

Entwerfen und Berechnen der Dampfturbinen

mit besonderer Berücksichtigung der Überdruckturbine
einschließlich der Berechnung von Oberflächen-
kondensatoren und Schiffsschrauben

von

John Morrow, M. Sc., D. Eng.

Lecturer in Engineering, Armstrong College, Newcastle-on-Tyne

Autorisierte deutsche Ausgabe

von

Dipl.-Ing. **Carl Kisker**

Mit 187 Textfiguren und 3 Tafeln



Berlin

Verlag von **Julius Springer**

1914

ISBN-13:978-3-642-89348-3 e-ISBN-13:978-3-642-91204-7
DOI: 10.1007/978-3-642-91204-7
Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1914

Vorwort des Verfassers.

Vorliegendes Buch soll ein Handbuch für Berechnungsingenieure, Konstrukteure und Studierende sein. Es behandelt in der Hauptsache, wenn auch nicht ausschließlich, die Überdruck-Dampfturbine. In den meisten Büchern über Dampfturbinen ist der Leser gezwungen, sich mit der etwas schwierigen Theorie der Dampfströmung durch Düsen zu befassen, ehe er zu den speziell die Überdruckturbine behandelnden Kapiteln kommt. In diesem Buche wird die Konstruktion der Düsen im 20. Kapitel behandelt, und bis dahin hat der Leser im Gebrauch des Entropie-Diagramm und anderer Tafeln Übung bekommen.

Bei einer erst kürzlich entstandenen Maschinenart bestehen stets große Meinungsverschiedenheiten über die relative Bedeutung ihrer einzelnen Entwicklungsstadien. Dem Titel dieses Buches entsprechend ist nur alles das darin aufgenommen worden, was für den Konstrukteur besonders wertvoll ist; nichtsdestoweniger sind hierin die elementaren wissenschaftlichen Grundlagen einbegriffen, auf denen sich ein systematisches Konstruieren aufbaut.

Eine geschichtliche Einleitung wurde weggelassen; den Verfahren der Werkstättenbearbeitung sowie untergeordneten Konstruktions-einzelheiten wurde nur wenig Beachtung geschenkt. Der Verfasser hofft, daß die von Entropie und Wärmelehre handelnden Kapitel für praktische Ingenieure besonders verständlich geschrieben sind. Die einzelnen Abschnitten vorgesetzten Sternchen sollen andeuten, daß man diese beim erstmaligen Lesen weglassen kann. Desgleichen können dieselben von solchen Lesern weggelassen werden, die, ohne den Faden für das Folgende zu verlieren, das Buch nicht bis in seine Einzelheiten verfolgen wollen.

Besondere Kapitel über Zwischengetriebe, Wärmespeicher in Verbindung mit Abdampfturbinen, Kondensatoren und Propeller sind eingefügt worden, und außerdem wurde die Konstruktion von Druckstufen für die Hochdruckteile von Überdruckturbinen besonders berücksichtigt.

Der Abschnitt über Propeller beabsichtigt keineswegs eine erschöpfende Behandlung dieses Gegenstandes zu geben. Klarheit und Einfachheit wurde in jedem Falle angestrebt.

Die Konstruktionsmethode der Kondensatoren wurde von Prof. R. L. Weighton empfohlen, und Kapitel 19 ist fast gänzlich auf Grund von diesbezüglichen Unterlagen entstanden, die dem Verfasser gütigst zur Verfügung gestellt wurden.

Die Kapitel über Beanspruchungen bilden vermutlich einen nützlichen Teil dieses Buches. Die verschiedenen Resultate, die erhalten wurden, haben sich durch Vergleich mit ausgeführten Turbinen neuester Konstruktion als richtig erwiesen.

Diejenigen Leser, die Vorkenntnisse in Wärmelehre haben, will ich durch folgende Erklärung der Behandlung nicht umkehrbarer Prozesse vor etwaiger Verwirrung bewahren. In der Literatur sind zwei verschiedene Erklärungsweisen dieses Gegenstandes gebräuchlich. Sie sind so einfach, daß man hier nur auf die Unterschiede zwischen beiden einzugehen braucht.

1. Nach der ersten Methode ist ein adiabatischer Vorgang ein solcher, bei dem keine Wärme von außen zugeführt wird. Wenn Wärme innerhalb eines oder mehrerer Körper erzeugt wird (z. B. durch Reibung) unter der Voraussetzung, daß der Vorgang adiabatisch verläuft, dann haben wir es mit einem „nicht umkehrbaren adiabatischen“ Vorgang zu tun. Ist ΔQ eine unendlich kleine Wärmemenge, die einem System (bei der Temperatur T) von außen zugeführt wird, dann gilt in einem geschlossenen umkehrbaren Kreisprozeß: $\int \frac{dQ}{T} = 0$ für den ganzen Kreisprozeß. Ist hingegen irgend einer der aufeinanderfolgenden Vorgänge nicht umkehrbar, so gilt $\int \frac{dQ}{T} < 0$. Die Entropiezunahme wird dann gewöhnlich definiert als Zuwachs an verlorener (nicht nutzbarer) Arbeit, dividiert durch die niedrigste nutzbare (verfügbare) Temperatur, die durch die Umgebung bedingt ist. Die Entropiezunahme während einer nicht umkehrbaren Zustandsänderung von dem Zustand A nach B wird ausgedrückt als Zunahme, die stattgefunden haben würde, wenn die Zustandsänderung von A nach B in einer Anzahl aufeinanderfolgender umkehrbarer Zustandsänderungen stattgefunden hätte.

2. Nach der zweiten Methode stellt dQ die Wärmemenge dar, die von einem Körper entweder von außen (z. B. durch die Wandungen) aufgenommen oder innerhalb des Körpers selbst (z. B. durch Reibung usw.) erzeugt wurde. Wenn keine solche Wärmezufuhr (oder Abfuhr) stattfindet, so ist der Vorgang ein adiabatischer. Der Ausdruck „nicht umkehrbarer Prozeß“ wird dann nicht gebraucht. Mit anderen Worten, adiabatisch und isentropisch ist gleichbedeutend. Die Entropiezunahme infolge der Zufuhr einer Wärmemenge ΔQ

wird dann definiert als $\frac{\Delta Q}{T}$, und die totale Entropiezunahme während eines Vorganges ist $\int \frac{dQ}{T}$, indem die Integration dem wirklichen Vorgange genau entspricht. In diesem Falle gilt

$$\int \frac{dQ}{T} = 0$$

für einen in sich geschlossenen Kreisprozeß, gleichgültig ob er umkehrbar ist oder nicht. Diese Erklärungsmethoden sind gleich rationell und exakt und führen zu denselben Schlußfolgerungen; in den obigen Darlegungen sind chemische oder elektrische Vorgänge nicht berücksichtigt worden. Zwischen beiden Erklärungen der Entropie besteht kein Unterschied.

Die zweite Methode hat sich als besonders geeignet für die Vorgänge in der Dampfturbine ergeben.

Ein anderer erwähnenswerter Punkt ist die Energie des Dampfes. In einer Turbinenanlage ist die Dampfströmung vom Dampfkessel durch die Turbine bis zum Kondensator eine kontinuierliche. Kein Teil des Dampfes ist deshalb zu irgend einer Zeit von dem übrigen Dampf getrennt. Der Dampf leistet fortgesetzt Arbeit vermöge der Arbeit, die ihm durch ständige neue Dampfbildung im Kessel zugeführt wird. Man ist übereingekommen, diese Fähigkeit Arbeit zu leisten (Kapazität) als eine Art von Energie anzusehen. Damit ist ein beträchtlicher Vorteil erreicht; denn somit ist die totale Arbeit des Dampfes schließlich seinem Wärmeinhalt gleich, vorausgesetzt nur, daß beide in den gleichen Maßeinheiten ausgedrückt werden.

Der Verfasser beabsichtigt an dieser Stelle allen denen zu danken, die ihn hinsichtlich der Vorbereitung dieses Buches unterstützt haben und besonders denen, die sich die große Mühe machten, eine Menge von Konstruktionszeichnungen und Diagrammen anzufertigen, die für die Herstellung der Figuren verwendet wurden. Er ist auch denjenigen Firmen zu großem Danke verpflichtet, die ihn mit Einzelheiten ihrer Konstruktionen unterstützten; die Herkunft derselben wurde jeweilig im Text vermerkt. Ausgiebiger Gebrauch wurde von den ersten technischen Zeitschriften gemacht, und der Verfasser empfiehlt besonders ein Studium der Aufsätze über „Dampfturbinen“ in den Zeitschriften „Engineering“ und „The Engineer“. Die Konstruktionsmethode von Mr. H. M. Martin ist besonders interessant.¹⁾

Zuletzt bleibt mir noch übrig Herrn Prof. W. McF. Orr, M. A., F. R. S., für seine große Unterstützung beim Lesen der Korrektur-

¹⁾ Siehe eine Reihe von Veröffentlichungen im „Engineering“, beginnend 25. August 1911 S. 245.

bogen sowie für manche wertvolle Anregung zur Verbesserung des Textes zu danken.

Der Verfasser weiß, daß in einem Werke, das erst kürzlich in der Technik Entstandenes behandelt, Irrtümer in bezug auf Ansicht und fehlerhafte Einzelheiten gefunden werden können, und er wird deshalb irgendwelche Verbesserungen oder Anregungen seiner Leser stets willkommen heißen.

Newcastle-upon-Tyne, September 1911.

J. M.

Vorwort des Übersetzers.

Gegenüber dem staunenswerten Aufschwung, den die Entwicklung der Dampfturbinen aller Systeme innerhalb der letzten Jahre aufzuweisen hat, ist die einschlägige Literatur entschieden im Rückstand geblieben. Um hier einem Bedürfnis nach der konstruktiv-praktischen Seite abzuhelpen, habe ich auf Anregung des Verlages von Julius Springer diese Übersetzung unternommen. Ich will hoffen, daß besonders dem praktischen Ingenieur dieses Buch eine willkommene Hilfe bieten wird, und allen denen, die sich ohne große Vorkenntnisse der technischen Wärmelehre schnell in das Gebiet der Berechnung und Projektierung von stationären oder Schiffs-Turbinenanlagen einarbeiten wollen.

Im großen und ganzen war ich bemüht, mich streng an das englische Original zu halten. Einige Kapitel, wie die über Turbinen für Sonderzwecke, Wärmespeicher, Labyrinthdichtungen, Regler, Schiffsanlagen, Übersetzungsgetriebe und Gleichdruckturbinen erfuhren eine geringe Erweiterung entsprechend den neuesten Fortschritten auf diesen Gebieten. Für jegliche Verbesserungsvorschläge, Berichtigungen von Irrtümern, sowie Ansichten über verschiedene neuartige Berechnungen werde ich jedem, den dieses Buch interessiert, dankbar sein. Möge es seinen Zweck voll und ganz erfüllen.

Kattowitz O.-Schl., im Dezember 1913.

Kisker.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
1. Kapitel: Allgemeine Beschreibung von Überdruckturbinen	1
1. Einleitung. — 2. Erklärung einer Dampfturbine. — 3. Axiale und radiale Dampfströmung. — 4. Notwendigkeit zunehmender Durchmesser. — 5. Die Turbine für elektrischen Antrieb. — 6. Schiffsturbinen. — 7. Einzelheiten der Schiffsturbine. — 8. Genauere Beschreibung der Landturbine: Parsons-Turbine. — 9. Der Weg des Dampfes in der Parsons-Landturbine. — 10. Stopfbüchsen und Ausgleichkolben. — 11. Schmierung. — 12. Brown-Boveri-Turbine. — 13. Zweizylinder-Verbundturbinen. — 14. Einzelbeschreibung der Parsons-Schiffsturbine. — 15. Einzelheiten der Parsons-Schiffsturbinen. — 16. Turbinen für Kriegsschiffe. — 17. Material. — 18. Hauptunterschiede zwischen Land- und Schiffsturbinen.	
2. Kapitel: Theoretische Grundlagen	24
1. Energie des Dampfes. — 2. Die treibende Kraft in der Turbine. — 3. Maßnahmen zur Erreichung einer Geschwindigkeitszunahme. — 4. Der Satz vom Antrieb. — 5. Druck auf die Schaufeln und geleistete Arbeit. — 6. Spezifische Arbeit des Dampfes. — 7. Beziehung zwischen Wärmeinheit und Meterkilogramm. — 8. Energieumsetzung in der Turbine. — 9. Der Satz von der Erhaltung der Energie. — 10. Die der Dampfturbine zugeführte Energie. — 11. Geschwindigkeitszuwachs auf Kosten des Wärmegefälles. — 12. Dampferzeugung, Gesamtwärme. — 13. Eingehendere Betrachtung der Gesamtwärme des Dampfes. — 14. Nasser und überhitzter Dampf. — 15. Nutzbarkeit der Wärmeenergie. — 16. Differenz zwischen der zugeführten Wärmemenge und ihrem nutzbaren Anteil. — 17. Man kann sich über die Identität irgendwelcher Anteile der Gesamtwärme keine Rechenschaft geben. — 18. Systeme, die vollkommenen Kreisprozessen gleichwertig sind. — 19. „Wertigkeit“ der Wärmeenergie. — 20. Beweggründe für die Einführung der „Wertigkeit“ der Energie des Dampfes. — 21. Relativgeschwindigkeit. — 22. Bestimmung der Zunahme der Relativgeschwindigkeit aus dem Wärmegefälle. — 23. Unterschied zwischen Gleichdruck- und Überdruckturbinen. — 24. Definition einer Stufe.	
3. Kapitel: PV- und TS-Diagramme	43
1. Expansionskurven. PV-Kurve für trocken gesättigten Dampf. — 2. Kurve für adiabatische Expansion. — 3. Berechnung einer Expansionskurve. — 4. Graphische Konstruktion der Expansionskurven. — 5. Beweis der vorhergehenden Konstruktion. — 6. Angenäherter Ausdruck für die geleistete Arbeit. — 7. Energie des Dampfes auf Grund obigen Ausdruckes. — 8. Temperatur-Entropiediagramm. — 9. Entropie. — 10. Entropie des Wassers. — 11. Entropie des Dampfes. — 12. Nullpunkt der Entropie. — 13. Entropie überhitzten Wasserdampfes. — 14. Formel für die Entropie überhitzten Wasserdampfes. — 15. Wärmemengen im Entropiediagramm. — 16. Abmessungen im Entropiediagramm. — 17. Entropie des Naßdampfes. — 18. Adiabatische Expansion. — 19. Gleichung der Adiabate.	

	Seite
4. Kapitel: Gebrauch des Entropiediagramms für die Berechnung von Dampfturbinen	58
1. Kreisprozeß von Clausius-Rankine. — 2. Entropiediagramm des Kreisprozesses von Clausius. — 3. Wirkungsgrad. — 4. Kreisprozeß bei Anwendung überhitzten Dampfes. — 5. Beispiel. — 6. Berechnung des thermischen Wirkungsgrades des Prozesses. — 7. Wertigkeit der Energie hinsichtlich der Umwandlung in mechanische Arbeit. — 8. Ausdruck für den ausnutzbaren Teil der Wärme. — 9. Einfluß der inneren Reibung. — 10. Einfluß der Dampfreibung auf das Entropiediagramm. — 11. Einfluß der Reibung auf den Wirkungsgrad. — 12. Annäherungsgleichung der Expansionslinie. — 13. Andere Verlustquellen. Stoßverlust. — 14. Spaltverluste über die freien Schaufelenden hin. — 15. Dampfverluste durch den Spalt über den freien Enden der Leitschaufeln. — 16. Berechnung der Entropiezunahme infolge der Spaltverluste. — 17. Zusammenfassung aller Verluste. — 18. Volumenkurve und Kurve des Wärmegefälles im Entropiediagramm. — 19. Teilung in Expansionsstufen. — 20. Thermodynamik des Drosselventils. — 21. Drosselvorgang im Entropiediagramm. — 22. Beispiel. — 23. Kurven konstanten Wärmehalts.	
5. Kapitel: Allgemeine Umriss der Berechnung	78
1. Ausgangswerte. — 2. Drehzahlen. — 3. Drehzahl und Frequenz von Wechselstromgeneratoren. — 4. Dampfverbrauch. — 5. Dampfverbrauch von Turbogeneratoren. — 6. Abschätzung des Dampfverbrauchs aus dem thermodynamischen Wirkungsgrad. — 7. Thermodynamischer Wirkungsgrad der Landturbinen. — 8. Schaufelformen. — 9. Schaufelbreite, Schaufelteilung und Schaufelgewicht. — 10. Veränderung des Austrittswinkels. — 11. Dampf- und Schaufelgeschwindigkeiten. — 12. Bestimmung von c_1 und u . — 13. Wahl der Umfangsgeschwindigkeit u . — 14. Mittelwerte für $\frac{u}{c_1}$. — 15. Schaufellänge in der ersten Expansionsstufe. — 16. Verengungszahl. — 17. Beispiele. — 18. Aufteilung der Leistung auf die einzelnen Teile der Turbine. — 19. Zweizylinder-Landturbinen. — 20. Leistungsverteilung bei Schiffsturbinen. — 21. Einfluß der verschiedenen Wirkungsgrade bei zwei Turbinen. — 22. Leistungsaufteilung unter drei Turbinen. — 23. Anzahl der Expansionsstufen. — 24. Teilung in Expansionsstufen. — 25. Schaufellängen. — 26. Anzahl der Stufen. — 27. Formeln für schnelle und angenäherte Berechnung.	
6. Kapitel: Überdruckturbinen	105
1. Zweck des Kapitels. — 2. Beziehung zwischen Schaufelhöhe und Rotordurchmesser. — 3. Geschwindigkeitsdiagramm für den Reaktionsgrad $\frac{1}{2}$. — 4. Die an das Laufrad abgegebene Arbeit. — 5. Zusammenstellung aller vier Ausdrücke. — 6. Beziehung zwischen Stufenzahl und Umfangsgeschwindigkeit. — 7. Anwendung der Formel für die Stufenzahl. — 8. Weitere Anwendung dieser Formel. — 9. Normale, halb aufgedrehte und ganz aufgedrehte Beschaufelungen. — 10. Austrittswinkel für halb und ganz aufgedrehte Beschaufelungen. — 11. Die in halb und ganz aufgedrehten Beschaufelungen geleistete Arbeit. — 12. Berücksichtigung der kinetischen Energie beim Austritt aus der letzten Schaufelreihe. — 13. Dampfgeschwindigkeit. — 14. Die Dampfgeschwindigkeit in Beziehung zur Energiegleichung. — 15. Dieselbe Rechnung mit veränderlichem u . — 16. Konstante Eintrittsspannung und veränderliche Umdrehungszahl. — 17. Wirkung größerer Dampfgeschwindigkeiten. — 18. Marschturbinen. — 19. Beispiele. — 20. H.-D.- und M.-D.-Marschturbinen. — 21. Korrektion des Wirkungsgrades. — 22. Marschturbinen für weitere Verringerung der Geschwindigkeit. Grenzen für Gewicht und Raumbedarf der Turbinen. — 23. Verringerte	

Wirtschaftlichkeit bei kleineren Werten für C . — 24. Rückwärtsturbinen. — 25. Ähnliche Turbinen.	
7. Kapitel: Berechnung der Schiffsturbinen	126
1. Gegebene Ausgangswerte. — 2. Entwurf des Entropiediagramms. — 3. Teilung in H.-D.- und N.-D.-Turbine und Zerlegung in Expansionsstufen. — 4. Spezifisches Dampfvolumen innerhalb jeder Expansionsstufe. — 5. Dampf- und Schaufelgeschwindigkeiten. — 6. Trommeldurchmesser und Schaufelhöhen. — 7. „Aufgedrehte“ Beschaufelungen. — 8. Anzahl der Schaufelreihen. — 9. Zweites Beispiel. N.-D.-Schiffsturbine. — 10. Drittes Beispiel einer Schiffsturbine. — 11. — 12. — 13. Viertes Berechnungsbeispiel einer Schiffsturbine. — 14. Geschwindigkeiten und Schaufelhöhen. — 15. — 16. Stufenzahl. — 17. — 18. Bemerkungen zu dieser Berechnungsmethode.	
8. Kapitel: Wärmediagramme	144
1. Allgemeine Grundsätze. — 2. Verschiedene Arten von Diagrammen. — 3. Übergang von einem Diagramm zum andern. — 4. Temperatur-Entropiediagramme. — 5. Sankeys Wärmediagramm. — 6. Das Diagramm von Mollier. — 7. Beispiele für ausgeführte JS-Diagramme. — 8. Fosters Wärmediagramme. — 9. Wärmeinhalt-Druckdiagramm. — 10. Wärmeinhalt-Volumendiagramm. — 11. JV-Diagramm für einen bestimmten thermodynamischen Wirkungsgrad. — 12. — 13. — 14. Rechnungsbeispiel für eine 1000 KW-Turbine.	
9. Kapitel: Turbine für Sonderzwecke. Wärmespeicher. Kombinierte Anlagen von Kolbenmaschinen und Dampfturbinen	158
1. Erklärung besonderer Arten von Dampfturbinen. — 2. Verwendung von Abdampfturbinen. — 3. Wärmespeicher. — 4. Wirkungsweise des Wärmespeichers. — 5. Temperaturerhöhung im Wärmespeicher. — 6. Fassungsvermögen des Wärmespeichers. — 7. Einfluß der Unterbrechungspausen in der Dampfzuführung. — 8. Praktische Angaben. — 9. Der Wärmespeicher von Rateau. — 10. Der Zweikammer-Wärmespeicher von Rateau. — 11. Der Wärmespeicher von Morison. — 12. Andere Arten von Wärmespeichern. — 13. Wasserströmung und Schnelligkeit des Aufspeicherungs Vorganges. — 14. Abdampfspeicher, Bauart Balke-Harlé. — 15. Zweidruckturbinen. — 16. Turbinen mit Zwischendampfentnahme („Anzapfturbinen“). — 17. Abdampfturbinen und Versuchsergebnisse derselben. — 18. Kombinierte Anlagen für Schiffe. — 19. Praktische Ausführung in solchen Fällen. — 20. Der englische Dampfer „Otaki“. — 21. Die Ozeandampfer „Laurentic“, „Olympic“ und „Titanic“. — 22. Gemischte Vierwellenanlagen.	
10. Kapitel: Einzelheiten der Turbinen, Zylinder, Flanschen usw.	183
1. Sicherheitsventile und Wasserdruckprüfungen. — 2. Dampftringräume. — 3. Wandstärke der Dampftringräume. — 4. Wandstärke des Zylindermantels. — 5. Zylinder der Entlastungskolben. — 6. Zylinderflanschen. — 7. Rippen. — 8. Wülste. — 9. Innere Rippen. — 10. Flanschenverbindungen. — 11. — 12. Zylinderdurchmesser und Bolzenentfernung. — 13. — 14. Bolzenentfernung und Flanschenstärke. — 15. Abdrückschrauben. — 16. Einzelheiten der Entlastungszyylinder. — 17. Dampfeintritts- und Auspuffstützen. — 18. Zylinderenden. — 19. Zylindereinzelheiten.	
11. Kapitel: Trommeln und Rotorteile	198
1. Festigkeit der Trommel. — 2. Beanspruchung durch die Fliehkraft. — 3. Annäherungsrechnung der Beanspruchung durch die Fliehkraft. — 4. Druckbeanspruchung der Trommel. — 5. Druckbeanspruchung der Trommel von Landturbinen. — 6. Knickbeanspruchung der Trommel. — 7. Hauptbeanspruchungen im Material der Trommel. — 8. Berechnung der Hauptbeanspruchungen der Trommel. — 9. Durchbiegung der Trommel und andere Beanspruchungen. — 10. Beanspruchungen der	

	Seite
Welle. — 11. Laufwellen. — 12. Turbinenwelle. — 13. Biegungsbeanspruchungen. — 14. Durchbiegung der Turbinenwelle. — 15. Entlastungskolben. — 16. Radsterne. — 17. Abmessungen der Radsterne. — 18. Armstärke des Radsterns. — 19. Hohle Arme. — 20. Beanspruchung der Arme durch den Propellerschub. — 21. Verbindung der Vorwärts- und Rückwärtstrommeln. — 22. Biegungsbeanspruchung des Verbindungsringes. — 23. Verbindung von Trommel, Radstern und Welle. — 24. Stärke der Schrauben. — 25. Schaufelbefestigungen und Schaufelformen. — 26. Verbindung der rotierenden Teile bei Landturbinen. — 27. Ausdehnung der rotierenden Teile von Marschturbinen. — 28. Kupplungen. — 29. Kupplungsbolzen. — 30. Ringkupplung. — 31. Biegsame Kupplungen. — 32. Biegsame Gleitkupplungen. — 33. Keile und Federn. — 34. Die Kupplung von Gebr. Stork. — 35. Drehvorrichtung. — 36. Kritische Umlaufzahl der Turbinenwelle. — 37. Beanspruchung dünner rotierender Scheiben.	
12. Kapitel: Traglager, Drucklager, Nachstellvorrichtung und Stopfbüchsen	232
1. Traglager. — 2. Praktische Formeln und Beispiele. — 3. Lager- schalen. — 4. Ölleitbleche. — 5. Elastische Hülsenlager. — 6. Reibungs- wärme der Traglager. — 7. Abführung der Lagerwärme. — 8. Druck- lager. — 9. Bemessung der Ringe und Käme. — 10. Schultern des Drucklagers. — 11. Einstellung des Drucklagers. — 12. Nachstellvor- richtung. — 13. Schneckengetriebe zur Einstellung des Läufers von Schiffsturbinen. — 14. Festkeilung des Drucklagers. — 15. Getriebe zur Bewegung des Turbinenläufers. — 16. Drucklager für Landturbinen. — 17. Mikrometer-Stichmaß. — 18. „Fingerplate“-Meßvorrichtung. — 19. Turbinen-Stopfbüchsen. — 20. Labyrinthpackung für Stopfbüchsen. — 21. Stopfbüchsen mit zwei oder drei Taschen. — 22. Stopfbüchsen für Landturbinen. — 23. Anzahl und Abmessungen der Stopfbüchsenringe. — 24. Stopfbüchsen-Dichtungstreifen für radialen Spalt. — 25. Bolzen und Flanschen für Stopfbüchsen. — 26. Stopfbüchsen mit Wasser- abdichtung. — 27. Kohlenringstopfbüchsen.	
13. Kapitel: Entlastungs- und Ausgleichkolben. Theorie der Labyrinthdichtung	261
1. Enddruck auf den Turbinenläufer. — 2. Vereinfachte Berechnung des Enddruckes. — 3. Annäherungswert zwecks Vereinfachung. — 4. Ausgleichkolben. — 5. Zweite Ausgleichmethode. — 6. Dritte Aus- gleichmethode. — 7. Entlastungskolben von Schiffsturbinen. — 8. Laby- rinthdichtungen für Entlastungs- und Ausgleichkolben. — 9. Berück- sichtigung der Ausdehnung der Dichtungstreifen. — 10. Anzahl und Abmessungen der Dichtungsringe. — 11. Theorie der Labyrinthdichtung.	
14. Kapitel: Regler und Ventile	277
1. Funktion des Reglers. — 2. Regelung der Dampfzufuhr. — 3. — 4. Drosselregler. — 5. Regelung bei Zwischenschaltung eines Kraftgetriebes. — 6. Periodische Abschlußregler. — 7. Wirkungsweise der Regelung bei Belastungsänderung. — 8. Regelung der Brown-Boveri-Parsonsturbine. — 9. Schwungradwirkung der Turbine. — 10. Einwirkung der Regelung auf den Wirkungsgrad. — 11. Ventile. — 12. Zweidrucksteuerungen. — 13. Ventilanordnungen bei Schiffsturbinen. — 14. Ventilanordnungen für Vierwellenschiffe. — 15. Ventilanordnung für Dreiwellenschiffe mit Marschturbinen. — 16. Ausdehnungsstücke und Dampfsiebe. — 17. Wechselventile. — 18. Berechnung der Ventilfeuern und des Dampf- überdruckes auf das Ventil.	
15. Kapitel: Schiffsturbinen: Allgemeine Betrachtungen und Beispiele 300	
1. Grundsätzliche Forderungen. — 2. Allgemeine Anordnung der Maschinenanlage. — 3. Dreiwellen-Torpedobootzerstörer. — 4. Bemerk- ungen über die Anlagen im allgemeinen. — 5. Aktionsradius. —	

6. Beispiel. — 7. Aktionsradius der englischen Kreuzer „Amethyst“ und „Topaze“. — 8. Betrieb mit Zuführung von Hilfsmaschinenabdampf in die Hauptturbinen bei Kriegsschiffen. — 9. Verwendungsarten des Hilfsmaschinenabdampfes. — 10. Der durch die verschiedenen Systeme bedingte Dampfverbrauch. — 11. Der kleine Kreuzer „Lübeck“ der deutschen Kriegsmarine. — 12. Das englische Großkampfschiff „Dreadnought“. — 13. Betrieb der Turbinen des „Dreadnought“ ohne und mit Hilfsmaschinenabdampf. — 14. Der amerikanische kleine Kreuzer „Chester“. — 15. Die englischen Turbinenschnelldampfer „Lusitania“ und „Mauretania“. — 16. Spannungsabnahme in jeder Expansionsstufe. — 17. Neuere Erfahrungen der amerikanischen Marine mit Linienschiffen. — 18. Neuere Turbinenschiffe der deutschen Kriegsmarine. — 19. Torsionsindikatoren.
16. Kapitel: **Berechnung der Schraubenpropeller für Turbinenschiffe** . . . 324
 1. Verbindung von Turbine und Propeller. — 2. Slip und Vorstrom. — 3. — 4. Kavitation. — 5. — 6. Schiffswiderstand. — 7. Beziehung zwischen Schub und Drehzahl. — 8. — 9. — 10. — 11. Rechnungsmethode. — 12. Geschwindigkeit der Flügelenden. — 13. Wirkungsgrad. — 14. Die „analytische“ Steigung der Schraube. — 15. Slip und Wirkungsgrad. — 16. — 17. Übersichtliche Zusammenfassung der Propellerberechnung. — 18. Fortbewegungskoeffizient. — 19. Ähnlichkeitsgesetz. — 20. Nützliche Formeln.
17. Kapitel: **Übersetzungsgetriebe für den Schiffsantrieb mit Turbinen** 344
 1. Verschiedene Arten von Übersetzungsgetrieben. — 2. Notwendigkeit des Übersetzungsgetriebes. — 3. Mechanische Übersetzungsgetriebe. — 4. Wirkungsgrad und geräuschloses Arbeiten. — 5. Allgemeine Beziehungen und Abmessungen von Zahnrädern. — 6. Stirnräder mit schrägen Zähnen (Pfeilräder). — 7. Evolventen-Verzahnung. — 8. Eingriffbogen. — 9. Anzahl der in gleichzeitigem Eingriff befindlichen Zähne. — 10. Kopf- und Fußkreis. — 11. Länge der Eingriffstrecke. — 12. Beziehung zwischen der zu übertragenden Leistung und dem Zahn- druck. — 13. Beispiel für ein mechanisches Zwischengetriebe. — 14. Versuchsergebnisse des „Vespasian“. — 15. Die Kanaldampfer „Normannia“ und „Hantonia“. — 16. Der Turbinenfrachtdampfer „Cairnross“. — 17. Übersetzungsgetriebe von Melville-Macalpine. — 18. Ausführungsbeispiele des Übersetzungsgetriebes von Melville-Macalpine. — 19. Weitere Verwendungsarten für mechanische Übersetzungsgetriebe. — 20. Hydraulische Übersetzungsgetriebe. — 21. Versuche mit dem Transformator. — 22. Vorteile des Transformators. — 23. Vergleich des Zahnradgetriebes mit dem Transformator. — 24. Übersetzung auf elektrischem Wege. — 25. Der amerikanische Flottenkohlendampfer „Jupiter“. — 26. Vorteile der elektrischen Kraftübertragung.
18. Kapitel: **Allgemeine Grundlagen der Oberflächenkondensation** . . . 374
 1. Bedeutung eines hohen Unterdruckes. — 2. Die verschiedenen Arten der Kondensation. — 3. Hilfsmaschinen für Kondensation. — 4. Parsons-Vakuummehrer und die kinetische Luftpumpe. — 5. Allgemeines über Luftpumpen. — 6. Dampfbildung im luftleeren Raum. — 7. Kondensierung von Dämpfen im luftleeren Raum — Überhitzung. — 8. Verdampfung und Kondensierung bei Anwesenheit von Luft. — 9. Mischungen von Gasen und Dämpfen. — 10. Wirkungsweise des Kondensators bei Abwesenheit von Luft. — 11. Oberflächenkondensation bei Anwesenheit von Luft. — 12. Einfluß der Größe der Luftpumpe auf den Temperaturabfall und die Luftdichte im Kondensator. — 13. Einfluß der Luft auf die Wärmeabführung und Kondensierung. — 14. Kondensat-Gleichgewichtszustand der Temperaturen. — 15. Ent- stehende Nachteile, wenn das Kondensat nicht sofort nach seiner Bil- dung abgepumpt wird. — 16. Einfluß auf das Kühlwasser. — 17. Gegen- seitige Einwirkung des Kühlwassers und der Luftpumpe aufeinander.

	Seite
— 18. Einfluß der Luftmenge im Abdampf. — 19. Erklärung der Kurven.	
— 20. Einfluß der Luft auf die Kondensatmenge. — 21. Höchstgrenze für die abzusaugende Luftmenge. — 22. Literaturangabe.	
19. Kapitel: Die Berechnung des Kondensators	398
1. Allgemeines über Kondensatoranlagen. — 2. Hilfsmaschinenabdampf.	
— 3. Luftpumpen. — 4. Fördermenge der Luftpumpe. — 5. Allgemeine Anordnung des Dampfraumes im Kondensator. — 6. Erläuterungen an praktischen Ausführungen. — 7. Bezeichnungen. — 8. Häufig vorkommende Verhältniszahlen. — 9. Geometrische Beziehungen. — 10. Formel für die gegenseitige Beziehung der Verhältniszahlen. — 11. Gleichung für den Wärmeübergang. — 12. Berechnungsgang. — 13. Schätzung der Temperaturdifferenz zwischen Dampf- und Kühlwasseraustritt. — 14. Nähere Betrachtung der durch Veränderung einer Größe bewirkten Vorgänge. — 15. Ermittlung der Kühlwassermenge auf 1 kg Dampf. — 16. Kühlfläche auf 1 PS Maschinenleistung. — 17. Wärmedurchgangskoeffizient.	
20. Kapitel: Mündungen und Düsen	415
1. Strömung des Dampfes durch Düsen. — 2. Beispiel für adiabatische Strömung. — 3. Konvergente Düse. — 4. Divergente Düse. — 5. Engster Querschnitt der Düse. — 6. Querschnitt für eine gegebene Ausflußmenge. — 7. — 8. Formeln für die Berechnung von Düsen. — 9. Theorie der Mündungen und Düsen. — 10. — 11. — 12. Mündungen und Düsen für kleine Druckunterschiede.	
21. Kapitel: Gleichdruckturbinen	427
1. Wesen der Gleichdruckturbinen. — 2. Mehrfache Druckabstufung. — 3. Mehrfache Geschwindigkeitsabstufung. — 4. Aufgabe der verschiedenen Teile einer Gleichdruckturbinen. — 5. Beispiel. — 6. Die einstufige Gleichdruckturbinen — De Laval-Turbinen. — 7. Bedingung für „stoßfreien Eintritt“. — 8. Kraftwirkung auf die Laufschaufeln und geleistete Arbeit. — 9. Leistung in PS, Dampfverbrauch und kinetischer Wirkungsgrad. — 10. Beziehung zwischen Schaufel- und Dampfgeschwindigkeiten. — 11. — 12. Curtis-Turbinen. — 13. — 14. Düsen und Schaufeln. — 15. Schaufelwinkel. — 16. — 17. Schaufelwinkel und Schaufelgeschwindigkeiten bei Berücksichtigung der Reibung. — 18. Curtis-Schiffsturbinen. — 19. Aufteilung in Expansionsstufen. — 20. — 21. Die kombinierte Gleichdruck-Überdruckturbinen.	
Anhang: Die Geometrie des Schraubenpropellers	447
1. Form der Schraubenflügel. — 2. Abgewinkelte Fläche und Projektionsfläche. — 3. Geometrie der Schraube. — 4. — 5. Betrachtung eines Flügels von gegebener Form. — 6. — 7. Konstruktion der abgewinkelten Fläche. — 8. Konstruktion der wahren Flügelform und Fläche. — 9. Gewöhnliche angenäherte Konstruktion der wahren Flügelform und Fläche. — 10. Breitflügelige Modellschrauben nach Froude. — 11. — 12. Flügelbreitenverhältnis und Kreisflächenverhältnis.	

1. Kapitel.

Allgemeine Beschreibung von Überdruckturbinen.

1. Einleitung.

Die Dampfturbine kann von verschiedenen Gesichtspunkten aus betrachtet werden, je nachdem man diese entweder von der kaufmännischen Seite oder bezüglich der eigentlichen Konstruktions-einzelheiten, wie sie in diesem Werke den Gegenstand der Erörterung bilden, beurteilt.

Der geschichtliche Rückblick ist sehr interessant, und besonders wertvoll ist, zu verfolgen, wie sich die Dampfturbine aus der Wasserturbine entwickelt hat; jedoch muß man dazu auf andere Abhandlungen zurückgreifen.

Selbst ein kurzer Bericht über das früher erschienene Werk von Sir Charles A. Parsons kann hier nicht gegeben werden. Wir müssen uns mit der bloßen Tatsache zufrieden geben, daß er angesichts der größten Schwierigkeiten eine große Umwälzung in die Konstruktion der Dampfschnelläufer gebracht und damit der Technik einen Dienst erwiesen hat, der alles, was seit Watts Zeiten in Verbindung mit Dampfverwertung gebracht werden kann, an Bedeutung übertrifft.

Die erste Dampfturbine von Parsons hat zusammen mit der „Rocket“ und anderen historischen Maschinen einen Ehrenplatz im Kensington Museum in London erhalten.

2. Erklärung einer Dampfturbine.

Die Parsonsturbine besteht im wesentlichen aus einer Reihe mit Schaufeln besetzter Räder, von denen abwechselnd das eine feststeht und das andere beweglich ist. Die allgemeine Anordnung ist hier-nach bekannt und bedarf nur noch kurzer Beschreibung. Die beweglichen Schaufeln oder „Laufschaufeln“ sind auf der Trommel oder dem „Läufer“ befestigt, der wiederum mit der Turbinenwelle fest verbunden ist. Die feststehenden oder „Leitschaufeln“ sind an dem Gehäuse befestigt. Fig. 1 gibt einen Schnitt durch die Achse der Turbine und Fig. 2 ein Schema der Schaufelanordnung.

Bei genauer Betrachtung der zweiten Figur sehen wir, daß die Geschwindigkeit des Dampfes beim Durchströmen jedes einzelnen

Schaufelkranzes nach Richtung und Größe Veränderungen erleidet. Diese Geschwindigkeitsänderung übt eine Kraft auf die Laufschaufeln aus und bringt so die Drehung der Welle hervor.

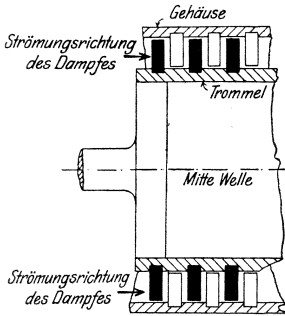


Fig. 1. Teilweiser Schnitt durch eine Dampfturbine.

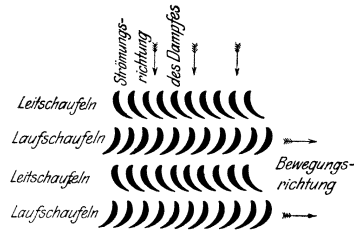


Fig. 2. Schema der Schaufelanordnung.

Wir können somit die Turbine als eine Kraftmaschine bezeichnen, in der die treibende Kraft durch beständige stufenweise Geschwindigkeitsänderung des arbeitenden Mittels in bezug auf Größe und Richtung erzeugt wird.

3. Axiale und radiale Dampfströmung.

In dem in Fig. 1 veranschaulichten Teil einer Turbine ist die Hauptrichtung des Dampfstromes axial oder parallel zur Wellenachse und deshalb wird die Turbine „Axialturbine“ genannt. Kurze Zeit wurden auch „Radialturbinen“ gebaut. Die beweglichen Schaufeln wurden auf einer Seite der auf der Welle sitzenden Räder oder Scheiben befestigt. Fünf bis sieben solcher Scheiben wurden angeordnet, und der Dampf ging beim Durchströmen der Schaufeln von der Mitte der Turbine nach ihrem Umfang; war er bis zum Rande der Scheibe gekommen, so wurde er nach der Mitte geleitet, von wo aus er auf die Schaufeln eines anderen Rades in gleicher Weise wirkte. Diese Turbine wurde Radialturbine genannt, weil die Hauptrichtung des Dampfes beim Durchströmen der Schaufeln eine radiale war. Feste und bewegliche Schaufelreihen in steter Abwechslung kamen bei dieser Type weniger vor; eine gewisse Schwierigkeit besteht aber bei einer solchen Maschine darin, daß man auf die durch die Ausdehnung des Metalles entstandenen Veränderungen und die dadurch bedingten Schaufelspiele Rücksicht nehmen muß. In dem Maße wie die Parsonsturbinen aufgenommen wurden, wurden die Radialturbinen verlassen.

4. Notwendigkeit zunehmender Durchmesser.

Liefert der Kessel genügend Dampf, um den Eintrittsdruck an der Hochdruckseite der Turbine konstant zu halten, und ist der

Kondensator in gleicher Weise imstande, ein konstantes Vakuum an der Niederdruckseite zu erzeugen, so haben wir einen ganz bestimmten Druckabfall des Dampfes, während er durch die Maschine hindurchströmt. Die Form der Schaufeln oder die Anzahl der Stufen haben keinen Einfluß auf die Begrenzung dieses totalen Druckgefälles. Andererseits wird das sekundlich hindurchgehende Dampfgewicht direkt von der Schaufelhöhe, Schaufelform, Anzahl der Stufen usw. beeinflußt. Gemäß dem Abfallen der Spannung expandiert der Dampf, und deshalb muß in einer Turbine von gleichbleibendem Durchmesser und gleicher Schaufellänge die Geschwindigkeit des Dampfes in dem Maße anwachsen, wie der Druck fällt.

Axialturbinen sind nach diesem Prinzip gebaut, arbeiten aber infolge des großen Geschwindigkeitsunterschiedes des Dampfes unwirtschaftlich. Da die Geschwindigkeit dem spezifischen Volumen direkt proportional ist, so würden wir leicht im Auspuffrohr eine Geschwindigkeit erhalten, die das Hundertfache von der im Eintrittsstutzen beträgt. Bei einer leistungsfähigen Turbine muß das Verhältnis der Dampfgeschwindigkeit zur Geschwindigkeit der Laufschaufeln innerhalb zuverlässiger Grenzen gehalten werden; und es ist gebräuchlich, dieses Verhältnis die ganze Länge der Turbine hindurch nahezu so konstant wie möglich zu halten.

Durch Vergrößerung der Schaufelhöhen gegen das Niederdruckende hin wird man die Dampfgeschwindigkeit etwas verringern können, was jedoch nicht ausreicht. Durch aufeinanderfolgende Vergrößerung der Trommeldurchmesser wird nicht nur die vom Dampf durchströmte Ringfläche vergrößert, wir erhalten auch eine höhere Schaufelgeschwindigkeit und können so eine größere Dampfgeschwindigkeit erzielen, ohne von dem Verhältnis der Geschwindigkeiten abgehen zu müssen.

Die theoretisch verlustlose Turbine würde ganz allmählich anwachsende Durchmesser und Schaufelhöhen besitzen. Eine solche Turbine ist aber unpraktisch und verbietet sich infolge ihrer hohen Herstellungskosten. Als diesen Anforderungen am ehesten entsprechende Maschine ist diejenige aufgenommen worden, bei der die Durchmesser und Schaufelhöhen nacheinander stufenweise anwachsen.

5. Die Turbine für elektrischen Antrieb.

Fig. 3 zeigt, wie die Trommeldurchmesser und Schaufelhöhen gegen die Niederdruckseite hin zunehmen, in einer Turbine, wie sie zum Antrieb elektrischer Generatoren verwendet wird.

D ist das Gehäuse und E der Läufer. Der Dampf tritt durch den Eintrittsstutzen ein und strömt zwischen den Schaufeln die ganze Turbine entlang bis zum Auspuff.

Man kann bei dieser Maschine drei verschiedene Trommeldurchmesser unterscheiden; diese werden zuweilen als Hoch-, Mittel- und Niederdruckteile der Turbine bezeichnet. Jede dieser Stufen ist

ferner in zwei Abteilungen von verschiedenen Schaufelhöhen eingeteilt; diese werden „Expansionsstufen“ oder auch „Stufengruppen“ genannt.

Wir können deshalb sagen, daß die Turbine in Fig. 3 im ganzen sechs Expansionsstufen besitzt.

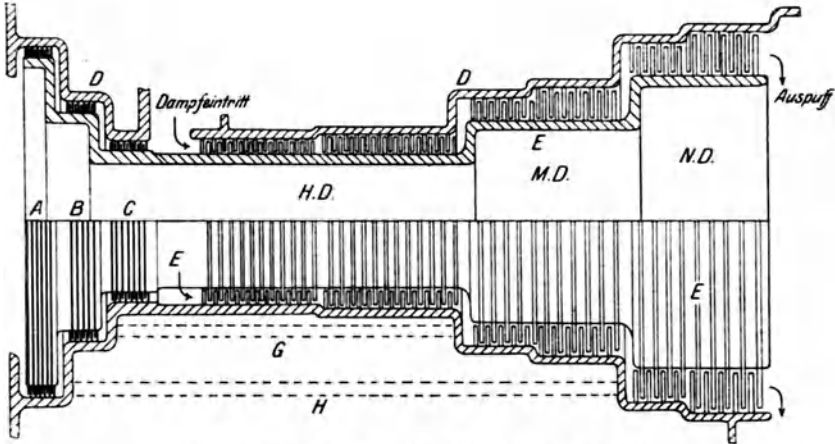


Fig. 3. Dampfturbine für elektrischen Antrieb.

Zwecks Berechnung der Schaufelgeschwindigkeiten setze man einen mittleren, auf Schaufelmitte bezogenen Rotordurchmesser ein.

Nach einer häufig angewandten Regel macht man jeden Durchmesser ungefähr $\sqrt{2}$ mal so groß wie den vorhergehenden. So stehen z. B. in nebenstehender Figur die Hochdruck-, Mitteldruck- und Niederdruckdurchmesser annähernd im Verhältnis

$$1 : 1,414 : 2.$$

Da die mittleren Schaufelgeschwindigkeiten auch in diesem Verhältnis stehen, so wird die Dampfgeschwindigkeit proportional zunehmen und sich unausgesetzt ein konstantes Verhältnis zwischen Dampf- und Schaufelgeschwindigkeit einstellen. Wiederum mit Bezug auf Fig. 3 sind A, B und C „Ausgleich- oder Entlastungskolben“. Sie dienen dazu, den vom Dampf auf den Läufer ausgeübten Druck auszugleichen.

Augenscheinlich dient der Kolben C zum Ausgleich der Eintrittsspannung. B und A stehen mit der Mitteldruck- bzw. mit der Niederdruckstufe durch Druckausgleichkanäle in Verbindung, wie die gestrichelten Linien G und H in der Figur andeuten. Auf diese Weise wird ein guter Ausgleich erreicht und ein andernfalls benötigtes großes Drucklager umgangen. Die Durchmesser der Ausgleichkolben A, B, C müssen sorgfältig berechnet werden.

6. Schiffsturbinen.

Turbinen, die zum Antrieb von Schiffen verwendet werden, teilt man zuweilen in Hoch-, Mittel- und Niederdruckturbinen oder „Teile“ ein; häufig jedoch wird die Mitteldruckturbinen weggelassen. Jede dieser Turbinen wird auf einer besonderen Welle angeordnet und bildet so eine getrennte, in sich abgeschlossene Maschine. Auf diese Weise wird nicht nur die Länge des Maschinenraumes vermindert, sondern zum Antrieb jeder Welle ist in wirtschaftlichster Weise eine eigene Maschine vorgesehen.

Da die Wirtschaftlichkeit der Turbine sich mit wachsender Leistung verbessert, so wird man leicht verstehen, daß es weniger wirtschaftlich sein würde, diese geteilte Anordnung durch je eine vollständige Turbine mit Hoch- und Niederdruckteil (wie in Fig. 3) zum Antrieb jeder Welle zu ersetzen. Fig. 4 (a) und (b) zeigen

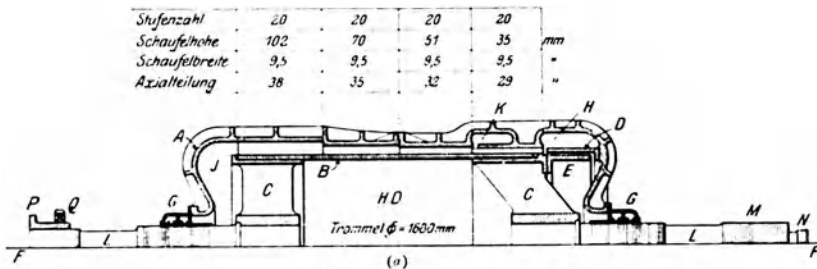


Fig. 4a. Halbschnitt durch eine H.-D.-Schiffsturbinen.

schematische Halbschnitte der Hoch- und Niederdruckturbinen eines Ozeanschnelldampfers.

Bei dieser Ausführung sind eine Hochdruck- und zwei Niederdruckturbinen auf drei Wellen angeordnet. Der Dampf wird nach Verlassen der Hochdruckturbinen geteilt und arbeitet gleichzeitig in beiden Niederdruckturbinen. In Linienschiffen, Kreuzern und den größten Ozeandampfern werden gewöhnlich vier Wellen durch zwei Hochdruck- und zwei Niederdruckturbinen angetrieben. Jede Hochdruckturbinen und die ihr zugehörige Niederdruckturbinen bilden dann ein vollständiges Aggregat.

Hoch- und Niederdruckturbinen, die auf verschiedene Wellen arbeiten, können mit verschiedenen Umdrehungszahlen laufen. Dies ist jedoch für große Schiffe nicht vorteilhaft, während es bei kleineren Schiffen vorkommt, worauf später noch eingegangen wird.

Fig. 4 (b) zeigt die Rückwärtsturbinen. Dieselbe ist im Niederdruckgehäuse und zwar im Auspuff angeordnet. Der Dampf tritt von links ein und strömt durch die Turbinen nach rechts, wo er durch das Auspuffrohr hindurch den Kondensator erreicht. Bei Vorwärtsfahrt des Schiffes läuft die Rückwärtsturbinen natürlich im Vakuum.

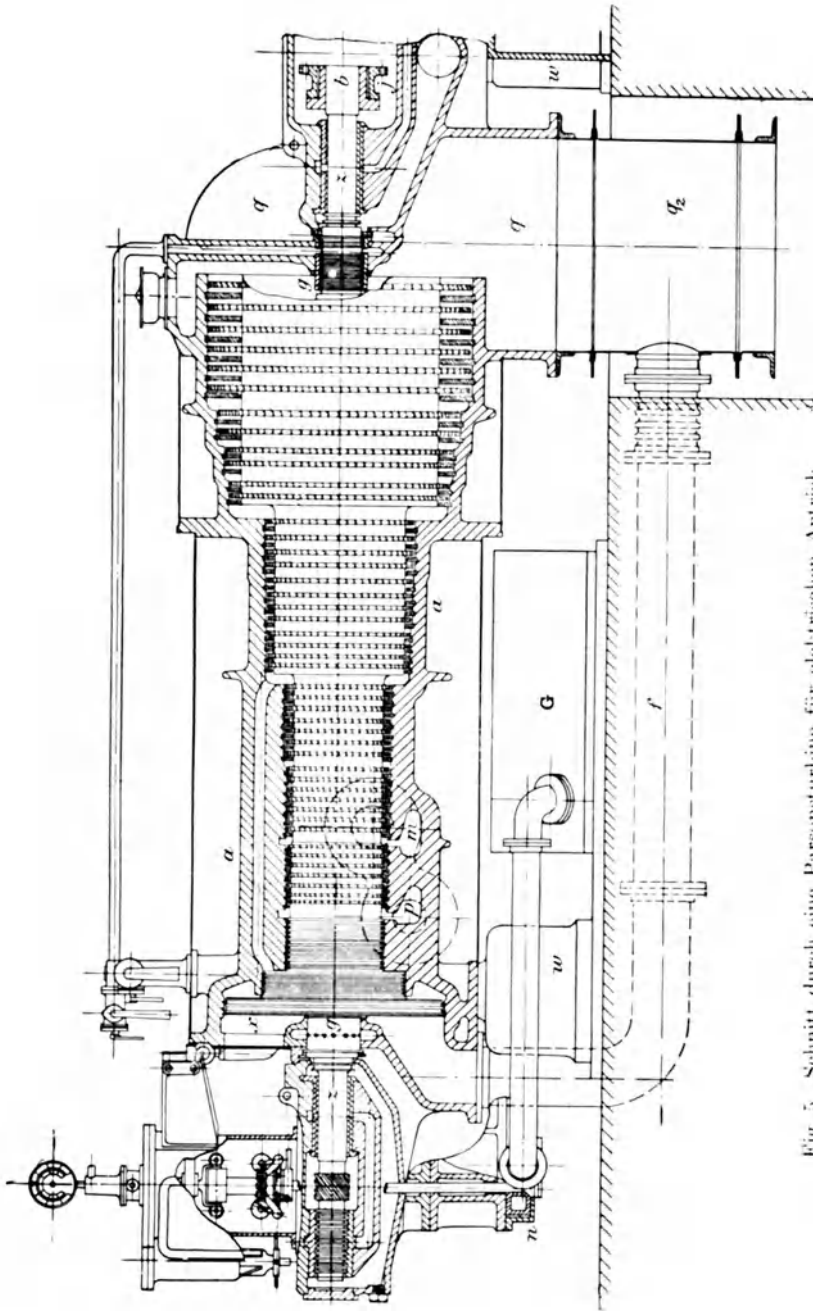


Fig. 5. Schnitt durch eine Parsonsturbine für elektrischen Antrieb.

Das zylindrische Gehäuse a besteht aus Gußeisen und ist zweiteilig ausgeführt; die obere Hälfte ist abnehmbar zwecks Besichtigung des Inneren, ohne den Läufer zu demontieren. Bei dieser Maschine sind die Tragfüße für die Lager und das Drucklager mit der unteren Gehäusehälfte aus einem Stück gegossen. Das ganze Gehäuse wird von zwei Grundplatten w getragen, und diese sind wiederum auf dem Fundament befestigt. Die Turbine selbst ist nur auf einer der beiden Grundplatten starr mit Bolzen befestigt; auf der anderen Seite kann sie auf der Oberfläche der Grundplatte gleiten, wenn ihre Länge sich infolge Temperaturveränderung ändert.

Befestigt man den rechten Tragfuß und läßt den Hochdruckteil der Turbine sich mehr oder weniger frei bewegen, so wird die Bewegung des Wellenendes b auf ein Mindestmaß gebracht. Dies wird man leicht verstehen, wenn man bedenkt, daß die relative Lage der Welle zum Gehäuse (in axialer Richtung nach hinten) von dem Umstande abhängt, daß beide am Drucklager tatsächlich miteinander verbunden sind. In Fig. 6 dehnt sich deshalb das Gehäuse nach links aus und nimmt dabei das Drucklager mit sich; die Welle dehnt sich vom Drucklager nach rechts aus. Diese beiden Verschiebungen suchen einander auszugleichen, so daß die absolute Bewegung der Kupplung bei „ b “ somit auf einen sehr kleinen Betrag gebracht wird. Man kann das ganze Gehäuse in dieser Lage als einen Balken ansehen, der an jedem Ende auf den Grundplatten aufliegt; das Gehäuse muß deshalb sehr starr sein, um ein Durchbiegen in der Mitte zu verhindern.

9. Der Weg des Dampfes in der Parsons-Landturbine.

Nachdem der Dampf durch das Hauptabsperr- und Regulierventil hindurchgegangen ist, tritt er in das Gehäuse bei p ein. Er kann dann vollständig rund um den Rotor herumströmen durch die ringförmigen Dampfkanäle, die man in Fig. 5 im Gehäuse sehen kann. Nachdem der Dampf den durch Gehäusewand und Trommel gebildeten zylindrischen Hohlraum (der radial von den Leit- und Laufschaufeln durchbrochen wird) der ganzen Länge nach durchströmt hat, hat er seine Arbeit geleistet und strömt durch den Auspuff q aus und durch das Auspuffrohr q_2 nach dem Kondensator, der gewöhnlich unter der Turbine aufgestellt ist. In diesem Falle besitzt die Turbine drei verschiedene Rotordurchmesser. Jede der ersten beiden Abstufungen hat drei verschiedene Schaufelhöhen, die letzte oder Niederdruckstufe deren vier. Die Ausgleichkolben und Druckausgleichkanäle sind im wesentlichen so ausgebildet, wie schon beschrieben; in der Figur ist nur einer der letzteren zu sehen. Dieser eine ist der Mitteldruckausgleichkanal, und wie man sieht, ist er im Gußstück des Gehäuses angeordnet. Ein dritter Ausgleichkanal f verbindet das Auspuffrohr mit dem Raum x , so daß in beiden der gleiche Druck herrscht. Der zweite Dampfeintrittsraum bei m wird bei Überlastung der Turbine gebraucht. Er steht durch ein Um-

gehungs- oder Überlastungsventil mit dem Eintrittsraum p in Verbindung. Ist dieses Ventil geöffnet, so tritt der Frischdampf in die zweite Expansionstufe unter Umgehung der ersten ein. Die Turbine kann dann bis etwa 50⁰/₀ überlastet werden, obgleich nicht mit derselben Wirtschaftlichkeit, als wenn sie bei geschlossenem Umgehungs kanal mit normaler Konstruktionsleistung läuft. Die Lager zz besitzen exzentrische Büchsen, deren gegenseitige Verdrehung eine genaue Einstellung des Läufers ermöglicht. Die elastische Kupplung zur Verbindung der Dynamo mit der Turbinenwelle ist bei j zu sehen.

10. Stopfbüchsen und Ausgleichkolben.

Die beiden Stopfbüchsen befinden sich bei g . Die auf der Niederdruckseite befindliche ist im Schnitt zu sehen (Fig. 5). Auf der inneren Seite jeder Stopfbüchse haben wir Dampf vom Kondensator drücken, auf der andern Seite Atmosphärendruck. Bei Undichtigkeit würde daher Luft in den Kondensator dringen. Dieses Eindringen von Luft muß sorgfältig verhütet werden; es würde die Wirtschaftlichkeit des Kondensators und damit auch, da das Vakuum verringert wird, den Wirkungsgrad der Turbine selbst bedeutend heruntersetzen. Die Stopfbüchsen werden deshalb mit Dampf abgedichtet. Der Dampf tritt in den die Stopfbüchsen umgebenden Raum ein und geht durch Löcher, wie sie an der Hochdruckseite in der Figur zu sehen sind, in das Innere der Stopfbüchse hinein. Wenn also hier der Dampf nach außen tritt, so wird selbstverständlich keine Luft durch Undichtigkeit der Stopfbüchse in die Turbine gelangen können.

Die verschiedenen Arten von Labyrinth- und Ringpackungen sollen späterhin in den Kapiteln XII und XIII beschrieben werden.

Was die Ausgleichkolben betrifft, so sind diese in drei Abstufungen hintereinander angeordnet. Wir bezeichnen sie als Hochdruck-, Mitteldruck- und Niederdruckkolben. Der Hochdruckausgleichkolben hat Hochdruckdampf auf der Innenseite und Mitteldruckdampf auf seiner Außenseite. Der Mitteldruckkolben hat Mitteldruckdampf auf der Innenseite und Niederdruckdampf auf der Außenseite. Der Niederdruckkolben hat Niederdruckdampf auf der Innenseite und Unterdruck (Auspußspannung) auf der Außenseite. Dampf, der etwa durch die Niederdruckstopfbüchse oder durch Undichtigkeit des Niederdruckausgleichkolbens ausströmt, wird durch f in den Kondensator geführt. Dampf, der durch die Dichtung des Hochdruckausgleichkolbens tritt, ist nicht ganz verloren, sondern gelangt durch den Ausgleichkanal zu den Mitteldruckschaufeln. Ähnliches geschieht bei Undichtigkeit des Mitteldruckausgleichkolbens.

11. Schmierung.

Die Lager und Drucklager werden durch Drucköl geschmiert. Das Öl wird gewöhnlich von einer kleinen Turbinenpumpe oder

Zahnradpumpe angesaugt und durch einen Kühler hindurch in die Lager gedrückt (Fig. 6). Es fließt von den Lagern zurück durch Ölrückleitungsrohre in einen Behälter, von dem aus es wieder im Kreise herumgepumpt wird.

Das Öl erwärmt sich in den Lagern sowohl infolge der durch die Welle übertragenen Wärme, als auch durch Reibung. Im Kühler wird diese Wärme wieder abgeführt. Der Kühler ist mit Röhren durchzogen, die Kühlwasser vom Kondensator oder von einer anderen Quelle erhalten, derart, daß in letzterem Falle ein besonderer Wasser-

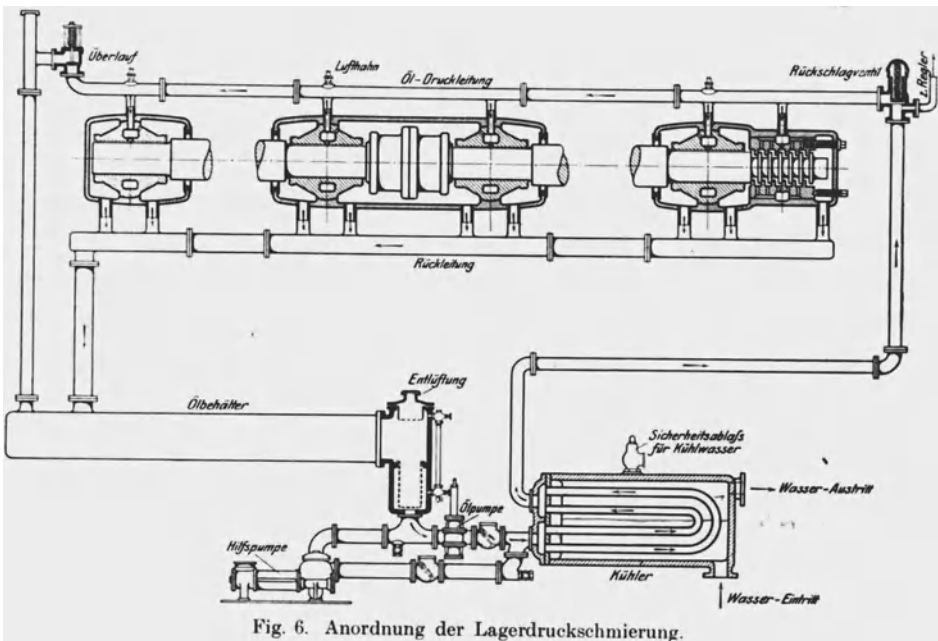


Fig. 6. Anordnung der Lagerdruckschmierung.

behälter außerhalb der Maschinenhalle aufgestellt wird. In Fig. 5 stellt *m* die Ölpumpe und *G* den Behälter dar, aus welchem erstere pumpt. Die Pumpe wird von der Reglerspindel aus angetrieben, die wiederum von der auf der Turbinenwelle sichtbaren Schnecke angetrieben wird.

12. Brown-Boveri-Turbine.

Ein Längsschnitt einer ähnlich konstruierten Turbine ist durch die in Fig. 7 abgebildete Turbine der Firma Brown-Boveri wiedergegeben. Die Maschine besteht aus drei Hauptteilen, die durch drei verschiedene Rotordurchmesser gekennzeichnet sind. Die Anzahl der

innerhalb jeder derselben befindlichen Stufen ist aber bedeutend vergrößert worden. Dies wird durch allmähliche Abstufung der Trommel-

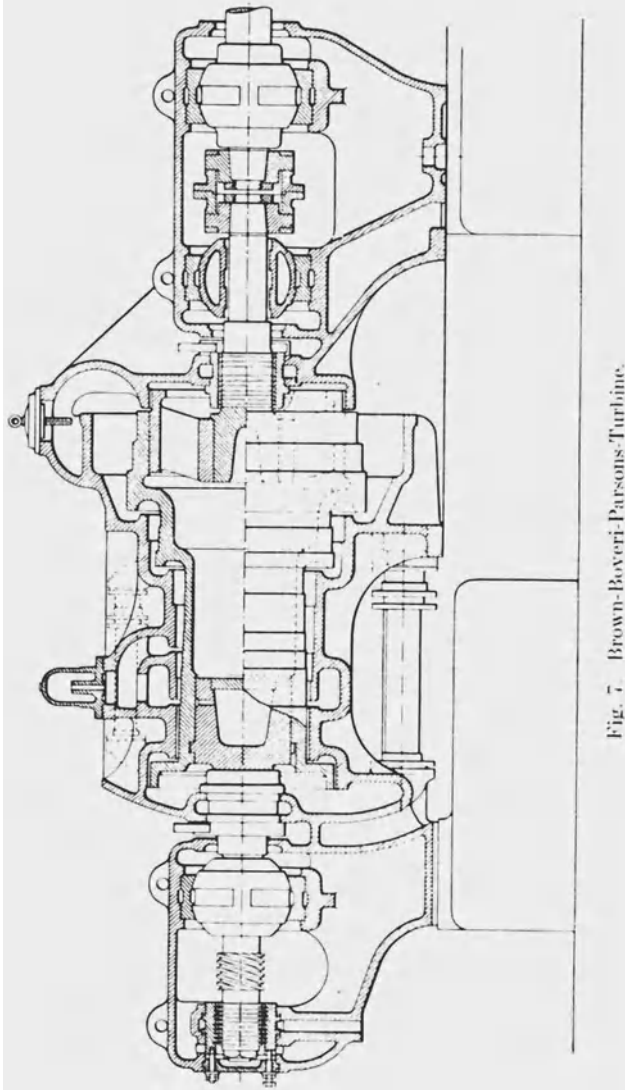


Fig. 7. Brown-Boveri-Parsons-Turbine.

und Gehäusedurchmesser erreicht. In der Hochdruckstufe z. B. ist das Gehäuse in vier verschiedenen Durchmessern gebohrt, die Trommel entsprechend fünf Durchmessern abgedreht, und die einzelnen Stufen in solche Lagen gebracht, daß sieben verschiedene Schaufelhöhen

vorgesehen werden konnten. Man sieht, daß in der ersten Expansionsstufe des Niederdruckteils der Gehäusedurchmesser allmählich zunimmt, und dieser Teil des Gehäuses tatsächlich konisch gedreht ist. Meines Wissens kann nicht hinreichend nachgewiesen werden, ob der

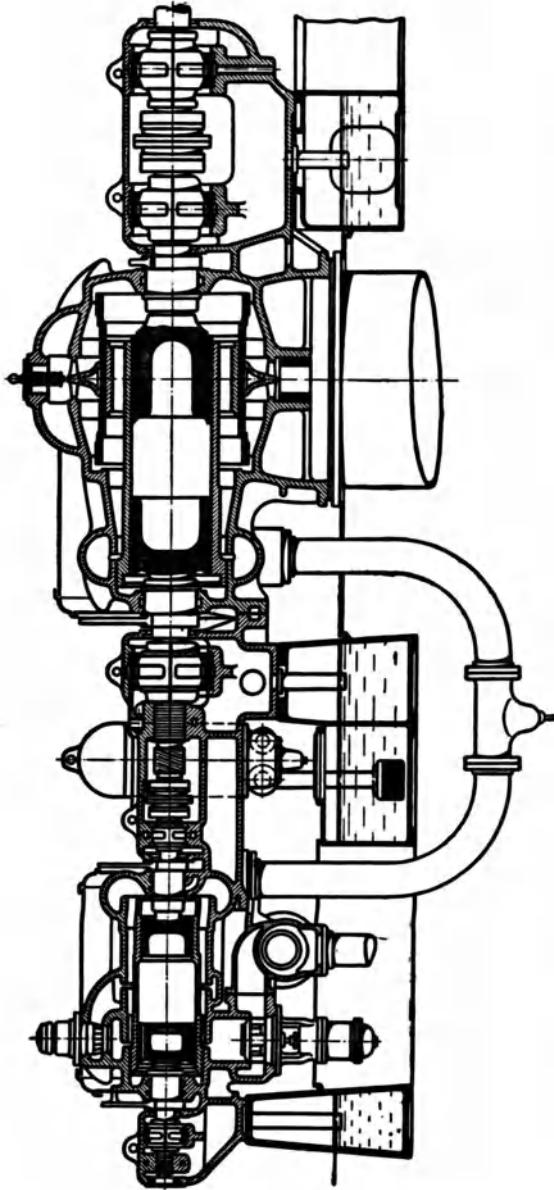


Fig. 8. Schnitt durch eine Zweizylinder-Verbundturbinen (Richardsons, Westgarth & Co., Ltd.).

zusätzliche Aufwand durch größere Dreharbeit durch eine beachtenswerte Leistungssteigerung gerechtfertigt wird. Der Gesamtwirkungsgrad dieser Maschinen ist jedoch bemerkenswert hoch. Das Niederdruckausgleichrohr befindet sich unter dem Gehäuse, und das Mitteldruckausgleichrohr ist über demselben gestrichelt zu sehen. Das automatische Überlastungsventil ist auch zu sehen; es wird vom Dampf gesteuert und öffnet sich, sobald der volle Dampfdruck vor der ersten Schaufelreihe erreicht wird.

Es gestattet dem Dampf direkt in die vierte Expansionstufe einzutreten unter Umgehung der ersten drei. Andere Konstruktionseinzelheiten dieser Maschinen sollen später besprochen werden. Die abgebildete Turbine besitzt eine Normalleistung von ungefähr 3000 KW.

13. Zweizylinder-Verbundturbinen.

Für elektrische Anlagen von 4000 KW und mehr ist es vorzuziehen, die Turbine in Hoch- und Niederdruckturbine zu teilen und jede in einem besonderen Gehäuse unterzubringen.

Die Gehäuse werden hintereinander (in Tandemanordnung) aufgestellt, so daß beide Turbinenteile mit ein und derselben Drehzahl laufen.

Eine Turbine dieser Art, gebaut von der Firma Richardsons Westgarth & Co., Ltd., die der Brown-Boveri-Turbine ähnlich ist, wurde in Fig. 8a wiedergegeben, und ebenfalls ein Schnitt in kleinerem Maßstabe in Fig. 8.

Im Aufriß Fig. 8a ist *A* das Dampfzuleitungsrohr vor dem Eintritt in die Hochdruckturbine. Das Handrad *B* dient zur Betätigung des Hauptabsperrentils von Hand aus. Der Dampf geht von diesem Ventil aus durch ein Sieb nach dem Gehäuse *C*, wo er mehr oder weniger durch ein vom Regler betätigtes Ventil gedrosselt wird. Dann tritt er in die Dampfkammer ein, die die Hochdruckseite der Turbine umgibt und die im Schnitt bei *D* zu sehen ist. Von dieser Kammer aus strömt der Dampf in die erste Schaufelreihe ein, oder wenn sein Druck (infolge der Beeinflussung durch den Regler) genügend hoch ist, geht ein Teil des Dampfes durch die Umgehungsleitung direkt in die dritte Stufe. In letzterem Falle strömt der Dampf durch das federbelastete Ventil *E* in den Raum *F*.

Der Austritt aus der Hochdruckturbine geschieht durch das Rohr *G*, das in den Eintritt der Niederdruckturbine bei *H* führt. Nachdem der Dampf in der Niederdruckturbine Arbeit geleistet hat, tritt er durch den Auspuffstutzen *J* in den darunterliegenden Kondensator. Die Turbinenwellen sind durch eine elastische Ausdehnungskupplung *K* verbunden, und wie ersichtlich, besitzt jede Turbine ihr eigenes Drucklager. Eine zweite elastische Kupplung *L* verbindet die Turbine mit dem elektrischen Generator. Die vier Turbinenlager sind Kugelschalenlager. *M* ist der Regler und *N* seine Antriebsschnecke.

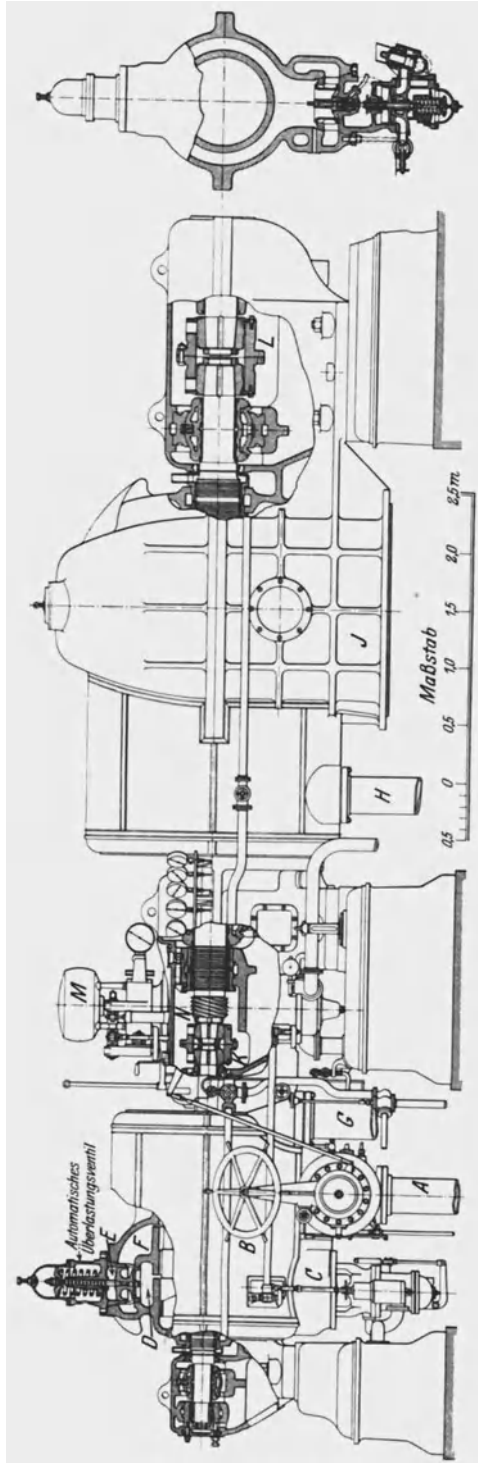
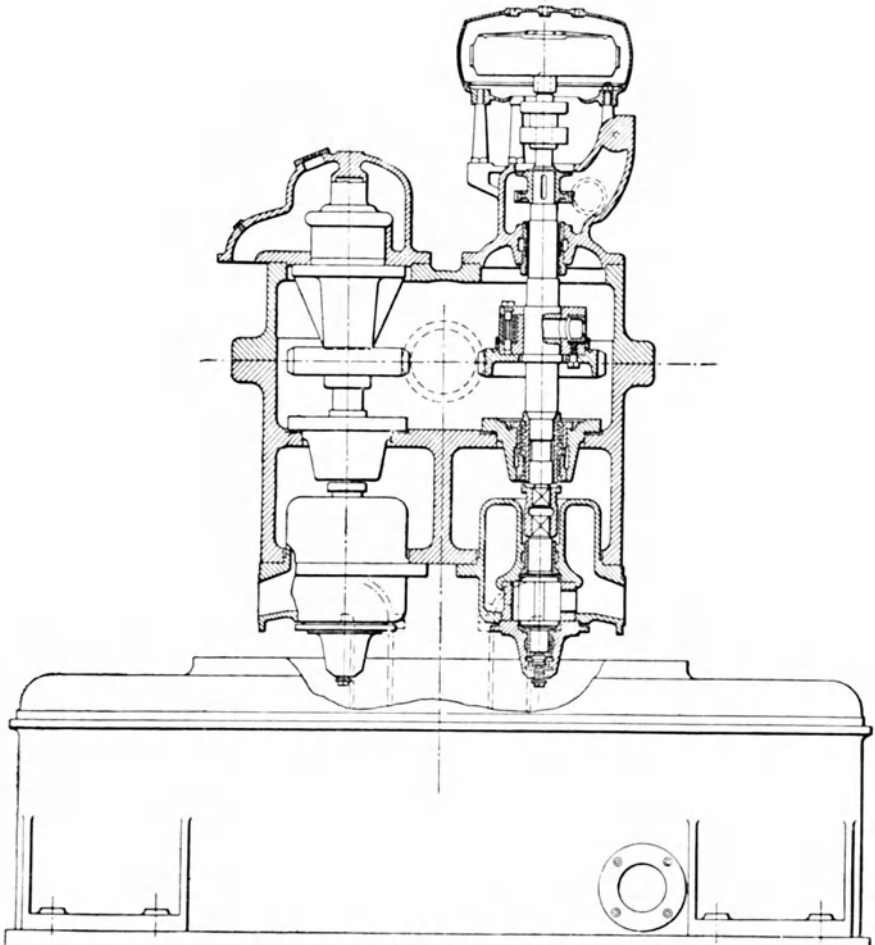


Fig. 8a. Ansicht und teilweiser Schnitt einer Zweizylinder-Verbundturbinne
 (Richardsons, Westgarth & Co., Ltd.).

In dem Schnitt durch das Ventilgehäuse Fig. 8c ist *A* das Dampfzuleitungsrohr, *B* das Handrad und *C* das Absperr- und Schnellschlußventil. *D* ist das Dampfsieb, in dessen Inneres der Dampf eintritt. Nachdem der Dampf das Sieb verlassen hat, kommt er

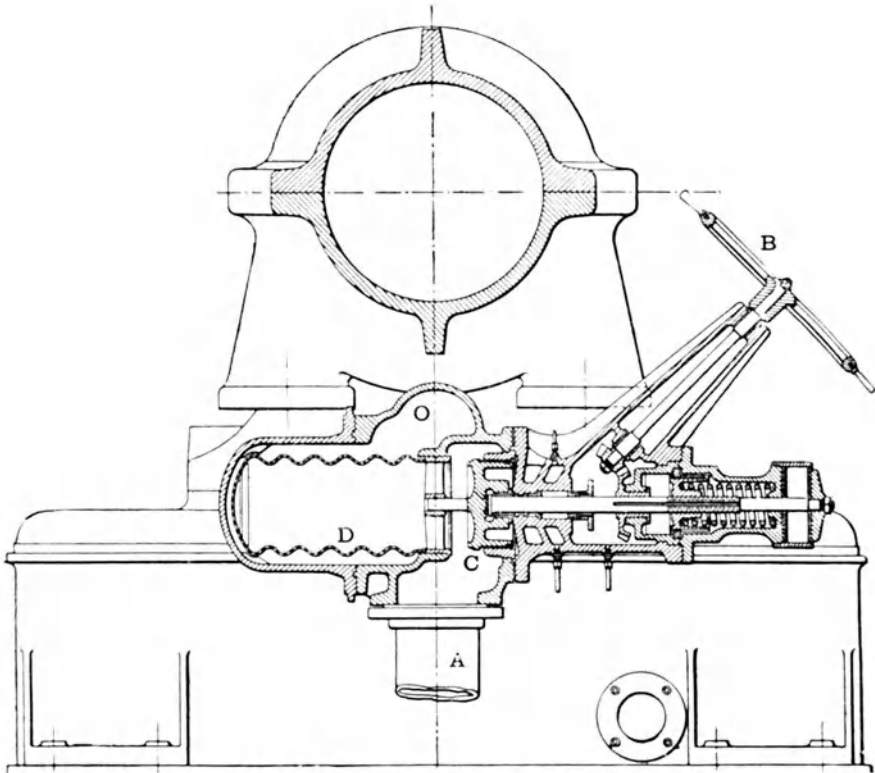


Schnitt durch die Ölpumpe.

Fig. 8b. Zweizylinder-Verbundturbine (Richardsons, Westgarth & Co., Ltd.).

durch den Kanal *O* zu dem schon erwähnten Regulator-Drosselventil. Wie ersichtlich, wird das Ventil *C* gegen den Druck einer Feder offengehalten, die automatisch durch einen Sicherheitsregler freigegeben wird. Durch diesen Vorgang wird jegliche Dampfzufuhr zur Turbine abgesperrt, was nur dann eintritt, wenn die Drehzahl der

Maschine ihren normalen Wert um etwa 10⁰/₀ überschritten hat. Das vom Hauptregler durch Zwischenschaltung eines Ölkraftein-
schalters oder Kraftgetriebes beeinflusste Einlaßventil, das außerdem
in steter Vibration gehalten wird, reguliert den Druck des in die



Schnitt durch das Absperrventil-Gehäuse.

Fig. 8c. Zweizylinder-Verbundturbine (Richardsons, Westgarth & Co., Ltd.).

Schaufeln eintretenden Dampfes und hält selbst bei großen Belastungs-
änderungen die Drehzahl der Turbine auf einer gleichbleibenden
Höhe. Ein Schnitt durch dieses Ventil und den Ölkraftein-
schalter ist in Fig. 8a rechts zu sehen, und ebenfalls der Dampf-
ringkanal im Querschnitt.

14. Einzelbeschreibung der Parsons-Schiffsturbine.

Fig. 9 und 10 geben Querschnitte und Ansichten einer Hoch-
und Niederdruckturbine für ein Dreiwellenschiff von beträchtlicher
Größe. Das Gehäuse besteht hier aus drei Teilen und ist mit den
Lagerfüßen zusammengeworfen; man sieht, daß das Gehäuse an jedem

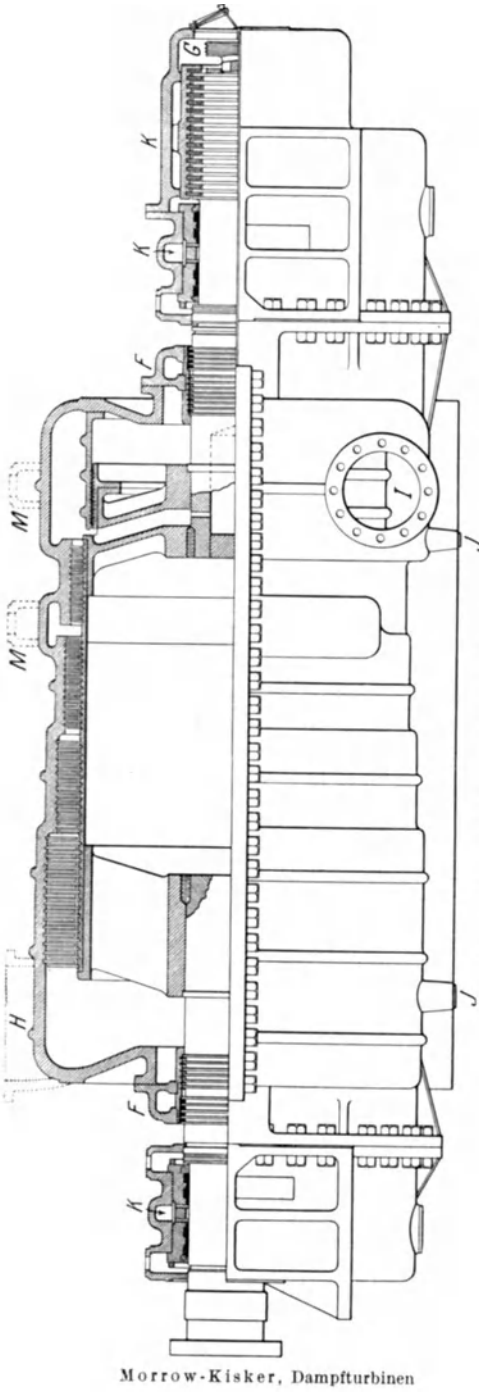


Fig. 9. H.-D.-Parsonsturbine für ein Dreiwellschiff.

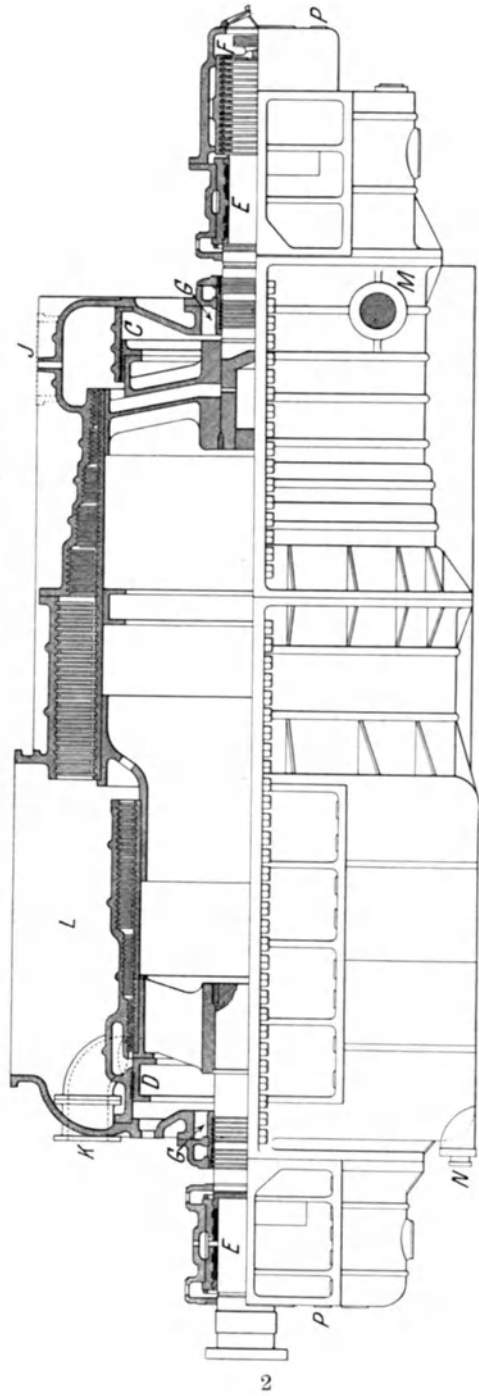


Fig. 10. N.-D.-Parsonsturbine für ein Dreiwellschiff.

Ende geteilt und mit dem Mittelstück durch zahlreiche Schrauben verbunden ist. Diese Gehäuseenden tragen auch die horizontalen Füße, die zur Befestigung auf den Grundplatten dienen.

Die Hochdruckturbinen besitzt vier Expansionstufen, während die Rotortrommel auf ihre ganze Länge gleichen Durchmesser behält. Die Niederdruckturbinen besteht aus acht Expansionstufen, von denen die drei letzten gleiche Schaufelhöhe, aber verschiedene Schaufelwinkel besitzen. Die Hochdrucktrommel hat ebenfalls auf ihrer ganzen Länge gleichen Durchmesser, aber sie ist größer als die der Hochdruckturbinen, ungefähr im Verhältnis von $\sqrt{2}$ zu 1. Es mag hier noch erwähnt werden, daß das Gehäuse der Niederdruckturbinen durch einen herumgehenden Flansch zwischen der fünften und sechsten Expansionstufe in zwei Teile geteilt wird.

Die Rückwärtsturbinen ist wiederum in den Auspuff der Niederdruckturbinen gelegt worden, und dies wird im allgemeinen, wenn auch nicht immer, getan. Die Traglager sind von der festen bei Schiffsmaschinen üblichen Konstruktion, und mit Weißmetall ausgegossen. Die Drucklager sind jedesmal am vorderen Ende der Turbinen angebracht. Sie nehmen jeden unausgeglichene Unterschied zwischen Dampfdruck und Propellerschub auf und dienen außerdem dazu, die relative Lage des Läufers gegen das Gehäuse genau zu fixieren.

15. Einzelheiten der Parsons-Schiffsturbinen.

I ist der Dampfeintritt in die Hochdruckturbinen, *M* die Umgehungsleitung (gestrichelt) und *H* der Auspuffstutzen. Da wir es mit einer Anlage für ein Dreiwelenschiff zu tun haben, strömt der Auspuffdampf der Hochdruckturbinen zur Hälfte in jede der beiden Niederdruckturbinen. Das Trommelinnere der Hochdruckturbinen steht mit dem Auspuff in Verbindung und ist infolgedessen mit Dampf von Auspuffspannung angefüllt. Der Auspuffdampf dehnt sich deshalb durch die Arme der Wellensterne hindurch bis zum äußersten Ende der Trommel aus. Der Hochdruckentlastungskolben hat somit Hochdruckeintrittsdampf auf seiner Innenseite und Hochdruckauspuffdampf auf seiner Außenseite. Der am Eintritt befindliche Wellenstern besitzt hohle Arme; der Frischdampf tritt durch diese Arme hindurch und durch kleine Bohrungen, von denen eine in der Figur zu sehen ist, in den Hohlzapfen der Welle. Der Zweck dieser Konstruktion ist, Ausdehnungsunterschiede, die von ungleichen Temperaturen herrühren, zwischen Welle und Gehäuse auszugleichen. Ungleiche Ausdehnung würde natürlich einen schlechten Einfluß auf das Spiel der Dichtungstreifen der Entlastungskolben zur Folge haben. *F* sind die mit Dampf abgedichteten Stopfbüchsen, *G* die Schnecke zum Antrieb des Tachometers, *K* der Öleintritt in die Lager und *J* Entwässerungstutzen der Turbinen. Bei der in Fig. 10 dargestellten Niederdruckturbinen befindet sich der Dampfeinlaß (gestrichelt) bei *J*.

Da hier der Dampf in zwei Niederdruckturbinen geht, so braucht der Querschnitt dieses Eintrittrohres nur die Hälfte des Hochdruckauspuffrohres zu betragen. Bei *M* sitzt das Manövriereinlaßventil, auf das wir hier nicht näher eingehen wollen. Durch den Stutzen *K* gelangt der Dampf in die Rückwärtsturbine. Ferner sei nur noch der Ring erwähnt, der die Vorwärts- und Rückwärtstrommeln miteinander verbindet, und die in diesem befindlichen Durchbrechungen, um den Auspuffraum *L* mit dem Inneren der Trommel zu verbinden. Der Innenraum der Trommeln, der sich bis zu beiden Enden des Zylinders erstreckt, wird somit auf Auspuffspannung erhalten, also auf einem sehr hohen Unterdruck.

In der Niederdruckturbine sind *C* und *D* zwei Entlastungskolben. Der Entlastungskolben der Vorwärtsturbine *C* hat den Vorteil, daß er sich näher am Drucklager befindet.

Der Druck auf seiner Innenseite ist der des Niederdruckeintrittsdampfes und auf seiner Außenseite der des Niederdruckauspuffdampfes.

Bei den mit Dampf abgedichteten Stopfbüchsen *G* befindet sich Atmosphärendruck außen und Unterdruck innen, so daß wie bei den Landturbinen bei irgendwelcher Undichtigkeit Luft in die Turbine gelangen würde. Hier befinden sich die hohlen Arme in demjenigen Wellenstern, der dem Drucklager zunächst liegt. *E* sind die Lager, *F* das Drucklager, *N* die Turbinenentwässerung und *P* die Stutzen für die Öableitung.

16. Turbinen für Kriegsschiffe.

In Fig. 11 und 12 sind die Hoch- und Niederdruckturbinen für ein Vierwellenschiff abgebildet. Sie geben eine häufig für Kriegsschiffe (Linienschiffe und Kreuzer) angewandte Ausführung wieder, bei denen das Vierwellensystem üblich ist.

Je eine Hochdruckturbine ist auf jeder äußeren Propellerwelle und je eine Niederdruckturbine auf jeder inneren Propellerwelle angeordnet. Die Wellen laufen nahezu mit derselben Drehzahl. Wie ersichtlich, ist hier die Niederdruckturbine relativ kürzer als bei der Dreiwellenanordnung. Die Anlage besteht aus zwei getrennten Sätzen, von denen jeder wiederum aus einer H.-D.-Turbine, einer N.-D.-Turbine und einem Kondensator besteht. Die H.-D.-Turbine besitzt sieben Expansionstufen und die N.-D.-Turbine deren fünf. In Fig. 11 ist *A* ein Dampfeintrittsstutzen für die Einführung von Hilfsmaschinenabdampf.

Die Turbinenanlage für ein Torpedoboot ist in Fig. 13 veranschaulicht. Die H.-D.-Turbine befindet sich auf der Steuerbordseite (auf der Photographie links); eine M.-D.-Turbine treibt die Backbord-schraubenwelle an, und auf der mittleren Welle sind die Marsch- und die N.-D.-Turbine, erstere vor der N.-D.-Turbine, angeordnet. Der Kondensator befindet sich auf der Backbordseite des Schiffes.

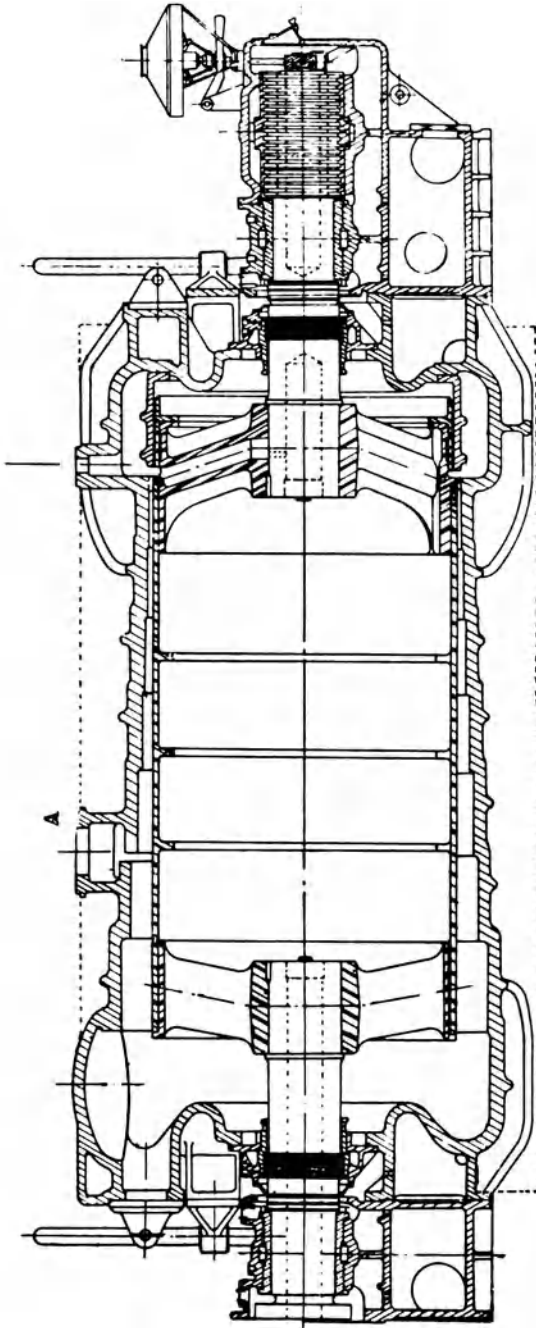


Fig. 11. H.-D.-Vorwärtsturbine für ein Vierwellenschiff.

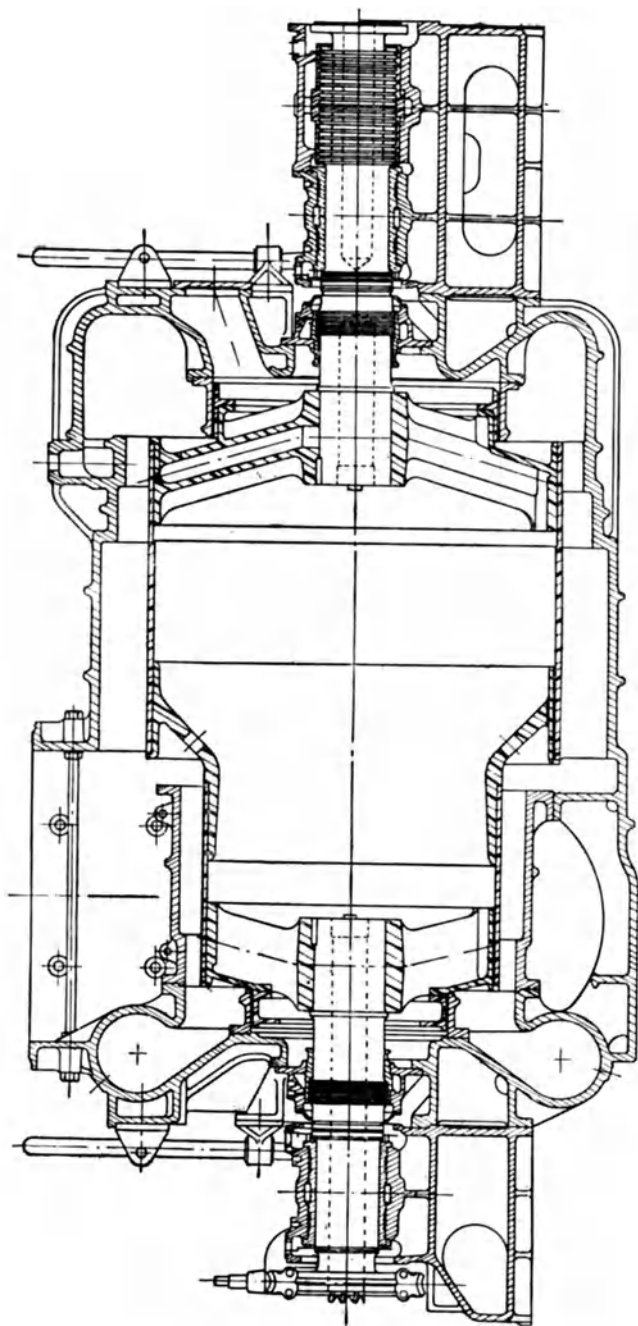


Fig. 12. N.-D.-Vorwärtsturbine mit eingebauter Rückwärtsturbine für ein Vierwellenschiff.

Der Dampfeintritt der H.-D.-Turbine ist auf dem Bilde nicht zu sehen. Das große auf dem H.-D.-Gehäuse befindliche Ventil dient zum Absperren der Marschturbine, wenn letztere außer Tätigkeit

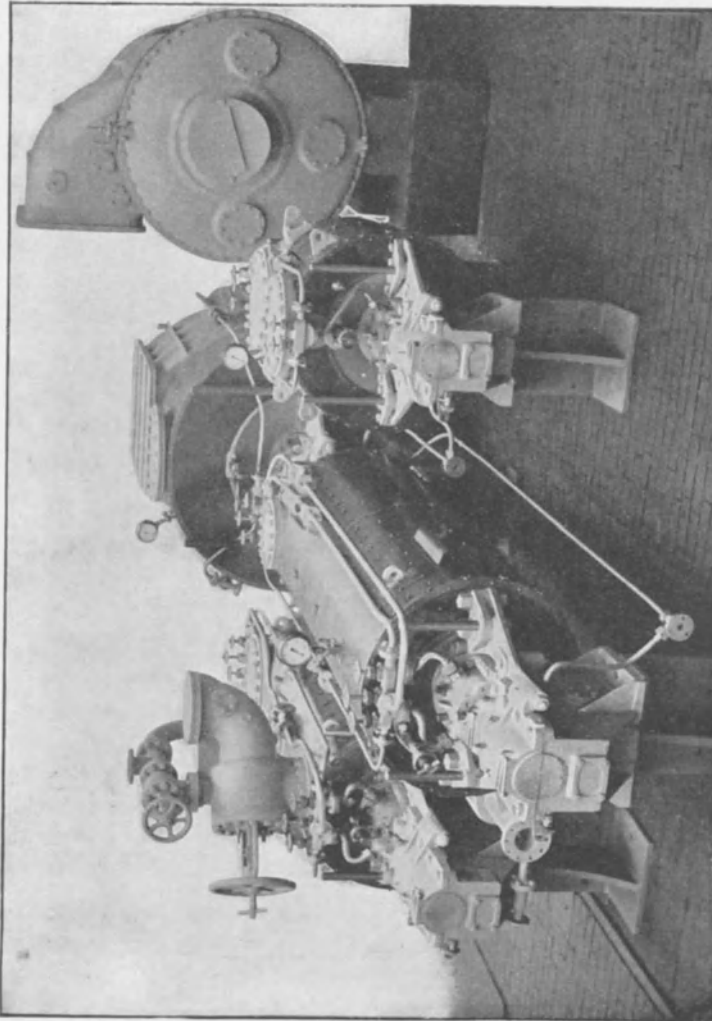


Fig. 13. Parsonsturbinen-Anlage für ein Torpedoboot.

gesetzt wird. Die Hauptdampfrohre und die Auspuffrohre sind, wie die Figur zeigt, nicht angeschlossen, dagegen ist der Stutzen am hinteren Ende der Marschturbine zu sehen. Wenn diese Turbine arbeitet, so tritt der Dampf aus diesem Stutzen aus und wird zu dem auf der H.-D.-Turbine befindlichen Ventil geführt, durch das er in die H.-D.-Turbine eintritt.

Der Auspuffstutzen der H.-D.-Turbine steht in Verbindung mit dem am vorderen Ende der M.-D.-Turbine sichtbaren Dampfstutzen. Die anderen Stutzen sind in ähnlicher Weise verbunden; nämlich der Auspuff der M.-D.-Turbine mit dem Eintritt der N.-D.-Turbine und der Auspuff der N.-D.-Turbine mit dem Kondensator. Alle diese Stutzen sind sichtbar.

Das Drucklager und die Lagerdeckel mit Nachstellschrauben, die Stopfbüchsenverbindungsrohre, die Vorrichtung zum Messen des Spiels der Labyrinthdichtungen, die Hubösen und die Bolzen, um die obere Gehäusehälfte beim Abheben zu führen, sind deutlich zu sehen. Die Träger, auf denen die Turbinen aufgestellt sind, werden natürlich nicht beim Einbau in das Schiff verwendet.

17. Material.

Die Materialien, aus denen die verschiedenen Teile der in Fig. 11 und 12 abgebildeten Kriegsschiffsturbinen bestehen, sind folgende:

Gehäuse	Gußeisen
Trommeln	Siemens-Martin-Stahl
Wellensterne	Gußstahl oder S.-M.-Stahl
Wellen	S.-M.- oder Nickelstahl
Schaufeln	Spezial-Bronze
Dichtungsringe	Weiche Bronze
Zylinder der Entlastungskolben . . .	Gußeisen
Entlastungskolben	Siemens-Martin-Stahl
Verbindungsringe	Siemens-Martin-Stahl
Lagerschalen	Geschützbronze
Drucklagerschalen	Siemens-Martin-Stahl
Ringe in den Drucklagerschalen . . .	Bronze
Stopfbüchsen	Gußeisen
Stopfbüchsendeckel	Gußeisen
Dichtungsringe der Entlastungskolben .	Bronze
Stopfbüchsenringe	Stahl
Dichtungstreifen	Bronze

Bei Landturbinen und bei solchen für Passagierdampfer bestehen die Lager gewöhnlich aus Gußeisen, das mit Weißmetall ausgegossen ist. Bei Anwendung überhitzten Dampfes ist es gebräuchlich, die Hochdruckschaufeln aus Stahl oder Kupfer anstatt aus Bronze herzustellen.

18. Hauptunterschiede zwischen Land- und Schiffsturbinen.

Um die Unterschiede zwischen Land- und Schiffsturbinen zusammenzufassen, seien die folgenden nachstehenden Punkte aufgeführt:

1. Turbinen zum Antrieb elektrischer Generatoren laufen mit weit höheren Umdrehungszahlen, und ihre Längenabmessungen sind weit geringer als die von Schiffsturbinen gleicher Leistung.

2. Die größten Landturbinen, die man gebaut hat, haben ungefähr dieselbe Leistung wie die gewöhnlich gebräuchlichen kleineren Schiffsturbinen.

3. Die verschiedenen Teile einer Schiffsturbinenanlage, wie die Hoch- und Niederdruckturbine, treiben verschiedene Wellen an.

4. Die großen Ausgleichkolben bei Landturbinen treten an Stelle der Entlastungskolben bei Schiffsturbinen.

5. Bei Landturbinen tritt der Dampf in den Hochdruckteil unter Kontrolle des Reglers meist stoßweise ein. Für Schiffsturbinen werden zur Kontrolle der Geschwindigkeit Regler in dieser Weise nicht gebraucht, und somit ist hier der Eintritt des Dampfstromes in die Turbine stets ein fortlaufend stetiger.

6. Für Landturbinen kommt gewöhnlich stark überhitzter Dampf zur Verwendung.

2. Kapitel.

Theoretische Grundlagen.

1. Die Energie des Dampfes.

Ein Körper kann Energie, d. h. die Fähigkeit Arbeit zu leisten in sehr verschiedener Weise besitzen. Man versteht hierunter „verschiedene Arten der Energie“. So gibt es z. B. Wärmeenergie, potentielle Energie, die einer gewissen Höhe über einen gegebenen Normalniveau zuzuschreiben ist, Energie, die einem gewissen Druck entspricht, kinetische oder Geschwindigkeitsenergie, Energie, die auf elastische Spannung zurückzuführen ist, Energie der Verbrennung oder anderer chemischer Vorgänge usw. In den verschiedenen Gebieten der Mechanik haben wir es selten gleichzeitig mit allen verschiedenen Energiearten zu tun. Die jeweilig in Frage kommenden Arten von Arbeitsvermögen sind solche, die während der Vorgänge, die das betreffende wissenschaftliche Gebiet behandelt, Änderungen unterworfen sind. So bleibt z. B. in der Hydraulik die Wärmeenergie gewöhnlich unberücksichtigt, oder wir behandeln dort einen Zuwachs an Wärmeenergie als einen gleichgroßen Energieverlust. Es ist auch klar, daß in der Hydraulik keine Verbrennungs- oder andere chemische Vorgänge in Betracht kommen können. Die Energiearten, mit denen man es dort zu tun hat, sind zurückzuführen

1. auf die Höhenlage des arbeitenden Körpers über einem gegebenen Niveau,
2. auf den der Flüssigkeit innewohnenden Druck,
3. auf die dem Körper anhaftende Geschwindigkeit,

und somit kommen wir auf den bekannten Satz von Bernoulli.

Haben wir es mit Gasen oder Dämpfen zu tun, wie z. B. mit Wasserdampf, so liegt die Sache einfacher als bei Wasser. Der

Unterschied besteht darin, daß wir erstens die Energie eines Gases, d. h. eines kompressiblen Körpers, welche einer gewissen Höhenlage entspricht, vernachlässigen können, da sie im Vergleich zu anderen Energieformen sehr klein ist, und daß zweitens das Gas bei seiner Ausdehnung Arbeit leisten kann.

2. Die treibende Kraft in der Turbine.

In den gewöhnlichen Kolbendampfmaschinen wird die Energie des Dampfes in mechanische Energie oder Arbeit durch statischen Druck auf den sich bewegenden Kolben umgesetzt. Es ist nicht üblich, sowohl die Größe als auch die Richtung der Geschwindigkeit des in den Zylinder eintretenden Dampfes in Betracht zu ziehen. In der Turbine ist die Wirkungsweise eine andere. Die Energie des Dampfes wird dort teilweise in kinetische Energie umgesetzt, und diese ist es lediglich, die hier durch Einwirkung auf die Schaufeln und durch Drehung der Welle mechanische Arbeit leistet. Dieser Unterschied muß genau festgehalten werden. In einer Dampfturbine ist die treibende Kraft nicht der statische Druck des Dampfes, sondern der Druck, den der Dampf auf die Laufschaufeln vermöge seiner Geschwindigkeit oder seiner Geschwindigkeitsänderung ausübt. Dieser Druck soll als „kinetischer Druck“ oder „kinetische Rückwirkung“ zwischen Schaufeln und Dampf bezeichnet werden. Daß derartige kinetische Rückwirkungen auftreten, ist eine Tatsache alltäglicher Erfahrung. Ein Wasserstrahl kann z. B. nicht aus seiner Richtung abgelenkt, oder seine Geschwindigkeit auf irgendeine Weise verändert werden, ohne einen Druck auf den diese Änderung hervorruftenden Widerstand auszuüben. Der statische Druck des Dampfes treibt nicht unmittelbar die Turbine, sondern er erzeugt Geschwindigkeit innerhalb des Dampfes, und der mit großer Geschwindigkeit strömende Dampf übt einen Druck auf die Schaufeln aus und verursacht auf diese Weise die Umdrehung der Turbinenwelle. Maschinen, bei denen die Drehung direkt durch den statischen Druck des arbeitenden Mittels hervorgerufen wird, bezeichnet man im Gegensatz zu der hier besprochenen Gattung der Turbinen oder Kreiselradmaschinen als „rotierende Maschinen“.

3. Maßnahmen zur Erreichung einer Geschwindigkeitszunahme.

Wenn der Dampf durch eine Schaufelreihe hindurchgeht, so vergrößert sich sein Volumen bei gleichzeitiger geringer Druckabnahme, die naturgemäß ein Anwachsen der Dampfgeschwindigkeit verursacht. Dieser durch die Volumenvergrößerung hervorgerufene Geschwindigkeitszuwachs ist aber zwischen den Innen- und Außenkanten der Schaufeln einer einzelnen Reihe sehr gering. Wir müssen uns hüten, dies als hauptsächlichste Quelle einer Geschwindigkeitszunahme anzusehen. In der Tat vernachlässigen wir ge-

wöhnlich den auf diese Ursache zurückzuführenden geringen Zuwachs und behandeln dann den Dampf (innerhalb einer einzelnen Reihe) als einen nicht ausdehnbaren und nicht zusammen-drückbaren Körper.

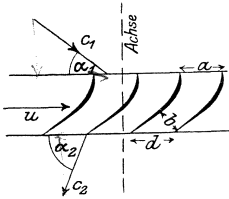


Fig. 14. Durchgang des Dampfes durch die Laufschaufeln.

Die Geschwindigkeitszunahme wird somit nicht der Expansion des Dampfes, sondern der Querschnittsverengung zugeschrieben. Ein Blick auf Fig. 14 wird dies klar machen. Die Eintrittsbreite des Kanals zwischen zwei Schaufeln ist a und die des Austrittes b . Da nun die Schaufellänge konstant ist, verhalten sich diese Breiten am Eintritt und Austritt in das Laufrad wie die rechtwinklig zur Strömungsrichtung des Dampfes stehenden Durchflußquerschnitte. Zwischen Ein- und Austritt wächst mithin die Dampfgeschwindigkeit im Verhältnis $\frac{a}{b}$. Der Austrittswinkel β_2 für normale Schaufeln von Überdruckturbinen beträgt ungefähr 20° , für welchen Fall bei einem Eintrittswinkel $\beta_1 = 90^\circ \frac{b}{a} = \sin 20^\circ$, und demnach die Austrittsgeschwindigkeit etwa dreimal so groß als die Eintrittsgeschwindigkeit sein würde, natürlich unter der Voraussetzung gleicher Schaufelteilung an der Ein- und Austrittskante ($d = a$).

Die Größe der Geschwindigkeit an jeder Stelle erhält man aus der sogenannten „Kontinuitätsgleichung“ oder „Stetigkeitsbedingung“.

Ist c_a die Eintrittsgeschwindigkeit und A der Dampfquerschnitt bei a , c_b die Austrittsgeschwindigkeit und B der Querschnitt bei b , so besteht, da durch jeden Querschnitt sekundlich dasselbe Dampfvolumen hindurchgeht, die folgende Stetigkeitsbedingung:

$$B \cdot c_b = A \cdot c_a$$

oder

$$c_b = \frac{a}{b} \cdot c_a.$$

Wir müssen hier zwischen der Geschwindigkeit beim Eintritt in die Schaufeln und der Geschwindigkeit, mit der Dampf auf die Schaufeln auftrifft, unterscheiden. Diese letztere Geschwindigkeit des Dampfes beim Auftreffen auf die Lauf- oder Leitschaufeln (selbst wenn sie relativ zur Schaufelbewegung genommen wird) ist gewöhnlich nicht senkrecht zur Strecke a gerichtet, sondern zu derselben geneigt, wie man an w_1 in Fig. 15 sehen kann.

4. Der Satz vom Antrieb.

Der Dampf verändert beim Durchströmen der Turbinenschaufeln seine Geschwindigkeit, und wir haben bereits gesehen, daß diese Geschwindigkeitsänderung notwendigerweise mit einer Druckäußerung

des Dampfes auf die Schaufeln verbunden ist. Es besteht natürlich eine Rückwirkung der Schaufeln auf die einzelnen Dampfteilchen, d. h. der Druck zwischen Dampf und Schaufeln ist ein wechselseitiger. Da dieser Druck die treibende Kraft in der Turbine ist, so ist es wichtig, daß wir seine Größe genau und zuverlässig berechnen können. Dies kann durch Anwendung des zweiten Newtonschen Gesetzes geschehen. Wir wollen mit der Definition des sogenannten „Antriebes“ oder der „Bewegungsgröße“ beginnen, und dem gewöhnlichen Gange folgend, wollen wir die Bewegungsgröße eines in Bewegung befindlichen Körpers als proportional seiner Geschwindigkeit und Maße betrachten. Ist somit G das Gewicht des Körpers in kg und c seine Geschwindigkeit in m/sk, so ist die Bewegungsgröße:

$$\frac{G}{g} \cdot c \text{ in sk-kg,}$$

worin g die Erdbeschleunigung $= 9,81 \text{ m/sk}^2$ bedeutet.

Die Bewegungsgröße von 50 kg Dampf, der mit einer Geschwindigkeit von 100 m/sk strömt, beträgt z. B.:

$$\frac{50}{9,81} \cdot 100 = 510 \text{ sk-kg,}$$

d. h. eine Kraft von 510 kg, die eine Sekunde lang wirkt. Das würde die Bewegungsgröße des Dampfes in Richtung seiner Bewegung sein. Wollen wir die Bewegungsgröße in irgend einer anderen gegebenen Richtung finden, so verfahren wir in gleicher Weise, legen jedoch die in der gegebenen Richtung liegende Geschwindigkeitskomponente des Körpers zugrunde. Ist die Dampfgeschwindigkeit, die einen Winkel α_1 mit der Bewegungsrichtung der Turbinenschaufeln bildet c_1 , so erzeugen G kg Dampf eine totale Bewegungs-

größe $\frac{G}{g} \cdot c_1$. Die Kraft in Richtung der Schaufelbewegung würde

dann $\frac{G}{g} \cdot c_1 \cdot \cos \alpha_1$, und die parallel zur Turbinenachse gerichtete

Kraft $\frac{G}{g} \cdot c_1 \cdot \sin \alpha_1$ sein (siehe Fig. 14). Wir können sagen, daß der

Dampf $\frac{G}{g} \cdot c_1$ sk-kg auf das Laufrad überträgt, oder wiederum, daß

$\frac{G}{g} \cdot c_1 \cdot \cos \alpha_1$ sk-kg in Richtung der Schaufelbewegung übertragen

werden. Es sei besonders hervorgehoben, daß diese Größen weder davon abhängen, ob das Dampfgewicht G in einer oder zehn Sekunden oder auch während eines anderen Zeitintervalles durch die Schaufeln hindurchströmt; noch hängen sie von der Geschwindigkeit des Laufrades ab.

Ein Blick auf die Figur zeigt, daß der Dampf das Laufrad mit einer anderen Geschwindigkeit c_2 und unter dem Winkel α_2 verläßt.

Er nimmt mit sich $\frac{G}{g} \cdot c_2$ sk-kg, die sich zerlegen in $\frac{G}{g} \cdot c_2 \cdot \cos \alpha_2$ der Schaufelbewegung entgegengesetzt gerichtet und $\frac{G}{g} \cdot c_2 \cdot \sin \alpha_2$ senkrecht zur Schaufelbewegung.

Das Newtonsche Gesetz mag für unsere Zwecke in folgende Worte gefaßt werden:

Wenn die Geschwindigkeit eines Körpers sich irgendwie ändert, so tritt eine Kraft auf. Die Komponente dieser Kraft in irgend einer Richtung ist gleich der sekundlichen Zunahme der Bewegungsgröße in dieser Richtung; oder kurz:

Kraft = sekundlicher Zuwachs der Bewegungsgröße in Richtung der Kraft.

5. Druck auf die Schaufeln und geleistete Arbeit.

Nehmen wir wiederum Fig. 1³ als Beispiel, so sehen wir, daß $\frac{G}{g} \cdot c_1$ sk-kg in t Sekunden auf das Laufrad übertragen werden. Das heißt, G kg Dampf treten in das Laufrad in t Sekunden ein, und in derselben Zeit verlassen $\frac{G}{g} \cdot c_2$ sk-kg mit dem Dampfe das Laufrad. Um die parallel zur Achse auf die Schaufeln wirkende Kraft zu berechnen, sehen wir, daß eine totale Änderung der Bewegungsgröße in dieser Richtung von:

$$\frac{G}{g} (c_1 \sin \alpha_1 - c_2 \sin \alpha_2)$$

stattfindet. Vollzieht sich diese Änderung in einer Sekunde, so ist die wirksame Kraft:

$$\frac{G}{g} \cdot \frac{(c_1 \sin \alpha_1 - c_2 \sin \alpha_2)}{t} \text{ kg.}$$

Diese Kraft ist, nebenbei bemerkt, negativ. Die treibende Kraft oder der Druck auf die Schaufeln, d. h. die Kraft in Richtung der Schaufelbewegung ist in ähnlicher Weise:

$$\frac{G}{g} \cdot \frac{(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2)}{t} \text{ kg.}$$

Das Pluszeichen wurde hier gesetzt, weil die beiden Geschwindigkeitskomponenten einander entgegengesetzt gerichtet sind, und deshalb die Summe der Absolutbeträge der einzelnen Geschwindigkeiten zu nehmen ist. Die Bewegungsgröße in der in Frage kommenden Richtung geht von $\frac{G}{g} \cdot c_1 \cdot \cos \alpha_1$ durch Null hindurch und erreicht dann den Betrag $\frac{G}{g} \cdot c_2 \cdot \cos \alpha_2$ in entgegengesetzter Richtung.

Bedeutet u die Geschwindigkeit der Turbinenschaufeln in m/sk, so erhält man die sekundlich geleistete Arbeit durch den auf die Schaufeln ausgeübten Druck multipliziert mit dem pro Sekunde zurückgelegten Weg, und letzterer ist u . Somit beträgt, wenn G kg Dampf in t Sekunden zugeführt werden, die sekundlich geleistete Arbeit:

$$\frac{G}{g} \cdot \frac{c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2}{t} \cdot u \text{ mkg/sk};$$

die von G kg Dampf insgesamt geleistete Arbeit:

$$\frac{G}{g} \cdot (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \cdot u \text{ mkg};$$

und die Arbeit von 1 kg Dampf:

$$\frac{1}{g} (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \cdot u \text{ mkg}.$$

6. Spezifische Arbeit des Dampfes.

Zwecks Berechnung von Dampfturbinen müssen wir drei Energiearten betrachten; nämlich die Arbeit, die der Dampf leisten kann durch:

1. Geschwindigkeit.
2. Statischen Druck oder äußere Arbeit.
3. Expansion verbunden mit Temperaturabfall.

1. Für die auf die Geschwindigkeit zurückzuführende oder kinetische Energie ist die gebräuchliche Formel für die Arbeit von G kg Dampf, der mit einer Geschwindigkeit von c m/sk strömt:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{G}{g} \cdot c^2 \text{ mkg}$$

oder

$$\frac{c^2}{2g} \text{ mkg für 1 kg Dampf.}$$

Dies ist die Arbeit, die der Dampf bei vollkommener Ausnützung seiner Geschwindigkeit leisten kann.

2. Die durch statischen Druck geleistete Energie ist die Arbeit, die in einem Zylinder geleistet werden kann, wenn der Dampf ohne zu expandieren, verwendet würde. Bezeichnet F die Kolbenfläche in qcm, s den Kolbenhub in m und p den absoluten Druck in kg/qcm Kolbenfläche, so beträgt der totale Druck auf den Kolben $p \cdot F$ kg und die pro Hub geleistete Arbeit $p \cdot F \cdot s$ mkg. Das zugehörige Dampfvolumen beträgt $0,0001 F \cdot s$ cbm und sein Gewicht $0,0001 F \cdot s \cdot \gamma$ oder $\frac{0,0001 F s}{v}$, wenn γ das Gewicht von 1 cbm in kg, und v das spezifische Volumen (Volumen von 1 kg in cbm) bedeuten. Somit beträgt die von 1 kg Dampf geleistete Arbeit:

$$\frac{p F s}{0,0001 F s \gamma} = \frac{p}{0,0001 \gamma} = \frac{p v}{0,0001} \text{ mkg}.$$

Wenn Dampf in einem Kessel erzeugt wird, so muß Wärme (durch Verbrennung eines Brennstoffes) zugeführt werden, die nicht allein dazu dient, die Temperatur des Speisewassers auf die Siedetemperatur zu bringen und ihm Energie in Form von Expansionsarbeit zu geben, sondern auch, um ihm den Betrag $\frac{p v}{0,0001}$ mkg äußere Arbeit für jedes Kilogramm erzeugten Dampfes zuzuführen.

Deshalb besitzt eine in einem geschlossenen Gefäß befindliche Dampfmenge, die von ihrer Zuführungsquelle abgeschnitten ist, diese Druckenergie nicht. Nur wenn eine direkte Verbindung mit der Dampfquelle besteht, und der Dampfdruck (während Arbeit geleistet wird) infolge neuer Dampfbildung konstant bleibt, können wir jedes Kilogramm Dampf als Träger einer Druckenergie von $\frac{p v}{0,0001}$ mkg ansehen.

Diese Arbeit ist tatsächlich nicht im Dampf selbst vorhanden und nicht darin mit einbegriffen, was wir die innere Energie des Dampfes nennen.

3. Die dritte Energieart ist die durch Expansion erzeugte, d. h. diejenige Arbeit, die geleistet wird, wenn der Dampf von seiner Dampfquelle abgeschnitten ist, und jegliche Wärmeabgabe nach außen hin verhindert wird. Eine derartige Expansion ist als „adiabatische“ bekannt.

Um diese innere Energie in der für Wärmemengen gebräuchlichen Maßeinheit bezogen auf Wasser von 0° C auszudrücken, können wir ihre Größe erklären als die vom Dampf während der Expansion geleistete Arbeit plus der Wärmemenge, die dem Dampf während seiner Kondensierung entzogen werden muß, um ihn auf diesen Normalzustand von 0° C zu bringen.

In Abschnitt 12 wird hingegen gezeigt werden, daß es eine einfachere Methode gibt, diese innere Energie des Dampfes zu bestimmen, die wir für gewöhnlich mit dem Buchstaben u bezeichnen werden.

7. Beziehung zwischen Wärmeeinheit und Meterkilogramm.

Es ist hier nicht nötig, die Untersuchungen von Joule oder diejenigen späterer Forscher über den Wert einer Wärmeeinheit in Meterkilogramm anzuführen. Diese Zahl ist als das mechanische Wärmeäquivalent oder kurz als Joulesches Äquivalent bekannt und wurde nach neueren Ermittlungen von Rowland zu 427 mkg festgesetzt, d. h.

$$1 \text{ Wärmeeinheit (WE)} = 427 \text{ mkg.}$$

Der reziproke Wert $A = \frac{1}{427}$ dient als Faktor, wenn Energiemengen aus mechanischem Maße in WE umgerechnet werden.

Dieser Wert für das mechanische Wärmeäquivalent wurde den späterhin verwendeten Dampftabellen von Mollier zugrunde gelegt.

8. Die Energieumsetzung in der Turbine.

Wir sind jetzt in der Lage, die wichtigen Grundsätze in Abschnitt 2 in einer knapper gefaßten Form wiederzugeben. In der Dampfmaschine wird also die von dem statischen Druck herrührende Energie (2) oder die innere Energie (3) oder beide direkt in mechanische Energie verwandelt; in gleicher Weise geht in der Dampfturbine die Energieumsetzung vor sich, nur daß hier noch das Zwischenglied einer teilweisen Umsetzung in kinetische Energie und weiterhin einer Geschwindigkeitsänderung des Dampfes in Größe oder Richtung hinzukommt.

Die Summe von (2) und (3) wird häufig als potentielle Energie des Dampfes im Gegensatz zu (1) seiner kinetischen Energie angesprochen. Auf Grund der kinetischen Gastheorie kann man beide (2) und (3) schließlich auch als kinetische Energieformen ansprechen; auf diese Frage braucht aber der praktische Ingenieur nicht näher einzugehen, weshalb hier beide Energieformen als potentielle angesehen werden mögen.

9. Der Satz von der Erhaltung der Energie.

Der Satz von der Erhaltung der Energie kann für unsere Zwecke wie folgt ausgedrückt werden:

Wenn eine (z. B. durch ihr Gewicht) bestimmte Dampfmenge Änderungen in bezug auf Geschwindigkeit, Druck, Volumen, Temperatur, Sättigung usw. erfährt, ohne Verluste durch Wärmeleitung oder Strahlung und ohne Energieumsetzung infolge mechanischer Arbeit, so bleibt die Summe der drei im vorigen Abschnitte genannten Energiearten dieselbe.

Für die Menge von 1 kg Dampf können wir obigen Satz durch die Gleichung ausdrücken:

$$A \cdot \frac{c_1^2}{2g} + A \cdot p_1 v_1 + u_1 = A \cdot \frac{c_2^2}{2g} + A \cdot p_2 v_2 + u_2,$$

worin die Indices 1 und 2 sich auf den jeweiligen Dampfzustand zu zwei verschiedenen Zeiten oder an zwei verschiedenen Stellen des Dampfweges beziehen.

Es sei hier bemerkt, daß keine Verluste infolge Reibung des strömenden Dampfes in Betracht gezogen sind. Die zur Überwindung der Reibung aufgewandte mechanische Energie wird dem Dampf in Form von Wärmeenergie wieder zugeführt, falls keine Wärme irgendwie durch Wärmeübergang nach außen verloren gehen kann. Es ist gebräuchlich, die äußere Energie Apv mit der inneren Energie u zusammenzufassen und ihre Summe mit dem Wärmehalt i zu bezeichnen. Die Energiegleichung lautet dann:

$$A \cdot \frac{c_1^2}{2g} + i_1 = A \cdot \frac{c_2^2}{2g} + i_2,$$

worin i die totale potentielle Energie in WE bezeichnet. Im allgemeinen wird der in Frage kommende Dampf nicht trocken gesättigt sein, und wird dann i einen anderen Wert haben, als der, den wir für den totalen Wärmeinhalt pro Kilogramm Dampf in den Dampftabellen finden.

10. Die der Dampfturbine zugeführte Energie.

Wir wollen nun die in 1 kg Dampf enthaltene Energie beim Eintritt in die Turbine betrachten. Soll die Kesselspannung ganz konstant bleiben, so muß für jedes neuentstehende Kilogramm Dampf die gleiche Menge Dampf durch die Turbine wegströmen können. Wir können sagen, daß jedes im Kessel neugebildete Kilogramm Dampf gleichsam ein anderes Kilogramm Dampf in die Turbine hineindrückt, auf welche Weise die „äußere Arbeit“ geleistet wird. Hierzu kommt die im Dampf tatsächlich als Dampfwärme oder „innere Arbeit“ enthaltene Energie. Mithin beträgt die gesamte Wärmeenergie des Dampfes:

$$i = u + Apv \text{ WE.}$$

11. Geschwindigkeitszuwachs auf Kosten des Wärmegefälles.

Durch die im vorletzten Abschnitt gegebene Energiegleichung sind wir in der Lage zu ermitteln, wie wir die Geschwindigkeit des Dampfes auf Kosten seines Wärmeinhaltes steigern können.

Wir wollen zwei Aufgaben betrachten, von denen die letztere für die Berechnung von Dampfturbinen große Bedeutung hat.

In der ersteren ist angenommen, daß 1 kg in Ruhe befindlicher Dampf einen Wärmeinhalt von i_1 WE besitzt und adiabatisch expandiert, bis sein Wärmeinhalt den Wert i_2 WE erreicht hat. Es mag hinzugefügt werden, daß die während der Expansion abgegebene Energie vollständig dadurch aufgebraucht wird, daß dem Dampf Geschwindigkeit verliehen wird. Die erzeugte Geschwindigkeit soll ermittelt werden.

Wenn wir den Wärmeinhalt i_1 im Anfangszustande der zuletzt bestehenden Energie des Dampfes $A \cdot \frac{c^2}{2g} + i_2$ gleichsetzen, so erhalten wir:

$$A \cdot \frac{c^2}{2g} = i_1 - i_2$$

oder

$$c = \sqrt{\frac{2g}{A}(i_1 - i_2)} = 91,53 \cdot \sqrt{i_1 - i_2}$$

Sind i_1 und i_2 bekannt, so kann c unmittelbar gefunden werden.

In der zweiten Aufgabe möge der Dampf zu Anfang eine Geschwindigkeit c_1 und den Wärmeinhalt i_1 besitzen. Durch Verringe-

zung dieses letzteren auf den Betrag i_2 , mag seine Geschwindigkeit auf c_2 anwachsen; dann ist

$$i_1 + A \cdot \frac{c_1^2}{2g} = i_2 + A \cdot \frac{c_2^2}{2g}$$

oder

$$c_2^2 - c_1^2 = \frac{2g}{A} (i_1 - i_2) = 8378 (i_1 - i_2)$$

12. Dampferzeugung — Gesamtwärme.

Wenn Speisewasser bei einer Temperatur von t_w °C einem Kessel zugeführt und dort auf die Temperatur t_D erhitzt wird, so beträgt die zur Temperaturerhöhung nötige Wärmemenge (d. h. die Flüssigkeitswärme) für jedes Kilogramm Wasser ungefähr

$$q = t_D - t_w \text{ WE.}$$

Natürlich unter der Voraussetzung, daß die spezifische Wärme des Wassers gleich 1 ist. Um das Wasser in Dampf von t_D °C zu verwandeln, muß eine Wärmemenge zugeführt werden, die sowohl eine Änderung des Aggregatzustandes bewirkt (innere Verdampfungswärme), als auch den Widerstand überwindet, den der schon vorhandene Dampf der notwendig erfolgenden Volumenvergrößerung entgegensetzt, d. h. äußere Arbeit leistet (äußere Verdampfungswärme). Die hierzu nötige Wärmemenge, bekannt als latente Wärme oder Verdampfungswärme, ist entsprechend älteren Dampftabellen nahezu:

$$r = 606,5 - 0,695 \cdot t_D.$$

Die Gesamtwärme (Wärmeinhalt) über der des Wassers von 0° C beträgt:

$$\lambda = 606,5 + 0,305 \cdot t_D.$$

Das ganze besteht jedoch nicht als innere Wärmeenergie; ein Teil davon wurde, wie früher erklärt, zur Leistung äußerer Arbeit verbraucht, oder mit anderen Worten, dieser Teil ist die bereits erwähnte auf statischen Druck zurückzuführende Energie (vgl. Abschnitt 6 [2]).

Nun wird klar sein, daß die Gesamtwärme eines in Ruhe befindlichen Kilogramm Dampfes ebendasselbe ist, was wir späterhin als seine Gesamtenergie bezeichnen werden, vorausgesetzt, daß wir beides stets auf Wasser von 0° C beziehen. Die innere Energie von 1 kg trocken gesättigten Dampfes kann man nahezu finden, wenn man von dem obigen Ausdruck der Gesamtwärme den äquivalenten Wärmewert von $p \cdot v$ abzieht.

13. Eingehendere Betrachtung der Gesamtwärme des Dampfes.

Im letzten Abschnitt haben wir die Flüssigkeitswärme unter der Voraussetzung berechnet, daß die spezifische Wärme des Wassers für jede Temperatur = 1 ist. Für die Gesamtwärme haben wir

eine Formel gebraucht, die sich auf die Ermittlungen von Regnault stützt. Obgleich diese für den praktischen Gebrauch hinreichend genau ist, so dürfen wir nicht übersehen, daß dennoch eine größere Genauigkeit erreicht werden kann.

Verschiedene empirische Formeln sind aufgestellt worden, die die spezifische Wärme des Wassers als Funktion seiner Temperatur angeben. Wir brauchen diese hier nicht anzuführen, da die gewöhnlich gebrauchten Dampftabellen dieser Veränderlichkeit der spezifischen Wärme bereits Rechnung tragen. Die Untersuchungen von Regnault sind zum Teil von mehreren namhaften Forschern bestätigt worden, und ihre Resultate wurden von Zeuner tabellarisch zusammengestellt.

Auf Grund der neueren Versuche von Knoblauch, Linde und Klebe¹⁾ hat Mollier neue Tabellen²⁾ für gesättigten Wasserdampf aufgestellt, die heute allgemein Verwendung finden. Der Engländer Davis³⁾ hat auf Grund der neusten zuverlässigen Versuche folgende Formel für die Gesamtwärme aufgestellt:

$$i'' = 640,7 + 0,3754(t - 100) - 0,000993(t - 100)^2,$$

worin t die Temperatur des Dampfes in Grad C bedeutet.

Die folgende Tabelle zeigt die Unterschiede zwischen den Werten dieser Formel, den Werten nach Mollier, Schüle⁴⁾ und den alten Zeunerschen Werten.

Tabelle I.

Grad Celsius	Druck Atm.	Werte für i'' in WE.			
		Nach Mollier	Nach Schüle	Nach Davis	Nach Zeuner
40	0,0747 [~ 70,5 cm Q.-S.]	613,5	613,9	614,6	618,70
70	0,317	627,0	627,0	628,5	627,83
100	1,033	639,7	638,7	640,7	636,99
178,9	10,000	666,1	663,8	663,9	661,06
197,2	15,000	670,5	669,3	667,8	666,66
211,3	20,000	673,4	672,8	670,2	670,96

Man sieht, daß die größten Abweichungen zwischen den neueren und alten Werten bei den Dampftemperaturen zu finden sind, die den Spannungen im Kondensator entsprechen.

Je nachdem ältere oder neuere Dampftabellen zugrunde gelegt wurden, werden natürlich die ermittelten Werte für den thermo-

¹⁾ Knoblauch, Linde, Klebe, „Die thermischen Eigenschaften des gesättigten und überhitzten Wasserdampfes zwischen 100° und 180°. Teil I und II. Mitteilungen über Forschungsarbeiten. Heft 21.

²⁾ Mollier, Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Berlin 1906.

³⁾ H. N. Davis, Engineering 1909. S. 52.

⁴⁾ Die Eigenschaften des Wasserdampfes nach den neuesten Versuchen. Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ingenieure 1911. S. 1506 und 1561.

dynamischen Wirkungsgrad¹⁾ bis zu gewissem Grade verschiedene sein. Da für niedrigere Spannungen die Abweichungen der Dampftabellen am größten sind, soll hier die Abweichung des thermodynamischen Wirkungsgrades für eine Abdampfturbine beispielsweise angeführt werden.

Der Abdampfturbine werde der Dampf bei Atmosphärendruck zugeführt und expandiere bis auf einen Unterdruck von 71 cm Q.-S. Beträgt ihr thermodynamischer Wirkungsgrad 68 v. H. auf Grund der alten Dampftabellen, so ist er nach den neueren etwa 67,6 v. H. Dieser Unterschied ist nur unbedeutend und wird für höhere Eintrittsdrücke noch geringer.

14. Nasser und überhitzter Dampf.

Sind in 1 kg Naßdampf, d. h. in Dampf, der eine große Menge kleiner Wasserbläschen mit sich führt, x kg trockener Dampf und der Rest $(1 - x)$ kg Wasser enthalten, so bezeichnet man mit x die spezifische Dampfmenge. Solcher Dampf wird die Flüssigkeitswärme der ganzen Menge enthalten, aber nur x Anteile werden Verdampfungswärme besitzen. Seine Gesamtwärme ist deshalb:

$$q + r \cdot x \text{ WE,}$$

worin q die Flüssigkeitswärme über der des Wassers bei 0° C und r die Verdampfungswärme (latente Wärme), wie sie in den Dampftabellen oder nach der Formel in Abschnitt 12 zu finden ist, bedeutet. Das Dampfvolument ist, bei Vernachlässigung desjenigen des Wassers augenscheinlich $x \cdot v$, worin v das Volumen pro Kilogramm (spezifisches Volumen) trocken gesättigten Dampfes bedeutet.

Haben wir es mit überhitztem Dampf zu tun, so wird die Berechnung noch unsicherer.

Es ist üblich geworden, den Wärmehalt des überhitzten Dampfes auf folgende Weise zu berechnen:

Wird trocken gesättigter Dampf von t_D ° C bei konstantem Druck auf $t_{\ddot{u}}$ ° C überhitzt, so nennen wir $t_{\ddot{u}} - t_D$ den Grad der Überhitzung, während die Überhitzungswärme selbst $0,48 (t_{\ddot{u}} - t_D)$ WE beträgt. Um die Gesamtwärme des Dampfes zu erhalten, müssen wir zu dieser Wärmemenge den Wärmehalt (Gesamtwärme) von 1 kg trocken gesättigten Dampfes addieren. Die Gesamtwärme pro 1 kg überhitzten Dampfes beträgt dann, wenn wir uns wiederum auf Wasser von 0° C beziehen:

$$\begin{aligned} i_{\ddot{u}} &= 606,5 - 0,695 t_D + t_D + 0,48 (t_{\ddot{u}} - t_D) \\ \text{oder} \quad &= r + q + 0,48 (t_{\ddot{u}} - t_D) \text{ WE.} \end{aligned}$$

Ogleich diese Berechnungsmethode für reine Lehrzwecke hinreichen würde, genügt sie nicht für praktische Zwecke. Die spezifische Wärme überhitzten Dampfes bei konstantem Druck ist eine

¹⁾ Siehe S. 61 dieses Buches.

veränderliche Größe und muß so gewählt werden, daß die Ergebnisse der Turbinenversuche sich als richtig ergeben. Ihr Wert beträgt bei gewöhnlichen Überhitzungen etwa 0,48 für Drücke von nur 1 oder 2 at¹).

Wir werden späterhin sehen, daß wir über diese Schwierigkeiten hinwegkommen durch den Gebrauch von Diagrammen, welche die Gesamtwärme des Dampfes für irgend einen Druck und einen beliebigen Grad der Überhitzung angeben und in denen der Veränderlichkeit der spezifischen Wärme bereits Rechnung getragen ist.

Um das Volumen eines Kilogramm überhitzten Dampfes zu finden, ist die Methode gebräuchlich geworden, daß man zuerst das Volumen des trocken gesättigten Dampfes für dieselbe Spannung berechnet und dann dieses Volumen im Verhältnis der absoluten Temperaturen am Anfang und am Ende der Überhitzung vergrößert. Mit anderen Worten: der überhitzte Dampf wird als vollkommenes Gas behandelt.

Dies hingegen ist ungenau, und wir wenden für praktische Zwecke deshalb eine gleich schnell zum Ziele führende Methode an, um die Gesamtwärme zu finden. Wir entnehmen das Volumen einem Diagramm oder einer Tabelle, die auf Grund der besten zu Gebote stehenden experimentellen Ermittlungen speziell für diesen Zweck aufgestellt wurden.

15. Nutzbarkeit der Wärmeenergie.

Die Turbine ebenso wie jede andere Wärmekraftmaschine kann die im Dampf enthaltene Wärme nicht mehr ausnützen, wenn die Dampftemperatur auf die des Kondensators herabgesunken ist.

Angenommen, die Kondensatortemperatur betrage 39° C 10 kg trocken gesättigten Dampfes bei einem absoluten Druck von 0,8 at (93° C) haben einen Gesamtwärmeinhalt von 6368 WE. Ungefähr 10,4 kg Dampf bei einem absoluten Druck von 0,07 at (etwa 39° C) würden denselben Wärmeinhalt besitzen.

Hiernach ist einleuchtend, daß, obgleich die Wärmehalte in beiden Fällen dieselben sind, die nutzbaren Wärmemengen sehr verschieden groß sein können. In letzterem Falle ist die nutzbare Wärme tatsächlich gleich Null.

Dieses Beispiel zeigt, daß die bloße Kenntnis des Betrages an Wärmeenergie noch nicht auf den Betrag an nutzbarer Arbeit schließen läßt. Wenn wir dagegen sowohl die Temperatur als auch den Wärmeinhalt kennen, so können wir uns ein Urteil darüber bilden, wieviel von der Gesamtwärme in mechanische Arbeit umgesetzt werden kann.

¹) Vergl. die neueren Untersuchungen über die spez. Wärme *cp* des überhitzten Wasserdampfes für Drücke von 2 bis 8 kg/qcm und Temperaturen von 350 bis 550° C von Knoblauch und Hilde Mollier. Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ingenieure 1911 oder Forschungshefte 108 und 109.

***16. Die Differenz zwischen der zugeführten Wärmemenge und ihrem nutzbaren Anteil.**

Das Prinzip der Nutzbarkeit der Wärmeenergie zur Umsetzung in mechanische Arbeit ist für die Dampfturbinentheorie von großer Bedeutung und muß vollkommen klar werden.

Eine Dampfturbine oder irgend eine Wärmekraftmaschine kann die im Dampf enthaltene Wärmeenergie nicht ausnützen, wenn die Dampftemperatur niedriger als die des Kondensators ist.

Angenommen, die Temperatur unseres Kondensators sei 39°C , und eine bestimmte Wärmemenge würde dem Dampf irgendwie zugeführt, so daß sich seine Temperatur von 39° auf 93°C erhöht. Bei 93°C haben wir einen gewissen Mehrbetrag an Wärmeenergie als der Dampf bei 0° haben würde. Es steht jedoch fest, daß wir bei einer Temperatur von 39° keine Wärmeenergie des Dampfes mehr nutzbar machen können. Folglich ist die gesamte Wärmeenergie, die der Dampf bei 93° besitzt, nicht insgesamt nutzbar. Obleich dies vollkommen richtig ist, ist das durchaus noch nicht alles. Es entsteht die Frage, ob die ganze Wärmemenge, die zwecks Temperaturerhöhung von 39° auf 93° zugeführt wurde, zur Umwandlung in mechanische Arbeit nutzbar gemacht werden kann. Die Antwort hierauf ist, daß sie nicht vollständig nutzbar gemacht werden kann, wenn der Dampf einen geschlossenen Kreisprozeß durchläuft.

***17. Man kann sich über die Identität irgendwelcher Anteile der Gesamtwärme keine Rechenschaft geben.**

Obleich in diesem Falle der Kreisprozeß kein vollkommener, so doch ein diesem gleichwertiger in bezug auf aufgenommene und abgegebene Wärmemengen ist, so müssen wir, um genau zu verfahren, zu dieser Antwort hinzufügen, daß hier ebenfalls nur ein Teil der zugeführten Wärme zur Erzeugung mechanischer Arbeit nutzbar gemacht werden kann. Dieser nutzbare Anteil ist ebenso groß, als wenn ein vollständiger Kreisprozeß durchlaufen würde.

Um die obenstehenden Erklärungen zu vereinfachen, haben wir von der „zugeführten Wärme“ und dem „nutzbaren Anteil“ derselben gesprochen. Wir beabsichtigen hingegen nicht, diesen Energiemengen irgend eine besondere Identität beizumessen, z. B. ist es gleichgültig, ob die wiederabgegebene Wärme tatsächlich als ein Teil der vorher zugeführten identifiziert werden kann oder nicht; im großen und ganzen soll hier nur ausgedrückt werden, daß für eine bestimmte, dem arbeitenden Körper zugeführte Wärmemenge eine gewisse Wärmemenge zu irgend einer anderen Zeit während des Kreisprozesses notwendigerweise auch wieder abgegeben werden muß.

Die Differenz zwischen aufgenommener und abgegebener Wärme wird in der verlustlosen Wärmekraftmaschine zur Leistung mechanischer Arbeit verbraucht; und wenn wir annehmen, daß die abge-

gebene Wärme auf den kleinstmöglichen Betrag gebracht wird, so können wir die obige Differenz als die zur Umsetzung in mechanische Arbeit verfügbare Wärmemenge bezeichnen.

***18. Systeme, die vollkommenen Kreisprozessen gleichwertig sind.**

In einer Dampfkraftanlage, in der das Kondensat wieder als Speisewasser für den Kessel verwendet wird, durchläuft der arbeitende Körper, der bisweilen Wasser und an anderen Stellen des Systems Dampf ist, einen vollkommenen Kreisprozeß. Die abgeführte Wärme, die nicht in Arbeit verwandelt werden kann, geht hinweg in die See oder anderweitig hin, z. B. in das Kondensatorkühlwasser.

Wenn das Kondensat nicht wieder als Speisewasser verwendet wird, so ist eine besondere Speisewasserzufuhr für die Kessel nötig, und die Reihenfolge der einzelnen Prozesse bleibt tatsächlich einem vollkommenen Kreisprozeß gleichwertig.

Wenn die Turbinen mit Gegendruck arbeiten, so geht der Auspuffdampf in die Atmosphäre, indem er seine Abwärme mit sich führt; frisches Wasser wird dann ebenfalls den Kesseln zugeführt. Die abgeführte Wärme ist in diesem Falle genau dieselbe, als wenn der Auspuffdampf bei Atmosphärendruck und der zugehörigen Temperatur kondensiert und dann wieder als Speisewasser verwendet worden wäre.

Solche Einzelheiten wie etwaige Differenzen zwischen Auspuffdampf- und Speisewassertemperatur gehen uns hier nichts an; sie haben keinen Einfluß auf den Hauptgedanken der Nutzbarkeit der Wärme zwecks Umsetzung in mechanische Arbeit oder auf die Größe dieses nutzbaren Anteils. Alle oben angeführten Systeme sind deshalb in wärmetechnischer Hinsicht durchaus einem vollkommenen Kreisprozeß gleichwertig.

***19. Die „Wertigkeit“ der Wärmeenergie.**

Obleich die Wärmeenergie in Abschnitt 16 bei einer Temperatur zwischen 39° und 93° C zugeführt wurde, verteilt sich ihre Wertigkeit über das ganze Bereich zwischen dem absoluten Nullpunkt und diesen Temperaturen.

Um nun zu finden, wieviel hiervon nutzbar ist, müssen wir uns vorstellen, daß die Wärmeenergie in aufeinanderfolgenden sehr kleinen Mengen zugeführt werde. Wir wollen eine solche kleine Wärmemenge betrachten, aber anstatt die zugeführte Wärmemenge unendlich klein anzunehmen, werden wir der Anschaulichkeit halber voraussetzen, daß sie zu einer Temperaturerhöhung von 39° auf 41° C hinreicht. Die Sache ist die, daß diese Wärmeenergie nicht die durchschnittliche Wertigkeit von 40° C besitzt. Im Gegenteil verteilt sich ihre Wertigkeit über den ganzen Temperaturbereich vom absoluten Nullpunkt = -273° C bis zu 40° C (313° abs.). Ihre mittlere Wertigkeit ist $156,5^{\circ}$ abs., d. h. das Mittel aus beiden Temperaturen.

Die in Frage kommenden absoluten Temperaturen sind 313° und 0° , und die absolute Kondensatortemperatur beträgt 312° . Da die betrachtete Wärmemenge eine unendlich kleine ist, so können wir annehmen, daß ihre Energie hinsichtlich ihrer Wertigkeit gleichmäßig zwischen 0° und 313° verteilt ist. Da bei einer Wertigkeit unter 312° keine nutzbare Energie vorhanden ist, so beträgt hier der Wärmeanteil, der in mechanische Arbeit umgesetzt werden kann, nur $\frac{1}{313}$ der zugeführten Wärmemenge.

Zwecks eines anderen Beispiels wollen wir annehmen, daß 220 WE dem arbeitenden Körper bei einer Temperatur von 181°C (454° abs.) zugeführt werden, und daß die Wärmezufuhr bei konstanter Temperatur vor sich gehe. Die mittlere Wertigkeit dieser zugeführten Energie ist nicht 454° , sondern 227° , da die Wertigkeit sich gleichmäßig auf den ganzen Bereich zwischen 0° und 454° abs. verteilt. Ist die niedrigste nutzbare Temperatur wiederum 39°C (312° abs.), so liegt die nutzbare Energie zwischen 312° und 454° , also innerhalb eines Temperaturbereiches von 142° . Demnach beträgt die zwecks Umsetzung in mechanische Arbeit in einer verlustlosen Wärmekraftmaschine nutzbare Energie:

$$\frac{142}{454} \cdot 220 = 68,8 \text{ WE.}$$

*20. Beweggründe für die Einführung der „Wertigkeit“ der Energie des Dampfes.

Diejenigen Leser, die bereits einige Kenntnisse in der technischen Wärmelehre besitzen, werden in den obigen Darlegungen eine Bestätigung des Carnotschen Prinzips in Verbindung mit dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik erkennen. Hierauf werden wir später zurückkommen, nachdem der Gebrauch des Entropietemperaturdiagramms erläutert worden ist.

Inzwischen wollen wir die Beweggründe für die Einführung der „Wertigkeit“ in folgende Punkte kurz zusammenfassen:

1. Der Grund, warum wir der Wärmeenergie eine „Wertigkeit“ beimaßen, ist der, weil diese auf den ersten Blick ersehen läßt, wieviel hiervon „nutzbar“ ist.

2. Der Grund, warum bei allen Wärmemengen unverfügbare Energie vorhanden ist, liegt darin, weil es noch keine Maschine oder Anlage zur Umwandlung der Wärme in mechanische Arbeit gibt, die ohne Abführung von Wärme und ohne Wärmeverluste arbeitet.

3. Der Grund, warum die Wertigkeit in der besonders beschriebenen Weise eingeführt wurde, liegt darin, weil bewiesen werden kann (der Beweis ist in elementaren Büchern über Wärmelehre zu finden), daß in einem idealen vollkommenen Kreisprozeß für jedes zugeführte Wärmeteilchen der Betrag an nutzbarer Arbeit $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$

Teile dieses Wärmeteilchens beträgt, worin T_1 die absolute Temperatur, bei welcher die Wärme zugeführt wurde, und T_2 die niedrigste nutzbare Temperatur bedeutet.

21. Relativgeschwindigkeit.

Wir wollen jetzt wieder zum Dampfdurchfluß durch die Turbine zurückkehren. Wenn zwei Körper X und Y sich in irgendwelchen Richtungen mit den Geschwindigkeiten a und b bewegen, so können wir die Geschwindigkeit des Körpers Y relativ zu X finden, indem wir die Geschwindigkeit von Y mit der gleichen, aber entgegengesetzt gerichteten Geschwindigkeit von X zusammensetzen. Kurzum: wir finden die Relativgeschwindigkeit eines Körpers, indem wir seine Absolutgeschwindigkeit mit der entgegengesetzt gerichteten Geschwindigkeit des Körpers zusammensetzen, gegen welchen seine Relativgeschwindigkeit gesucht werden soll.

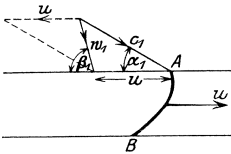


Fig. 15. Relative und absolute Dampfgeschwindigkeiten.

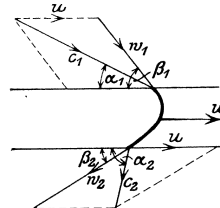


Fig. 16. Relative und absolute Dampfgeschwindigkeiten.

In Fig. 15 sei AB eine Turbinenschaufel, die sich nach rechts mit der Geschwindigkeit u bewege. Der Dampf habe bei A die Eintrittsgeschwindigkeit c_1 und bilde mit der Richtung von u den Winkel α_1 . Relativ zur Schaufelbewegung ist natürlich die Geschwindigkeit der Schaufel gleich Null, während die relative Dampfgeschwindigkeit w_1 beträgt. Das Parallelogramm in Fig. 15 zeigt, wie w_1 , als Resultierende aus c_1 und dem entgegengesetzt gerichteten u , erhalten wird. Es ist jedoch nicht notwendig, den gestrichelten Teil der Figur zu zeichnen. In der folgenden Fig. 16 sehen wir c_1 als Resultierende aus u und w_1 . Der Dampf hat beim Eintritt in das Laufrad die Geschwindigkeit w_1 relativ zur Schaufelbewegung und wird gleichzeitig durch die Schaufel mit der Geschwindigkeit u fortbewegt. Die absolute Geschwindigkeit ist demnach die Resultierende dieser beiden Bewegungen.

w_1 ergibt die Dampfgeschwindigkeit nach Größe und Richtung vom Laufrad aus betrachtet. Tritt der Dampf parallel zur Schaufeloberfläche in das Laufrad ein, so wird er auf den Schaufelflächen entlanggleiten und jedenfalls keinen Stoß verursachen. Beim Austritt aus dem Laufrad hat der Dampf die Geschwindigkeit w_2 relativ zum Laufrad (Fig. 16). Setzen wir diese Relativgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit u des Laufrades zusammen, so erhalten wir die absolute Austrittsgeschwindigkeit c_2 .

22. Bestimmung der Zunahme der Relativgeschwindigkeit aus dem Wärmegefälle.

Im Abschnitt 11 wurde eine Gleichung für die Beziehung zwischen Geschwindigkeitszunahme und Wärmegefälle aufgestellt. Hierbei wurden die absoluten Geschwindigkeiten verwendet, weshalb diese Gleichung nur für die Leitschaufeln der Turbine gilt.

Handelt es sich dagegen um den Dampfdurchfluß durch die Schaufeln des Laufrades, so müssen die Dampfgeschwindigkeiten relativ zur Schaufelbewegung eingesetzt werden. In bezug auf das Leitrad sind die absoluten und relativen Dampfgeschwindigkeiten einander gleich; aber diejenigen in bezug auf das Laufrad sind sehr verschieden groß.

Beim Durchfluß durch das Laufrad wird ein Teil der kinetischen Energie des Dampfes verwendet, um Arbeit an das Laufrad abzugeben, wie im Abschnitt 5 dargetan wurde. Die absolute Dampfgeschwindigkeit beim Austritt aus dem Laufrad wird deshalb geringer sein als vorher. Im allgemeinen ist sie beträchtlich kleiner als die Eintrittsgeschwindigkeit. Andererseits ist relativ zur Laufschaufel die Zunahme an kinetischer Energie des Dampfes dem Wärmegefälle gleich.

Beträgt dieses Wärmegefälle $i_1 - i_2$ WE, so erhalten wir nach Einsetzung der Relativgeschwindigkeiten (Fig. 15 und 16):

$$A \left(\frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} \right) = i_1 - i_2.$$

Erwähnt sei, daß uns bei der Berechnung der kinetischen Energie nur die Größe der Geschwindigkeit, nicht aber ihre Richtung interessiert.

23. Unterschied zwischen Gleichdruck- und Überdruckturbinen.

Wir sind jetzt in der Lage, die Energieumwandlung in der Turbine vollkommen zu verstehen und somit die beiden bekannten Gattungen, die man etwas willkürlich als „Gleichdruck-“ und „Überdruckturbinen“ bezeichnet hat, unterscheiden zu können.

In einer Gleichdruckturbine bekommt der Dampf kinetische Energie auf Kosten seiner Wärmeenergie beim Durchgang durch feststehende Düsen. Beim Durchgang durch das Laufrad wird diese kinetische Energie ganz oder teilweise in mechanische Arbeit umgesetzt.

In der Überdruckturbine wird ebenfalls in den Leitschaufeln die Wärmeenergie des Dampfes in kinetische Energie umgesetzt. Aber auch beim Durchgang durch das Laufrad setzt sich diese Umwandlung von Wärmeenergie in kinetische (relativ zum Laufrad gemessen wie im Abschnitt 22) fort. Die kinetische Energie wird sozusagen in zwei Abteilungen erzeugt, deren Summe ganz oder teilweise beim Durchgang durch das Laufrad in mechanische Arbeit umgesetzt wird.

Zufolge obiger Betrachtungen ergibt sich, daß beim Durchgang durch die Laufschaufeln

1. in einer Gleichdruckturbine Druck und Wärmehalt konstant bleiben,
2. in einer Überdruckturbine Druck und Wärmehalt abnehmen.

In ersterem Falle beträgt das Wärmegefälle und somit die geleistete Arbeit zwischen Eintritt in einen Leitschaufelkranz und Eintritt in den nächsten (gemäß Abschnitt 11):

$$A \cdot \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \text{ WE.}$$

Für die Überdruckturbine müssen wir gemäß Abschnitt 11 und 22 hierfür setzen:

$$A \left(\frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} \right) \text{ WE.}$$

24. Definition einer Stufe.

Es bestehen gewisse Meinungsverschiedenheiten darüber, wieviel man mit dem Ausdruck „Stufe“ bezeichnen soll. Wir werden diesen Ausdruck in der Weise gebrauchen, wie er bei Überdruckturbinen fast allgemein gebräuchlich ist.

Angenommen, die Berechnung einer Überdruck- oder Gleichdruckturbine mit einem zu jedem Laufrad gehörigen Düsen- oder Leitschaufelkranz sei derart, daß die Dampfgeschwindigkeiten beim Eintritt in alle Leiträder gleich groß seien, und ebenso die Geschwindigkeiten beim Austritt aus den Leiträdern und diejenigen beim Eintritt und Austritt aus den Laufschaufeln sowie die Geschwindigkeit des Laufrades selbst für alle verschiedenen Stufen dieselben blieben. Es würde dann jedes einzelne zusammengehörige Paar von Leit- und Laufrad genau wie alle übrigen innerhalb der Turbine ausgebildet sein. Da die Geschwindigkeiten immer wiederkehrend gleich groß sind, so würden sowohl die geleistete Arbeit als auch das Temperaturgefälle zwischen dem Eintritt des Dampfes in ein Leitrad und demjenigen in das nächstfolgende Leitrad für alle Reihenpaare der ganzen Turbine ebenfalls gleich groß sein.

Wir nennen nun ein Leitrad und das ihm zugeordnete Laufrad eine „Stufe“. Setzen wir die ganze Wärmeenergie in einer einzigen Stufe in mechanische Arbeit um, so haben wir damit die Wirkungsweise der ganzen Turbine in dieser einen Stufe vereinigt.

Praktisch kommt jedoch diese genaue Übereinstimmung aller Stufen gar nicht in Frage, sondern es ist meist zweckentsprechend und hinreichend genau genug, eine große Anzahl aufeinanderfolgender Stufen als gleich in obigem Sinne anzusehen. Besonders wenn wir mehrere Stufen zu einer sogenannten „Expansionsstufe“ oder „Stufengruppe“ vereinigen, genügt es meistens, die mittelste Stufe der Expansionsstufe als Typ für alle übrigen anzusehen.

3. Kapitel.

PV- und TS-Diagramme.

1. Expansionskurven. PV-Kurve für trocken gesättigten Dampf.

Wenn Dampf auf irgendeine Weise expandiert, so kann man das Verhältnis zwischen Druck p und dem spezifischen Volumen v (Volumen pro kg) für den ganzen Verlauf der Expansion durch die Gleichung

$$p \cdot v^n = c$$

ausdrücken, worin c eine Konstante bedeutet, die bestimmt werden kann, wenn die Werte p und v zu Anfang oder an irgendeinem Punkte der Expansion bekannt sind. Der Exponent n hängt von der Temperaturveränderung ab, und deshalb von dem Umstande, ob dem arbeitenden Körper Wärme zugeführt oder entzogen wird; außerdem hängt n auch von der anfänglichen Dampftrockenheit ab.

Wäre der Dampf zu Beginn trocken gesättigt, und würde während der Expansion so viel Wärme zugeführt werden, daß der Dampf gerade trocken gesättigt bliebe, dann besteht die Beziehung zwischen p und v , wie sie in den Dampftabellen zu finden ist. Die in Fig. 17 aufgezeichnete Kurve wurde in einfacher Weise durch Auftragen der zueinandergehörigen Tabellenwerte von p und v erhalten. Es sei bemerkt, daß, obgleich in einer Turbine der arbeitende Dampf während der Expansion niemals trocken gesättigt bleiben wird, diese Kurve dennoch von Nutzen ist, da wir die wirklichen Expansionskurven mit ihr vergleichen und so die Trockenheit des Dampfes im Verlaufe der Expansion beurteilen können. Die Expansionskurve für trocken gesättigten Dampf ist nahezu durch die Gleichung $p \cdot v^{1.6} = \text{const.}$ bestimmt.

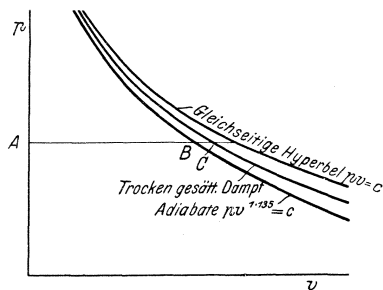


Fig. 17. PV-Kurven für Wasserdampf.

2. Kurve für adiabatische Expansion.

Die Kurve $p \cdot v = \text{const.}$ wird mehr für die Berechnung von Kolbenmaschinen gebraucht. Für Dampfturbinen findet sie wenig oder gar keine Anwendung. Sie liegt über der Kurve für trocken gesättigten Dampf, wie Fig. 17 zeigt, und stellt die Expansion des Dampfes dar, wenn eine genügende Wärmemenge zugeführt wird, die nicht nur den Dampf trocken gesättigt erhält, sondern sein Volumen noch auf einen gewissen Grad der Überhitzung vergrößert.

Für unsere Zwecke ist die adiabatische Expansion von großer Bedeutung.

Drücken wir sie durch die Gleichung:

$$p \cdot v^n = \text{const.}$$

aus, so machen wir n von der anfänglichen Trockenheit des Dampfes abhängig. Der wichtigste Fall ist derjenige, wenn der Dampf zu Anfang trocken gesättigt ist, für welchen Fall $n = 1,135$ ist. Nach Zeuner¹⁾ werden für x Gewichtsanteile trockenen Dampfes die Mittelwerte von n (vorausgesetzt $x = 0,7$ bis $1,0$) aus der empirischen Gleichung

$$n = 1,035 + 0,100 x$$

gefunden. Auf Grund dieser Gleichung entsteht die folgende Tabelle:

$x = 1,00$	$0,95$	$0,90$	$0,85$	$0,80$	$0,75$	$0,70$
$n = 1,135$	$1,130$	$1,125$	$1,120$	$1,115$	$1,110$	$1,103$

Werden für ein und dasselbe Dampfgewicht die adiabatische und trocken gesättigte Kurve konstruiert, so gibt das Verhältnis der Volumina an irgendeinem Punkte den Bruchteil trockenen Dampfes an dieser Stelle der Expansion an. In Fig. 16 ist der Bruchteil trockenen Dampfes bei B : $x = \frac{AB}{AC}$.

Die wirkliche Expansionskurve für Dampfturbinen liegt zwischen der adiabatischen und trockengesättigten Kurve.

3. Berechnung einer Expansionskurve.

Um eine Kurve von der Form $p \cdot v^n = c$ aufzuzeichnen, logarithmiert man am besten und erhält dann:

$$\log p + n \cdot \log v = \log c \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Sind n und die Anfangswerte von p und v gegeben, so können wir $\log c$ ausrechnen; setzen wir dann einen beliebigen anderen Wert für p ein, so finden wir leicht den zugehörigen Wert v .

Beispiel: Wir wollen die Volumenveränderung von 1 kg Dampf, der zu Anfang trocken gesättigt ist und eine Spannung von 12 at abs. besitzt, während der Expansion in einer Dampfturbine ermitteln. Wir wenden die Gleichung der wirklichen Expansionskurve (nicht der adiabatischen) an. Diese möge sein:

$$p \cdot v^{1,11} = c$$

logarithmiert ergibt:

$$\log p + 1,11 \cdot \log v = \log c \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Für $p = 12$ at (kg pro qcm) finden wir in den Dampf tabellen $v = 0,1678$ cbm pro kg. Dann können wir c berechnen.

Für $p = 12$ at und $v = 0,1678$ ergibt Gleichung 2:

$$1,0792 + 1,11(0,2248 - 1) = \log c$$

und

$$\log c = 0,2187$$

¹⁾ Zeuner, Technische Thermodynamik. Band II. S. 81 (1906).

Gleichung 1 ergibt:

$$\log p = 0,2187 - 1,11 \log v$$

oder $\log v = 0,1970 - 0,9009 \log p.$

Expandiert der Dampf auf $p = 9$ at, so erhalten wir für diesen Punkt:

$$\begin{aligned} \log v &= 0,1970 - 0,9009 \cdot \log 9 \\ &= 0,1970 - 0,9009 \cdot 0,9542 = -0,6632 \\ &= 0,3368 - 1 \end{aligned}$$

und $v = 0,2172$ cbm.

Würde der Dampf während der Expansion trocken geblieben sein, so wäre sein Volumen bei 9 at (nach den Dampftabellen) 0,2200 cbm. Seine spezifische Dampfmenge ist deshalb

$$x = \frac{0,2172}{0,2200} = 0,988.$$

Wir könnten so für mehrere Werte von p die zugehörigen v ausrechnen und so eine Expansionslinie des Dampfes aufzeichnen, die für die Berechnung einer Turbine von großem Nutzen ist.

4. Graphische Konstruktion der Expansionskurven.

Diese kann anstatt der logarithmischen Berechnungsweise im vorigen Abschnitt angewendet werden.

Kennen wir Druck und Volumen zu Beginn der Expansion (oder an irgendeinem anderen Punkte), so können wir die Achsen Op und Ov ziehen (Fig. 18) und den bekannten Punkt (p_1, v_1) einzeichnen.

Sodann ziehen wir unter einem beliebigen Winkel β , der so gewählt sei, daß $\text{tg } \beta = 0,2$ ist, einen gegen die Achse Ov geneigten Strahl derart, daß wir z. B. 10 cm auf dieser Achse und im Endpunkte senkrecht dazu 2 cm abtragen.

Nun berechnen wir $\text{tg } \alpha$ aus der Gleichung:

$$(1 + \text{tg } \alpha) = (1 + \text{tg } \beta)^n \quad (3)$$

worin n der Exponent der gesuchten Expansionskurve $p \cdot v^n = c$ ist.

Ebenso wie β können wir jetzt α mittels seines Tangens im Punkte O an die Achse OP nach links antragen.

Bezeichnen wir den bekannten Punkt mit A , ziehen AB und AE und dann BC und EF unter 45° zu beiden Achsen, so ergibt der Schnittpunkt der parallel zu den Achsen gezogenen Linien CD und FD den zweiten Punkt D der zu konstruierenden Expansionskurve.

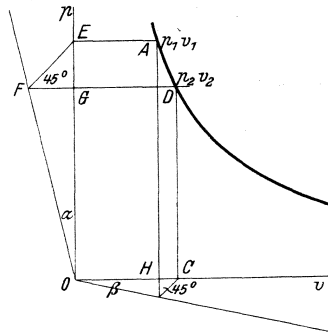


Fig. 18. Graphische Konstruktion der Expansionskurve.

Diese Konstruktion muß für mehrere Punkte wiederholt werden, worauf man durch Verbindung aller aufeinanderfolgender Punkte die gesuchte Expansionskurve erhält. Es ist klar, daß, je kleiner man den Winkel β und somit seinen Tangens wählt, um so näher die einzelnen Punkte der gesuchten Kurve aneinanderrücken.

*5. Beweis der vorhergehenden Konstruktion.

Die Gleichung 3 wird wie folgt gefunden:

Hat Punkt D die Koordinaten $p_2 v_2$, so ist:

$$\frac{p_1 - p_2}{p_2} = \frac{EG}{GO} = \frac{FG}{GO} = \operatorname{tg} \alpha$$

mithin
$$\frac{p_1}{p_2} = 1 + \operatorname{tg} \alpha$$

ebenso ist
$$\frac{v_2 - v_1}{v_1} = \frac{HC}{OH} = \frac{BH}{OH} = \operatorname{tg} \beta,$$

mithin
$$\frac{v_2}{v_1} = 1 + \operatorname{tg} \beta,$$

da aber
$$p_1 \cdot v_1^n = p_2 \cdot v_2^n$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^n,$$

ist somit
$$(1 + \operatorname{tg} \alpha) = (1 + \operatorname{tg} \beta)^n.$$

6. Angenäherter Ausdruck für die geleistete Arbeit.

Dadurch, daß wir die Expansion eines Gases durch die Gleichung $p \cdot v^n = \text{const.}$ ausdrücken können, sind wir in der Lage, einen angenäherten Ausdruck für die während der Expansion geleistete Arbeit zu erhalten.

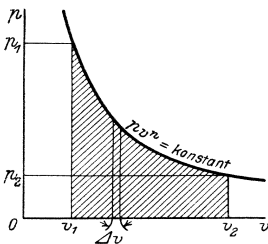


Fig. 19. Während der Expansion geleistete Arbeit.

Wenn sich wie in Fig. 19 die Expansion von $p_1 v_1$ nach $p_2 v_2$ vollzieht, so ist die geleistete Arbeit durch die unter der Expansionslinie gelegene schraffierte Fläche gegeben.

Wenn bei konstantem Druck p das Volumen sich von v auf $v + \Delta v$ vergrößert, so beträgt die geleistete Arbeit $p \cdot \Delta v$ und somit die von v_1 bis v_2 geleistete Gesamtarbeit:

$$\int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv$$

Zwecks Integration gebrauchen wir die Gleichung $p v^n = p_1 v_1^n$ und erhalten:

$$\text{geleistete Arbeit} = p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} \frac{1}{v^n} dv = \frac{p_1 v_1^n (v_2^{1-n} - v_1^{1-n})}{1-n}$$

und da $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$ ist, wird die

$$\text{geleistete Arbeit} = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1}.$$

Wird p in kg/qm (= 10000 at) und v in cbm/kg eingesetzt, so erhalten wir diese Arbeit in mkg pro 1 kg arbeitenden Körpers.

*7. Die Energie des Dampfes auf Grund obigen Ausdruckes.

Wird das für adiabatische Expansion gültige n eingesetzt, so stellt obiger Ausdruck die Abnahme an innerer Energie dar.

Wir können hingegen nicht $\frac{p_1 v_1}{n-1}$ und $\frac{p_2 v_2}{n-1}$ mit innerer Energie am Anfang beziehungsweise am Ende bezeichnen, da wir nicht wissen, ob n für eine unendlich lang fortgesetzte Expansion des Dampfes konstant bleibt. Ferner unterscheiden sich diese Ausdrücke von der auf Seite 33 berechneten inneren Arbeit durch eine Konstante, da für letztere die Energie des Wassers bei 0° C als Nullpunkt gilt.

Bei praktischen Berechnungen entsteht kein wesentlicher Fehler, wenn man $\frac{p \cdot v}{n-1}$ als innere Arbeit behandelt, weil die Größe der Expansion sich praktisch in ganz bestimmten Grenzen hält, und bei der Differenz zweier Energiemengen die willkürliche Konstante verschwindet.

Wird einer Turbine Dampf von der Spannung p_1 und einem spezifischen Volumen v_1 zugeführt, und dann bei einer Spannung p_2 und einem spez. Volumen v_2 wieder abgeführt, so beträgt die während der Expansion vom Dampf abgegebene Arbeit:

$$(p_1 v_1 - p_2 v_2) + \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1},$$

worin der Ausdruck in der Klammer die Abnahme der in Kapitel II Abschnitt 6 (2) angeführten Druckenergie ist.

Dieser Ausdruck wird zu:

$$\frac{n}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)$$

und ist bei der Berechnung gelegentlich von Wert; jedoch schränkt die Tatsache, daß v_2 besonders bestimmt werden muß, die Anwendung dieser Formel bedeutend ein.

Dieser Sonderfall der adiabatischen Expansion ist von dem im vorhergehenden Abschnitte betrachteten Fall wohl zu unterscheiden, da dort der Dampf als abgeschlossen von seiner Zuführungsquelle angenommen wurde.

8. Temperatur-Entropiediagramm.

Dieses eignet sich ganz besonders zur Berechnung der Dampfturbine und kann sämtliche PV -Kurven ersetzen. Ich glaube hingegen, daß es besser ist, beide Diagramme gemeinsam zu verwenden.

