

GASENTLADUNGS- TABELLEN

TABELLEN, FORMELN UND KURVEN ZUR PHYSIK
UND TECHNIK DER ELEKTRONEN UND IONEN

VON

M. KNOLL, F. OLLENDORFF
UND R. ROMPE

UNTER MITARBEIT VON
A. ROGGENDORF

MIT 196 TEXTABBILDUNGEN



BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1935

ISBN-13: 978-3-642-89188-5 e-ISBN-13: 978-3-642-91044-9

DOI: 10.1007/978-3-642-91044-9

ALLE RECHTE, INSBESONDERE DAS DER ÜBERSETZUNG
IN FREMDE SPRACHEN, VORBEHALTEN

COPYRIGHT 1935 BY JULIUS SPRINGER IN BERLIN

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1935

Vorwort.

Die Erscheinungen elektrischer Entladungen in Gasen und im Hochvakuum waren bis vor kurzem quantitativer Berechnung weniger zugänglich, als irgendein anderes Gebiet der Physik oder der Elektrotechnik. Das vorliegende Tabellenwerk entstand aus dem praktischen Bedürfnis, auf diesem Gebiet nicht nur Überlegungen qualitativer Art anzustellen, sondern so exakt wie möglich die physikalischen Vorgänge auch quantitativ verfolgen und voraussagen zu können.

Wer an diese Aufgabe unbefangen herantritt, empfindet zunächst eine gewisse Unsicherheit: Man hat kein Gefühl für die auftretenden Größenordnungen, und wenn man in der Not nach einem Handbuch greift, findet man in den wenigsten Fällen die notwendigen Unterlagen.

Wir haben deshalb aus den in der Literatur verstreuten Originalarbeiten und aus den vorhandenen Lehrbüchern und physikalischen Tabellenbüchern alles dasjenige zusammengestellt, was dem Elektronen- und Ionenphysiker bzw. -techniker begegnen kann: das physikalische Verhalten der Atome, Elektronen, Ionen und Photonen, die wichtigsten Tatsachen der kinetischen Gastheorie, Kinetik und Ionisierungsvorgänge der Ladungsträger, Entladungen ohne und mit Raumladungswirkung, Eigenschaften der Elektronenröhren, Ionenröhren und der Entladung bei Atmosphärendruck, die wichtigsten Angaben über Hochvakuumwerkstoffe und Hochvakuumtechnik, sowie einen Anhang über Maßsysteme, allgemeine Konstanten und mathematische Hilfsmittel. Darüber hinaus schien es uns an zahlreichen Stellen notwendig, Originalrechnungen einzufügen, deren theoretische Begründung zum Teil später an anderer Stelle erfolgen wird.

Selbstverständlich konnte unsere Zusammenstellung nicht erschöpfend sein. Wir haben uns aber bemüht, aus dem großen Stoff die neuesten und verlässlichsten Arbeiten auszuwählen. Notwendigerweise wird diese Auswahl vielfach den Stempel unserer engeren Arbeitsgebiete tragen. Wir werden deshalb jedem dankbar sein, der uns auf vorhandene Lücken aufmerksam macht.

Herr Dipl.-Ing. A. Roggendorf hat in überaus mühsamer Arbeit einen wesentlichen Teil der Kurven und Tabellen berechnet und zusammengestellt, wofür wir ihm herzlichst danken. Unserem Verleger danken wir für die Geduld, mit der er sowohl die Hinauszögerung, wie das Überschreiten unserer Arbeit über den geplanten Umfang hinaus hinnahm, weiterhin Herrn Dr. Mierdel für freundliche Unterstützung bei einigen Kapiteln.

Berlin, im September 1934.