Bis vor kurzem wurde das Entropiediagramm beim Entwerfen und Berechnen nicht viel gebraucht, aber mit dem Aufkommen der Dampfturbine ist hierin eine Änderung eingetreten, so daß das Entropiediagramm heutzutage fast unentbehrlich geworden ist. Kein Turbinenkonstrukteur kann ohne dasselbe auskommen, und deshalb sollen alle seine Einzelheiten hier vollständig besprochen werden. Anfänger bemühen sich gewöhnlich, dem Ausdruck Entropie eine physikalische Bedeutung beizulegen und stoßen damit auf große Schwierigkeiten. Dies ist ganz und gar unnötig. Der praktische Ingenieur sollte diesen Ausdruck lediglich als ein Hilfsmittel zur Berechnung ansehen. Einige besondere Vorteile des Temperatur-Entropiediagrammes mögen hier aufgezählt werden. Vor allem haben wir hier die große Annehmlichkeit, daß die adiabatische Expansion durch eine senkrechte gerade Linie und nicht wie im *PV*-Diagramm durch eine komplizierte Kurve dargestellt wird. Die isothermische Expansion wird durch eine wagerechte gerade Linie dargestellt, da sie bei konstanter Temperatur stattfindet. Das Diagramm eines vollständigen Kreisprozesses ergibt eine in sich geschlossene Figur, deren eingeschlossene Fläche die in Arbeit verwandelte Wärme darstellt. Die dem arbeitenden Körper zugeführten oder entzogenen Wärmemengen ergeben sich im Diagramm ebenfalls als ganz bestimmte Flächen. Die Dampf-feuchtigkeit kann ebensogut, wenn nicht besser als im *PV*-Diagramm, abgegriffen werden. Annäherungsmethoden zur Konstruktion der Adiabate wie im *PV*-Diagramm sind hier nicht notwendig. Das Diagramm ist in jeder Beziehung geeigneter. Die Flächen können schneller berechnet werden, und Annäherungsmethoden hierfür sind leicht durchzuführen. Das Diagramm zeigt auf den ersten Blick, in welchem Maße Wärmeenergie zur Umwandlung in mechanische Arbeit vorhanden ist, gemäß der früheren Erklärung im Kap. II, Abschnitt 16, 19 und 20.

9. Entropie.

Wird dem Dampf, dem Wasser oder irgend einem anderen Körper bei einer absoluten Temperatur T eine Wärmemenge ΔQ zugeführt, die die Temperatur nicht merklich erhöht, dann erhält man die Entropiezunahme durch Division der zugeführten Wärmemenge durch die absolute Temperatur. Bleibt die Temperatur nicht ganz konstant, so setzen wir für sie einen Mittelwert, der für die ganze Zeit der Wärmezufuhr gilt. Nimmt hingegen die Temperatur stark zu, so bietet dieser Mittelwert keine hinreichend genaue Annäherung mehr, und wir müssen den Vorgang in eine Anzahl kleiner Stufen zerlegen und den Entropiezuwachs für jede einzelne Stufe getrennt berechnen.

Dieses Verfahren dient zur Erklärung des Ausdruckes „Entropiezunahme“. Somit ist:

$$\text{Entropiezunahme} = \frac{\text{zugeführte Wärmemenge}}{\text{absolute Temperatur}};$$

oder besser als Formel ausgedrückt, wenn wir die Entropiezunahme mit ΔS , die zugeführte Wärmemenge mit ΔQ und die absolute Temperatur mit T bezeichnen:

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T};$$

werden ΔQ WE dem arbeitenden Körper entzogen, dann bedeutet ΔS natürlich die Entropieabnahme.

Das oben Gesagte gilt für eine „Änderung“ der Entropie. Ehe wir den wirklichen Betrag der Entropie eines Gases bestimmen können, müssen wir einen Nullpunkt festlegen, von dem aus wir die Entropie rechnen wollen. Gewöhnlich nimmt man die Entropie des Wassers bei 0°C als Nullpunkt und Normalzustand an.

Wenn wir deshalb von der Entropie eines Gases sprechen, so meinen wir den Mehrbetrag an Entropie über diejenige des Wassers von 0°C . In bezug auf diesen Nullpunkt ist also die Entropie gefrierenden Wassers = 0. Wir sprechen stets von der Entropie eines Kilogramm des arbeitenden Körpers.

10. Die Entropie des Wassers.

Angenommen 1 kg Wasser würde von 0° auf 10°C erwärmt. Da die spezifische Wärme des Wassers = 1 ist, so beträgt die zugeführte Wärmemenge 10 WE; die mittlere abs. Temperatur während dieses Vorganges ist 278° (5°C). Die Entropiezunahme beträgt mithin:

$$\frac{\Delta Q}{T} = \frac{10}{278} = 0,0360 \text{ EE.}$$

In Tabelle II, wo wir dieses Resultat in der 1. Reihe finden, wurden weitere Entropiezunahmen für steigende Temperaturen von 10 zu 10° berechnet.

Mit Hilfe eines Rechenschiebers kann Tabelle II sehr schnell aufgestellt werden. Die Rechnungsweise ist eine sehr einfache. In der 4. Reihe bei 30°C werden dem Wasser z. B. 10 WE zugeführt, infolgedessen steigt seine Temperatur während der Zuführung dieser Wärmemenge allmählich auf 40°C . Die mittlere abs. Temperatur beträgt hierbei 308° und die Entropiezunahme $\frac{10}{308} = 0,0325$; addiert man diesen Wert zur vorhergehenden Flüssigkeitsentropie von 0,1044 EE, so erhält man 0,1369 EE.

Die Tabelle reicht bis 100°C . Der Leser sollte sie bis 200°C fortführen in Abständen von 20°C . Er wird somit eine ganz vollständige Tabelle haben und kann sich eine Kurve auftragen, die die Werte der Entropie S für alle praktisch vorkommenden Wassertemperaturen angibt.

Diese Kurve zeigt die in Fig. 20 mit Flüssigkeitskurve bezeichnete Linie. Späterhin (Abschnitt 12) wird gezeigt werden, daß ihre

Tabelle II.

Temp. °C	Mittlere abs. Temp.	Zu- geführte WE	Entropie- zunahme	Entropie der Flüssigkeit
0				0
10	278	10	0,0360	0,0360
20	288	10	0,0347	0,0707
30	298	10	0,0337	0,1044
40	308	10	0,0325	0,1369
50	318	10	0,0316	0,1685
60	328	10	0,0306	0,1991
70	338	10	0,0298	0,2289
80	348	10	0,0290	0,2579
90	358	10	0,0282	0,2861
100	368	10	0,0275	0,3136

Gleichung annähernd $S = \ln \frac{T}{273}$ ist, so daß man die Kurve auch nach dieser Gleichung auftragen könnte.

11. Entropie des Dampfes.

Wenn Wasser wie in einem Kessel verdampft wird, ist die Berechnung der Entropiezunahme sehr einfach, da die Temperatur während der Zuführung der Verdampfungswärme (latente Wärme) konstant bleibt. Wenn 1 kg Wasser von T^0 abs. Temperatur bei dieser Temperatur vollkommen verdampft wird infolge der Zufuhr der Verdampfungswärme r , so hat seine Entropie während der Verdampfung um $\frac{r}{T}$ EE zugenommen.

Beispiel: In einem Dampfkessel werde Wasser in Dampf von 11 at Überdruck, d. h. etwa 12 at abs. verwandelt. Die zugehörige Sättigungs-

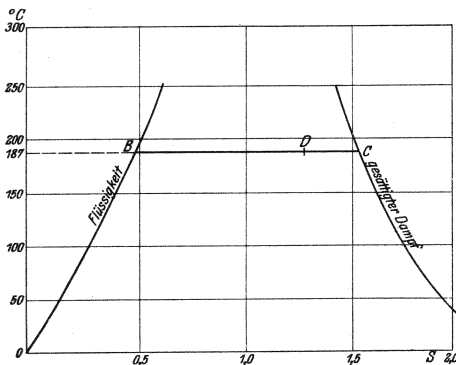


Fig. 20. Entropiekurven für Wasser und trocken gesättigten Dampf.

temperatur beträgt 186,9° C oder 459,9° abs.; und die Verdampfungswärme r pro Kilogramm ist gleich 478,2 WE. Aus der Flüssigkeitskurve (Fig. 20) sehen wir, daß zu Beginn der Verdampfung die Entropie bei Punkt B 0,528 beträgt. Während der Verdampfung nimmt die Entropie um $\frac{\text{zugeführte Wärme}}{\text{abs. Temperatur}} = \frac{478,2}{459,9} = 1,040$ EE zu und beträgt nach vollständiger Verdampfung: $1,040 + 0,528 = 1,568$ EE. Das ist dann die Entropie trocken gesättigten Dampfes bei 12 at abs.

Die Art und Weise, wie die Grenzkurve für trocken gesättigten Dampf in Fig. 20 gefunden wurde, ist hiernach klar. Man dividiert für jede einzelne Temperatur die Verdampfungswärme durch die abs. Temperatur und trägt dieses Resultat (z. B. BC) von der Flüssigkeitskurve ab nach rechts auf. Die Gleichung der rechten Grenzkurve ist dann: Entropie des trockenen Dampfes = Entropie der Flüssigkeit + Verdampfungsentropie

$$\text{oder} \quad S'' = S' + \frac{r}{T} = \ln \frac{T}{273} + \frac{r}{T}.$$

*12. Der Nullpunkt der Entropie.

Ausgehend von der Gleichung $\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}$ für die Entropieänderung können wir in dieser für ΔQ , wenn es sich um Wasser handelt und wir dessen spezifische Wärme als konstant annehmen, ΔT einsetzen. Beim Übergang zu Differentialen, d. h. für unendlich kleine Änderungen ΔS und ΔT wird die Gleichung zu $\frac{dS}{dT} = \frac{1}{T}$. Integrieren wir nach T , so wird:

$$S = \ln T + A \quad (4),$$

worin A die Integrationskonstante ist. Für $S = 0$, d. h. wenn $T = 273^0$ (0^0 C), wird:

$$0 = \ln 273 + A$$

und daraus $A = -\ln 273$; und aus Gleichung 4 wird:

$$S = \ln T - \ln 273 = \ln \frac{T}{273}.$$

Das ist die gebräuchlichste Methode. Wir wollen dagegen sehen, was geschieht, wenn wir einen anderen Nullpunkt für die Entropie annehmen. Wir können z. B. den Nullpunkt der Entropie dorthin legen, wo die abs. Temperatur gleich 0 ist; oder, da uns die Wahl freisteht, wollen wir $S = 0$ setzen, wenn $T = 1$ ist. Nehmen wir dann für unsern gegenwärtigen Zweck an, daß keine Änderung des Aggregatzustandes eintritt, d. h., daß das Wasser nicht friert und somit dasselbe Gesetz unterhalb 0^0 C noch Gültigkeit behält, so erhalten wir gemäß Gleichung 4:

$$0 = \ln 1 + A$$

und daraus $A=0$, in welchem Falle $S=\ln T$ die in Fig. 21 ersichtliche Flüssigkeitskurve darstellt. Diese Kurve schneidet die Achse OT

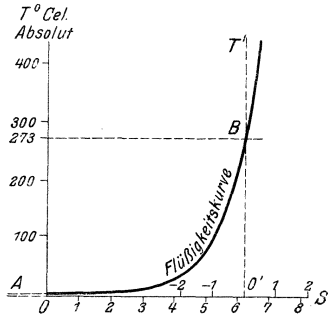


Fig. 21. Einwirkung der Nullpunktverlegung der Entropie.

entsteht für die Anwendung dieser Methode eine unüberwindliche analytische Schwierigkeit, ganz abgesehen von Einwendungen in physikalischer Beziehung.

im Punkt $T=1$, und nach links verlängert verläuft sie augenscheinlich asymptotisch zur negativen Richtung der S -Achse. Nehmen wir bei 273° abs. den Nullpunkt der Entropie an, so brauchen wir nur die T -Achse in die Lage $O'T'$ zu bringen, so daß die Kurve jetzt diese Achse im Punkte B bei $T=273^{\circ}$ schneidet.

Hätten wir unseren Entropie-Nullpunkt bei $T=0$ angenommen, so würde die Entropie für alle andern Werte von T unendlich groß werden, da der Logarithmus von Null $= -\infty$ ist. Daher

13. Die Entropie überhitzten Wasserdampfes.

Die Entropiezunahme während der Überhitzung des Dampfes bei konstantem Druck wird häufig unter Annahme konstanter spezifischer Wärme berechnet. Die Berechnung ist deshalb ähnlich der für Wasser durchgeführten, nur mit dem Unterschied, daß die spezifische Wärme überhitzten Dampfes nicht gleich 1 ist. Da wir hierzu die wahre spezifische Wärme und auch ihre Änderung mit zunehmender Temperatur kennen müssen, so können wir die Ergebnisse der folgenden Rechnung nicht für vollkommen richtig ansehen; jedoch glaube ich, daß die durchgeführte Berechnung trotzdem genaue Beachtung verdient. Zuerst wird im Dampfkessel trocken gesättigter Dampf bei dem bestimmten Arbeitsdruck gebildet. Dieser geht sodann durch den Überhitzer, wo ihm weitere Wärme bei konstantem Drucke zugeführt wird; dabei erhöht sich seine Temperatur, und sein spezifisches Volumen wird ein größeres.

Ist T'' die Sättigungstemperatur des Dampfes in einem Kessel und T_u diejenige nach geringer Überhitzung, so beträgt die zugeführte Wärmemenge:

$$0,48 (T_u - T'') \text{ WE.}$$

Dividiert man diese durch die mittlere abs. Temperatur $\frac{T_u + T''}{2}$

während des Überhitzungsvorganges, so erhält man die entsprechende Entropiezunahme. Indem man so stufenweise fortfährt, kann man die Entropiezunahme für irgend einen beliebigen Grad der Überhitzung berechnen.

Beispiel: In einem Kessel betrage der Druck 11 at abs. und die zugehörige Sättigungstemperatur 183,1° C oder 456,1° abs.

Wie aus der Kurve in Fig. 20 oder der vervollständigten Tabelle II ersichtlich, beträgt die Entropie des Wassers bei dieser Temperatur 0,5194 und diejenige trocken gesättigten Dampfes 1,5748.

Wir setzen dieses in die erste Reihe einer neuen Tabelle und berechnen wiederum fortlaufend die einzelnen Entropiezunahmen für die Überhitzungskurve.

Steigt die Temperatur von 183,1° auf 190° C, so beträgt die mittlere Temperatur für diese Überhitzung 186,5° C oder $273 + 186,5 = 459,5$ ° abs. Die zugeführte Wärme ist 0,48 (190,0 bis 183,1) = 3,31 WE und folglich die Entropiezunahme

$$\frac{3,31}{459,5} = 0,0072 \text{ EE.}$$

Die totale Entropie bei 190° C beträgt dann:

$$1,5748 + 0,0072 = 1,5820 \text{ EE.}$$

Die Tabelle mag fortschreitend in Temperaturintervallen von je 20 C aufgestellt und ihre Resultate, wie Kurve CG in Fig. 22 zeigt, aufgetragen werden. Bedenken wir, daß während der Überhitzung der Dampfdruck konstant bleibt, so stellt die Kurve BCG in der Figur eine Linie konstanten Druckes dar.

Die Gleichung der Überhitzungskurve ist:

$$S = \ln \frac{T''}{273} + \frac{r}{T''} + c_p \cdot \ln \frac{T_{\ddot{u}}}{T''},$$

worin T'' die Sättigungstemperatur, c_p die spezifische Wärme des überhitzten Dampfes bei konstantem Druck und $T_{\ddot{u}}$ die Überhitzungstemperatur bedeutet.

Würden wir den wirklichen Wert der spezifischen Wärme für die einzelnen Temperaturen und Drücke kennen, so könnten wir naturgemäß ihre Veränderlichkeit bei Berechnung der einzelnen Überhitzungsstufen mit in Betracht ziehen. Jedoch für unsere praktischen Zwecke werden wir die Werte für die Entropie solchen Tabellen oder Kurven entnehmen, in denen diese Veränderlichkeit der spezifischen Wärme bereits berücksichtigt worden ist.

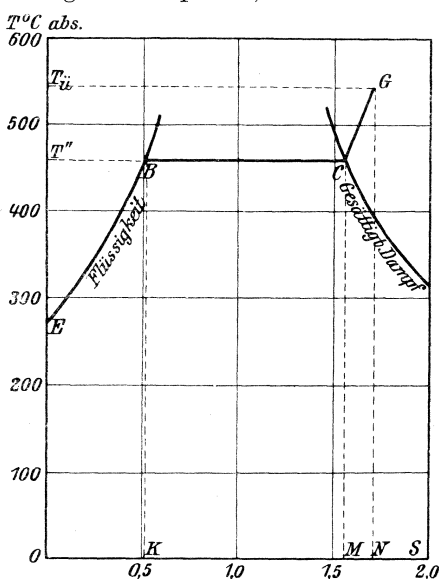


Fig. 22. Die Entropie überhitzten Dampfes.

*14. Die Formel für die Entropie überhitzten Wasserdampfes.

Der Ausdruck für die Entropiezunahme während der Überhitzung kann direkt aus der Grundgleichung

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T} \text{ gefunden werden.}$$

Bezeichnet c_p die spezifische Wärme des überhitzten Dampfes bei konstantem Druck, so ist die zur Temperaturerhöhung ΔT nötige Wärmemenge:

$$\Delta Q = c_p \cdot \Delta T$$

und dann

$$\Delta S = c_p \cdot \frac{\Delta T}{T}.$$

Wird $c_p = \text{const.}$, also unabhängig von T angenommen, so ist

$$\begin{aligned} S &= \int \frac{c_p}{T} \Delta T + \text{const.} \\ &= c_p \cdot \ln T + \text{const.} \end{aligned}$$

Bezeichnet $S_{\ddot{u}}$ die Entropiezunahme vom trocken gesättigten Zustand des Dampfes bis zum überhitzten Zustand, so ist für $S_{\ddot{u}} = 0$, T gleich der Sättigungstemperatur T'' .

Setzen wir dieses in obige Gleichung ein, so erhalten wir:

$$0 = c_p \cdot \ln T'' + \text{const.}$$

und für die Integrationskonstante den Wert:

$$- c_p \cdot \ln T''.$$

Obige Gleichung erhält dann die Form:

$$\begin{aligned} S_{\ddot{u}} &= c_p \cdot \ln T - c_p \cdot \ln T'' \\ &= c_p \ln \frac{T}{T''}; \end{aligned}$$

und die Gesamtentropie wird dann:

$$S = \ln \frac{T''}{273} + \frac{r}{T''} + c_p \ln \frac{T}{T''}.$$

Kann c_p nicht konstant angenommen werden, und kennen wir seinen wahren Wert für alle Überhitzungstemperaturen, so kann man die Entropie am einfachsten auf die im vorhergehenden Abschnitt angeführte Berechnungsweise ermitteln.

15. Wärmemengen im Entropiediagramm.

Ist irgendein Vorgang im Entropiediagramm durch eine gerade Linie oder irgendwelche Kurve dargestellt worden, so ist die unter dieser Kurve liegende Fläche (gemessen bis zur Abszissenachse bei 0° abs.) gleich der während dieses Vorganges zu- oder abgeführten Wärmemenge. Das folgt unmittelbar aus der Berechnung der Entro-

Wir haben hier zwei absolute Temperaturen T_1 , T_2 und eine Überhitzungstemperatur $T_{\ddot{u}}$, die derart gewählt ist, daß die ihrem zugehörigen Druck entsprechende Sättigungstemperatur T_1 ist.

Die linearen Abmessungen wurden in die Figur eingeschrieben. Die Werte der einzelnen Flächen sind die folgenden:

$$\begin{aligned} \text{Fläche } KBCK &= r_1 \\ \text{„ } OEBK &= T_1 - 273 \\ \text{„ } OEAJ &= T_2 - 273 \\ \text{„ } JABK &= T_1 - T_2 \\ \text{„ } MCGN &= 0,48(T_{\ddot{u}} - T_1). \end{aligned}$$

17. Entropie des Naßdampfes.

Hat Naßdampf bei der Temperatur T eine spezifische Dampfmenge x , so besitzt das ganze Kilogramm Mischung die Temperatur T , aber nur x kg sind darin in Dampfform vorhanden. Wurde, wie wir

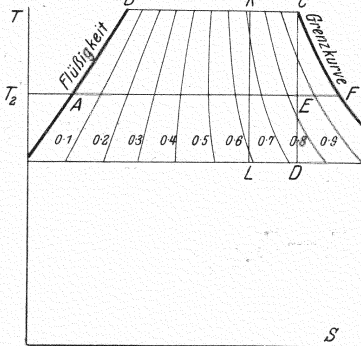


Fig. 25. Linien gleicher Dampfmenge.

vorher sahen, die Entropie durch Erwärmung des Wassers vermehrt, so sind während der Verdampfung nur $x \cdot r$ WE zugeführt worden, und die entsprechende Entropiezunahme beträgt $x \cdot \frac{r}{T}$ EE. Mit Bezug auf Fig. 20

ist $BC = \frac{r}{T}$; $\frac{BD}{BC} = x$ und folglich

$BD = x \cdot \frac{r}{T}$. Der Punkt D stellt deshalb den Zustand von 1 kg Naßdampf mit der spezifischen Dampfmenge $\frac{BD}{BC}$ dar.

Es ist gebräuchlich, in die Fläche zwischen den beiden Grenzkurven Kurven gleicher Dampfmenge einzuzichnen. Zieht man, wie in Fig. 25, eine Menge horizontaler Linien (BC , AF usw.) zwischen den beiden Grenzkurven und teilt dieselben in zehn gleiche Teile ein, so ergeben die Verbindungslinien zusammengehöriger Punkte jeder horizontalen Linie die Kurven gleicher spezifischer Dampfmenge. Die spezifische Dampfmenge ist auf jeder Kurve angegeben. Durch weitere Unterteilung können wir hundert solche Kurven ziehen und somit die spezifische Dampfmenge bis auf drei Dezimalen ablesen.

18. Adiabatische Expansion.

Das Kennzeichen adiabatischer Expansion besteht darin, daß während dieses Vorganges keine Wärme weder zu- noch abgeführt wird. Die Wärme wird in mechanische Arbeit umgesetzt, aber der

Dampf muß diese Arbeit ohne Hilfe von außen her verrichten. Da aber keine Wärme zu- noch abgeführt wird, so findet (gemäß der Erklärung der Entropie) keine Entropieänderung statt; d. h. die Entropie bleibt konstant. In Fig. 25 wird ein solcher Vorgang durch eine senkrechte gerade Linie (z. B. CD) dargestellt. Ist der Dampf zu Beginn der Expansion trocken gesättigt, so wird er im Wärmediagramm durch den Punkt C (Fig. 25) dargestellt, der auf der rechten Grenzkurve liegt. Da sich die Expansion längs der Linie CD vollzieht, so wird der Dampf naß werden. Seine spezifische Dampfmenge ist im Diagramm direkt abzulesen. Sie beträgt bei der Temperatur T_2 $\frac{AE}{AF} \sim 0,84$. Das spezifische Volumen der Mischung von

Dampf und Wasser ist somit $\frac{AE}{AF}$ mal so groß wie das in den Dampftabellen angegebene spezifische Volumen des trocken gesättigten Dampfes bei derselben Temperatur.

Würden wir auf diese Weise die spezifischen Volumina während der Expansion bestimmen, so könnten wir die Expansionskurve ohne weiteres im PV-Diagramm aufzeichnen, ohne erst die in den Abschnitten 3 und 4 angeführten Berechnungs- und Konstruktionsmethoden zu gebrauchen. —

Die Linie KL (Fig. 25) stellt die adiabatische Expansion nassen Dampfes mit einer anfänglichen spezifischen Dampfmenge $\frac{BK}{BC}$ dar. Die Betrachtung der Figur lehrt, daß bei adiabatischer Expansion der Dampf nasser wird, wenn er anfangs nur gering feucht war; hingegen daß er trockener wird, falls er anfangs stark naß war.

*19. Die Gleichung der Adiabate.

Ist zu Beginn adiabatischer Expansion die Temperatur des Dampfes T_1 und seine Verdampfungswärme r_1 , so ergibt sich seine Entropie (mit Bezug auf Fig. 24) zu:

$$\ln \frac{T_1}{273} + \frac{r_1}{T_1}$$

oder, wenn seine spezifische Dampfmenge anfangs x_1 beträgt:

$$\ln \frac{T_1}{273} + x_1 \frac{r_1}{T_1}.$$

Expandiert jetzt der Dampf adiabatisch bis zu einer Temperatur T , bei der seine spezifische Dampfmenge x und seine Verdampfungswärme r ist, so wird seine Entropie:

$$\ln \frac{T}{273} + x \cdot \frac{r}{T}.$$

Da aber die Entropie konstant geblieben ist, haben wir:

$$\ln \frac{T}{273} + x \cdot \frac{r}{T} = \ln \frac{T_1}{273} + x_1 \cdot \frac{r_1}{T_1}$$

und somit
$$x \cdot \frac{r}{T} = x_1 \cdot \frac{r_1}{T_1} + \ln \frac{T_1}{T};$$

als Gleichung der Adiabate für Wasserdampf, aus der man die spezifischen Dampfmengen und das spezifische Volumen der Mischung für jeden beliebigen Punkt der Expansion berechnen kann.

Beispiel: Trocken gesättigter Dampf von 8 at abs. Spannung expandiert adiabatisch auf einen Druck von 1,4 at abs. Gesucht wird die spezifische Dampfmenge und das spezifische Volumen des Dampfes am Ende der Expansion.

Hier ist $x_1 = 1$ $T_1 = 169,5 + 273 = 442,5$

$T = 108,7 + 273 = 381,7$ $r_1 = 491,8$ $r = 533,7$

folglich
$$x = \frac{T}{r} \left(\frac{x_1 \cdot r_1}{T_1} + \ln \frac{T_1}{T} \right)$$

$$= \frac{381,7}{533,7} \left(\frac{491,8}{442,5} + \ln \frac{442,5}{381,7} \right)$$

$$= 0,90$$

d. h. $\frac{1}{10}$ pro kg Dampf wurde im Verlaufe der Expansion kondensiert. Um das Volumen der übrigen $\frac{9}{10}$ zu finden, haben wir:

das Volumen von 1 kg Dampf bei 1,4 at beträgt 1,2571 cbm
folglich „ „ „ 0,9 „ „ „ 1,4 „ „ 1,130 „

Vernachlässigen wir das Volumen von $\frac{1}{10}$ kg Wasser, so ist 1,130 cbm das spezifische Volumen der Mischung.

4. Kapitel.

Gebrauch des Entropiediagramms für die Berechnung von Dampfturbinen.

1. Der Kreisprozeß von Clausius-Rankine.

In einer Turbinenanlage, deren Auspuffdampf nach seiner Kondensierung wiederum dem Dampfkessel als Speisewasser zugeführt wird, durchläuft das arbeitende Mittel einen vollkommenen Kreisprozeß. Ist der Dampf trocken gesättigt (d. h. nicht überhitzt), so nähert sich der Kreisprozeß dem bekannten Kreisprozeß von Clausius-Rankine. Dieser Kreisprozeß würde in der Tat genau die einzelnen Vorgänge in einer Turbinenanlage wiedergeben, würden in dieser keine Verluste infolge Reibung, Strahlung usw. auftreten.

Der Kreisprozeß von Clausius-Rankine besteht aus folgenden Einzelvorgängen:

1. Das Speisewasser wird bei der niederen Temperatur T_2 dem Kessel zugeführt. Seine Spannung steigt unterdessen auf die Kesselspannung, und während das Wasser Wärme aufnimmt, steigt seine Temperatur auf die zur Kesselspannung gehörige Temperatur T_1 .

2. Das Wasser wird bei konstantem Druck und konstanter Temperatur verdampft. Der arbeitende Körper geht hier von dem flüssigen in den dampfförmigen Zustand über. Hierbei nimmt der arbeitende Körper eine Wärmemenge auf, die gleich der Verdampfungswärme (latente Wärme) ist.

3. Der jetzt trocken gesättigte Dampf expandiert adiabatisch auf die Auspufftemperatur T_3 . Es sei angenommen, daß diese Temperatur gleich der Kondensator- und Speisewassertemperatur sei.

Der Druck fällt und der Dampf wird teilweise schon während der Expansion kondensiert.

4. Der nasse Auspuffdampf tritt in den Kondensator ein und wird hier bei konstanter Temperatur T_3 vollständig verdichtet. Der arbeitende Körper ist nun auf seinen anfänglichen Zustand als Speisewasser zurückgekehrt und hat somit einen in sich geschlossenen Kreisprozeß durchlaufen.

Der erste dieser einzelnen Vorgänge findet bei nahezu konstantem Volumen statt, der zweite bei konstanter Temperatur T_1 , d. h. er ist ein isothermischer Vorgang. Der dritte ist ein adiabatischer oder isentropischer Vorgang, d. h. die Entropie bleibt während desselben konstant, und der vierte ist ein isothermischer Vorgang bei der Temperatur T_3 . Der erste findet in den Speisewasserpumpen und im Kessel, der zweite im Kessel, der dritte in der Turbine und der vierte im Kondensator statt.

2. Das Entropiediagramm des Kreisprozesses von Clausius.

Dieser Kreisprozeß ist in Fig. 26a im PV-Diagramm dargestellt. AB bedeutet die Druck- und Temperatursteigerung des Speisewassers bei Zuführung in den Kessel. BC ist die Verdampfung oder die Volumenzunahme bei konstantem Druck, CD die adiabatische Expansion und DA die Kondensierung bei konstantem Druck.

Die Linie AB verläuft ganz dicht an der Achse OP . Ihre Entfernung von derselben ist gleich dem spezifischen Volumen des Wassers, und dieses ist im Vergleich zum spezifischen Volumen des Dampfes so gering, daß es hier vernachlässigt werden kann. Die Linie AB fällt dann mit der Achse OP zusammen.

Im Entropiediagramm wird dieser Kreisprozeß durch die Fläche $ABCD$ (Fig. 26b) dargestellt. Die einzelnen Vorgänge wurden mit denselben Buchstaben wie im PV-Diagramm bezeichnet. AB stellt den Vorgang der Wärmeaufnahme des Speisewassers und der dadurch bedingten Temperatur- und Entropiezunahme dar, BC den

vollständigen isothermischen Verdampfungsvorgang, CD die adiabatische Expansion und DA die Kondensierung bei konstanter Temperatur. Es ist ganz zweifellos, welches von beiden Diagrammen leichter aufzuzeichnen ist. Man benützt Entropietafeln, auf denen die Grenzkurven für Wasser und trocken gesättigten Dampf bereits vorgedruckt sind. In diese hat man dann nur zwei horizontale Linien BC und BD für die Kessel- beziehungsweise die Kondensatortemperatur und eine senkrechte Linie CD einzuzeichnen. Im PV-Diagramm haben wir dagegen

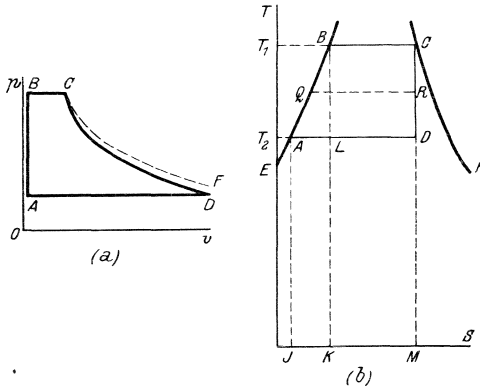


Fig. 26. Kreisprozeß von Clausius-Rankine im PV- und TS-Diagramm.

mittels langwieriger Konstruktionen oder mit Hilfe einer langen Rechnung die Adiabate CD einzuzeichnen.

Um die spezifische Dampfmenge an verschiedenen Punkten der Expansion zu berechnen, müssen wir die Grenzkurve für trocken gesättigten Dampf haben. Diese ist bereits im Entropiediagramm in der Linie CF vorhanden. Im PV-Diagramm ist diese durch die gestrichelte Linie CF angedeutet worden.

3. Wirkungsgrad.

In beiden Diagrammen stellt die Fläche $ABCD$ die geleistete Arbeit dar; während aber im PV-Diagramm die Arbeit maßstäblich in Meterkilogramm erscheint, kommt sie im Entropiediagramm in Wärmeeinheiten zum Ausdruck.

In Fig. 26 b ist $JABCK$ die dem Wasser zugeführte Flüssigkeitswärme und $KBCM$ die Verdampfungswärme. Die Summe dieser beiden $JABCM$ ist die zugeführte Gesamtwärme. $MDAJ$ stellt die an den Kondensator abgegebene Wärmemenge dar. Die Differenz zwischen der zu- und abgeführten Wärme ist die in mechanische Arbeit umgesetzte Wärmemenge $ABCD$.

Mit Bezug auf eine wirkliche Turbinenanlage, in welcher der Kreisprozeß sich nur wenig von dem hier behandelten unterscheidet, können wir sagen, daß diese Fläche $ABCD$ die zur Umwandlung in mechanische Arbeit nutzbare Wärmemenge darstellt. Das Verhältnis

$\frac{ABCD}{JABCM}$ wird als „thermischer Wirkungsgrad“ des ganzen Prozesses bezeichnet.

Bei einer ausgeführten Turbine nennt man das Verhältnis:

$$\frac{\text{Mechanische Arbeit in WE pro 1 kg Dampf}}{A B C D}$$

den „thermodynamischen Wirkungsgrad“ der Turbine bezogen auf die Effektivleistung oder kurzweg den „effektiven Wirkungsgrad“.

Man vergegenwärtige sich hier wiederum, wie leicht der Inhalt derartiger Flächen im Entropiediagramm, wie z. B. die Fläche $A B C D$, ermittelt werden kann. Dabei ist es nicht notwendig, ein Planimeter zu gebrauchen. Die mittlere Breite kann mit großer Genauigkeit ermittelt werden, und diese multipliziert mit der Höhe ($T_1 - T_2$), ergibt den gesuchten Flächeninhalt.

4. Der Kreisprozeß bei Anwendung überhitzten Dampfes.

Der einzige Unterschied im Kreisprozeß bei Anwendung überhitzten Dampfes besteht darin, daß hier die Fläche $M C G N$ (Fig. 27) hinzukommt. Die Vorgänge $A B$, $B C$ sind dieselben wie vorher, doch geht jetzt der Dampf in den Überhitzer.

Seine Temperatur steigt und sein Volumen vergrößert sich bei konstantem Druck.

Seine Entropie nimmt zu, wie man am Verlauf der Linie $C G$ sehen kann, und die zugeführte Wärmemenge wird durch die Fläche $M C G N$ dargestellt.

$G H$ stellt die adiabatische Expansion in der Turbine und $H A$ die Kondensierung des Dampfes dar.

Wie aus der Figur ersichtlich, bleibt der Dampf von G bis F im überhitzten Gebiet, obgleich seine Temperatur beständig abnimmt. Im Punkte F ist er wieder trocken gesättigt und wird bei weiterer Expansion ($F H$) feucht.

Der thermische Wirkungsgrad $= \frac{A B C G H}{J A B C G N}$; der thermodynamische Wirkungsgrad der Turbine bezogen auf die indizierte Leistung (wie sie das Diagramm ergibt) beträgt:

$$\frac{\text{Indizierte Arbeit pro 1 kg Dampf in WE}}{A B C G H}$$

Im allgemeinen ist es nicht ratsam, noch überhitzten Dampf in den Kondensator zu bringen, und deshalb wird die Adiabate $G H$ die obere Grenzkurve gewöhnlich wie hier bei Punkt F schneiden.

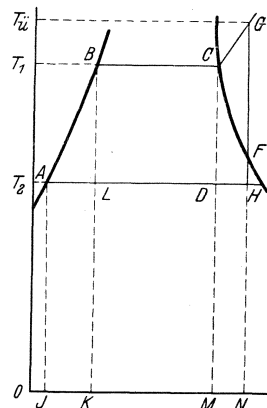


Fig. 27. TS-Diagramm für überhitzten Wasserdampf.

5. Beispiel.

Um den Gebrauch des Entropiediagramms praktisch zu erläutern, wollen wir auf einem Bogen weißen Zeichenpapiers das Entropiediagramm einer Turbine aufzeichnen, der trocken gesättigter Dampf bei einer Spannung von 12 at abs. zugeführt wird und sodann adiabatisch auf einen Kondensatordruck von 0,08 at abs. expandiert.

Die aufgezeichnete Fläche stellt die gesamte nutzbare Energie dar, die durch Ausmessen oder direkt aus dem diesem Buche beigegebenen JV-Diagramm erhalten wird. Diese nutzbare Arbeit betrage 178 WE pro 1 kg Dampf.

Angenommen, der Dampf werde in einer getrennten Hochdruck- und Niederdruckturbine ausgenutzt, so beträgt die zur Verfügung stehende Arbeit pro Turbine $\frac{1}{2} \cdot 178$ WE. Wir müssen also die Fläche unseres Diagramms durch eine Horizontale in zwei flächengleiche Teile zerlegen. Dieses geschieht am besten (siehe Fig. 26b), indem wir die obere Fläche zu 89 WE wählen. Schätzen wir den Temperaturabfall in der Hochdruckstufe zu etwa 79° C und die mittlere Breite der Hochdruck-Diagrammfläche zu 1,13 EE, so beträgt die Hochdruckfläche

$$1,13 \cdot 79 = 89 \text{ WE.}$$

Die Temperatur am Ende des Hochdruck- und zu Beginn des Niederdruckteils ist dann

$$\begin{aligned} & 459,9 - 79 = 380,9^{\circ} \text{ abs.} \\ \text{oder} & \quad 380,9 - 273 = 107,9^{\circ} \text{ C.} \end{aligned}$$

Die hierzu gehörige Spannung beträgt rund 1,4 at abs.

Besitzt nun die Hochdruckturbine sieben Expansionstufen, so beträgt die nutzbare Arbeit oder das Wärmegefälle in jeder Stufe

$$\frac{1}{7} \cdot 89 = 12,7 \text{ WE}$$

und wir müssen somit das Hochdruck-Diagramm (Fig. 26b) durch horizontale Linien in 7 flächengleiche Streifen zerlegen, von denen jeder eine Fläche von 12,7 WE besitzt.

Wir würden dann Temperatur und Druck am Anfang und Ende jeder Expansionstufe kennen.

Praktisch wird noch eine kleine Abänderung durch Berücksichtigung der Dampfreibung und anderer Verluste notwendig.

*6. Berechnung des thermischen Wirkungsgrades des Prozesses.

Formeln für die Wirkungsgrade der verschiedenen Kreisprozesse können ohne weiteres aus dem Entropiediagramm abgeleitet werden.

Für den Kreisprozeß von Clausius-Rankine (vgl. Fig. 26b und 24) ist dieser Wirkungsgrad:

$$\begin{aligned}
 \frac{ABCD}{JABCM} &= \frac{DLBC + JABK - JALK}{KBCM + JABK} \\
 &= \frac{\frac{r_1}{T_1}(T_1 - T_2) + (T_1 - T_2) - T_2 \ln \frac{T_1}{T_2}}{r_1 + T_1 - T_2} \\
 &= \frac{(T_1 - T_2) \left(1 + \frac{r_1}{T_1}\right) - T_2 \ln \frac{T_1}{T_2}}{r_1 + T_1 - T_2}.
 \end{aligned}$$

Für den Kreisprozeß (Fig. 27) bei Anwendung überhitzten Dampfes ist der Wirkungsgrad:

$$\begin{aligned}
 \frac{ABCGH}{JABCGN} &= \frac{DLBC + LAB + DCGH}{KBCM + JABK + MCGN} \\
 &= \frac{\frac{r_1}{T_1}(T_1 - T_2) + \left(T_1 - T_2 - T_2 \ln \frac{T_1}{T_2}\right) + \left[0,48(T' - T_1) - 0,48 T_2 \ln \frac{T'}{T_1}\right]}{r_1 + (T_1 - T_2) + 0,48(T' - T_1)} \\
 &= \frac{(T_1 - T_2) \left(1 + \frac{r_1}{T_1}\right) - T_2 \ln \frac{T_1}{T_2} + 0,48 \left(T' - T_1 - T_2 \ln \frac{T'}{T_1}\right)}{r_1 + T_1 - T_2 + 0,48(T' - T_1)}.
 \end{aligned}$$

In obigen Formeln wurden die spezifischen Wärmen des Wassers und überhitzten Dampfes als konstant angenommen.

*7. Wertigkeit der Energie hinsichtlich der Umwandlung in mechanische Arbeit.

Wir kehren jetzt zu einer bereits bei der Umwandlung der Wärmeenergie aufgeworfenen Frage zurück, nämlich zu der Umsetzbarkeit der Wärme in mechanische Arbeit.

Soll ein Gas isothermisch expandieren, so muß ihm eine gewisse Wärmemenge zugeführt werden und, da die innere Energie des Gases konstant bleibt, wird die geleistete Arbeit gleich der zugeführten Wärme sein. Dann wird in diesem Falle die ganze Wärme in mechanische Arbeit umgesetzt werden. Für ähnliche Vorgänge könnten noch eine Menge erklärender Beispiele gegeben werden.

Durchläuft aber das arbeitende Mittel einen vollkommenen Kreisprozeß und kehrt an den gleichen Ausgangspunkt in bezug auf Druck, Volumen, Temperatur und innere Energie zurück, dann ist der Nettobetrag an abgegebener Arbeit nur einem Teil der während des Kreisprozesses zugeführten Wärmemenge gleich.

Zum Beispiel ist in Fig. 27 die dem Wasser zugeführte Wärme, die seine Temperatur von T_2 auf T_1 erhöht, durch die Fläche $JABK$ dargestellt. Von dieser kann nur der Teil LAB in mechanische Arbeit umgesetzt werden, da der andere Teil $JALK$ unterhalb des unteren Temperaturniveaus T_2 liegt und deshalb dem 2. Hauptsatze

der Thermodynamik zufolge in einer Kraftmaschine nicht ausgenutzt werden kann. Bei der Darstellung im Entropiediagramm wird klar, was unter der „Wertigkeit“ der Wärmeenergie in bezug auf ihre Umsetzung in mechanische Arbeit zu verstehen ist.

Obgleich die ganze Wärmeenergie $JABK$ bei einer höheren Temperatur als T_2 zugeführt wurde, so gehört sie hinsichtlich ihrer Nutzbarkeit doch nicht vollständig zu dem über T_2 liegenden Temperaturbereich.

Betrachten wir andererseits die Verdampfungswärme $KBCM$, die insgesamt bei der Temperatur T_1 zugeführt wurde, so liegt von ihr nur ein Teil $DLBC$ über dem Temperaturniveau T_2 .

Der Rest muß als nicht umsetzbar in mechanische Arbeit angesehen werden. Ähnlich ist es bei der Überhitzungsfläche $MCGN$.

*8. Ausdruck für den ausnutzbaren Teil der Wärme.

Wiederum mit Bezug auf die Verdampfungswärme beträgt der ausnutzbare Teil $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ der gesamten zugeführten Wärme. Der nutzbare Anteil der Wärmemenge $JABK$ ist kleiner als diese selbst. Drücken wir wiederum einen kleinen Teil der Wärme durch die schraffierten Streifen wie in Fig. 23 aus, bezeichnen mit T die Temperatur, bei der diese kleine Wärmemenge zugeführt wurde, und wieder mit T_2 die niedrigste nutzbare Temperatur, dann beträgt der nutzbare Anteil der Wärme $\frac{T - T_2}{T}$. Wie immer wird der Anteil an nutzbarer Wärme, d. h. derjenige Teil, der über dem Temperaturniveau T_2 liegt, durch folgenden Bruch dargestellt:

$$\frac{\text{Temperatur bei Zuführung der Wärme} - \text{niedrigste nutzbare Temperatur}}{\text{Temperatur bei Zuführung der Wärme}}$$

Bemerkte sei, daß dieses z. B. ebenso für einen schmalen Streifen im Überhitzungsgebiet der Fig. 27 gilt.

9. Der Einfluß der inneren Reibung.

Wir wollen jetzt auf einen der Verluste eingehen, die den Unterschied zwischen der theoretisch-verlustlosen und der wirklichen Turbine bedingen. In der verlustlosen Maschine des Kreisprozesses von Clausius-Rankine wurde das arbeitende Mittel als reibungslos und nicht zähe angenommen. In Wirklichkeit haben wir es dagegen mit Dampf und gewöhnlich mit feuchtem Dampfe zu tun. Ein Reibungswiderstand tritt nicht nur zwischen dem Dampf und den Wandungen auf, sondern auch zwischen den einzelnen Dampfteilchen selbst. Bei den in Turbinen gebräuchlichen hohen Dampfgeschwindigkeiten wird eine beträchtliche Energiemenge aufgewandt, um diese Reibungswiderstände zu überwinden.

Im Folgenden mögen die verschiedenen Umsetzungsarten der Dampfenergie besprochen werden. Ein Teil der Wärmeenergie wird in eine Art von Druckenergie umgesetzt; diese Druckenergie entsteht gleichzeitig bei Überwindung des Reibungswiderstandes und ist natürlich ursprünglich in der Gesamtenergie in Form von Wärme enthalten. Finden dabei keine Verluste infolge Leitung oder Strahlung statt, so sehen wir, daß die gesamte, durch Reibung erzeugte Energie dem Dampf in Form von Wärme wieder zugeführt wird. Es besteht also kein Verlust an Energie.

Dieses ist ein bemerkenswertes Ergebnis. Im ersten Augenblick möchte man glauben, daß die innere Reibung den Wirkungsgrad nicht nachteilig beeinflussen würde. Bei eingehender Betrachtung wird es jedoch klar werden, daß, obgleich hier kein Verlust an Energie überhaupt stattfindet, doch ein solcher in bezug auf deren nutzbaren Anteil vorliegt. Vielleicht wird dies am einfachsten erklärt, wenn man sagt, daß die in Form von Wärme hinzukommende Reibungsarbeit des Dampfes den Dampf trocknet. Dies findet ununterbrochen in der Turbine statt. Das Endergebnis ist, daß der Dampf trockener in den Kondensator gelangt, als nach rein adiabatischer Expansion der Fall sein würde. Wir führen also eine größere Wärmemenge in den Kondensator ab, oder mit anderen Worten, wir setzen weniger Wärme in mechanische Arbeit um.

10. Einfluß der Dampfreibung auf das Entropiediagramm.

Da die Reibung bewirkt, daß der Dampf am Ende der Expansion trockener wird, so muß die wirkliche Expansionslinie CD' in Fig. 28 von der Adiabate CD nach rechts abweichen. Bei Anwendung trocken gesättigten Dampfes in der Turbine wird der Dampf stets feucht im Verlaufe der Expansion. Daher wissen wir, daß der Punkt D' zwischen D und F liegt. Sehr häufig wird bei der Berechnung die Lage von D' irgendwie angenommen; z. B. wird $DD' = \frac{1}{3} DF$ gesetzt. Auch wird die Linie CD' oft als Gerade angenommen, obgleich es genauer sein würde, irgendeinen Zwischenpunkt so zu wählen, daß sich verhält:

$$\frac{dd'}{df} = \frac{DD'}{DF}.$$

In Wirklichkeit hängt die Form und Lage der Linie CD' von dem Wirkungsgrade der Energieumsetzung ab, d. h. von dem Verhältnis:

$$\frac{\text{erzeugte Geschwindigkeitsenergie}}{\text{nutzbare Wärmeenergie}}.$$

Morrow-Kisker, Dampfturbinen.

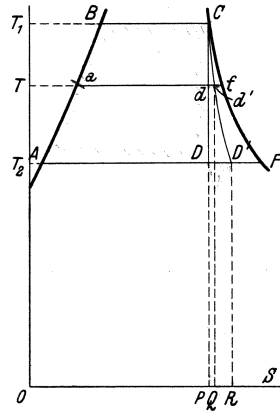


Fig. 28. Einfluß der Reibung.

Dies ist der wahre Wirkungsgrad der Umsetzung in mechanische Arbeit, den wir mit η bezeichnen wollen.

Während der Expansion Cd' wird die erzeugte Reibungswärme dem Dampf wieder zugeführt; diese Wärme wird durch die Fläche $PCd'Q$ dargestellt. Die Energie, die zur Leistung mechanischer Arbeit und zur Überwindung der Reibung aufgewendet wurde, ist $BCd'a$, und nach Subtraktion der Reibungsarbeit von dieser letzteren erhalten wir:

$$\begin{aligned} \text{geleistete Nutzarbeit} &= BCd'a - PCd'Q \\ &= BCda - Pdd'Q. \end{aligned}$$

Ähnlich ist bei vollständiger Expansion:

$$\begin{aligned} \text{Reibungsarbeit} &= PCD'R \\ \text{Nutzarbeit} &= BCDA - PDD'R. \end{aligned}$$

11. Einfluß der Reibung auf den Wirkungsgrad.

Nach den Erörterungen des vorigen Abschnittes wird klar sein, daß der wahre Wirkungsgrad für die Umsetzung von Wärme in mechanische Arbeit für den gesamten Kreisprozeß ist:

$$\eta = \frac{\text{Nutzarbeit}}{\text{gesamte verfügbare Wärmemenge}} = \frac{ABCD - PDD'R}{ABCD'}$$

Wir wollen annehmen, daß dieser Wirkungsgrad wenigstens annähernd konstant durch die ganze Turbine hindurch sei.

Der thermodynamische Wirkungsgrad wird durch Vergleich mit der (verlustlosen) idealen, reibungslosen Maschine erhalten. Er wurde im Abschnitt 3 erklärt als:

$$\frac{\text{mechanische Arbeit in WE pro 1 kg Dampf}}{ABCD},$$

woraus mit Rücksicht auf Fig. 28 entsteht:

$$\text{thermodynamischer Wirkungsgrad} = \frac{ABCD - PDD'R}{ABCD}$$

unter Vernachlässigung der Wellen- und Lagerreibung. Kennen wir den Wirkungsgrad η , so können wir den wahren Verlauf der Kurve CD' konstruieren. Würde z. B. $\eta = 0,8$ angenommen, so müßte d' so liegen, daß

$$\frac{BCda - Pdd'Q}{BCd'a} = 0,8$$

oder daß

$$\frac{PCd'Q}{BCd'a} = 0,2$$

wird. Das kann man leicht durch Ausprobieren erreichen, da dCd' annähernd ein Dreieck ist.

In ähnlicher Weise muß D' so gelegt werden, daß

$$\frac{PCD'R}{BCD'A} = 0,2 = 1 - \eta$$

ist.

Wird als Annäherung angenommen, daß CD' eine Gerade sei, so ist leicht zu sehen, daß

$$DD' = \frac{2 \cdot (1 - \eta) BCDA}{(T_1 + T_2) - (1 - \eta) \cdot (T_1 - T_2)} \text{ ist.}$$

Diese Annäherung ist weit genauer, als es für praktische Zwecke notwendig ist.

*12. Annäherungsgleichung der Expansionslinie.

In Fig. 29 ist eine kleine Entropiezunahme ΔS und das zu ihr gehörende Temperaturgefälle ΔT dargestellt. Wir wollen im Folgenden die Entropie des Wassers mit S' , die des trocknen gesättigten Dampfes mit S'' und die Entropie der Mischung im Verlaufe der Expansion mit S bezeichnen. Sodann wollen wir durch angefügte Indices 1 oder 2 den Zustand an einem bestimmten Punkte 1 oder 2 bezeichnen, wo die Temperatur T_1 resp. T_2 herrscht.

Somit ist S' die Entropie des Wassers bei einer zugehörigen Temperatur T , aber S'_1 seine Entropie bei der Temperatur T_1 .

Gemäß dem im vorigen Abschnitt Gesagten kann die zur Überwindung der Dampfreibung aufgewendete Arbeit während der Expansion ΔT in Fig. 29 entweder durch $T \cdot \Delta S$ oder $-(1 - \eta)(S - S') \Delta T$ ausgedrückt werden.

Da S in dem Maße zunimmt, wie T abnimmt, ist:

$$T \cdot \Delta S = -(1 - \eta)(S - S') \cdot \Delta T$$

oder durch Differentiation nach T :

$$\frac{dS}{dT} - \frac{a}{T} \cdot S = -\frac{a}{T} \cdot S',$$

worin $1 - \eta = a$ gesetzt ist.

Diese Gleichung hat die Form

$$\frac{dy}{dx} + Py = Q,$$

wo P und Q Funktionen von x sind.

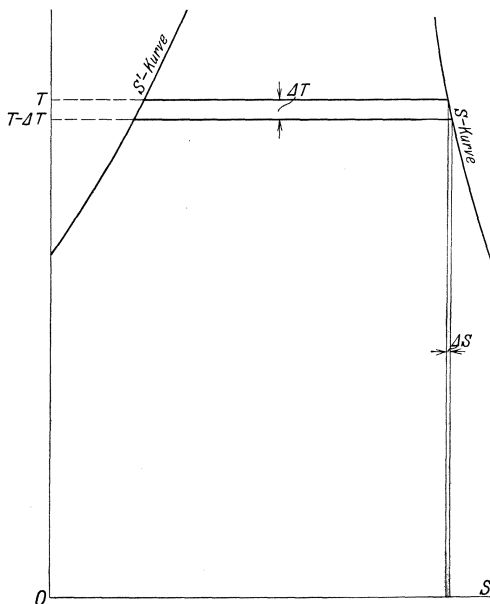


Fig. 29. Geringe Änderung im TS-Diagramm.

Nach Multiplikation beider Seiten mit $e^{-\int \frac{a}{T} dT}$ ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{d\left(S \cdot e^{-\int \frac{a}{T} dT}\right)}{dT} &= -\frac{a \cdot S'}{T} \cdot e^{-\int \frac{a}{T} dT} \\ &= -\frac{a \cdot S'}{T} \cdot T^{-a} \end{aligned}$$

und nach Integration:

$$S \cdot T^{-a} = c - a \int \frac{S'}{T^{a+1}} \cdot dT,$$

worin c die Integrationskonstante ist.

Multiplizieren wir beide Seiten der Gleichung mit T^a und setzen $S' = \ln \frac{T}{273}$ sowie $a = \eta - 1$, so erhalten wir

$$S = \frac{c}{T^{1-\eta}} + \frac{1-\eta}{T^{1-\eta}} \int \frac{\ln \frac{T}{273}}{T^\eta} dT$$

und nach Auflösung des Integrals:

$$\begin{aligned} S &= \frac{c}{T^{1-\eta}} + \frac{1-\eta}{T^{1-\eta}} \left[\frac{T^{1-\eta}}{1-\eta} \ln \frac{T}{273} - \frac{T^{1-\eta}}{(1-\eta)^2} \right] \\ &= \frac{c}{T^{1-\eta}} + \ln \frac{T}{273} - \frac{1}{1-\eta}. \end{aligned}$$

Ist $T = T_1$, so ist auch $S = S_1''$ und wir erhalten zur Bestimmung der Konstanten c :

$$S_1'' = \frac{c}{T_1^{1-\eta}} + \ln \frac{T_1}{273} - \frac{1}{1-\eta}.$$

Setzen wir den hieraus für c gefundenen Wert in die allgemeine Gleichung ein, so erhalten wir nach Vereinfachung:

$$S = \left(\frac{T_1}{T}\right)^{1-\eta} \cdot \left(S_1'' - S_1' + \frac{1}{1-\eta}\right) + S' - \frac{1}{1-\eta}$$

oder

$$S - S' = \left(\frac{T_1}{T}\right)^{1-\eta} \cdot (S_1'' - S_1') + \frac{1}{1-\eta} \left[\left(\frac{T_1}{T}\right)^{1-\eta} - 1 \right] \quad (1)$$

oder anders geschrieben:

$$\frac{x \cdot r}{T} = \left(\frac{T_1}{T}\right)^{1-\eta} \cdot \frac{r_1}{T_1} + \frac{1}{1-\eta} \left[\left(\frac{T_1}{T}\right)^{1-\eta} - 1 \right].$$

Diese Gleichung ist leicht anzuwenden, wie folgendes Beispiel zeigen wird:

Beispiel: Ist $T_1 = 450^\circ \text{C}$ abs.

$T = 311^\circ \text{C}$ „ und $\eta = 0,7$,

so haben wir:

$$\frac{T_1}{T} = 1,448 \quad \left(\frac{T_1}{T}\right)^{0,3} = 1,118.$$

Aus dem Entropiediagramm oder aus den Dampftabellen entnehmen wir:

$$S_1'' = 1,585 \quad S_1' = 0,501 \quad S' = 0,128.$$

Dann ist nach Gleichung (1):

$$S - 0,128 = 1,118 \cdot 1,084 + 0,393 \\ S = 1,733.$$

Bei adiabatischer Expansion würde $S = S_1'' = 1,585$ sein.

Durch Gebrauch der Annäherungsformel am Ende des Abschnittes 11 ergibt sich:

$$S = 1,731.$$

13. Andere Verlustquellen. Stoßverlust.

Fig. 30 veranschaulicht zwei Arten des Dampfeintritts in die Laufschaufeln. Die Pfeile geben die Bewegungsrichtung des Dampfes relativ zu den Schaufeln an. Bei (a) ist diese Richtung parallel zum

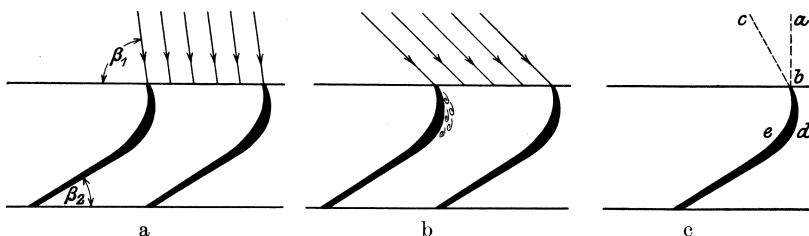


Fig. 30. Dampfeintritt mit und ohne Stoß.

Eintritt in die Schaufeln gerichtet, und der Dampf wird deshalb stoßfrei zwischen die Schaufeln einströmen können. Bei (b) steht die Einströmrichtung unter einem gewissen Winkel zur Schaufeloberfläche; in diesem Falle prallt der Dampf auf die Schaufel auf, und es entsteht ein sogenannter Stoß. Ganz Ähnliches tritt in den Leitschaufeln auf. Der Stoß ist mit Wirbelungen verbunden, wie sie in Fig. 30b zu sehen sind. Letztere sind stets mit Verlusten verbunden.

Läuft die Turbine mit einer solchen Umdrehungszahl, daß die bei (a) dargestellten Bedingungen erfüllt sind, so sagen wir, wir haben „Synchronismus“. Wären die Schaufeln unendlich dünn, so würde der Eintritt absolut stoßfrei erfolgen. Tatsächlich haben die Schaufeln natürlich eine bestimmte Dicke, und so verursacht der Umstand, daß der Dampf gegen die Schaufelspitze anprallt, unvermeidliche Verluste.

Eine andere Schwierigkeit besteht darin, daß die Winkel auf der Vorder- und Rückseite der Schaufel (cbd und abe in Fig. 30c) verschieden groß sind. Tritt der Dampf in Richtung ab ein, so prallt er auf die Rückseite der Schaufel bd auf und versucht so den Rotor zurückzuhalten. Tritt er in Richtung cb ein, so trifft er die Vorderfläche bc der Schaufel unter einem gewissen Winkel. Letztere Anordnung wird vorgezogen, und deshalb wollen wir künftighin den Ausdruck „Synchronismus“ für diesen Zustand gebrauchen. Da die durch den Stoß verbrauchte Energie dem Dampf als Wärme wieder vollständig zugeführt wird, so können wir die Stoßverluste gemeinsam mit den Reibungsverlusten betrachten und brauchen ihren Einfluß auf das Entropiediagramm weiterhin im einzelnen nicht zu verfolgen.

14. Spaltverluste über die freien Schaufelenden hin.

Obleich der größte Teil des Dampfes durch die Schaufeln hindurchgeht, entweicht in einer Überdruckturbine immer eine gewisse Menge durch den Spalt zwischen Schaufelenden und Gehäusewandung oder Trommel. Dieser Spaltdampf leistet keine Arbeit auf die Schaufeln, aber seine Spannung fällt in gleicher Weise wie die des arbeitenden Dampfes. Die Energie des Spaltdampfes wird in Geschwindigkeitsenergie umgesetzt, so daß dem Spaltdampf eine hohe Geschwindigkeit erteilt wird. Diese kinetische Energie wird wiederum beim Zusammenstoß mit dem langsamer strömenden Arbeitsdampf in Wärme umgesetzt. Wir können sagen, daß beim Durchgang durch die Spalträume der Dampf gedrosselt wird oder ohne Arbeit zu leisten expandiert. In gewissen Fällen wird dieser Spaltdampf bewirken, daß dem Arbeitsdampf wieder Wärme zugeführt und er somit in den folgenden Stufen trockener wird. Hierdurch werden dagegen die Punkte d' und D' in Fig. 28 näher an die Grenzkurve CF gerückt.

Kennen wir die Spaltgeschwindigkeit des Dampfes und auch die Größe des Spaltes im Betriebszustande, d. h. bei arbeitender Turbine, so können wir den Einfluß auf die Expansionskurve bestimmen. Ein Beispiel für die Bestimmung des Spaltverlustes wird später gegeben werden. Gegenwärtig genügt es, diesen Verlust mit den Reibungs- und Stoßverlusten zusammenzufassen.

*15. Dampfverluste durch den Spalt über den freien Enden der Leitschaufeln.

In Fig. 31 sind zwei Reihen Laufschaufeln und eine Reihe Leitschaufeln dargestellt und Pfeile für den Weg des Dampfes eingezeichnet, während er die erste Laufschaufelreihe verläßt, durch den Spalt über der folgenden Leitschaufelreihe hindurchströmt und in die nächste Laufschaufelreihe eintritt. Diese Darstellungsweise des Dampfweges mag nicht ganz korrekt sein, aber sie genügt, um

zu zeigen, daß der Dampf, der durch den Spalt über den Leitschaufelenden hindurchströmt, auf das nächste Laufrad keine Arbeit abgeben kann. Zu dieser Dampfmenge müssen wir noch diejenige hinzurechnen, die durch den Spalt über den Laufschaufelenden geht, um den Gesamtbetrag des für die Turbine unwirksamen Dampfes zu erhalten.

Ist c_1 die Geschwindigkeit des Dampfes beim Austritt aus den Leitschaufeln und c_a ihre axiale Komponente, so können wir schreiben

$$c_1 = \tau \cdot c_a,$$

worin τ den Ringflächenfaktor oder die Verengungszahl bedeutet. Da die Dampfgeschwindigkeit im Spalt denselben Spannungsabfall wie beim Arbeitsdampf zur Folge hat, so wollen wir annehmen, daß sie auf die gleiche Höhe wie die des Arbeitsdampfes anwachsen möge. D. h., die Geschwindigkeit des Spaltdampfes sei gleich c_1 und sei nahezu parallel zur Turbinenachse gerichtet.

Bezeichnen wir mit l die Schaufelhöhe und s das Spiel (Spalthöhe), so ist der durch die Schaufeln hindurchgehende Dampf proportional $l \cdot c_a$ und der nebenher (durch den Spalt) gehende proportional $s \cdot c_1$ oder $s \cdot \tau \cdot c_a$.

Der Teil des Dampfes, der Arbeit leistet, ist proportional

$$(l - \tau \cdot s) \cdot c_a,$$

und der, der keine Arbeit leistet, proportional $2 \tau \cdot s \cdot c_a$; folglich der gesamte durch die Turbine hindurchgehende Dampf proportional

$$(l + \tau \cdot s) \cdot c_a.$$

Also pro 1 kg Dampf leisten:

$$\frac{l - \tau \cdot s}{l + \tau \cdot s} \text{ kg Arbeit und } \frac{2 \tau s}{l + \tau \cdot s} \text{ keine Arbeit.}$$

*16. Berechnung der Entropiezunahme infolge der Spaltverluste.

Ist Δi die vom Dampf innerhalb einer Stufe abgegebene gesamte Wärmeenergie, das auf ein Laufrad arbeitende Dampfgewicht

$$= \frac{l - \tau s}{l + \tau s} \text{ kg, so ist die dabei in Arbeit umgesetzte Wärmeenergie}$$

$$= \frac{l - \tau s}{l + \tau s} \cdot \Delta i \text{ WE, } \frac{2 \tau s}{l + \tau s} \cdot \Delta i \text{ WE werden der nächsten Stufe zu-}$$

geführt und machen den Dampf trockner. Somit nimmt die Entropie

$$\text{des Dampfes in der nächsten Stufe um } \frac{2 \cdot \tau \cdot s}{l + \tau \cdot s} \cdot \frac{\Delta i}{T} \text{ EE zu, wenn } T$$

die abs. Temperatur bezeichnet.

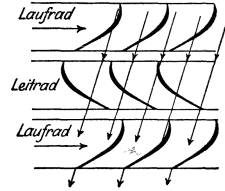


Fig. 31. Spalt-Dampfverlust über die freien Enden der Leitschaufeln hin.

Der gesamte Entropiezuwachs würde in der n -ten Stufe der ersten Expansionsstufe unter Vernachlässigung der Spaltverluste betragen:

$$\sum_1^n \left(\frac{2 \cdot \tau \cdot s}{l + \tau \cdot s} \cdot \frac{\Delta i}{T} \right).$$

Die wirkliche Größe der Entropie s_n in der n -ten Stufe würde hiernach sein:

$$s_n = s + \frac{2 \cdot \tau \cdot s}{l + \tau \cdot s} \cdot \Delta i \cdot \sum_1^n \left(\frac{1}{T} \right),$$

wobei angenommen wurde, daß Δi für alle Stufen gleich sei, oder hierfür ein durchgehender Mittelwert gewonnen wurde.

Da fernerhin $T_1 - T_2$, $T_2 - T_3$ usw. sehr klein im Vergleich zu T sind, können wir angenähert schreiben:

$$\sum_1^n \left(\frac{1}{T} \right) = \frac{n}{T_n};$$

wo T_n die absolute mittlere Temperatur für alle n Stufen bedeutet. Setzen wir endlich die gesamte vom Dampfe in allen n Stufen abgegebene Wärmeenergie = i , so erhalten wir:

$$s_n = s + \frac{2 \tau \cdot s}{l + \tau \cdot s} \cdot \frac{i}{T_n}.$$

*17. Zusammenfassung aller Verluste.

Die drei hauptsächlichsten Verluste, die wärmetechnisch in Betracht kommen und bereits besprochen wurden, sind:

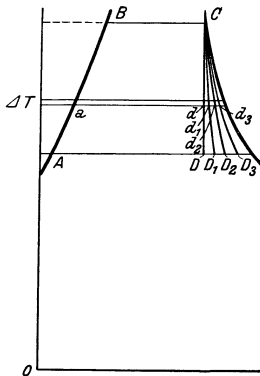


Fig. 32. Einfluß der Reibung, der Stoß- und Spaltverluste auf die Expansionskurve.

Dampfreibung,
Stoßverlust beim Eintritt in die Schaufeln,
Spaltverlust über die freien Schaufelenden hin.

Da jeder dieser Verluste unabhängig von den beiden anderen ist, so kann man alle sowohl getrennt, als auch insgesamt bei der Berechnung berücksichtigen. Der Einfluß jedes einzelnen Verlustes auf die Expansionslinie ist in Fig. 32 veranschaulicht worden. CD ist die Adiabate; CD_1 zeigt den Einfluß der Reibung, CD_2 die weitere Abänderung infolge hinzutretenden Stoßverlustes, und CD_3 ist der Verlauf der wirklichen Expansionslinie, wenn allen drei Verlusten Rechnung getragen wurde.

Betrachten wir eine Expansionsstufe mit dem kleinen Temperaturgefälle ΔT für sich, und ist innerhalb dieser:

$$y_1 = \frac{a d_1}{a d} = \frac{S_{d_1} - S'}{S_d - S'}$$

$$y_2 = \frac{a d_2}{a d_1} = \frac{S_{d_2} - S'}{S_{d_1} - S'}$$

$$y_3 = \frac{a d_3}{a d_2} = \frac{S_{d_3} - S'}{S_{d_2} - S'}$$

$$y_4 = \frac{l - \tau \cdot s}{l + \tau \cdot s} = \text{Teil des Dampfes, der Arbeit}$$

auf das Laufrad leistet,

$\eta_1 =$ wahrer Wirkungsgrad (konstant angenommen) für die Umsetzung von Wärme in kinetische Energie.

Dann ist:

$$\eta = y_1 \cdot y_2 \cdot y_3 \cdot y_4 \cdot \eta_1$$

das Verhältnis der in dieser kleinen Expansionsstufe von 1 kg Dampf geleisteten Arbeit zu der Arbeit, die bei demselben Temperaturgefälle unter Annahme adiabatischer Expansion (ohne Verluste) abgegeben werden würde.

Auf diese Weise kann man die Veränderlichkeit von η durch die ganze Turbine hindurch verfolgen und man wird naturgemäß finden, daß sein Wert im N.-D.-Teil der Turbine ein höherer ist als im H.-D.-Teil.

18. Volumenkurve und Kurve des Wärmegefälles im Entropiediagramm.

Hat man einen Vorgang im Entropiediagramm eingezeichnet wie *abcd* in Fig. 33, so ist es oft von Vorteil, gleichzeitig ein Temperatur-Volumen-Diagramm des Vorganges zu haben. Für die Temperatur *T* finden wir das spezifische Volumen der Mischung aus der spezifischen Dampfmenge $\frac{lf}{lg}$ und demjenigen für trocken gesättigten Dampf (letzteres aus den Dampftabellen). Wir zeichnen sodann Punkt *P* in einem passenden Volumenmaßstab im Diagramm ein, so daß *TP* das spezifische Volumen der Mischung für die Temperatur *T* ist. Tragen wir so die Punkte für verschiedene Temperaturen auf und verbinden sie miteinander, so erhalten wir die in der Figur gezeichnete Volumenkurve.

Um die Kurve des „Wärmegefälles“ zu erhalten, wählen wir einen passenden Maßstab für die Wärmeinheit und machen *Tp* gleich der Fläche *bcf* in WE, ebenso *Mn* gleich der Fläche *abcd*. Für irgendeine Temperatur können wir dann die gesamte Wärmemenge (bezogen auf die wirkliche Expansionskurve), die vom Dampf während der Expansion seit der Anfangstemperatur *K* abgegeben

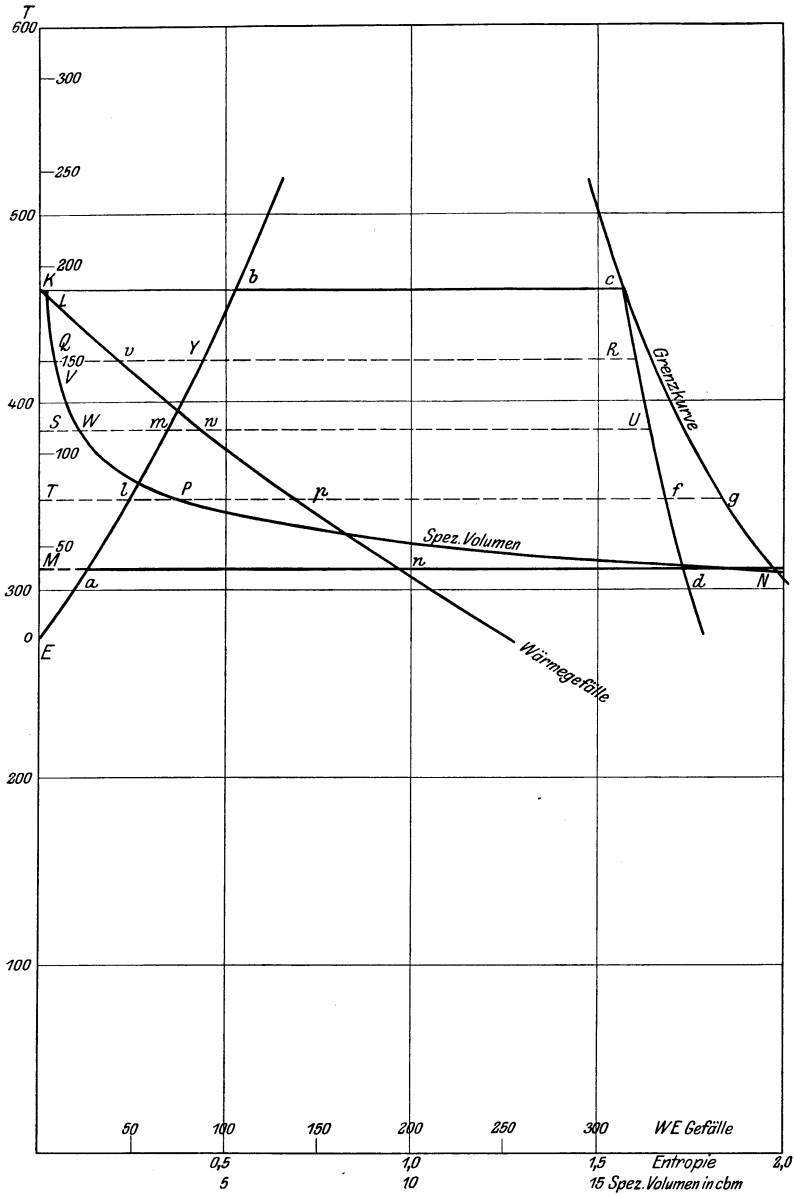


Fig. 33. Konstruktion der Volumen- und Wärmegefällkurve.

wurde, aus der Kurve abgreifen. Diese Kurven sind für die Berechnung und besonders für Auswertung von Turbinenversuchen sehr wertvoll.

19. Teilung in Expansionsstufen.

Es gibt zwei allgemein gebräuchliche Methoden, das gesamte Wärmegefälle in die einzelnen Expansionsstufen der Turbine zu zerlegen. Bei der ersten geschieht die Berechnung unter der Annahme gleicher Geschwindigkeitszunahme in jeder Expansionsstufe; bei der zweiten unter der Annahme gleichen Wärmegefälles.

Bei der Annahme gleicher Geschwindigkeitszunahme gehen wir von der gleichen Anfangsgeschwindigkeit c (oder demselben Verhältnis $\frac{c}{u}$) am Anfang jeder Expansionsstufe aus und erhalten dann dieselben Endwerte für c (oder für das Verhältnis $\frac{c}{u}$). Dazu ist nur nötig, daß das Verhältnis der Dampfvolumina am Anfang und am Ende jeder Expansionsstufe dasselbe ist. Deshalb müssen wir das Entropiediagramm in eine Anzahl Teile derart zerlegen, daß das Expansionsverhältnis für jeden Teil dasselbe ist.

In Fig. 33 stellt $abcd$ das Entropiediagramm, MN und KL das End- bzw. das Anfangsvolumen dar. Das gesamte Expansionsverhältnis ist: $\frac{MN}{KL}$.

Haben wir n Expansionsstufen mit durchweg gleichbleibendem Expansionsverhältnis, so ist das Expansionsverhältnis für die einzelne Stufe = $\sqrt[n]{\frac{MN}{KL}}$.

Hiernach finden wir die Linie QR aus der Beziehung $QV = KL \cdot \sqrt[n]{\frac{MN}{KL}}$ und $bcRY$ ist dann das Diagramm der ersten Expansionsstufe.

Auf ähnliche Weise wird dann die Fläche für die zweite Expansionsstufe gefunden, indem wie die Linie SU derart legen, daß $SW = K \cdot L \cdot \left(\sqrt[n]{\frac{MN}{KL}}\right)^2$ wird usw.

Nach der zweiten Methode müssen alle Flächenteilchen, in die das gesamte Entropiediagramm zerlegt wird, einander flächengleich sein. Die Fläche des gesamten Diagramms $bcda$ ist Mn WE. Wir müssen nun Linie QR so hindurchlegen, daß

$$Qv = \frac{Mn}{\text{Anzahl der Expansionsstufen}}$$

wird, und ähnlich Linie SU , daß

$$Sw = \frac{2 Mn}{\text{Anzahl der Expansionsstufen}}$$

wird.

Natürlich führen die beiden Methoden zu Ergebnissen, die sich nur wenig voneinander unterscheiden. Für theoretische Zwecke

findet die erstere vorzugsweise Verwendung infolge des Einsetzens der Grenzwerte der Geschwindigkeiten, den hinreichend genau durch Rechnung beizukommen ist.

20. Thermodynamik des Drosselventils.

Der Dampf wird gewöhnlich vor Eintritt in die Turbine teilweise gedrosselt. In der Hauptsache wird angestrebt, den Dampf so trocken wie möglich beim Eintritt in die Turbine zu erhalten.

Bei Versuchen mit verschiedenen Belastungen und Eintrittsspannungen wird der Kessel gewöhnlich unter konstanter Spannung gehalten und der Dampf beim Eintritt in die Turbine auf die geforderte Eintrittsspannung gedrosselt. Die Wirkungsgradberechnungen werden dann unter Annahme trocken gesättigten Dampfes beim Eintritt in die Turbine gemacht. Hiergegen ist oft der Einwand erhoben worden, daß der Dampf durch Drosseln überhitzt wird, und für ihn infolgedessen ein um eine gewisse zuschlägige Wärmemenge größerer Wärmeinhalt als der dem trocken gesättigten Zustand entsprechende in Rechnung gesetzt werden müsse. Auch hat man vorgeschlagen, da infolge des Drosselvorganges kein Wärmeverlust entsteht, die Berechnungen auf den zur Kesselspannung gehörigen Wärmeinhalt des Dampfes zu beziehen. Man nimmt dabei an, daß die Wirkung des Drosselns im großen und ganzen lediglich in einer Verringerung der zugeführten Dampfmenge besteht.

Die richtige Erklärung der Wirkung des Drosselventils ist die, daß die Dampfspannung vermindert, der Dampf mehr oder weniger überhitzt wird und daß, obgleich der gesamte Wärmeinhalt pro Kilogramm Dampf unverändert bleibt, dennoch ein größerer Teil dieser Energie für die Umwandlung in mechanische Arbeit nicht nutzbar gemacht wird. Kurzum die Wirkung des Drosselventils besteht (hinsichtlich der Temperatur) in einer Herabsetzung der Wertigkeit der Energie des Dampfes.

Dieser Verminderung der Nutzbarkeit sucht die Überhitzungswärme das Gleichgewicht zu halten, so daß selbst bei starkem Drosseln die nutzbare Energie des Dampfes nur um wenige Prozente höher ist, als wenn wir ohne zu drosseln trocken gesättigten Dampf bei demselben Eintrittsdruck verwenden würden.

Die in der Praxis gewöhnlich gebräuchlichen Methoden erscheinen deshalb gerechtfertigt.

*21. Drosselvorgang im Entropiediagramm.

Um die Drosselwirkung an Hand des Entropiediagrammes zu verfolgen, sei der Dampf bei einer abs. Eintrittstemperatur T_1 gerade trocken gesättigt. T_3 sei die niedrigste nutzbare Temperatur (Kondensatortemperatur). In Fig. 34 wird die gesamte Wärmeenergie pro Kilogramm Dampf durch die Fläche $OEB CM$ dargestellt, wovon $ABCD$ nutzbar ist. Wird der Dampf auf eine Spannung p_2 ge-

drosselt, so ziehen wir die Linie ah bei der Temperatur T_2'' (d. h. zu p_2 gehörige Sättigungstemperatur aus den Dampftabellen) und die Überhitzungslinie hg derart, daß die Flächen $OEahgN$ und $OEBCM$ inhaltsgleich werden. T_2 ist dann die Temperatur des gedrosselten Dampfes bei der Spannung p_2 . Dieser ist um $(T_2 - T_2'')$ °C überhitzt worden.

Obige Konstruktion beruht auf der Annahme, daß der Wärmeinhalt während des Drosselns konstant bleibt; und das wird praktisch nahezu der Fall sein.

Da jetzt $OEAKN$ die nicht nutzbare Energie darstellt, so ist infolge des Drosselns der Betrag an nicht nutzbarer Energie um die Fläche $MDkN$ vergrößert, oder die nutzbare Energie um dasselbe Flächenstück verkleinert worden. Trocken gesättigter Dampf bei der Temperatur T_2'' würde eine nutzbare Energie von der Größe $Aahp$ besitzen. Die nutzbare Energie des gedrosselten (überhitzten) Dampfes bei derselben Spannung ist um den Betrag $phgk$ größer.

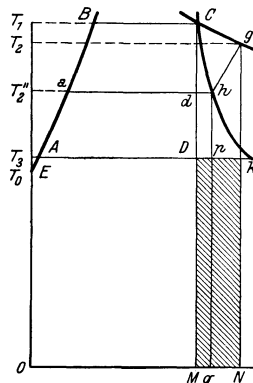


Fig. 34. Einfluß des Drosselvorganges.

22. Beispiel.

Trocken gesättigter Dampf von 11 at abs. Kesselspannung wird auf 2,1 at abs. gedrosselt. Wie hoch wird er durch den Drosselvorgang überhitzt und wie groß ist die nutzbare Wärme pro Kilogramm Dampf im Endzustand, wenn die Kondensatorspannung 0,15 at beträgt?

Aus den Dampftabellen finden wir die Sättigungstemperatur bei 11 at zu $183,1^\circ\text{C} = 456,1^\circ\text{ abs.}$, den zugehörigen Wärmeinhalt zu $667,1\text{ WE/kg}$ und die verfügbare Wärme für eine Endspannung von 0,15 at zu 157 WE . Bei der Spannung von 2,1 at abs. beträgt der gesamte Wärmeinhalt noch $667,1\text{ WE}$, während der trocken gesättigte Dampf nur $647,4\text{ WE}$ hat; folglich ist sein Überhitzungsbetrag $667,1 - 647,4 = 19,7\text{ WE}$.

Die diesem Betrag entsprechende Temperaturdifferenz finden wir aus der Gleichung $0,48 \times \text{Temperaturdifferenz} = 19,7$, folglich Temperaturdifferenz $= 41,0^\circ\text{C}$.

Da nun die Sättigungstemperatur des Dampfes bei 2,1 at $121,0^\circ\text{C}$ beträgt, ist mithin seine Überhitzungstemperatur:

$$121,0 + 41,0 = 162,0^\circ\text{C}$$

$$\text{oder} = 435,0^\circ\text{ abs.}$$

Durch Abmessen oder entsprechend der Formel

$$0,48 \cdot \ln \frac{435}{273 + 121,0}$$

erhalten wir die der Überhitzung entsprechende Entropiezunahme pk in Fig. 34 zu 0,0465 EE und damit Fläche $qpkN$:

$$\begin{aligned} pq \cdot pk &= (273 + 53,7) \cdot 0,0465 \\ &= 15,2 \text{ WE.} \end{aligned}$$

Die nutzbare Wärme im Endzustand beträgt:
Nutzarbeit des trocken gesättigten Dampfes bei 2,1 at + 19,7 — 15,2,
 $= 95 + 4,5 = 99,5 \text{ WE,}$

was einen Zuwachs von 4,5 WE über die nutzbare Wärme des trocken gesättigten Dampfes bei demselben Druck bedeutet.

*23. Kurven konstanten Wärmeinhalts.

Der Gedankengang im vorigen Abschnitte (nämlich die Bestimmung eines Punktes g im Entropiediagramm, dessen Koordinaten derartig sind, daß sein Wärmeinhalt gleich dem eines anderen Punktes C ist) setzt uns in die Lage, Kurven konstanten Wärmeinhalts im Entropiediagramm zu konstruieren. Wiederholen wir obige Konstruktion für eine Anzahl verschiedener Werte von T_2'' , so erhalten wir die Kurve Cg der Figur, die natürlich beliebig ausgedehnt werden kann.

Geben wir ferner dem Punkt C verschiedene Lagen auf der oberen Grenzkurve bei verschiedenen Werten von T_1 , so erhalten wir eine Reihe Kurven konstanten Wärmeinhalts und können nach Bestimmung des Wärmeinhalts für jede einzelne Lage dieser Punkte C (aus den Dampftabellen) den für den Verlauf jeder Kurve geltenden Wert an dieser vermerken. Kurven konstanten Wärmeinhalts sind oft bei der Berechnung der Dampfturbinen von Nutzen, wie wir später sehen werden. Eine Reihe derselben sind gewöhnlich in jeder Entropietafel eingezeichnet.

5. Kapitel.

Allgemeine Umrise der Berechnung.

1. Ausgangswerte.

Wenn wir zum Entwurf einer neuen Dampfturbine schreiten, so liegen uns immer gewisse Ausgangswerte vor. Diese sollen hier nur kurz besprochen werden, da wir uns später mit ihnen noch ausführlicher beschäftigen werden. Mag eine Turbine zu irgendeinem Verwendungszweck bestimmt sein, so ist in der Regel ihre Leistung in Pferdestärken bekannt. Bei Turbinen für elektrischen Antrieb hängt diese Leistung von der geforderten elektrischen Leistung der Anlage ab. Bei Schiffsturbinen hängt sie von der Größe, Bauart und Fahrtgeschwindigkeit des anzutreibenden Schiffes ab und wird vom Schiffbauingenieur in „Schiffspferdestärken“ angegeben.

Die zunächst geforderte Angabe ist die Umdrehungszahl der Maschine. Diese wird aber fast ausschließlich durch die Verwendungsart der Turbine bestimmt, je nachdem sie zum Antriebe eines elektrischen Generators oder mehrerer Schraubenpropeller dient. Bei Schiffsantrieb wird es gewöhnlich dem Ingenieur überlassen, die vorteilhafteste Umdrehungszahl für die Turbine zu wählen. Die Turbine selbst erfordert eine hohe Umdrehungszahl, der Propeller hingegen eine niedere. Der Konstrukteur hat die minutliche Umdrehungszahl so auszuwählen, daß die Turbine in Verbindung mit dem Propeller die durchgängig beste Wirtschaftlichkeit ergibt. Da niedere Drehzahlen große und schwere Turbinen erfordern, so wird die wirtschaftlichste Drehzahl in der Regel höher als diejenige liegen, die den besten Wirkungsgrad hinsichtlich der Gesamtleistung der Turbinenanlage ergibt. Bei Bestimmung der Drehzahl müssen wir daher die sich wahrscheinlich ergebende Größe der Turbine in Betracht ziehen, was durch Berechnung der Umfangsgeschwindigkeit der Schaufeln geschieht. Die Schaufelgeschwindigkeit muß fernerhin mit zulässigen Dampfgeschwindigkeiten in Einklang stehen, welche letztere wiederum von der Schaufelform abhängen.

2. Drehzahlen.

In den folgenden Tabellen sind eine Anzahl für Überdruckturbinen gebräuchliche Drehzahlen zusammengestellt.

Tabelle III.

Drehzahlen für Schiffsturbinen.

Art des Schiffes	Umdrehungen pro Min.
Große Überseedampfer	180 bis 190
Mittlere Ozeandampfer	260
Kanaldampfer (Calais-Dover)	450 bis 650
Linienschiffe	320 bis 330
Kleinere Kreuzer	500
Torpedobootzerstörer	650 bis 750
Torpedoboote	1000 bis 1400

Tabelle IV.

Drehzahlen für Landturbinen zum Antrieb von Wechselstromgeneratoren.

Kilowatt	50	100	500	750	1000	2000	5000
Umdrehungen pro Min.	5000	3500	3000	2000	1800	1200	750

Die oben stehenden Zahlen sollen als roher Anhalt dienen, da von ihnen häufig bei der Berechnung ausgegangen wird. In jedem Falle müssen die etwa gestellten Bedingungen besonders berücksichtigt werden. Ein besonderer Faktor, der infolge konstruktiver Umstände auf die Drehzahl einwirkt, bedarf bei Turbinen für elektrischen An-

trieb der Erwähnung, da hier eine einfache Beziehung zwischen der Frequenz, Drehzahl und Polzahl des elektrischen Generators besteht.

So beträgt z. B. für eine 3000 KW-Maschine mit sechs Polen und einer Frequenz von 50 Perioden die minutliche Drehzahl 1000; bei 4 Polen und einer Frequenz von 25 Perioden 750 Umdrehungen pro Min.; während bei 2 Polen und 25 Perioden 1500 Umdrehungen pro Min. nötig werden. Eine zweipolige Brown-Boveri-Maschine derselben Leistung läuft in Frankfrant a. M. mit 1360 Umdrehungen bei einer Frequenz von $21\frac{1}{2}$ Perioden.

3. Drehzahl und Frequenz von Turbowechselstromgeneratoren.

Die gegenseitige Abhängigkeit von Drehzahl, Frequenz und Polzahl spricht sich deutlich in Tabelle V aus, welche die von einer ersten Firma angewandten Drehzahlen wiedergibt.

Tabelle V.

Normale Leistungen und Drehzahlen von Turbowechselstromgeneratoren.

Leistung KW	Umdrehungen pro Minute			
	25 Perioden	50 Perioden	40 Perioden	60 Perioden
250	—	3000	2400	3600
500	1500	3000	2400	3600
750	1500	3000	2400	1800
1000	1500	3000 oder 1500	2400	1800
1500	1500	1500	1200	1200
2000	1500	1500	1200	1200
3000	1500	1500	1200	1200
4000	750	1000 oder 750	1200	1200
5000	750	1000 oder 750	1200	1200
7500	750	1000 oder 750	800	900
10000	750	750	800	720

Die oben erwähnte Beziehung wird durch die folgende Gleichung ausgedrückt:

$$\text{Umdrehungen pro Min.} = \frac{60 \cdot \text{Frequenz (pro Sek.)}}{\frac{1}{2} \cdot \text{Polzahl}}$$

Bei Gleichstrommaschinen sind infolge der bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten auftretenden Schwierigkeiten in der Kommutierung die Drehzahlen niedriger als bei Wechselstrommaschinen.

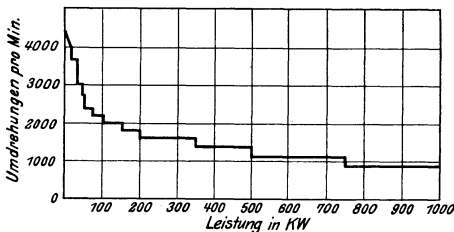


Fig. 35. Normale Drehzahlen der A. E. G.-Gleichstrom-Turbodynamos.

Die höchsten Drehzahlen ausgeführter Maschinen betragen ungefähr 2500 Umdrehungen pro Min. bei 375 KW Leistung; 1800 Umdrehungen bei 750 KW und 1500 Umdrehungen bei 1000 KW. Kleinere Drehzahlen sind dagegen

in jedem Falle allgemein gebräuchlich. Die normalen Drehzahlen der A.E.G.-Gleichstrom-Turbodynamos mit Kohlebürsten sind in Fig. 35 im Diagramm aufgetragen. Tafel VI gibt die Normaldrehzahlen derjenigen der englischen Firma Willans und Robinson an.

Tabelle VI.
Gleichstrom-Turbodynamos.

Leistung KW	Umdrehungen pro Minute		
	120 Volt	240 Volt	550 Volt
100	3000	3200	3500
150	3000	3000	3200
200	2700	2800	3000
250	2400	—	—
300	—	2600	2800
400	—	2300	2500
500	—	2100	2100
650	—	—	1800
850	—	—	1500
1100	—	—	1250
1500	—	—	1000
1750	—	—	1000

Bei Verbunddynamos beträgt die Leistung für eine bestimmte Drehzahl natürlich das doppelte.

4. Dampfverbrauch.

Ehe wir zur Berechnung der Schaufelhöhen kommen, müssen wir den Wert G , d. h. das sekundliche Dampfgewicht, das in die Turbine eintritt, veranschlagen. Dieses erhält man aus dem Dampfverbrauch pro Pferdestärke und Stunde und der Leistung der Turbine.

Der Dampfverbrauch pro Pferdestärke und Stunde kann gewöhnlich sehr genau veranschlagt, und bei Landturbinen die erforderliche Leistung ganz genau bestimmt werden.

Bei Schiffsturbinen kennt man den wirtschaftlichsten Dampfverbrauch pro PS und Std. ebenfalls ziemlich genau, besonders bei Anlagen bereits ausgeführter Typen; jedoch können die erforderlichen Wellenpferdestärken hier nicht so sicher angegeben werden. Wenn es von hauptsächlichster Bedeutung ist, daß das Schiff eine gegebene Geschwindigkeit erlangt, so sollten die Turbinen imstande sein, eine hierüber hinausgehende Leistung zu entwickeln. An dieser Stelle seien zwei Methoden der Leistungs- und Geschwindigkeitsvergrößerung erwähnt, die eine zusätzliche Leistung über die Konstruktionsleistung hinaus bewirken. Die erstere beruht auf Erhöhung des Dampfdruckes beim Eintritt in die H.-D.-Turbine, d. h. auf verminderter Drosselung des Dampfes zwischen Kessel und Turbine. Die zweite Methode bedient sich eines Umgehungsventiles, durch das der Dampf direkt in die zweite oder dritte Expansionsstufe der H.-D.-Turbine geführt wird. Übliche Dampfverbrauchszahlen sind in Tabelle VII aufgeführt.

Tabelle VII.

Effektiver Dampfverbrauch pro Wellenpferdestärke und Stunde.

Art des Schiffes	Kilogramm pro Wellenpferdestärke und Stunde
Linienschiffe und Kreuzer	5,9 bis 6,1
Torpedobootzerstörer	6,4
Übersee-Postdampfer	5,7 bis 6,1

Obige Zahlen sollen als Anhalt für die Berechnung dienen und verstehen sich ausschließlich jeglichen Dampfes für die Hilfsmaschinen. Auf Probefahrten wurden erheblich niedrigere Werte erzielt. Kürzlich betrug in einem solchen Falle der Dampfverbrauch der Hauptturbinen ohne Zuführung von Hilfsmaschinenabdampf 5,2 kg und noch weniger bei Zusatz von Hilfsmaschinenabdampf.

5. Dampfverbrauch von Turbogeneratoren.

Gewöhnlich ist infolge der zulässigen höheren Drehzahlen der Dampfverbrauch bei Landturbinen günstiger als bei Schiffsturbinen.

Bei einem Kondensatorunterdruck von 71 cm Q.-S. und Überhitzungen von ungefähr 35° bei kleineren, 80 bis 110° bei größeren Turbinen, ist der Dampfverbrauch gemäß den in den letzten Jahren angestellten Messungen in folgender Tabelle angegeben.

Dampfverbrauch pro KW-Stunde.

Normalleistung in KW	100	200	500	1000	2000	4000
Kilogramm pro KW-Std.	11,1	9,8	8,8	8,2	7,5	7,0

Der garantiert erreichbare Dampfverbrauch ist heutzutage oft erheblich niedriger als obige Werte; man kann somit der Konstruktion einer 1000 KW-Turbine für eine Überhitzung von 110° , bei einem absoluten Eintrittsdruck von 15 at und einem Kondensatorunterdruck von 71 cm Q.-S. einen Dampfverbrauch von ungefähr 7,3 kg pro KW-Stunde zugrunde legen.

Den kürzlich von der Firma Brown-Boveri (1909) veröffentlichten Dampfverbrauchskurven für größere Aggregate sind im Durchschnitt die Werte der folgenden Tabelle an die Seite zu stellen.

Dampfverbrauch pro KW-Stunde.

KW	1000	2000	3000	4000	5000
Kilogramm pro KW-Std.	7,3	6,5	6,1	5,5 bis 5,9	5,4

Bei Annahme des Dampfverbrauches hat man die zu Gebote stehende Überhitzung und das Kondensatorvakuum zu berücksichtigen. Die folgenden Ergebnisse an einer 1500 KW-Anlage veranschaulichen die Verbesserung des Dampfverbrauches infolge höherer Unterdrücke:

Bei Vergrößerung des Unterdrucks von:

63,5	auf	66,0	cm	Qu.-S.	verringert	sich	der	Dampfverbrauch	um	4	v. H.
66,0	"	68,5	"	"	"	"	"	"	"	4,5	"
68,5	"	71,0	"	"	"	"	"	"	"	5,5	"
71,0	"	73,5	"	"	"	"	"	"	"	6—7	"

Für kleinere Aggregate von ungefähr 500 KW gelten die folgenden Werte:

Bei Vergrößerung des Unterdrucks von:

63,5	auf	66,0	cm	Qu.-S.	verringert	sich	der	Dampfverbrauch	um	3,5	v. H.
66,0	"	68,5	"	"	"	"	"	"	"	4,0	"
68,5	"	71,0	"	"	"	"	"	"	"	5,0	"
71,0	"	73,5	"	"	"	"	"	"	um	5,5—6,0	"

Der infolge zunehmender Überhitzung abnehmende Dampfverbrauch beträgt ungefähr 1 v. H. für je $5,5^{\circ}\text{C}$ Überhitzung, wird aber bei höheren Überhitzungen geringer. Dies gilt mit hinreichender Genauigkeit für die bei Überdruckturbinen gebräuchlichen Überhitzungen von 80° bis 110° . Die Überhitzung beeinflusst den Dampfverbrauch in zweierlei Hinsicht: erstens infolge des größeren Wärmeinhalts pro Kilogramm Dampf und zweitens infolge der geringeren Dampfreibung, als bei trocken gesättigtem Dampf.

Der Dampfverbrauch hängt bis zu gewissem Grade von der Eintrittsspannung des Dampfes ab; so entspricht eine Verbesserung des Dampfverbrauches um ungefähr 1 v. H. in den Grenzen von 10 bis 13 at etwa einer Erhöhung der Dampfspannung um 1,4 at.

*6. Abschätzung des Dampfverbrauches aus dem thermodynamischen Wirkungsgrad.

Die obigen Angaben sind geeignet, um schnell verschiedene Ausführungen von Turbinen miteinander vergleichen zu können, oder um den Dampfverbrauch für eine neu zu entwerfende Turbine, deren Type der Ausführung nach bekannt ist, zu bestimmen.

Handelt es sich um Turbinen für elektrischen Antrieb, bei denen der Grad der Überhitzung und die Eintrittsspannungen sehr verschiedenartige sein können, so ist es wahrscheinlich zuverlässiger, den Dampfverbrauch aus einem angenommenen thermodynamischen Wirkungsgrad zu errechnen. Gemäß den früheren Erklärungen ist der thermodynamische Wirkungsgrad das Verhältnis der aus dem Dampf erhaltenen nutzbaren Arbeit zu der theoretisch erreichbaren Arbeit des Kreisprozesses von Clausius-Rankine.

In Tafel VIII ist die aus 1 kg Dampf theoretisch erreichbare Energie in Wärmeinheiten bei verschiedenen Anfangsdrücken, Überhitzungen und Kondensatordrücken angegeben.

Das Produkt aus dieser Wärmeenergie und dem Dampfverbrauch pro Pferdestärke und Stunde ist umgekehrt proportional dem thermodynamischen Wirkungsgrad.

Tabelle VIII.

Theoretisch nutzbare Energie pro Kilogramm Dampf in WE.

Dampfzustand beim Eintritt	Eintritts- spannung at abs.	Kondensatorspannung in at abs.			
		0,10	0,08	0,06	0,04
Trocken gesättigt . .	14,0	179	185	191	202
	12,0	173	179	185	197
	10,0	167	173	180	191
	8,0	159	165	172	183
25° Überhitzung . . .	14,0	183	189	196	207
	12,0	178	184	191	202
	10,0	170	176	183	195
	8,0	162	168	175	187
50° Überhitzung . . .	14,0	189	205	212	224
	12,0	181	199	206	218
	10,0	175	191	199	211
	8,0	166	182	189	201
75° Überhitzung . . .	14,0	192	199	206	218
	12,0	186	192	200	211
	10,0	180	187	194	206
	8,0	170	177	184	196
100° Überhitzung . .	14,0	199	205	213	224
	12,0	192	198	206	218
	10,0	185	192	199	211
	8,0	174	182	189	201

Bezeichnet:

$H = AL_0$ das aus Tabelle VIII gefundene adiabatische Wärmegefälle
(theoretische Leistung von 1 kg Dampf in Wärmeinheiten),

$G_e =$ Dampfverbrauch für die effektive Pferdekraft und Stunde,

$\eta_e =$ thermodynamischer Wirkungsgrad, bezogen auf die effektive
Leistung, oder kurz = effektiver Wirkungsgrad,

dann ist:

$$\eta_e = \frac{632,3}{G_e \cdot AL_0}$$

oder:

$$G_e = \frac{632,3}{\eta_e \cdot AL_0}$$

*7. Thermodynamischer Wirkungsgrad der Landturbinen.

Bei Turbinen für elektrischen Antrieb können wir den thermodynamischen Wirkungsgrad auch auf die elektrische Leistung des Generators beziehen. Dieser wird niedriger sein, als der auf die Effektivleistung der Turbine für sich bezogene, infolge der elektrischen und mechanischen Verluste im Generator.

Bezeichnet:

G_{KW} = Dampfverbrauch pro KW-Std.,

η_{KW} = thermodynamischer Wirkungsgrad, bezogen auf die elektrische Leistung,

$H = AL_o$ in Wärmeeinheiten wie früher (Tabelle VIII),

dann ist der thermodynamische Wirkungsgrad:

$$\eta_{KW} = \frac{1,36 \cdot 632,3}{G_{KW} \cdot AL_o} = \frac{860}{G_{KW} \cdot AL_o}$$

oder der Dampfverbrauch pro KW-Std.:

$$G_{KW} = \frac{860}{\eta_{KW} \cdot AL_o}$$

Die Werte für η_{KW} , wie sie auf Grund einer großen Anzahl von Versuchen an modernen Turbogeneratoren erhalten wurden, sind aus folgender Tabelle ersichtlich:

Tabelle IX.

Thermodynamischer Wirkungsgrad, bezogen auf die elektrische Leistung.

Leistung in KW	$\eta_{KW} = \frac{\text{theor. Wärmeverbr. pro KW-Std.}}{\text{winkl. Wärmeverbr. pro KW-Std.}}$
50 bis 100	0,39 bis 0,42
200	0,44 " 0,49
300	0,49 " 0,51
500 bis 750	0,50 " 0,55
1000	0,58 " 0,60
1500	0,55 " 0,60
2000 und mehr	0,51 " 0,56

Die obigen Zahlen beziehen sich auf die Dampfspannung am Absperrventil, nicht auf die in der ersten Schaufelreihe. Bei höheren Belastungen zeigen jedoch die Brown-Boveri-Kurven im Vergleich zu obigen Zahlen, daß diese Wirkungsgrade sich mit wachsender Belastung noch weiter verbessern. Wir können annehmen, daß bei sorgfältig konstruierten Turbinenanlagen mit hohen Überhitzungen (110°) der thermodynamische Wirkungsgrad von etwa 0,6 bei 1500 KW bis auf ungefähr 0,7 bei 6000 KW steigt.

8. Schaufelformen.

Die wichtigste Abmessung an der Schaufel ist ihr Austrittswinkel α_1 bzw. β_2 . Durch Verkleinerung dieses Winkels α_1 der Leitschaufeln wird die Dampfgeschwindigkeit beim Austritt aus denselben vergrößert, während bei den Laufschaufeln mit zunehmender Verkleinerung des Austrittswinkels β_2 die im Dampf verbleibende Energie beim Austritt aus den Schaufelkanälen immer geringer wird.

Wir sehen also, daß je kleiner dieser Austrittswinkel werden, um so größer die vom Dampf in irgendeiner Stufe abgegebene Arbeit,

und somit um so geringer die erforderliche Stufenzahl wird. Wir wollen hier annehmen, daß die Dampf- und Schaufelgeschwindigkeiten gegeben sind und die Dampfreibung keine wesentliche Rolle bei der Energieumsetzung spielt. Hingegen sei daran erinnert, daß sehr kleine Winkel lange Schaufelkanäle bedingen, und dadurch der Reibungswiderstand vergrößert wird. Auch werden durch Verminderung der lichten Weite e des Schaufelkanals (Fig. 37) die Schaufeldicken f und f' größer im Verhältnis zu e , was Dampfwirbelungen verursacht und einen Verlust an nutzbarer Energie zur Folge hat.

Bei Überdruckturbinen ist es gebräuchlich, diesen Austrittswinkel ungefähr 20° zu machen und ihn für Lauf- und Leitschaufeln gleich zu halten. Der Eintrittswinkel β_1 (Fig. 30a) sollte nie kleiner gehalten werden, als für stoßfreien Gang erforderlich ist, da sonst der Dampf auf die Schaufelrücken aufprallen und beträchtliche Verluste infolge Wirbelung und Hemmung des Laufrades verursachen würde. Wiederum bedeutet die Verkleinerung dieses Winkels eine größere Länge des Schaufelkanals und erhöhte Reibung, so daß es fraglich wird, wie weit man den Eintrittswinkel demjenigen für stoßfreien Gang nähern soll.

Ein gewisser Vorteil wird erreicht, indem man den Strömungsverlauf des Dampfes derart legt, daß die Schaufel möglichst geradgestreckt und parallel zum Austrittswinkel ausgebildet wird. Der Winkel β_2 (Fig. 30a) ist somit hinreichend bestimmt.

Eine ideale Schaufel würde eine solche Form erhalten, daß die Dampfgeschwindigkeit in fortlaufender Gesetzmäßigkeit vom Eintritt bis zum Austritt anwachsen muß.

9. Schaufelbreite, Schaufelteilung und Schaufelgewicht.

Die Beanspruchung der Schaufel ist hauptsächlich auf zwei Ursachen zurückzuführen, nämlich die Fliehkraft und den Dampfdruck. Die zulässigen Beanspruchungen sind sehr niedrige, und die Schaufelabmessungen werden besser auf Grund praktischer Erfahrung als theoretischer Berechnung gewählt. Das Axialspiel muß hinreichend sein, um allen möglichen relativen Verschiebungen infolge Wärmeausdehnung der Trommel und des Gehäuses Rechnung zu tragen. Die Teilung am Umfang und somit die Stärke der Zwischenstücke soll so groß sein als durch die Bedingung, daß der gesamte Dampf richtig durch die Schaufeln hindurchgeleitet wird, festgesetzt ist. Tabelle X enthält einige Durchschnittswerte von Schiffsturbinenbeschaufelungen.

Soll mit Hilfe nebenstehender Tabelle die Schaufelzahl geschätzt werden, so ist der äußere Trommeldurchmesser oder der innere Gehäusedurchmesser in Rechnung zu setzen.

Die angegebenen Schaufelzahlen gelten für normale Beschaufelung. Für halb und ganz aufgedrehte Schaufeln vergrößert sich die axiale Teilung, und die Schaufelzahl sowie das Schaufelgewicht pro Meter Umfang werden kleiner als in nebenstehender Tabelle angegeben.

Tabelle X.
Schaufelabmessungen.

Schaufelbreite mm	Schaufellänge mm	Schaufelzahl pro Meter Umfang		Axialteilung mm	Schaufelgewicht in Kilogramm pro Meter Umfang
		Trommel	Gehäuse		
6,4	6,4 bis 22,2	230	230	22 bis 28,5	0,06
9,5	22,2 bis 127,0	200	154	32 bis 38	0,13
12,7	63,5 bis 190,5	131	118	41,5 bis 47,5	0,27
15,9	114,3 bis 279,5	102	90	44,5 bis 57	0,37
19,1	152,5 bis 330,0	93	75	54 bis 70	0,52
25,4	305,0 bis 457,0	73	61	76 bis 85,5	0,97

Um eine feste mechanische Verbindung der Schaufeln untereinander zu schaffen, müssen sie in der Nähe der Schaufelenden, oder wenn nötig noch an anderen Punkten ihrer Längserstreckung mittels durchgezogener und verlöteter Drähte fest verbunden werden. Diese Versteifung hat natürlich so zu geschehen, daß sie dem Dampfstrom den kleinstmöglichen Widerstand bietet.

Werden bei Schiffsturbinen die Schaufeln in einzelnen Segmenten eingesetzt, so muß der Umfang in so viel Teile geteilt werden, als die Länge des einzelnen Segmentes von etwa 60 bis 90 cm erfordert.

10. Veränderung des Austrittswinkels.

Bei sehr niedrigen Spannungen erreicht das sekundlich durch die Schaufeln strömende Dampfvolumen einen sehr hohen Betrag. Um nun die großen Schaufellängen zu vermeiden, die nötig sein würden, um ein proportionales Anwachsen der Ringfläche herbeizuführen, hat man zu „aufgedrehten Beschauelungen“ gegriffen. Durch Drehen der Schaufel wird hier der Schaufelaustrittswinkel vergrößert, wodurch der Austrittsquerschnitt des Dampfes vergrößert und die Dampfgeschwindigkeit ohne Vergrößerung der Schaufelhöhen niedrig gehalten wird. Die Beschauelung wird deshalb als „normale“, als solche mit „halb aufgedrehten“ und „ganz aufgedrehten“ Schaufeln bezeichnet (Fig. 36). Eine Veränderung der Schaufelwinkel wird auch häufig in den höheren Druckstufen von Landturbinen ausgeführt.

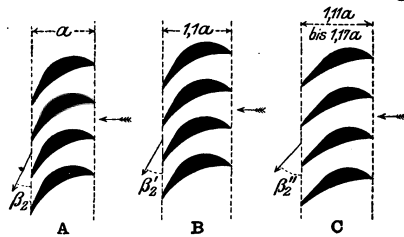


Fig. 36.

A = normale Beschauelung.

B = halb aufgedrehte Beschauelung.

C = ganz aufgedrehte Beschauelung.

Die Schaufeln bei A und B besitzen gewöhnlich dasselbe Profil, werden nur unter verschiedenen Winkeln zur Senkrechten gesetzt.

$$\beta_2'' > \beta_2' > \beta_2.$$

Dies geschieht aus einem etwas anderen Grunde, aber in erster Linie mit Rücksicht auf die Expansion des Dampfes. In der ersten Expansionsstufe wird, falls die Schaufelwinkel konstant und gleich 20° sind, die Dampfgeschwindigkeit unter der Durchschnittsgeschwindigkeit für die zugehörigen Schaufelreihen und über der in den späteren Stufen liegen. Dies hat seinen natürlichen Grund in der fortwährenden Volumenvergrößerung des Dampfes.

Ohne Veränderung der Schaufelhöhen kann man eine gleichmäßiger anwachsende Dampfgeschwindigkeit erhalten, indem man den Austrittswinkel in den ersten Reihen verkleinert, und ihn entweder in jeder folgenden Stufe oder gruppenweise bis zu einem größeren Betrage in den letzten Reihen anwachsen läßt. Späterhin wird gezeigt werden, wie man den Austrittswinkel für gleiche Arbeitsleistung in jeder Stufe bestimmen kann. Beträgt der Durchschnittswinkel 20° , so überschreitet seine Veränderung gewöhnlich nicht die Grenzen von 17° und 23° innerhalb irgendeiner Expansionsstufe. Entsprechend dieser Anordnung mag der Austrittswinkel 17° in der ersten und 22° in der letzten Reihe jeder Expansionsstufe betragen. Die Berechnungen der Schaufelhöhen und Stufenzahl können jedoch unter Annahme eines konstanten Winkels von 20° durchgeführt werden.

11. Dampf- und Schaufelgeschwindigkeiten.

Die Austrittsgeschwindigkeit des Dampfes aus den Leitschaufeln ist bei der Berechnung von größter Wichtigkeit. Wäre nur ein einziges Laufrad wie bei den Wasserturbinen vorhanden, so würden wir eine bestimmte Beziehung zwischen dieser Austrittsgeschwindigkeit und der Schaufelgeschwindigkeit haben, die uns den größten Wirkungsgrad liefert. In einer Dampfturbine wird dagegen die im Dampf beim Verlassen einer Stufe enthaltene kinetische Energie in der nächsten Stufe in mechanische Arbeit umgesetzt, anstatt unausgenutzt wegzugehen wie in der einstufigen Wasserturbine.

Es bezeichne:

- c_1 = Austrittsgeschwindigkeit des Dampfes aus den Leitschaufeln in m/sk
- u = Schaufelgeschwindigkeit in m/sk
- c_{1a} = die parallel zur Turbinenachse gerichtete Komponente der Dampfgeschwindigkeit in m/sk
- n = Umlaufzahl pro Min.
- D = mittlerer Rotordurchmesser in m (d. h. der bis zu halber Schaufelhöhe gemessene Durchmesser).
- α_1 = Austrittswinkel der Leitschaufel.

Es gibt verschiedene ohne weiteres verständliche Beziehungen, wie z. B.:

$$u = \frac{\pi \cdot D \cdot n}{60},$$

woraus D berechnet werden kann, wenn n und u bekannt sind. Für den Austritt aus dem Leitrade gilt:

$$c_{1a} = c_1 \cdot \sin \alpha_1$$

und da c_{1a} sich ganz allmählich beim Durchgang des Dampfes durch eine Stufe ändert, so folgt daraus, daß die Dampfgeschwindigkeit an irgendeiner Stelle beim Durchgang durch die Leitschaufel sich annähernd umgekehrt proportional dem Kosinus des Neigungswinkels der Strömungsrichtung gegen die Achse verändert.

12. Bestimmung von c_1 und u .

Die Wahl passender Werte für c_1 und u beruht hauptsächlich auf Erfahrung, aber oft ist diesen Geschwindigkeiten durch den Umstand praktisch eine Grenze gesetzt, daß die Schaufeln in der ersten Expansionsstufe nicht zu kurz werden dürfen. Bei sehr kurzen Schaufeln wird das radiale Spiel am Schaufelende zu groß im Verhältnis zur Schaufelhöhe, und es geht zu viel Dampf durch den Spalt verloren, ohne Arbeit auf den Läufer übertragen zu haben. Ein Beispiel hierfür wird später in diesem Abschnitt gegeben werden.

Am vorteilhaftesten wählt man zuerst die Schaufelgeschwindigkeit u und bestimmt dann die Dampfgeschwindigkeit c_1 derart, daß diese in einem geeigneten Verhältnis zu u steht.

Hierbei müssen wir bedenken, daß bei gegebener Drehzahl der Turbinendurchmesser in einfachem Verhältnis zu u steht, und das Gewicht der Turbine sehr rasch mit wachsenden Durchmessern zunimmt. Gleichzeitig erfordert ein niedriges u gewöhnlich eine größere Stufenzahl und damit eine längere Turbine.

In ähnlicher Weise wird die Länge der Turbine durch das Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ beeinflußt. Für eine gegebene Umfangsgeschwindigkeit wird die in jeder Stufe umgesetzte Arbeit um so größer, je größer c_1 wird. Daher ergibt ein niedriger Wert von $\frac{u}{c_1}$ eine kurze Turbine.

Ogleich man durch einen größeren Wert von $\frac{u}{c_1}$ zuweilen einen höheren Wirkungsgrad erzielen kann, wird dennoch dieser Vorteil durch eine größere Stufenzahl und somit längere Turbine wieder aufgehoben. Deshalb finden wir gewöhnlich bei Schiffsturbinen niedrigere Werte von $\frac{u}{c_1}$ als bei Landturbinen.

13. Wahl der Umfangsgeschwindigkeit u .

Bei Landturbinen variiert u von etwa 30 m/sk bei kleinen Turbinen und 38 m/sk bei Turbinen bis zu 2500 KW bis zu 42 m/sk für solche von 5000 KW. Diese Werte gelten für den Hochdruckteil der Turbine. Bei Schiffsturbinen ist die Art des Schiffes hierfür der

ausschlaggebende Faktor. Zum Anhalt diene Tabelle XI, die die einschlägigen Werte für u in den ersten Expansionsstufen von Hoch- und Niederdruckturbinen angibt.

Tabelle XI.
Schaufelgeschwindigkeiten.

Art des Schiffes	Wellenzahl	Werte für u (m/sk)	
		H.-D.	N.-D.
Eilpostdampfer	4	23,0 bis 24,5	33,5 bis 38,0
Mittlere Postdampfer	3 oder 4	24,5 bis 27,5	33,5 bis 39,5
Kanaldampfer	3	27,5 bis 32,0	36,5 bis 46,0
Linienfahrer und Kreuzer	4	29,0 bis 30,5	38,0 bis 41,0
Kleine Kreuzer	4	32,0 bis 35,0	41,0 bis 49,0
Torpedobootzerstörer	3	33,5 bis 35,0	42,5 bis 47,0
Torpedoboote	3	33,5 bis 36,5	49,0 bis 64,0

14. Mittelwerte für $\frac{u}{c_1}$.

Wie schon erwähnt, wächst c_1 von einem Minimalwert in der ersten Schaufelreihe zu einem Maximalwert in der letzten Schaufelreihe jeder Expansionsstufe an, was durch die Volumenzunahme des Dampfes bei abnehmender Spannung bedingt ist. Das Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ wird infolgedessen von Stufe zu Stufe innerhalb jeder Expansionsstufe abnehmen.

Der Mittelwert für $\frac{u}{c_1}$ liegt für Landturbinen zwischen 0,5 und 0,6; bei Schiffsturbinen variiert er von etwa 0,30 bis 0,43 je nach Art des Schiffes. Wie bereits erörtert, gestattet ein niedriger Wert für $\frac{u}{c_1}$ eine geringe Stufenzahl und dadurch eine Ersparnis an Längenausdehnung der Turbine. Der Wert $\frac{u}{c_1} = 0,30$ wird deshalb bei Kriegsschiffsturbinen verwendet, während der andere Grenzwert $\frac{u}{c_1} = 0,43$ bei Überseepostdampfern gebräuchlich ist.

Obige Zahlen können als Mittelwerte für jede Expansionsstufe gebraucht werden. Für die erste Stufe der ersten Expansionsstufe von H.-D.-Schiffsturbinen variiert der Wert von $\frac{u}{c_1}$ zwischen 0,35 und 0,51.

15. Schaufellänge in der ersten Expansionsstufe.

Unter Vernachlässigung der Materialdicke der Schaufel beträgt der Ringquerschnitt, durch den der Dampf strömt, senkrecht zur Richtung der Geschwindigkeit c_{1a} gemessen:

$$\pi \cdot D \cdot l \text{ in Quadratmetern,}$$

wenn $D =$ mittlerer Rotordurchmesser in Metern,
 $l =$ Schaufelhöhe in Metern
 bedeutet.

Das sekundlich hindurchgehende Dampfvolumen beträgt:

$$\pi \cdot D \cdot l \cdot c_{1a} \text{ cbm.}$$

Die Ringfläche beim Austritt des Dampfes aus den Schaufeln ist kleiner und gleich der Summe einer Anzahl Flächen von der Höhe l und der Breite ad in Fig. 34. Wiederum unter Vernachlässigung der Materialstärke der Schaufeln erhalten wir:

$$ad = db \cdot \sin \beta_2$$

und da $\beta_2 = \alpha_1$, mithin die Ringfläche beim Austritt des Dampfes aus den Schaufeln:

$$\pi \cdot D \cdot l \cdot \sin \alpha_1 \quad (1)$$

und das sekundlich ausströmende Dampfvolumen:

$$\pi \cdot D \cdot l \cdot c_1 \cdot \sin \alpha_1,$$

worin natürlich $c_{1a} = c_1 \sin \alpha_1$ ist.

Bedeutet:

$G =$ das sekundlich in die Turbine eintretende Dampfgewicht in Kilogramm,

$v =$ spezifisches Volumen des Dampfes in cbm/kg,

so erhalten wir das sekundliche Gesamtvolumen des Dampfes:

$$= G \cdot v \text{ cbm}$$

und mithin die Gleichung:

$$\pi \cdot D \cdot l \cdot c_1 \cdot \sin \alpha_1 = G \cdot v \quad (2)$$

G wird aus der Normalleistung und entsprechend der Verwendungsart der Turbine bestimmt. Es ist gleich dem angenommenen Dampfverbrauch in kg/PS und Std. multipliziert mit der Normalleistung in PS und dividiert durch 3600.

Das spezifische Dampfvolumen ist bekannt, wenn Dampfspannung und spezifische Dampfmenge gegeben sind. Ist der Dampf beim Eintritt in die Turbine trocken gesättigt und nicht überhitzt, so ist das für die erste Stufe gültige den Dampftabellen zu entnehmen. In diesem Falle ist in obiger Gleichung nur λ unbekannt, das also unmittelbar gefunden werden kann.

$$l = \frac{G \cdot v}{\pi \cdot D \cdot c_1 \cdot \sin \alpha_1} \text{ in m} \quad (3)$$

In dieser Gleichung muß für c_1 der für die erste Stufe der ersten Expansionsstufe geltende Wert eingesetzt werden und nicht der etwas höhere Mittelwert.

16. Verengungszahl.

Im vorigen Abschnitte haben wir die Materialdicke der Schaufeln und das durch den radialen Spalt hindurchgehende Dampfvolumen vernachlässigt. Die Materialdicke der Schaufel verringert den Durch-

gangsquerschnitt und somit das sekundlich hindurchgehende Dampfvolumen, während der radiale Spalt diese Dampfmenge vergrößert. Beide Vernachlässigungen heben einander bis zu gewissem Grade auf.

Betrachten wir beide einzeln für sich, so können wir statt Gleichung (1) des vorigen Abschnittes schreiben:

$$\pi \cdot D \cdot l \cdot \frac{e}{e + f} \cdot \sin \alpha_1,$$

worin e und f die in Fig. 37 angegebenen Abmessungen bedeuten. Hiermit wäre der Materialstärke der Schaufeln Rechnung getragen, aber die Berücksichtigung der Spaltdampfmenge bietet größere Schwierigkeit.

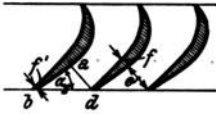


Fig. 37. Dampfaustrittsquerschnitt.

Selbst wenn wir mit hinreichender Genauigkeit die Größe des Spaltes im Betriebszustande der Turbine kennen, so können wir auf die Dampfgeschwindigkeit im Spalt nur angenähert schließen. Infolgedessen ist es für praktische Zwecke gebräuchlich, sich dem wahren Zustande

durch Einführung einer Konstanten zu nähern, die als „Verengungszahl“ oder „Ringflächenfaktor“ bekannt ist. Diese Zahl stellt das Verhältnis des wirklichen Dampfströmungsquerschnittes beim Austritt aus den Schaufeln zur Ringfläche zwischen Trommel und Gehäusewandung dar. Sie enthält sowohl den Faktor $\sin \alpha_1$ als auch den Einfluß des Spaltdampfes und der Materialdicke der Schaufel. Der Wert der Verengungszahl beträgt für normale Beschaukelungen $\frac{1}{3}$ und weicht nur wenig von dem Werte des $\sin \alpha_1$ bei $\alpha_1 = 20^\circ$ ab. Gleichung 3 erhält dann die Form:

$$l = \frac{3 \cdot G \cdot v}{\pi \cdot D \cdot c_1} \dots \dots \dots (4)$$

oder wenn l in mm und D in m eingesetzt wird:

$$l = 955 \frac{G \cdot v}{D \cdot c_1} \dots \dots \dots (5)$$

17. Beispiele.

1. Für die „Mauretania“ und „Lusitania“ beträgt die effektive Gesamtleistung der Turbinenanlage 68000 PS bei 190 Umdrehungen pro Minute und einem Dampfverbrauch von 5,6 kg pro PS und Stunde.

Ferner ist gegeben:

- Mittlerer Durchmesser der 1. H.-D.-Expansionsstufe
(bis zur Schaufelmitte) = 2510 mm
- Schaufelhöhe in der 1. H.-D.-Expansionsstufe . . = 70 mm
- Dampfdruck beim Eintritt in die H.-D.-Turbine = 11,6 at abs.

Man bestimme das Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ unter Zugrundelegung einer Verengungszahl $\tau = \frac{1}{3}$.

Ausrechnung:

$$u = \frac{\pi \cdot D \cdot n}{60} = \frac{\pi \cdot 2,51 \cdot 190}{60} = 25,0 \text{ m/sk.}$$

Ringfläche der 1. Expansionsstufe $= \pi \cdot D \cdot l = \pi \cdot 2,51 \cdot 0,07 = 0,553 \text{ qm.}$
 Austrittsfläche der 1. Expansionsstufe $= \frac{1}{3} \pi \cdot D \cdot l = 0,184 \text{ "}$

Das sekundliche Dampfvolmen für die erste Schaufelreihe beträgt:

$$G \cdot v = V = \frac{5,6 \cdot 68000 \cdot 0,173}{2 \cdot 3600} = 9,15 \text{ cbm.}$$

Dieses Volumen tritt sekundlich in jede der beiden H.-D.-Turbinen ein.

$$c_1 = \frac{9,15}{0,184} = 49,7 \text{ m/sk}$$

und somit

$$\frac{u}{c_1} = \frac{25,0}{49,7} = 0,505.$$

2. Ein Torpedobootszerstörer von 15 000 PS effektiver Maschinenleistung bei 750 Umdrehungen pro Min. besitzt eine H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen. Die Spannung beim Eintritt in die H.-D.-Turbine beträgt 14,8 at abs. und der angenommene Dampfverbrauch 6,4 kg pro PS_e und Stunde.

Für die erste Reihe der H.-D.-Turbine sei angenommen:

$$u = 35 \text{ m/sk und } \frac{u}{c_1} = 0,37.$$

Der Durchmesser der H.-D.-Trommel und die Schaufelhöhe in der ersten Expansionsstufe sind zu berechnen.

Aus u und n finden wir den mittleren Durchmesser der ersten Expansionsstufe zu:

$$D = \frac{60u}{\pi \cdot n} = \frac{60 \cdot 35}{\pi \cdot 750} = 0,9 \text{ m.}$$

Aus u und dem Verhältnis $\frac{u}{c_1}$:

$$c_1 = 95 \text{ m/sk.}$$

Das erforderliche Dampfvolmen in der ersten Schaufelreihe beträgt:

$$V = \frac{6,4 \cdot 1500 \cdot 0,138}{3600} = 3,68 \text{ cbm/sk}$$

und folglich die entsprechende Ringfläche $= \frac{3,68}{95 \cdot \sin \alpha_1} = 0,114 \text{ qm,}$
 was einer Schaufelhöhe von $\frac{0,114}{D \cdot \pi} \sim 0,040 \text{ m} = 40 \text{ mm}$ entspricht.

3. Angenommen für die erste Expansionsstufe der 2. Aufgabe stehe ein Wärmegefälle von 17,0 WE/kg zur Verfügung. Man ermittle den Wert von $\frac{u}{c_1}$ für die letzte Reihe dieser Expansionsstufe. [Lösung: Spezifisches Volumen des Dampfes etwa 0,195 cbm; $\frac{u}{c_1} \sim 0,264$.]

4. Es ist die angenäherte Leistung der Turbinen eines Linienschiffes der „Dreadnought“-Type aus folgenden Angaben zu berechnen: Dampfverbrauch pro PS_e und Stunde = 6,1 kg, Dampfspannung beim Eintritt in die H.-D.-Turbine = 10,5 at Überdruck, Umdrehungen pro Min. = 330.

$$u = 30 \text{ m/sk}; \quad \frac{u}{c_1} = 0,36 \text{ in der ersten Reihe;}$$

Schaufelhöhe in der ersten Expansionsstufe = 25 mm.

18. Aufteilung der Leistung auf die einzelnen Teile der Turbine.

Ehe wir Gleichung 5 zwecks Bestimmung der Schaufellängen in den verschiedenen Expansionsstufen der Turbine gebrauchen können, müssen wir das gesamte Wärmegefälle in die einzelnen Expansionsstufen einteilen und das in jedem Falle nötige Dampf-volumen berechnen. Am besten teilt man zuerst das Entropiedia-gramm in den H.-D.-, M.-D.- und N.-D.-Teil der Turbine.

Bei Landturbinen besteht kein Grund für eine gleichmäßige Leistungsverteilung auf die einzelnen Turbinenteile. Ohne den Wirkungsgrad in thermischer Hinsicht nachteilig zu beeinflussen, kann das Diagramm fast willkürlich geteilt werden. Der alleinige Grund für eine solche Teilung in einzelne Abstufungen mit wachsen-den Durchmessern liegt darin, daß wir unter Vermeidung zu großer Schaufellängen c_1 vergrößern und deshalb hinsichtlich des Wirkungs-grades auch u proportional zunehmen lassen müssen, was wir durch entsprechende Vergrößerung des Durchmessers erreichen. Mit wachsen-dem Durchmesser entsteht bei ein und derselben Schaufelhöhe eine größere Ringfläche, was natürlich nur vorteilhaft ist. Der Durch-messer der Trommel muß also in den einzelnen Turbinenteilen ver-größert werden, da bei gleichbleibendem Durchmesser die Schaufeln zu lang werden müßten.

Bei den Turbinen der Firma C. A. Parsons and Co. wird die Leistung gewöhnlich derart verteilt, daß je $\frac{1}{4}$ auf H.-D.- und M.-D.-Teil und die restlichen $\frac{2}{4}$ auf den N.-D.-Teil kommen. Eine andere für Landturbinen übliche Methode besteht in einer gleichmäßigen Verteilung der Leistung auf alle drei Turbinenteile.

Damit die Turbinen bei gewisser Überlastung wirtschaftlich arbeiten, muß die Stufenzahl in der ersten oder zweiten Expansions-stufe oder im gesamten H.-D.-Teil derart gewählt werden, daß die Turbine der geforderten Überlastung angepaßt ist.

Die Frage, ob drei oder vier Hauptdurchmesser oder Turbinenteile am Platze sind, bedarf gewisser Erwägungen. Wir wollen diese hier hinsichtlich des Verhältnisses von Schaufelhöhe zu Trommeldurchmesser kurz behandeln. Es hat sich herausgestellt, daß die Entfernung der Schaufelenden voneinander größer wird, als einem zufriedenstellenden Arbeiten der Turbine dienlich ist, wenn die Schaufellänge größer als etwa $\frac{1}{4}$ des Trommeldurchmessers wird.

Bei allen Turbinen mit hohen Umdrehungszahlen und kleinen Rotordurchmessern erreicht die Schaufellänge sehr bald diese Grenze. In dieser Hinsicht wirken ebenfalls hohe Kondensatorunterdrücke. Um die Anwendung vergrößerter Schaufelaustrittswinkel (aufgedrehte Beschau felung) nicht zu weit zu treiben, müssen die Durchmesser vergrößert werden; und deshalb erscheint es in gewissen Fällen ratsamer, dies durch Hinzufügen eines vierten Turbinenteiles zu bewirken, als den Durchmesser des dritten weiter zu vergrößern.

19. Zweizylinder-Landturbinen.

In großen Elektrizitätswerken haben getrennte Hoch- und Niederdruckturbinen Eingang gefunden. Der Vorteil dieser Teilung der Turbinen besteht in zweifacher Hinsicht: Erstens wird infolge der verkleinerten Turbinenlänge der Läufer steifer und zweitens werden die hohen Temperaturen auf den H.-D.-Zylinder beschränkt.

Die durch die hohen Temperaturen verursachten Materialausdehnungen und Spannungen sind somit auf einen Teil der Turbine beschränkt worden. Selbstverständlich wird dann bei derselben Eintrittstemperatur des Dampfes das Ausdehnungsspiel bei der Zweizylinderanordnung etwas verkleinert. Umgekehrt kann bei einer derartigen Turbine eine höhere Eintrittsspannung angewendet werden, als wenn die gesamte Arbeit in einer Turbine geleistet wird, und gleichzeitig ist jede einzelne Turbine in bezug auf ihre Festigkeit unvergleichlich viel starrer.

Es sei erwähnt, daß die Anwendung von Zweizylinderturbinen bis zu hohem Grade von der Höhe der Eintrittstemperatur des Dampfes abhängt. Für die Herstellungskosten dagegen wird der größere Materialaufwand zu einem bedeutenden Faktor. Die Mehrkosten der Zweizylinderturbine erscheinen nicht mehr gerechtfertigt für Anlagen unter 2000 KW. Andererseits haben Turbinen von 4000 bis 5000 KW und darüber selten ungeteilte Gehäusehälften aus Transportrücksichten. Zweizylinderturbinen zeigen eine bemerkenswerte Verbesserung des Dampfverbrauches gegenüber Einzylinderturbinen derselben Leistung. Dies ist mehr auf die höheren Drücke und Überhitzungen, als auf irgendeine bemerkenswerte Verbesserung des thermodynamischen Wirkungsgrades zurückzuführen.

Die Teilung geschieht mitunter derart, daß man beiden Turbinen

die gleiche oder nahezu dieselbe Leistung zuteilt. Der leitende Gedanke dabei ist, die hohen Temperaturen auf eine Turbine zu beschränken, und dies wird in ausreichender Weise dadurch bewerkstelligt, daß man ein Drittel des Wärmegefälles in der H.-D.- und die restlichen zwei Drittel in der N.-D.-Turbine ausnutzt.

20. Leistungsverteilung bei Schiffsturbinen.

Bei Schiffsturbinen ist die Leistungsverteilung auf die einzelnen Schraubenwellen von hauptsächlichster Bedeutung. Zum Antrieb eines Vierwellenschiffes finden gewöhnlich zwei H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen Verwendung. Bei symmetrischer Anordnung zur Längsachse des Schiffes werden jede der beiden H.-D.- und N.-D.-Turbinen möglichst gleich stark ausgeführt, so daß wir gleiche und symmetrische Antriebskräfte auf beiden Seiten des Schiffes erhalten. Die größte Schwierigkeit bereitet die Anordnung der Antriebsturbinen bei Torpedobooten und anderen kleinen Fahrzeugen.

Bei der hier üblichen Dreiwellenanordnung treibt die N.-D.-Turbine gewöhnlich die mittlere Welle, eine M.-D.- und H.-D.-Turbine je eine der äußeren Wellen an. In diesem Falle müssen die Antriebskräfte der beiden äußeren Wellen sehr sorgfältig gegeneinander ausgeglichen werden, da sonst das Schiff nur durch Drehen des Ruders geradeaus fahren würde, was unter anderem eine erhebliche Geschwindigkeitsverminderung des Schiffes zur Folge hätte. In diesem Falle gibt es außer der Anwendung verschiedener Beschau felungen der Turbinen oder der direkten Zuführung von Frischdampf in die M.-D.-Turbine kein Mittel, durch das man gleiche Antriebskräfte auf beiden Seiten des Schiffes erreichen könnte. Ist der Unterschied ein geringerer, so kann in der Regel dadurch Abhilfe geschaffen werden, daß man eine der beiden Turbinengehäuse öffnet und durch geringes Verdrehen der Schaufeln mit Hilfe einer Zange die Schaufelwinkel entsprechend verändert. Am besten tut man dies bei der M.-D.-Turbine. Verkleinert man den Austrittswinkel (α, β_2) der Schaufel, so wird die M.-D.-Turbine mehr Arbeit und die H.-D.-Turbine weniger Arbeit leisten; vergrößert man dagegen diesen Winkel, so wird das Entgegengesetzte erreicht werden. In jedem Falle wird dazu nur notwendig sein, die Schaufelwinkel lediglich der letzten oder der beiden letzten Stufen der Turbine abzuändern.

Es sei hier erwähnt, daß man bei Schiffen mit getrennten Backbord- und Steuerbordkondensatoren diesen Ausgleich der Antriebsleistungen auch durch entsprechend verschiedene Unterdrücke im Kondensator erreichen kann. Bei Schiffsturbinen, die mit Zuführung von Hilfsmaschinendampf arbeiten, gibt es dagegen eine bessere Methode zur Erreichung gleicher Leistung auf der Backbord- und Steuerbordseite. Diese besteht in der Möglichkeit, die Verteilung des Hilfsmaschinenabdampfes auf die beiden Seiten regulieren zu können. Drosselt man den Hilfsmaschinenabdampf auf einer Schiffs-

seite, dann tritt mehr Dampf in die Turbine der anderen Seite ein, wodurch ein Leistungsausgleich beider Seiten mit hinreichender Genauigkeit bewerkstelligt werden kann. Für ein Dreiwellschiff mit H.-D.-, M.-D.- und N.-D.-Turbinen mag die Leistung auf alle drei Wellen gleich verteilt werden oder, was öfters gemacht wird, die mittlere Welle größere Leistung als die beiden anderen Wellen erhalten. Für ein Dreiwellschiff mit einer H.-D.-Turbine wird die Gesamtleistung gewöhnlich gleichmäßig auf alle drei Wellen verteilt.

***21. Einfluß der verschiedenen Wirkungsgrade bei zwei Turbinen.**

Bei Hoch- und Niederdruckturbinen gleicher Leistung und gleichem thermodynamischen Wirkungsgrad würde das Entropiediagramm in zwei flächengleiche Teile geteilt werden. In der Regel besitzt die H.-D.-Turbine einen niedrigeren thermodynamischen Wirkungsgrad als die N.-D.-Turbine, was bei der Teilung des Wärmegefälles Berücksichtigung finden muß.

Mit Bezug auf Fig. 38 ist der thermodynamische Wirkungsgrad für die H.-D.-Turbine:

$$\eta_1 = \frac{\text{Effektive Leistung der H.-D.-Turbine in WE}}{\text{Fläche } abcf}$$

und derjenige der N.-D.-Turbine:

$$\eta_2 = \frac{\text{Effektive Leistung der N.-D.-Turbine in WE}}{\text{Fläche } gafe}$$

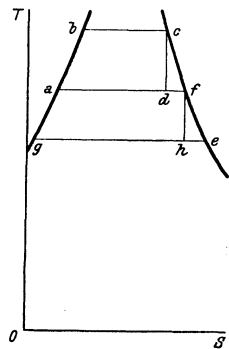


Fig. 38. Verteilung des Wärmegefälles auf zwei Turbinen.

Bei gleicher Leistung beider Turbinen erhalten wir:

$$\eta_1 \cdot abcf = \eta_2 \cdot gafe \dots (1)$$

$abcf + gafe$ ist aber gleich der Gesamtfläche des Entropiediagramms, die wir mit F bezeichnen wollen.

$$abcf + gafe = F.$$

Setzen wir hierin für $gafe$ den Wert aus Gleichung 1 ein, so erhalten wir:

$$abcf = \frac{\eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \cdot F \dots (2)$$

und entsprechend:

$$gafe = \frac{\eta_1}{\eta_1 + \eta_2} \cdot F,$$

d. h. wir müssen das der größeren Fläche entsprechende größere Wärmegefälle $\frac{\eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \cdot F$ der H.-D.-Turbine zuteilen.

***22. Leistungsaufteilung unter drei Turbinen.**

Zwecks Berechnung von Hoch-, Mittel- und Niederdruckturbinen mit den entsprechenden Wirkungsgraden η_1 , η_2 und η_3 und der Ge-

samtdiagrammfläche F wird gemäß der Rechnungsweise im letzten Abschnitt:

$$\begin{aligned} \text{Fläche des H.-D.-Diagramms} &= \frac{\eta_2 \cdot \eta_3}{\eta_1 \eta_2 + \eta_2 \eta_3 + \eta_3 \eta_1} \cdot F, \\ \text{Fläche des M.-D.-} \quad \quad \quad \text{''} &= \frac{\eta_3 \cdot \eta_1}{\eta_1 \eta_2 + \eta_2 \eta_3 + \eta_3 \eta_1} \cdot F, \\ \text{Fläche des N.-D.-} \quad \quad \quad \text{''} &= \frac{\eta_1 \cdot \eta_2}{\eta_1 \eta_2 + \eta_2 \eta_3 + \eta_3 \eta_1} \cdot F; \end{aligned}$$

Gewöhnlich wird das H.-D.-Diagramm am größten und das N.-D.-Diagramm am kleinsten sein. Bei Verwendung von einer H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen kommt auf jedes Kilogramm Dampfgewicht in der H.-D.-Turbine je ein $\frac{1}{2}$ kg Dampfgewicht in den beiden anderen Turbinen. Würden die thermodynamischen Wirkungsgrade aller drei Turbinen einander gleich sein und die Dampfverluste vernachlässigt werden, so wäre das Diagramm derart aufzuteilen, daß auf die H.-D.-Turbine ein Drittel der Gesamtfläche entfiel. Dann würde sich das doppelte Wärmegefälle pro Kilogramm Dampf ergeben, aber nur dasselbe Dampfgewicht der H.-D.-Turbine durch jede N.-D.-Turbine hindurchgehen. Die Antriebsleistungen jeder der drei Wellen würden somit einander gleich sein.

Wären die Wirkungsgrade in diesem Falle η_1 und η_2 , so hätte die Teilung des Diagramms so zu geschehen, daß die H.-D.-Fläche

$$\frac{\eta_2}{\eta_2 + 2\eta_1} \text{ der Gesamtfläche betragen würde.}$$

23. Anzahl der Expansionsstufen.

Ist das Wärmegefälle auf die einzelnen Turbinen verteilt worden, so haben wir jetzt zu ermitteln, in wieviel Expansionsstufen mit konstanter Schaufelhöhe wir jede Turbine einteilen.

Da der Dampf sein Volumen fortwährend ganz allmählich vergrößert und die theoretisch beste Schaufelanordnung durch ebenfalls ganz allmählich zunehmende Schaufelhöhen erreicht wird, so können wir ohne weiteres behaupten, daß je häufiger die Schaufelhöhen vergrößert werden, eine um so bessere Ausnutzung in thermischer Hinsicht erreicht werden wird. Je größer also die Zahl der Expansionsstufen gewählt wird, um so höher wird wahrscheinlich der thermodynamische Wirkungsgrad werden.

Eine große Anzahl von Expansionsstufen bedeutet aber einen erhöhten Aufwand an Gesteungskosten und deshalb muß zwischen diesen beiden Faktoren ein Kompromiß geschlossen werden.

Bei Landturbinen besitzt gewöhnlich jeder Turbinenteil wenigstens zwei Expansionsstufen. Die praktischen Ausführungen unterscheiden sich in dieser Beziehung sehr voneinander; zuweilen finden wir z. B. sieben verschiedene Schaufelhöhen auf dem H.-D.-Teil der Trommel. Bei ganz einfacher Konstruktion mögen drei Expansions-

stufen im H.-D.-Teil, drei im M.-D.-Teil und drei bis fünf im N.-D.-Teil angeordnet werden.

Bei Schiffsturbinen, bestehend aus einer H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen, finden wir gewöhnlich vier Expansionsstufen in der H.-D.-Turbine und deren acht in den N.-D.-Turbinen; die letzten drei Expansionsstufen der N.-D.-Turbinen besitzen dagegen gleiche Schaufelhöhen, aber verschiedene Schaufelwinkel.

In der letzten Stufe sind die Schaufeln ganz aufgedreht und in der vorletzten halb aufgedreht. Bei einer H.-D.- und einer N.-D.-Turbine von gleicher Leistung besteht erstere aus sieben, letztere aus fünf Expansionsstufen, und wiederum besitzen die beiden letzten Stufen der N.-D.-Turbine veränderte Schaufelwinkel. Für irgend einen dieser angeführten Fälle kann keine Regel für die Anzahl der Expansionsstufen aufgestellt werden, da diese fast willkürlich getroffen wird. Bei großer Anzahl der Schaufelreihen, wie wir sie bei niedrigen Umfangsgeschwindigkeiten erhalten, können wir die Schaufellängen mehrfach vergrößern. Die größte Expansionsstufenzahl, die im Falle einer H.-D.- und einer N.-D.-Turbine von gleicher Leistung ausgeführt wurde, beträgt acht für jede Turbine.

24. Teilung in Expansionsstufen.

Nachdem die gesamte verfügbare Energie in die verschiedenen Turbinenteile aufgeteilt, und für jeden Teil die Anzahl der Expansionsstufen festgelegt wurde, müssen wir die in jeder Expansionsstufe zu leistende Arbeit berechnen. Unter den vielen verschiedenartigen Methoden für die Festlegung der Grenzen jeder Expansionsstufe verdienen zwei besondere Beachtung. Bei der ersten wird jeder Expansionsstufe die gleiche Leistung oder richtiger dasselbe Wärmegefälle zugewiesen. Dies ist die am meisten zu empfehlende Methode, mit Hilfe derer wir das Entropiediagramm nur in die nötige Anzahl flächengleicher Streifen zu zerlegen haben. Jeder einzelne Streifen stellt dann das Diagramm für eine Expansionsstufe dar.

Die andere Methode ist, wie wir sehen werden, leichter anzuwenden, aber wissenschaftlicher und ergibt wahrscheinlich einen etwas besseren thermodynamischen Wirkungsgrad. Sie besteht darin, daß wir die Geschwindigkeitszunahme innerhalb jeder Expansionsstufe gleich groß machen. Wir suchen am Anfang jeder Expansionsstufe dieselbe Geschwindigkeit zu erreichen; dann würden bei gleicher Geschwindigkeitszunahme die Geschwindigkeiten in der letzten Reihe jeder Expansionsstufe ebenfalls dieselben sein.

Ist c_1 die Dampfgeschwindigkeit beim Austritt aus dem ersten Leitrade in irgend einer Expansionsstufe und $c_{2,n}$ diejenige beim Verlassen der letzten Reihe der Expansionsstufe, so können wir schreiben $c_{2,n} = \varepsilon \cdot c_1$, worin ε für alle Expansionsstufen denselben Wert besitzen würde.

Ist in irgend einer Expansionsstufe die Schaufelhöhe konstant, so wird die Dampfgeschwindigkeit proportional dem Dampfvolumen und $\frac{c_2}{c_1}$ das Expansionsverhältnis des Dampfes sein. Hiernach muß das Expansionsverhältnis (d. h. das Endvolumen dividiert durch das Anfangsvolumen) für jede Expansionsstufe desjenigen Turbinenteiles, mit dem wir es gerade zu tun haben, dasselbe sein. Die Methode, das Entropiediagramm auf diese Weise aufzuteilen, ist in Kap. IV Abschnitt 19 ausführlich beschrieben worden.

25. Schaufellängen.

Die Schaufelhöhe oder Schaufellänge wird bestimmt auf Grund des Umstandes, daß für konstante Geschwindigkeiten der Strömungsquerschnitt des Dampfes proportional seinem Volumen sein muß, d. h. natürlich proportional dem spezifischen Volumen des Dampfes für den betreffenden mehr oder weniger nassen Zustand.

Innerhalb irgend einer Expansionsstufe ist c_1 veränderlich; jedoch wollen wir hier einen Mittelwert dafür annehmen, der konstant für alle Expansionsstufen innerhalb eines Turbinenteils sein möge. Haben wir diesen Mittelwert zu c_{1m} m/sk ermittelt, so ergeben sich die Schaufelhöhen ohne weiteres aus den Formeln 3 und 4 des Abschnittes 15 und 16. Setzen wir z. B. in die Gleichung $h = \frac{3 \cdot G \cdot v}{\pi \cdot D \cdot c_1}$ für c_1 diesen Mittelwert c_{1m} ein, so müssen wir auch den für jede Expansionsstufe gültigen Mittelwert von v einsetzen. Dieser Mittelwert für das spez. Volumen kann beispielsweise einem Diagramm wie Fig. 33 entnommen werden.

26. Anzahl der Stufen.

Die Berechnung der Turbine ist in der Hauptsache erledigt, sobald wir die für jede Expansionsstufe erforderliche Stufenzahl ermittelt haben. Diese ergibt sich aus der folgenden Gleichung:

$$\text{Stufenzahl} = \frac{\text{Gesamtwärmegefälle pro Expansionsstufe}}{\text{Mittleres Wärmegefälle pro Stufe}}$$

und hier ist es hinreichend genau genug, die Geschwindigkeiten in der mittelsten Stufe der betreffenden Expansionsstufe als Mittelwerte einzusetzen. Bezeichnet:

c_1 = Geschwindigkeit beim Austritt aus den Leitschaufeln

c_0 = Geschwindigkeit beim Eintritt in die Leitschaufeln,

dann ist $\frac{c_1^2 - c_0^2}{2g}$ die Zunahme an kinetischer Energie des Dampfes beim Durchgang durch die Leitschaufeln.

Sind die Lauf- und Leitschaufeln ganz gleich ausgebildet, und haben beide die gleichen Schaufelwinkel, so werden c_1 und c_0 gleich

den Relativgeschwindigkeiten beim Austritt bzw. Eintritt in das Laufrad sein; also $c_1 = w_2$ und $c_0 = w_1$.

In Wirklichkeit wird hier ein geringer Volumenzuwachs des Dampfes stattfinden, und c_1 sowie c_0 werden eigentlich höhere Werte als w_2 bzw. w_1 in den Leiträdern annehmen. Da wir aber Mittelwerte betrachten, kann dieser Unterschied vernachlässigt werden. Die kinetische Energie wird somit im Laufrade wiederum vermehrt um den Betrag:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} = \frac{c_1^2 - w_1^2}{2g}.$$

Die innerhalb einer Stufe in kinetische Energie umgesetzte gesamte Wärmeenergie ist folglich:

$$\frac{c_1^2 - w_1^2}{g} \text{ in mkg}$$

oder
$$A \frac{c_1^2 - w_1^2}{g} \text{ in WE.}$$

In diese Gleichung ist noch ein Faktor für den Wirkungsgrad der Energieumsetzung einzuführen. Werden von jeder Wärmeinheit nur η WE in kinetische Energie umgesetzt, so erhalten wir die Gleichung:

$$\eta \cdot \text{Wärmegefälle pro Stufe} = A \frac{c_1^2 - w_1^2}{g}$$

oder
$$\text{Wärmegefälle pro Stufe} = A \frac{c_1^2 - w_1^2}{\eta \cdot g}.$$

Ist z die Stufenzahl innerhalb einer Expansionsstufe, c_1 und w_1 die mittleren Geschwindigkeiten und h das Wärmegefälle für diese Expansionsstufe in WE (aus dem betreffenden Flächenstreifen des Entropiediagramms ermittelt), so ist:

$$z = \frac{\eta \cdot g \cdot h}{A \cdot (c_1^2 - w_1^2)}.$$

Natürlich wählen wir für z den nächstliegenden ganzzahligen Wert; ist dieser Wert kleiner als der berechnete, so übertragen wir die überschüssige Energie auf die nächste Expansionsstufe; ist er größer, so müssen wir diesen überschüssigen Betrag von der folgenden Expansionsstufe abziehen. Man ziehe dann eine neue Linie im Diagramm entsprechend dieser endgültig festgesetzten Grenze für die betreffende Expansionsstufe.

Obiger Vorgang müßte für alle Expansionsstufen wiederholt werden. Haben wir jedoch dieselben mittleren Geschwindigkeiten für eine Reihe von Expansionsstufen, so wird einunddieselbe Rechnung für alle diese Stufen gültig sein, und wir haben die Teilung des Wärmegefälles lediglich so vorzunehmen, daß wir ganzzahlige Werte für die Stufenzahlen erhalten.

27. Formeln für schnelle und angenäherte Berechnung.

Bei Schiffsturbinen wird oft eine angenäherte Berechnung im voraus durchgeführt, ohne auf irgendwelche Einzelheiten einzugehen und bevor die günstigsten Bedingungen endgültig ermittelt wurden. Zu diesem Zwecke ist es wichtig, daß man die Hauptabmessungen der Turbine mit einiger Annäherung möglichst schnell und ohne große Mühe ermitteln kann. Um dies zu erreichen, geben wir folgende Formeln an, die auf die vorhergehenden Abschnitte dieses Kapitels aufgebaut sind und verschiedene Konstanten enthalten, die durch Nachrechnung ausgeführter Turbinen gefunden wurden.

Es kann nicht genug betont werden, daß diese Formeln keineswegs zu endgültigen oder rationellen Abmessungen, wie sie für die Konstruktion vorliegen müssen, führen. Sie sollen uns lediglich die angenäherten Hauptabmessungen einer Schiffsturbinenanlage verschaffen, damit wir in der Lage sind, den für innerhalb des Schiffes erforderlichen Raum annähernd anzugeben. Ferner wurden diese Formeln für die Studierenden angegeben, damit diese sich hierdurch Richtlinien für die Berechnung einprägen können und somit in der Lage sind, die verschiedenen für die Anlage in Betracht kommenden Fragen in Kürze eingehender zu erörtern.

1. Die Drehzahl wird gewöhnlich gegeben sein. Man erhält dann den Durchmesser der H.-D.-Trommel aus der Formel:

$$D = \frac{C_1}{n}$$

worin D = Durchmesser in m

n = Umdrehungen pro Min.

C_1 = 440 für überseeische Schnellpostdampfer

= 550 für Linienschiffe, Kreuzer und mittlere Überseepostdampfer

= 610 für Torpedoboote usw. entsprechend dem Werte für u .

Sind die Drehzahlen nicht bekannt, so müssen sie gemeinsam mit dem Durchmesser der H.-D.-Trommel aus dieser Formel bestimmt werden, indem man die bei einem leidlichen Propellerwirkungsgrad zulässigen höchsten Drehzahlen einsetzt.

2. Die Trommeldurchmesser der N.-D.-Turbine oder beider N.-D.-Turbinen mache man gleich dem 1,4 fachen des H.-D.-Trommeldurchmessers.

3. Die Schaufelhöhe in der ersten Expansionsstufe berechne man aus der Formel:

$$l = \frac{N_e}{C_2 \cdot D^2 \cdot n}$$

worin für

l = Schaufelhöhe in cm.

N_e = Effektive Gesamtleistung der Turbinenanlage in PS dividiert durch die Anzahl der H.-D.-Turbinen.

D und n wie unter 1.

$C_2 = 4,50$ bis $4,65$ für Ozeandampfer.

5,5 für Linienschiffe.

6,8 bis 8,0 für Torpedobootzerstörer

einzusetzen ist.

4. Die Gesamtstufenzahl Z finden wir aus der Formel:

$$Z = \frac{C_3}{(D \cdot n)^2},$$

worin D und n wie unter 1.

$$C_3 = 59\,000\,000$$

zu setzen ist.

Ist es besonders wichtig, den Raumbedarf der Turbinen zu beschränken (d. h. Turbinenlänge und Gewicht), wie bei Torpedobootzerstörern, so kann C_3 auf etwa 50 000 000 verringert werden.

Bei einer H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen:

$$\text{Stufenzahl der H.-D.-Turbine} = \frac{Z}{3}$$

$$\text{„ jeder N.-D.-Turbine} = \frac{Z}{3}.$$

Bei zwei H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen

$$\text{Stufenzahl der H.-D.-Turbine} = \frac{Z}{2}$$

$$\text{„ „ N.-D.-Turbine} = \frac{Z}{4}$$

Sind N.-D.- und Rückwärtsturbine in einem Gehäuse angeordnet, so kann man zur Beschränkung der Turbinenlänge die Stufenzahl der N.-D.-Turbine auf etwa $\frac{5}{6}$ des obigen Wertes vermindern. Dies ist gewöhnlich bei Turbinen von Linienschiffen der Fall.

5. Man teile die Stufenzahl in jedem Zylinder in Stufengruppen oder Expansionsstufen ein wie folgt:

Besteht die Anlage aus einer H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen, so wähle man 4 Expansionsstufen für die H.-D.- und 8 für jede N.-D.-Turbine. Besteht die Anlage aus zwei H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen, so wählen wir 7 Expansionsstufen für jede H.-D.- und 5 für jede N.-D.-Turbine. Obiges gilt auch für gleiche Leistung an jeder Welle. Die Zahl der Stufen muß in jedem Zylinder zu gleichen oder nahezu gleichen Teilen (bei ungerader Stufenzahl) auf die verschiedenen Expansionsstufen verteilt werden.

6. Die Schaufelhöhe in der ersten Expansionsstufe der H.-D.-Turbine wurde unter 3 gegeben. Man mache die Schaufelhöhe in jeder der übrigen Expansionsstufen der H.-D.-Turbine gleich dem $\sqrt{2}$ fachen der Schaufelhöhe in der vorhergehenden Expansionsstufe.

Beträgt z. B. die Schaufelhöhe in der ersten Expansionsstufe 35 mm, so sind die Schaufelhöhen bei vier Expansionsstufen:

$$35; \sqrt{2} \cdot 35; 2 \cdot 35; 2\sqrt{2} \cdot 35;$$

oder $35; \sqrt{2} \cdot 35; 70; \sqrt{2} \cdot 70;$

oder allgemein: $l; \sqrt{2} \cdot l; 2l; \sqrt{2} \cdot 2l; 4l; \sqrt{2} \cdot 4l$ usw.

7. Bei einer H.-D.-Turbine und zwei N.-D.-Turbinen mache man die Schaufelhöhen in der ersten Stufe aller Turbinen einander gleich. Bei zwei H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen mache man die Schaufelhöhen in der ersten Stufe der N.-D.- und der sechsten Stufe der H.-D.-Turbine einander gleich.

8. Man findet die folgenden Schaufelhöhen der N.-D.-Turbine ebenfalls im Verhältnis $\sqrt{2}$ wie für die H.-D.-Turbine. Ausgenommen wenn:

9. Die letzten Expansionsstufen der N.-D.-Turbine gleiche Schaufelhöhe erhalten sollen.

10. Die axiale Schaufelteilung in der ersten Expansionsstufe auf der H.-D.-Trommel mag einstweilig zu 25 mm plus $\frac{1}{4}$ Schaufelhöhe angenommen werden. Dann ist die Gesamtlänge der H.-D.-Trommel in mm = gesamte Stufenzahl \times (Axialteilung in der ersten Expansionsstufe + a),

$$\begin{aligned} \text{worn } a &= 6 \text{ mm bei 7 Expansionsstufen} \\ &= 3 \text{ mm bei 4 } \quad \text{''} \end{aligned}$$

zu setzen ist.

11. Länge der N.-D.-Trommel = $b \times$ Länge der H.-D.-Trommel, worin $b = 1,25$ bei einer H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen
 $= 0,6$ bei zwei H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen.

12. Die Turbinenlänge zwischen beiden Stopfbüchsenendflächen schwankt beim H.-D.-Zylinder zwischen 1,6 bis 1,7 facher Länge der Trommel, braucht jedoch bei einer H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen nicht größer als 1,6 oder etwa 1,64 bei der Vierwellenanordnung zu sein.

13. Die Gesamtlänge der H.-D.-Turbine einschließlich der Lager und Drucklager hängt von verschiedenartigen Umständen ab und kann durch eine einfache Formel nicht genau bestimmt werden. Als roher Anhalt diene die folgende Angabe:

$$\begin{aligned} \text{Gesamtlänge} &= 2,7 \text{ bis } 3,0 \times \text{Trommellänge bei der Dreiwellenanordnung.} \\ &= 2,3 \text{ bis } 2,5 \times \text{Trommellänge bei der Vierwellenanordnung.} \end{aligned}$$

14. Die Länge der Rückwärtstrommel ist sehr verschieden; es können zwei oder vier Rückwärtsturbinen angeordnet werden, und in ersterem Falle kann man sie innerhalb der N.-D.-Zylinder anordnen oder auch getrennt aufstellen. Die Bestimmung der Gesamtlänge des N.-D.-Zylinders kann bis zu gewisser Genauigkeit auf die

folgende Weise erfolgen. Bei der Dreiwellenanordnung mit einer Rückwärtsturbine innerhalb des N.-D.-Gehäuses können wir angenähert setzen:

Länge zwischen beiden Stopfbüchsenendflächen = 1,2 bis 1,3 \times Summe der Länge von N.-D.- und Rückwärtstrommel.

15. Sind N.-D.- und Rückwärtsturbine in demselben Zylinder angeordnet, so kann man die gesamte Turbinenlänge annähernd dem 1,45 bis 1,55 fachen der Länge zwischen beiden Stopfbüchsenendflächen bei der Dreiwellenanordnung setzen. Für die Vierwellenanordnung gilt etwa die 1,2fache Länge.

6. Kapitel.

Überdruckturbinen.

1. Zweck des Kapitels.

Dieses Kapitel wird sich mit der Theorie der Parsons-Überdruckturbinen befassen. Ein Teil derselben ist bereits im vorhergehenden Kapitel berührt worden; dieser soll hier wiederholt und eingehender besprochen werden. Die weiteren Entwicklungen befassen sich mit einer vereinfachten neuartigen Berechnungsweise. Man wird finden, daß durch ihre Anwendung das in früheren Kapiteln Dargelegte bedeutend vereinfacht wird.

Während die meisten der folgenden Abschnitte für die praktische Berechnung einer Turbine in Frage kommen, sind einige wenige bloß aus dem Grunde angefügt worden, damit der Leser sich ein klares Bild über die verschiedenartigen Vorgänge innerhalb der Turbine machen kann.

2. Beziehung zwischen Schaufelhöhe und Rotordurchmesser.

Für irgendeine beliebige Expansionsstufe der Turbine sei:

l = Schaufelhöhe in m

D = mittlere Durchmesser in m

v = mittleres spezifisches Volumen des Dampfes in cbm/kg

α_1 = Schaufelaustrittswinkel ($=\beta_2$)

n = Umdrehungen pro Min.

G = Dampfgewicht in kg, das pro 1 sk durch die Turbine hindurchgeht.

Es gibt zwei Ausdrücke für den Ringquerschnitt. Der eine ist:

$$\pi \cdot D \cdot l \text{ qm,}$$

der andere:

$$\frac{G \cdot v}{c_a} = \frac{G \cdot v}{k \cdot u \cdot \sin \alpha_1} = \frac{60 \cdot G \cdot v}{\pi \cdot D \cdot n \cdot k \cdot \sin \alpha_1},$$

wobei $c_1 = k \cdot u$ den Koeffizienten k erklärt. Nach Gleichsetzung beider Ausdrücke folgt:

$$\pi \cdot D \cdot l = \frac{60 \cdot G \cdot v}{\pi \cdot D \cdot n \cdot k \cdot \sin \alpha_1}$$

oder

$$D^2 \cdot l = \frac{60 \cdot G \cdot v}{\pi^2 \cdot n \cdot k \cdot \sin \alpha_1} \quad \dots \quad (1)$$

Diese Gleichung muß durch die ganze Turbine hindurch gelten. Die rechte Seite der Gl. 1 kann gewöhnlich ausgerechnet werden, und dann werden D und l in passendem Verhältnis gewählt.

Für den größten Teil der Turbine sind k und α_1 konstant; und Gl. 1 erhält dann die Form:

$$D^2 \cdot l = \text{const.} \cdot v$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann man besonders vorteilhaft die mittleren Schaufelhöhen und Durchmesser sofort und genau bestimmen.

3. Geschwindigkeitsdiagramm für den Reaktionsgrad $1/2$.

Bei einer Stufe, die aus einem Leit- und einem Laufrad besteht, spricht man von dem Reaktionsgrad $= 1/2$, wenn das Wärmegefälle im Leit- und Laufrad dasselbe ist. Das Wärmegefälle pro Reihe beträgt in WE:

$$A \cdot \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g},$$

worin

w_2 = Austrittsgeschwindigkeit relativ zur Schaufelbewegung

w_1 = Eintrittsgeschwindigkeit " " "

Für das Leitrad sind diese Geschwindigkeiten natürlich gleich den absoluten. Sind also $c_1 = w_2$ und $c_0 = w_1$, so ist das Wärmegefälle in Lauf- und Leitrad gleich, und wir haben den gleichen Reaktionsgrad $= 1/2$ pro Reihe. Das gesamte Wärmegefälle pro Stufe ist dann:

$$A \cdot \frac{c_1^2 - w_1^2}{g} \quad S. 106 \quad \text{Verf. 102}$$

Betrachten wir eine Stufe mit gleichen Schaufelprofilen und übereinstimmenden Ein- und Austrittswinkeln in jeder Reihe. Da wir unsere Betrachtung auf eine einzige Stufe beschränken, so werden wir den innerhalb einer Stufe sehr geringen Volumenzuwachs des Dampfes vernachlässigen können. Der Dampf wird demnach als inkompressibler Körper behandelt.

In Fig. 39a stellt A eine Leitschaufel und B eine Laufschaufel dar. Die Geschwindigkeitsdreiecke für den Eintritt in das Laufrad und Austritt aus demselben wurden eingezeichnet. Da die Leit- und Laufschaufeln gleich ausgebildet und hinsichtlich ihrer Winkel in gleicher Weise angeordnet sind, so sind in beiden Geschwindigkeitsdreiecken die Winkel α_1 und β_2 sowie die Geschwindigkeiten c_1 und w_2 einander gleich. Da auch die Umfangsgeschwindigkeit u denselben

Wert beibehält, so sind die beiden Geschwindigkeitsdreiecke kongruent. Folglich sind auch w_1 und c_2 sowie β_1 und α_2 einander gleich. Das heißt, die Relativgeschwindigkeit beim Eintritt in das Laufrad ist gleich der absoluten Geschwindigkeit beim Austritt aus dem Laufrad, und diese letztere ist natürlich gleich der Eintrittsgeschwindigkeit c_0 in das nächste Leitrad. Dies ist die übliche Methode zur Erlangung eines Reaktionsgrades = 50 v. H.

4. Die an das Laufrad abgegebene Arbeit.

Bei gleichen Schaufelwinkeln im Leit- und Laufrad sind die Geschwindigkeitsdreiecke für Ein- und Austritt aus dem Laufrad, wie wir schon gesehen haben, einander gleich. Wir wollen jetzt verschiedene Ausdrücke für die Größe der Arbeit bestimmen, die in jeder Stufe durch 1 kg Dampf geleistet wird. Alle diese Ausdrücke ergeben dasselbe numerische Resultat für die geleistete Arbeit, aber für die weiteren Erörterungen ist es vorteilhaft, dieselbe in verschiedenen Formen zu haben. So wird sich für den einen Verwendungszweck die eine Form als am passendsten herausstellen; eine andere Form wird vorzuziehen sein, wenn die Umwandlung in eine besondere Form dargelegt wird, oder die verschiedenen Wirkungen dieser geleisteten Arbeit berechnet werden sollen, usw.

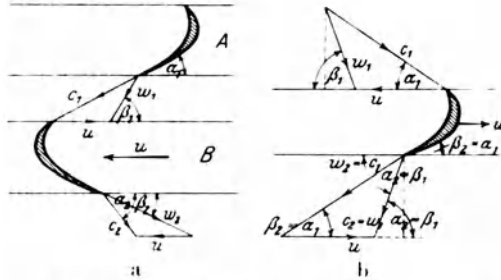


Fig. 39. Geschwindigkeitsdiagramm für den Reaktionsgrad $\frac{1}{2}$.

Mit Bezug auf Fig. 39 b ist die Kraft auf die Laufschaufel in Richtung ihrer Bewegung gleich der sekundlichen Zunahme der Bewegungsgröße in dieser Richtung; und diese beträgt für G kg Dampf in der Sekunde:

$$\frac{G}{g} (c_1 \cdot \cos \alpha_1 + w_1 \cos \beta_1).$$

Die durch G kg Dampf in 1 sk geleistete Arbeit ist:

$$\frac{G}{g} (c_1 \cdot \cos \alpha_1 + w_1 \cdot \cos \beta_1) \cdot u \text{ mkg}$$

und somit a) die Arbeit pro kg Dampf:

$$\frac{1}{g} (c_1 \cdot \cos \alpha_1 + w_1 \cdot \cos \beta_1) \cdot u.$$

Hierdurch ist der erste Ausdruck gegeben.

b) Um die Umfangs- oder Schaufelgeschwindigkeit u zu eliminieren, erhalten wir (aus dem Geschwindigkeitsdreieck):

$$u = c_1 \cdot \cos \alpha_1 - w_1 \cdot \cos \beta_1$$

und mithin die Arbeit pro kg Dampf:

$$\frac{1}{g} (c_1^2 \cdot \cos^2 \alpha_1 - w_1^2 \cos^2 \beta_1).$$

c) Um einen dritten Ausdruck zu erhalten, werden die Schaufelwinkel α_1 und β_1 wie folgt eliminiert: Aus der Figur erhält man:

$$\sin \beta_1 = \frac{c_1 \cdot \sin \alpha_1}{w_1},$$

folglich

$$\sin^2 \beta_1 = \frac{c_1^2 \cdot \sin^2 \alpha_1}{w_1^2}$$

und

$$\cos^2 \beta_1 = 1 - \frac{c_1^2 \cdot \sin^2 \alpha_1}{w_1^2}.$$

Setzen wir diese Werte in die Schlußgleichung unter b) ein, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} \text{Arbeit pro kg Dampf} &= \frac{1}{g} (c_1^2 \cdot \cos^2 \alpha_1 - w_1^2 + c_1^2 \cdot \sin^2 \alpha_1) \\ &= \frac{1}{g} (c_1^2 - w_1^2), \end{aligned}$$

welcher Ausdruck direkt für die in kinetische Energie umgesetzte Arbeit gilt (vgl. Kap. V Abschnitt 27).

d) Führen wir das Verhältnis von c_1 zu u ein, und bedeutet:

$$c_1 = k \cdot u,$$

so können wir alle Geschwindigkeiten bis auf u wegbringen. Es ist dann in dem rechtwinkligen Dreieck mit w_1 als Hypotenuse:

$$\begin{aligned} w_1^2 &= c_1^2 \cdot \sin^2 \alpha_1 + (c_1 \cdot \cos \alpha_1 - u)^2 \\ &= c_1^2 - 2 c_1 \cdot u \cdot \cos \alpha_1 + u^2 \\ &= c_1^2 - 2 k \cdot u^2 \cdot \cos \alpha_1 + u^2. \end{aligned}$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Schlußgleichung unter c) ein, so wird die von 1 kg Dampf pro Stufe geleistete Arbeit:

$$\frac{2 k \cdot \cos \alpha_1 - 1}{g} \cdot u^2 \text{ mkg.}$$

5. Zusammenstellung aller vier Ausdrücke.

Der bequemen Übersicht halber sind die erhaltenen Ausdrücke hier zusammengestellt worden.

Die in jeder Stufe pro kg Dampf geleistete Arbeit ist:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{1}{g} (c_1 \cdot \cos \alpha_1 + w_1 \cdot \cos \beta_1) \cdot u \quad \dots \quad \text{(a)} \\ \frac{1}{g} (c_1^2 \cdot \cos^2 \alpha_1 - w_1^2 \cos^2 \beta_1) \quad \dots \quad \text{(b)} \\ \frac{1}{g} (c_1^2 - w_1^2) \quad \dots \quad \dots \quad \text{(c)} \\ \frac{2 k \cdot \cos \alpha_1 - 1}{g} \cdot u^2 \quad \dots \quad \dots \quad \text{(d)} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Sämtliche obigen Ausdrücke gelten für den Reaktionsgrad $\frac{1}{2}$ und werden in mkg erhalten, wenn man die Geschwindigkeiten in m/sk einsetzt. Um Wärmeeinheiten zu erhalten, müssen diese Ausdrücke mit $A = \frac{1}{427}$ multipliziert werden.

6. Beziehung zwischen Stufenzahl und Umfangsgeschwindigkeit.

Die folgenden Ausdrücke dienen zur Bestimmung der für die verschiedenen Expansionsstufen erforderlichen Stufenzahlen.

Es bedeute:

- h = gesamtes Wärmegefälle für die Expansionsstufe
- η = Wirkungsgrad der Energieumsetzung

und k = das mittlere Verhältnis $\frac{c_1}{u}$ für die betreffende Expansionsstufe.

Dann beträgt die pro Stufe geleistete Arbeit gemäß Gl. 3d:

$$\frac{2 k \cdot \cos \alpha_1 - 1}{g} \cdot u^2$$

und somit die erforderliche Stufenzahl

$$z = \frac{\eta \cdot h \cdot g}{A \cdot (2 k \cdot \cos \alpha_1 - 1) \cdot u^2} \dots \dots \dots (4)$$

Wird das Wärmegefälle und der mittlere Wert für k als gleich für jede Expansionsstufe angenommen, so erhält man bei konstantem Wirkungsgrad η und gleichen Schaufelwinkeln die Stufenzahl z innerhalb jeder Expansionsstufe gemäß der Gleichung:

$$z \cdot u^2 = \text{konst.} \dots \dots \dots (5)$$

und, wenn alle Expansionsstufen dieselbe Drehzahl besitzen, vereinfacht sich diese Gleichung in:

$$z \cdot D^2 = \text{konst.} \dots \dots \dots (6)$$

Haben wir z für eine Expansionsstufe gefunden, so erhalten wir die Werte für alle anderen direkt aus Gleichung 5 oder 6. Haben wir zwei oder mehrere Turbinenteile, die mit verschiedenen Drehzahlen laufen, so müssen wir Gleichung 5 gebrauchen.

7. Anwendung der Formel für die Stufenzahl.

Gleichung 4 wird häufiger gebraucht besonders zwecks angenäherter Berechnung. Da für die sämtlichen Expansionsstufen eines ganzen Turbinenteiles (z. B. des H.-D.-Teiles) der Wert von u nahezu konstant ist, können wir einen Mittelwert für u in Gleichung 4 einsetzen, müssen dann für h das gesamte Wärmegefälle für diesen Turbinenteil einsetzen, und finden dann für z die gesamte Stufenzahl des Turbinenteiles.

Für eine Schiffsturbine (eine H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen) sei z. B. das Wärmegefälle für die H.-D.-Turbine 55 WE. Angenommen:

$$k = 2,5, \quad \eta = 0,7 \quad \text{und} \quad \cos \alpha_1 = 0,94.$$

Dann beträgt die Stufenzahl auf der H.-D.-Trommel:

$$z = \frac{0,7 \cdot 55 \cdot 9,81 \cdot 427}{(2 \cdot 2,5 \cdot 0,94 - 1) u^2} = \frac{43\,500}{u^2} \dots \dots \dots (7)$$

Beträgt das mittlere u für den H.-D.-Teil 30 m/sk, so würde sich die erforderliche Stufenzahl in diesem Falle zu 48,4, also 48 ergeben. Für die N.-D.-Turbine kann die Stufenzahl auf ähnliche Weise ermittelt werden. Für k , η und $\cos \alpha_1$ mögen hier dieselben Werte gelten; H sei 110 WE und $u = \sqrt{2}$ mal dem Wert für die H.-D.-Turbine. In diesem Falle zeigt sich, daß wiederum dieselbe Stufenzahl für jede N.-D.-Turbine benötigt wird.

8. Weitere Anwendung dieser Formel.

Oft ist es gebräuchlich, für h das gesamte Wärmegefälle H vom Eintritts- bis zum Kondensatordruck in diese Gleichung einzusetzen, und dann wiederum die Gleichung 4 in die Form 7 überzuführen. Dann gilt für das halbe Wärmegefälle in jedem Zylinder der halbe Wert der Konstanten oder für $1/3$ des Wärmegefälles entsprechend der dritte Teil der Konstanten in Gleichung 7.

Beträgt das gesamte Wärmegefälle für die Turbine vom Kessel bis zum Kondensator $H = 165$ WE und ist $k = 2,5$, $\eta = 0,7$, $\cos \alpha_1 = 0,94$ wie vorher, so erhalten wir aus Gleichung 4

$$z = \frac{131\,000}{u^2} \dots \dots \dots (8)$$

Ist ein Drittel des Wärmegefälles für die H.-D.-Turbine erforderlich und für diese $u = 30$ m/sk, dann gilt für den H.-D.-Zylinder:

$$z = \frac{1}{3} \cdot \frac{131\,000}{30^2} = 48,6.$$

Für die N.-D.-Turbine mit $2/3$ des Wärmegefälles und

$$u = \sqrt{2} \cdot 30 \text{ wird } z = \frac{2}{3} \cdot \frac{131\,000}{(\sqrt{2} \cdot 30)^2} = 48,6.$$

Zwecks weiterer Beispiele mit anderen Werten sei:

$$H = 165 \text{ WE}; k = 2,5 \left(\text{d. h. } \frac{u}{c_1} = 0,4 \right),$$

$$\eta = 0,63 \text{ und } \cos \alpha_1 = 0,94 \text{ (d. h. } \alpha_1 = 20^\circ).$$

Wir erhalten dann:

$$Z = \frac{118\,000}{u^2} \dots \dots \dots (9)$$

oder für $h = 165$ WE, $k = 2,0$ (d. h. $\frac{u}{c_1} = 0,5$) $\eta = 0,7$ und $\alpha_1 = 20^\circ$

$$Z = \frac{175\,000}{u^2} \dots \dots \dots (10)$$

Die Veränderung der Gleichung durch verschiedene Werte von k ist aus den Gleichungen 8 und 10 klar ersichtlich. Der Einfluß des Wirkungsgrades auf die Stufenzahl ergibt sich beim Vergleich der Gleichungen 8 und 9. So kann mit Hilfe dieser Gleichungen der Einfluß einer Menge anderer Faktoren auf die Größe der Stufenzahl studiert werden.

9. Normale, halb aufgedrehte und ganz aufgedrehte Beschauelungen.

Es ist bereits erwähnt worden, daß in den letzten Stufen der N.-D.-Turbinen besonders bei Schiffsturbinen der Schaufelaustrittswinkel α_1 (β_2) vergrößert wird. Die letzten drei Expansionsstufen einer Schiffsturbine besitzen gewöhnlich dieselbe Schaufelhöhe. In der ersten ist die Beschauelung normal ($\alpha = 20^\circ$); in der zweiten sind die Schaufeln halb aufgedreht, wodurch α_1 vergrößert wird und in der letzten ganz aufgedreht, und dadurch α_1 noch mehr vergrößert worden. Der Durchgangsquerschnitt beim Austritt aus den Schaufeln wurde unter Vernachlässigung der Schaufeldicke erhalten zu:

$$\pi \cdot D \cdot l \cdot \sin \alpha_1 .$$

Wir sehen nun, daß eine Vergrößerung von α_1 bei konstantem D und l eine Vergrößerung des Durchgangsquerschnittes bedeutet. So können wir dem wachsenden Dampfvolumen am Ende der N.-D.-Turbine einen größeren Durchgangsquerschnitt bieten, indem wir anstatt l die Winkel α_1 und β_2 vergrößern, wodurch zu große Schaufelhöhen vermieden werden und der Zylinderdurchmesser gegen Ende der N.-D.-Turbine kleiner gehalten wird. Außer der Vergrößerung der Durchgangsfläche könnten wir noch ein etwas höheres c_1 zulassen, müssen aber dann bedenken, daß hierdurch die kinetische Energie des Dampfes beim Eintritt in den Kondensator vergrößert und der Gesamtwirkungsgrad heruntergesetzt würde.

Bei Verwendung der früheren Bezeichnungen ist das sekundliche Dampfvolumen $= (\pi \cdot D \cdot l \cdot \sin \alpha_1) \cdot c_1$ und somit besteht die Gleichung $c_1 \cdot \pi \cdot D \cdot l \cdot \sin \alpha_1 = G \cdot v$, worin G das sekundlich durch die Turbine strömende Dampfgewicht bedeutet.

Für die letzten drei Expansionsstufen, in denen G , D und l konstant sind, ergibt diese Gleichung:

$$c_1 \sin \alpha_1 = \text{konst. } v \dots \dots \dots (11)$$

Wir können nun auf zweierlei Weise verfahren, von denen die letztere empfehlenswert ist. Entweder wird c_1 und damit das Verhältnis $\frac{c_1}{v}$ als konstant angenommen, in welchem Falle

$$\sin \alpha_1 = \text{konst. } v$$

ist; oder $c_1 \cdot \cos \alpha_1$ wird als konstant angenommen, und dann wird:

$$\text{tang } \alpha_1 = \text{konst. } v \dots \dots \dots (12)$$

10. Austrittswinkel für halb und ganz aufgedrehte Beschau felungen.

Werden die Austrittswinkel der Leitschaufeln verändert, so wird nichts Nutzbringendes erreicht, wenn man $\frac{c_1}{u}$ konstant hält.

Andererseits ist $c_1 \cdot \cos \alpha_1$ die Geschwindigkeitskomponente des in das Laufrad eintretenden Dampfes in Richtung der Umfangsgeschwindigkeit u . Deshalb ist es bei konstantem u vorzuziehen, $c_1 \cdot \cos \alpha_1$ konstant zu machen, d. h. $c_1 = \frac{\text{konst.}}{\cos \alpha_1}$, und dies in Gleichung 11 eingesetzt ergibt Gleichung 12.

$c_1 \cdot \cos \alpha_1$ wird mitunter die „Wirbelgeschwindigkeit“ beim Eintritt in die Laufschaufeln genannt.

Kennt man α_1 und den Mittelwert für v bei normaler Beschau felung und v für halb und ganz aufgedrehte Beschau felungen, so ergibt Gleichung 12 sofort die Winkel α_1 für halb und ganz aufgedrehte Beschau felungen.

Gleichung 11 ermöglicht uns dann c_1 für die beiden letzten Expansionsstufen zu berechnen, oder was auf dasselbe herauskommt, die Mittelwerte für c_1 können aus $c_1 \cdot \cos \alpha_1 = \text{konst.}$ gefunden werden.

Da $\cos \alpha_1$ in dem Maße kleiner wird wie α_1 zunimmt, so wird c_1 nach dem Auspuff der Turbine hin zunehmen.

Angenommen, das mittlere spezifische Dampfvolumen in den letzten drei Expansionsstufen der N.-D.-Turbin e sei 5,6 bzw. 9,0 und 14,5 cbm/kg. Es handelt sich um die sechste, siebente und achte Expansionsstufe. Die sechste Expansionsstufe habe normale Beschau felung mit 20° Schaufelwinkel; daraus $\tan \alpha_{1(6)} = 0,364$; Gleichung 11 und 12 ergibt:

$$\frac{\tan \alpha_{1(7)}}{\tan \alpha_{1(6)}} = \frac{v_7}{v_6}$$

oder

$$\tan \alpha_{1(7)} = \frac{9,0}{5,6} \cdot 0,364 = 0,585,$$

folglich

$$\alpha_{1(7)} = 30^\circ 20' \sim 30^\circ.$$

Ebenso ist

$$\tan \alpha_{1(8)} = \frac{14,5}{5,6} \cdot 0,364 = 0,942,$$

folglich

$$\alpha_{1(8)} = 42^\circ 40' \sim 43^\circ.$$

Wir haben hiermit die genauen Austrittswinkel für die ganz und halb aufgedrehte Beschau felung erhalten. Es sei aber noch erwähnt, daß durch geringe Abweichung von diesen Winkeln keine erheblichen Verluste entstehen würden. Hinsichtlich der Geschwindigkeiten erhalten wir:

$$\frac{c_{1(7)}}{c_{1(6)}} = \frac{\cos \alpha_{1(6)}}{\cos \alpha_{1(7)}}$$

und daraus

$$c_{1(7)} = \frac{0,940}{0,866} \cdot c_{1(6)} = 1,09 \cdot c_{1(6)} \text{ (angenähert);}$$

und ebenso

$$c_{1(8)} = 1,3 \cdot c_{1(6)} \text{ (angenähert) (13)}$$

11. Die in halb und ganz aufgedrehten Beschauelungen geleistete Arbeit.

Wird die empfohlene Methode eingeschlagen, und $c_1 \cdot \cos \alpha_1$ für die letzten drei Expansionsstufen als konstant angenommen, so erhalten wir genau dieselbe Arbeit pro Stufe bei vergrößerten Austrittswinkeln als bei normaler Beschauelung mit derselben Umfangsgeschwindigkeit u .

Aus Fig. 39 sehen wir, daß, wenn für zwei Stufen $c_1 \cdot \cos \alpha_1$ und u gleich bleiben, auch $w_1 \cdot \cos \beta_1$ konstant bleibt. Der Ausdruck für die geleistete Arbeit ($3a$) in Abschnitt 5 bleibt dann durch die Veränderung von α_1 unbeeinflusst. Da die pro Stufe geleistete Arbeit dieselbe bleibt, kann die Stufenzahl genau in derselben Weise wie für normale Beschauelungen ermittelt werden. Die Gleichungen 5, 6, 7, 8 usw. können somit für die ganze Turbine Anwendung finden, gleichgültig, ob die Schaufelwinkel der beiden letzten Expansionsstufen verschieden oder dieselben sind.

***12. Berücksichtigung der kinetischen Energie beim Austritt aus der letzten Schaufelreihe.**

Bei allen vorhergehenden Erörterungen wurde angenommen, daß die gesamte im Dampf enthaltene nutzbare Wärmemenge, vom Eintritts- bis zum Kondensatordruck, uns zur Umwandlung in mechanische Arbeit zur Verfügung steht. Für den Wirkungsgrad dieser Umsetzung wurde eine besondere Bezeichnung eingeführt. Hier soll nun eine Berichtigung stattfinden, welche die im Dampf beim Austritt aus dem Auspuffrohr notwendig verbleibende kinetische Energie berücksichtigt.

Ist c_2' die absolute Dampfgeschwindigkeit beim Austritt aus der letzten Laufschaufelreihe, so ist die in Frage kommende kinetische Energie:

$$\frac{c_2'^2}{2g} \text{ mkg pro Kilogramm Dampf.}$$

Dieser Wert repräsentiert einen unvermeidlichen Verlust. Er könnte natürlich mit anderen Verlusten zusammengefaßt werden und in dem für den Wirkungsgrad angenommenen Wert Berücksichtigung finden; jedoch soll er hier getrennt in Rechnung gesetzt werden. Um dies zu tun, muß sein Wärmewert

$$= A \frac{c_2'^2}{2g} \text{ WE (14)}$$

von dem gesamten verfügbaren Wärmegefälle in Abzug gebracht werden. Der Rest wird dann in die einzelnen Turbinenteile und Expansionsstufen, wie bereits beschrieben, aufgeteilt. Gewöhnlich wird es genügen, 5 v. H. für diesen Verlust in Abzug zu bringen.

Um seinen Wert genau zu berechnen, ist es nötig, das c_1 für die letzte Reihe zu ermitteln. Bei Schiffsturbinen muß z. B. das für die N.-D.-Turbine gültige c_1 mit dem Faktor 1,3 (gemäß Gleichung 13) multipliziert werden. Dann ergibt sich das mittlere c_1 für die letzte Expansionsstufe. Dieser Wert muß noch im Verhältnis der spezifischen Dampfvolumina bei Auspuffspannung und für die Mitte der letzten Expansionsstufe vergrößert werden, um das c_1 für die letzte Stufe zu finden. Setzen wir dieses c_1 mit dem zugehörigen u entweder graphisch durch Aufzeichnen des Geschwindigkeitsdreiecks oder algebraisch unter dem ganz aufgedrehten Austrittswinkel zusammen, so erhalten wir den endgültigen Wert für c_2' , den wir dann in Gleichung 14 einsetzen können.

13. Dampfgeschwindigkeit.

Bei Berechnung einer Turbine nehmen wir die Dampfgeschwindigkeit gewöhnlich etwas willkürlich an. Der Anfänger wird mitunter fragen: „Wie überzeugen wir uns, daß diese angenommenen Geschwindigkeiten tatsächlich in unserer Turbine auftreten?“

Ich habe diese Frage oft gehört und will deshalb an dieser Stelle etwas verweilen, um einen zusammenhängenden allgemeinen Überblick über die Berechnungsmethode und ihre Ergebnisse zu geben. Wir wollen die Sache klar machen, indem wir die wahre Größe der in einer gegebenen Turbine auftretenden Dampfgeschwindigkeit berechnen werden.

Wir wollen dabei von der Energie ausgehen.

H sei das gesamte Wärmegefälle; dies ist die anfängliche Energie pro Kilogramm Dampf von einem gewissen Endzustand ab gerechnet. Dieser Endzustand ist unzweifelhaft die Energie des Dampfes bei Auspufftemperatur. Die Energie des Dampfes beim Austritt aus der letzten Schaufelreihe, von demselben Endzustand ab gerechnet, ist die kinetische Energie pro Kilogramm Dampf beim Austritt aus der letzten Schaufelreihe. Die in mechanische Arbeit umgesetzte Energie ist gleich der Summe der auf jedes Laufrad der Turbine abgegebenen Arbeit. Hierbei müssen Verluste berücksichtigt werden, was wir dadurch tun können, daß wir die anfängliche Energie mit einem Wirkungsgrade η multiplizieren.

Die Energiegleichung ist somit:

$$\eta \cdot H = A \cdot \frac{c_2'^2}{2g} + \Sigma(\text{Arbeit pro Stufe}) \dots \dots (15)$$

worin c_2' die Geschwindigkeit beim Austritt aus dem letzten Laufrad bedeutet, und die Summe sämtliche Turbinenstufen umfaßt.

14. Die Dampfgeschwindigkeit in Beziehung zur Energiegleichung.

Wir wollen zuerst annehmen, daß die Turbine auf ihrer ganzen Länge gleiche Durchmesser besitze und für konstante Axialgeschwindigkeit c_{1a} berechnet sei. Dann ist bei normaler Beschauelung c_1 konstant. Ist Z die gesamte Stufenzahl, so wird die Energiegleichung 15 zu:

$$\eta \cdot H = A \left(\frac{c_1'^2}{2g} + \frac{Z(2k \cdot \cos \alpha_1 - 1)}{g} \cdot u^2 \right) \dots (16)$$

Das erste Glied der rechten Seite ist sehr klein, so daß wir es entweder vernachlässigen oder von ηH in Abzug bringen können. Setzen wir

$$u = \frac{c_1}{k},$$

so erhalten wir:

$$c_1^2 = \frac{g \cdot \eta \cdot H \cdot k^2}{A \cdot Z (2k \cos \alpha_1 - 1)} \dots (17)$$

Die Gleichungen 15, 16 und 17 gelten für die Umsetzung des Wärmegefälles in jeder Turbine. Die Dampfgeschwindigkeit wird sich selbst so einstellen, daß der Energiegleichung genügt wird. Würden wir uns vorstellen, daß die Dampfgeschwindigkeit aus irgendwelchem Grunde plötzlich unter den aus Gleichung 17 sich ergebenden Wert sinken würde, so hätten wir einen gewissen Überschuß an nicht mit in Rechnung gebrachter Energie. Dieser überflüssige Betrag würde aber sogleich aufgewendet werden, um die Geschwindigkeit auf ihren Normalwert zu bringen. Gleichung 17 ist lediglich eine Umwandlung der Gleichung 4 des Abschnittes 6. Sie mag wiederum durch Einsetzen verschiedener Annahmegrößen vereinfacht werden:

Für $H = 165$ WE; $k = 2,5$ $\eta = 0,7$ und $\cos \alpha_1 = 0,94$

$$c_1 = \frac{904}{\sqrt{Z}}.$$

Für $H = 145$ WE; $k = 2,0$ $\eta = 0,7$ und $\cos \alpha_1 = 0,94$

$$c_1 = \frac{786}{\sqrt{Z}}.$$

15. Dieselbe Rechnung mit veränderlichem u .

In einer wirklichen Turbine ist u eine veränderliche Größe, weshalb Gleichung 15 folgende Form erhält:

$$\eta \cdot H = A \frac{c_1'^2}{2g} + \Sigma \left(\frac{2k \cdot \cos \alpha_1 - 1}{g} \cdot A \cdot u^2 \right).$$

Setzen wir den für jede Expansionsstufe geltenden Mittelwert von k ein und setzen die Stufenzahl innerhalb einer Expansionsstufe = z , so erhalten wir:

$$\eta \cdot H = A \cdot \frac{c_2'^2}{2g} + \Sigma \left(\frac{2k \cdot \cos \alpha_1 - 1}{g} \cdot A \cdot z \cdot u^2 \right),$$

worin durch das Summenzeichen sämtliche Stufen der Turbine inbegriffen sind.

Es ist gebräuchlich für angenäherte Berechnung, einen Mittelwert von u^2 für jedes Turbinenstück mit nahezu gleichem Durchmesser zu setzen und die kinetische Energie beim Austritt aus der letzten Schaufelreihe von dem Gesamtwärmegefälle in Abzug zu bringen. Dann wird:

$$\eta \cdot H = A \cdot \frac{2k \cdot \cos \alpha_1 - 1}{g} \cdot \Sigma (z \cdot u^2) \dots \dots (18)$$

worin z die Stufenzahl innerhalb eines Turbinenstückes mit konstantem Durchmesser bedeutet und die Summation sämtliche Turbinenteile, wie H.-D.-, M.-D.- und N.-D.-Teile in sich schließt.

Angenommen, in einer Schiffsturbinen sei der mittlere Durchmesser des N.-D.-Zylinders gleich $\sqrt{2}$ mal dem des H.-D.-Zylinders, es sei z_1 die H.-D.-Stufenzahl und z_2 diejenige der N.-D.-Turbine. Dann ist:

$$\eta \cdot H = A \cdot \frac{2k \cos \alpha_1 - 1}{g} (z_1 + 2z_2) \cdot u^2 \dots \dots (19)$$

worin u die Umfangsgeschwindigkeit in der H.-D.-Turbine bedeutet.

Da $k = \frac{c_1}{u}$ die Veränderungen beider Geschwindigkeiten berücksichtigt, so kann diese Formel zur Bestimmung des theoretischen Wärmeverbrauches der Turbine bei verschiedenen Umdrehungszahlen verwendet werden, unter Annahme konstanten Wirkungsgrades und konstanten verfügbaren Wärmegefälles.

16. Konstante Eintrittsspannung und veränderliche Umdrehungszahl.

Als Erklärung für den Gebrauch der Formeln 18 und 19 wollen wir die Einwirkung verschiedener Drehzahlen auf eine gegebene Turbine bei konstanter Eintrittsspannung betrachten. Wir können die Gleichungen 18 und 19 auf die folgende Form bringen:

$$\eta \cdot H = A \cdot \frac{2k \cos \alpha_1 - 1}{g} \cdot z' \cdot u^2 \dots \dots (20)$$

worin z' eine Funktion der Stufenzahl und der Durchmesserhältnisse bedeutet.

Angenommen:

$$\begin{array}{ll} \eta = 0,7; & H = 165 \text{ WE} \\ \cos \alpha = 0,94; & z' = 100 \end{array}$$

und daß in vorläufiger Annäherung der Wirkungsgrad von den Geschwindigkeiten unabhängig sei, dann ist, wenn wir für $k = \frac{c_1}{u}$ setzen:

$$1,88 c_1 = u + \frac{4840}{u} \dots \dots \dots (21)$$

In Tabelle XII Abschnitt 17 sind in der ersten und zweiten Reihe zusammengehörige Werte für c_1 und u , wie sie aus dieser Formel erhalten wurden, aufgeführt. Man ersieht hieraus, daß in dem Maße, wie u wächst, c_1 abnimmt. Dampfverbrauch und Leistung der Turbine würden c_1 proportional sein. Die Wirkung ist die, die praktisch eintreten würde, wenn der Reibungswiderstand bei der Drehung sich allmählich verringern würde; bleibt dabei die Eintrittsspannung konstant, so steigt die Umdrehungszahl. Es ist Aufgabe des Reglers, durch Drosseln den Eintrittsdruck herabzusetzen, oder im umgekehrten Falle beim Sinken der Umdrehungszahl den Effektivwert von z' durch Öffnung des Überlastungs- oder (Umgehungsventils) herabzusetzen.

Bei Schiffsturbinen kommt diese Änderung von c_1 und u vor, wenn die Propeller ausgetauscht wurden.

17. Wirkung größerer Dampfgeschwindigkeiten.

Zwecks genauerer Untersuchung müssen wir bei größeren Dampfgeschwindigkeiten einen kleineren Wirkungsgrad annehmen.

Gleichung 20 wird dann zu:

$$H = A \frac{z' \cdot u}{g} (2 c_1 \cdot \cos \alpha_1 - u) + A \frac{2 z' \zeta \cdot c_1^2}{2g},$$

worin das letzte Glied die Konstante ζ enthält, die den Energieverlust in der Turbine darstellt.

Nach c_1 aufgelöst, ergibt die Gleichung:

$$c_1 = -\frac{u \cdot \cos \alpha_1}{\zeta} + \sqrt{\frac{g \cdot H}{A \cdot z' \cdot \zeta} + \frac{2 \cdot u^2}{\zeta^2} \left(\frac{\zeta}{2} + \frac{1}{2} \cos^2 \alpha_1 \right)}.$$

Setzen wir wiederum für $H = 165$ WE, $\cos \alpha_1 = 0,94$, $z' = 100$ und $\zeta = \frac{2}{7} = 0,286$, so ergibt sich:

$$c_1 = -3,29 \cdot u + \sqrt{24200 + 14,27 u^2} \dots \dots (22)$$

Die Werte für c_1 aus dieser Gleichung sind in der dritten Reihe der Tabelle XII zu finden.

Die Wirkung größerer Dampfgeschwindigkeiten könnte noch genauer erörtert werden, wenn man auf die Verluste und die mechanische Reibung näher eingehen würde. Der gegenwärtige Stand der Erfahrungen im Dampfturbinenbau schließt jedoch weitere eingehende Erörterungen hierüber aus. Wir haben im Vorigen lediglich die all-

gemeine Natur dieser Wirkung vor Augen führen wollen. Eine zu große Beachtung dieser gefundenen Zahlenwerte würde wahrscheinlich irreführen, da praktische Angaben hierüber so gut wie ganz fehlen.

Wir könnten natürlich noch den Wirkungsgrad für verschiedene Drehzahlen berechnen, da dieser (besonders für den Schiffsturbinenbau) von größter Bedeutung wäre, falls man sich eben auf diese Werte verlassen könnte.

Tabelle XII.

u	c_1	
	aus Gleichung 21	aus Gleichung 22
30	102	94
35	92	89
50	86	85

Die Werte dieser Tabelle gelten nur angenähert.

Die Wirkungsweise einer Turbine mag in dieser Hinsicht derjenigen einer Kolbenmaschine gegenübergestellt werden. In einer gewöhnlichen direkt wirkenden Maschine, ohne Regler, fällt die Umdrehungszahl bei steigender Last, und bei konstantem Dampfquerschnitt hat dieser Abfall der Drehzahl eine Verringerung des zugeführten Dampfolumens zur Folge. Bei der Turbine tritt dagegen mit abnehmender Drehzahl eine geringe Zunahme der Dampfgeschwindigkeit c_1 ein und deshalb auch eine Vergrößerung des zugeführten Dampfolumens.

18. Marschturbinen.

Um näher auf die Wirkungsweise von Marschturbinen einzugehen, wollen wir die in den vorigen Abschnitten verwendete Energiegleichung weiterentwickeln.

Der Energieverlust in jeder Reihe wird wieder als proportional der kinetischen Energie des Dampfes $\frac{c_1^2}{2g}$ angesehen. Bezeichnet ζ den Energiekoeffizienten, so bedeutet $\zeta \cdot \frac{c_1^2}{2g}$ den Energieverlust pro Kilogramm Dampf in einer einzelnen Reihe. Für eine Expansionsstufe mit z Stufen, das sind $2z$ Reihen, beträgt dieser Verlust in Wärmeeinheiten:

$$A \cdot \frac{z \cdot \zeta \cdot c_1^2}{g},$$

worin c_1 die mittlere Geschwindigkeit für die Expansionsstufe ist. Ist nun z_1 , c_1 , u_1 bzw. die Stufenzahl mittlere Austrittsgeschwindigkeit des Dampfes und die Umfangsgeschwindigkeit in der ersten Expansionsstufe, und beziehen sich die Indices 2, 3 usw. auf die

folgenden Expansionsstufen, so bekommt die Energiegleichung die Form:

$$H = A \cdot \frac{2k \cdot \cos \alpha_1 - 1}{g} (z_1 \cdot u_1^2 + z_2 \cdot u_2^2 + \dots) \\ + A \frac{\zeta}{g} (z_1 \cdot c_1^2 + z_2 \cdot c_2^2 + \dots)$$

in der Annahme, daß k in der großen Turbine konstant bleibt.

Setzt man $c_1 = k \cdot u$, so erhält man:

$$\frac{1}{A} \cdot g \cdot H = (2k \cos \alpha_1 - 1 + \zeta \cdot k^2) \cdot \Sigma(z \cdot u^2) \\ = (2k \cdot \cos \alpha_1 - 1 + \zeta \cdot k^2) \left(\frac{\pi \cdot n}{60} \right)^2 \cdot \Sigma(z \cdot D^2)$$

worin D der mittlere Durchmesser der Expansionsstufe bedeutet. Für eine gegebene Turbine mit bekanntem k , α_1 , ζ und bei konstanter Eintrittsspannung ergibt dies eine einfache Beziehung zwischen $\Sigma(z \cdot D^2)$ und der Drehzahl, und wir können ermitteln, um wieviel $\Sigma(z \cdot D^2)$ vergrößert werden muß, wenn n vermindert werden soll. Auf diese Weise ist uns ein Mittel an die Hand gegeben, die Vergrößerung von $\Sigma(z \cdot D^2)$ für Marschturbinen zu bestimmen.

Ist $\cos \alpha_1 = 0,94$, $\zeta = 0,286$, $k = 2,5$ und $H = 165$ WE, so erhält die Gleichung die Form:

$$\Sigma(z \cdot D^2) = \frac{46\,000\,000}{n^2}.$$

Wir können sagen, daß bei konstanter Eintrittsspannung und konstantem $k = \frac{c_1}{u}$:

$$\Sigma(z \cdot D^2) = \frac{C}{n^2} \dots \dots \dots (23)$$

worin C eine Konstante bedeutet, die von der Eintritts- und Endspannung, dem Geschwindigkeitsverhältnis und den Schaufelwinkeln abhängt.

Besonders erwähnt sei, daß wenn C unabhängig von der Reihenzahl angenommen wird, stillschweigend angenommen wurde, daß eine Vermehrung oder Verminderung der Reihenzahl ohne Abänderung des Wertes von $\frac{c_1}{u}$ geschieht.

Wir werden später im Abschnitt 22 den Fall behandeln, wo dieses Verhältnis abgeändert wird. Bei Marschturbinenstufen für Torpedobootszerstörer ist dies von besonderer Bedeutung.

19. Beispiele für die Anwendung obiger Gleichungen.

Als Beispiel für den Gebrauch der Formel:

$$\Sigma(z \cdot D^2) = \frac{C}{n^2}$$

zwecks angenäherter Berechnung mögen die Werte für z und D gleich für einen ganzen Turbinenteil als nur für eine einzelne Expansionsstufe gelten.

Beispiel: Für ein Linienschiff betrage die Stufenzahl der H.-D.-Turbine = 82, die der N.-D.-Turbine = 33. Angenommen beide Turbinen mit den mittleren Durchmessern von 1,88 resp. 2,80 m (bis Mitte Schaufelhöhe gerechnet) laufen mit gleicher Drehzahl.

Beträgt die Drehzahl 330 pro Minute, so ist:

$$z_1 \cdot D_1^2 + z_2 \cdot D_2^2 = \frac{C}{330^2}$$

oder

$$82 \cdot 1,88^2 + 33 \cdot 2,80^2 = \frac{C}{330^2}$$

folglich ist

$$C = 59\,500\,000$$

und somit erhält obige Gleichung die Form:

$$\Sigma(z \cdot D^2) = \frac{59\,500\,000}{n^2}$$

Arbeiten die Marschturbinen z. B. mit halber Leistung, so muß die zugehörige Propellerdrehzahl bekannt sein. Angenommen, wir arbeiten in diesem Falle mit dem gesamten Wärmegefälle (d. h. von derselben Eintrittsspannung bis auf dasselbe Vakuum) bei einer Drehzahl von 260 Umdrehungen, so wird:

$$\Sigma(z \cdot D^2) = \frac{59\,500\,000}{260^2} = 880.$$

Hiervon liefern die Hauptturbinen bereits:

$$z_1 \cdot D_1^2 + z_2 \cdot D_2^2 = 547.$$

Der Rest von 333 kommt auf die Marschturbinen. Also:

$$z_0 \cdot D_0^2 = 333.$$

Wählen wir den mittleren Durchmesser der Marschturbine zu 1,8 m, so wird die Stufenzahl = 102, oder bei einem mittleren Durchmesser von 2,0 m erhält die Marschturbine:

$$= \frac{333}{2,0^2} = 83 \text{ Stufen.}$$

In diesem Beispiel verwenden wir für die Marschturbine die volle Eintrittsspannung oder mit anderen Worten, wir gebrauchen dieselbe Eintrittsspannung zum Betrieb der Marschturbinen wie zum Betrieb der Hauptturbinen bei höchster Leistung. Dies entspricht natürlich der bei Verbindung beider Turbinensysteme größtmöglichen Effektivleistung. Zur Erhaltung niederer Drehzahlen kann der Dampf beträchtlich gedrosselt werden, ohne den Wirkungsgrad viel herabzusetzen.

In der englischen Kriegsmarine sind getrennte Marschturbinen in Linienschiffe noch nicht eingebaut worden. In den älteren „Dread-

noughts“ oder „Großkampfschiffen“ konnten Marschturbinen bis auf etwa zwei Drittel Volleistung gebraucht werden und waren deshalb bedeutend kleiner als die in obigem Beispiel. Diese Verhältnisse sind passender in folgendem Beispiel wiedergegeben:

Beispiel: Man ermittle die Abmessungen einer Marschturbine für obiges Linienschiff bei einer maximalen Drehzahl von 280 und für gleichzeitiges Arbeiten mit den Hauptturbinen.

Hierfür ist:

$$\Sigma (z \cdot D^2) = \frac{59\,500\,000}{280^2} = 760.$$

Die Hauptturbinen (H.-D.- und N.-D.-Turbine) gebrauchen hiervon 547.

Folglich bleibt für die Marschturbinen $z_0 \cdot D_0^2 = 213$.

Nehmen wir $D_0 = 1,75$ m, so ist $z_0 = 70$ Stufen.

20. H.-D.- und M.-D.-Marschturbinen.

In kleineren Schiffen, wie Aufklärungskreuzern und Torpedobootszerstörern werden H.-D.- und M.-D.-Marschturbinen verwendet anstatt zwei Turbinen von gleicher Größe. Das heißt die Marschturbinen werden hintereinander anstatt „parallel“ geschaltet. Bei mittlerer Geschwindigkeit geht der Dampf von den Kesseln in die M.-D.-Turbine, während die H.-D.-Marschturbine im Vakuum läuft.

Bei niederer Leistung geht der Dampf zuerst in die H.-D.-M.-Turbine und dann der Reihe nach in die M.-D.-M.-Turbine, H.-D.-H.- und N.-D.-H.-Turbine. Sind jedoch mitunter zwei H.-D.- und zwei N.-D.-Hauptturbinen vorhanden, so geht durch beide von ihnen nur halb so viel Dampf wie durch die Marschturbinen.

Beispiel: Für einen Aufklärungskreuzer mit einer Geschwindigkeit von 25 Knoten pro Stunde bei 558 Umdrehungen ermittle man die Durchmesser- und Stufenzahlen der Marschturbinen. Die M.-D.-M.-Turbine soll bei 22 Knoten und die H.-D.-M.-Turbine bei 19 Knoten Geschwindigkeit in Anwendung kommen. Die entsprechenden Drehzahlen seien 462 und 400; die mittleren Durchmesser der H.-D.-H.- und N.-D.-H.-Turbine seien 1,12 bzw. 1,80 m und die Stufenzahlen 70 in der H.-D.- und 28 in der N.-D.-Turbine.

Hier gilt für die Hauptturbinen:

$$\Sigma (z \cdot D^2) = \frac{C}{n^2}$$

oder:

$$70 \cdot 1,12^2 + 28 \cdot 1,80^2 = \frac{C}{558^2};$$

folglich

$$C = 55\,800\,000,$$

da

$$\Sigma (z \cdot D^2) = 179.$$

Für das gleichzeitige Arbeiten von M.-D.-M.-Turbine, H.-D.- und N.-D.-Hauptturbinen gilt:

$$\Sigma(z \cdot D^2) = \frac{55\,800\,000}{462^2} = 262.$$

Da die Hauptturbinen 179 erfordern, ist für die M.-D.-M.-Turbine:

$$z_0 \cdot D_0^2 = 262 - 179 = 83.$$

Wählen wir den mittleren Durchmesser zu 1,35 m, so ist die erforderliche Stufenzahl der M.-D.-M.-Turbine:

$$z_0 = \frac{83}{1,35^2} = 46.$$

Für das gleichzeitige Arbeiten von beiden Marsch- und beiden Hauptturbinen bei 400 Umdrehungen pro Min. gilt:

$$\Sigma(z \cdot D^2) = \frac{55\,800\,000}{400^2} = 349.$$

Hiervon benötigen die M.-D.-M.-Turbine und beide Hauptturbinen zusammen 262; folglich gilt für die H.-D.-M.-Turbine:

$$z_0 \cdot D_0^2 = 349 - 262 = 87.$$

Wählen wir ihren mittleren Durchmesser zu 1,55 m, so beträgt ihre Stufenzahl:

$$z_0 = \frac{87}{1,55^2} = 36.$$

Beispiel. Für obige Angaben ist zu ermitteln, wieviel Stufen die H.-D.-M.-Turbine benötigen würden, falls sie erst bei einer Geschwindigkeit von 18 Knoten und einer Drehzahl von 380 in Tätigkeit käme. [Antwort: 52.]

21. Korrektion des Wirkungsgrades.

Wenn auch die Marschstufen entsprechend dem günstigsten Wirkungsgrad durch Wahl geeigneter Werte für c_1 und u berechnet wurden, so entsteht doch notwendigerweise eine Abnahme des Wirkungsgrades, da der Dampf durch eine größere Anzahl Reihen hindurchgehen muß. Die Abnahme des Wirkungsgrades hat eine entsprechende Abnahme des Wertes für die Konstante C zur Folge, weshalb wir obige Beispiele von neuem mit Berücksichtigung des veränderlichen Wirkungsgrades rechnen wollen.

Die Art und Weise der Rechnung ist an Hand des folgenden Beispielen gegeben: hier geschieht die Berechnung umgekehrt, indem die Stufenzahl gegeben und die Drehzahl gesucht wird.

Beispiel: Für die im letzten Beispiele gegebene Turbinenanlage eines Aufklärungskreuzers sei der Wirkungsgrad 0,95 des bei Vollleistung der Hauptturbinen, wenn die M.-D.-M.-Turbine allein mit den Hauptturbinen arbeitet. Tritt noch die H.-D.-M.-Turbine in Betrieb, so möge der Wirkungsgrad auf 0,85 desjenigen bei Maximal-

leistung fallen. Für die im letzten Beispiele gefundenen Stufenzahlen und Durchmesser bestimme man die maximale Drehzahl für jede der drei Fahrkombinationen.

Die Werte für $\Sigma(z \cdot D^2)$ wurden bereits zu 179 für den Betrieb beider Hauptturbinen, 262 für den mit M.-D.-M.-Turbine und 349 für den mit beiden Marsch-Turbinen bestimmt.

Für den Betrieb beider Hauptturbinen wurde $C = 55\,800\,000$ gefunden; nun ist bei Betrieb mit M.-D.-M.-Turbine $C = 55\,800\,000 \cdot 0,95$ und für den Betrieb mit allen Turbinen $C = 55\,800\,000 \cdot 0,85$. Es wird mithin:

Für Betrieb beider Hauptturbinen:

$$n^2 = \frac{55\,800\,000}{179},$$

folglich

$$n = 558 \text{ Umdrehungen.}$$

Für Betrieb beider Hauptturbinen und der M.-D.-M.-Turbine:

$$n^2 = \frac{0,95 \cdot 55\,800\,000}{262},$$

folglich

$$n = 451$$

Für Betrieb beider Marsch-Hauptturbinen:

$$n^2 = \frac{0,85 \cdot 55\,800\,000}{349},$$

folglich

$$n = 370.$$

Kennen wir n , so können wir die Schiffsgeschwindigkeit und die effektive Leistung an der Welle den Leistungskurven entnehmen.

22. Marschturbinen für weitere Verringerung der Geschwindigkeit. Grenzen für Gewicht und Raumbedarf der Turbinen.

Bei den vorhergehenden Berechnungen wurde angenommen, daß das Verhältnis $\frac{c_1}{u}$ in den Marschturbinen bei voller Belastung denselben Wert wie das für die Hauptturbinen ursprünglich errechnete ergeben sollte. Dies kann durch Festlegung der Schaufelhöhen der Marschturbinen für die erforderlichen Werte von c_1 erreicht werden.

Fernerhin wurde angenommen, daß $\frac{c_1}{u}$ durch beide Marsch- und Hauptturbinen hindurch konstant oder nahezu konstant bleibe. Auf diese Weise wollen wir einen Wirkungsgrad für den Marschturbinenbetrieb erhalten, der sich ebenso wie der Wirkungsgrad der Hauptturbinen auf die maximale Leistung bezieht.

Haben wir es mit einem Fahrzeuge mit sehr hoher Geschwindigkeit, z. B. einem Torpedobootszerstörer zu tun, bei dem die Marschgeschwindigkeit beträchtlich unterhalb der maximalen liegt, so wird Größe und Gewicht der Marschturbinen hier sehr schnell anwachsen.

Aus diesem Grunde ist man gezwungen, einen Kompromiß zu schließen zwischen Raumbedarf und Gewicht einerseits und Wirtschaftlichkeit bei Marschfahrt anderseits. Dieser Kompromiß braucht nicht immer nur bei den schnellsten Schiffen eingegangen zu werden. Die in den letzten Beispielen behandelten Aufklärungskreuzer können sehr wohl in der angegebenen Weise behandelt werden.

Wollen wir die Wirtschaftlichkeitsverluste genau bestimmen, so müssen wir auf die in Kapitel XV fortgesetzten Betrachtungen eingehen.

23. Verringerte Wirtschaftlichkeit bei kleineren Werten für C .

Ist der wirtschaftlich niedrigste Wert für $\frac{u}{c_1}$ bei Berechnung der Hauptturbinen gewählt worden, so wird jegliche Verminderung dieses Verhältnisses zu einer Verminderung des Wirkungsgrades führen.

Jetzt bedeutet die Formel:

$$\Sigma(z \cdot D^2) = \frac{C}{n^2} \dots \dots \dots (24)$$

lediglich eine Erweiterung der Formel:

$$z \cdot u^2 = \text{konst.},$$

worin gemäß Abschnitt 6 die Konstante den Wert hat:

$$\frac{\eta \cdot H \cdot g}{A(2k \cos \alpha_1 - 1)}.$$

Man kann dann ohne weiteres sehen, daß eine Verminderung von $\frac{u}{c_1}$ eine Vergrößerung des reziproken Wertes k , eine Verminderung des Wirkungsgrades η und somit auch eine Verminderung der Konstanten in den früheren Gleichungen 7 bis 10 herbeiführt.

Die Konstante C in Gleichung 24 ist genau das Gegenstück zu dieser früheren Konstanten. Eine Verringerung derselben ergibt die erforderliche Raumbeschränkung der Marschturbinen. Der infolge der Verringerung von C entstandene größere Dampfverbrauch beim Betriebe mit Marschturbinen hängt in dem Maße von dem Wirkungsgrade ab, daß seine Bestimmung auf theoretischem Wege außerordentlich verwickelt sein würde. Experimentelle Ermittlungen desselben sind daher von hohem Interesse. Da uns eine genauere Kenntnis dieser Beziehungen mangelt, so soll als nahezu der Wirklichkeit entsprechend angenommen werden, daß eine Abnahme der Konstanten C um 25 v. H. ein Anwachsen des Dampfverbrauches pro PSe und Std. um 50 v. H. bedeutet.

24. Rückwärtsturbinen.

Die Berechnung der Rückwärtsturbinen baut sich auf dieselben Grundsätze wie die der Vorwärtsturbinen auf.

Es sei daran erinnert, daß für Rückwärtsfahrt die Wirtschaftlichkeit von sehr geringer Bedeutung ist. Deshalb kann man eine hohe Dampfgeschwindigkeit c_1 und ein niedriges Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ zulassen, was eine beträchtliche Verminderung der Stufenzahl gestattet. Die Leistung bei Rückwärtsfahrt ist natürlich von Bedeutung, jedoch schwankt das Verhältnis zur Leistung bei Vorwärtsfahrt in weiten Grenzen bei den verschiedenen Schiffsarten.

Es soll hier nicht auf diese Berechnungen im einzelnen eingegangen werden. Im folgenden seien einige Annäherungsregeln auf Grund moderner Ausführungen gegeben. Der Durchmesser der Rückwärtstrommel beträgt ungefähr 0,75 desjenigen der N.-D.-Vorwärtstrommel. Ist eine H.-D.-Rückwärtstrommel in separatem Gehäuse angeordnet, so mag ihr Durchmesser gleich oder noch größer als der der N.-D.-Rückwärtstrommel gewählt werden.

Die Ringfläche der ersten Schaufelreihe der Rückwärtsturbine (oder, falls mehrere Rückwärtsturbinen vorhanden sind, die sämtlich Frischdampf bekommen, die Summe dieser Ringflächen jeder einzelnen Turbine) ist gewöhnlich 0,8 bis 0,9 mal der entsprechenden Fläche oder Flächen der Vorwärts-Hauptturbinen.

Zu Berechnung der Stufenzahl kann der Ausdruck $\Sigma(z \cdot D^2)$ in den vorigen Abschnitten gebraucht werden. Haben wir diesen Ausdruck für die Vorwärts-Hauptturbine ermittelt, so können wir dann einen gewissen Bruchteil hiervon als $\Sigma(z \cdot D^2)$ für die Rückwärtsturbinen setzen. Dieser Bruchteil variiert von etwa $\frac{1}{4}$ für Passagierdampfer bis $\frac{1}{3}$ für Kreuzer und Linienschiffe.

Die somit gefundene Stufenzahl wird nun in Expansionsstufen geteilt und zwar vier oder fünf bei Kanaldampfern, fünf oder sechs bei anderen Dreiwellenschiffen. Sind H.-D.- und N.-D.-Rückwärtsturbinen vorhanden, so besitzt jede von ihnen gewöhnlich vier Expansionsstufen, wobei die Schaufelhöhen im Verhältnis von etwa 1,5 zunehmen. Sind hingegen die Rückwärtsturbinen nicht in H.-D.- und N.-D.-Turbine geteilt, so ist das Verhältnis der aufeinanderfolgenden Schaufelhöhen gewöhnlich gleich zwei. Ganz und halb aufgedrehte Beschaufelungen werden in den letzten Expansionsstufen verwendet.

25. Ähnliche Turbinen.

Ähnliche Turbinen sind solche, die gleiche Schaufelgeschwindigkeiten u und gleiche Dampfgeschwindigkeiten c_1 besitzen, und in denen das Verhältnis der Schaufelhöhe zum Durchmesser in den entsprechenden Stufen dasselbe ist. Werden sie mit Dampf von der gleichen Anfangsspannung betrieben, so benötigen sie bei gleichem thermodynamischem Wirkungsgrad dieselbe Stufenzahl und dieselben Schaufelwinkel.

Haben wir zwei ähnliche Turbinen, und der Durchmesser der größeren sei n mal so groß wie der der kleineren, so werden die

Schaufelhöhen n mal so groß und die durch die Schaufeln gebildeten Ringflächen n^2 mal so groß sein. Da u und c_1 in beiden Turbinen gleich groß sind, so wird die Leistung ebenfalls n^2 mal so groß sein. Die Drehzahl der größeren wird $1/n$ mal der kleineren sein, da die Umfangsgeschwindigkeit u dieselbe ist. Obgleich die Stufenzahl dieselbe ist, wird sich die Turbinenlänge infolge größerer und stärkerer Schaufeln vergrößern. Die Beanspruchungen der Trommeln und Schaufeln infolge der Fliehkraft werden dieselben sein. Kennen wir die höchste zulässige Drehzahl irgendeiner Turbine, so können wir durch Anwendung des Prinzips der Ähnlichkeit die höchstzulässigen Drehzahlen anderer Turbinen bestimmen. Jedoch wird außer bei Abdampfturbinen, wo man es mit großen Dampfvolumina zu tun hat, und bei Turbinengebläsen, die im Durchschnitt mit Drehzahlen von ungefähr dem 1,5 fachen derjenigen bei elektrischem Antriebe laufen, diese Höchstgrenze selten erreicht.

7. Kapitel.

Berechnung der Schiffsturbinen.

1. Gegebene Ausgangswerte.

Die Berechnung einer Schiffsturbine kann auf verschiedene Art und Weise erfolgen; ebenso kann die Reihenfolge, in der die theoretischen Grundlagen behandelt wurden, verschieden sein. In diesem Kapitel wollen wir eine Berechnungsmethode durchführen, die keineswegs Neues bringen, sondern zeigen soll, inwiefern der bis jetzt behandelte Stoff für die praktische Berechnung von Nutzen ist. Vorliegendes Kapitel soll ebenfalls die wichtigsten bis jetzt erhaltenen Ergebnisse zusammenstellen und für jedes ein Zahlenbeispiel geben. Da eine vollständige Berechnung durchgeführt werden soll, mögen die Ausgangswerte für die einzelnen Beispiele folgendem Satz zusammengehöriger Werte entnommen werden:

Beispiel. Die zu berechnende Turbinenanlage sei zum Einbau in ein Schiff bestimmt und bestehe aus einer Hochdruck- und einer Niederdruckturbine von gleicher Leistung. Ihr werde trocken gesättigter Dampf bei einer Eintrittsspannung von 11 at Überdruck zugeführt. Das Kondensatorvakuum betrage 71 cm Q.-S.

Umdrehungen pro Min. = 330

Gesamtleistung = 12 000 PS

Angenommener Dampfverbrauch = 6,2 kg pro PS und Std.

Diese Anlage entspricht den für Vierwellenschiffe mit 2 H.D.- und 2 N.D.-Turbinen üblichen Anlagen; Drehzahl und Leistung entsprechen denen mehrerer kürzlich ausgeführter Schlachtschiffe.

Eine erstmalige Berechnung wollen wir unter der Annahme des gleichen Wirkungsgrades für jede Turbine durchführen.

2. Entwurf des Entropiediagramms.

Zuerst muß ein Entropiediagramm (s. Fig. 40) aufgezeichnet und in ihm die dem Eintrittsdruck und dem Vakuum entsprechenden Linien BC und AF gezogen werden. Durch Einzeichnen der Linie CD wird die adiabatische Expansion dargestellt. Für die hier vorliegende Expansionskurve ist Punkt f gemäß der Abschnitte 10 und 11 in Kapitel IV zu wählen.

In diesem Fall werde $Df = 0,4 DF$ und damit reichlich groß gewählt, so daß Punkt f in Wirklichkeit eher eine kleinere als größere spezifische Dampfmenge besitzen wird, und somit das hier zur Verfügung stehende Wärmegefälle in keinem Falle zu klein ist. Sodann wird die Expansionslinie Cf eingezeichnet.

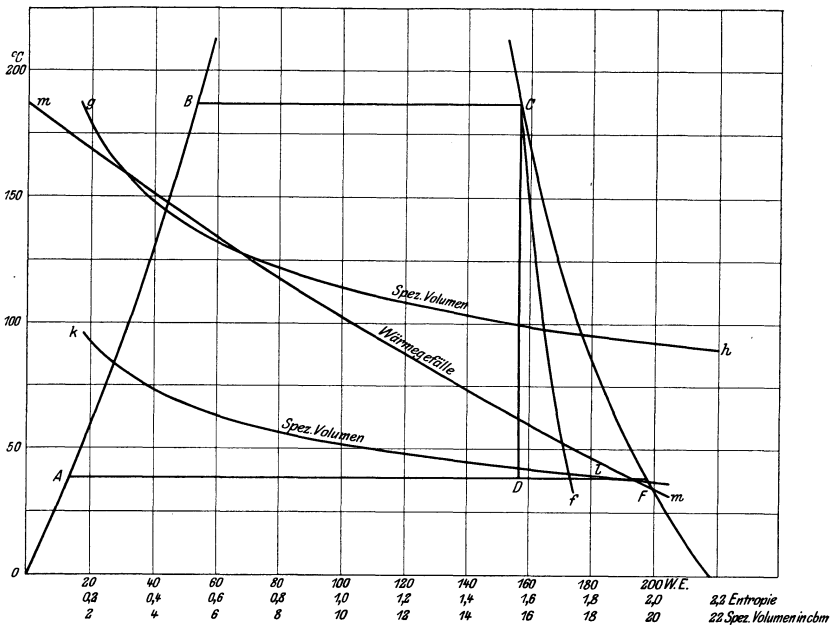


Fig. 40. Entwurf des Entropiediagramms.

Jetzt können die Kurven gh und kl gefunden werden. Diese geben das spezifische Volumen des Dampfes bei verschiedenen Temperaturen. Die zur Aufzeichnung dieser Kurve nötigen Werte mögen aus der Berechnung der spezifischen Dampfmenge, wie sie die Expansionslinie Cf ergibt, ermittelt oder direkt dem diesem Buche beigegebenen JV-Diagramm entnommen werden. Um die spezifischen Volumina genauer ablesen zu können, wurde die Kurve für höhere Temperaturen gh in ein Zehntel Maßstab der Kurve kl aufgetragen. Die Kurve des totalen Wärmegefälles mm wurde gemäß Abschnitt 18

in Kapitel IV eingezeichnet; mit Hilfe derselben können wir die bis zu irgendeiner Temperatur seit Beginn der Expansion von Dampf abgegebene Wärmemenge ablesen. Diese Wärmemenge bezieht sich auf die angenommene und ins Diagramm eingezeichnete Expansion.

3. Teilung in Hochdruck- und Niederdruck-Turbine und Zerlegung in Expansionsstufen.

Ehe wir im Diagramm die Trennungslinie zwischen Hoch- und Niederdruckturbine einzeichnen können, müssen wir uns über die verschiedenen Wirkungsgrade beider Turbinen klar sein. Hätten wir hier die Kurve des Wärmegefälles für den Verlauf adiabatischer Expansion, so müßte der Hochdruckturbine wegen ihres niedrigeren Wirkungsgrades ein bedeutend größeres Wärmegefälle als der Niederdruckturbine zugeteilt werden. Bei unserer aufgezeichneten Kurve des Wärmegefälles ist dieser Unterschied der Wirkungsgrade nicht so bedeutend. Immerhin fordert selbst bei dieser Expansionslinie und unter Berücksichtigung des Wirkungsgrades die H.D.-Turbine mehr als die Hälfte der verfügbaren Wärmeenergie. Wir wollen deshalb zur Erreichung gleicher Leistung beider Turbinen annehmen, daß die H.D.-Turbine 0,52 des gesamten Wärmegefälles für sich in Anspruch nimmt. Das gesamte Wärmegefälle beträgt in unserem Falle, wie aus Kurve *mm* zu ersehen ist, etwa 193 WE; und mithin muß das in der H.D.-Turbine umgesetzte Wärmegefälle sein:

$$0,52 \cdot 193 = 100 \text{ WE.}$$

Die Trennungslinie im Diagramm ist also durch den entsprechenden Punkt der Kurve *mm* zu legen. Die zu dieser Linie gehörige Temperatur beträgt etwa 102°C und folglich die Spannung des Anspuffdampfes der H.D.-Turbine etwa 1,11 at abs. Lassen wir ein Druckgefälle von etwa 0,08 at zwischen beiden Turbinen zu, so beträgt die Dampfspannung beim Eintritt in die N.D.-Turbine etwa 1,03 at. Das totale Wärmegefälle der N.D.-Turbine erhält man dann gemäß der Kurve zu:

$$193 - 103 = 90 \text{ WE.}$$

Ordnen wir, wie allgemein üblich, in der H.D.-Turbine sieben Expansionsstufen und in der N.D.-Turbine deren fünf an, so haben wir unter der Voraussetzung gleicher Leistungsverteilung:

$$\begin{aligned} \text{Wärmegefälle pro H.-D.-Expansionsstufe} &= \frac{100}{7} = 14,3 \text{ WE} \\ \text{„ „ N.-D.- „} &= \frac{90}{5} = 18,0 \text{ WE.} \end{aligned}$$

Hiernach beträgt das umgesetzte Wärmegefälle am Ende der einzelnen Expansionsstufen:

$$\begin{aligned} 14,3 \cdot 1 &= 14,3 \text{ [} 172,8^{\circ} \text{C } 8,77 \text{ at abs.]} \\ 14,3 \cdot 2 &= 28,6 \text{ [} 161,0^{\circ} \text{C } 6,49 \text{ „ „]} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 14,3 \cdot 3 &= 42,9 [148,4^{\circ} \text{ C } 4,67 \text{ at abs.}] \\
 14,3 \cdot 4 &= 57,2 [136,5^{\circ} \text{ C } 3,35 \text{ " "}] \\
 14,3 \cdot 5 &= 71,5 [125,4^{\circ} \text{ C } 2,40 \text{ " "}] \\
 14,3 \cdot 6 &= 85,8 [114,0^{\circ} \text{ C } 1,57 \text{ " "}]
 \end{aligned}$$

Die zu jedem Punkte der Kurve *mm* gehörigen Temperaturen und Drücke wurden hinter obige Werte in Klammern gesetzt.

Für die N.-D.-Turbine ergibt sich in derselben Weise:

$$\begin{aligned}
 103 + 18,0 \cdot 1 &= 121 [87,0^{\circ} \text{ C } 0,64 \text{ at abs.}] \\
 103 + 18,0 \cdot 2 &= 139 [74,2^{\circ} \text{ C } 0,39 \text{ " "}] \\
 103 + 18,0 \cdot 3 &= 157 [61,5^{\circ} \text{ C } 0,22 \text{ " "}] \\
 103 + 18,0 \cdot 4 &= 175 [49,3^{\circ} \text{ C } 0,12 \text{ " "}]
 \end{aligned}$$

Hierauf können die einzelnen Stufen ins Diagramm eingezeichnet werden.

4. Spezifisches Dampfvolumen innerhalb jeder Expansionsstufe.

Wir wollen annehmen, daß tatsächlich 6,2 kg Dampf pro Std. und PS durch die Turbine hindurchgehen. Hierin sind jegliche Verluste, z. B. infolge Undichtigkeit des H.-D.-Entlastungskolbens, nicht mit begriffen.

Dann brauchen wir:

$$\frac{6,2 \cdot 12000}{3600} = 20,7 \text{ kg Dampf in 1 Sek.}$$

Um das sekundlich durch irgendeinen Teil der Turbine hindurchgehende Volumen zu finden, müssen wir das zu diesem Turbinenteil gehörige spezifische Dampfvolumen mit 20,7 multiplizieren. Die Kurven *gh* und *kl* geben das spezifische Volumen des Naßdampfes und somit nur in einem anderen Maßstabe auch das sekundliche Dampfvolumen. Dieser andere Maßstab muß natürlich der 20,7fache desjenigen im Diagramm sein, und könnte auf der Abszissenachse besonders eingetragen werden. In folgender Tabelle sind die für die Mitte jeder Expansionsstufe geltenden spezifischen Dampfvolumina zusammengestellt worden. Man erhält hieraus sofort die sekundlichen Dampfmenngen, indem man die Werte der dritten Reihe mit 20,7 multipliziert.

Expansionsstufe H.-D.	Gesamte Wärmegefälle bis Mitte Exp.-Stufe	Spez. Volumen in cbm
1	7,2	0,19
2	21,5	0,25
3	35,8	0,34
4	50,1	0,46
5	64,4	0,63
6	78,7	0,87
7	93,0	1,23

Expansionsstufe N.-D.	Gesamte Wärmegefälle bis Mitte Exp.-Stufe	Spez. Volumen in cbm
1	112,0	1,93
2	130,0	3,05
3	148,0	5,00
4	166,0	8,20
5	184,0	14,40

5. Dampf- und Schaufelgeschwindigkeiten.

Wir wollen für das Verhältnis zwischen u und c einen bestimmten Wert wählen und denselben wenn möglich durch beide Turbinen hindurch konstant halten, außer in den beiden letzten Expansionsstufen der N.-D.-Turbine, wo aufgedrehte Beschaufelungen in Anwendung kommen sollen. Wir wollen sodann für u und c Werte wählen, die in erster Linie für die erste Expansionsstufe der H.-D.-Turbine geeignet sind. Da u die Geschwindigkeit eines Punktes in Mitte der Schaufelhöhe ist, so wird sein Wert in den folgenden Expansionsstufen der H.-D.-Turbine nur wenig zunehmen. Bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis muß c in dem gleichen Verhältnis wie u vergrößert werden.

In diesem Falle wollen wir die Verengungszahl $\frac{c_1}{c_{1a}}$ mit Rücksicht auf Spaltverluste und Materialdicke zu etwa 3 und konstant annehmen.

Wir wollen wählen:

$$k = \frac{c_1}{u} = 2,6 \quad \text{oder} \quad \frac{u}{c_1} = 0,385$$

und $u = 30$ m/sk in der ersten Expansionsstufe.

Wir erhalten:

$$\begin{aligned} c_1 &= 78 \text{ m/sk} \quad \text{und} \\ c_{1a} &= 26 \text{ m/sk} \end{aligned}$$

für die erste Expansionsstufe, deren mittlerer Durchmesser sich zu

$$D = \frac{60 \cdot u}{\pi \cdot n} = \frac{60 \cdot 30}{\pi \cdot 330} = 1,74 \text{ m}$$

ergibt.

Die Ringfläche wird durch Division des sekundlichen Dampfolumens durch c_{1a} erhalten; also:

$$\text{Ringfläche} = \frac{20,7 \cdot 0,19}{26} = 0,151 \text{ qm}$$

und dies ergibt eine Schaufelhöhe von:

$$\begin{aligned} \frac{0,151}{\pi \cdot 1,74} &= 0,0277 \text{ m} \\ &\sim 28 \text{ mm.} \end{aligned}$$

Die Umfangsgeschwindigkeit u für die erste Expansionsstufe der N.-D.-Turbine habe den $\sqrt{2}$ fachen Wert derjenigen der H.-D.-

Turbine. Der mittlere Durchmesser und die Geschwindigkeit c_1 sind dann in demselben Verhältnis zu vergrößern.

Wir erhalten somit für die erste N.-D.-Expansionsstufe:

$$\begin{aligned}
 D &= 1,74 \cdot \sqrt{2} = 2,46 \text{ m} \\
 c_{1a} &= 26 \cdot \sqrt{2} = 36,8 \text{ m/sk} \\
 c_1 &= 78 \cdot \sqrt{2} = 3 \cdot 36,8 = 110 \text{ m/sk} \\
 \text{Ringfläche} &= \frac{1,93 \cdot 20,7}{36,8} = 1,09 \text{ qm} \\
 \text{Schaufelhöhe} &= \frac{1,09}{2,46 \cdot \pi} = 0,140 \text{ m} \\
 &= 140 \text{ mm.}
 \end{aligned}$$

6. Trommeldurchmesser und Schaufelhöhen.

Aus den mittleren Durchmessern und den Schaufelhöhen in der ersten Expansionsstufe jeder Turbine erhalten wir den Trommeldurchmesser wie folgt:

$$\begin{aligned}
 \text{Durchmesser der H.-D.-Trommel} &= 1,74 - 0,028 \sim 1,70 \text{ m} \\
 \text{„ „ N.-D.-Trommel} &= 2,46 - 0,14 \sim 2,30 \text{ m.}
 \end{aligned}$$

Nun können wir die Schaufelhöhen der anderen Expansionsstufen entweder auf ähnliche Weise, wie bereits besprochen, oder mit Hilfe der Formel $D^2 \cdot l = \text{const. } v$ berechnen.

Für den H.-D.-Zylinder besteht die Beziehung:

$$D = 1,70 + l$$

und für den N.-D.-Zylinder:

$$D = 2,30 + l.$$

Für die erste Expansionsstufe der Hochdruckturbine ergibt sich:

$$D^2 \cdot l = 1,728^2 \cdot 0,028 = 0,084 \text{ cbm}$$

und da hier $v = 0,19$ ist, so haben wir für die Konstante den Wert $\frac{0,084}{0,19} = 0,440$, und die Gleichung lautet:

$$D^2 \cdot l = 0,440 \cdot v$$

In folgender Tabelle sind für die einzelnen Expansionsstufen die Werte für $0,44 \cdot v$ zusammengestellt worden, sowie die durch zweckmäßiges Probieren gefundenen Werte für D und l .

(Da D von l wenig beeinflusst werden, so sind beide Zahlenwerte leicht und schnell zu errechnen.)

Expansionsstufe H.-D.	$D^2 \cdot l$	D in m	l in mm
1	0,084	1,728	28
2	0,110	1,736	36
3	0,150	1,748	48
4	0,203	1,764	64
5	0,277	1,787	87
6	0,383	1,818	118
7	0,540	1,854	154

Auf ähnliche Weise erhalten wir für die erste Expansionsstufe der N.-D.-Turbine:

$$D^2 \cdot l = 2,44^2 \cdot 0,14$$

und da hier $v = 1,93$, so erhalten wir für die ersten drei Expansionsstufen dieselbe Gleichung wie für die H.-D.-Turbine:

$$D^2 \cdot l = 0,440 \cdot v.$$

Würden zwischen beiden Turbinen bestimmte Dampfverluste infolge Undichtigkeit entstehen, so könnten diese hier Berücksichtigung finden. — Die Konstante 0,440 brauchte nur im Verhältnis der durch beide Turbinen sekundlich hindurchgehenden Dampfgewichte verkleinert werden. Wir wollen annehmen, daß hier keine Dampfverluste eintreten, und erhalten dann:

Expansionsstufe N.-D.	$D^2 \cdot l$	D in m	l in mm
1	0,850	2,442	142
2	1,342	2,512	212
3	2,200	2,620	320
4	—	2,620	320
5	—	2,620	320

Wie man sieht, wachsen die Schaufelhöhen nahezu in einer geometrischen Reihe an; und zwar verhalten sich zwei aufeinanderfolgende Schaufelhöhen der H.-D.-Turbine wie ungefähr 1,33, der N.-D.-Turbine wie ungefähr 1,514 zueinander. Runden wir diese Werte ab, so können wir sagen, daß das Schaufelhöhenverhältnis $1\frac{1}{3}$ in der H.-D.-Turbine nur $1\frac{1}{2}$ in der N.-D.-Turbine beträgt.

7. „Aufgedrehte“ Beschaufelungen.

Die dritte Expansionsstufe des N.-D.-Zylinders wurde für normale Beschaufelung berechnet. Die vierte und fünfte Expansionsstufe soll halb aufgedrehte und ganz aufgedrehte Beschaufelung erhalten. Die letzten drei Expansionsstufen erhalten also gleiche Schaufelhöhen; jedoch würden ihre Austrittswinkel $\alpha_1 (= \beta_2)$ gemäß der Formel (Kapitel VI, Abschnitt 10)

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \operatorname{const} \cdot v \quad \text{verändert.}$$

Mithin gilt für die vierte Expansionsstufe:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{0,364} = \frac{8,2}{5,0}$$

$$\alpha_1 = 30^\circ 50'$$

und für die letzte Expansionsstufe:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{0,364} = \frac{14,4}{5,0}$$

$$\alpha_1 = 46^\circ 20'.$$

Durch Einhaltung dieser Schaufelwinkel wird die in jeder der beiden letzten Expansionsstufen geleistete Arbeit dieselbe wie in jeder der drei ersten Expansionsstufen der N.-D.-Turbine werden.

8. Anzahl der Schaufelreihen.

Die für jede Expansionsstufe erforderliche Reihenzahl hängt von dem Wärmegefälle innerhalb derselben und dem Wirkungsgrad der Energieumsetzung in den Schaufeln ab.

Der Wirkungsgrad η erklärt sich durch die folgende Gleichung:

$$A \cdot \frac{2k \cdot \cos \alpha_1 - 1}{g} \cdot u = \eta \cdot \text{Wärmegefälle pro Stufe.}$$

In vorliegendem Beispiel soll $\eta = 0,75$ und konstant angenommen werden. Das Wärmegefälle jeder H.-D.-Expansionsstufe ist ebenfalls die Turbine hindurch konstant und beträgt 14,3 WE. Folglich erhalten wir durch Einsetzen in die Gleichung:

$$z = \frac{\eta \cdot h \cdot g}{A (2k \cos \alpha_1 - 1) \cdot u^2} \cdot \dots \cdot (1)$$

die Stufenzahl

$$z = \frac{0,75 \cdot 14,3 \cdot 9,81 \cdot 427}{(2 \cdot 2,6 \cdot 0,94 - 1) \cdot u^2}$$

und für die erste Expansionsstufe für $u = 30$:

$$z = 12,83 \text{ Reihen.}$$

Die jeweils erhaltenen Werte für jede Expansionsstufe müssen natürlich ganzzahlig abgerundet werden. Gemäß Gleichung 6 in Kapitel VI haben wir zur Berechnung der Stufenzahlen der folgenden Expansionsstufen:

$$z \cdot D^2 = 12,83 \cdot 1,728^2 = 38,4.$$

Hieraus ergibt sich:

H.-D.-Expansionsstufe:	1	2	3	4	5	6	7
Stufenzahl:	12,83	12,75	12,60	12,35	12,05	11,65	11,17
Abgerundeter Wert:	13	13	13	12	12	12	11

Das Gefälle in jeder N.-D.-Expansionsstufe soll 18,0 WE und in der ersten Expansionsstufe $u = 30 \sqrt{2} = 42,4$ m/sk betragen. Folglich ist nach Gleichung 1:

$$z = 8,09.$$

Folglich

$$\begin{aligned} z \cdot D^2 &= 8,09 \cdot 2,442^2 \\ &= 48,2 \end{aligned}$$

und mithin betragen die einzelnen Stufenzahlen:

N.-D.-Expansionsstufe:	1	2	3	4	5
Stufenzahl:	8,09	7,65	7,03	7,03	7,03
Abgerundeter Wert:	8	8	7	7	7.

9. Zweites Beispiel. Niederdruck-Schiffsturbine.

Um den Einfluß des Vakuums auf die Abmessungen der Turbine zu illustrieren, wollen wir als zweites Beispiel eine N.D.-Turbine wählen, durch die dieselbe Dampfmenge (20,7 kg/sk) wie im vorigen Beispiel hindurchgehen soll. Die Schaufel- und Dampfgeschwindig-

keiten seien dieselben wie vorher, nur soll das Vakuum jetzt nur 70 cm Q.-S. betragen. Die zu berechnende Turbine mag der N.-D.-Teil des ganzen Schiffsturbinenaggregates oder die Abdampfturbine im Falle einer kombinierten Schiffsanlage von Kolbenmaschinen und Turbinen sein. Die Dampfspannung beim Eintritt in die Turbine betrage 1,03 at abs.

Aus Fig. 39 ergibt sich hierfür ein Wärmegefälle von 85 WE.

Das Gefälle pro Expansionsstufe beträgt $\frac{85}{5} = 17$ WE. Also ergibt sich folgende Aufstellung:

$$\begin{aligned} 103 + 17 \cdot 1 &= 120 [87,5^{\circ} \text{ C } 0,65 \text{ at abs.}] \\ 103 + 17 \cdot 2 &= 137 [75,0^{\circ} \text{ ,, } 0,39 \text{ ,, ,,}] \\ 103 + 17 \cdot 3 &= 154 [63,5^{\circ} \text{ ,, } 0,24 \text{ ,, ,,}] \\ 103 + 17 \cdot 4 &= 171 [52,0^{\circ} \text{ ,, } 0,14 \text{ ,, ,,}] \end{aligned}$$

Am Ende der letzten Expansionsstufe haben wir eine Temperatur von 42° C , entsprechend einem absoluten Druck von 0,082 at, und ein totales Wärmegefälle von 188 WE.

Für die Mitten der einzelnen Expansionsstufen erhalten wir sodann:

Expansionsstufe:	1	2	3	4	5
Totales Wärmegefälle bis Mitte:	111,5	128,5	145,5	162,5	179,5
Spez. Volumen des Dampfes:	1,90	2,93	4,65	7,40	12,5.

$$\begin{aligned} \text{Angenommen: } D &= 2,46 \text{ m; } c_{1a} = 36,8 \text{ m/sk} \\ c_1 &= 110 \text{ m/sk.} \end{aligned}$$

Die Ringfläche ist dann:

$$\frac{1,90 \cdot 20,7}{36,8} = 1,07 \text{ qm}$$

und die Schaufelhöhe in der ersten Expansionsstufe:

$$\begin{aligned} \frac{1,07}{2,46 \cdot \pi} &= 0,138 \text{ m} \\ &= 1,38 \text{ mm.} \end{aligned}$$

Der auf Mitte Schaufel bezogene Durchmesser ist wie vorher:

$$D = 2,30 + l.$$

Für die ersten drei Expansionsstufen besteht die Gleichung:

$$D^2 \cdot l = 0,430 \cdot v.$$

Expansionsstufe	$D^2 \cdot l$	D in m	l in mm
1	0,818	2,438	138
2	1,259	2,500	200
3	1,988	2,595	295
4	—	2,595	295
5	—	2,595	295

Die beiden letzten Expansionsstufen würden wiederum aufgedrehte Beschauelungen erhalten und die Schaufelaustrittswinkel entsprechend der Formel:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \operatorname{const.} v$$

berechnet werden.

Für die vierte Expansionsstufe gilt:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{0,364} = \frac{7,40}{4,65}$$

$$\alpha_1 = 30^\circ$$

und für die letzte:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{0,364} = \frac{12,50}{4,65}$$

$$\alpha_1 = 44^\circ 20'$$

Da das Wärmegefälle pro Expansionsstufe 17 WE und $u = 42,4$ m/sk in der ersten Expansionsstufe beträgt, so ergibt sich die Stufenzahl zu 7,64 (gemäß Abschnitt 8, Gleichung 1).

Es ist dann:

$$z \cdot D^2 = 7,64 \cdot 2,438^2 = 44,9.$$

Expansionsstufe:	1	2	3	4	5
Stufenzahl:	7,6	7,2	6,7	6,7	6,7
Abgerundeter Wert:	8	7	7	6	7

10. Drittes Beispiel einer Schiffsturbine.

In den vorhergehenden Beispielen dieses Kapitels wurde das Wärmegefälle gleichmäßig auf alle Expansionsstufen verteilt. Nach der zweiten in Kapitel IV Abschnitt 19 beschriebenen Rechenmethode wird das Wärmegefälle derart auf die einzelnen Expansionsstufen verteilt, daß innerhalb jeder die Dampfgeschwindigkeit um den gleichen Betrag zunimmt. Diese Methode soll hier praktisch auf die Schiffsturbine des ersten Beispiels mit genau denselben Ausgangswerten angewendet werden.

Das Wärmegefälle für die H.-D.-Turbine betrug 100 WE und die Endtemperatur 102°C .

Das gesamte Expansionsverhältnis in der H.-D.-Turbine beträgt:

$$\frac{1,456}{0,167} = 8,71.$$

Bei sieben Expansionsstufen ergibt das ein Expansionsverhältnis für jede Stufe von:

$$\sqrt[7]{8,71} = 1,362.$$

Hierdurch sind wir in der Lage, die Volumina am Anfang und Ende jeder Expansionsstufe zu ermitteln. Sie sind in der umstehenden Tabelle zusammengestellt.

Spezif. Volumen . . .	0,167	0,227	0,310	0,422	0,575	0,783	1,066	1,456
Temperatur ° C . . .	187	172	158	145	133,5	122	112	102
Wärmegefälle	0	16,0	31,5	46,5	60,7	74,5	88	100
Wärmegefälle pro Ex- pansionsstufe	16,0	15,5	15,0	14,2	13,8	13,5	12,0	
Mittlere Temperatur . .	179,5	165	151,5	139,7	127,8	117	107	
Mittleres spezif. Volumen	0,193	0,263	0,363	0,482	0,670	0,950	1,25	
Expansionsstufe	1	2	3	4	5	6	7	

11.

In gleicher Weise erhalten wir für die N.-D.-Turbine:

$$\text{gesamtes Expansionsverhältnis} = \frac{18,80}{1,542} = 12,18$$

$$\text{Expansionsverhältnis pro Stufe} = \sqrt[5]{12,18} = 1,649.$$

Spezif. Volumen	1,542	2,54	4,19	6,90	11,45	18,8
Temperatur ° C	100	86	72	59,5	48,8	38
Wärmegefälle	103	123	141,8	160	176,5	193
Wärmegefälle pro Expansions- stufe	20	18,8	18,2	16,6	16,4	
Mittlere Temperatur	93	79	65,8	54	43,4	
Mittleres spezif. Volumen . .	1,98	3,20	5,40	8,70	14,4	
Expansionsstufe	1	2	3	4	5	

12.

Für die Berechnung der mittleren Durchmesser und der Schaufelhöhen in den einzelnen Expansionsstufen gilt auch hier die Gleichung in Abschnitt 6:

$$D^2 \cdot l = 0,440 \cdot v.$$

Wir erhalten dann:

Nr. der Expansions- stufe	H.-D.			N.-D.		
	$D^2 \cdot l$	D in m	l in mm	$D^2 \cdot l$	D in m	l in mm
1	0,085	1,729	29	0,870	2,445	145
2	0,116	1,739	39	1,410	2,520	220
3	0,160	1,752	52	2,38	2,640	340
4	0,212	1,768	68	—	2,640	340
5	0,295	1,792	92	—	2,640	340
6	0,417	1,825	125	—	—	—
7	0,550	1,860	160	—	—	—

Die Trommeldurchmesser betragen:

$$\text{H.-D.-Trommel} = 1,70 \text{ m}$$

$$\text{N.-D.-Trommel} = 2,30 \text{ „}$$

Zwecks Bestimmung der Stufenzahl innerhalb jeder Expansionsstufe gilt die Gleichung:

$$z \cdot D^2 = \text{const.} \times \text{Wärmegefälle};$$

da die Wärmegefälle in den einzelnen Expansionsstufen verschieden sind. Für die erste H.-D.-Expansionsstufe ergibt sich die Gleichung:

$$z \cdot D^2 = 2,68 \cdot h,$$

die für alle Expansionsstufen beider Turbinen gilt.

Wir erhalten sodann:

H.-D.-Expansionsstufe:	1	2	3	4	5	6	7
Stufenzahl:	14,3	13,8	13,1	12,2	11,5	10,9	9,3
Abgerundeter Wert:	14	14	13	12	12	11	10
N.-D.-Expansionsstufe:	1	2	3	4	5		
Stufenzahl:		9,0	7,9	7,0	6,4	6,3	
Abgerundeter Wert:		9	8	7	7	6	

Bei Vergleich dieser Ergebnisse mit denen des ersten Beispiels zeigt sich nun, daß die Unterschiede infolge der Anwendung der einen oder anderen Methode nur ganz geringe sind und innerhalb zulässiger Grenzen liegen.

13. Viertes Berechnungsbeispiel einer Schiffsturbine¹⁾.

Als Beispiel für eine etwas andere Berechnungsmethode wollen wir hier dieselbe Turbine des ersten Beispiels von ungefähr derselben Leistung, jedoch für eine höhere Umdrehungszahl berechnen. Ein Vergleich der Ergebnisse aus beiden Methoden bietet allerhand Interessantes.

Die Turbinenanlage soll für eine effektive Leistung an den Schiffswellen von insgesamt 10000 PS berechnet werden. H.-D.- und N.-D.-Turbine sollen eine effektive Leistung von je 5000 PS entwickeln. Der doppelte Turbinensatz von je einer H.-D.- und N.-D.-Turbine würde zum Einbau in ein Vierwellenschiff von 20000 Wellen-PS geeignet sein.

Weitere gegebene Werte sind:

Umdrehungen pro Min.	= 380
Absoluter Eintrittsdruck	= 13 at
Dampfverbrauch	= 6,8 kg pro PS-Std.

Die wirkliche Expansionslinie wurde im Entropiediagramm (Fig. 41) derart eingezeichnet, daß die Verluste in der H.-D.-Turbine etwa 40 und die in der N.-D.-Turbine etwa 30 v. H. betragen. Zwischen H.-D.- und N.-D.-Turbine wurde ein Spannungsabfall von 0,07 at zugelassen, und die gesamte Diagrammfläche so geteilt, daß auf H.-D.- und N.-D.-Turbine gleiche Flächen kommen.

¹⁾ Diese Aufgabe gibt eine Berechnungsmethode wieder, die in einem Aufsätze von S. T. Reed, „Die Berechnung der Schiffsdampfmaschinen“, Proc. Inst. C. E., Band 177, 1909, behandelt ist.

Infolge dieser gleichen Verteilung des Wärmegefälles kann man eine größere Leistung der N.-D.-Turbine erwarten, welche Annahme wegen des größeren Gesamtwirkungsgrades der N.-D.-Turbine berech-

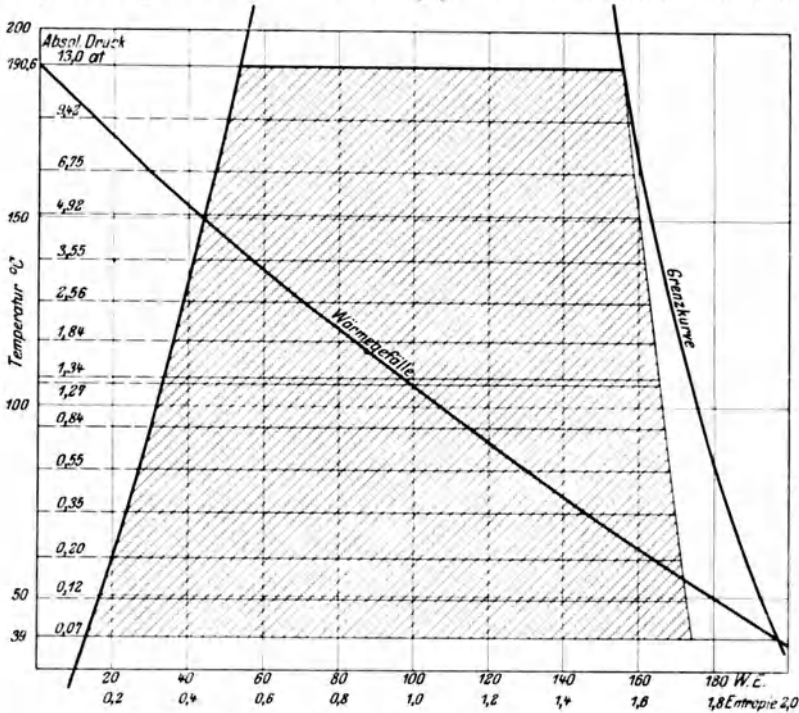


Fig. 41. Aufteilung des Wärmegefälles für die H.-D.- und N.-D.-Turbine.

tigt ist. Diese Aufteilung geschah aber absichtlich so. Drehen sich alle Propellerwellen mit derselben Umdrehungszahl, so wird infolge der Einwirkung des Vorstromes zum Antrieb einer inneren Welle mehr Kraft als für jede der äußeren Wellen gebraucht. Der zu erwartende Mehrbetrag der Leistung der N.-D.-Turbine in diesem Beispiel beträgt etwa 15 v. H.

14. Geschwindigkeiten und Schaufelhöhen.

Die Dampfgeschwindigkeiten c_1 beim Eintritt in die H.-D.- und N.-D.-Turbine wurden zu 75 bzw. 105 m/sk angenommen.

Für 10000 PS und 6,8 kg Dampfverbrauch beträgt die sekundliche Dampfmenge:

$$\frac{6,8 \cdot 10\,000}{3600} = 18,9 \text{ kg.}$$

Hiervon sind jedoch 5 v. H. Dampfverluste infolge Undichtigkeiten noch abzuziehen.

Das wirkliche Volumen des in die H.-D.-Turbine eintretenden Dampfes bei 13 at beträgt demnach 2,7 cbm/sk und der notwendige Durchgangsquerschnitt in der ersten Reihe:

$$\frac{2,93}{75} = 0,039 \text{ qm.}$$

Unter Annahme eines Ringflächenfaktors von 0,32 ergibt das eine Ringfläche von

$$\frac{0,039}{0,32} = 0,122 \text{ qm.}$$

Zwecks Berechnung des Durchmessers der H.-D.-Trommel wollen wir für die erste Stufe jeder Expansionsstufe $\frac{u}{c_1} = 0,4$ annehmen, und erhalten dann für die Umfangsgeschwindigkeit in der ersten Expansionsstufe:

$$u = 0,4 \cdot 75 = 30 \text{ m/sk.}$$

Bei 380 Umdrehungen pro Minute ergibt das einen Durchmesser von 1,51 m.

Also erhalten wir die Schaufelhöhe der ersten Expansionsstufe aus der Gleichung:

$$\begin{aligned} \pi \cdot D \cdot l &= 0,122 \text{ qm} \\ l &= \frac{0,122}{1,51 \cdot \pi} = 0,0257 \text{ m} \\ &= 25 \text{ mm.} \end{aligned}$$

Wir erhalten somit den Durchmesser der H.-D.-Trommel zu rund 1,48 m.

Um die Schaufelhöhen der anderen Expansionsstufen zu finden, wollen wir für die letzte Schaufelreihe der H.-D.-Turbine ein Verhältnis $\frac{u}{c_1} = 0,29$ annehmen, da im ganzen 7 Expansionsstufen vorgehen sind. Nehmen wir jetzt einen passenden Wert für u in der letzten H.-D.-Stufe an, so können wir c_1 und damit die notwendige Ringfläche und Schaufelhöhe ermitteln. Für $u = 31$ ergibt sich $c_1 = 107$ und aus dem Gesamtvolumen des Dampfes in dieser Stufe (wie wir es aus dem Entropiediagramm finden) der Durchgangsquerschnitt des Dampfes = 0,222 qm und die diesem entsprechende Ringfläche = 0,69 qm.

Diese Ringfläche würde sich angenähert bei einer Schaufelhöhe von 135 mm ergeben. Der mittlere Durchmesser der letzten Expansionsstufe ist dann:

$$1,48 + 0,135 = 1,615 \text{ m}$$

und der hierzugehörige Wert von u etwa 32 m/sk. Nachdem wir nun die Schaufelhöhen der ersten und letzten Expansionsstufe zu 24 bzw. 135 m/sk gefunden haben, können wir alle dazwischenliegenden Schaufelhöhen so wählen, daß alle Schaufelhöhen in einer geometrischen Reihe anwachsen.

Somit ergibt sich das Verhältnis zweier aufeinander folgender Schaufelhöhen zu:

$$\sqrt[6]{\frac{135}{25}} = \sqrt[6]{5,40} = 1,32.$$

Die folgende Tabelle ergibt die so berechneten Schaufelhöhen:

Expansionsstufe H.-D.	Dampfdurchgangs- querschnitt in qm	Mittlerer Durch- messer in m	Schaufelhöhe mm
1	0,0390	1,505	25
2	0,0502	1,513	33
3	0,0659	1,523	43
4	0,0883	1,537	57
5	0,1185	1,556	76
6	0,1615	1,582	102
7	0,2180	1,615	135

15.

Die N.-D.-Turbine besitzt in diesem Falle sechs Expansionsstufen, von denen vier normale Beschauelung mit 20° Austrittswinkel haben. Die fünfte Expansionsstufe besitzt halb aufgedrehte Beschauelung mit einem willkürlich angenommenen Austrittswinkel von 30° und die letzte ganz aufgedrehte Beschauelung mit 40° Austrittswinkel. Die Multiplikationsfaktoren (entsprechend den Verengungszahlen) für diese beiden letzten Stufen sind 0,48 bzw. 0,62.

Rotordurchmesser und Schaufelhöhe der ersten Expansionsstufe können hier auf genau dieselbe Weise wie bei der H.-D.-Turbine gefunden werden.

Die Dampfgeschwindigkeit soll 105 m/sk betragen. Dann ist $u = 0,4 \cdot 105 = 42$ m/sk, womit wir einen mittleren Durchmesser von etwa 2,1 qm erhalten. Aus dem im Entropiediagramm gefundenen Dampfvolumen und $c_1 = 105$ finden wir den erforderlichen Durchgangsquerschnitt von 0,235 qm. Diesem entspricht eine Ringfläche von 0,735 qm und eine Schaufelhöhe von 110 mm.

Die Schaufelhöhe in den letzten drei Expansionsstufen wird nun so festgesetzt, daß

1. ihre Größe 15 v. H. des Trommeldurchmessers nicht überschreitet,
2. die absolute Dampfgeschwindigkeit beim Austritt aus der letzten Schaufelreihe nicht größer als 275 m/sk wird.

Die gewählte Schaufelhöhe beträgt 295 mm oder 14,9 v. H. Trommeldurchmesser und die absolute Dampfgeschwindigkeit beim Austritt aus der N.-D.-Turbine etwa 260 m/sk.

Die Durchmesser der zweiten und dritten Expansionsstufe werden aus denen der ersten und vierten Stufe unter der Voraussetzung, daß die Schaufelhöhen in einer geometrischen Reihe zunehmen, gefunden. Hierbei wurde das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Schaufelhöhen zu nahezu 1,40 ermittelt.

Expansionsstufe N.-D.	Durchgangsquerschnitt qm	Mittlerer Durchmesser m	Schaufelhöhe mm
1	0,234	2,110	110
2	0,331	2,153	153
3	0,476	2,214	214
4	0,686	2,298	298
5	1,030	2,298	298
6	1,330	2,298	298

16. Stufenzahl.

Kennen wir die mittleren Durchmesser aller Expansionsstufen der H.-D.- und N.-D.-Turbine, so können wir die Umfangsgeschwindigkeit u und folglich auch die absolute Dampfgeschwindigkeit c_1 für die erste Reihe jeder Expansionsstufe finden. Multiplizieren wir diese Werte für c_1 mit den Durchgangsquerschnitten des Dampfstromes, so erhalten wir die sekundlichen Dampfvolumen beim Austritt aus dem ersten Leitrad jeder Expansionsstufe. Zu den betreffenden spezifischen Dampfvolumen können wir sodann die zugehörigen Drücke dem Entropiediagramm entnehmen. Auf diese Weise werden dann die einzelnen Expansionsstufen der

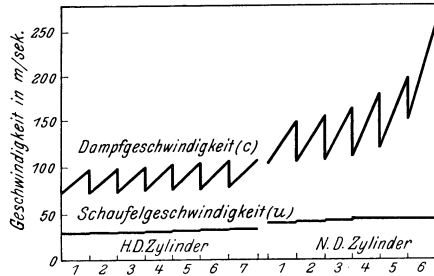


Fig. 42. Die Dampfgeschwindigkeiten in den einzelnen Expansionsstufen.

Fig. 41 in Stufen unterteilt. Das Wärmegefälle jeder Expansionsstufe stellen die einzelnen Flächenstreifen im Entropiediagramm dar.

Das Wärmegefälle jeder Reihe wird aus einem Mittelwert der Dampfgeschwindigkeiten in der ersten und letzten Reihe ermittelt.

Fig. 42 zeigt uns im Diagramm die Dampfgeschwindigkeiten an allen diesen Stellen. Die Kurven für c_1 sind bei dieser Rechenmethode als gerade Linien angenommen.

Für die erste Expansionsstufe ergibt sich z. B. die mittlere Dampfgeschwindigkeit zu:

$$\begin{aligned}
 c_1 &= \frac{1}{2} (75 + 100) &&= 87 \text{ m/sk} \\
 c_1 \cdot \cos \alpha_1 &= 87 \cdot \cos 20^\circ &&= 81,6 \text{ „} \\
 c_1 \cdot \cos \alpha_1 - u &= 81,6 - 30 &&= 51,6 \text{ „}
 \end{aligned}$$

und das mittlere theoretische Wärmegefälle pro Stufe ist dann:

$$\begin{aligned}
 A \frac{(c_1 \cdot \cos \alpha_1)^2 - (c_1 \cdot \cos \alpha_1 - u)^2}{g} &= \frac{81,6^2 - 51,6^2}{427 \cdot 9,81} \\
 &= 0,954 \text{ WE pro 1 kg Dampf.}
 \end{aligned}$$

17.

Um die Verluste durch Reibung und andere Ursachen zu berücksichtigen, müssen wir einen Faktor (entsprechend η im Abschnitt 8) einführen, in welchem außerdem alle Abweichungen infolge Rechenfehler Berücksichtigung finden können. Die hier angenommenen Faktoren sind 0,7 für die H.-D.-Turbine und 0,85 für die N.-D.-Turbine. Für die erste H.-D.-Expansionsstufe ergibt das Entropiediagramm ein Wärmegefälle von 15,0 WE. Mithin beträgt die Stufenzahl innerhalb dieser Expansionsstufe:

$$\frac{15,0 \cdot 0,7}{0,954} = 11.$$

Die Stufenzahlen in den anderen Expansionsstufen müssen in gleicher Weise ermittelt werden. Die erhaltenen Werte werden dann wie früher in ausgleichender Weise auf ganzzahlige Werte abgerundet.

H.-D.-Expansionsstufe:	1	2	3	4	5	6	7
Stufenzahl:	11	11	10	10	9	9	9
N.-D.-Expansionsstufe:	1	2	3	4	5	6	—
Stufenzahl:	7	6	6	6	6	5	—

Die Wärmegefälle jeder einzelnen Expansionsstufe und die Dampfgeschwindigkeiten am Anfang und Ende derselben sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Nr. der Expansionsstufe	Spezifisches Volumen des Dampfes		Dampfgeschwindigkeit c_1		Wärmegefälle WE	Schaufelgeschwindigkeit u
	Erste Reihe	Letzte Reihe	Erste Reihe	Letzte Reihe		
H.-D. 1	0,155	0,205	75	100	15,0	30,0
2	0,205	0,275	77	103	14,5	30,2
3	0,275	0,373	79	106	14,0	30,4
4	0,373	0,507	80	108	14,0	30,7
5	0,507	0,681	80,5	108,5	13,8	31,0
6	0,681	0,935	80,5	109	13,3	31,5
7	0,935	1,265	80,8	109,5	12,8	32,2
N.-D. 1	1,295	1,885	105	152	15,5	42,0
2	1,885	2,79	107,6	159	15,8	42,8
3	2,79	4,28	110,6	170	16,0	43,9
4	4,28	6,97	118	192	16,2	45,6
5	6,97	11,1	127,5	204	16,5	45,6
6	11,1	18,6	158	264	16,8	45,6

18. Bemerkungen zu dieser Berechnungsmethode.

Bei dieser letzten Berechnungsmethode fällt vor allem der angenommene hohe Dampfverbrauch auf. Dieser ist in der Absicht so hoch gewählt, um einen Leistungsüberschuß zu haben, auf den wir zurückgreifen können, falls die Turbinen nicht auf die erwartete

Leistung kommen sollten. Die Turbinenanlage, wie wir sie vorher berechnet haben, würde wahrscheinlich zur Entwicklung einer PS-Stunde nicht mehr als 6,2 kg Dampf gebrauchen, während nach unserer Berechnung stündlich 68 000 kg Dampf durch die Turbinen hindurchgehen. Mit diesen würde die tatsächliche Leistung der Turbinen etwa 11 000 PS betragen, und das sind 10 v. H. mehr als die Konstruktionsleistung. Diese Leistung würden wir bei einem Eintrittsdruck des Dampfes in die H.-D.-Turbine von 13 at abs. erreichen. Dieser Eintrittsdruck müßte heruntergedrosselt werden, falls die Turbine mit ihrer Konstruktionsleistung von 10 000 PS bei 380 Umdrehungen pro Minute laufen soll. In diesem Falle würden wir etwa auf 11,6 at abs. kommen. Diese Verminderung der Eintrittsspannung trägt nicht zur Wirtschaftlichkeit bei, da hierdurch alle Dampfgeschwindigkeiten in den einzelnen Stufen, mit denen wir gerechnet haben, verändert werden.

Weiterhin haben wir folgende Abweichung in dieser Berechnungsmethode wahrgenommen. Die Dampfgeschwindigkeiten am Anfang jeder Expansionsstufe und diejenige am Ende der letzten Expansionsstufe wurden der Berechnung zugrunde gelegt, während in den anderen Berechnungsmethoden lediglich die mittleren Geschwindigkeiten, d. h. diejenigen, die in der Mitte der betreffenden Expansionsstufe herrschen, zur Berechnung der Turbinenabmessungen dienten.

Würden alle Turbinen dieselbe Anzahl Expansionsstufen besitzen, so wären diese beiden Methoden einander gleich. Da jedoch die Zahl der Expansionsstufen in jedem Falle durchaus nicht festliegt, noch dafür irgendwelche allgemein gültige Regeln bestehen, so erscheint es vorteilhafter, die Schaufelgeschwindigkeiten u und die für die Mitte jeder Expansionsstufe gültigen Verhältnisse $\frac{u}{c_1}$ als diejenigen am Anfang derselben der Berechnung zugrunde zu legen.

Auch ist hier bei Berechnung der N.-D.-Turbine das Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ nicht konstant gehalten worden. Wäre dieses geschehen, so würden wir in der letzten Expansionsstufe bei normaler Beschaufelung etwa 71 cm lange Schaufeln erhalten haben.

Das Längenverhältnis zweier aufeinanderfolgenden Schaufeln wäre dann

$$\sqrt[5]{\frac{710}{110}} = 1,45$$

geworden, und bei halb und ganz aufgedrehter Beschaufelung in den beiden letzten Expansionsstufen hätten wir folgende Schaufelhöhen erhalten:

110, 160, 230, 334, 334, 334 mm.

8. Kapitel. Wärmediagramme.

1. Allgemeine Grundsätze.

Eine Reihe von Energiediagrammen, die den Zustand des Wasserdampfes in graphischer Form wiedergeben, sind veröffentlicht worden. In vielen von ihnen ist die Entropie eine der aufgetragenen Größen; und aus allen Diagrammen kann man den totalen Wärmeinhalt für jeden Zustand des Dampfes entnehmen.

Der Zweck der Diagramme ist im allgemeinen ein zweifacher: erstens sollen sie die Dampftabellen ersetzen und zweitens als Hilfsmittel bei Berechnungen dienen.

Die verschiedenen Größen, die in diesen Diagrammen aufgetragen werden können, sind:

1. Dampfdruck,
2. Dampftemperatur,
3. Spezifische Dampfmenge,
4. Spezifisches Volumen,
5. Wärmeinhalt,
6. Entropie.

Außer diesen Größen kann mitunter die einem gewissen Wärme- oder Druckgefälle entsprechende Dampfgeschwindigkeit dem Diagramm direkt entommen werden.

Was den Wert solcher Diagramme für den Berechnungsingenieur oder Studierenden betrifft, so ist bereits dargelegt worden, daß für die gewöhnlichen Berechnungen von Überdruckturbinen im allgemeinen das gebräuchliche Temperatur-Entropie(TS)-Diagramm von großem Nutzen ist. Für viele Zwecke dagegen eignet sich mehr eins der anderen Diagramme, weshalb diese hier beschrieben werden sollen.

Ein vollkommen neues Diagramm wurde aufgezeichnet, das sich als besonders geeignet für alle Verwendungszwecke erweisen wird. Es wurde in großem Maßstabe aufgezeichnet, diesem Buche in einer Tasche angefügt und in Abschnitt 10 dieses Kapitels näher erklärt.

2. Verschiedene Arten von Diagrammen.

In jedem Wärmediagramm werden zwei der vorhin aufgezählten sechs Größen als Koordinaten im gewöhnlichen rechtwinkligen Koordinatensystem aufgetragen. Die übrigen Größen stellen sich dann als quer dazu verlaufende Kurven dar. In den bereits in diesem Buche verwendeten Diagrammen wurde die Temperatur als Ordinate und die Entropie bezogen auf 1 kg Dampf als Abszisse aufgetragen. Sollte die spezifische Dampfmenge x ermittelt werden, so wurden eine Menge Kurven konstanter spezifischer Dampfmenge ($x = \text{konst.}$) für $x = 0,9, 0,8, 0,7$ usw. ins Diagramm eingezeichnet. Für den

praktischen Gebrauch ist es wünschenswert, daß diese Kurven in noch kleineren Abständen voneinander, z. B. für $x = 0,98, 0,96$ usw. aufgetragen werden. Die Kurven konstanten spezifischen Volumens genügen der Gleichung $v = \text{konst.}$, worin v das Volumen von 1 kg Dampf oder Mischung von Dampf und Wasser bedeutet. Mit den übrig bleibenden zwei Größen kann auf dieselbe Weise verfahren werden, jedoch wird dann das Diagramm wegen der vielen kreuz und quer laufenden Kurven außerordentlich kompliziert und deshalb undeutlich. In nahezu allen Diagrammen, die für den praktischen Gebrauch bestimmt sind, ist eine der sechs Größen zwecks Vereinfachung des Diagramms weggelassen worden.

Die verschiedenen Wärmediagramme kann man in der Hauptsache nach der Wahl der beiden rechtwinkligen Koordinaten aus diesen sechs Größen einteilen. Danach ist das gewöhnliche Wärmediagramm ein Temperatur-Entropiediagramm, das Molliersche ein Wärmehalt-Entropiediagramm, und das Fostersche ein Temperatur-Wärmehaltdiagramm. Außerdem können wir die Wärmediagramme nach fünf anderen Gesichtspunkten einteilen und zwar nach:

1. Umfang und Bereich des betreffenden Diagramms,
2. der Verwendung gleichmäßiger oder nicht gleichmäßig geteilter Maßstäbe,
3. den Dampftabellen oder Versuchsergebnissen, nach denen das Diagramm aufgetragen wurde,
4. den für die Drücke, Volumina, Temperatur und für die anderen vorkommenden Größen gebrauchten Maßeinheiten,
5. dem Umstande, welche (und ob irgendeine) der in Abschnitt 1 aufgestellten sechs Größen nicht aufgetragen wurden.

3. Übergang von einem Diagramm zum anderen.

Hinsichtlich der eben aufgezählten Verschiedenartigkeiten können wir sagen, daß, wenn die Entropie nicht parallel zu einer der beiden Koordinatenachsen aufgetragen wird, die Abweichung der wirklich stattfindenden Expansion von der adiabatischen nicht auf so einfache Weise ermittelt werden kann. Adiabaten oder Kurven konstanter Entropie können im Diagramm auch als gekrümmte Kurven dargestellt werden.

Nur im Temperatur-Entropiediagramm gibt die unterhalb irgendeiner Kurve liegende Fläche die während des Vorganges zugeführte oder abgeführte Wärmemenge an.

Nur im Druck-Volumendiagramm ergibt die unterhalb irgendeiner Kurve liegende Fläche die während des Vorganges geleistete oder dem Arbeitskörper zugeführte Arbeit.

Es sei erwähnt, daß man von einer spezifischen Dampfmenge nur im Sättigungsgebiet reden kann, und daß deshalb im Überhitzungsgebiet Kurven konstanter spezifischer Dampfmenge nicht vorkommen. Im Sättigungsgebiet fallen die Linien konstanter Tem-

peratur mit denen konstanten Druckes zusammen, und deshalb stellen sich beide durch eine einzige Kurvenschar dar.

Die im Abschnitt 1 dieses Kapitels aufgezählten sechs Größen können deshalb durch Weglassen der zweiten Größe, der Dampftemperatur, auf fünf verringert werden, indem man im Sättigungsgebiet die Kurven konstanter spezifischer Dampfmenge und im Überhitzungsgebiet die Kurven konstanter Überhitzung mit dem einfachen Ausdruck „Qualitätskurven“ oder „Kurven gleicher Beschaffenheit“ bezeichnet. Dieser Weg ist von Marks und Davis in ihren Diagrammen und Dampftabellen eingeschlagen worden. Das gewöhnliche *PV*-Diagramm, das dem Ingenieur von alters her bekannt ist, könnte in ein Wärme- oder Energiediagramm durch bloßes Einzeichnen einer Reihe Kurven konstanten Wärmeinhaltes verwandelt werden. Die Adiabaten stellen dann Kurven konstanter Entropie dar; und wenn der Wert der Entropie an jeder Adiabate verzeichnet würde, so hätten wir ein brauchbares Entropiediagramm erhalten.

Ich betone ausdrücklich, daß jedes Diagramm in einfacher Weise mit anderen Größen als Koordinaten konstruiert, und somit aus ihm irgendein anderes der vorgenannten Wärmediagramme erhalten werden kann.

4. Temperatur-Entropiediagramme.

Wärmediagramme dieser Art sind zuerst 1872 von Belpaire¹⁾ und im folgenden Jahre von Willard Gibbs²⁾ veröffentlicht worden. Ihre Anwendung auf praktische Aufgaben verdanken wir hingegen in der Hauptsache Macfarlane Gray³⁾. Fig. 43 zeigt ein vollständiges Temperatur-Entropiediagramm. Von den sechs Größen fehlen hier nur die Volumenlinien, die im Sättigungsgebiet ganz wenig ansteigen und die Kurven konstanten Druckes in sehr spitzen Winkeln überschneiden. Das Diagramm umfaßt einen sehr großen Bereich, da es sich bis 500⁰ C und Drücken bis zu 50 at erstreckt.

In Diagramme, die zur Berechnung von Dampfturbinen geeignet sein sollen, müssen eine große Menge solcher Kurven eingezeichnet werden, weshalb das Diagramm in weit größerem Maßstabe als in Fig. 43 wiedergegeben werden muß. Es wird dann unbequem groß, und um dies zu verhindern, wird nur ein bestimmter Teil des Diagramms aufgezeichnet.

Stodola hat seinem Werke über Dampfturbinen ein Diagramm beigegeben, das sich im Überhitzungsgebiet bis 500⁰ C erstreckt und vom Sättigungsgebiet nur den in der Nähe der oberen Grenzkurve befindlichen Teil enthält, was für alle praktischen Zwecke ausreicht.

¹⁾ M. Th. Belpaire, Bulletin de l'Academie royale de Belgique. 1872. Band 34.

²⁾ J. Willard Gibbs, Trans. Connecticut Acad. of Sciences, Band 2, 1873, S. 309.

³⁾ J. Macfarlane Gray, Proc. Inst. Mech. Eng. 1889, S. 399.

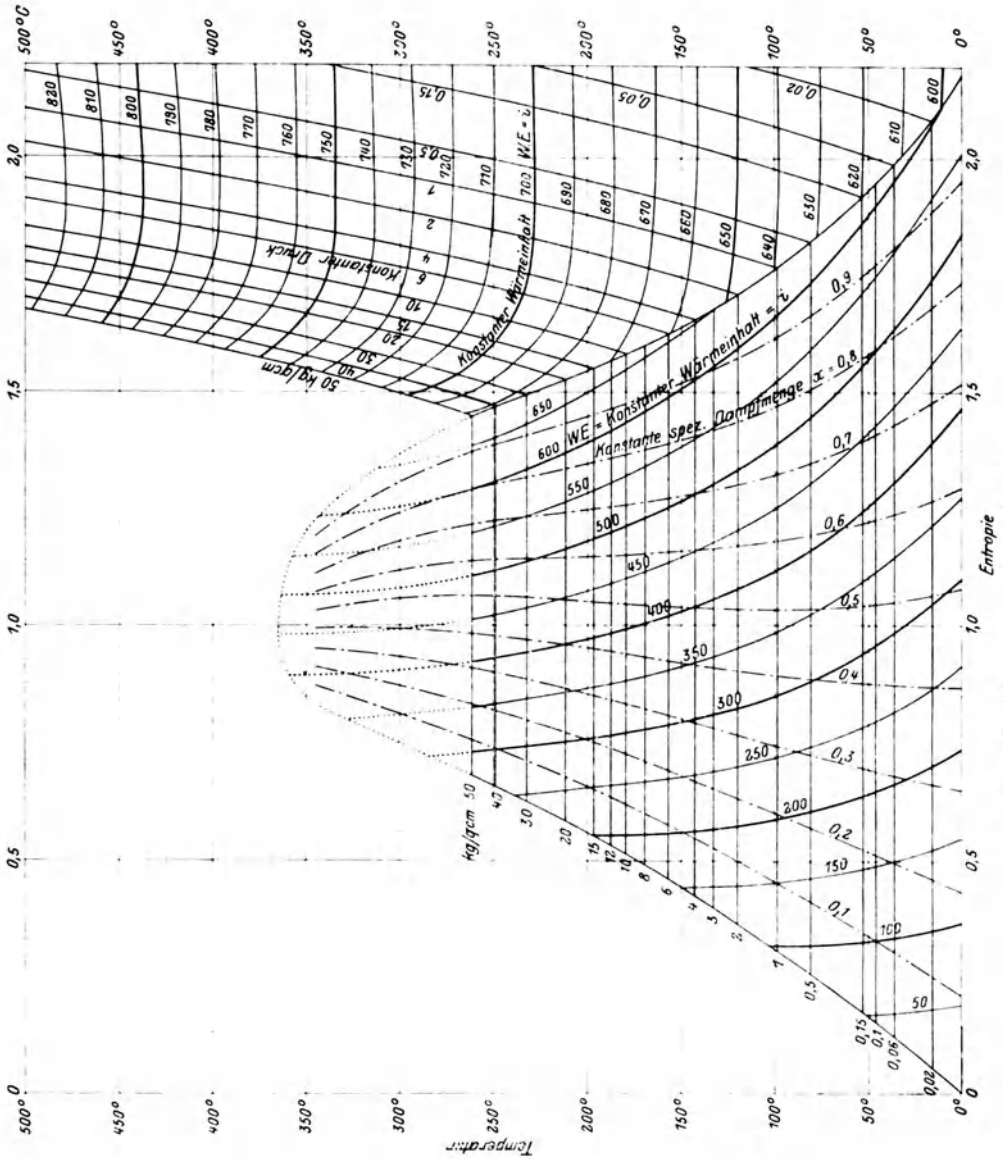


Fig. 43. Temperatur-Entropie-Diagramm.

In diesem Diagramm sind sämtliche sechs Größen in einer Reihe von Kurvenscharen zu sehen.

Für die spezifische Wärme des überhitzten Dampfes bei konstantem Druck wurden die von Knoblauch vor einigen Jahren veröffentlichten Werte zugrunde gelegt.

5. Sankeys Wärmediagramm.

Dieses ist ebenfalls ein Temperatur-Entropiediagramm. Zum Gebrauch für die Berechnung von Dampfturbinen wurde dasselbe durch Fortlassen der Kurven gleicher Dampfmenge vereinfacht. Im Sättigungsgebiet können die Volumina bequem und genau abgelesen werden, da eine große Anzahl Kurven konstanten Volumens eingezeichnet wurden. Im Überhitzungsgebiet, das sich bis 425°C erstreckt, wurden Kurven gleichen Wärmeinhaltes von 5 zu 5 WE, jedoch im Sättigungsgebiet nur alle 50 WE eingezeichnet.

Außerdem sind Maßstäbe beigegeben, die von 5 zu 5 WE eingeteilt sind und ein genaueres Ablesen der Wärmemengen ermöglichen sollen.

Im Überhitzungsgebiet sind nur für 0,7 und 7,0 at die Kurven konstanten Druckes und ebenso für 0,6 und 6,0 cbm zwei Kurven konstanten spezifischen Volumens eingezeichnet worden. Dazwischenliegende Drücke und Volumina sind vermittlels der beigegebenen Maßstäbe abzumessen. Dies bedingt natürlich eine geringe Extraarbeit, hat jedoch den Vorteil, daß das Diagramm wesentlich vereinfacht wird.

Der Teil in Fig. 42, der zwischen den Entropiewerten 0,7 und 1,4 liegt, wurde in Sankeys Diagramm weggelassen und somit das Diagramm zusammengedrängt, um an Platz zu sparen. Für die mittlere spezifische Wärme bei konstantem Druck des überhitzten Dampfes wurde der Wert 0,60 zugrunde gelegt. Der Teil des Überhitzungsgebietes, der sich über 200°C befindet, wurde auf einer gesonderten Tafel dargestellt; man kann diesen ausschneiden und in der richtigen Lage auf das andere Diagramm aufkleben. Besonders hervorzuheben ist die dem Sankey-Diagramm beigegebene Einrichtung, Expansionskurven für einen bestimmten Wirkungsgrad zwischen 0,5 und 1,0 einzuzeichnen. Dieses Diagramm ist natürlich in englischem Maßsystem entworfen, d. h. die Drücke sind in Pfund pro Quadratzoll, die Temperaturen in Graden Fahrenheit, die spezifischen Volumina in Kubikfuß pro 1 Pfund Dampf, die Wärmemengen in Brith Thermal Units ausgedrückt.

6. Das Diagramm von Mollier¹⁾.

Mollier nimmt den Wärmeinhalt als Ordinate und die Entropie als Abszisse des rechtwinkligen Koordinatensystems. Die Kurven konstanter Temperatur, konstanten Druckes, Volumens und gleicher Dampfmenge stellen sich dann als Kurvenscharen im Diagramm dar. Die vertikalen Linien sind Adiabaten und die horizontalen Linien Kurven konstanten Wärmeinhalts oder „Drosselkurven“.

An der Seite des Diagramms ist parallel zum Maßstab für die Wärmeeinheiten ein Geschwindigkeitsmaßstab aufgetragen, vermittlels

¹⁾ Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Springer 1906.

dessen man die durch eine bestimmte Wärmemenge erzeugte Ausflußgeschwindigkeit sofort ablesen kann; dabei wurde angenommen, daß die Anfangsgeschwindigkeit gleich Null ist.

Da die einem gegebenen Wärmegefälle $h = (i_1 - i_2)$ entsprechende Geschwindigkeit c durch

$$c = \sqrt{\frac{1}{A} \cdot 2g \cdot (i_1 - i_2)} = 91,53 \cdot \sqrt{i_1 - i_2}$$

gegeben ist, so wurde der Geschwindigkeitsmaßstab derart gewählt, daß einer Strecke $(i_1 - i_2)$ des Wärmemaßstabes c Einheiten des Geschwindigkeitsmaßstabes gemäß obiger Gleichung entsprechen.

Das Diagramm von Mollier eignet sich speziell für Aufgaben über die Dampfströmung durch Mündungen und Düsen und ist somit für die Berechnung von Gleichdruckturbinen besonders brauchbar. Es hat den Vorteil, daß sich in ihm die Kurven konstanten Druckes als fortlaufende Linien darstellen.

7. Beispiele für ausgeführte *JS*-Diagramme.

Eine ausgezeichnete Molliertafel hat Stodola der 4. Auflage seines Werkes über Dampfturbinen beigegeben, in die auch die Kurven konstanten Volumens aufgenommen wurden, die im ursprünglichen Mollierdiagramm fehlten. Das Überhitzungsgebiet reicht bis zu 500° C und die Kurvenschar konstanten Druckes bis 20 at.

Ein anderes Wärmehalt-Entropiediagramm wurde mit den neueren englischen Dampftabellen von Marks und Davis herausgegeben, in dem jedoch die Kurven konstanten spezifischen Volumens fehlen. Wie bereits erwähnt, sind hier im Überhitzungsgebiet die Kurven konstanter Temperatur durch Kurven gleicher Überhitzung ersetzt, was sich für den praktischen Gebrauch des Diagramms als besonders geeignet erweist.

In den beiden hier genannten Diagrammen befindet sich nur der in der Nähe der oberen Grenzkurve gelegene Teil des Sättigungsgebietes, damit man in der Lage ist, dem Diagramm einen großen Maßstab zu geben, ohne daß es ein zu großes und unhandliches Format bekommt. Ein vollständiges *JS*-Diagramm zeigt Tafel I. In diesem ist der obere Teil umgrenzt worden, dessen Vergrößerung die Mollier-Tafel darstellt.

8. Fosters Wärmediagramm.

In Fosters Diagramm sind der Wärmehalt und die Temperatur als Abszisse und Ordinate im rechtwinkligen Koordinatensystem aufgetragen. Die Flüssigkeitskurve ist eine gerade und die Sättigungskurve eine schwach gekrümmte Linie (Fig. 44). Kurven gleicher Dampfmenge müssen dann ebenfalls gerade Linien sein. *KB* ist eine Linie gleicher Dampfmenge im Sättigungsgebiet, *FW* eine Adiabate und *FY* eine Linie konstanten spezifischen Volumens. Iso-

thermen oder Linien konstanter Temperatur sind natürlich horizontale gerade Linien, und Linien konstanten Wärmeinhaltes oder „Drosselkurven“ verlaufen vertikal.

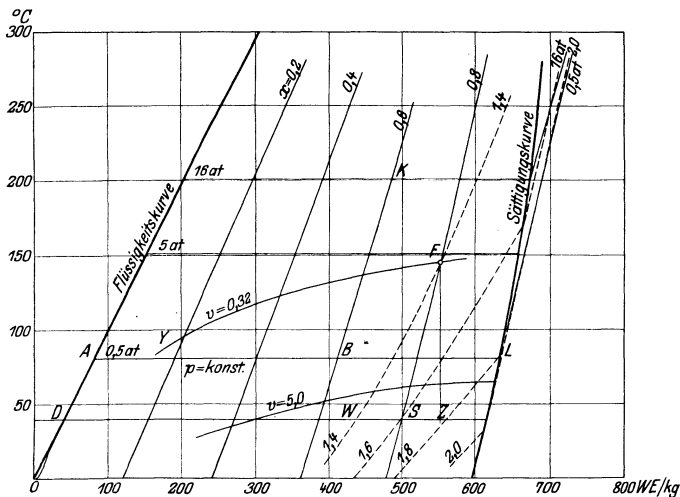


Fig. 44. Temperatur-Wärmeinhalt-Diagramm.

Die Kurven konstanter Drücke verlaufen im Sättigungsgebiet horizontal und weiterhin im Überhitzungsgebiet zur Horizontalen geneigt, wie LQ . Wird für die spezifische Wärme ein konstanter Wert zugrunde gelegt, so wird LQ ebenfalls eine gerade Linie sein. Die spezifische Dampfmenge im Punkte B beträgt:

$$x = \frac{AB}{AL};$$

und AL ist die Verdampfungswärme von 1 kg trocken gesättigten Dampfes bei einer Spannung $p = 0,5$ at.

Durch Punkt F werde der Zustand von 1 kg nassen Dampfes in diesem Diagramm dargestellt. FW ist die Adiabate und FZ die Kurve konstanten Wärmeinhaltes. FS sei eine angenommene Expansionskurve. WZ würde die Wärmemenge darstellen, die bei adiabatischer Expansion vom Punkte F aus, und bei einem thermodynamischen Wirkungsgrad $= 1$ in mechanische Arbeit oder Strömungsenergie verwandelt wird. Für die wirkliche Expansion FS ist DZ die anfänglich in Dampf enthaltene Wärmemenge und DS der Wärmeinhalt am Ende der Expansion, folglich ist in diesem Falle SZ die in mechanische Arbeit umgesetzte Wärmemenge und $\frac{SZ}{WZ}$ der thermodynamische

Wirkungsgrad der Expansion. Es sei besonders hervorgehoben, daß SZ nicht die gesamte abgegebene Wärmemenge darstellt, die in der

Tat größer als WZ infolge der während der Expansion zugeführten Wärmemenge ist. SZ ist lediglich der Nettobetrag, der in nutzbare Arbeit oder nutzbare kinetische Energie umgesetzt wurde, und dieser ist gleich der gesamten Wärmearbeit, vermindert um die Verluste infolge Reibung, Stoß usw. Wie bei den anderen Diagrammen ist in Fosters Diagramm auch nur ein Teil in der Nähe der rechten Grenzkurve in vergrößertem Maßstabe aufgetragen worden.

9. Wärmeinhalt-Druckdiagramm.

In der zweiten Tafel, die den neuen Tabellen für Wasserdampf von Mollier beigegeben wurde, sind als Abszissen die Drücke und als Ordinaten die Wärmeinhalte aufgetragen. Es enthält Kurven konstanten Volumens und gleicher Dampfmenge sowie Isothermen im Überhitzungsgebiet. Adiabaten oder Linien konstanter Entropie wurden fortgelassen.

Bei Fehlen der Adiabaten im Diagramm ist das Eintragen einer wirklichen Expansionslinie immer mit einigen Schwierigkeiten verknüpft. Jedoch könnte man die Expansionskurve in eins der anderen Diagramme einzeichnen und sodann ins JP -Diagramm übertragen. Dieses Diagramm gibt dann direkt die wirklichen Volumina pro 1 kg Dampf und den gesamten Wärmeinhalt und ist aus diesem Grunde ohne weiteres für die Berechnung von Dampfturbinen brauchbar.

10. Wärmeinhalt-Volumendiagramm.

Bei der Berechnung von Dampfturbinen interessiert uns besonders die Beziehung zwischen Wärmeinhalt und Volumen des Dampfes beim Durchgang durch die Turbine. Dies gilt vor allem für die Berechnung von Überdruckturbinen.

In dem Diagramm, das hierfür am meisten geeignet zu sein scheint, sind deshalb die Volumina und Wärmeinhalte als rechtwinklige Koordinaten aufgetragen. Mir ist nicht bekannt, daß irgend welche JV -Diagramme schon früher veröffentlicht worden sind, und ich halte dieses Diagramm zur Berechnung von Überdruckturbinen für so geeignet, daß ich diesem Buche eine Diagrammtafel in großem Maßstabe in der am Ende befindlichen Tasche beigegeben habe (Tafel III).

Damit man an allen Stellen des Diagramms die Volumina mit ein und derselben prozentualen Genauigkeit ablesen kann, wurde für diese ein logarithmischer Maßstab verwendet.

Die Ordinatenachse wurde mit einem gleichmäßig eingeteilten Maßstabe für die Wärmeinhalte versehen. Die neuesten Dampftabellen nach Mollier sowie die neuerdings von Knoblauch ermittelten spezifischen Wärmen des überhitzten Dampfes wurden dem Diagramm zugrunde gelegt. Kurven konstanter Temperatur wurden fortgelassen,

da die Temperatur keine der bei der Berechnung direkt gebrauchten Größen ist, und im Sättigungsgebiet die Temperaturkurven mit denen gleichen Druckes zusammenfallen, während im Überhitzungsgebiet Kurven konstanter Überhitzung eingezeichnet wurden.

In unserem Diagramm verlaufen die Linien konstanten spezifischen Volumens vertikal und die Drosselkurven horizontal. Die obere Grenzkurve geht mitten durch das Diagramm hindurch und teilt dasselbe in das unten liegende Sättigungsgebiet und das oben liegende Überhitzungsgebiet.

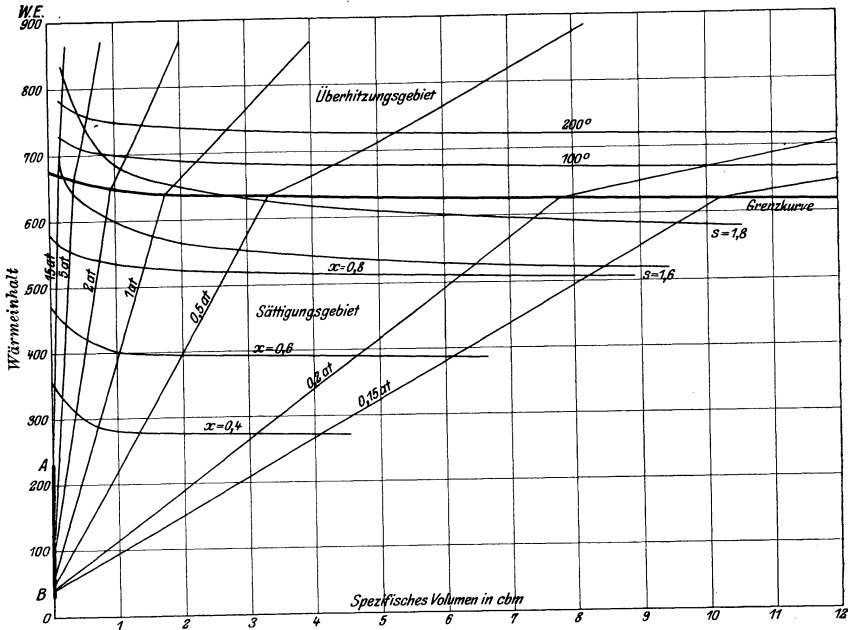


Fig. 45. Wärmeinhalt-Volumen-Diagramm.

Die Linien konstanten Druckes verlaufen im Sättigungsgebiet gerade und nahezu vertikal, im Überhitzungsgebiet schwach gekrümmt. Die Adiabaten verlaufen wie die mit 1,6, 1,4 usw. bezeichneten Kurven konstanter Entropie nahezu geradlinig bis zur Grenzkurve, durch die sie in ihrer Richtung etwas abgelenkt werden. Das vollständige JV -Diagramm, von dem nur ein Teil in der großen Diagrammtafel enthalten ist, zeigt Fig. 45 in kleinem Maßstabe, jedoch ist hier der logarithmische Maßstab für die Volumina nicht verwendet worden, um eine unverzerrte Wiedergabe des gesamten Diagramms zu erhalten. Die untere Grenzkurve oder Flüssigkeitskurve fällt vollständig mit der vertikalen Achse zusammen, wie bei AB zu sehen ist.

11. *JV*-Diagramm für einen bestimmten thermodynamischen Wirkungsgrad¹⁾.

Die Berechnung von Dampfturbinen würde sich bedeutend vereinfachen, wenn Diagramme verwendet würden, die das wirkliche Dampfvolumen als Funktion der beim Durchgang durch die Turbine abgegebenen Wärmemenge angeben. Solche Diagramme müßten unter Berücksichtigung des in jedem einzelnen Falle angenommenen thermodynamischen Wirkungsgrades aufgezeichnet werden. Selbst wenn stets trocken gesättigter Dampf beim Eintritt in die Turbine vorausgesetzt würde, wären eine Menge solcher Diagramme nötig, um gemäß den vorkommenden verschieden großen thermodynamischen Wirkungsgraden genau zu verfahren.

Begnügen wir uns hingegen mit hinreichend guten Annäherungswerten, so ist mit einem einzigen Diagramm vielen Berechnungen gedient. Aus diesem Grunde ist auf Tafel II ein derartiges Diagramm für einen thermodynamischen Wirkungsgrad von 0,67 aufgestellt worden. Als Abszissen wurden die wirklichen Volumina pro kg Dampf und als Ordinaten die während der Expansion von einer bestimmten Eintrittsspannung bis auf ein bestimmtes Volumen abgegebenen oder nutzbar gemachten Wärmemengen aufgetragen.

Bei der Konstruktion des Diagramms wurde angenommen, daß der Dampf beim Eintritt in die Turbine gerade trocken gesättigt ist, und außerdem die neuen Dampftabellen nach Mollier zugrunde gelegt.

Das Diagramm weicht von allen anderen dadurch ab, daß es die dem Dampf durch Reibungs-, Stoß- und Spaltverluste usw. zugeführten Wärmemengen berücksichtigt. Es gibt deshalb sowohl die tatsächliche Wärmearbeit als auch das wirkliche Volumen im Verlaufe der Expansion an, ist aber in dieser Hinsicht nur für einen bestimmten vorausgesetzten thermodynamischen Wirkungsgrad vollkommen genau.

Man kann sich jedoch überzeugen, daß bei Annahme eines anderen thermodynamischen Wirkungsgrades das Diagramm nur unbedeutend verändert wird, weshalb dasselbe für alle Fälle, in denen trocken gesättigter Dampf der Turbine zugeführt wird, mit guter Annäherung zu gebrauchen ist.

Im Wärmediagramm (Fig. 46) ist *CD* die Adiabate und *Cf* die wirkliche Expansionskurve. Die genaue Lage des Punktes *f* wird

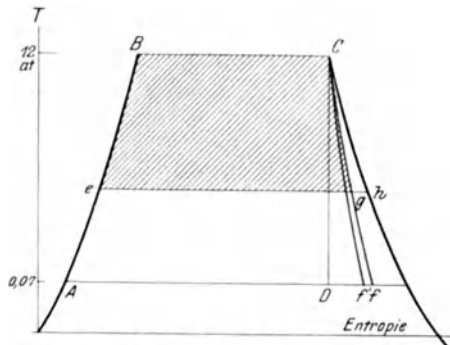


Fig. 46. Einfluß des thermodynamischen Wirkungsgrades.

¹⁾ Siehe Proc. N. E. Coast Inst. of Engineers, Bd. 26, 1910, S. 301 bis 307.

durch den zugrunde gelegten thermodynamischen Wirkungsgrad bestimmt. Die durch f gehende Expansionslinie in Fig. 46 gelte z. B. für einen thermodynamischen Wirkungsgrad von 0,6. Für $\eta = 0,7$ würde dieselbe durch f' hindurch gehen.

Man sieht, daß eine Änderung des thermodynamischen Wirkungsgrades nur eine geringe prozentuale Veränderung des spezifischen Volumens und der vom Dampf abgegebenen Wärmemenge zur Folge hat. Da diese beiden Größen gleichzeitig zu- oder abnehmen, so ist der Einfluß des thermodynamischen Wirkungsgrades auf die Kurven sehr gering.

Ziehen wir die Horizontale eh , so ist die spezifische Dampfmenge $x = \frac{eg}{eh}$, woraus das spezifische Volumen bestimmt werden kann. Die gesamte während der Expansion von C bis g vom Dampf bereits abgegebene Wärmemenge wird durch die gestrichelte Fläche $eBCg$ dargestellt. Die somit erhaltenen spezifischen Volumina und die Flächeninhalte in WE wurden als Koordinaten auf Tafel II aufgetragen.

Die Kurven wurden für die absoluten Eintrittsdrücke 7 bis 16 at in Intervallen von 1,0 at aufgezeichnet. Die querlaufenden gestrichelten Linien geben die absoluten Drücke im Verlaufe der Expansion an. Der logarithmische Maßstab ergibt dieselbe prozentuale Genauigkeit beim Abgreifen an allen Stellen des Diagramms.

12.

Um den Gebrauch der Tafel II zu erläutern, sei hier angenommen, daß wir eine Turbine, bestehend aus einer H.-D.- und einer N.-D.-Turbine, zu berechnen hätten. Der Dampf werde der H.-D.-Turbine bei einem Überdruck von 11 at zugeführt. Aus den Kurven finden wir, daß bei der Expansion von einer Eintrittsspannung von 12 at abs. bis auf ein Vakuum von 71 cm Q.-S. ($\sim 0,07$ at abs.) ein Wärmegefälle von 192 WE pro 1 kg Dampf durchlaufen wird. Bei gleicher Kraftverteilung und unter Annahme desselben Wirkungsgrades für die Energieumsetzung in beiden Tur-

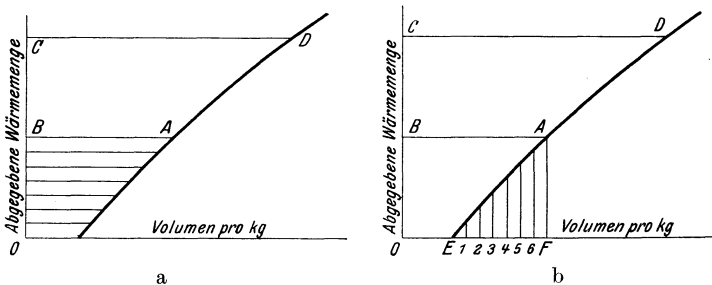


Fig. 47. Erklärung für den Gebrauch der Tafel II.

binen, muß der Dampf nach Abgabe von 96 WE, also bei einem Drucke von etwa 1,25 at abs. in die N.-D.-Turbine überführt werden.

In der Fig. 47a wurde die betreffende Expansionskurve in kleinerem Maßstabe aus dem Kurvenblatte herausgezeichnet und die Teilungslinie AB zwischen beiden Turbinen gezogen, indem Linie OC halbiert wurde.

Für 7 Expansionsstufen innerhalb der H.-D.-Turbine ergibt das bei Verteilung gleicher Leistung auf jede Expansionsstufe ein Wärmegefälle pro Stufe von:

$$\frac{1}{7} \cdot 96 = 13,7 \text{ WE.}$$

Zieht man nun im Diagramm sechs wagrechte Linien im Abstände von 13,7 WE, so kann das spezifische Volumen zu Anfang oder in der Mitte einer jeden Expansionsstufe sofort abgelesen werden.

13.

Zwecks Teilung in Expansionsstufen mit gleicher Geschwindigkeitszunahme anstatt gleichen Wärmegefälles haben wir nur nötig, die Strecke EF entsprechend der Gesetzmäßigkeit einer geometrischen Reihe aufzuteilen (siehe Fig. 47b). Für die hier betrachtete Turbine beträgt das Expansionsverhältnis des Dampfes in der H.-D.-Turbine:

$$\frac{\text{Volumen bei } F}{\text{Volumen bei } E} = \frac{1,24}{0,168} = 7,39.$$

Hieraus ergibt sich das Expansionsverhältnis pro Stufe zu:

$$\sqrt[7]{7,39} = 1,33.$$

Folglich beträgt das spezifische Volumen am Ende der ersten Expansionsstufe:

$$1,33 \cdot 0,168 = 0,224 \text{ cbm,}$$

am Ende der zweiten Expansionsstufe:

$$1,33 \cdot 0,224 = 0,298 \text{ cbm}$$

und so fort.

In gleicher Weise kann bei der Aufteilung des Gefälles für die N.-D.-Turbine verfahren werden.

14. Rechnungsbeispiel für eine 1000 KW-Turbine.

Mit Hilfe der Tafel II soll hier ein Beispiel vollständig durchgerechnet werden.

Zu berechnen ist eine 1000 KW-Turbine. Der Dampfdruck am Absperrventil betrage etwa 14 at abs., die minutliche Umdrehungszahl 1500 und der Kondensatordruck 71 cm Q.-S.

Soll die Turbine beträchtlich überlastet werden können, so muß für normale Belastung ein gewisser Spielraum zwischen dem Druck am Absperrventil und dem beim Eintritt in die Schaufeln gelassen werden. Wir wollen annehmen, daß der Dampf bei normaler Be-

lastung der Turbine mit 11 at abs. Druck und zwar in trocken gesättigtem Zustande in die erste Schaufelreihe eintreten möge. Beträgt die absolute Spannung am Auspuffende 0,1 at, so erhalten wir aus dem Kurvenblatt ein totales Wärmegefälle von etwa 180 WE.

Wir wollen wählen für die erste Expansionsstufe:

$$\frac{u}{c_1} = 0,5 \quad \text{und} \quad u = 34 \text{ m/sk.}$$

Die Leistung werde derartig verteilt, daß $\frac{1}{4}$ auf die H.-D.-Stufe, $\frac{1}{4}$ auf die M.-D.-Stufe und $\frac{1}{2}$ auf die N.-D.-Stufe komme. H.-D.- und M.-D.-Teil sollen je 3 Expansionsstufen erhalten und der N.-D.-Teil deren fünf.

Der mittlere Durchmesser für den H.-D.-Teil ist:

$$\frac{60 \cdot u}{\pi \cdot n} = \frac{60 \cdot 34}{1500 \cdot \pi} = 0,43 \text{ m.}$$

Bei einem Verhältnis von $\sqrt{2}$ der Durchmesser der einzelnen Teile zueinander, ist folglich der

mittlere Durchmesser des M.-D.-Teils = $\sqrt{2} \cdot 0,43 = 0,61 \text{ m}$

„ „ „ N.-D.-Teils = $2 \cdot 0,43 = 0,86 \text{ m.}$

Für $\eta = 0,6$ wird die Anzahl der Reihen im H.-D.-Teil:

$$z = \frac{\eta \cdot h \cdot g}{A(2k \cos \alpha_1 - 1) \cdot u^2} = \frac{0,6 \cdot 9,81 \cdot \frac{1}{4} \cdot 180 \cdot 427}{(2 \cdot 2 \cdot 0,94 - 1) \cdot 34^2} = 36,2.$$

Stufenzahl im M.-D.-Teil = $\frac{36,2}{2} = 18,1$, da hier u^2 doppelt so groß wird und sonst alle Größen der Gleichung konstant bleiben.

Stufenzahl im N.-D.-Teil = 18,1, da jetzt h und u^2 doppelt so groß wie im M.-D.-Teil werden und alle übrigen Größen konstant bleiben.

15.

Wir teilen nun das gesamte Wärmegefälle mit Hilfe der Tafel II in die einzelnen Expansionsstufen der verschiedenen Turbinenteile auf und können die zum Ende und zur Mitte jeder Expansionsstufe gehörigen Volumina ablesen. Diese Werte sind in dem Schaufelungsplan auf S. 157 zusammengestellt.

Nach Kapitel V Abschnitt 16 ermittelt sich die Schaufelhöhe in mm aus der Gleichung:

$$l = 955 \cdot \frac{G \cdot v}{D \cdot c_1}.$$

Lassen wir einen Dampfverbrauch von 8,2 kg/KW-Std. zu, so erhalten wir:

$$G = \frac{8,2 \cdot 1000}{3600} = 2,28 \text{ kg Dampf pro sk.}$$

Folglich ist für den H.-D.-Teil:

$$l = \frac{955 \cdot 2,28 \cdot v}{0,43 \cdot 68} = 74,5 \cdot v$$

für den M.-D.-Teil:

$$l = \frac{74,5}{2} \cdot v = 37,3 \cdot v$$

und für den N.-D.-Teil:

$$l = \frac{74,5}{4} \cdot v = 18,6 \cdot v.$$

Die aus diesen Gleichungen erhaltenen Resultate sind in dem Beschauelungsplan am Ende dieser Seite eingetragen.

Das Wärmegefälle der N.-D.-Turbine wurde nicht wie bei den anderen Turbinenteilen gleichmäßig auf die verschiedenen Expansionsstufen verteilt, sondern im Verhältnis der innerhalb jeder Expansionsstufe befindlichen Stufenzahl. Für den H.-D.- und M.-D.-Teil bedeutet dies eine unnötige Maßnahme.

Das Wärmegefälle innerhalb der ersten und dritten N.-D.-Expansionsstufe ist somit:

$$\frac{4}{17} \cdot 89,5 = 21,1 \text{ WE}$$

und in den übrigen Stufen 15,8 WE.

16.

Man beachte, daß die Schaufelhöhen anstatt mit einem Exponenten von $\sqrt{2}$ mit einem solchen von etwa 1,35 im H.-D.-Teil bis auf einen Mittelwert von 1,62 im N.-D.-Teil in geometrischer Reihe anwachsen. Der gewählte Wert für $\eta = 0,6$ ist möglicherweise selbst für gesättigten Dampf zu niedrig gegriffen; jedoch darf hierbei nicht vergessen werden, daß sich η auf einen Teil der tatsächlich abgegebenen Wärmeenergie bezieht, die merklich größer als die bei Annahme adiabatischer Expansion des Dampfes ist. Man könnte an

Schaufelungsplan einer 1000 KW-Turbine.

Teil der Turbine . . .	H.-D.			M.-D.			N.-D.					
	1	2	3	1	2	3	1	2	3	4	5	
Nr. der Expansionsstufe												
Wärmegefälle bis Ende der Expansionsstufe .	14,9	29,8	44,7	59,7	74,6	89,5	110,6	126,4	147,4	163,2	179,0	
Wärmegefälle bis Mitte der Expansionsstufe .	7,5	22,4	37,3	52,2	67,1	82,0	100,1	118,5	136,9	155,3	171,1	
Spezifisches Volumen in der Mitte der Exp.-St.	0,210	0,285	0,385	0,52	0,72	0,98	1,48	2,33	3,82	6,4	10,3	
Berechnete Schaufelhöhe in mm	16	21	29	20	27	37	28	43	71	119	192	
Stufenzahl pro Expansionsstufe	12	12	11	6	6	6	4	3	4	3	3	

vorstehender Berechnung zwei Abänderungen der gemachten Annahmen vornehmen. Wollen wir erstens den Wert $\eta = 0,7$ einführen, so brauchen wir lediglich die Stufenzahl im Verhältnis 7:6 zu vergrößern.

Wollen wir zweitens den Dampfverbrauch von 8,2 auf 7,7 kg-KW-Std. ermäßigen, so müssen alle Schaufelhöhen im Verhältnis 7,7:8,2 verkleinert werden. Die Dampfgeschwindigkeiten werden dann unverändert bleiben, und die veränderte Dampfmenge wird nur die Schaufelhöhen beeinträchtigen.

9. Kapitel.

Turbinen für Sonderzwecke. Wärmespeicher. Kombinierte Anlagen von Kolbenmaschinen und Dampfturbinen.

1. Erklärung besonderer Arten von Dampfturbinen.

In den letzten Jahren hat die Verwendung von Gegendruck-Abdampf- und Zweidruckturbinen große Ausdehnung angenommen.

Eine Gegendruckturbine besteht lediglich aus einem H.-D.-Teil. Innerhalb derselben expandiert der Dampf bis auf eine verlangte Spannung, die gewöhnlich über Atmosphärendruck liegt, und wird dann nach Austritt aus der Turbine noch zu einem anderen Zwecke verwendet, z. B. zur Beheizung von Gebäuden oder zu Fabrikationszwecken, besonders in der chemischen Industrie. Turbinen dieser Art finden auch zahlreich Verwendung auf Schiffen zum Antrieb der Hilfsmaschinen, wo dann ihr Auspuffdampf den Hauptantriebsmaschinen des Schiffes oder in der gewöhnlichen Weise als Zusatzdampf einer dem Druck entsprechenden späteren Expansionsstufe der N.-D.-Turbine zugeführt wird. Die Berechnung geschieht in genau derselben Weise wie bei gewöhnlichen H.-D.-Turbinen, und deshalb erübrigt sich darüber alles weitere.

Gegendruckturbinen, die nach dem Gleichdruckprinzip arbeiten, haben in neuerer Zeit in einigen Fällen auf Kriegsschiffen Verwendung gefunden.

Die Abdampfturbine wird gegenwärtig als Landturbine in Verbindung mit Kolbendampfmaschinen in ausgiebigem Maße gebraucht. Diese letzteren Maschinen, die sonst meistens mit Auspuff in die Atmosphäre arbeiten, führen ihren Auspuffdampf, dessen Druck wenige Zehntel Atmosphären über Atmosphärendruck liegt, in N.-D.-Turbinen in Verbindung mit einem Kondensator. Diese Turbinen können in derselben Weise wie gewöhnliche N.-D.-Turbinen berechnet werden, nur daß sie in der Regel mit höheren Drehzahlen laufen als Turbinen für elektrischen Antrieb.¹⁾

¹⁾ Als Beispiel einer Abdampfturbine siehe die der Brush-Company in Engineering 1910, Bd. 90, S. 3.

Zweidruckturbinen werden deshalb so genannt, weil sie sowohl mit hoch- als auch mit niedergespanntem Dampf wirtschaftlich betrieben werden können. Für dieselben kommt Abdampf in möglichst ausgedehntem Maße zur Verwendung; ist hingegen die zur Verfügung stehende Abdampfmenge nicht hinreichend genug, so kann ihnen auch Frischdampf direkt aus den Kesseln zugeführt werden, da sie einen besonderen H.-D.-Teil besitzen.

2. Verwendung von Abdampfturbinen.

Die Abdampfturbine hat in solchen Betrieben, wie Kohlenzechen, Eisen- und Stahlwerken mit Erfolg Verwendung gefunden, wo die Anlage gewöhnlich durch Auspuffdampfmaschinen betrieben wurde. Die Leistung dieser hier zur Verwendung kommenden Abdampfturbinen ist häufig größer als die der ihnen vorgeschalteten Kolbendampfmaschinen. Diese Leistung der Turbinen wird ohne einen weiteren Aufwand von Kohle, und ohne irgendwie den Wirkungsgrad oder die Arbeitsweise der Dampfmaschinen zu beeinträchtigen, gewonnen. Die Abdampfturbinen können hier zur Erzeugung elektrischen Lichtes oder zum Betriebe irgendwelcher Nebenmaschinen gebraucht werden. Abdampfturbinen sind besonders bei Betriebserweiterungen zu empfehlen. Werden sie mit elektrischen Generatoren gekuppelt, so kann die aus dem Auspuffdampf gewonnene elektrische Energie in neuere Teile des Werkes oder zu Maschinen, die von der Kraftzentrale weit entfernt Aufstellung fanden, geleitet werden. Abdampfturbinen kommen besonders dort mit Vorteil zur Aufstellung, wo Kühlwasser für die Kondensationsanlage in reichlicher Menge vorhanden ist. Ist dies nicht der Fall, so muß eine Rückkühlanlage vorgesehen werden. Da der Verlust an Kühlwasser infolge Verdampfung im Kühlturm nur 80—85 v. H. des Kondensates beträgt, so wird die gesamte Wassermenge zur Kesselspeisung und Kondensator Kühlung nicht größer als bei Auspuffbetrieb der Maschine sein.

3. Wärmespeicher.

Die Anwendung von Wärmeakkumulatoren oder Wärmespeichern zur Aufspeicherung der Wärme des Abdampfes verdanken wir in der Hauptsache Professor Rateau.¹⁾

Geschieht die Zuführung des Abdampfes mit Unterbrechungen, so muß ein Teil seiner Wärme aufgespeichert werden, um nachher in den Zeiträumen, wo keine Dampfzufuhr stattfindet, wieder abgegeben zu werden. Damit ist eine stetige Dampfzufuhr zur Abdampfturbine möglich geworden.

Ist die Unregelmäßigkeit der Dampfzufuhr nicht groß, so genügt mitunter der Einbau einer großen Expansionskammer oder eines Dampfreservoirs; schwankt hingegen die Dampfzufuhr bedeutend, so

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ingen. 1904, S. 772; 1906, S. 355.

kommen diese nicht in Frage, und es erweist sich als notwendig, den Auspuffdampf größtenteils zu kondensieren und somit seine Wärme in Form von Flüssigkeitswärme aufzuspeichern.

Das Fassungsvermögen des Wärmespeichers hängt natürlich von der Größe der aufzuspeichernden Wärmemenge ab und ist gewöhnlich verhältnismäßig groß. Arbeiten die Dampfmaschinen einen Bruchteil einer Minute lang und stehen dann mehrere Minuten still, so muß der Wärmespeicher nahezu die ganze Wärme des Auspuffdampfes in den kurzen Zeiträumen, während denen die Dampfmaschinen arbeiten, aufnehmen und aufspeichern.

Wärmespeicher müssen deshalb so konstruiert und berechnet sein, daß sie erstens große Wärmemengen aufspeichern und zweitens diese Wärmemengen schnell aufnehmen können. Es ist besonders wichtig, daß dieser letzten Bedingung vollauf Rechnung getragen wird.

4. Wirkungsweise des Wärmespeichers.

Verschiedene Arten von Wärmespeichern sind bis jetzt zur Ausführung gelangt, deren Wirkungsweise auf ganz denselben Grundprinzipien beruht. Die Wärme des Abdampfes wird verwendet, um eine bestimmte Wassermenge bei oder nahezu Atmosphärendruck zu erwärmen, und diese Wärme wird dann durch Rückverdampfung des Wassers wieder abgegeben.

Der Speicher besteht gewöhnlich aus einem liegenden geschlossenen Kessel, der zum Teil mit Wasser gefüllt ist. Der eintretende Dampf wird durch Rohre unter den Wasserspiegel geführt, falls es statthaft ist, ihn mit Wasser zu mischen. Eine heftige Zirkulation wird so herbeigeführt und ermöglicht eine gleichmäßige Erwärmung der ganzen Wassermasse.

Die auftretenden Folgeerscheinungen sollen im Folgenden betrachtet werden:

Die Begleiterscheinungen der Temperaturerhöhung des Wassers sind einerseits ein Verdampfen, andererseits ein Emporsprudeln eines Teils des Abdampfes an die Wasseroberfläche. Letzterer Vorgang muß in dem Maße stattfinden, daß der Druck im Dampfraum stets gleich dem Sättigungsdruck des Dampfes bei der betreffenden Wassertemperatur ist.

Es findet daher ein allmähliches Anwachsen des Druckes im Wärmespeicher statt; jedoch kann dieser Druck den des zugeführten Abdampfes nicht übersteigen.

Während das eben Besprochene vor sich geht, entnimmt die Turbine dem Dampfraume des Wärmespeichers beständig Dampf, der durch Rückverdampfung aufgebracht werden muß. In gewissen Fällen dagegen geht ein Teil des Dampfes vom Auspuffrohr der Kolbenmaschine aus, wenn möglich durch ein Umgehungsventil, direkt in die Turbine. Werden die Dampfmaschinen still gesetzt, oder wird die Dampfzufuhr zum Wärmespeicher anderweitig unterbrochen, so

sinkt der Druck im Wärmespeicher allmählich infolge des Abströmens in die Turbine.

Dieser Druckabfall hat ein Rückverdampfen und einen gewissen Temperaturabfall zur Folge. Auf diese Weise kann der Turbine eine Dampfmenge zugeführt werden, deren Wärmeinhalt tatsächlich gleich der zuvor vom Wärmespeicher aufgenommenen Wärmemenge ist.

5. Temperaturerhöhung im Wärmespeicher.

Die genaue Berechnung der Temperaturerhöhung, die durch Einführung einer gegebenen Dampfmenge in einen Kessel, in dem sich bereits Dampf und Wasser befindet, hervorgerufen wird, ist selbst unter den einfachsten Umständen eine etwas schwierige Sache.

Für den Fall eines Wärmespeichers kommt eine weitere Komplikation durch den Umstand hinzu, daß die Wärmemengen sich hier nicht im Gleichgewicht befinden. Aus diesem Grunde kann man das Ergebnis einer derartigen Berechnung nur als Näherungswert betrachten. Für die folgende Berechnung wollen wir annehmen, daß während des Aufspeicherungsprozesses jeglicher Dampf der Turbine direkt durch ein Umgehungsventil zugeführt werden möge, oder falls er in den Wärmespeicher eintritt, er die Rechnungsergebnisse in keiner Weise beeinflußt. Es bedeute:

D = Gewicht des Dampfes, der pro Minute im Wärmespeicher aufgespeichert wird (= Gewicht des Abdampfes — Gewicht des in die Turbine gelangenden Dampfes),

W = Gewicht des Wassers im Wärmespeicher,

r = Verdampfungswärme (latente) pro kg Dampf entsprechend der Temperatur im Wärmespeicher,

Δt = Temperaturerhöhung pro Minute infolge einer Dampfzufuhr von D kg pro Min.

Sodann ergibt die folgende Formel angenähert die Temperaturerhöhung:

$$\Delta t = \frac{r \cdot D}{W + D}.$$

Es ist aber hinreichend genau, die folgende einfachere Annäherungsformel zu gebrauchen. In dieser bedeutet:

D = das dem Speicher zugeführte Dampfgewicht während eines Aufspeicherungs Vorganges,

Δt = Temperaturerhöhung des Wassers.

Dann beträgt die zugeführte Wärmemenge $D \cdot r$ WE, und die vom Wasser absorbierte Wärmemenge $W \cdot \Delta t$ WE oder als Gleichung geschrieben ist:

$$D \cdot r = W \cdot \Delta t \quad \text{folglich} \quad \Delta t = \frac{D \cdot r}{W}$$

oder
$$W = \frac{D \cdot r}{\Delta t}.$$

6. Fassungsvermögen des Wärmespeichers.

Das Fassungsvermögen eines Wärmespeichers kann nur unter Bezugnahme auf die größte Spannung des Abdampfes angegeben werden, d. h. auf den höchsten Gegendruck, den der Speicher den Dampfmaschinen bieten darf. Es bedeute:

t_e = höchste zulässige Temperatur des Abdampfes (gehörig zur Auspuffspannung),

t_1 = untere oder Anfangsgrenze der Temperatur im Wärmespeicher, W = Gewicht des Wassers im Wärmespeicher,

D = Gewicht des Abdampfes, der während eines Vorganges aufgespeichert wird. (= Dampfgewicht aus den Dampfmaschinen — das den Turbinen während eines Aufspeicherungs Vorganges zugeführte Dampfgewicht),

r = Verdampfungswärme pro kg wie vorher.

Dann ist das größte Dampfgewicht, das dem Wärmespeicher zugeführt werden kann, ohne daß die gegebene Temperaturgrenze t_e überschritten wird, angenähert:

$$D = \frac{W}{r} (t_e - t_1).$$

Soll aber die Endtemperatur des Wassers weniger als t_e , sagen wir t_2 betragen, so müssen wir obige Gleichung ersetzen durch:

$$D = \frac{W}{r} (t_2 - t_1).$$

Das Fassungsvermögen ist praktisch durch W begrenzt, da eine zu große Verminderung von t_1 ungünstig auf die Turbine einwirkt.

Die Temperaturdifferenz $t_e - t_1$ ist ein Maßstab für den Wirkungsgrad des Wärmespeichers hinsichtlich der verfügbaren Energie. Die durchschnittliche Zufuhr an Abdampf muß hinreichend sein, die Turbine mit Dampf zu versorgen, sowie Dampf- und Wärmeverlusten Rechnung zu tragen, da sonst die untere Grenztemperatur t_1 im Wärmespeicher sinken wird.

Der Gegendruck der Dampfmaschinen wird natürlich durch den Druck im Wärmespeicher reguliert. Der Widerstand des letzteren ist gering und entspricht einer Druckdifferenz von 0,02 bis 0,04 at zwischen Dampfraum im Speicher und dem Druck des zugeführten Auspuffdampfes. Der Gegendruck schwankt deshalb in geringem Maße gleichzeitig mit dem Druck im Wärmespeicher, und die Temperatur des eintretenden Dampfes ist jederzeit um ein Geringes (etwa 0,5 bis 1^o C) höher als die des Dampfraumes im Wärmespeicher.

7. Einfluß der Unterbrechungspausen in der Dampfzuführung.

Das während einer Aufspeicherungsperiode vom Wärmespeicher aufzunehmende Dampfgewicht wurde bereits erklärt als das Gewicht des von den Dampfmaschinen kommenden Abdampfes, vermin-

dert um dasjenige, das mehr oder minder direkt während der Arbeitsphase der Dampfmaschinen der Turbine zuströmt. Dieses kann jedoch aus der während der Zeit des Stillstandes der Dampfmaschinen für die Turbine erforderlichen Dampfmenge bestimmt werden. Diese Methode bringt den Umstand deutlicher zum Ausdruck, daß die Dauer dieser Unterbrechungspausen für den Speicher der ausschlaggebende Faktor ist. Bedeutet:

G_s = das, der Turbine pro Std. zugeführte Dampfgewicht (= stündl. Abdampfgewicht aus den Dampfmaschinen),

Δz = Zeitintervall in Minuten, während welchem die Dampfmaschinen stillstehen,

so beträgt das Dampfgewicht, das der Speicher der Turbine während jeder Unterbrechung zuführen muß:

$$\frac{G_s}{60} \cdot \Delta z,$$

und dieser Betrag muß deshalb innerhalb jeder Arbeitsphase der Dampfmaschine, d. h. innerhalb einer Aufspeicherungsperiode aufgespeichert werden.

Somit haben wir:

$$D = \frac{G_s}{60} \cdot \Delta z.$$

Das notwendige Fassungsvermögen des Wärmespeichers ist somit unabhängig von der Länge einer Arbeitsphase, aber direkt proportional der Länge einer Stillstandspause der Dampfmaschinen.

Dagegen ist es wichtig, festzuhalten, daß die Dampfmenge, die insgesamt in einer bestimmten Zeit durch den Speicher hindurchwandert, direkt proportional der Länge einer Arbeitsphase ist.

Beispiel. 8000 kg Abdampf stehen pro Stunde zur Verfügung. Die jedesmalige Dampfführung von $\frac{1}{2}$ Minute erfolgt alle 4 Minuten. Die Temperatur im Wärmespeicher soll zwischen 93 und 103°C schwanken. Die mindestzulässige Größe des Speichers soll ermittelt werden.

Die durchschnittliche Dampfführung während einer 4 minutlichen Periode beträgt:

$$\frac{8000}{60} \cdot 4 = 533 \text{ kg.}$$

Die Turbinen erfordern, daß während der halben Minute eine Dampfmenge von $\frac{533}{8} = 67 \text{ kg}$ aufgespeichert wird.

Das gesamte während einer Periode aufzuspeichernde Dampfgewicht beträgt somit: $533 - 67 = 466 \text{ kg}$.

$$t_e = 106^\circ\text{C} \quad t_2 = 103^\circ\text{C} \quad t_1 = 93^\circ\text{C},$$

$$r = 540 \text{ WE} \quad D = 466 \text{ kg},$$

$$W = \frac{D \cdot r}{(t_2 - t_1)} = \frac{466 \cdot 540}{10} = 25\,200 \text{ kg}$$

$$= 25,2 \text{ cbm Wasser.}$$

Ist der Wärmespeicher halb mit Wasser gefüllt, so muß sein Gehalt $50\frac{1}{2}$ cbm betragen. In obiger Berechnung, die etwaige Wärmeverluste nicht berücksichtigt, wurde angenommen, daß der Wärmespeicher hinreichend schnell genug absorbieren kann, so daß sämtlicher Abdampf aufgespeichert wird. Ferner haben wir unter 8000 kg das Gewicht des tatsächlich zur Verfügung stehenden Dampfes und nicht dasjenige einer bestimmten Mischung von Dampf und Wasser verstanden.

Das aufzuspeichernde Dampfgewicht kann einfacher als das Dampfgewicht pro Minute multipliziert mit der Zeit, während der keine Dampfzufuhr stattfindet, ausgedrückt werden. Es ist mithin (gemäß Abschnitt 7)

$$D = \frac{8000}{60} \cdot 3\frac{1}{2} = 466 \text{ kg.}$$

8. Praktische Angaben.

In Übereinstimmung mit einer guten modernen Ausführung muß der Druck im Wärmespeicher zwischen einem Unterdruck von 5 cm Q.-S. und einem Überdruck von 0,15 at variieren können. Dies entspricht einer Temperaturdifferenz von $5,6^{\circ}$ C. Wir können dann 540 WE als einen Normalwert der Verdampfungswärme annehmen. Unter diesen Voraussetzungen beträgt das für den Wärmespeicher erforderliche Wassergewicht $W = \frac{540 \cdot D}{5,6} = 97 \cdot D$, worin D das Dampfgewicht pro Speicherungsperiode bedeutet. D ist gleich $1/60 \times$ (Dampf pro Stunde \times Unterbrechungspause in Minuten), so daß die Wassermenge des Wärmespeichers $W = 1,61 \times$ Dampf pro Std. in kg \times Unterbrechungspause in Minuten beträgt.

Die Unterbrechungspause rechnet von Ende einer Arbeitsphase der Dampfmaschine (= Dampfzufuhr) bis zum Beginn der nächsten. Soll der Wärmespeicher bis zur Hälfte mit Wasser gefüllt sein, so muß sein Rauminhalt betragen:

$$\frac{W}{500} \text{ cbm.}$$

Dies mag als der mindest mögliche Rauminhalt angesehen werden. Da der gesamte Wasserinhalt nicht völlig an der Wärmespeicherung beteiligt sein soll, und eventuellen Wärmeverlusten Rechnung zu tragen ist, so nehme man den wirklichen Rauminhalt des Wärmespeichers zu 15 bis 30 v. H. über diesen Wert hinaus. Rauminhalt des ganzen Kessels in cbm = $0,0042 \times$ stündliches Dampfgewicht in kg \times Länge einer Stillstandspause in Minuten.

Beispiel. Man ermittle die angenäherte Größe eines Wärmespeichers für 23000 kg Abdampf pro Stunde, wenn jede Unterbrechung in der Dampfzufuhr eine Minute beträgt.

Nach der Formel: Rauminhalt = $0,0042 \times$ stündliches Dampfgewicht \times Länge einer Stillstandspause finden wir:

$$0,0042 \cdot 23\,000 \cdot 1 = \sim 100 \text{ cbm,}$$

was einer Länge des Wärmespeichers von etwa 12,5 m und einem Durchmesser von 3,2 m entspricht.

9. Der Wärmespeicher von Rateau.

Die Wirkungsweise des Wärmespeichers von Rateau wird bei Betrachtung der Fig. 48 verständlich. Er besteht aus einem liegenden Kessel, der in seiner Längsrichtung von den Rohren *A* ovalen Querschnitts durchzogen ist. Der Wasserspiegel befindet sich etwas über diesen Rohren. Der Auspuffdampf wird durch das Ventil *B* dem Inneren der Rohre zugeführt, aus denen er durch kleine Löcher

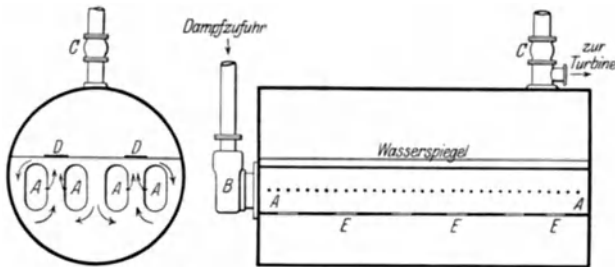


Fig. 48. Wirkungsweise des Rateau-Speichers.

in den Seitenwänden austritt und so eine heftige Zirkulation des Wassers in der Richtung der Pfeile hervorruft. Zuweilen werden anstatt der kleinen Löcher nach oben gerichtete Düsen verwendet, um so eine bessere Wasserzirkulation zu erzielen.

In das Dampfrohr, das zu den Turbinen führt und in der Figur zu sehen ist, ist das Sicherheitsventil *C* eingebaut, durch das der Dampf in die Atmosphäre entweichen kann, wenn der Druck im Wärmespeicher einen gewissen festgesetzten Wert überschreitet.

Es sei erwähnt, daß sich die Löcher oder Düsen nur auf einer Seite der Rohre befinden.

Bleche *D* durchziehen den Kessel in seiner Längsrichtung und sind zwischen je zwei Rohren angeordnet, um ein Mitreißen oder Spritzen des Wassers in den Dampfraum zu verhindern.

Mitunter sind eine Anzahl Schlitze *E* auf der Unterseite der Rohre angebracht, um bei sehr schneller Dampfzufuhr eine entsprechend stärkere Kondensierung zu ermöglichen.

10. Der Zweikammer-Wärmespeicher von Rateau.

Fig. 49 gibt die Konstruktionszeichnung eines Rateau-Speichers wieder, der durch eine Längswand in eine obere und untere Kammer

geteilt ist. Durch diese Konstruktion wird eine vollständigere und schnellere Wärmeverteilung im Wasser erreicht. In größeren Speichern befinden sich zwei oder noch mehr Scheidewände.

Die in Fig. 49 eingeschriebenen Abmessungen gelten für einen Wärmespeicher, dem pro Std. etwa 32000 kg Abdampf mit periodischen Unterbrechungen von 1 Minute Dauer zugeführt werden. Der Dampf tritt bei *A* ein und geht direkt in das Innere der

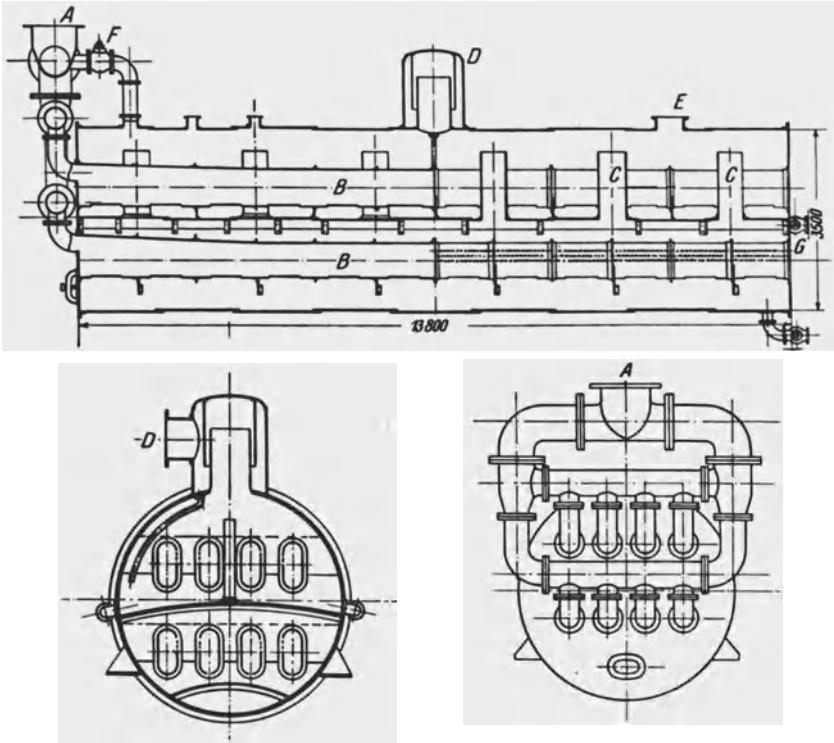


Fig. 49. Zweikammer-Wärmespeicher, System Rateau.

Rohre *B*. In jedem dieser Rohre befinden sich drei Reihen Löcher von 20 mm Durchmesser, und außerdem auf der Unterseite der Rohre die vorher erwähnten Schlitze.

Der in die untere Kammer eingeführte Dampf gelangt durch die Rohre *C* in die obere Kammer. Der Turbine wird der Dampf von dem Dampfdom *D* aus zugeführt.

F ist ein Rückschlagventil, welches verhindern soll, daß die Spannung im Zuleitungsrohr *A* unter die im Dampftraume des Speichers sinkt. Außerdem ist dieses Rückschlagsventil notwendig, um die Gewißheit zu haben, daß während der Unterbrechungspausen in der Dampfzufuhr kein Wasser aus dem Speicher in die Dampf-

maschine gelangen kann. Weitere Armaturen bestehen in einem Sicherheitsventil bei *E*; Überlauf- und Regulierhahn *G*; einer Vorrichtung, um in beiden Kammern den gleichen Wasserstand zu halten; einem Ölabscheider, Schaumsammler und mehreren Ventilen, die zwecks Reinigung und Auffüllen des Kessels gebraucht werden.

11. Der Wärmespeicher von Morison.

Die Wirkungsweise in Morisons patentiertem Wärmespeicher ist eine etwas andere. Anstatt, daß der gesamte Dampf durch das Wasser hindurch geht, wird ein Teil, der sofort von den Turbinen benötigt wird, durch das Ventil *A* (Fig. 50) abgeführt. Dieses Ventil

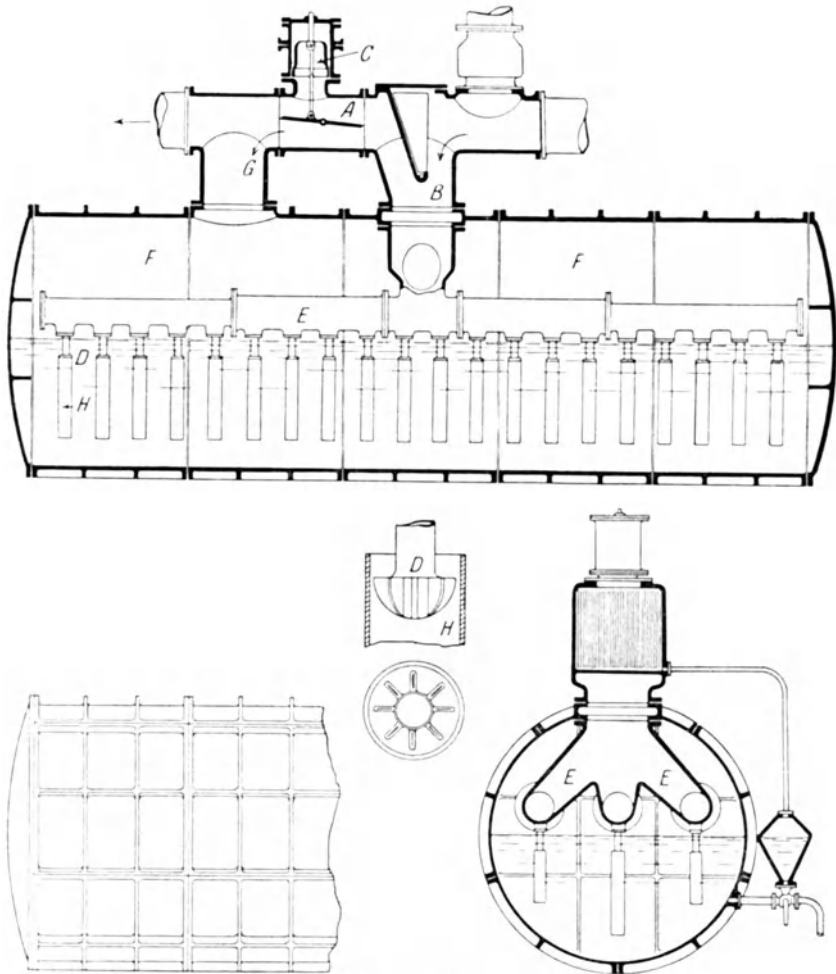


Fig. 50. Morison-Wärmespeicher.

ist nie vollständig geschlossen. Es wird durch einen federbelasteten Kolben *C* derart gesteuert, daß es der Dampfzufuhr zum Speicher denselben Widerstand entgegensetzt wie die Düsen *D*. Andererseits ist das Ventil *A* vollkommen geöffnet, wenn der Speicher an die Turbinen Dampf abgibt, so daß der in den Zuführungsrohren und in den Rohren des Speichers selbst befindliche Dampf unmittelbar weiterströmen und Arbeit in den Turbinen leisten kann.

Der aufzuspeichernde Dampf gelangt durch das Rohr *B* und die Längsrohre *E* in die Düsen *D*. Der Widerstand der Düsen und des über ihnen befindlichen Wassers beträgt etwa 0,02 at. (Druckunterschied zwischen *E* und *F*.) Die Rohre *H*, die die Düsen umgeben und sich bis nahezu auf den Boden des Kessels erstrecken, dienen zur Erzeugung der Wasserströmung, die innerhalb derselben von unten nach oben und außerhalb der Rohre in umgekehrtem Sinne verläuft. Ein Unterscheidungsmerkmal dieser Art von Wärmespeichern liegt in der Ausführung der Düsen. Eine derselben ist in Fig. 51 schematisch und in größerem Maßstabe dargestellt.

Ein anderes Unterscheidungsmerkmal bildet der Umstand, daß bei Beginn der Dampfzufuhr ein Teil des durch *A* strömenden

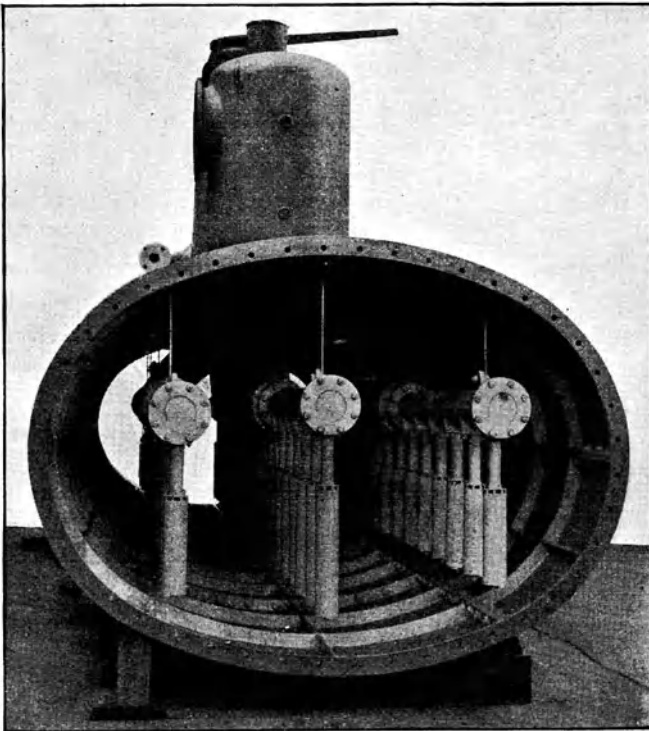


Fig. 51. Morison-Wärmespeicher nach Entfernung der Deckel.

Dampfes (wie durch den Pfeil bei G angegeben) in den Dampfraum F gelangt und hier ein plötzliches geringes Anwachsen des Druckes verursacht. Dies hat zur Folge, daß der aus den Düsen austretende Dampf das Wasser auf einer niedrigeren Temperatur als der dem Siedepunkt entsprechenden vorfindet. Infolgedessen wird die Wärme des Dampfes vollständig zur Erhöhung der Wassertemperatur und nicht zu einer gleichzeitigen Erwärmung und Verdampfung des Wassers wie sonst aufgebraucht. Da der Hauptzweck darin besteht, die Wassertemperatur so schnell als möglich zu erhöhen, so scheint hierin ein wesentlicher Vorteil dieses Wärmespeichers zu liegen, und ich glaube, daß er sich gerade in dieser Hinsicht in der Praxis bewährt hat. Die in Fig. 51 wiedergegebene Abbildung ermöglicht eine gute Vorstellung der Konstruktion, da die Deckel des Kessels entfernt wurden, und die innere Anordnung deshalb deutlich zu sehen ist.

12. Andere Arten von Wärmespeichern¹⁾.

Es gibt noch verschiedene Arten von Wärmespeichern, wie die der westfälischen Aktiengesellschaft Gustav Moll, bei denen zur schnelleren Absorption des Dampfes der Wasserinhalt durch die Dampfströmung in ständiger Bewegung gehalten wird.

Ein anderer Wärmespeicher nach Rateau besteht aus einem vertikalen Kessel²⁾, in dem sich eine Menge horizontaler Wände oder flacher Behälter befinden, von denen jeder mit Wasser gefüllt ist, so daß für die Verdampfung eine große Oberfläche geboten wird.

Ebenso hat man verschiedene Arten von Düsen verwandt, um den Aufspeicherungsvorgang nach Möglichkeit zu beschleunigen. Zuweilen haben dieselben die Form eines durch den Auspuffdampf betätigten Injektors, und außerdem sind Verteilerplatten angeordnet worden, um die Wasserströmung in bestimmte Wege zu leiten.

Auch der Morison-Speicher ist in verschiedener Hinsicht verbessert worden³⁾. Da mit dem Abdampf der Kolbenmaschinen beständig Öl in den Speicher gelangt, so kann hierdurch die Aufnahmefähigkeit desselben mit der Zeit auf die Hälfte herabgesetzt werden. Durch eine einfache sinnreiche Einrichtung wird das auf der Oberfläche des Wassers schwimmende Öl selbsttätig entfernt.

13. Wasserströmung und Schnelligkeit des Aufspeicherungsvorganges.

Bei der Konstruktion eines Wärmespeichers kann nie genug Sorgfalt auf die Bewerkstelligung einer möglichst vollkommenen

¹⁾ Siehe Internationaler Kongreß Düsseldorf 1910; Berichte der Abteilung für angewandte Mechanik, S. 224—235. Aufsatz von Grunewald, Zeitschr. d. Ver. d. Ingen. 1911, S. 215, 247, 378.

²⁾ Proc. Inst. Mech. Eng. 1901, S. 945.

³⁾ Siehe Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1912, S. 309.

Wasserkirkulation verwendet werden. Da Wasser ein schlechter Wärmeleiter ist, so ist nur durch starkes Umrühren eine durch und durch gleichmäßige Erwärmung desselben zu erzielen, was auch vermittels einer heftigen Zirkulation erreicht werden kann. Es ist notwendig, daß das gesamte Wasser in Strömung kommt, da die Erfahrung lehrt, daß wenn hierfür nicht hinreichend Sorge getragen wird, ein Teil des Wassers einen geschlossenen Kreislauf unter sich bildet und andere abseitsliegende Wassermassen nicht mit in Strömung bringt. Eine schlechte Zirkulation hat 1. ein vermindertes Wärmefassungsvermögen, 2. eine geringere Wärmeabsorption in der Zeiteinheit zur Folge, d. h. sie wirkt nachteilig auf die beiden Hauptfaktoren der Wirkungsweise des Wärmespeichers ein.

Die Bedeutung einer schnellen Wärmeaufnahme kann schwerlich zu hoch veranschlagt werden. Der Umstand, daß eine Fördermaschine 30 Sekunden lang arbeitet und dann 3 Minuten still steht, gibt nur einen oberflächlichen Begriff von der Kürze der Zeit, die für einen Aufspeicherungs Vorgang zur Verfügung steht. Während der ersten wenigen Sekunden wird den Fördermaschinen tatsächlich während des ganzen Hubes Dampf zugeführt; d. h. sie arbeiten mit größter Füllung. Die Anfangsspannung des Dampfes im Dampfmaschinenzylinder fällt ebenso rasch wie die Umlaufzahl zunimmt. Damit nimmt auch das Dampfgewicht pro Hub ab, und schon nach Ablauf von etwa 20 Sekunden wird die gesamte Dampfzufuhr abgesperrt. Die maximale aufzuspeichernde Dampfmenge ist somit erheblich größer, als die durchschnittlich abzuführende. Es ist nicht immer ratsam, den Wärmespeicher für die Aufnahme dieser maximalen Dampfmenge zu bemessen, da andernfalls der überschüssige Dampf durch das Sicherheitsventil entweicht. Je schneller die Aufspeicherung vor sich geht, um so geringere Dampfverluste werden durch Abblasen dieses Ventils entstehen.

14. Abdampfspeicher, Bauart Balke-Harlé.

Vor kurzer Zeit wurde von der Maschinenbau-A.-G. Balke in Bochum und der Gutehoffnungshütte der Bau von Glockenabdampfsammlern nach den Patenten der Société Harlé & Co., Paris, aufgenommen. Dieser Abdampfspeicher besteht aus einer schwimmenden Glocke mit Wasserabschluß, ganz ähnlich einem Gasbehälter, und unterscheidet sich in der Hauptsache von den vorgenannten Wärmespeichern mit Wasserinhalt dadurch, daß er den Dampf in seiner eigentlichen Form aufbewahrt. Wenn auch der Glockenspeicher für größere Abdampfmengen zu voluminös werden wird, und hier der durch Absorption des Wassers wirkende Wärmespeicher (Rateau, Morison) am Platze ist, so besitzt er doch wesentliche Vorteile, die ihm ein bestimmtes Anwendungsgebiet sichern werden. Diese Vorteile seien in folgenden Punkten zusammengefaßt:

1. Geringerer Gegendruck von nur 0,03 at auf die vorgeschal-

teten Kolbenmaschinen, was eine Verringerung der Arbeitsverluste derselben zur Folge hat.

2. Das Fassungsvermögen des Glockenspeichers ist einwandfrei zu ermitteln, während dies bei den Wärmespeichern mit Wasserinhalt gewisse Schwierigkeiten bietet.

Hierdurch sind eventuell auftretende Dampfverluste von vornherein zu vermeiden.

3. Da der Dampf hier nicht mit Wasser in Berührung kommt, und der Glockenspeicher dazu noch als Wasserabscheider wirkt, so werden die an den Speicher angeschlossenen Abdampfturbinen bei weitem trockeneren Dampf erhalten.

Da die ganze Glocke des Speichers mit einer 50 mm starken Wärmeschutzmasse überzogen ist, so wurden die Kondensatverluste im Inneren zu nur 0,25 kg/qm und Stunde festgestellt. Auf die verschiedenen Armaturen, wie eingebaute Ölabscheider, Sicherheitsventil, Frischdampfventil, Lufteinlaßventil usw. soll hier nicht näher eingegangen werden. Als Nachteil dieser Bauart sei jedoch die etwas teurere Instandhaltung als bei Wärmespeichern mit Wasserfüllung angeführt.

15. Zweidrukturbinen.

Ist die Zeit, während welcher die Dampfmaschinen stillstehen, größer als die, für die der Wärmespeicher berechnet wurde, so ist es nötig, die Dampfzufuhr zu den Turbinen irgendwie zu vergrößern. Zu diesem Zwecke wird ein Druckminderventil angebracht, durch das Frischdampf in die Abdampfturbine gelangen kann, wenn der Druck im Wärmespeicher unter eine gewisse Grenze absinkt.

Wird eine beträchtliche Frischdampfmenge in dieser Weise zugeführt, so wird der Vorteil einer erhöhten Wirtschaftlichkeit fraglich. Man führt dann besser den Frischdampf, ohne ihn zu drosseln, in eine Gegendruck- oder Hochdruckturbine und den Auspuffdampf dieser letzteren in die Abdampfturbine. Um diese Anordnung zu umgehen, werden neuerdings Zweidrukturbinen gebaut. Diese bestehen aus einem Hoch- und Niederdruckteil in einem Gehäuse, dem der Dampf an zwei verschiedenen Stellen zugeführt wird. Durch einen dieser Stutzen wird Frischdampf dem H.-D.-Teil zugeführt, und durch den anderen gelangt Abdampf in den N.-D.-Teil. Kommt Frischdampf zur Verwendung, so wird er durch beide Teile der Turbine hindurchgeführt. Jeden Dampfeinlaß steuert ein besonderes Ventil und Regler. Solche Turbinen ergeben den gleichen wirtschaftlichen Betrieb, mögen sie nun mit Frisch- oder Abdampf oder auch mit beiden Dampfarten in beliebigem Mengenverhältnis arbeiten.

In Fig. 52 ist eine Zweidrukturbine der A.-G. Brown, Boveri & Cie. dargestellt. *A* ist die Abdampfzuführung zur Doppelturbine und *C* das Frischdampfventil. Abdampf- und Frischdampfventil werden durch den am linken Ende der Turbine befindlichen Regler betätigt, indem derselbe den Öldurchfluß in der Regulierleitung mehr oder

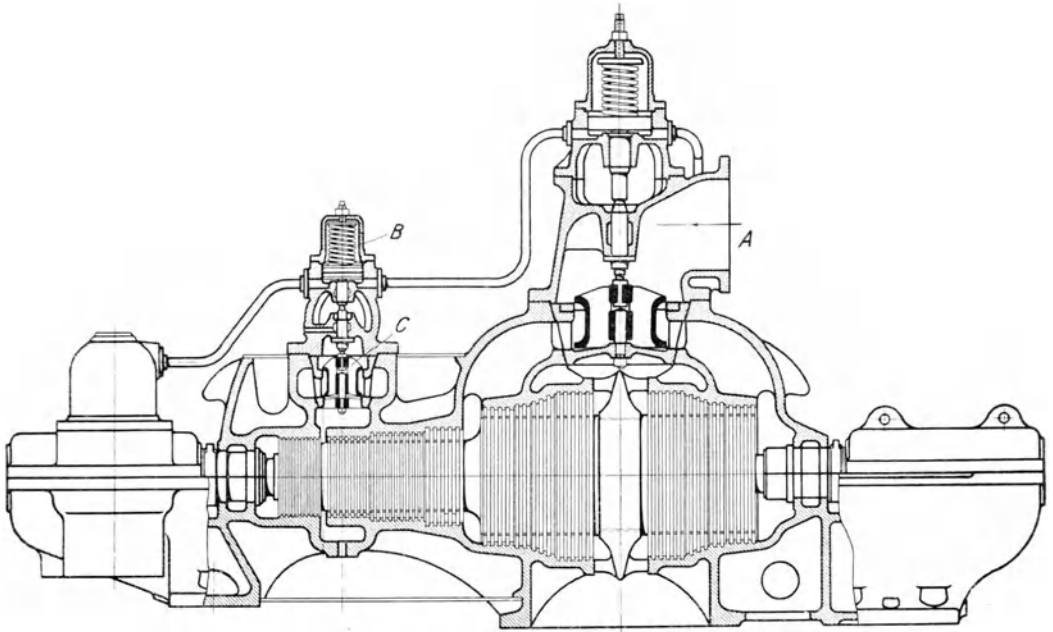


Fig. 52. Brown-Boveri-Zweidruckturbine.

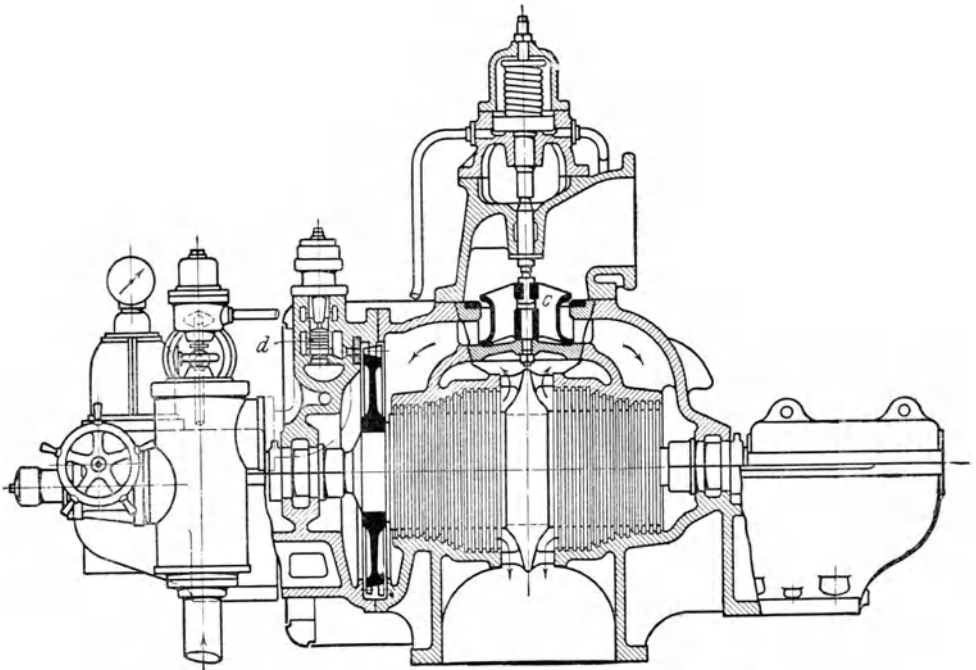


Fig. 53. Brown-Boveri-Zweidruckturbine mit Aktionsrad.

weniger drosselt. Die über dem Ölkolben des Frischdampfventils befindliche Feder *B* ist nun so eingestellt, daß dieses Ventil erst dann angehoben wird, sobald das Abdampfventil vollständig geöffnet ist.

Fig. 53 veranschaulicht eine Zweidruckturbine derselben Firma, in der der H.-D.-Teil durch ein Aktionsrad ersetzt und damit die Längenausdehnung der Turbine verringert wurde.

Der im folgenden wiedergegebene wirtschaftliche Vergleich¹⁾ einer Zweidruckturbine in Verbindung mit Kolbenmaschine mit einer reinen Kolbenmaschinenanlage ist besonders interessant und zeigt deutlich die Vorteile der gemischten Anlage. Die Anlage von 450 KW Gesamtleistung besteht aus einer Einzylinder-Corliss-Dampfdynamo

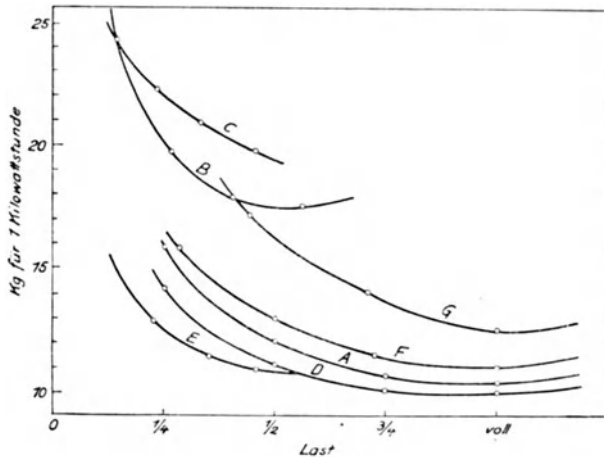


Fig. 54.

von 250 KW und einer Zweidruck-Turbodynamo von 200 KW. Die Kondensationsanlage ergibt einen mittleren Unterdruck von 68,6 cm Q.-S. = 90 v. H.

Die Dampfverbrauchskurven der Fig. 54 gelten für die folgenden Betriebskombinationen:

A = Verbund-Corliss-Maschine von 450 KW. 100 Umdrehungen pro Minute. Mechanischer Wirkungsgrad 94 v. H., elektr. Wirkungsgrad 91,0 bis 92,5 v. H. bei Halb- bzw. Vollast.

B = Corliss-Einzylindermaschine von 250 KW mit Auspuffbetrieb (1,07 at). 200 Umdrehungen pro Minute. Wirkungsgrade dieselben wie vorher.

C = Garantierter Dampfverbrauch einer 200 KW Niederdruckturbine. Abs. Eintrittsdruck 1,07 at, Enddruck 0,15 at.

D = Corliss-Einzylindermaschine in Verbindung mit Niederdruckturbine (ohne Frischdampfzuführung) unter Berücksichtigung eines Kondensationsverlustes von 13 v. H.

¹⁾ H. V. Haden, Zeitschr. Power and the Engineer.

E = Zweidruckturbine betrieben nur mit Hochdruckdampf bis auf 0,15 at abs. Spannung.

F = Kolbenmaschine in Verbindung mit Zweidruckturbine bei stündlicher Entnahme von etwa 900 kg Heißdampf von atmosphärischem Druck.

G = Corliss-Verbundmaschine mit Kondensation bei stündlicher Entnahme von etwa 900 kg Heißdampf von atmosphärischem Druck.

Man sieht aus den Kurven, daß die kombinierte Anlage von Kolbenmaschine und Zweidruckturbine in allen Fällen, ob Heißdampf gebraucht wird oder nicht, der reinen Kolbenmaschine vorzuziehen ist. Dazu sind die gesamten Gesteungskosten der Anlagen nahezu einander gleich, wenn nicht die der gemischten Anlage sogar etwas geringer.

16. Turbinen mit Zwischendampfentnahme („Anzapfturbinen“).

In verschiedenen Zweigen der Industrie, besonders in der chemischen Großindustrie wird neben Dampf zur Erzeugung elektrischer Energie auch solcher von 1 bis 5 at abs. Spannung zur Koch-, Trocken- und Heizzwecken usw. gebraucht. Hier entnimmt man diesen Dampf mit Vorteil einer Zwischenstufe der Hauptturbine. Die Fig. 55 zeigt eine Brown-Boveri-Parsons-Turbine gemischter Bauart mit einer Anzapfstelle. Der Frischdampf tritt durch das am unteren Ende des Drosselventilgehäuses sichtbare Rohr A ein und expandiert durch den Hochdruckteil der Turbine, der hier aus einem zweikränzigen Gleichdruckrad B besteht. Hierauf gelangt ein Teil des Dampfes an die Verwindungsstelle des Heißdampfes durch das senkrecht nach unten führende Rohr C . Der andere Teil wird dem

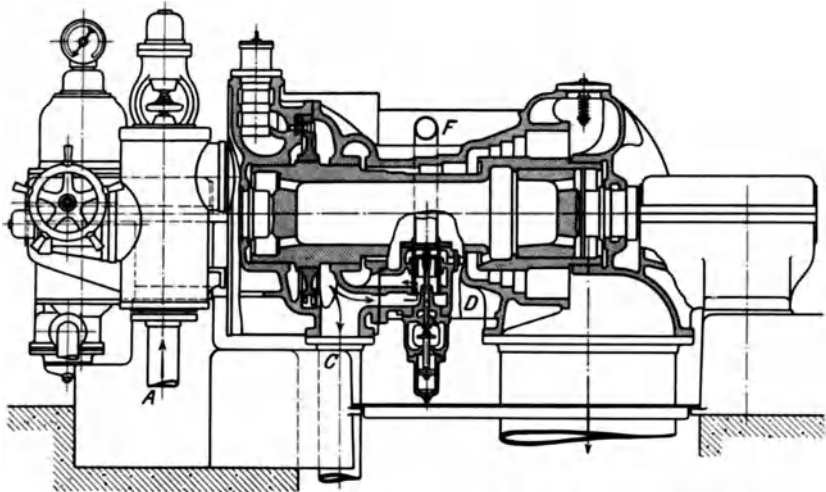


Fig. 55. Kombinierte Anzapfturbine, Bauart Brown-Boveri-Parsons.

Niederdruckteil der Turbine durch das im Schnitt dargestellte Ventil *D* zugeführt, das gleichzeitig den entnommenen Heizdampf auf konstanter Spannung erhält. Das selbsttätige Überströmventil ist in Fig. 56 in größerem Maßstabe dargestellt. Es besteht aus einem Kolbenschieber, der auf der oberen Seite mittels des Rohres *F* und eines eingebauten Reduzierventils dem gleichbleibenden Kesseldruck und auf seiner anderen Seite dem Druck des Heizdampfes ausgesetzt ist. Wird die abgenommene Zwischendampfmenge geringer und erhöht sich infolgedessen die Spannung in der Heizdampfleitung, so steigt das Überströmventil selbsttätig und läßt durch *E* eine größere Menge Dampf in die Niederdruckstufe gelangen, worauf der geforderte konstante Druck in der Heizdampfleitung wiederhergestellt wird. Hochdruck- und Niederdruckteil sind durch eine Labyrinthdichtung getrennt. Durch das in die Rohrleitung *F* eingebaute Reduzierventil ist das Überströmventil auf verschiedene Anzapfdrucke in den Grenzen von je $\frac{1}{2}$ at nach oben und unten einzuregulieren.

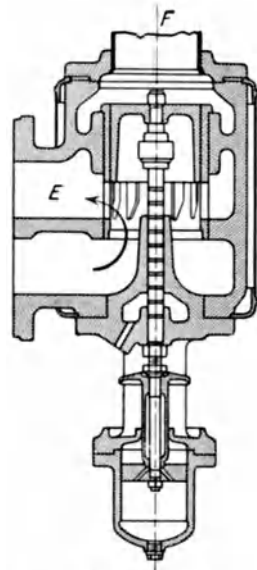


Fig. 56. Selbsttätiges Überströmventil.

Überschreitet die für Fabrikationszwecke benötigte Dampfmenge eine gewisse Grenze, so daß der Dampfverbrauch des Niederdruckteils hiergegen verhältnismäßig gering wird, so wird Hochdruck- und Niederdruckteil in zwei getrennten Gehäusen ausgebildet und durch ein zwischen beiden angeordnetes Drosselventil die Zwischendampfentnahme reguliert und die Heizdampfspannung konstant gehalten. Eine solche Ausführung der A. E. G. zeigt Fig. 57.

Das Drosselventil *D* wird durch den Kraftkolben *A* und vermittels des Steuerschiebers *B* infolge des auf den Kolben *C* wirkenden Heizdampfdruckes derart betätigt, daß es je nach der benötigten Zwischendampfmenge mehr oder weniger Dampf in die Niederdruckturbine eintreten läßt und somit den Druck in der Heizdampfleitung dauernd konstant hält. Das Ganze arbeitet genau wie ein Regulatorkraftgetriebe mit Rückführung (s. Kap. XIV), bei dem der Regler bei *C* angreifen würde. Durch Spannung der Feder *E* vermittels der darunter befindlichen Flügelschraube ist der gewünschte Heizdampfdruck genau einzustellen.

Um zu zeigen, daß es rationeller ist, den Heizdampf einer Anzapfstelle der Turbine als dem Kessel zu entnehmen, sei die folgende Überschlagrechnung durchgeführt. Es seien 2500 kg Heizdampf pro Stunde und außerdem 1000 KW für Kraftzwecke benötigt. Für letztere werden entsprechend einem mittleren Dampfverbrauch für Turbinen derartiger Größe (s. S. 82) etwa 8000 kg Dampf/Std.

gebraucht. Wird der Heizdampf unmittelbar den Kesseln entnommen, so würde der Gesamtaufwand an Dampf

$$8000 + 2500 = 10\,500 \text{ kg/Std.}$$

betragen. Wird jedoch eine Anzapfung vorgesehen, und der Hochdruckteil der Turbine etwas reichlicher dimensioniert, so daß die

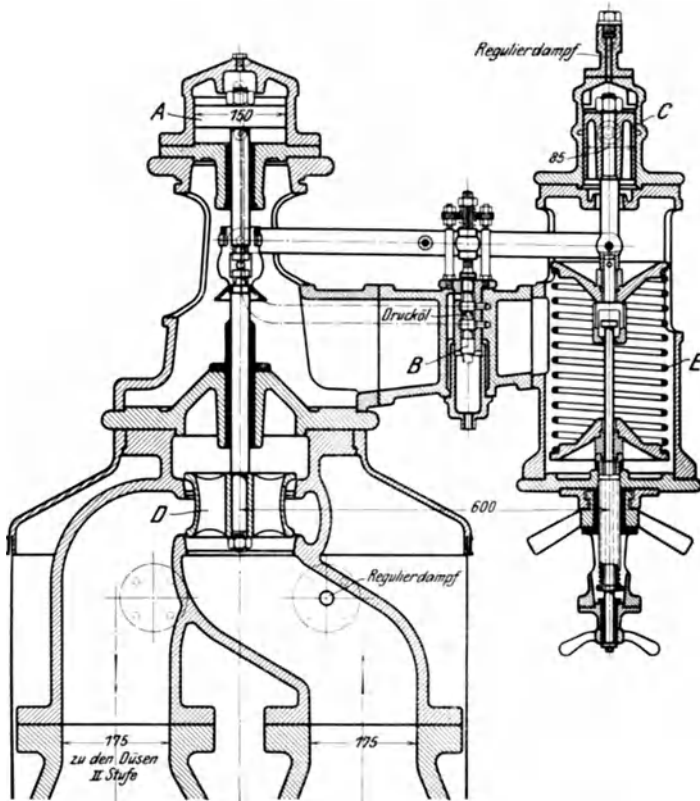


Fig. 57. A.E.G.-Drosselventil für Zwischendampfentnahme.

2500 kg Heizdampf noch mit hindurchströmen können, so werden diese bei Expansion bis auf einen Anzapfdruck von 2,0 at abs. wenigstens noch 100 KW leisten. Für die Turbine bleiben somit 900 KW übrig, entsprechend einem stündlichen Dampfverbrauch von etwa 7200 kg. Mithin beträgt der Gesamtaufwand an Dampf bei Zwischendampfentnahme:

$$7200 + 2500 = 9700 \text{ kg/Std.,}$$

und die Ersparnis durch Anzapfung 800 kg/Std. gegenüber der direkten Frischdampfheizung.

17. Abdampfturbinen und Versuchsergebnisse derselben.

Zur Erreichung großer Endschaufelquerschnitte und um dadurch hohe Unterdrücke besonders günstig ausnutzen zu können, stellt die Firma Brown-Boveri & Cie. die in Fig. 58 dargestellte Doppel-

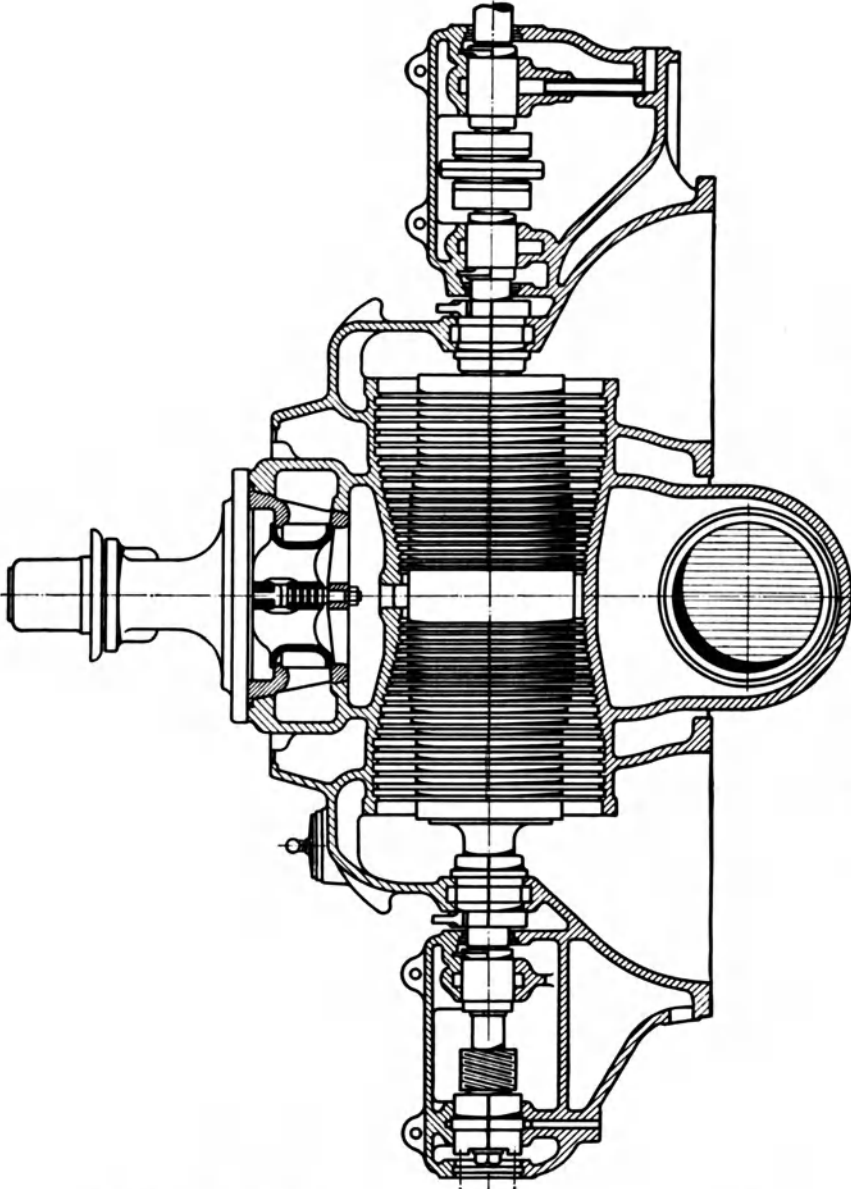


Abb. 58. Brown-Boveri-Doppelstrom-Abdampfturbine.

strom-Abdampfturbine her. Der Abdampf der Kolbenmaschinen oder der aus dem Wärmespeicher kommende Dampf tritt hier in der

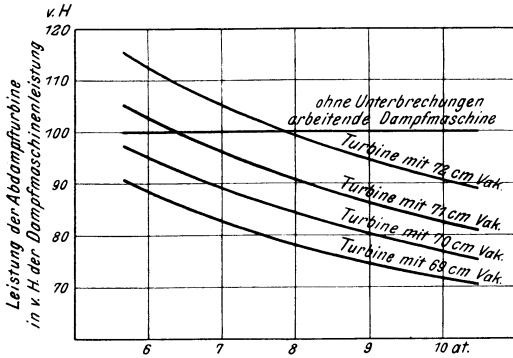


Fig. 59. Leistung der Abdampfturbine im Verhältnis zur Leistung der vorgeschalteten Dampfmaschine.

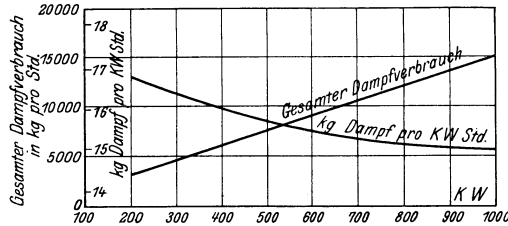


Fig. 60. Dampfverbrauch von Abdampfturbinen bei einem Vakuum von 71 cm Q.-S. (Barometerstand 1,035 at).

turbine mittlerer Größe leisten je 1000 kg Dampf bei einem absoluten Eintrittsdruck von 1,05 bis 1,12 at und einem Vakuum von

Mitte der Turbine durch das sichtbare Drosselventil ein und strömt zur Hälfte nach jeder Seite der Turbine. Durch diese Konstruktion wird gleichzeitig ein vollkommener Druckausgleich erreicht und somit die Anwendung von Ausgleichkolben unnötig. Die in der Figur dargestellte reine Abdampfturbine besitzt eine Leistung von 1200 KW bei 3000 Umdrehungen pro Minute.

In Fig. 8 ist die Niederdruckturbine ganz ähnlich auch als Doppelstromturbine ausgebildet, jedoch geht hier der Dampfstrom umgekehrt von außen nach der Mitte der Turbine.

In einer Abdampfturbine mittlerer Größe leisten je 1000 kg Dampf bei einem absoluten Eintrittsdruck von 1,05 bis 1,12 at und einem Vakuum von

Tabelle XIII.

Dampfverbrauch von Abdampfturbinen.

Art der Kondensation	abs. Eintritts-	Unterdruck im Abdampf- stutzen der Turbine	Dampfver- brauch pro PS _e /Std.
	spannung		
	at		
Oberflächenkondensation	2,065	69,8	9,3
	1,035	69,8	12,0
	0,500	69,8	16,4
Einspritzkondensation	2,065	66,0	10,7
	1,035	66,0	14,4
	0,500	66,0	21,6
Strahlkondensation	2,065	62,5	12,0
	1,035	62,5	16,5
	0,500	62,5	28,1

71 cm Q.-S. etwa 57 bis 62 KW. Von größeren Anlagen sind noch bessere Ergebnisse zu erwarten. Ein hohes Vakuum ist von großer Bedeutung. Bei Vergrößerung des Vakuums von 71 auf 72 cm wird die Leistung der Turbine um nicht weniger als 10 v. H. zunehmen.

Die Kurven¹⁾ in Fig. 59 und 60 bedürfen keiner weiteren Erklärung. In dem ersten Diagramm wurde der Dampfverbrauch einer guten Dampfmaschine zugrunde gelegt, und die Leistung der Abdampfturbine bei verschiedenen Unterdrücken in v. H. der Leistung der Dampfmaschine, deren Abdampf ihr zugeführt wird, aufgetragen. Bei weniger wirtschaftlich arbeitenden Dampfmaschinen ist dieser Prozentsatz natürlich noch höher.

Die Kurven in Fig. 60 ergeben den Dampfverbrauch von Abdampfturbinen verschiedener Größe bei voller Belastung.

18. Kombinierte Anlagen für Schiffe.

Ebenso wie zu Lande kann an Bord von Schiffen das kombinierte System in Anwendung kommen. Der Dampf arbeitet zuerst in Kolbenmaschinen, in denen er nahezu bis auf Atmosphärenspannung expandiert, wird dann in eine N.-D.-Turbine und nach dieser in den Kondensator geführt.

Für dieses System ist die Dreiwellenanordnung besonders üblich geworden, indem die beiden äußeren Wellen von Kolbenmaschinen und die mittlere Welle von einer N.-D.-Turbine angetrieben werden. Die Umdrehungszahlen der Dampfmaschinen betragen etwa ein Drittel bis die Hälfte derjenigen der Dampfturbine.

Die Dampfmaschinen sind gewöhnlich Dreifach-Expansionsmaschinen mit 3 Zylindern. Die Turbinen besitzen 6 bis 8 Expansionsstufen.

Die Beschränkung der Abdampfquerschnitte, die der Kolbenmaschine infolge der begrenzten Abmessungen des N.-D.-Zylinders die wirtschaftliche Ausnutzung hoher Unterdrücke unmöglich macht, ist für die N.-D.-Turbine nicht vorhanden. Außerdem ist gerade bei Schiffsanlagen ein hoher Kondensatorunterdruck um so mehr zu erreichen, da Kühlwasser in unbegrenzten Mengen zur Verfügung steht.

Das kombinierte System ist besonders für Fahrzeuge mit weniger als 18 Knoten Geschwindigkeit geeignet. Der Dampfverbrauch ist ungefähr 15 bis 20 v. H. geringer, als bei Kolbenmaschinenanlagen derselben Gesamtleistung. Gewicht und Raumbedarf der Maschinenanlage ist beim kombinierten System größer als bei einer reinen Kolbenmaschinenanlage, gleicht sich aber wiederum durch die infolge der größeren Wirtschaftlichkeit ausreichenden kleineren Kessel aus. Beim Manövrieren und bei Rückwärtsfahrt arbeiten nur die Kolbendampfmaschinen; die Turbine wird dann durch ein besonderes Ventil

¹⁾ Aus einem Vortrage über „Die Verwendung von Abdampfturbinen in Kohlenzechen“ von C. B. Chartres, Proc. S. Wales Inst. of Eng., Band 26, Nr. 4.

abgesperrt, und der Abdampf der Kolbenmaschinen gelangt direkt in die Kondensatoren.

Liegt die Geschwindigkeit eines Schiffes weit unterhalb 18 Knoten, so ist eine vollständige Turbinenanlage zum Antriebe nicht zu raten. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Turbinen bei niederen Drehzahlen nicht wirtschaftlich arbeiten. Zwecks Erreichung eines angenommenen Propellerwirkungsgrades ist es nötig, daß bei geringer Schiffsgeschwindigkeit die Antriebsmaschinen mit entsprechend niedriger Umlaufzahl arbeiten, da sonst der Slip des Propellers zu groß oder seine Steigung zu klein werden würde.

19. Praktische Ausführung in solchen Fällen.

Bei den gewöhnlichen Kesseldrücken und bei einem Vakuum von etwa 71 cm Q.-S. erreicht man beim kombinierten System gleiche Antriebsleistung an jeder der drei Wellen, indem man den Dampf der Turbine bei einer absoluten Spannung von etwa 0,64 bis 0,70 at zuführt. Wird hingegen der Dampf schon bei 1,10 bis 1,15 at abs. der Turbine zugeführt, so wird durch die Stopfbüchsen der N.-D.-Zylinder der Kolbenmaschinen keine Luft mehr in diese gelangen und somit leichter ein höherer Unterdruck im Kondensator erreicht werden. Beide Methoden zur Erreichung gleicher Antriebsleistung der Wellen wurden in der Praxis angewendet. Für die erstere bietet die Anlage der „Otaki“, für die letztere die der „Laurentic“ ein Beispiel. Bei Berechnung einer Turbine muß zuerst ihre größtmögliche Drehzahl bestimmt werden. Dies hat mit Rücksicht auf einen zulässigen Slip und eine Mindeststeigung des Propellers zu geschehen. An zweiter Stelle muß der größtzulässige Durchmesser des Rotors mit Rücksicht auf Gewicht und Raumbedarf der Turbine festgelegt werden.

Der Durchmesser werde entsprechend einer möglichst großen Schaufelgeschwindigkeit gewählt; in einigen kürzlichen Ausführungen wurden für die Schaufelumfangsgeschwindigkeit Werte von 38 m/sk erreicht. In der „Otaki“ mit 14 Knoten Geschwindigkeit ist u nur ungefähr 26 m/sk, und bei Versuchsfahrten mit höchster Geschwindigkeit wurde ein u von nur 28,5 m/sk in der ersten Schaufelreihe erhalten. Im übrigen wird die Berechnung in der üblichen Weise wie für N.-D.-Schiffsturbinen durchgeführt und bietet keine besonderen Schwierigkeiten.

20. Der englische Dampfer „Otaki“.

Als ein praktisches Beispiel für das kombinierte Maschinensystem wollen wir zuerst die Anlage der „Otaki“¹⁾ betrachten, eines mittleren Ozeandampfers von etwa 10000 Tonnen Ladegewicht. Jede

¹⁾ Siehe „Notes on the Trials and Performances of the SS. Otaki“ etc. von Eng. Commander W. McK. Wisnom, R. N., Trans. N. E. Coast Inst. of Eng. and Shipbuilders 1909/10, Band 26, Tafel 1.

der beiden äußeren Wellen wird von einer Kolbendampfmaschine angetrieben, deren Zylinderdurchmesser 620, 990 und 1470 mm und deren Hub 990 mm betragen. Das Verhältnis von N.-D.- zu H.-D.-Hubvolumen beträgt somit 5,6.

Die N.-D.-Turbine treibt die mittlere Welle an. Ihr Trommeldurchmesser beträgt 2300 mm, und ihre Schaufelhöhen variieren von 120 bis zu 322 mm. Die Kühlfläche der beiden Kondensatoren beträgt 560 qm, und die beiden Luftpumpen haben einen Zylinderdurchmesser von 660 bei 495 mm Hub.

Zum Vergleiche mit einer nur aus Kolbenmaschinen bestehenden Anlage des Dampfers „Orari“ sind die folgenden Ergebnisse für eine Geschwindigkeit von 14,6 Knoten aufgestellt worden:

	Propeller- leistung PS	Maschinen- leistung PS	Propeller- wirkungsrad	pro Std.	Dampfverbrauch in Kilogramm pro Propeller-PS _c -Std.
„Otaki“	3300	5800	57 ⁰ / ₀	33 000	10,0
„Orari“	3180	5300	60 ⁰ / ₀	40 000	12,5
Prozentuale Ersparnis der „Otaki“				17,5 ⁰ / ₀	20,0 ⁰ / ₀

Bei der Anlage der „Otaki“ betrug die absolute Eintrittsspannung des Dampfes in die Kolbenmaschinen etwa 13 at und 0,6 at beim Eintritt in die Turbine bei einem Unterdruck im Kondensator von 71 cm Q.-S. Die Dampfmaschinen arbeiteten mit etwa 100 und die Turbine mit 215 Umläufen pro Minute.

21. Die Ozeandampfer „Laurentic“, „Olympic“ und „Titanic“.

Die „Laurentic“¹⁾ hat eine Wasserverdrängung von 20 000 t. Die beiden äußeren Wellen werden durch Kolbendampfmaschinen mit Zylinderdurchmessern von 760, 1170 und zweimal 1345 mm bei 1370 mm Hub, und die mittlere Welle von einer Turbine mit 6 Expansionsstufen und Schaufelhöhen von 152 bis etwa 250 mm angetrieben.

Die Kesselspannung beträgt 15 und die Eintrittsspannung der Turbine etwa 1,25 at abs. Die Kolbenmaschinen machen 83 und die Turbine 220 Umläufe in der Minute.

Auf Grund von Versuchsergebnissen betrug die Gesamtnutzleistung der Maschinenanlage 12 400 PS, wovon ungefähr 4600 PS auf die Turbine entfielen. Der Dampfverbrauch lag unterhalb 5,9 kg gegen etwa 7,3 bei Ozeandampfern mit nur Dreifach-Expansionsmaschinen.

Die Hauptabmessungen der großen Ozeandampfer „Olympic“ und „Titanic“ der White Star-Linie²⁾ sind: Wasserverdrängung 62 000 t; indizierte Leistung der beiden Dampfmaschinen 30 000 PS

¹⁾ Siehe Engineering, Band 87, S. 598.

²⁾ Siehe Engineering, Band 90, S. 564, 620, 693 oder Zeitschr. d. Ver. d. Ingen. 1910, S. 1915.

und die Effektivleistung der Turbine 16000 PS bei einer Geschwindigkeit von 21 Knoten. Die Kolbenmaschinen besitzen 1370, 2130 und zweimal 2460 mm Zylinderdurchmesser bei einem Hube von 1900 mm und 75 Umdrehungen pro Minute. Der Turbine wird der Dampf bei einem Drucke von 0,63 at abs. zugeführt, ihr Trommeldurchmesser beträgt 3650 mm, die Schaufeln sind 455 bis 650 mm lang, und die Drehzahl beträgt 165 Umläufe pro Minute. Die Kesselspannung beträgt 15 at abs.

22. Gemischte Vierwellenanlagen.

Die erst seit neuerer Zeit ausgeführte gemischte Vierwellenanlage mit je zwei selbständigen Maschinensätzen, die aus je einer Kolbenmaschine mit zugehöriger Dampfturbine bestehen, nimmt für sich verschiedene Vorteile gegenüber der Dreiwellenanordnung in Anspruch. Infolge der symmetrischen Anordnung ist durch entsprechende Führung der Rohrleitung leicht ein Austausch der Hilfsmaschinen zu bewerkstelligen und deshalb eine weitgehende Betriebssicherheit geschaffen. Für gewöhnlich arbeiten die Kolbenmaschinen auf die Innenwellen und die Abdampfturbinen auf die Außenwellen. Als Nachteil ist zu bezeichnen, daß bei der Rückwärtsfahrt zwei Propeller mitgeschleppt werden müssen, was einen ungünstigeren Wirkungsgrad als bei der Dreiwellenanordnung zur Folge hat. Für Handelsschiffe dürfte dieser Nachteil jedoch nur sehr gering ins Gewicht fallen.

Tabelle XIV.

Probefahrtsergebnisse des spanischen Passagierdampfers „Reina Viktoria Eugenia“.

	8 stünd. Voll- dampffahrt mit 17,5 Kn. Ge- schwindigkeit	24 stünd. Dauer- fahrt mit 16 Kn. Ge- schwindigkeit
Mittlerer Tiefgang m	6,05	7,53
Wasserverdrängung t	10344	13441
Mittlere Geschwindigkeit Kn	18,13	16,11
Umdrehungen pro Minute:		
Kolbenmaschinen	112,6	102,9
Turbinen	481	395
Scheinbarer Slip } Innenwellen	1	4
in v. H. } Außenwellen	20	13
Indizierte Leistung der Kolbenmaschine PS	7440	5840
Effektive Leistung der Turbinen . . . PS	3550	2180
Abs. Eintrittsdruck } Kolbenmaschine . . .	12,97	13,03
in at } Turbinen	0,55	0,38
Abs. Gegendruck im Kondensator . . . at	0,035	0,039
Dampfverbrauch der Hauptmaschinen kg/PS-Std.	4,71	4,81

¹⁾ s. Engineering 1912, II, S. 704 und 742.

²⁾ s. Engineering 1913, I, S. 386.

Praktische Beispiele für die gemischte Vierwellenanlage liefern uns der französische Passagierdampfer „Rochambeau“¹⁾ und der spanische Passagierdampfer „Reina Viktoria Eugenia“²⁾. Die Maschinenanlagen beider Dampfer sind einander sehr ähnlich. Während die Abdampfturbinen des „Rochambeau“ mit einem Eintrittsdruck von etwa 1 at arbeiten, sind diejenigen des spanischen Dampfers für einen Eintrittsdruck von 0,7 at und 93 v. H. Unterdruck berechnet. Die vorstehende Tabelle gibt die Ergebnisse der umfangreichen Probefahrten des letzteren.

Zu der Tabelle sei bemerkt, daß die Volldampffahrt mit halber Ladung und die Dauerfahrt mit voller Ladung stattfand. Aus den Ergebnissen ersieht man, daß mit einem Kohlenverbrauch von 6400 kg/Std. bei einer mittleren Schiffsgeschwindigkeit von 17,5 Kn. ein äußerst günstiger Wert erzielt wurde, der beweist, daß die gemischte Vierwellenanlage jedenfalls der Dreiwellenanlage nicht nachsteht.

10. Kapitel.

Einzelheiten der Turbinen, Zylinder, Flanschen usw.

1. Sicherheitsventile und Wasserdruckprüfungen.

Die H.-D.-Enden der Zylinder sind häufig mit Sicherheitsventilen versehen, die derart eingestellt sind, daß sie bei geringer Überschreitung der normalen Dampfspannung abblasen. Ein H.-D.-Zylinder, dem der Dampf bei 10,5 at Überdruck zugeführt wird, besitzt ein Sicherheitsventil, das auf etwa 12 at Überdruck eingestellt ist. Beträgt die Dampfspannung beim Eintritt in die H.-D.-Zylinder 14 at, so würde das Sicherheitsventil bei 15,5 at abblasen.

Die Sicherheitsventile der N.-D.-Zylinder werden gewöhnlich auf 1,05 at Überdruck eingestellt, wenn die Anlage aus einer H.-D.- und einer N.-D.-Turbine besteht; oder auf 2 bis 4 at Überdruck bei einer H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen.

Bei einer Anlage von H.-D.-, M.-D.- und N.-D.-Turbine liegen diese Grenzdrücke bei 15,5 beziehungsweise 5,6 und 1,4 at Überdruck.

Nach vollständiger Bearbeitung werden die Zylinder gewöhnlich mit Wasser bis zu dem Drucke abgepreßt, bei dem die Sicherheitsventile abblasen. Dieses Abpressen mit Wasser wird auch häufig schon bei den erst vorgedrehten Zylindern vorgenommen, und sollte dann der abzupressende Probedruck mindestens um 50 v. H. höher als obige Werte sein.

Des öftern wurde nach diesen Wasserdruckprüfungen ein geringes „sich Verziehen“ des Gehäuses wahrgenommen. Aus diesem Grunde ist es üblich geworden, den letzten dünnen Drehspan im Inneren des Zylinders erst dann wegzudrehen, wenn die erste Wasserdruckprüfung stattgefunden hat. Dies gilt für Schiffsturbinen. Bei

Landturbinen, deren Wandstärke im Verhältnis zum Durchmesser eine viel größere ist, ist in der Regel ein derartiges Verziehen nicht zu befürchten.

2. Dampfringräume.

Der Dampf strömt vom Eintrittstutzen zur ersten Expansionsstufe durch eine Ringkammer, die sich zwischen dem Hauptzylinder und dem Entlastungszylinder befindet. Der Durchmesser dieser ringförmigen Dampfkammer muß so gewählt werden, daß dem Dampf an dieser Stelle ein genügend großer Durchgangsquerschnitt geboten wird.

Der ringförmige Querschnitt dieses Raumes beträgt bei einer H.-D.-Turbine ungefähr das 0,5 bis 1,0 fache des lichten Querschnittes des Eintrittstutzens und etwa $\frac{1}{3}$ bis $\frac{2}{3}$ des Eintrittsquerschnittes bei einer N.-D.-Turbine.

Der Auspuffringraum der N.-D.-Turbine ist häufig etwa gleich oder auch etwas kleiner als die Ringfläche der letzten Expansionsstufe.

Obige Angaben beziehen sich auf den Querschnitt der Dampfringräume auf einer Seite der Turbine; der Dampfstrom teilt sich natürlich und strömt je zur Hälfte nach beiden Seiten herum. Die Ringräume besitzen gewöhnlich ganz herum gleichbleibenden Querschnitt.

Verschiedene Ausführungsformen des Dampfringraumes der Rückwärtsturbinen, wenn diese innerhalb des N.-D.-Gehäuses angeordnet sind, wurden im Verlauf dieses Buches in verschiedenen Zylinderzeichnungen veranschaulicht.

3. Wandstärke der Dampfringräume.

Die Materialbeanspruchung der Zylinder hängt von der im Inneren befindlichen Dampfspannung ab; letztere ist in den Dampfringräumen am größten, deren Wandstärke mithin genau berechnet werden muß. Hat man die Wandstärke des Dampfringraumes ermittelt, so verfahren die Konstrukteure meist derart, daß sie die Wandstärken an anderen Stellen des ganzen Zylinders in einem gewissen Verhältnis zu dieser Ringkammerwandstärke verkleinern. Die Wandstärke des übrigen Mantels kann (obgleich dieser innen bearbeitet wird) häufig etwas schwächer als die der Ringkammer sein, da die Dampfspannung sehr schnell abnimmt.

Es sei

d = innerer Durchmesser der Ringkammer in cm

s = Wandstärke in cm

p = Probedruck (Abblasedruck des Sicherheitsventils) in at
Überdruck

k_z = zulässige Zugbeanspruchung in kg/qcm

dann ist

$$s = \frac{p \cdot d}{2 \cdot k_z} .$$

Für H.-D.-Schiffsturbinen beträgt $k_z \sim 200$ kg/qcm. Bei N.-D.-Turbinen ergibt diese Formel zu geringe Wandstärken, weshalb hier eine empirische Formel zu gebrauchen ist. Für N.-D.-Schiffsturbinen gilt:

$$s = \frac{d}{70} + 0,3 \text{ cm};$$

und die Beanspruchung infolge des Probedruckes muß hinreichend niedrig sein.

Gelangen keine Sicherheitsventile zur Anwendung, so muß zur Berechnung der Wandstärke der H.-D.-Ringkammer für p die Kesselspannung eingesetzt werden.

4. Wandstärke des Zylindermantels.

Ebenso wie die Dampfingräume ist das ganze Gehäuse einem inneren Überdrucke ausgesetzt. Die Beziehung zwischen mittlerer Wandstärke s_m und der festgesetzten zulässigen Beanspruchung wird durch folgende Gleichung gegeben:

$$s_m = \frac{p \cdot d}{2 \cdot k_z}.$$

Für gutes Gußeisen mit einer Bruchbelastung von 1250 kg/qcm beträgt bei sechsfacher Sicherheit die zulässige Beanspruchung $k_z = 210$ kg/qcm. Für kleinere Turbinen ist $k_z = 245$ gebräuchlich; während bei Landturbinen selten über 140 kg/qcm gegangen wird.

Für die Niederdruckteile ergibt obige Formel zu kleine Wandstärken.

Eine gängige praktische Regel ist:

$$\begin{aligned} s &\leq 0,02 d \text{ für Schiffsturbinen} \\ s &\leq 0,05 d \text{ für Landturbinen.} \end{aligned}$$

Zwischen der mittleren Wandstärke s_m und der Wandstärke s an einer bestimmten Stelle besteht die Beziehung:

$$s_m = s - \frac{ab}{t} \quad \text{oder} \quad s = s_m + \frac{ab}{t},$$

worin t = Axialteilung der im Gehäuse befestigten Schaufeln, a und b Breite und Tiefe der Befestigungsnuten der Schaufeln bedeuten.

5. Zylinder der Entlastungskolben.

Die Berechnung der Festigkeit von Entlastungszylindern geschieht auf ganz ähnliche Weise wie die der Dampfingräume. Der Hauptunterschied besteht darin, daß die Entlastungszylinder einem äußeren Druck unterworfen sind. Der Druck auf ihrer Innenseite schwankt zwischen Eintrittsspannung auf der einen und Auspuffspannung auf der andern Seite.

Die Wandstärke für H.-D.-Entlastungszyylinder ist:

$$s = \frac{p \cdot d}{2 \cdot k_z},$$

worin

s = totale Wandstärke in cm (ohne Abzug der Nutentiefe)

p = Abblasedruck des Sicherheitsventils in at

d = innerer Durchmesser in cm

k_z = zulässige Zugbeanspruchung in kg/qcm

bedeutet. Man ist übereingekommen, hier für d den inneren Durchmesser zu setzen; es wäre richtiger, den äußeren Durchmesser einzusetzen, was jedoch nur einen geringen Unterschied ausmacht. Ebenso mag für die mittlere Wandstärke hier die gesamte gesetzt werden, da die Nuten nur wenig tief sind.

Auf Grund obiger Vereinfachungen können wir $k_z = 245$ kg/qcm setzen.

Für die N.-D.-Entlastungszyylinder mag folgende empirische Formel verwendet werden:

$$s = \frac{d}{70} + 0,6 \text{ cm.}$$

Die Entlastungszyylinder werden durch mehrere herumlaufende Wülste versteift, die gewöhnlich in Abständen von 15 bis 18 cm voneinander angeordnet sind, und deren Breite und Höhe etwa gleich der Wandstärke des Zylinders sind.

Den Entlastungszyindern für Schiffsturbinen können anstatt Flanschen Warzen angegossen werden, um beide Hälften zwecks Bearbeitung miteinander verbinden zu können. Diese werden alsdann wieder entfernt. Da beide Zylinderflächen aufeinandergedrückt werden, so ist hier eine Umgehung der Verbindung durch Flanschen absolut zulässig. Die Auflageflächen beider Hälften müssen sorgfältig aufeinander aufgeschliffen werden, damit hier infolge Undichtigkeit keine Verluste an Frischdampf entstehen. Um dies zu erreichen, kann man Rotgußstreifen auf den Trennungsfächen einer Hälfte anbringen, die durch Schraubchen auf der Außenseite der Zylinderhälfte befestigt werden.

6. Zylinder-Flanschen.

Die Haupt-Längsflanschen, die die obere und untere Gehäusehälfte miteinander verbinden, sollten bedeutend stärker als die Gehäusewandstärke ausgeführt werden. Ist

s = Wandstärke des Zylindermantels

s_1 = Flanschstärke,

so gilt als gebräuchliche Regel:

$$s_1 = 1,5 \text{ bis } 1,75 s,$$

wobei ersterer Wert für kleinere Ausführungen oder niedere Drücke gilt.

Die Gehäuse langer Schiffsturbinen, wie die N.-D.-Turbinen von Schiffsanlagen mit einer H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen werden oft in zwei Längsstücke geteilt. Für die Stärke der herumlaufenden Flanschen, die diese beiden Teile miteinander verbinden, gilt:

$$s_1 = 1,25 s.$$

Bei Landturbinen sind gewöhnlich keine derartigen herumgehenden Flanschen vorhanden, da die Gehäuse derselben natürlich viel kürzer als die der Schiffsturbinen sind. Eine Ausnahme in dieser Beziehung stellt die Willans-Parsons-Turbine dar. Wie aus Fig. 90 ersichtlich, besteht jede Zylinderhälfte aus drei Längsstücken, die durch Flanschen mit eingedrehter Ringsnut verbunden sind. Auf diese Weise kommen einfache Gehäusehälften in Anwendung, ohne Rippen oder eingegossene Kanäle, die leicht zu Rissen infolge ungleicher Ausdehnung des Materials führen können. Dieser Konstruktion wird fernerhin nachgesagt, daß sie vollkommen frei von Gußspannungen ist, die nach dem Gießen während des Abkühlens im Material entstehen, was ein Abpressen mit Dampf vor beendeter Bearbeitung unnötig macht.

7. Rippen.

Bei größeren Schiffsturbinen werden die Zylinder gewöhnlich durch herumgehende Rippen versteift. Hierfür sind einige Beispiele in Fig. 61 veranschaulicht. Naturgemäß werden die Zylinder bei jeder Veränderung des Durchmessers versteift wie bei a in Fig. 61.

Hiernach sollen die Versteifungsrippen an dazwischenliegenden Stellen angebracht werden. Für die Teilung, d. h. den Abstand t zweier Rippen voneinander gelte die folgende Formel:

$$t = \frac{26,5 \cdot s}{\sqrt{p}},$$

worin p die Spannung in at bedeutet.

Wenn möglich, sind Längsrippen zu vermeiden. Bei Zylindern langsamlaufender Schiffsturbinen großer Leistung, die große Durchmesser und lange Zylinder besitzen, erweisen sich jedoch Längsrippen als notwendig, damit ein Durchbiegen des Zylinders verhindert wird. Große Landturbinen besitzen mitunter eine oder zwei solcher Längsrippen auf jeder der beiden Gehäusehälften. Bei kleineren Landturbinen ist ein Verziehen des Gehäuses infolge der Temperatur unberechenbar; weshalb diesem Umstande bei den normalen Ausführungen

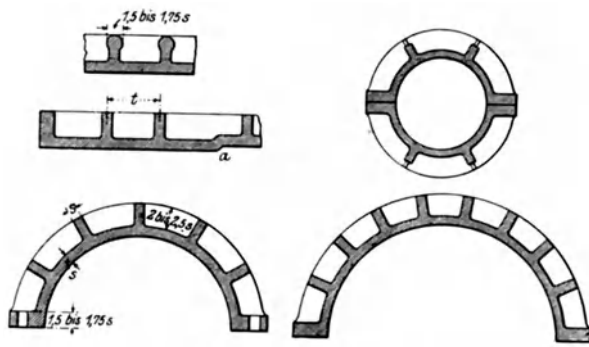


Fig. 61. Zylinderverrippung.

einiger erster Maschinenfabriken durch erfahrungsgemäße Anordnung der Rippen Rechnung getragen wurde.

Für Turbinen mittlerer Größe mögen fünf Längsrippen, und für die größten Schiffsturbinen etwa acht Rippen auf der oberen Gehäusehälfte angebracht werden (siehe Fig. 61). Ist die Rippenanzahl gerade, so werden gewöhnlich zwei derselben nahe nebeneinander oben auf dem Gehäuse angeordnet, da hierdurch ein Durchbiegen des Gehäuses auf ein Minimum gebracht wird. Für Anzahl und Abmessungen der Rippen gibt es keine allgemeine Regel. Gegenwärtig ist die Tendenz vorhanden, auch bei großen Ausführungen keine Längsrippen anzuordnen. Sie bereiten Schwierigkeiten beim Gießen und führen häufig zu einem Verziehen des im Betriebe stark erhitzten Gehäuses der Turbine.

8. Wülste.

Bei kleineren Zylindern treten Wülste an Stelle großer Rippen. Angenäherte Maße sind in Fig. 62 eingeschrieben. Beim Verstemmen der Schaufeln und Zwischenstücke in den Nuten der Gehäusewandung ist es öfter vorgekommen, daß sich die Gehäusehälften infolge der auftretenden Spannungen nach außen geworfen haben, sodaß ihr Querschnitt nicht mehr genau halbkreisförmig geblieben ist. Bei der relativ größeren Mantelstärke der Landturbinen ist dies nicht so merkbar; jedoch werden bei Schiffsturbinen die Zylinder mit herumgehenden Wülsten versehen, um ein derartiges Verziehen zu verhüten oder wenigstens abzuschwächen.

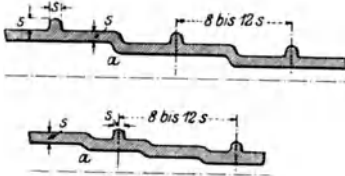


Fig. 62. Wülste.

9. Innere Rippen.

Der Raum zwischen dem Zylinder der Rückwärtsturbine und dem der ihn umgebenden N.-D.-Turbine bietet Raum zur Anordnung von Rippen auf der Innenseite des Hauptgehäuses. Diese Rippen laufen rings herum und sind gewöhnlich beim Arbeiten der Turbine auf Druck beansprucht, da innerhalb des Gehäuses Unterdruck herrscht, und auf demselben infolgedessen ein Überdruck lastet.

10. Flanschenverbindungen.

Für die Berechnung von Flanschenverbindungen, seien es die Haupt-Längsflanschen oder die herumgehenden Flanschen der Gehäuse, oder solche zwecks Verbindung der Rückwärts- oder Entlastungszylinder mit den Hauptgehäusen, oder die Rohrflanschen der am Zylinder angebrachten Stutzen, sind in der Hauptsache zwei verschiedene Gesichtspunkte maßgebend.

Der erste besagt, daß der Durchmesser und die Anzahl der Schraubenbolzen oder Stiftschrauben hinreichend groß bemessen sein

müssen, um die Beanspruchung des Gehäuses zuzüglich eines gewissen Sicherheitszuschlages aufnehmen zu können. Zweitens muß die Flanschenstärke zu der gegenseitigen Entfernung der einzelnen Bolzen in einem genügend großen Verhältnis stehen, damit eine absolut dampfdichte Verbindung geschaffen wird.

Diese Fragen werden im einzelnen in einigen der nächsten Abschnitte behandelt werden. Die Bolzendurchmesser variieren zwischen 0,6 bis 0,9 Flanschenstärke bei Gußeisen. Werden Schraubenbolzen oder Stiftschrauben kleineren Durchmessers zu dichten Flanschenverbindungen verwendet, so kann das Gewinde oder das gesamte Material durch die Beanspruchung infolge zu starken Anziehens der Muttern Schaden leiden.

Die Entfernung der Mitte eines Loches vom äußeren Flanschen-durchmesser soll nicht weniger als einen Bolzendurchmesser betragen. Dieses Maß bestimmt sich jedoch gewöhnlich mit Rücksicht auf die Größe der Schraubenmutter. Der äußere Rand des Flanschen befindet sich gewöhnlich 3 bis 6 mm von der Mutter, und diese wiederum ebensoweit von der Rohr- oder Zylinderwandung entfernt.

11.

Auf dem Längsflanschen der H.-D.-Gehäuse sitzen die Befestigungsbolzen gewöhnlich so nahe beieinander, daß für eine normale Mutter nicht genügend Platz vorhanden ist. Die Schlüsselweite der Mutter wird deshalb auf ein Mindestmaß beschränkt und dafür ihre Höhe entsprechend vergrößert. Die Abmessungen der Mutter mögen die einer Whitworth-Mutter sein, die um ein oder zwei Größen kleiner als die normale ist. Der geringe gegenseitige Abstand der Muttern verbietet ebenfalls die Anwendung eines gewöhnlichen Schraubenschlüssels zum Festziehen derselben. Aus diesem Grunde muß ein Steckschlüssel gebraucht werden, was bei Bemessung der Dimensionen zu berücksichtigen ist. Hinreichendes Spiel muß zwecks Aufstecken des Steckschlüssels zwischen je zwei Muttern vorhanden sein. Besonders bei großen Zylindern haben die Haupt-Längsflanschen am H.-D.-Ende das ausgesprochene Bestreben, sich auf ihrer Innenseite voneinander abzuheben. Um dies zu verhindern, müssen die Schraubenbolzen so dicht wie möglich an den Zylindermantel herangesetzt werden. Eine Art Überwurfmutter, wie sie bei *A* Fig. 63 zu sehen ist, wird mitunter zur Erreichung dieses Zwecks verwendet.

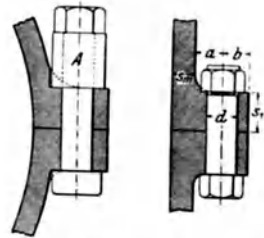


Fig. 63. Schraubenverbindung der Längsflanschen.

In Fig. 63 bedeutet:

s_m = mittlere Wandstärke des Gehäuses

s_1 = 1,5 bis 1,75 s_m , wobei ersterer Wert für kleinere Ausführungen gilt

d = 0,6 bis 0,9 s_1

a = halber Durchmesser der Mutter über Eck + Zugabe für den Steckschlüssel

b = halber Durchmesser der Mutter über Eck + 0,65 cm, jedoch nicht kleiner als d .

Der Wert von s_1 gilt für Längsflanschen. Die Dicke der senkrecht zur Längserstreckung herumlaufenden Flanschen betrage das 1,25 fache der Zylinderwandstärke.

12. Zylinderdurchmesser und Bolzenentfernung.

Wie bereits erwähnt, ist die erste Bedingung bei Berechnung einer Flanschenverbindung, daß die zulässige Beanspruchung der Schraubenbolzen nicht überschritten wird.

Für Längsflanschen bedeute:

p = Überdruck in at

t = Entfernung von Mitte zu Mitte Schraubenbolzen oder Stiftschraube in cm

f_1 = Bolzenquerschnitt entsprechend dem Kerndurchmesser in qcm

D = Zylinderdurchmesser, gemessen von Mitte zu Mitte Bolzen in cm

k_z = Beanspruchung auf Zug in kg/qcm.

Es ist ratsam anzunehmen, daß der Probedruck auf die ganze Fläche von der Mittellinie einer Bolzenreihe bis zur anderen wirkt, was einen Zuschlag für ungleiche Beanspruchungsverteilung usw. ergibt.

Die zwischen je einem Bolzenpaar auf beiden Zylinderseiten befindliche Druckfläche beträgt $t \cdot D$ qcm, und der Druck auf diese Fläche $p \cdot t \cdot D$ kg.

Die Zugkraft der Bolzen beträgt $2 f_1 \cdot k_z$ kg, und wenn wir dies dem obigen Flächendruck gleichsetzen, erhalten wir für die Beanspruchung:

$$k_z = \frac{p \cdot t \cdot D}{2 f_1}$$

und für die Bolzenentfernung:

$$t = \frac{2 f_1 \cdot k_z}{p \cdot D}$$

Hinsichtlich der Probedrücke sollen die folgenden Beanspruchungen nicht überschritten werden:

Tabelle XV.
Beanspruchungen bei Probedrücken.

Zylinder	Wert für k_z
Längsflanschen	} 850 kg/qcm
{ H.-D.	
{ H.-D.-Rückwärts . .	
{ Marschzylinder . .	} 560 kg/qcm
{ N.-D.	
{ N.-D.-Rückwärts . .	} 700 kg/qcm
Herumlaufende Flanschen	

Unter Zugrundelegung der mittleren Arbeitsdrücke sollen die folgenden Bolzenbeanspruchungen (bezogen auf Kernquerschnitt) nicht überschritten werden:

	Wert für k_z
Große Zylinder	420 kg/qcm
Für Bolzen von 1"-Durchmesser	350 "
" " " weniger als $\frac{7}{8}$ "-Durchmesser	315 "

In diesem Falle ist der Druck auf den inneren Durchmesser des Zylinders am H.-D.- oder Eintrittsende der Turbine zu beziehen.

Wir haben weiterhin die empirische Regel, daß der Bolzendurchmesser nicht kleiner als etwa 0,6 Flanschenstärke sein soll.

Diese Regel wird gewöhnlich von entscheidendem Einfluß sein, wenn der Probedruck sehr niedrig ist, wie bei den N.-D.-Zylindern einer Anlage mit nur einer zu jeder H.-D.-Turbine gehörigen N.-D.-Turbine.

Die Bolzen haben gewöhnlich feineres Gewinde als das normale Withworth-Gewinde und besitzen gewöhnlich mindestens zehn Gänge auf einen englischen Zoll (Feingewinde).

13.

Für herumlaufende Flanschen und Flanschen von Zylinderstutzen beträgt bei denselben Bezeichnungen wie früher, ausgenommen:

$$\begin{aligned} z &= \text{Anzahl der Bolzen,} \\ d &= \text{Kerndurchmesser in cm,} \\ \text{der totale Druck } & \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot p \text{ kg} \end{aligned}$$

$$\text{und die Widerstandskraft der Bolzen} = z \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot k_z.$$

Mithin ist nach Gleichsetzung beider Ausdrücke der Kerndurchmesser des Schraubenbolzens oder der Stiftschraube:

$$d = D \cdot \sqrt{\frac{p}{z \cdot k_z}}$$

oder die zulässige Beanspruchung:

$$k_z = \frac{p}{z} \cdot \left(\frac{D}{d}\right)^2.$$

Bei der Wahl der zulässigen Beanspruchung k_z für Zylinderflanschenverbindungen muß bedacht werden, daß die größten Beanspruchungen beim Abpressen mit Wasser entstehen, und sie sonst in dieser Höhe nur ganz ausnahmsweise oder gar nicht vorkommen werden. Der normale Arbeitsdruck ist geringer als die Probedrücke für das H.-D.-Ende des Zylinders. Am N.-D.-Ende liegt der tatsächliche Arbeitsdruck bedeutend unterhalb des Probedruckes.

14. Bolzentfernung und Flanschenstärke.

Die zweite Bedingung für eine zuverlässige Flanschenverbindung besteht darin, daß die Beziehung zwischen Bolzentfernung und Flanschenstärke so gewählt werden muß, daß eine vollkommen dichte Verbindung entsteht.

Die Dichte einer Flanschenverbindung hängt von dem Widerstande ab, den der Flansch einer Durchbiegung oder dem sich Abheben der Flanschenflächen zwischen zwei Bolzen entgegensetzt.

Der Betrag, um den die Flanschen auseinandergehen können, ist dem Druck und der vierten Potenz der Bolzentfernung direkt proportional und umgekehrt proportional der dritten Potenz der Flanschenstärke. Mit anderen Worten, die Bolzentfernung sollte gemäß der Formel:

$$\frac{p \cdot t^4}{s^3} = \text{const.}$$

bemessen werden.

Die Erfahrung zeigt, daß die Flanschenverbindungen vollkommen zuverlässig sind, wenn die Konstante der obigen Formel zu 2650 gesetzt wird. Tabelle XVI ist demgemäß zusammengestellt worden. Sie gibt die höchst zulässige Bolzentfernung bei verschiedenen Flanschenstärken an.

In Rücksicht auf den geringeren Dampfdruck kann die Bolzentfernung bisweilen etwas vergrößert werden.

Tabelle XVI.

Maximale Bolzentfernung in cm für dichte Flanschenverbindungen.

Flanschen- stärke cm	Dampfdruck in at								
	2,1	2,8	5,3	7,0	10,5	12,5	14,0	15,5	17,5
2,5	12,0	10,5	9,5	8,8	8,0	7,7	7,5	7,3	7,1
3,2	14,1	12,4	11,2	10,5	9,5	9,1	8,8	8,6	8,3
3,8	16,2	14,2	12,7	11,9	10,7	10,4	10,1	9,9	9,4
4,4	18,3	16,0	14,5	13,4	11,9	11,7	11,4	10,9	10,7
5,1	19,8	17,5	16,0	14,7	13,2	12,9	12,4	12,2	11,7
5,7	22,0	19,3	17,5	16,2	14,5	14,0	13,7	13,2	12,9
6,3	23,8	20,8	18,8	17,5	15,5	15,2	14,7	14,5	14,0
7,0	25,6	22,3	20,3	18,8	16,7	16,5	16,0	15,5	15,0
7,6	—	23,8	21,6	20,0	17,7	17,5	17,0	16,5	16,0
8,9	—	—	24,4	22,6	20,0	19,5	19,0	18,5	18,0
10,2	—	—	—	24,9	22,1	21,8	21,1	20,6	19,8
11,4	—	—	—	—	24,1	23,6	23,1	22,6	21,3
12,7	—	—	—	—	—	25,6	24,9	24,4	23,6
15,2	—	—	—	—	—	—	28,4	28,0	26,9

15. Abdrückschrauben.

Diese werden gewöhnlich in Zwischenräumen von ungefähr 1,0 bis 1,2 m auf den Flanschen angeordnet. Der Durchmesser der Abdrückschrauben sei etwa die Hälfte desjenigen der für den Längsflansch verwendeten Bolzen, jedoch nicht kleiner als 20 mm.

16. Einzelheiten der Entlastungszyylinder.

Die Entlastungszyylinder von Schiffsturbinen werden in zwei Hälften, einer oberen und einer unteren, ausgeführt, die durch keinen Längsflanschen zusammengehalten werden.

Jede Hälfte ist am Zylinderende angeschraubt, wie man aus den verschiedenen Abbildungen ersieht. Flanschenstärke und Bolzenentfernung können der Tabelle in Abschnitt 14 entnommen werden. Die für den Dampfdruck einzusetzenden Werte seien:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Für alle H.-D.-Entlastungszyylinder (ein-} \\ \text{schließlich die der Marsch- und Rück-} \\ \text{wärtsturbinen)} \end{array} \right\} p = \text{Abblasedruck des} \\ \text{Sicherheitsventils.}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Für N.-D.-Entlastungszyylinder (einschließ-} \\ \text{lich die der N.D.-Rückwärtsturbinen)} \end{array} \right\} p = 3,5 \text{ at.}$$

Für Handelsschiffe werden die Flanschen der H.-D.-Entlastungszyylinder bisweilen für einen Druck berechnet, der 2,8 bis 3,5 at unter dem Arbeits- oder Kesseldruck liegt.

17. Dampfeintritts- und Auspuffstutzen.

Die Dampfgeschwindigkeit beim Eintritt und Austritt aus den Zylindern ist in Wirklichkeit sehr verschieden. Bei Landturbinen können wir ein normales Vakuum von 71 cm Q.-S. zugrunde legen und den Querschnitt der Stutzen derart bemessen, daß bei Normalleistung:

$$\begin{array}{llll} \text{die Dampfgeschwindigkeit im H.-D.-Eintrittsstutzen} & = & 24,5 \text{ m/sk} & \\ \text{„ „ „ Auspuffstutzen} & = & 80,0 \text{ „} & \end{array}$$

beträgt.

Hierbei kann eine beträchtliche Überlastung der Turbine ohne große Druck- oder Drosselverluste zugelassen werden.

Bei Schiffsturbinen sind H.-D.-Eintrittsgeschwindigkeiten von etwa 34 m/sk bei Schnelldampfern, bis 40 und 43 m/sk bei Kriegsschiffen üblich. Die Geschwindigkeit im H.-D.-Auspuffstutzen beträgt etwa 35 bis 40 m/sk, während sie für den N.-D.-Auspuff zwischen 80 und 240 m/sk schwanken kann unter Voraussetzung eines Vakuums von 71 cm. Beträgt das wirkliche Vakuum der Turbine 66 cm, so verringert sich die zugrunde gelegte Geschwindigkeit von 240 m/sk natürlich auf etwa 120 m. Die hier angeführten Dampfgeschwindigkeiten gelten für Vollast. Für Schiffsturbinen werden die Querschnitte der einzelnen Dampfstutzen meistens besser auf Grund der Ringflächen zwischen Rotor und Gehäuse bestimmt. Die Ringfläche innerhalb irgendeiner Expansionsstufe beträgt $\pi \cdot D \cdot l$, wenn D und l der mittlere Durchmesser und die Schaufelhöhe in m bedeutet. Der Querschnitt der Dampfstutzen in qm kann dann wie folgt annähernd bestimmt werden:

1. Für den Hauptdampfeintritt einer Marschturbine:
Querschnitt des Stützens = $0,42 \times$ Ringfläche der ersten Expansionsstufe der Marschturbine.
2. Hauptdampfeintritt der H.-D.-Vorwärts- oder H.-D.-Rückwärts-turbine:
Querschnitt = $0,66 \times$ Ringfläche der ersten Expansionsstufe der H.-D.-V.- bzw. H.-D.-R.-Turbine.
3. Hauptdampfeinlaß einer H.-D.-Turbine bei Anwendung des Umlaufventils bei Vollast:
Querschnitt = $0,66 \times$ Ringfläche derjenigen Expansionsstufe, in die der Umgehungs kanal führt.
4. Auspuffstützen einer N.-D.-Turbine:
Querschnitt = $1,5 \times$ Ringfläche der letzten N.-D.-Expansionsstufe.
5. Auspuffstützen aller anderen Turbinen:
Querschnitt = $0,95 \times$ Ringfläche der letzten Expansionsstufe der betreffenden Turbine.
6. Einlaßstützen aller anderen Turbinen:
Diese Querschnitte werden aus den Auspuffquerschnitten der in jedem einzelnen Falle unmittelbar vorhergeschalteten Turbine ermittelt.

Besitzt die Turbine zwei Eintrittsstützen, wie es häufig bei H.-D.-Turbinen der Fall ist, so muß der Gesamtquerschnitt beider Stützen entsprechend obigen Angaben sein.

Will man die volle zur Verfügung stehende Kesselspannung in der H.-D.-Turbine haben, so muß der H.-D.-Eintrittsquerschnitt auf das 0,8- bis 0,9 fache der Ringfläche in der ersten Expansionsstufe vergrößert werden. Dies kommt nur bei Turbinen solcher Schiffe in Frage, die zeitweilig mit äußerst forciertem Betrieb fahren.

Obgleich nach obigen Angaben die Dampfgeschwindigkeit in den Rohren größer als die beim Eintritt in die Schaufeln ist, ist sie dennoch bedeutend geringer als die Geschwindigkeit c_1 beim Austritt aus den Schaufeln.

18. Zylinderenden.

Im Betriebszustand der Turbine sind beide Zylinderenden zum größten Teile dem Druck des Auspuffdampfes ausgesetzt. Der höhere Eintrittsdruck reicht nur bis zu den Entlastungs- oder Ausgleichkolben.

Bei der probeweisen Abpressung des Gehäuses mit Wasser oder Dampf werden dagegen die Zylinderenden bedeutend stärker beansprucht.

Es bedeute:

p = Probedruck in at,

D = Durchmesser der Zylinderenden in cm,

s = Wandstärke der Zylinderenden in cm im Abstände r von der Symmetrieachse,

k_b = zulässige Biegungsbeanspruchung in kg/qcm.

Würden die Zylinderenden ebene Flächen sein und keine Rippen besitzen, so wären sehr große Wandstärken notwendig, um die durch den Druck hervorgerufene Biegungsbeanspruchung aushalten zu können. Die in diesem Falle auftretende Beanspruchung kann nach der Grashof'schen Formel überschlägig errechnet werden:

$$k_b = 0,17 \text{ bis } 0,21 \cdot p \cdot \frac{D^2}{s^2}.$$

Die Wahl der Zahl 0,17 oder 0,21 hängt davon ab, ob die Platte als am Umfange eingespannt oder frei aufliegend betrachtet wird.

Um diese hohen Beanspruchungen zu vermeiden, werden die Zylinderenden durch Rippen verstärkt, jedoch hat man bei Turbinen großen Durchmessers ebene Zylinderendflächen zugunsten der konischen Form verlassen.

Mit Bezug auf Fig. 64 möge der Druck auf die geneigten oder konischen Flächen (F und G) in seine Radial- und Axialkomponenten zerlegt werden. Die ersteren ergeben lediglich einen Zuwachs zu den geringen Ringspannungen im Gehäuse, letztere, zusammen mit dem direkten Axialdruck bei H , ergeben eine gesamte Axialkraft P (die auf die Kreisfläche mit dem Radius r wirkt) von:

$$\pi \cdot r^2 \cdot p \text{ kg.}$$

Wenn wir annehmen, daß der Druck auf die Fläche mit dem Radius r im Material des Zylinders eine Druckbeanspruchung C , wie sie in der Figur eingezeichnet ist, hervorruft, so sind wir imstande, die wirkliche Wandstärke zu berechnen.

Bedeutet k_z diese Druckbeanspruchung und α den Neigungswinkel der Zylinderwand zur Achse der Welle, so haben wir:

$$2\pi \cdot r \cdot s \cdot k_z \cdot \cos \alpha = \pi \cdot r^2 \cdot p$$

und daraus

$$s = \frac{p \cdot r}{2 \cdot k_z \cdot \cos \alpha},$$

in welcher Formel k_z keinesfalls 175 kg/qcm überschreiten, jedoch auch viel geringer sein darf.

Ist $\alpha = 60^\circ$, so erhält die Formel die Form:

$$s = \frac{p \cdot r}{175}$$

Wir können diese Formel gebrauchen, um die Wandstärke s_1 in Fig. 64 zu berechnen, jedoch wird diese für s_2 viel zu kleine Werte liefern. Deshalb wollen wir setzen:

$$s_2 = 0,75 \text{ bis } 1,0 s_1.$$

Die Zylinder mögen außen und innen durch Rippen versteift werden. Die äußeren radialen Versteifungsrippen ordne man ringsherum an und führe sie allmählich in den Zylindermantel über.



Fig. 64. Zylinderendstück.

Beispiel 1. Der Durchmesser des H.-D.-Zylinders einer Vier-Wellen-Schiffsanlage beträgt 125 cm und der maximale Probedruck 21 at. Das Sicherheitsventil ist so eingestellt, daß es bei 15,5 at abbläst. Man ermittle die Wandstärke des Zylinderanteils und die Abmessungen der Längsflanschenverbindung. Die Wandstärke des Zylinders ist durch die Gleichung gegeben:

$$s_m = \frac{p \cdot d}{2 \cdot k_z},$$

worin $k_z = 210 \text{ kg/qcm}$ und p der Abblasedruck des Sicherheitsventils bedeutet (siehe Abschnitt 4). Somit ist:

$$s_m = \frac{15,5 \cdot 125}{2 \cdot 210} = 4,6 \text{ cm}$$

und nach Festlegung der Abmessungen der Schaufelbefestigungsnuten erhalten wir die totale Wandstärke zu:

$$s = 4,6 + \frac{ab}{t} \dots \text{ (siehe Abschnitt 4).}$$

Sind die Nuten $1,0 \times 1,0 \text{ cm}$ und die Axialteilung $3,2 \text{ cm}$, so wird:

$$s = 4,6 + \frac{1,0 \cdot 1,0}{3,2} = 4,60 + 0,31 = 4,91 \text{ cm}$$

oder rund $5,0 \text{ cm}$.

Da der Gehäusedruck ein hoher ist, so können wir die Stärke des Horizontalflansches zu (Abschnitt 11):

$$s_1 = 1,75 s_m = 1,75 \cdot 4,6 = 8,0 \text{ cm}$$

annehmen.

Der Bolzendurchmesser betrage $0,9$ der Flanschenstärke (Abschnitt 11), das ist:

$$d = 0,9 \cdot 8,0 = 7,2 \text{ cm} \sim 2\frac{3}{4}''.$$

Der Querschnitt entsprechend dem Kerndurchmesser dieser Schrauben beträgt $32,6 \text{ qcm}$ und somit die Bolzenentfernung gemäß Abschnitt 12:

$$t = \frac{2f_1 \cdot k_z}{p \cdot D} = \frac{2 \cdot 32,6 \cdot 420}{14 \cdot 125} = 15,6 \text{ cm.}$$

Diese Bolzenentfernung gilt für einen Betriebsdruck von 14 at. Für den Probedruck nehmen wir $k_z = 850 \text{ kg/qcm}$ und für $D =$ Gehäusedurchmesser von Mitte zu Mitte Bolzenlöcher $= 125 + 10 + 13 = 148 \text{ cm}$ an und erhalten:

$$t = \frac{2f_1 \cdot k_z}{p \cdot D} = \frac{2 \cdot 32,6 \cdot 850}{21 \cdot 148} = 17,8 \text{ cm.}$$

In diesem Falle ist die dem Betriebsdrucke entsprechende Bolzentteilung geringer und für unsere Ausführung maßgebend; wir wollen sie abrunden auf $t = 16,0 \text{ cm}$. Die maximale Bolzenentfernung nach Tabelle XVI in Abschnitt 14 beträgt für diese Verhältnisse etwa

18 cm, und somit befindet sich oben gefundener Wert innerhalb zulässiger Grenzen. Die Flanschenstärke könnte also noch etwas verringert werden, und die Flanschenverbindung würde den gestellten Anforderungen noch genügen.

Beispiel 2. Um einen Vergleich mit Beispiel 1 zu haben, wählen wir hier denselben Gehäusedurchmesser und denselben Druck, nur mit der veränderten Annahme, daß die Turbine für einen kleinen Kreuzer mit hoher Geschwindigkeit in Betracht kommt, wobei es besonders wichtig ist, ihr Gewicht klein zu halten.

Wir erhalten:

$$s_m = \frac{15,5 \cdot 125}{2 \cdot 245} = 3,96 \sim 4,0 \text{ cm,}$$

$$s = s_m + \frac{a b}{t} = 4,0 + 0,31 = 4,3 \text{ oder abgerundet } 4,5 \text{ cm.}$$

Für den Längsflansch ergibt sich:

$$s_1 = 1,5 \cdot s_m = 1,5 \cdot 4,0 = 6,0 \text{ cm; und für die Bolzen:}$$

$$d = 0,9 \cdot s_1 = 0,9 \cdot 6,0 = 5,4 \sim 2\frac{1}{8}''$$

$$t = \frac{2f_1 \cdot k_z}{p \cdot D} = \frac{2 \cdot 21,0 \cdot 420}{14 \cdot 125} = 10,0 \text{ cm.}$$

Diese Bolzenentfernung ist zu klein, da kein Platz zwischen je zwei Muttern verbleibt. Deshalb müssen hier Bolzen von größerem Durchmesser verwendet werden.

Für $2\frac{1}{2}''$ Bolzen ergibt sich:

$$t = \frac{2 \cdot 26,5 \cdot 420}{14 \cdot 125} = 12,7 \text{ oder rund } 13 \text{ cm.}$$

Da dieser Wert praktisch hinreichend groß genug und kleiner als die in Tabelle XVI in Abschnitt 14 angegebene maximale Bolzenentfernung ist, so mag er als zulässig beibehalten werden.

Für diese Bolzenentfernung würde die Tabelle XVI eine Flanschenstärke von etwa 5,4 cm ergeben; jedoch wollen wir mit derselben nicht unter $1,5 s_m$ heruntergehen.

19. Zylindereinzelheiten.

Figur 65 veranschaulicht einen N.-D.- und Rückwärtszylinder einer Dreiwellenschiffsanlage. Der Hauptzylinder besteht aus zwei Längsstücken, von denen der vordere die Schaufeln trägt, während der hintere Teil den Auspuffraum bildet.

Auf die hier dargestellte Art der Versteifung des Auspuffstutzens durch Rippen und Druckstreben sei besonders hingewiesen. Im Betriebszustande der Turbine werden diese Bolzen auf Druck beansprucht und sind wie Druckstreben zu behandeln. Versteifungsbolzen sind auch überall da angebracht, wo der Zylindermantel von einer Öffnung irgendwelcher Größe durchbrochen wird, z. B. am Eintrittsstutzen und an den Besichtigungslöchern. Diese Bolzen

dienen zur Aufnahme der Spannungen im Zylinder, die an dieser Stelle vorhanden wären, wenn keine Öffnung da wäre. Ein solcher Versteifungsbolzen ist in Fig. 65 am H.-D.-Ende zu sehen. Oben auf dem Zylinder ist ein Stutzen zur Einführung von Hilfsmaschinenabdampf in die vierte N.-D.-Expansionsstufe zu sehen. Außerdem seien die Ösen zum Anheben der Lagerdeckel, des Rückwärtszylinders und der Stopfbüchsendeckel erwähnt.

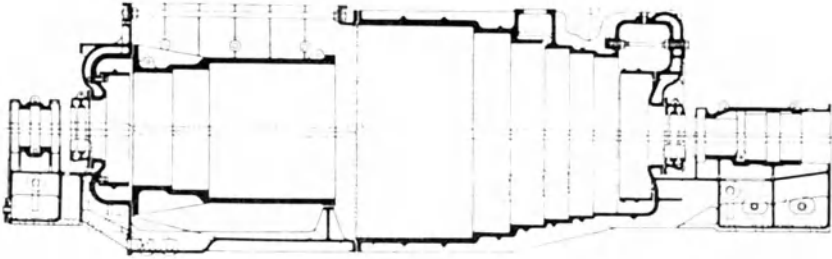


Fig. 65 N.-D.- und Rückwärtszylinder einer Dreiwellesschiffsanlage.

Zugangslöcher wurden zahlreich angeordnet, um die Bolzen der Horizontalverflanschung des Rückwärtszylinders durch das Hauptgehäuse hindurch erreichen zu können. Ehe die obere Hälfte des Hauptgehäuses abgehoben werden kann, muß jedoch vorerst das Auspuffrohr entfernt werden. Hierauf kann man durch den Auspuffstutzen hindurch an die Flanschenverbindung des Rückwärtszylinders gelangen, diese lösen und somit die obere Hälfte beider Zylinder zusammen abheben.

11. Kapitel.

Trommeln und Rotorteile.

1. Festigkeit der Trommel.

Zwecks genauer Festigkeitsrechnung der Trommel müssen wir folgende Beanspruchungen berücksichtigen:

1. Beanspruchung infolge der Fliehkraft,
2. Beanspruchung durch den Dampfdruck,
3. Beanspruchungen auf Druck und durch das Drehmoment,
4. Beanspruchung infolge des Aufpressens der Trommel auf die Wellensterne,
5. Durchbiegung der Trommel infolge ihres Eigengewichtes,
6. Knickbeanspruchung durch den Dampfdruck.

Im allgemeinen sind 1., 2. und 6. die wichtigsten Faktoren zur Bestimmung der erforderlichen Wandstärke der Trommel.

2. Beanspruchung durch die Fliehkraft.

In einer einfachen Trommel oder dünnem Hohlzylinder mit gleichmäßiger Wandstärke beträgt die Beanspruchung infolge der Rotation um ihre Achse:

$$k_z = \frac{\gamma}{10g} \cdot u^2,$$

worin k_z = Zugspannung (Ringspannung) in kg/qcm.

γ = spezifisches Gewicht des Trommelmaterials in kg/cdem,

u = Umfangsgeschwindigkeit in m/sk,

g = Erdbeschleunigung (= 9,81 m/sk). Obige Formel wird angenähert zu $k_z = 0,08 \cdot u^2$ und ergibt die im folgenden aufgestellten zusammengehörigen Werte von k_z und u :

u (m/sk)	= 30	60	90	120	150	200
k_z (kg/qcm)	= 72	288	646	1150	1800	3200

Wir sehen, daß die Grenzgeschwindigkeit rasch erreicht wird, über die hinaus die Festigkeit des Materials keine hinreichende Sicherheit mehr bieten würde. Es sei erwähnt, daß die Beanspruchung von der Materialstärke der Trommel unabhängig ist.

Die Fliehkraft der Schaufeln und Zwischenstücke bringt weitere Beanspruchungen mit sich, die besonders berechnet und den eben gefundenen Werten hinzugefügt werden mögen. In der Formel für diese Beanspruchung wird natürlich die Materialstärke der Trommel erscheinen (siehe Abschnitt 3).

Wenn Tabellen für das Gewicht der Schaufeln und Zwischenstücke wie gewöhnlich zur Verfügung stehen, ist es ein leichtes, die Gesamtbeanspruchung in der Trommel mit hinreichender Genauigkeit zu berechnen. Es bedeute:

D = mittlerer Durchmesser der Trommel (= äußerer Trommeldurchmesser—Wandstärke) in m,

D_1 = mittlere Rotationsdurchmesser der Zwischenstücke in m,

D_2 = mittlerer Rotationsdurchmesser der Schaufeln in m,

G_1 = Gewicht der Zwischenstücke eines Ringes in kg,

G_2 = Gewicht der Schaufeln eines Ringes in kg,

t = axiale Schaufelteilung,

s_m = mittlere Wandstärke der Trommel,

n = Umdrehungen pro Minute.

Dann erhalten wir die Fliehkraft Z in kg aus der Gleichung:

$$Z = \left(\frac{7,8 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot t \cdot s_m}{2 \cdot 10} + \frac{G_1 D_1 + G_2 D_2}{2} \right) \cdot \frac{4\pi^2 \cdot n^2}{g \cdot 3600}$$

und die Zugspannung k_z in kg/qcm:

$$k_z = \frac{Z}{2\pi \cdot t \cdot s_m} \\ = 0,000089 \cdot \left(\frac{G_1 D_1 + G_2 D_2}{t \cdot s_m} + 2,44 D^2 \right) \cdot n^2.$$

Nimmt man an, daß das Gesamtgewicht am Umfang der Trommel wirkt, so erhält man den folgenden, nur um ein geringes weniger genauen Ausdruck:

$$k_z = 0,000\,089 \cdot \frac{G \cdot D \cdot n^2}{t \cdot s_m},$$

worin D jetzt den äußeren Trommeldurchmesser und G die Summe von G_1 , G_2 und dem Gewichte eines Trommelstückes von der Länge der axialen Schaufelteilung t bedeutet.

3. Annäherungsrechnung der Beanspruchung durch die Fliehkraft.

Zwecks einer schnelleren Ermittlung der zusätzlichen Beanspruchung k_z' der Trommel durch die Fliehkraft der Schaufeln können mittlere Beziehungen zwischen den Abmessungen der Schaufelbefestigungsnuten, ihrer Teilung und dem spezifischen Gewicht des Schaufelmaterials verwendet werden. Auf diese Weise erhalten wir unter Beibehaltung der Bezeichnungen in Abschnitt 2 und, indem wir mit l die Schaufelhöhe in cm bezeichnen, die Annäherungsformel:

$$k_z' = 0,0083 \frac{u^2}{s_m} \left(\frac{D_2}{D} \cdot l + 2,0 \right);$$

oder, da $\frac{D_2}{D}$ selten den Wert 1,2 übersteigt (gewöhnlich näher an 1,0 als an 1,2 liegt), beträgt der größte vorkommende Wert von k_z' etwa:

$$k_z' = 0,0098 \frac{u^2}{s_m} (l + 1,7).$$

Bei Schiffsturbinen beträgt die Gesamtbeanspruchung der Trommel durch die Fliehkraft selten mehr als 220 bis 280 kg/qcm, und deshalb braucht diese Berechnung nur ganz ausnahmsweise durchgeführt zu werden.

Bei Landturbinen bestimmt diese Beanspruchung die maximale Größe des Durchmessers und der Drehzahl des Rotors. Am N.-D.-Ende erreicht diese oft einen Wert von 1000 bis 1200 kg/qcm. Die Zerreißfestigkeit einer Trommel aus weichem Stahl kann zu 5000 bis 5600 kg/qcm angenommen werden.

4. Druckbeanspruchung der Trommel.

Die Berechnung der Druckbeanspruchung der Trommel infolge des auf ihrer Außenseite lastenden Dampfdruckes ist theoretisch für einen dünnen Zylinder sehr leicht durchzuführen. Bedeutet:

k = Druckbeanspruchung (Ringspannung) in kg/qcm,

p = absoluter Dampfdruck in at,

d = äußerer Durchmesser der Trommel in cm,

s_m = mittlere Wandstärke in cm,

dann ist:

$$k = \frac{p \cdot d}{2 s_m}.$$

Für Schiffsturbinentrommeln mit einer maximalen Beanspruchung bis zu 400 kg/qcm erhalten wir demnach:

$$s_m = \frac{p \cdot d}{800}.$$

Bei kleinen Ausführungen gehen wir nur bis 375 kg/qcm und erhalten dann:

$$s_m = \frac{p \cdot d}{750}.$$

Die für p einzusetzenden Werte müssen gleich den im Zylinder auftretenden Höchstdrücken sein.

Für H.-D.-Schiffszylinder, alle Marsch- und Rückwärtszylinder werde für p der Kesselüberdruck oder etwas weniger als derselbe eingesetzt. Bei Turbinen für einen Torpedobootszerstörer möge die absolute Kesselspannung eingesetzt werden; während für Schlachtschiffe und andere Fahrzeuge, deren Antriebsmaschinen verhältnismäßig nicht so stark forciert werden, der Eintrittsüberdruck des Dampfes bei Vollast hinreichen wird. Bei N.-D.-Turbinen mit H.-D.-Manövrierdampfleitungen nehme man für p etwa $\frac{2}{3}$ des Wertes für die H.-D.-Turbine und schlage eine Atmosphäre zu, um dem Unterdruck im Innern der Trommel Rechnung zu tragen.

5. Druckbeanspruchung der Trommel von Landturbinen.

Bei Landturbinen beträgt k selten mehr als 140 kg/qcm. Die geringste Wandstärke der Trommel ergibt sich dann zu:

$$s_m = \frac{p \cdot d}{280}.$$

Diese Wandstärke wird aber im allgemeinen überschritten.

Bei jeder Neukonstruktion sollte die Beanspruchung der Trommel infolge der Fliehkraft errechnet werden; da jedoch die Landturbinen heutzutage von vielen Firmen normalisiert sind, so wird die Wandstärke der Trommel gewöhnlich auf Grund einer empirischen Formel festgelegt. Es bietet einen gewissen Vorteil, wenn man die Schwungradwirkung der Trommel groß macht, besonders wo die Gewichtsbeschränkung nicht von ausschlaggebender Bedeutung ist. Ist das Verhältnis der Durchmesser der verschiedenen Trommelstufen, das Verhältnis von Schaufelhöhe zu Durchmesser am Niederdruckende, und die Umfangsgeschwindigkeit normalisiert worden, so erhält eine passende empirische Formel die Form;

$$s = a \cdot D + b,$$

worin s die Wandstärke der Trommel in allen Stufen und D der Durchmesser des Niederdruckteils der Trommel in cm bedeutet. Für Trommeln aus Martinstahl oder Gußstahl betragen die Mindestwerte der Konstanten

$$a = 0,016 \quad b = 2,2 \text{ cm.}$$

6. Knickbeanspruchung der Trommel.

Für die Berechnung der Beanspruchung der Trommel auf Knickung kann die von Fairbairn angegebene und experimentell nachgewiesene Formel zugrunde gelegt werden. Hier wird die Trommel als langer dünner Zylinder ohne Versteifungsrippen behandelt, die einem auf ihre Enden wirkenden Druck ausgesetzt ist. Die mindest zulässige Wandstärke dieses zylindrischen Mantels, die ein Durchknicken verhindert, soll ermittelt werden. Die Formel von Fairbairn wird zur Berechnung der Wandstärke glatter Flammrohre oder Feuerrohre von Dampfkesseln verwendet, und lautet für unsere Zwecke nach Einsetzung der Konstanten zu 845:

$$s_m = \sqrt{\frac{p \cdot d (L + 0,3)}{845}},$$

worin für s_m , p und d bzw. die Wandstärke in cm, der Druck in kg/qcm und der Durchmesser der Trommel in cm, dagegen

L = Länge der Trommel in m

einzusetzen ist.

Es ist selten notwendig, diese Formel für Landturbinen zu gebrauchen, bei denen Trommeln mit relativ großen Wandstärken verwendet werden. Dagegen möge die Trommelstärke großer Turbinen, und besonders die von Schiffsturbinen, auf diese Weise ermittelt werden. Die Formel gilt ohne Rücksicht auf irgendwelche Versteifungsrippen, die hinterher noch angebracht werden mögen, wenn dies als wünschenswert erachtet wird.

*7. Hauptbeanspruchungen im Material der Trommel.

Zwecks einer genaueren Ermittlung der Beanspruchung der Turbinentrommel soll die maximale Beanspruchung infolge der gleichzeitigen Wirkung der Zugspannung und der Schubspannungen ermittelt werden.

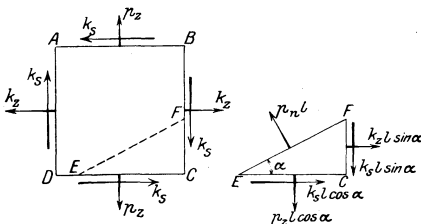


Fig. 66. Die Hauptbeanspruchungen im Material der Trommel.

In Fig. 66 stellt $ABCD$ einen Schnitt durch einen sehr kleinen Würfel dar. Dieser Würfel werde als Einheitswürfel der Trommel betrachtet und von imaginären im Material liegenden Flächen umgrenzt gedacht.

Auf den Würfel möge das System von Kräften, wie es in der Figur gezeichnet ist, einwirken.

Sind die Seiten AB und DC parallel zur Achse der Turbinenwelle, und die Fläche AB horizontal gerichtet, so ist z. B. k_z die Zugbeanspruchung infolge der Biegung der Trommel; p_z die Ringspannung infolge der Fliehkraft oder die Resultierende aus den Be-

anspruchungen durch die Fliehkraft und den Dampfdruck auf die Oberfläche der Trommel. Das System der Schubspannungen k_s würde infolge der Übertragung des Drehmomentes durch den hier betrachteten Teil der Trommel entstehen. Da die Fläche jeder Seite des Würfels als Einheitsfläche anzusehen ist, so sind die auf die Flächen wirkenden Kräfte gleich den spezifischen Beanspruchungen.

8. Berechnung der Hauptbeanspruchungen der Trommel.

Wir wollen den Gleichgewichtszustand eines Prismas betrachten, das von dem Würfel in Richtung der senkrecht zur Papierebene stehenden Fläche EF abgeschnitten wurde.

Bezeichnen wir die Länge der Linie EF mit l , so erhalten wir die Flächen EF , FC und CE bzw. zu l , $l \sin \alpha$ und $l \cos \alpha$. Die auf die Fläche EF wirkende Kraft muß den auf FC und CE wirkenden Kräften das Gleichgewicht halten. Da wir α beliebig groß annehmen können, so wollen wir seinen Wert derart wählen, daß die auf EF wirkende resultierende Kraft senkrecht zu dieser Fläche gerichtet ist. Man wird dann zwei Werte für α (die sich um 90° unterscheiden) erhalten, die dieser Bedingung genügen. Die auf EF wirkende Beanspruchung ist dann eine Hauptbeanspruchung, und entsprechend den beiden Werten für α erhalten wir auch zwei Hauptbeanspruchungen. Die größere dieser beiden Hauptbeanspruchungen ist die größte im Material auftretende Zugspannung, wie sie sich aus dem gegebenen System von Kräften ergibt. Die rechte Seite der Fig. 66 veranschaulicht die auf die verschiedenen Flächen des Prismas wirkenden Kräfte.

In Richtung EC haben wir:

$$p_n \cdot \sin \alpha = k_z \cdot \sin \alpha + k_s \cdot \cos \alpha.$$

In Richtung FC haben wir:

$$p_n \cdot \cos \alpha = p_z \cdot \cos \alpha + k_s \cdot \sin \alpha,$$

folglich ist

$$p_n - k_z = k_s \cdot \cotg \alpha,$$

$$p_n - p_z = k_s \cdot \tg \alpha,$$

und nach Multiplikation beider Gleichungen:

$$(p_n - k_z)(p_n - p_z) = k_s^2.$$

Lösen wir diese quadratische Gleichung für p_n auf, so erhalten wir für die Hauptbeanspruchungen:

$$p_n = \frac{1}{2}(p_z + k_z) \pm \sqrt{k_s^2 - p_z \cdot k_z + \frac{1}{4}(p_z + k_z)^2}.$$

Je nachdem p_z oder k_z als Druck wirkt, muß es in obiger Berechnung mit einem Minuszeichen versehen werden.

Wir können die Werte von α , für die die resultierende Beanspruchung senkrecht zu EF gerichtet ist, ermitteln, indem wir den für p_n gefundenen Wert in eine der früheren Gleichungen einsetzen. Beide Werte von α würden dann der geforderten Bedingung genügen.

*9. Durchbiegung der Trommel und andere Beanspruchungen.

Es ist in der Praxis selten notwendig, eine Ermittlung der Durchbiegung der Trommel infolge ihres Eigengewichtes durchzuführen. Nehmen wir an, daß die gewöhnliche Formel hierfür angewendet werden kann, so erhalten wir die Durchbiegung in cm:

$$f = c \cdot \frac{G \cdot l^3}{E \cdot J},$$

worin bedeutet:

$c = \frac{1}{384}$, wenn die Enden der Trommel als fest eingespannt gedacht sind,

$c = \frac{5}{384}$ für frei aufliegende Enden der Trommel,

E = Elastizitätsmodul des Materials in kg/qcm,

G = Gesamtgewicht der Trommel mit Beschafelung in kg,

l = Trommellänge in cm,

J = Trägheitsmoment des Trommelquerschnittes ($= \frac{\pi}{8} d^3 s$, worin d und s in cm einzusetzen sind).

Ist l und d die Länge und der Durchmesser der Trommel in cm, so erhalten wir, wenn wir für $E = 2100000$ einsetzen, für die Durchbiegung eines Hohlzylinders die Annäherungsgleichung:

$$l = 76 \sqrt{d},$$

die uns unter Annahme frei aufliegender Trommelenden diejenige Länge der Trommel ergibt, die eine Durchbiegung von 0,125 mm durch das Eigengewicht zur Folge haben würde. So große Längen werden aber praktisch nicht erreicht.

Eine Berechnung der Beanspruchung durch axialen Druck ist ebenfalls nicht notwendig, obgleich bei Schiffsturbinen die infolge des Propellerschubes in der Trommel auftretende Beanspruchung oft größer ist als diejenige in der Welle. Die Beanspruchung auf Abscheerung infolge des Drehmomentes beträgt bei Schiffsturbinen höchstens nur wenige kg/qcm. Bedeutet M_d das Drehmoment, N_e die Effektivleistung der Turbine und n die Drehzahl pro Minute, so ist:

$$M_d = 71\,620 \cdot \frac{N_e}{n}.$$

Hierbei beträgt das durch die Trommel dargebotene Widerstandsmoment gegen Torsion:

$$W_d = d \cdot \pi \cdot s \cdot 0,5 d \text{ cm}^3$$

und somit nach Einsetzen in die Gleichung $M_d = W_d \cdot k_d$ dieser beiden Werte von M_d die Beanspruchung auf Abscheerung:

$$k_d = \frac{45\,600 \cdot N_e}{n \cdot d^2 \cdot s}.$$

10. Beanspruchungen der Welle.

Im allgemeinen werden die Wellen durch den Axialdruck, das Drehmoment, die Schubkraft infolge des Rotorgewichtes und auf Biegung infolge des Rotorgewichtes oder ihres Eigengewichtes beansprucht. Bei Landturbinen fällt der Axialdruck fort.

Bei Schiffsturbinenanlagen ist der effektive Schub diejenige Kraft, die notwendig ist, um das Schiff mit der verlangten Geschwindigkeit fortzubewegen. Dieser Druck muß auf die verschiedenen Wellen verteilt werden. Er kann aus den effektiven Pferdestärken N_e der Turbine geschätzt werden, wenn der Propellerwirkungsgrad (d. h. das Verhältnis der von der Schraube geleisteten Arbeit zu N_e) irgendwie angenommen wird. Dieser Wirkungsgrad variiert zwischen 0,5 und 0,6, überschreitet jedoch auch wohl diesen letzteren Wert bei besonders guter Ausführung der Schrauben. Bedeutet:

V = Schiffsgeschwindigkeit in Seemeilen/Std. (Knoten),

P = Propellerschub in kg,

N_e = effektive Turbinenleistung (an der Welle) in PS,

dann ist, wie späterhin in Kap. 16 angegeben:

$$P = (0,5 \text{ bis } 0,6) \cdot 145,6 \frac{N_e}{V}$$

$$= 80 \cdot \frac{N_e}{V} \text{ für den mittleren Propellerwirkungsgrad . (1)}$$

Dividiert man obigen Wert durch den Wellenquerschnitt, so erhält man die Druckbeanspruchung in der Welle.

Das Drehmoment einer Welle kann aus der Wellenleistung und der Wellendrehzahl gefunden werden. Bedeutet dann:

M_d = Drehmoment in cmkg,

n = Umdrehungen pro Min.,

so ist:

$$N_e = \frac{2\pi \cdot n \cdot M_d}{60 \cdot 75 \cdot 100} \text{ folglich } Md = 71\,620 \frac{N_e}{n}$$

Die größte Schubbeanspruchung tritt am Umfang der Welle auf und ist mit dem Drehmoment in der Gleichung vereinigt:

$$Md = \frac{\pi}{16} \cdot d^3 \cdot k_d = 0,196 \cdot d^3 \cdot k_d.$$

Setzen wir beide Ausdrücke für M_d einander gleich, so erhalten wir für die Beanspruchung einer Welle aus gegebener Leistung und Drehzahl:

$$k_d = 365\,400 \frac{N_e}{n \cdot d^3} \dots \dots \dots (2)$$

Für hohle Wellen mit d_1 als äußeren und d_2 als inneren Durchmesser ist:

$$Md = 0,196 \cdot k_d \cdot \frac{d_1^4 - d_2^4}{d_1},$$

$$k_d = 365\,400 \frac{N_e}{n} \cdot \frac{d_1}{d_1^4 - d_2^4} \dots \dots \dots (3)$$

11. Laufwellen.

Das zwischen Propeller und Turbine liegende Wellenstück (Laufwelle) ist hauptsächlich auf Drehung beansprucht. Außerdem treten in der Laufwelle Beanspruchungen durch den Axialschub, die Biegemomente und Schubspannungen infolge des Eigengewichtes der Welle auf.

Die direkte Druckbeanspruchung beträgt höchstens bis zu einigen wenigen kg/qcm, und wenn nicht die Lager außergewöhnlich weit von einander entfernt sind, können auch die Beanspruchungen infolge des Eigengewichtes der Welle vernachlässigt werden.

Die Beanspruchung der Laufwelle ist deshalb durch Gleichung 2 gegeben.

Der für k_d einzusetzende Wert zur Bestimmung des Durchmessers der Turbinenwelle ist sehr niedrig zu wählen. Das Material der Wellen, der Siemens-Martin-Stahl, neigt zu fehlerhaften Stellen, die besonders bei Wellen großer Durchmesser auftreten. Wenigstens ist hier kein hinreichender Grund vorhanden, warum nicht Beanspruchungen bis 350 kg/qcm zulässig sein sollten.

In der Praxis geht man dagegen mit k_d häufig nicht höher als 250 kg/qcm.

Aus Gleichung 2 ergibt sich:

$$d = \sqrt[3]{\frac{365\,400}{k_d}} \cdot \sqrt[3]{\frac{N_e}{n}} = 10,15 \sqrt[3]{\frac{N_e}{n}} \quad (\text{für } k_d = 350)$$

$$= 11,0 \sqrt[3]{\frac{N_e}{n}} \quad \text{für } k_d = 280).$$

Handelt es sich um hohle Wellen, so müssen wir für d in obigen Formeln $\sqrt[3]{\frac{d_1^4 - d_2^4}{d_1}}$ aus Gleichung 3 einsetzen.

Der innere Durchmesser einer hohlen Laufwelle beträgt gewöhnlich die Hälfte des äußeren Durchmessers. In diesem Falle erhalten die obigen Formeln die Form:

$$d_1 = \sqrt[3]{\frac{390\,000}{k_d}} \cdot \sqrt[3]{\frac{N_e}{n}}$$

$$= 10,3 \sqrt[3]{\frac{N_e}{n}} \quad (\text{für } k_d = 350)$$

$$= 11,2 \sqrt[3]{\frac{N_e}{n}} \quad (\text{für } k_d = 280).$$

Beispiel 1. Eine hohle Laufwelle, die bei 191 Umdrehungen pro Min. 18000 PS zu übertragen hat, hat einen äußeren Durchmesser von 50 cm und einen inneren Durchmesser von 25 cm. Die Geschwindigkeit des Schiffes beträgt 26 Seemeilen.

Es ist die Druckbeanspruchung in der Welle infolge des Propellerschubes zu berechnen.

Gemäß Gleichung 1 ist:

$$P = 80 \cdot \frac{N_e}{V}$$

$$= 80 \cdot \frac{18000}{26} = 55400 \text{ kg.}$$

Der Wellenquerschnitt beträgt:

$$F = 1963,5 - 490,9 = 1472,6 \text{ qcm}$$

und die Beanspruchung:

$$\frac{P}{F} = \frac{55400}{1472,6} = 37,6 \text{ kg/qcm.}$$

Beispiel 2. Ein Turbinenschiff besitzt eine Maschinenanlage von 16000 PS in Vierwellen-Anordnung mit 614 Umdrehungen pro Min. Es werde angenommen, daß sich die Gesamtleistung gleichmäßig auf die 4 Wellen verteilt. Man berechne den Durchmesser der Laufwellen für eine maximale Schubbeanspruchung von 280 kg/qcm.

Hier ist

$$d = 11,0 \cdot \sqrt[3]{\frac{N_e}{n}} \text{ für volle Wellen,}$$

$$= 11,0 \cdot \sqrt[3]{\frac{4000}{614}}$$

$$= 20,3 \text{ cm.}$$

12. Turbinenwelle.

Die Turbinenwelle erfährt nur eine ganz geringe Durchbiegung infolge des Biegemomentes und kann, da sie mit der Laufwelle durch eine biegsame Kupplung verbunden ist, als in den Lagern „frei aufliegend“ (nicht fest eingespannt) behandelt werden. Der Durchmesser des Lagerzapfens ist gewöhnlich etwas kleiner als der der übrigen Welle. Die größte Schubbeanspruchung wird deshalb an den nach innen liegenden Enden der Lagerzapfen auftreten. Diese Beanspruchung entsteht infolge des Rotoreigengewichtes und des zu übertragenden Drehmomentes. Die beiden Beanspruchungen, von denen die erstere in der Tat klein ist, und nur etwa 10 bis 15 kg/qcm beträgt, addieren sich.

Die Schubbeanspruchung durch das Drehmoment kann aus Gleichung 2 oder 3 ermittelt werden, wenn für d der Durchmesser des Lagerzapfens eingesetzt wird.

Die Schubbeanspruchung infolge des Eigengewichtes wird mit hinreichender Genauigkeit durch Division des halben Rotorgewichtes durch den Querschnitt der Welle gefunden.

Als Höchstwerte für die resultierende Beanspruchung infolge des Rotorgewichtes und des Drehmomentes gelten:

$$\begin{aligned} k_r &= 210 \text{ kg/qcm für Schiffsturbinen,} \\ k_r &= 210 \text{ bis } 250 \text{ kg/qcm für Landturbinen.} \end{aligned}$$

Bei Landturbinen, die auf längere Zeit beträchtlich überlastet werden müssen, muß k_r noch kleiner gehalten werden.

Ogleich diese Beanspruchungsrechnungen durchgeführt werden sollten und für Landturbinen tatsächlich von großer Wichtigkeit sind, so bestimmen sie nicht allein den Durchmesser der Welle. Die endgültige Festlegung des Wellendurchmessers kann erst dann erfolgen, wenn die durch die Schmierung gestellten Bedingungen in Erwägung gezogen wurden. Die Frage der Lagerschmierung in Beziehung zu dem zu tragenden Gewicht wird bei Besprechung der Traglager behandelt werden.

13. Biegungsbeanspruchungen.

Da wir die Welle als lediglich frei aufliegend in den Lagern betrachten, so wird das größte Biegemoment an den Stellen auftreten, wo die Welle in die Radsterne oder die Trommeln eintritt.

Man verfährt hinreichend genau, wenn man das Rotorgewicht G zu gleichen Teilen auf die Traglager verteilt. Das Biegemoment beträgt dann:

$$\frac{1}{2} G \cdot l \text{ cmkg;}$$

worin l die Länge der Welle vom Traglager bis zum Radstern bedeutet. Die maximale Zugbeanspruchung der Welle infolge dieses Biegemomentes kann auf die gewöhnliche Weise berechnet werden.

Die größte Zugbeanspruchung im Material wird eine Hauptbeanspruchung sein, die sich aus der Schubbeanspruchung und der direkten Zugbeanspruchung ergibt. Ist:

$$\begin{aligned} k_z &= \text{Zugbeanspruchung durch das Biegemoment,} \\ k_s &= \text{Schubbeanspruchung durch das Drehmoment und Eigengewicht} \\ &\quad \text{des Rotors,} \end{aligned}$$

so beträgt die maximale Zugbeanspruchung: $k = \frac{1}{2} k_z + \sqrt{\left(\frac{1}{2} k_z\right)^2 + k_s^2}$.

14. Durchbiegung der Turbinenwelle.

Damit das Spiel über den freien Schaufelenden möglichst klein gehalten wird, ist es notwendig, die etwa auftretende Durchbiegung des Rotors auf ein Mindestmaß zu beschränken. Diese Durchbiegung sollte stets berechnet, und falls notwendig, der Wellendurchmesser vergrößert werden.

Betrachten wir die Welle als „frei aufliegend“ in jedem Lager, so soll die berechnete Durchbiegung des in Ruhe befindlichen Rotors nicht mehr als 0,125 mm betragen.

Unter der Annahme, daß die Trommel horizontal bleibt, kann man jedes der beiden Wellenstücke, deren Längen l_1 und l_2 sein mögen, als gleichmäßig durch das Eigengewicht belasteten Balken auffassen, die am Radstern fest eingespannt sind. Die Durchbiegung erhält man aus der Formel:

$$f = \frac{1}{6} \cdot \frac{G}{2} \cdot \frac{l^3}{E \cdot J},$$

worin bedeutet:

G = Gewicht des Rotors in kg,

l = l_1 oder l_2 in cm,

E = Elastizitätsmodul des Wellenmaterials = 2100000 kg/qcm,

J = Trägheitsmoment des Wellenquerschnittes,

$$= \frac{\pi D^4}{64} \text{ für volle Wellen,}$$

$$= \frac{\pi (D_1^4 - D_2^4)}{64} \text{ für hohle Wellen.}$$

Ist der Durchmesser beider Wellenstücke der gleiche, so wird man die Berechnung nur für das längere der beiden durchführen. Für l_1 und l_2 sind bei festen Traglagern die kürzesten Entfernungen zwischen Radstern und Lager einzusetzen, während bei Kugelgelenklagern diese Masse bis Mitte Lager zu rechnen sind.

15. Entlastungskolben.

Der Durchmesser des Entlastungskolben wird, wie späterhin in Kapitel 13 näher ausgeführt werden wird, bestimmt. Seine Länge (Fig. 68) hängt allein von Anzahl und Abmessungen der Dichtungsringe ab. Seine Wandstärke s braucht nicht größer als die mittlere Wandstärke s_m der Trommel zu sein.

Der Entlastungskolben ist auf seiner Innenseite durch einen oder mehrere Ringrippen versteift. Eine dieser Rippen dient als Flansch zur Verbindung mit dem Radstern. Die übliche Anordnung ist aus den Figuren 67 und 68 ersichtlich. Die Entfernung des Flanschen von Innenkante Entlastungskolben beträgt gewöhnlich $\frac{2}{3}$ Kolbenlänge.

Entlastungskolben von Rückwärtsturbinen besitzen häufig neben dem Flanschen noch eine zweite innere Versteifungsrippe. Beispiele hierfür sind in Fig. 10 und 12 zu sehen.

Der Entlastungskolben ist gewöhnlich unmittelbar mit dem Radstern verbunden. Ist aber wie in Fig. 68b der Radstern für eine Niederdruckturbine aus geschmiedetem Siemens-Martinstahl hergestellt, so muß man einen Verbindungsring verwenden, da der Entlastungskolben beträchtlich kleineren Durchmesser als der Radstern besitzt,

und letzterer nicht derart ausgebildet ist, daß er den Entlastungskolben tragen kann.

Die Berührungsfläche zwischen Kolben und Radstern sollte (abgesehen von derjenigen am Flanschen) so klein als möglich gehalten werden, damit eine Verdrehung des Radsterns das Spiel des Entlastungskolbens nicht beeinträchtigen kann.

16. Radsterne.

Fig. 67 und 68 veranschaulichen verschiedene Arten von Radsternen, und Fig. 69 stellt einige Armquerschnitte dar. Die Radsterne am vorderen Ende von H.-D.- und N.-D.-Turbinen werden gewöhnlich mit hohlen Armen ausgeführt. Auf diese Weise wird eine Verbindung zwischen Dampfraum und dem Welleninneren geschaffen, wodurch die Längsausdehnung von Läufer und Gehäuse infolge der Wärme auf nahezu gleiche Größe gebracht wird. Die Radsterne am hinteren Ende einer Turbine müssen außer dem Dreh-

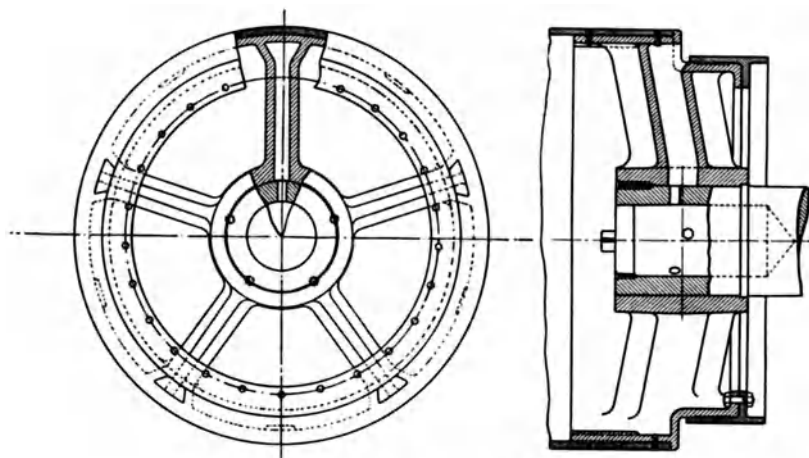


Fig. 67. N.-D.-Radstern (Stahlguß).

moment den Propellerschub übertragen. Die vorderen Radsterne haben gewöhnlich nur sehr geringe Drücke und Drehmomente zu übertragen. Sind Marschturbinen vorhanden, so kommt auf den vorderen Radstern der Hauptturbine das totale durch die Marschturbine hervorgerufene Drehmoment.

Gewöhnlich führt man die Turbinen- und Laufwellen gleich stark aus, soweit als nur die Torsionsbeanspruchung in Frage kommt.

Beträchtliche Beanspruchungen treten mitunter in den Armen auf, wenn Welle, Radstern und Trommel wie gewöhnlich aufeinander aufgeschraubt sind. Aus diesem Grunde haben geschmiedete Radsterne (Fig. 68) bis zu gewissem Grade diejenigen aus Stahlguß

(Fig. 67) verdrängt, welche letztere früher allgemein verwendet wurden. Radsterne aus Gußstahl haben in einigen wenigen Fällen Neigung zu Rissen in den Armen und im Verbindungsflansch mit dem Entlastungskolben gezeigt. Die in Fig. 68a und b veranschaulichte

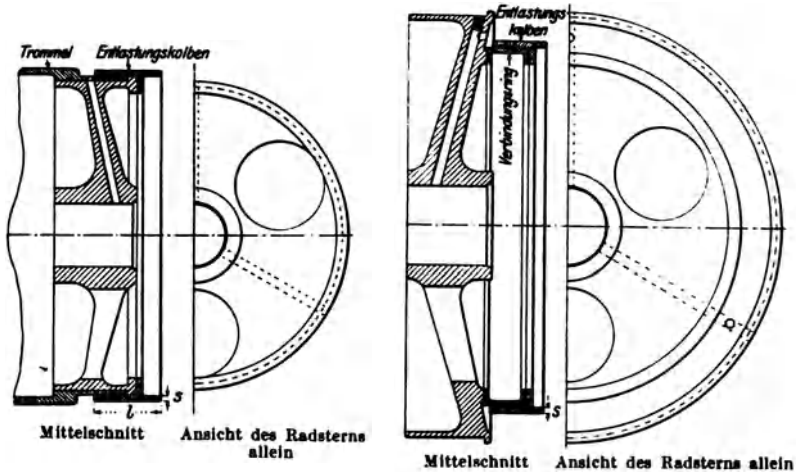


Fig. 68b. N-D-Radstern (geschmiedet).

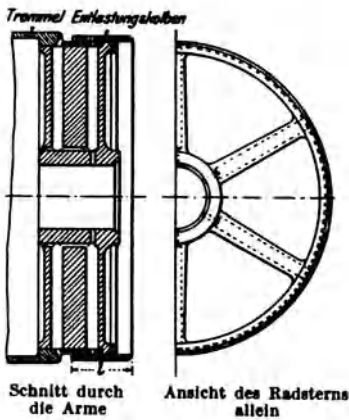


Fig. 68c. H-D-Radstern aus S.M.-Stahl (offene Ausführung).

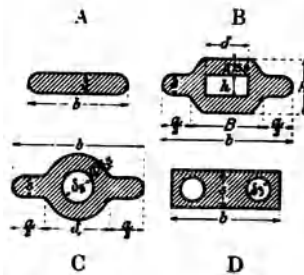


Fig. 69. Armquerschnitte des Radsterns.

A volle Arme, B und C hohle Arme aus Stahlguß, D hohle Arme aus geschmiedetem Stahl.

$$\delta_1 = \frac{1}{3} b; \quad \delta_2 = \frac{1}{4} b; \quad \delta_3 = \frac{1}{5} b.$$

Scheibenform des geschmiedeten Radsterns hat außerdem den Vorteil größerer Billigkeit. Beim Vergleich dieser Art mit der offenen Ausführung, Fig. 68c, hat man Festigkeit und Gewicht in Erwägung zu ziehen. Steifheit wird sowohl zur Übertragung des Propellerschubes als des Drehmomentes gefordert.

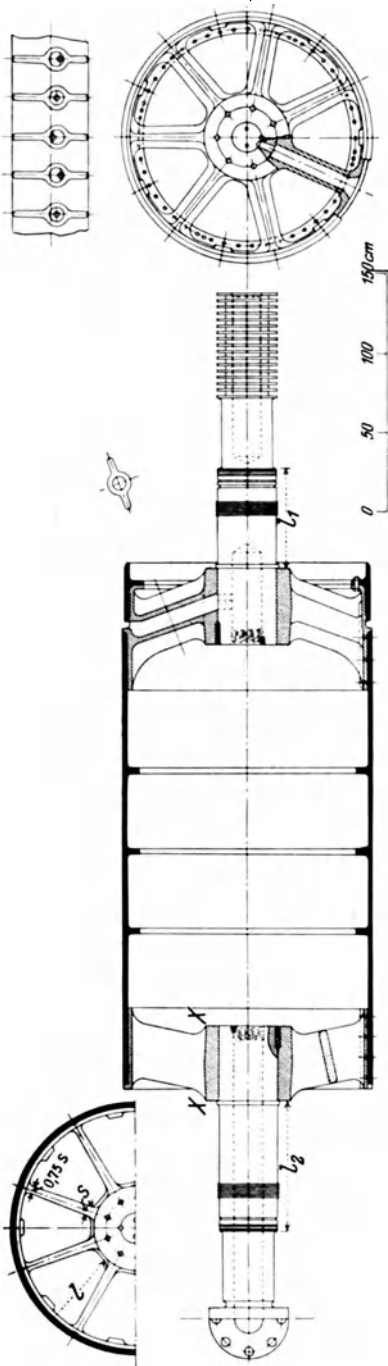


Fig. 70. Läufer einer Schiffsturbine.

17. Abmessungen der Radsterne.

Bei den Radsternen mit vollen Armen (offene Ausführung) möge die Breite des Armes gleich dem Wellendurchmesser beim Eintritt in den Radstern gemacht werden. Die Armstärke an der Nabe soll entsprechend einer zulässigen Beanspruchung bemessen werden. Die Armstärke am Kranz beträgt gewöhnlich $\frac{3}{4}$ derjenigen an der Nabe für gegossene Radsterne, und ist gleich derselben bei geschmiedeten Radsternen. Die Nabenstärke beträgt $\frac{d}{4}$ für hintere Radsterne, die ein Drehmoment zu übertragen haben, und $\frac{d}{6}$ bis $\frac{d}{4}$ für vordere Radsterne, wenn d der Wellendurchmesser oder die Nabenbohrung ist.

Die Stärke des Radkranzes kann gleich der mittleren Wandstärke der Trommel bemessen werden.

Nach diesen aufgeführten Abmessungen bleibt nur noch die Berechnung der Armstärke übrig.

Es ist vorzuziehen, die Armzahl gegossener Radsterne ungerade zu wählen, z. B. 7, 9 oder 11 (siehe Fig. 70).

18. Armstärke des Radsterns.

Es bezeichne:

- M_d = Drehmoment in cmkg,
- k_w = Beanspruchung in der Welle in kg/qcm,
- k_a = Beanspruchung in den Armen in kg/qcm,
- d = Wellendurchmesser in cm (bei voller Welle),
- d_1, d_2 = äußerer und innerer Wellendurchmesser (bei hohlen Wellen),
- r = Radius des Radsterns in cm,
- l = Entfernung der Nabe vom äußeren Radumfang in cm,
- s = Armstärke an der Nabe in cm.
- b = Armbreite in cm,
- n = Anzahl der Arme.

Das Drehmoment in der Welle beträgt:

$$M_d = \frac{\pi}{16} \cdot k_w \cdot d^3 \text{ für volle Wellen} \quad (1)$$

$$= \frac{\pi}{16} \cdot k_w \frac{d_1^4 - d_2^4}{d_1} \text{ für hohle Wellen} \quad (2)$$

und demnach die am Radius r wirkende Tangentialkraft $\frac{M_d}{r}$ oder $\frac{M_d}{n \cdot r}$ für jeden Arm.

Gewöhnlich führt man die Berechnung derart durch, daß man die Arme als an der Nabe fest eingespannt und vom Radkranze losgetrennt betrachtet. Das Biegemoment an der Nabe in bezug auf die Achse XX in Fig. 70 ist dann:

$$\frac{M_d}{n} \cdot \frac{l}{r} \text{ cmkg.}$$

Das Widerstandsmoment des vollen Armquerschnitts ist

$$W = \frac{1}{6} b \cdot s^2.$$

Setzen wir $M_d = W \cdot k_a$, so ergibt sich aus den obigen Gleichungen:

$$\frac{1}{6} b \cdot s^2 \cdot k_a = \frac{0,1963 \cdot l \cdot k_w \cdot d^3}{n \cdot r}$$

und daraus:
$$s = 1,086 \sqrt{\frac{l d^3}{n \cdot r \cdot b}} \cdot \sqrt{\frac{k_w}{k_a}}.$$

Ist die Laufwelle hohl, so ist für d der Wert $\frac{d_1^4 - d_2^4}{d_1}$ einzusetzen. Der Wert $\frac{k_w}{k_a}$ hängt nur vom Material ab und kann gleich 1 gesetzt werden.

19. Hohle Arme.

Sind die Arme des Radsterns hohl, so muß der Ausdruck für das Widerstandsmoment in Abschnitt 18 eine Abänderung erfahren.

Das Widerstandsmoment beträgt für den Armquerschnitt Fig. 69B:

$$\frac{1}{6} \frac{a s^3 + B H^3 - \delta h^3}{H}$$

für Fig. 69C:
$$\frac{1}{\delta_1} \left[\frac{1}{6} a s^3 + \frac{\pi}{32} (d_1^4 - d_2^4) \right]$$

und für Fig. 69D:
$$\frac{1}{6} b \cdot s^2 - \frac{\pi}{16} \delta_3^3.$$

Der in jedem einzelnen Falle geltende Ausdruck für das Widerstandsmoment ist nach Multiplikation mit der Beanspruchung k_a dem Ausdrücke:

$$\frac{M_d}{n} \cdot \frac{l}{r}$$

gleichzusetzen, worin für M_d der durch Gleichung 1 oder 2 gegebene Wert einzusetzen ist.

Demnach erhalten wir zwecks Berechnung der Beanspruchung in den hohlen Armen eines geschmiedeten Radsterns von der Form Fig. 68c und dem Armquerschnitt Fig. 69 D:

$$\left(\frac{1}{6} b \cdot s^2 - \frac{\pi}{16} \cdot \delta_3^3\right) k_a = \frac{\pi}{16} \frac{k_w \cdot d^3 \cdot l}{n \cdot r}$$

$$k_a = \frac{k_w}{n \cdot r} \cdot \frac{d^3 \cdot l}{0,85 b s^2 - \delta_3^3}$$

20. Beanspruchung der Arme durch den Propellerschub.

Die Berechnung der Biegungsbeanspruchung der Arme infolge des axialen Wellenschubes kann auf ähnliche Weise wie die vorhergehende Berechnung geschehen. Das heißt, wir nehmen an, daß die Arme an der Nabe fest eingespannt und vom Radkranze losgetrennt seien, und verteilen den gesamten Schub P zu gleichen Teilen auf alle Arme. Die biegende Kraft wirkt hier in der Längsrichtung der Turbine. Da die hohlen Teile der Arme nahe an der neutralen Achse liegen, so werden sie das Resultat nicht wesentlich beeinflussen. Aus diesem Grunde kann für jeden der drei ersten in Fig. 69 gegebenen Querschnitte das Widerstandsmoment zu $\frac{1}{6} s \cdot b^2$ gesetzt werden.

Das an jedem Arm an der Nabe wirkende Biegemoment beträgt:

$$\frac{Pl}{n}$$

und demnach ist:

$$k_b = \frac{6 P \cdot l}{n s b^2}$$

Wird für P der effektive Propellerschub eingesetzt, so mag mit k_b nicht höher als 140 kg/qcm gegangen werden.

21. Verbindung der Vorwärts- und Rückwärtstrommeln.

Der Verbindungsring zwischen Niederdruck- und Rückwärtstrommel einer Schiffsturbine ist in Fig. 71a zu sehen. Außer den Biegungs- und Torsionsbeanspruchungen muß die Wirkung des effektiven Propellerschubes berücksichtigt werden. Der gesamte Propellerschub wird durch diesen Ring übertragen, wodurch eine Biegungsbeanspruchung in diesem hervorgerufen wird. Der Ring muß hin-

reichend stark bemessen werden, um neben den Biegungsbeanspruchungen nach zwei Richtungen hin noch die Beanspruchung infolge des Eigengewichtes aushalten zu können. Die maximale Beanspruchung wird von der Neigung des konischen Stückes zur Achse abhängen und ist proportional dem Verhältnis von größtem zu kleinstem Radius des Ringes und der Quadratwurzel aus dem effektiven Schub. Obgleich die Beanspruchung in der Regel gering sein wird, so wollen wir für die Wandstärke gemäß obiger Erörterungen eine halb empirische Formel aufstellen. Die Wandstärke in Zentimetern soll nicht kleiner sein als:

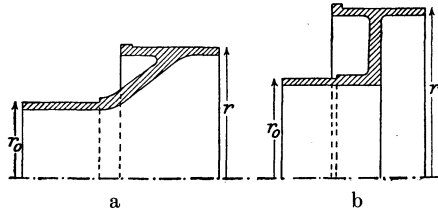


Fig. 71. Verbindungsring.

$$s = 0,0215 \left(\frac{r}{r_0} + 1 \right) \sqrt{P},$$

worin r und r_0 die Radien gemäß Fig. 71 und P der effektive oder angenommene Propellerschub in Kilogramm bedeutet.

Ist $\frac{r}{r_0} = 1,2$, so erhält obige Formel die einfache Form:

$$s = \frac{\sqrt{P}}{21}.$$

*22. Biegungsbeanspruchung des Verbindungsringes.

Die allgemeine Theorie der Biegungsbeanspruchung ebener Platten ist in der Hauptsache von Grashof¹⁾ entwickelt worden. Diese Theorie soll auf die in Fig. 71b dargestellte Ringplatte Anwendung finden. Diese veränderte Form wurde aus der wirklichen dadurch erhalten, daß der Verbindungsring in axialer Richtung so lange zusammengepreßt wurde, bis der konische Teil mit dem äußeren Umfang einen rechten Winkel bildet. Eine solche am äußeren Umfang eingespannte Ringplatte besitzt fast nahezu dieselbe Festigkeit wie ein Verbindungsring; nur werden hier infolge der Neigung des wirklichen Ringes (Fig. 71a) gegen die Schubrichtung die zufolge dieser Theorie berechneten Beanspruchungen viel zu hoch ausfallen.

Für die maximalen Biegemomente infolge des Schubes P haben wir folgende Formeln:

$$\text{Beanspruchung am inneren Umfang} = \frac{3}{2\pi} \cdot \frac{P}{s^2} \left[1 - \frac{2r^2}{r^2 - r_0^2} \ln \frac{r}{r_0} \right],$$

$$\text{Beanspruchung am äußeren Umfang} = \frac{3}{2\pi} \cdot \frac{P}{s^2} \left[1 - \frac{2r_0^2}{r^2 - r_0^2} \ln \frac{r}{r_0} \right].$$

¹⁾ F. Grashof, Theorie der Elastizität und Festigkeit; Berlin 1878.

Daß die numerischen Werte dieser Beanspruchungen verschiedene Vorzeichen haben, bedeutet, daß die biegende Kraft am inneren und äußeren Umfang entgegengesetzt gerichtet ist. Die größten Beanspruchungen treten am inneren Umfang auf.

23. Verbindung von Trommel, Radstern und Welle.

Bei Schiffsturbinen wird der Radstern gewöhnlich auf der Welle aufgeschraubt und die Trommel ebenfalls wiederum auf die Radsterne warm aufgezogen. Die Trommel ist ferner mit dem Radstern durch drei oder vier Reihen Schraubenbolzen verbunden, und der Radstern durch einige in axialer Richtung zur Hälfte in die Radsternnabe und zur Hälfte in die Welle eingelassenen Schrauben gegen Verdrehung gesichert. Diese Schrauben werden auf Abscheerung beansprucht und sollten hinreichend stark bemessen werden, um die gesamte Kraft übertragen zu können. Ihre Größe und Anzahl ist deshalb entsprechend dem Durchmesser der Laufwelle zu wählen.

Es bezeichne:

δ = Kerndurchmesser der Schraube,

k_s = Schubbeanspruchung im Schraubenbolzen,

z = Schraubenzahl,

f = Querschnitt der Schraube (entsprechend dem Kerndurchmesser).

Die Abscheerungsfläche der Verbindungsschrauben zwischen Trommel und Radstern ist $z f$ qcm, und das übertragene Drehmoment beträgt:

$$z \cdot f \cdot k_s \cdot r,$$

worin wie früher r den Radius des Radsterns bedeutet.

Setzt man diesen Ausdruck gleich dem durch Gleichung 1 oder 2 gegebenen Drehmoment, so erhält man

$$z \cdot f = \frac{0,196 k_w \cdot d^3}{k_s \cdot r} \text{ für volle Wellen,}$$

$$= \frac{0,196 \cdot k_w}{k_s} \cdot \frac{d_1^4 - d_2^4}{r \cdot d_1} \text{ für hohle Wellen.}$$

Da wir keineswegs sicher sind, daß sich die Kraft gleichmäßig auf alle Schrauben verteilen wird, so muß für k_s ein sehr niedriger Wert gewählt werden. Deshalb wollen wir für die hinteren Radsterne, die ein großes Drehmoment zu übertragen haben $\frac{k_w}{k_s} = 3$, und

für vordere Wellensterne $\frac{k_w}{k_s} = 2$ setzen. Hat der vordere Radstern das Drehmoment einer anderen Turbine zu übertragen, so sollten die Schrauben ebenfalls mit Rücksicht auf das zwischen beiden Turbinen liegende Wellenstück berechnet werden, und das Verhältnis $\frac{k_w}{k_s} = 3$ gesetzt werden. Die Schrauben werden gewöhnlich an beiden

Enden umgenietet; ihre Teilung am Umfang der Trommel beträgt 30 bis 40 cm je nach Größe des Zwischenraumes zwischen den Armen.

Bei Vorwärtsfahrt wird der Propellerschub in der Regel durch einen Bund auf dem Radsternkranze aufgenommen, während bei Rückwärtsfahrt der Wellenschub durch die Schrauben beider Radsterne übertragen wird. Die hierdurch entstehende Schubbeanspruchung ist gleich dem Propellerschub (für Rückwärtsfahrt) dividiert durch die Fläche $z f$.

Obige Formeln sind gleichfalls auf die Schrauben im Verbindungsring zwischen Vorwärts- und Rückwärtsturbine anzuwenden.

24. Stärke der Schrauben.

Der auf Schub beanspruchte Querschnitt der Schrauben, die die Radsternnabe mit der Welle verbinden, ist $z \cdot l \cdot \delta$, worin l die Schraubenlänge bedeutet.

Das übertragene Moment ist:

$$z \cdot l \cdot \delta \cdot k_s \cdot r,$$

worin r = Radius der Nabenbohrung bedeutet.

Es besteht dann die Gleichung:

$$\begin{aligned} z \cdot l \cdot \delta &= \frac{0,196 \cdot d^3}{r} \cdot \frac{k_w}{k_s} \text{ für volle Wellen,} \\ &= \frac{0,196 (d_1^4 - d_2^4)}{r \cdot d_1} \cdot \frac{k_w}{k_s} \text{ für hohle Wellen.} \end{aligned}$$

Auch gelten hier die obigen Angaben über den Wert von $\frac{k_w}{k_s}$ die Kraftübertragung von der Marschturbine und den Längsschub bei Rückwärtsfahrt. Die Beanspruchung durch den Längsschub beträgt in diesem Falle:

$$\frac{P}{z \cdot l \cdot \delta},$$

worin P der Schub bei Rückwärtsfahrt ist.

25. Schaufelbefestigungen und Schaufelformen.

In Ergänzung des Abschnittes 9 in Kap. V seien hier einige praktisch bewährte Ausführungen von Schaufelbefestigungen aufgeführt. Die für die Schiffsturbinen verwendeten Befestigungsarten sind heutzutage nicht mehr ganz bestimmte und unterschiedliche für jedes einzelne Turbinensystem, sondern die Konstrukteure verwenden nach freier Wahl die am meisten erprobten Befestigungsarten. Eine Ausführung der Brush-Company zeigen die Fig. 72 und 73. Die Schaufelfüße sind mit Einkerbungen versehen, die mittels Zwischenstücke in den mit seitlichen Rillen versehenen Nuten der Läufertrommel oder den glatten Nuten des Gehäuses verstemmt werden.

Am Kopfende werden die Schaufeln gewöhnlich zugeschrägt, damit sie sich bei etwaigem Anstreifen an die Gehäusewandungen abnutzen, nur nicht etwa zerbrechen. Sie bestehen aus zähem Kupfer oder Sondermetall mit 40 v. H. Dehnung und 3600 kg/qcm Festigkeit und sind mit zehnfacher Sicherheit gegen Abreißen hergestellt.

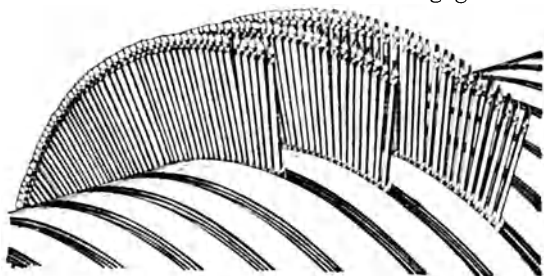


Fig. 72. Schaufelung des Läufers der Brush-Parsons-Turbine.

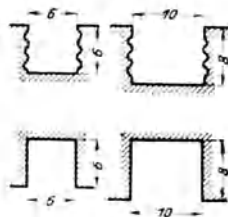


Fig. 73. Nuten der Trommel und des Gehäuses.

Zum Versteifen der Schaufeln verwendet die Westinghouse-Gesellschaft profilierte Drähte mit nasenartigem Ansatz (Fig. 74) von etwa 1 m Länge. Der Ansatz wird zwischen den Schaufeln umgebogen und verlötet. Der Schaufelfuß wird nicht durch Umbiegen der Schaufel hergestellt, sondern die Firma schmiedet besondere

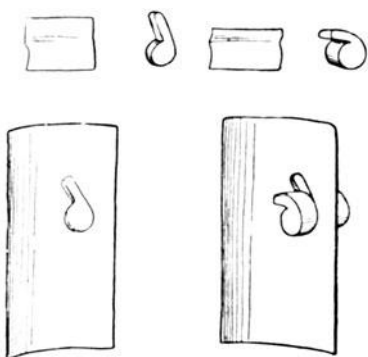


Fig. 74. Versteifung der Schaufeln durch Draht nach Westinghouse.

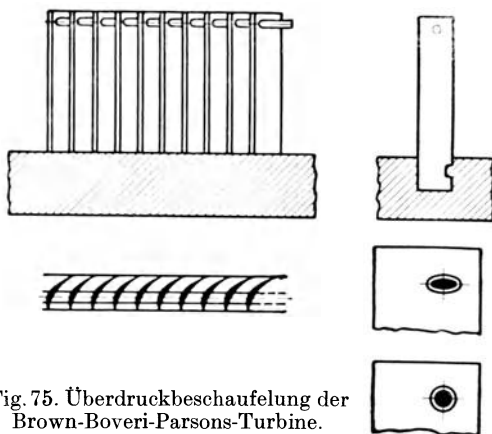


Fig. 75. Überdruckbeschauflung der Brown-Boveri-Parsons-Turbine.

Füße in Gesenken an, die derartig konstruiert sind, daß durch das Anschmieden der Schaufelfuß gleichzeitig verstärkt wird und allmählich nach der Spitze zu abnimmt. Da infolge dieser Konstruktion keine Stemmarbeit notwendig ist, so lassen sich die Schaufeln leicht auswechseln.

Die Firma Brown-Boveri & Cie. befestigte früher die Schaufeln lediglich durch Verstemmen, wodurch bei Anwendung überhitzten

Dampfes vorgekommen war, daß die Schaufeln infolge der stärkeren Wärmedehnung aus den Nuten herausgedrückt wurden. Neuerdings besitzen die Schaufelfüße eine kleine Einfräsung, in die ein vorstehender Falz der Trommel hineinpaßt. Um ein Vibrieren der längeren Schaufeln zu vermeiden, werden diese an ihren Enden durch einen hindurchgezogenen Stahldraht mit Kupferüberzug verlötet (Fig. 75).

Die Gleichdruckbeschaufelungen werden mit schwalbenschwanzförmigen oder sägezahnartigen Schaufelfüßen ausgeführt. Letztere Ausführung, die Fig. 76 zeigt, hat den Vorteil, daß eine große Auflagefläche erhalten, und die Querschnittsverminderung im gefährlichen Querschnitt der Schaufel umgangen wird. Das letzte Zwischenstück hat einen verlängerten Fuß, der durch eine radiale Bohrung im Laufrade hindurchgesteckt und auf der anderen Seite vernietet wird. Oder aber die seitliche Öffnung, durch die alle Schaufeln und Zwischenstücke in die Nut eingebracht wurden, wird dann durch einen auf den äußeren Umfang des Laufrades aufgenieteten Ring verschlossen. —

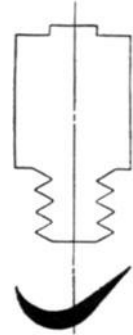


Fig. 76. Gleichdruckschaufel der Tosi-Turbine.

Eine eigenartige Schaufelbefestigungsweise für die festen Leit-schaufeln wird bei der Westinghouse-Parsonsturbine angewendet. Um die Schaufeln der unteren Gehäusehälfte ohne Herausheben des Läufers aus den Lagern montieren oder auswechseln zu können, werden diese paarweise auf biegsamen Bronzestreifen angebracht und in die Gehäusenuten von jeder Seite aus eingeschoben. Außerdem sind diese Streifen gegen das Gehäuse so abgedeutet, daß sie zu Anfang ruhig an die Trommel schleifen dürfen, ohne daß Gefahr für die Schaufeln besteht. Das erforderliche Achsialspiel stellt sich auf diese Weise mit der Zeit infolge Abnutzung der Schaufeln her. —

26. Verbindung der rotierenden Teile bei Landturbinen.

Bei Turbinen für elektrischen Antrieb und besonders bei solchen, die mit überhitztem Dampf arbeiten, sind große Schwierigkeiten dadurch aufgetreten, daß am Hochdruckende die Trommel sich mit der Zeit auf der Welle lockerte. Gewöhnlich wurde die Trommel aus Stahlguß hergestellt und in ihre beiden Enden die aus Siemens-Martin-Stahl hergestellten Wellenstücke eingepreßt. Die Schwierigkeit bestand in der verschiedenen Ausdehnung der Materialien, die bei längerem Betrieb bewirkte, daß die Trommel auf dem Wellenzapfen lose wurde.

Um diesem Übelstande zu begegnen, werden heutzutage die Trommeln kleiner Turbinen häufig mit der Welle am Hochdruckende in einem Stück geschmiedet, wie Fig. 77a zeigt.

Bei großen Turbinen wird der Rotor gewöhnlich noch aus Gußstahl hergestellt. Eine Menge verschiedenster Methoden hat man

angewendet, um eine hinreichend feste und dauerhafte Verbindung von Trommel und Welle zu erzielen.

In Fig. 77b ist der M.-D.-Ausgleichkolben mit der Welle in einem Stück geschmiedet und zwischen dem Trommelende und dem N.-D.-Ausgleichkolben durch Bolzen festgezogen worden.

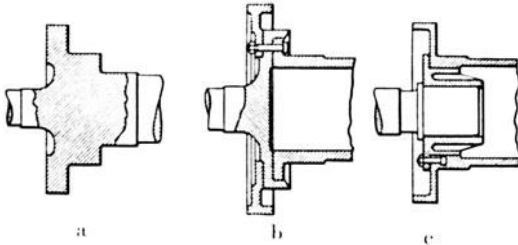


Fig. 77. Verbindungen von Trommel und Welle bei Landturbinen.

In Fig. 77c ist eine Ausführung der Firma Willans und Robinson¹⁾ für Leistungen über 2000 Kilowatt wiedergegeben. Auf die Welle ist am H.-D.-Ende ein Hohlfußstück aus Stahl

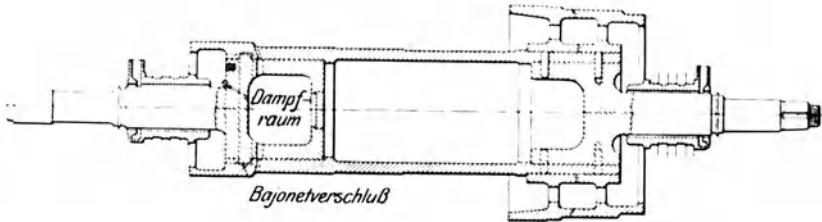


Fig. 78. H.-D.-Läufer einer Landturbinen (Richardsons, Westgarth & Co., Ltd.).

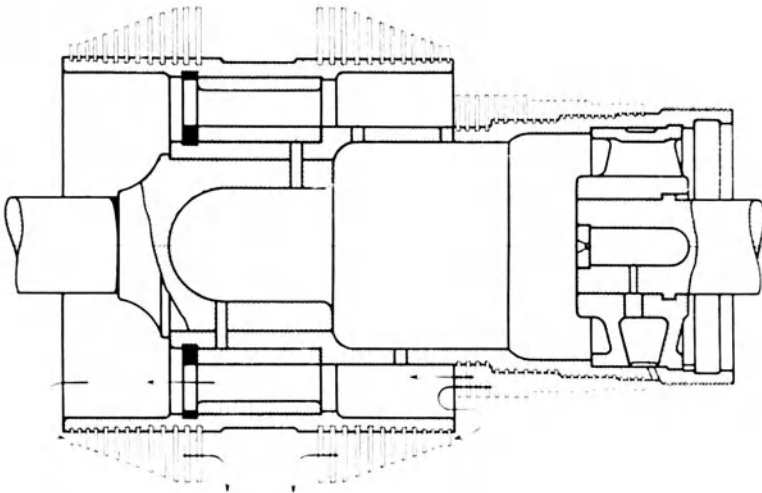


Fig. 79. 5000 KW-Turbinentrommel von Brown, Boveri & Cie.

¹⁾ Siehe Engineering, 3. Jan. 1908.

aufgesetzt worden. Der innere Teil desselben, in den das Wellenende eingepreßt wurde, ist somit nur der Temperatur des N.-D.-Dampfes ausgesetzt, während der äußere mit der Trommel durch Schraubenbolzen verbunden wurde.

Die Brown-Boveri-Trommel ist in Fig. 7 zu sehen, während Fig. 78 einen vollständigen H.-D.-Rotor der Firma Richardsons, Westgarth & Co. zeigt. Hier ist das H.-D.-Ende der Trommel auf das vergrößerte Wellenende aufgeschraubt und außerdem durch Bajonnettverschluß festgehalten. An der anderen Seite ist die Trommel außer der Aufschraubung auf das Wellenende noch durch Schrauben gegen Verdrehung gesichert, die ihrerseits wieder durch die hierauf aufgeschraubte Habe gesichert sind. Im Innern des Wellenendes ist ein Hohlraum vorgesehen, in den durch Bohrungen hindurch Frischdampf gelangen kann, und somit Welle und Trommel gleichzeitig erwärmt werden.

Fig. 79 zeigt die Trommel einer 5000 KW-Turbine von Brown, Boveri & Cie., bei der vier Teile übereinander aufgeschraubt sind. Um bei großen Einheiten einen Ausgleichkolben zu sparen wird, wie hier, der N.-D.-Dampfstrom geteilt und in der durch die Pfeile angegebenen Weise geführt.

27. Ausdehnung der rotierenden Teile von Marschturbinen.

Wird ein Wellenstrang von zwei Turbinen angetrieben, so ist es wichtig, einer Ausdehnung jedes Rotors in axialer Richtung Rechnung zu tragen, ohne daß dadurch der andere beeinflusst wird. Betrachten wir einmal diesen in Betracht kommenden Fall, für die Haupt- und Marschturbinen von Schiffsanlagen. Jede Turbine besitzt ihr eigenes Drucklager und ihren Entlastungskolben. Angenommen, die Einstellung des Rotors sei richtig für den Fall, daß die Hauptturbine arbeitet und die Marschturbine abgeschaltet ist. Es ist klar, daß der in die Marschturbine eintretende Dampf eine Längsausdehnung der Marschtrommel und Welle hervorrufen wird; und daß, falls man dieser Ausdehnung nicht nachgibt, unzulässig hohe Beanspruchungen auftreten werden, und eine Beschädigung der Drucklager der Fall sein wird. Denken wir uns das Drucklager der Marschturbine beseitigt, so würde sich die Welle nach vorn ausdehnen und somit das Axialspiel auf dem Entlastungskolben der Marschturbine verändert werden. Damit diese Ausdehnung des Marschturbinenrotors stattfinden kann, hat man eine bewegliche Gleitkupplung zwischen beiden Wellen eingeschaltet.

Sind Vor- und Rückwärtsturbine in demselben Gehäuse oder in getrennten Gehäusen auf demselben Wellenstrang angeordnet, so bedarf es nur eines Drucklagers für beide Turbinen. In diesem Falle ist nur auf das Spiel der Dichtungsstreifen auf den Entlastungskolben Rücksicht zu nehmen, welchem Umstände man hier durch Anwendung von Entlastungskolben mit radialem Spiel innerhalb der Rückwärtsturbine abhelfen kann.

Die in Fig. 133 (siehe auch Seite 305) schematisch wiedergegebene Turbinenanlage der Schlachtschiffe der „Invincible“-Klasse gibt uns ein anschauliches Beispiel für den Gebrauch starrer und beweglicher Kupplungen.

28. Kupplungen.

Die gewöhnlichen starren Wellenkupplungen können nach denselben Gesichtspunkten wie im Kolbenschiffmaschinenbau berechnet werden. Es bedeute:

M_d = zu übertragendes Drehmoment,
 r = Radius des Wellenquerschnittes (bei hohlen Wellen der halbe äußere Durchmesser),
 s = Stärke des Kuppelflansches,
 k_s = Schubbeanspruchung.

Der Widerstand im gefährlichen Querschnitt (d. h. wo der Flansch in die Welle übergeht) gegen die Schubkraft beträgt:

$$2 \pi \cdot r \cdot s \cdot k_s$$

und somit das übertragene Drehmoment: $M_d = 2 \pi r^2 \cdot s \cdot k_s$.

Das durch die Welle übertragene Drehmoment ist aber:

$$\frac{1}{2} \pi \cdot r^3 \cdot k_s \quad \text{für volle Wellen,}$$

$$\frac{1}{2} \pi \cdot \frac{r_1^4 - r_2^4}{r_1} \cdot k_s \quad \text{für hohle Wellen,}$$

so daß für volle Wellen gilt:

$$2 \pi \cdot r^2 \cdot s \cdot k_s = \frac{1}{2} \pi \cdot r^3 \cdot k_s,$$

folglich

$$s = \frac{r}{4}$$

und für hohle Wellen:

$$2 \pi \cdot r_1^2 \cdot s \cdot k_s = \frac{1}{2} \pi \cdot \frac{r_1^4 - r_2^4}{r_1} \cdot k_s$$

$$s = \frac{r_1^4 - r_2^4}{4 r_1^3} = 0,234 r_1 \quad \text{für } r_1 = 2 r_2.$$

Obige Flanschstärken sind in bezug auf zulässige Beanspruchungen hinreichend stark bemessen, jedoch sollte aus anderen praktischen Beweggründen die Stärke des Kuppelflansches nicht kleiner als der Bolzendurchmesser gemacht werden.

Wir wollen uns nach der von Seaton¹⁾ angegebenen Faustregel richten, nach der die Kuppelflanschstärke = 0,3 · Wellendurchmesser für volle Wellen zu wählen ist. Für hohle Wellen sei: Kuppelflanschstärke = 0,25 · äußerer Wellendurchmesser.

Jede der hiernach erhaltenen Flanschstärken ist mehr als doppelt so stark, als hinsichtlich der Beanspruchung erforderlich sein würde. Jedoch müssen wir bedenken, daß wir bei der theoretischen

¹⁾ Siehe „Manual of Marine Engineering“ von A. E. Seaton.

Flanschenberechnung keine Rücksicht auf die Schwächung des Flanschen durch die Bolzenlöcher nehmen.

Obgleich die nach der Faustregel sich ergebenden Flanschstärken vollauf Beachtung verdienen, so gibt es immerhin eine Menge Fälle, bei denen die Flanschen nur halb so stark ausgeführt sind.

Abmontierbare Kupplungen mit auf den Wellenenden aufgekittenen Flanschen werden mitunter angewandt, wenn axiale Kräfte zu übertragen sind, und das Wellenende nicht vergrößert werden kann. Ihre Flanschstärke und Bolzendurchmesser können nach obigen Formeln berechnet werden. Die Schubbeanspruchung im Keil betrage etwa 280 kg/qcm. Die Druckspannung in der Welle ist gewöhnlich sehr gering, weshalb man die Tragfläche des Keils oder besser seine Höhe klein halten kann, um gleichzeitig den Widerstand der Welle gegen Verdrehung so wenig wie möglich zu verringern. Die Höhe des Keils möge zu $\frac{1}{6}$ bis $\frac{1}{7}$ des Wellendurchmessers gewählt werden.

29. Kupplungsbolzen.

Unter Beibehaltung der Bezeichnungen des vorigen Abschnittes bedeute:

- D = Wellendurchmesser,
- d = Bolzendurchmesser,
- R = Radius des Bolzenkreises,
- z = Anzahl der Bolzen.

Da gut eingepaßte Bolzen nur auf Schub beansprucht werden, und für die Schubkraft das Widerstandsmoment des Bolzenquerschnittes (nicht das dem Kerndurchmesser des Gewindes entsprechende) in Betracht kommt, so beträgt das durch die Bolzen übertragene Drehmoment:

$$z \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot k_s \cdot R$$

Folglich gilt für volle Wellen:

$$z \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot k_s \cdot R = \frac{\pi}{16} D^3 \cdot k_d$$

und da $k_s = k_d$ gesetzt werden kann,

$$d = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{D}{z \cdot R}} \dots \dots \dots (1)$$

und für hohle Wellen:

$$d = \sqrt{\frac{D_1^4 - D_2^4}{4 D_1 \cdot z \cdot R}}$$

Nach Seaton kommt auf je 5 cm Wellendurchmesser ein Bolzen, und wenn R stets zu $0,8 D$ genommen wird, erhält man aus Gleichung 1:

bei	4	Bolzen :	Bolzendurchmesser =	Wellendurchmesser :	3,58
"	5	"	"	"	4,00
"	6	"	"	"	4,38
"	7	"	"	"	4,73
"	8	"	"	"	5,06
"	9	"	"	"	5,37
"	10	"	"	"	5,67

Obige Tabelle gilt für volle Wellen. Verfahren wir auf ähnliche Weise, so erhalten wir für hohle Wellen:

$$d = 0,54 \frac{D_1}{\sqrt{z}},$$

woraus sich folgende Tabelle ergibt:

bei	4	Bolzen :	Bolzendurchmesser =	$0,270 D_1$
"	5	"	"	$= 0,241 D_1$
"	6	"	"	$= 0,221 D_1$
"	7	"	"	$= 0,204 D_1$
"	8	"	"	$= 0,191 D_1$
"	9	"	"	$= 0,180 D_1$
"	10	"	"	$= 0,171 D_1$

Der Teil des Bolzens, der Gewinde trägt, kann geringeren Durchmesser erhalten, wodurch sich natürlich kleinere Muttern und Flanschdurchmesser ergeben. Des öfteren werden auch konische Bolzen verwendet und zwar besonders zur Verbindung von Lauf- und Propellerwellen, da sie leichter zu lösen sind.

30. Ringkupplung.

Die Ringkupplungen für Turbinenwellen sind ähnlich ausgebildet wie die der Kolbenmaschinen. Sie sind derart berechnet, daß sie außer Druck und Zug noch ein gewisses Drehmoment übertragen können.

In Fig. 80 ist in das eine Wellenende eine Ringnut eingefräßt, in die ein zweiteiliger Stahlring eingepaßt ist. Das andere Wellenende tritt so zurück, daß es auf den Ring paßt. Die Flanschen sind in der üblichen Weise durch Bolzen zusammengezogen.

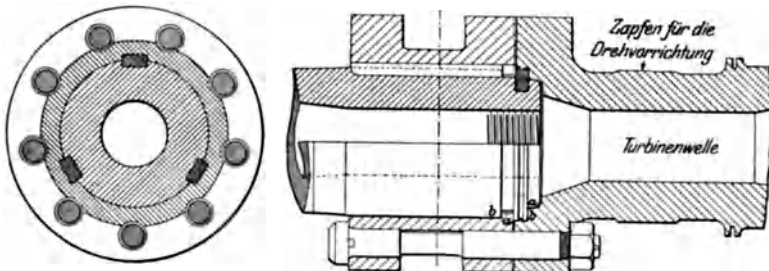


Fig. 80. Ringkupplung. (Büchse aus Schmiedeeisen; Ring, Keile und Bolzen aus weichem Stahl.)

Durch den Ring werden Zug und Druck übertragen; bei Zug sind die mit a bezeichneten Flächen die übertragenden, während den Druck die mit b bezeichneten Flächen aufnehmen. Für jede dieser Flächen kann eine Flächenpressung von etwa 425 kg/qcm zugelassen werden. Die Stärke s des Ringes oder die Länge des Endzapfens müssen auf Abscherung berechnet werden. Sie variieren von etwa 16 bis 32 mm je nach Größe des Wellendurchmessers.

Diese Kupplungen werden häufig am hinteren Ende der Hauptturbinenwellen verwendet; jedoch finden sie auch zur Verbindung von Lauf- und Propellerwelle Verwendung und ermöglichen hier, daß die Propellerwelle von außen durch das am Hinterschiff befindliche Stevenrohr eingezogen werden kann. Die Propellerwelle besitzt, wie man aus der umstehenden Fig. 81 ersieht, an ihrem vorderen Ende einen Gewindepfropfen, der bei einem äußeren Bruch der Propellerwelle das Eindringen von Meerwasser verhindern soll.

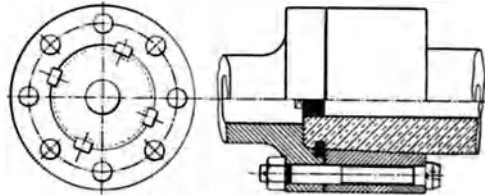


Fig. 81. Verbesserte Ringkupplung.

Der schwache Konus am Wellenende erleichtert die Demontage des abnehmbaren Flanschen.

Fig. 81 zeigt die etwas abgeänderte Form einer Ringkupplung. Sie soll jegliche Möglichkeit eines Endspieles oder des „Schlagens“ beider Wellenenden verhindern, was bei diesen Kupplungen, die für „Warmlaufen“ bekannt sind, eine große Hauptsache ist. Mit Hinblick auf Fig. 81 sieht man, daß durch Zusammenziehen der Bolzen, die Hülse und der Flansch den Ring und Endzapfen der Welle zwischen sich fassen. Durch die Flächen, die auf diese Weise aufeinandergepreßt werden, wird der in der Welle auftretende Druck und Zug übertragen.

31. Biegsame Kupplungen.

Die biegsame Kupplung nach Parsons wird fast ausschließlich zur Verbindung der Turbinenwelle mit der des elektrischen Generators gebraucht. Jede Seite dieser Kupplung (Fig. 82) besteht aus zwei Teilen, einer inneren Hülse, die auf der Welle aufgekeilt ist, und einer äußeren, die an einem Ende einen Flanschen trägt. Jede dieser beiden Hülssen besitzt eine Anzahl Zähne oder Klauen, die ineinandergreifen und vermittels derer die Kraft übertragen wird. Hierdurch wird ein geringes Austreten der Welle aus der geradlinigen Mittelachse des

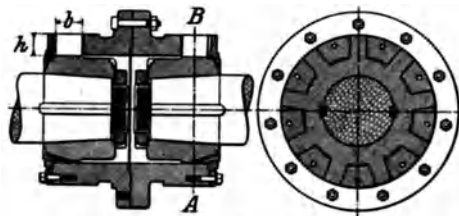


Fig. 82. Biegsame Kupplung.

ganzen Wellenstranges zugelassen. Ebenso ist durch entsprechendes Spiel in der Längsrichtung der Ausdehnung des Rotors und der wechselnden Verstellung des Drucklagers entsprochen. Es bezeichne:

b = Zahnbreite in cm,

r = Radius des Zahnfußkreises in cm,

D = Wellendurchmesser in cm,

k_z = Schubbeanspruchung im Zahnfuß,

k_w = Schubbeanspruchung der Welle.

Von dem Umfange $2r\pi$ der inneren Hülse können $r\pi$ als von Zähnen bedeckt angenommen werden. Der gesamte Zahnquerschnitt am Fuße beträgt dann $\pi \cdot r \cdot b$, und das Drehmoment $\pi \cdot r^2 \cdot b \cdot k_z$. Setzen wir dieses gleich dem durch die Welle zu übertragenden Drehmomente $\frac{1}{16} \pi \cdot D^3 \cdot k_w$, so erhalten wir:

$$\pi \cdot r^2 \cdot b \cdot k_z = \frac{\pi \cdot D^3}{16} \cdot k_w$$

$$b = \frac{D^3}{16 r^2} \cdot \frac{k_w}{k_z}$$

Wir wollen r nicht kleiner als $0,75 D$ wählen. Da die Beanspruchung nicht gleichmäßig verteilt werden kann und die Berechnung eine Biegebbeanspruchung der Zähne nicht berücksichtigt, so muß für die Schubbeanspruchung k_z ein sehr niedriger Wert gewählt werden. Setzen wir $r = 0,75 D$, und $\frac{k_w}{k_z} = 3$, so ergibt obige Formel:

$$b = \frac{D}{3}$$

Die Beanspruchung der Zähne auf Biegung hängt in der Hauptsache von der Güte der Ausführung der Zähne und von dem Verhältnis b zu h (siehe Fig. 82) ab. Bei gut ausgeführten Zähnen wird diese Beanspruchung klein sein, wenn b und h einander gleich sind.

Im Folgenden sind gute und in der Praxis ausgeführte Abmessungen gegeben:

$$\begin{aligned} r &= 0,8 D \\ h &= 0,456 r \\ b &= h. \end{aligned}$$

Die Flanschen und Bolzen können auf dieselbe Weise wie bei festen Kuppelflanschen berechnet werden. Die Zahnflanken verlaufen gewöhnlich grade und radial, jedoch empfiehlt Foster, daß zwecks geringerer Abnutzung dieselben wie Zähne von Zahnrädern ausgebildet werden sollen¹⁾.

32. Biegsame Gleitkupplungen.

Arbeiten die Haupt- und Marschturbinen auf denselben Wellenstrang, so wird gewöhnlich eine Gleitkupplung zwischen den beiden

¹⁾ Siehe Foster, „Steam Turbines“, S. 394/5.

Turbinen aus dem Grunde notwendig, um der Längenveränderung des Marschrotors infolge des Temperatureinflusses Rechnung zu tragen, wie bereits im Abschnitt 27 dargetan wurde. Eine biegsame Kuppung, wie sie in Abschnitt 31 beschrieben wurde, ist zuweilen angewendet worden, aber die in Fig. 83 abgebildete und abgeänderte Form ist gebräuchlicher geworden. *A* und *B* sind die beiden Wellen, von denen die letztere einen festen Flansch trägt. Ein kleinerer auf der Welle *A* befindlicher Flansch ist mit Radialzähnen versehen und wird von einem Ring *C* aus Schmiedeisen oder weichem Stahl umfaßt. Dieser Ring ist durch die auf seiner Innenseite befindlichen Zähne mit der Welle *A* fest verbunden. Außerdem ist er in der gewöhnlichen Weise mit dem festen Flanschen *B* durch Bolzen verschraubt. Wir können diese Verbindung als eine gewöhnliche feste Kuppung ansehen, deren einer Flansch aus zwei Teilen besteht, wie aus dem in Fig. 83 dargestellten Querschnitt ersichtlich ist. Die Kuppung überträgt drehende aber nicht axiale Kräfte. Die Zahnbreite kann wie in Abschnitt 31 ermittelt werden. Die Kuppung wird gewöhnlich zwischen dem Hauptdrucklager und dem hinteren Traglager der Marschturbine angeordnet und läuft vollständig in Öl. Auf den Zahnflanken wurden Nuten eingefräßt, um dem Öl den Zugang zu erleichtern.

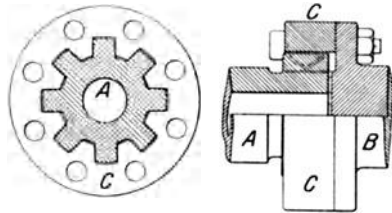


Fig. 83. Elastische Klemmkuppung für Schiffswellen.

verschraubt. Wir können diese Verbindung als eine gewöhnliche feste Kuppung ansehen, deren einer Flansch aus zwei Teilen besteht, wie aus dem in Fig. 83 dargestellten Querschnitt ersichtlich ist. Die Kuppung überträgt drehende aber nicht axiale Kräfte. Die Zahnbreite kann wie in Abschnitt 31 ermittelt werden. Die Kuppung wird gewöhnlich zwischen dem Hauptdrucklager und dem hinteren Traglager der Marschturbine angeordnet und läuft vollständig in Öl. Auf den Zahnflanken wurden Nuten eingefräßt, um dem Öl den Zugang zu erleichtern.

33. Keile und Federn.

Diese haben in der Regel ein Drehmoment zu übertragen und sollen aus diesem Grunde mit Rücksicht auf die von dem Drehmoment herrührenden Schub- und Druckbeanspruchungen berechnet werden.

Es bezeichne:

b = Keilbreite in cm,

h = Keilhöhe in cm,

l = Keillänge; oder wenn mehrere Keile verwendet werden, so ist l die Gesamtlänge aller Keile,

d = Wellendurchmesser in cm,

p = Flächenpressung auf der Tragfläche des Keils in kg/qcm.

Unter der Annahme, daß der Keil bis zur halben Höhe in die Welle eingelassen sei, bestimmt sich das übertragene Drehmoment zu:

$$\frac{1}{2} \cdot l \cdot h \cdot p \cdot \frac{d}{2}.$$

Diesen Ausdruck setze man dem wirklichen Drehmomente gleich, wie es aus der effektiven Turbinenleistung berechnet wurde; also:

$$M_d = 71\,620 \frac{N_e}{n}.$$

Im allgemeinen wird es dagegen ausreichend sein, die Keile mit Rücksicht auf die Wellen zu bemessen. Es ist dann:

$$\frac{1}{2} \cdot l \cdot h \cdot p \cdot \frac{d}{2} = \frac{\pi}{16} k_w \cdot d^3,$$

worin k_w die maximale Schubbeanspruchung der Welle infolge des Drehmomentes bedeutet. Hieraus folgt:

$$l \cdot h = \frac{\pi}{4} d^2 \cdot \frac{k_w}{p}.$$

Setzen wir $\frac{k_w}{p} = 0,3$ und $\frac{\pi d^2}{4} = f$, d. h. den Kreisquerschnitt der vollen Welle, so erhalten wir:

$$l \cdot h = 0,3 \cdot f.$$

Machen wir $h = \frac{d}{12}$, so wird $l = 3d$. Sodann würden:

- 1 Keil eine Länge von $3d$ cm,
- 2 Keile je eine Länge von $1,5d$ cm,
- 3 Keile je eine Länge von d cm haben.

Kommen 4 Keile zur Verwendung, so geschieht dies gewöhnlich in der Absicht, den ziemlich hohen Wert von p etwas herunter zu setzen. Obige Berechnung wurde unter Annahme voller Wellen durchgeführt. Für hohle Wellen tritt kein merklicher Unterschied ein, wenn für d der äußere Wellendurchmesser eingesetzt wird.

Die Nachrechnung auf Schubbeanspruchung im Keil geschieht auf sehr ähnliche Weise. Die Gleichung lautet:

$$\frac{1}{2} b \cdot l \cdot k_s \cdot \frac{d}{2} = \frac{\pi}{16} k_w \cdot d^3.$$

Ist hierbei $b = 2h$, so wird die Schubbeanspruchung k_s die Hälfte der Flächenpressung p , d. h. etwa 420 kg/qcm betragen.

34. Die Kupplung von Gebr. Stork.

Da Zahnkupplungen den Nachteil besitzen, daß sie bei nicht parallelen Wellen eine ständig variierende Übersetzungsgeschwindigkeit ergeben, und somit ein Erzittern des Maschinensatzes herbeiführen können, so beseitigte die Firma Stork in Hengels diesen Übelstand durch die in Fig. 84 dargestellte Kupplung, die für die Landaggregate verwendet wird. Sie besteht aus den beiden aufgekeilten Kupplungsflanschen, zwischen denen sich eine Scheibe befindet, die auf beiden Seiten eine Menge Zahnleisten besitzt. — Die Zahnleisten der einen Seite, die in Nuten der Scheibe eingesetzt sind, stehen senkrecht zu den aus der Scheibe herausgearbeiteten Zahnleisten der

anderen. Durch Herausnahme der eingesetzten Zahnleisten nach Abnahme der auf den Flanschen festgeschraubten Ringe ist die Kuppelung bequem zu demontieren.

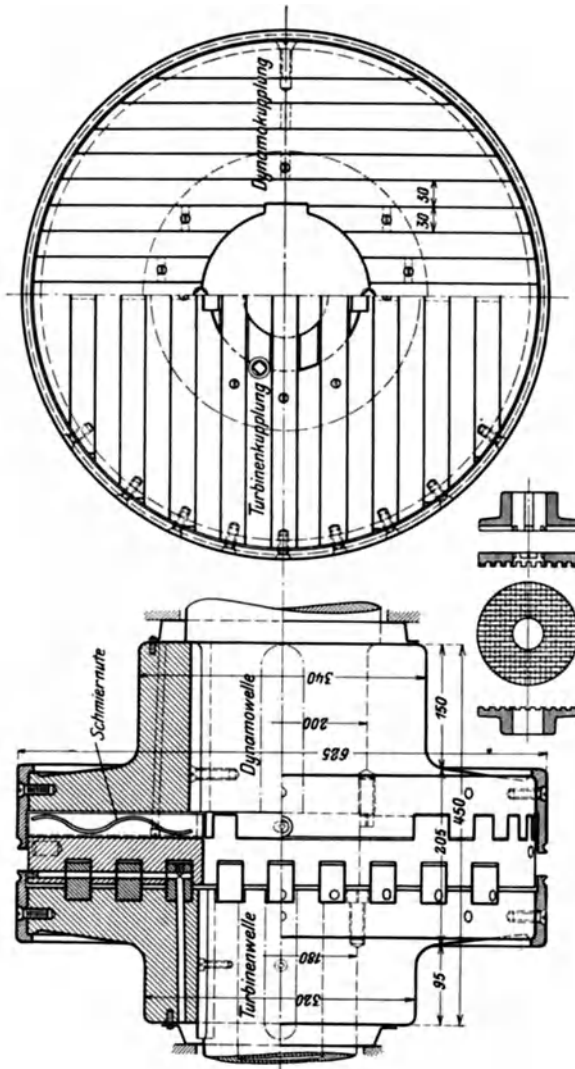


Fig. 84. Kuppelung für Landturbinen von Gebr. Stork.

35. Drehvorrichtung.

Die Drehvorrichtung wird gewöhnlich am hinteren Ende jeder Turbine angebracht. Sie besteht aus Schnecke und dem auf der Turbinenwelle sitzenden Schneckenrade, das bei großen Anlagen zweiteilig ausgeführt und zusammengeschraubt wird.

Mitunter wird es auch an dem abnehmbaren Flanschen der Turbinenwelle befestigt. Fig. 12 zeigt ein Schneckenrad, das auf den festen Flanschen der Kupplung aufgekeilt ist. Dies ist eine besonders übliche Konstruktion. Eine andere Anordnung der Antriebsvorrichtung ist in Fig. 80 angedeutet.

36. Kritische Umlaufzahl der Turbinenwelle.

Rotiert eine Welle infolge einer leichten Durchbiegung oder aus irgendeinem anderen Grunde um eine Achse, die nicht mit der Schwerpunktsachse der Welle übereinstimmt, so kommen Fliehkräfte zur Wirkung. Gleichzeitig ruft die elastische Deformation des Wellenmaterials entgegengesetzt gerichtete Kräfte hervor, die die Welle in ihre ungespannte Lage zurückzubringen suchen. Bei ganz bestimmten Umlaufzahlen werden diese elastischen Spannungen den Fliehkräften das Gleichgewicht halten, so daß dann die elastischen Spannungen aufgehoben werden. Die Welle beginnt dann zu erzittern, und man nennt diejenige minutliche Umlaufzahl, bei der diese Schwingungen auftreten, die „kritische Umlaufzahl“.

Wir wollen folgenden Belastungsfall der Turbinenwelle betrachten. Die Welle sei an ihren beiden Enden frei aufliegend und mit einem Gewicht G belastet, das an der Symmetrieachse der Welle angreift, und demgegenüber das Eigengewicht der Welle vernachlässigt werden kann. Angenommen, die Wellenachse erleidet aus irgendeinem Grunde eine elastische Durchbiegung von der Größe f rechtwinklig zur Längserstreckung der Welle gemessen. Die elastische Spannung in der Mitte der Welle, die die Welle wieder gerade zu richten sucht, ist gleich der Kraft, die die Durchbiegung f hervorbringt und beträgt

$$48 EJ \cdot \frac{f}{l^3}.$$

Es tritt aber auch eine Fliehkraft in entgegengesetzter Richtung auf von der Größe:

$$\frac{G}{g} \cdot \omega^2 \cdot f.$$

In diesen Ausdrücken bedeutet:

l = Länge der Welle,

E = Elastizitätsmodul des Wellenmaterials,

J = Trägheitsmoment der Welle, bezogen auf ihre neutrale Achse,

ω = Winkelgeschwindigkeit der Welle.

Die Fliehkraft wird den elastischen Kräften das Gleichgewicht halten, wenn die Beziehung besteht:

$$\frac{G}{g} \cdot \omega^2 \cdot f = 48 f \cdot \frac{EJ}{l^3};$$

d. h. wenn

$$\omega^2 = \frac{48 \cdot E \cdot J \cdot g}{G \cdot l^3}.$$

Die kritische Umlaufzahl beträgt dann:

$$n_1 = \frac{60 \omega}{2 \pi}.$$

Setzen wir G in kg, d und l in m ein, so erhalten wir für eine umlaufende Stahlwelle:

$$n_1 = 6,652 \cdot 10^6 \cdot \frac{d^2}{l^2} \cdot \sqrt{\frac{l}{G}}.$$

Die entsprechende Formel für eine unbelastete Welle, deren Eigengewicht berücksichtigt wurde, ist:

$$n_2 = 0,121 \cdot 10^6 \cdot \frac{d}{l^2}.$$

Die kritische Umlaufzahl n für den Fall, daß sowohl die Belastung als auch das Eigengewicht der Welle berücksichtigt wurden, ist mit großer Genauigkeit durch die Annäherungsgleichung von Dunkerley¹⁾ gegeben, die lautet:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2}.$$

37. Beanspruchungen dünner rotierender Scheiben²⁾.

Hinsichtlich der Theorie der Spannungen, die in dünnen mit hoher Umlaufzahl rotierenden Scheiben auftreten, verweise ich auf Abhandlungen und Lehrbücher über Festigkeitslehre. Die zufolge der üblichen Theorie erhaltenen Formeln sollen in folgendem kurz aufgestellt werden:

Es bezeichne:

δ_r = Radiale Zugspannung im Abstände r von der Achse,

δ_t = Tangential- oder Ringspannung im Abstände r von der Achse,

ω = Winkelgeschwindigkeit,

γ = spezifisches Gewicht des Materials,

r_1 = größter Radius der Scheibe,

ν = Verhältnis der Querkontraktion zur Dehnung (= 0,28 für Stahl).

Für eine volle Scheibe (ohne Bohrung in der Mitte) betragen dann die Spannungen im beliebigen Abstände r von der Rotationsachse:

$$\delta_r = \frac{\gamma}{8g} \omega^2 (\nu + 3) (r_1^2 - r^2)$$

$$\delta_t = \frac{\gamma}{8g} \omega^2 [r_1^2 (\nu + 3) - r^2 (1 + 3\nu)].$$

¹⁾ Philos. Transact. of the Royal Soc. London, Bd. 185, Jahrgang 1895, S. 270 u. f.

²⁾ Siehe auch: M. Donath, Die Berechnung rotierender Scheiben und Ringe. Verlag von Jul. Springer, Berlin 1912.

An der Achse erreichen diese Spannungen ihren Maximalwert und betragen dann:

$$\delta_{r_{max}} = \delta_{t_{max}} = \frac{\gamma}{8g} \cdot \omega^2 \cdot r_1^2 \cdot (\nu + 3).$$

Für eine Scheibe mit einer Bohrung in ihrer Mitte, vom Radius r_0 erreicht δ_t seinen Höchstwert, wenn $r = r_0$ und beträgt dann:

$$\delta_{t_{max}} = \frac{\gamma}{4g} \cdot \omega^2 [(\nu + 3) r_1^2 + (1 - \nu) r_0^2].$$

Ist r_0 so klein, daß r_0^2 vernachlässigt werden kann, so erhalten wir:

$$\delta_{t_{max}} = \frac{\gamma}{4g} \omega^2 r_1^2 (\nu + 3),$$

welcher Wert gerade doppelt so groß als der für volle Scheiben ist. Die Festigkeit einer Scheibe kann dadurch vergrößert werden, daß man ihre Stärke nach der Nabe hin zunehmen läßt.

Werden in obigen Formeln die Längenmaße in cm, die Beanspruchungen in kg/qcm eingesetzt, so muß natürlich g in cm/sk² (= 981) eingesetzt werden.

38. Anmerkung.

Zwecks weiterer Informationen über Berechnung und Konstruktion von Turbinenrotoren hoher Umlaufzahl verweise ich auf den Vortrag von J. McKenzie Newton (Engineering, Band 90, S. 64 und 101).

12. Kapitel.

Traglager, Drucklager, Nachstellvorrichtung und Stopfbüchsen.

1. Traglager.

Bei der Konstruktion der Traglager sind folgende Hauptpunkte zu berücksichtigen:

1. Flächendruck pro qcm Projektionsfläche (= Länge \times Durchmesser) der Lageroberfläche.
2. Geschwindigkeit der aufeinander gleitenden Flächen, d. h. Geschwindigkeit der Zapfenoberfläche.
3. Die erreichte Höchsttemperatur des Lagers und Schmiermittels.

Ich verweise hier auf die mustergültigen Versuche von Beauchamp Tower¹⁾, sowie auf die neueren Untersuchungen anderer²⁾.

¹⁾ Proceedings Inst. Mechanical Engineers, 1883 und 1884.

²⁾ O. Lasche, Zeitschr. Ver. deutsch. Ing. 1901. S. 1881.

Der Druck pro qcm Projektionsfläche variiert von etwa 2,8 bis 4,2 kg bei Landturbinen, und von etwa 4,2 bis 6,3 kg bei Schiffsturbinen. Um mitunter ein und denselben Zapfendurchmesser durchweg beibehalten zu können, geht man mit diesen Flächendrücken auch unter diese Werte herab.

Die Geschwindigkeit der Zapfenoberfläche in Meter pro Sekunde beträgt etwa 10 bis 15 bei Landturbinen, und 6,4 bis 9,2 bei Schiffsturbinen.

Das Verhältnis von Länge zu Durchmesser des Lagers beträgt bei Landturbinen 2 bis 3 und bei Schiffsturbinen 1 bis 2.

Ein üblicher Wert für die Lager von Hochdruck- und Niederdruck-Hauptturbinen von Schiffen liegt zwischen 1,6 und 1,7; dieses Verhältnis kann jedoch auf etwa 1,3 verringert werden, wenn der Raum für die Längserstreckung der Turbine beschränkt ist. Bei den Lagern von Marsch- und Rückwärtsturbinen beträgt dieses Verhältnis nahezu 1. Am zuverlässigsten verfährt man, wenn man das Produkt von Flächendruck p und Zapfengeschwindigkeit w innerhalb gewisser Grenzen hält. In dieser Hinsicht können wir zulassen:

$$pw = 43 \text{ für Landturbinen,}$$

$$pw = 36 \text{ für Schiffsturbinen,}$$

worin die Zapfengeschwindigkeit in m/sk eingesetzt ist. Einige Konstrukteure hingegen gehen bei Landturbinen bis 54.

2. Praktische Formeln und Beispiele.

Bezeichnet G das Gewicht des Läufers in Tonnen, so ergeben die folgenden Formeln günstige Lagerabmessungen:

für Landturbinen:

$$d = \frac{23\,000}{n}$$

$$l = 0,0064 G \cdot n$$

für Schiffsturbinen:

$$d = \frac{12\,700}{n}$$

$$l = 0,0076 G \cdot n$$

worin bedeutet: n = Umdrehungen pro Minute,

l = Lagerlänge in cm,

d = Zapfendurchmesser in cm.

Diese einfachen Formeln sind unter Zugrundelegung folgender Werte aufgestellt worden:

für Landturbinen:

$$p = 3,5 \text{ kg/qcm,}$$

$$w = 12 \text{ m/sk,}$$

$$pw = 42,$$

für Schiffsturbinen:

$$p = 3,5 \text{ kg/qcm,}$$

$$w = 6,6 \text{ m/sk,}$$

$$pw = 35.$$

Die folgende Tabelle enthält diesbezügliche Angaben neuerdings ausgeführter Schiffsturbinen:

Tabelle XVII.

Lagerdurchmesser mm	p (kg/qcm)	w (m/sk)	$p \cdot w$
165	3,6	6,5	23,4
230	3,7	9,0	33,3
230	4,5	9,0	40,5
300	3,9	8,0	31,2
360	4,4	6,0	26,4
460	4,1	7,7	31,6
610	5,8	6,1	35,4
690	5,6	6,9	38,6
840	5,1	8,4	42,8

Für H.-D.- und N.-D.-Turbinen wird bisweilen derselbe Lagerdurchmesser gewählt, und geschieht dies in Übereinstimmung mit obigen Formeln. Jedoch ist nicht zu vergessen, daß sich diese Formeln nur auf in Öl laufende Lager beziehen. Die Zapfenstärke der Welle ist auf die bereits angegebene Weise zu berechnen.

Die Tabelle XVIII gibt uns verschiedene Beispiele über Lagerabmessungen von Landturbinen¹⁾.

Tabelle XVIII.

Leistung in KW.	Rotorgewicht in kg	Lagerdurchmesser in mm	Lagerlänge in mm	p (kg/qcm)	w (m/sk)	$p \cdot w$
250	1310	75	230	3,8	14,3	54,4
750	3890	130	440	3,4	16,0	54,4
1500	3360	130	380	3,4	11,9	40,5
3000	6460	250	380	3,4	16,0	54,4

3. Lagerschalen.

Die Lagerschalen bestehen aus einer zweiteiligen Bronze- oder Gußeisenbüchse, die mit Weißmetall ausgegossen ist. Bei Kriegs-

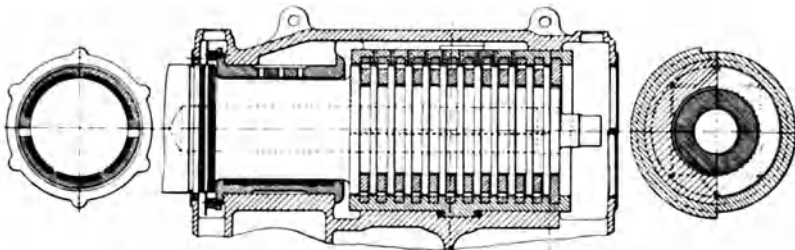


Fig. 85. Trag- und Drucklager für Schiffsturbinen.

¹⁾ Siehe den Aufsatz über „Turbinenlager“ Mech. World, 21. Oktober 1910.

werden an entgegengesetzten Enden der vertikalen und horizontalen Lagererstreckung zwischengelegt, indem man den Ring ein wenig abhebt und die Beilagen in die Nut bei Buchstabe *E* einbringt. Ich verweise auf die mit Massen versehenen veröffentlichten Zeichnungen solcher Lager¹⁾.

Folgende Formeln geben die Stärke *s* des Weißmetallbezuges und die Gesamtstärke *S* der Büchse an:

$$S = 0,2 d \text{ bis } 0,25 d \text{ für gußeiserne Lagerschalen.}$$

$$S = 0,14 d \text{ für Bronzeschalen,}$$

$$s = (0,025 \text{ bis } 0,035) d + 0,3, \text{ worin bedeutet:}$$

$$d = \text{Zapfendurchmesser in cm,}$$

$$S = \text{gesamte Wandstärke der Lagerschale in cm,}$$

$$s = \text{Stärke des Weißmetallbezuges in cm.}$$

Die in Fig. 85 sichtbaren Sicherheitsstreifen sollten so angebracht werden, daß sie mit der Welle eher in Berührung kommen, als die Enden der Stopfbüchsen-Dichtungstreifen und Ringe die Welle oder Stopfbüchsen-Hülse berühren.

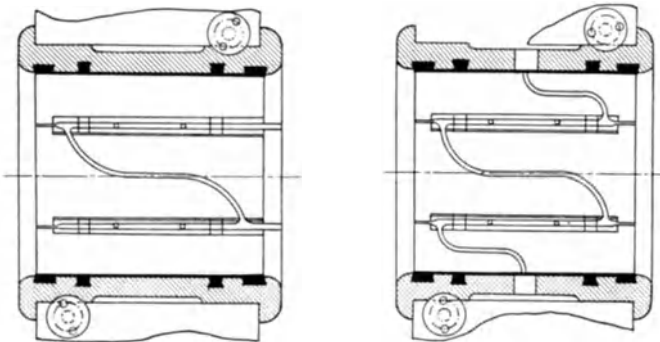


Fig. 87. Bronzelagerschalen.

Die Lagerschalen werden durch Schrauben im Lagerkörper gehalten. Der Kopf einer jeden Schraube ist teilweise in den Lagerkörper eingelassen, wie aus Fig. 87 ersichtlich ist. Diese Anordnung bezweckt auch, daß die obere Lagerschale mit dem Lagerdeckel zugleich beim Öffnen des Lagers gehoben wird.

Die Ölnuten in Fig. 87 gestatten dem sich unter Druck befindlichen Öl, an einer Seite des Lagers wieder abzufließen.

4. Öl-Leitbleche.

Um zu verhindern, daß das Öl aus den Lagern wegfließt oder in die Stopfbüchsen der Turbine gelangt, werden Stoßplatten oder Leitbleche aus Rotguß zwischen den Stopfbüchsen und Traglagern

¹⁾ Siehe Engineering, 3. Januar 1908 und 14. Februar 1908.

und ebenfalls am hinteren Ende des äußersten Traglagers von Schiffsturbinen angebracht. Diese Leitbleche sind in Fig. 85 und in verschiedenen anderen Abbildungen im Verlaufe dieses Buches zu sehen.

Dieselben sind zweiteilig ausgeführt und 2 bis 3 mm stark. Sie umschließen die Oberfläche der Welle mit einem Spiele von etwa 0,125 mm, und sind an der Welle zu einer dünnen Schneide zugeschärft.

Außer diesen beiden Leitblechen sind eine Anzahl in die Welle eingedrehter dreieckiger oder V-förmiger Nuten zu sehen. Diese Nuten haben untereinander einen Abstand von 3 mm. Das äußere Leitblech ragt in eine rechtwinklige Nut hinein, die etwa 6 mm breit und 3 mm tief und ebenfalls in die Welle eingedreht ist. Kommt ein Wegfließen oder Wegspritzen des Öles an der Welle entlang nach dem Turbinengehäuse hin nicht in Frage, so braucht diese Einrichtung nicht derartig ausgebildet werden, und die dreieckigen Nuten sind dann unnötig. Dies ist z. B. am hinteren Ende des äußersten Traglagers in Fig. 95 der Fall.

5. Elastische Hülsen-Lager.

Für die rasch laufenden Wellen kleinerer Landturbinen kommt das elastische Hülsenlager nach Parsons zur Anwendung. Dasselbe besteht aus einer Bronzebüchse (Fig. 88), die gut auf die Welle

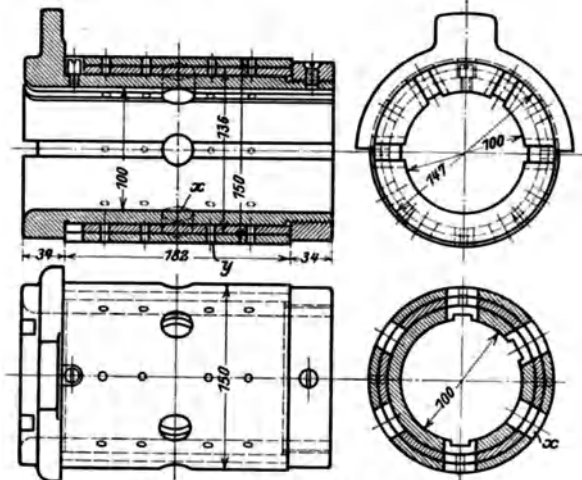


Fig. 88. Elastisches Hülsen-Lager.

aufgepaßt und von zwei oder auch drei Hülsen umgeben ist, die so ineinander gepaßt sind, daß sie sich leicht gegeneinander verschieben lassen. Durch die in der Mittelachse angebrachten Bohrungen x wird Öl in das Lager und durch die Bohrungen y dasselbe zwischen die nicht rotierenden Hülsen gepreßt, wobei das Öl infolge seiner Zäh-

flüssigkeit ein Polster zwischen den einzelnen Hülsen bildet. Hierdurch wird eine wirksame Dämpfung jeglicher Erschütterungen erreicht. Es ist von verschiedenen Seiten dargetan worden, daß ein mit großer Geschwindigkeit rotierender Körper das Bestreben hat, um eine durch seinen Schwerpunkt hindurchgehende Achse zu rotieren, und daß, wenn er hierzu in der Lage ist, er gleichmäßiger und ruhiger rotieren wird. Die geometrische Achse einer Turbine wird stets unbedeutend von der durch den Schwerpunkt hindurchgehenden Hauptachse abweichen. Beide Achsen stimmen jedoch nicht genau überein, und diesen Unterschied sollen die konzentrischen Hülsen und die zwischen ihnen befindlichen Ölschichten des Hülsenlagers ausgleichen, indem sie dem Läufer eine geringe Bewegung gegen den Lagerstuhl hin und somit annähernd eine Rotation um die Schwerpunktsachse gestatten. Werden verschiedene Hülsen lose über eine Lagerbüchse geschoben, so erzeugt die geringste Erschütterung in diesen das ausgesprochene Bestreben, in entgegengesetzter Richtung, als die Welle sich dreht, zu rotieren. Die Lagerschalen werden durch ein an einem Ende angegossenes Auge an der Drehung verhindert. Wird die äußere Hülse etwas exzentrisch ausgebildet, so kann sie zur Einstellung der Lagermitte dienen.

Das übliche Spiel zwischen den Hülsen beträgt etwa 0,04 bis 0,08 mm bei kleineren Lagern, und 0,08 bis 0,15 mm bei solchen größerer Abmessungen.

6. Reibungswärme der Traglager.

Der Koeffizient der Lagerreibung kann definiert werden als die Reibungskraft am Umfang der Welle, dividiert durch die Gesamtbelastung des Lagers.

Bei verschwindend kleinen Geschwindigkeiten nähert sich dieser Koeffizient dem Wert für gewöhnliche metallische Reibung, da hier die Dicke der Ölschicht außerordentlich gering wird. In dem Maße wie die Geschwindigkeit zunimmt, bleibt auch mehr Öl am Zapfenumfang hängen, und der Koeffizient nimmt ab. Er erreicht dagegen bald einen praktisch konstanten Wert und wird für alle im praktischen Turbinenbau vorkommenden Drehzahlen als unabhängig von der Zapfengeschwindigkeit angesehen.

Es bedeute:

l, d = Länge und Durchmesser des Wellenzapfens in cm,

p = Druck in kg/qcm Projektionsfläche der Lagergleitfläche,

w = Gleitgeschwindigkeit am Umfang des Lagerzapfens in m/sk,

μ = Koeffizient der Zapfenreibung.

Die in Wärme umgesetzte Reibungsarbeit beträgt:

$$R = \mu \cdot p \cdot l \cdot d \cdot w \text{ in mkg/sk.}$$

Eins der wichtigsten Ergebnisse der Versuche von Beauchamp Tower war die Entdeckung, daß die erzeugte Reibungswärme nicht

ohne weiteres durch Verkleinerung von p verringert werden kann. Er schlug deshalb folgendes Gesetz vor:

$$\mu p = \text{konst.}$$

Die späteren Arbeiten von Lasche führten zu folgendem genaueren Ergebnis:

$$\mu p t = \text{konst.}$$

worin t die Öltemperatur in Celsiusgraden bedeutet.

Diese Gesetze zeigen, daß durch Vergrößerung des spez. Flächendruckes bei konstanter Öltemperatur der Reibungskoeffizient sich im umgekehrten Verhältnis verringert. Die Dicke der Ölschicht würde dann naturgemäß verringert werden.

Obgleich der Reibungskoeffizient unabhängig von der Geschwindigkeit ist, so ist die erzeugte Wärme proportional der Geschwindigkeit, und aus diesem Grunde wird die Reibungsarbeit eines Turbinenlagers mit großer Umfangsgeschwindigkeit des Lagerzapfens sehr beträchtlich.

Bedeutet: $R =$ Reibungsarbeit in mkg/sk,
 $t =$ Temperatur in Celsiusgraden,

so können obige Gleichungen folgendermaßen geschrieben werden:

$$R = \mu p l d w \dots \dots \dots (1)$$

$$\mu p t = 2 \dots \dots \dots (2).$$

7. Abführung der Lagerwärme.

Damit die Lager nicht heißlaufen, muß die erzeugte Reibungswärme wieder abgeführt werden. Zu diesem Zwecke können die folgenden verschiedenen Maßnahmen angewendet werden:

1. Abführung der Wärme durch das Metall des Lagers und der Welle.
2. Wärmeabführung vermittels Zirkulation und Kühlung des Schmieröls.
3. Kühlung mittels Wassers, das durch Hohlräume in den Lagerschalen zirkuliert.

Erreicht die Temperatur des Öles etwa 120°C ., so verliert dasselbe seine als Schmiermittel wertvollen Eigenschaften. In der Praxis dagegen erscheint es angezeigt, die Lagertemperatur auf etwa 65°C . zu beschränken, obgleich noch bei etwa 90°C . ein zufriedenstellendes Arbeiten des Lagers gewährleistet wird. Man hält die Temperatur aus dem Grunde niedrig, um sicher zu sein, daß die Zähigkeit des Öles hinreichend groß genug ist, um eine angemessen dicke Ölschicht auf dem Lagerzapfen herstellen zu können. Ist die Ölschicht sehr dünn, so läuft man Gefahr, daß sie zerreißt, infolgedessen zwischen Zapfen und Lagerleitfläche metallische Berührung eintritt, und der Zapfen „frißt“. Aus demselben Grunde erfährt der Flächendruck der Lager eine gewisse Beschränkung, weil sonst die Dicke der Öl-

schicht zu sehr verringert wird. Wie bereits erwähnt, ist die Reibungsarbeit unabhängig von dem spez. Flächendruck.

Die Wärmemenge, die von einem Lager durch Berührung und Strahlung abgegeben wird, wurde von Lasche in einer Reihe von Versuchen experimentell bestimmt¹⁾. Hier ist dagegen die Sache

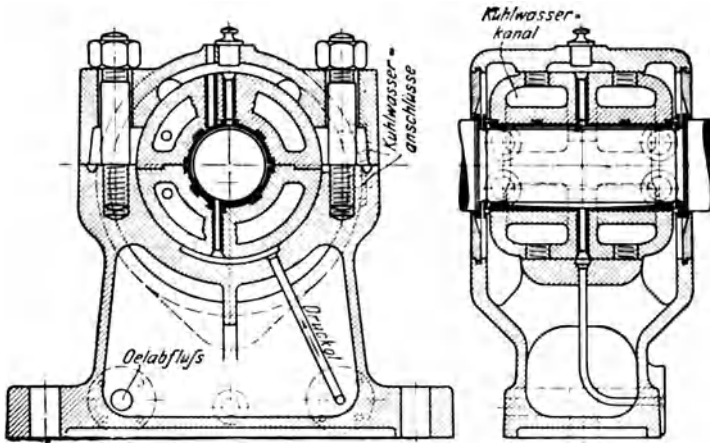


Fig. 89. Turbinenlager der A.E.G. mit Kühleinrichtung.

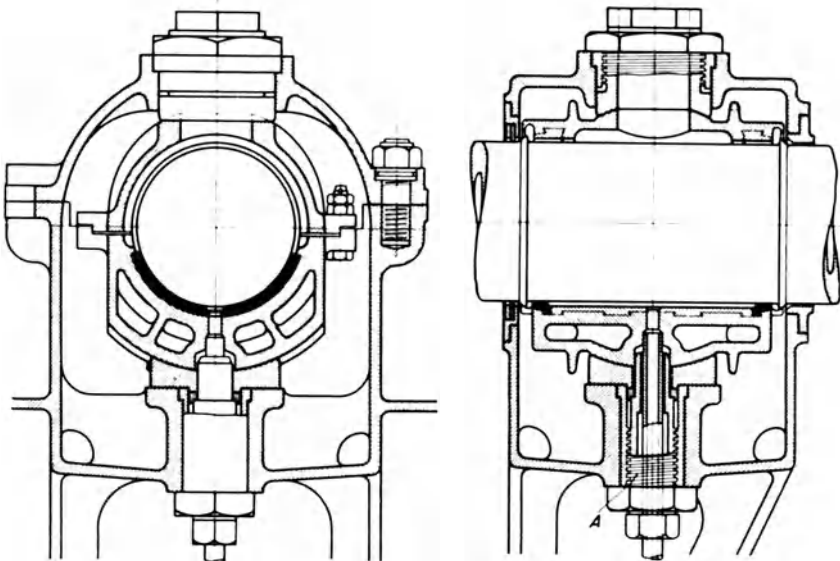


Fig. 90. Schiffsturbinenlager der A.E.G.

¹⁾ Zeitschr. d. Vereins deutsch. Ingenieure 1901. S. 1881.

etwas verwickelter infolge des Umstandes, daß die Wärme des Dampfes in der Welle entlang zum Lager geleitet wird. Selbst wenn die Welle Dampf von niedrigerer Temperatur als der des Lagers ausgesetzt ist, wird der Wärmestrom vom Lager weg bedeutend verzögert werden. Bei den gewöhnlichen Konstruktionen ist die Welle nur der Temperatur des Auspuffdampfes direkt ausgesetzt, während die Wärme des Eintrittsdampfes die Welle infolge Wärmeleitung erreichen kann.

Fig. 89 zeigt ein Lager mit Wasserkühleinrichtung der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft, Berlin, wie es für Turbogeneratoren gebräuchlich ist. Eine andere Ausführung derselben Firma hat keine Kühlräume im Lagerkörper selbst. Das Drucköl wird dann in einem getrennt aufgestellten Ölkühler gereinigt und gekühlt.

Ein Schiffsturbinenlager der A. E. G. zeigt Fig. 90, dessen untere Kugelschalenhälfte allein Wasserkühlung und Weißmetallfütterung auf ihrer ganzen Länge besitzt. In der oberen Schale befindet sich auf beiden Seiten nur je ein schmaler Weißmetallstreifen, und zwischen diesen ein Hohlraum, damit die Öleibung möglichst klein gehalten wird. Die Schraube *A*, durch deren Inneres das Drucköl zugeführt wird, dient zur Einstellung der Höhenlage des Lagers.

8. Drucklager.

Sind die Entlastungs- und Ausgleichskolben in der richtigen Weise bemessen worden, so wird der tatsächliche Wellenschub im Drucklager bei normalem Betriebe der Turbine nur sehr gering sein. Die Drucklager sind hingegen gewöhnlich derart bemessen, daß sie den gesamten auftretenden effektiven Schub aufnehmen können, wie wenn überhaupt keine Entlastungsvorrichtung vorhanden wäre. Bei Landturbinen ist dies der gesamte Axialdruck des Dampfes auf den Läufer; bei Schiffsturbinen der effektive Propellerschub, den wir mit *P* bezeichnen wollen.

Die den Druck übertragende Fläche des Drucklagers erhält man durch Multiplikation der Berührungsfläche zwischen einem Wellenkamm und zugehörigem Druckring mit der Anzahl der Ringe. Bei Bemessung der Berührungsfläche des Drucklagers ist zu beachten, daß sowohl bei Land- wie bei Schiffsturbinen die Drucklager gewöhnlich geteilt ausgeführt werden, und nur eine Hälfte für die Aufnahme des Wellenschubes in Betracht kommt. Die untere Hälfte nimmt gewöhnlich den gegen das Drucklager gerichteten Druck wie z. B. den Propellerschub auf, während die obere Hälfte des Drucklagers zur Aufnahme des Wellenschubes bei Rückwärtsfahrt dient.

Im folgenden bezeichnen:

D = den mittleren Durchmesser der Druckflächen in cm,

b = Breite dieser Ringflächen,

n = Anzahl der Ringe (Kämme),

p = äußerst zulässiger spez. Flächendruck.

Die gesamte Druckfläche beträgt dann

$$\frac{\pi}{2} \cdot D \cdot b \cdot n \text{ qcm}$$

und die Ausführung des Drucklagers hat derart zu geschehen, daß:

$$\frac{\pi}{2} \cdot D \cdot b \cdot n \cdot p = P.$$

Die linke Seite dieser Gleichung möge mit einem Faktor (etwa 0,9 oder 0,95) multipliziert werden, um der Verringerung der Druckfläche durch Ölnuten Rechnung zu tragen; p möge zu 4,2 bis 5,6 kg/qcm gewählt werden.

9. Bemessung der Ringe und Kämme.

Die Ringe und Kämme des Drucklagers werden bisweilen auf Abscheerung berechnet; jedoch sind in der Tat die Biegungsbeanspruchungen derselben weit größer und beachtenswerter.

Es bedeute:

d = innerer Durchmesser der Kämme,

$l = \frac{1}{2} (D - d)$ s. Fig. 91,

s = Breite der Kämme.

Die Schubbeanspruchung der Kämme beträgt:

$$\frac{2P}{\pi \cdot d \cdot s \cdot n}$$

Betrachten wir den Wellenkamm als einen am inneren Kammdurchmesser eingespannten Träger oder Balken von der Breite des halben Umfanges, an dem im Abstande l vom Einspannungspunkte die Last P angreift, so erhalten wir ein Biegemoment von:

$$\frac{P \cdot l}{n} \text{ cmkg}$$

und eine Biegungsbeanspruchung von:

$$\frac{12 \cdot P \cdot l}{n \cdot \pi \cdot d \cdot s^2} \text{ kg/qcm}$$

für jeden einzelnen Kamm.

Obige Formel gilt für die Kämme. Um die Beanspruchung der Ringe zu finden, ist für s , l und d bzw. s_1 , l_1 und d_1 einzusetzen. (Fig. 91.)

Die Biegungsbeanspruchung der Kämme betrage höchstens 175 kg/qcm, die der Ringe etwa 70 kg/qcm.

Gewöhnlich macht man die Höhe der Kämme gleich der 3 bis 3,5 fachen Breite. Die Anzahl der Kämme bei Schiffsturbinen beträgt etwa 12 bis 18 für Hauptturbinen. Die Marschturbinen besitzen eigene Drucklager, für die 7 oder 8 Kämme gewöhnlich ausreichend sind.

Der Längsausdehnung oder Zusammenziehung der Marschturbinentrommel und der zugehörigen Wellenstücke muß Rechnung getragen werden, was gewöhnlich durch Zwischenschaltung einer Ausdehnungskupplung zwischen beide Turbinen geschieht.

Käme eine solche Kupplung nicht zur Anwendung, so müßten die Druckringe der Marschturbine hufeisenförmig ausgebildet werden und entfernt werden können, wenn die Hauptturbinen allein arbeiten. Die Rückwärtsturbinen haben keine eigenen Drucklager, weshalb ihre Wellen mit denen der Hauptturbine starr verbunden werden müssen.

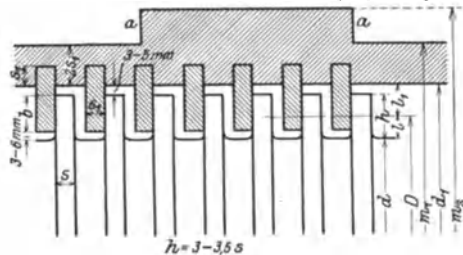


Fig. 91. Abmessungen der Ringe und Käme des Drucklagers.

Die Drucklager der Landturbinen besitzen etwa 16 bis 20 Ringe je nach Größe der Turbine. Die Höhe der Käme und Druckringe beträgt $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{8}$ des inneren Durchmessers der Käme bzw. des Innendurchmessers der Büchse, in die sie eingesetzt werden. Bei Landturbinen werden die Käme sehr häufig auf die Welle aufgesetzt, indem man eine Hülse, aus der die Käme herausgearbeitet wurden, auf die Welle auf schiebt und irgendwie befestigt.

10. Schultern des Drucklagers.

Die Stahlhülse oder Büchse, in die die feststehenden Druckringe eingepaßt werden, wird zweiteilig ausgeführt; und zwar wird der gesamte Druck von jeder Hälfte allein übertragen. Die Bewegung der Büchse in ihrer Längsrichtung wird durch eine Schulter, wie sie bei *a* in Fig. 91 zu sehen ist, verhindert.

Bedeutet:

$$\begin{aligned}
 m_1 &= \text{Außendurchmesser der Stahlbüchse in cm,} \\
 m_2 &= \text{Durchmesser der Schulter in cm,} \\
 f_1 &= \text{Kreisfläche mit dem Durchmesser } m_1 \left(= \frac{m_1^2 \pi}{4} \right) \\
 f_2 &= \text{ " " " " } m_2 \left(= \frac{m_2^2 \pi}{4} \right),
 \end{aligned}$$

dann ist mit Bezug auf Fig. 91:

$$m_1 = d_1 + 4 s_1.$$

Der Gesamtschub P wird auf das Drucklagergehäuse durch die Fläche $\frac{1}{2}(f_2 - f_1)$ übertragen, woraus sich der Durchmesser der Schulter aus der nachstehenden Gleichung findet:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2}(f_2 - f_1) \cdot p &= P \\
 f_2 &= f_1 + \frac{2P}{p}.
 \end{aligned}$$

p ist hier der zulässige spez. Flächendruck, und mag mit 100 bis 140 kg/qcm in Rechnung gesetzt werden, und P der Schub in kg.

Läuft die Schulter nicht ganz herum, wie z. B. bei dem in Fig. 93 dargestellten Drucklager, so hat man der folgenden Gleichung zu genügen:

$$\text{Druckübertragende Fläche in qcm } F = \frac{P}{p}.$$

(Vergleiche das Beispiel am Ende des Abschnittes 14.)

11. Einstellung des Drucklagers.

Die Vorrichtung zum Einstellen des nötigen Spiels zwischen den Dichtungstreifen der Entlastungskolben ist ein sehr wichtiger Bestandteil der Dampfturbine.

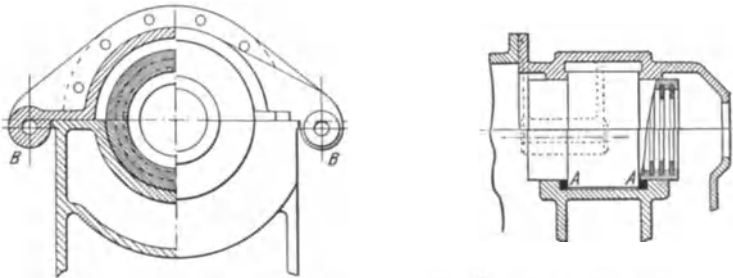
Ist das Spiel zu groß, so tritt zu viel Dampf durch die Labyrinthdichtungen der Entlastungskolben hindurch; ist es hingegen zu klein, so kann leicht eine Berührung der Dichtungstreifen eintreten. Deshalb sollte das Spiel häufig nachgemessen und wenn nötig nachgestellt werden.

Da die in den Entlastungszyklindern befestigten Dichtungsringe relativ zum Hauptgehäuse der Turbine feststehen, so kann eine Änderung des Spiels nur durch eine axiale Bewegung des ganzen Läufers erreicht werden. Namentlich bei Schiffsturbinen ist das Gewicht des Läufers ein sehr beträchtliches (120 Tonnen bei der „Lusitania“), und deshalb ein mechanisches Getriebe zur Verschiebung desselben unbedingt notwendig. Gewöhnlich ist der Propellerschub etwas größer als der ihm entgegenwirkende Dampfdruck; die Differenz beider wird durch die untere Hälfte des Drucklagers aufgenommen. Dies gilt für „Vorwärts-Fahrt“. In der unteren Drucklagerhälfte legen sich deshalb die vorderen Flächen der Kämme gegen die hinteren Flächen der Ringe, weshalb man diese Hälfte zu einer Verschiebung des Läufers nach hinten gebrauchen kann. Umgekehrt kann man vermittels der oberen Hälfte der Drucklagerbüchse den Turbinenläufer nach vorn bewegen.

12. Nachstellvorrichtung.

In Fig. 92 ist eine Methode veranschaulicht worden, wie sie des öfters bei Schiffsturbinen Anwendung findet. Um die Lage der unteren Hälfte zu fixieren, kann man sich mehrere Messingblechstreifen in Halbringform, wie sie bei A zu sehen sind, bedienen. Der Läufer wird zuerst in die Lage gebracht, die das erforderliche Spiel ergibt, und dann wird die untere Hälfte der Drucklagerbüchse soweit wie möglich nach hinten gedrückt, so daß die Ringe mit den Kämmen in Berührung kommen. Zur Verschiebung des Läufers kann man eine tragbare mechanische Vorrichtung gebrauchen, die nach erfolgter Einstellung wieder entfernt wird.

Die obere Hälfte der Drucklagerbüchse ist mit dem Lagerdeckel fest verbunden; und die Deckel des Drucklagers und des daneben-



liegenden Traglagers sind miteinander verschraubt oder in einem Stück gegossen.

Die Einstellung der oberen Hälfte, die für Rückwärtsfahrt in Betracht kommt, geschieht dann durch Verschieben der Lagerdeckel vermittels der Stellschrauben *B*, die den Druck auf die am Ende des Turbinengehäuses angegossenen Flächen *C* (Augen) übertragen.

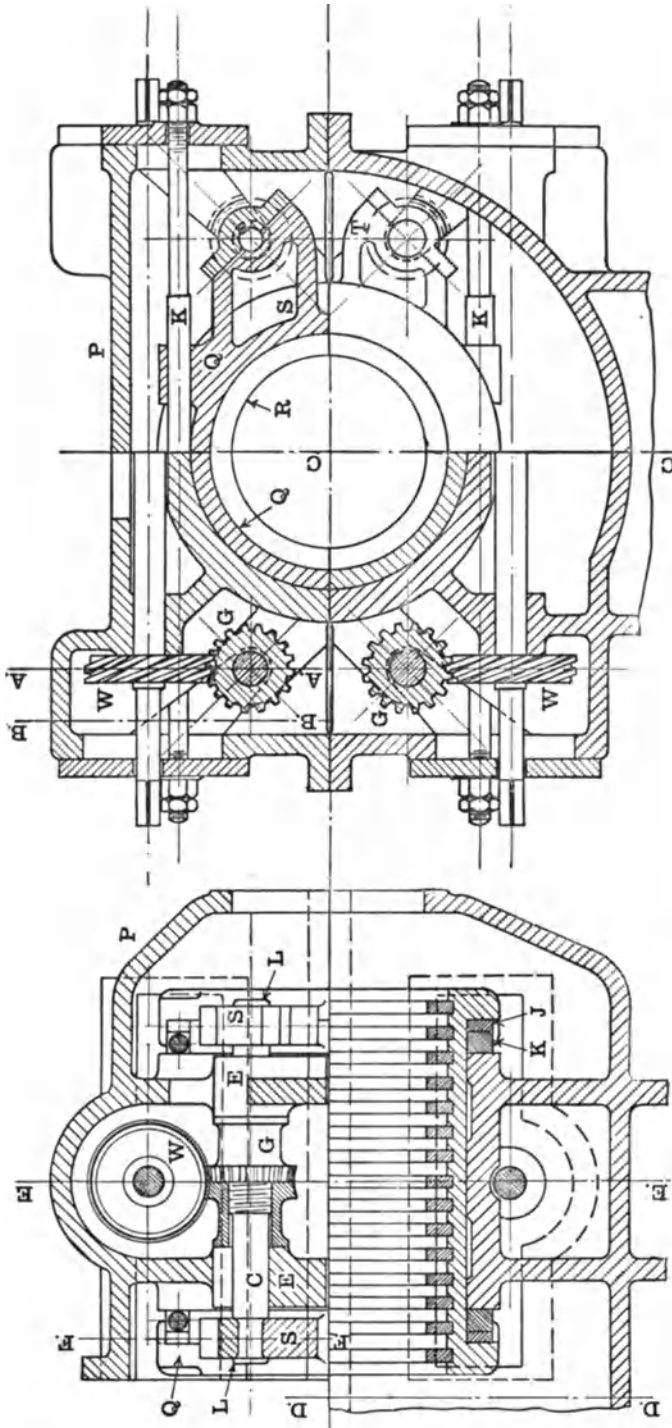
Erwähnt sei hier noch, daß die Schraubenlöcher im horizontalen Flanschen des Lagerdeckels entweder oval ausgeführt oder größer als die Schraubenbolzen gebohrt werden müssen, um ein Nachstellen des Deckels bewerkstelligen zu können.

Fig. 92. Drucklager mit Nachstellschrauben für Schiffsturbinen.

13. Schneckengetriebe zur Einstellung des Läufers von Schiffsturbinen.

Verschiedene Methoden sind erdacht worden, um den Turbinenläufer mit Hilfe eines Schneckengetriebes einstellen zu können. Obgleich diese Vorrichtungen durchaus zweckdienlich sind, ist ihre Herstellung immerhin verhältnismäßig teuer.

Bei der in Fig. 93 dargestellten Vorrichtung wird die Stellung des Läufers vermittels des Drucklagers festgelegt, und zwar kommt die obere Hälfte für die Verschiebung in der einen Richtung, die untere für die in der anderen Richtung, wie bereits beschrieben, in Anwendung. Der gußeiserne Lagerkörper und Deckel oder die äußere Ummantelung der oberen Hälfte werden nicht bewegt; nur die Stahlbüchse, in die die Ringe eingelassen sind, kann relativ zum Gehäuse, das sie umgibt, verschoben werden. Die Bewegung dieser Büchse, gleichgültig ob ihrer oberen oder unteren Hälfte, wird durch die Ringe auf die Wellenkämme übertragen, und somit eine Bewegung



Quadrant rechts oben: Schnitt F—F.
 Quadrant rechts unten: Schnitt D—D.

Schnitt E—E.

Quadrant links oben: Schnitt A—A.
 Quadrant rechts oben: Schnitt B—B.
 Untere Hälfte: Schnitt C—C.

Fig. 93. Drucklager mit Nachstellvorrichtung durch Schneekengetriebe.

des ganzen Turbinenläufers hervorgebracht. Sowohl in der Nähe beider Enden jeder der beiden Büchsenhälften als auch am feststehenden Lagergehäuse sind Augen angegossen worden, zwischen denen das Schneckengetriebe angreifen muß. In Fig. 93 ist P das gußeiserne Lagergehäuse, das die äußere Ummantelung des Drucklagers bildet. Q ist die obere Hälfte der geschmiedeten Stahlbüchse, in die die Druckringe R eingesetzt sind. S sind die Augen, die mit der Büchse entweder in einem Stück geschmiedet, oder besonders angeschraubt, T sind ähnliche Augen, die am feststehenden Gehäuse angebracht werden. W und G sind Schnecken und Schneckenräder. Die Spindel C geht mit Gewinde durch das Schneckenrad hindurch und kann durch die feststehenden Augen E hindurchgleiten, ist jedoch durch Keile oder Federn an der Drehung verhindert. Die Drehung des Schneckenrades bewirkt somit eine axiale Verschiebung der Verstellspindel C .

Da die Bunde I der Spindel diese fest mit der Lagerbüchse Q verbinden, so wird durch eine axiale Verschiebung der Spindel die gleiche Verschiebung der Büchse und damit des Turbinenläufers bewerkstelligt, falls Ringe und Kämme einander berühren.

Wie man sieht, können obere und untere Büchsenhälfte getrennt bewegt werden. Jede Hälfte wird durch zwei Schnecken W und zwei Schneckenräder G betätigt. Da diese Vorrichtung nicht nur zur Bewegung der Lagerbüchsen, sondern des gesamten Turbinenläufers dient, unterscheidet sie sich wesentlich von der in Fig. 92 dargestellten.

14. Festkeilung des Drucklagers.

Nachdem das Drucklager in Fig. 93 so eingestellt worden ist, daß das erforderliche Dichtungsspiel des Entlastungskolbens erreicht ist, wird es in seiner Stellung durch Keile und konisch zulaufende Paßstücke festgehalten. Die übliche Anordnung ist aus der Figur ersichtlich. Die Stahlbüchse besitzt an jedem Ende einen Flanschen, zwischen welchen einerseits und dem Lagerkörper andererseits der Keil K und das konische Paßstück J eingebracht werden. Die Keile gehen mit ihren Verlängerungen durch das ganze Lagergehäuse hindurch und werden durch die an beiden Außenseiten befindlichen Muttern festgezogen.

Da zum Festkeilen jeder Lagerhälfte zwei Keilvorrichtungen angeordnet sind, so muß eine derselben notwendigerweise gelöst werden, bevor der Läufer bewegt werden kann.

Läuft die Schiffsturbinen vorwärts, so wird der gesamte Schub einer Welle von der unteren Hälfte der Lagerbüchse auf den Lagerkörper durch einen Keil übertragen. Die Berührungsfläche zwischen Keil und Lagerkörper oder zwischen Keil und Büchsenflansch soll derart bemessen sein, daß der spez. Flächendruck etwa 140 bis 175 kg/qcm beträgt.

Kommt für jede Lagerhälfte nur ein Keil zur Verwendung, so muß derjenige der unteren Schale, der den Schub bei Vorwärtsfahrt zu übertragen hat, am hinteren Ende sitzen, während umgekehrt derjenige der oberen Schale vorn angebracht werden muß.

Beispiel: Eine Turbinenanlage für ein Vierwellenschiff habe eine effektive Gesamtleistung von 28000 Wellen-PS und erteile dem Schiff eine Geschwindigkeit von 25 Knoten. Die ganze Länge, auf die der Keil auf dem Bund der Büchse aufliegt, betrage 30 cm. Man berechne die nötige Breite des Keils.

Die Antriebsleistung pro Welle beträgt:

$$\frac{28000}{4} = 7000 \text{ PS.}$$

Der entsprechende Wellenschub beträgt ungefähr:

$$80 \cdot \frac{\text{Leistung pro Welle in PS}}{\text{Geschwindigkeit in Knoten}} = \frac{80 \cdot 7000}{25} = 22400 \text{ kg.}$$

Bei einem Flächendruck von 175 kg/qcm beträgt die erforderliche Druckfläche:

$$\frac{22400}{175} = 128 \text{ qcm,}$$

und mithin die Breite des Keils $= \frac{128}{30} = 4,26 \text{ cm}$ oder rund 4,5 cm.

15. Getriebe zur Bewegung des Turbinenläufers.

Bei Einstellung des Dichtungsspiels der Ausgleichkolben ist es notwendig, den Läufer vorwärts oder rückwärts in seiner Längsrichtung zu verschieben.

Wie in Abschnitt 11 erörtert, muß eine Vorrichtung verwendet werden, um diese Verschiebung bei den schweren Läufers der Schiffsturbinen bewerkstelligen zu können. In Fig. 93 enthält das Drucklager das notwendige Getriebe innerhalb seines Gehäuses, und deshalb ist hier nur notwendig, mittels Hebel oder Ratschen das Schneckengetriebe in Bewegung zu setzen. Andererseits muß man bei Type Fig. 92, wie bereits in Abschnitt 12 erwähnt, sich noch eines besonderen tragbaren Getriebes bedienen, das den Läufer verschiebt. Zu diesem Zwecke kommt die in Fig. 94 dargestellte Vorrichtung zur Verwendung. Sie besteht aus zwei Verstell-Schraubenspindeln, von denen jede durch Schnecke und Schneckenrad angetrieben wird. Die Schnecken spindle wird durch die Ratschen *R* gedreht, und diese Bewegung wird von den Schnecken auf die Schneckenräder und dann durch die Verstellerschraubenspindeln auf die Drucklagerbüchse und den Läufer übertragen.

Bei dieser Drucklagerausführung müssen Deckel und obere Büchsenhälfte erst abgenommen werden, ehe man das Dichtungsspiel der Entlastungskolben verändern kann.

Bei beiden Arten wird die Kraft gewöhnlich von Hand ausgeübt, indem man zwei Ratschen (Hebel mit Sperrklinken) verwendet, um jeder Seite des Drucklagers die gleiche Bewegung zu erteilen. Die Schnecken sind gewöhnlich mehrgängig.

Häufig wird ein Apparat angebracht, der die Umdrehungen der Schnecke anzeigt; dieser besteht einfach aus einem Zifferblatt und Zeiger, der sich konform mit der Schnecken-
spindel dreht.

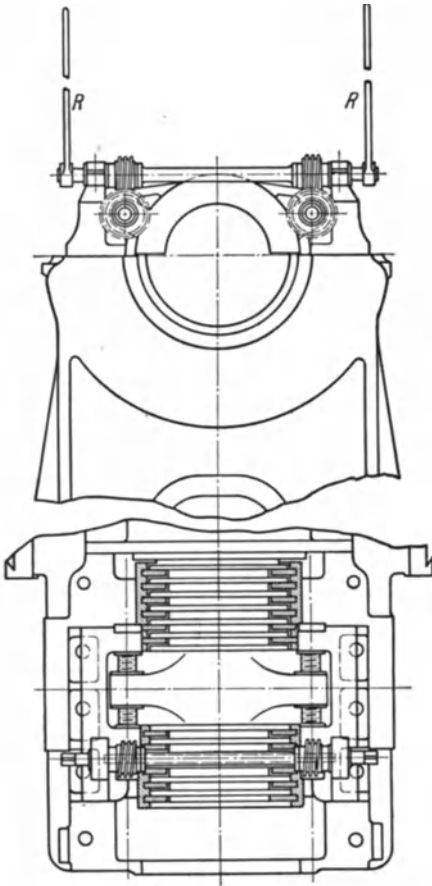


Fig. 94. Tragbares Getriebe zum Verschieben des Läufers.

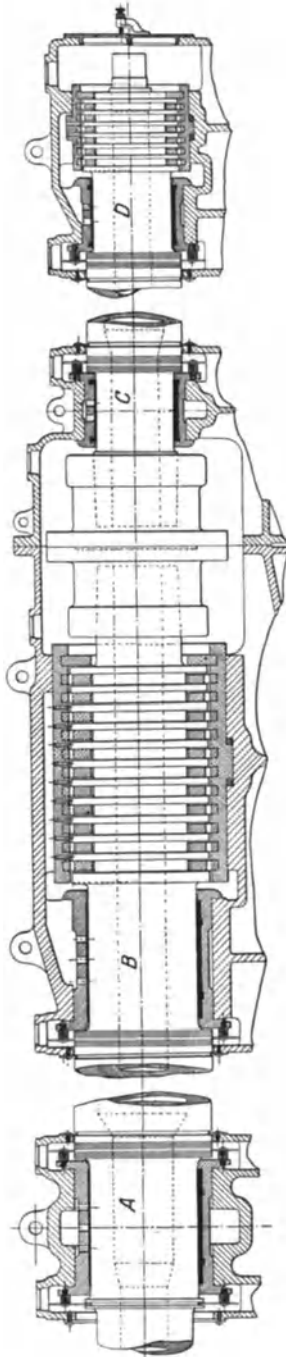


Fig. 95. Traglager, Drucklager und Ausdehnungskuppung einer Schiffsturbine. Hauptturbine zwischen A und B. Marschturbine zwischen C und D.

Haben wir eine fünfgängige Schnecke, ein Schneckenrad mit 25 Zähnen, und hat das Gewinde der Verstellspindel 4 Gänge auf 1" engl., dann entspricht einer Umdrehung der Schnecke $\frac{5}{25}$ Umdrehung des Schneckenrades und folglich $\frac{5}{25,4}$ Zoll = 1,27 mm Vorschub der Verstellspindel. Wird der Umfang des Zifferblattes in 20 Teile eingeteilt, so entspricht jeder Teil einer Bewegung der Drucklagerbüchse von

$$\frac{1,27}{20} = 0,0635 \text{ mm.}$$

Bezeichnet:

- n = Zähnezahl der Schneckenräder,
- h = Ganghöhe der Verstellspindeln in Millimetern,
- x = Anzahl der Teile am Umfang des Zifferblattes,
- m = Gangzahl der Schnecken,
- = 1 für eingängige Schnecken,
- = 2 für zweigängige Schnecken usw.,

dann entspricht einem Teil auf dem Zifferblatt ein Vorschub der Drucklagerbüchse von $\frac{m \cdot h}{n \cdot x}$ mm.

Bei der tragbaren Vorrichtung Fig. 94 werden die Verstellspindeln in ihrer Längslage festgehalten, und die tragbare Büchse wird auf ihnen entlang bewegt. Eine ganze Umdrehung der Schnecken- spindel bringt dann eine axiale Verschiebung des Rotors von

$$\frac{m}{n} \cdot h \text{ mm}$$

hervor.

16. Drucklager für Landturbinen.

Die Drucklager der Turbinen für elektrischen Antrieb können verhältnismäßig klein sein. Die Rotoren sind hier vollständig ausbalanciert, und ein Axial Schub wie der Propellerschub bei Schiffsturbinen kommt hier nicht in Frage.

Diese Art der Drucklager zeigen mannigfache Verschiedenheiten in ihren Einzelteilen, jedoch ist bei allen die obere und die untere Hälfte getrennt verstellbar. Die Einstellung jeder Hälfte wird durch einen Schraubenbolzen bewirkt, der hinreichend stark ist, um den Rotor in die erforderliche Lage zu verschieben.

Eine der vielen Konstruktionen ist in Fig. 96 dargestellt. Sie paßt in eine Bohrung des gußeisernen Turbinengestelles. Die obere Hälfte der Drucklagerbüchse wird durch einen Schraubenbolzen a mit T -förmigem Kopf, die untere Hälfte durch eine Mikrometerschraube b bewegt.

Um das Dichtungsspiel der Entlastungskolben einzustellen, wird der Turbinenläufer durch den Bolzen a nach links gezogen, bis die Dichtungsringe zum Anliegen an die Dichtungssteifen kommen. Sodann wird die untere Hälfte der Drucklagerbüchse durch die Mikro-

meterschraube *b* soweit als möglich nach rechts gedrückt. Schiebt man die obere Hälfte der Drucklagerbüchse wieder zurück, so kann dann die untere Hälfte um das gewünschte Dichtungsspiel verstellt werden; das heißt, der Läufer wird um beispielsweise 0,25 mm nach rechts vermittelt der Mikrometerschraube bewegt. Die obere Hälfte wird schließlich wieder nach außen gezogen, so daß zwischen den Drucklagerkämmen und Ringen ein Spiel von 0,125 mm hergestellt wird. Das Ganze wird dann in dieser Lage festgeschraubt.

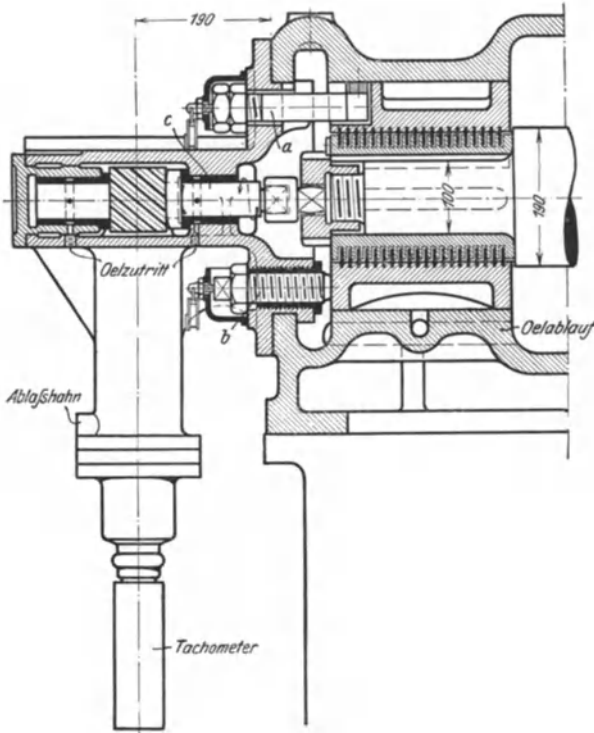


Fig. 96. Drucklager eines Turbogenerators.

Das Öl tritt von unten in das Drucklager ein und fließt oben ab. Die Büchse mit den Kämmen wird auf dem Wellenende durch eine Mutter mit Linksgewinde festgehalten. Die Kämmen können aus Stahl und die feststehenden Ringe aus Bronze hergestellt werden.

Auf Grund von Versuchen mit verschiedenen Turbinen-Ausführungen ist die Brush-Company zu dem Ergebnis gelangt, daß die Turbinen bei sorgfältiger Bemessung der Ausgleichkolben nahezu vollständig ausbalanciert werden können für alle praktisch in Betracht kommenden Belastungen. Die obere und untere Büchsenhälfte des Drucklagers sind deshalb stets fest miteinander verbunden, so daß die Druck

übertragende Fläche des Lagers verdoppelt wird, und die Einstellung des Dichtungsspiels der Ausgleichkolben auf die oben beschriebene Methode nicht möglich ist. Die Höhe der Ringe ist derart bemessen, daß zwischen ihnen und der Wellenbüchse ein Spiel von nur 0,050 bis 0,075 mm bleibt. Die Einstellung des Läufers geschieht dann auf sehr einfache Weise, da das Drucklager als Ganzes mit dem Läufer bis zum Anliegen der Dichtungsringe an den Dichtungsstreifen verschoben werden kann, um dann wieder in entgegengesetzter Richtung um den erforderlichen Betrag des Dichtungsspiels zurückbewegt zu werden.

Ich verweise hier auf mit Maßen versehene Zeichnungen verschiedener Ausführungen von Drucklagern für Landturbinen.¹⁾

17. Mikrometer-Stichmaß.

Das Dichtungsspiel der Entlastungskolben sollte häufig nachgemessen werden in kaltem und heißem Zustand der Turbine, d. h. bei Stillstand und bei Betriebszustand. Früher wurde bei Schiffsturbinen die sogenannte „Finger-plate“-Methode angewandt, jedoch hat diese dem genaueren und sorgfältig durchdachten Mikrometer-schrauben-Stichmaß Platz gemacht.

Die Wirkungsweise des Stichmaßes wird aus Fig. 97 klar. *A* ist das zylindrische Turbinengehäuse, *B* der Entlastungszylinder und *C* der vom Dampf erfüllte Ringraum. *D* ist der Entlastungskolben, und zwischen diesem und dem Zylinder *B* befindet sich die Labyrinth-Dichtung mit axialem Spiel. In der Figur ist das Stichmaß zurückgezogen gezeichnet, indem der Keil *E* die Spindel gegen die Spannkraft der Feder *G* zurückhält. In die Innenseite des Entlastungszylinders ist eine Marke derart eingeschraubt worden, daß eine ihrer Flächen mit der vorderen Kante des Entlastungskolbens genau abschließt. Wird der Keil *E* herausgezogen, so wird das Ende der Stichmaßspindel *S* gegen diese Marke gepreßt, für welche Stellung das Meßrädchen *W* auf Null einzustellen ist. Hierzu braucht man nur die Muttern *N* auf beiden Seiten des Meßrädchens zu lösen und das Meßrädchen in die gewünschte Stellung zu bringen. Die Muttern werden dann wieder festgezogen und, da sie wie Gegenmutter wirken, spannen sie das Meßrädchen auf der Spindel fest. Nachdem man so auf Null eingestellt oder andernfalls irgend eine beliebige Ablesung zu dieser Stellung der Spindel gemacht hat, wird das Meßrädchen *W* so gedreht, daß sich die Büchse *L* vollständig von dem Bunde *H* entfernt. Der Handgriff *K* wird dann um 180° herumgedreht, so daß das Tastende der Spindel gegen das Ende des Entlastungskolbens gedrückt wird. Nun wird das Meßrädchen und mit demselben die Gewindebüchse bis zum Anliegen am Bunde *H* zurückgedreht, und eine abermalige Ablesung dort gemacht, wo der Zeiger auf die Skala des Meßrädchens zeigt.

¹⁾ s. z. B. Engineering, 3. Jan. und 14. Febr. 1908.

Um das Dichtungsspiel auf den Entlastungskolben zu ermitteln, muß man zwei derartige Ablesungen vornehmen; die erste, wenn die Dichtungsringe an den Dichtungsstreifen anliegen, also wenn das Dichtungsspiel gleich Null ist; und die zweite, wenn der Entlastungskolben arbeitet. Die Differenz beider Ablesungen ergibt das Dichtungs-

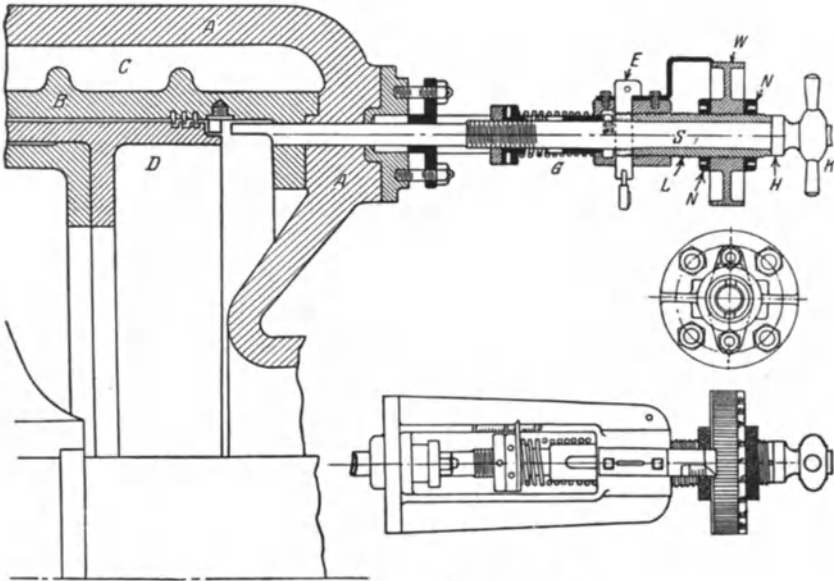


Fig. 97. Mikrometer-Stichmaß.

spiel. Durch die Reibung zwischen dem Tastende der Meßspindel und dem rotierenden Entlastungskolben kann eine geringe Abnutzung der Endfläche der Spindel eintreten. Jedoch läßt sich eine Abnutzung leicht nachweisen und ohne weiteres berücksichtigen, wenn man jedesmal auch die Ablesungen beim Auftreffen der Spindel auf die Marke macht, was einen außerordentlichen Vorteil dieses Instrumentes bedeutet.

18. „Finger-plate“-Meßvorrichtung.

Die im vorigen Abschnitt erwähnte „Finger-plate“-Methode zur Ermittlung des Dichtungsspiels wird häufig zusammen mit dem Mikrometer-Stichmaß verwendet. Diese Meßvorrichtung besteht in einem Blech, das unten am Turbinengehäuse befestigt wird und gegen die Turbinenwelle vorspringt. Eine Nut ist am vorderen Ende der Turbine zwischen Stopfbüchse und Traglager in die Welle eingedreht worden, und in dieselbe ragt das fingerartige Ende des Bleches hinein. Die Messung geschieht durch Einführung einer conischen Lehre oder eines Meßbleches von bestimmter Stärke in den axialen Spalt zwischen Blech und Nutenwand.

19. Turbinen-Stopfbüchsen.

Bei allen Arten von Dampfturbinen ist hinsichtlich eines guten Wirkungsgrades und eines zuverlässigen Betriebes die Verhinderung von Undichtigkeiten des Turbinengehäuses, dort wo die Welle aus demselben austritt, von großer Bedeutung. Eine Reihe von Umständen kommen zusammen und machen dieses Problem zu einem äußerst schwierigen. Als erste bedeutungsvolle Verwirklichung dieses Problems in der Entwicklung und Vervollkommnung der Überdruckturbine ist die Einführung der Labyrinth-Stopfbüchse durch Parsons zu nennen, die hier eingehend beschrieben werden soll.

Bei der Kolbendampfmaschine geht die ganze Kolbenstange hin und zurück durch die Stopfbüchse hindurch, während bei der Dampfturbine stets nur ein und dasselbe kleine Wellenstück von der Stopfbüchse umgeben wird. Bei der Kolbenmaschine befindet sich überdies die Kolbenstange während der Hälfte der Arbeitszeit außerhalb des Dampfzylinders und wird so infolge Wärmestrahlung an ihrer Oberfläche abgekühlt.

Für die Dampfturbine ist die Anwendung einer weichen Packung, die gegen die Welle gepreßt wird, aus zwei Gründen gewöhnlich unzulässig:

Erstens würde die Stopfbüchsenreibung einen zu großen Verlust an Energie bedeuten; und zweitens würde die durch die Reibung erzeugte Wärmemenge zu groß sein, um durch einfache und wirksame Mittel abgeführt werden zu können.

Obige Erwägungen führen zu dem Ergebnis, daß eine Berührung zwischen Packung und Welle zu vermeiden ist¹⁾; und daraus folgt, daß die Dampfverluste durch möglichste Steigerung des Spiels zwischen Welle und Stopfbüchse beseitigt oder auf einen annehmbaren kleinen Betrag gebracht werden müssen.

20. Labyrinth-Packung für Stopfbüchsen.

Die einfachste Form der Labyrinth-Packung besteht in einer Menge von aufgeschnittenen Ringen mit Teilfuge (Kolbenringen), die in eine Anzahl auf der Welle eingedrehter Nuten lose hineinpassen. Eine derartige Stopfbüchse würde sich für eine kleine Turbine eignen; die Ringe sind aus Rotguß oder Phosphorbronze hergestellt und werden von einer Büchse aus hartem Gußeisen umschlossen.

Eine gebräuchlichere Stopfbüchsenart ist in Fig. 98a dargestellt. Die Packung besteht zum einen Teil aus der oben erwähnten Ringtype und zum anderen Teil aus Radialspaltdichtungen. Zwischen beiden Teilen befindet sich ein Ringraum, der mit einer Tasche und einem Rohr in Verbindung steht. Dieses Rohr führt, falls die Stopfbüchse für eine H.-D.-Turbine mit Auspuff bei oder etwas über Atmosphärendruck Verwendung findet, in die zweite oder dritte Expansionsstufe der N.-D.-Turbine.

¹⁾ Eine weiche Packung wurde bei den Turbinen der „Otaki“ verwendet, s. Trans. N. E. Coast Institution of Engineers, Band 26. 1. Teil. Tafel II, Fig. 9.

An der Innenseite der Stopfbüchse befindet sich Dampf vom Auspuffdruck der H.-D.-Turbine; in der Tasche herrscht praktisch derselbe Druck wie in derjenigen Expansionsstufe, zu der das Rohr führt, und an der Außenseite der Stopfbüchse herrscht natürlich Atmosphärendruck. Der durch die Stopfbüchse entweichende Dampf strömt also in beiden Teilen derselben hauptsächlich nach außen; und es ist wesentlich, daß das Stopfbüchsen-Dampfrohr in eine solche Stufe der Turbine führt, wo der Dampfdruck größer als der der Atmosphäre ist. Sonst würde Luft zwischen den Ringen

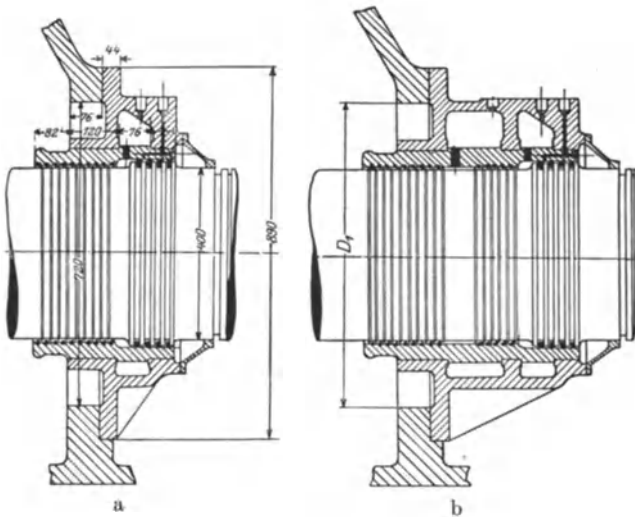


Fig. 98. Stopfbüchsen mit einer und zwei Taschen.

hindurch in die Tasche und durch das Rohr in die N.-D.-Turbine eintreten können, weiterhin in den Kondensator gelangen und das Vakuum verschlechtern.

Bei einer N.-D.-Turbinenstopfbüchse muß man, um ein Einströmen der atmosphärischen Luft in die Turbine zu verhindern, der Tasche Dampf von etwa 0,15 bis 0,20 at Überdruck zuführen, da hier am Außenende der Stopfbüchse Atmosphärendruck und am Innenende der Kondensatorunterdruck herrscht. Der Stopfbüchsen-dampf strömt dann von der Tasche aus nach beiden Enden der Stopfbüchse.

Der Dampf, welcher bis ans äußere Ende der Stopfbüchse dringt, wird gewöhnlich aufgefangen und durch ein Rohr weggeleitet.

Die äußere Ringpackung wird gewöhnlich geschmiert; die Zuführungsbohrungen sind in den Abbildungen zu sehen.

Die Figur 99 bringt die Labyrinthdichtung mit axialem Spiel auf der H.-D.-Seite einer Willans-Parsonsturbine mit Dichtungsstreifen aus Bronze bzw. Stahl, die sowohl für Stopfbüchsen als auch für Aus-

Ausströmen des Dampfes von der äußeren Tasche in die Atmosphäre geschieht dann genau wie vorher, jedoch wird der Dampf von der inneren Tasche (die z. B. mit der dritten Expansionsstufe der N.-D.-Turbine verbunden sei) in die Turbine hineinströmen, wo Kondensatorunterdruck herrscht.

Stopfbüchsen mit 3 Taschen haben für Marschturbinen Verwendung gefunden, wenn auch der durch mehrere Taschen erreichte Vorteil ein zweifelhafter ist.

22. Stopfbüchsen für Landturbinen.

Bei Landturbinen, wo ein Dampfsteuerschieber zwischen Drosselventil und Regler eingeschaltet ist, und der Abdampf desselben zur Dichtung der Stopfbüchsen verwendet wird, muß außerdem zu den Stopfbüchsen eine Frischdampfleitung geführt werden, die vor dem Anfahren der Turbine in Betrieb gesetzt wird. Auch ist eine Dampfstrahlpumpe angeordnet, die den aus den Stopfbüchsen austretenden Dampf absaugt.

Bei den Stopfbüchsen mit zwei Taschen der H.-D.-Turbinen großer elektrischer Aggregate wird der Dampf der inneren Tasche gewöhnlich in eine Stufe der N.-D.-Turbine mit passendem Dampfdruck geführt, während der von der äußeren Tasche kommende Dampf zur Abdichtung der N.-D.-Stopfbüchsen verwendet wird. Auch hier ist noch eine Dampfstrahlpumpe angebracht, die dazu dient, den Dampf aus dem äußeren Teile der H.-D.-Stopfbüchsen abzusaugen, falls der Druck in den N.-D.-Stopfbüchsen auf oder über Atmosphärendruck gestiegen ist.

23. Anzahl und Abmessungen der Stopfbüchsen-Ringe.

Die Anzahl der Ringe der verschiedenen Arten von Stopfbüchsen übersteigt zuweilen die in der folgenden Tabelle angegebenen Werte, sollte dieselben aber nicht unterschreiten:

Tabelle XIX.

Art der Stopfbüchsen	Anzahl der Ringe in Gruppe:			
	1 (äußere)	2	3	4
mit einer Tasche	4	10	—	—
„ zwei Taschen	4	5	8	—
„ drei Taschen	4	5	5	5

Die Ringe der äußeren Gruppe sind stets aufgeschnittene Ringe; für die übrigen Gruppen kommen jetzt gewöhnlich Ringe für radiale Dichtungen in Anwendung.

Gebrauchen wir die Ausdrücke Breite und Höhe des Ringes, und zwar soll mit Höhe die radiale Dicke des Ringes bezeichnet werden, so ergibt die Formel:

$$h = 0,019 d + 3,0$$

gebräuchliche Ringhöhen in mm, wenn für d der Wellendurchmesser in der Stopfbüchse in mm eingesetzt wird.

Beträgt z. B. der Wellendurchmesser $d = 280$ mm, so erhalten wir die Ringhöhe zu:

$$h = 0,019 \cdot 280 + 3,0 = 8,3 \text{ mm,}$$

oder abgerundet auf ganze Millimeter ~ 8 mm.

Die folgenden empirischen Formeln ergeben passende Ringabmessungen:

- Breite voller Ringe = Ringhöhe $- 1,5$ mm,
- Breite von aufgeschnittenen Ringen = Ringhöhe $+ 1,5$ mm,
- Höhe der Kämmen = Ringhöhe,
- Breite der Kämmen = Ringhöhe $- 1,5$ mm,
- Teilung der Kämmen = Kammbreite $+ \text{Ringbreite} + 0,25$ mm.

Für Ringpackungen:

innerer Durchmesser der gußeisernen Büchse = äußerer Durchmesser der Kämmen $+ 3$ mm.

Für Packungen mit radialem Spiel:

innerer Durchmesser der gußeisernen Büchse = Wellendurchmesser $+ 13$ mm.

Teilung der Ringe oder Dichtungsstreifen der Packungen mit radialem Spiel:

- = 16 mm, bei Turbinen kleiner oder mittlerer Größe,
- = 19 mm, bei größeren Turbinen,
- = 22 bis 25 mm in außergewöhnlichen Fällen.

In keinem Falle sollte das Radialspiel kleiner sein als dasjenige zwischen Welle und den Sicherheitsstreifen der Drucklagerschalen.

24. Stopfbüchsen-Dichtungsstreifen für radialen Spalt.

Die Fig. 101 zeigt zwei Ausführungen von radialen Dichtungsstreifen. Die eine von ihnen besitzt abgerundete Ecken zur Vermeidung örtlicher Spannungen in der Welle. Die Nuten zur Aufnahme der Dichtungsstreifen sind gewöhnlich von 3 zu 3 mm, in Ausnahmefällen von 5 zu 5 mm in die Welle eingedreht. Die aufgeschnittenen Ringe bestehen aus Messing oder meist aus Phosphorbronze. Die vollen Ringe mögen auf etwa $\frac{1}{32}$ Durchmesser größer gedreht, und dann aus ihnen ein Stück in der gewöhnlichen Weise herausgeschnitten werden. Hierdurch wird erreicht, daß der Ring

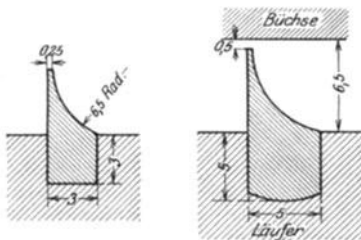


Fig. 101. Streifen für radiale Stopfbüchsendichtungen. (Maße in mm).

als Feder wirkt und sich mit seiner äußeren Umfang gegen die Stopfbüchse preßt. Ist die Welle nicht so konstruiert, daß man die

Ringe von einer Seite aus überschieben kann, so wird es notwendig, die Ringe auseinander zu ziehen, bis sie über den Wellendurchmesser hinüberpassen; hierbei werden die Ringe oft beschädigt und bisweilen zerbrochen. Um dies zu vermeiden, verwendet man zweiteilige Ringe, deren Hälften auf beiden Seiten auf ungefähr 60° Centriwinkel übereinander greifen. Bei dieser Art wird die Gefahr des Zerbrechens vermieden, weshalb diese den Vorzug zu verdienen scheint; jedoch bedingt sie einen größeren Aufwand an Material und Arbeit, da jede Hälfte für sich aus einem vollständigen Ring herausgearbeitet werden muß.

25. Bolzen und Flanschen für Stopfbüchsen.

Für die vertikalen und horizontalen Flanschenverbindungen von Stopfbüchsen gelten im großen und ganzen die bereits für Flanschenverbindungen festgelegten Konstruktionsregeln.

Bedeutet:

F = Kreisfläche vom Durchmesser D_1 (s. Fig. 98),

f = Kern-Querschnitt der Schraubenbolzen,

n = Anzahl der Bolzen,

k_z = Zugbeanspruchung in kg/qcm,

p = Dampfspannung in at,

so gilt für die Verbindungsschrauben, die die Stopfbüchse am Endflansch des Turbinenzylinders festhalten, die Gleichung:

$$f = \frac{F \cdot p}{n \cdot k_z}$$

Für die horizontalen Flanschen werden gewöhnlich dieselben Bolzendurchmesser wie für die vertikalen verwendet. Die Werte für k_z können der Tabelle auf Seite 191 entnommen werden.

26. Stopfbüchsen mit Wasserabdichtung.

Bei solchen Turbinen, die nur aus einem Läufer und einem Gehäuse bestehen, herrscht an beiden Enden des Turbinenzylinders der Unterdruck des Kondensators, weshalb hier die Stopfbüchsen das Eindringen von Luft in die Turbine zu verhüten haben. Zu diesem Zwecke ist von der Brush-Company eine mit Wasser abgedichtete Stopfbüchse ausgeführt worden, die sich als zufriedenstellend erwiesen hat. Die Einzelheiten derselben zeigt Fig. 102.

Eine Rotgußbüchse, die eine Scheibe trägt, ist auf die Welle stramm aufgepaßt. Am Umfang der Scheibe ist ein Flansch angegossen, der auf seinem äußeren Umfang feine Einkerbungen besitzt.

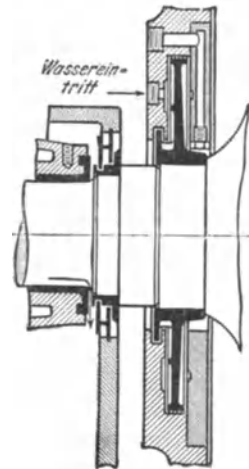


Fig. 102. Wasserstopfbüchse.

Diese Scheibe rotiert in einer Kammer, die sie mit nur wenig Spiel an allen Seiten umschließt.

Das der Kammer zugeführte Wasser wird durch die Fliehkraft nach dem Umfange der Scheibe getrieben und bildet dort einen wirksamen Verschuß.

Um zu verhindern, daß Wasser aus der Stopfbüchse austritt, befindet sich an einem Ende der Büchse eine zweite, aber viel kleinere Scheibe; der Verschuß erfolgt an dieser Stelle ebenfalls durch die Fliehkraft. Außerdem wird, wie auf der Zeichnung deutlich zu sehen ist, das Wasser von dieser Hilfsdichtungsstelle aus vermittelst einer Bohrung in der unteren Hälfte des Stopfbüchsengehäuses in die größere Kammer zurückgeführt. Diese mit Wasser abgedichtete Stopfbüchse nimmt augenscheinlich viel weniger Platz in Anspruch wie eine gewöhnliche mit Dampf abgedichtete, und gestattet somit eine Verringerung der gesamten Turbinenlänge zwischen beiden Traglagern. Außerdem hat sie den weiteren Vorteil, daß die Wasserzirkulation die Turbinenwelle kühlt. Beim Öffnen der Turbine wird der obere Teil der Stopfbüchse gleichzeitig mit der oberen Gehäusehälfte der Turbine hochgehoben, so daß die Stopfbüchsen-scheibe freiliegt und die Welle besichtigt werden kann.

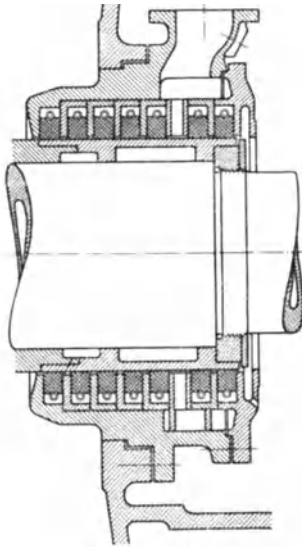


Fig. 103.
Kohlenringstopfbüchse.

27. Kohlenringstopfbüchsen¹⁾.

Erst seit neuerer Zeit hat man in Deutschland eingehende Versuche mit Kohlenringstopfbüchsen für Turbinenwellen gemacht, die bei der aus Amerika stammenden Curtisturbine von Anfang an gebräuchlich waren²⁾. Fig. 103 zeigt einen Schnitt durch eine derartige Stopfbüchse. Hier sind zwischen gußeisernen Distanzringen dreiteilige Kohlenringe angeordnet, die durch darübergelegte Spiralfedern zusammengehalten werden. Die Kohlenringe laufen auf einer besonderen auf die Welle aufgeschobenen Gußeisenbüchse. Die Schmierung derartiger Stopfbüchsen hat sich als unnötig erwiesen. Die Abdichtung geschieht durch Dampf, und die Verbindung

mit den einzelnen Hauptdampfrohren entsprechend den für die gewöhnlichen Labyrinthstopfbüchsen beschriebenen Anordnungen.

¹⁾ Siehe auch Engineering, 1911, II., S. 299.

²⁾ Stodola, 4. Aufl., Fig. 287.

13. Kapitel.

Entlastungs- und Ausgleichkolben. Theorie der Labyrinthdichtung.

*1. Enddruck auf den Turbinenläufer.

Bis hierher haben wir bei Betrachtung einer einzelnen Stufe für sich gefunden, daß die Berechnung hinreichend genau wurde, wenn wir die Veränderung des Dampfolumens innerhalb der Stufe selbst vernachlässigten. Bei Betrachtung des Enddruckes muß die Wirkung dieser Volumenveränderung berücksichtigt werden, d. h. wir dürfen das arbeitende Mittel nicht als unzusammendrückbaren Körper behandeln.

Das Geschwindigkeitsdreieck beim Austritt aus den Schaufeln kann jetzt nicht mehr in derselben Weise wie das beim Eintritt in die Schaufeln betrachtet werden. Wir haben die Bezeichnungen c_1 und w_1 für die Eintrittsgeschwindigkeiten, c_2 und w_2 für die Austrittsgeschwindigkeiten beibehalten. Durch die Expansion des Dampfes wird w_2 und c_2 etwas größer als c_1 beziehungsweise w_1 . Bezeichnen wir mit v_1 und v_2 die spezifischen Dampfolumina am Eintritt und Austritt, so verhält sich:

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{v_1}{v_2}$$

Setzen wir $\beta_2 = \alpha_1$, so gehen aus der Fig. 104 ebenfalls die folgenden Beziehungen hervor:

$$\begin{aligned} c_1 \cdot \sin \alpha_1 &= w_1 \cdot \sin \beta_1 \\ w_2 \cdot \sin \alpha_1 &= c_2 \cdot \sin \alpha_2 \end{aligned}$$

Wir wollen nun eine Lauf- oder Leitschaufelreihe für sich betrachten und folgende Bezeichnungen einführen:

p_1 und p_2 = Dampfspannung direkt vor oder hinter dieser Reihe.

X = die gesamte Axialkraft, welche die Schaufeln auf den Dampf ausüben.

Diese Kraft wird durch den Rückdruck, statischen Druck, Reibung und noch andere Ursachen, die den Enddruck hervorbringen, erzeugt. Da die resultierende Kraft auf den zwischen den Schaufeln eines Rades befindlichen Dampf gleich der sekundlichen Änderung der Bewegungsgröße des Dampfes ist, so besteht in axialer Richtung die Gleichung:

$$(p_1 - p_2) \cdot F - X = \frac{G}{g} (c_2 \sin \alpha_2 - c_1 \sin \alpha_1)$$

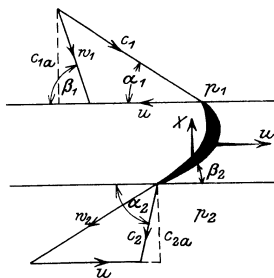


Fig. 104. Geschwindigkeitsdiagramm bei Berücksichtigung der Volumenveränderung.

Das ist bei gegebenen Anfangs- und Endwerten leicht für jede Expansionsstufe zu ermitteln, woraus sich sodann die gesamte auf die Laufschaufeln wirkende Axialkraft ergibt.

*3. Annäherungswert zwecks Vereinfachung.

Das zweite Glied der letzten Gleichung für die Axialkraft ist seinem Werte nach sehr klein, und es genügt deshalb, dasselbe zu vernachlässigen oder einen Näherungswert dafür zu setzen.

Im Falle einer H.-D.-Turbine beträgt sein Wert nur einen kleinen Bruchteil von 1 v. H. des Ganzen und kann vernachlässigt werden. Die Axialkraft auf die Laufschaufeln beträgt dann:

$$\frac{1}{2} [(P_1 - P_2) F_1 + (P_2 - P_3) F_2 + (P_3 - P_4) F_3 + \dots]$$

$$= \frac{1}{2} [P_1 F_1 + P_2 (F_2 - F_1) + P_3 (F_3 - F_2) + \dots - P_{n+1} \cdot F_n]$$

worin $P_1, P_2, P_3 \dots$ die Drücke am Anfang jeder Expansionsstufe,
 P_{n+1} = Druck am Ende der letzten Expansionsstufe,
 $F_1, F_2, F_3 \dots F_n$ = Ringflächen der n Expansionsstufen bedeuten.

Für eine N.-D.-Turbine berechne man die Axialkraft auf dieselbe Weise und bringe dann 2 v. H. für das Geschwindigkeitsglied in Abzug,

Handelt es sich um eine Landturbine für elektrischen Antrieb, deren sämtliche Expansionsstufen auf ein und derselben Trommel sitzen, und die nur ein Drucklager besitzt, so möge nur 1 v. H. als Näherungswert abgezogen werden.

4. Ausgleichkolben.

Die Ausgleichkolben der Landturbinen sind so konstruiert, daß der resultierende Axialdruck auf die verschiedenen Teile des Läufers zu Null wird.

Diese Axialkraft ist zurückzuführen auf:

1. den Druck auf die Ausgleichkolben;
2. den Druck auf die Ringflächen, die bei jeder Änderung des Trommeldurchmessers entstehen;
3. den Axialdruck auf die Schaufeln;
4. den Druck auf die beiden äußeren Begrenzungsflächen der Läufertrommel.

Ein Blick auf Fig. 105 wird das klar machen.

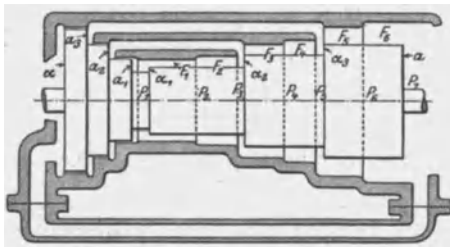


Fig. 105. Ermittlung der Flächengröße der Ausgleichkolben.

Wir haben drei verschiedene Hauptdurchmesser der Trommel sowie drei Ausgleichkolben.

Es bezeichne:

$a_1 a_2 a_3$ die dem Dampfdruck ausgesetzten Ringflächen der Ausgleichkolben.

a die an der N.-D.-Seite befindliche Endfläche der Trommel.

$\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3$ die beim Übergang von einem zum anderen Trommeldurchmesser entstehenden Ringflächen.

α die Rückseite des N.-D.-Ausgleichkolbens.

$F_1 F_2 F_3 F_4 F_5 F_6$ die Querschnitte der vom Dampf erfüllten Ringräume.

$P_1 P_2 P_3$ die Dampfdrücke zu Beginn der ersten, zweiten, dritten usw. Expansionsstufe.

P_7 Dampfdruck am Ende der letzten Expansionsstufe.

Dann lautet die Gleichung für vollkommenen Ausgleich:

$$\begin{aligned} P_1(a_1 - \alpha_1) + P_3(a_2 - \alpha_2) + P_5(a_3 - \alpha_3) + \\ P_7(a - \alpha) = \frac{1}{2} [(P_1 - P_2)F_1 + (P_2 - P_3)F_2 + \\ (P_3 - P_4)F_3 + (P_4 - P_5)F_4 + (P_5 - P_6)F_5 + (P_6 - P_7)F_6]. \end{aligned}$$

Natürlich kann ein Ausgleich auch mit nur einem Ausgleichkolben erreicht werden, jedoch kommt dann das ganze System bei jeglicher Abweichung von den normalen und der Konstruktion zugrunde gelegten Drücken stark aus seiner Gleichgewichtslage. Durch getrennte Anordnung der Ausgleichkolben für jeden Haupt-Trommeldurchmesser wird ein guter Ausgleich bei allen Drücken gewährleistet. Um dies zu erreichen, muß jeder Absatz der Trommel unabhängig von den anderen betrachtet werden.

Somit muß obiger Gleichung in folgenden drei Abschnitten genügt werden:

$$\begin{aligned} P_1(a_1 - \alpha_1) &= \frac{1}{2} [(P_1 - P_2)F_1 + (P_2 - P_3)F_2] \\ P_3(a_2 - \alpha_2) &= \frac{1}{2} [(P_3 - P_4)F_3 + (P_4 - P_5)F_4] \dots \dots (1). \\ P_7(a - \alpha) + P_5(a_3 - \alpha_3) &= \frac{1}{2} [(P_5 - P_6)F_5 + (P_6 - P_7)F_6] \end{aligned}$$

Diese Gleichungen ergeben die Flächen und somit die Durchmesser der drei Ausgleichkolben.

Obige Gleichungen können gegebenenfalls leicht auf vier oder mehr Haupt-Trommeldurchmesser der Turbine und die entsprechende Anzahl von Ausgleichkolben ausgedehnt werden.

Bei Landturbinen wird der Durchmesser des Ausgleichkolbens zuweilen gleich dem bis Schaufelmitte sich erstreckenden Durchmesser der entsprechenden Turbinenstufe gemacht.

5. Zweite Ausgleichmethode.

Zwecks Vermeidung des großen oder N.-D.-Ausgleichkolbens von Landturbinen sind verschiedene Wege eingeschlagen worden. Der einfachste ist der, wenn der Frischdampf in der Mitte der Turbine

eintritt und gleichzeitig nach beiden Seiten strömt. Dieses System gleicht sich dann von selbst aus. Ein des öftern gegen diese Methode erhobener Einwand besteht darin, daß hier die Schaufellängen um die Hälfte verringert sind, und aus diesem Grunde das Verhältnis von Radialspalt zu Schaufellänge zu groß wird. Die ursprüngliche Parsonsturbine war eine Turbine dieser Art. Die Teilung des Dampfstroms nach beiden Seiten hin wurde ebenfalls von der Westinghouse-Company aufgenommen; jedoch läßt man hier, um allzugroße Spaltverluste zu vermeiden, den Hochdruckdampf zuerst auf ein Aktionsrad arbeiten.

Erfolgt eine Teilung des Dampfstroms durch die ganze Turbine hindurch, so werden Ausgleichkolben irgendwelcher Art unnötig. Bei einer anderen Methode hat man den gewöhnlichen H.-D.- und M.-D.-Teil, und dann wird der Dampf zur Hälfte entweder durch das Trommelinnere oder durch einen Kanal im Turbinengehäuse an das andere Ende der N.-D.-Trommel geführt (Fig. 8). Es besteht dann ein doppelter Dampfstrom von beiden Enden der N.-D.-Stufe nach der Mitte zu, wo sich der Auspuff befindet. Die N.-D.-Stufe balanciert sich somit von selbst aus, und es wird nur ein H.-D.- oder H.-D.- und M.-D.-Ausgleichkolben erforderlich.

6. Dritte Ausgleichmethode.

Bei der dritten jetzt sehr häufig angewandten Methode wird der N.-D.-Ausgleichkolben durch einen anderen kleineren Kolben am Auspuffende der Turbine ersetzt. Fig. 106 stellt diese Anordnung

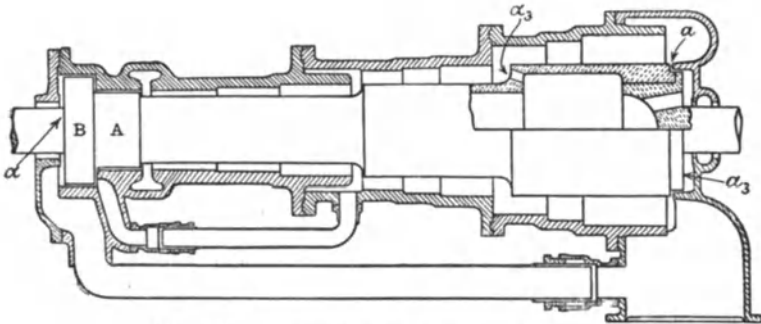


Fig. 106. Ausgleichmethode nach Fullagar.

dar. Die Berechnung des H.-D.- und M.-D.-Ausgleichkolbens bleibt dieselbe wie vorher. Da jedoch jeder Hauptteil der Turbine wie ersichtlich drei Expansionsstufen besitzt, müssen auf der rechten Seite der Gleichungen (1) noch besondere Glieder dazu addiert werden. Ebenfalls sei erwähnt, daß bei dieser Turbine $\alpha_1 = 0$ ist.

Für den Niederdruckteil muß ein Ausgleich hergestellt werden zwischen dem Druck auf die Schaufeln, der Auspuffspannung, die

einerseits auf die hintere Fläche α des M.-D.-Kolbens, andererseits auf die Ringfläche a am Auspuffende des Läufers wirkt, und zwischen dem Druck am Anfang des N.-D.-Teils, der auf Fläche α_3 wie früher, aber außerdem auf Fläche a_3 des N.-D.-Kolbens wirkt. Durch in die Trommel eingebohrte Löcher ist eine Verbindung zwischen dem in den N.-D.-Teil eintretenden Dampf, dem Trommelinneren und der Rückseite des N.-D.-Ausgleichkolbens hergestellt worden.

Die Formel zur Berechnung der Ausgleichkolben bleibt außer der Abänderung auf je drei Expansionsstufen dieselbe; und bleiben den Buchstaben die in der Figur angegebenen und oben erläuterten Bedeutungen.

Der Vorteil dieses Ausgleichverfahrens liegt in dem Wegfall des großen Ausgleichkolbens am H.-D.-Ende der Turbine, wo hohe Dampftemperaturen herrschen. Der Nachteil desselben liegt darin, daß der durch die Labyrinthdichtungen des M.-D.-Kolbens hindurchgehende Dampf direkt in den Kondensator anstatt noch in den N.-D.-Teil geht. Das Verfahren stammt von H. F. Fullagar. Ein weiteres Beispiel für diesen Ausgleich gibt die in Fig. 179 a abgebildete kombinierte Gleichdruck-Überdruckturbine.

Beispiel: Eine Landturbine besteht aus drei Hauptteilen.

Die Trommeldurchmesser im H.-D.- und M.-D.-Teil betragen 48 bzw. 68 cm, der Durchmesser des H.-D.-Kolbens 53 cm.

Der M.-D.-Teil besitzt zwei verschiedene Schaufellängen, nämlich 7,0 und 8,9 cm. und die Dampfdrücke am Anfang und Ende dieser beiden Expansionsstufen betragen 4,25 bzw. 1,75 und 0,87 kg/qcm. Der Durchmesser des M.-D.-Ausgleichkolbens ist zu ermitteln.

Hier ist

$$\alpha_2 = \frac{\pi}{4}(68^2 - 48^2) = 580\pi \text{ qcm}$$

$$F_3 = \pi \cdot 75 \cdot 7,0 = 525\pi \text{ qcm}$$

$$F_4 = \pi \cdot 76,9 \cdot 8,9 = 685\pi \text{ qcm.}$$

Ist d der gesuchte Durchmesser des Ausgleichkolbens, so ist

$$a_2 = \frac{\pi}{4}(d^2 - 53^2) \text{ qcm.}$$

Gemäß der Gleichung (1) zweiter Teil auf Seite 264 ist vollkommener Ausgleich vorhanden. Eingesetzt ergibt:

$$4,25\pi \left(\frac{d^2 - 53^2}{4} - 580 \right) = (4,25 - 1,75) 525\pi + (1,75 - 0,87) 685\pi$$

Daraus folgt

$$d^2 - 53^2 = 4124$$

$$d \sim 83 \text{ cm.}$$

7. Entlastungskolben von Schiffsturbinen.

Bei der Schiffsturbine muß der resultierende Axialdruck des Dampfes auf den Läufer gegen den Propellerschub ausgeglichen werden.

Da der Propellerschub im allgemeinen größer als der Axialdruck (achterwärts gerichtet) des Dampfes auf die Schaufeln ist, so ist der Entlastungskolben von etwas geringerm Durchmesser als die Trommel und bildet somit eine dem Eintrittsdampf ausgesetzte Ringfläche.

Da jede Schiffsturbine nur einen Entlastungskolben besitzt, so wird nur bei Vollast, jedoch nicht bei niederen Drücken ein vollkommener axialer Ausgleich stattfinden. Da die vom Dampfdruck herrührenden Kräfte schneller abnehmen als der Propellerschub, so läßt man bei Vollast dieselben gewöhnlich etwas über den Schub in der Propellerwelle überwiegen. Eine erprobte Regel für Schiffe, die häufig mit halber Leistung fahren, besteht darin, daß man für Vollast die Dampfdrücke gegen einen um 10 v. H. größeren Propellerschub als den wirklichen bei Vollast ausgleich.

Der einzuschlagende Rechnungsgang ist mit Hinblick auf Fig. 107, die eine N.-D.-Schiffsturbine darstellt, leicht zu verstehen.

Es bezeichne:

$F_1 F_2 F_3$ = Ringquerschnitte zwischen Trommel und Zylinder.
 S = Endfläche der Trommel.

s = Fläche mit dem Durchmesser des Entlastungskolbens.

$P_1 P_2 P_3 P_4$ = Dampfdrücke am Anfang und Ende jeder Expansionsstufe.

P = prozentual vergrößerter Propellerschub.

Bei Berechnung der Flächen S und s ist der Wellenquerschnitt in Abzug zu bringen. Da dieser aber auf beiden Seiten in gleicher Weise zu berücksichtigen ist, kann er gewöhnlich vernachlässigt werden.

Die Gleichung für vollkommenen Ausgleich lautet dann:

$$P = (S - s)(p_1 - p_4) + \frac{1}{2} [(p_1 - p_2) F_1 + (p_2 - p_3) F_2 + (p_3 - p_4) F_3],$$

woraus die Größe der Fläche s und der Durchmesser des Entlastungskolbens mit Hilfe von Tabellen zu ermitteln ist.

Die Anwesenheit einer Rückwärtsturbine innerhalb des N.-D.-Gehäuses beeinflusst die Rechnung nicht wesentlich, wenn Vorwärtsgang in Betracht kommt. Der Durchmesser des Rückwärtskolbens ist natürlich gemäß obiger Berechnungsverfahren zu ermitteln, damit auch bei Rückwärtsfahrt ein guter Ausgleich zustande kommt.

Beispiel: Die Trommel einer N.-D.-Schiffsturbine hat einen Durchmesser von 234 cm. Die Turbine besitzt fünf Expansionsstufen mit den Schaufellängen 14,0; 19,7; 28,0; 28,0; 28,0 cm. Nach der Diagrammaufteilung betragen bei Vollast die absoluten Dampf-

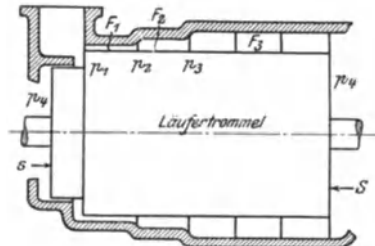


Fig. 107. Berechnung des Kolbendurchmessers.

drücke am Anfang der drei ersten Expansionsstufen 0,92; 0,56 und 0,35 at. Die Auspuffspannung beträgt 0,07 at und der Propellerschub 23 400 kg. Es ist der Durchmesser des Entlastungskolbens zu bestimmen.

Vergrößern wir den Propellerschub um 10 v. H., so erhalten wir:

$$P = 25\,740 \text{ kg.}$$

Fernerhin finden wir gemäß der Angaben in der Aufgabe:

$$F_1 = 10\,850; F_2 = 15\,650; F_3 = 23\,050 \text{ qcm}$$

$$S = 43\,000 \text{ qcm.}$$

Setzen wir diese Werte in obige Formel ein, so erhalten wir:

$$25\,740 = (43\,000 - s)(0,92 - 0,07) + \frac{1}{2} [(0,92 - 0,56) \cdot 10\,850 \\ + (0,56 - 0,35) \cdot 15\,650 + (0,35 - 0,07) \cdot 23\,050]$$

folglich

$$s = 20\,800 \text{ qcm}$$

mithin der Durchmesser des Entlastungskolbens = 163 cm.

In obigem Beispiel haben wir nicht die in Abschnitt 3 angegebenen 2 v. H. von der Axialkraft auf die Schaufeln abgezogen. Dies würde nur sehr wenig ausmachen und soll deshalb mit in den 10 v. H., die auf den Propellerschub aufgeschlagen wurden, enthalten sein. Der Abzug von 2 v. H. würde den berechneten Kolbendurchmesser nur um etwa 6 mm verkleinert haben.

Ist ein vollständiger Ausgleich bei Vollast (d. h. ohne den Aufschlag von 10 v. H.) gefordert, so würde der Kolben einen Durchmesser von etwa 172 cm erhalten.

8. Labyrinth-Dichtungen für Entlastungs- und Ausgleichkolben.

Die Dampfverluste, die durch Entweichen des Dampfes zwischen Kolben und Zylinderwandung entstehen, werden durch Anwendung einer Art von Labyrinthdichtung zu verhüten gesucht oder wenigstens auf einen hinreichend kleinen Betrag gebracht. Diese Dichtungen können in zwei große Klassen eingeteilt werden, je nachdem der Dampf durch eine Anzahl axialer oder radialer Spalte strömt. In beiden Fällen sind die Spalte praktisch möglichst klein zu bemessen.

Befindet sich der Kolben nahe am Drucklager, so ist jede axiale Verschiebung (relativ zum Zylinder) infolge der Wärmedehnung am geringsten, weshalb hier gewöhnlich Dichtungstreifen mit axialem Spiel verwendet werden. Es ist darauf zu achten, daß die zwischen Drucklager und Kolben liegenden Zylinder- und Läufer Teile so konstruiert sind, daß ihre Längsausdehnungen infolge Temperaturerhöhung einander gleich bleiben. Irgendwelche Abweichungen in dieser Beziehung werden erklärlicherweise das Dichtungsspiel der Ausgleichkolben beeinflussen.

Liegen die Kolben weiter vom Drucklager entfernt, wie beispielsweise die Entlastungskolben von Rückwärtsturbinen, so ist es

unmöglich, eine axiale Verschiebung der Entlastungskolben relativ zum Zylinder vollständig zu verhüten.

Dichtungen mit axialem Spiel sind dann nicht zu gebrauchen, und man muß entweder bewegliche Dichtungsringe oder eine Labyrinthdichtung mit radialem Spiel verwenden.

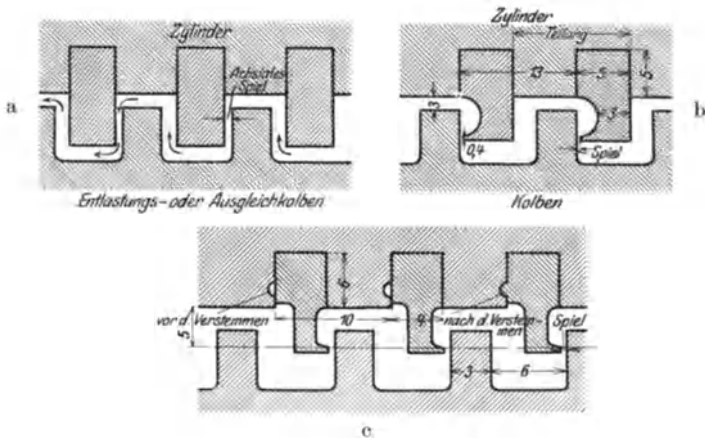


Fig. 108. Labyrinthdichtungen mit axialem Spiel. (Maße in mm.)

Die einfachste Form einer Dichtung mit axialem Spiel zeigt Fig. 108 a in vergrößertem Maßstabe. In die Kolbenoberfläche wurden Nuten eingedreht, in die die ins Gehäuse eingepaßten Dichtungstreifen hineinragen. Der Weg des Dampfes ist durch Pfeile bezeichnet, der nacheinander durch jeden der sehr engen Ringkanäle führt, die durch das Axialspiel gebildet werden.

Spätere Ausführungsformen dieser Labyrinthdichtung zeigt ebenfalls Fig. 108. Die Kämme sind wie bei der ersten Ausführung aus der Oberfläche des Kolbens ausgearbeitet worden. Die Dichtungstreifen, die in eingedrehten Nuten im Zylinder entweder eingepaßt, sodann mit Hilfe von Stemmringen verstemmt oder festgekeilt sind, bestehen gewöhnlich aus gezogenem Messing; zuweilen jedoch für die Hochdruck-Ausgleichkolben von Landturbinen, bei denen überhitzter Dampf zur Verwendung kommt, aus gezogenem Nickelstahl.

Die Dichtungstreifen von Landturbinen werden mitunter in die Nuten hart eingelötet. Fig. 109 veranschaulicht zwei Dichtungen mit radialem Spiel.

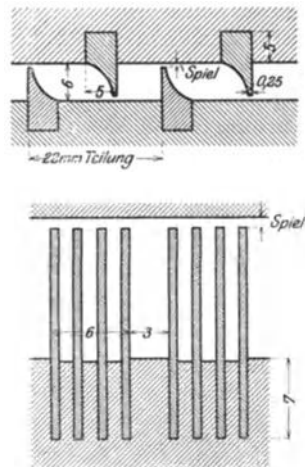


Fig. 109. Labyrinthdichtung mit radialem Spiel.

Wie in der Figur eingezeichnet, werden die Dichtungstreifen moderner Labyrinthdichtungen auf etwa 0,25 bis 0,38 mm zugespitzt. Die bösen Folgen einer zufälligen Berührung mit Gehäusewand oder Kolben werden dadurch auf ein Minimum gebracht.

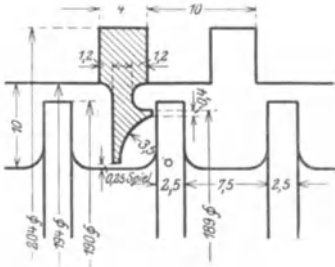


Fig. 110. Radial-axiale Labyrinthdichtung. (Maße in mm).

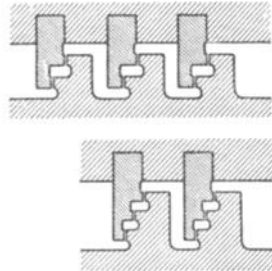


Fig. 111. Axiale Labyrinthdichtungen der Melms-Pfenninger-Turbine.

Die neueste Ausführung der Labyrinthdichtungen, wie sie die Brush-Company sowohl für Stopfbüchsen als auch für Ausgleichkolben verwendet, zeigt Fig. 110. Hier ist in jedem Labyrinth sowohl ein axialer wie radialer Drosselspalt hergestellt.

Um möglichst kurze Ausgleichkolben zu erhalten, werden die Dichtungsstellen der Melms-Pfenninger-Turbine zu mehreren radial hintereinander geschaltet (Fig. 111).

9. Berücksichtigung der Ausdehnung der Dichtungstreifen.

Die Dichtungstreifen der Entlastungskolben werden gewöhnlich in Stücken von 5 bis 10 cm Länge bei Landturbinen, bei den größeren Schiffsturbinen in Stücken von 15 bis 20 cm eingesetzt. Dabei muß ein geringes Spiel zwischen je zwei Stücken für die Ausdehnung der Streifen infolge der Temperaturerhöhung bei Inbetriebsetzung der Turbine freigelassen werden. Geschieht dies nicht, so würden die Streifen ausknicken und aus den Nuten heraustreten.

Bezeichnet:

l = Länge des Streifens in cm,

Δt = Temperaturerhöhung in $^{\circ}\text{C}$,

K = Ausdehnungskoeffizient pro 1°C ,

so beträgt die Längenzunahme bei Betriebszustand:

$$\Delta l = K \cdot \Delta t \cdot l \text{ cm,}$$

für Messing: $K = 0,000185$,

für Gußeisen: $K = 0,00011$,

für Stahl: $K = 0,00012$.

Beträgt die Länge der Streifen 15 cm und die Temperaturerhöhung 170°C , so würden sie eine Längenzunahme von

$$0,000185 \cdot 15 \cdot 170 = 0,47 \text{ cm}$$

erfahren.

Zylinder und Entlastungskolben erfahren ebenfalls eine gewisse Vergrößerung, die jedoch wegen der Unsicherheit der Temperaturannahme schwer genau zu ermitteln ist.

Bedenken wir in obigem Beispiel, daß die Temperatur des Gehäuses ebenfalls um 170° zunimmt, so würde der relative Längenzuwachs sein:

$$(0,0000185 - 0,000011) \cdot 15 \cdot 170 = 0,019 \text{ cm.}$$

Gewöhnlich wird ein Spiel von etwa $\frac{1}{4}$ mm zwischen je zwei Streifen zugelassen.

10. Anzahl und Abmessungen der Dichtungsringe.

Die Anzahl der in der Praxis zur Kolbenabdichtung verwendeten Ringe wechselt stark. Wir können jedoch als allgemeine Regel festhalten, daß die Anzahl der Ringe von der Dampfspannung oder besser der Differenz der Spannungen an beiden Seiten des Kolbens abhängt. Das Spiel hängt bis zu gewissem Grade vom Durchmesser der Turbine ab, wird jedoch ebenfalls von den Dampfspannungen beeinflusst, da bei niederem Druck für einen gewissen prozentualen Undichtigkeitsverlust ein größeres Spiel zugelassen werden kann. Die Teilung und Abmessungen der Streifen hängen in der Hauptsache von der Größe der Turbine ab.

Die folgenden Angaben sollen einen Anhalt für die Konstruktion von Dichtungstreifen und -ringen für die Entlastungskolben von Schiffsturbinen bieten.

Tabelle XX.

Kolbendurchmesser	Teilung	Stärke des Dichtungstreifens
Weniger als 1500 mm	10 mm	3 mm
1500 bis 2500 "	13 "	5 "
Über 2500 "	16 "	6 "

Die Zahlen der ersten Hälfte der Tabelle XXI beziehen sich auf alle H.-D.-Entlastungskolben, wie die von H.-D.-Marsch-, M.-D.-M.- und H.-D.-Hauptturbinen. Die der zweiten Hälfte gelten für N.-D.-Turbinen (nicht für Rückwärtsturbinen).

Tabelle XXI.

Art	Kolbendurchmesser	Anzahl der Ringe	Axialspiel
H.-D.	Weniger als 650 mm	26 bis 28	0,25 mm
	650 bis 1800 mm	28 " 30	0,38 "
	Über 1800 mm	30 " 32	0,50 "
N.-D.	Weniger als 1300 mm	20 " 22	0,50 "
	Über 1300 mm	22 "	0,64 "

Kleinere Rückwärtsturbinen haben gewöhnlich etwa 6 Ringe; große bis zu 10 Ringen. Ihre Abmessungen und ihr radiales Spiel gibt die Tabelle XXII.

Tabelle XXII.
Dichtungsstreifen von Rückwärtskolben.

Turbinengröße	Teilung	Stärke	Radialspiel
Klein	13 mm	3 mm	0,38 mm
Mittel	19 „	3 „	0,50 „
Groß	25 „	6 „	0,50 bis 0,75 mm

Die Labyrinthdichtungen der Ausgleichkolben von Landturbinen sind ähnlich wie die hier beschriebenen ausgebildet. Dagegen sind die einzelnen Spiele noch kleiner, weswegen man mit weniger Ringen auskommt. In der Regel verwendet man 11 bis 12 Ringe für H.-D.- und 7 für M.-D.- und N.-D.-Kolben. Bei vier Hauptstufen der Turbine, von denen jede einen Ausgleichkolben besitzt, mögen 11 bis 12 Ringe auf dem H.-D.-, 7 auf dem ersten M.-D.-, 6 auf dem zweiten M.-D.- und 5 bis 6 auf dem N.-D.-Kolben angeordnet werden.

11. Theorie der Labyrinthdichtung.

Die Wirkungsweise der Labyrinthdichtung ist von verschiedenen Autoren theoretisch beleuchtet worden, jedoch scheint keine Einstimmigkeit über die gewonnenen Ergebnisse erzielt worden zu sein.

Es ist häufig behauptet worden, daß nur der letzte Ring in bezug auf die Abdichtung wirksam sei, und daß die Dampfspannung bis vor den letzten Ring auf ihrer anfänglichen Höhe bliebe. Vermutlich dient der Dampf nur dazu, die Zwischenräume der Stopfbüchse bis zum Anfangsdruck aufzufüllen, und dann würde die Abdichtung gerade so wirksam sein, als wenn nur ein Ring vorhanden wäre.

Ich bin hierüber ganz anderer Ansicht. Es ist klar, daß innerhalb jeder Sekunde durch alle Spalträume die gleiche Dampfmenge hindurchgehen muß. Die Spaltgeschwindigkeit des Dampfes wird sehr groß sein; sie wird aber viel größer bei niederen als bei höheren Drücken sein wegen des größeren spezifischen Volumens des Dampfes. Der Durchgang des Dampfes durch jeden Spaltraum hat aber eine Umsetzung von Wärme in kinetische Energie zur Folge. Die Rückverwandlung dieser Energie in Wärme bedingt einen Verlust an verfügbarer Energie, und deshalb wird der Druck in jedem Zwischenraum geringer als im vorhergehenden. Selbst wenn wir einen unzusammendrückbaren Körper hätten, würde der Druck in derselben Weise abnehmen, und die kinetische Energie größtenteils zur Wirbelbildung verbraucht und schließlich in Wärme verwandelt werden.

Um ein einfaches Beispiel hierfür zu geben, wollen wir annehmen, daß jeder Ringspalt 6 qcm im Querschnitt und das sekundlich hin-

durchgehende Dampfgewicht 0,5 kg betrage. Haben wir eine Anfangsspannung von etwa 10 at abs., so ist das hierzugehörige spezifische Dampfvolumen etwa 0,2 cbm/kg. Das durch den ersten Spalt- ringraum hindurchgehende spez. Dampfvolumen wird etwas größer sein, sagen wir 0,25 cbm/kg. Dann beträgt die Dampfgeschwindigkeit:

$$\frac{0,25}{0,0006} \cdot 0,5 = 208 \text{ m/sk.}$$

Der Wärmeinhalt des Dampfes würde also in diesem Falle beim Durchgang durch den Spalt um:

$$A \cdot \frac{c^2}{2g} = \frac{208^2}{427 \cdot 19,6} = 5,2 \text{ WE}$$

verringert werden, wovon mehr als $\frac{3}{4}$ wieder in nutzbare Wärme zurückverwandelt werden. Das heißt natürlich, daß der Druck beträchtlich vermindert wird, obgleich die Gesamtenergie konstant bleibt.

Die Wirkungsweise der Labyrinthdichtung kann deshalb als eine Reihe von Drosselvorgängen angesehen werden, von denen eine jede einen merklichen Abfall der Dampfspannung herbeiführt.

*12.

Die weiter unten durchgeführte Berechnungsweise gründet sich auf gewisse willkürliche Annahmen, bringt jedoch die Wirkungsweise der Dichtung recht deutlich zum Ausdruck und ergibt zuverlässige Resultate¹⁾.

Die erforderlichen Gleichungen sind denen für die Dampfströmung durch Düsen in Kapitel 20 sehr ähnlich.

Bedeutet:

p = Dampfdruck,

v = spezifisches Volumen des Dampfes,

c = Spaltgeschwindigkeit des Dampfes,

so lautet die Energiegleichung:

$$\frac{c^2}{2g} + \int v dp = \text{konst.}$$

Für diejenigen Teile, durch die der Dampf adiabatisch strömt, gilt:

$$p \cdot v^\kappa = \text{konst.}$$

worin $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen für trocken gesättigten Dampf den Wert 1,135 besitzt.

Aus der Kontinuität folgt:

$$\frac{F \cdot c}{v} = \text{konst.},$$

worin F den Querschnitt des Dampfstromes bedeutet.

¹⁾ „Über die Theorie der Labyrinthdichtung“ siehe Engineering, 22. Juli 1910, S. 136, und Stodola, 4. Aufl., S. 318.

Betrachten wir den Durchgang durch einen einzigen Ringraum zwischen Dichtungsstreifen und Dichtungsring, und bezeichnen mit den Indices 1 und 2 den Zustand des Dampfes vor bzw. nach dem Drosselquerschnitt, so folgt aus obigen Gleichungen:

$$c_2^2 = 2 g v_1 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(p_1^{1 - \frac{1}{\kappa}} - p_2^{1 - \frac{1}{\kappa}} \right) p_1^{\frac{1}{\kappa}} \dots \quad (1)$$

worin wir c_1 als verschwindend klein vernachlässigt haben.

Differenzieren wir diese Gleichung, so finden wir, daß für irgendeinen gegebenen Wert von p_1 das durchströmende Dampfgewicht ein Maximum wird, wenn sich verhält:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{1 - \kappa}} = 0,58$$

für trocken gesättigten Dampf.

Daraus folgt:

$$c_2 = \sqrt{2 g \cdot p_1 v_1 \frac{\kappa}{\kappa + 1}} = 3,23 \sqrt{p_1 v_1} \dots \quad (2)$$

Die durch diese Formel erhaltene Geschwindigkeit ist gleich der der Druckübertragung in dem betreffenden Gase, und zwar im Drosselquerschnitt, welche Geschwindigkeit gewöhnlich Schallgeschwindigkeit genannt wird. Wird diese Geschwindigkeit erreicht, so hat der Dampfdruck nach Durchströmen der engsten Stelle keinen Einfluß mehr auf die ausströmende Menge.

Ist die Geschwindigkeit kleiner als die Schallgeschwindigkeit, so ist der Dampfdruck beim und nach Durchströmen des Drosselquerschnittes derselbe. Die kinetische Energie würde unter Verringerung des Druckes zur Überhitzung des Dampfes verbraucht werden. Darin besteht gewöhnlich die Wirkung beim „Drosseln“ eines Gases. Diese wird durch die adiabatische Expansion aufgehoben, die notwendigerweise ein Kondensieren und Wärmeverluste durch Leitung und Strahlung im Gefolge hat. Es erscheint deshalb vernunftgemäß und begründet, daß wir den Dampf innerhalb jedes Raumes, der sich zwischen den einzelnen Dichtungsringen befindet, als trocken gesättigt ansehen.

13.

Wenden wir obige Theorie auf eine Labyrinthdichtung an, so können wir zeigen, daß, unter der Voraussetzung eines genügend niedrigen Austrittsdruckes p_0 im Verhältnis zur ausströmenden Menge, die Dampfströmung durch die letzte Drosselspalte gemäß Gleichung 2 vor sich gehen wird. Die Geschwindigkeiten hinter den anderen Drosselspalten werden aus Gleichung 1 erhalten, und auf diese können wir eher verzichten, als auf die beim Austritt aus der Stopfbüchse. Daß dies der Fall ist, entspringt dem Umstande, daß dasselbe Dampfgewicht in einer gewissen Zeit durch jede Drosselstelle hindurchgehen muß.

Bezeichnen wir mit F die Fläche des engsten Querschnittes und G das sekundlich ausströmende Dampfgewicht, so finden wir aus Gleichung 1 mit hinreichender Genauigkeit:

$$\frac{G}{F} = \frac{p_2}{34} \sqrt{\frac{p_1 - p_2}{p_2}} \dots \dots \dots (3)$$

Nehmen wir nun an, daß wir eine Labyrinthdichtung entwerfen wollen, für die $\frac{G}{F}$ den Wert $\frac{1}{14}$ nicht überschreitet, wobei G in kg/sk und F in qcm einzusetzen ist, so finden wir aus Gleichung 2, daß bei Erreichung der maximalen Geschwindigkeit die Spannung in der letzten Kammer (die wir hier mit p_z bezeichnen wollen) ungefähr 4,85 at abs. betragen muß. Der Druck beim Ausströmen p_0 darf deshalb nicht größer als:

$$0,58 \cdot 4,85 = 2,81 \text{ at}$$

sein.

(Ist p_0 größer als dieser Wert, so müssen wir Gleichung 3 anstatt Gleichung 2 verwenden.)

Durch den vorletzten Drosselquerschnitt strömt der Dampf von dem etwas höheren Druck p_y in den Raum mit dem Drucke

$$p_z = 4,85 \text{ at.}$$

Setzen wir $\frac{G}{F} = \frac{1}{14}$ in Gleichung 3 ein, so erhalten wir:

$$p_y = p_z + \frac{5,72}{p_z} \dots \dots \dots (4)$$

$$= 6,03 \text{ at.}$$

Dies ist der in der vorletzten Kammer der Labyrinthdichtung herrschende Druck.

In ähnlicher Weise können wir durch aufeinanderfolgende Anwendung der Gleichung 4 die in allen Kammern herrschenden Drücke ermitteln. Dieses Ergebnis kann auf geeignete Weise in einem Diagramm mit der Ringanzahl (oder den Drosselquerschnitten) als Abszissen und den Dampfdrücken als Ordinaten als Kurve aufgetragen werden. In Fig. 112 sind drei solcher Kurven aufgetragen worden. Sie entsprechen verschiedenen Werten von $\frac{G}{F}$, nämlich $\frac{1}{28}$, $\frac{1}{19}$ und $\frac{1}{14}$ und die zugehörigen Enddrücke beim Austritt aus der letzten Kammer können zu 1,4; 2,1 und 2,8 at abgelesen werden.

14.

Um ein Beispiel für den Gebrauch der Kurven zu geben, wollen wir annehmen, daß es sich um eine Turbine mit einem Eintrittsdruck von 12 at abs. und einer Auspuffspannung von Atmosphärendruck handelt. Diese beiden Spannungen sollen auf beiden Seiten des Entlastungskolben herrschen. Der Umfang des Kolbens betrage 380 cm.

Das Spiel sei 0,5 mm (in heißem Zustande). Es soll die Anzahl der Ringe bestimmt werden, die einen Undichtigkeitsverlust von 1 kg/sk nicht überschreiten läßt.

Hier ist:

$$G = 1; \quad F = 380 \cdot 0,05 = 19 \text{ qcm};$$

und folglich

$$\frac{G}{F} = \frac{1}{19}.$$

Aus der in Betracht kommenden Kurve finden wir die Ringanzahl für eine Spannung von 12 at zu 21.

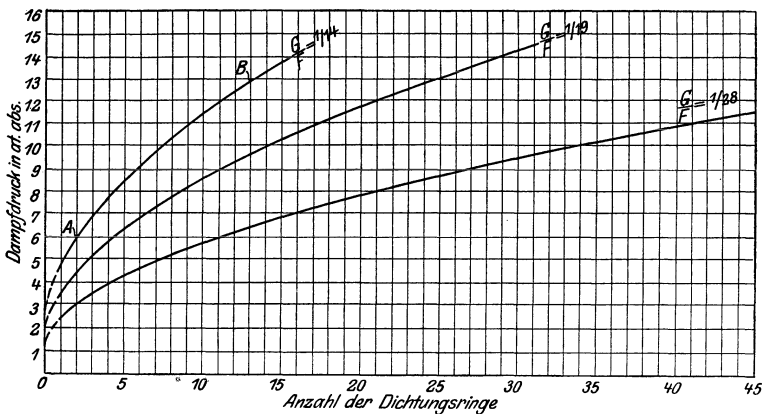


Fig. 112. Labyrinthdichtungs-Kurven.

Zwecks eines zweiten Beispiels sei der Umfang des Ausgleichkolbens 170 cm, die Dampfdrücke 12,5 und 6,0 at abs. und das Spiel 0,25 mm. Der Undichtigkeitsverlust soll 0,3 kg/sk nicht überschreiten.

Hier ist:

$$\frac{G}{F} = \frac{1}{14}$$

und kommt hier das Stück *AB* der ersten Kurve in Betracht. Die notwendige Anzahl der Ringe ergibt diejenige bei 12,5 at abzüglich der bei 6,0 at, also:

$$13 - 2 = 11 \text{ Ringe.}$$

In Anbetracht der Unsicherheit, die hinsichtlich der Ermittlung des Dichtungsspiels bei Betriebszustand der Turbine besteht, ist eine sich hierauf gründende rechnerische Bestimmung des Undichtigkeitsverlustes stets bis zu gewissem Grade ungenau. Hingegen kann man erwarten, daß die durch die Kurven in Fig. 112 sich ergebenden Werte im Verhältnis zu einander angenähert richtig sind.

15.

Für den Fall, daß der Enddruck p_0 größer als $0,58 p_z$ ist, wurde die folgende Formel von H. M. Martin¹⁾ angegeben:

$$\frac{G}{F} = 0,0332 \sqrt{\frac{p_1 \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^2}\right)}{v_1 (z + \ln \varepsilon)'}}$$

worin ε = Expansionsverhältnis des Dampfes,
 z = Anzahl der Dichtungsringe oder Drosselspalten,
 $\frac{G}{F}$ und p_1 sowie v_1 wie früher angegeben bedeutet.

14. Kapitel.**Regler und Ventile.****1. Funktion des Reglers.**

Alle Arten von Turbinen sind im Betriebe Belastungsschwankungen unterworfen. Bei Antrieb elektrischer Maschinen können diese Schwankungen plötzlich und häufig auftreten, verursachen aber nur ein geringes Abweichen von der mittleren Belastung, mit der die Turbine gerade läuft. Außer diesen Schwankungen ändert sich die mittlere Belastung selbst. Diese Änderung geschieht jedoch weniger plötzlich, und kann derselben durch Öffnen von Umgehungsventilen Rechnung getragen werden, ohne einer automatischen Regelung zu bedürfen.

Bei Schiffsturbinen bildet die Fliehkraftwirkung der Turbinenläufer ein hinreichendes Mittel, um bei Belastungsschwankungen infolge des Austauschens der Schrauben bei hoher See geeignete Vorkehrungen treffen zu können. Die Geschwindigkeitsänderungen infolge Schwankungen in der Dampfspannung sind von ganz geringem oder keinem Einfluß und bedürfen keiner Beachtung. Die Geschwindigkeitsverringerung für Manövrier- oder Marschzwecke wird von Hand aus oder durch besonders angetriebene Ventile bewerkstelligt. Hiernach scheint der Regler unter gewöhnlichen Betriebsbedingungen hauptsächlich zur Aufrechterhaltung einer konstanten Drehzahl bei kleinen und plötzlich auftretenden Belastungsschwankungen der Landturbinen zu dienen.

In außergewöhnlichen Fällen, wie beim Bruche einer Welle usw., kann eine plötzliche große Belastungsänderung auftreten. Hiergegen schützt man sich durch einen besonders angeordneten „Schnellschluß“ oder „Sicherheitsregler“, der jegliche Dampfzufuhr absperrt, sobald die Drehzahl eine gewisse Höchstgrenze überschreitet.

Sicherheitsregler finden bei den meisten Schiffsturbinen und bei allen Landturbinen Verwendung.

¹⁾ Siehe „Labyrinth Packings“ Engineering 1908, I, S. 35/6.

2. Regelung der Dampfunguhr.

Da für die Regelung der Dampfunguhr „Sicherheitsregler“ nicht in Betracht kommen, können wir hier zwei Regelungsarten des Dampfes unterscheiden, je nachdem wir es hauptsächlich mit großen Belastungsschwankungen oder nur mit kleinen Schwankungen um die jeweilige Belastung herum zu tun haben. In ersterem Falle spielt der Wirkungsgrad eine große Rolle. Bei Gleichdruckturbinen wird diese Regelung gewöhnlich durch Öffnen oder Schließen einiger Düsen oder Schaufelkanäle bewirkt. Bei den Überdruckturbinen muß die Anzahl der Lauf- und Leiträder, die der Dampf passiert und der erste Ringquerschnitt, in den der Dampf eintritt, verändert und an die erforderliche Dampfmenge angepaßt werden. Dies wird durch Einführung des Dampfes direkt in spätere Stufen d. h. durch Umführung einiger Stufen, oder aber bei gewissen Arten von Schiffsturbinen-Anlagen durch Anordnung getrennter Marschturbinen erreicht.

Im zweiten Falle der häufigen kleinen Belastungsschwankungen ist die Wirtschaftlichkeit von untergeordneter Bedeutung. Die Regulierung geschieht hier automatisch durch den Regler, indem gleichzeitig die Dampfunguhr verstellt und eine möglichst gleichbleibende Drehzahl erhalten wird. Mit dieser Regelungsart werden sich die folgenden Abschnitte näher befassen.

3. Selbsttätige Regulierung der Dampfunguhr.

Man hat verschiedene Methoden ausprobiert, um auf automatischem Wege die Dampfunguhr der jeweiligen Belastung anpassen und somit die Drehzahl der Turbine konstant halten zu können. Diejenigen Methoden, die sich allgemein eingebürgert haben, können nach zwei Arten, wie folgt, geschieden werden:

1. Der Eintrittsdruck des Dampfes beim Eintritt in die Turbine wird durch teilweises Öffnen oder Schließen eines Drosselventils verändert.
2. Der Dampf wird in schnell aufeinanderfolgenden Stößen, deren Häufigkeit verändert wird, der Turbine zugeführt.

In beiden Fällen wird die zur Betätigung der Ventile notwendige Kraft von einem Fliehkraftregler geliefert mit oder ohne Beihilfe eines Krafteinschalters oder Kraftgetriebes. Ebenso ist in beiden Fällen die Wirkungsweise im Prinzip dieselbe und entspricht praktisch und wärmetechnisch einer Verminderung der Eintrittsdruckspannung des Dampfes durch Drosselung.

Bei den Reglern der zweiten Art befinden sich das Reglergestänge und die Ventile in stetiger schwingender Bewegung, so daß dadurch ein Hängenbleiben so gut wie ausgeschlossen ist. Um den Reglern der ersten Art diesen Vorteil zu verschaffen, werden an ihnen mitunter Vorrichtungen angebracht, die dem Reglergestänge und den

Ventilen bei jeder Umdrehung des Reglers ein oder zwei leichte Stöße erteilen. Diese Stöße sind jedoch nicht mit den Stößen des Einlaßventils der zweiten Art zu verwechseln.

4. Drosselregler.

Es gibt eine Menge Übertragungsarten der Reglerbewegung auf das Drosselventil. Fig. 113 zeigt schematisch eine sehr einfache und bewährte Form, wo das Reglergestänge das Drosselventil direkt betätigt. Durch Veränderung der Spannung der Spiralfeder kann die mittlere oder normale Drehzahl der Turbine etwas verändert werden. Die Reglerübertragung dieser Art ist mit gutem Erfolge selbst bei verhältnismäßig großen Turbinen verwendet worden.¹⁾

5. Regelung bei Zwischenschaltung eines Kraftgetriebes.

Der gewöhnliche Fliehkraftregler wird für Dampfturbinen im allgemeinen in genau derselben Form wie für Kolbenmaschinen verwendet. Das Reglergestänge ist ebenfalls in den Fällen, wo die Regelung durch Drosselung geschieht, ähnlich dem bei Kolbenmaschinen ausgebildet. Die Regler sind gewöhnlich mit Federn belastet und werden von der Turbinenwelle aus angetrieben.

Ein Kraftgetriebe eignet sich besonders für größere Einheiten.

Bei Zwischenschaltung eines Kraftgetriebes anstatt des direkten Antriebes des Drosselventils, betätigt der Regler einen Steuerschieber, der zum Einlaß einer Flüssigkeit oder eines anderen Mittels in den Zylinder des auf der Ventilspindel sitzenden Kraftkolbens dient. Gleichzeitig mit dem Einlaß der Flüssigkeit auf eine Seite des Kraftkolbens, öffnet der Steuerschieber auf der anderen Seite des Kolbens einen Auslaßkanal für die auch unter dem Kolben befindliche Flüssigkeit.

Damit ein Kraftgetriebe dieser Art arbeitet, ohne daß die Turbine durchgeht, sind der Kraftkolben und der Steuerschieber so miteinander durch ein Gestänge verbunden, daß jede Verschiebung des einen eine prozentuale Verschiebung des anderen notwendigerweise zur Folge hat. Dies wird durch ein sogenanntes Kraftgetriebe mit „Rückführung“, wie es Fig. 114 schematisch zeigt, erreicht. Wird die an der Reglermuffe *F* befestigte wagrechte Stange infolge einer Ge-

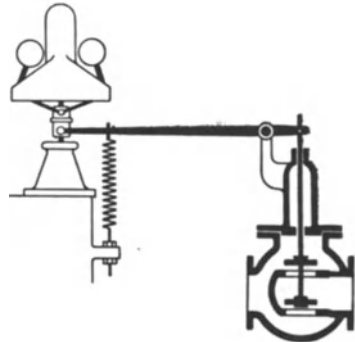


Fig. 113. Drosselregulierung.

¹⁾ Siehe Engineering 3. January 1908 (Willans-Parsons Turbinen) oder Z. d. V. d. Ing. 1910. S. 1242.

schwindigkeitsvergrößerung der Turbine nach oben bewegt, so wirkt Punkt *A* zuerst als Drehpunkt. Da sich der Steuerschieber in seiner Mittelstellung befindet, so wird sich Punkt *A* so lange nicht bewegen können, bis *B* etwas angehoben worden ist. Hierdurch kann die Arbeitsflüssigkeit, die bei *C* eintritt, durch das Rohr *D* auf die Oberseite des Kraftkolbens gelangen. Gleichzeitig wird auch

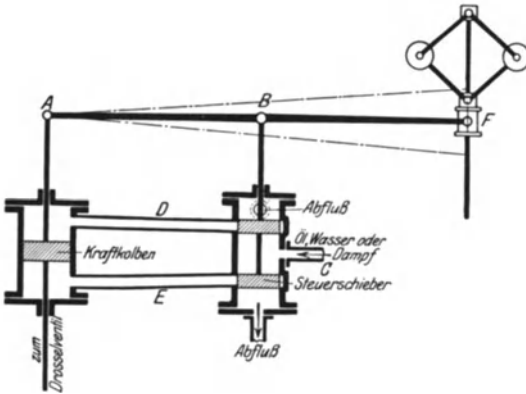


Fig. 114. Kraftgetriebe mit Rückführung.

Rohr *E* geöffnet, damit die unter dem Kraftkolben befindliche Flüssigkeit zurückströmen kann. Hierdurch bewegt sich der Kraftkolben abwärts, indem er das Drosselventil teilweise schließt. Da aber jetzt *F* als Drehpunkt wirkt, so wird gleichzeitig mit der Abwärtsbewegung von *A* ebenfalls *B* um ein proportionales Stück nach unten bewegt werden, und zwar so lange, bis der Steuerschieber wieder seine Mittellage erreicht hat, und die Öffnungen zu den Rohren *D* und *E* abgeschlossen sind. Der Steuerschieber wird also durch diese Gestängeanordnung stets wieder in seine Mittellage zurückgeführt, während das Drosselventil eine neue Stellung eingenommen hat. Es sei hier erwähnt, daß trotz äußerster Empfindlichkeit des Fliehkraftreglers dieses Kraftgetriebe mit Rückführung das ganze System augenscheinlich stabil macht.

6. Periodische Abschlußregler.

Die periodische Abschlußregelung, auch zuweilen Dampfstoßregelung, wurde im Prinzip von Parsons eingeführt und ist in Fig. 115 veranschaulicht. Der Excenterhebel besitzt an seinem einen Ende bei *F* einen festen Drehpunkt, während sein anderes Ende in ein Excenter ausläuft, das auf der Reglerspindel sitzt. Das ganze System kann derart ausgebildet werden, daß der Hebel bei jeder Umdrehung der Reglerspindel zwei vollständige Schwingungen ausführt.

Wir nehmen vorläufig an, daß die Turbine vollständig gleichförmig läuft, und somit Punkt *A* als feststehend betrachtet werden kann. Der Hebel *CD* schwingt dann um *A* entsprechend der Bewegung, die ihm durch die im Punkte *B* angreifende Excenterstange erteilt wird. An dem einen Ende des Reglerhebels wird die Feder *S* und der Kolben des Luftpuffers, am anderen Ende der Steuerschieber auf und ab bewegt.

In der Figur befindet sich der Steuerschieber in seiner höchsten Stellung, in welcher er den unter dem Kraftkolben befindlichen Raum mit dem Auspuffrohr *E* verbindet. Die an den Kolben anschließende Stange ist mit Spiel durch die Bohrung *N* geführt, so

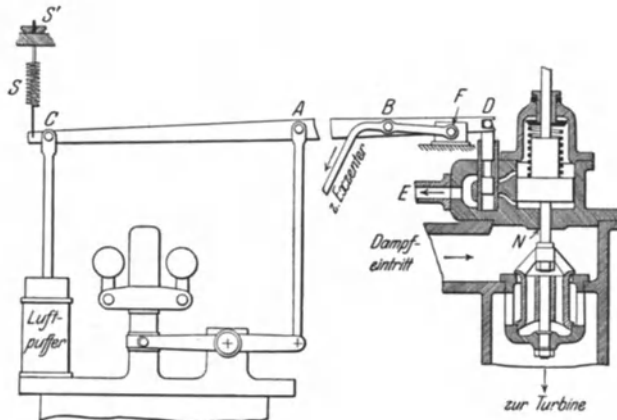


Fig. 115. Periodische Abschlußregelung von Parsons.

daß der Dampf unter den Kolben treten kann. Bei dieser Stellung des Steuerschiebers wird dieser Dampf ohne weiteres durch das freigegebene Auspuffrohr *E* abgeführt, während die über dem Kraftkolben befindliche Feder das Drosselventil geschlossen hält.

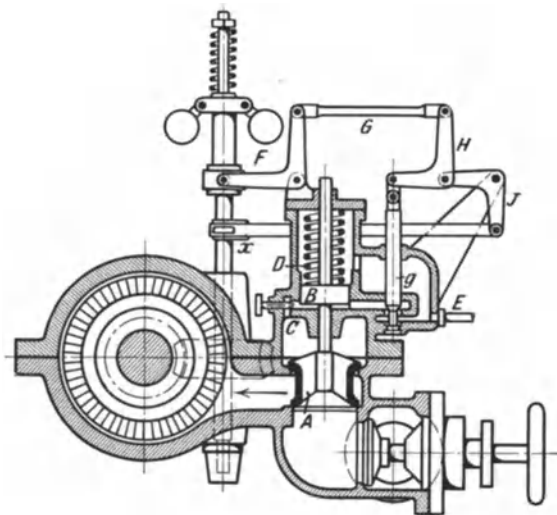


Fig. 116. Brown-Boveri-Parsons-Regulierung.

Sobald sich aber die Reglerspindel und damit das Excenter um 90° weiter aus der in der Figur gezeichneten Mittellage gedreht haben, sind Punkt *B* und folglich der Steuerschieber in ihre tiefste Lage gekommen. In dieser Stellung ist der Raum unter dem Kraftkolben abgeschlossen, dagegen steht das Auspuffrohr *E* jetzt mit dem Raum über dem Kraftkolben in Verbindung. Jetzt drückt der durch *N* hindurchströmende Dampf den Kraftkolben gegen die Kraft der Feder in die Höhe und öffnet das Drosselventil, wodurch ein Dampfstoß in die Turbine gelangt.

Dieser eben beschriebene Kreislauf von Vorgängen wiederholt sich natürlich unablässig, während die Turbine läuft. Die Regulierung arbeitet am besten, wenn dieser Kreislauf etwa 6 mal in der Sekunde durchlaufen wird, oder auf jede 5 bis 10 Umdrehungen der Turbine ein Dampfstoß kommt.

Die Feder oberhalb des Kraftkolbens kann nachgespannt werden, so daß stets ein präzises Schließen des Ventils erreicht werden kann.

Der durch das Rohr *E* abströmende Dampf wird nicht ins Freie, sondern in die Stopfbüchsen der Turbine geführt, was zur Erhöhung der Wirtschaftlichkeit beiträgt.

Eine von der Firma Brown-Boveri & Cie. ausgeführte Konstruktion dieses Regulierprinzips zeigt Fig. 116. Hier wird der Steuerschieber *g* durch das auf der Reglerspindel angebrachte wagerechte Excenter *x* auf- und niederbewegt, während die Reglermuffe die Mittellage dieser Schwingungen verlegt.

Die später beschriebene Fig. 120 stellt eine konstruktive Ausführung dieser Regelung der Brush-Company dar.

7. Wirkungsweise der Regelung bei Belastungsänderung.

Zunächst wollen wir die Wirkungsweise dieser Regelung betrachten, wenn sich die Drehzahl der Turbine infolge einer Belastungsänderung ändert. Punkt *A* wird entweder gehoben oder gesenkt werden. Da *B* durch die Excenterstange und den festen Punkt *F* in jedem Augenblick festgehalten wird, wirkt es als Drehpunkt des Reglerhebels, so daß ein geringes Anheben von *A* ein Tieferlegen der Schwingungsmittellage des Steuerschiebers bewirkt.

Es ist nun klar, daß hierdurch die Zeit, während welcher der unter dem Kraftkolben gelegene Dampfraum mit dem Auspuffrohr *E* in Verbindung steht, verkürzt wird. Mithin wird die Dauer der einzelnen Dampfstöße größer werden, obgleich ihre Frequenz sich nicht merklich verändern wird. Die Drehzahl der Turbine wird also zunehmen, oder wenigstens wird eine größere Menge Dampf der Turbine zugeführt, um den erhöhten Bedarf infolge Belastungsvergrößerung zu decken.

Da bei diesem System Steuerschieber und Kraftkolben nicht miteinander durch Gestänge verbunden sind, besitzt die ganze Regelungsübertragung eine gewisse Trägheit, die zur Verhütung des Durchgehens der Turbine nur erwünscht sein kann.

Die Feder an dem Ende des Reglerhebels, wo sich der Luftpuffer befindet, kann von Hand aus verstellt werden. Sie dient zur ersten Einstellung der Drehzahl der Turbine unter Last. Durch Drehen der Mutter *S'* wird das Ende des Reglerhebels gehoben und, da *B* als Drehpunkt wirkt, die Schwingungsmittellage des Steuerschiebers gegen den Reglerwiderstand weiter nach unten verlegt. Die Folge hiervon ist natürlich eine ständige Zunahme der Drehzahl der Turbine.

8. Regelung der Brown-Boveri-Parsons-Turbine.

Bei den Brown-Boveri-Turbinen wird die Regelung durch Drosseln unter Zuhilfenahme eines Kraftgetriebes bewirkt. Der Steuerschieber des Kraftgetriebes wird durch Drucköl betätigt, hingegen sind die üblichen Hebel und Kolbenstangen durch hydraulische Übertragung mittels Öl ersetzt.

Den Regler veranschaulicht Fig. 117, die ebenfalls den Sicherheitsregler *L* mit seiner Ausrückvorrichtung *M* und einen Schnitt durch die Ölpumpe *N* zeigt. In der Figur befindet

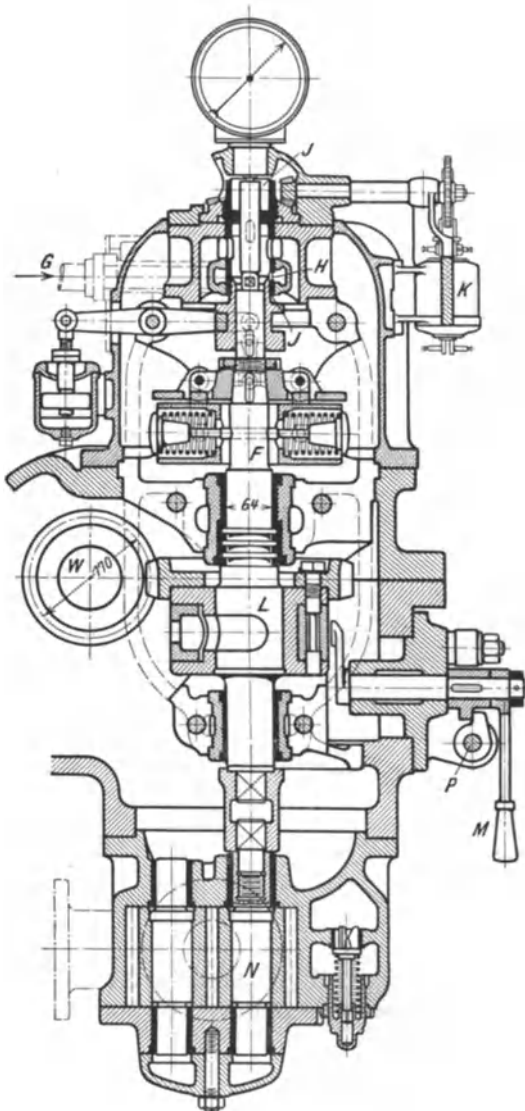


Fig. 117. Regler der Brown-Boveri-Turbine.

F Hauptregler, *G* Verbindungsrohr zwischen Steuerung und Kolben *C*, *H* Reglerschieber, *J* Futter desselben mit Auslaßschlitzen, *K* elektromagnetische Drehzahlverstellung, *L* Sicherheitsregler, *M* Ein- und Ausrückhebel für den Sicherheitsregler, *N* Ölpumpe, *P* Welle und Klinke zum Sicherheitsregler.

sich an der linken Seite in der Mitte die Turbinenwelle *W*, durch welche die Reglerspindel mittels Schnecke und Schneckenrad angetrieben wird.

Ein Schnitt durch das Einlaßventil ist in Fig. 118 zu sehen. Hier wird das Drosselventil *B* durch den Kraftkolben *C* betätigt.

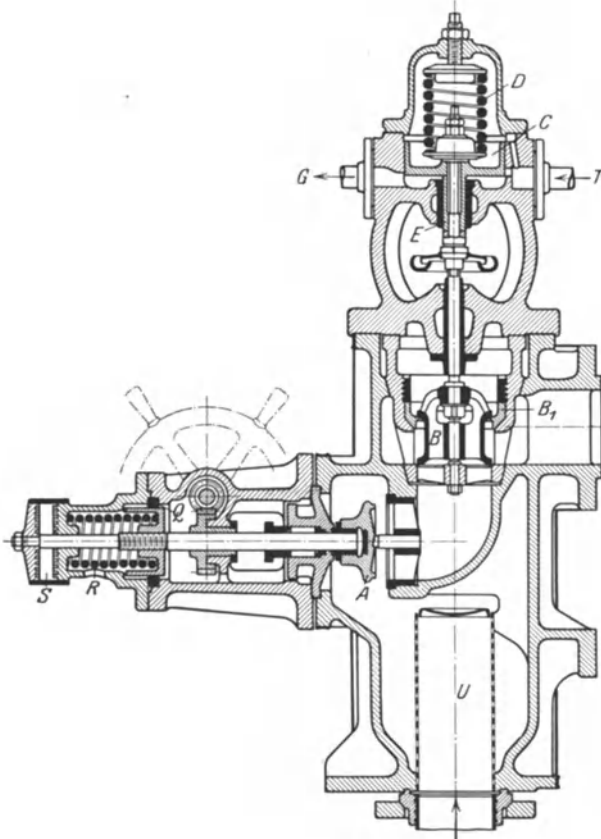


Fig. 118. Ventilgetriebe der Brown-Boveri-Turbine.

A Hauptabsperrentventil, *B* Drosselventil, *B*₁ oberer Ventilsitz, *C* Kraftkolben, *D* Ventolfeder, *Q* Auslösering, *R* Schnellschlußfeder, *S* Pufferteller, *T* Verbindungsrohr zwischen Ölpumpe und Kraftkolben, *U* Dampfsieb.

Das Ölflußrohr des Raumes unter dem Kraftkolben *C* steht mit dem Rohr *G* der Fig. 117 in Verbindung. Das Öl aus der Hauptölleitung tritt an der rechten Seite des Kraftkolbens in Fig. 118 unter Druck ein, indem es den Kraftkolben gegen die Kraft der Feder anhebt und somit das Drosselventil *B* öffnet. Die Größe der Öffnung hängt von dem Drucke im Zylinder des Kraftkolbens *C* ab, der in dem Maße abnimmt, wie das Öl durch das Austrittsrohr entweichen kann.

Der Ölabbfluß durch das Rohr G wird vom Regler beeinflusst. Die Reglermuffe (Fig. 117) läuft in einen Kolbenschieber H aus, der in der Büchse J gleitet und die Öffnung zum Rohre G verstellt. Nimmt die Drehzahl der Turbine ab, so hebt sich die Muffe, und der Ausflußquerschnitt des Ölrohres wird verringert. Infolgedessen wird der Öldruck auf den Kraftkolben vergrößert, und das Drosselventil weiter geöffnet.

Um ein Hängenbleiben des Drosselventils zu verhindern, wurde eine kleine Einkerbung in der steuernden Kante der rotierenden Muffe angebracht, die bei jeder Umdrehung der Reglerwelle ein Steigen und Fallen des Öldruckes und somit ein leichtes Erzittern des Drosselventils verursacht. Dasselbe erreicht die Firma Brown-Boveri dadurch, daß sie die steuernde Kante des Schiebers derart ausbildet, daß sie in der Abwicklung als Wellenlinie erscheint. So wird ebenfalls der Querschnitt des Schlitzes in der feststehenden Büchse J während einer Umdrehung verkleinert und vergrößert.

Diese hierdurch bewirkten kleinen Impulse erfolgen so rasch aufeinander (ca. 300 bis 700 pro Minute), daß sie nur verschwindend kleine Druckschwankungen im Dampfstrom hervorrufen.

9. Schwungradwirkung der Turbine.

Die Wirkung des Reglers und die der Schwungmasse der Turbine dürfen nicht verwechselt werden. Während die Trägheit der Läufermasse eine plötzliche Änderung der Drehzahl der Turbine verhütet und diese Änderung auf eine Anzahl Umdrehungen verteilt, soll der Regler verhindern, daß die mittlere Drehzahl der Turbine von ihrem bestehenden Werte abweicht. Die Schwungmasse des Turbinenläufers bewirkt dann, daß jede Änderung der Drehzahl allmählich erfolgt, und läßt somit dem Regler Zeit nachzukommen und dieser Veränderung Rechnung zu tragen. Die Aufgabe des Reglers besteht hauptsächlich darin, die Dampfzufuhr nach Bedarf zu verstellen.

Ein interessantes Beispiel für die Schwungradwirkung liefert die periodische Abschlußregelung von Parsons. Zwischen den einzelnen Dampfstoßen, die in Zwischenräumen erfolgen, macht die Turbine eine Reihe von Umdrehungen. Infolgedessen würde die Drehzahl der Turbine bei jedem Dampfstoß zunehmen und während des Zwischenraumes wieder abfallen, würde dieses Schwanken der Drehzahl durch die Trägheit der Läufermasse der Turbine und des Generators nicht bedeutend gemildert, und die resultierenden Torsionsschwingungen der Welle und der Grundplatte gemäßigt. Die Schwungradwirkung des Turbinenläufers würde infolge seines verhältnismäßig geringen Gewichtes und kleinen Durchmessers gering sein, wäre hier nicht die außerordentlich hohe Drehzahl von ausschlaggebender Bedeutung.

10. Einwirkung der Regelung auf den Wirkungsgrad.

Es ist bereits gezeigt worden, daß irgendwelches Drosseln des Dampfes bis zu gewissem Grade nachteilig auf den Wirkungsgrad

einwirkt. Obgleich der Gesamtwärmeinhalt des Dampfes nicht verringert wird, so wird dennoch ein Teil desselben un verfügbar zur Umwandlung in mechanische Arbeit gemacht. In dieser Hinsicht kann die Drosselregulierung als nachteilig in bezug auf den Wirkungsgrad der Turbine als Ganzes bezeichnet werden, obgleich nicht vergessen werden darf, daß der Betrag an verloren gegangener (nicht mehr verfügbarer) Energie von der Stärke des Drosselns abhängt. Das Drosseln hat zwei Vorteile, die bis zu gewissem Grade diesen Verlust aufheben. Der erste Vorteil besteht darin, daß mit der Verringerung der Dampfspannung eine Abnahme der Reibungsverluste verbunden ist; und der zweite Vorteil besteht in der Trocknung des etwa nassen Dampfes durch das Drosseln. Diese letzte Wirkung des Drosselns ist jedoch sehr gering, wie man leicht aus dem Wärmediagramm ersehen kann; nämlich, daß schon ein starkes Drosseln notwendig ist, um eine merkliche Zunahme der Dampftrockenheit zu erreichen. Für praktische Zwecke können wir sagen, daß wir durch Drosselung hochgespannten Dampfes auf eine niedrigere Spannung des Vorteils, den hochgespannter Dampf bietet, verlustig gehen.

Die Regelungsmethoden durch Absperrung einzelner Düsen (wie bei der Curtisturbine) und durch Veränderung der Dauer der einzelnen Dampfstöße (wie bei der Parsonsturbine) setzen uns in stand, den Vorteil des hochgespannten Dampfes jedenfalls bis zu gewissem Grade auszunutzen.

Bei der Regelungsmethode durch Dampfstöße besteht dagegen besonders bei kleineren Belastungen ein gewisser Verlust durch das Drosseln. Hier fällt der Druck in der Turbine zwischen den einzelnen Dampfstößen, und somit wird der eintretende Frischdampf so lange gedrosselt, bis der Druck wieder steigt.

Zuweilen ist behauptet worden, daß das Schwanken des Dampfdruckes bei dieser Regelungsart eine Eintrittskondensierung des Dampfes zur Folge hat. Obgleich dies bis zu gewissem Grade zweifellos der Fall ist, scheinen die schnelle Aufeinanderfolge der Dampfstöße und der geringe Einfluß der Temperatur diesen Eintrittsverlust bis auf einen fast verschwindenden Betrag wieder aufzuheben.

Bei der Regelung mittels Umgehungs- oder Überlastungsventilen hat der Dampf, je größer die Belastung wird, desto weniger Schaufelreihen zu durchströmen. Da die Turbine für eine bestimmte Dampfspannung und Drehzahl bei ihrer Konstruktion die wirtschaftlichste Stufenzahl erhält, so ist es klar, daß der Wirkungsgrad bei Verminderung der Stufenzahl abnehmen wird. Aus diesem Grunde scheint eine alleinige Regelung durch Umgehungsventile unwirksam zu sein. Jedoch kommt im allgemeinen ein Umgehungsventil nur bei Überlastungen von 20 bis 30 v. H. zur Anwendung, und ist unter diesen Umständen die Verschlechterung des Wirkungsgrades gewöhnlich nicht mehr von großer Bedeutung.

11. Ventile.

Die hauptsächlichsten Dampfventile, die für Turbinen Verwendung finden, können in folgende vier Klassen eingeteilt werden:

1. Drosselventile,
2. Umgehungs- oder Überlastungsventile,
3. Absperrventile,
4. Sicherheits- oder Schnellschlußventile.

Die Drosselventile sind gewöhnlich zweisitzig und werden bei Landturbinen vom Regler beeinflusst. Ihre Aufgabe besteht darin, entweder durch teilweises Abschließen den Dampf ständig zu drosseln, oder durch ein Hin- und Herbewegen den Dampf stoßweise in die Turbine einzulassen. Die Konstruktion der Umgehungsventile ist gewöhnlich ähnlich der Drosselventile; sie kommen nur bei den höchsten Belastungen zur Anwendung, und führen dann den Dampf, nachdem er bereits das Drosselventil passiert hat, um die ersten Stufen herum direkt in eine spätere Stufe. Fig. 119 zeigt die konstruktive Ausführung eines Überlastungsventils der Firma Brown-Boveri & Cie. (vgl. Fig. 8 a). C_1 steht mit der Frischdampfleitung in Verbindung und hält das Ventil geschlossen, das durch die Kraft der Feder D nahezu entlastet wird. Vergrößert sich die Belastung der Turbine über die normale hinaus, und bewirkt infolgedessen der Regler, daß das Regelventil weiter geöffnet wird, und der Druck vor dem ersten Leitrad (also auch im Raume B) steigt, so wird der Ventilkolben A angehoben, und der Dampf kann direkt in eine spätere Expansionsstufe eintreten.

Absperrventile werden zum Anlassen oder Stillsetzen der Turbine gebraucht und sind gewöhnliche, durch eine Schraubenspindel betätigte Ventile. Das Sicherheitsventil dient zum sofortigen Absperrn des Dampfes bei Betriebsstörungen oder Unglücksfällen; es wird gewöhnlich durch Dampf- oder Federdruck betätigt und wirkt somit bei weitem schneller als ein durch eine Schraubenspindel betätigtes Ventil. Das Sicherheitsventil wird von seinem besonderen Regler ausgelöst, ist jedoch derart mit einer Vorrichtung versehen, daß man es jederzeit auch von Hand aus schließen kann.

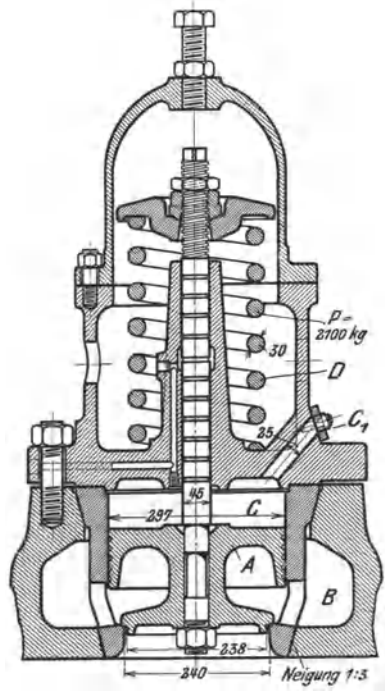


Fig. 119. Überlastungsventil.

Absperr- und Sicherheitsventil werden häufig vereinigt, und diese Anordnung hat den Vorzug, daß das Sicherheitsventil wohl schwerlich hängen bleiben kann, was bei einem getrennten Sicherheitsventil wegen der zu seltenen Benützung leicht vorkommen könnte.

Bei Schiffsturbinen ist ein Drosselventil gewöhnlich nicht vorhanden; das Überlastungsventil bekommt, falls gebraucht, eine andere Form als bei Landturbinen und wird von Hand betätigt auf Grund der ganz anderen Aufgabe, die hier der Regler zu erfüllen hat.

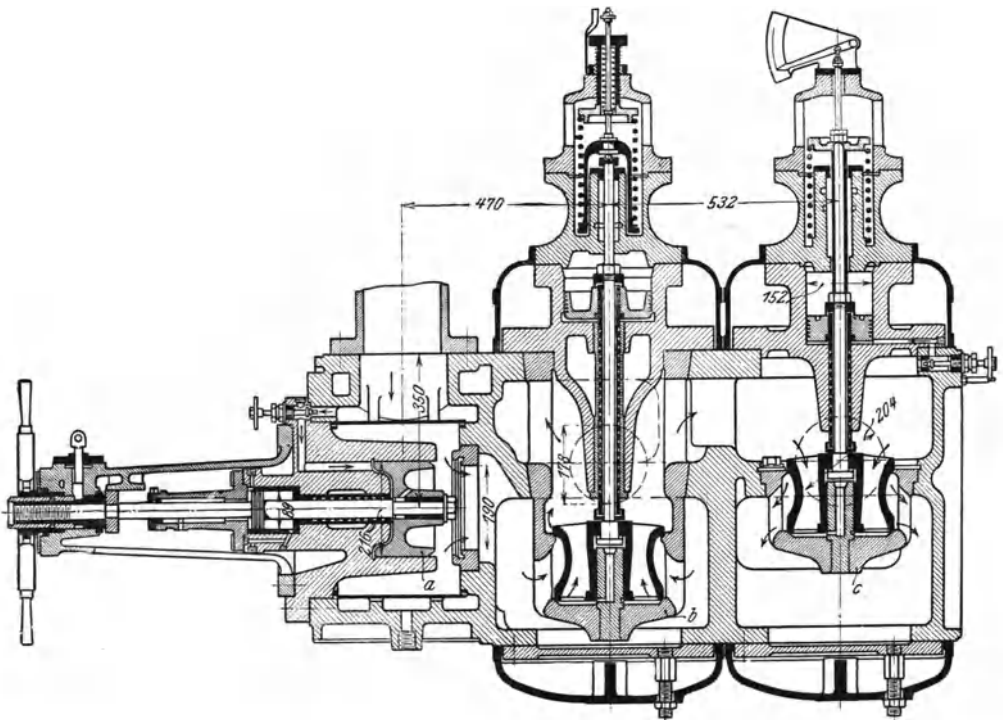


Fig. 120. Regelvorrichtung der Brush-Company.
a Sicherheitsventil, *b* Regelventil, *c* Überlastungsventil.

Fig. 120 zeigt eine Ausführung der Brush-Company, in der alle vier Ventile im Schnitt zu sehen sind. Das Absperrventil ist horizontal angeordnet und kann sowohl von Hand, als auch vermittels eines Sicherheitsreglers betätigt werden. Wie aus der Figur ersichtlich ist, befindet sich über der Gewindebüchse der Spindel (wo das Handrad sitzt) eine glatte Büchse, die durch einen Sperrkeil in ihrer Lage festgehalten wird. Dieser Keil steht mit dem Gestänge des Sicherheitsreglers in Verbindung. Der Stoß beim selbsttätigen Zuschlagen des Ventils wird durch einen besonders eingebauten Dampfkolben gemildert. Regel- wie Überlastungsventil werden automatisch durch

Dampfkolben betätigt. Die Dampfsteuerung des Regelventils zeigt die Fig. 121. Der Steuerschieber wird von einem auf der Ölpumpenwelle befindlichen Exzenter aus angetrieben und erhält hierdurch das Drosselventil in dauernder Schwingung um die jeweilige vom Regler eingestellte, der Belastung entsprechende Mittellage.

12. Zweidrucksteuerungen.

Die Zweidrucksteuerung der Firma Brown-Boveri wurde in Kap. 9 Abschn. 14 besprochen. Von verschiedenen Seiten ist als Nachteil dieser Regelung bezeichnet worden, daß der Übergang von Abdampf- zu Frischdampfbetrieb einen bestimmten Abfall der Umlaufzahl der Turbine bedingt. Die A. E. G. baut deshalb seit neuerer Zeit besondere Fliehkraftregler für Zweidruckturbinen, die bei dem doppelten Verstellweg nur 1 bis 2 v. H. Geschwindigkeitsabfall haben.

Fig. 122 veranschaulicht die Zweidrucksteuerung der Ersten Brüner Maschinenfabriksgesellschaft für eine kombinierte Gleichdruck-Überdruckturbinen. Die Frischdampfleitung kommt von links, die Abdampfleitung von rechts. In beiden Leitungen befinden sich zuerst Absperrventile, die unter dem Einfluß eines auf der vertikalen Hauptreglerspindel angeordneten Sicherheitsreglers stehen. Wird die normale Umlaufzahl der Turbine um etwa 10 bis 15 v. H. überschritten, so werden beide Dampfleitungen gleichzeitig abgeschlossen. Die auf beiden Dampfleitungen beim Eintritt in die Turbine sitzenden Steuerventile werden in der bereits besprochenen Weise durch Dampfkolben gesteuert, und zwar sind sie derart hintereinandergeschaltet, daß erst nach vollständiger Öffnung des Abdampfventils das Frischdampfventil angehoben wird.

In Fig. 123 ist die Zweidrucksteuerung von Rateau schematisch dargestellt. Durch das Gestänge *gabcdef* sind die beiden Drosselventile in eine derartige Abhängigkeit zueinander gebracht, daß bei vollkommen geöffnetem Frischdampfventil das Abdampfventil geschlossen ist und umgekehrt. Neben dem üblichen Fliehkraftregler, der der jeweiligen Belastung der Turbine Rechnung trägt, ist hier ein Druckregler *w* angeordnet, der vom Druck im Wärmespeicher beeinflusst wird. Sinkt der Speicherdruck wegen geringer Dampzufuhr von den Kolbenmaschinen, so wird Punkt *h* angehoben, also

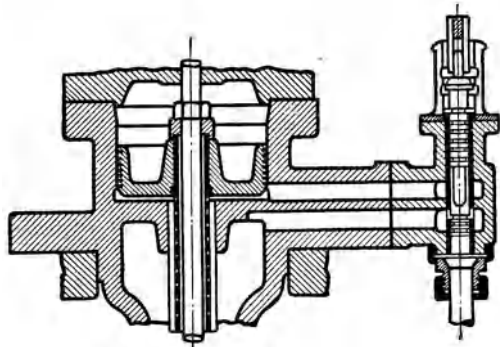


Fig. 121. Dampfsteuerung.

das Abdampfventil entsprechend mehr geschlossen und das Frischdampfventil weiter geöffnet. Bei reinem Abdampfbetrieb, für den der Verlust infolge des Leerlaufes des H.-D.-Teils der Turbine nur 1 v. H. betragen soll, bewegt sich Punkt *c* auf dem Bogen 3—1 entsprechend der Belastung. Auf Bogen 2—1 befinden sich die anderen

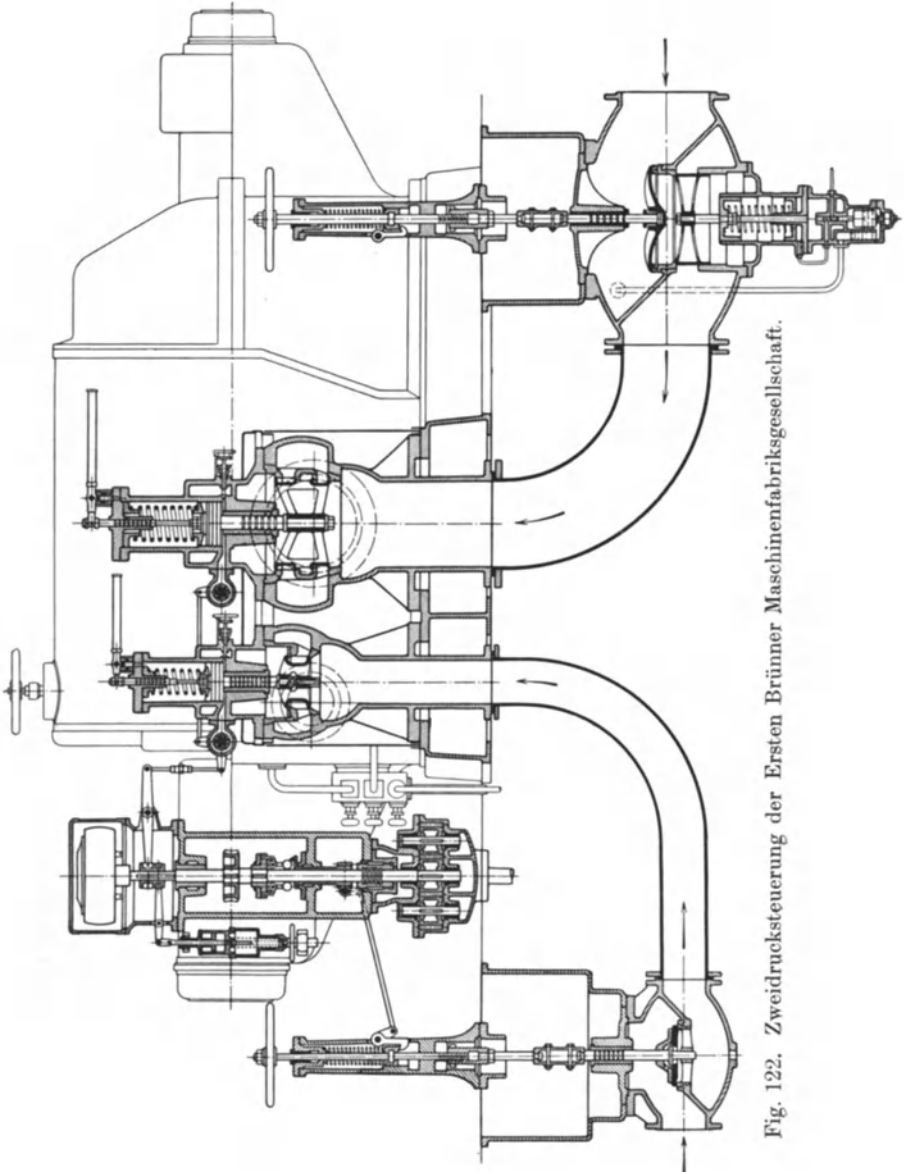


Fig. 122. Zweidrucksteuerung der Ersten Brüner Maschinenfabrikgesellschaft.

Grenzstellungen des Punktes *c* bei geschlossenem Abdampfventil und alleinigem Frischdampfbetrieb. Die Feder *k* ist bestrebt, das Abdampfventil beständig offen und das Frischdampfventil geschlossen zu halten.

13. Ventilanordnungen bei Schiffsturbinen.

Die Anordnung der Ventile ist bei Schiffsturbinen notwendigerweise äußerst kompliziert und kostspielig. Bei gewöhnlicher Vorwärtsfahrt wird der Dampf den Haupt-H.-D.- oder den Marschturbinen zugeführt. Bei der Fahrt in und aus dem Hafen und beim

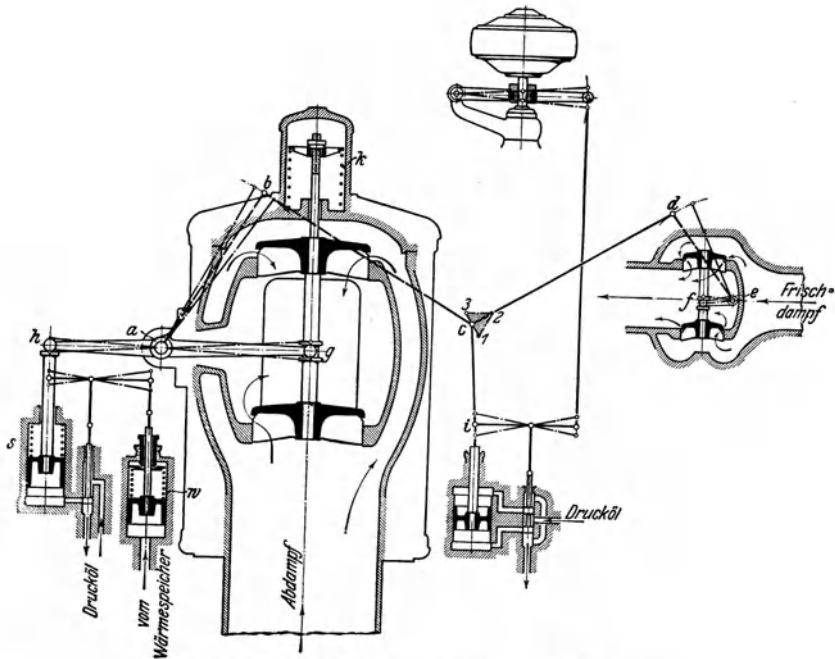


Fig. 123. Zweidrucksteuerung von Rateau.

Manövrieren wird die Dampfzufuhr zu den H.-D.-Turbinen abgesperrt, und der Dampf direkt entweder in die Rückwärts- oder N.-D.-Vorwärtsturbinen geführt. Außerdem muß man imstande sein, die Backbord- und Steuerbord-, Vorwärts- oder Rückwärtsturbinen einzeln arbeiten zu lassen.

In Fig. 124 sind drei Anordnungen aufgeführt, die den obigen Bedingungen genügen. Diese sind rein schematisch und beabsichtigen, lediglich die Lage der Ventile zu zeigen. Die ersten beiden Anordnungen (*a* und *b*) beziehen sich auf Dreiwelenschiffe. In beiden ist das Hauptabsperrentil mit *S* bezeichnet. Bei (*a*) sind für gewöhnlichen Betrieb die Ventile *B* geschlossen, und der Dampf geht

durch Ventil *A* in die H.-D.-Turbine. Beim Manövrieren ist *A* geschlossen und *B* geöffnet; der Dampf geht dann durch die „Wechselventile“ *C*. Letztere sind so eingerichtet, daß der Dampf nicht gleichzeitig durch die Rohre *D* und *E* gehen kann. Ist *D* geöffnet, so ist *E* geschlossen und umgekehrt. Das eine dieser Rohre führt zur N.-D.-Vorwärtsturbine und das andere zur Rückwärtsturbine.

Bei dieser Anordnung wäre es infolge eines Versehens möglich, gleichzeitig Dampf in die Rückwärts- und die Vorwärts-H.-D.-Turbinen

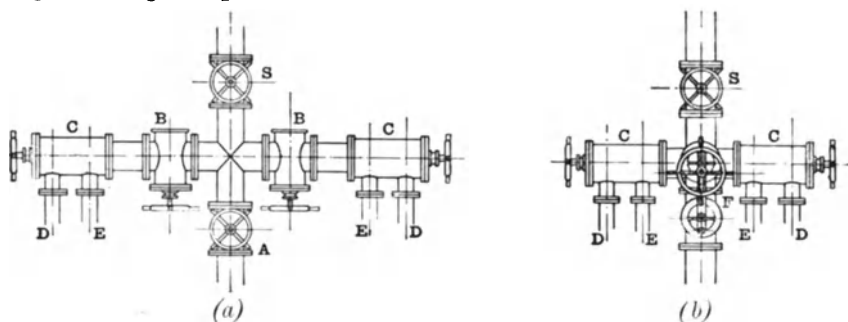


Fig. 124. Ventilanordnungen für Schiffe (schematisch).

gelangen zu lassen; jedoch dürfte ein derartiges Versehen wohl schwerlich vorkommen. Bei der nächsten Anordnung (b) ist dies hingegen unmöglich. Hier befindet sich bei *F* ein Doppelventil, das durch ein einziges Handrad betätigt wird. Mit Hilfe desselben kann man den Dampf nach rechts in die H.-D.-Turbine gelangen lassen, und ist dann die Verbindung nach *C* hin notwendigerweise geschlossen. Dreht man das Handrad in entgegengesetzter Richtung, so wird das untere Ventil von *F* geschlossen, und das obere führt den Dampf zu den Wechselventilen *C*.

14. Ventilanordnungen für Vierwellen-Schiffe.

In Fig. 124 (c) ist eine Anordnung für ein Schiff mit zwei H.-D.- und zwei N.-D.-Turbinen dargestellt. *S* ist das Hauptabsperrentil;

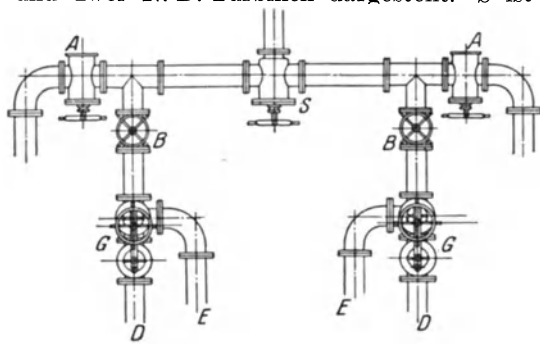


Fig. 124(c). Ventilanordnungen für Schiffe (schematisch).

bei Vorwärtsfahrt mit voller Geschwindigkeit sind die Ventile *B* geschlossen und *A* geöffnet, so daß der Dampf in die H.-D.-Turbinen auf den beiden äußeren Wellen geführt wird. Beim Manövrieren sind die Ventile *A* geschlossen und *B* geöffnet; der Dampf wird dann durch die Wechselven-

tile *C* hindurch in die Rückwärts- oder N.-D.-Vorwärtsturbinen geführt.

Die in Fig. 124 dargestellten Ventilanordnungen können natürlich durch den Konstrukteur noch wesentliche Abänderungen erfahren.

Für gewöhnlich werden auf den Rohren *D* und *E* noch besondere und getrennt für sich zu bedienende Ventile angebracht, die jedoch beim Manövrieren des Schiffes beide offen sein müssen. In diesen Figuren führt stets nur ein einziges Hauptdampfrohr zu dem Hauptabsperrentventil. Dieses Rohr kommt natürlich von den Kesseln und wird unter Zwischenhaltung von Ausdehnungsstücken durch die wasserdichte Schottwand in den Maschinenraum geführt. Eine Abänderung der ganzen Rohrleitung für den Fall, daß zwei von den Kesseln kommende Hauptdampfrohre vorhanden sind, ist ohne Schwierigkeiten durchführbar.

15. Ventilanordnung für Dreiwellenschiffe mit Marschturbinen.

Fig. 125 zeigt eine Anordnung der verschiedenen Ventile mit allen Einzelheiten für ein Dreiwellenschiff, und zwar für einen Torpedobootzerstörer mit H.-D.- und M.-D.-Marschturbinen.

S sind die Hauptabsperrentventile, die in diesem Falle die beiden von den Kesseln kommenden Hauptdampfrohre absperren. Für Vorwärtsfahrt mit voller Geschwindigkeit wird Ventil *A* geöffnet und der Dampf in die Haupt-H.-D.-Turbine geführt. Die Ventile *B*₁, *B*₂ und *C*₁, *C*₂, sind hierbei sämtlich geschlossen. Bei mittlerer Fahrt sind die Ventile *A*, *B*₁, *B*₂ und *C*₁ geschlossen, und der Dampf wird um *B*₂ herum in das Regulierventil *C*₂ der M.-D.-Marschturbine geführt, das bereits geöffnet ist.

Bei Marschfahrt mit geringer Geschwindigkeit ist nur *C*₁ geöffnet, und alle übrigen Ventile sind geschlossen, so daß der Dampf um *B*₁ herum, durch *C*₁ in die H.-D.-Marschturbine gelangt.

Beim Manövrieren wird *A*, *C*₁ und *C*₂ abgesperrt, und der Dampf durch die Wechselventile *B*₁ und *B*₂ hindurch entweder durch die Rohre *D* in die Rückwärtsturbinen oder durch die Rohre *E* in die N.-D.-Turbinen geführt.

Die Rohrleitung *F G* führt den Dampf von der H.-D.-Marschturbine in die M.-D.-Marschturbine. *T* sind die Sicherheitsdrosselventile. Sie sind als gewöhnliche Drosselklappen ausgebildet und werden vom Sicherheitsregler betätigt.

16. Ausdehnungsstücke und Dampfsiebe.

Da die verschiedenen Rohre bei der Erwärmung eine Längenausdehnung erfahren, so müssen Ausdehnungsstücke in der Dampfleitung vorgesehen werden. Dieselben sind in Fig. 125 mit *L*, *M*, *N*, *P*, *Q* und *U* bezeichnet.

In dieser Anlage gehen die Hauptdampfrohre durch ovale Löcher in den Schottwänden hindurch, und obgleich die Schotten wasser-

dicht abgedichtet sind, können sich die Rohre und Absperrventile *S* jedes für sich seitwärts bewegen, wenn sich das zwischen den beiden Absperrventilen *S* befindliche Rohr ausdehnt. Auf diese Weise wird ein Ausdehnungsstück in dieser Rohrleitung erspart. Das Rohr selbst ist bei *L* an die Schottwand starr befestigt, und die Absperrventile

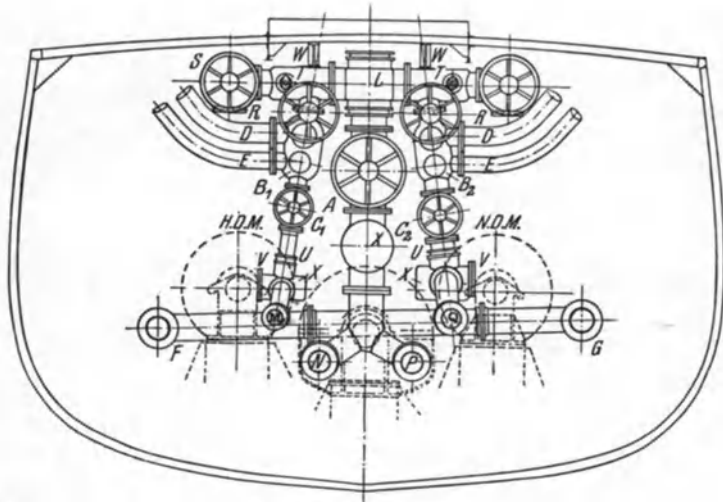
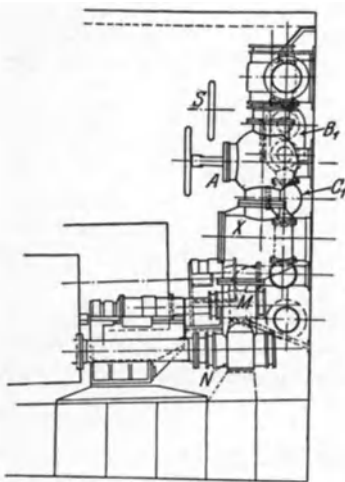


Fig. 125. Ventilordnung für einen Torpedobootzerstörer mit Marschturbinen.



ruhen auf den Konsolen *R*, auf denen sie in der Längsrichtung des Rohres gleiten können.

Der vertikale zum H.-D.-Zylinder führende Rohrstrang kann sich nach oben hin durch das bei *L* angebrachte Ausdehnungsstück strecken. Der Ausdehnung der horizontalen Stücke dieses Rohrstranges wurde durch die Ausdehnungsstücke *N* und *P* entsprochen.

Die zu den Marschturbinen führenden Rohrstränge sind bei *V* fest gelagert und besitzen an ihren oberen Enden die Widerlager *W*. Ihrer Ausdehnung wird durch die Ausdehnungs-

stücke *U* stattgegeben. In horizontaler Richtung können sich diese Rohrstränge durch *M* und *Q* ausdehnen.

L, *M*, *N*, *P* und *Q* sind „entlastete“ Ausdehnungsstücke, und somit werden keine Streben oder Widerlager benötigt, um die beiden Arme des geteilten Hauptrohres vor ungleichmäßiger Ausdehnung zu

bewahren. Würden nicht entlastete Ausdehnungsstücke zur Verwendung kommen, so müßten Vorkehrungen getroffen werden, um den nach hinten wirkenden Dampfdruck aufzunehmen.

In jede der drei Hauptleitungen wurde je ein Dampfsieb *X* eingeschaltet.

17. Wechselventile.

Schnittzeichnungen derartiger Ventile geben die Figuren 126, 127 und 128. Das Hauptmerkmal besteht bei jeden von ihnen darin, daß nur eine von zwei Öffnungen zur selben Zeit geöffnet werden kann.

Das Ventil in Fig. 126 ist als Kolbenschieber ausgebildet und würde an Stelle der in Fig. 124 mit *C* bezeichneten Ventile treten können. In seiner Wirkungsweise ist es einem gewöhnlichen Kolbenschieber sehr ähnlich. Der Dampf wird durch das Rohr *A* einge-

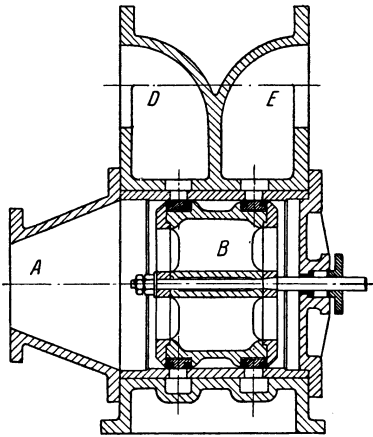
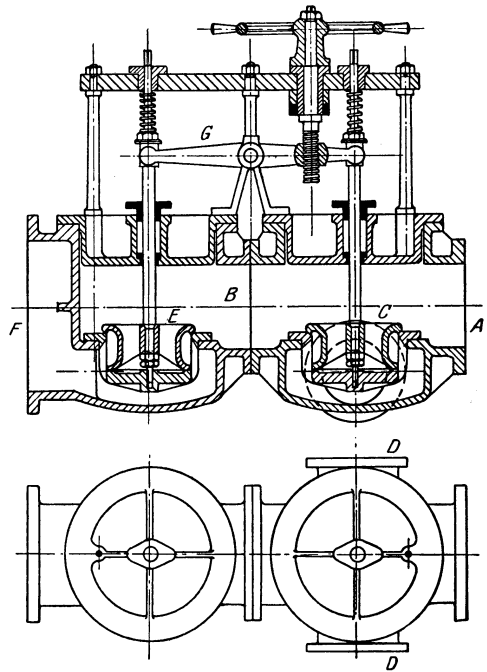


Fig. 126. Wechsel-Schieberventil.



[Fig. 127. Wechselventil.

führt, das mit dem Inneren *B* des Schiebers in Verbindung steht. Der Schieber ist in seiner Mittellage bezeichnet und besitzt, wie man sieht, eine gewisse „Überdeckung“. Wird der Schieber nach rechts bewegt, so strömt der Dampf durch die Ringöffnung in das Rohr *D* und von dort z. B. in die N.-D.-Vorwärtsturbine. Wird er nach links bewegt, so stellt man eine Verbindung durch das Rohr *E* mit der Rückwärtsturbine her. Die Überdeckung soll den Zweck haben, jedes Rohr mit hinreichender Sicherheit vollständig abzuschließen, bevor das andere geöffnet wird.

Fig. 127 zeigt die Einzelheiten eines Ventils, daß an die Stelle

von *F* in Fig. 124b gesetzt werden könnte. Der bei *A* eintretende Dampf füllt das Innere des Raumes *B* an. Ist Ventil *C* geöffnet, so strömt der Dampf in das nach beiden Seiten führende Rohr *D*. Ist Ventil *E* geöffnet, so geht der Dampf geradeaus in das Rohr *F*. *C* und *E* können nicht gleichzeitig geöffnet werden. Die beiden Ventilspindeln sind durch den zweiarmigen Hebel *G* mit dem Drehpunkt in seiner Mitte verbunden. Wird das Handrad nach einer Seite

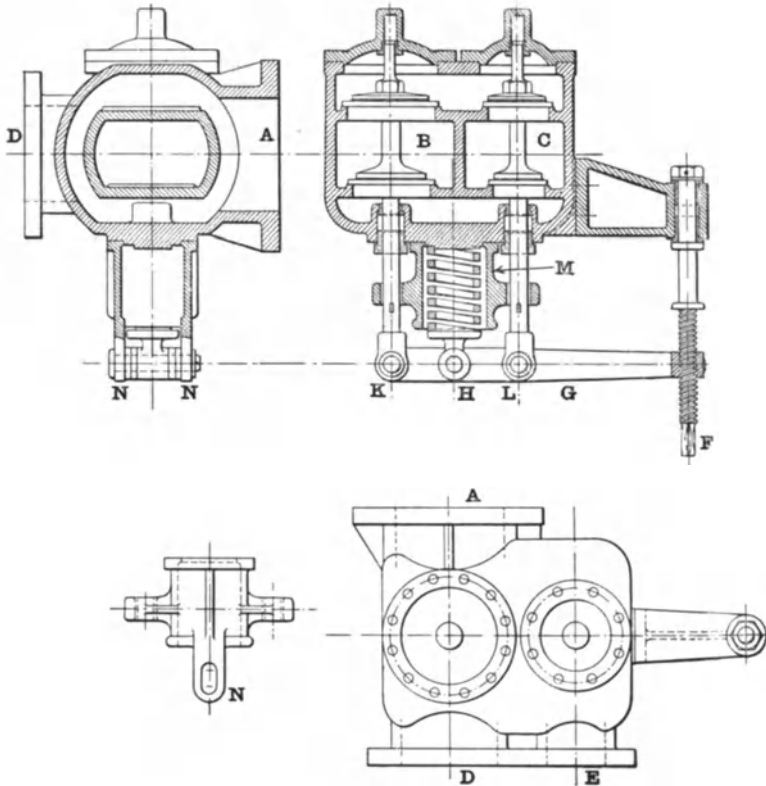


Fig. 128. Wechselventil (Messrs. Cockburns, Ltd.).

gedreht, so öffnet sich eins der beiden Ventile, während die Büchse auf der Spindel des anderen Ventils, das durch die über der Büchse befindliche Feder geschlossen gehalten wird, lediglich nach unten gleitet.

In Fig. 128 ist eine etwas andere Form dieses Wechselventils veranschaulicht. Der bei *A* eintretende Dampf strömt entweder durch den Ventilraum *B* in das Rohr *D* oder durch den Ventilraum *C* in das Rohr *E*. Ein Handrad oder eine andere Vorrichtung betätigt die Spindel *F*. Wird *F* so gedreht, daß sich Ventil *C* öffnet, so werden die Punkte *L* und *H* um *K* als Drehpunkt nach oben bewegt, indem Ventil *B* durch die Kraft der starken Feder im Feder-

gehäuse *M* geschlossen gehalten wird. Die in der Fig. 128 links unten dargestellte äußere Ansicht dieses Federgehäuses zeigt die ovalen Bohrungen in den Führungen *N*, in denen der Bolzen *H* gleiten kann.

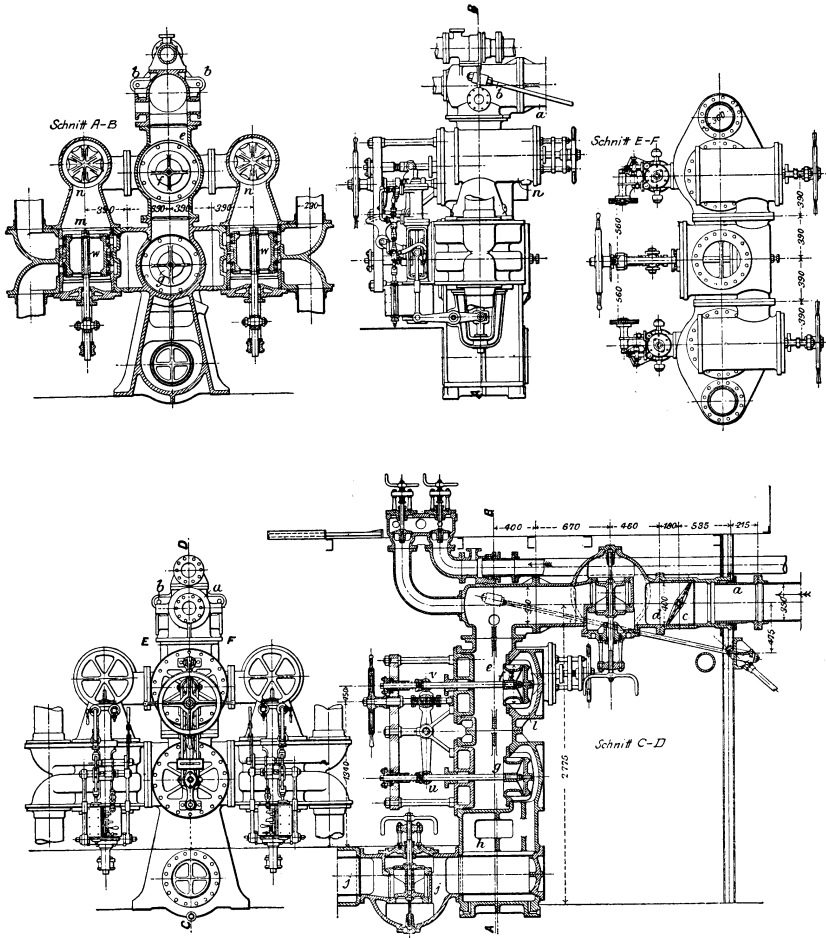


Fig. 129. Anordnung der gesamten Manövriereinrichtung.

Die Gehäuse aller hier dargestellten Ventile bestehen aus Gußeisen, die Ventilsitze aus Bronze. Die Ventilgehäuse für die Turbinen der Kriegsmarine bestehen gewöhnlich ganz aus Bronze.

Die in Fig. 129 dargestellte gesamte Manövriereinrichtung gibt ein anschauliches Bild von der Anordnung und Verbindung der einzelnen Ventile.

18. Berechnung der Ventildedern und des Dampfüberdruckes auf das Ventil.

Es bedeute:

- P = zulässige Belastung (Tragfähigkeit) der Feder,
 k_d = zulässige Beanspruchung auf Drehung in kg/qem,
 r = mittlerer Windungshalbmesser,
 d = Durchmesser des kreisförmigen Federquerschnitts oder Seite des quadratischen Querschnitts,
 n = Anzahl der Windungen,

dann besteht zwischen der zulässigen Belastung und der Beanspruchung die folgende Beziehung:

$$P = \frac{\pi}{16} \cdot \frac{d^3}{r} \cdot k_d = 0,1963 \frac{d^3}{r} \cdot k_d \text{ für Stahl mit kreisförmigem Querschnitt,}$$

$$P = 0,222 \frac{d^3}{r} \cdot k_d \text{ für Stahl von quadratischem Querschnitt.}$$

Um die Stärke der Feder zu ermitteln, können wir obige Gleichungen wie folgt schreiben:

$$d = \sqrt[3]{\frac{P \cdot r}{c}}$$

worin für $c = 300$ für kreisförmigen Querschnitt ($k_d \sim 1500$),
 $= 450$ für quadratischen Querschnitt ($k_d \sim 2000$),
 $= 530$ bei Kriegsschiffen ($k_d \sim 2400$)

zu setzen ist. Wir erhalten als zur Belastung P zugehörige Durchbiegung der Feder:

$$f = \frac{32 \cdot P \cdot l \cdot r^3}{\pi \cdot G \cdot d^4}$$

worin G den Gleitmodul des Federstahles und l die Länge der Feder in Zentimetern bedeutet. Diese Gleichung kann auch folgendermaßen geschrieben werden:

$$f = \frac{P \cdot r^3 \cdot n}{x \cdot d^4}$$

worin $x = \frac{G}{64} = 15\,000$ für kreisförmigen Querschnitt,
 $= 21\,000$ für quadratischen Querschnitt
 $[G \sim 950\,000]$

einzusetzen ist.

Der für die Federkraft P zu wählende Wert wird gewöhnlich in kg pro cm Ventildurchmesser oder Ventilsitzbohrung ausgedrückt (gewöhnlich etwa 20 kg).

Beim doppelsitzigen Ventil ist die Bohrung der beiden Sitze verschieden groß, und deshalb wirkt auf das geschlossene Ventil ein gewisser unausgeglichener Dampfüberdruck. Die Größe dieses Druckes mag ebenfalls in kg pro cm Durchmesser der Bohrung in Rechnung gebracht werden.

Für federbelastete Ventile sind hierfür etwa 54 bis 62 kg pro cm Durchmesser gewöhnlich zulässig, während für durch Schraubenspindeln geschlossen gehaltene Ventile etwa 36 bis 45 kg pro cm Durchmesser ausreichend sind.

Bezeichnet:

$$F_1, F_2 = \text{Ventildurchgangsflächen der beiden Sitze und zwar } F_1 > F_2,$$

$$f_1, f_2 = \text{Querschnitte der Ventilspindel, die von } F_1 \text{ und } F_2 \text{ abzuziehen sind,}$$

$$p = \text{Dampfspannung in kg/qcm,}$$

dann erhalten wir, wenn wir die Querschnittsflächen in Quadratzentimetern einsetzen:

$$\text{Überdruck auf das Ventil} = [(F_1 - f_1) - (F_2 - f_2)]p.$$

Beispiel 1. Die Ventilsitzbohrungen betragen 140 und 112 mm Durchmesser, und die Durchmesser der Ventilspindeln entsprechend 40 und 25 mm. Der Überdruck auf das Ventil bei einer absoluten Kesselspannung von 14 kg/qcm beträgt dann:

$$[(153,94 - 12,57) - (98,52 - 4,90)] \cdot 14 = 668,5 \text{ kg.}$$

Ausgedrückt in kg pro cm Durchmesser des größeren Ventilsitzes ergibt:

$$\frac{668,5}{14} = \sim 48 \text{ kg pro cm Durchmesser.}$$

Beispiel 2. Obige Abmessungen mögen für ein federbelastetes Ventil gelten. Die Federkraft betrage 20 kg pro cm Durchmesser des größeren Ventilsitzes, der mittlere Windungshalbmesser sei 40 mm; man ermittle den Querschnitt der Feder.

$$\text{Federkraft } P = 14 \cdot 20 = 280 \text{ kg.}$$

Wählen wir eine Feder mit quadratischem Querschnitt und $c = 530$, so erhalten wir:

$$d = \sqrt[3]{\frac{P \cdot r}{530}} = \sqrt[3]{\frac{280 \cdot 4}{530}} = \sqrt[3]{2,12} \\ = 1,3 \text{ cm.}$$

Beispiel 3. Wie groß ist die Durchbiegung dieser Feder, wenn wir 10 Windungen und 13 mm Durchmesser annehmen?

$$P = 280 \text{ kg} \quad r = 4 \text{ cm} \quad n = 10 \quad d = 1,3 \text{ cm}$$

$$f = \frac{P \cdot r^3 \cdot n}{21000 \cdot d^4} = \frac{280 \cdot 4^3 \cdot 10}{21000 \cdot 1,3^4} = \sim 3,0 \text{ cm.}$$

15. Kapitel.

Schiffsturbinen: Allgemeine Betrachtungen und Beispiele.

1. Grundsätzliche Forderungen.

Bei Handelsschiffen sind die hauptsächlichsten Gesichtspunkte, welche die Anordnung und Abmessung der Antriebsmaschinen bestimmen, die folgenden:

1. Gestehungskosten.
2. Instandhaltungs- und Reparaturkosten.
3. Lebensdauer.
4. Wirtschaftlichkeit bei bestimmter Schiffsgeschwindigkeit und
5. Geschwindigkeit beim Manövrieren und bei Rückwärtsfahrt.

Bei Kriegsschiffen kommen zu obigen Punkten noch eine Reihe anderer Gesichtspunkte hinzu, die hier besondere Bedeutung gewinnen. Als solche sind zu nennen:

1. Größere Beschränkung an Gewicht und Raum.
2. Die Unterbringung der ganzen Maschinen- und Kesselanlage innerhalb gepanzerter Teile des Schiffes.
3. Raumbedarf für eine genügende Anzahl wasserdichter Schotten.
4. Anpassungsfähigkeit sowohl an große und häufige, als auch nur minutenlange und allmähliche Änderungen der Schiffsgeschwindigkeit, und
6. Wirtschaftlichkeit bei Marschgeschwindigkeiten und großer Aktionsradius.

2. Allgemeine Anordnung der Maschinenanlage.

Die Anordnung der Antriebsmaschine innerhalb des Schiffes richtet sich nach dem zur Verfügung stehenden Raume und dem notwendigen Platzbedarf für wasserdichte Schotten.

Getrennt hiervon unterscheiden sich die verschiedenen Turbinenanlagen untereinander in bezug auf:

- a) Die Anzahl der Propellerwellen.
- b) Die für Rückwärtsfahrt in Betracht kommende Wellenzahl.
- c) Die Anordnung von Marschturbinen oder besonderer Marschstufen innerhalb der ND-Turbine.
- d) Die Unterbringung von Rückwärtsturbinen im Innern der ND-Turbinen.
- e) Die Anordnung einer besonderen Mitteldruck-Turbine.

Passagierdampfer besitzen gewöhnlich drei Wellen, wie Fig. 130 zeigt, oder vier Wellen wie in Fig. 132. Die erstere Anlage kommt bei Kanaldampfern und bei kleineren oder schwächeren Passagier-

dampfern, die letztere bei größeren Schnelldampfern zur Anwendung. Marschturbinen werden hier nicht gebraucht.

In große Schnell- und Frachtdampfer mit vier Wellen ist seit neuerer Zeit mehrfach die in Fig. 131 dargestellte Turbinenanlage

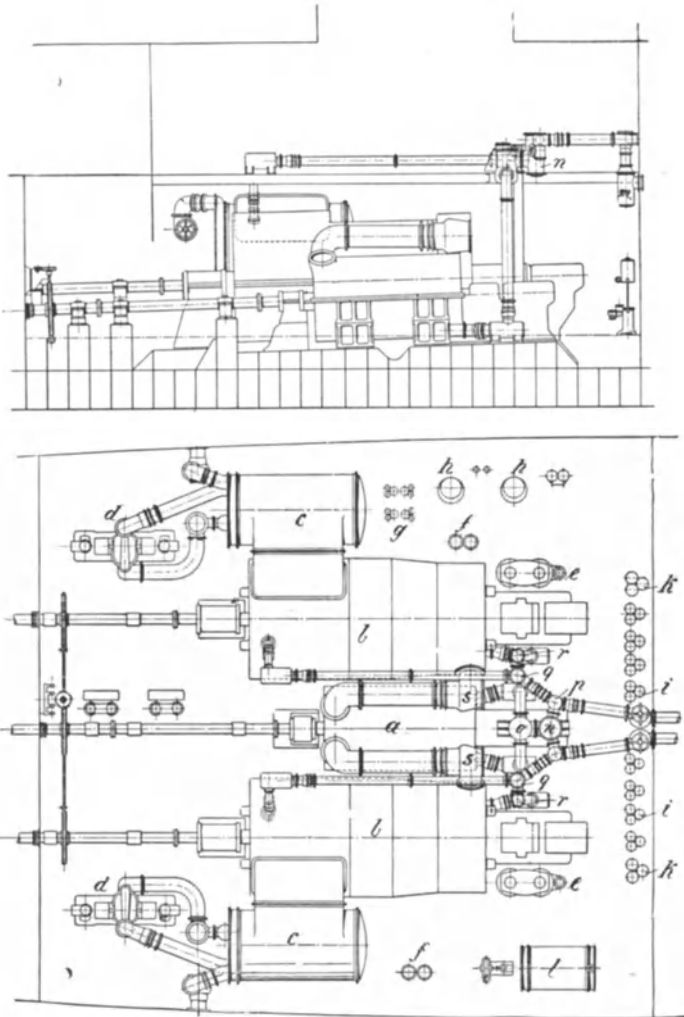


Fig. 130. Anordnung der Turbinen für einen Dreiwellen-Passagierdampfer.
a H.-D.-Turbine, *b* N.-D.-Vorwärts- und Rückwärtsturbinen, *c* Kondensatoren, *d* Zirkulationspumpen, *e* Naßluftpumpen, *f* Trockenluftpumpen, *g* Ölpumpen, *h* Verdampfer, *i* Lenz-Kühlwasser-Feuerlösch- und Trinkwasserpumpen, *k* Hauptspeisepumpen, *l* Hilfskondensationsanlage, *m* Wasserabscheider, *n* Dampfsieb, *o* Drosselklappe, *p* Hauptabsperrentile, *q* Wechselventile, *r* Leitung zur N.-D.-V.-Turbine, *s* Ventile zum Absperren d. H.-D.-Turbine.

eingebaut worden, die ein charakteristisches Merkmal in der besonderen M.-D.-Turbine besitzt, und durch einfache Schaltung zu Manövrierzwecken im Hafen bemerkenswerte Vorteile bietet. Die Vorkehrungen zum Manövrieren werden vermittle der beiden Wechsellventile S_1 und S_2 und des Absperrschiebers S_3 getroffen, die gewöhnlich hydraulisch mit Hilfe der Pumpen zum Schließen der Schottverschlüsse bewegt werden.

Bei voller Fahrt geht der Dampf von der Frischdampfleitung F durch die H.-D.-, M.-D.- und beide N.-D.-Turbinen in die beiden Kondensatoren K_1 und K_2 . Beim Manövrieren können:

entweder durch Schaltung $F-M-N_1-K_1$ nur die Steuerbordwellen
oder durch $F-H-N_2-K_1$ nur die Backbordwellen
arbeiten.

Die Rückwärtsturbinen, von denen die HDR in besonderen Gehäusen und die NDR innerhalb der N.-D.-Hauptturbine angeordnet sind, sind für jede Seite getrennt hintereinander geschaltet. Zwecks

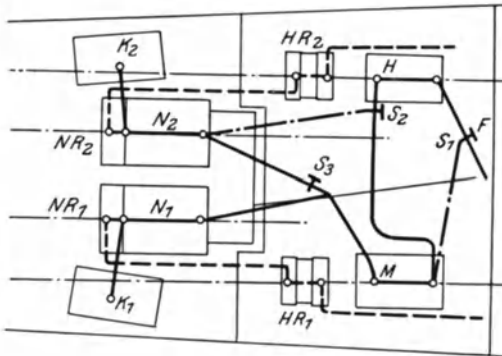


Fig. 131. Turbinenanlage und Schaltung für einen Vierwellen-Schnell- oder Frachtdampfer.

Manövrierens kann man also auch die Vortwärtsturbinen der einen Seite gleichzeitig mit den Rückwärtsturbinen der anderen Seite arbeiten lassen.

Diese Anordnung kam für das französische Paketboot „France“ zur Anwendung, wo der Dampf bei 17,5 at abs. Eintrittsspannung im ganzen 354 Laufkränze in 54 Expansionsstufen durchströmt und

den Turbinen eine mittlere Umlaufzahl von 250 Umdreh./min erteilt. Auch die Riesendampfer „Aquitania“¹⁾ der Cunardlinie und „Imperator“ der Hamburg-Amerika Linie besitzen Parsons-Turbinenanlagen in ähnlicher Anordnung. Beim „Imperator“ sitzen die H.-D.- und M.-D.-Turbinen auf den inneren Wellen und die N.-D.-Turbinen auf den Außenwellen. Durch zwei wasserdichte Längsschotten werden drei abgetrennte Maschinenräume gebildet. Die Anlage ist imstande, bei einem Kesselüberdruck von 16 at und 185 Umdrehungen pro min etwa 62000 PSe zu leisten, wodurch dem Schiff eine Geschwindigkeit von 22,5 Knoten erteilt werden soll. Die Rückwärtsturbinen sind für 35000 PSe konstruiert.

Die Kriegsschiffe unterscheiden sich von den Passagierdampfern in der Hauptsache hinsichtlich der Vorkehrungen, die bei Fahrt mit kleineren Geschwindigkeiten getroffen werden.

¹⁾ S. Engineering 1913, I. S. 515.

Bei den verschiedenen Arten von Kriegsschiffen werden entweder besondere Marschturbinen oder innerhalb der Hauptturbinen liegende Marschstufen eingebaut.

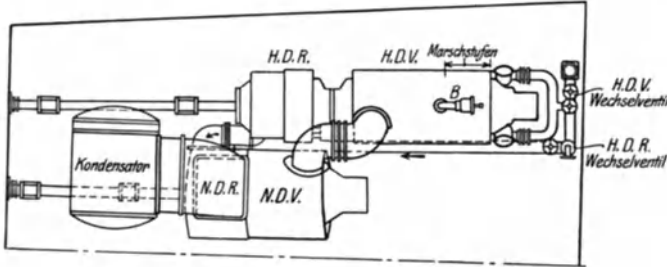


Fig. 132. Turbinenanlage mit eingebauten Marschstufen für Linienschiffe und Kreuzer (Backbordseite).

Fig. 132 veranschaulicht eine Anlage für ein Vierwellenschiff mit innerhalb des H.-D.-Zylinders befindlichen Marschstufen und getrennten H.-D.-Rückwärtsturbinen. Dieses System ist heutzutage

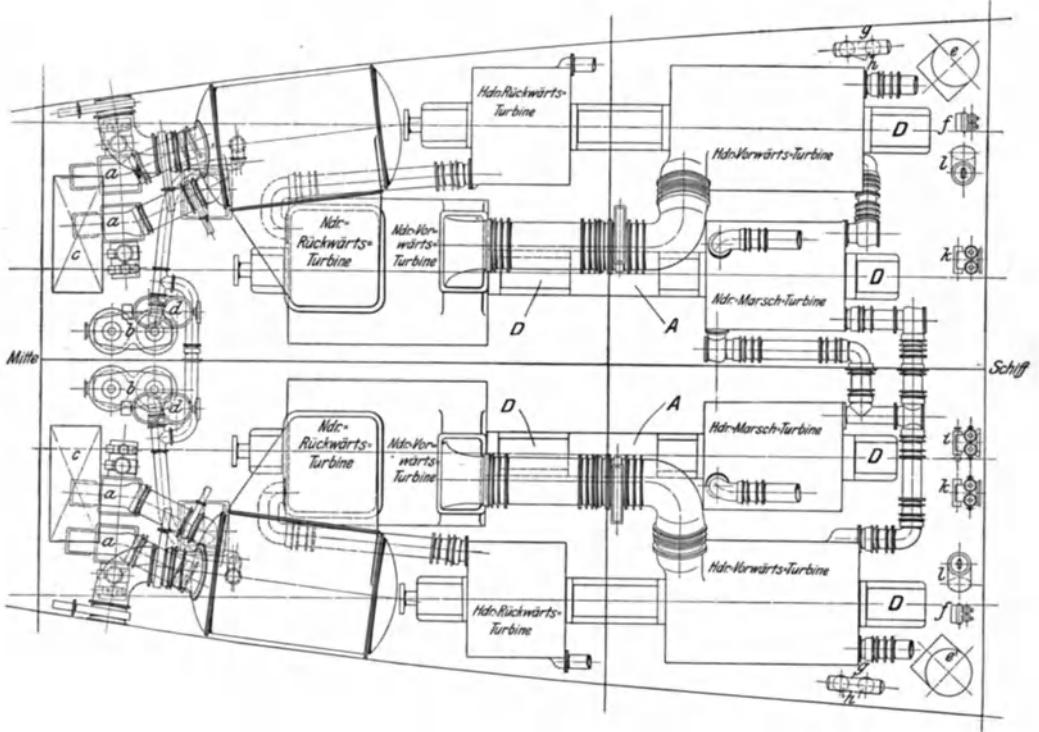


Fig. 133. Vierwellenanlage mit besonderen Marschturbinen.

D = Drucklager, *A* = Ausdehnungskupplung.

bei Linienschiffen und Kreuzern allgemein üblich geworden. *B* ist das Überlastungsventil, vermittels dessen bei forcierter Fahrt die Marschstufen umführt werden.

Eine Anlage mit besonderen Marschturbinen zeigt Fig. 133. Wie vorher sind auch hier bei Rückwärtsfahrt alle vier Wellen in Tätigkeit. Die Anlage besteht im ganzen aus zehn Turbinen; nämlich aus je zwei (backbord und steuerbord) der folgenden Turbinen:

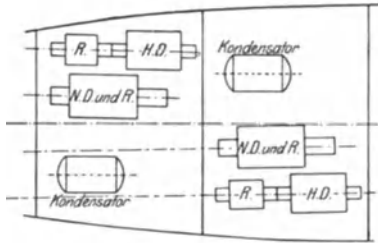


Fig. 134. Allgemeine Anordnung der Turbinen für Kreuzer mit getrenntem Backbord- und Steuerbord-Maschinenraum.

H.-D.-Vorwärts-, N.-D.-Vorwärts-, H.-D.-Rückwärts-, N.-D.-Rückwärts- und Marschturbine. Von diesen sind bei Vorwärtsfahrt mit voller Geschwindigkeit nur vier Turbinen in Tätigkeit.

Für die kleineren Kreuzer werden ganz ähnliche Anlagen verwendet, jedoch sind diese dann auf einen vorderen und hinteren Maschinenraum verteilt. Fig. 134 zeigt eine derartige Anlage, bei der alle Wellen rückwärts laufen können, und die Marschstufen innerhalb der H.-D.-Turbinen angeordnet sind. Heutzutage kommen Gleichdruckstufen in den H.-D.-Teilen der Turbinen von Kreuzern und Torpedobootzerstörern zur Anwendung. In diesem Falle sind

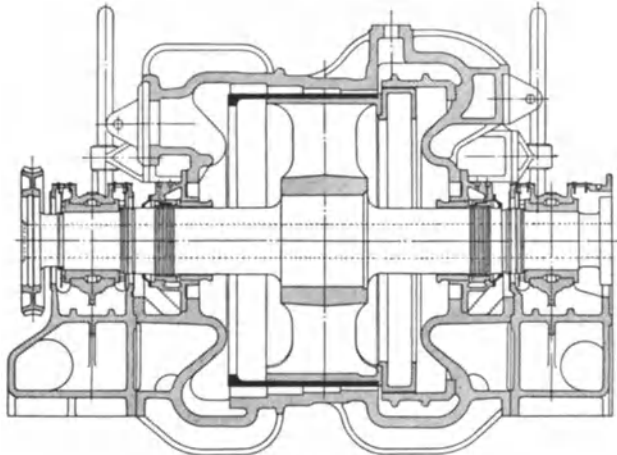


Fig. 135. H.-D.-R.-Turbine.

nur zwei Wellen vorhanden, von denen eine jede durch einen besonderen Turbinensatz angetrieben wird.

Um sämtliche Wellen bei Rückwärtsfahrt arbeiten zu lassen, müssen besondere Rückwärtsturbinen notwendigerweise Anwendung

finden, um die Wellen in entgegengesetztem Sinne zu drehen, die bei gewöhnlicher Vorwärtsfahrt von den H.-D.-Vorwärtsturbinen angetrieben werden. In diesen Fällen ist es üblich, die Rückwärtsturbinen miteinander zu verbinden; d. h. die H.-D.-Rückwärtsturbine bekommt Frischdampf und gibt ihren Dampf an die N.-D.-Rückwärtsturbine weiter.

Eine H.-D.-Rückwärtsturbine dieser Art ist in Fig. 135 im Schnitt dargestellt. Sie besitzt kein Drucklager, und ihre Trommel ist auf einen einzigen Radstern aufgezogen.

3. Dreiwellen-Torpedobootzerstörer.

Torpedofahrzeuge werden durchgängig mit drei Propellerwellen ausgeführt, wenn sie mit Überdruckturbinen ausgerüstet sind. Die Fig. 136 gibt Grundriß und Aufriß der Anordnung mit getrennten H.-D.- und M.-D.-Marschturbinen, wie sie für Torpedobootzerstörer üblich ist. Beim Manövrieren und bei Rückwärtsfahrt werden nur die beiden äußeren Wellen angetrieben. Der Weg des Dampfes bei Marschgeschwindigkeiten durch H.-D.- und N.-D.-Marschturbine, H.-D.- und beide N.-D.-Hauptturbinen zu den Kondensatoren ist aus der Figur klar ersichtlich.

Torpedoboote, Küstenzerstörer und andere kleine Fahrzeuge, für die ein wirtschaftliches Arbeiten sowohl bei voller als bei Marschgeschwindigkeit gefordert wird, sind im allgemeinen mit der in Fig. 137 dargestellten Dreiwellenanordnung ausgerüstet. Das charakteristische Merkmal dieser Anordnung ist die Teilung der Hauptmaschine in drei Turbinen, nämlich eine H.-D.-, M.-D.- und N.-D.-Turbine. Bei voller Fahrt sind diese Turbinen hintereinander geschaltet; bei Marschgeschwindigkeiten wird diesen drei Turbinen noch die Marschturbine vorgeschaltet. Dies ist die einzige Art, die nur einen Kondensator besitzt.

4. Bemerkungen über die Anlagen im allgemeinen.

Sind die Marsch- und Rückwärtsturbinen ausgeschaltet, so laufen sie leer im Vakuum mit. Bei Rückwärtsfahrt herrscht in den Vorwärtsturbinen Unterdruck.

Die Anordnung der Drucklager und Ausdehnungskupplungen mag durch Fig. 133 im Bilde erläutert werden. Hier besitzen z. B. die N.-D.-Vorwärts- und die Marschturbinen ihre eigenen Drucklager, und deshalb muß eine Ausdehnungskupplung zwischen beide Turbinen gesetzt werden.

Die H.-D.-Rückwärtsturbine besitzt kein eigenes Drucklager, und somit ist eine Ausdehnungskupplung zwischen ihr und der H.-D.-Vorwärtsturbine nicht nötig.

Dieselben Betrachtungen ergeben, daß die Entlastungskolben an den vorderen Enden der H.-D.- und N.-D.-Vorwärts- und der Marsch-

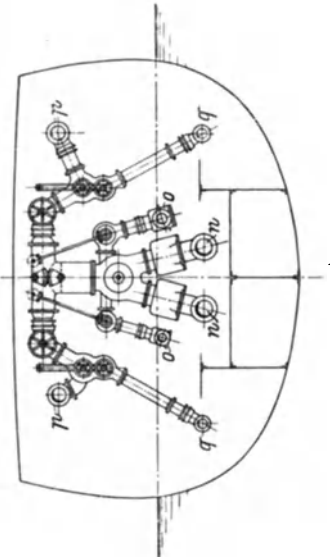
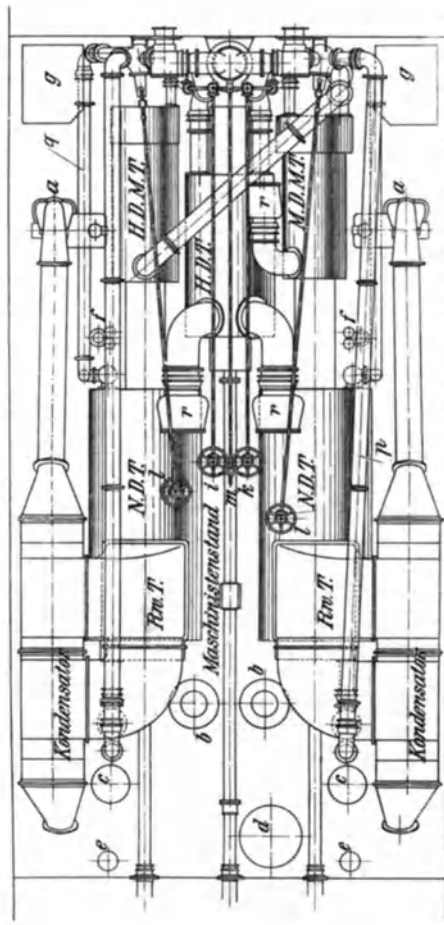
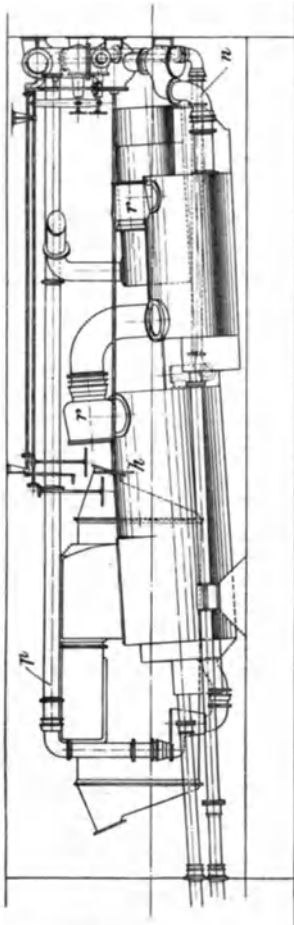


Fig. 136. Turbinenanlage für Torpedobootzerstörer von 7000 bis 25 000 PS effektiver Maschinenleistung und Geschwindigkeiten von 13 bis 34 Knoten.

a 2 Zirkulationspumpen, *b* 2 Naßluftpumpen, *c* 2 Trockenluftpumpen, *d* 1 Verdampfer, *e* 2 Lenzpumpen, *f* 2 Öllampen, *g* 2 Warmwasserkasten, *h* Absperrventil f. d. H.-D.-Turbine, *i* Absperrventil f. d. H.-D.-Marschturbine, *k* Absperrventil f. d. M.-D.-Marschturbine, *l* 2 Wechselventile, *m* Drosselklappe, *n* Dampfleitungen zu den Hauptturbinen, *o* Dampfleitungen zu den Marschturbinen, *p* Dampfleitungen zu den Rückwärtsturbinen, *q* Manövrierdampfleitungen, *r* 3 Rückschlagventile.



turbinen mit axialem Dichtungsspiel ausgerüstet werden können, während der andere Kolben radiale Labyrinthdichtungen besitzen muß.

Die Rückschlagventile zwischen den Haupt-Turbinen sind in Fig. 136 mit r bezeichnet. Wird Dampf für Manövriertwecke von

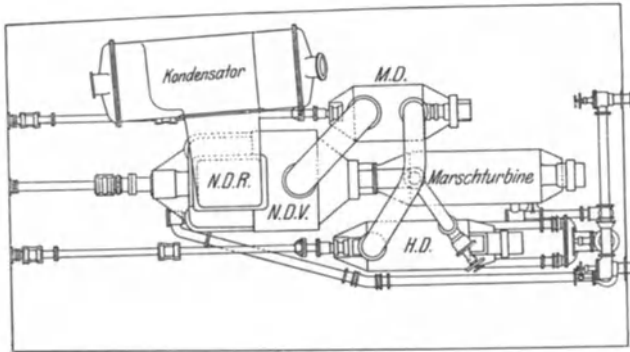


Fig. 137. Turbinenanlage bis zu 6000 PS für Yachten und Torpedoboote mit einer Geschwindigkeit bis 27 Knoten.

den Kesseln direkt in die N.-D.-Turbinen geleitet, so verhindern die Rückschlagventile das Rückströmen des Dampfes in die H.-D.-Turbinen.

5. Aktionsradius.

Die Konstruktion der Marschstufen wird wesentlich beeinflusst durch die Notwendigkeit, einen erforderlichen Aktionsradius bei verschiedenen Geschwindigkeiten zu erreichen. Sind daher die Aktionsradien im einzelnen angegeben, so können wir den zulässigen Dampfverbrauch pro PS und Stunde schätzungsweise annehmen und demgemäß die Turbinenanlage entwerfen.

Es bedeute:

G = Inhalt des Kohlenbunkers in kg

k_1 = qualitative Verdampfung der Kessel in kg Dampf pro 1 kg Kohle

k = Dampfverbrauch der Maschinenanlage in kg pro PS und Std

N_e = effektive Leistung in PS

V = Geschwindigkeit in Knoten (Seemeilen/Std.)

Gesamtgewicht des verfügbaren Dampfes = $G \cdot k_1$ kg

Der pro Std. verbrauchte Dampf = $k \cdot N_e$ kg.

Folglich kann das Schiff bei der in Frage kommenden Geschwindigkeits- und Kraftentwicklung

$$\frac{G \cdot k_1}{k \cdot N_e}$$

Stunden fahren. Die in dieser Zeit zurückgelegte Entfernung oder der Aktionsradius bei der in Frage kommenden Geschwindigkeit ist dann durch die folgende Gleichung gegeben:

$$\text{Aktionsradius} = \frac{G \cdot k_1 \cdot V}{k \cdot N_e} \text{ Seemeilen.}$$

Ist der Aktionsradius für eine bestimmte Geschwindigkeit gegeben, so erhält man den zulässigen Dampfverbrauch pro PS und Std. aus der Gleichung:

$$k = \frac{G \cdot k_1 \cdot V}{R \cdot N_e}$$

worin R den Aktionsradius in Seemeilen bedeutet.

Beträgt der Dampfverbrauch der Hauptturbinen (einschließlich Hilfsmaschinen) dasselbe oder weniger als der mit Hilfe obiger Formel gefundene Wert, so sind Marschstufen unnötig. Wenn aber bei kleineren Geschwindigkeiten die Hauptturbinen mehr als die zulässige Dampfmenge gebrauchen, so sind Marschstufen erforderlich, deren Konstruktion sich auf den zulässigen Dampfverbrauch stützt, wie er aus obiger Formel und übereinstimmend mit den Grundsätzen des Kapitels 6 Abschnitt 18 bis 23 erhalten wird.

Soll eine größere Wirtschaftlichkeit bei Marschfahrt erreicht werden, als sie durch den Aktionsradius bestimmt ist, so würden sich unnötig große Abmessungen der Marschturbine und demzufolge zu große Kosten ergeben.

6. Beispiel.

Ein kleiner Kreuzer entwickle bei einer Höchstgeschwindigkeit von 25 Knoten eine effektive Maschinenleistung von 19000 PS_e.

Angenommen die Aktionsradien seien:

2300	Seemeilen	bei	25	Knoten
4000	„	„	18	„
5000	„	„	15	„

und die Bunker hätten ein Fassungsvermögen von 1400 t Kohle.

Die Verdampfung möge 8 kg Dampf pro kg Kohle bei höchster Geschwindigkeit und 9 kg bei allen anderen Geschwindigkeiten betragen.

Entsprechend der Ausführung ähnlicher Schiffe können wir die Maschinenleistung in den drei angegebenen Fällen zu ungefähr 19000, 6000 und 3500 PS_e schätzen. Dann ist:

bei 25 Knoten

$$k = \frac{1400000 \cdot 8 \cdot 25}{2300 \cdot 19000} = 6,4 \text{ kg pro PS}_e \text{ u. Std.}$$

bei 18 Knoten

$$k = \frac{1400000 \cdot 9 \cdot 18}{4000 \cdot 6000} = 9,4 \text{ kg pro PS}_e \text{ u. Std.}$$

bei 15 Knoten

$$k = \frac{1\,400\,000 \cdot 9 \cdot 15}{5000 \cdot 3500} = 10,8 \text{ kg pro PS}_e \text{ u. Std.}$$

Sodann ist die Hauptsache, die Hauptturbinen so zu konstruieren, daß der Dampfverbrauch für alle Fälle 6,4 kg nicht übersteigt. Der Dampfverbrauch bei kleineren Geschwindigkeiten muß hierauf berechnet werden. Wir wollen zur Fortführung des Beispiels annehmen, daß dieser berechnete Dampfverbrauch der Hauptturbinen bei 18 Knoten 10 kg und bei 15 Knoten 12 kg betrage. Dann würden bei 15 Knoten Marschturbinen erforderlich sein, um den Dampfverbrauch auf 10,8 kg zurückzubringen. Nun würde man die Anzahl der zusätzlichen Schaufelreihen berechnen und sich zu entscheiden haben, ob diese innerhalb der H.-D.-Turbine unterzubringen sind oder besondere Marschturbinen nötig machen.

7. Aktionsradius der englischen Kreuzer „Amethyst“ und „Topaze“.

Der „Amethyst“ war der erste durch Dampfturbinen angetriebene Kreuzer. Er erreichte eine Geschwindigkeit von 23,63 Knoten bei 14 000 PS und einem Dampfverbrauch von 6,2 kg pro PS und Std. Die Drehzahlen der äußeren Wellen betragen 490 und die der mittleren 450 Umdrehungen pro Min.

Die erhaltenen Resultate zeigen im Vergleich zu denen des mit Kolbenmaschinen ausgerüsteten Schwesterschiffes „Topaze“ einen augenfälligen Vorteil zugunsten des Turbinenkreuzers hinsichtlich der bei höheren Geschwindigkeiten verbrauchten Kohlemengen. In Fig. 138 ist der Dampfverbrauch in Abhängigkeit von der Schiffsgeschwindigkeit aufgetragen.

Man sieht, daß bei 15 Knoten der Dampfverbrauch beider Schiffe gleich ist. Bei höheren Geschwindigkeiten arbeitet der „Amethyst“ bedeutend vorteilhafter, jedoch bei kleineren Geschwindigkeiten der „Topaze“.

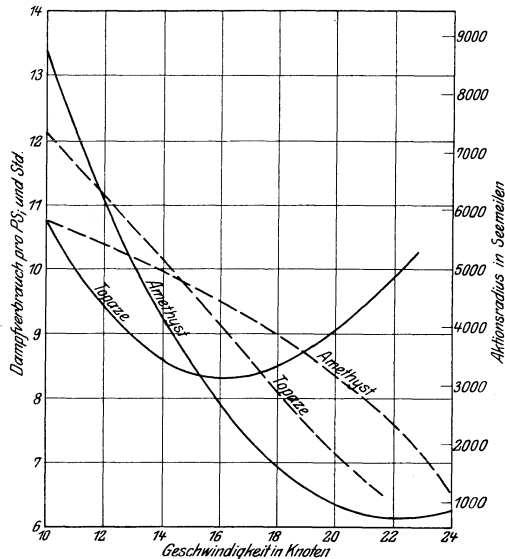


Fig. 138. Aktionsradius der englischen Kreuzer „Amethyst“ und „Topaze“.
ausgezogene Kurven = Dampfverbrauch,
gestrichelte „ „ = Aktionsradius.

Der Aktionsradius bei verschiedenen Geschwindigkeiten ist ebenfalls aus dem Diagramm abzulesen, da auf der Ordinatenachse die Entfernung in Seemeilen aufgetragen wurde, die jedes von beiden Schiffen bei einem Aufwand von 750 t Kohle zurücklegen kann.

8. Betrieb mit Zuführung von Hilfsmaschinenabdampf in die Hauptturbinen bei Kriegsschiffen.

Die Abführung des Hilfsmaschinenabdampfes nicht unmittelbar in den Hauptkondensator hat einen gewissen Einfluß auf die Konstruktion, und deshalb ist hier eine kurze Beschreibung der verschiedenen Verwendungsarten des Abdampfes der Hilfsmaschinen am Platze. Der den Hilfsmaschinen zugeführte Dampf beträgt etwa 15 v. H. des Dampfverbrauches der Hauptmaschinen. Er gibt deshalb bei Bestimmung der Wirtschaftlichkeit der verschiedenen Systeme einen sehr bedeutenden Ausschlag. Sein großer Betrag ist in der Hauptsache auf zwei Ursachen zurückzuführen: erstens, auf die große Anzahl notwendiger Hilfsmaschinen, die sich bei einem Schlachtschiff auf ungefähr 40 beläuft; und zweitens, auf den hohen Dampfverbrauch dieser Maschinen. Den Hilfsmaschinen wird gewöhnlich Frischdampf zugeführt; viele von ihnen sind keine Expansionsmaschinen und alle, ausgenommen die Licht- und Pumpmaschinen, sind im allgemeinen Einzylindermaschinen.

Die folgenden Versuchsmittelwerte sind einem Vortrage von Admiral Oram entnommen und äußerst instruktiv; nach längerem Gebrauch dieser Maschinen erhöhen sich die angegebenen Dampfverbrauchszahlen noch in den meisten Fällen.

Tabelle XXIII.

Art der Hilfsmaschinen (mit Auspuff in den Kondensator)	Dampfverbrauch kg pro PS (der Turbinengesamtleistung) und Std.
Verbundmaschinen zur Erzeugung elektrischen Lichtes	12,5—13
Hauptzirkulationspumpmaschinen	20
Pump-, Ruder-, Ankerwindmaschinen usw.	27

Nach der Höhe des Abdampfdruckes kann man den Dampfverbrauch dieser Maschinen beurteilen. Die in diesem Auspuffdampf noch enthaltene nutzbare Energie könnte durch weitere Expansion des Dampfes zur Arbeitserzeugung verwendet werden. Zu diesem Zwecke wird der Hilfsmaschinenabdampf in die Hauptturbinen geführt.

9. Verwendungsarten des Hilfsmaschinenabdampfes.

Man kann drei verschiedene Arten in bezug auf die Führung des Abdampfes der Hilfsmaschinen unterscheiden. Bei der ersten wird der Abdampf direkt zum Hilfskondensator oder in die Haupt-

kondensatoren geführt und ist so von dem Dampfe der Hauptmaschinen ganz unabhängig. Bei der zweiten Art wird der Abdampf der Hilfsmaschinen in die Turbinen geführt, und zwar in eine Stufe mit gleichem Dampfdruck. Sicherheitsventile, die mit ungefähr 1,75 kg/qcm belastet sind, werden angeordnet und lassen bei zu großer Dampfmenge einen Teil direkt in den Kondensator gelangen. Bei der gewöhnlichen Vierwellenanordnung für Linienschiffe tritt der Hilfsmaschinenabdampf ungefähr am Ende der fünften Expansionsstufe in die H.-D.-Turbinen ein.

Die dritte Art ist eine abgeänderte Form der letzteren. Hier wird ein Teil des Hilfsmaschinenabdampfes in die Verdampfer und der Rest, wie vorher, in die Hauptturbinen geführt. Dieses System hat sich als besonders wirtschaftlich erwiesen, da es die Notwendigkeit umgeht, den Verdampfern Frischdampf zuführen zu müssen. Die für die Verdampfer benötigte Dampfmenge muß natürlich so groß sein, daß so viel Wasser, wie durch die Undichtigkeitsverluste aller Maschinen verloren geht, kondensiert und wieder ersetzt wird. Es sei aber erwähnt, daß das Gewicht des neu gewonnenen Wassers stets um etwa 20 v. H. geringer ist, als das zu seiner Verdampfung erforderliche Dampfgewicht.

10. Der durch die verschiedenen Systeme bedingte Dampfverbrauch.

Die Zufuhr von Hilfsmaschinendampf in die Hauptturbinen bewirkt eine merkliche Verringerung des Dampfverbrauches der ganzen Anlage.

Es bedeute:

D = Dampfverbrauch der Hauptturbinen ohne Zuführung von Hilfsmaschinenabdampf,

D' = Dampfverbrauch der Hilfsmaschinen, wenn ihr Abdampf direkt in den Kondensator geführt wird,

dann beträgt für gewöhnlich der gesamte Dampfverbrauch für alle Zwecke:

$$D + D',$$

und wenn wir D' zu 15 v. H. von D annehmen, wird der Gesamtverbrauch = 1,15 D .

Im zweiten Falle, bei Einführung des Hilfsmaschinenabdampfes in die Hauptturbinen, wird der Dampfbedarf für alle Zwecke gefunden zu:

$$D + \frac{D'}{3}.$$

Die Dampfzufuhr zu den Hilfsmaschinen beträgt wenigstens D' kg; mithin beträgt die direkte Zufuhr von Frischdampf zu den Hauptturbinen nicht mehr als:

$$D - \frac{2}{3} D'.$$

Hierin ist aber nicht die Frischdampfmenge einbegriffen, die sowohl hier wie im ersten Falle den Verdampfern zugeführt werden muß.

Im dritten Falle, in dem der Abdampf der Hilfsmaschinen teils den Verdampfern und teils den Hauptturbinen zugeführt wird, beträgt der Gesamtdampfbedarf für alle Zwecke ungefähr:

$$D + \frac{D'}{2}.$$

Nehmen wir wiederum an, daß D' kg/PS und Std. von den Hilfsmaschinen gebraucht wird, so beträgt die Dampfzufuhr zu den H.-D.-Hauptturbinen angenähert:

$$D - \frac{D'}{2}.$$

Um jeglichen Irrtum zu vermeiden, sei zum Schluß wiederholt, daß D' das Dampfgewicht bedeutet, das den Hilfsmaschinen (ausschließlich der Verdampfer) in einer Stunde zugeführt wird, dividiert durch die Anzahl der effektiven PS der Hauptturbinen.

Beispiel: Angenommen ein Linienschiff, dessen Turbinen ohne Hilfsmaschinenabdampf arbeiten, gebraucht 6,2 kg Dampf pro PS_e und Std. für die Hauptturbinen. Wir können den Dampfbedarf der Hilfsmaschinen mit 15 v. H. dieses Betrages ansetzen.

$$D' = \frac{15}{100} \cdot 6,2 = 0,93 \text{ kg.}$$

Dies ergibt einen Gesamtverbrauch von 7,13 kg/PS_e und Std. Nun beträgt bei Einführung des Hilfsmaschinenabdampfes in die Turbinen der Gesamtverbrauch:

$$6,2 + \frac{1}{3} \cdot 0,93 = 6,51 \text{ kg}$$

und die direkte Dampfzufuhr zu den Hauptturbinen nur:

$$6,2 - 0,62 = 5,58 \text{ kg.}$$

Bei Führung des Hilfsmaschinenabdampfes in die Verdampfer und Turbinen erhalten wir für den Gesamtdampfverbrauch:

$$6,2 + \frac{1}{2} \cdot 0,93 = 6,67 \text{ kg,}$$

und von den Kesseln aus gelangt in diesem Falle in die H.-D.-Turbine nur:

$$6,2 - 0,47 = 5,73 \text{ kg.}$$

11. Der kleine Kreuzer „Lübeck“ der deutschen Kriegsmarine.²⁾

Dieses war neben dem Torpedoboot „S 125“ das erste deutsche Kriegsschiff, in das Turbinen, und zwar Parsonsturbinen der deutschen Parsons-Marine-A.-G. „Turbinia“ eingebaut wurden. Die Anordnung

¹⁾ Diese Formel wurde von Admiral Oram angegeben.

²⁾ Marine-Rundschau, Dezember 1906.

der Turbinenanlage mit einer Höchstleistung von 14150 PS_e bei einem Kesselüberdruck von 15 at und $n = 625$ Umdrehungen bei einer Schiffsgeschwindigkeit von 23 Knoten zeigt die Fig. 139. Zur Erreichung höchster Wirtschaftlichkeit bei den verschiedenen Fahrgeschwindigkeiten können die Turbinen auf drei verschiedene Weisen geschaltet werden.

- Bei Geschwindigkeiten bis zu 14 Knoten aufwärts werden H.-D.-M.- und N.-D.-M.-Turbine den beiden H.-D.-Hauptturbinen vorgeschaltet, von denen der Dampf dann in die N.-D.-Hauptturbinen und die Kondensatoren gelangt.
- Bei Geschwindigkeiten von 14 bis $18\frac{1}{2}$ Knoten wird nur die N.-D.-Marschturbine den Hauptturbinen vorgeschaltet und die H.-D.-Marschturbine abgesperrt.
- Bei großen Geschwindigkeiten ($18\frac{1}{2}$ bis 23 Knoten) werden beide Marschturbinen abgeschaltet, und die H.-D.-Hauptturbinen erhalten jeade für sich Frischdampf.

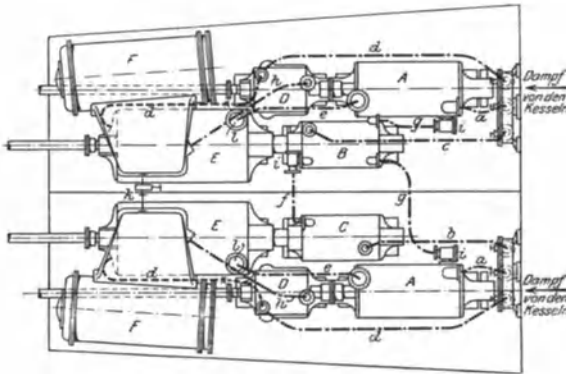


Fig. 139. Turbinenanlage des kleinen Kreuzers „Lübeck“.

Außerdem kann in den einzelnen Fällen die Leistung der Turbinen noch dadurch etwas vergrößert werden, daß bei Schaltung a) der N.-D.-M.- und bei b) der H.-D.-Hauptturbine auf Backbordseite etwas Frischdampf zugeführt wird.

Die Probefahrt, die mit 8 dreiflügligen Propellern (2 Stück pro Welle) von 1,372 m Durchmesser, 1,372 m Steigung und 0,5922 qm abgewickelter Fläche ausgeführt wurden, ergaben:

Bei 6stündiger forciertter Fahrt 22,25 Kn und $n = 662,5$,

„ 24 „ Marschfahrt (Schaltung b) $n = 566,5$ und einen Kohlenverbrauch von 0,87 kg/PS und Std.

Daß die „Lübeck“ trotz etwa 200 PS Mehrleistung ihrer Maschinenanlage als diejenige des mit Kolbenmaschinen ausgerüsteten Schwesterschiffes „Hamburg“ keine höhere Geschwindigkeit erreichte,

ist auf den schlechteren Wirkungsgrad der Schrauben zurückzuführen. Aus diesem Grunde wurden 4 größere Propeller von 1,7 m Durchmesser, 1,499 m Steigung und 0,8823 qm abgewickelter Fläche hergestellt, und nun mit der „Lübeck“ bei verschiedenen Kombinationen der Propeller eingehende Versuche angestellt.

Die Ergebnisse dieser Versuchsfahrten ergibt die folgende Tabelle:

Tabelle XXIV.

Versuchsergebnisse des kleinen Kreuzers „Lübeck“ bei verschiedenen Propelleranordnungen.

Versuchsfahrt	Schraubenabmessungen				Umdrehungen pro Min.	PS _e	Slip v. H.	Höchst- geschwindigkeit in Knoten
	Anzahl	Durchm. m	Steigung m	abgew. Fläche qm				
I. Ursprüngliche Schraubenanordnung je 2 kleine auf jeder Welle	8	1,372	1,372	0,5922	672	13 705	25,11	22,37
II. Je eine große Schraube hinten auf jeder Welle	4	1,7	1,499	0,8823	623 —	13 029 14 159	25,97 26,5	22,4 23,16
III. Vorn eine kleine, hinten eine große Schraube auf jeder Welle	8	1,372	1,372	0,5922	601	13 573	15,51	22,56
		1,6	1,499	—			22,67	
IV. Je eine mittelgroße Schraube auf den Außenwellen und je eine große auf den Innenwellen	4	1,6	1,435	1,203	625	13 879	25,79	22,55
		1,75	1,575	1,443				

Sodann wurde die Manövrierfähigkeit durch Messung der Länge des Stoppweges (Fahrtdirectes) für gleichzeitigen Betrieb aller vier Rückwärtsturbinen bei verschiedenen Fahrtgeschwindigkeiten festgestellt. In der folgenden Tabelle sind diese Ergebnisse zusammengestellt und mit denjenigen des Schwesterschiffes „Hamburg“ verglichen. Wie man sieht, sind diese Ergebnisse recht ungünstige, da besonders bei höheren Geschwindigkeiten die Stoppwege der „Lübeck“ bis 90 v. H. größere sind. Durch Anwendung stärkerer Rückwärtsturbinen ist bei späteren Ausführungen bereits hiergegen Abhilfe geschaffen worden.

12. Das englische Großkampfschiff „Dreadnought“.

Dieses war das erste große Kriegsschiff, in das Turbinen eingebaut wurden. Die Abmessungen der Turbinen und die Versuchs-

Tabelle XXV.

Messung des Fahrtmomentes des kleinen Kreuzers „Lübeck“ bei Betrieb aller vier Rückwärtsturbinen.

Anzahl der Kessel	Fahrt, bei der das Schiff durch Anstellen der Ma- schinen auf „äußerste Kraft zurück“ zum Stillstand ge- bracht wurde.	Zurückgelegter Weg in m				
		„Lübeck“				„Ham- burg“
		Propelleranzahl				
		8 kleine	8 große	4 kleine 4 große	4 große	
10	kleine Fahrt voraus 5 Knoten	102	52	50	75	56
10	halbe Fahrt voraus 9 Knoten	117	126	110	146,5	110
10	große Fahrt voraus 11 Knoten	230	211	194	214,5	180
10	äußerste Kraft voraus 22 Knoten	436	538	466	500	280

ergebnisse sind sehr geeignet zum Vergleich mit späteren Schiffen ähnlicher Größe¹⁾.

Die Abmessungen der Rotortrommeln sind folgende:

Marschturbinen	1727 mm	Durchmesser;	2600 mm	Länge
H.-D.-Vorwärtsturbinen .	1727	„	2628	„
N.-D.-Vorwärtsturbinen .	2336	„	1980	„
H.-D.-Rückwärtsturbine .	1727	„	952	„

Die Einzelheiten der Beschauelungen der Hauptturbinen sind in folgender Tabelle angegeben:

Tabelle XXVI.
Beschauelung des „Dreadnought“.

Nr. der Ex- pansionsstufe	H.-D.-Turbine		N.-D.-Turbine	
	Stufenzahl	Schaufelhöhe	Stufenzahl	Schaufelhöhe
		mm		mm
1	12	22	6	98
2	12	31	6	140
3	12	44	6	197
4	12	63	6	279
5	12	89	6	279
6	12	126	6	279

Die Schaufelhöhen nehmen hier im Verhältnis $\sqrt{2}$, wie früher dargelegt, zu, und die Stufenzahl innerhalb der N.-D.-Expansionsstufen ist genau die Hälfte von der jeder H.-D.-Expansionsstufe.

¹⁾ Einzelheiten über die Turbinen des „Dreadnought“ und die Ergebnisse der Probefahrten sind veröffentlicht im American Journal of Naval Engineers; Schiffbau 1907, S. 768 und 796; siehe auch J. W. Sothorn, The Marine Steam Turbine.

Die Gesamtkühlfläche der Hauptkondensatoren beträgt 2400 qm. Während der 8stündigen Probefahrt mit voller Geschwindigkeit von $21\frac{1}{4}$ Knoten betrug die Kesselspannung 17 at Überdruck, die Spannung beim Eintritt in die H.-D.-Turbinen ungefähr 11 at Überdruck, die mittleren Drehzahlen der äußeren Wellen 322, und die der inneren Wellen 335, die Effektivleistung an jeder der beiden äußeren Wellen 4900 PS und die an jeder der beiden inneren Wellen 7440 PS, was eine Gesamtleistung von etwa 24700 PS ergibt. Der Dampfverbrauch pro PS_e und Std. wurde für die Hauptturbinen zu 6,55 kg und für die Hilfsmaschinen zu 0,52 kg ermittelt. Der mittlere Slip des Propellers betrug 21 v. H. bei 19,5 Knoten und 26 v. H. bei höchster Geschwindigkeit. In der folgenden Tabelle sind einige Angaben über neuere englische Dreadnoughts mit Parsonsturbinen zusammengestellt.

Tabelle XXVII.
Maschinenanlagen englischer Dreadnoughts.

	Bellerophon	Collingwood	Neptune
Datum der Probefahrt	Okt. 1903	Jan. 1910	Sept. 1910
Dauer " "	8	8	8
Propellerzahl	4	4	4
Durchmesser der H.-D.-Trommel . m	1,727	1,727	2,080
" " N.-D.- " . m	2,336	2,336	2,770
Umdrehungen pro Min.	324	324	332
H.-D.-Schaufelgeschwindigkeit m/sk .	30,7	30,7	37,3
N.-D.- " " m/sk .	43,6	43,6	51,8
Effektive Leistung PS	24100	26300	27720
Dampfverbrauch pro PS _e	6,56	7,59	6,16
Kesselüberdruck at	16,5	16,5	16,5
Zahl der Hilfsmaschinen	93	96	96
PS _i " "	5825	6050	6050

13. Betrieb der Turbinen des „Dreadnought“ ohne und mit Hilfsmaschinenabdampf.

Um die Ergebnisse, die ohne und mit Zuführung von Hilfsmaschinenabdampf in die Hauptturbinen erzielt wurden, miteinander vergleichen zu können, wurden die Mittelwerte der verschiedenen Versuche für die äußeren und inneren Wellen getrennt zusammengestellt. Die Ergebnisse sind in folgender Tabelle nebeneinander aufgeführt und beziehen sich auf die Versuche bis zu $\frac{2}{3}$ Vollast.

Aus folgender Tabelle entnehmen wir durch Vergleich der Spannungen in beiden Fällen, daß:

- das Vakuum durchgängig etwas geringer bei Einführung von Hilfsmaschinendampf in die Turbinen wird,
- das am meisten hervortretende Ergebnis beim Betriebe mit Hilfsmaschinenabdampf in einer Zunahme der Leistung und Drehzahl der N.-D.-Turbinen besteht.

Tabelle XXVIII.

Versuchszahlen der Maschinenanlage des „Dreadnought“. Getrennte Marschturbinen, Betrieb ohne und mit Zuführung von Hilfsmaschinenabdampf.

Hilfsmaschinenabdampf	ohne	mit	ohne	mit	ohne	mit	ohne	mit
Überdrücke in at								
Unterdrücke in cm Q.-S.								
Marschturbinen . . .	1,76	1,76	3,86	3,86	12,55	12,60	12,60	12,63
Eintritt H.-D. . . .	0,18	0,83	1,11	0,97	5,04	5,04	5,95	5,98
„ N.-D. . . .	49,5	45,7	41,5	35,4	15,2	11,4	3,8	0,06
Kondensatorunterdruck	70,8	69,8	70,8	69,3	70,1	69,3	68,6	68,3
Umdrehungen pro Min.								
H.-D.-Turbine . . .	118,3	139,7	152,3	152,2	247,3	244,0	269,8	263,2
N.-D.- u. Marschturb.	114,2	125,4	155,4	178,9	262,4	284,3	276,6	303,9
Effektivleistung in PS.								
H.-D.-Hauptturbine .	280	434	542	466	2147	1923	2732	2370
N.-D.-Haupt- und Marschturbine . .	371	439	843	1245	3503	4623	4142	5568
Gesamtleistung . . .	1303	1748	2771	3423	11301	13092	13748	15875

- c) bei Betrieb mit Hilfsmaschinenabdampf die Drehzahlen und Leistungen der H.-D.-Turbinen bei kleineren Belastungen größer werden, während sie bei höheren Belastungen wieder abnehmen; und zwar wird diese Abnahme mit steigender Belastung immer größer.

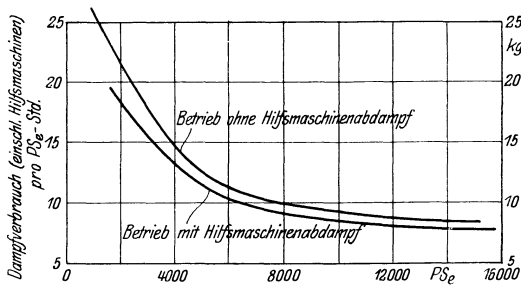


Fig. 140. Versuchsergebnisse des „Dreadnought“ bei kleinen Geschwindigkeiten.

Die Kurven in Fig. 140 geben den Dampfverbrauch pro PS_e und Std. für Haupt- und Hilfsmaschinen zusammen bei Betrieb mit Marschturbinen an.

14. Der amerikanische kleine Kreuzer „Chester“.

Dieser gehört einer Klasse von drei gleichen Kreuzern an.

Der „Birmingham“ ist mit Kolbenmaschinen, der „Salem“ mit Curtisturbinen und der „Chester“ mit Parsonsturbinen ausgerüstet.

Der „Chester“ ist ein Vierwellenschiff mit zwei H.-D.-, zwei N.-D.-, einer H.-D.-Marsch- und einer M.-D.-Marschturbine. Die Kühlflächen beider Kondensatoren betragen zusammen 1670 qm. Die Propeller sind dreiflügelig und besitzen einen Durchmesser und eine Steigung von je 1,83 m und eine abgewinkelte Fläche von 1,76 qm.

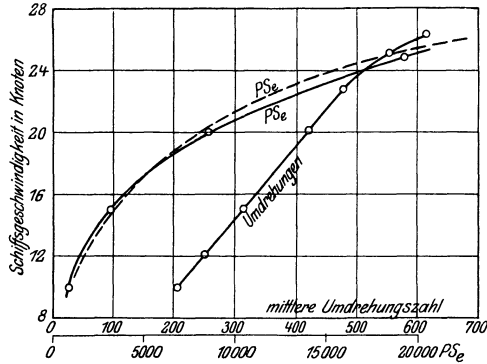


Fig. 141. Leistungskurven von Späherkreuzern.
ausgezogene Kurven = „Chester“;
gestrichelte Kurven = „Gloucester“.

Bei einer Geschwindigkeit von 25 Knoten betrug die effektive Turbinenleistung 19600 PS bei einem mittleren Dampfüberdruck von 14 at beim Eintritt in die Turbinen und den mittleren Dreh-

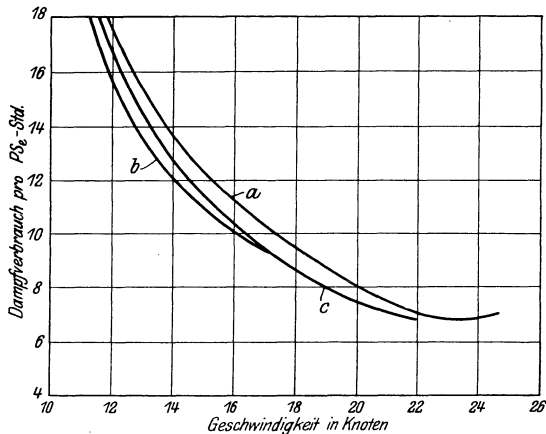


Fig. 142. „Chester“. Gesamter Dampfverbrauch (einschl. Hilfsmaschinen) bei Betrieb mit und ohne Marschturbinen.

- a Frischdampf in die H.-D.-Hauptturbine,
- b „ in die H.-D.-Marschturbine,
- c „ in die N.-D.-Marschturbine.

zahlen von 558 Umdrehungen pro Minute. Die Versuche sind sehr umfangreich und in den Berichten der amerikanischen Marineabteilung zu finden¹⁾.

Die Beziehung zwischen der Effektivleistung, der Schiffsgeschwindigkeit und den Drehzahlen wird durch Fig. 141 gegeben; den Dampfverbrauch für sämtliche Zwecke bei verschiedenen Schaltungsweisen der Turbinen liefern die interessanten Kurven der Fig. 142.

Die Abmessungen der Rotortrommeln sind die folgenden:

	mm	
H.-D.-Marschturbine, Trommeldurchmesser	= 1520,	Länge = 914
M.-D.-Marschturbine,	" = 1245,	" = 1540
H.-D.-Hauptturbine,	" = 1067,	" = 2630
N.-D.-Hauptturbine,	" = 1650,	" = 1356
Rückwärtsturbine,	" = 1270.	" = 1092

und die Einzelheiten der Beschau felungen sind in Tabelle XXIX zusammengestellt.

Tabelle XXIX.

	Exp.-Stufe.	Stufenzahl	Schau fel- höhe	Axial- teilung	Schau fel- spiel
			mm	mm	mm
H.-D.-Marschturb.	1	12	10	22	0,75
	2	12	13	22	0,90
	3	12	16	25	1,00
M.-D.-Marschturb.	1	15	29	32	1,00
	2	15	37	32	1,00
	3	15	44	33	1,15
H.-D.-Hauptturb.	1	12	22	32	0,75
	2	12	32	32	0,90
	3	12	44	33	1,00
	4	12	63	35	1,15
	5	12	89	37	1,25
	6	10	127	46	1,25
N.-D.-Hauptturb.	1	5	63	33	1,40
	2	5	89	35	1,50
	3	4	127	37	1,80
	4	3	178	44	2,00
	5	3	178	49	2,00
	6	4	178	59	2,00
	7	4	178	59	2,00
Rückwärtsturbine	1	6	13	29	1,15
	2	6	25	35	1,25
	3	6	51	35	1,50
	4	6	51	38	1,50
	5	6	51	38	1,50

¹⁾ Siehe auch International Marine Engineering, August 1910, S. 338 bis 344. Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ingenieure 1910. S. 1601 bis 1602.

15. Die englischen Turbinenschneldampfer „Lusitania“¹⁾ und „Mauretania“²⁾.

Die Anordnung der Antriebsturbinen dieser Schiffe ist aus den im Engineering veröffentlichten Aufsätzen ersichtlich.

Die folgende Tabelle enthält einzelne Abmessungen der Hauptturbinen; hierbei beträgt das Verhältnis der Schaufelhöhen in den H.-D.-Turbinen 1,24 und das in den N.-D.-Turbinen 1,278.

Tabelle XXX.

Turbine	Trommeldurchmesser mm	Anzahl der Expansionsstufen	Schaufelhöhen in mm	
			1. Expansionsstufe	letzte Expansionsstufe
H.-D.	2440	8	60,5	314
N.-D.	3560	8	210	560

Die Rückwärtstrommeln haben 2650 mm Durchmesser und die Schaufelhöhen betragen 57 bis 203 mm.

Bei der „Mauretania“ besitzt die H.-D.-Turbine 123 und die N.-D.-Turbine 60 Schaufelreihen; die vier letzten Expansionsstufen der N.-D.-Turbine besitzen gleiche Schaufelhöhen mit normaler halb-, ganz- und doppelt ausgedrehter Beschauelung. Die Verengungszahl

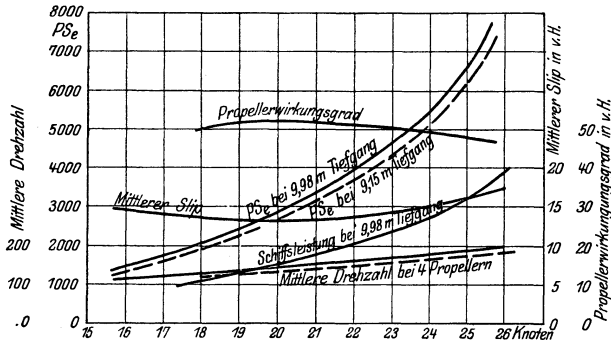


Fig. 143. Probefahrtsergebnisse der „Lusitania“ und „Mauretania“.
gestrichelte Linie *AB* = Geschwindigkeits-Drehzahlkurve der „Mauretania“.
Alle anderen Kurven gelten für die „Lusitania“.

für die doppelt aufgedrehte Beschauelung beträgt etwa 0,86 und das Schaufelspiel ungefähr 0,5 cm. Die Gesamtkühlfläche der Hauptkondensatoren ist etwa 7700 qm.

Die Einzelheiten der Versuchsfahrtsergebnisse der „Lusitania“, zusammen mit der Effektivleistung auf Grund von Schleppversuchen

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ingenieure 1907. S. 1550.

²⁾ Engineering 1907.

und dem Propellerwirkungsgrad wurden in Fig. 143 aufgetragen. Die Geschwindigkeit-Drehzahlkurve der „Mauretania“ ist in diesem Diagramm durch die gestrichelte Linie *AB* gegeben. Sämtliche Kurven haben die Schiffsgeschwindigkeit zur Abscisse.

In Fig. 144 sind die Geschwindigkeit, die Drehzahl und die Leistung über den Eintrittsspannungen in die Turbinen aufgetragen.

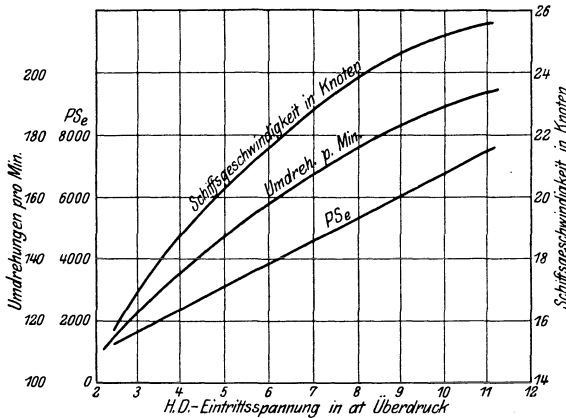


Fig. 144. Turbinenschneldampfer „Lusitania“. Einfluß der Eintrittsspannung.

Bei einer Wasserverdrängung von 34000 t ergab die „Lusitania“ bei sechs Probefahrten eine mittlere Geschwindigkeit von 25,77 Knoten bei einer effektiven Maschinenleistung von 71910 PS, 191,2 Umdrehungen pro Minute und einem Propellerslip von 15,3 v. H. Die Dampfspannung beim Eintritt in die H.-D.-Turbine betrug 10,5 und die beim Eintritt in die N.-D.-Turbine 1,95 at Überdruck. Der Dampfverbrauch der Turbinen allein betrug etwa 5,8 kg und der der Hilfsmaschinen 0,77 kg pro PS_e und Std.

16. Spannungsabnahme in jeder Expansionsstufe.

Die folgende Tabelle zeigt eine Reihe von Druckablesungen, die bei den vollbelasteten Turbinen der „Mauretania“ bei 194 Umdrehungen pro Minute gemacht wurden.

Tabelle XXXI.

Über- und Unterdrücke	H.-D.	N.-D.
Beim Eintritt in die Turbine	10,5 at	0,35 at
Am Ende der 1. Expansionsstufe . .	7,95 "	0
" " " 2. " . .	6,15 "	10 cm Q.-S.
" " " 3. " . .	4,43 "	25 " "
" " " 4. " . .	3,02 "	42 " "
" " " 5. " . .	2,22 "	55 " "
" " " 6. " . .	1,51 "	61 " "
" " " 7. " . .	0,92 "	66 " "
Morrow-Kisker, Dampfturbinen.		21

Kondensatorunterdruck = 71 cm Q.-S. (93 v. H.), Barometerstand = 1,04 at abs.

Mit Hilfe dieser Ablesungen und der Kurven der Tafel II kann man das Wärmegefälle und das spez. Volumen des Dampfes innerhalb jeder Expansionsstufe ermitteln.

17. Neuere Erfahrungen der amerikanischen Marine mit Linienschiffen.

Wenn auch die Dampfturbine als Antriebsmaschine von Torpedobooten und kleinen Kreuzern der Kolbenmaschine gegenüber endgültig vorzuziehen ist und sich hier dauernd als Siegerin behaupten wird, so scheint das bei Linienschiffen noch absolut nicht der Fall zu sein. In neuerer Zeit hat die amerikanische Marine eingehende Versuche mit drei Linienschiffen derselben Klasse angestellt, von denen „Delaware“ mit Kolbenmaschinen, „North-Dakota“ mit Curtisturbinen und „Utah“ mit Parsonsturbinen ausgerüstet wurden. Die folgende Tabelle zeigt, daß keine der Turbinenanlagen hinsichtlich ihres Wirkungsgrades die Kolbenmaschinenanlage erreicht.

Tabelle XXXII.

	Delaware		North-Dakota		Utah	
Geschwindigkeit in Knoten	21	12	21	12	21	12
Umdrehungen pro Min. . .	122,5	66,5	265	140,7	313	192
Wirkungsgrad v. H. . . .	65	69,3	53,8	61,3	56,1	53,2

Die Curtisanlage der „North-Dakota“ hat weder wirtschaftlich noch betriebstechnisch den Erwartungen entsprochen, und dasselbe bestätigten ebenfalls die Versuchsfahrten der „Utah“, deren Maschinenraum etwa um 4 Meter länger als der der „Delaware“ sein soll. So wurde hier notwendigerweise das Interesse auf die Anwendung von Zwischengetrieben gelenkt, so daß sich die amerikanische Marine entschloß, das folgende Linienschiff „Texas“ turboelektrisch anzutreiben. Die hiermit erzielten Ergebnisse wird die nächste Zukunft lehren.

Die in Fig. 145 dargestellten Kurven zeigen, daß die Parsonsturbinen bei Höchstgeschwindigkeiten denselben Dampfverbrauch wie die Kolbenmaschinen ergeben haben. Die Kurven *d* liefern die durch Rechnung erhaltenen mutmaßlichen Werte für die turboelektrische Anlage der „Texas“, wonach diese Anlage allen übrigen den Rang streitig zu machen scheint. Zu berücksichtigen ist, daß sich der Dampfverbrauch der Kolbenmaschine auf die indizierten PS und derjenige der Turbinen auf die effektive Leistung bezieht. Dies ergibt eine Unstimmigkeit beim Vergleich, die hingegen sehr gering ins Gewicht fällt, da uns hier hauptsächlich der Verlauf der Kurven von kleinster Kraftentwicklung bis Höchstleistung interessiert.

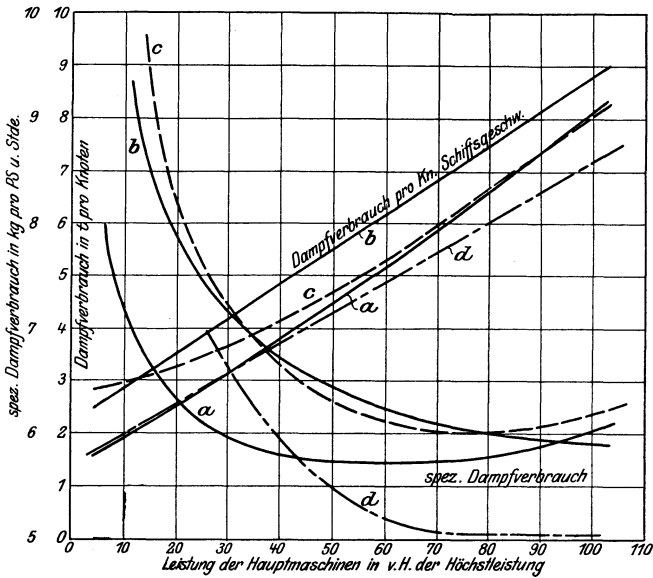


Fig. 145. Vergleich der Probefahrtsergebnisse der mit verschiedenen Maschinensystemen ausgerüsteten amerikanischen Linienschiffe. *a* = „Delaware“ (Kolbenmaschinenanlage), *b* = „North Dakota“ (Curtisturbinenanlage), *c* = „Utah“ (Parsonsturbinenanlage), *d* = „Texas“ (Projekt für turboelektrische Anlage).

Die folgende Tabelle gibt einen zusammenfassenden Überblick über die Wirtschaftlichkeit der Turbinen als Schiffsmaschinen gegenüber den Kolbenmaschinen für die verschiedenen Gattungen von Schiffen.

Tabelle XXXIII.

Schiffsgattung		Antriebssystem	Dampfverbrauch pro Wellen-PS und Std. kg	Propellerwirkungsgrad v. H.	Dampfverbrauch pro PS Schiffsleistung kg
Kriegsschiffe	Linienschiffe und große Kreuzer	Turbinen	6,5	50	13,0
		Kolbenmaschinen .	8,7	60	14,5
	Kleine Kreuzer und Späherkreuzer	Turbinen	6,5	50	13,0
		Kolbenmaschinen .	9,4	60	15,66
Torpedofahrzeuge	Turbinen	7,16	47	15,24	
	Kolbenmaschinen .	9,62	60	16,03	
Handelschiffe	Schnelle Kanal-dampfer	Turbinen	6,5	50	13,0
		Kolbenmaschinen .	8,7	60	14,5
	Schnelle Ozean-dampfer	Turbinen	6,26	52	12,04
		Kolbenmaschinen .	7,1	64	11,1
Fracht- und Passagierdampfer	Turbinen	6,34	52	12,26	
	Kolbenmaschinen .	6,82	65	10,5	

18. Neuere Turbinenschiffe der deutschen Kriegsmarine.

Über die Ergebnisse der seit den letzten Jahren auch in der deutschen Marine fast ausschließlich mit Turbinen ausgerüsteten Kriegsschiffe aller Arten ist so gut wie gar nichts bekannt geworden. Die Marine hat die verschiedensten Turbinensysteme in alle Arten von Kriegsschiffe einbauen lassen, um sich selbst an Hand der Erfahrungen ein unparteiisches Urteil über das zum Kriegsschiffsantrieb geeignetste Turbinensystem zu bilden. Von diesen Systemen kommen in Betracht die Brown-Boveri-Parsonsturbine, die A. E. G.-Curtisturbine, die Zoelly-Germaniaturbine, die Melms-Pfenninger-Turbine der Schichauwerft und die Rateau-Bergmanturbine. Im großen und ganzen scheint man bestrebt zu sein, einem Einheitstyp der Schiffsturbine näher zu kommen. Dieser besteht in der gemischten Bauart, die H.-D.-Turbinen als Gleichdruck- und die N.-D.-Turbinen als Überdruckturbinen auszubilden.

Nach kürzlichen Mitteilungen haben die mit Parsonsturbinen ausgerüsteten Kriegsschiffe, Linienschiff „Kaiser“ und Panzerkreuzer „Moltke“ Geschwindigkeiten von 23,6 bzw. 29,7 Knoten erreicht; Zahlen, die die Leistungen gleichartiger Schiffe aller Großmächte übertreffen.

19. Torsionsindikatoren¹⁾.

Um die Effektivleistung einer Turbine zu ermitteln, wird die Verdrehung eines Wellenstückes von bestimmter Länge gemessen. Die hierzu dienenden Instrumente unterscheiden sich hauptsächlich durch die Art und Weise, wie diese Verdrehungen aufgezeichnet werden. Die hauptsächlichsten Torsionsdynamometer sind die von Föttinger²⁾, Denny-Johnson³⁾, Hopkinson-Thring⁴⁾ und Hamilton-Gibson⁵⁾.

16. Kapitel.

Berechnung der Schraubenpropeller für Turbinenschiffe.

1. Verbindung von Turbine und Propeller.

Hinsichtlich der Bestimmung der Drehzahl der Schiffsturbine gibt der Propeller einen nicht zu unterschätzenden Ausschlag. Die Turbine fordert eine möglichst hohe Drehzahl, während die Dreh-

¹⁾ Siehe Zeitschrift „Turbine“ 1912/13, S. 319, 337, 355 und Föttinger, Neuere Torsionsmesser, Z. d. V. d. Ing. 1908, S. 937.

²⁾ Siehe Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 25.

³⁾ Engineering, 7. April 1905. Trans. Inst. Naval Arch. 1907. S. 121. — Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ingenieure 1911. S. 1951.

⁴⁾ Engineering, 14. Juni 1907. Trans. Inst. Naval Arch. 1910. S. 184. — Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ingenieure 1908. S. 679.

⁵⁾ Trans. Inst. Naval Arch. 1907. S. 126.

zahl wiederum klein gehalten werden muß, um einen nicht zu schlechten Propellerwirkungsgrad zu ergeben. Dagegen ist es im allgemeinen nicht ratsam, diejenige Drehzahl, die den höchsten Propellerwirkungsgrad ergibt, zu wählen, da dann der Wirkungsgrad der Turbine zu niedrig ausfallen würde. Wir müssen bestrebt sein, diejenige Drehzahl auszuwählen, für die der Gesamtwirkungsgrad von Turbine und Propeller ein Maximum wird.

Vom kaufmännischen Standpunkte aus fällt wieder die mit der Erhöhung der Drehzahl verbundene Verringerung an Gewicht und Herstellungskosten ins Gewicht. Hiernach ergibt sich, daß in jedem Falle eher eine höhere Drehzahl, wie sie dem größten Gesamtwirkungsgrad entspricht, einer niederen vorzuziehen ist.

Der mit steigender Drehzahl sich verschlechternde Propellerwirkungsgrad ist die hauptsächlichste Schwierigkeit, die bei Anwendung der Turbine zum Schiffsantrieb überwunden werden muß.

Dies mußte schließlich zu einer neuen Art von Schraubenpropellern für hohe Drehzahlen führen; während man inzwischen durch die Einschaltung von mechanischen, elektrischen oder hydraulischen Zwischengetrieben zwischen Turbine- und Propellerwelle diesen Schwierigkeiten bei manchen Arten von Schiffen Abhilfe schafft. Diese Zwischengetriebe werden in Kapitel 17 näher behandelt werden.

Fig. 146 zeigt einen Schraubenpropeller für Turbinenschiffe mit konischer Bohrung der Nabe.

2. Slip und Vorstrom.

Bewegt sich ein Schiff in ruhendem Wasser, so werden die an den Seiten und am Hinterschiff befindlichen Wasserteilchen nach vorn mitgerissen. Diese Bewegung des Wassers geschieht mit einer bestimmten Geschwindigkeit, die der des Schiffes gleichgerichtet ist und als „Vorstrom“ bezeichnet wird. Die Geschwindigkeit des Schiffes relativ zu diesem Vorstrom wird demnach geringer sein als diejenige relativ zu dem weiter entfernt ruhenden Wasser.

Bezeichnet:

V = absolute Schiffsgeschwindigkeit in Knoten [1 Knoten (Seemeile pro Std.) = 1852 m/Std.],

U = Vorstrom in Knoten,

k = Verhältnis der Schiffsgeschwindigkeit relativ zum Vorstrom

zur absoluten Schiffsgeschwindigkeit = $\frac{V-U}{V}$,

H = Steigung der Schraube in m,

n = Umdrehungen der Schraube pro Minute,

$C = \frac{n \cdot H \cdot 60}{1852}$ = Geschwindigkeit der Schraube in Knoten,

dann bewegt sich bei verlustfreier Schraubenwirkung das Wasser mit einer absoluten Geschwindigkeit von

$$C - V \text{ Knoten}$$

nach hinten.

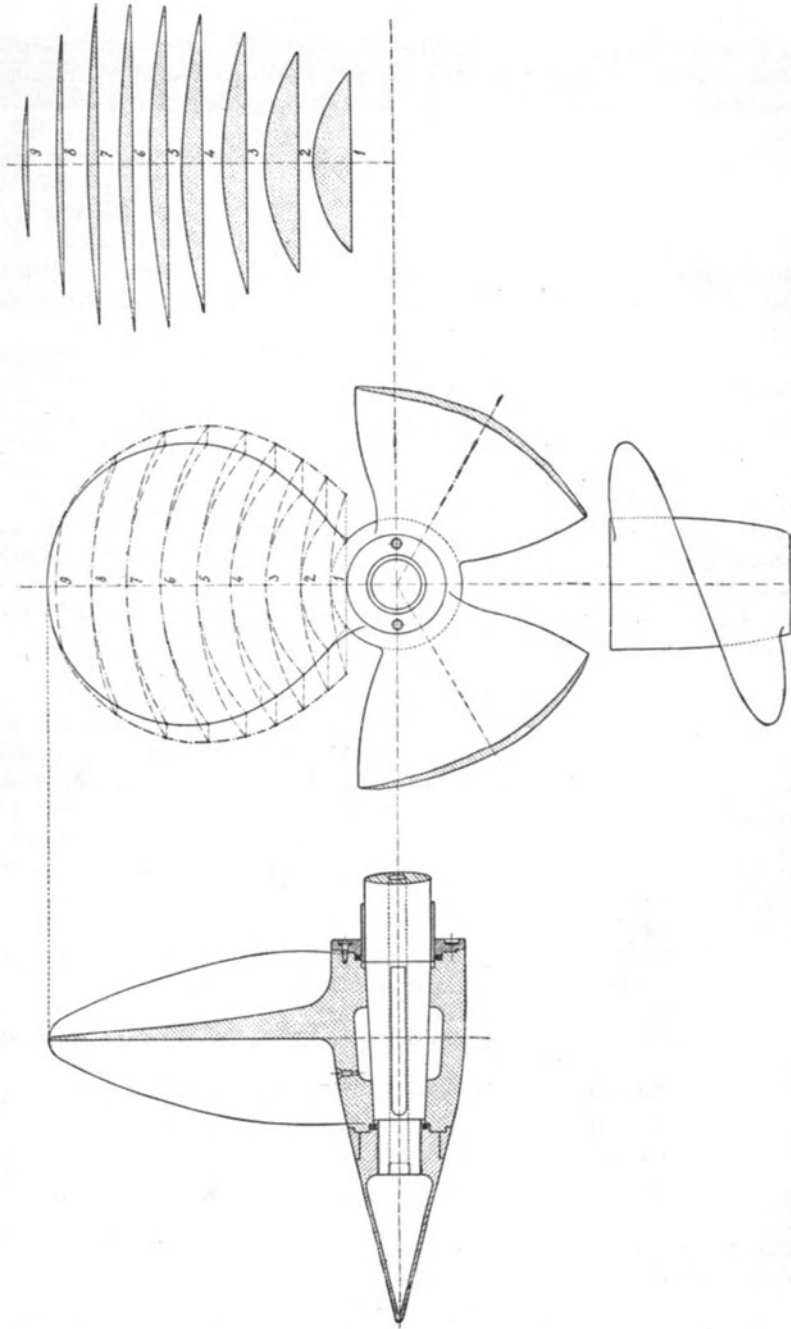


Fig. 146. Propeller für Turbinenschiffe.

Dies wird „scheinbarer Slip“ genannt und gibt an, um wieviel die Schraube und mit ihr das Schiff hinter der Schiffsgeschwindigkeit bei einer verlustlosen Schraubenwirkung (= die aus der Schraubensteigung und Drehzahl berechnete Geschwindigkeit) zurückbleibt. Somit ist der scheinbare Slip auf Grund von einfacher Rechnung zu ermitteln, da Steigung und Drehzahl der Schraube sowie die Schiffsgeschwindigkeit stets bekannt sind.

Wäre der Vorstrom des Wassers nicht vorhanden, so würde der scheinbare Slip oder die absolute Rückwärtsgeschwindigkeit des Wassers beim Austritt aus den Schraubenflügeln lediglich ein anderer Ausdruck für „die dem Wasser durch die Schraube erteilte Geschwindigkeit“ sein. Da aber ein Vorstrom immer vorhanden ist, so sind diese beiden Ausdrücke nicht einander gleich.

Entsprechend den obigen Bezeichnungen ist:

$$k \cdot V = V - U.$$

Da die Geschwindigkeit des Wassers vor Eintritt in die Schraube U beträgt, und diejenige nach Verlassen der Schraube die Größe $C - V$ in entgegengesetzter Richtung hierzu besitzt, so ergibt sich der Unterschied dieser Geschwindigkeiten oder die dem Wasser erteilte Geschwindigkeit zu:

$$C - V + U = C - k \cdot V.$$

Dies wird der „tatsächliche Slip“ genannt. Er wird in Prozenten von C ausgedrückt und ist somit:

$$s = \frac{C - k \cdot V}{C} \cdot 100.$$

3. Slip und Vorstrom (Fortsetzung).

Um weiterhin den Ausdruck „Slip“ klar zu machen, wollen wir annehmen, daß das um die Schraube befindliche Wasser ruhend und von fester Beschaffenheit sei. Die Schraube (und mit ihr das Schiff) würde dann bei jeder Umdrehung um die Steigung der Schraube vorrücken, d. h. die Schiffsgeschwindigkeit V würde gleich der Geschwindigkeit der Schraube C werden.

Tatsächlich ist V gewöhnlich kleiner als C und zwar um den scheinbaren Slip $C - V$.

Der tatsächliche Slip ergibt sich durch Berücksichtigung des Vorstromes. Nehmen wir wieder wie vorher an, daß das Wasser von fester Beschaffenheit sei, sich aber mit der Geschwindigkeit U in Fahrtrichtung des Schiffes bewege, so wäre die Geschwindigkeit des Schiffes relativ zum strömenden Wasser gleich der Geschwindigkeit der Schraube C und ebenfalls gleich $k \cdot V$. Tatsächlich ist $k \cdot V$, wie wir wissen, stets kleiner als C und zwar um den tatsächlichen Slip $C - k \cdot V$.

Die Geschwindigkeit des Vorstromes ist sehr schwer genau zu bestimmen. Sie hängt nicht allein von der Reibung der Wasser-

teilchen untereinander und an der Schiffswand, sondern auch von dem hinter dem Schiffende nachgezogenem Wasser ab. Weiterhin wird die Genauigkeit durch Wellen und die Anwesenheit der Schrauben selbst ungünstig beeinflusst. Der Vorstrom wird um so größer, je stumpfer das Hinterschiff und je größer die Wasserverdrängung des Schiffes wird. Seine Geschwindigkeit ändert sich sowohl in Größe und Richtung mit der Entfernung von der Schiffswand und mit der Wassertiefe.

Der Wert des „Vorstromkoeffizienten“ k ist somit für eine in der Mitte sitzende Schraube nicht derselbe wie für eine äußere und kann in jedem einzelnen Falle nur durch Modellschleppversuche ermittelt werden.

Für irgend ein vorliegendes Modell wird der Vorstromkoeffizient gewöhnlich als nicht ganz konstant gefunden. Er scheint bei Erhöhung der Drehzahl, also mit größer werdendem Slip, etwas an zuwachsen.

4. Kavitation.

Während das Wasser gegen den Propeller fließt, nimmt seine Geschwindigkeit zu und infolgedessen sein Druck ab. Die Beziehung zwischen Druck und Geschwindigkeit findet sich auf Grund des bekannten Bernouillischen Prinzips der Hydraulik. Wir wollen einen Wasserstrom betrachten, der infolge der Saugwirkung der Schraube in nahezu horizontaler Richtung gegen einen ihm zugewendeten kleinen Flächenteil eines Schraubenflügels strömt. Die Anfangsgeschwindigkeit des Wassers ist Null und der Druck auf diese Wasserschicht im Abstände h Meter von der Wasseroberfläche $1025 \cdot h$ kg/qm, wobei 1,025 das spezifische Gewicht des Seewassers ist. Dieser Druck ist natürlich der Überdruck über Atmosphärendruck. Der absolute Druck beträgt dann:

$$1025 \cdot h + 10330 \text{ kg pro qm}$$

und dies ergibt bei $h = 0,5$ m einen absoluten Druck auf die Flüssigkeitsschicht:

$$P = 10843 \text{ kg/qm.}$$

Das Bernouillsche Prinzip besagt nun, daß der Druck im Wasser beim Strömen nach oder durch die Schraube zu Null wird, wenn die folgende Beziehung zwischen der Geschwindigkeit v und dem absoluten Druck besteht:

$$\frac{v^2}{2g} = \frac{P}{1025}$$

und hieraus ergibt sich für diesen Fall eine Grenzggeschwindigkeit:

$$v = 14,4 \text{ m/sk.}$$

Ehe aber v diesen Grenzwert erreichen würde, würde wahrscheinlich ein Verdampfen des Wassers eintreten, so daß in Wirklichkeit diese Grenze nie erreicht werden wird.

5.

Wir können dies auch noch auf andere Weise erklären. Wir fanden, daß in 0,5 Meter Tiefe der absolute Druck 10843 kg/qm oder 1,0843 kg/qcm beträgt. Ist in dieser Tiefe der Propellerdruck größer als dieser Wert, so wird das Wasser nicht hinreichend schnell genug gegen den Propeller fließen können und dadurch wird ein Hohlraum zwischen Schiffsheck und Schraube entstehen. Infolge des bei niederen Drücken eintretenden Verdampfens des Wassers und der Absonderung der im Wasser enthaltenen Luft und anderer Gase, wird der Grenzdruck weniger als 1,0843 at in 0,5 Meter Wassertiefe betragen.

Die Bildung von Hohlräumen zwischen Heck und Propeller nennt man „Kavitation“.

Das Vorhandensein der Kavitation macht sich gewöhnlich durch eine starke Abnahme des Propellerschubes und ein Anwachsen des Slips bemerkbar, sobald die Geschwindigkeit des Schiffes gesteigert wird.

Die Theorie der Kavitation verdanken wir S. W. Barnaby und John Thorneycroft; sodann sind wertvolle experimentelle Untersuchungen hierüber von Barnaby und Parsons angestellt worden.¹⁾

Für die Schrauben des mit Kolbendampfmaschinen ausgerüsteten Zerstörers „Daring“ schlug Barnaby einen Grenzdruck von 0,79 kg pro qcm Projektionsfläche der Schraubenflügel vor; jedoch hat er dargelegt, daß für Turbinenantrieb dieser Wert vergrößert werden müsse. Die Umstände, die hier einen größeren mittleren spezifischen Druck zulassen, sind die folgenden:

1. das gleichförmigere Drehmoment als bei Kolbenmaschinen;
2. ein besseres Verhältnis zwischen Steigung und Durchmesser der Schraube;
3. ein tieferes Eintauchen (größere Tauchung) der Schrauben;
4. breitere Flügelenden der Schrauben, d. h. ein größeres Verhältnis von Projektionsfläche der Flügel zur ganzen Kreisfläche der Schraube und niedrigere Umfangsgeschwindigkeit.

Es erscheint auf jeden Fall nicht ratsam, einen größeren mittleren Druck auf die Projektionsfläche als 0,92 at zugelassen. Die in der Praxis üblichen Drücke sind in Tabelle XXXVI S. 337 gegeben.

6. Schiffswiderstand.

Der Propellerschub, der notwendig ist, um ein in seiner Form gegebenes Schiff mit einer bestimmten Geschwindigkeit anzutreiben, kann mit Hilfe von Modell-Schleppversuchen oder auf Grund von Erfahrungszahlen mit ähnlichen Schiffen erhalten werden. Dies ist aber mehr eine Sache des Schiffbauers als des Maschineningenieurs und wurde aus diesem Grunde nicht in dieses Buch aufgenommen.

¹⁾ S. W. Barnaby, Marine Propellers. 5. Auflage. 1891.

Es soll dagegen gezeigt werden, daß der Widerstand, den ein gezogenes Schiff bietet (wie er durch Schleppversuche im Versuchsbecken gefunden wird), nicht gleich dem Schub ist, der vom Propeller ausgeübt werden muß, um das Schiff mit derselben Geschwindigkeit zu treiben.

Wird ein Schiff oder Schiffsmodell ohne Propeller im Wasser geschleppt, so ist die ausübende Kraft gewöhnlich als „Reibungswiderstand bekannt. Wird dagegen das Schiff durch seine eigene Schraube getrieben, so muß zur Überwindung des Schiffswiderstandes eine größere Kraft aufgewendet werden. Dieser Mehrbetrag wird als „Widerstand nach Abzug des Reibungswiderstandes“ bezeichnet. Man wird sein Vorhandensein verstehen, wenn man bedenkt, daß infolge der Saugwirkung des Propellers eine Zunahme der Wassergeschwindigkeit hinter dem Schiffskörper eintritt, und auch der Druck des Wassers auf das Hinterschiff (in Richtung der Schiffsbewegung) durch die Propellerwirkung vermindert wird.

Der Gesamtwiderstand ist die Summe aus dem Reibungswiderstand und dem Widerstand nach Abzug des Reibungswiderstandes, und ist gleich dem Gesamtschub, den der Propeller ausüben muß, um das Schiff mit gleichmäßiger Geschwindigkeit zu bewegen.

7. Beziehung zwischen Schub und Drehzahl.

Es bezeichne:

P = Gesamtschub in kg in Richtung der Propellerwelle,

n = Umdrehungen pro Minute,

D = Durchmesser der Schraube in m,

H = Steigung der Schraube in m,

V = Geschwindigkeit des Schiffes in Knoten,

$k \cdot V$ = Geschwindigkeit der Schraube relativ zum Vorstrom in Knoten,

C = theoretische Geschwindigkeit der Schraube in Knoten

$$= \frac{n \cdot H \cdot 60}{1852},$$

$C - k \cdot V = s$ = tatsächlicher Slip in Knoten.

Wir können die auf den Propeller ausgeübte Kraft aus der sekundlichen Änderung der Bewegungsgröße berechnen. Die Änderung der Wassergeschwindigkeit ist der tatsächliche Slip und die sekundlich weitergeführte Wassermenge ist die durch die Schraubenflügel bestrichene Fläche multipliziert mit der Axialgeschwindigkeit des Wassers relativ zur Schraube. Hierbei ist aber die Wirkungsweise der Schraube als verlustlos angenommen worden. Um den Verlusten sowohl hinsichtlich der Geschwindigkeitsänderung als auch der sekundlich geförderten Wassermenge Rechnung zu tragen, wollen wir den Schub proportional der sekundlichen Änderung der Bewegungsgröße setzen, wie sie für die verlustlose Schraube gilt. Das heißt, es ist:

$$P = \text{konst. } 1000 \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2 \cdot C \cdot \left(\frac{3600}{1852}\right)^2 \cdot s = \text{konst. } 266 \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2 \cdot C \cdot s$$

worin γ das spezifische Gewicht des Seewassers bezeichnet. Vereinigen wir alle Konstanten, so erhalten wir:

$$P = K \cdot D^2 \cdot C \cdot s = K \cdot D^2 \cdot C \cdot (C - kV) \dots \dots \dots (1)$$

worin K einen Koeffizienten bedeutet, der die Schraubenverluste berücksichtigt. Dieser ist stets kleiner als $266 \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{\pi}{4}$ (d. h. kleiner als 21,85).

Diese Gleichung enthält die beiden Koeffizienten K und k , die auf Grund von Versuchen zu bestimmen sind. Werden die Versuche an Modellen ausgeführt, so ist gewöhnlich zwecks Anwendung auf das wirkliche Schiff eine weitere Korrektur notwendig.

***8.**

Wir können infolgedessen die letzte Gleichung folgendermaßen schreiben:

$$P = K' \cdot K'' \cdot D^2 \cdot C (C - k' \cdot k'' \cdot V),$$

worin k'' der „Vorstromkoeffizient“ ist, wie er sich für den Modellkörper ergibt, und K'' der „Flügelkoeffizient“, wie er sich für die Modellschraube im „offenen Wasser“ (d. h. ohne davorliegendes Schiff) ergibt. K' und k' sind dann die Koeffizienten für den Übergang auf den wirklichen Schiffskörper und für die Berücksichtigung der Einwirkung desselben auf die Schraube. K' und k' hängen von der Art des Schiffes, von der Anordnung und Zahl der Schiffsschrauben ab.

Der Gebrauch einer rationellen Berechnungsmethode wie der obigen ist der allgemein gebrauchten empirischen Beziehung zwischen Drehzahl und Schub durchaus vorzuziehen. Die zuverlässigste Methode ist gerade hier zweifellos die rationellste. Ihre praktische Anwendung wurde durch die Arbeiten von Dr. R. E. Froude bedeutend erleichtert. Dazu ist notwendig, die Werte der eingeführten Koeffizienten genau zu kennen, die nur durch Versuche erlangt werden können.

Das Produkt $k'k''$ ist der Vorstromkoeffizient k für den wirklichen Schiffskörper. Sein angenäherter Wert kann der nächsten Tabelle entnommen werden.

9.

K' ist nicht immer kleiner als 1, wie man auf den ersten Blick erwarten sollte. Hohe Werte für K' sind dem Einflusse großer Nabendurchmesser der Schraube zuzuschreiben. Die von Froude verwendeten Schraubenmodelle hatten sehr kleine Nabendurchmesser. Da wir im allgemeinen die auf Grund seiner Versuche bestimmten Werte für K gebrauchen, so benötigen wir solche Werte für K' , die der Vergrößerung des Nabendurchmessers relativ zum Durchmesser der Schraube Rechnung tragen.

Man hat gefunden, daß eine Vergrößerung des Nabendurchmessers in der Regel einen höheren Wirkungsgrad der Schraube, eine erhöhte Schiffsgeschwindigkeit bei gleicher Antriebsleistung und vor allem höhere Umdrehungszahlen herbeiführt. Dies gilt selbstverständlich unter der Voraussetzung, daß die Vergrößerung des Nabendurchmessers nicht bis zu dem Grade zunimmt, daß hierdurch die wirksame Flügelfläche verkleinert wird. Der Grund für die bessere Wirkungsweise von Schiffsschrauben mit mäßig großen Nabendurchmessern liegt zweifellos in der Tatsache, daß die in der Nähe der Drehachse der Schraube gelegenen Flügelstücke nicht den Betrag an Nutzleistung liefern, der ihrer Geschwindigkeit und dem Wasser gebotenen Widerstande entspricht. Die größere Nabe verdrängt das an dieser Stelle befindliche Wasser und bietet so der Drehung der Schraube einen geringeren Widerstand.

Tabelle XXXIV.
Näherungswerte für k und K' .

Art des Schiffes	k	K'
Linien Schiff und Kreuzer	0,90 bis 0,95	etwa 1,2
Torpedoboote und Zerstörer	0,95 „ 1,0	„ 0,9 bis 0,95

10.

Die Werte für K'' wurden auf Grund der von R. E. Froude erhaltenen neuesten Ergebnisse berechnet¹⁾. K'' erscheint hier als Funktion des Verhältnisses der abgewickelten Fläche zur Kreisfläche und des Verhältnisses von Steigung zu Durchmesser der Schraube $\left(= \frac{H}{D} \right)$. In Wirklichkeit kann es auch in geringem Maße durch einen der verschiedenen Umstände, die die Form der Strömungslinien am Hinterschiff beeinflussen, beeinträchtigt werden.

Tabelle XXXV.
Werte für K'' (nach dem Aufsatz von Froude berechnet).

Breite Flügelenden, drei Flügel .	Verhältnis der abgewickelten Fläche zur Kreisfläche.				
	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80
$\frac{H}{D} = 0,8$	15,10	15,63	16,01	16,33	16,65
„ = 0,9	13,48	13,98	14,30	14,58	14,87
„ = 1,0	12,18	12,61	12,93	13,19	13,47
„ = 1,1	11,11	11,51	11,80	12,04	12,28
„ = 1,2	10,25	10,60	10,88	11,09	11,30

¹⁾ Siehe Trans. Inst. Naval Arch. 1908, Band 50 und die Anmerkung am Ende dieses Kapitels.

In dieser Tabelle ist ebenso wie in Froudes Aufsatz unter der abgewickelten Fläche der Schraube die ganze bis zur Achse fortgesetzte Flügelfläche verstanden. Das Verhältnis von abgewickelter Fläche zur Kreisfläche ist somit in dieser Tabelle größer als das wirkliche und zwar um einen Betrag, der von der Größe des Nabdurchmessers abhängt.

Bevor obige Tabelle gebraucht wird, muß deshalb das wirkliche Flächenverhältnis um einen bestimmten Prozentsatz vergrößert werden. Mittelwerte für diesen Prozentsatz betragen 15 bis 20 v. H., wenn der Nabdurchmesser etwa $0,22 \times$ Schraubendurchmesser und 20 bis 25 v. H., wenn dieser etwa $0,26 \times$ Schraubendurchmesser ist.

11. Rechnungsmethode.

Ist der Gesamtschub bekannt, so kann die erforderliche Propellerfläche aus dem höchst zulässigen Druck pro Quadratcentimeter Flügelfläche gefunden werden, indem man aber stets dabei bedenken muß, daß diese Fläche eher etwas zu groß als zu klein sein darf.

Hat man ein passendes Flächenverhältnis und Breitenverhältnis¹⁾ des Flügels gewählt, so ergibt sich hiermit in Verbindung mit der Form des Flügels der Durchmesser der Schraube.

Eine andere Methode wurde von Speakman²⁾ empfohlen, nach der der Durchmesser mit Hilfe der folgenden Formel bestimmt wird:

$$D = \frac{1}{c} \sqrt{\text{Effektiver Schub in kg}}$$

worin c einen Koeffizienten bedeutet, der von der Art des Schiffes abhängt.

Gleichgiltig welche Methode wir zwecks Berechnung des Durchmessers der Schraube einschlagen, stets können wir so fortfahren, daß wir für das Steigungsverhältnis $\frac{H}{D}$ der Schraube einen passenden Wert annehmen und hierauf die Steigung ermitteln. Dieses Steigungsverhältnis hält sich innerhalb sehr enger Grenzen in Rücksicht auf einen guten Wirkungsgrad der Schraube. Die Erfahrung lehrt, daß für die einzelnen Schiffarten Schrauben mit verschiedenen Steigungsverhältnissen jeweilig am geeignetsten sind.

Schließlich hat man diejenige Drehzahl zu bestimmen, die notwendig ist, um den erforderlichen Schub hervorzubringen. Hierzu bedienen wir uns der Gleichung 1. Dies ist eine quadratische

¹⁾ Siehe Anhang: Geometrie des Schraubenpropellers.

²⁾ Siehe E. M. Speakman, Bestimmung der Hauptabmessungen der Dampfturbine. Trans. Inst. Eng. and Shipbuilders in Scotland, 1905/06. Teil I. S. 21.

Gleichung für n (oder, was dasselbe ist, für C), deren Auflösung folgendermaßen erhalten wird:

$$C = \frac{1}{2} k \cdot V + \sqrt{\frac{P}{KD^2} + (\frac{1}{2} k \cdot V)^2} \dots \dots \dots (2)$$

Der Wert für K ist der Tabelle XXXV in Abschnitt 10 zu entnehmen und kann, wenn es ratsam erscheint, gemäß der Abschnitte 8 und 9 korrigiert werden. Der Wert für k schwankt bei Turbinenschiffen von etwa 0,85 bis 1,00 und liegt für kleinere Schiffe mit hoher Geschwindigkeit, wie Torpedoboote, sehr nahe an 1,00. Zwecks praktischer Anwendung bringen wir Gleichung 2 auf die folgende Form:

$$C = 0,5 k \cdot V + \sqrt{\frac{146 N_s}{K' K'' \cdot D^2 \cdot V} + (0,5 k \cdot V)^2},$$

worin bezeichnet:

D = Durchmesser der Schraube in m,

H = Steigung der Schraube in m,

V = Schiffsgeschwindigkeit in Knoten,

k = Vorstromkoeffizient,

n = Umdrehungen pro Min.,

$C = \frac{n \cdot H \cdot 60}{1852}$ = Geschwindigkeit der Schraube in Knoten,

$N_s = \eta_s \cdot N_e$ = Schiffsleistung in PS,

N_e = Effektivleistung der Turbine in PS,

η_s = Wirkungsgrad der Schraube.

Mitunter sind die Schrauben für eine bestimmte Effektivleistung der Turbinen zu berechnen, anstatt auf Grund des Wellenschubes, der erforderlich ist, um das Schiff mit einer bestimmten Geschwindigkeit zu bewegen. Dies ist augenscheinlich nicht ganz befriedigend. Ist jedoch nur die Effektivleistung der Antriebsturbinen bekannt, so können für die Schiffsleistung folgende Mittelwerte angenommen werden:

Linienfahrer, Kreuzer und Passagier-

dampfer $N_s = 0,55 \cdot N_e$

Torpedobootzerstörer usw. $N_s = 0,52 \cdot N_e$

Beispiel 1. Ein Schiff mit einer effektiven Maschinenleistung von 25 000 PS soll imstande sein, eine Geschwindigkeit von 34 Knoten zu entwickeln. Es besitzt drei Schraubenwellen, die gleiche Leistung und Drehzahl erhalten sollen. Die angenommene Drehzahl ist 750; der scheinbare Schub pro Quadratcentimeter Projektionsfläche der Schraube soll jedoch 0,85 kg/qcm nicht überschreiten, noch die Umfangsgeschwindigkeit u der Flügelenden größer als 70 m/sk werden.

Der scheinbare Schub beträgt:

$$P = \frac{75 \cdot N_e \cdot \eta_s}{0,5144 \cdot V} = 146 \frac{N_e \cdot \eta_s}{V}.$$

Setzen wir $\eta_s = 0,52$, so erhalten wir:

$$P = \frac{146 \cdot 25\,000 \cdot 0,52}{33} = 57\,500 \text{ kg.}$$

$$\begin{aligned} \text{Projektionsfläche der Schraube} &= \frac{57\,500}{0,85}, \\ &= 67\,800 \text{ qcm} \end{aligned}$$

$$\text{oder } \frac{67\,800}{3} = 22\,600 \text{ qcm pro Schraube.}$$

Die Umfangsgeschwindigkeit der Flügelenden ist

$$u = \frac{750}{60} \cdot \pi \cdot D = 70,$$

folglich

$$D = \frac{4200}{750 \cdot \pi} = 1,78 \text{ m.}$$

Wir müssen jetzt berechnen, ob dieser Durchmesser hinreichend ist, so daß die Schraube eine Projektionsfläche von 22 600 qcm ergibt.

Die Kreisfläche für $D = 1,78$ beträgt 24 885 qcm und somit das Verhältnis von Projektionsfläche zu Kreisfläche:

$$\frac{22\,600}{24\,885} = 0,91.$$

Dies ist ein zu hoher Wert, der keinen hinreichend genügenden Platz für die Nabe zuläßt.

Beispiel 2. Für die Angaben des vorigen Beispiels mit der heruntergesetzten Drehzahl von 710 Umdrehungen ist das Verhältnis der Projektionsfläche der Schraube zur Kreisfläche zu ermitteln.

Die Projektionsfläche ist dieselbe wie vorher; jedoch ergibt sich der Durchmesser der Schraube aus der Gleichung:

$$\frac{710}{60} \pi \cdot D = 70,$$

$$D = 1,89 \text{ m,}$$

$$\text{Kreisfläche} = 28\,055 \text{ qcm,}$$

folglich Projektionsflächenverhältnis:

$$= \frac{22\,600}{28\,055} = 0,806.$$

Beispiel 3. Für die Propeller der vorigen Beispiele ist die erforderliche Steigung zu ermitteln, die bei 710 Umdrehungen die verlangte Schiffsleistung ergibt.

Es werde angenommen:

$$k = 0,98; K'' = 13,98; K' = 0,95.$$

Wir gebrauchen hier die Formel:

$$C = 0,5 k \cdot V + \sqrt{\frac{146 N_s}{K' K'' \cdot D^2 \cdot V} + (0,5 k \cdot V)^2}$$

und haben in diese für N_s den auf eine Schraube kommenden dritten Teil der gesamten Schiffsleistung einzusetzen.

Wir erhalten:

$$C = 0,5 \cdot 0,98 \cdot 33 + \sqrt{\frac{146 \cdot 25000 \cdot 0,52}{0,95 \cdot 13,98 \cdot 3 \cdot 1,89^2 \cdot 33} + (0,5 \cdot 0,98 \cdot 33)^2}$$

$$\frac{710 \cdot H \cdot 60}{1852} = 16,16 + \sqrt{405 + 261}$$

$$23,0 H = 41,96$$

$$H = 1,825 \text{ m.}$$

Das Steigungsverhältnis beträgt dann:

$$\frac{H}{D} = \frac{1,825}{1,890} = 0,97.$$

Um eine gewisse Sicherheit zu haben, wollen wir $\frac{H}{D} = 1$ setzen.

Der Ausführung der Schrauben werde dann zugrunde gelegt:

$$H = D = 1,9 \text{ m}$$

oder

$$H = 1,85 \text{ m; } D = 1,9 \text{ m.}$$

12. Geschwindigkeit der Flügelenden.

Es wird im allgemeinen die Ansicht vertreten, daß die Umfangsgeschwindigkeit der Schraube einen bedeutenden Einfluß auf die Kavitation hat, und es ist sicher, daß eine zu hohe Umfangsgeschwindigkeit einen schlechten Wirkungsgrad der Schraube zur Folge haben wird.

Haben wir Durchmesser und Umlaufzahl der Schraube bestimmt, so sollte ihre Umfangsgeschwindigkeit berechnet, und diese mit praktischen Durchschnittswerten verglichen werden. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß in der empfohlenen Rechnungsmethode die Umfangsgeschwindigkeit in einem bestimmten Verhältnis zum Flächenverhältnis steht; und daß eine geeignete Wahl dieses Verhältniswertes gewöhnlich auch zu einem passenden Wert für die Umfangsgeschwindigkeit führt.

Als Anhalt für die Berechnung wurde Tabelle XXXVI aufgestellt, die verschiedene Angaben über Turbinenpropeller enthält, die bewährten praktischen Ausführungen zugrunde gelegt wurden.

Tabelle XXXVI.
Werte für Turbinenpropeller.

Art des Schiffes	Schiffsge- schwindigkeit in Kn.	Anzahl der Propeller	Anzahl der Flügel	Umfangsge- schwindigkeit m/sk	Druck pro qem Projek- tionsfl. kg	$\frac{H}{D}$	Projektionsfl. Kreisfläche	Konstante c d. Formel von d. Speakman
Linienschiffe	21 bis 22	4	3	48	0,78	0,86 bis 0,95	0,45 bis 0,55	55
Kreuzer	25 bis 26	4	3	48 bis 51	0,85	1,0 bis 1,05	0,6	64
Torpedobootzerstörer	27 bis 30	3	3	66 bis 71	0,85	0,86 bis 0,92	0,6 bis 0,7	66
„	33	3	3	71	0,85	1,0 bis 1,04	0,7 bis 0,8	66
Torpedoboote . . .	26	3	3	58	0,85	1,0	0,6 bis 0,7	66
Überseepostdampfer	20 bis 25	3 oder 4	3 oder 4	41 bis 46	0,56	0,9 bis 0,94	0,5 bis 0,6	49 bis 53
Kanaldampfer . . .	18 bis 24	3	3	48 bis 53	0,6 bis 0,67	0,85 bis 0,95	0,5 bis 0,7	55

13. Wirkungsgrad.

Auf Grund der oben gegebenen Rechnungsmethode sind wir in der Lage, die Abmessungen und Umlaufzahl einer Schiffsschraube zu ermitteln, von der man erwarten kann, daß sie einen hinreichend guten Wirkungsgrad ergibt. Es ergeben sich nicht notwendigerweise die dem höchstmöglichen Wirkungsgrad entsprechenden Abmessungen der Schraube.

In der Regel ist eine derartige Schraube nicht erforderlich, sondern eher eine solche, die in Verbindung mit der Antriebsmaschine den bestmöglichen Gesamtwirkungsgrad ergibt.

Haben wir in irgend einem Falle die Abmessungen und die Drehzahl erhalten, so wollen wir auch den Wirkungsgrad der Schraube schätzen können. Wir können dann z. B. eine kleine Abänderung in der Steigung und eine entsprechende Änderung der Drehzahl vornehmen und die Einwirkung auf den Wirkungsgrad verfolgen. Der Wirkungsgrad der Schraube wird in den folgenden Abschnitten behandelt werden. Man darf nicht übersehen, daß ein hinreichend guter Wirkungsgrad mit den gewöhnlich gebräuchlichen Werten für den scheinbaren Slip in engstem Zusammenhange steht. Der scheinbare Slip beträgt etwa 20 v. H. der Schraubengeschwindigkeit für Ozeanschnelldampfer, 25 v. H. für Linienschiffe und 25 bis 28 v. H. für Torpedobootzerstörer.

14. Die „analytische“ Steigung der Schraube.

In den vorhergehenden Abschnitten sind verschiedene unterscheidende Merkmale aufgeführt worden, die den Unterschied zwischen

der Wirkungsweise der verlustlosen oder theoretischen Schraube und der wirklichen ausmachen. Ebenfalls wurden die Abweichungen der an Modellschrauben erhaltenen Ergebnisse von solchen auf Grund von Versuchen an wirklichen Schiffen angegeben.

Ein anderer Punkt, dem man einige Beachtung zuwenden sollte, ist die Erklärung des Steigungsverhältnisses der Schraube.

Bis hierher haben wir jegliches Mißverständnis vermieden, indem wir uns nur mit der Steigung der „wirksamen Flügelfläche“ befaßten und annahmen, daß diese Fläche ein Teil einer theoretischen Schraubenfläche ist. Wir müssen dagegen bedenken, daß bei einem wirklichen Schraubenflügel Vorder- und Rückseite die Wirkungsweise der Schraube beeinflussen. Die Geschwindigkeit des Wassers, in der die Schraube arbeitet, beträgt $V - kV$. Wir wollen die Wirkung der Schraube relativ zu dieser Wassergeschwindigkeit betrachten. Der Propeller bewegt sich durch dieses Wasser mit einer Geschwindigkeit $k \cdot V$. Würde die Schraube eine theoretische Schraubenfläche (unter Vernachlässigung der Materialstärke der Flügel) sein, so würde sie sich lediglich durch das Wasser hindurchschrauben, ohne dasselbe aufzurühren, wenn ihre Umlaufzahl der folgenden Gleichung entsprechen würde.

$$C = \frac{n \cdot H \cdot 60}{1852} = k \cdot V.$$

In diesem Falle würde die Schraube keinen Schub ausüben.

Für $C > k \cdot V$ würde der Schub positiv werden.

Für $C < k \cdot V$ würde der Schub negativ werden.

Die Bedingung $C > k \cdot V$ ist die normale. Die Bedingung $C < k \cdot V$ kommt nur dann vor, wenn das Schiff gezogen oder irgendwie verzögert wird.

Um die geeignete Steigung des Propellers zu finden, könnten wir ihn in Drehung versetzen und mit verschiedenen Geschwindigkeiten vorwärts bewegen, wobei wir die notwendige Zugkraft messen würden. Diejenige Geschwindigkeit V_0 und zugehörige Umlaufzahl n_0 , für die diese Zugkraft zu Null wird, würde dann ein Maß für die Steigung der Schraube bilden, die ohne weiteres aus folgender Gleichung zu berechnen ist:

$$H = \frac{V_0}{n_0} \cdot \frac{1852}{60}$$

Der auf diese Weise gefundene Wert soll die „analytische Steigung“ genannt werden. Für den idealen Fall unendlich dünner Schraubenflügel würde diese analytische Steigung gleich der Steigung der wirklichen Flügelfläche sein.

Für den wirklichen Propeller beträgt jedoch die analytische Steigung etwa das 1,02 fache derjenigen für die wirksame Flügelfläche.

Wir wollen das analytische Steigungsverhältnis mit h bezeichnen, und haben also:

$$h = 1,02 \frac{H}{D}$$

15. Slip und Wirkungsgrad.

Nachdem der Propeller auf Grund der gegebenen Richtlinien berechnet wurde, kann der zu erwartende tatsächliche Slip berechnet werden. Er ist:

$$s = \frac{C - k \cdot V}{C} \cdot 100 \text{ in Prozenten der Schraubengeschwindigkeit.}$$

Sein Wert schwankt zwischen 15 und 27 v. H., jedoch liegt für Turbinenschiffe sein günstigster Wert etwa zwischen 22 und 26 v. H.

Der scheinbare Slip kann ebenso ermittelt werden. Er ist natürlich geringer als der tatsächliche. Die folgende Beziehung findet zuweilen mit Vorteil Anwendung; sie ist direkt aus der Erklärung des tatsächlichen und scheinbaren Slip abgeleitet.

Bedeutet:

S = scheinbarer Slip in Teilen der Schraubengeschwindigkeit C ,
 k = Vorstromkoeffizient (< 1),

dann ist der tatsächliche Slip $s = 1 - (1 - S) \cdot k$.

Ergibt z. B. ein Schiff bei voller Fahrt einen scheinbaren Slip von 0,13 und beträgt der geschätzte mittlere Vorstromkoeffizient 0,94, so beträgt der tatsächliche Slip:

$$\begin{aligned} 1 - (1 - 0,13) \cdot 0,94 &= 1 - 0,87 \cdot 0,94 \\ &= 0,18 \text{ oder } 18 \text{ v. H.} \end{aligned}$$

Wir entnehmen hieraus, daß man mit einem etwas größeren Slip bessere Ergebnisse erzielen wird.

16.

Die theoretische Berechnung des Wirkungsgrades der Schraube ist ziemlich verwickelt und liefert nicht vollkommen befriedigende Resultate. Dennoch wird dieselbe in verschiedenen Abhandlungen über Schiffsantrieb eingehend behandelt, und es sei deshalb zwecks eingehenderen Studiums dieses Gegenstandes auf dieselben verwiesen.

Durch die kürzlich erschienene Arbeit von Froude¹⁾ über Versuche an Modellschrauben sind wir in der Lage, den Wirkungsgrad auf sehr einfache Weise zu schätzen; und die auf diese Weise erhaltenen Werte können für wirkliche Schiffe als annähernd richtig, wenigstens im Verhältnis zueinander gelten.

Froude hat sehr ausführliche Tabellen für die auf Grund von Versuchen ermittelten Wirkungsgrade aufgestellt.

Uns interessieren hier lediglich dreiflüglige Schraubenpropeller mit breiten Flügelenden, für die die Wirkungsgrade unter Voraussetzung eines Verhältnisses von abgewickelter Fläche zur Kreisfläche von 0,45 in der Tabelle XXXVII aufgeführt sind.

¹⁾ Siehe Trans. Inst. N. A. 1908. Band 50. Anhang II Seite 193—5.

Tabelle XXXVII.
Wirkungsgrade.

Tatsächlicher Slip	$h = 0,8$	$h = 0,9$	$h = 1,0$	$h = 1,1$	$h = 1,2$
0,14	0,581	0,609	0,632	0,651	0,667
0,16	0,602	0,630	0,651	0,670	0,685
0,18	0,619	0,646	0,665	0,683	0,690
0,20	0,630	0,655	0,675	0,691	0,703
0,22	0,635	0,660	0,680	0,695	0,706
0,24	0,637	0,660	0,681	0,695	0,706
0,26	0,635	0,658	0,679	0,691	0,701
0,28	0,631	0,653	0,673	0,685	0,695

$$h = \text{„analytisches“ Steigungsverhältnis} = 1,02 \cdot \frac{H}{D}.$$

Ist das Flächenverhältnis größer als 0,45, so sind die obigen Wirkungsgrade um die in der folgenden Tabelle aufgeführten Beträge zu verringern.

Tabelle XXXVIII.
Wirkungsgradverringern.

Flächenverhältnis	$h = 0,8$	$h = 1,0$	$h = 1,2$
0,50	0,010	0,006	0,003
0,60	0,029	0,018	0,009
0,70	0,058	0,036	0,019
0,87	0,096	0,059	0,031

$$h = \text{analytisches Steigungsverhältnis} = 1,02 \cdot \frac{H}{D}.$$

17. Übersichtliche Zusammenfassung der Propellerberechnung.

Im folgenden sei eine kurze Übersicht über den Gang der Berechnung von Schraubenpropellern gegeben.

Bekannte Ausgangsgrößen bei der Berechnung sind gewöhnlich die Schiffsgeschwindigkeit relativ zum Vorstrom $k \cdot V$ und der erforderliche Schub P .

Es bleiben dann vier unbekannte voneinander unabhängige Größen übrig, nämlich die Steigung H , die Umlaufzahl n , der Durchmesser D und das Flächenverhältnis.

Zur Bestimmung dieser vier Größen haben wir die folgenden beiden Beziehungen:

$$P = K \cdot D^2 \cdot C \cdot (C - k \cdot V) \text{ worin } C = \frac{H \cdot n \cdot 60}{1852}.$$

$$P = (\text{zulässiger spez. Flächendruck}) \times (\text{Flächenverhältnis}) \times \frac{D^2 \cdot \pi}{4}.$$

Es sind noch zwei weitere Beziehungen notwendig, die den folgenden drei Ausdrücken entnommen werden können:

$$\frac{H}{D} = \text{Steigungsverhältnis,}$$

$$\frac{C - kV}{C} = \text{Slipverhältnis,}$$

$$\frac{\text{Flügelfläche}}{\frac{D^2 \cdot \pi}{4}} = \text{Flächenverhältnis.}$$

Wir können also willkürlich zwei der folgenden drei Größen auswählen:

1. Steigungsverhältnis,
2. Slipverhältnis,
3. Flächenverhältnis

und erhalten dann ebensoviel Gleichungen wie Unbekannte, so daß die Auflösung ermöglicht wird.

Bei der in den Abschnitten 11 und 12 empfohlenen Rechenmethode wurden die beiden Verhältnisgrößen 1 und 3 ausgewählt. Der Grund hierfür liegt darin, daß dann die Größe K ohne weiteres der Tabelle entnommen werden kann. Wäre die zwecks Bestimmung von K getroffene Wahl nicht notwendig, so würden wir jedenfalls das Slipverhältnis als eine dieser willkürlich ausgewählten Größen mit herangezogen haben.

18. Fortbewegungskoeffizient.

Ist P_0 die erforderliche Kraft (Reibungswiderstand), um das Schiff mit der gegebenen Geschwindigkeit V zu ziehen, so ist die wirkliche durch die Propeller auszuübende Schubkraft:

$$P = P_0 + (\text{Widerstand nach Abzug des Reibungswiderstandes}).$$

Bedeutet N_e = Effektivleistung der Antriebsturbinen in PS, dann dient zur Beurteilung des Propellers als Schiffsantriebsmittel der Quotient:

$$\frac{75 \cdot P_0 \cdot V}{N_e}.$$

Man nennt denselben den „Fortbewegungskoeffizienten“, trotzdem bei Antrieb mit Kolbenmaschinen dieselbe Bezeichnung für den

Quotienten $\frac{75 \cdot P \cdot V}{N_i} = \frac{N_s}{N_i}$ gebräuchlich ist, worin N_i die indizierte Leistung der Kolbenmaschinen bedeutet. Der scheinbare Wirkungsgrad des Propellers beträgt:

$$\eta_s = \frac{75 \cdot P \cdot V}{N_e} = \frac{N_s}{N_e}$$

und die Schiffsleistung (= die von der Schraube geleistete Arbeit):

$$N_s = 75 \cdot P \cdot V$$

wenn P in kg und V in m/sk eingesetzt werden.

19. Ähnlichkeitsgesetz.

Im folgenden soll kurz auf das Ähnlichkeitsgesetz in seiner Anwendung auf ähnliche Schiffe eingegangen werden.

Bedeutet α = lineares Verhältnis zwischen den Abmessungen zweier Schiffe, dann wissen wir, daß z. B. ihre Volumina im Verhältnis α^3 zueinander stehen.

Das Verhältnis der Maschinenleistungen beträgt $\alpha^3 \cdot \sqrt{\alpha}$, wenn dasjenige der Schiffsgeschwindigkeiten $\sqrt{\alpha}$ ist.

Beziehen sich die Indizes 1 und 2 auf zwei ähnliche Schiffe, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} (\text{lineare Abmessungen})_2 &= \alpha \cdot (\text{lineare Abmessungen})_1, \\ (\text{Maschinenleistung})_2 &= \alpha^3 \cdot \sqrt{\alpha} \cdot (\text{Maschinenleistung})_1, \\ V_2 &= \sqrt{\alpha} \cdot V_1, \\ P_2 &= \alpha^3 \cdot P_1, \end{aligned}$$

worin V und P die Schiffsgeschwindigkeiten und Schubkräfte bedeuten. Sollen die Propeller des zweiten Schiffes denselben Wirkungsgrad wie die des ersten ergeben, so müssen wir setzen:

$$\begin{aligned} \text{Durchmesser: } & \dots \dots D_2 = \alpha \cdot D_1, \\ \text{Steigung: } & \dots \dots H_2 = \alpha \cdot H_1, \\ \text{Flügelflächen: } & \dots \dots F_2 = \alpha^2 \cdot F_1, \\ \text{Umdrehungszahlen: } & \dots n_2 = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \cdot n_1. \end{aligned}$$

Hierbei wurde stillschweigend angenommen, daß die Vorstromkoeffizienten, Slipverhältnisse usw. in beiden Fällen dieselben sind.

Bei Anwendung dieses Ähnlichkeitsgesetzes ist es ganz besonders wichtig, stets zu bedenken, daß die Drücke auf die Flächeneinheit der Schraubenflügel im Verhältnis α anwachsen. Befand sich also bei dem ersten Schiffe dieser spezifische Flächendruck in der Nähe seines zulässigen Grenzwertes, so wird bei dem zweiten Schiffe dieser Grenzwert überschritten werden und infolgedessen Kavitationerscheinungen und eine Verringerung der Schiffsgeschwindigkeit und des Wirkungsgrades der Propeller hervorgerufen werden.

Beispiel. Angenommen die Propellerdurchmesser eines Schiffes betragen 2,35 m, die Schiffsgeschwindigkeit 20 Knoten und die Drehzahl 350 Umdrehungen pro Minute. Ein ähnliches Schiff besitze die 1,21fachen linearen Abmessungen des ersten Schiffes. Dann beträgt die Schiffsgeschwindigkeit ($\sqrt{1,21} \cdot 20$) 22 Knoten und die Maschinenleistung muß das ($1,21^3 \cdot \sqrt{1,21}$) 1,95 fache derjenigen

des ersten Schiffes sein. Die Propellerabmessungen des zweiten Schiffes müssen ebenfalls das 1,21 fache derjenigen des ersten Schiffes betragen. Also:

$$\text{Durchmesser} = 1,21 \cdot 2,35 = 2,84 \text{ m,}$$

$$\text{Umlaufzahl} = \frac{350}{\sqrt{1,21}} = 318 \text{ Umdreh./min.}$$

Das Steigungsverhältnis ist dasselbe in beiden Fällen. Der Wert von α ist in diesem Beispiele ein sehr hoher und dürfte für Turbinenschiffe kaum verwendbar sein. Der Grund hierfür ist, daß eine Zunahme des spezifischen Flächendruckes auf die Flügel von 20 v. H. in den seltensten Fällen zu einer genügend sicheren Ausführung der Schraube führen dürfte.

20. Nützliche Formeln.

Wir wollen dieses Kapitel mit einer Aufstellung derjenigen Formeln beschließen, die bei der Propellerberechnung häufig verwendet werden.

Bezeichnet:

V = Schiffsgeschwindigkeit in Knoten,

N_e = Effektivleistung der Antriebsturbinen in PS,

N_s = Schiffsleistung (von den Schiffsschrauben geleistete Arbeit) in PS,

P = Schubkraft in kg.

η_s = Wirkungsgrad der Schraube,

dann haben wir:

$$\eta = \frac{N_s}{N_e},$$

$$P = 145,7 \frac{N_s}{V},$$

$$P = 145,7 \cdot \frac{\eta \cdot N_e}{V},$$

$$P = 80 \cdot \frac{N_e}{V} \text{ für } \eta = 0,55.$$

Anmerkung: Zwischen dem in diesem Kapitel gebrauchten Koeffizienten K'' und dem von Froude gebrauchten Flügelkoeffizient B besteht folgende Beziehung:

$$K'' = \frac{5,01 \cdot (h + 21)}{h} \cdot B,$$

worin:

$$h = 1,02 \cdot \frac{H}{D}$$

17. Kapitel.

Übersetzungsgetriebe für den Schiffsantrieb mit Turbinen.**1. Verschiedene Arten von Übersetzungsgetrieben.**

Unter dem Namen Übersetzungsgetriebe seien alle diese Getriebe verstanden, die den Zweck haben, die Drehzahl der Antriebsmaschinen auf eine niedere für den Propeller geeignete Drehzahl zu übersetzen. Wir können drei Hauptklassen dieser Getriebe unterscheiden.

1. Mechanische Übersetzungsgetriebe, einschließlich der von Parsons und der Westinghouse-Gesellschaft.
2. Hydraulische Übersetzungsgetriebe, wie der Transformator von Föttinger.
3. Elektrische Übersetzungsgetriebe mittels Generatoren und Motoren.

Wir wollen diese verschiedenen Getriebearten in der eben angegebenen Reihenfolge behandeln, die auch im allgemeinen der Größe ihrer Wirkungsgrade entspricht.

Bezüglich der praktischen Verwendung dieser Getriebe in einem gewissen Falle sind zwei Hauptgesichtspunkte maßgebend, die in der Hauptsache von der Art des Schiffes abhängen. So erscheint gegenwärtig für einen Frachtdampfer mit kleiner Geschwindigkeit ein Getriebe zur Verminderung der Drehzahl der Schraubenwelle für den Fall, daß Turbinen eingebaut werden sollen, unbedingt geboten, während bei einem Passagierdampfer oder Kriegsschiff, das mit hoher Geschwindigkeit fährt, die Turbine am besten direkt mit der Propellerwelle gekuppelt wird. Hier wird die Frage der Drehzahlverringerung zu einer Frage des relativen Nutzens, der Anlagekosten, des Gewichtes der Maschinen, des Raumbedarfes und der Betriebssicherheit. Diese beiden Klassen von Schiffen gehen bei kleineren Geschwindigkeiten ineinander über, und wir können dann beide Arten wieder insofern miteinander vergleichen, inwieweit sie sich für den Antrieb mit Turbinen oder Kolbenmaschinen eignen.

2. Notwendigkeit des Übersetzungsgetriebes.

Ohne auch nur länger auf Einzelheiten einzugehen, ist leicht zu verstehen, warum die Dampfturbine zum direkten Antriebe des Propellers langsamfahrender Dampfer ungeeignet ist.

Erstens erfordert die niedrige Geschwindigkeit eine niedrige Drehzahl des Propellers. Zweitens muß bei langsamer Drehzahl der Welle der Durchmesser der Turbine groß sein, wodurch ihr Gewicht sehr bedeutend wird. Drittens werden für eine Turbine mit großem Durchmesser die Schaufelhöhen zu gering ausfallen, wenn der Kraftbedarf nicht sehr viel größer als der hier in Frage kommenden Schiffsarten ist.

Für den erforderlichen Schub sind ein gewisser Propellerdurchmesser und eine gewisse Mindeststeigung desselben notwendig. Der scheinbare Slip beträgt dann:

$$\frac{C - V}{C} = 1 - \frac{V}{C} \left[\text{wobei } C = \frac{n \cdot H \cdot 60}{1852} \right],$$

welcher Wert nicht zu groß ausfallen darf. Hierbei liegen V , H , sowie der Propellerslip fest, wonach sich die Drehzahl n bestimmt.

Hiernach wird für eine Geschwindigkeit $V = 10$ Knoten und einen Slip von 10 v. H. $C = 11,11$ und für ein Slip von 20. v. H. $C = 12,5$ Knoten.

Ist $H = 4,0$ m, so ergeben sich hieraus 86 bzw. 96 Umdrehungen pro Minute.

Die Beziehung zwischen der Umfangsgeschwindigkeit der Schaufeln und der Drehzahl gibt folgende Gleichung:

$$u = \frac{\pi \cdot D \cdot n}{60},$$

und da die Turbine ein sehr hohes u fordert, so wird hiermit das Produkt $D \cdot n$ festgelegt. Da aber der Maximalwert von n durch den Propeller festliegt, so ist demnach der kleinstmögliche Durchmesser bestimmt.

So ergibt sich für $n = 100$ und $u = 25$ m/sk, $D = \frac{15}{\pi} \sim 5$ m.

Die Schaufelhöhe in irgend einer Expansionsstufe ergibt sich aus der Gleichung:

$$\pi \cdot D \cdot h \cdot c_a = G \cdot v.$$

Da c_a und v ganz bestimmte Werte haben, so sehen wir ohne weiteres, daß für ein im Verhältnis zu G ungewöhnlich großes D , h ungewöhnlich klein werden wird.

In obigem Beispiel mit $u = 25$ m/sk und $D = \frac{15}{\pi}$ m wollen wir $c_a = 25$ m/sk und das durch die erste Schaufelreihe sekundlich hindurchgehende Gesamtvolumen des Dampfes $G \cdot v = 0,45$ cbm annehmen. Dann ist:

$$h = \frac{0,45}{15 \cdot 25} = 0,0012 \text{ m} = 1,2 \text{ mm}.$$

Hiernach ist ohne weiteres einleuchtend, daß diese Ausführung unmöglich ist.

3. Mechanische Übersetzungsgetriebe.

Die Verringerung der Turbinendrehzahl mit Hilfe von Zahnradern ist keineswegs neueren Ursprungs. Einfache und doppelte Schraubenrädernetriebe finden bei der ältesten Dampfturbine von De Laval Verwendung. Obgleich hier die zu übertragende Kraft für gewöhnlich gering ist, so besteht doch eine beständige Zunahme in

bezug auf die Größe dieser Turbinen. Die größte bis jetzt erbaute De Laval-Turbine besitzt eine Leistung von 450 PS. Die Übersetzungsgetriebe arbeiten in hohem Grade zufriedenstellend und äußerst wirtschaftlich. Die Schiffsmaschineningenieure haben eine sehr natürliche Abneigung gegen die Einführung derartiger Getriebe, die ihnen nur gewonnen werden kann, wenn Beispiele von Schiffen vorliegen, die mit diesen Getrieben jahrelang zufriedenstellend und ohne Ausbrechen von Zähnen gearbeitet haben. Gegenwärtig haben wir keine Erfahrung für Ausbesserungsarbeiten von Getrieben auf See; jedoch ist dies nur einer der vielen Punkte, über die praktische Erfahrungen gesammelt werden müßten.

Moderne Schraubenrädergetriebe mit kleiner Teilung sollten nicht zusammen mit den gewöhnlichen älteren Zahnradern arbeiten. Die Forderungen in bezug auf geräuschloses, glattes Arbeiten, Betriebssicherheit und Widerstandsfähigkeit ergeben hier ganz andere Gesichtspunkte für Entwurf und Berechnung als bei den Getrieben der älteren unbearbeiteten gußeisernen Zahnradern.

Während der letzten Jahre sind große Versuche in zweifacher Hinsicht angestellt worden. Die ersteren erstreckten sich auf die Auffindung eines geeigneten Materials und ergaben einen hochwertigen Stahl, der gleichzeitig große Festigkeit, Elastizität und Zuverlässigkeit besitzt und sich nur in sehr geringem Maße abnützt. Der Chrom-Nickelstahl ist eine von diesen besonders geeigneten Legierungen.

Die letzteren bestanden in Versuchen mit Bearbeitungsmethoden der Zähne, deren Genauigkeitsgrad als Hauptbedingung für ein zuverlässiges Arbeiten kaum zu hoch veranschlagt werden kann.

4. Wirkungsgrad und geräuschloses Arbeiten.

Es ist von höchster Bedeutung, sowohl als Geräusch als auch die Abnutzung der Zähne auf ein Minimum zu beschränken. Dies kann nur durch unbedingte Vermeidung jeglichen Spiels zwischen den Zähnen erreicht werden. Bei Anwendung der Getriebe für Schiffsturbinen wird eine große Geschwindigkeit auf dem Teilkreise notwendig, und diese trägt sehr zu einer Vergrößerung der schlechten Einwirkungen jeglichen Zahnspiels bei. Um dieses Spiel und damit ein ruckweises Arbeiten zu beseitigen, muß die Geschwindigkeit eine gleichförmige sein, die Zähne auf der Fräsmaschine genau bearbeitet werden, so daß die Zähne des einen Rades ohne Spiel in die Zahn-lücken des anderen Rades passen. Zur Erreichung einer gleichmäßigen Geschwindigkeit ist die erste Bedingung, daß die treibende Welle eine gleichmäßige Geschwindigkeit besitzt. Die zweite Bedingung besteht darin, daß die Teilung der Zähne mit großer Genauigkeit ausgeführt wird. Für Schraubenräder mag das genügen; jedoch ist es wünschenswert, daß die Teilung klein und die Zahnzahl groß ist. Um ein genaues Arbeiten der Zahnflanken aufeinander zu erreichen, muß die Normale auf den Zahnflanken im jeweiligen Be-

rührungspunkte stets durch den Schnittpunkt der Zentralen mit den Teilkreisen gehen.

Es gibt verschiedene Zahnformen, die dieser letzten Bedingung genügen, doch ist für unseren Zweck die Evolventenverzahnung von größter Bedeutung, und deshalb wollen wir unsere Aufmerksamkeit nur dieser Verzahnung zuwenden.

Die Erfahrung lehrt, daß wir bei diesen Getrieben gewöhnlich nicht mehr als 1,5 bis 2 v. H. Verlust haben.

5. Allgemeine Beziehungen und Abmessungen von Zahnrädern.

Wenn zwei Zahnräder miteinander arbeiten, so muß die Geschwindigkeit auf dem Teilkreise bei beiden dieselbe sein.

Sind:

R_1, R_2 = die Teilkreishalbmesser der beiden Zahnräder,
 n_1, n_2 = die zugehörigen Umdrehungszahlen,

so ist die Geschwindigkeit auf dem Teilkreise

$$= 2\pi \cdot R_1 \cdot n_1 = 2\pi \cdot R_2 \cdot n_2$$

und mithin verhält sich:

$$n_1 : n_2 = R_2 : R_1,$$

d. h. die Umdrehungszahlen der Zahnräder verhalten sich umgekehrt wie ihre Teilkreishalb- oder Durchmesser. In der folgenden Tabelle sind übliche Abmessungen von Zähnen zusammengestellt:

Tabelle XXXIX.

	Kurze Evolventenzähne	Zähne der Firma Brown & Sharpe	Gewöhl. Stirnräderverzahnung	In Deutschland meist übliche Abmessungen
Teilung (gemessen als Bogen auf dem Teilkreise)	t	t	t	t
Zahnstärke	0,50 t	0,50 t	0,50 t	$\frac{39}{80}$ bis 0,5 t
Kopfhöhe	0,25 t	0,318 t	0,36 t	0,3 t
Fußhöhe	0,30 t	0,368 t	0,44 t	0,4 t
Gesamte Zahnhöhe (Zahnlänge)	0,55 t	0,686 t	0,80 t	0,7 t

Die kleinste in der Praxis gebräuchliche Zahnlänge beträgt 0,45 t .

Da die Teilung multipliziert mit der Zähnezahl gleich dem Umfang des Teilkreises ist, so muß die Teilung naturgemäß ein bestimmter ganzzahliger Teil des Umfangs betragen. Damit sich für den Teilkreishalbmesser R und ebenso für den Achsenabstand der beiden Räder ein rundes Maß ergibt, wählt man die Teilung t gewöhnlich als ein bestimmtes Vielfaches von π .

Ist z die Zähnezahzahl eines Rades, so ist:

$$2\pi \cdot R = z \cdot t$$

$$2R = z \cdot \frac{t}{\pi} = z \cdot m.$$

Man nennt $m = \frac{t}{\pi}$ den Modul der Teilung.

In der folgenden Tabelle sind für einen bestimmten Modul die Zahnabmessungen der Zahnradfabrik Fr. Stolzenberg & Co. angegeben.

Tabelle XL.

Stirnräder mit gefrästen Zähnen von Friedrich Stolzenberg & Co.
in Berlin-Reinickendorf.

Modul m	1	1,25	1,5	1,75	2	2,25	2,5	2,75	3	3,25	3,5	3,75
Teilung = πm in mm	3,14	3,93	4,71	5,50	6,28	7,07	7,85	8,64	9,42	10,21	11,00	11,78
Zahnhöhe l in mm .	2,17	2,71	3,25	3,79	4,33	4,87	5,42	5,96	6,50	7,04	7,58	8,13
Modul m	4	4,25	4,5	4,75	5	5,25	5,5	5,75	6	6,25	6,5	7
Teilung = πm in mm	12,57	13,35	14,14	14,92	15,71	16,49	17,28	18,06	18,85	19,64	20,42	21,99
Zahnhöhe l in mm .	8,67	9,21	9,75	10,29	10,83	11,38	11,92	12,46	13,00	13,54	14,08	15,17
Modul m	7,5	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
Teilung = πm in mm	23,56	25,13	28,27	31,42	34,56	37,70	40,84	43,98	47,12	50,27	53,41	56,55
Zahnhöhe l in mm .	16,25	17,32	19,50	21,67	23,83	26,00	28,17	30,33	32,50	34,67	36,83	39,00

Die Zähne der vorstehenden Stirnräder sind nach der gewöhnlichen Evolventenverzahnung ausgeführt. Die Zahnstärke beträgt $0,5 t$. Der Zahnkopf ist $m = t : \pi$ mm hoch. Teilkreisdurchmesser $2r = zm$ in mm.

Beispiel: In dem später zu beschreibenden Zwischengetriebe der Westinghouse-Gesellschaft beträgt die Teilung 10π mm und die Zähnezahzahl 35 bzw. 176. Wie groß sind die Teilkreishalbmesser?

Hier ist $m = 10$

und $2R_1 = z_1 \cdot m = 350$ mm, folglich $R_1 = 175$ mm,
 $2R_2 = z_2 \cdot m = 1760$ „ „ $R_2 = 880$ „ „ .

6. Stirnräder mit schrägen Zähnen (Pfeilräder).

Bei derartigen Rädern sitzen die Zähne schraubenförmig auf dem Grundzylinder. In Fig. 147 stellt $KLMN$ die abgewinkelte Mantelfläche eines Zylinders vom Durchmesser $2R$ (gleich dem Durchmesser des Teilkreises) dar. Die Breite des Rades gibt die Strecke b an.

OO ist die Radachse und β der Steigungswinkel der Schraubengänge.

Sodann ist die Ganghöhe der Schraube oder Schnecke:

$$h = 2 R \pi \operatorname{tg} \beta$$

und die Breite eines Zahnes:

$$AB = \frac{b}{\sin \beta}$$

$CDEF$ zeigt die Schnecke in der Ansicht. GH ist ein halber Schraubengang, der in der gewöhnlichen Weise geometrisch konstruiert wurde.

Durch die schwarz markierten Streifen soll die Lage der Zähne des anderen Rades gekennzeichnet werden, die sich mit dem hier abgebildeten Rade gerade im Eingriff befinden. Legen wir einen Schnitt XX durch das Rad hindurch, so erhalten wir die bei Q abgebildete gewöhnliche Verzahnung.

Es ist somit klar, daß sich die Berührung der Zähne nicht lediglich auf die Zahnköpfe beschränkt, sondern daß auch alle anderen Zahnteile an der Arbeit beteiligt sind. Allgemein gilt, daß wenn in dem einen Schnitt gerade der Zahnkopf in Eingriff kommt, in einem anderen Schnitt das am Teilkreise gelegene Flankenstück desselben Zahnes sich im Eingriff befindet. Da nur ein sehr geringer Bruchteil der zu übertragenden Kraft durch die Zahnköpfe übertragen wird, erklärt sich die große Widerstandsfähigkeit dieser Räder.

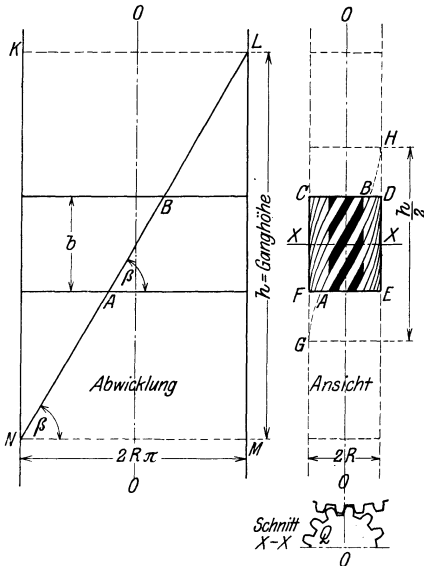


Fig. 147. Stirnrad mit schrägen Zähnen.

Räder mit Winkelzähnen oder Pfeilräder bestehen lediglich aus zwei aneinandergesetzten einfachen Rädern mit schrägen Zähnen, deren Zähne entgegengesetzte Neigungswinkel zur Radachse bilden. Bei diesen Rädern heben sich die Axialkomponenten der Zahndrücke gegenseitig auf.

7. Evolverten-Verzahnung.

Die Verzahnungsart, die sich für Zwischengetriebe zweifellos am meisten eignet, ist die Evolvertenverzahnung. Sie besitzt die folgenden bedeutenden Vorteile:

1. Bei gleicher Teilung ist der Fuß des Evolvertenzahnes stärker als der des Zyklidenzahnes.
2. Alle Evolvertenräder mit gleicher Teilung sind Satzräder, d. h. sie arbeiten richtig miteinander.

3. Evolventenräder gestatten eine geringe Änderung der Achsenentfernung (wie sie z. B. durch Abnutzung der Wellenzapfen oder Lagerschalen entsteht), ohne daß ein schlechteres Arbeiten der Zähne herbeigeführt wird.

In Fig. 148 sind T_1 und T_2 die Teilkreise des treibenden bzw. des getriebenen Rades. Die zugehörigen Teilkreishalbmesser sind R_1 und R_2 . Die Grundkreise G_1 und G_2 vom Halbmesser r_1 bezüglich r_2 werden zur Konstruktion der Zahnflanken benutzt. Zieht man die Gerade $n_1 n_2$ als Tangente an beide Grundkreise, so gilt folgendes:

1. Sollen die Grundkreise für die Evolventenverzahnung geeignet sein, so muß ihre gemeinschaftliche Tangente $n_1 n_2$ die Zentrallinie im Berührungspunkt o der beiden Teilkreise schneiden.

2. Befindet sich ein Zahnepaar im Eingriff, so müssen ihre gemeinsamen Normalen im Berührungspunkte mit der Geraden $n_1 n_2$ zusammenfallen; (unter Vernachlässigung des geringen Reibungsbetrages gut geölter Zähne folgt hieraus, daß der Zahndruck in Richtung $n_1 n_2$ verläuft).

3. Jeder Zahnfuß des treibenden Rades kommt in Eingriff mit einem Zahnkopf des getriebenen Rades; diese Berührungspunkte der beiderseitigen Zahnflanken werden sich auf der Geraden von n_1 bis o fortbewegen.

4. Während die Räder sich drehen, findet ein relatives Gleiten der Zähne aufeinander statt, jedoch werden die zusammenarbeitenden Punkte zweier Zahnflanken stets auf der Geraden $n_1 n_2$ liegen.

5. Die größtmögliche Länge der Eingriffslinie ist $n_1 n_2$ (gewöhnlich wird bei Zahnrädern nur ein Teil dieser Strecke benutzt).

6. Der Winkel α , unter dem die Eingriffslinie zur Zentralen geneigt ist, muß stets kleiner als 90° sein und wird meistens zu 75° gewählt.

7. Aus der Figur folgt:

$$\begin{aligned} r_1 &= R_1 \cdot \sin \alpha \\ r_2 &= R_2 \cdot \sin \alpha \\ \frac{R_1}{R_2} &= \frac{r_1}{r_2} = \frac{n_1 o}{n_2 o} \end{aligned}$$

8. Eingriffbogen.

In Fig. 149 ist $n_1 n_2$ wiederum die gemeinschaftliche Tangente an die Grundkreise. Es sei $f_1 f_2$ dasjenige Stück dieser Tangente, das als Eingriffsstrecke benutzt wird. Eine Zahnflanke des treibenden Rades stellt $g_1 f_1$, und eine solche des getriebenen Rades $g_2 f_2$ dar.

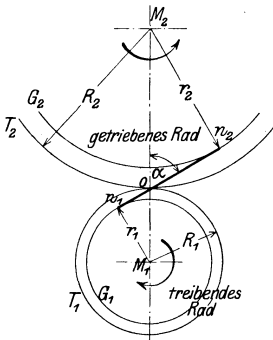


Fig. 148.
Evolventenverzahnung.

Der Bogen auf dem Teilkreise, um den sich das treibende Rad dreht, von Beginn bis Ende des Eingriffes eines Zahnepaares wird „Eingriffbogen“ genannt. Die Eingriffbogen der beiden Räder sind hier $g_1 o e_2$ und $e_1 o g_2$. Mit Bezug auf die Zahnflanken $e_1 f_1$ und $e_2 f_2$ sei erwähnt, daß ihre Punkte g_1, e_1 im Zentralpunkte o zur Berührung kommen und dann nach e_2 bezüglich g_2 weiterwandern.

$$\begin{aligned} \text{arc } o g_1 &= \text{arc } o e_1 \\ \text{arc } o g_2 &= \text{arc } o e_2, \end{aligned}$$

folglich

$$\text{arc } e_1 o g_2 = \text{arc } g_1 o e_2$$

d. h. die Eingriffbogen beider Räder sind einander gleich.

Kommt ein Zahnepaar genau in dem Augenblick zum Ausgriff, wenn das nächste zum Eingriff kommt, so muß der Eingriffbogen gleich der Teilung sein.

9. Anzahl der in gleichzeitigem Eingriff befindlichen Zähne.

Um sicher zu sein, daß wenigstens ein Zahnepaar jeweilig im Eingriff ist, wird der Eingriffbogen gewöhnlich etwas größer als die Teilung gemacht. Will man wenigstens zwei Zahnepaare in gleichzeitigem Eingriff miteinander haben, so sollte der Eingriffbogen etwas größer als die doppelte Teilung gemacht werden usw.

Hier wollen wir dagegen dem Unterschiede zwischen gewöhnlichen Stirnrädern und solchen mit schrägen Zähnen hinsichtlich der Notwendigkeit Beachtung schenken, ob ein oder mehrere Zahnepaare jeweilig im Eingriff sein müssen. Bei gewöhnlichen Stirnrädern ist für ein glattes Arbeiten unbedingt erforderlich, daß stets wenigstens ein Zahnepaar sich im Eingriff befindet.

Bei Schraubenrädern mit großer Zahnweite ist dies für jeden Schnitt des Rades nicht unbedingt notwendig. Bei Betrachtung der Fig. 147 sieht man, daß im Mittelschnitt sich stets mehrere Zahnepaare in gleichzeitigem Eingriff befinden, und somit für alle Größen von Eingriffbogen ein gleichmäßiges Arbeiten gewährleistet wird. Hier besteht nur die Bedingung, daß in jedem Schnitt wenigstens ein oder zwei Zahnepaare stets in gleichzeitigem Eingriff sein müssen, wodurch der Zahndruck besser verteilt und die Zähne infolgedessen geringer beansprucht werden. Es ist klar, daß durch Verringerung der Zahnhöhe die Festigkeit der Zähne gesteigert werden kann. Dem steht aber wiederum entgegen, daß mit der Zahnhöhe gleichzeitig auch die Größe des Eingriffbogens abnimmt.

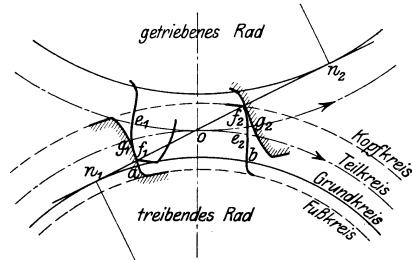


Fig. 149. Eingriffbogen.

10. Kopf- und Fußkreis.

Schlagen wir um den Mittelpunkt des treibenden Rades durch f_2 einen Kreis (Fig. 149), so erhalten wir den „Kopfkreis“. Die Entfernung zwischen diesem und dem konzentrischen Teilkreise ergibt die Höhe des Zahnkopfes. Der „Fußkreis“ kommt innerhalb des Teilkreises zu liegen und zwar so, daß er zwischen sich und den Kopffenden der Zähne des anderen Rades einen kleinen Spielraum läßt.

Auf ähnliche Weise werden Kopf- und Fußkreis des getriebenen Rades gefunden; ersterer muß durch den Punkt f_1 gehen. Der zwischen Grund- und Kopfkreis gelegene Teil der Zahnflanken wird durch Abwälzen der Geraden $f_1 f_2$ auf den beiden Grundkreisen erzeugt. Die Teile der Zahnflanken innerhalb der Grundkreise können radial verlaufen und mit einer Abrundung in den Fußkreis übergeführt werden. Da aber der Zahnfuß der am meisten beanspruchte Teil der Zähne ist, so sollte er so stark wie möglich gemacht werden, natürlich unter der Bedingung, daß für die Zahnköpfe des anderen Rades genügend Platz verbleiben muß. Da eine Zahnflanke des einen Rades mit einer entsprechenden Zahnflanke des anderen arbeitet, so versteht man unter dem Gleiten den Längenunterschied dieser aufeinander arbeitenden Zahnflanken. Durch Vergrößerung der Kopfhöhe der Zähne wird das Gleiten vergrößert, so daß man besonders bei Schraubenrädern besser die Zahnbreite als die Zahnhöhe vergrößert. Auf diese Weise wird der Zahndruck gleichmäßiger verteilt, und gleichzeitig das auf die Zähne wirkende Biegemoment verringert.

11. Länge der Eingriffstrecke.

Häufig muß man bei der Konstruktion zu einem gegebenen Eingriffbogen die Länge der Eingriffstrecke finden.

Mit Bezug auf Fig. 149 ist:

$$n_1 f_2 = n_1 b$$

und ebenso

$$n_1 a = n_1 f_1,$$

folglich

$$ab = f_1 f_2.$$

Ferner ist:

$$g_1 e_2 = \frac{R_1}{r_1} \cdot ab = \frac{R_1}{r_1} \cdot f_1 f_2$$

worin R_1 und r_1 der Radius des Teilkreises beziehungsweise der des Grundkreises ist. Also ist:

Länge des Eingriffbogens = $\frac{R}{r} \times$ Länge der Eingriffstrecke, da das

Verhältnis $\frac{R}{r}$ und die Länge der Eingriffstrecke bei beiden Rädern gleich sind.

12. Beziehung zwischen der zu übertragenden Leistung und dem Zahndruck.

Es bedeute:

R = Teilkreishalbmesser in cm,

b = Radbreite in cm,

N = die zu übertragende Leistung in PS,

n = die minutliche Umlaufzahl des Rades,

V = die Geschwindigkeit am Umfang des Teilkreises in m/sk,

T = die am Umfang des Teilkreises wirkende Tangentialkraft in kg,

P = der Zahndruck normal zur Zahnflanke in kg.

Dann ist:

$$V = \frac{\pi \cdot R \cdot n}{3000} \text{ m/sk}$$

$$N = \frac{\pi \cdot R \cdot n \cdot T}{3000 \cdot 75} = \frac{V \cdot T}{75}$$

folglich

$$T = \frac{225\,000 \cdot N}{\pi \cdot R \cdot n} = \frac{75 N}{V}$$

Die Tangentialkraft pro cm Radbreite beträgt:

$$\frac{T}{b}$$

wenn aber jeweilig z Zähnepaare in jedem Schnitt des Rades im Eingriff sind, so beträgt die Tangentialkraft pro Zahn und cm Radbreite:

$$\frac{T}{z \cdot b} \dots \dots \dots (1)$$

Stehen die Zähne des Schraubenrades unter einem Winkel $90^\circ - \beta$ zur Radachse geneigt (s. Fig. 147), dann beträgt die Breite jedes Zahnes

$\frac{b}{\sin \beta}$ und die Tangentialkraft pro cm Zahnbreite:

$$\frac{T \cdot \sin \beta}{z \cdot b}$$

Da die Tangentialkraft T nur ein Komponente des normal auf die Zahnflanken wirkenden Zahndruckes P ist, so ist (gemäß Fig. 147):

$$P = \frac{T}{\sin \beta}$$

und mithin die Normalkraft pro cm Zahnbreite:

$$\frac{P \cdot \sin \beta}{z \cdot b} = \frac{T}{z \cdot b}$$

wie in Gleichung 1.

Folglich ist die Normalkraft pro cm Zahnbreite gleich der Tangentialkraft pro Zahn und cm Radbreite.

Beispiel: Die Breite der Doppelschraubenräder des Westinghousegetriebes in Fig. 152 beträgt 100 cm und der Durchmesser des Teil-

kreises des Schraubenrades 36 cm. Wie groß ist die Normalkraft pro cm Zahnbreite des Schraubenrades, wenn 6000 PS bei 1500 Umdrehungen übertragen werden.

Es ist:

$$V = \frac{\pi \cdot R \cdot n}{3000} = \frac{\pi \cdot 18 \cdot 1500}{3000} = 28,3 \text{ m/sk}$$

$$T = \frac{75 \cdot 6000}{28,3} = 16\,000 \text{ kg.}$$

Da jeweilig zwei Zähnpaare miteinander im Eingriff sind [$z = 2$], so beträgt die Normalkraft pro cm Zahnbreite:

$$\frac{T}{z \cdot b} = \frac{16\,000}{2 \cdot 100} = 80 \text{ kg.}$$

13. Beispiel für ein mechanisches Zwischengetriebe.

Ein Zwischengetriebe zur Verringerung der Drehzahl der Propellerwelle wurde von der Turbinia-A.-G. in den Fracht-Dampfer „Vespasian“ eingebaut¹⁾. Hier handelt es sich um einen gewöhnlichen Frachtdampfer mit der geringen Geschwindigkeit von etwa 10 Knoten bei einer Maschinenleistung von etwa 1000 PS und einer Wasserverdrängung von 4350 t.

Die Abmessungen des Schiffes selbst sind die folgenden:

Länge zwischen den Perpendikeln	= 84	m
Breite	= 11,82	„
Seitenhöhe	= 6,45	„
mittl. Tiefgang	= 5,99	„

Die Antriebsmaschine war ursprünglich eine Dreifach-Expansionskolbenmaschine. In dem schon erwähnten Aufsätze wurde eine Reihe von Versuchen mit dieser Maschinenanlage abgedruckt, die bei Vollast 70 Umdrehungen pro Minute machte.

Die Kolbenmaschine wurde durch eine Turbinenanlage mit nebeneinander aufgestellter H.-D.- und N.-D.-Turbine ersetzt, von denen die letztere außerdem die Rückwärtstrommel enthält. Die Anordnung stellt die Fig. 150 schematisch dar. Ein neuartiger Kondensator von 108 qm Kühlfläche und ein Hilfskondensator wurden verwendet. Das Pfeilrädergetriebe besteht aus einem gußeisernen Zylinder, auf den 2 Stahlreifen aufgeschumpft sind. Die Hauptabmessungen des Getriebes sind die folgenden:

Teilkreisdurchmesser des Stirnrades	= 2527	mm
Zähnezahl	= 398	„
Teilung	= 19,95	„
Radbreite	= 610	„
Neigung der Zähne zur Radachse	= 20°	

¹⁾ S. Vortrag von C. A. Parsons Inst. N. A. 18. März 1910.

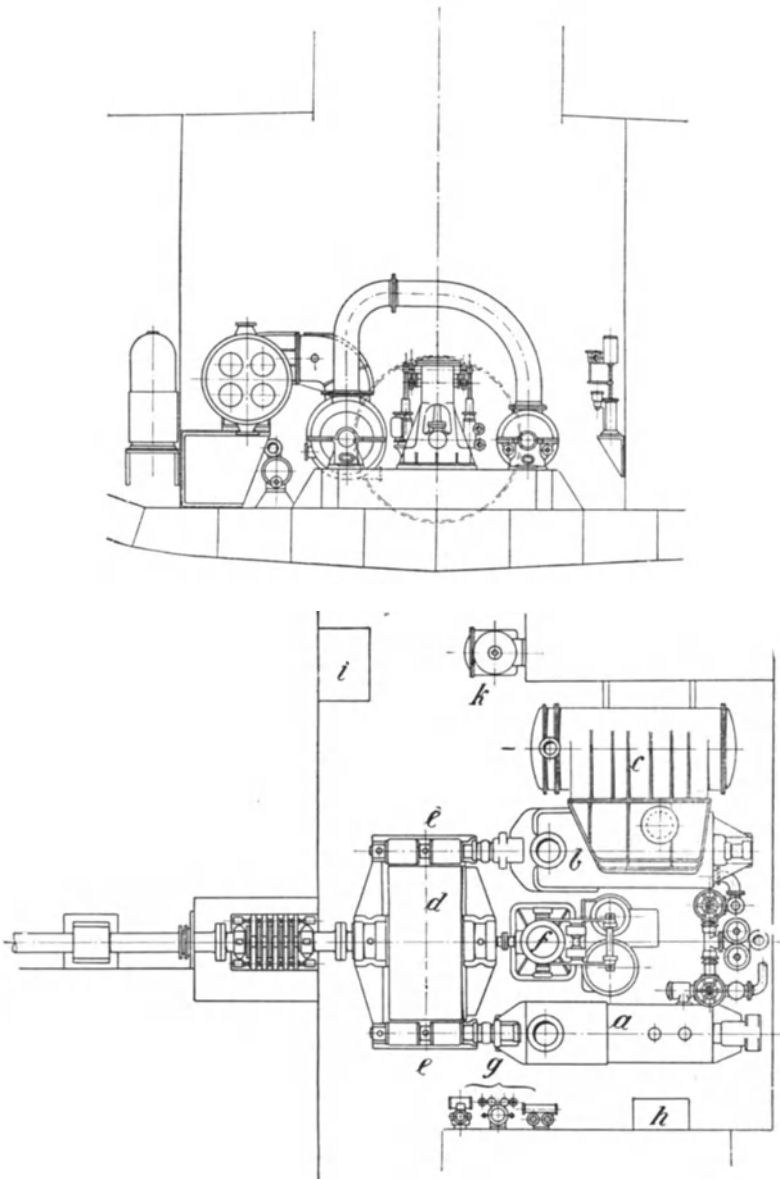


Fig. 150. Anordnung der Turbinen und des Zwischengetriebes des „Vespasian“

Die aus den Antriebswellen herausgearbeiteten Ritzel (Trieblinge) bestehen aus Chromnickel-Stahl (später Spezialstahl) und sind mittels biegsamer Kupplungen mit den Turbinenwellen verbunden. Sie besitzen die folgenden Abmessungen:

	H.-D.	N.-D.
Teilkreisdurchmesser =	127 mm	190 mm
Zähnezahl =	20	30
Teilung =	19,95 mm	19,95 mm

Das Übersetzungsverhältnis beträgt somit 19,9:1 für die H.-D.-Turbinen und 13,3:1 für die N.-D.-Turbinen; also werden die 1450 bzw. 970 minutlichen Umdrehungen der Turbinen auf etwa 78 Umdrehungen für den Propeller übertragen.

Alle Lager des Zwischengetriebes sind mit gewöhnlicher Druckölschmierung versehen, und die Zähne werden durch ein mit verschiedenen Anbohrungen versehenes Spritzrohr geschmiert, das über die ganze Breite des Radkörpers geleitet wird.

Das große Getrieberad ist direkt mit der Propellerwelle gekuppelt, während der gesamte Propellerschub durch ein hinter dem Zwischengetriebe eingeschaltetes Drucklager aufgenommen wird. Die Turbinen sind deshalb wie Landturbinen ausgeführt und in axialer Richtung nur gegen den Dampfdruck ausgeglichen.

Die Abmessungen der Turbinen sind:

H.-D. Länge	3,96 m,
Durchmesser	915 mm,
N.-D. Länge	3,8 m,
Durchmesser	1168 mm.

Die Luft-, Umlauf-, Speise- und Lenzpumpen sind ähnlicher Konstruktion wie die für Frachtdampfer und werden von einer am vorderen Ende der mittleren Getriebewelle aufgesetzten Kurbel und Schubstange aus angetrieben.

Das Gewicht des Zwischengetriebes betrug etwa 75 t, während die ursprüngliche Kolbenmaschinenanlage um etwa 100 t schwerer war als die Turbinenanlage.

14. Versuchsergebnisse des „Vespasian“.

Die im Folgenden zusammengestellten Versuchsergebnisse wurden bei Betrieb mit Turbinen und mit dem mechanischen Zwischengetriebe erhalten:

Tabelle XLI.

Geschwindigkeit in Knoten	8,40	9,56	10,50	10,66
Umdrehungen pro Minute	56,5	65,0	71,3	73,3
Kesselüberdruck in at	10,2	10,1	9,8	10,2
Eintritt H.-D. in at	4,22	6,04	7,74	8,51
Eintritt N.-D. in at	1,07	0,88	0,50	0,39
Vakuum { in cm Q.-S.	73,4	73,4	73,1	72,6
{ in v. H.	96,3	96,3	95,9	95,3
Effektivleistung in PS	462	750	994	110
Dampfverbrauch der Turbinen in kg pro PS _e und Std.	8,91	7,26	6,61	6,40
Dampfverbrauch für alle Zwecke in kg pro PS _e und Std.	9,52	7,64	6,90	6,69

Der vierflügelige Propeller, der derselbe wie bei Betrieb mit Kolbenmaschinen geblieben war, hat folgende Abmessungen:

- Material Festes Gußeisen,
- Durchmesser 4,27 m,
- Steigung 4,98 m,
- Abgewickelte Fläche der Flügel 6,51 qm.

Die erforderlichen Leistungen, um das Schiff mit verschiedenen Geschwindigkeiten zu treiben, wurden durch Schleppversuche mit einem Modell gefunden, das im Maßstab 1 : 32 angefertigt worden war.

In der folgenden Tabelle sind die Propellerergebnisse aufgeführt:

Tabelle XLII.

Geschwindigkeit in Knoten . .	8,40	9,56	10,50	10,66 (10,58)
Umdrehungen pro Minute . . .	56,5	65,0	71,3	73,3 (72,3)
Effektive Schiffsleistung in PS .	250	420	620	675 (648)
Effektive Maschinenleistung in PS	456	740	980	1095 (1038)
Scheinbarer Slip in v. H. . . .	7,9	8,7	8,7	9,9 (9,3)
Propellerwirkungsgrad	0,55	0,57	0,63	0,62 (0,62)

In obiger Tabelle wurde der Propellerwirkungsgrad als Verhältnis der Maschinen- zur Schiffsleistung bestimmt. Tragen wir die Geschwindigkeiten über den Drehzahlen auf, so sehen wir, daß die Werte in Reihe 3 und 4 etwas aus dem glatten Linienzug herausfallen. Da die Geschwindigkeit dieser beiden Versuchsreihen 3 und 4 ziemlich gleich ist, so haben wir jeweils die Mittelwerte aus den beiden Versuchsreihen dahinter in Klammern gesetzt und dadurch ein anscheinend zuverlässiges Ergebnis erhalten.

Im Rückblick auf die Versuchsergebnisse des „Vespasian“ wollen wir bedenken, daß wir es hier mit dem ersten Schiff irgendwelcher Größe zu tun haben, für dessen Antrieb eine Turbinenanlage mit Zwischengetriebe zur Anwendung kam. Außerdem war man sehr gebunden, da das fertige Schiff und der Propeller bereits vorhanden war, wozu die Turbinenanlage geschaffen werden mußte. Mit künftigen Ausführungen, bei denen man größere Freiheiten in bezug auf die Wahl der Drehzahlen und Propellerabmessungen hat, werden zweifellos bessere Ergebnisse erzielt werden, so daß man für derartige Anlagen ohne Schwierigkeiten einen Dampfverbrauch von 5,6 bis 5,8 kg/PS_e und Std. wird garantieren können.

Die Versuchsergebnisse des „Vespasian“, wie sie die obigen Tabellen ergeben, sind tatsächlich sehr günstige im Vergleich mit denen bei Kolbenmaschinenantrieb. Das Diagramm Fig. 151 zeigt, wie

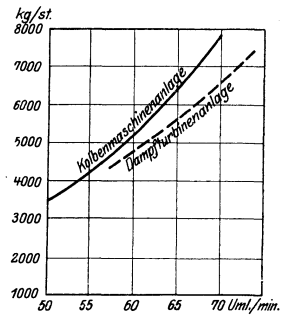


Fig. 151. Speisewasserverbrauch der Dampfmaschinenanlage gegenüber der gleichgroßen Kolbenmaschinenanlage.

sich mit wachsender Schiffsgeschwindigkeit eine immer größere Ersparnis an Speisewasser ergeben hat. Es ist vorauszusehen, daß infolge weiterer Erfahrungen der Dampfverbrauch der Turbinen noch weiter heruntergedrückt und der Propellerwirkungsgrad wahrscheinlich noch vergrößert werden wird.

Parsons berichtet, daß die Turbinen und das Zwischengetriebe zu keinerlei Störung Anlaß gegeben haben. Letzteres arbeitete sehr geräuschlos und ohne merkliche Erschütterung und Abnutzung. Der letzthin gehaltene Vortrag¹⁾ von Parsons vor der Institution of Naval Architects berichtet über verschiedene neueste Projekte.

15. Die Kanaldampfer „Normannia“ und „Hantonia“.

Ein neues Beispiel für die Ausführung von Rädergetrieben mit fester Lagerung der Ritzel bieten die Turbinenanlagen der kürzlich von englischen Werften erbauten Kanaldampfer „Normannia“ und „Hantonia“.²⁾ Hier treiben je zwei getrennte Aggregate von etwa 3000 PS, bestehend aus H.-D.- und N.-D.-Turbine, vermittelt Übersetzungsgetrieben je eine der beiden Schraubenwellen an. Die Umlaufzahlen der H.-D.- und N.-D.-Turbine sind für normalen Betrieb etwa 2000 bzw. 1500, und diese sind auf etwa 300 Umdrehungen der Schraubenwellen zu übersetzen.

Es ergibt sich mithin eine Übersetzung von 5 : 1 für die H.-D.-Turbine und eine solche von 6,7 : 1 für die N.-D.-Turbine.

Die Probefahrten der „Normannia“ ergaben folgendes:

Gesamte effekt. Maschinenleistung:	6185	5070	4815 PS,
Entwickelte Schiffsgeschwindigkeit:	20,4	19,7	19,5 Kn,
Spez. Dampfverbrauch (für alle Zwecke) .	= 6,40 kg/PS _e u. Std.		
Dampfverbrauch der Hilfsmaschinen . .	= 1,03 " " "		
Spez. Dampfverbrauch der Turbinen allein	= 5,37 " " "		

Diese Anlagen gestatteten eine bedeutende Verringerung der Schiffsbreite gegenüber den sonst gleichgroßen Schwesterschiffen „Caesarea“ und „Sarnia“ mit direktem Turbinenantrieb wegen des kleineren Raumbedarfs für die Kesselanlage. An Stelle der drei mit 500 Umdrehungen laufenden Schraubenwellen waren zwei getreten, die Propeller von 2,44 m Durchmesser (früher 1,7 m) erhielten. Man machte dabei die Erfahrung, daß sich die Wirkungsgrade der Propeller von 1,7, 2,4 und 3,2 m (Kolbenmaschinen) Durchmesser wie 1 : 1,1 : 1,2 verhielten. Man hatte absichtlich nicht den für Kolbenmaschinenantrieb üblichen großen Durchmesser ausgeführt, weil die Schrauben geringeren Durchmessers weniger leicht austauschen.

16. Der Turbinenfrachtdampfer „Cairnross“.

Interessantes bieten die Vergleichsfahrten, die in neuester Zeit die englische Werft Doxford & Sons mit den Frachtdampfern „Cairngowan“

¹⁾ Engineering, 1913. I. S. 371.

²⁾ Vergl. Engineering, 1912. I. S. 501.

(Kolbenmaschinen) und „Cairnross“ (Turbinen mit Parsons-Getriebe) vorgenommen hat. Beide Fahrzeuge besitzen fast ganz gleiche Abmessungen, Kesselanlagen, die mit demselben Dampfdruck arbeiten, gleichbemessene Wellen, Drucklager und Propeller. Ist auch eine derartige Übereinstimmung für einen Vergleich äußerst willkommen, so ist dennoch in diesem Falle die Turbinenanlage wegen der für sie nicht ganz passenden Verhältnisse bezüglich Propellerabmessungen und Umlaufzahl im Nachteil.

Die Turbinenanlage von 1600 PS_e gleicht ihrer Anordnung nach ganz der des „Vespasian“. Die Umlaufzahl der Turbinen ist von etwa 1700 auf 65 Umdrehungen zu übersetzen, was einem Übersetzungsverhältnis von 26,2:1 entspricht. Die Dreifachexpansionsmaschine des „Cairngowan“ besitzt 610, 1016 und 1676 mm Zylinderdurchmesser bei einem Kolbenhub von 1143 mm. Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse einer 36stündigen Vergleichsfahrt zwischen beiden Dampfern.

Tabelle XLIII.
Ergebnisse der Vergleichsfahrt der Frachtdampfer
„Cairnross“ und „Cairngowan“.

	Cairnross Turbinen mit Getriebe	Cairngowan Kolben- maschinen
Mittlere Umlaufzahl des Propellers	61,8	61,7
Dampfdruck vor Manövrieventil at	11,1	12,3
Eintrittsdruck in die Turbine at	9,7	—
Kondensatorunterdruck cm Q.-S.	73,0	68,1
Indiz. Leistung der Kolbenmaschine PS	—	1815
Effekt. Leistung der Turbinenanlage PS	1590	—
Gesamter Kohlenverbrauch pro Tag t	28,24	33,22
Gesamter Dampfverbrauch pro Tag t	9,98	12,24
Mehrverbrauch der Kohle v. H.	—	17,6
Kolbenmaschinenanlage (Dampf v. H.	—	23,6
Spez. Kohlenverbrauch, bezogen auf die indizierte, bzw. äquivalente Leistung kg	0,65	0,76
Spez. Kohlenverbrauch, bezogen auf die indizierte, bzw. äquivalente Leistung kg	0,74	0,87
Spez. Dampfverbrauch, bezogen auf die indizierte, bzw. äquivalente Leistung kg	5,5	6,8
Spez. Dampfverbrauch, bezogen auf die indizierte, bzw. äquivalente Leistung kg	6,3	7,75
Kühlwassertemperatur { Eintritt °C.	10	10
	Austritt °C.	21
Temperatur im Luftpumpendruckstutzen . . °C.	26	40
Temperatur des Speisewassers °C.	95	105

Die in der Tabelle angegebenen Dampf- und Kohlenverbrauchszahlen gelten einschließlich sämtlicher Hilfsmaschinen. Es wurde genau darauf geachtet, daß in beiden Fällen nahezu die gleiche mittlere Propellerumlaufzahl dauernd erhalten wurde. Da die Drucklager infolgedessen in beiden Schiffen gleich belastet waren, so kann man

die effektiven Leistungen beider Maschinenanlagen ohne Bedenken als gleich annehmen. Die bedeutende Kohlenersparnis der Anlage des „Cairnross“ gegenüber der des Kolbenmaschinenschiffes ist somit ohne nennenswerte Mehrkosten erkauft worden.

17. Übersetzungsgetriebe von Melville-Macalpine.¹⁾

Ein mechanisches Getriebe dieser Art wurde auf Anregung des amerikanischen Konteradmirals G. W. Melville und J. H. Macalpine von der Westinghouse-Gesellschaft hergestellt. Eine wesentliche Neuerung besteht in der Art der Lagerung der Ritzel. Im Hinblick auf Fig. 152 ist diese Konstruktion leicht zu verstehen. Die Ritzel sind in einem „elastischen Rahmen“ mittels gewöhnlicher fester Lager gelagert. Der Rahmen wird wiederum von elastischen Böcken getragen, wodurch erreicht werden soll, daß sich die Ritzel selbst

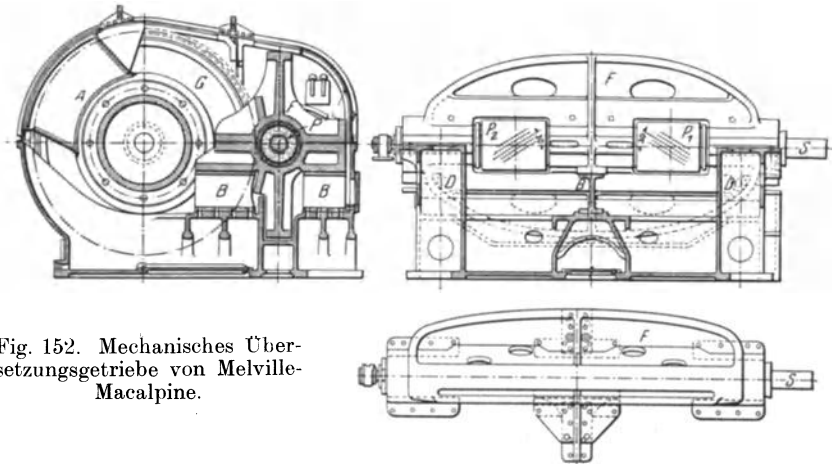


Fig. 152. Mechanisches Übersetzungsgetriebe von Melville-Macalpine.

in eine derartige Lage bringen sollen, daß der Zahndruck möglichst gleichmäßig verteilt wird. Auf diese Weise wird kleinen unvermeidbaren Ungenauigkeiten infolge der Werkstättenbearbeitung und Abnutzung im Betriebe selbsttätig Rechnung getragen.

Fig. 152 zeigt eine mehr schematische Abbildung dieses Zwischengetriebes. G ist das angetriebene Rad, und P das Ritzel. Letzteres ist in 2 Hälften P_1 P_2 geteilt und mittels dreier Lager gelagert. Die Achse des getriebenen Rades wird nur an zwei Stellen gelagert.

Die Lagerungen des Ritzels befinden sich in dem schweren Stahlgußstück F , das den elastischen Rahmen bildet. Dieser ist sehr hoch ausgebildet, um ihn möglichst steif und widerstandsfähig gegen Biegung zu machen. Er wird von den dünnwandigen I-Trägern B getragen, und ist somit wie ein Tragbalken beansprucht, der in

¹⁾ Engineering, 17. Sept. 1909. S. 377.

seiner Mitte unterstützt ist, und an dessen beiden Enden nahezu senkrecht gerichtete Kräfte angreifen. Die I-Profile müssen hinreichend dünnwandig sein, um dem Rahmen die erforderliche elastische Lagerung zu geben, und somit wie eine Art halbbiegsames Gelenk zu wirken. Die unteren Flanschen dieser Träger sind auf der Grundplatte befestigt.

Das Ritzel P ist seiner ganzen Länge nach auf die treibende Welle S aufgezogen. An dem einen Ende ist S mit P , am anderen Ende vermittelt einer biegsamen Kupplung mit der Turbinenwelle verbunden. Die biegsame Kupplung gestattet ein geringes Spiel in axialer Richtung. Die Verbindung von S und P nur an dem weitergelegenen Ende bezweckt eine genügende Biegsamkeit bei S , so daß ein leichtes Sichneigen des Ritzels und Rahmens infolge der elastischen Nachgiebigkeit der I-Träger nicht verhindert wird.

Durch geeignete Vorkehrungen wird eine seitliche Verschiebung des elastischen Rahmens verhindert.

18. Ausführungsbeispiele des Übersetzungsgetriebes von Melville-Macalpine.

Dieses Getriebe wurde von George Westinghouse einer praktischen Untersuchung großen Maßstabs unterworfen. Es wurden 6000 PS von 1500 auf 300 Umdrehungen pro Minute, also im Verhältnis 5:1 übertragen.

Das Getriebe besitzt folgende Abmessungen:

Zähnezahl des Ritzels	35,
Durchmesser des Ritzels	355,6 mm,
Zähnezahl des getriebenen Rades	176,
Durchmesser des getriebenen Rades	1778 mm,
Zahnteilung des getriebenen Rades	31,75 mm,
Zahnneigung gegen die Achse	30 ⁰ ,
Zahngeschwindigkeit	27,9 m/sk,
Liniendruck auf 1 cm Zahnlänge	81 kg,
die Neigung beim Arbeiten des Getriebes beträgt 14 ¹ / ₂ ⁰ ,	
und der Eingriffbogen der Evolventenverzahnung 2 Teilungen	
	und 6 mm.

Zur Feststellung des Wirkungsgrades dieses Getriebes wurde eine besondere hydraulische Bremse¹⁾ konstruiert. Vor allem wurde diese zur Bestimmung der Leistung der Turbine bei verschiedenen Eintrittsspannungen und konstantem Vakuum verwendet, und dadurch eine Leistungskurve erhalten. Sodann wurde die Bremse an der langsam laufenden Welle angebracht, und die durch das Getriebe übertragene Leistung bestimmt.

¹⁾ Engineering. 3. Dez. 1909. II. S. 763.

In folgender Tabelle sind die Ergebnisse aufgeführt, die bei einem konstanten Vakuum von 57,8 cm Q.-S. (76 v. H.) erhalten wurden:

Tabelle XLIV.

Absoluter Eintrittsdruck at	Leistung nach Getriebe PS	Turbinenleistung (aus Leistungskurve)	Getriebewirkungsgrad v. H.
7,85	3712	3771	98,7
8,60	4156	4197	99,0
9,30	4576	4623	98,9
10,00	5036	5108	98,7
10,70	5486	5567	98,5
11,41	5927	6057	97,8

Bei Vollast gehen nur 130 PS im Getriebe verloren, was den sehr zufriedenstellenden Wirkungsgrad von 97,8 v. H. ergibt. Dabei wurde überschlägig ausgerechnet, daß dasselbe Getriebe bei derselben Drehzahl von 1500 Umdrehungen 10000 PS übertragen könnte, ohne daß die Biegungsspannung der Zähne 530 kg/qcm übersteigt.

Die Ergebnisse des mit 2 Turbinen von je 4000 PS und Westinghouse-Getrieben ausgerüsteten amerikanischen Flottenkohlendampfers „Neptune“ sind nicht bekannt geworden. Das Übersetzungsgetriebe¹⁾, das eine wesentliche Neuerung und Verbesserung in bezug auf die elastische Lagerung der Ritzel gegenüber der ursprünglichen Ausführung (Fig. 152) aufweist, hat die 1250 Umdrehungen der Turbine auf 135 des Propellers, also im Verhältnis 9,25:1 zu übersetzen. Die drei Lager der Ritzelwelle sind in einem Gestell angeordnet, das vermittelt Druckkolben gegen einen festen Rahmen abgestützt ist. Hiernach kann eine geringe Verschiebung der Ritzel nach oben und unten stattfinden, wodurch ein geräuschloses Arbeiten des Getriebes gewährleistet, und eventuellen Ungenauigkeiten in der Zahnausführung selbsttätig Rechnung getragen wird. Diese Ungenauigkeiten betragen bei diesem Getriebe sogar maximal 0,45 mm. Die Versuche mit dem „Neptune“ sollen jedoch nicht den Grad an Wirtschaftlichkeit ergeben haben, den man erwartet hatte, was aber in der Hauptsache an den nicht richtig bemessenen Propellern zu liegen scheint.

19. Weitere Verwendungsarten für mechanische Übersetzungsgetriebe.

In neuester Zeit geht man daran, die mechanischen Zwischengetriebe in ausgedehntem Maße zur Verbesserung der Wirtschaftlichkeit von Dampfturbinen anzuwenden. So ist im elektrischen Kraftwerk Cleveland Ende 1912 ein Westinghousegetriebe für den Antrieb

¹⁾ Engineering. 1911. II. S. 663.

eines 3750 KW Gleichstromgenerators durch eine Gegendruck-Dampfturbine von rund 6000 PS zur Aufstellung gekommen. Bei Gleichstrommaschinen dieser Größe verursachen die bei Dampfturbinen üblichen hohen Umlaufzahlen zumeist noch unüberwindliche Schwierigkeiten hinsichtlich der zuverlässigen Kommutierung am Kollektor. Da hier die ganze Leistung durch ein einziges Ritzel übertragen wird, so dürfte diese Ausführung eines Zahnradübersetzungsgetriebes bis jetzt die größte sein. Fig. 153 gibt eine Abbildung des großen Zahnrades mit Winkelzähnen, das einen Teilkreisdurchmesser

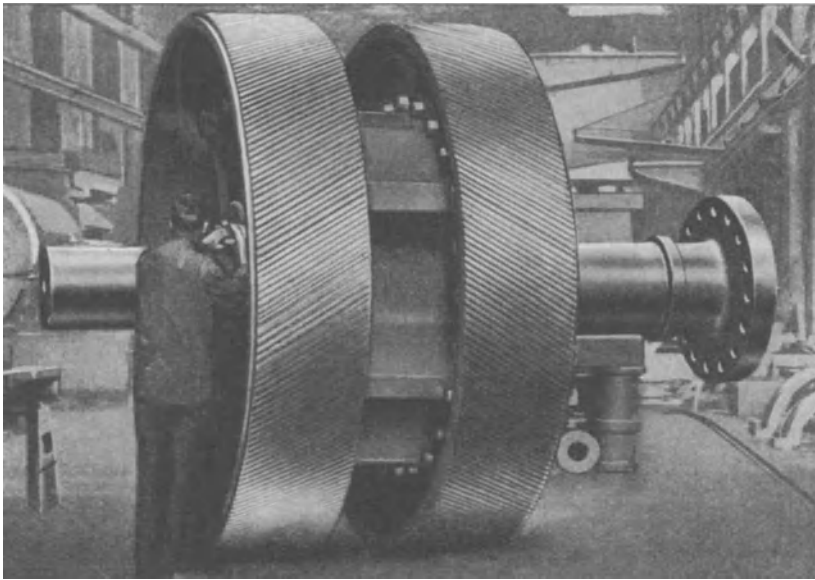


Fig. 153. Großes Zahnrad eines Westinghouse-Übersetzungsgetriebes zum Antrieb eines Gleichstromgenerators von 3750 KW.

von 2540 mm, 259 Zähne, 2×508 mm Verzahnungsbreite, und 30° Neigungswinkel der Zähne besitzt. Das Ritzel besitzt 26 Zähne und die Übersetzung beträgt 1800:180 Umdrehungen pro Min., also 10:1. Die Umfangsgeschwindigkeit auf dem Teilkreise beträgt 24 m/sk. Die Zähnezahlen sind so ausgewählt worden, daß ein betreffendes Zahnepaar möglichst selten wieder zum nächstmaligen Zusammenarbeiten kommt. Diese Anlage dient zur Deckung des zuschlägigen Lichtbedarfs im Winter, während die Turbine mit einem Gegendruck von 0,8 bis 1,0 at abs. auf die Heizleitung von Gebäuden arbeitet.

Auch zum Antrieb von Kreiselpumpen, Ventilatoren, Gebläsen und Walzenstraßen durch Dampfturbinen gedenkt man mit Vorteil die mechanischen Übersetzungsgetriebe zu verwenden.

20. Das hydraulische Übersetzungsgetriebe.

Die Kraftübertragung auf hydraulischem Wege geschieht durch den „Föttinger - Transformator“, der zwischen Turbinen- und Propellerwellen eingeschaltet wird, und dessen Herstellung von der Stettiner Maschinenbau-A. G. „Vulcan“ aufgenommen wurde.

Er ist eine Vereinigung von Kreiselpumpe und Turbine, die im wesentlichen aus einem auf der Turbinenwelle aufgekeilten Primärläufer besteht, der das im Transformator befindliche Wasser durch ein oder zwei auf der Propellerwelle aufgekeilte sekundäre Turbinenräder hindurchtreibt und somit in Umlauf bringt. Durch einen zweiten zunächst der Primärlagerung angeordneten Kreislauf wird der Transformator gleichzeitig zum Umsteuergetriebe. Fig. 154 veranschaulicht den Zusammenbau von Primär- und Sekundärläufer und

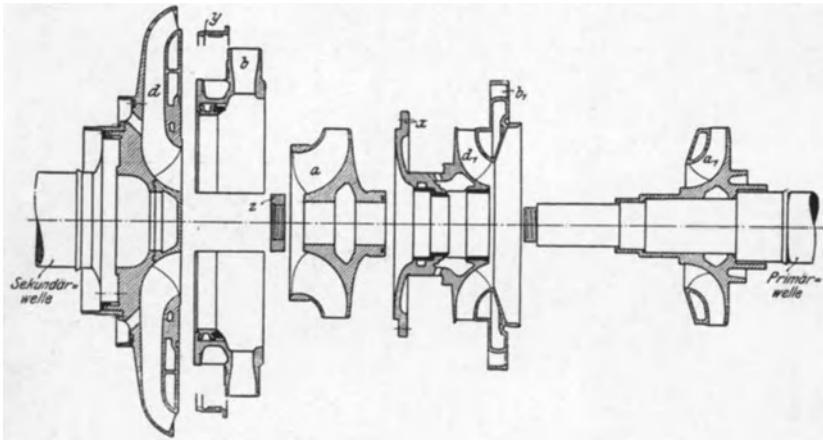


Fig. 154. Primär- und Sekundärläufer des Vor- und Rückwärtstransformators.

macht hierdurch auch den Aufbau klarer. Auf der Turbinenwelle ist in der Abbildung nur das Rückwärtsprimärrad a_1 aufgekeilt. Dann wird zunächst der Rückwärtssekundärläufer, bestehend aus den beiden Stufen (Schaufelkränzen) b_1 und d_1 , der durch seinen Flansch x mit dem sekundären Vorwärtsläufer verbunden wird, auf die Welle aufgeschoben. Hierauf kommt das Vorwärts-Primärrad a , das mit Feder und Nut auf der Welle befestigt und durch die Mutter z festgezogen wird. Hat man sodann mittels Schrauben das erste Vorwärts-Sekundärrad b an das zweite d angeflanscht und die Verbindungsstelle mit dem zerteiligen Ring y abgedeckt, so können der Primär- und Sekundärläufer in ihre Lager gelegt und der Flansch x an b befestigt werden. Aus dem Längsschnitt Fig. 155 geht die Gesamtanordnung hervor. Im Gehäuse befinden sich das Leitrad c des Vorwärtskreislaufes, der Umkehrschaufelkranz c_1 und das Leitrad c_2 des Rückwärtskreislaufes.

Das durch die verschiedenen Stopfbüchsen e, e_1, o, o_1, m und m_1 entweichende Wasser wird in ein unter dem Transformator befindliches Wasserbassin geleitet, aus dem es durch eine Rückförder- und Manövrierpumpe dem Vorwärtskreislauf durch den Ringraum k und die Kanäle l , dem Rückwärtskreislauf durch die Ringräume k_1, k_2

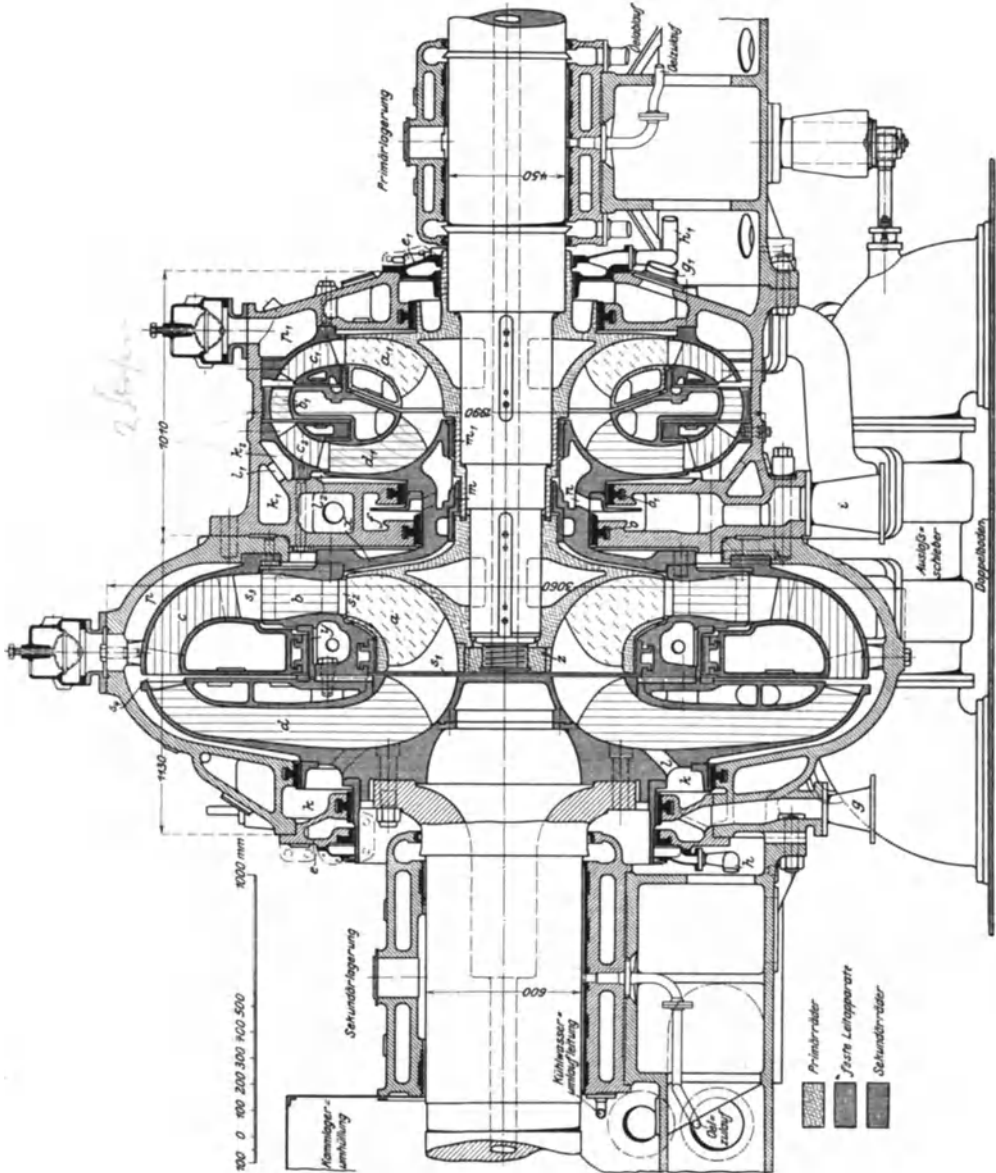


Fig. 155. Längsschnitt durch den Transformator von Föttinger.

und die Kanäle l_1, l_2 wieder zugeführt wird. Bei Rückwärtsfahrt wird der Vorwärtskreislauf in das Wasserbassin entleert und der Rückwärtskreislauf gefüllt, was durch geeignete Bedienung eines Einlaß- und Auslaßkolbenschiebers vom Maschinistenstande aus geschehen kann. Zwecks näherer Information über diese Steuerungsanordnung sowie die Wirkungsweise des Transformators sei auf einen kürzlich erschienenen Aufsatz in der Zeitschr. d. Vereins deutsch. Ingenieure 1913, S. 721 u. 766 verwiesen.

21. Versuche mit dem Transformator.

Im Jahre 1907 wurden mit einem Versuchsmodell in den Werkstätten des „Vulcan“ eingehende Versuche angestellt¹⁾. Zum Antriebe diente ein 100 PS Elektromotor, der bis etwa 182 PS überlastet werden konnte. Durch den Transformator wurde diese Leistung

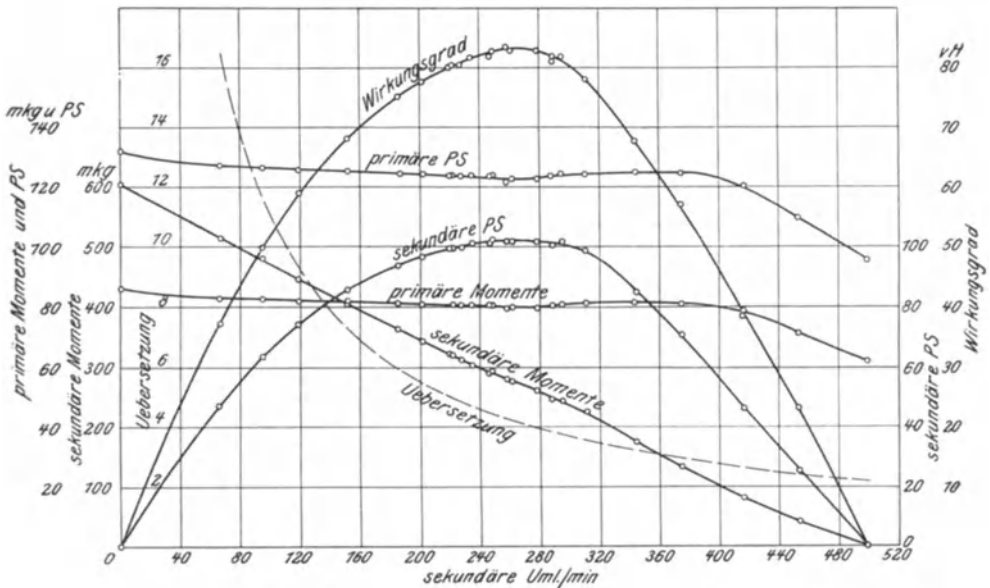


Fig. 156. Versuchsergebnisse mit verschiedenen Übersetzungsverhältnissen bei konstanter primärer Umlaufzahl $n_p = 1100$.

bei einem Wirkungsgrade von 83 v. H. von 1000 auf 225 Umdrehungen pro Min., also entsprechend einem Übersetzungsverhältnis von 4,5:1 übertragen.

Da die gewonnenen Resultate äußerst zufriedenstellende waren, wurde derselbe Transformator in ein Schiff eingebaut, das speziell für diesen Zweck erbaut worden war. Zum Antrieb desselben bei einer Geschwindigkeit von 12 bis 13 Knoten waren etwa 500 PS.

¹⁾ Jahrb. d. Schiffsbautechn. Gesellschaft 1910. S. 174.

erforderlich. Diese Leistung wurde von einer Curtisturbine bei 1750 minutlichen Umdrehungen geliefert und durch den Transformator auf die mit 318 Umdrehungen sich drehende Schraubenwelle übertragen.

Das Diagramm in Fig. 156 zeigt die Ergebnisse mit verschiedenen Übersetzungsverhältnissen bei der konstanten Primärdrehzahl von 1100 Umdreh./min. Die Versuche ergeben, daß die primäre Leistung der dritten Potenz der primären Umlaufzahl proportional und nahezu unabhängig von der sekundären Umlaufzahl ist. Schon bei ganz kleiner Primärleistung beträgt der Wirkungsgrad des Transformators 70 v. H., bei 40 PS schon 80 v. H. und steigt dann bis zum Höchstbetrage von 83 v. H. Dieser hohe Wirkungsgrad schon bei den kleinsten und mittleren Leistungen macht den Transformator äußerst wertvoll zum Einbau in Kriegsschiffe, die häufig manövrieren und mit halber Geschwindigkeit fahren müssen. Ferner ersieht man aus dem Diagramm, daß bei einer sekundären Drehzahl von 500 Umdrehungen das sekundäre Moment zu Null wird, der Transformator also dann als Wasserbremse wirkt und ein weiteres Anwachsen der primären Umlaufzahl verhindert. Bedenkt man, daß die an das Wasser abgeführte Reibungswärme direkt zur Vorwärmung des Speisewassers wieder verwendet werden kann und somit für die Anlage nicht verloren geht, so erhöht sich der Wirkungsgrad des Transformators noch um etwa 3 bis 4 v. H.

Nachdem nun durch jahrelange Arbeit die Einzelheiten des Transformators konstruktiv verbessert worden waren, stellten die Hamburger Werke des Vulcan im Herbst 1912 Versuche in großem Maßstabe mit einem Transformator an, der 10000 PS übertragen sollte und zum Einbau in einen Dampfer der Hamburg—Amerika Linie bestimmt war. Die gesamte Versuchsanlage¹⁾, bestehend aus einer Dampfturbine der Bauart Curtis-A.E.G.-Vulcan, dem Transformator und einer Föttingerschen Wasserbremse für 15000 PS stand in bezug auf die genauen Meßeinrichtungen und die einwandfreie Art der Anordnung aller Einzelheiten in keiner Weise hinter einem modernen Maschinenlaboratorium zurück. Die Leistung an der Primärwelle wurde durch einen Föttingerschen Torsionsindikator, der verschiedentlich auf das genaueste geeicht worden war, gemessen.

Die Versuche ergaben einen Höchstwirkungsgrad von 89 v. H. bei einem Übersetzungsverhältnis von 5,3:1. Da jedoch bei dem Transformator ein Schaufeldefekt vorlag, so ist aus diesem Grunde der Wirkungsgrad etwas niedriger ausgefallen, der sonst 90 v. H. erreicht hätte, was sich durch einige Versuchsreihen nach Beseitigung dieses Defektes erwies. Fig. 157 ergibt den Wirkungsgrad als Funktion der sekundär abgegebenen Leistung bei nahezu konstanter Übersetzung und außerdem die zugehörigen primären Leistungen und Drehzahlen. Das Diagramm wurde auf Grund aufgestellter Formeln

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. Vereins deutsch. Ingenieure 1912, S. 2079.

für die einzelnen Kurven bis 15000 PS über den Meßbereich hinaus erweitert, bis zu welcher Leistung der untersuchte Transformator ohne Bedenken zu gebrauchen ist. Das Umsteuern der Anlage erforderte etwa 12 bis 13 sk von dem Befehl „volle Kraft voraus“ bis zur vollen Drehzahl und Leistung für „volle Kraft zurück“.

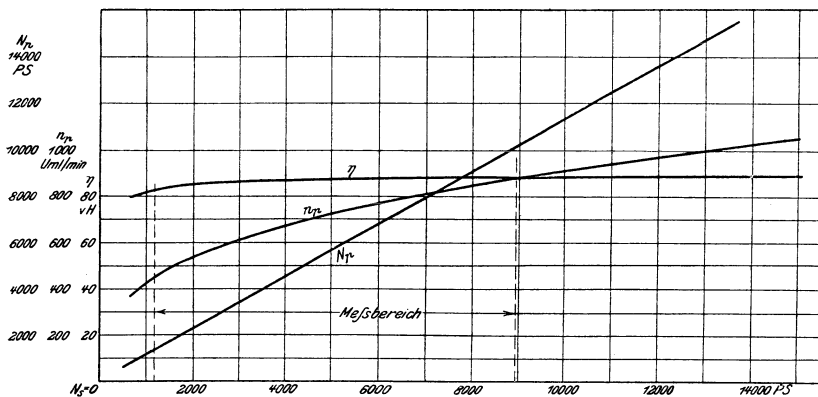


Fig. 157. Leistungskurven des Transformators bei einem konstanten Übersetzungsverhältnis 5,3:1.

Der für Rückwärtsfahrt erreichte höchste Wirkungsgrad des Transformators betrug über 70 v. H., was hinsichtlich der bedeutend kleineren Abmessungen des Rückwärtskreislaufes als sehr günstig bezeichnet werden kann. Demnach würde das effektive Verhältnis von Vorwärts- zu Rückwärtsleistung an der Schraubenwelle etwa 78 bis 80 v. H. betragen, welche Höhe selbst von Kolbenmaschinen nicht immer erreicht wird.

22. Vorteile des Transformators.

Die Vorteile des Föttinger-Transformators gegenüber dem direkten Turbinenantrieb sind die folgenden:

1. Es wird eine größere Wirtschaftlichkeit von Turbine und Propeller erreicht.
2. Raumersparnis von etwa 30 v. H. und Gewichtersparnis von etwa 20 v. H. gegenüber dem direkten Turbinenantrieb.
3. Der Transformator dient gleichzeitig als Umsteuermaschine, d. h. die Turbine läuft ständig nur in einer Drehrichtung und ermöglicht große Leistungen (80 v. H. der Vorwärtsleistung) für Rückwärtsfahrt.
4. Eignung des Transformators für die verschiedensten Manövrierzwecke.
5. Man hat die Möglichkeit, die Turbine ohne Steigerung ihrer Umlaufzahl zu überlasten.

6. Der Transformator wirkt als Sicherheitsregler gegen ein Durchgehen der Turbine bei Wellenbrüchen oder Schraubendefekten.

7. Durch Anordnung von Regelungsvorrichtungen (wie bei Wasserturbinen) wird man den höchst erreichbaren Wirkungsgrad auch bei höheren Übersetzungsverhältnissen erreichen können, so daß der Umformer sowohl bei voller Fahrt als auch bei Marschgeschwindigkeiten mit gleich hoher Wirtschaftlichkeit arbeitet.

8. Durch Verwendung der im Transformator frei werdenden Reibungswärme zur Speisewasservorwärmung kann die Wirtschaftlichkeit der Anlage noch gesteigert werden. Da man, wie bereits früher erwähnt, den Abdampf der Hilfsmaschinen mit Vorteil in die Turbinen führt, und dieser zur Speisewasservorwärmung mehr als hinreichend ist, so wird diese neue Möglichkeit der Vorwärmung besonders gelegen kommen.

23. Vergleich des Zahnradgetriebes mit dem Transformator.

Der Wirkungsgrad guter Zahnradgetriebe beträgt etwa im Mittel 97,5 v. H. Hiervon sind jedoch abzuziehen 0,5 bis 1,0 v. H. Verluste im Drucklager und etwa 3 v. H. Ventilationsverluste der Rückwärtsturbinen. Mithin verbleiben zwecks Vergleich mit dem Transformator 94 v. H.

Wie wir sahen, kann ein guter Transformator ohne Schwierigkeit 90 v. H. Wirkungsgrad erreichen. Hierzu sind noch 2,5 v. H. für die Speisewasservorwärmung zu rechnen, so daß wir 92,5 v. H. erhalten. — Bedenken wir, daß der Transformator für größere Kräfte sich besser eignet und die wesentlichen Vorteile besitzt, gleichzeitig ein Umsteuergetriebe zu sein und Rückwärtsleistungen von 80 v. H. zu gestatten, so scheint trotz des etwas geringen Wirkungsgrades das hydraulische Prinzip den Vorzug zu verdienen.

24. Übersetzung auf elektrischem Wege.

Das System der elektrischen Übertragung gestattet die Anwendung schnellaufender Turbinen, die ähnlich wie Landturbinen konstruiert sein können. Diese sind direkt mit elektrischen Generatoren gekuppelt, die wiederum ihre Energie den die Propellerwellen antreibenden Elektromotoren zuführen. Auf diese Weise wird eine erhöhte Wirtschaftlichkeit und Gewichtsersparnis durch Verwendung raschlaufender Turbinen erreicht, und gleichzeitig der Propeller mit einer für seinen Wirkungsgrad günstigen Drehzahl angetrieben. Tatsächlich ist der hier gewonnene Vorteil genau derselbe wie bei der Verwendung der bereits besprochenen Übersetzungsgetriebe. Wir haben mithin wie vorher zwischen langsam- und schnellaufenden Dampfern zu unterscheiden.

Bei schnellaufenden Dampfern haben wir uns zwischen dem direkten Antrieb und der Einschaltung eines Übersetzungsgetriebes

zu entscheiden; während für die langsam laufenden Fracht- und Auswandererdampfern mit Turbinenantrieb die Zwischenhaltung eines Getriebes zur Herabsetzung der Turbinendrehzahl unbedingt erforderlich ist. In letzterem Falle bleibt uns noch die Wahl zwischen einer Kolbenmaschinenanlage und der Turbinenanlage mit Übersetzungsgetriebe.

In der Hauptsache unterscheiden wir zwei Systeme der elektrischen Kraftübertragung auf Schiffen:

1. Das Paragonssystem des Engländers Durtnall.
2. Das System der General Electric Company (V. St. A.)

Ersteres beruht auf dem Prinzip, daß man einem mehrphasigen Induktionsmotor mit Hilfe einer Synchronmaschine erregen und dem induzierten Teil je nach Kraftbedarf Ströme von bestimmter Periodenzahl entnehmen kann. An Hand der Figur 158 sei die Anordnung kurz erklärt.

Zwecks Geschwindigkeitsänderung der auf den Propellerwellen sitzenden Induktionsmotoren KL ist die Antriebsmaschine sowohl

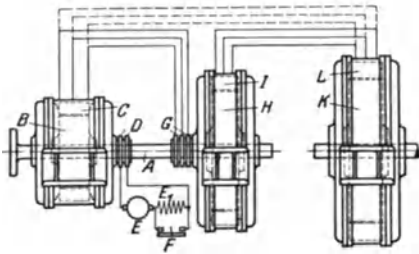


Fig. 158. Die „Paragon“-Schaltung für turboelektrischen Schiffsantrieb.

mit einem Doppelfeldgenerator IH als auch mit einem Synchrongenerator BC direkt gekuppelt. Der vielpolige Feldmagnet dieses letzteren wird durch die Gleichstrommaschine E erregt, deren in Reihe geschaltete Ankerwicklung E_1 durch den Schalter F kurzgeschlossen werden kann. Durch die abgebildete Schaltungsweise ist man in der Lage, die Propellerwellen mit drei verschiedenen Geschwindigkeiten anzutreiben.

Für kleine Leistungen wird die Synchronmaschine allein zur Arbeitsleistung herangezogen, während bei größeren Leistungen diese vorerst den Strom an den Doppelfeldgenerator liefert, und von diesem schließlich der Motor gespeist wird. Durch Umkehrung zweier Phasen der Leitung bei M , so daß das Läuferdrehfeld des Doppelfeldgenerators in Richtung des mechanischen Antriebs umläuft, kann die dritte Geschwindigkeit erzielt werden.

Man könnte auch alle elektrischen Maschinen einzeln mit Antriebsmaschinen kuppeln, wodurch die umlaufenden Massen bedeutend verkleinert würden.

Der Vorzug dieses Systems besteht in der äußerst geringen Überwachung und der einfachen Regelung der Umlaufzahl mittels Änderung von Periodenzahl, Spannung und Stromstärke.

Das System der General Electric Co. ist ähnlich und wurde bereits zum Einbau in den Kohlentransportdampfer „Jupiter“ der amerikanischen Flotte verwendet. In Deutschland wurde in den Jahren 1903 bis 1905 von der A. G. „Vulcan“ in Gemeinschaft mit

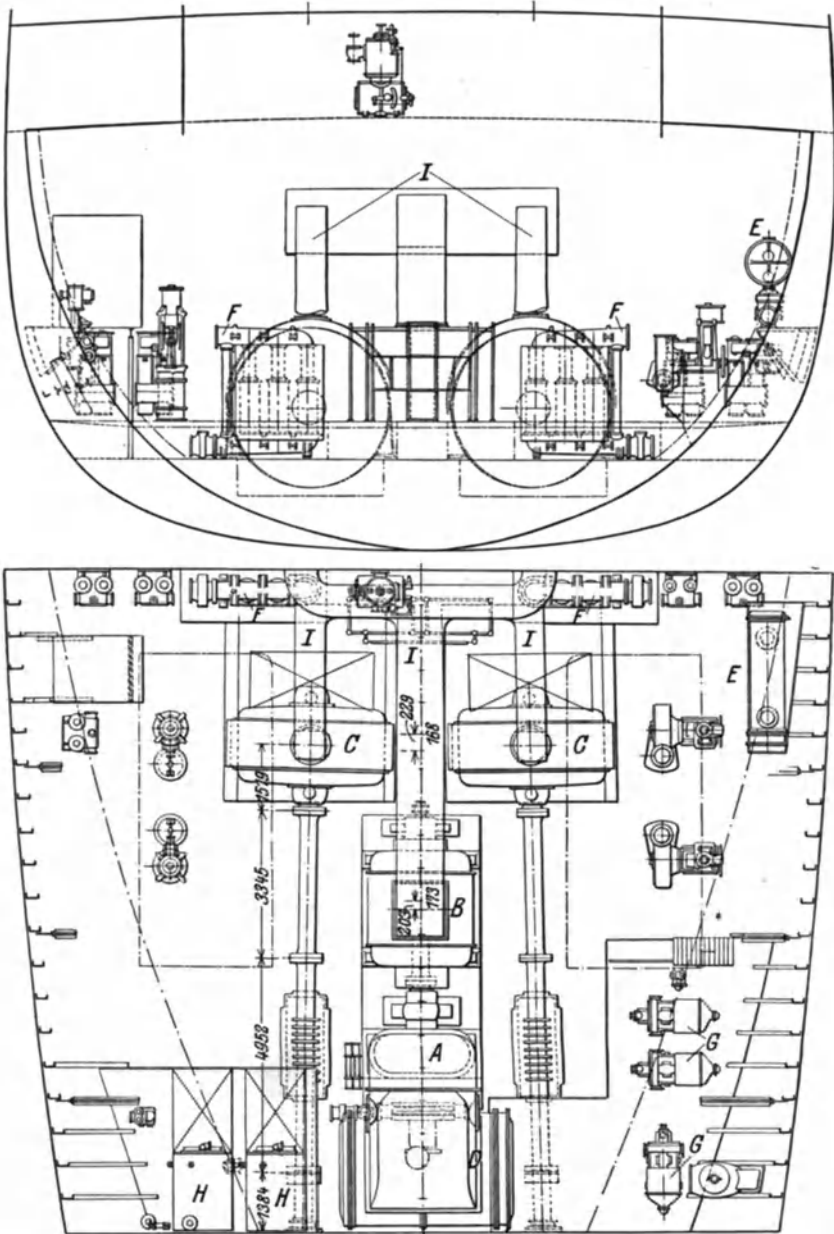


Fig. 159. Turboelektrische Anlage des amerikanischen Flottenkohlendampfers „Jupiter“. *A* Curtisturbine, *B* Generator, *C* Motoren, *D* Hauptkondensator von 929 qm Kühlfläche, *E* Hilfskondensator von 115 qm Kühlfläche, *F* Widerstände, *G* 35 KW Turbogeneratoren, *H* Verdampfer von je 1,4 cbm Inhalt, *I* Lüftungsleitungen für die elektrischen Maschinen.

Brown-Boveri & Co. sowie der A. E. G. der elektrische Antrieb von Schiffen eingehend erwogen und studiert. Das Ergebnis war, daß diese Projekte wegen zu großen Raum- und Gewichtbedarfes, der umständlichen Schalteinrichtungen und der Gefahr von Hochspannung an Bord wieder aufgegeben wurden.

25. Der amerikanische Flottenkohlendampfer „Jupiter“¹⁾.

Die Anordnung der elektrischen Übertragungsanlage geht aus der Fig. 159 hervor. Sie besteht aus einer 6stufigen Curtisturbine, welche direkt mit einem zweipoligen Drehstromgenerator von 2200 Volt Klemmenspannung gekuppelt ist und mit 2000 minutlichen Umdrehungen läuft. Die im Generator erzeugte elektrische Energie wird zwei 36poligen Induktionsmotoren zugeführt, welche die beiden Propellerwellen mit etwa 110 Umdrehungen entsprechend einem Übersetzungsverhältnis von 18:1 antreiben. Die Regulierung der Motoren erfolgt durch Regulierung der Umlaufzahl des Turbogenerators, die nicht wie gewöhnlich durch Drosslung des Zudampfes, sondern vermittelt eines neuartigen Apparates geschieht. Durch diesen ist man in der Lage, die Motorendrehzahl innerhalb der Grenzen von 5 bis 14 Knoten von der Schalttafel aus genau zu regulieren und konstant zu halten. Der diensttuende Ingenieur kann ebenfalls jederzeit an den Instrumenten der Schalttafel den Kraftbedarf der Propellerwellen für irgendeine Geschwindigkeit oder für Rückwärtsfahrt ablesen. Außerdem steht dieser elektrische Regulierapparat mit einem Schnellschlußventil am Eintrittsstutzen der Turbine in Verbindung, der bei bestimmter Überschreitung der Drehzahl selbsttätig ausgelöst wird. Das Umsteuern der Motoren geschieht mit Hilfe zweier wassergekühlter Widerstände, die in den

Tabelle XLV.

	Cyclops	Jupiter	Neptune
Wasserverdrängung in t	20 000	20 000	20 000
Art der Maschinenanlage	2 Dreifach- Exp. Kolbenm.	1 Turbogenerator 2 Motoren	2 Turbinen m. Zahnradgertr.
indiz. Leistung bei 14 Kn PS	5600	—	—
Umdreh. pro der Maschinen	88	2000	1250
Min. b. 14 Kn der Schrauben	88	110	135
Gewicht der Maschinenanlage in t	280	156	—
Dampfverbrauch in kg/PS _e u. Std.	6,35 (geschätzt)	5,45 (erprobt)	—
Schiffsgeschwindigkeit auf 48 stündiger Fahrt in Kn	14,6	—	13,9

¹⁾ Vergl. Engineering 1912 II, S. 387.

Ankerstromkreis der Motoren geschaltet werden. Das gesamte elektrische Leitungsnetz ist mit einem sorgfältig durchgebildeten Verriegelungssystem versehen, damit jeglicher Schaden durch falsche Schaltungen vermieden wird.

Die vorstehende Tabelle gibt einen Vergleich zwischen drei Kohlendampfern „Cyclops“ (Kolbenmaschinen), „Neptune“ (Turbinen mit Zahnradgetriebe) und „Jupiter“ (elektrisch) der amerikanischen Marine.

Daß in Amerika der elektrische Antrieb von Frachtdampfern immer weitere Aufnahme findet, beweist die kürzlich erfolgte Abnahme eines kanadischen Frachtdampfers mit zwei 6 Zylinder-Viertakt-Dieselmotoren und elektrischer Übertragung, der zufriedenstellende Resultate ergeben hat.

26. Vorteile der elektrischen Kraftübertragung.

Im Folgenden sind die verschiedenen Vorteile aufgeführt, die für die Einführung des elektrischen Übertragungssystems auf Schiffen sprechen:

1. Der durch die elektrische Kraftübertragung bedingte Verlust wird mehr als ausgeglichen durch den Gewinn, der infolge Anwendung raschlaufender Turbinen und einer geeigneten Propellerdrehzahl erreicht wird.

2. Bei kleineren Leistungen wird eine bedeutend bessere Wirtschaftlichkeit erzielt, was für Kriegsschiffe eine Vergrößerung des Aktionsradius bedeuten würde.

3. Durch die vergrößerte Wirtschaftlichkeit der Turbogeneratoren und Propeller wird eine Verringerung der Kesselleistung und somit des Gewichtes der Kessel herbeigeführt. Gesamtgewicht und Kosten der Kessel- und Maschinenanlage sind nicht größer als bei direktem Propellerantrieb.

4. Für Rückwärtsfahrt steht die höchste Maschinenleistung zur Verfügung.

5. Es besteht die Möglichkeit einer besseren Ausnutzung des Schiffsraumes wegen der größeren Freiheit bei der Anordnung der Antriebsmaschinen.

6. Es besteht die Gelegenheit, die Hilfsmaschinen elektrisch anzutreiben, und außerdem die Möglichkeit einer direkten Kontrolle der gesamten Maschinenanlage von der Kommandobrücke aus.

Die Wege, die zur Erreichung der eben aufgezählten Vorteile in den verschiedenen Fällen einzuschlagen sind, bedürfen keiner weiteren Erörterung. Die Gesamtleistung wird auf eine Anzahl Turbogeneratoren verteilt, die einzeln abgeschaltet und still gesetzt werden, falls mit kleineren Leistungen gefahren wird. Die einzelnen Maschinensätze arbeiten stets mit höchster Belastung und Wirtschaftlichkeit.

Die Turbinen laufen stets in ein und derselben Drehrichtung, und das Umsteuern der Propellerwellen wird durch Umkehrung des den Motoren zugeführten elektrischen Stromes erreicht. Hierfür kommt nur Drehstrom in Betracht, und die verwendeten Motoren müssen besonders konstruiert werden, um ein Verändern der Umlaufzahl des Propellers zu gestatten. Sie müssen mit zwei oder drei verschiedenen Umdrehungszahlen laufen können.

Ein anderer Vorteil, der für Kriegsschiffsanlagen besonders ins Gewicht fällt, besteht in der Möglichkeit, die Generatoren überlasten und dadurch plötzlich und für kurze Zeit mit höchster Geschwindigkeit fahren zu können.

Eine ausgezeichnete kritische Behandlung dieser verschiedenen Gesichtspunkte vom Standpunkte des Fachmanns aus liefert ein Aufsatz des englischen Admirals Oram.

18. Kapitel.

Allgemeine Grundlagen der Oberflächenkondensation.

1. Bedeutung eines hohen Unterdrucks.

Einer der größten Vorteile, die die Dampfturbine gegenüber der Kolbenmaschine besitzt, besteht in der besseren Ausnutzung hoher Unterdrücke. Dies kommt daher, daß in der Überdruckturbine die Expansion bis zur Auspuffspannung fortgesetzt wird, oder mit anderen Worten, weil die Expansion des Dampfes eine

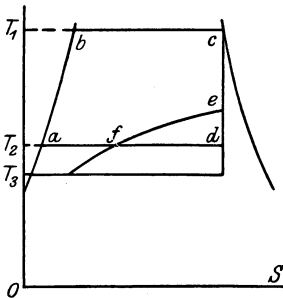


Fig. 160. Einfluß höherer Unterdrücke auf Turbinen und Kolbenmaschinen.

vollständige ist. Die Kolbendampfmaschine nützt dagegen die Energie des Dampfes nur bis zum Öffnen des Auslaßventils aus. Dies läßt sich in anschaulicher Weise durch das Entropiediagramm Fig. 160 erklären. Unter Annahme adiabatischer Expansion stellt die Fläche $abcd$ die von der Dampfturbine bis zu einer Abdampftemperatur T_2 nutzbar gemachte Energie dar. Wie ersichtlich ist diese Fläche bedeutend größer als die durch die Kolbenmaschine nutzbar gemachte Energie $abcef$. Ferner sei angenommen, daß der Unterdruck noch verbessert werde, so daß die Abdampftemperatur auf T_3 heruntergeht.

Die nutzbare Fläche vergrößert sich in beiden Fällen, jedoch ist die Energiezunahme bei der Turbine im Verhältnis viel größer als bei der Kolbenmaschine. In letzterem Falle könnte man natürlich den Austritt des Dampfes bei einer niedrigeren Spannung erfolgen

lassen, jedoch würde diese Maßnahme eine bedeutende Vergrößerung des Maschinenzylinders herbeiführen.

So kommt es, daß ein Vakuum von 63 bis 66 cm Q.-S. (83 bis 86 v. H.), was für eine moderne Dreifach-Expansionsmaschine als hinreichend gut erachtet wird, für eine Turbine ungewöhnlich niedrig und unwirtschaftlich sein würde.

Der Nutzen hoher Unterdrücke kann kaum zu hoch veranschlagt werden, jedoch bleibt dabei zu bedenken, daß der erzielte Gewinn bis zu gewissem Grade durch Gestehungs- und Betriebskosten der Kondensatoranlage wieder aufgehoben wird. Dagegen zeigen moderne Kondensationsanlagen eine derartige augenfällige Verbesserung des Vakuums, da sich die durch höhere Unterdrücke erwachsenden Mehrkosten nach Aufkommen der Dampfturbine ganz bedeutend verringert haben.

Weitere Verbesserungen in dieser Hinsicht scheint die aller nächste Zukunft zu bringen.

Die Wirtschaftlichkeit einer Turbine nimmt mit jedem cm erhöhten Vakuums ganz bedeutend zu. Dieser wirtschaftliche Gewinn beträgt bei einem Vakuum von 40 cm Q.-S. etwa 1 v. H. und steigt auf 2 v. H. und mehr, wenn das Vakuum eine Höhe von 71 bis 73 cm erreicht. Eine Verbesserung des Vakuums von 64 auf 71 cm hat eine Erhöhung der Wirtschaftlichkeit von nahezu 5 v. H. ergeben. Dies gilt für gewöhnliche Turbinen. Bei Abdampfturbinen ist diese Wirkung natürlich noch ausgeprägter und kann leicht das Doppelte und Dreifache vorstehender Werte erreichen.

Dieser Umstand hat aber noch eine andere Seite, die zuweilen übersehen wird. Wird bei einer Anlage gegebenenfalls die beabsichtigte Kondensatorspannung nicht erreicht, so fällt die Leistungsabnahme bei der Dampfturbine viel schwerer als bei der Kolbenmaschine ins Gewicht.

2. Die verschiedenen Arten der Kondensation.

Wir unterscheiden:

1. Oberflächenkondensatoren.
 - a) gewöhnliche Oberflächenkondensatoren.
 - b) Riesel-Kondensatoren.
2. Misch- oder Einspritzkondensatoren.
 - a) Einspritzkondensatoren mit Luftpumpe.
 - b) Strahlenkondensatoren (ohne Luftpumpe).
 - c) Kreiselkondensatoren.

Der gewöhnliche Oberflächenkondensator besteht aus einem Kessel mit einer Anzahl Messingrohre, durch die das Kühlwasser hindurchgeleitet wird. Der Dampf kondensiert sich an den Außenwänden dieser Rohre, und das entstehende kondensierte Wasser oder „Kondensat“ wird dem Kessel als Speisewasser wieder zugeführt. Die latente Wärme des Dampfes wird durch die Wandungen der

Messingrohre hindurch an das Kühlwasser abgegeben, dessen Temperatur dadurch erhöht wird.

Ein Oberflächenkondensator findet stets dort Verwendung, wo das Kondensat notwendigerweise zum Kessel zurückgeführt werden muß, da das Kühlwasser nicht als Speisewasser verwendet werden kann.

Rieselkondensatoren bestehen aus einer Anzahl liegender Messingrohre, durch die der Auspuffdampf geleitet wird, und über deren Oberfläche das Kühlwasser herabrieselt. Letzteres wird somit bis zur Temperatur der Rohre erwärmt und teilweise verdunstet. Diese Verdunstung des Kühlwassers wird durch strömende Luft befördert, weshalb derartige Kondensatoren im Freien und zwar gewöhnlich auf Dächern von Gebäuden Aufstellung finden. Die erforderliche Kühlwassermenge ist bei diesen Kondensatoren nur ungefähr ebenso groß als die Kondensatmenge. Deshalb werden diese Kondensatoren besonders dort gebraucht, wo wenig Kühlwasser zur Verfügung steht, und das Kondensat wiederum zur Kesselspeisung gebraucht werden soll.

Die Einspritzkondensation wird sehr häufig bei stationären Anlagen verwendet, und hat hier gewisse Vorteile, vorausgesetzt nur, daß reines Wasser für die Kühlung zur Verfügung steht, und sich auch ohne weiteres zur Kesselspeisung eignet. Kühlwasser und Dampf werden hier innig gemischt, indem man gewöhnlich das Wasser in den Abdampfstrom hineinspritzt. Die erforderliche Kühlwassermenge ist im allgemeinen gering, und in außergewöhnlichen Fällen kann sie ganz bedeutend kleiner als die eines gewöhnlichen Oberflächenkondensators sein.

Der Strahlkondensator ist ebenfalls ein Mischkondensator in etwas abgeänderter Form. Er vereinigt in sich die Wirkung des Kondensators und der Luftpumpe. Seine Wirkungsweise beruht auf dem Prinzip des Injektors, und er besteht aus einer Reihe ziemlich weiter konisch verlaufender Düsen, die hintereinander in Richtung ihrer Achse angeordnet sind, und durch die der Dampf hindurchströmt. Durch diese Dampfströmung wird das Kühlwasser mit großer Geschwindigkeit in den Dampfstrom hineingezogen und vermischt sich so mit dem Dampfe, wodurch dieser niedergeschlagen wird.

Das erwärmte Wasser gelangt dann durch eine Ausflußdüse, durch die seine Geschwindigkeit verringert und seine Spannung auf Atmosphärendruck gebracht wird, in den Kondensatbehälter.

3. Hilfsmaschinen für die Kondensation.

Bei allen Kondensatoren mit Ausnahme des Stahlkondensators muß das Kondensat und die Luft, die mit dem Dampf zusammen in den Kondensator gelangt, abgepumpt werden, zu welchem Zwecke ein gewisser Kraftaufwand notwendig ist.

Gewöhnlich werden Luft und Kondensat zusammen durch eine Naßluftpumpe abgesaugt, jedoch können in gewissen Fällen bessere

Ergebnisse erzielt werden, wenn für Kondensat und Luft getrennte Pumpen Anwendung finden. Die Kondensatpumpe kann dann im Verhältnis kleiner sein, als die trockene Luftpumpe. Da bei diesem System die trockene Luftpumpe nur mit Luft allein arbeitet, so

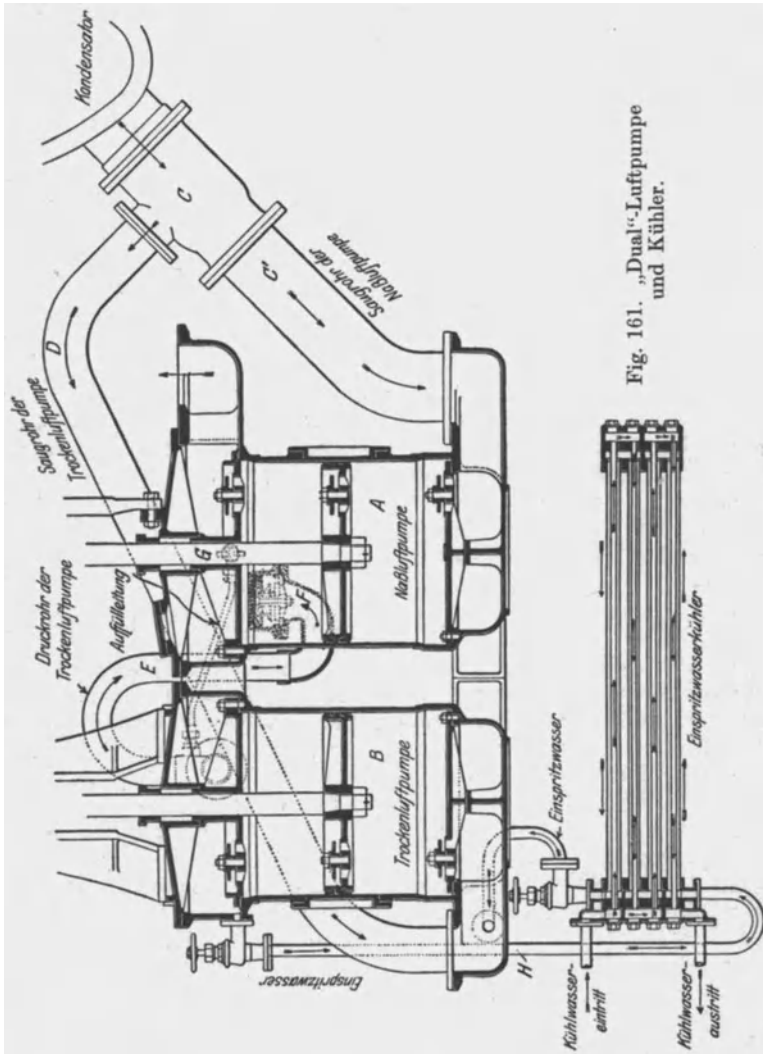


Fig. 161. „Dual“-Luftpumpe und Kühler.

läßt man sie bisweilen mit einer bedeutend höheren Drehzahl als eine gewöhnliche Naßluftpumpe arbeiten. Bei dem gleichen minutlichen Hubvolumen wird deshalb in diesem Falle ihr Kolbendurchmesser kleiner ausfallen können.

Die in Fig. 161 dargestellte Doppelluftpumpe „Dual“ der Firma G. u. J. Weir besitzt bei *A* eine Naßluftpumpe und bei *B* eine trockene Luftpumpe. Das Kondensat gelangt durch das Rohr *CC'* in den Saugraum der Naßluftpumpe, während bei *C* die Saugleitung *D* der trockenen Luftpumpe abzweigt. Beide Pumpen besitzen wie die bei Schiffsmaschinen üblichen Kondensatpumpen je drei Ventile. Die trockene Luftpumpe drückt die Luft durch das Rohr *E* und das federbelastete Ventil *F* in den Pumpenraum der Naßluftpumpe und zwar an eine Stelle nahe unterhalb des Druckventils. Bei *G* befindet sich ein Auffüllventil, durch das man dem Druckraum der Naßluftpumpe zwecks Anlassens Wasser zuführen kann. Während des Betriebes der Pumpen wird dieses Wasser von dem Druckraume der Trockenluftpumpe aus in das Rohr *H* und einen Wasserkühler gedrückt und gelangt dann wieder in den Saugraum der trockenen Luftpumpe. Innerhalb der Pumpe selbst dichtet es durch Wasserabschluß, kühlt die Luft und kondensiert den Dampf. Die Wärme, die hier dem Wasser zugeführt wird, wird im Kühler wieder abgegeben, durch den kaltes Wasser (z. B. Seewasser) zirkuliert. Das Ventil *F* ist so eingestellt, daß der Druckraum der Trockenluftpumpe auf einem Unterdruck von etwa 50 cm Q.-S. gehalten wird, wenn der Unterdruck im Kondensator ungefähr 71 cm Q.-S. beträgt. Es besteht somit zwischen dem Rohre *H* und dem Saugraum der Trockenluftpumpe eine Druckdifferenz von etwa 20 cm Q.-S., was hinreichend ist, um das im Druckraum befindliche Wasser durch den Kühler hindurch in den Saugraum der Pumpe zu ziehen.

4. Parsons Vakuumvermehrter und die kinetische Luftpumpe.

Es seien hier zwei weitere Methoden für die Bewerkstelligung der Luftpumpenarbeit aufgeführt. Um die Luftpumpen kleiner zu erhalten, und hierdurch an Raum und Gewicht zu sparen, brachte die Firma Parsons & Co. den sogenannten Vakuumvermehrter auf den Markt. Hier wird die Luftverdichtungsarbeit durch ein Dampfstrahlgebläse verrichtet, und die abgesaugte Luft in einem kleinen Hilfskondensator abgekühlt. Der Unterdruck im Hauptkondensator ist deshalb größer als im Hilfskondensator, und reicht somit eine gewöhnliche Naßluftpumpe hin, um den im Hilfskondensator erforderlichen Unterdruck herzustellen. Der Dampfverbrauch des Strahlapparates ist bis jetzt auf etwa 0,6 v. H. des Dampfverbrauches der Turbine gebracht worden. Die durch Anwendung dieses Vakuumvermehrers in Verbindung mit einem gewöhnlichen Oberflächenkondensator herbeigeführte Nettoersparnis an Dampf beträgt im Mittel ungefähr 5 bis 6 v. H.

Wie man aus der Fig. 162 ersieht, fließt das im Oberflächenkondensator befindliche Kondensat der tiefliegenden Luftpumpe mit hydrostatischem Überdruck zu. An einer höherliegenden Stelle des Hauptkondensators wird das Luft- und Dampfgemisch vermittels

des mit Frischdampf betriebenen Strahlapparates abgesaugt und im Hilfskondensator niedergeschlagen. Die übrigbleibende Luft, die noch etwas Wasserdampf enthält, wird sodann durch die Luftpumpe ins Freie befördert. Fig. 163 zeigt die allgemeine Anordnung dieser Kondensationsanlage unterhalb einer für stationäre Anlagen üblichen Turbine.

Die „kinetische Luftpumpe“, die neueren Ursprungs ist, umgeht die Notwendigkeit einer trockenen Luftpumpe oder eines kleinen

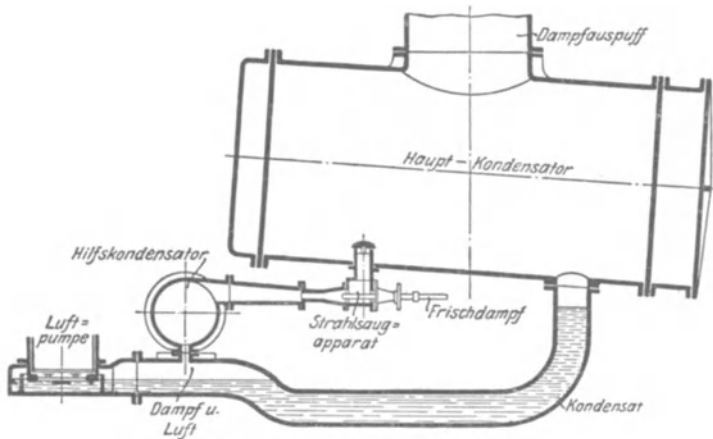


Fig. 162. Parsons-Vakuumvermehrer.

Hilfskondensators. Die Luft wird zuerst durch einen Dampfstrahl abgesaugt und dann durch einen Strahlapparat, in dem das Kesselspeisewasser als Arbeitsflüssigkeit wirkt und der Dampf kondensiert wird, in die Atmosphärenluft gedrückt. Die kinetische Luftpumpe kann in gewissen Fällen zum Absaugen des Kondensates sowie der Luft gebraucht werden und würde dann sämtliche mechanische Pumpen einer Kondensatoranlage ersetzen.

5. Allgemeines über Luftpumpen.

Aus allem bisher Gesagten geht hervor, daß für eine Kondensationsanlage die Luftpumpe von der größten Bedeutung ist. Aus diesem Grunde hat man in der Praxis diesem Gegenstande größere Beachtung zugewendet und richtete sein Augenmerk dahin, für die Förderung großer Luftvolumina möglichst kleine Luftpumpen zu erhalten.

Zu diesem Zwecke kann durch Abkühlen der Luft vor ihrem Eintritte in die Pumpe viel erreicht werden. Da jedoch die Abkühlung der Luft nicht weit genug getrieben werden kann, so führte dies zur Anwendung anderer Mittel, um die Luft aus diesem äußerst verdünnten Zustande zu verdichten. Die verschiedenen angewandten

Methoden, zu denen auch die beiden vorher beschriebenen gehören, beruhen auf der Absaugung der Luft mittels eines Strahlapparates. Sie können hinsichtlich verschiedener Punkte unterschieden werden:

1. Der Strahlapparat wird mit Dampf, Wasser oder mit Wasser und Dampf gleichzeitig betrieben.

2. Die latente Wärme des für den Strahlapparat verwendeten Dampfes geht verloren oder wird zur Speisewasservorwärmung gebraucht.

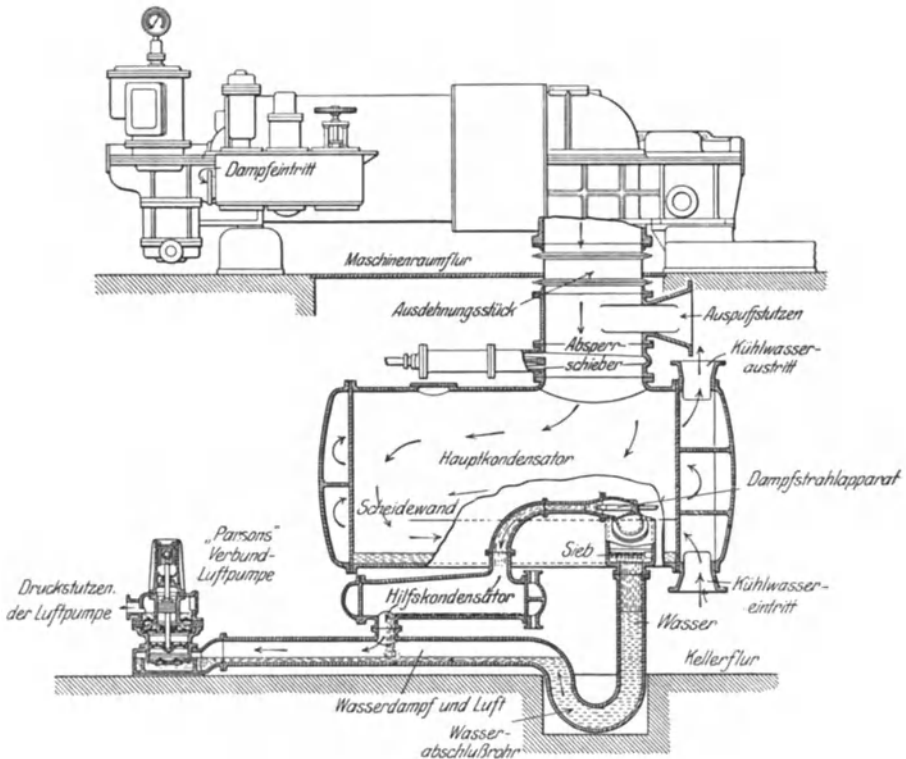


Fig. 163. Anordnung der Turbine und des Kondensators mit Vakuumvermehrer.

3. Der von der Luft aus dem Kondensator mitgeführte Wasserdampf, der im Strahlapparat (oder in einem besonderen Hilfskondensator) niedergeschlagen wird, geht verloren oder findet wieder zur Speisung des Kessels Verwendung.

In bezug auf den Parsons'schen Vakuumvermehrer ergibt das folgende Punkte:

1. Der Strahlapparat wird mit Dampf betrieben.
2. Die latente Wärme dieses Dampfes geht verloren.
3. Der von der Luft mitgeführte Wasserdampf wird kondensiert und wieder als Speisewasser verwendet.

Bei dieser Gelegenheit sei bemerkt, daß die Luft leichter vermittels eines mit Dampf als mit Wasser betriebenen Strahlapparates abgesaugt wird. Die erstere Methode erfordert einen geringen Aufwand an Frischdampf; während durch die letztere die Aufwendung mechanischer Arbeit zwecks Förderung des Wassers durch den Strahlapparat benötigt wird.

Für den Leblanc-Kondensator¹⁾ ergibt sich folgendes:

1. Der Strahlapparat wird mit Wasser getrieben.
2. Aus diesem Grunde wird hier kein besonderer Frischdampf gebraucht.
3. Der von der Luft mitgeführte und im Strahlapparat kondensierte Wasserdampf vermischt sich mit dem Wasser und geht verloren.

In Verbindung mit diesem System haben besondere Vorkehrungen Verwendung gefunden, die eine möglichst starke Absorption der Luft durch das Wasser herbeiführen sollen.

6. Dampfbildung im luftleeren Raum.

Wird ein luftleerer Raum teilweise mit Wasser angefüllt, so erfüllt sich der über der Flüssigkeit verbleibende Raum vollständig mit Wasserdampf. Dieser Dampf ist durch Verdunsten der Flüssigkeit entstanden, und seine Menge hängt von der Temperatur der Flüssigkeit ab. Ist Gleichgewichtszustand erreicht, so sagt man, daß der Raum mit Wasserdampf gesättigt ist.

Kennen wir das Volumen des Raumes, so könnten wir das Gewicht des Wasserdampfes einfach durch Messen seiner Spannung ermitteln. Versuche dieser Art würden ergeben, daß zu jeder Temperatur nur ein einziger bestimmter Dampfdruck gehört. Handelt es sich um Wasser, so sind die gefundenen Temperaturen und Drücke dieselben, wie wir sie in den Dampftabellen für gesättigten Wasserdampf finden. Erhöhen wir die Temperatur durch Zuführung von Wärme, so wird auch der Druck innerhalb des Raumes steigen; und so lange, wie noch Flüssigkeit vorhanden ist, wird die obige Beziehung zwischen den Temperaturen und Drücken innerhalb des Raumes herrschen. Die Steigerung des Druckes ist natürlich in der Hauptsache auf die Verdampfung eines Teils der Flüssigkeit zurückzuführen; d. h. der Dampf bekommt eine größere Dichte. Im weiteren Verlaufe der Versuche wird die Dampfdichte, oder das Gewicht des Dampfes pro cbm, oder sein Volumen pro kg (spezifisches Volumen) mit den in den Dampftabellen angegebenen Werten übereinstimmen.

Nehmen wir nun an, daß wir an irgendeiner Stelle der Versuche den Druck konstant halten dadurch, daß wir z. B. Dampf aus dem Gefäß austreten lassen, und führen weiterhin Wärme zu, so

¹⁾ Siehe Engineering. 28. Aug. 1908 S. 287 und 1909 S. 622. Siehe auch Stodola, Die Dampfturbinen. 4. Aufl. S. 566.

wird ein Kochen oder Sieden des Wassers eintreten. Es ist unmöglich, daß das Wasser eine höhere Temperatur als die dem herrschenden Druck entsprechende Sättigungstemperatur annimmt; und deshalb wird das gesamte Wasser verdampft werden, wenn wir diesen Prozeß lang genug fortsetzen. Diese Verdampfung bei konstantem Druck wird naturgemäß sehr viel schneller vor sich gehen, als diejenige in der ersten Hälfte der Versuche, da sie hier tatsächlich nur von der Größe der zugeführten Wärmemenge abhängt.

7. Kondensierung von Dämpfen im luftleeren Raum — Überhitzung.

Nun können obige Versuche genau umgekehrt ausgeführt werden. Haben wir in einem geschlossenen Gefäße eine bestimmte Menge Wasser und Wasserdampf ohne Anwesenheit von Luft, und entziehen dem Wasser Wärme, so wird seine Temperatur abnehmen und eine Kondensierung des Dampfes soweit eintreten, bis seine Temperatur, seine Spannung und sein spez. Volumen jeweilig den zusammengehörigen Werten der Dampftabelle entsprechen. Weiterhin wird, wenn wir die Spannung im Gefäße durch entsprechende Zuführung von Dampf konstant halten, ein Kondensieren bei konstantem Druck stattfinden. Die kondensierte Menge hängt von der Größe der abgeführten Wärmemenge ab. Hier muß noch ein anderer Dampfzustand erwähnt werden. Wenn in dem ersten Versuch sämtliches Wasser verdampft worden ist, und wir weiter Wärme zuführen, so wird die Temperatur des Dampfes immer mehr gesteigert werden, so daß der Dampf überhitzt wird. Wir könnten diesen Versuch auch mit einer ganz kleinen Flüssigkeitsmenge beginnen. Da die Flüssigkeit in kurzem vollständig verdampft sein würde, würde der Dampf bald in den überhitzten Zustand gebracht werden. Dieser Vorgang findet statt, ob die Verdampfung mit oder ohne ein Sieden der Flüssigkeit vor sich ging.

Dieser Prozeß kann auch umgekehrt werden. Wird dem überhitzten Dampf Wärme entzogen, so nimmt seine Temperatur ab; aber ein Kondensieren findet nicht eher statt, bis die Temperaturabnahme die Druckabnahme so weit eingeholt hat, daß diese beiden Größen gleichzeitig auf zwei zusammengehörige Sättigungswerte, wie wir sie in den Dampftabellen finden, gekommen sind.

Dies heißt allgemein ausgedrückt:

Ist die Temperatur eines Dampfes höher als die seiner Spannung entsprechende Sättigungstemperatur (oder, was dasselbe ist: Ist die Spannung des Dampfes geringer als die zu seiner Temperatur gehörige Sättigungsspannung), so befindet sich der Dampf in überhitztem Zustande. Beim Studium der Vorgänge im Kondensator werden wir freilich mit überhitztem Dampfe nichts zu tun haben.

Beispiel 1. Ein Kessel von 30 cbm Volumen, der zur Hälfte mit Wasser gefüllt ist und den man luftleer gepumpt hat, wird auf 200° C erhitzt. Man ermittle Gewicht und Spannung des im Kessel vorhandenen Wasserdampfes.

Das Dampfabsperrenteil kann entweder geöffnet oder geschlossen sein, jedoch wird in letzterem Falle bei weiterer Wärmezufuhr sich der Dampfzustand ändern.

Wir entnehmen den Mollierschen Dampftabellen, daß die zugehörige Dampfspannung 15,89 at abs. beträgt. Das Gewicht pro cbm Dampf von dieser Spannung beträgt 7,763 kg und folglich das Gesamtgewicht des vorhandenen Dampfes:

$$15 \cdot 7,763 = 116,5 \text{ kg.}$$

Beispiel 2. Ein Kondensator von 3 cbm Inhalt, in dem sich keine Luft befindet, hat eine Temperatur von 47°C . Auf seinem Boden befindet sich eine kleine Menge Kondensat von derselben Temperatur. Man ermittle Gewicht und Spannung des im Kondensator befindlichen Dampfes. Die Zufuhr von Abdampf in den Kondensator kann fort dauern oder abgesperrt sein; jedoch wird sich in letzterem Falle bei fort dauerndem Umlauf des Kühlwassers der Dampfzustand ändern.

In den Dampftabellen finden wir die Dampfspannung zu 0,106 at abs. (dies entspricht einem Unterdruck von 68,6 cm Q.-S. bei einem Barometerstand von 1,04 at), das in diesem Falle der Druck im Kondensator ist. Das Gewicht pro cbm Dampf beträgt 0,072 kg, und folglich das Gesamtgewicht des Dampfes:

$$3 \cdot 0,072 = 0,216 \text{ kg.}$$

Beispiel 3. Es werde angenommen, daß dem Kondensator des vorigen Beispiels minutlich 20 kg luftfreier Abdampf zugeführt werde. Zur Vereinfachung wollen wir annehmen, daß dieser Dampf bei 47°C gerade trockengesättigt sei. Man berechne die pro Minute vom Kühlwasser abzuführende Wärmemenge, wenn der Kondensator auf dem berechneten Unterdruck von 68,6 cm Q.-S. gehalten wird.

Hier muß der Dampf in demselben Maße, wie er zugeführt wird, kondensiert werden. Die Verdampfungswärme des Dampfes bei 0,106 at abs. beträgt nach den Dampftabellen 581,5 WE pro kg, und folglich die minutlich abzuführende Wärmemenge:

$$20 \cdot 581,5 = 11630 \text{ WE.}$$

8. Verdampfung und Kondensierung bei Anwesenheit von Luft.

Wir müssen uns nun mit einer Tatsache näher befassen, die auf den ersten Blick sehr wichtig zu sein scheint, und zweifellos der Nachrechnung unterzogen werden muß. Sie besteht darin, daß in den oben besprochenen Versuchen die Dampfmenge bei irgend einer Temperatur von der Anwesenheit der Luft nicht merklich beeinflußt wird.

Das Gewicht des Dampfes pro cbm wird fast nahezu ganz dasselbe sein, wenn sich keine Luft dabei befindet; und dieses Gewicht wird dann noch derselben Sättigungstemperatur der Dampftabellen

entsprechen. Der Gesamtdruck in dem geschlossenen Gefäß wird natürlich gleich der Summe der Teildrücke von Luft und Wasserdampf sein. Bedeutet somit:

p_D = Druck des Dampfes unter der Voraussetzung, daß keine Luft vorhanden ist, d. h. der der Temperatur entsprechende Sättigungsdruck.

p_L = Druck der Luft unter der Annahme, daß kein Dampf vorhanden ist.

Dann wird der im Gefäße herrschende Gesamtdruck sein:

$$p = p_D + p_L.$$

Dies wird als das „Daltonsche Gesetz der Partial- oder Teildrücke“ bezeichnet.

Das von 1 kg Dampf eingenommene Volumen wird fast genau dasselbe wie das in den Dampftabellen gefundene Volumen pro kg sein, obgleich noch eine bestimmte Menge Luft innerhalb dieses Volumens enthalten ist. Das von 1 kg Luft eingenommene Volumen kann aus Tabellen für Luft, die Druck, Volumen und Temperatur angeben, entnommen werden, oder wird aus der Formel:

$$P \cdot v = 29,26 T$$

berechnet, worin P der Teildruck der Luft in kg/qm ($= 10000 \cdot p_L$), v das spez. Volumen in kg/qm und T die absolute Temperatur in Grad C bedeuten.

Zwischen den Versuchen mit und ohne Luft besteht ein bedeutender Unterschied, der sich darin äußert, daß die Luft bedeutend verzögernd wirkt. In den Versuchen ohne Luft erfolgt die Verdampfung oder Kondensierung, die von einer Temperaturänderung begleitet wird, tatsächlich augenblicklich; aber bei Anwesenheit von Luft ist stets nach Zu- oder Abführung der Wärme eine gewisse Zeit notwendig, um die Verdampfung oder Kondensierung vollständig zu machen.

Beispiel 4. Zum Vergleich mit Beispiel 2 sei hier angenommen, daß der Kondensator außer dem Dampf 0,05 kg Luft enthalte. Das Volumen des Kondensators beträgt wie vorher 3 cbm und die Temperatur 47° C. Man ermittle die Spannung im Kondensator.

Die Dampfspannung wird wie vorher 0,106 at abs. betragen. Dies ist hier jedoch nur der Teildruck des Dampfes.

Das Gewicht des Dampfes wird ebenfalls dasselbe, nämlich 0,216 kg sein.

Außerdem befindet sich in dem Raume von 3 cbm 0,05 kg Luft bei einer Temperatur von 47° C (320° abs.).

Das spez. Volumen dieser Luft beträgt somit $\frac{3}{0,05} = 60$ cbm, und ihr Teildruck:

$$P = \frac{29,26 \cdot T}{v} = \frac{29,26 \cdot 320}{60} = 156 \text{ kg/qm,}$$

$$p_L = 0,0156 \text{ kg/qcm.}$$

Also beträgt die absolute Gesamtspannung im Kondensator:

$$0,106 + 0,0156 = 0,122 \text{ kg/qcm,}$$

was einem Umdruck von 67,5 cm Q.-S. entspricht.

Beispiel 5. Die zusammen mit dem Dampf in einen Kondensator eintretende Luftmenge beträgt 0,001 kg/sk. Die konstante Kondensatortemperatur ist 41° C, der Unterdruck 69 cm Q.-S. und der Barometerstand 1,04 at. Man ermittle das minutlich abzupumpende Luftvolumen.

$$\text{Gesamtdruck (69 cm Q.-S.)} = 1,04 - \frac{69 \cdot 13,6}{1000} = 0,102 \text{ at abs.}$$

$$\text{Teildruck des Dampfes (aus Dampftabellen)} = 0,079 \text{ " "}$$

$$\text{Folglich: Teildruck der Luft} = 0,023 \text{ " "}$$

$$\begin{aligned} \text{Spezifisches Volumen der Luft } v &= \frac{29,26 \cdot T}{P} \\ &= \frac{29,26 \cdot 314}{10000 \cdot 0,023} = 40 \text{ cbm/kg.} \end{aligned}$$

Also beträgt das minutlich abzupumpende Luftvolumen:

$$= 60 \cdot 0,001 \cdot 40 = 0,24 \text{ cbm.}$$

Natürlich muß das minutliche Hubvolumen der Luftpumpe etwas größer als dieser errechnete Wert angenommen werden, da durch den volumetischen Wirkungsgrad bedingte Verluste und solche infolge Undichtigkeiten und der größeren Verdünnung der Luft während des Saughubes zuzuschlagen sind.

Beispiel 6. Auf Grund des vorhergehenden Beispiels werde das mit der Luft fortgeführte Dampfgewicht berechnet.

Der Teildruck des Dampfes beträgt 0,079 at abs.

und sein Gewicht pro cbm 0,053 kg/cbm.

$$\begin{aligned} \text{Das Gewicht von 0,24 cbm:} &= 0,24 \cdot 0,053, \\ &= 0,0127 \text{ kg pro min.} \end{aligned}$$

Das sind pro Sekunde 0,0021 kg Wasserdampf, also reichlich das Doppelte des Gewichtes der Luft.

Geht dieser Dampf verloren, so wird das Speisewasser um diesen Betrag verringert werden.

Beispiel 7. Zwecks Vergleich mit Beispiel 5 werde angenommen, daß wir wie zuvor 0,001 kg Luft pro Sekunde absaugen würden. Der Unterdruck von 69 cm Q.-S. bleibe bestehen, jedoch sinke die Temperatur des abzusaugenden Wasserdampf-Luftgemisches auf 16° C.

Man ermittle das abzusaugende Volumen pro Minute.

Der Gesamtdruck beträgt wie vorher . = 0,102 at abs.

Der Teildruck des Dampfes (Tabelle) . = 0,019 " "

Folglich: Teildruck der Luft = 0,083 " "

$$\text{Spezifisches Volumen der Luft} = \frac{29,26 \cdot 289}{830} = 10,2 \text{ cbm/kg.}$$

Aufzusaugendes Volumen pro Minute:

$$= 60 \cdot 0,001 \cdot 10,2 = 0,061 \text{ cbm.}$$

Diese Verringerung von 0,24 auf 0,06 cbm/min bedeutet eine wesentliche Ersparnis in bezug auf Größe und Gewicht der Luftpumpe, die durch Verringerung der Kondensatortemperatur von 41° auf 16° C bewirkt wird. Das theoretische minutliche Hubvolumen der Pumpe wäre um wenigstens 50 v. H. größer als diese Werte zu machen aus den schon angeführten Gründen.

9. Mischungen von Gasen und Dämpfen.

Die Aufstellung der physikalischen Gesetze der Gasmischungen, mit denen wir es hier zu tun haben, verdanken wir Dalton und Gay-Lussac. Sie sind in den beiden folgenden Gesetzen der Mischung eines Gases und Dampfes zusammengefaßt:

1. Die Dampfmenge, die ein Raum von bestimmten Volumen aufzunehmen vermag, ist dieselbe, ob außer dem Dampf noch ein Gas in dem Raum vorhanden ist oder nicht; natürlich unter der Voraussetzung gleicher Temperatur in beiden Fällen.
2. Der Gesamtdruck der Mischung eines Dampfes und Gases ist gleich der Summe der Teildrücke der einzelnen Gase.

Das zweite Gesetz gilt auch dann, wenn die im Gas vorhandene Dampfmenge geringer ist, als die, die zu seiner Sättigung notwendig ist. Jedoch würde sich dann der Dampf in überhitztem Zustande befinden, womit wir es bei Kondensatoren nicht zu tun haben.

Das zweite Gesetz ist ebenfalls auf Mischungen von Gasen derselben oder verschiedener Art anwendbar, und deshalb gilt allgemein für alle Gase und Dämpfe dasselbe, was für Wasserdampf gilt.

Man wird sich fragen, warum nicht jeder mit Luft erfüllte Raum mit Wasserdampf gesättigt ist, oder warum sich die Atmosphäre nicht stets in gesättigtem Zustand befindet. Wie schon erwähnt, verzögert die Anwesenheit von Luft die Verdampfung des Wassers ganz bedeutend. Durch Luftströmungen wird die über der Wasseroberfläche zunächst befindliche Luft, die sich hier mit Feuchtigkeit sättigt, gewöhnlich ehe sie sich vollständig mit Wasserdampf sättigen kann, weggetrieben. Der Wasserdampf der Atmosphäre besitzt deshalb einen niedrigeren Teildruck als bei vollständiger Sättigung; d. h. er ist nichts anderes als mehr oder weniger überhitzter Dampf niederer Spannung.

10. Wirkungsweise des Kondensators bei Abwesenheit von Luft.

Um in einem Kessel Wasserdampf zu kondensieren, um ein Vakuum hervorzubringen, wenn sich Luft weder in demselben befindet, noch mit dem Dampfe zugeführt wird, ist es nur notwendig,

dem Wasserdampf Wärme zu entziehen. Da eine fortwährende Zufuhr sowohl von Dampf als auch von Kühlwasser zum Kondensator stattfindet, so gilt für jedes Zeitintervall die Gleichung:

Vom Dampf abgegebene Wärme = vom Kühlwasser aufgenommene Wärme.

Je niedriger die Temperatur des Kühlwassers und je größer seine Menge ist, desto niedriger wird die Temperatur und die absolute Spannung im Kondensator werden.

Die Spannung im Dampfraum wird gleich der zur Temperatur gehörigen Sättigungsspannung sein. Da keine Luft in den Kondensator eintritt, so würde keine Luftpumpe notwendig sein; jedoch ist eine Wasserpumpe erforderlich, um im Falle eines Oberflächenkondensators das Kondensat und im Falle eines Einspritzkondensators das eingespritzte Wasser abzapfen.

Die Austrittstemperatur des Kühlwassers eines mit Röhren durchzogenen Kondensators würde notwendigerweise niedriger als die Temperatur im Dampfraum sein. Bedeutet:

$$\begin{aligned} t_a &= \text{Dampf Temperatur im Kondensator,} \\ t_a &= \text{Austrittstemperatur des Kühlwassers,} \end{aligned}$$

dann ist die eben erwähnte Temperaturdifferenz:

$$t_a - t_a.$$

Bei einem Einspritzkondensator mit inniger Vermischung des eingespritzten Wassers mit dem Dampfe, könnten wir erwarten, daß diese Temperaturdifferenz zwischen Kühlwasser und Dampf zu Null würde. Das Einspritzwasser müßte dann natürlich vollkommen frei von Luft sein.

Der Fall, daß der Dampf bis zur Austrittstemperatur des Kühlwassers abgekühlt wird, muß als in Wirklichkeit nicht erreichbarer Idealzustand angesehen werden. Selbstverständlich ist bei ein und demselben Druck an jeder Stelle des Kondensators auch die Temperatur überall die gleiche. Wir werden später sehen, daß dies bei Anwesenheit von Luft im Kondensator durchaus nicht der Fall ist.

11. Oberflächenkondensation bei Anwesenheit von Luft.

Enthält der dem Kondensator zugeführte Wasserdampf einen gewissen Anteil Luft, so muß eine ständige Temperaturabnahme des WasserdampfLuftgemisches mit der Kondensierung Hand in Hand gehen.

Es werde vorläufig angenommen, daß die Spannung an jeder Stelle im Inneren des Kondensators dieselbe sei. Betrachten wir eine bestimmte in den Kondensator eintretende Gemischmenge von Luft und Wasserdampf (die in einem ganz bestimmten Verhältnis zueinander gemischt ist), so wird bei Beginn der Kondensierung

das Mischverhältnis von Luft zu Wasserdampf zunehmen, was notwendigerweise eine Zunahme der Luftdichte zur Folge hat. Da jedoch die Gesamtspannung konstant bleibt, so muß bei einer Zunahme des Teildruckes der Luft derjenige des Dampfes abnehmen, und dies bedingt natürlich einen entsprechenden Temperaturabfall.

Angenommen der Druck im Kondensator betrage 0,0707 at abs. Die diesem Druck entsprechende Sättigungstemperatur ist 38,9° C. Das jedoch mit dem Auspuffdampf Luft gemischt ist, so wollen wir annehmen, daß die Temperatur am oberen Ende des Kondensators gemessen 38,8° C betrage. Der Auspuffdampf trete oben in den Kondensator ein, und die Saugleitung der Luftpumpe sei am Boden des Kondensators angeschlossen.

Die folgende Tabelle, die im Verlauf der Kondensierung die relativen Dichten der Luft und des Wasserdampfes, sowie außerdem die Temperaturen, bei denen diese relativen Dichten möglich sind, angibt, ist ohne weiteres aufzustellen.

Tabelle XLVI.

°C	Dampfdruck at	Luftdruck at	Gewicht von 1 cbm in kg		
			Dampf	Luft	Gemisch
38,84	0,0705	0,0002	0,04823	0,00023	0,04846
38,7	0,0700	0,0007	0,04789	0,00077	0,04866
38,5	0,0694	0,0013	0,04746	0,00143	0,04889
38,0	0,0676	0,0031	0,04630	0,00341	0,04971
35,0	0,0569	0,0138	0,03938	0,01530	0,05468
30,0	0,0429	0,0278	0,03018	0,03140	0,06158

Die Temperatur am oberen Ende des Kondensators beträgt 38,84°; die in der Nähe des Bodens herrschende ist niedriger und hängt von der größten infolge der Luftpumpenwirkung zulässigen Luftdichte ab.

Angaben über die Größe dieses Temperaturabfalles sind in den verschiedenen Abhandlungen über Kondensatoren zu finden, von denen wir eine Zusammenstellung am Schluß dieses Kapitels bringen werden. Diese Temperaturdifferenz beträgt bei ausgeführten Kondensatoren von 0 bis 30° C.

Zur letzten Reihe in obenstehender Tabelle sei bemerkt, daß während der Kondensierung des Wasserdampfes die Dichte des Gemisches ein wenig zunimmt. Somit hat der mit einer größeren Luftmenge behaftete Dampf das natürliche Bestreben, auf den Boden des Kondensators herabzusinken.

12. Einfluß der Größe der Luftpumpe auf den Temperaturabfall und die Luftdichte im Kondensator.

Setzen wir die Betrachtung unseres Beispiels im vorigen Abschnitt fort, so können wir die Stärke der Kondensierung aus dem

Temperaturabfall berechnen. Bei 38° beträgt das Gewicht der in 1 cbm Mischung enthaltenen Luft 0,00341 kg.

Bei der anfänglichen Dichte der Luft haben:

$$\frac{0,00341}{0,00023} = 14,8 \text{ cbm Luft dasselbe gewogen.}$$

Von dem Dampf, der ursprünglich diese 14,8 cbm ausfüllte, ist jetzt aber nur noch 0,04630 kg/cbm übrig.

Folglich beträgt:

Das Gewicht des zugeführten Dampfes . . = 14,8 · 0,4823 = 0,7138 kg
 " " " übrigbleibenden Dampfes = 0,0463 "
 " " " kondensierten Dampfes = 0,6675 "

Das Gewicht des kondensierten Dampfes für jeden Kubikmeter neuinzutretenden Dampfes ist dann $\frac{0,6675}{14,8} = 0,045 \text{ kg}$. Die Er-

gebnisse einer Anzahl derartig durchgeführter Rechnungen wurden in der Tabelle XLVII zusammengestellt. Sie gibt für je 100 cbm Dampf, die dem Kondensator zugeführt werden, die Mengen kondensierten und übrigbleibenden Dampfes bei verschiedenen Temperaturen an. In je 100 cbm Dampf bestehen natürlich zusammen 100 cbm Wasserdampf und 100 cbm Luft, da sie sich gegenseitig durchdringen.

Das in je 100 cbm neueintretenden Dampfes enthaltene Luftgewicht beträgt 0,023 kg; und dieser Wert dividiert durch die Luftdichte bei irgend einer Temperatur ergibt das Volumen der Luft bei dieser Temperatur für je 100 cbm neueintretenden Dampf. Diese Volumina sind in der letzten Reihe der Tabelle gegeben.

Tabelle XLVII.

° C	Gewicht in kg für je 100 cbm eintretenden Dampfes		Abzusaugendes Luftvolumen für je 100 cbm eintretenden Dampfes cbm
	Kondensat	Dampf	
38,84	0	4,82	100
38,7	3,40	1,42	29,5
38,5	4,05	0,77	16,1
38,0	4,50	0,32	6,75
35,0	4,77	0,05	1,51
30,0	4,80	0,02	0,73

Sind wir demnach in der Lage, vermittels einer Luftpumpe oder einer anderen Vorrichtung 16,1 cbm für je 100 cbm neueintretenden Dampf abzusaugen, dann würde am Boden des Kondensators eine Temperatur von 38,5° C herrschen. Saugen wir dagegen nur 0,73 cbm ab, so wird diese Temperatur bei gleichem Unterdruck auf 30° sinken. In ersterem Falle beträgt die Dichte der Luft im Kondensator 0,00143 kg/cbm, während sie in letzterem Falle 0,03140 kg/cbm, mithin ungefähr 22 mal so groß ist.

Wir können obige Betrachtungen in drei Punkten zusammenfassen:

1. Bei zunehmender Leistung der Luftpumpe verringert sich die Temperaturdifferenz zwischen Dampfeintritt und Boden des Kondensators.
2. Bei zunehmender Leistung der Luftpumpe verringert sich die mittlere Dichte der Luft im Kondensator.
3. Die Verringerung der mittleren Dichte der Luft im Kondensator hat eine Abnahme der Temperaturdifferenz zwischen Dampfeintritt und Boden des Kondensators zur Folge.

13. Einfluß der Luft auf die Wärmeabführung und Kondensierung.

Bei Abwesenheit von Luft tritt die Kondensierung in Wirklichkeit augenblicklich ein. Ist Luft im Kondensator vorhanden, so wird die Kondensierung bedeutend vermindert, da die Luft gewissermaßen eine isolierende Schicht um die Messingrohre herum bildet. Je größer die Luftmenge, also je größer die mittlere Dichte der Luft ist, desto langsamer wird die Wärmeabführung im Kondensator stattfinden.

Die Größe der Luftmenge im Kondensator wird, wie oben erklärt, durch die Größe der Temperaturdifferenz zwischen Dampfeintritt und Boden des Kondensators angezeigt. Bei gleichbleibender Kühlwassermenge ist die abgeführte Wärmemenge proportional der Temperaturdifferenz zwischen Kühlwasserein- und Austritt.

Die Einwirkung der Luft wird durch die folgenden Versuchsergebnisse in anschaulicher Weise vor Augen geführt. Bei diesen Versuchen schwankte die Kondensatmenge zwischen 350 und 1000 kg/Std., und der Unterdruck zwischen 46 und 73,5 cm Q.-S.

Tabelle XLVIII.

Mittlere Kühlwasser- menge pro Stunde cbm	Kühlwasser- Temperatur- differenz °C	Temperatur- differenz im Kondensator zwischen Dampfeintritt und Boden °C
25,5	9,0	8,9
	10,2	6,7
	16,0	1,1
	17,8	0,7
16,1	11,5	10,0
	16,3	8,6
	24,6	3,1
	30,8	1,1
6,9	25,4	9,2
	38,2	4,0
	53,1	0,3
	64,3	0,0

14. Kondensat-Gleichgewichtszustand der Temperaturen.

Die Temperaturen im Kondensator nehmen im Verhältnis der Entfernung vom Dampfeintrittsstutzen ab. Befindet sich der Eintrittsstutzen am oberen Ende des Kondensators, und ist die Saugleitung der Luftpumpe am Boden angeschlossen, so wird die Temperatur des Kondensats im oberen Teile des Kondensators am höchsten sein und nach dem Boden zu immer mehr abnehmen. Im idealen Kondensator müßte das Kondensat sofort nach seiner Bildung abgepumpt werden, womit wir gleichzeitig eine möglichst hohe Kondensat- und Speisewassertemperatur erreichen würden.

Wir wollen nun sehen was eintritt, wenn das Kondensat nicht sogleich abgepumpt wird. Jedenfalls wird es schließlich die Kühlwasserrohre bedecken und daher die Wärmeabgabe des Dampfes ans Kühlwasser im unteren Teil des Kondensators ganz verhindern. Dagegen tritt noch eine andere nachteiligere Wirkung auf. Da das im oberen Teile des Kondensators sich niederschlagende und nach unten fließende Wasser eine höhere Temperatur als das sich am Boden angesammelte haben wird, so wird auf diese Weise dem Kondensat und auch bis zu gewissem Grade dem Dampfe immer mehr Wärme zugeführt werden. Da aber die Dampfspannung im unteren Teile des Kondensators kleiner als die zu der höheren Temperatur des herabrieselnden neu gebildeten Kondensats gehörige Sättigungsspannung ist, so wird ein Teil des herabfließenden Kondensates wieder verdampfen. Mit anderen Worten: das im Kondensator herabfließende Kondensat gelangt in eine Zone desselben, deren Temperatur niedriger, aber gleich der zum herrschenden Dampfdruck gehörigen Sättigungstemperatur ist, und wird bis zu gewissem Grade wieder verdampfen.

Außerdem kommt hierzu eine ähnliche Erscheinung, weil zwischen der Temperatur der Luft und der des Dampfes kein Gleichgewichtszustand herrscht. Damit dies klar wird, müssen wir uns erinnern, daß die Luft einen verzögernden Einfluß auf die Kondensierung ausübt. Kommt das Wasserdampfluftgemisch mit irgend einem Teil der Kühlfläche in Berührung, so wird ein Teil des in nächster Nähe befindlichen Wasserdampfes kondensiert, während dem weiter entfernten Wasserdampf nicht sogleich die niedrigere Temperatur der Kühlfläche mitgeteilt wird infolge der die Kühlrohre umgebenden Luftschicht.

Im idealen Kondensator ist die Temperatur an jeder Stelle des Querschnitts des Wasserdampf-Luftstromes gleich. In Wirklichkeit ist jedoch die Temperaturabnahme und die dieser entsprechende Kondensierung in der Nähe der Kühlrohre am größten, während der übrige Dampf in weniger abgekühltem Zustande abgesaugt wird.

Es besteht daher in Wirklichkeit das Bestreben, gleiche Temperaturen am Dampfeintrittsstutzen und Boden des Kondensators herzustellen, und deshalb muß man die Verringerung der Temperaturdifferenz infolge der oben angegebenen Gründe und diejenige infolge der Abwesenheit oder Verringerung der Luft genau auseinander halten.

15. Entstehende Nachteile, wenn das Kondensat nicht sofort nach seiner Bildung abgepumpt wird.

Verbleibt das sich bildende Kondensat im Kondensator, so hat das die nachstehend aufgezählten Folgen:

1. Das Kühlwasser wird nutz- und zwecklos erwärmt.
2. Die Wärmeabfuhr wird eine geringere.
3. Die Kondensattemperatur und damit die Temperatur des dem Kessel von neuem zuzuführenden Speisewassers wird verringert.
4. Im Dampftraume des Kondensators wird sich eine gleichmäßigere Temperatur einstellen.
5. Das abzusaugende Luftvolumen wird größer.

In Wirklichkeit ist es nicht möglich, das Kondenswasser überall sofort nach seiner Bildung abzupumpen, und deshalb ist es ratsam, dasselbe durch eine Menge eingebauter Scheidewände auf den Boden des Kondensators zu leiten und dort zu sammeln.

Nach dem Beispiel der Abschnitte 11 und 12 ist klar, daß die Kondensierung hauptsächlich bei Temperaturen, die nahe an der Eintrittstemperatur des Dampfes in den Kondensator liegen, vor sich geht. Es ist besser, diesen Vorteil für das Speisewasser gleich auszunützen, als das Kondensat erst auf den Boden des Kondensators herabfließen zu lassen, wo es durch den Einfluß der hier herrschenden tiefsten Kühlwassertemperatur weiterhin abgekühlt würde.

Bis zu welchem Grade die eben aufgeführten schlechten Einflüsse auf den Wirkungsgrad einer ausgeführten Kondensatoranlage einwirken, kann nur durch praktische Untersuchungen festgestellt werden.

16. Einfluß auf das Kühlwasser.

Bisher haben wir nur den Dampf im Kondensator betrachtet. Aus Tabelle XLVII sehen wir, daß die Spannung in diesem theoretischen und vollkommen entwässerten Kondensator 0,0707 at betragen wird, wenn für jede 100 cbm eintretenden Dampfes 1,51 cbm Luft abgesaugt werden, vorausgesetzt daß die Temperatur am Boden des Kondensators 35° C beträgt.

Wir wollen nun aber annehmen, daß das Kühlwasser nicht imstande wäre, eine solche niedrige Temperatur im Kondensator herzubringen. Der Unterdruck wird naturgemäß abnehmen, wenn nicht die Förderung der Luftpumpe vergrößert werden kann. Ist die niedrigste Temperatur, auf welcher der Boden des Kondensators dauernd gehalten werden kann, 38° C, so müßte die Fördermenge für je 100 cbm Dampf von 1,51 auf 6,75 cbm vergrößert werden.

Um diesen Einfluß auf das Vakuum zu veranschaulichen, wurden die Tabellen XLIX und L aufgestellt, welche den Tabellen XLVI und XLVII bei nahezu gleichem Luftanteil im Dampfe jedoch

bei einem kleineren Unterdruck im Kondensator entsprechen. Der absolute Kondensatordruck wurde hierbei zu 0,1060 at angenommen, und jeweilig diejenige Dampftemperatur gewählt, die dem erforderlichen Mischungsverhältnis von Dampf und Luft entspricht.

Tabelle XLIX.

° C	Dampfdruck in at	Luftdruck in at	Gewicht von 1 cbm in kg	
			Dampf	Luft
46,55	0,1057	0,0003	0,07061	0,00032
46,5	0,1054	0,0006	0,07042	0,00064
46,0	0,1026	0,0034	0,06867	0,00358
45,0	0,0971	0,0089	0,06516	0,00956
43,0	0,0881	0,0179	0,05946	0,01936
38,0	0,0673	0,0387	0,04629	0,04254

Tabelle L.

° C	Gewicht in kg für je 100 cbm eintretenden Dampfes		Abzusaugendes Luft- volumen für je 100 cbm eintretenden Dampfes in cbm
	Kondensat	Dampf	
46,55	0	7,06	100
46,5	3,04	4,02	50
46,0	6,32	0,74	8,9
45,0	6,86	0,20	3,35
43,0	6,96	0,10	1,65
38,0	7,03	0,03	0,75

17. Gegenseitige Einwirkung des Kühlwassers und der Luftpumpe aufeinander.

Durch Vergleich dieser Tabellen mit den früheren zeigt sich manches Interessante. Um jedoch diesen Vergleich für dasselbe Dampfgewicht in jedem Falle leicht bewerkstelligen zu können, wurde eine weitere Tafel aufgestellt, in der die Hauptergebnisse beider nebeneinander gesetzt und auf 1 kg Abdampf bezogen wurden. Die mit „Luftvolumen“ überschriebene Spalte gibt mithin das Volumen derjenigen Luft (einschließlich des mitgeführten Wasserdampfes), das bei der betreffenden Temperatur entweder durch die Luftpumpe abzusaugen oder durch den Kondensator weiterzufördern ist.

Die abgegebenen Wärmemengen sind diejenigen, die durch Kondensierung des betreffenden prozentualen Anteils von 1 kg Dampf bis zu der betreffenden Temperatur im Kondensator frei wurden.

Übereinstimmend mit der Annahme, daß das Kondensat sofort nach seiner Bildung abgepumpt werde, sind die abgegebenen Wärme-

mengen lediglich aus der Verdampfungswärme errechnet worden. Die von der Luft abgegebene Wärmemenge ist zu gering, um bei dieser Berechnung berücksichtigt zu werden.

Tabelle LI.

Druck = 0,0707 at zugehörige Temperatur = 38,9 °C Luft pro kg Abdampf = 0,00477 kg				Druck = 1,060 at zugehörige Temperatur = 46,6 °C Luft pro kg Abdampf = 0,00454 kg			
°C	Luft- volumen cbm	abge- gebene Wärme- menge WE	konden- sierter Anteil v. H.	°C	Luft- volumen cbm	abge- gebene Wärme- menge WE	konden- sierter Anteil v. H.
38,84	20,8	0	0	46,55	14,2	0	0
38,7	6,2	408	70,6	46,5	7,1	248	43,1
38,5	3,34	486	84,0	46,0	1,27	514	89,5
38,0	1,40	540	93,4	45,0	0,47	559	97,3
35,0	0,31	573	99,0	43,0	0,234	566	98,6
30,0	0,152	576	99,6	38,0	0,107	572	99,5

Angenommen, das Kondensator Kühlwasser ist imstande, die niedrigste Temperatur von 38° C im Dampfraum dauernd zu halten; dann wird, falls die Luftpumpe pro kg Abdampf 1,40 cbm Luft absaugen kann, ein Unterdruck von 71 cm Q.-S., entsprechend einem absoluten Druck von 0,0707 at zu erreichen sein. Beträgt dagegen die geförderte Luftmenge nur 0,107 cbm pro kg Abdampf, so wird der absolute Druck nur 0,106 at und mithin der Kondensatorunterdruck etwa 68,5 cm Q.-S. betragen.

Es sei darauf hingewiesen, daß in ersterem Falle das Kühlwasser nicht nur den Kondensator auf 38° erhalten, sondern auch 540 WE pro kg Abdampf aufnehmen muß. Für den letzteren Fall beträgt diese Wärmemenge 572 WE/kg.

Ist umgekehrt die Fördermenge der Luftpumpe, z. B. mit 0,35 cbm/kg gegeben, so kann der Kondensatorunterdruck vermittelst der Kühlwassermenge reguliert werden. Kann das Kühlwasser die erforderliche Wärmemenge pro kg Abdampf aufnehmen und ist außerdem imstande, den Boden des Kondensators auf der konstanten Temperatur von 43° zu erhalten, so wird der erzeugte Unterdruck etwa 68,5 cm Q.-S. betragen. Kann jedoch eine Temperatur von etwa 35° C hergestellt werden, so wird das Vakuum auf 71 cm Q.-S. steigen.

Für den theoretischen Kondensator bilden die niedrigste erreichbare Temperatur und das geförderte Luftvolumen pro kg Abdampf zwei zusammengehörige Größen, zu denen ein ganz bestimmter Kondensatorunterdruck gehört.

18. Einfluß der Luftmenge im Abdampf.

Durch Aufstellung weiterer Tabellen für verschiedene Luftmengen könnte der Einfluß wachsender Luftmengen im Kondensator zahlenmäßig veranschaulicht werden. Dies ist jedoch kaum noch notwendig, da wir bereits jetzt imstande sind, die verschiedenen Einflüsse durch Veränderung der Luftmenge im Kondensator anzugeben.

Legen wir beispielsweise die Tabelle XLVI zugrunde, nehmen jedoch etwa das dreifache Luftgewicht pro kg Abdampf an, so würde die Dampftemperatur $38,7^{\circ}\text{C}$ betragen.

Beim Aufstellen einer derartigen Tabelle, wie sie Tabelle XLVI ist, würden wir deshalb sehen, daß

1. das abzusaugende Luftvolumen bei allen Temperaturen dreifach so groß wird,
2. das Gewicht des nicht kondensierten Dampfes bei allen Temperaturen dreifach so groß ist,
3. die vom Dampf abgegebenen Wärmemengen bei den höheren Temperaturen kleiner werden, jedoch bei den niedrigeren tatsächlich dieselben sind.

19. Erklärung der Kurven.

Obige Tabellen veranschaulichen die Wirkungsweise des Kondensators bei nur einer bestimmten und zwar einer reichlich großen Luftmenge pro kg Abdampf. Für allgemeineren Gebrauch werden sich die Kurven der Fig. 164 als nützlich erweisen. Sie wurden für 1 kg der in den Kondensator eintretenden Luft berechnet, da das Volumen bei irgend einer Temperatur dem Gewicht der eintretenden Luft direkt proportional ist. Jede der Kurven bezieht sich auf einen bestimmten Unterdruck, der durch die anbei vermerkte Abdampftemperatur t_d bestimmt ist. Die Unterdrücke liegen zwischen 71 und $73,5\text{ cm Q.-S.}$ ($93,0$ und $96,5\text{ v. H.}$).

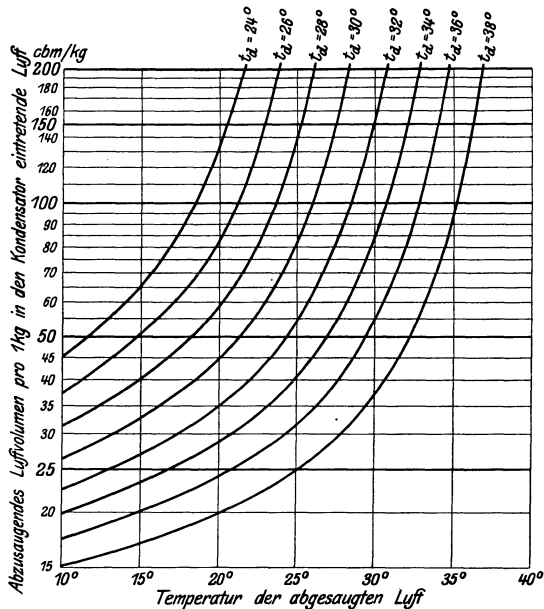


Fig. 164.

Wie man sieht, wird unter gewissen Umständen eine Vergrößerung des Hubvolumens der Luftpumpe eine geringe Veränderung des Unterdrucks bewirken, während die Abnahme der Temperatur der aus dem Kondensator abgesaugten Luft die günstigste Wirkung ausübt. Unter anderen Umständen ist das Gegenteil der Fall. Zwischen diesen Grenzfällen ist jede Kombination hinsichtlich eines größeren oder geringeren Einflusses der Temperatur der Luft und ihrer abgesaugten Menge möglich.

20. Einfluß der Luft auf die Kondensatmenge.

Wegen der verschiedenartigen in Kondensatoren auftretenden spezifischen Luftmengen, wie sie in den vorhergehenden Abschnitten durch Beispiele belegt wurden, ist es sowohl in theoretischer als auch praktischer Hinsicht wichtig, den Einfluß der Luftmenge auf die Menge des Kondensats zu kennen.

Leider liegen hierfür nur wenig Versuchsergebnisse vor, können jedoch aus verschiedenen veröffentlichten Kondensatorversuchen und anderen rein physikalischen Untersuchungen zusammengetragen werden.

Zwecks praktischer Daten müssen die Originalaufsätze herangezogen werden. Im allgemeinen können wir hier jedoch feststellen, daß bereits die Anwesenheit sehr kleiner Luftmengen die spezifische Menge des Kondensats nicht unbedeutend herabsetzen. Diese Abnahme der Kondensatmenge geschieht weniger schnell als die Luftmenge zunimmt.

Beträgt die Luftmenge 0,5 kg pro kg Abdampf, so wird die Kondensatmenge auf die Hälfte derjenigen bei absoluter Abwesenheit von Luft bei den für Dampfturbinen üblichen Abdampfdrücken und Temperaturen sinken. Wird das Verhältnis von Luft zu Dampf größer als 0,5, so nimmt die Kondensatmenge nur in geringem Maße zu.

Hiernach ist leicht zu verstehen, daß in einem Kondensator mit mehrfacher Entwässerung die Kondensierung zu Anfang eine sehr große und in den unteren Teilen eine sehr geringe sein wird, wenn Kühlwasser und Abdampf am oberen Ende desselben eintreten. In den oberen Teilen des Kondensators befindet sich dann eine spezifisch sehr geringe Luftmenge, und es herrscht die größte Differenz zwischen Dampf und Kühlwassertemperatur. Am Boden des Kondensators wird das umgekehrte der Fall sein.

Andererseits wird, falls das Kühlwasser am Boden des Kondensators eintritt, und die Kühlfläche genügend groß bemessen ist, eine weit gleichmäßigere Kondensierung über die ganze Länge des Kondensators hin stattfinden. Der Einfluß, der am Boden des Kondensators befindlichen Luft wird bis zu gewissem Grade durch die hier herrschende tiefste Temperatur des eintretenden Kühlwassers ausgeglichen. Ist die Dampfmenge pro qm Kühlfläche gering, so wird der Dampf schon in den oberen Teilen des Kondensators vollständig niedergeschlagen werden.

21. Höchstgrenze für die abzusaugende Luftmenge.

Nach allem Vorhergesagten ist ohne weiteres einzusehen, daß eine Grenze hinsichtlich der nützlichsten Fördermenge der Luftpumpe besteht. Diese Grenze wird durch die niedrigste Temperatur bestimmt, auf welcher der Dampfraum im Kondensator gehalten werden kann.

Beträgt die niedrigste nutzbare Temperatur 38° C, so wird eine Fördermenge von 0,107 cbm/kg Abdampf (gemäß unserer Theorie) einen Kondensatorunterdruck von etwa 68,5 cm Q.-S. erzeugen. Zur Erreichung eines absoluten Kondensatordruckes von 0,0707 at (etwa 71 cm Q.-S.) müßte die Fördermenge der Luftpumpe auf 1,40 cbm/kg Abdampf vergrößert werden. Würde die Pumpe noch größer ausgeführt, so würde der Unterdruck nicht größer als der zu 38° gehörige werden.

Umgekehrt würde, wenn die niedrigste Temperatur 26° betrüge, eine ganz kleine Luftpumpe einen Unterdruck von 68,5 und eine etwas größere einen solchen von 71 cm ergeben. Jedoch müßte die Fördermenge mehrere Kubikmeter betragen, ehe der absolute Kondensatordruck auf 0,035 at absinken würde. Mithin wird für eine gegebene Temperatur am Boden des Kondensators bald diejenige Grenze erreicht, bei der jegliche Vergrößerung der Fördermenge der Luftpumpe keine nennenswerte Zunahme des Kondensatorunterdruckes mehr ergibt. Diese Grenze für die nutzbringende Luftpumpenbemessung hat man des öfteren in praktischen Fällen wahrgenommen.

22. Literaturangabe.

Zwecks weiterer Informierung sei auf die folgenden Aufsätze über Oberflächenkondensation verwiesen:

1. R. L. Weighton, The Efficiency of Surface Condensers. Engineering 1906, 13. und 20. April.
2. D. B. Morison, The Influence of Air on Vacuum in Surface Condensers. Engineering 1908, 17. April.
3. E. Josse, Oberflächenkondensationen der Dampfturbinen insbesondere für Schiffe. Jahrb. d. schiffbautechn. Gesellsch. 1909. S. 174.
4. E. Josse, Versuche über Oberflächenkondensationen, insbesondere für Dampfturbinen. Zeitschr. d. Vereins d. Ing. 1909. S. 322, 376 u. 406.
5. T. C. McBride, Air Leakage in Surface Condensers. Engineering 1908, 26. Juni.
6. J. A. Smith, Air in Relation to the Surface Condensation of Low Pressure Steam: An Experimental Study of Condenser Problems. Engineering 1906, 23. Mai.
7. Scanes, Modern Condensing Systems. Engineering 1913. I. S. 273.
8. D. B. Morison, A Theory of Surface Condensation. Journ. Am. Soc. Nav. Eng. 1913. S. 1—13.
9. E. Josse, Kondensationsanlagen ohne Luftpumpen. Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1913. S. 273 u. 293.
10. W. Weir, Development in Auxiliary Units between Exhaust-Pipe and Boiler. Engineering 1912, II. S. 657.

Die obige Zusammenstellung ist lediglich eine Auswahl aus der großen Menge von Abhandlungen über diesen Gegenstand.

19. Kapitel.

Die Berechnung des Kondensators.**1. Allgemeines über Kondensatoranlagen.**

Das vorige Kapitel befaßte sich mit der Erklärung der allgemeinen Grundlagen, die für die Wirkungsweise eines Oberflächenkondensators in Betracht kommen. Dabei wurde es für nötig befunden, die Luftpumpe zusammen mit dem Kondensator zu betrachten. Das hat seinen Grund in praktischer Beziehung, da die Funktionen beider vollkommen ineinander greifen.

Derjenige Kondensator besitzt den besten Wirkungsgrad, der einen bestimmten Unterdruck erzeugt:

- a) Bei der größten Kondensatmenge pro qm Kühlfläche.
- b) Bei der kleinsten Kühlwassermenge pro kg Dampf (bei einer bestimmten Eintrittstemperatur des Kühlwassers).
- c) Bei höchster Kondensattemperatur.
- d) Bei kleinstem Kraftaufwande für die Luft- und Kühlwasserpumpen.
- e) Bei den kleinsten Gesteungskosten, bei kleinstem Gewicht und Raumbedarf.
- f) Bei den kleinsten Betriebskosten.

Die relative Bedeutung der einzelnen Punkte ist natürlich bei den verschiedenen Arten und Verwendungszwecken von Kondensatoranlagen verschieden.

Die Wirkungsweise des Kondensators besteht in erster Linie in einer Kühlwirkung der Oberfläche der Messingrohre, der sogenannten Kühlfläche. Das Vakuum hängt in der Hauptsache von zwei Umständen ab, nämlich von der durch das Kühlwasser erreichten tiefsten Temperatur im Kondensator und zweitens von der Wirkung der Luftpumpe. Im Inneren des Kondensators befindet sich, wie bereits erwähnt, Wasser, Wasserdampf und Luft. Bei Gebrauch einer gewöhnlichen Naßluftpumpe wird das Kondensat zusammen mit der Luft und dem zurückbleibenden nicht kondensierten Dampf abgepumpt.

Getrennte Kondensat- und Luftpumpen ergeben eine bessere Wirtschaftlichkeit, da das Kondensat mit einer höheren Temperatur abgepumpt werden kann, und man hierdurch nicht nur wärmeres Speisewasser bekommt, sondern auch ein Rückverdampfen in der Pumpe vermieden wird. Auf diese Weise wird die Luftabsaugung eine wirksamere, wenn auch die Kondensatoranlage durch Aufstellung einer weiteren Pumpe komplizierter wird.

Hinsichtlich der Führung des Kühlwasserstromes steht heute hinreichend fest, daß das Gegenstromprinzip gegenüber dem Parallelstrom den Vorzug verdient. Tritt der Dampf am oberen Ende des

Kondensators ein, so muß also bei Gegenstrom das Kühlwasser am Boden des Kondensators eintreten.

Die Geschwindigkeit des Kühlwassers innerhalb der Röhren liegt stets über der kritischen Geschwindigkeit. Eine hohe Kondensatortemperatur wird durch Entwässerung an verschiedenen Stellen des Kondensators erreicht.

2. Hilfsmaschinenabdampf.

In Schiffsanlagen steht durch den Abdampf der Hilfsmaschinen ein ganz nennenswerter Betrag an Wärmeenergie zur Verfügung. Dieser kann Verwendung finden 1. zur Arbeitsleistung in den Niederdruckturbinen, 2. zur Destillation von Seewasser zwecks Kessel-speisung, 3. zur Vorwärmung des Speisewassers. Die gewöhnlich zur Verfügung stehende Menge des Hilfsmaschinenabdampfes ist aber zur Vorwärmung des Speisewassers mehr als hinreichend, so daß in diesem Falle die Temperatur des als Speisewasser dienenden Kondensates keine Rolle spielt.

Die Luftmenge im Kondensator hängt hauptsächlich von der mit dem Turbinenabdampf mitgeführten Luftmenge ab. Sind die Hilfskolbenmaschinen direkt an die Kondensatoren angeschlossen, so werden durch ihren Abdampf bedeutende Mengen von Luft in den Kondensator gebracht. Zwecks Erreichung eines hohen Vakuums in dem Kondensator der Turbine ist es aus diesem Grunde wesentlich, daß die Hilfsmaschinen ihren Abdampf nicht den Hauptkondensatoren zuführen.

Wird der Hilfsmaschinenabdampf in die Turbinen geführt, so sollte seine Spannung über Atmosphärendruck liegen. Aus demselben Grunde sollte der für Abdampfturbinen in Betracht kommende Dampf eine Spannung von einigen Zehnteln Atmosphären über Atmosphärendruck besitzen.

Dasselbe gilt für den Fall einer kombinierten Anlage von Kolbenmaschinen und Turbinen, wie sie mitunter für Schiffsantrieb Verwendung findet.

3. Luftpumpen.

Bei getrennten Pumpen saugt die Luftpumpe lediglich ein Gemisch von Luft und Wasserdampf ab. Um ihre Wirksamkeit zu erhöhen ist dagegen eine geringe Menge Wasser notwendig. Dieses Wasser ist in dreifacher Hinsicht nutzbringend:

1. Es dient zur Auffüllung des schädlichen Raumes der Pumpe.
2. Es bewirkt die Dichtung der Ventile und des Pumpenkolbens.
3. Es dient zur Kühlung der Pumpe.

Seine Bedeutung hinsichtlich des Auffüllens des schädlichen Raumes liegt auf der Hand. Wäre das Wasser nicht vorhanden,

und würde sich der schädliche Raum mit Luft anfüllen, so würde bei Beginn des neuen Saughubes der Pumpe diese Luft auf das Vakuum im Kondensator äußerst schädlich einwirken.

Das für die Luftpumpe erforderliche Wasser könnte dem Speisewasserbehälter entnommen werden, wenn die Temperatur des Speisewassers hinreichend niedrig ist. Da es jedoch wünschenswert ist, daß das Speisewasser eine möglichst hohe Temperatur besitzt, so hat die Erfahrung gezeigt, daß ein anderer Weg eingeschlagen werden muß. Man könnte auch zu diesem Zwecke einen Teil des Kondensats entweder in einem besonderen Kühler oder in einem abgetrennten Raum am Boden des Kondensators mittels Kühlwasser weiterhin abkühlen und dann der Luftpumpe zuführen. Die gesamte Kondensatmenge auf diese Weise abzukühlen würde in doppelter Beziehung unrationell sein, sowohl hinsichtlich der Temperatur des Speisewassers als auch der des Kühlwassers. Da die Luftpumpe stets gewisse Mengen Dampf mit absaugt, so muß sie in den Speisewasserbehälter fördern, um die Speisewasserverluste nach Möglichkeit zu verringern. Aus diesem Grunde kann für die Luftpumpe Seewasser nicht in Betracht kommen.

Die Temperatur des in der Luftpumpe verwendeten Wassers hat unter gewissen Umständen einen bedeutenden Einfluß auf das Vakuum im Kondensator. Bei Anwendung kalten Wassers wird das Vakuum ein besseres werden.

Bei Anwendung einer einzigen Pumpe, die neben der Luft auch das Kondensat absaugt, wird also das Vakuum infolge des heißen Kondensates verschlechtert werden.

4. Fördermenge der Luftpumpe.

Unter gewöhnlichen Verhältnissen ist die Fördermenge der Luftpumpe groß im Vergleich zu dem Volumen des zu fördernden Kondensats, jedoch kann bei besonders kleinen Pumpen das Wasser einen merkbaren Einfluß auf die Fördermenge der Luftpumpe ausüben. Es ist:

effektive Fördermenge der Luftpumpe pro Hub = Hubvolumen — pro Hub gefördertes Volumen des Wassers.

Die Fördermenge der Luftpumpe wird gewöhnlich auf 1 kg Auspuffdampf bezogen. Die minutliche Fördermenge der Pumpe beträgt dann:

$$\frac{V \cdot n}{D};$$

worin bedeutet:

V = effektives Fördervolumen pro Umdrehung.

n = Umdrehungen pro Min.

D = Dampfmenge pro Min. in kg.

Ein passender Wert für die Fördermenge der Luftpumpen von Turbinenkondensationen ist ungefähr 0,045 cbm pro kg Dampf. Es

kommen aber auch häufig kleinere Pumpen, als wie dieser Wert ergeben würde, zur Anwendung, da ihre Größe von der in der Zeiteinheit abzusaugenden Luftmenge, von der Höhe des gewünschten Unterdruckes und von der Temperatur des Kühlwassers abhängt.

Bei Bestimmung der Zylindergröße der Luftpumpe in einem bestimmten Falle müssen wir bedenken, daß infolge des Lieferungsgrades der Pumpe, der Rückverdampfung in der Pumpe usw. das effektive Fördervolumen stets beträchtlich kleiner als das sich aus Zylinderdurchmesser und Hub ergebende theoretische Fördervolumen ist.

5. Allgemeine Anordnung des Dampfraumes im Kondensator.

Die Grundbedingung für eine Kondensatoranlage mit gutem Wirkungsgrad und hohem Vakuum besteht darin, daß die im Kondensator befindliche Luft auf ein Minimum verringert werden muß.

Die für den Kondensator nachteilige Spannung der Luft hängt nicht von der durch den Kondensator hindurchwandernden, sondern von der in diesem verbleibenden Luftmenge ab.

Da die Luft bei den für Kondensatoren gewöhnlich in Betracht kommenden Temperaturen schwerer als Wasserdampf ist, so wird sie sich auf dem Boden des Kondensators ansammeln und einen Teil der Kühlrohre gleichsam als Isoliermasse umgeben, so daß ein schlechter Wärmeübergang entsteht. Gleichzeitig wird die Dichte der Luft nach dem Boden des Kondensators hin zunehmen, da der Dampfstrom von oben nach unten verläuft.

Verschiedentlich angestellte Versuche haben diese Tatsache in vollem Umfange bestätigt und gezeigt, daß die Anwesenheit von Luft die Wärmeübergangszahl der Kühlflächen d. h. die Anzahl der Wärmeinheiten, die pro Std. durch 1 qm Kühlfläche hindurchgehen, verringert.

Um in jedem Falle die Luft im Kondensator auf einen Minimalbetrag zu bringen, müssen wir

1. eine Luftpumpe mit genügend großer Fördermenge verwenden,
2. alle „toten Räume“ im Kondensator, in denen sich Luft ansammeln könnte, vermeiden, d. h. man führe den Dampf derart, daß er gezwungen ist, die gesamte Kühlfläche der Messingrohre zu bestreichen,
3. den Dampf so durch den Kondensator hindurchführen, daß er überall die Luft mit sich reißen muß, was durch eine hinreichend große Dampfgeschwindigkeit in allen Teilen des Kondensators erreicht wird.

6. Erläuterungen an praktischen Ausführungen.

Fig. 165 a zeigt, was in einem Kondensator gewöhnlicher Ausführung geschieht, aus dem die Luft in sehr unvollkommener Weise

abgesaugt wird. Die Stärke der Schattierung in der Figur soll die verschiedene Luftdichte veranschaulichen. Die Kondensierung ist fast vollständig auf den oberen Teil des Kondensators beschränkt, so daß der untere Teil lediglich als Kühler des Wasserdampf-Luftgemisches, der Luft und des Kondensats wirkt.

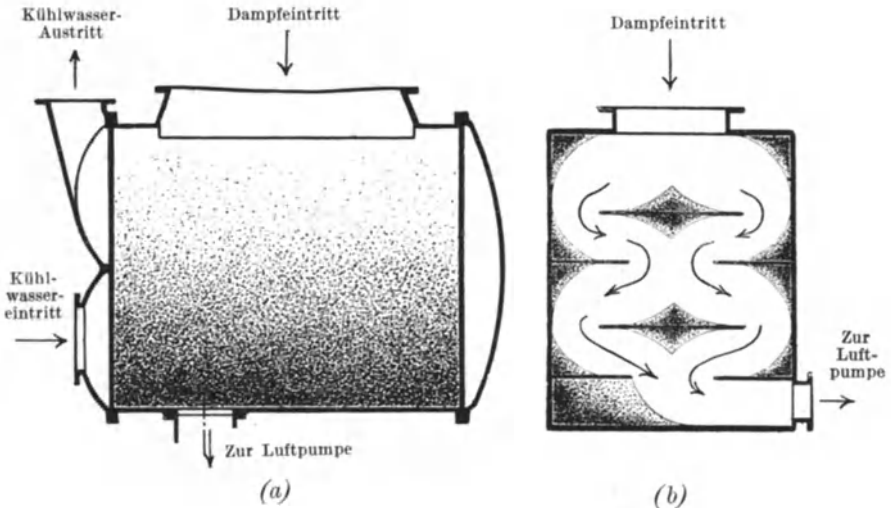


Fig. 165. Schädliche Luftansammlung im Kondensator.

Fig. 165b zeigt die Wirkung von toten Räumen im Kondensator, in dem horizontale Stoßplatten angebracht wurden, um den Dampf möglichst intensiv mit der ganzen Kühlfläche in Berührung zu bringen.

Fig. 166a stellt die Skizze eines Kondensators dar, dessen Querschnitt sich in dem Maße, wie der Dampf kondensiert wird und die Luftdichte zunimmt, verkleinert.

Auf diese Weise wird eine gleichmäßige Dampfgeschwindigkeit, ein geringer Raumbedarf und ein hoher Wirkungsgrad erzielt. Der

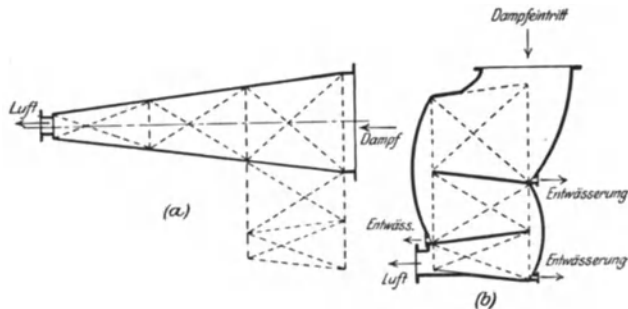


Fig. 166. „Contraflo“-Kondensator.

Kondensator würde in dieser Form besser mit seiner Spitze nach unten aufgestellt werden, so daß die Luft von selbst in den unten befindlichen Saugstutzen der Luftpumpe herabsinkt. Eine derartige Form des Kondensators wäre jedoch aus praktischen Gründen wegen des Mißverhältnisses zwischen Höhe und Oberfläche von der Hand zu weisen.

Fig. 166 b zeigt denselben Kondensator in einer anderen äußeren Form, um ihn für praktische Zwecke brauchbar zu machen. Er wird durch Scheidewände, die zwecks Entwässerung schräg eingebaut sind, in drei Kammern geteilt. In diesem sogenannten „Contraflo“-Kondensator wird somit eine gleichmäßige Dampfführung unter Vermeidung irgendwelcher toter Ecken vollständig erreicht.

Bei vielen Ausführungen sind direkt am Dampfeintritt Scheidewände angebracht, die den Dampf gleichmäßig über die gesamte Kühlfläche verteilen sollen. In anderen Ausführungen verlaufen diese Führungswände durch den ganzen Querschnitt des Kondensators hindurch schräg von oben nach unten (s. Fig. 167), so daß ein gleichmäßiger Dampfstrom ohne Wirbelungen bewirkt wird, und eine ordentliche Entwässerung stattfindet.

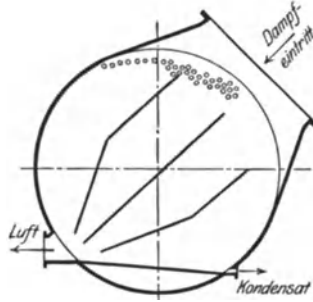


Fig. 167. Kondensator mit schrägen Scheidewänden.

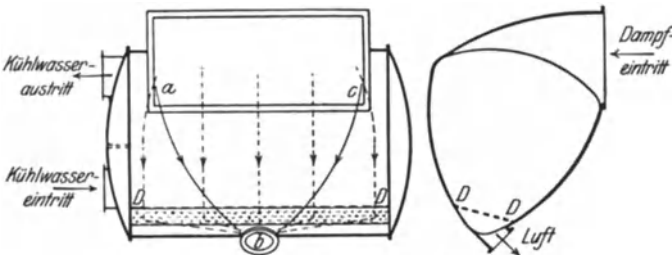
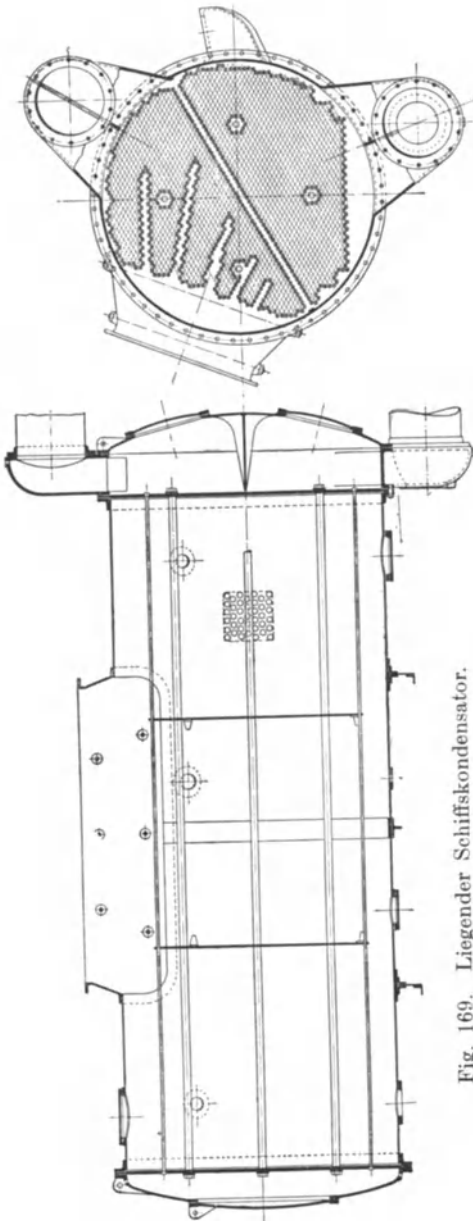


Fig. 168. „Uniflux“-Kondensator.

Fig. 168 zeigt den „Uniflux“-Kondensator, dessen Querschnitt in dem Maße, wie der Dampf kondensiert wird, abnimmt. DD ist eine vielfach durchbohrte Scheidewand, die einen Raum, aus dem die Luftpumpe absaugt, von dem übrigen Kondensator abtrennt. Ohne diese Scheidewand würde der Dampfstrom hauptsächlich zwischen den Linien ab und cb verlaufen, während er hier nahezu den durch die gestrichelten Linien angegebenen Weg nimmt.

Die Ausführung eines gewöhnlichen liegenden Kondensators zeigt Fig. 169, bei dem am Dampfeintritt eine Anzahl Kühlrohre weggelassen wurden, so daß der Dampf leichter in das Innere des Rohrbündels gelangen und sich somit gleichmäßiger über die Kühlfläche



verteilen kann. Jedoch haben diese liegenden Kondensatoren gegenüber den vorher beschriebenen den bereits erwähnten Nachteil, daß hier das an den obenliegenden Kühlrohren gebildete Kondensat über die darunter liegenden Rohre herabrieselt und so diese der Einwirkung auf den Dampf entzieht.

7. Bezeichnungen.

Es bezeichne:

D = kondensierte Dampfmenge in kg/Std.

W = Kühlwassermenge in kg/Std.

F = Kühlfläche des Kondensators in qm.

v = Kühlwassergeschwindigkeit innerhalb der Rohre in m/sk.

l = Länge eines Messingrohres in m.

z = Anzahl der Wasserzüge des Kondensators, d. h. der Abteilungen, durch die der Wasserstrom von einem zum anderen Ende des Kondensators geführt wird.

n = Gesamtzahl der Kühlrohre.

f = Gesamterlichter Querschnitt der Rohre in einer Wasserabteilung in qm.

d = äußerer Durchmesser der Rohre in cm.

Eine Fortsetzung dieser Aufstellung findet sich in Abschnitt 11. Es soll hierzu noch folgendes bemerkt werden:

1. $z \cdot l$ ist der vom Kühlwasser zurückgelegte Gesamtweg beim Durchgange durch die Messingrohre des Kondensators.

2. Die Anzahl der Kühlrohre einer Wasserabteilung beträgt $\frac{n}{z}$.
In bezug auf die Wärmeabführung des Kühlwassers kann der Kondensator in vielen Fällen als Einkammer-Kondensator mit $\frac{n}{z}$ Kühlröhren von je $z \cdot l$ Meter Länge betrachtet werden.
3. Der lichte Querschnitt der Rohre einer Wasserabteilung wurde mit f bezeichnet; es ist dies gleichzeitig der Querschnitt des Kühlwasserstromes.

8. Häufig vorkommende Verhältniszahlen.

Verhältniszahlen zwischen einigen der oben aufgestellten Größen kommen häufig vor und sind für die Berechnung der Kondensatoren von großer Wichtigkeit. Es sind dies folgende:

$$\frac{W}{D} = \text{Kühlwassermenge auf 1 kg Dampf.}$$

$$\frac{D}{F} = \text{stündliche Dampfmenge auf 1 qm Kühlfläche.}$$

$$\frac{F}{f} = \text{Verhältnis der Gesamtkühlfläche zum Querschnitt des Kühlwasserstromes.}$$

Die letzte Verhältniszahl spielt bei der Berechnung von Kondensatoren etwa eine solche Rolle wie die „mittlere hydrostatische Höhe“ in der Hydraulik. Man könnte sie hier mit der Länge eines Rohres, dividiert durch seine mittlere hydrostatische Höhe, vergleichen. Wie aus den obigen Bezeichnungen hervorgeht, steht im Zähler die äußere Oberfläche der Rohre und im Nenner der innere Querschnitt der Rohre. Beseitigen wir diese Unstimmigkeit durch Vernachlässigung des Unterschiedes zwischen innerem und äußerem Durchmesser der Kühlrohre, so erhalten wir für diesen Quotienten:

$$\frac{F}{f} = \frac{400 \cdot z \cdot l}{d},$$

worin l in m und d in cm, wie schon oben erwähnt, einzusetzen sind.

9. Geometrische Beziehungen.

Es gibt bei der Berechnung des Kondensators eine Reihe von Formeln und Beziehungen zwischen den einzelnen vorgenannten Größen, die rein geometrischer Natur sind. Diese können in keinem Falle eine Abänderung erfahren. Im folgenden sind für drei verschiedene Weiten von Messingrohren die wichtigsten Formeln aufgestellt, die eine schnelle Berechnung der hauptsächlichsten Kondensatorabmessungen ermöglichen sollen.

Die für Schiffskondensatoren gewöhnlich üblichen Rohrweiten sind 18, 20 und 22 mm äußerer Durchmesser bei 1 mm Wandstärke.

Die lichten Querschnitte betragen:

$$2,01, 2,54 \text{ und } 3,14 \text{ qcm.}$$

Die Oberflächen auf 1 m Rohrlänge betragen:

$$\frac{d \cdot \pi}{100} = 0,0565, 0,0628 \text{ und } 0,0691 \text{ qm.}$$

$$\begin{aligned} \text{Gesamte Kühlfläche } F &= \frac{d \cdot \pi}{100} \cdot l \cdot n \\ &= 0,0565 \cdot l \cdot n \text{ für } d = 1,8 \\ &= 0,0628 \cdot l \cdot n \text{ " } d = 2,0 \\ &= 0,0691 \cdot l \cdot n \text{ " } d = 2,2 \end{aligned} \left. \vphantom{\begin{aligned} F \\ \\ \\ \end{aligned}} \right\} \dots (1)$$

Weiterhin besteht eine geometrische Beziehung zwischen der Kühlwassermenge, seiner Geschwindigkeit und dem Querschnitt des Kühlwasserstromes. Es ist:

$$\text{Länge des Wasserweges} = l \cdot z \text{ m;}$$

$$\text{Querschnitt desselben } f = \frac{f_i}{10000} \cdot \frac{n}{z} \text{ qm, } \dots (2)$$

worin für f_i der lichte Querschnitt des Rohres in qcm einzusetzen ist.

Die stündliche Kühlwassermenge in kg beträgt:

$$W = 3600000 \cdot f \cdot v \dots (3)$$

Nach Einsetzung des Wertes für f aus Gleichung 2 erhalten wir:

$$\begin{aligned} W &= 360 \cdot \frac{n \cdot f_i \cdot v}{z} \\ &= \frac{724 \cdot n \cdot v}{z} \text{ für } d = 1,8 \\ &= \frac{914 \cdot n \cdot v}{z} \text{ " } d = 2,0 \\ &= \frac{1130 \cdot n \cdot v}{z} \text{ " } d = 2,2 \end{aligned} \left. \vphantom{\begin{aligned} W \\ \\ \\ \end{aligned}} \right\} \dots (4)$$

Hieraus ergibt sich die Anzahl der Kühlrohre zu:

$$\begin{aligned} n &= \frac{W \cdot z}{724 \cdot v} \text{ für } d = 1,8 \\ &= \frac{W \cdot z}{914 \cdot v} \text{ " } d = 2,0 \\ &= \frac{W \cdot z}{1130 \cdot v} \text{ " } d = 2,2 \end{aligned} \left. \vphantom{\begin{aligned} n \\ \\ \\ \end{aligned}} \right\} \dots (5)$$

Durch Division von Gleichung 1 in Gleichung 4 erhält man:

$$\frac{W}{F} = \frac{360 \cdot n \cdot f_i \cdot v \cdot 100}{z \cdot d \cdot \pi \cdot l \cdot n},$$

und da

$$\frac{W}{F} = \frac{W \cdot D}{D \cdot F},$$

so ist

$$\left. \begin{aligned} \frac{D}{F} &= \frac{724 \cdot n \cdot v}{z \cdot 0,0565 \cdot l \cdot n \cdot \frac{W}{D}} \\ &= \frac{12810 \cdot v}{z \cdot l \cdot \frac{W}{D}} \quad \text{für } d = 1,8 \\ &= \frac{14550 \cdot v}{z \cdot l \cdot \frac{W}{D}} \quad \text{'' } d = 2,0 \\ &= \frac{16350 \cdot v}{z \cdot l \cdot \frac{W}{D}} \quad \text{'' } d = 2,2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

Hieraus folgt weiterhin:

$$\left. \begin{aligned} F &= \frac{D \cdot z \cdot l \cdot \frac{W}{D}}{12810 \cdot v} \quad \text{für } d = 1,8 \\ &= \frac{D \cdot z \cdot l \cdot \frac{W}{D}}{14550 \cdot v} \quad \text{'' } d = 2,0 \\ &= \frac{D \cdot z \cdot l \cdot \frac{W}{D}}{16350 \cdot v} \quad \text{'' } d = 2,2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

Aus Gleichung 1 und 2 ergibt sich:

$$\left. \begin{aligned} \frac{F}{f} &= \frac{565 \cdot l \cdot n \cdot z}{2,01 \cdot n} = 281 \cdot z \cdot l \quad \text{für } d = 1,8 \\ &= \frac{628 \cdot l \cdot n \cdot z}{2,54 \cdot n} = 248 \cdot z \cdot l \quad \text{'' } d = 2,0 \\ &= \frac{691 \cdot l \cdot n \cdot z}{3,14 \cdot n} = 220 \cdot z \cdot l \quad \text{'' } d = 2,2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

10. Formel für die gegenseitige Beziehung der Verhältniszahlen.

Aus den im letzten Abschnitt aufgestellten geometrischen Beziehungen geht hervor, daß eine feste Beziehung zwischen den Größen $\frac{W}{D}$, $\frac{D}{F}$, $\frac{F}{f}$ und der Geschwindigkeit v besteht.

Sie geht aus Gleichung 3 hervor und lautet:

$$\frac{W}{D} \cdot \frac{D}{F} \cdot \frac{F}{f} = 3\,600\,000 \cdot v \dots \dots \dots (9)$$

Im Verlaufe der Berechnung erweist es sich häufig als notwendig, die zuerst angenommenen Werte von $\frac{W}{D}$, $\frac{D}{F}$, $\frac{F}{f}$ und v zu ändern. Diese Änderung hat stets so zu geschehen, daß der Gleichung 9 genügt wird. Wollen wir z. B. v konstant halten, so können wir zwei der übrigen drei Verhältniszahlen annehmen, worauf wir die dritte direkt aus Gleichung 9 erhalten.

Ein ständiges Zurückgreifen auf diese Formel, durch die man sich stets vergewissern kann, ob die einzelnen Verhältnisse zueinander passen, wird in vielen Fällen vor zeitraubendem Verrechnen bewahren.

11. Gleichung für den Wärmeübergang.

Bisher haben wir uns mit den Beziehungen der für den Entwurf von Kondensatoren notwendigen Größen untereinander befaßt, ohne uns über ihren Einfluß auf den Wärmeübergang Rechnung zu geben. Die in den letzten Abschnitten erhaltenen Formeln setzen uns nicht ohne weiteres in die Lage, die zur Kondensierung einer bestimmten Dampfmenge erforderliche Kühlwassermenge in einem gegebenen Falle berechnen zu können. Mit anderen Worten, diese Formeln enthalten absolut keine Beziehung zwischen der Kühlwassermenge W und dem Kondensatorvakuum p_a .

In Ergänzung der in Abschnitt 7 aufgeführten Bezeichnungen werde weiterhin bezeichnet mit:

- i = Wärmehalt pro kg Dampf.
- p_a = Unterdruck im Kondensator in cm. Q.-S., bezogen auf einen Barometerstand von 1,035 at.
- t_o = Kondensattemperatur.
- t_e = Eintrittstemperatur des Kühlwassers.
- t_a = Austrittstemperatur des Kühlwassers.
- t_d = Temperatur im Kondensator, entsprechend dem Dampfdruck.
- Q_{st} = Wärmeverluste durch Strahlung usw.

Die Hauptgleichung für den Wärmeübergang im Kondensator ist: **vom Kühlwasser aufgenommene Wärme = vom Dampf abgegebene Wärme**, worin natürlich beide Seiten der Gleichung auf dasselbe Zeitintervall bezogen werden müssen. Mit Berücksichtigung der Verluste beim Wärmeübergang erhalten wir die Gleichung:

$$W(t_a - t_e) = D(i - t_o) - Q_{st} \dots \dots \dots (10)$$

Nun ist aber t_a eine Größe, die meistens bei Beginn der Berechnung unbekannt ist. Dagegen ist klar, daß unter gewöhnlichen Umständen t_a zwischen t_e und t_d liegen wird, mithin zwischen zwei Größen, die gewöhnlich bei Beginn der Berechnung festliegen.

Die Temperaturdifferenz zwischen Dampf und Kühlwasseraustritt $t_a - t_e$ gibt uns ein Maß für die Güte des Kondensators. Sie beträgt für gewöhnliche Kondensatoren etwa 10 bis 12° C und kann bei besonders guten Systemen bis auf etwa 2° herunterkommen. Mit den verschiedenen Umständen, die die Größe von $t_a - t_e$ bedingen, werden wir uns in Abschnitt 13 näher beschäftigen.

Den Wert von i könnte man unter Annahme einer bestimmten spezifischen Dampfmenge aus dem Wärmeinhalt i'' des gesättigten Dampfes und der Verdampfungswärme r für die in Betracht kommende Dampfspannung p_a berechnen. Der Wert von $i - t_0$ schwankt praktisch zwischen 540 und 610 WE pro 1 kg Dampf. Es ist hinreichend genau, die von 1 kg Dampf im Kondensator abgegebene Wärmemenge unter Berücksichtigung der Strahlungsverluste zu:

$$(i - t_0) = 580 \text{ WE}$$

anzunehmen.

Gleichung 10 erhält dann die einfache Form:

$$\frac{W}{D} = \frac{580}{t_a - t_e} \dots \dots \dots (11)$$

Die Kühlwasseraustrittstemperatur t_e erhalten wir dann, falls die anderen Größen gegeben sind, zu:

$$t_e = \frac{580}{\left(\frac{W}{D}\right)} + t_a.$$

Kennen wir die Temperaturdifferenz $t_a - t_e$, so erhalten wir hierauf ohne weiteres den zu t_a gehörigen Druck im Kondensator aus den Dampftabellen.

12. Berechnungsgang.

Bei Beginn der Kondensatorberechnung kennen wir gewöhnlich bestimmte Größen oder haben vorerst deren Wert festzulegen. Diese Größen sind:

1. Die stündlich zu kondensierende Dampfmenge D in kg.
2. Der verlangte Unterdruck im Kondensator p_a , und mithin die diesem entsprechende Temperatur t_a .
3. Die Eintrittstemperatur t_e des Kühlwassers.

Es ist besser, der Berechnung die stündliche Dampfmenge D als die Leistung der Maschine in PS zugrunde zu legen, da der Dampfverbrauch für eine Pferdekraft und Stunde bei den verschiedenen Maschinensystemen gewöhnlich bedeutend variiert.

Die Temperatur t_e wechselt ebenfalls beträchtlich und ist gewöhnlich im Winter bedeutend niedriger als im Sommer. Bei Kondensatoranlagen in Überseeschiffen muß hier die hohe Temperatur des Seewassers in den Tropen Berücksichtigung finden.

Gewöhnlich schätzt man D entsprechend Versuchsergebnissen ähnlicher Maschinen.

Das höchste zu erreichende Vakuum wird gewöhnlich den Umständen entsprechend gewählt, jedoch ist dabei wiederum zu bedenken, daß der Kraftbedarf der Kühlwasserpumpen nicht zu groß wird.

Das wichtigste ist dann die Festlegung der erforderlichen Kühlwassermenge. Liegen Erfahrungen über ähnliche Kondensatoren vor, so kann ein passender Wert für $\frac{W}{D}$ gewählt werden. Da D bekannt ist, ergibt sich dann W ohne weiteres. Meistens wird es jedoch notwendig sein, die Kühlwasseraustrittstemperatur zu schätzen und $\frac{W}{D}$ aus Gleichung 11 zu berechnen. Aus Erfahrung weiß man, daß die Kühlwasseraustrittstemperatur im günstigsten Falle immer einige Grade unter der Dampftemperatur bleibt.

Nun kann man verschiedene Wege einschlagen. Gewöhnlich bestimmt sich $\frac{D}{F}$ mit Rücksicht auf den für den Kondensator zur Verfügung stehenden Raum und sein Gewicht. Nachdem somit F gefunden ist, wählt man gewöhnlich die Länge der Rohre, und bestimmt hierauf die betreffende Anzahl derselben, welche die erforderliche Kühlfläche F ergibt. Es ist jedoch vorzuziehen, eine annehmbare Wassergeschwindigkeit dieser Berechnung zugrunde zu legen. Diese kann etwa 2 bis 2,5 m/sk betragen und darf nicht zu hoch gewählt werden, da mit ihr der Kraftbedarf der Kühlwasserpumpe erheblich zunimmt. Bei Turbinenkondensatoren erscheint es jedoch dringend geboten, eine möglichst hohe Wassergeschwindigkeit selbst bei größerem Kraftaufwand zuzulassen.

Kennt man so die Kühlwassermenge, dann berechnet sich der Querschnitt f des Wasserstromes aus Gleichung 3 und darauf die Anzahl der Rohre einer Wasserabteilung gemäß Gleichung 2; oder der Wert $\frac{n}{z}$ direkt aus Gleichung 5.

Die Gesamtlänge des Kühlwasserweges *l. z.* sollte möglichst groß gemacht werden. Praktische Grenzen hierfür sind 11 m für 22 mm-Rohre und etwa 8,5 m für 18 mm-Rohre. Ist die Gewichtersparnis von hauptsächlichster Bedeutung, so muß die Länge des Kühlwasserweges verringert werden.

Die hauptsächlichsten Größen für einen Entwurf des Kondensators wurden auf diese Weise gefunden, und es bleibt nun noch übrig, zurückzurechnen und sich zu vergewissern, ob die anfänglich angenommene Austrittstemperatur des Kühlwassers erfahrungsgemäß allen bestimmten Größen entspricht. Die gesamte Kühlfläche des Kondensators kann dann am einfachsten aus Gleichung 7 ermittelt

13. Schätzung der Temperaturdifferenz zwischen Dampf- und Kühlwasseraustritt.

Diese Temperaturdifferenz wird durch folgende Größen beeinflusst:

1. Die Kühlwassermenge auf 1 kg Dampf $\frac{W}{D}$.
2. Die stündliche Dampfmenge auf 1 qm Kühlfläche $\frac{D}{F}$.
2. Das Verhältnis der Gesamtkühlfläche zum Querschnitt des Kühlwasserstromes $\frac{F}{f}$.
4. Die Kühlwassereintrittstemperatur t_e .
5. Die Fördermenge der Luftpumpe auf 1 kg Dampf.
6. Die in den Kondensator eintretende Luftmenge.

Wir wollen nun nach der Reihe den Einfluß jeder dieser vorgenannten Größen auf die Temperaturdifferenz zwischen Dampf- und Kühlwasseraustritt betrachten.

1. Eine Zunahme der Größe $\frac{W}{D}$ wird unter der Bedingung, daß die anderen Größen 2 bis 6 konstant bleiben, ein besseres Vakuum ergeben, und infolgedessen die Temperaturen t_d und gleichfalls t_a verringern. Die Einwirkung auf die Differenz $t_d - t_a$ wird also eine sehr geringe sein, angenommen wenn $\frac{W}{D}$ sehr klein ist, in welchem Falle $t_d - t_a$ verringert wird. Mit anderen Worten, die Temperaturdifferenz $t_d - t_a$ scheint von $\frac{W}{D}$ nur insoweit, als dieses Verhältnis die Luftleere beeinflusst, abzuhängen. Da hohe Unterdrücke im großen und ganzen durch ein großes $\frac{W}{D}$ bedingt sind, so wird bei diesen die Differenz $t_d - t_a$ ebenfalls einen großen Wert annehmen.
2. In dem Maße, wie $\frac{D}{F}$ zunimmt, vergrößert sich die Temperaturdifferenz $t_d - t_a$, vorausgesetzt, daß alle übrigen Größen konstant bleiben. In diesem Falle wird t_a in Wirklichkeit konstant bleiben, das Vakuum abnehmen und infolgedessen t_d ebenso wie $t_d - t_a$ zunehmen. Die Belastung des Kondensators ist eine stärkere geworden, und dadurch wird der Wirkungsgrad heruntersetzt. Bei sorgfältiger Entwässerung der einzelnen Kondensatorzüge wird diese Wirkung eine geringere als bei einem gewöhnlichen offenen Kondensator sein, und deshalb wird in unserem Falle die Temperaturdifferenz $t_d - t_a$ nur unbedeutend zunehmen.

3. Eine Zunahme des Verhältnisses $\frac{F}{f}$ bedeutet gewöhnlich eine Zunahme von t_a , wodurch bei einem bestimmten Vakuum die Temperaturdifferenz $t_d - t_a$ verringert wird.
4. Eine höhere Eintrittstemperatur des Kühlwassers bewirkt innerhalb gewisser Grenzen eine Erhöhung der Austrittstemperatur t_a und mithin eine Verringerung von $t_d - t_a$.
Diese Temperaturdifferenz beträgt bei Kondensatoren mit guter Entwässerung der einzelnen Züge und bei einer mittleren Luftmenge etwa 1,5 bis 2° C für $t_e = 32^0$ und $\frac{D}{F} < 70$ und steigt bis auf etwa 8° für $t_e = 10^0$ und $\frac{D}{F} \sim 170$.
5. Die Vergrößerung der Fördermenge der Luftpumpe ergibt ein größeres Vakuum und ein kleineres t_a , vorausgesetzt daß die mittlere Kühlwassertemperatur nicht zu hoch ist. Die Verringerung der Luftmenge im Kondensator bewirkt einen besseren Wärmeübergang, wodurch sich t_a erhöhen und mithin die Temperaturdifferenz $t_d - t_a$ verringern wird.
6. Die Zunahme der in den Kondensator eintretendeu Luftmenge bewirkt eine Verschlechterung des Vakuums und Wärmeüberganges. Infolgedessen wird die Temperaturdifferenz $t_d - t_a$ zunehmen.

14. Nähere Betrachtung der durch Veränderung einer Größe bewirkten Vorgänge.

Um zu zeigen, auf welche Weise die durch Veränderung einer der oben genannten Größen bewirkten Vorgänge sich finden lassen, wollen wir die Ergebnisse der Abänderung der Größe $\frac{D}{F}$ hier eingehender betrachten.

Nehmen wir an, daß $\frac{D}{F}$ vergrößert wird und zwar durch Vergrößerung von D , während F sowie alle anderen Größen konstant bleiben, so muß W in demselben Verhältnis wie D anwachsen, da $\frac{W}{D}$ konstant bleiben soll. Da $\frac{F}{f}$ konstant bleiben soll, so wird auch f unverändert bleiben. Vergrößert sich jedoch W bei konstantem f , so muß die Geschwindigkeit des Kühlwassers zunehmen. Mithin haben wir in diesem Falle die folgende Bedingung:

Wird unter Beibehaltung der gleichen Verhältnisse im Kondensator die Dampfmenge D vergrößert, so muß die Kühlwassermenge W im gleichen Verhältnis durch Erhöhung der Wassergeschwindigkeit vergrößert werden. Ein Blick auf die Gleichung 9 wird uns

die Richtigkeit dieser Behauptung sofort bestätigen. Sind $\frac{W}{D}$ und t_e konstant, so wird dieselbe oder nahezu dieselbe Wärmemenge von 1 kg Kühlwasser abgeführt werden. Infolgedessen wird t_a tatsächlich konstant bleiben.

Zur Ermittlung der auf t_a ausgeübten Wirkung müssen wir auf den Wärmeübergang eingehen. Die Zunahme von D wird eine intensivere Kondensierung des Dampfes bewirken, und da das Kondensat jetzt in größeren Mengen über die Kühlrohre herunterrieselt, wird sich der Wärmeübergang verschlechtern. Das Vakuum wird infolgedessen abnehmen und die diesem entsprechende Dampftemperatur sich erhöhen. Das Endergebnis wird somit eine Zunahme der Temperaturdifferenz $t_a - t_a$ sein.

15. Ermittlung der Kühlwassermenge auf 1 kg Dampf.

Wir können auch auf anderem Wege die Temperaturdifferenz $t_a - t_a$ bestimmen, wenn wir vorerst den passenden Wert für $\frac{W}{D}$ ermitteln. Wie bereits erwähnt, erfährt dieser Wert eine gewisse Beschränkung durch den Umstand, daß die Austrittstemperatur des Kühlwassers stets etwas niedriger als die Dampftemperatur sein wird. Nehmen wir an, daß diese beiden Temperaturen einander gleich sind, so können wir die für den idealen Kondensator nötige theoretische Kühlwassermenge ermitteln. Es wäre dann nötig zu bestimmen, um wieviel die wirkliche Kühlwassermenge diese ermittelte theoretische überschreitet. Man wird sehen, daß dies tatsächlich auf dasselbe herausläuft, als wenn wir die Temperaturdifferenz $t_a - t_a$ bestimmen würden. In jedem Falle ist eine weitgehende Kenntnis praktischer Versuchsergebnisse an Kondensatoren und ein Anhalten an praktische Vorbilder notwendig.

Das Diagramm Fig. 170 gibt die Mindestwerte für $\frac{W}{D}$, die unter der Annahme $t_a - t_a = 0$ sowie trocken gesättigten Dampfes beim Eintritt in den Kondensator rechnerisch ermittelt wurden. Die Gleichung:

$$W(t_a - t_e) = D(i - t_o) - Q_{st},$$

erhält somit die Form:

$$W(t_a - t_e) = D \cdot r,$$

worin r die zur Temperatur t_a gehörige Verdampfungswärme bedeutet.

Wir wissen, daß das Verhältnis $\frac{W}{D}$ in Wirklichkeit größer sein muß, als uns das Diagramm ergibt; es könnte etwa um 5 bis 50 v. H. seines Wertes vergrößert werden.

Der Betrag, um den diese Werte überschritten werden, schwankt bedeutend und erfordert in jedem Falle sorgfältige Erwägung. In einem ausgeführten Falle betrug bei einem Vakuum von 74,4 cm Q.-S.

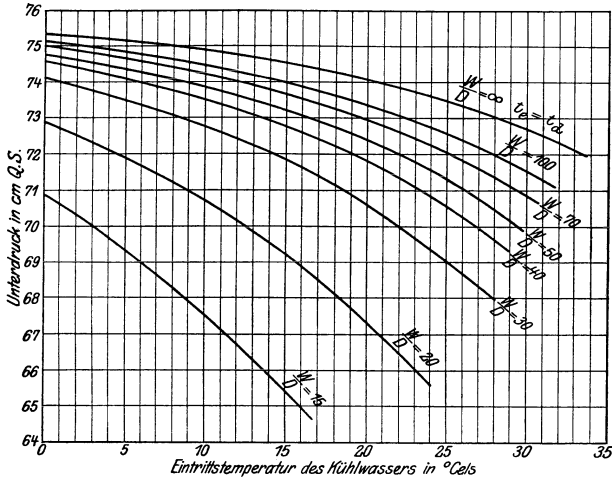


Fig. 170. Kurven für das Kühlwasserverhältnis $\frac{W}{D}$ im idealen Kondensator.

die Überschreitung des im Diagramm angegebenen Wertes etwa 600 v. H.; während sie in einem anderen Falle bei gleichem Vakuum nur 16 v. H. betrug.

Die im Diagramm angegebenen Unterdrücke beziehen sich auf einen Barometerstand von 1,035 at abs.

16. Kühlfläche auf 1 PS Maschinenleistung.

Für bestimmte Klassen von Schiffen ist es in den meisten Fällen zulässig, die Kondensatorkühlfläche aus der Anzahl der PS der Antriebsturbinen zu bestimmen. Dies kann nur dann zufriedenstellende Resultate ergeben, wenn der Dampfverbrauch für die betreffende Art der Schiffsturbinenanlage hinreichend festliegt.

Die folgende Tabelle gibt eine Anzahl derartiger Verhältniszahlen, die auf Grund neuerer Ausführungen aufgestellt wurden. Es sei erwähnt, daß die Größe der Kühlfläche in den verschiedensten bei Schiffsanlagen vorkommenden Fällen ganz genau festliegt, während bei Landanlagen das Gegenteil der Fall ist.

Die niederen Werte der Tabelle gelten für Kondensatoren modernerer Ausführung oder für solche mit besonderer Vorrichtung zur Luftabsaugung. Die höheren Werte gelten für gewöhnliche Kondensatoren mit getrennten Pumpen.

Tabelle LII.

Art des Schiffes	Kühlfläche in qm auf 1 PS
Torpedoboote und Zerstörer	0,046 bis 0,074
Schlachtschiffe	0,074 „ 0,11
Kanaldampfer	0,074 „ 0,093
Ozean-Postdampfer	0,093 „ 0,14
Landanlagen	0,14 „ 0,28 und mehr

17. Wärmedurchgangskoeffizient.

Es sind umfangreiche Versuche¹⁾ angestellt worden, um zu ermitteln, in welchem Maße die Wärmeübertragung von dem Dampf an das Kühlwasser bei den für Kondensatoren üblichen Materialien und Wassergeschwindigkeiten vor sich geht. Auf Grund dieser Versuche wurde der sog. Wärmedurchgangskoeffizient *k* aufgestellt, d. h. die Anzahl der Wärmeeinheiten, die stündlich durch 1 qm Kühlfläche bei einer Temperaturdifferenz von 1° C hindurchgehen. Die Gleichung der Wärmeübertragung heißt dann:

$$D(i - t_o) = k \cdot F \left(t_a - \frac{t_e + t_a}{2} \right) \quad (12)$$

Ebenfalls gilt die Gleichung:

$$D(i - t_o) = W(t_a - t_e) \quad (13)$$

Bei Berechnung des Kondensators mit Hilfe dieser Formel kennen wir $D(i - t_o)$ und t_e und müssen einen vorläufigen Wert für t_a annehmen. Gleichung 13 ergibt dann einen Wert für W , und wenn k bekannt ist, ergibt Gleichung 12 den zugehörigen Wert von D .

Der Wärmedurchgangskoeffizient k hängt von vielen Umständen, jedoch hauptsächlich von der sich im Kondensator befindlichen Luftmenge und von der Kühlwassergeschwindigkeit ab; weniger abhängig ist er vom Material der Rohre. Sein Wert schwankt zwischen 1500 und 2000 für gewöhnliche Kondensatoren und zwischen 4600 und 5800 für Kondensatoren, aus denen die Luft in sehr vollkommener Weise abgesaugt wird²⁾.

20. Kapitel.

Mündungen und Düsen.

1. Strömung des Dampfes durch Düsen.

Strömt Dampf entweder durch eine Düse oder eine einfache Mündung von einem Raum mit dem Drucke p_1 in einen anderen, in dem der Druck p_2 herrscht, so können wir die Geschwindigkeit

¹⁾ Josse, Jahrb. d. schiffsbautechn. Gesellsch. 1909.

²⁾ In Bauer und Lasche, Schiffsturbinen, findet sich für k der Wert 2200 bis 3200, was ein durchgängiger Mittelwert sein dürfte.

des Dampfes aus dem Betrag an Wärmeenergie, der zur Erzeugung dieser Geschwindigkeit aufgewendet wurde, berechnen. In gewissen Fällen kann hier ein sehr bedeutender Verlust an verfügbarer Energie auftreten, falls nicht geeignete Maßnahmen getroffen werden. Für praktische Zwecke ist es angängig, diesen Gegenstand in zwei Abteilungen je nach dem Verhältnis der Drücke vor und hinter der Düse zu zerlegen.

Ist $\frac{p_2}{p_1} \geq 0,577$ so kann eine einfache Mündung oder eine zylindrische oder konvergente Düse mit abgerundeter Mündung verwendet werden. Durch diese wird der Dampf unter sehr geringen Verlusten eine Geschwindigkeit erhalten, die dem Betrag an aufgewendeter Wärmeenergie entspricht.

Ist andererseits $\frac{p_2}{p_1} < 0,577$, so wird eine einfache Mündung oder Düse in bezug auf Geschwindigkeitserzeugung unwirksam sein. Die ausströmende Dampfmenge wird sich wie vorher aus dem Durchmesser der engsten Stelle der Düse bestimmen, jedoch wird der Druck an der engsten Stelle $0,577 p_1$ sein und somit höher als der Druck in dem Raume, in den der Dampf ausströmt. Es findet somit ein Druckabfall zwischen der engsten Stelle der Düse und ihrer Austrittsmündung statt, woraus hervorgeht, daß nach Durchströmen der engsten Stelle der Dampf noch weiter expandiert und Wärme abgibt. Diese Energie wird durch Wirbelungen und Schwingungen verzehrt, falls nicht Vorkehrungen zu deren Beseitigung getroffen werden.

Diese Vorkehrung besteht in einem allmählich sich erweiternden (divergenten) Ansatzrohr, in dem der Dampf vom Drucke $0,577 p_1$ an der engsten Stelle der Düse bis auf den Druck p_2 an der Mündung expandieren kann.

Man wird hiernach zweifellos verstehen, daß der divergente Teil der Düse keinen Einfluß auf den Druck oder die Geschwindigkeit an der engsten Stelle, noch auf die sekundlich hindurchströmende Dampfmenge besitzt. Der Zweck dieses Ansatzrohrs besteht lediglich darin, die Düse für die Umsetzung von Wärme in kinetische Energie wirksamer zu machen, was durch die Geschwindigkeitsvergrößerung des Dampfes nach Durchströmen der engsten Stelle der Düse erreicht wird. Das tatsächlich hindurchströmende Dampfgewicht hängt naturgemäß von dem engsten Querschnitt der Düse, dem spezifischen Volumen und der Geschwindigkeit des Dampfes an dieser engsten Stelle ab.

2. Beispiel für adiabatische Strömung.

Die Berechnungen, die bei Konstruktion einer Düse durchzuführen sind, mögen in einfacher Weise an Hand eines Beispiels erläutert werden.

Wir wollen einen absoluten Druck vor der Düse von 16 at und adiabatische Expansion annehmen. Für verschiedene Enddrücke nach der Düse möge das sekundlich hindurchströmende Dampfgewicht berechnet werden. Die Rechnungsergebnisse sind in folgender Tabelle zusammengestellt. Das in der dritten Spalte aufgeführte spezifische Volumen des Dampfes ist das nach adiabatischer Expansion auf die betreffende Spannung bestehende Endvolumen. Es kann einem Wärmediagramm entnommen werden, oder falls dieses nicht zur Hand ist, kann die spezifische Dampfmenge einem Diagramm entnommen und das Volumen daraus berechnet werden. Die in der vierten Spalte verzeichneten Geschwindigkeiten sind diejenigen, die dem Dampf für die während der Expansion abgegebenen Wärmemengen erteilt werden. In der fünften Spalte bedeuten F_1, F_2, F_3 usw. die Querschnitte des Dampfstrahls in Quadratmetern. Das sekundlich durch die Düse hindurchströmende Dampfgewicht (Produkt aus Querschnitt, Geschwindigkeit und Gewicht pro cbm) wird durch Division der dritten Spalte durch die vierte und durch Multiplikation mit dem betreffenden Wert für den Querschnitt F erhalten.

Tabelle LIII.

Trocken gesättigter Dampf von 16 at absoluter Eintrittsspannung.

Enddrücke at	Spez. Dampfmenge v. H.	Spez. Volumen cbm/kg	Geschwindig- keit m/sk	Dampf- gewicht kg/sk	Querschnitt f. 1 kg pro sk qcm
14	0,990	0,1438	225	1565 F_1	6,39
12	0,977	0,1639	338	2063 F_2	4,85
10	0,966	0,1923	425	2210 F_3	4,53
8	0,951	0,2337	517	2212 F_4	4,51
4	0,911	0,4290	713	1702 F_5	6,02
2	0,879	0,7916	860	1087 F_6	9,22
1	0,851	1,4654	973	664 F_7	15,07
0,5	0,826	2,7207	1070	393,5 F_8	25,41
0,2	0,797	6,191	1172	189,7 F_9	52,75
0,1	0,776	11,578	1246	107,7 F_{10}	92,95

3. Konvergente Düse.

Um die Vorgänge in einer Dampf Düse verstehen zu können, ist ein eingehendes Studium der obigen Tabelle notwendig.

Bei einem Anfangsdruck von 16 at und einem Enddruck von 14 at beträgt nach der Tabelle das sekundlich ausströmende Dampfgewicht $1565 \times$ Querschnitt des Dampfstrahls in qm. Die beim Austritt des Dampfes erreichte Geschwindigkeit beträgt 225 m/sk. Es sei besonders hervorgehoben, daß der hier in Frage kommende Querschnitt des Dampfstrahls für die Stelle gilt, wo die Spannung 14 at beträgt, was in diesem Falle der Querschnitt an der Mündung der Düse ist. Ähnlich beträgt für einen Enddruck von 10 at das

sekundliche Dampfgewicht $2063 F_2$ kg. Nach der Stetigkeitsbedingung muß mithin sein:

$$1565 F_1 = 2063 F_2$$

und wir sehen, daß F_1 größer als F_2 ist. Hier ist F_2 überhaupt der kleinste vorkommende Querschnitt und somit der Querschnitt der Düse an der engsten Stelle. F_1 ist dann ein Querschnitt des Dampfstroms an einer bestimmten Stelle vor der engsten Stelle der Düse. In beiden Beispielen genügt eine einfache Mündung oder zylindrische (konvergente) Düse.

4. Divergente Düse.

Wir wollen für einen konstanten Austrittsquerschnitt der Düse die Wirkung verschiedener Enddrücke betrachten. Um wesentliche Energieverluste zu vermeiden, muß der Querschnitt an der engsten Stelle der Düse den jeweilig in Frage kommenden Enddrücken angepaßt werden.

Aus der Tabelle ersieht man, daß für $F = \text{konstant}$ das austretende Dampfgewicht solange zunimmt, bis der Enddruck bis etwa 9 at abgesunken ist, und sodann abnimmt. Dieser Punkt muß eingehend geprüft werden. Wir wissen, daß bei konstantem Eintrittsdruck das tatsächlich ausströmende Dampfgewicht durch eine Öffnung von ganz bestimmten Querschnitt nicht abnehmen wird, wenn der Endpunkt erniedrigt wird. Jedoch könnte dieser irriige Schluß auf Grund der Tabelle gezogen werden, falls die wahre Bedeutung der berechneten Werte nicht richtig verstanden wird.

Wir wollen z. B. einen Enddruck von 0,5 at annehmen.

Hierfür beträgt das ausströmende Dampfgewicht

$$393,5 F_8 \text{ kg/sk.}$$

F_8 ist jedoch hier nicht der Querschnitt der Mündung, sondern derjenige des Dampfstrahls an derjenigen Stelle, wo die Spannung 0,5 at beträgt. Weiter zurück, wo der Druck z. B. 4 at beträgt, wird F einen anderen Wert besitzen. Dieser Wert wird kleiner sein und zwar im Verhältnis 393,9:1702, da pro Sekunde dasselbe Dampfgewicht durch beide Querschnitte hindurchgehen muß. Noch weiter zurück werden wir einen Punkt finden, für den der Querschnitt des Dampfstrahls am kleinsten wird. Er liegt in diesem Falle irgendwo zwischen 8 und 10 at und zwar an der Stelle, für die der Druck gleich 0,577 Eintrittsdruck ist. Dies ist der kleinste Querschnitt, der der engsten Stelle der Düse oder dem Querschnitt der einfachen Mündung entspricht.¹⁾ Soll die Düse einen guten Wirkungsgrad besitzen, so muß sie für diesen engsten Querschnitt berechnet werden und ein allmählich sich erweiterndes (divergentes) Mundstück erhalten.

¹⁾ Bei einer Öffnung in dünner Wand oder Mündung mit scharfer Kante würde eine sog. „Kontraktion“ des Strahles entstehen, worauf hier hingegen nicht näher eingegangen werden soll.

5. Engster Querschnitt der Düse.

Wir könnten in Tabelle LIII eine neue wagrechte Reihe für den engsten Querschnitt der Düse aufstellen.

Die Spannung wird sein:

$$0,577 \cdot 16 = 9,24 \text{ at.}$$

Das spez. Volumen trocken gesättigten Dampfes für diesen Druck beträgt 0,2148 cbm/kg (nach den Dampftabellen) und die spez. Dampfmenge 0,959 (aus einem Diagramm).

Mithin beträgt das tatsächliche spez. Volumen des Dampfes:

$$0,959 \cdot 0,2145 = 0,2059 \text{ cbm/kg.}$$

Das Wärmegefälle beträgt etwa 26 *WE* und die entsprechende Geschwindigkeit 466 m/sk. Das sekundliche Dampfgewicht, das durch den Querschnitt *F* qm hindurchströmt, beträgt sodann:

$$\frac{466 F}{0,2059} = 2269 \cdot F \text{ kg}$$

und der Querschnitt für 1 kg sekundliche Dampfmenge:

$$\frac{0,2059}{466} = 0,000441 \text{ qm} = 4,41 \text{ qcm.}$$

6. Querschnitt für eine gegebene Ausflußmenge.

Die Werte in der letzten Spalte der Tabelle wurden durch Division der Werte der dritten Spalte durch die der vierten erhalten. Soll die ausströmende Dampfmenge 1 kg/sk und der Enddruck 0,5 at abs. betragen, so wird der engste Querschnitt der Düse 4,41 qcm und derjenige an der Mündung 25,41 qcm sein. Wird der Enddruck auf 0,1 at verringert, so ist eine Düse mit demselben engsten Querschnitt jedoch mit einem Mündungsquerschnitt von 92,95 qcm zu verwenden. Der Mündungsquerschnitt beträgt somit das 21 fache des engsten Querschnittes der Düse.

Wollen wir die Querschnitte der Düse für eine bestimmte Dampfmenge finden, so haben wir lediglich die auf 1 kg bezogenen Querschnitte der letzten Spalte mit der sekundlichen Dampfmenge in kg zu multiplizieren.

Nach obigen Grundsätzen wird eine divergente Düse berechnet. Wie Fig. 171 zeigt, schließt sich an den engsten Querschnitt eine abgerundete Eintrittsöffnung an, damit die einzelnen Strömungslinien ohne plötzliche Richtungsänderung konvergieren können. Vom engsten Querschnitte an erweitert sich die Düse allmählich nach ihrer Mündung zu und zwar gewöhnlich kegelförmig bis auf den notwendigen Austrittsquerschnitt. Die Neigung des Düsenkegels muß hinreichend klein sein, damit verhindert wird, daß irgend ein Teil des Dampfstrahls sich von den Wandungen der Düse löst.

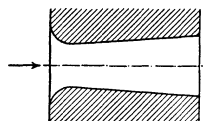


Fig. 171. Divergente Düse mit abgerundeter Eintrittsöffnung.

Das heißt mit anderen Worten, die Düse muß auf ihrer ganzen Länge vollständig mit Dampf angefüllt sein, da sonst Wirbelungen und Energieverluste entstehen würden.

Eine passende Neigung der Düsenwandung zur Achse ist etwa 1:12 für alle gewöhnlich vorkommenden Fälle. Bei der Laval-Düse beträgt diese in der Regel 1:20. Die Neigung bestimmt zusammen mit den Durchmessern des engsten und des Austrittsquerschnitts die Länge der Düse.

7.

Wiederum im Hinblick auf die Tabelle des Abschnitts 2 wird klar sein, daß eine divergente Düse in diesem Falle nur dann Verwendung finden kann, wenn der Enddruck kleiner als 9 at abs. ist. Für höhere Enddrücke genügt eine einfache, kurze, konvergente Düse mit abgerundeter Eintrittskante.

Beträgt der Enddruck z. B. 14 at, so müssen wir eine einfache Düse mit dem engsten Austrittsquerschnitt von 6,39 qcm pro 1 kg sekundliche Dampfmenge verwenden. Die Austrittsgeschwindigkeit würde 225 m/sk betragen. Für alle Enddrücke, die kleiner als 9,24 at sind, muß eine divergente Düse mit einem engsten Querschnitt von 4,41 qcm/kg gebraucht werden, wenn die in der Tabelle angegebene volle Geschwindigkeit erzeugt werden soll.

8. Formeln für die Berechnung von Düsen.

Die auf das Beispiel im letzten Abschnitt angewandte Berechnungsmethode ist für den gewöhnlichen Gebrauch zu zeitraubend und mühsam. Wir wollen diese Methode im folgenden durch einfache Formeln ersetzen. Diese Formeln sollen später abgeleitet, jedoch der Einfachheit halber hier gleich aufgeführt werden. Wir wollen lediglich divergente Düsen betrachten, d. h. solche, für die der Enddruck weniger als 0,577 oder rund 0,58 der Eintrittsspannung beträgt.

Es bedeute:

- P_1 , p_1 = absolute Eintrittsspannung in kg/qm bzw. kg/qcm,
 P_2 , p_2 = absolute Endspannung in kg/qm bzw. kg/qcm,
 v_1 = spez. Volumen des Dampfes in cbm/kg bei der Spannung p_1 ,
 w = Geschwindigkeit im engsten Querschnitt in m/sk,

dann ist:

$$w = 323 \sqrt{p_1 v_1} \dots \dots \dots (1)$$

für trocken gesättigten Anfangszustand des Dampfes. (Es sei hier bemerkt, daß das Produkt $p_1 v_1$ nahezu eine konstante Größe ist; und die Geschwindigkeit im engsten Querschnitt, gleichgültig für welchen Anfangsdruck, für alle Düsen etwa 450 bis 470 m/sk beträgt, vorausgesetzt nur, daß das Druckverhältnis kleiner als 0,58 ist.)

Bezeichnet: F_m = engster Querschnitt in qm,
 G_{sk} = ausströmendes Dampfgewicht pro sk in kg,
 dann ist:

$$G_{sk} = 199 F_m \cdot \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \dots \dots \dots (2)$$

Das Querschnittsverhältnis von Mündungsquerschnitt zu engstem Querschnitt hängt lediglich von dem Verhältnis der zugehörigen Drücke ab. Da der Druck im engsten Querschnitt 0,577 des Anfangsdruckes beträgt, so können wir schreiben:

$$F_2 = k \cdot F_m \dots \dots \dots (3)$$

worin F_2 den Austrittsquerschnitt bedeutet und der Wert von k lediglich vom Druckverhältnis $\frac{p_1}{p_2}$ abhängt.

Auf Grund der späterhin in Abschnitt 9 erhaltenen Ergebnisse ist ohne weiteres zu sehen, daß

$$k = \frac{0,1550}{\sqrt{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}}}}$$

ist, wobei $\kappa = 1,135$ gesetzt ist. Mit Hilfe dieser Gleichung kann man sich eine Kurve für k über verschiedenen Druckverhältnissen $\frac{p_1}{p_2}$ auftragen. Die folgenden Punkte der Kurve wurden aus der obigen Gleichung bestimmt.

$\frac{p_1}{p_2}$	1,734	2	3	4	8	12	40	80	120
k	1	1,01	1,17	1,34	2,07	2,72	6,81	11,53	15,9

Die Austrittsgeschwindigkeit kann einem Wärmediagramm entnommen oder aus dem Wärmegefälle berechnet werden.

Zwecks Berechnung einer Düse wird dann bei gegebenen Anfangs- und Enddrücken, zuerst der engste Querschnitt aus Gleichung 2 ermittelt:

$$F_m = \frac{G_{sk}}{199} \sqrt{\frac{v_1}{p_1}} \dots \dots \dots (4)$$

und darauf der Austrittsquerschnitt aus Gleichung 3.

Die Länge der Düse vom engsten Querschnitt bis zur Mündung beträgt für eine Neigung 1:12:

$$L = 6 (d_2 - d_m) \dots \dots \dots (5)$$

worin d_2 und d_m die Durchmesser der Düse an der Mündung bzw. an der engsten Stelle bedeuten. Die Wirkung der Reibung kann für praktische Zwecke vernachlässigt werden, kann jedoch andernfalls durch Vergrößerung des Austrittsquerschnittes um etwa 3 bis 4 v. H. Berücksichtigung finden. Auf jeden Fall ist es ratsam, diesen Querschnitt lieber zu klein als zu groß zu machen.

Düsen für kleine Druckunterschiede, d. h. wenn $\frac{p_2}{p_1} > 0,58$, mögen nach den in Abschnitt 12 gegebenen Regeln berechnet werden.

Beispiel 1. Dampf von 11,0 at absoluter Spannung soll auf 1 at abs. expandieren. Es soll die Austrittsgeschwindigkeit und die Abmessungen der Düse für eine minutliche Dampfmenge von 25 kg ermittelt werden.

Gleichung 4 in Abschnitt 8 ergibt:

$$F_m = \frac{25}{60 \cdot 199} \sqrt{\frac{0,1822}{11}} = 0,000269 \text{ qm} = 2,69 \text{ qcm.}$$

Dies ist der engste Querschnitt der Düse; der Austrittsquerschnitt ergibt sich nach Gleichung 3 zu:

$$F_2 = k \cdot F_m = 2,58 \cdot 2,69 = 6,84 \text{ qcm,}$$

worin k der Tabelle in Abschnitt 8 für den Wert $\frac{p_1}{p_2} = 11$ entnommen wurde.

Die Durchmesser der Düse an der engsten Stelle und an der Mündung betragen mithin 18,5 bzw. 29,5 mm. Die Länge des divergenten Teils der Düse für eine Neigung von 1:12 ergibt Gleichung 5 zu:

$$L = 6(29,5 - 18,5) = 66 \text{ mm.}$$

Der konvergente Teil der Düse besteht aus einer einfachen abgerundeten Eintrittsöffnung.

Die Austrittsgeschwindigkeit soll hier mit Hilfe eines Wärmediagramms gefunden werden. Der Wärmeinhalt des Dampfes für die Anfangs- und Endspannung beträgt:

$$i_1 = 667 \text{ und } i_2 = 570 \text{ WE}$$

bei Annahme adiabatischer Expansion.

Nun ist:

$$\begin{aligned} A \cdot \frac{w_2^2}{2g} &= i_1 - i_2 \\ w_2^2 &= 427 \cdot 2 \cdot 9,81 \cdot 97 = 812641 \\ w_2 &= 901,5 \text{ m/sk.} \end{aligned}$$

Beispiel 2. Hier soll nach den Angaben des Beispiels 1 die Düse auf andere Weise berechnet werden. Wir fanden aus dem Wärmediagramm das adiabatische Wärmegefälle zu 97 WE und die entsprechende Austrittsgeschwindigkeit zu 904 m/sk.

Ebenso ergibt sich aus dem Diagramm die spez. Dampfmenge beim Austritt:

$$x_2 = 0,862$$

und demnach das spez. Volumen des Dampfes zu 0,862. 1,722. Jede Seite der folgenden Gleichung stellt mithin das sekundlich ausströmende Dampfgewicht in cbm dar.

$$0,862 \cdot 1,722 \cdot \frac{25}{60} = 904 \cdot F_2,$$

$$\text{folglich } F_2 = \frac{0,862 \cdot 1,722 \cdot 25}{904 \cdot 60} = 0,000684 \text{ qm} \\ = 6,84 \text{ qcm.}$$

Im engsten Querschnitt beträgt der Druck $0,577 \cdot 11 = 6,35$ at. Das adiabatische Wärmegefälle bis zu diesem Druck ist 25 WE, die entsprechende Geschwindigkeit 460 m/sk und die spez. Dampfmenge 0,963; es ist dann:

$$0,963 \cdot 0,3057 \cdot \frac{25}{60} = 460 \cdot F_m,$$

$$\text{folglich } F_m = 0,000267 \text{ qm} = 2,67 \text{ qcm.}$$

9. Theorie der Mündungen und Düsen.

Die allgemeinen Gleichungen für die Dampfströmung wurden in den Kapiteln II und III betrachtet. Hier sollen diese Gleichungen nun auf den speziellen Fall der Dampfströmung durch Düsen angewendet werden. Die früheren Bezeichnungen mögen beibehalten werden und zwar sollen sich die Indizes 1, 2 und m jeweilig auf den Eintritts-, Austritts- bzw. engsten Querschnitt der Düse beziehen.

Demnach hat der Dampf beim Eintritt in die Düse einen Wärmeinhalt von i_1 WE/kg, i_2 beim Austritt und i_m an der engsten Stelle.

Die Energiegleichung besagt lediglich, daß die Zunahme an Geschwindigkeitsenergie (kinetische) gleich der Abnahme des Wärmeinhalts des Dampfes ist, vorausgesetzt, daß der Vorgang adiabatisch verläuft. Es ist:

$$A \cdot \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} = i_1 - i_2.$$

Für die Dampfströmung bis zum engsten Querschnitt gilt:

$$A \cdot \frac{w_m^2 - w_1^2}{2g} = i_1 - i_m,$$

oder in mechanischem Maß (entsprechend Kapitel II und III):

$$\frac{w_m^2 - w_1^2}{2g} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} (P_1 v_1 - P_m v_m).$$

Vernachlässigen wir die nur sehr kleine Eintrittsgeschwindigkeit, also $w_1 = 0$, und setzen, da $P_1 v_1^\kappa = P_m v_m^\kappa$ ist, $v_m = \left(\frac{P_1}{P_m}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot v_1$, so erhalten wir:

$$w_m^2 = 2g \frac{\kappa}{\kappa - 1} v_1 \left(P_1^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - P_2^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right) P_1^{\frac{1}{\kappa}}$$

oder

$$w_m^2 = 2g \frac{\kappa}{\kappa - 1} P_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{P_m}{P_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right].$$

Das sekundlich durch den engsten Querschnitt F_m ausströmende Dampfgewicht beträgt:

$$\begin{aligned} G_{sk} &= \frac{F_m \cdot w_m}{v_m} \\ &= \frac{F_m}{\left(\frac{p_1}{p_m}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot v_1} \sqrt{2g \frac{\kappa}{\kappa-1} P_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]} \\ &= F_m \cdot \sqrt{2g \cdot \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{P_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_m}{p_1}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_m}{p_1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right]}. \end{aligned}$$

Bei gegebenen Werten für F_m , P_1 und v_1 wird das ausströmende Dampfgewicht ein Maximum werden, wenn der Ausdruck in eckigen Klammern ein Maximum wird.

Wollen wir die größte Dampfmenge finden, so müssen wir vorerst ermitteln, für welchen Wert von $\frac{p_m}{p_1}$ der Ausdruck für G_{sk} zu einem Maximum wird. Setzen wir $\frac{p_m}{p_1} = x$, dann wird der Klammer-

ausdruck $x^{\frac{2}{\kappa}} - x^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}$ ein Maximum, wenn:

$$\frac{d\left(x^{\frac{2}{\kappa}} - x^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right)}{dx} = 0$$

wird.

$$\begin{aligned} \frac{2}{\kappa} \cdot x^{\frac{2}{\kappa}-1} - \left(\frac{\kappa+1}{\kappa}\right) \cdot x^{\frac{1}{\kappa}} &= 0 \\ 2x^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - (\kappa+1) &= 0 \\ x^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} &= \frac{2}{\kappa+1}, \end{aligned}$$

oder wenn:

$$\frac{p_m}{p_1} = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}.$$

*10.

Obiges gilt für Gase und Dämpfe, die bei adiabatischer Expansion dem Gesetz

$$p \cdot v^{\kappa} = \text{konst.}$$

folgen.

Für trocken gesättigten Dampf zu Anfang ist $\kappa = 1,135$ und mithin:

$$\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = 0,577.$$

Das heißt, das ausströmende Dampfgewicht erreicht seinen Höchstwert, wenn der Druck im engsten Querschnitt der Düse 0,577 des Anfangsdrucks beträgt.

Ist der Dampf zu Anfang nicht trocken gesättigt, so muß in jedem Falle der passende Wert für κ eingesetzt werden. Der hierdurch bewirkte Unterschied der Werte für $\frac{p_m}{p_1}$ ist hingegen so gering, daß er praktisch ohne Bedeutung ist.

In der folgenden Tabelle sind für die anfänglichen spez. Dampf-
mengen $\kappa = 1,0; 0,9$ und $0,8$ die Zeunerschen Werte für κ und für das
Verhältnis $\frac{p_m}{p_1}$ aufgeführt.

Spez. Dampfmenge	κ	$\frac{p_m}{p_1}$
$\kappa = 1,0$	1,135	0,577
0,9	1,125	0,579
0,8	1,115	0,581

Wir können somit $\frac{p_m}{p_1} = 0,58$ mit hinreichender Genauigkeit in allen vorkommenden Fällen setzen.

*11.

In Abschnitt 9 wurde ein Ausdruck für das sekundlich ausströmende Dampfgewicht hergeleitet, und in Abschnitt 10 fanden wir, daß dieser Ausdruck ein Maximum wird, wenn $p_m \sim 0,58 p_1$ ist. Setzen wir diesen Wert für p_m oder besser den genaueren:

$$\left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} = \frac{p_m}{p_1}$$

in die Gleichung für die Geschwindigkeit im engsten Querschnitt der Düse ein, so erhalten wir:

$$w_m^2 = 2g \cdot \frac{\kappa}{\kappa + 1} \cdot P_1 v_1.$$

Hieraus entsteht für trocken gesättigten Dampf zu Anfang:

$$w_m = 3,23 \cdot \sqrt{P_1 v_1}$$

oder

$$= 323 \sqrt{p_1 v_1}$$

da P die Spannung in kg/qm nur p in kg/qcm bedeutet.

Dies ist die größte Geschwindigkeit, die im engsten Querschnitt der Düse entstehen kann, wenn der Enddruck

$$p_2 \leq 0,58 p_1.$$

Die größte Dampfmenge, die dieser maximalen Geschwindigkeit entspricht, ist:

$$G_{sk\ max} = \frac{F_m \cdot w_m}{v_m}$$

$$= 1,99 \cdot F_m \cdot \sqrt{\frac{P_1}{v_1}}$$

oder

$$= 199 \cdot F_m \cdot \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}$$

12. Mündungen und Düsen für kleine Druckunterschiede.

Ist $p_2 > 0,58 p_1$, so ist lediglich eine einfache konvergente Düse mit abgerundeter Eintrittsöffnung notwendig.

Der Druck im engsten Querschnitt ist dann gleich dem Enddruck, da der Dampf auf seinem Wege bis zur engsten Stelle der Düse auf den Enddruck expandiert. Die erzeugte Dampfgeschwindigkeit ergibt sich wie vorher aus der Gleichung (siehe Abschn. 9):

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot v_1 \left[P_1 - P_2 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \right].$$

Setzen wir $\kappa = 1,13$ und $g = 9,81$ ein, so erhalten wir:

$$w = 13,05 \sqrt{(P_1 - k P_2) v_1},$$

worin $k = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}}$ von dem Druckverhältnis $\frac{p_1}{p_2}$ abhängt und folgende

Werte besitzt:

$\frac{p_1}{p_2}$	k	Differenz
1,0	1,000	0,088
1,1	1,088	0,087
1,2	1,175	0,086
1,3	1,261	0,086
1,4	1,347	0,085
1,5	1,432	0,084
1,6	1,516	0,083
1,7	1,599	

Das sekundlich ausströmende Dampfgewicht beträgt:

$$G_{sk} = \frac{F \cdot w}{v_2} \text{ kg}$$

worin F = der Querschnitt der Düse in qm ist, wenn keine Kontraktion stattfindet. Für eine scharfkantige Mündung, bei welcher Kontraktion eintritt, bedeutet F den kleinsten Querschnitt des Dampfstrahls.

21. Kapitel. Gleichdruckturbinen.

1. Wesen der Gleichdruckturbine.

Im Kapitel II, Abschnitt 23 wurde der Unterschied der Wirkungsweise von Gleichdruck- und Überdruckturbinen auseinandergesetzt.

Die einfachste Form der Gleichdruckturbine besteht in einem Kranz von feststehenden Düsen und einem einzigen Laufschaufelrade. Ein Vertreter dieser Turbinenart ist die Turbine des Schweden de Laval.

In den Düsen wird die gesamte verfügbare Energie des Dampfes in Geschwindigkeitsenergie verwandelt, wobei der Druck sinkt. In den Laufschaufeln wird diese gesamte Geschwindigkeitsenergie, oder so viel von ihr wie möglich, zwecks Abgabe mechanischer Arbeit auf den Läufer der Turbine verbraucht. Deshalb nimmt innerhalb der Laufschaufeln die Dampfgeschwindigkeit bei konstantem Drucke ab. Es sei hervorgehoben, daß die absolute Geschwindigkeit des Dampfes abnimmt. Die zu der Laufschaufelbewegung relative Dampfgeschwindigkeit bleibt wenigstens insoweit konstant, als sie nicht durch Verluste infolge Reibung oder Stoß vermindert wird.

Die Düsen- oder die feststehenden Leitschaufelkränze, innerhalb welcher der Dampfdruck fällt, werden auch als „Druckstufen“, die Laufschaufelkränze, innerhalb welcher die absolute Dampfgeschwindigkeit abnimmt, als „Geschwindigkeitsstufen“ bezeichnet.

2. Mehrfache Druckabstufung.

In der obenerwähnten einfachsten Art der Gleichdruckturbine mit nur einer einzigen Druckstufe ist die Austrittsgeschwindigkeit des Dampfes aus den Düsen naturgemäß eine sehr hohe. Dies ist deshalb der Fall, weil die gesamte Druckenergie auf einmal in Geschwindigkeitsenergie verwandelt wird. Die Umfangsgeschwindigkeit der Laufschaufeln muß ebenfalls sehr groß sein, damit ein annehmbarer Wirkungsgrad erzielt wird.

Um die Dampf- und Schaufelgeschwindigkeiten zu verringern, hat man zu zwei oder mehreren Druckstufen gegriffen. Jede Druckstufe besitzt ihr zugehöriges Laufrad und bildet mit diesem eine vollständige Expansionsstufe.

Beträgt also die verfügbare Energie pro kg Dampf 180 WE, und soll die Turbine zwei Expansionsstufen gleicher Leistung erhalten, so würden 90 WE/kg innerhalb der ersten Druckstufe in Geschwindigkeitsenergie umgesetzt, und diese in den Laufschaufeln zur Arbeitsleistung auf den Läufer der Turbine verbraucht werden. In der zweiten Expansionsstufe würden dann die restlichen 90 WE in gleicher Weise umgesetzt werden. Die Dampf- und Schaufelgeschwindigkeiten

werden somit im Verhältnis $1:\sqrt{2}$ gegenüber der einstufigen Turbine herabgesetzt.

Die Umlaufzahl einer einstufigen Turbine ist für praktische Verwendungszwecke zu hoch, weshalb ein Übersetzungsgetriebe notwendig wird. Bei der vielstufigen Turbine dagegen kann die Drehzahl durch entsprechende Vergrößerung der Druckstufenzahl unter Umgehung eines Übersetzungsgetriebes auf einen passenden Wert gebracht werden.

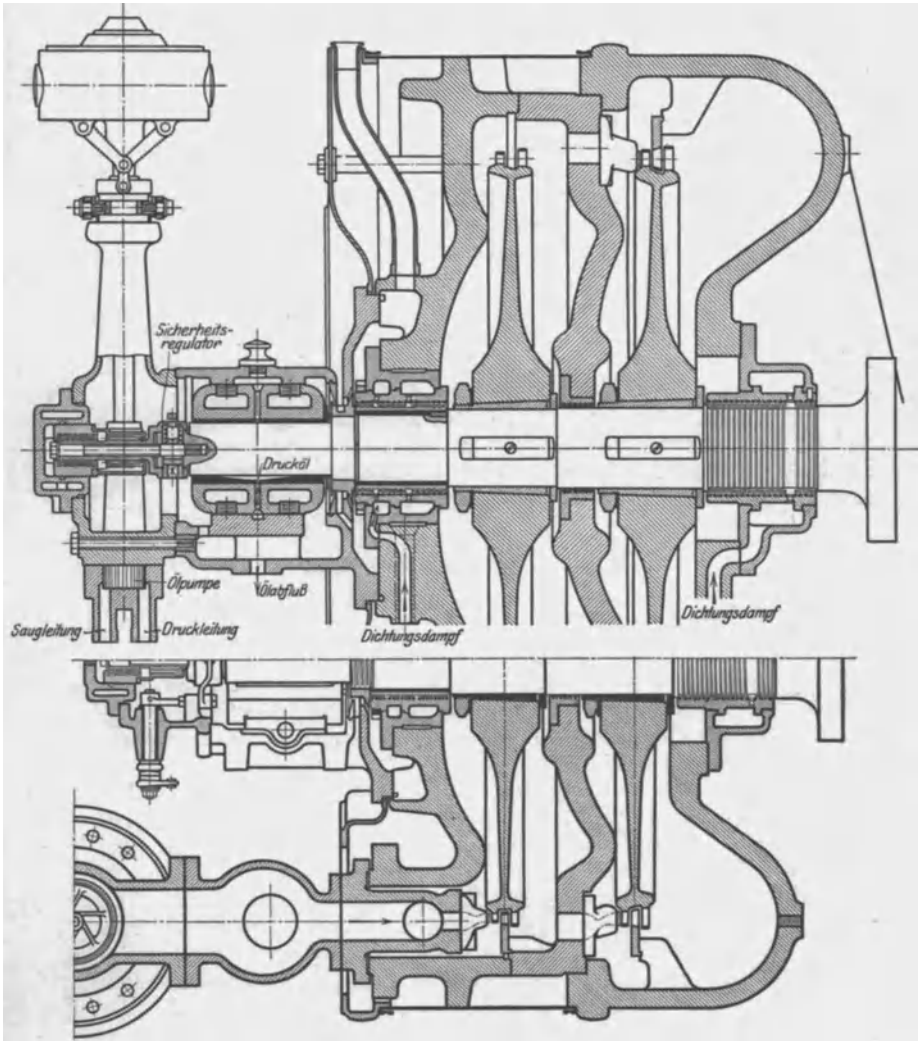


Fig. 172. Gleichdruckturbinen der A. E. G.

3. Mehrfache Geschwindigkeitsabstufung.

Um die Geschwindigkeit der Laufschaufeln noch weiter herunter zu setzen, verwendet man die mehrfache Geschwindigkeitsabstufung.

Der Dampf strömt zuerst durch einen Kranz von Düsen, in welchen ihm entsprechend dem Druckabfall eine gewisse Geschwindigkeit verliehen wird. Sodann tritt er in die Schaufeln eines Laufrades ein, die derart berechnet sind, daß nur ein Teil dieser Geschwindigkeitsenergie in Arbeit umgesetzt wird und gelangt sodann in einen Kranz feststehender Leitschaufeln. In den Leitschaufeln bleiben sowohl der Druck als auch die Dampfgeschwindigkeit konstant, aber es wird die Strömungsrichtung in der Weise umgelenkt, daß der Dampf von neuem in einen zweiten Laufschaufelkranz eintreten und in diesem einen weiteren Teil seiner Geschwindigkeitsenergie in mechanische Arbeit umsetzen kann.

Es ist leicht zu zeigen, daß die Umfangsgeschwindigkeit der Schaufeln bei drei Laufrädern nur etwa ein Drittel derjenigen beträgt, welche bei Verwendung eines einzigen Laufrades notwendig sein würde.

In Fig. 172 ist die Gleichdruckturbine der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft Berlin im Schnitt dargestellt. Sie besteht aus zwei Druckstufen oder Expansionstufen, und jede von ihnen wiederum aus zwei Geschwindigkeitsstufen, d. h. einem zweikränzigen Laufrad. Jede Expansionstufe besteht also aus einem Kranz von Düsen, einem zweikränzigen Laufrad und einem Kranz feststehender Leitschaufeln, und zwar wechseln die Lauf- und Leitschaufelkränze einander ab. (Fig. 173.)

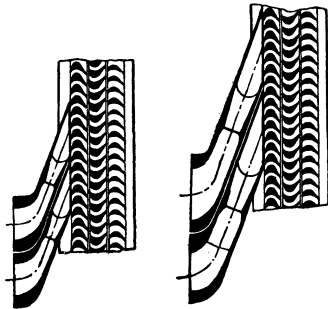


Fig. 173. Düsens und Schaufelkränze beider Druckstufen der A. E. G.-Turbine.

4. Aufgabe der verschiedenen Teile einer Gleichdruckturbine.

Die unterscheidenden Merkmale der verschiedenen Teile einer Gleichdruckturbine und die Funktionen derselben sind von so großer Wichtigkeit, daß wir hier eine kurze Aufzählung geben wollen.

Die Bestandteile, die hier gemeint sind, sind:

1. die Düsen;
2. die Laufräder;
3. die Leitschaufeln.

1. Die Düsen dienen zur Umwandlung von Druckenergie in Geschwindigkeitsenergie. Indem die Dampfgeschwindigkeit zunimmt und der Druck fällt, wird gleichzeitig der Dampfstrom derart geführt, daß er nach Verlassen der Düsen auf einen Kranz von Laufschaufeln Arbeit leisten kann.

2. Innerhalb der Schaufeln des Laufrades nimmt die absolute Dampfgeschwindigkeit ab und die Geschwindigkeitsenergie, die somit verschwindet, wird in mechanische Arbeit auf den Läufer umgesetzt. Obgleich die absolute Dampfgeschwindigkeit sich verringert, so bleibt die Geschwindigkeit relativ zum Laufrade konstant. Die Abnahme der Absolutgeschwindigkeit ist somit auf die relative Richtungsänderung des Dampfes beim Durchströmen der Laufschaufeln zurückzuführen. Der Druck innerhalb der Laufschaufeln bleibt konstant, es sei denn, daß ein minimaler Abfall durch Überwindung des Reibungswiderstandes herbeigeführt wird. Es findet somit im Gegensatz zu den Überdruckturbinen im Laufrade keine Umsetzung von Druck in Geschwindigkeitsenergie statt.

3. Die feststehenden Leitschaufeln dienen lediglich zur Umkehrung der Strömungsrichtung des Dampfes, damit dieser auf einen weiteren Laufschaufelkranz Arbeit leisten kann. Druck und Dampfgeschwindigkeit sind innerhalb der Leitschaufeln konstant. Vernachlässigt man die Reibung, so finden keinerlei Energieumsetzungen in den Leitschaufeln statt.

5. Beispiel.

Es sei die Eintrittspannung des Dampfes am Hauptabsperrentil und der Kondensatorunterdruck gegeben. Hiernach können wir ohne weiteres die verfügbare Wärmemenge pro kg zugeführten Dampfes aus einem Wärmediagramm entnehmen. Angenommen sie betrage $h = 192$ WE.

Eine einstufige Turbine würde den Dampf in einem einzigen Düsenkranz vom Eintrittsdruck bis auf das niedrigst erreichbare Vakuum entspannen. Die Dampfgeschwindigkeit beim Austritt aus den Düsen würde dann betragen:

$$\begin{aligned} c &= \sqrt{\frac{1}{A} \cdot 2gh} \\ &= \sqrt{8378 \cdot 192} \\ &= 1270 \text{ m/sk.} \end{aligned}$$

Damit von der verfügbaren Wärmemenge soviel wie möglich im Laufrade in Nutzarbeit umgesetzt wird, muß die Umfangsgeschwindigkeit der Laufschaufeln etwa die Hälfte des obigen Wertes, also etwa 600 m/sk betragen.

Verwenden wir jedoch 8 Expansionsstufen, so wird die Dampfgeschwindigkeit beim Austritt aus jedem der 8 Düsenkränze bedeutend niedriger ausfallen. Soll die Gesamtleistung zu gleichen Teilen auf die einzelnen Expansionsstufen verteilt werden, so beträgt die in jeder umgesetzte Wärmemenge:

$$\frac{1}{8} \cdot 192 = 24 \text{ WE}$$

und die größte Dampfgeschwindigkeit:

$$\begin{aligned} c &= \sqrt{8378 \cdot 24} \\ &= 450 \text{ m/sk.} \end{aligned}$$

Bei größter Wirtschaftlichkeit würde dann die Umfangsgeschwindigkeit der Laufschaufeln 225 m/sk betragen. Wir wollen weiterhin annehmen, daß wir innerhalb jeder der 8 Expansionsstufen 3 Laufschaufelkränze mit den dazu nötigen feststehenden Leitschaufelkränzen hätten. Die Geschwindigkeitsenergie jeder Expansionsstufe wird dann in 3 Abteilungen verbraucht, und die Schaufelgeschwindigkeit braucht nur etwa den dritten Teil derjenigen bei einer einzigen Geschwindigkeitsstufe zu betragen.

Die maximale Dampfgeschwindigkeit (beim Austritt aus den Düsen) beträgt wie vorher 450 m/sk, jedoch ist jetzt die Schaufelgeschwindigkeit auf etwa 75 m/sk verringert worden.

Die tatsächliche in der Praxis übliche Schaufelgeschwindigkeit ist noch etwas niedriger als dieser vorgenannte Wert (siehe Abschnitt 13).

6. Die einstufige Gleichdruckturbine — De Laval-Turbine.

Die Expansion des Dampfes vollzieht sich auf einmal bis auf den endlichen Kondensatordruck.

Bedeutet h = verfügbares Wärmegefälle pro kg Dampf,

c_1 = Austrittsgeschwindigkeit aus den Düsen,

c_2 = absolute Dampfgeschwindigkeit beim Austritt aus den Laufschaufeln,

so erhalten wir:

$$c_1 = \sqrt{8378 \cdot h}$$

und die erzeugte Geschwindigkeitsenergie:

$$\frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} \text{ mkg.}$$

7. Bedingung für „stoßfreien Eintritt“.

In Übereinstimmung mit Fig. 174 bezeichnen:

c_1, c_2 = absolute Dampfgeschwindigkeiten beim Eintritt bzw. Austritt aus dem Laufrade,

w_1, w_2 = relative Dampfgeschwindigkeiten beim Eintritt bzw. Austritt aus dem Laufrade,

u = Umfangsgeschwindigkeit der Laufschaufel,

$\alpha_1 \beta_1 \alpha_2 \beta_2$ = wie in der Figur angegeben.

Sind c_1, α_1 und u bekannt, so kann das Geschwindigkeitsdreieck für den Eintritt in das Laufrad konstruiert werden. Die Relativgeschwindigkeit w_1 und der Winkel β_1 , den diese mit der Bewegungsrichtung der Laufschaufeln bildet, sind somit bestimmt.

Die Bedingung für stoßfreien Eintritt besteht darin, daß w_1 tangential zur Schaufelwandung, und zwar dort, wo der Dampf eintritt, gerichtet ist. Mit anderen Worten: Der Schaufeleintrittswinkel muß gleich β_1 sein.

Da die Schaufeln in Wirklichkeit eine gewisse Materialdicke besitzen und ihre Eintrittskante zugespitzt wird, so kann die Strömungsrichtung des Dampfes natürlich nicht tangential sowohl zur Vorder- als zur Rückseite der Schaufeln verlaufen. Aus diesen und anderen Gründen ist es im allgemeinen ratsam, w_1 nicht vollständig tangential zu einer Seite der Schaufel zu wählen, sondern einen kleinen Stoßverlust zuzulassen.

8. Kraftwirkung auf die Laufschaufeln und geleistete Arbeit.

Es bedeute G = sekundliche Dampfmenge in kg. Die auf die Laufschaufeln in Richtung ihrer Bewegung ausgeübte Kraft ist gleich der sekundlichen Abnahme der Bewegungsgröße in dieser Richtung; es ist folglich:

$$\text{Kraft auf die Laufschaufeln} = \frac{G}{g}(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2).$$

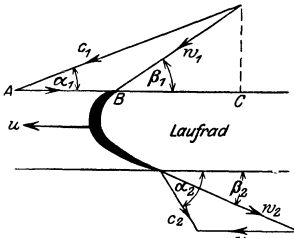


Fig. 174. Diagramm für stoßfreien Eintritt in das Laufrad.

Die folgenden Beziehungen ergeben sich aus den Geschwindigkeitsdreiecken der Fig. 174:

$$c_1 \cos \alpha_1 = w_1 \cos \beta_1 + u$$

und

$$c_2 \cos \alpha_2 = w_2 \cos \beta_2 - u$$

Kraft auf die Laufschaufeln

$$= \frac{G}{g}(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2),$$

welcher Ausdruck lediglich die Größe der Änderung der Bewegungsgröße relativ zu den Laufschaufeln ausdrückt.

Die sekundlich geleistete Arbeit ist diese Kraft, multipliziert mit dem von den Schaufeln sekundlich zurückgelegten Weg. Also, wenn $w_1 = w_2$:

$$\text{Arbeit pro Sekunde} = \frac{G \cdot w_1}{g}(\cos \beta_1 + \cos \beta_2) \cdot u.$$

Diese Arbeit wird durch G kg/sk geleistet. Somit beträgt die

$$\text{Arbeit pro 1 kg Dampf} = \frac{w_1 \cdot u}{g}(\cos \beta_1 + \cos \beta_2).$$

Es ist leicht zu zeigen, daß dieser Ausdruck derselbe ist wie:

$$\frac{c_1^2 - c_2^2}{2g}.$$

9. Leistung in PS, Dampfverbrauch und kinetischer Wirkungsgrad.

In der idealen verlustlosen Turbine ist:

$$\begin{aligned} \text{sekundlich geleistete Arbeit} &= \frac{G}{2g} (c_1^2 - c_2^2) \text{ mkg} \\ \text{Leistung in PS} &= \frac{\text{Arbeit pro Sekunde}}{75} \\ &= \frac{G}{2g \cdot 75} (c_1^2 - c_2^2) \\ &= \frac{G}{1472} (c_1^2 - c_2^2). \end{aligned}$$

Da der obige Ausdruck die Leistung von G kg/sk darstellt, so beträgt der Dampfverbrauch pro PS-st:

$$\frac{G \cdot 3600}{\text{Leistung in PS}} = \frac{5\,299\,200}{c_1^2 - c_2^2};$$

der kinetische Wirkungsgrad wird durch Division der Nutzarbeit während einer gewissen Zeit durch die gesamte während dieser Zeit zugeführte kinetische Energie erhalten. Wählen wir für dieses Zeitintervall 1 Sekunde, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} \text{Kinetischer Wirkungsgrad} &= \frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} \cdot \frac{c_1^2}{2g} \\ &= \frac{c_1^2 - c_2^2}{c_1^2}. \end{aligned}$$

10. Beziehung zwischen Schaufel- und Dampfgeschwindigkeiten.

Zur Erreichung der besten Wirtschaftlichkeit sollte die Geschwindigkeitsenergie vor dem Austreten des Dampfes aus den Laufschaufeln so sehr wie möglich verringert werden. Das heißt, c_2 sollte ein Minimum werden. Zu diesem Zwecke müßte β_2 (s. Fig. 174) so weit wie möglich verkleinert werden. Aus praktischen Gründen kann dieser Winkel weder zu Null noch sehr klein werden. Er liegt häufig zwischen 17 und 20°. Bei der de Laval-Turbine ist dagegen gewöhnlich $\beta_2 = \alpha_1 \sim 30^\circ$.

Sind die Schaufelwinkel festgelegt, so kann die günstigste Schaufelgeschwindigkeit ermittelt werden. Ist $\beta_1 = \beta_2$, so haben wir:

$$\text{Arbeit pro kg Dampf} = \frac{2 w_1 u}{g} \cdot \cos \beta_1$$

und mithin muß $w_1 \cdot u \cdot \cos \beta_1$ ein Maximum werden; d. h.

$$u(c_1 \cos \alpha_1 - u)$$

muß ein Maximum werden oder es muß sein:

$$c_1 \cos \alpha_1 - 2u = 0$$

oder

$$u = \frac{1}{2} c_1 \cdot \cos \alpha_1.$$

Der Winkel α_1 der Düse wurde so klein als möglich gewählt, weshalb sein Kosinus nicht viel kleiner als 1 wird. Folglich gilt für die größte Wirtschaftlichkeit mit praktisch hinreichender Genauigkeit:

$$u = \frac{1}{2} c_1,$$

d. h. die Schaufelumfangsgeschwindigkeit ist gleich der halben absoluten Dampfgeschwindigkeit.

*11.

Sind β_2 und β_1 einander nicht gleich, so können wir in ähnlicher Weise verfahren, indem wir schreiben:

$$\cos \beta_2 = \psi \cdot \cos \beta_1.$$

Dann haben wir:

$$w_1 \cdot u (\cos \beta_1 + \psi \cdot \cos \beta_1)$$

oder $w_1 \cdot u \cdot \cos \beta_1$ muß wie vorher ein Maximum werden. Mithin haben wir wiederum für größte Wirtschaftlichkeit:

$$u = \frac{1}{2} c_1 \cos \alpha_1$$

oder ausgedrückt durch Strecken im Geschwindigkeitsdreieck (Fig. 174):

$$AB = BC.$$

Hiernach ergibt sich, daß gleichgültig, welcher Wert für β_1 gewählt wird, die Schaufelgeschwindigkeit für größte Wirtschaftlichkeit dieselbe wird.

Der wirkliche Wert des maximalen Wirkungsgrades wird dagegen unter anderen Dingen abhängig von β_2 sein.

Ist $\beta_1 = \beta_2$, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} \text{Arbeit pro kg Dampf} &= \frac{2 u w_1 \cos \beta_1}{g}, \\ \text{zugeführte kinetische Energie} &= \frac{c_1^2}{2g}, \\ \text{kinetischer Wirkungsgrad} &= \frac{4 \cdot u \cdot w_1 \cdot \cos \beta_1}{c_1^2}. \end{aligned}$$

Der maximale kinetische Wirkungsgrad tritt auf, wenn

$$w_1 \cos \beta_1 = \frac{1}{2} c_1 \cos \alpha_1 (= u)$$

und ist folglich gleich $\cos^2 \alpha_1$.

Ist $\cos \beta_2 = \psi \cdot \cos \beta_1$, so ist in ähnlicher Weise der maximale kinetische Wirkungsgrad:

$$\frac{2 u (1 + \psi) w_1 \cos \beta_1}{c_1^2} = \frac{1 + \psi}{2} \cos^2 \alpha_1.$$

12. Curtis-Turbine.

Die Curtis-Turbine ist eine vielstufige Gleichdruckturbinen. Bei den Turbinen für stationäre Anlagen steht die Turbinenwelle gewöhnlich vertikal, der Kondensator ist unterhalb und der elektrische

Generator über der Turbine angeordnet. Die Schiffsturbinen dieses Systems besitzen horizontale oder nahezu horizontale Wellenanordnung. Dabei werden in der Regel zwei vollständige Turbinensätze, und zwar je einer zum Antriebe jeder Schraubenwelle, in die gewöhnlich für dieses System zur Verwendung kommenden Zweiwellen-Turbinendampfer eingebaut.

Die Anzahl der Druck- oder Expansionsstufen und die Anzahl der Laufschaufelkränze innerhalb jeder Expansionsstufe hängen von der zulässigen Umfangsgeschwindigkeit der Schaufeln ab. So besitzen Landturbinen häufig vier Expansionsstufen, von denen jede aus einem Kranz von Düsen zur Erzeugung der Geschwindigkeitsenergie, und einem zweikränzigen Laufrad (Aktionsrad) mit einem dazwischen befindlichen Leitschaufelkranz besteht.

Die Umlaufzahlen und die Umfangsgeschwindigkeiten von Schiffsturbinen sind viel kleiner, als diejenigen bei Landturbinen, weshalb auch eine große Stufenzahl für die ersteren benötigt wird. Es werden hier gewöhnlich 7 bis 8 Druckstufen mit je 3 Geschwindigkeitsstufen angeordnet. Durch Vergrößerung der Anzahl der Geschwindigkeitsstufen innerhalb jeder Druckstufe kann die Zahl der Druckstufen selbst verringert werden, jedoch ergibt diese Maßnahme einen gewissen Verlust an Energie.

13.

Obleich die theoretisch günstigste Schaufelgeschwindigkeit bei Verwendung eines einzigen Laufschaufelkranzes etwa 0,5 der Austrittsgeschwindigkeit des Dampfes aus den Düsen beträgt, so können bei der Ausführung weit kleinere Umfangsgeschwindigkeiten zur Anwendung gelangen. Die Abnahme des Wirkungsgrades infolge geringerer Umfangsgeschwindigkeit ist nicht bedeutend, und kleinere Geschwindigkeiten bringen den Vorteil geringerer Dampf- und mechanischer Reibungsverluste mit sich. Der Abfall der Dampfgeschwindigkeit infolge der Reibung in den nacheinander folgenden Geschwindigkeitsstufen irgendeiner Expansionsstufe ist sehr bedeutend. Aus diesem Grunde sollte zwecks Erreichung eines günstigen Wirkungsgrades die Schaufelgeschwindigkeit bedeutend geringer als die Hälfte der anfänglichen Dampfgeschwindigkeit sein. Bei Schiffsturbinen mit einem einzigen Laufschaufelkranz wird für dieses Verhältnis gewöhnlich der Wert 0,3 bis 0,35 gewählt, und die tatsächliche Schaufelgeschwindigkeit muß dann entsprechend dem Beispiele in Abschnitt 5 ermittelt werden. Der Wirkungsgrad am Radumfang von Gleichdruckturbinen wurde durch Versuche der AEG (nach Mitteilungen von Bauer und Lasche wie folgt ermittelt:

Eine Geschwindigkeitsstufe pro Druckstufe	. .	80 v. H.
Zwei Geschwindigkeitsstufen	”	. . 72 v. H.
Drei	”	. . 55 v. H.
Vier	”	. . 52 v. H.

14. Düsen und Schaufeln.

Bei der Curtisturbine wird vielfach partielle Beaufschlagung angewendet. Anzahl und Durchmesser der Düsen in der ersten Druckstufe müssen derart bemessen sein, daß die erforderliche Dampfmenge hindurchströmen kann und außerdem mit den späterhin in diesem Kapitel aufgeführten Berechnungsmethoden in Einklang stehen.

Die Länge der Schaufeln des ersten Laufschaufelkranzes ergibt sich aus der Größe der Düsen. Die Schaufelkanäle sind nicht vollständig mit Dampf angefüllt, weshalb der einen Bedingung genügt werden muß, daß sämtlicher aus den Düsen ausströmende Dampf in die Leitschaufeln gelangen kann, und keine Verluste an Dampf entstehen. Da die Dampfgeschwindigkeit relativ zu den Laufschaufeln konstant ist, so kann die Kanalbreite zwischen je zwei Schaufeln ebenfalls konstant sein. Es besteht hier keine Notwendigkeit für eine Verkleinerung des Kanalquerschnitts wie bei den Überdruckturbinen, obgleich auch hier die Querschnittsform des Kanals gewöhnlich gegen den Austritt zu verändert wird. Infolge des Druckes auf die Schaufeln versucht der Dampfstrahl sich nach der Seite hin auszubreiten. Falls dies zugelassen wird, wird die Stärke des Dampfstrahls (normal zur Schaufeloberfläche) verringert werden. Es erscheint ratsam, diesem Sichausbreiten des Dampfstrahls stattzugeben, und die radiale Länge der Schaufel dementsprechend allmählich zu vergrößern.

In jeder späteren Schaufelreihe (gleichgültig ob Leit- oder Laufschaufel), innerhalb jeder Expansionstufe ist die Dampfgeschwindigkeit relativ zu den Schaufeln kleiner als in der vorhergehenden Reihe. Bei Berechnung dieser Geschwindigkeiten ist ein Abzug infolge Reibungsverluste zu machen.

Die Schaufelhöhe ist infolgedessen allmählich zu vergrößern. Da der Druck konstant ist, so ist das hindurchströmende Dampf-volumen für jede Schaufelreihe innerhalb einer Expansionstufe ein und dasselbe. Die Schaufelkanalquerschnitte können deshalb aus denen des ersten Laufschaufelkranzes bestimmt werden, indem man sie umgekehrt proportional den Dampfgeschwindigkeiten vergrößert.

Für die zweite und die folgenden Expansionstufen werden eine größere Anzahl oder größere Düsen erforderlich infolge des anwachsenden Dampf-volumens bei niederen Drücken. Die Schaufelhöhen können dann in ähnlicher Weise wie die innerhalb der ersten Expansionstufe gefunden werden.

Die partielle Beaufschlagung ermöglicht längere Schaufeln innerhalb des ersten Schaufelkranzes. So können bei einer Beaufschlagung über den halben Umfang die Schaufeln etwa doppelt so lang sein, als sie bei voller Beaufschlagung über den ganzen Umfang sein würden.

15. Schaufelwinkel.

Die Eintritts- und Austrittswinkel der Schaufeln werden oft einander gleich gemacht. Dagegen ist nicht unbedingt notwendig,

daß dies der Fall ist. Wie bereits erklärt, ist die Wirkungsweise um so günstiger, je kleiner der Austrittswinkel der Schaufel gemacht wird. Dem tritt jedoch aus praktischen Gründen entgegen, daß die Schaufel eine leicht auszuführende Form besitzen muß, und die Länge des Dampfweges zwischen den Schaufeln nicht zu groß werden darf.

Die Eintrittswinkel mögen mit Rücksicht auf stoßfreien Eintritt gewählt werden, jedoch kann diese Bedingung praktisch nicht vollständig erfüllt werden. Die Vorder- und Rückseite der Schaufel besitzen notwendigerweise verschiedene Neigung zur Eintrittskante des Schaufelkranzes, da die Eintrittskante der Schaufel gewöhnlich zugeschärft wird. Ist die Vorderseite der Schaufel entsprechend stoßfreiem Eintritt angeordnet, so ist es klar, daß der Dampf auf die Rückseite der Schaufel derart aufprallen wird, daß eine Verzögerung der Läuferbewegung herbeigeführt wird.

Ist die Bedingung für stoßfreien Eintritt für eine bestimmte Umlaufzahl der Turbine erfüllt, so wird eine Veränderung dieser Umlaufzahl die getroffene Anordnung der Schaufelwinkel wieder über den Haufen werfen. Der Einfachheit halber wollen wir hingegen die Vorgänge vorläufig bei den folgenden Vereinfachungen betrachten:

1. Die Bedingungen für stoßfreien Eintritt seien durchweg erfüllt.
2. Eintritts- und Austrittswinkel der Schaufeln seien einander gleich.
3. Eine Verringerung der Dampfgeschwindigkeit infolge der Reibung finde nicht statt.

Zu diesem Zwecke wurden die Schaufeln und Geschwindigkeitsdiagramme der Fig. 175 ausgezeichnet und zwar für den Fall, daß die Schaufeln keine Materialdicke besitzen.

16.

Als Beispiel (Fig. 175) wählen wir eine Druckstufe, bestehend aus einem Satz Düsen, einem zweikränzigen Laufrade und einem dazwischenliegenden Leitschaufelkranz. Die Düsen sind unter einem Neigungswinkel von etwa 14° zur Bewegungsebene des Laufrades angeordnet, und die Schaufelumfangsgeschwindigkeit u ist etwas geringer als ein Viertel der Geschwindigkeit des Dampfes c_1 beim Austritt aus den Düsen. Die Bedeutung der Bezeichnungen c_1 , w_1 , c_2 , w_2 , c_1' , w_1' usw. erklären sich aus der Fig. 175.

A ist das Geschwindigkeitsdreieck für den Eintritt in die erste Laufschaufelreihe. Es ergibt die Richtung von w_1 , und somit den Schaufeleintrittswinkel.

B ist das Geschwindigkeitsdreieck für den Austritt aus der ersten Laufschaufelreihe. Es ergibt die Richtung der Absolutgeschwindigkeit c_2 und somit den Eintrittswinkel der Leitschaufeln.

Das Geschwindigkeitsdiagramm *C* gilt für den Eintritt in die zweite Leitschaufelreihe und ergibt die Neigung der Relativgeschwindigkeit w_1' .

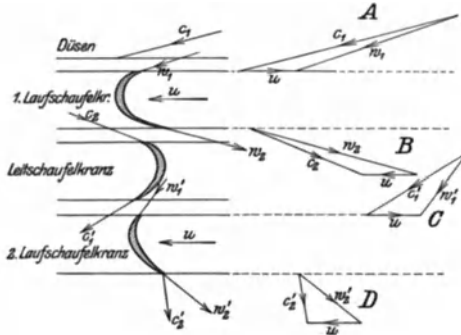


Fig. 175. Geschwindigkeitsdiagramme einer Gleichdruckturbinen.

D gilt für den Austritt aus dem zweiten Laufschaufelkranz und zeigt, daß der Dampf denselben mit einer absoluten Geschwindigkeit c_2' in der angegebenen Richtung verläßt.

Die Geschwindigkeitsdreiecke sind der Klarheit halber sämtlich getrennt herausgezeichnet worden. Sie können je nach Belieben des Konstrukteurs auch übereinander gezeichnet werden.

Im Falle eines dreikränzigen Laufrades könnte bei Ermittlung der Schaufelwinkel auf ganz analoge Weise verfahren werden, jedoch müßte u dann auf etwa $\frac{1}{6} c_1$ verkleinert werden.

17. Schaufelwinkel und Schaufelgeschwindigkeiten bei Berücksichtigung der Reibung.

Wir können den Einfluß der Reibung annäherungsweise berücksichtigen, indem wir annehmen, daß ein gewisser Bruchteil der Geschwindigkeitsenergie, die mit dem Dampf in einen Schaufelkanal eintritt, in diesem verloren geht.

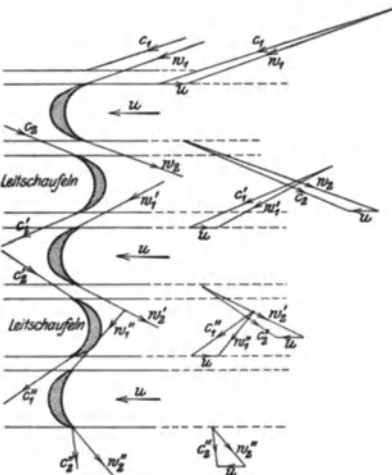


Fig. 176. Geschwindigkeitsdiagramme einer Gleichdruckturbinen bei Berücksichtigung der Reibung.

Die Austrittsgeschwindigkeit relativ zur Schaufel ist dann geringer als diejenige beim Eintritt. In Wirklichkeit mag dieselbe nur noch 80 bis 90 v. H. der letzteren betragen. In Fig. 176 sind die Geschwindigkeitsdiagramme für eine Druckstufe mit drei Geschwindigkeitsstufen dargestellt. Der Austrittswinkel jeder Schaufel ist gleich seinem Eintrittswinkel gemacht. Die Neigung der Düsen zur Laufradebene beträgt etwa 19° . Zwecks Berücksichtigung der Reibung wurde die Austrittsgeschwindigkeit aus jedem Schaufelkranze gleich etwa 0,8 der Eintrittsgeschwindigkeit gemacht, d. h.:

$$w_2 = 0,8 w_1; \quad c_1' = 0,8 c_2; \quad \text{usw.}$$

Bei nur einer Geschwindigkeitsstufe würde die Schaufelgeschwindigkeit u etwa $0,3 c_1$ (siehe Abschnitt 13) sein; da hier aber drei Geschwindigkeitsstufen vorhanden sind, wird u etwa $\frac{1}{3}$ des vorigen Wertes, d. h. $0,1 c_1$ sein, welcher Wert bei Aufzeichnung der Diagramme der Fig. 176 verwendet wurde.

18. Curtis-Schiffsturbinen.

Curtis-Schiffsturbinen werden von der amerikanischen Kriegsmarine vielfach zum Antrieb von Kriegsschiffen verwendet und wurden eingehenden Versuchen unterzogen.

Die Turbinen dieses Systems arbeiten ruhiger als die Parsonsturbinen. Die Schiffe sind gewöhnlich Zweiwellenschiffe. Ein vollständiger Turbinensatz, der seinen Dampf aus dem Kessel empfängt und ihn dem Kondensator zuführt, besteht aus einer einzigen Turbine in einem Gehäuse, die eine der beiden Wellen antreibt.

Die Schaufeln sind abgedeckt, schwerer und stärker, und ihre Anzahl beträgt nur etwa den 14. Teil derjenigen einer Parsonsturbine für ein ähnliches Turbinenschiff. Das axiale Schaufelspiel kann bei den Curtisturbinen groß gehalten werden, da hier Verluste durch Undichtigkeiten wegen des in Wirklichkeit konstanten Druckes innerhalb jeder Expansionsstufe nur sehr geringe sind.

Die aus zwei Druckstufen bestehenden Rückwärtsturbinen sind innerhalb der Gehäuse der Vorwärtsturbinen angeordnet, die durchweg gleichbleibenden Durchmesser besitzen. Hohe Eintrittsdrücke von etwa 17 bis 18 at Überdruck und überhitzter Dampf sind bei diesen Turbinen besonders üblich. Nach Durchströmen des ersten Düsenkranzes wird der Dampfdruck in der Regel auf weniger als $\frac{1}{3}$ seines Eintrittsdruckes gebracht. Obgleich im Dampfeintrittsraum die volle Eintrittsspannung herrscht, kommt mithin für den übrigen zylindrischen Teil des Gehäuses nicht mehr als $\frac{1}{3}$ der Eintrittsspannung in Betracht.

Das Gewicht einer Curtisanlage scheint entschieden größer als das einer entsprechenden Parsonsanlage zu sein. So hatten die sechs Parsonsturbinen des „Chester“ ein Gewicht von 158 t, während die beiden Curtisturbinen des „Salem“ 204 t wogen. Wird das Gewicht der Wellen, Lager und Propeller mit einbegriffen, so erhöhen sich obige Zahlen auf 207 t für die Parsonsanlage und 255 t für die Curtisanlage.

Für gewöhnlich wird die Umlaufzahl von Schiffsturbinen durch das Drosselventil geregelt. Ist jedoch die Wirtschaftlichkeit bei kleineren Geschwindigkeiten von Bedeutung, wie dies bei Kriegsschiffen der Fall ist, so müssen besondere Regulierventile verwendet werden, die die Anzahl der Düsen, durch die der Dampf strömt, verringert. Zu diesem Zwecke wird jede Düse der ersten Druckstufe, die den Dampf aus der Eintrittskammer in die Turbine führt, mit einem besonderen Tellerventil versehen. Die Düsen aller anderen Druckstufen sind mit Schieberventilen ausgerüstet, vermittels derer eine beliebige gewünschte Anzahl von Düsen abgesperrt werden kann.

19. Aufteilung in Expansionsstufen.

Die Aufteilung des verfügbaren Wärmegefälles auf die einzelnen Druckstufen und die Ermittlung von Druck und spez. Volumen für Anfang und Ende jeder einzelnen Druckstufe kann auf ebendieselbe Weise wie bei Überdruckturbinen geschehen.

Gewöhnlich besitzt die Curtis-Schiffsturbine 7 Druckstufen und der Eintrittsüberdruck des Dampfes beträgt 17 at. Auf die erste Expansionsstufe kommt $\frac{1}{4}$ des gesamten Wärmegefälles, und auf die übrigen Stufen je $\frac{1}{8}$. Die erste Expansionsstufe besitzt 4 und die übrigen je 3 Geschwindigkeitsstufen.

Zur Ermittlung der Drücke und spezifischen Volumina könnten wir ein Entropiediagramm entwerfen und seine Fläche entsprechend den vorgenannten Verhältnissen aufteilen, oder aber die Expansionskurve direkt in ein JS- oder JV-Diagramm einzeichnen, worauf wir die zu ermittelnden Größen direkt aus dem Diagramm ablesen können.

Würde adiabatische Expansion angenommen, so würden wir die in folgender Tabelle aufgeführten Werte erhalten.

Tabelle LIV.

Nr. der Expansionsstufe	Absoluter Anfangsdruck at	Wärmeinhalt am Ende WE	Absoluter Enddruck at	Engster Querschnitt der Düse		
				Druck at	Spez. Dampfmenge	Spez. Volumen cbm/kg
1	18,00	623,4	6,10	10,400	0,957	0,186
2	6,10	598,7	3,30	3,520	0,897	0,476
3	3,30	574,0	1,70	1,900	0,870	0,825
4	1,70	549,3	0,84	0,980	0,843	1,480
5	0,84	524,6	0,39	0,485	0,819	2,790
6	0,39	499,9	0,17	0,225	0,795	5,590
7	0,17	475,2	0,07	0,098	0,769	11,720

Wird der Kondensatorunterdruck zu 71 cm Q.-S. $\sim 0,07$ at angenommen, so beträgt das gesamte Wärmegefälle:

$$672 - 475 = 197 \text{ WE.}$$

Dieses Gefälle wurde entsprechend den gewünschten Bruchteilen auf die einzelnen Druckstufen, wie in Spalte 3 der Tabelle angegeben, verteilt.

Die Enddrücke der 4. Spalte entsprechen den vorstehenden Wärmeeinheiten für den Verlauf adiabatischer Expansion und wurden durch schätzungswise Ablesung aus dem Diagramm erhalten. Der Druck im engsten Querschnitt der Düse beträgt in jedem Falle 0,577 des Anfangsdruckes, da der Enddruck jeder Druckstufe geringer als dieser Wert ist. Die Dampfgeschwindigkeit kann aus dem Wärmegefälle erhalten, und hieraus sowie dem spez. Volumen im engsten Querschnitt die erforderliche Fläche des engsten Querschnitts für ein bestimmtes sekundlich hindurchströmendes Dampfgewicht berechnet werden. Die Anzahl und Abmessungen der Düsen sind somit festgelegt.

20.

Sollen die Verluste infolge Reibung, Stoß usw. berücksichtigt werden, so darf die adiabatische Expansion der Berechnung nicht zugrunde gelegt werden. Die wirkliche oder als wirklich angenommene Expansionskurve ist dann in das Entropiediagramm einzuzeichnen, oder die Verluste müssen auf andere Weise berücksichtigt werden. Teilt man die infolge der Abweichung von der adiabatischen Expansion vergrößerte Diagrammfläche in gleicher Weise auf die einzelnen Druckstufen der Turbine auf, so wird man finden, daß die Berücksichtigung der Verluste einen größeren Druckabfall in den ersten Expansionsstufen herbeiführt. So wird bei einem thermodynamischen Wirkungsgrad $\eta = 0,67$ das totale Wärmegefälle 208 WE betragen und die absoluten Enddrücke der ersten drei Expansionsstufen etwa 5,8; 3,1 und 1,55 at sein.

Weiterhin ist der thermodynamische Wirkungsgrad in den einzelnen Druckstufen verschieden. Wegen der größeren Anzahl Geschwindigkeitsstufen innerhalb der ersten Druckstufe würde es angebracht sein, für diese Stufe einen etwas kleineren Wirkungsgrad als für die übrigen Stufen zu wählen. Dies würde den Enddruck der ersten Expansionsstufe noch weiter heruntersetzen. Würden wir z. B. den thermodynamischen Wirkungsgrad für die erste Druckstufe zu 0,62 und für die übrigen zu 0,68 annehmen, so würde sich der Enddruck der ersten Druckstufe zu nur etwa 5,7 at ergeben.

Haben wir die Aufteilung des Wärmegefälles und die Abmessungen der Düsen endgültig festgelegt, so werden die Schaufelgeschwindigkeiten und Schaufelwinkel für den höchsten Wirkungsgrad am Radumfang auf die bereits beschriebene Weise gefunden.

Die folgende Tabelle¹⁾ ergibt die in der Praxis übliche Druckverteilung innerhalb der Curtisturbine für einen Eintrittsüberdruck von 17,6 at und ein Vakuum von ~ 71 cm Q.-S. (0,07 at abs.). Die Düsenquerschnitte gelten für eine Schiffsturbine von etwa 1200 PS.

Tabelle LV.

Druckstufe	Abs. Anfangsdruck at	Abs. Enddruck at	Engster Querschnitt der Düsen		Abs. Düsenenddruck at	Endquerschnitt der Düsen qm
			Druck at	Fläche qm		
1	18,6	5,55	10,7	0,00086	6,73	0,00097
2	5,55	2,93	3,20	0,00273	3,20	0,00273
3	2,93	1,49	1,69	0,00504	1,69	0,00504
4	1,49	0,732	0,860	0,00958	0,860	0,00958
5	0,732	0,345	0,422	0,0189	0,422	0,0189
6	0,345	0,155	0,199	0,0391	0,199	0,0391
7	0,155	0,070	0,089	0,0871	0,089	0,0871

Zu beachten ist hier, daß die Düsen für die ersten Druckstufen divergent, jedoch für alle übrigen konvergent sein müssen.

¹⁾ Siehe: Journal of the American Society of Naval Engineers.

21. Die kombinierte Gleichdruck-Überdruckturbine.

Es ist hinlänglich bekannt, daß der Hochdruckteil einer Überdruckturbinen einen geringeren Wirkungsgrad aufweist als alle übrigen Stufen der Turbine. Dies findet in der Hauptsache seinen Grund darin, daß das Verhältnis von radialem Schaufelspiel zu Schaufellänge in der Hochdruckstufe am größten ist. Um dieser durch Dampfverluste hervorgerufenen Unwirtschaftlichkeit des Hochdruckteils abzuhelfen, hat sich eine Klasse von Turbinen herausgebildet, deren Hochdruckteil nach dem Gleichdruckprinzip arbeitet, und deren sämtliche übrigen Stufen Überdruckbeschaufelung besitzen. Fig. 177 zeigt eine solche kombinierte Gleichdruck-Überdruckturbinen der Firma Melms & Pfenninger von 3000 PS bei 1500 Umdr./min. Der Dampf tritt bei *C* ein, durchströmt dann 7 Gleichdruckstufen, *E* bis *F*, um bei *F* in den Überdruckteil der Turbinen einzutreten. *D* ist ein selbsttätiges Überlastungsventil, das den Dampf unter Umgehung der Gleichdruckstufen direkt in den Überdruckteil führt. Die beim Übergang vom Gleichdruck- zum Überdruckteil entstehende Ringfläche ist so bemessen, daß durch sie der Axialschub des N.-D.-Teils aufgehoben wird. Die Trommel besteht aus drei Stahlgußteilen, von denen die beiden äußeren mit den Radsternen in einem Stück hergestellt und mit dem Mittelstück fest vernietet sind. Betreffs weiterer Einzelheiten der Gleichdruckbeschaufelung, die hier im Gegensatz zu der üblichen Anordnung auf Scheiben auf einer Trommel sitzt, sei auf die einschlägige Literatur verwiesen.¹⁾

Eine andere Ausführung derselben Firma, bei der der Hochdruckteil aus einem dreikränzigen Geschwindigkeitsrade besteht, zeigen die Figuren 178a und b. Die Trommel besteht hier aus zwei Teilen, die miteinander vernietet sind und auf einer durchgehenden Welle sitzen, und zwar kann infolge ungleicher Wärmedehnung der Wellenzapfen am N.-D.-Teil in einer besonderen Rotgußbüchse gleiten. Für Turbinengrößen von 150 bis 400 KW sind 4 bis 6 Düsen in dem aus S.M.-Stahl gefräßten Düsenkörper angeordnet. In einer zweiten Kammer befinden sich 2 Düsen für größere Belastungen.

Diese kombinierten Turbinen mit vorgeschaltetem Geschwindigkeitsrade besitzen gewöhnlich zwei Geschwindigkeitsstufen und dazwischen einen festen Leitschaufelkranz im Hochdruckteil. Der Dampf expandiert zuerst durch die Düsen unter Geschwindigkeitserzeugung. Der Gleichdruckteil dieser Turbinen ist also eine aus Geschwindigkeitsstufen bestehende Druckstufe.

Außer dem Vorteil, daß bei dieser Ausführung die kleinen Schaufelspiele ganz wegfallen, besteht noch ein weiterer, daß der Hochdruckteil nicht in dem Maße wie bei reinen Überdruckturbinen den infolge hoher Eintrittstemperaturen auftretenden Wärmespannungen ausgesetzt ist. Der Dampf wird hier auf einmal in den Düsen entspannt, wobei seine Temperatur beträchtlich abnimmt.

¹⁾ Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1910, S. 1768.

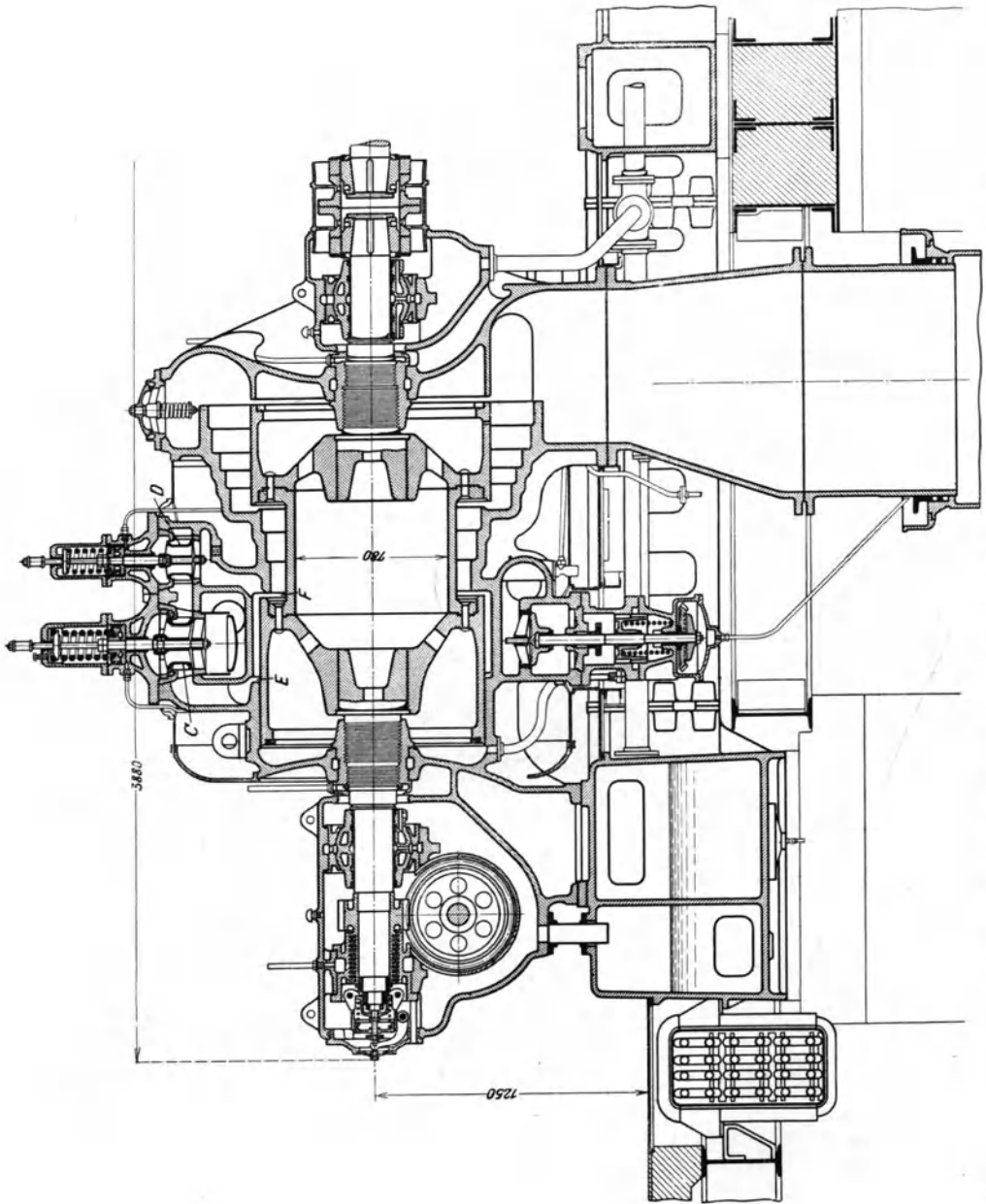


Fig. 177. 3000 PS-Dampfturbine der gemischten Bauart von Melms & Pfeminger.

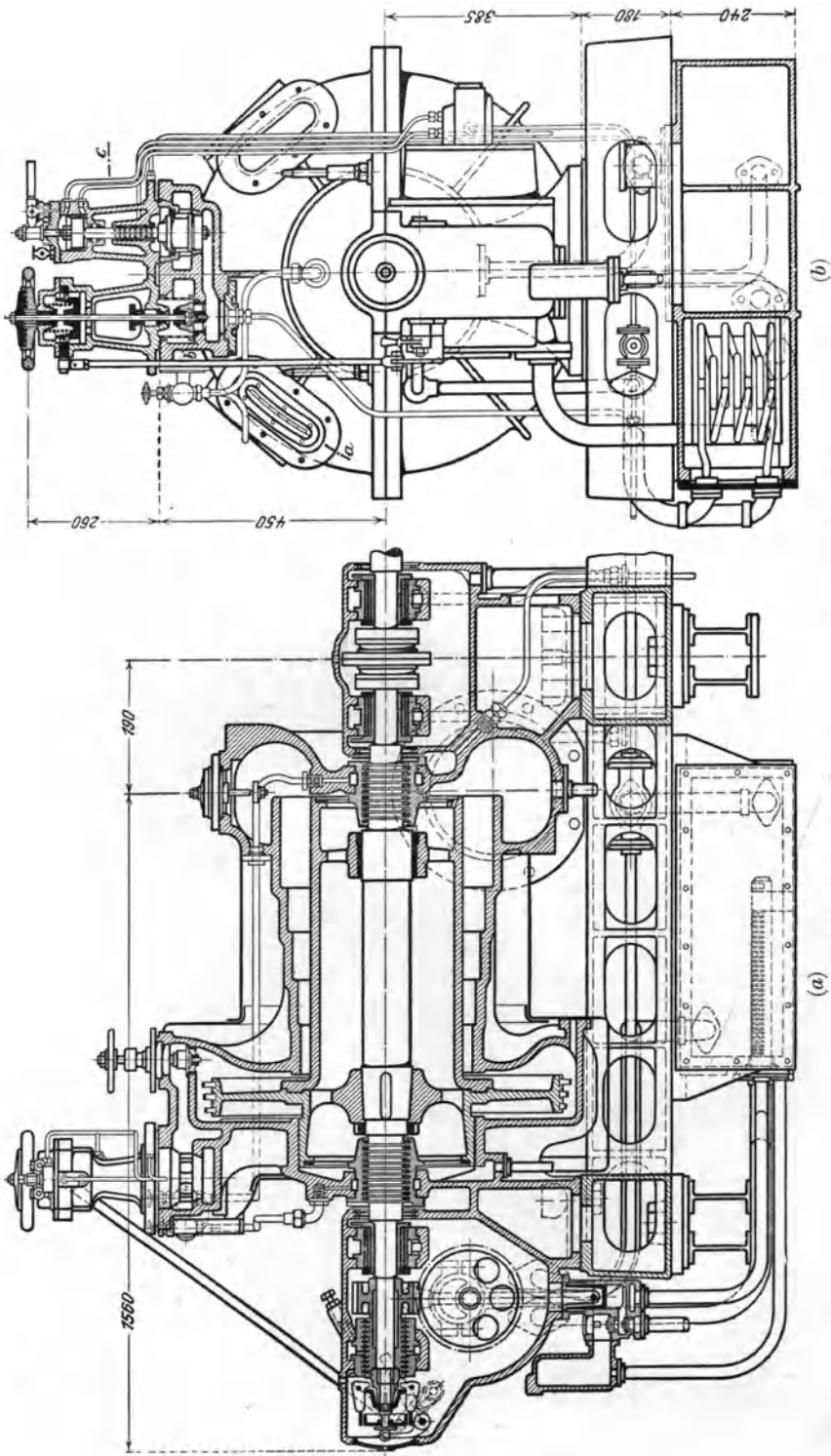


Fig. 178. 500 KW-Turbine von Melms & Pfenninger.

Die Figuren 179a bis c zeigen die kombinierte Bauart der Brown-Boveri-Parsonsturbine. Sie besteht aus drei Teilen, von denen der Hochdruckteil ein zweikränziges Gleichdruckrad und die M.-D.- und N.-D.-Teile reine Parsons-Überdruckbeschaufelung besitzen.

Um bei verschiedenen Belastungen den Dampfdruck voll ausnützen zu können, und Verluste infolge weitgehender Drosselung zu vermeiden, besitzen diese Turbinen ein oder auch mehrere Zusatzventile, deren neueste Konstruktion aus dem in Fig. 180 abgebildeten Schnitt hervorgeht. Ein derartiges Zusatzventil besteht aus einem in einer feststehenden Büchse geführten Ventilkolben *A*, auf dessen untere Fläche *D* durch den Kanal *C* hindurch der Druck des Dampfes

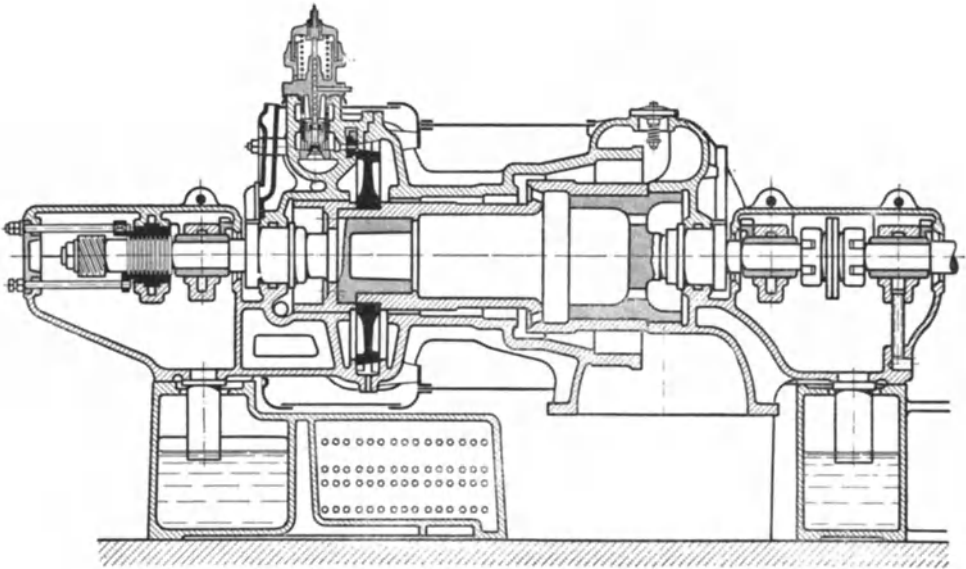


Fig. 179a. Brown-Boveri-Parsonsturbine gemischter Bauart.

nach dem Drosselventil wirkt. Wie aus den Figuren 179b und c ersichtlich, wird der Dampf bei normaler Belastung nach Durchgang durch das Drosselventil vermittels des Ringkanals *C* einer stets geöffneten Düsengruppe zugeführt. Die obere Ringfläche *E* des Ventilkolbens (Fig. 180), auf die vermittels der Leitung *B* der konstante Kesseldruck wirkt, ist etwas kleiner gehalten als die untere Kolbenfläche *D*. Nähert sich also infolge steigender Belastung der Druck in *C* demjenigen bei *B*, so wird das Zusatzventil angehoben und ein Teil des Dampfes einer weiteren Düsengruppe bei *F* zugeführt. Sobald sich der Ventilkolben von seinem Sitze bei *D* etwas angehoben hat, wirkt der Dampfdruck auf die etwas größere Fläche vom Durchmesser *H* und bewirkt ein plötzliches vollständiges Öffnen des selbsttätigen Zusatzventils. Die Bewegung des Ventilkolbens

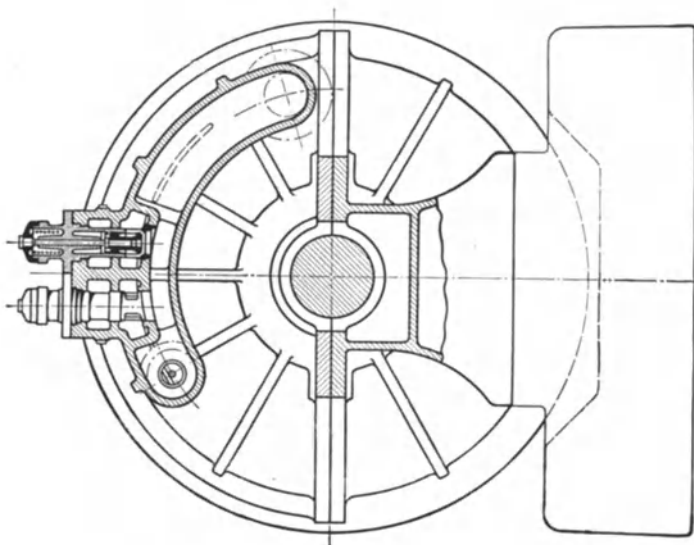


Fig. 179c.
Brown-Boveri-Parsonsturbine gemischter Bauart.

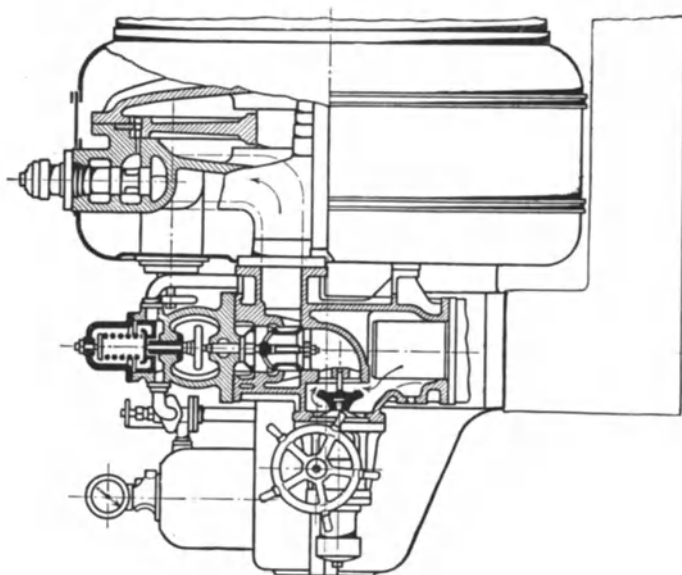


Fig. 179b.

Fig. 179b—c.

wird durch den Luftpuffer *J* derart gedämpft, daß keine störenden Rückwirkungen auf die Steuerung entstehen können. Durch diese Regelungsweise wird erreicht, daß in allen Düsen dauernd der gleiche Dampfdruck herrscht, und die aus den verschiedenen Düsendruppen austretenden Dampfstrahlen die Gleichdruckbeschaufelung mit ein-

und derselben Geschwindigkeit beaufschlagt. Gegenüber der bei anderen Systemen üblichen Düsenregelung von Hand aus, sind hier die infolge ungleicher Dampfgeschwindigkeiten in den einzelnen Düsengruppen auftretenden Wirbelungsverluste wirksam vermieden.

Fig. 181 zeigt eine kombinierte Willans-Turbine, die aus zwei Hauptteilen besteht. Die Hochdruckstufe bildet ein zweikränziges Geschwindigkeitsrad, und die Niederdruckstufe besitzt reine Überdruckbeschaukelung. Der Dampf verläßt den Hochdruckteil ungefähr bei atmosphärischer Spannung. Ein unterscheidendes Merkmal dieser Turbine besteht in der Befestigung des Gleichdruckrades zwischen Hochdruck - Ausgleichkolben und N.-D.-Trommel, und zwar sind diese drei Rotorteile durch Bolzen fest zusammengezogen.

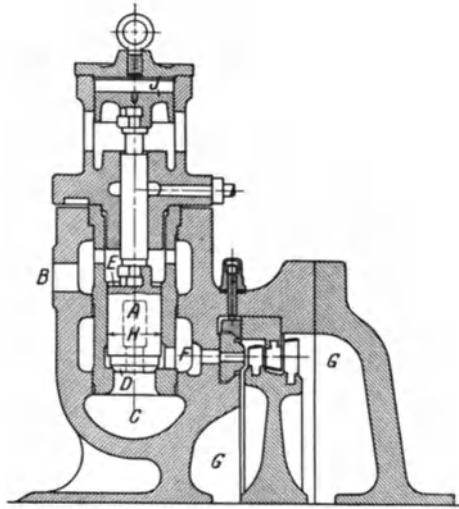


Fig. 180. Zusatzventil.

Sowohl diese wie die Brown-Boveri-Turbine (Fig. 179) besitzen Druckausgleich nach Fullagar, wie auf Seite 266 näher beschrieben. Auf die relativ kurze Längenabmessung dieser kombinierten Turbinen sei besonders hingewiesen. Die Länge zwischen den Traglagern beträgt bei diesen nur etwa $\frac{2}{3}$ derjenigen von reinen Überdruckturbinen gleicher Leistung. Obgleich die Gleichdruckbeschaukelung für die H.-D.-Teile von Dampfturbinen schon seit längerer Zeit von den Westinghouse-Gesellschaften in England und den Vereinigten Staaten eingeführt wurden, ist erst seit den letzten Jahren diese Methode allgemein üblich geworden, so daß eine Menge Firmen des In- und Auslandes die reine Überdruckturbine zugunsten der gemischten Bauart verlassen haben.

Anhang.

Geometrie des Schraubenpropellers.

1. Form der Schraubenflügel.

Der ursprüngliche Schraubenpropeller bestand aus einem Teil einer Schraubenfläche, die von zwei rechtwinklig zur Achse stehenden Flächen begrenzt wird. Eine gewöhnliche Schraubenfläche wird durch

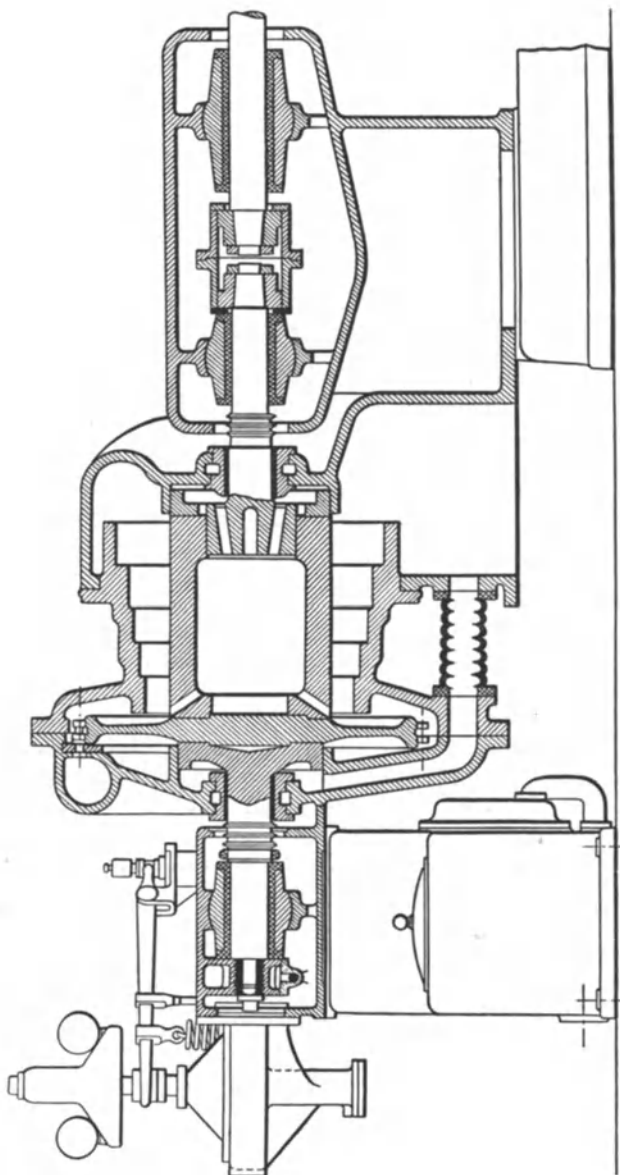
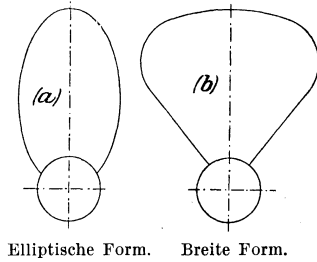


Fig. 181. Willans-Turbine gemischter Bauart.

Drehung einer geraden Linie mit gleichförmiger Geschwindigkeit um eine Achse erzeugt, und zwar so, daß der Schnittpunkt dieser Linie mit der Achse mit gleichförmiger Geschwindigkeit auf derselben fortschreitet. Die ursprüngliche Schraube war genau genommen ein einflügliger Propeller. Je nachdem wir zwei, drei oder auch vier

Schraubenflächen verwenden (entsprechend einer zwei-, drei- oder viergängigen Gewindeschraube), erhalten wir den zwei-, drei- oder vierflügeligen Propeller. Es hat sich herausgestellt, daß durch Abrundung der Flügelecken der Gang des Schiffes ein bedeutend ruhiger wurde, und dies führte zu den gegenwärtig gebräuchlichen Formen der Propellerflügel.

Wir können zwei verschiedene Arten von Propellerflügeln unterscheiden, nämlich die elliptische Form und diejenige mit breiten Flügelenden. Bei jeder von diesen bildet die wirksame Flügelfläche (Druckfläche) gewöhnlich einen Teil einer theoretischen Schraubenfläche. Die vermittels einer der üblichen Konstruktionen abgewinkelte Fläche der ersten Form ergibt eine Ellipse, oder nahezu eine solche. Ihre große Achse verläuft vom Mittelpunkt der Schraube zum Flügelende, und die kleine Achse beträgt etwa das 0,4- bis 0,7-fache der großen. Die Zahl, die das Verhältnis der Achsen der Ellipse zueinander ausdrückt, wird das „Breitenverhältnis“ des Flügels genannt.



Elliptische Form. Breite Form.

Fig. 182. Schraubenpropeller.

Bei Turbinenschiffen wird sich in der Regel ergeben, da der Durchmesser des Propellers klein gehalten werden muß, daß die elliptische Form des Flügels keine hinreichend große Flügelfläche ergibt.

Wir müssen bei Turbinenantrieb Propeller mit breiten Flügelenden verwenden. Die wirkliche Form der abgewinkelten Fläche dieser Flügelart ist sehr verschieden, jedoch wird man den Breitenunterschied beider Arten im Hinblick auf Fig. 182 sofort erkennen.

2. Abgewinkelte Fläche und Projektionsfläche.

Der Flächeninhalt der wirksamen Flügelfläche oder Druckfläche des Flügels ist als „abgewinkelte“ Fläche bekannt. Die Projektion derselben auf eine rechtwinklig zur Propellerwelle stehende Fläche wird „Projektionsfläche“ des Flügels genannt.

Bei Entwurf eines Propellers ist die Form sowohl der abgewinkelten als der Projektionsfläche vorläufig willkürlich anzunehmen. Haben wir die Form einer von diesen angenommen, so wollen wir gewöhnlich den Flächeninhalt der abgewinkelten wie der Projektionsfläche ermitteln. Wir werden diese Aufgabe in den folgenden Abschnitten behandeln, jedoch soll hier inzwischen eine Annäherungsformel für die vorläufige Berechnung gegeben werden.

Bezeichnet: D = Durchmesser der Schraube in m
 f = Flächenverhältnis,

so daß: abgewinkelte Fläche der Flügel in $\text{qm} = f \cdot \frac{\pi D^2}{4}$.

Wir können dann annäherungsweise für Turbinenschrauben setzen:

$$\text{Projektionsfläche in qcm} = \frac{7854f \cdot D^2}{\sqrt{1 + 0,3 \left(\frac{H}{D}\right)^2}},$$

worin $\frac{H}{D}$ das Steigungsverhältnis bedeutet.

Das Verhältnis

$$\frac{\text{Abgew. Fläche}}{\text{Projektionsfläche}} = \sqrt{1 + 0,3 \left(\frac{H}{D}\right)^2} \quad (\text{angenähert}).$$

3. Geometrie der Schraube.

Der genaue Entwurf der verschiedenen Ansichten einer auf einer theoretischen Schraubenfläche befindlichen Figur und die Bestimmung ihres abgewickelten Flächeninhalts ist eine ziemlich schwierige Sache. Gewöhnlich ist in diesem Falle eine sog. genaue Methode nur eine hinreichend gute Annäherung. Dazu muß hier bemerkt werden, daß das, was bei der gewöhnlichen elliptischen Flügelform als gute Annäherung bezeichnet werden kann, absolut nicht für Turbinenschrauben der Fall ist. Wegen der größeren Flügelbreite von Turbinenschrauben, die eine größere Genauigkeit der geometrischen Konstruktion notwendig macht, sei diese Frage hier erörtert.

Die Aufgabe wird dadurch erschwert, daß die abgewickelte Fläche auf der Zeichenebene gegeben ist. Diese muß auf die Schraubenfläche übertragen werden und dann, und zwar erst dann, kann sie auf die anderen senkrecht dazu stehenden Ebenen projiziert werden. Der Einfachheit halber wollen wir die Aufgabe in zwei Teile zerlegen: 1. Bestimmung der projizierten und abgewickelten Flügelflächen und 2. Bestimmung der Form ihrer Umgrenzungslinien. Gewöhnlich sucht man vermittels einer einfachen Konstruktion sowohl die richtige Form der Begrenzungslinien als auch die Fläche der Flügel. Eine absolut genaue Lösung ist dagegen auf diese Weise nicht möglich, da die Schraubenfläche nicht vollkommen genau abzuwickeln ist.

Die wahre Gestalt des Flügels kann auf einer ebenen Fläche wie der des Zeichenpapiers nicht dargestellt werden. Aus diesem Grunde müssen wir festlegen, was wir für eine genügend genaue Darstellung der Flügelform ansehen wollen. Diese Annäherungsdarstellung kann auf verschiedene Art geschehen, jedoch erscheinen nur zwei Methoden in bezug auf die Einfachheit ihrer Konstruktion und leichten Ausführung durch den Modelltischler geeignet. Die bei weitem üblichere Methode besteht darin, daß die wahre Flügelform durch eine solche Kurve dargestellt wird, daß für jede Entfernung auf der Flügelmittellinie von der Achse die senkrecht zu dieser gemessenen Flügelbreiten sich mit den wahren Breiten der Schraubenfläche decken. Bei der anderen Methode wird jeder Punkt der Be-

grenzungslinie des Flügels durch zwei Koordinaten bestimmt, die in der radialen Entfernung von der Achse der Welle und der Flügelbreite, entweder als Sehne oder als Linie auf der Schraubenfläche, bestehen. Haben wir die wahre Begrenzungslinie nach einer dieser beiden Methoden bestimmt, so müssen wir bedenken, daß diese Begrenzungslinie nicht die wahre Fläche einschließen kann, da die Oberfläche des Flügels eine Schraubenfläche ist. Wir wollen sie jedoch im folgenden angenähert bestimmen.

*4.

Nehmen wir ein rechtwinkliges Koordinatensystem x, y mit dem Koordinatenanfang auf der Achse der Schraube in der Ebene der Projektionsfläche an, und bezeichnen mit z die auf dieser Fläche senkrecht stehenden Abstände der einzelnen Punkte der Schraubenfläche, so lautet die Gleichung der Schraubenfläche:

$$z = \frac{H}{2\pi} \operatorname{tg}^{-1} \frac{y}{x},$$

worin H die Steigung der Schraube bedeutet.

Eine rechtwinklig auf dieser $x-y$ Ebene stehende Zylinderfläche, dessen Grundfläche gleich der projizierten Umgrenzungslinie des Schraubenflügels ist, ist durch die Gleichung:

$$y = f(x)$$

bestimmt, und seine Schnittfigur mit irgendeiner Ebene $z = \text{konst.}$ ergibt die projizierte Umgrenzungslinie des Flügels.

Es soll die Durchdringungskurve des Zylinders mit der Schraubenfläche gefunden, und die Größe der durch diese Kurve eingeschlossenen Schraubenfläche ermittelt werden.

Gebrauchen wir für den in Fig. 183 abgebildeten projizierten Flügel Polarkoordinaten (r, Θ) , so ergibt sich die wahre Größe der Druckfläche des Flügels zu:

$$\iint \sqrt{\frac{H^2}{4\pi^2} + r^2} \cdot d\Theta \cdot dr,$$

und zwar gelten die Integrale bis zur Umgrenzungslinie der Schraubenfläche.

5. Betrachtung eines Flügels von gegebener Form.

Die in Fig. 183 abgebildete Form des Flügels soll näher betrachtet werden, und für sie gewisse Angaben weiter unten gemacht werden¹⁾. Besondere Merkmale dieser Flügelform sind, daß in der projizierten Darstellung:

¹⁾ Siehe: Proc. Univ. of Durham Philosophical Society, Bd. III, Tafel 4, S. 207 bis 214.

- a) die Kanten radial verlaufen;
- b) das Flügelende ein Kreisbogen um einen auf der Achse liegenden Mittelpunkt ist;
- c) die Ecken mit dem Radius $= \frac{R}{4}$ abgerundet sind.

Selbst bei einer etwas hiervon abweichenden Flügelform können wir auf Grund der hier gegebenen Tabellen schnell einen Schraubenflügel entwerfen, der die verlangte Fläche besitzt und das gewünschte Verhältnis von projizierter zu abgewickelter Fläche mit guter Genauigkeit ergibt.

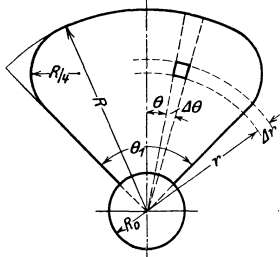


Fig. 183. Konstruktion der Projektionsfläche des Flügels.

Können wir das Flächenverhältnis und das Verhältnis des Nabenradius R_0 zum Radius der Schraube R , so können wir ohne weiteres den Wert für den Winkel θ_1 für die in Fig. 183 dargestellte Flügelform ermitteln. Dieser ist in der folgenden Tabelle als Länge des entsprechenden Kreisbogens für den Halbmesser $= 1$ gegeben.

Die Zahlen der ersten senkrechten Spalte geben das Verhältnis der gesamten projizierten Fläche der Flügel zur Kreisfläche (d. h. der von den Flügelenden beschriebenen Kreisfläche) an.

Tabelle LVI.

Flächenverhältnis	Werte von θ_1 für dreiflügelige Schrauben			
	$R_0 = 0,20 R$	$R_0 = 0,22 R$	$R_0 = 0,24 R$	$R_0 = 0,26 R$
0,40	0,964	0,972	0,982	0,992
0,50	1,182	1,193	1,204	1,217
0,60	1,400	1,413	1,426	1,442
0,70	1,618	1,633	1,649	1,666
0,80	1,836	1,853	1,871	1,891

Handelt es sich um eine vierflügelige Schraube, so sind die Flächenverhältnisse in der ersten Spalte mit $\frac{4}{3}$ zu multiplizieren.

Stimmt die gewünschte Flügelform nicht ganz mit der in Fig. 183 überein, so möge diese letztere Form dennoch erst aufgezeichnet und dann ohne Änderung des Flächeninhalts in die verlangte Form abgeändert werden.

6.

Die folgende Tabelle, die das Verhältnis von abgewickelter zu projizierter Fläche der Schraube angibt, ist mit guter Genauigkeit fast für jede Schraube mit breiten Flügeln zu gebrauchen. Das Verhältnis von abgewickelter zu projizierter Fläche ergibt denselben Wert wie dasjenige des gewöhnlichen Kreisflächenverhältnisses zum Projektionsflächenverhältnis.

Tabelle LVII.
Abgewickelte Fläche : Projektionsfläche.

$\frac{R_0}{R}$	Projektions- flächen- verhältnis	Steigungsverhältnis $\frac{H}{D}$			
		0,8	0,9	1,0	1,1
0,20	0,4	1,105	1,131	1,159	1,188
	0,6	1,103	1,129	1,156	1,184
	0,8	1,102	1,127	1,154	1,182
0,22	0,4	1,101	1,126	1,153	1,181
	0,6	1,098	1,123	1,150	1,177
	0,8	1,097	1,122	1,148	1,175
0,24	0,4	1,096	1,121	1,147	1,174
	0,6	1,094	1,118	1,144	1,170
	0,8	1,093	1,117	1,142	1,168
0,26	0,4	1,092	1,116	1,141	1,167
	0,6	1,090	1,113	1,138	1,164
	0,8	1,089	1,112	1,136	1,162

Zur Berechnung des Durchmessers der Schraube für eine gegebene Projektionsfläche und ein gegebenes Flächenverhältnis oder einen bestimmten Wert von Θ_1 diene die folgende Formel, die für die in Fig. 183 dargestellte Flügelform gilt:

Projizierte Fläche eines Flügels = $(k\Theta_1 - 0,0438)R^2$,
 worin R den Radius der Schraube und k einen Koeffizienten bezeichnet, der vom Durchmesser der Schraubennabe abhängt und der folgenden Tabelle zu entnehmen ist.

Tabelle LVIII.

$R_0 = 0,20 R$	$0,22 R$	$0,24 R$	$0,26 R$
$k = 0,4800$	0,4758	0,4712	0,4662

Beispiel. Es ist der Durchmesser und die Größe der abgewickelten Fläche einer Schraube zu ermitteln, deren Steigungsverhältnis $\frac{H}{D} = 1$, Nabendurchmesser = 0,22. Schraubendurchmesser, Projektionsflächenverhältnis = 0,7, und die gesamte projizierte Fläche = 0,185 qm gegeben sind.

Aus Tabelle LVI finden wir für dreiflügelige Schrauben:

$$\Theta_1 = 1,633,$$

aus Tabelle LVII:

$$\frac{\text{Abgewickelte Fläche}}{\text{Projektionsfläche}} = 1,149$$

und aus Tabelle LVIII:

$$k = 0,4758.$$

Hieraus erhalten wir:

$$\text{Abgewinkelte Fläche} = 1,149 \cdot 0,185 = 0,212 \text{ qm}$$

und

$$(0,4758 \cdot 1,633 - 0,0438) R^2 = \frac{0,185}{3},$$

daraus:

$$R = 0,918 \text{ m}$$

und:

$$D = 1,836 \text{ m.}$$

7. Konstruktion der abgewinkelten Fläche.

Die folgende Konstruktion ermöglicht die Ermittlung der abgewinkelten Fläche eines Schraubenflügels ohne Rücksicht auf seine wahre Gestalt.

Die Projektionsfläche sei durch die ausgezogenen Linien der Fig. 184 gegeben. Man schlage zunächst mit einem beliebigen Halbmesser r den Bogen DE um den Mittelpunkt O der Schraube. Konstruiere ε odann den Winkel α derart, daß sein Tangens $= \frac{H}{2\pi r}$ ist, worin H die Steigung der Schraube bedeutet.

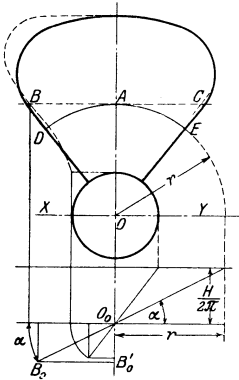


Fig. 184. Konstruktion zwecks Ermittlung der abgewinkelten Flügelfläche.

Wir wollen nun den Bogen DA betrachten und uns vorstellen, daß die Mantelfläche eines Zylinders mit der Achse O und dem Halbmesser r der Grundfläche auf dem Kreisbogen DAE errichtet sei. Man denke sich nun die wirkliche Linie DA des Schraubenflügels, deren Projektion auf der Zeichenebene liegt, auf die Mantelfläche des Zylinders aufgezeichnet. Wird jetzt die Mantelfläche des Zylinders in die Zeichenebene abgewickelt, so erhalten wir ein rechtwinkliges Dreieck, dessen eine Kathete DA horizontal verläuft und dessen Hypotenuse die wahre Länge von DA auf der Schraubenfläche ist.

Dieses Dreieck ist in Fig. 184 durch $O_0B_0B_0'$ dargestellt, und zwar ist:

$$B_0B_0' = \text{Länge des Bogens } DA$$

und

$$B_0O_0 = \text{wahre Länge der Schraubenlinie } DA.$$

Machen wir nun $AB = O_0B_0$ und wiederholen diese Konstruktion für eine Anzahl verschiedener Halbmesser r , so erhalten wir den geometrischen Ort für B , wie ihn die gestrichelte Linie der Figur zeigt. Die von dieser Linie eingeschlossene Fläche ist die abgewinkelte Fläche des Flügels.

8. Konstruktion der wahren Flügelform.

Die vom Modelltischler und Former benötigten Abmessungen bestehen in einer Anzahl Maße für die Flügelbreite in verschiedenen Abständen von Mitte Propellernabe. Ferner ist das erforderliche Breitenmaß des Flügels nicht die Länge einer auf der Schraubensfläche gezogenen Linie, sondern die Länge der Sehne von der Mittellinie des Flügels bis zu einem Punkte seiner Umgrenzungslinie. Erklären wir demgemäß die wahre Form des Flügels als eine solche Fläche, deren Breitenmaße die Längen dieser Sehnen sind, so gelangen wir zu der folgenden einfachen Konstruktion.

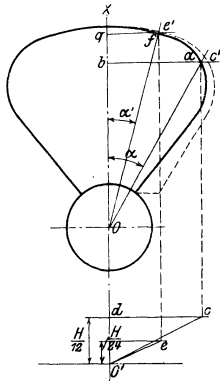


Fig. 185. Konstruktion der wahren Flügelform.
 $\frac{\alpha'}{2\pi} = \frac{1}{24}$; $\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{1}{12}$

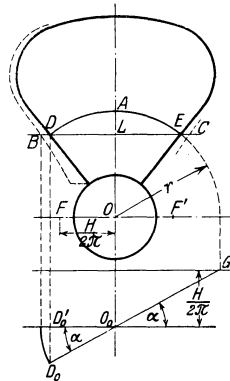


Fig. 186. Annäherungskonstruktion der wahren Form und Flächengröße des Flügels.

Die ausgezogene Umgrenzungslinie in Fig. 185 sei die projizierte Flügelform. Man ziehe Oa unter einem beliebigen Winkel α zur Flügelmittellinie OX , und mache $O'd = \frac{\alpha}{2\pi} H$. Zieht man $ac \parallel XO$ und $dc \parallel ba$, so ergibt $O'c$ die wahre halbe Breite des Flügels $= bc'$. Auf gleiche Weise ist e' als weiterer Punkt der wahren gestrichelten Begrenzungslinie gefunden. Diese halben Flügelbreiten können auch aus der folgenden Formel errechnet werden:

$$\text{wahre halbe Breite } b = \sqrt{\left(\frac{H}{2\pi} \alpha\right)^2 + b_0^2},$$

worin b_0 die projizierte halbe Flügelbreite bedeutet.

9. Gewöhnliche angenäherte Konstruktion der wahren Flügelform und Fläche.

Die folgende Konstruktion ist die am meisten gebräuchliche.

Die ausgezogene Kurve in Fig. 186 sei die gegebene projizierte Umgrenzungslinie des Flügels. Man beschreibe den Bogen DAE mit

einem beliebigen Radius r und konstruiere den Winkel α derart, daß $tg\alpha = \frac{H}{2\pi r}$ ist. Weiterhin projiziere man Punkt D nach D_0' und D_0 , und mache $BL = O_0D_0$. Dann ist B ein Punkt der abgewickelten Umgrenzungslinie des Flügels.

Diese Konstruktion geschieht unter der Annahme, daß die Linie DLE die Projektion einer geraden Linie auf der wirklichen Schraubenfläche ist. D_0G kann als Grundriß dieser Linie angesehen werden.

Die Punkte B , A und C liegen auf einer Ellipse, deren kleine Achse OA ist und deren Brennpunkte auf der durch den Mittelpunkt gehenden Achse FF' und zwar im Abstände $\frac{H}{2\pi}$ nach beiden Seiten von O liegen. Da die Lage der Brennpunkte unabhängig von r ist, so besitzen alle Ellipsen (für verschiedene Längen OA) ein und dieselben Brennpunkte F und F' . Dies kann zur Auflösung der umgekehrten Aufgabe benützt werden, bei der die Größe der abgewickelten Fläche gegeben ist. Legt man die Brennpunkte F und F' fest, so kann man ohne weiteres Punkt A finden, der einem Paar zugehöriger Punkte B und C entspricht, aus der Gleichung:

$$FA = \frac{1}{2}(FB + BF')$$

ermitteln. Diese Methode ist allgemein üblich geworden und ergibt in guter Annäherung sowohl die Größe der abgewickelten Fläche, als auch die wahre Flügelform.

10. Breitflügelige Modellschrauben nach Froude.

Als weiteres Beispiel für die breite Flügelform sei die von R. E. Froude bei seinen Modellversuchen¹⁾ benutzte Form angeführt. Die abgewickelte Umgrenzungslinie des Schraubenflügels wird hier aus einer Ellipse erhalten, deren große Achse gleich dem Propellerhalbmesser R ist. Die Flügelbreiten werden erhalten, indem man in beliebiger Entfernung r auf der Flügelmittellinie (große Achse der Ellipse) vom Mittelpunkte der Schraube aus, senkrecht zu dieser die Strecke:

$$\left(\frac{1}{2} + \frac{r}{R}\right) \times \text{zugehörige Ellipsenbreite}$$

aufträgt. Durch diese Konstruktion ergibt sich die Umgrenzungslinie eines Flügels der breiten Flügelform für Turbinenschrauben, der denselben Flächeninhalt wie die ursprüngliche Ellipse besitzt.

In Fig. 187 ist eine geometrische Konstruktion für diese Flügelart gegeben. Zuerst wird eine Ellipse konstruiert mit der großen

¹⁾ Trans. Inst. N. A., Band 50, 1908, S. 192.

Achse R gleich dem Halbmesser des Propellers, und deren kleine Achse derartig zu bemessen ist, daß eine hinreichend große Flügel­fläche erhalten wird. Nun werden eine Anzahl Linien, wie z. B. UT rechtwinklig zur Achse PQ gezogen und die halben Ellipsenbreiten, z. B. ST , halbiert. Diese Halbierungspunkte, z. B. E , werden miteinander verbunden, wie die gestrichelte Linie QEP der Figur zeigt. Zieht man UV parallel zur großen Achse und verbindet V mit Q , so erhält man in der Strecke FE die halbe Flügel­breite, die von S aus bis W aufzutragen ist. Durch punktweise Konstruktion ergibt sich so­dann die punktierte Umgrenzungslinie QWP des Flügels.

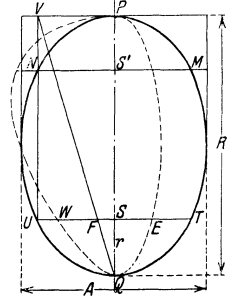


Fig. 187. Geometrische Konstruktion der breiten Flügel­form nach Froude.

Da $SQ = r$ und $\frac{SF}{PV} = \frac{r}{R}$, so ist ohne wei­teres zu sehen, daß

$$\begin{aligned} SW = EF = ES + SF &= \frac{TS}{2} + \frac{r}{R} \cdot TS \\ &= \left(\frac{1}{2} + \frac{r}{R}\right) \times \text{zugehörige halbe Ellipsenbreite.} \end{aligned}$$

11.

Um zu zeigen, daß die von der abgewickelten Umgrenzungslinie und von der Ellipse eingeschlossenen Flächen einander inhalts­gleich sind, brauchen wir nur die Flügelbreite in der Entfernung $PS' = QS$ von Ende Flügel zu betrachten.

Es sei:

$$NM = UT = 2a.$$

Bei UT ist dann die halbe Ellipsenbreite um den Betrag:

$$\frac{a}{2} - \frac{ar}{R}$$

vermindert worden, während sie bei NM um den Betrag:

$$\frac{(R - r) \cdot a}{R} - \frac{a}{2} = \frac{a}{2} - \frac{ar}{R}$$

vergrößert wurde. Wir können so für jedes Paar zusammengehöri­ger Flügelbreiten, die in gleichen Abständen von den Flügelenden gemessen sind, zeigen, daß die Vergrößerung der einen durch die Verkleinerung der anderen genau aufgehoben wird.

Froude gebraucht bei dieser Flügelart den Ausdruck „Flügel­breitenverhältnis“ für das Verhältnis der Achsen der Ellipse, aus der die Flügel­form entstanden ist. Wir gelangen zu demselben Ergebnis, wenn wir die sog. „Flügelbreite“ irgendeiner beliebigen Flügel­form als diejenige Breite im Abstände $\frac{R}{2}$ vom Mittelpunkt der Schraube bezeichnen.

12. Flügelbreitenverhältnis und Kreisflächenverhältnis.

Im vorigen Abschnitt haben wir den Ausdruck „Flügelbreitenverhältnis“ für das Verhältnis der Flügelbreite im Abstände $\frac{R}{2}$ von der Achse zur Länge des Flügels R , die wiederum von Mitte Schraube gemessen wurde, bezeichnet. Dieses Flügelbreitenverhältnis gibt zusammen mit der Flügelanzahl einen Begriff des Verhältnisses von Gesamtfläche aller Flügel zur Kreisfläche von gleichem Durchmesser wie der Propeller. Es ist dagegen im allgemeinen vorzuziehen, das Verhältnis dieser Flächen direkt anzugeben, und aus diesem Grunde ist der Ausdruck „Kreisflächenverhältnis“ gebräuchlich.

Besitzen die Flügel irgendeine reguläre oder normale Form, so gibt das Kreisflächenverhältnis noch keinen weiteren Aufschluß, der erst durch die Kenntnis des Flügelbreitenverhältnisses erreicht wird. Dies kann sowohl durch Betrachtung der elliptischen wie der breiten Flügelform näher erläutert werden. So ist bei der von Froude verwendeten Flügelform die große Achse der Ellipse gleich dem Radius R . Wird mit ϱ das Flügelbreitenverhältnis bezeichnet, so beträgt die Länge der kleinen Achse $\varrho \cdot R$. Die abgewinkelte Fläche eines Flügels ist dann:

$$\frac{\pi}{2} \cdot \varrho \cdot R^2.$$

Besitzt jedoch der Propeller n Flügel, und wird das Verhältnis von abgewinkelter Fläche zu Kreisfläche (Kreisflächenverhältnis) mit s bezeichnet, so beträgt die abgewinkelte Fläche eines Flügels:

$$\frac{\pi}{n} \cdot s \cdot R^2;$$

und hieraus sehen wir, daß sowohl für die im vorigen behandelte elliptische wie breite Flügelform gilt:

$$s = \frac{1}{4} \cdot \varrho \cdot n.$$

Wir haben hier keine Rücksicht auf die Abmessung der Nabe genommen. Mit anderen Worten, wir haben die Flügelflächen berechnet, als ob die Nabe des Propellers unendlich klein oder nicht vorhanden wäre. Froude wandte diese Methode bei dieser Flügelform an. Gewöhnlich verstehen wir dagegen unter dem Ausdrucke Kreisflächenverhältnis das Verhältnis der gesamten abgewinkelten Fläche der Schraubenflügel allein zu der Fläche des Kreises, der von den Flügelfenden beschrieben wird.

Verzeichnis der Dampfturbinenliteratur.

- Bantlin, A., Amerikanische Dampfturbinen. Leipzig 1905. Geh. M. 3.—.
- Bauer und Lasche, Schiffsturbinen. München und Berlin 1913. Geb. M. 15.—.
- Besig, Dampfturbine als Schiffsmotor. Berlin 1911. M. 3.—.
- Cordier, F., Turbine à vapeur. Paris 1910.
- Deinlein, W., Zur Dampfturbinentheorie. München 1909. Geb. M. 4.—.
- Dietrich, M., Die gebräuchlichsten Dampfturbinen-Systeme für Land- und Schiffszwecke. Rostock 1906. Geb. M. 9.—.
- Dietrich, M., Die Dampfturbine der A. E. G., die Riedler-, Stumpf- und Curtis-Turbine. Rostock 1905. Geh. M. 1.50.
- Dietrich, M., Die Dampfturbine von Parsons. Rostock. Geh. M. 1.50.
- Dietrich, M., Die Dampfturbine von Rateau. Rostock. Geh. M. 1.50.
- Dietrich, M., Die Dampfturbine von Schulz für Land- und Schiffszwecke. Rostock. Geh. M. 2.—.
- Dietrich, M., Die Dampfturbine von Zocely. 3. Aufl. Rostock 1904. Geh. M. 1.—.
- Eyermann, W. H., Die Dampfturbine. München 1906. Geb. M. 9.—.
- Flügger, Die Dampfturbine als Antrieb der Schiffspropeller. Rostock 1905. Geh. M. 1.—.
- Foster, F., Steam Turbines.
- Gentsch, W., Dampfturbinen. Entwicklung, Systeme, Bau und Verwendung. Hannover 1905. Geb. M. 16.—.
- Gentsch, W., Regelung, Umsteuerung und Sicherung der Dampfturbinen. Hannover 1908. Geb. M. 15.—.
- Guilcher, J. M., Les Turbines à vapeur marines. Paris 1910.
- Jude, A., The Theory of the Steam Turbine. 2. Aufl. London 1910. Geb. M. 10.80.
- Kennedy, R., Steam Turbines, their design and construction. London 1910. sh. 6.—.
- Krebs, A., Moderne Dampfturbinen und Turbinenschiffe. 3. Aufl. Berlin 1908. Geb. M. 3.—.
- Kriegbaum, A., Turbinen mit Dampfantnahme. München 1913. Geb. M. 4.50.
- Leland, W. S., Steam Turbines. London 1910.
- Lelong, R., Turbines à Vapeur Marines. Paris 1911. Geb. Fr. 7.50.
- Martin, H. M., The design and construction of steam turbines. London 1913. Geb. sh. 25.—.
- Mewes, R., Dampfturbinen. Berlin 1904. Geb. M. 7.50.
- Moyer, J. A., The Steam Turbine. New York 1908.
- Mühl, A., Façon der Dampfturbinen. Leipzig 1904. Geb. M. 8.—.
- Neilson, R., Steam Turbine. London 1908. Geb. sh. 15.—.
- Neudeck, G., Die Dampfturbine. Kiel 1904. Geh. M. 2.80.

- Niethammer, F., Die Dampfturbinen. Zürich 1905. Geb. M. 5.40.
- Peabody, C. H., Thermodynamics of the steam turbine. New York 1911. Geb. M. 3.—.
- Perry, J.-Meuth, Die Dampfmaschine einschließlich der Dampfturbine und Gas- und Ölmaschine. Leipzig 1909. Geb. M. 22.—.
- Pohlhausen, A., Bd. II: Die Dampfturbinen. Mitweida 1913. Geb. M. 11.—.
- Reed, Stanley, J., Turbines applied to Marine Propulsion. London 1913.
- Schmidt, H., Die Kondensation der Dampfmaschinen und Dampfturbinen. Berlin 1910. Geb. M. 5.—.
- Sosnowski, K., Roues et turbines à vapeur. 2. Aufl. Paris. Fr. 12.50.
- Sothorn, J. W., The Marine Steam Turbine. 3. Aufl. London 1909.
- Stierstorfer, P., Grundzüge der Theorie und des Baues der Dampfturbinen mit Berücksichtigung der Rotationsdampfmaschinen. Leipzig 1904. Geb. M. 5.50.
- Stodola, A., Die Dampfturbinen. 4. Aufl. Berlin 1910. Geb. M. 30.—.
- Swingle, C. F., Steam turbine engines. London. sh. 2.80.
- Wagner, H., Die Dampfturbinen, ihre Theorie, Konstruktion und Betrieb. Hannover 1904. Geb. M. 8.—.
- Wagner, Paul, Der Wirkungsgrad von Dampfturbinen-Beschaufungen. Berlin 1913. Geb. M. 6.80.
- Wilda, H., Die Dampfturbinen (Samml. Göschen). Leipzig. Geb. M. —.80.
- Wilda, H., Die Dampfturbine als Schiffsmaschine. Hannover 1905. Geb. M. 1.—.
- Zahikjanz, G., Theorie, Berechnung und Konstruktion der Dampfturbinen. Berlin 1906. Geb. M. 7.50.
- Zerkowitz, G., Thermodynamik der Turbomaschinen. München 1913. Geb. M. 6.50.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

Die Dampfturbinen. Mit einem Anhang über die Aussichten der Wärmekraftmaschinen und über die Gasturbine. Von A. Stodola, Dr. phil., Dr.-Ing., Professor am Eidgenössischen Polytechnikum in Zürich. Vierte, umgearbeitete und erweiterte Auflage. Mit 856 Figuren und 9 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 30,—.

Der Wirkungsgrad von Dampfturbinen-Beschaufungen.
Von Paul Wagner, Oberingenieur in Berlin. Mit 107 Textfiguren und einer Tafel.
Preis M. 6,—; in Leinwand gebunden M. 6,80.

Bestimmungen des Maximalwertes des thermo-dynamischen Wirkungsgrades und der günstigsten Stufenzahl bei Dampfturbinen. Von Dr.-Ing. A. Wenger, Oberingenieur.
Mit 18 Textfiguren und 2 lithographierten Tafeln. Preis M. 3,—.

Die Dampfturbine als Schiffsmotor. Vergleichsrechnung für verschiedene Systeme (Zoelly, Rateau, Curtis, Parsons, Melms-Pfenninger). Von Dr.-Ing. Karl Besig, Oberlehrer an der Kgl. Schiffsingenieur- und Seemaschinistenschule in Stettin. Mit zahlreichen Figuren auf Tafeln. Preis M. 3,—.

Technische Thermodynamik. Von Prof. Dipl.-Ing. W. Schüle.
Zweite, erweiterte Auflage der „Technischen Wärmemechanik“.
Erster Band: Die für den Maschinenbau wichtigsten Lehren nebst technischen Anwendungen. Mit 223 Textfiguren und 7 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 12,80.
Zweiter Band: Ausgewählte Abschnitte aus der höheren Theorie und ihre Anwendung nebst Ausblicken auf die Entwicklung der Wärmekraftmaschinen.
Mit ca. 14 Textfiguren und 3 Tafeln. Unter der Presse.

Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Von Dr. R. Mollier, Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden. Mit 2 Diagrammtafeln.
Preis M. 2,—.

Thermodynamische Rechentafel (für Dampfturbinen).
Von Dr.-Ing. R. Proell. Mit Gebrauchsanweisung. In einer Rolle Preis M. 2,50.

Die Thermodynamik der Dampfmaschinen. Von Fritz Krauß, Ingenieur, behördlich autorisierter Inspektor der Dampfkessel-Untersuchungs- und Versicherungs-Gesellschaft in Wien. Mit 17 Textfiguren. Preis M. 3,—.

Kondensation. Ein Lehr- und Handbuch über Kondensation und alle damit zusammenhängenden Fragen, auch einschließlich der Wasserrückkühlung. Von F. J. Weiß, Zivilingenieur in Basel. Zweite, ergänzte Auflage. Bearbeitet von Ingenieur E. Wiki in Luzern. Mit 141 Textfiguren und 10 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 12,—.

Die Kondensation der Dampfmaschinen und Dampfturbinen. Von Dipl.-Ing. Karl Schmidt. Mit 116 Textfiguren.
In Leinwand gebunden Preis M. 5,—.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

Die Berechnung der Luftpumpen für Oberflächenkondensationen unter besonderer Berücksichtigung der Turbinenkondensationen. Von Dr.-Ing. **Karl Schmidt**. Mit 68 Textfiguren. Preis M. 4,80.

Ökonomik der Wärmeenergien. Eine Studie über Kraftgewinnung und -verwendung in der Volkswirtschaft. Von Dipl.-Ing. Dr. **K. B. Schmidt**. Mit 12 Textfiguren. Preis M. 6,—.

Verdampfen, Kondensieren und Kühlen. Erklärungen, Formeln und Tabellen für den praktischen Gebrauch. Von **E. Hausbrand**, Kgl. Baurat. Fünfte, vermehrte Auflage. Mit 45 Figuren im Text und 94 Tabellen. In Leinwand gebunden Preis M. 12,—.

Der Entropiesatz oder der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie. Von Dr. phil **H. Hort**, Dipl.-Ing. in Dortmund. Mit 6 Textfiguren. Preis M. 1,—.

Technische Messungen bei Maschinenuntersuchungen und im Betriebe. Zum Gebrauch in Maschinenlaboratorien und in der Praxis. Von Professor Dr.-Ing. **Anton Gramberg**, Dozent an der Technischen Hochschule Danzig. Zweite, umgearbeitete Auflage. Mit 233 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

Technische Untersuchungsmethoden zur Betriebskontrolle, insbesondere zur Kontrolle des Dampfbetriebes. Zugleich ein Leitfaden für die Übungen in den Maschinenbaulaboratorien technischer Lehranstalten. Von Professor **Julius Brand**, Elberfeld. Dritte, verbesserte Auflage. Mit 285 Textfiguren, 1 lithographischen Tafel und zahlreichen Tabellen. In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

Anleitung zur Durchführung von Versuchen an Dampfmaschinen, Dampfkesseln, Dampfturbinen und Dieselmotoren. Zugleich Hilfsbuch für den Unterricht in Maschinenlaboratorien technischer Lehranstalten. Von **Franz Seufert**, Ingenieur, Oberlehrer an der Kgl. höheren Maschinenbauschule zu Stettin. Dritte, erweiterte Auflage. Mit 43 Abbildungen. In Leinwand gebunden Preis M. 2,20.

Wärmetechnik des Gasgenerator- und Dampfkessel-Betriebes. Die Vorgänge, Untersuchungs- und Kontrollmethoden hinsichtlich Wärmeerzeugung und Wärmeverwendung im Gasgenerator- und Dampfkessel-Betrieb. Von **Paul Fuchs**, Ingenieur. Dritte, erweiterte Auflage. Mit 43 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 5,—.

Formeln und Tabellen der Wärmetechnik. Zum Gebrauch bei Versuchen in Dampf-, Gas- und Hüttenbetrieben. Von **Paul Fuchs**, Ingenieur. In Leinwand gebunden Preis M. 2,—.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

Entwerfen und Berechnen der Dampfmaschinen. Ein Lehr- und Handbuch für Studierende und angehende Konstrukteure. Von **Heinrich Dubbel**, Ingenieur. Dritte, umgearbeitete Auflage. Mit 470 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

Die Steuerungen der Dampfmaschinen. Von Ingenieur **Heinrich Dubbel**. Mit 446 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

Die ortsfesten Kolbendampfmaschinen. Ein Lehr- und Handbuch für angehende und ausübende Konstrukteure. Von Professor **Fr. Freitag**, Königl. Baurat, Lehrer an den Technischen Staatslehranstalten in Chemnitz. Mit 319 in den Text gedruckten Figuren und 18 Tafeln. Preis M. 14,—; in Leinwand gebunden M. 16,—.

Die Regelung der Kraftmaschinen. Berechnung und Konstruktion der Schwunräder, des Massenausgleichs und der Kraftmaschinenregler in elementarer Behandlung. Von Professor **Max Tolle**, Privatdozent an der Technischen Hochschule in Karlsruhe. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 463 Textfiguren und 19 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 26,—.

Hilfsbuch für Dampfmaschinen-Techniker. Herausgegeben von **Josef Hrabák**, k. k. Hofrat, emer. Professor an der k. k. Bergakademie in Püribram. Vierte Auflage. In 3 Teilen. Mit Textfiguren. In 3 Leinwandbände gebunden Preis M. 20,—.

Die Dampfkessel. Ein Lehr- und Handbuch für Studierende technischer Hochschulen, Schüler höherer Maschinenbauschulen und Techniken, sowie für Ingenieure und Techniker. Bearbeitet von **F. Tetzner**, Professor, Oberlehrer an den Kgl. Verein. Maschinenbauschulen zu Dortmund. Vierte, verbesserte Auflage. Mit 162 Textfiguren und 45 lithogr. Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

Die Dampfkessel nebst ihren Zubehörteilen und Hilfseinrichtungen. Ein Hand- und Lehrbuch zum praktischen Gebrauch für Ingenieure, Kesselbesitzer und Studierende. Von **R. Spalckhaver**, Regierungsbaumeister, Kgl. Oberlehrer in Altona a. E. und **Fr. Schneiders**, Ingenieur in M.-Gladbach (Rhld.). Mit 679 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 24,—.

Berechnen und Entwerfen der Schiffskessel unter besonderer Berücksichtigung der Feuerrohr-Schiffskessel. Ein Lehr- und Handbuch für Studierende, Konstrukteure, Überwachungsbeamte, Schiffingenieure und Seemaschinisten. In Gemeinschaft mit Dipl.-Ing. Hugo Buchholz herausgegeben von Professor **Hans Dieckhoff**. In Leinwand gebunden Preis M. 12,—.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

Johows Hilfsbuch für den Schiffsbau. Dritte, neubearbeitete und ergänzte Auflage herausgegeben von **Eduard Krieger**, Geh. Marine-Baurat. Mit 450 Textfiguren, einer Schiffsliste, 8 Kurventafeln und 5 Zeichnungen. In Leinwand gebunden Preis M. 24,—.

Der Indikator und seine Hilfseinrichtungen. Von Dr.-Ing. **A. Staus**. Mit 219 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 6,—.

Berechnung, Entwurf und Betrieb rationeller Kesselanlagen. Von **Max Gensch**, Ingenieur. Mit 95 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 6,—.

Dampfkessel-Feuerungen zur Erzielung einer möglichst rauchfreien Verbrennung. Von **F. Haier**. Zweite Auflage im Auftrage des Vereins deutscher Ingenieure bearbeitet vom Verein für Feuerungsbetrieb und Rauchbekämpfung in Hamburg. Mit 375 Textfiguren, 29 Zahlentafeln und 10 lithographischen Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

Handbuch der Feuerungstechnik und des Dampfkesselbetriebes mit einem Anhang über allgemeine Wärmetechnik, Diagrammen, sowie 87 Tabellen. Von Dr.-Ing. **Georg Herberg**, Stuttgart. Mit 54 Abbildungen und 42 Rechnungsbeispielen. In Leinwand gebunden Preis M. 7,—.

Die Heizerschule. Vorträge über die Bedienung und den Betrieb von Dampfkesseln. Von **F. O. Morgner**, Königlicher Gewerbeinspektor, Leiter des Heizerunterrichtes in Chemnitz. Mit 147 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 2,80.

Die Dampfkessel und ihr Betrieb. Allgemeinverständlich dargestellt von **K. E. Th. Schlippe**, Geheimer Regierungsrat. Vierte, verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 114 Abbildungen. In Leinwand gebunden Preis M. 5,—.

Hilfsbuch für den Maschinenbau. Für den Maschinentechniker sowie für den Unterricht an technischen Lehranstalten. Von Professor **Fr. Freytag**, Lehrer an den Technischen Staatslehranstalten zu Chemnitz. Vierte, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 1108 Textfiguren, 10 Tafeln und einer Beilage für Österreich. In Leinwand gebunden Preis M. 10,—; in Leder gebunden M. 12,—.

Die Technologie des Maschinentechnikers. Von Ingenieur **Karl Meyer**, Professor, Oberlehrer an den Kgl. Vereinigten Maschinenbau-schulen zu Cöln. Dritte, verbesserte Auflage. Mit 405 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Das Entwerfen und Berechnen der Verbrennungskraftmaschinen und Kraftgas-Anlagen. Von **Hugo Güldner**, Maschinenbaudirektor, Vorstand der Güldner-Motoren-Gesellschaft in Aschaffenburg. Dritte, neubearbeitete und bedeutend erweiterte Auflage. Mit 1282 Textfiguren, 35 Konstruktionstafeln und 200 Zahlentafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 32,—.

Dieselmotoren für Land- und Schiffsbetrieb. Von **A. P. Chalkley**, B. Sc. (Lond.), A. M. Inst. C. E., A. J. E. E. Mit einer Einleitung von Dr.-Ing. Rudolf Diesel, München. Ins Deutsche übertragen von Dr. phil. Ernst Müller, Dipl.-Ing., Gent. Zweiter, unveränderter Abdruck. Mit 90 Textfiguren.
In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

Die Dieselmotoren in der Großschiffahrt. Von Ingenieur **W. Kaemmerer**, Berlin. Mit 84 Textfiguren.
Preis M. 3,—.

Motorwagen und Fahrzeugmaschinen für flüssigen Brennstoff. Ein Lehrbuch für den Selbstunterricht und für den Unterricht an technischen Lehranstalten. Von Dr. techn. **A. Heller**, Berlin. Mit 650 in den Text gedruckten Figuren.
In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

Die Entstehung des Dieselmotors. Von **Rudolf Diesel**, Dr.-Ing. h. c. der Technischen Hochschule München. Mit 83 Textfiguren und 3 Tafeln.
Preis M. 5,—; in Leinwand gebunden M. 6,—.

Großgasmaschinen. Ihre Theorie, Wirkungsweise und Bauart. Von **Heinrich Dubbel**, Ingenieur. Mit 400 Textfiguren und 6 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

Die Gasmaschine. Ihre Entwicklung, ihre heutige Bauart und ihr Kreisprozeß. Von **R. Schöttler**, Geh. Hofrat, ord. Professor an der Herzogl. Technischen Hochschule zu Braunschweig. Fünfte, umgearbeitete Auflage. Mit 622 Figuren im Text und auf 12 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

Die flüssigen Brennstoffe, ihre Gewinnung, Eigenschaften und Untersuchung. Von Dr. **L. Schmitz**, Chemiker. Mit 56 Textfiguren.
In Leinwand gebunden Preis M. 5,60.

Die Entropie-Diagramme der Verbrennungsmotoren einschließlich der Gasturbine. Von Dipl.-Ing. **P. Ostertag**, Professor am Kantonalen Technikum Winterthur. Mit 17 Textfiguren. Preis M. 1,60.

Die Entropietafel für Luft und ihre Verwendung zur Berechnung der Kolben- und Turbo-Kompressoren. Von Dipl.-Ing. **P. Ostertag**, Professor am Kantonalen Technikum in Winterthur. Mit 11 Textfiguren und 2 Diagrammtafeln.
Preis M. 2,80.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

Theorie und Konstruktion der Kolben- und Turbokompressoren. Von Dipl.-Ing. **P. Ostertag**, Professor am Kantonalen Technikum in Winterthur. Mit 266 Textfiguren.

In Leinwand gebunden Preis M. 11,—.

Kompressoren-Anlagen, insbesondere in Grubenbetrieben. Von Dipl.-Ing. **Karl Teiwes**. Mit 129 Textfiguren.

In Leinwand gebunden Preis M. 7,—.

Die Gebläse. Bau und Berechnung der Maschinen zur Bewegung, Verdichtung und Verdünnung der Luft. Von **A. von Ihering**, Kaiserl. Geh. Regierungsrat. Dritte, umgearbeitete und vermehrte Auflage. Mit 643 Textfiguren und 8 Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

Berechnung der Kältemaschinen auf Grund der Entropie-Diagramme. Von Dipl.-Ing. Professor **P. Ostertag**, Winterthur. Mit 30 Textfiguren und 4 Tafeln

Preis M. 4,—.

Heizung und Lüftung von Gebäuden. Ein Lehrbuch für Architekten, Betriebsleiter und Konstrukteure. Von Professor Dr.-Ing. **Anton Gramberg**, Dozenten an der Königlichen Technischen Hochschule in Danzig-Langfuhr. Mit 236 Figuren im Text und auf 3 Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 12,—.

Leitfaden zum Berechnen und Entwerfen von Lüftungs- und Heizungs-Anlagen. Ein Hand- und Lehrbuch für Ingenieure und Architekten. Von Dr.-Ing. **H. Rietschel**, Geh. Regierungsrat u. Professor an der Kgl. Technischen Hochschule zu Berlin unter Mitwirkung von Dr. techn. **K. Brabbée**, Professor. Fünfte, neubearbeitete Auflage. Zwei Teile. Mit 84 Textfiguren, 31 Tabellen, 33 Tafeln und 4 Hilfsblätter.

In zwei Leinwandbände gebunden Preis M. 24,—.

Ermittlung der billigsten Betriebskraft für Fabriken unter besonderer Berücksichtigung der Abwärmeverwertung. Von **Karl Urbahn**. Zweite, vollständig erneuerte und erweiterte Auflage von Dr.-Ing. **Ernst Reutlinger**, Direktor der Ingenieurgesellschaft für Wärmewirtschaft m. b. H. in Cöln. Mit 66 Figuren und 45 Zahlentafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 5,—.

Die Zwischendampfverwertung in Entwicklung, Theorie und Wirtschaftlichkeit. Von Dr.-Ing. **Ernst Reutlinger**, Cöln. Mit 69 Textfiguren.

Preis M. 4,—; in Leinwand gebunden M. 4,80.

Die Abwärmeverwertung im Kraftmaschinenbetrieb mit besonderer Berücksichtigung der Zwischen- und Abdampfverwertung zu Heizzwecken. Eine kraft- und wärmewirtschaftliche Studie. Von Dr.-Ing. **Ludwig Schneider**. Zweite, bedeutend erweiterte Auflage. Mit 118 Textfiguren und einer Tafel.

Preis M. 5,—; in Leinwand gebunden M. 5,80.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Wahl, Projektierung und Betrieb von Kraftanlagen.

Ein Hilfsbuch für Ingenieure, Betriebsleiter, Fabrikbesitzer. Von **Friedrich Barth**, Oberingenieur an der Bayerischen Landesgewerbeanstalt in Nürnberg. Mit 126 Figuren im Text und auf 3 Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 12,—.

Die Turbinen für Wasserkraftbetrieb. Ihre Theorie und Konstruktion. Von **A. Pfarr**, Geh. Baurat, Professor des Maschinen-Ingenieurwesens an der Großherzogl. Techn. Hochschule zu Darmstadt. Zweite, teilweise umgearbeitete und vermehrte Auflage. Mit 548 Textfiguren und einem Atlas von 62 lithographierten Tafeln.

In zwei Leinwandbände gebunden Preis M. 40,—.

Die Theorie der Wasserturbinen. Ein kurzes Lehrbuch von **Rudolf Escher**, Professor am Eidgenössischen Polytechnikum in Zürich. Mit 242 Textfiguren.

In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

Zur Theorie der Francis-Turbinen. Mit Versuchen an einer 300pferdigen Turbine. Von Dr.-Ing. **Fritz Oesterlen**, Oberingenieur. Mit 31 Textfiguren und 19 lithographischen Tafeln.

Preis M. 7,—.

Allgemeine Theorie über die veränderliche Bewegung des Wassers in Leitungen. Von **Lorenzo Alliévi**. I. Teil: Rohrleitungen. Deutsche, erläuterte Ausgabe von **Robert Dubs** und **V. Bataillard**. II. Teil: Stollen und Wasserschloß. Von **Robert Dubs**. Mit 35 Textfiguren. In einem Bände.

Preis M. 10,—.

Strömungsenergie und mechanische Arbeit. Beiträge zur abstrakten Dynamik und ihre Anwendung auf Schiffspropeller, schnelllaufende Pumpen und Turbinen, Schiffswiderstand, Schiffssegel, Windturbinen, Trag- und Schlagflügel und Luftwiderstand von Geschossen. Von **Paul Wagner**, Oberingenieur in Berlin. Mit 151 Textfiguren.

In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

Die Zentrifugalpumpen mit besonderer Berücksichtigung der Schaufelschnitte. Von Dipl.-Ing. **Fritz Neumann**. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 221 Textfiguren und 7 lithographischen Tafeln.

In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

Wasserkraftmaschinen. Eine Einführung in Wesen, Bau und Berechnung moderner Wasserkraft-Maschinen und -Anlagen. Von Dipl.-Ing. **L. Quantz**, Oberlehrer an der Kgl. höheren Maschinenbauschule zu Stettin. Zweite, erweiterte und verbesserte Auflage. Mit 159 Textfiguren.

In Leinwand gebunden Preis M. 4,—.

Elastizität und Festigkeit. Die für die Technik wichtigsten Sätze und deren erfahrungsmäßige Grundlage. Von Dr.-Ing. **C. Bach**, K. Württ. Baudirektor, Professor des Maschinen-Ingenieurwesens an der K. Technischen Hochschule Stuttgart. Sechste, vermehrte Auflage. Unter Mitwirkung von Prof. **R. Baumann** an der K. Technischen Hochschule Stuttgart. Mit Textabbildungen und 20 Tafeln in Lichtdruck.

In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

Aufgaben aus der technischen Mechanik. Von Professor **Ferd. Wittenbauer**, Graz.

- I. Band: **Allgemeiner Teil.** Zweite, verbesserte Auflage. 773 Aufgaben nebst Lösungen. Mit 572 Textfiguren.
Preis M. 5,—; in Leinwand gebunden M. 5,80.
- II. Band: **Festigkeitslehre.** 591 Aufgaben nebst Lösungen und einer Formelsammlung. Zweite, verbesserte Auflage. Mit 490 Textfiguren.
Preis M. 6,—; in Leinwand gebunden M. 6,80.
- III. Band: **Flüssigkeiten und Gase.** 504 Aufgaben nebst Lösungen und einer Formelsammlung. Mit 347 Textfiguren.
Preis M. 6,—; in Leinwand gebunden M. 6,80.
-

Festigkeitslehre nebst Aufgaben aus dem Maschinenbau und der Baukonstruktion. Ein Lehrbuch für Maschinenbauschulen und andere technische Lehranstalten, sowie zum Selbstunterricht und für die Praxis. Von **Ernst Wehnert**, Ingenieur und Oberlehrer an der Städt. Gewerbe- und Maschinenbauschule in Leipzig.

- I. Bd.: **Einführung in die Festigkeitslehre.** Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 247 Textfiguren.
In Leinwand gebunden Preis M. 6,—.
- II. Bd.: **Zusammengesetzte Festigkeitslehre.** Mit 142 Textfiguren.
In Leinwand gebunden Preis M. 7,—.
-

Die Hebezeuge mit besonderer Berücksichtigung der elektrischen Anlagen. Ein Handbuch für Ingenieure, Techniker und Studierende. Von **Ad. Ernst**, Professor des Maschinen-Ingenieurwesens an der Kgl. Techn. Hochschule in Stuttgart. Vierte, neubearbeitete Auflage. Drei Bände. Mit 1486 Textfiguren und 97 lithographischen Tafeln.

In 3 Leinwandbände gebunden Preis M. 60,—.

Hebemaschinen. Eine Sammlung von Zeichnungen ausgeführter Konstruktionen mit besonderer Berücksichtigung der Hebemaschinen-Elemente. Von **C. Bessel**, Ingenieur, Oberlehrer an der Kgl. höh. Maschinenbauschule Altona. Zweite Auflage. Mit 34 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 6,60.

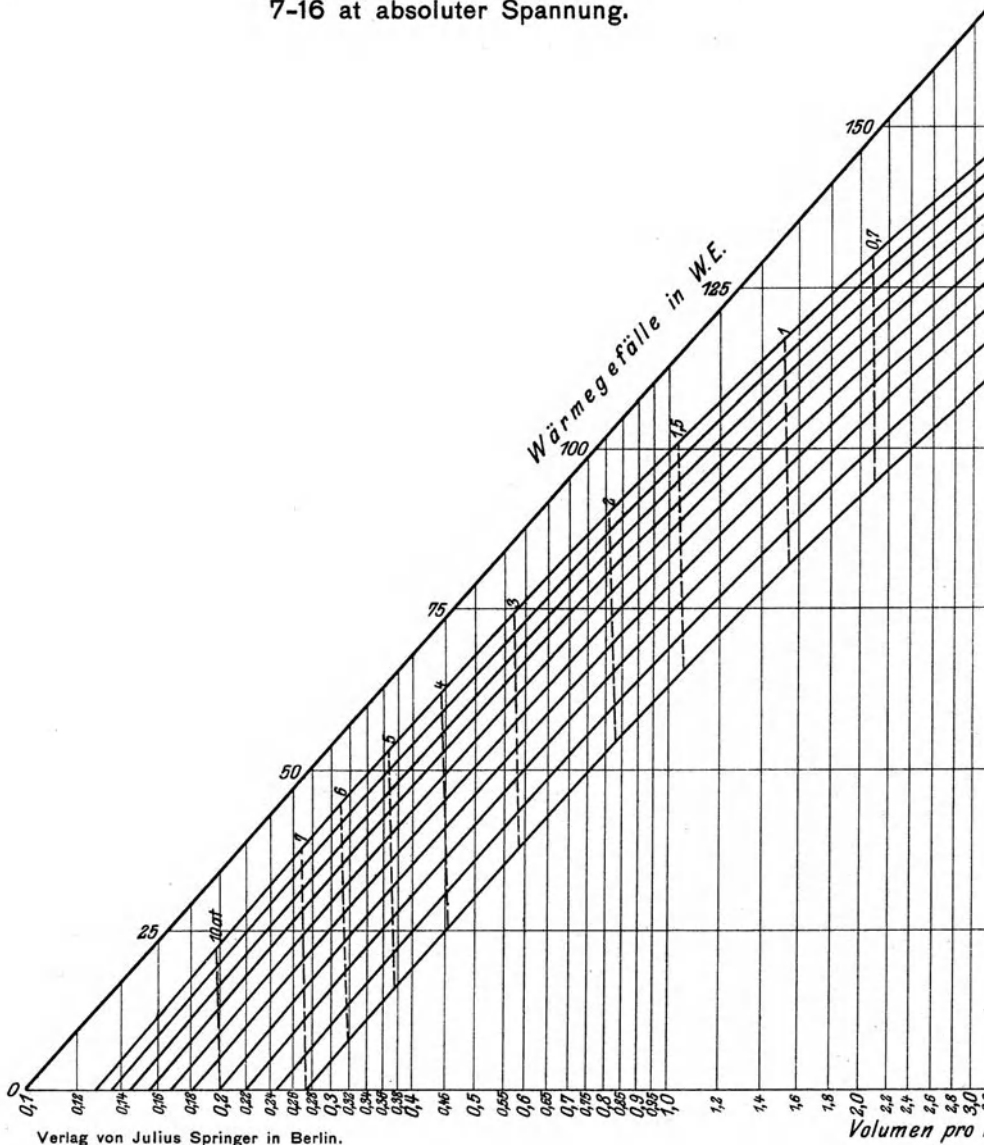
Die Förderung von Massengütern. Von Dipl.-Ing. **Georg v. Hanffstengel**, Quasnitz-Lützschena bei Leipzig.

- Erster Band: Bau und Berechnung der stetig arbeitenden Förderer.
Zweite, vermehrte Auflage. Mit 488 Textfiguren.
In Leinwand gebunden Preis M. 9,—.
- Zweiter Band: Förderer für Einzellasten. Mit 445 Textfiguren.
Preis M. 8,—; in Leinwand gebunden M. 8,80.
-

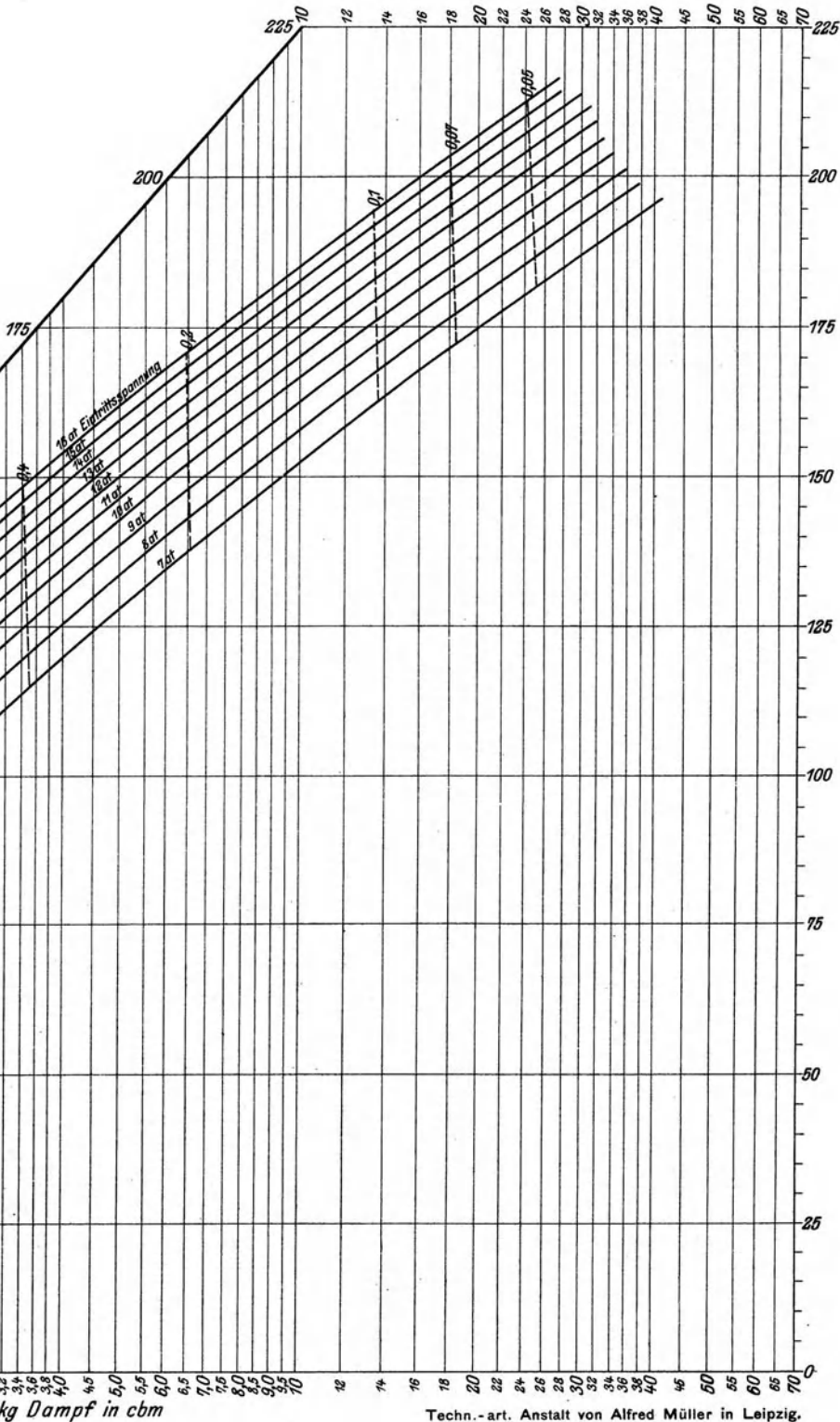
Kran- und Transportanlagen für Hütten-, Hafen-, Werft- und Werkstatt-Betriebe unter besonderer Berücksichtigung ihrer Wirtschaftlichkeit. Von Dipl.-Ing. **C. Michenfelder**. Mit 703 Textfiguren.

In Leinwand gebunden Preis M. 26,—.

Kurven der Wärmegefälle und Dampfvolumina
 beim Durchgang durch die Turbine unter
 Zugrundelegung eines thermodynamischen
 Wirkungsgrades $\eta = 0,67$ und trocken
 gesättigten Eintrittsdampfes von
 7-16 at absoluter Spannung.



Tafel II.



kg Dampf in cbm

Techn.-art. Anstalt von Alfred Müller in Leipzig.