Die Verfasser.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
I. Physik des Einzelteilchens	I
a) Moleküle und Atome	I
a 1) Atomgewichte und Atommassen der wichtigsten Elemente	1
a 2) Periodisches System der Elemente	2
a 3) Vergleichende Tabellen von gaskinetischen Molekülradien	3
a 4) Charakteristische Größen einiger zweiatomiger Moleküle	4
b) Elektronen	4
b 1) Konstanten des Elektrons.	4
Elementarladung, Ruhmasse, Elementarladung/Ruhmasse, Verhältnis der Masse eines Elektrons zu der eines Wasserstoffatoms, Modellmäßiger Halbmesser eines Elektrons.	
b 2) Elektronendynamik	4
Kraftgesetze, Bewegungsgleichung eines Ladungsträgers im elektromagnetischen Feld (klassischer Ansatz). — Lagrangesche Bewegungsgleichungen der Punktladung q im elektromagnetischen Feld.	
b 3) Arbeitsgesetze	5
Arbeit am Ladungsträger, Voltgeschwindigkeit, Voltenergie, Äquivalenttemperatur der Voltenergie.	
b 4) Elektronenbewegung im magnetischen Feld	5
Magnetische Beeinflussung langsamer Elektronen, magnetische Beeinflussung schneller Elektronen. Langsame Bewegung im elektromagnetischen Feld.	
b 5) Masse und Impuls schneller Elektronen	7
De Broglie-Welle des Elektrons, de Broglie-Wellenlänge als Funktion der Voltgeschwindigkeit.	
b 6) Dichte des Konvektionsstromes schnell bewegter Elektronen	10
b 7) Langsame Beschleunigung eines Elektrons, „Hyperbelbewegung“	10
b 8) Verhältnis von Geschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit für Elektronen	11
c) Ionen	14
c 1) Voltgeschwindigkeit von Ionen	14
c 2) Verhältnis von Elektronenmasse zu Ionenmasse für einige einatomige Gase und Dämpfe	14
d) Photonen (Lichtquanten)	14
d 1) Konstanten des Photons	14
Lichtgeschwindigkeit, Plancksches Wirkungsquantum.	
d 2) Energie, Masse, Impuls und Voltenergie der Photonen. Vergleich der Masse eines Photons mit der Elektronenruhmasse	14
d 3) Stoßzahl der Photonen und Lichtdruck	15
d 4) Compton-Effekt	15
d 5) Hohlraumstrahlung	15
Stefan-Boltzmannsches Gesetz, Energiedichte, spezifische Strahlungsleistung, Gesetz der spektralen Energieverteilung der Hohlraumstrahlung, Frequenzabhängigkeit, Wellenlängenabhängigkeit, Wiensches Verschiebungsgesetz, numerische und optimale Wellenlänge, optimale und relative Energiedichte.	
d 6) Relative Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers bei verschiedenen Temperaturen, bezogen auf Energie bei $560 \cdot 10^{-7}$ cm	17

	Seite
d 7) Empfindlichkeit des menschlichen Auges in Abhängigkeit von der Wellenlänge	17
Ausnutzung der Hohlraumstrahlung durch das menschliche Auge.	
d 8) Tafel zur Berechnung der wahren Temperatur aus der gemessenen und dem Emissionsvermögen	18
d 9) Wechselseitige Umsetzung von kinetischer Elektronenenergie und -strahlung	19
d 10) Kurzwellige Grenzwellenlänge von Röntgenstrahlen in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit	19
d 11) Termklassifikation für Atome mit 1—3 Valenzelektronen	19
d 12) Beispiele für Termschemen	21
II. Statistik der Gasentladungen	23
e) Kinetische Gastheorie	23
e 1) Gaskonstanten	23
Boltzmannsche Konstante, Avogadro'sche Zahl, Loschmidtsche Zahl, Allgemeine Gaskonstante, Volumen eines Gramm-Moleküls eines idealen Gases bei 0° C und 760 tor.	
e 2) Mittlerer Abstand zweier Moleküle, Mittlere freie Weglänge, Mittlere Zeit zwischen zwei Zusammenstößen	23
e 3) Sutherlandsche Formel für Wirkungsquerschnitt, abhängig von der Temperatur	23
e 4) Bewegung zwischen Teilchen verschiedener Effektivgeschwindigkeiten	24
e 5) Clausiussches Gesetz der Weglängenverteilung, Mittleres Weglängenquadrat, Mittlere Weglängenwurzel	24
e 6) Kinematik der Maxwell-Verteilung	25
Wahrscheinlichkeitsdichte der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung, Wahrscheinlichkeit einer Minimalgeschwindigkeit v , Mittleres Geschwindigkeitsquadrat, Effektivgeschwindigkeit, Mittlere Geschwindigkeit, Einseitig gerichtete Geschwindigkeit.	
e 7) Thermodynamik der Maxwell-Verteilung	25
Wahrscheinlichste Geschwindigkeit, Effektivgeschwindigkeit, Mittlere Geschwindigkeit, Einseitig gerichtete Geschwindigkeit, Wahrscheinlichkeit einer Minimalgeschwindigkeit U	
e 8) Verteilung der relativen Translationsgeschwindigkeit	26
Wahrscheinlichkeitsdichte der relativen Translationsgeschwindigkeit, Erwartungswert der Relativgeschwindigkeit, Mittelwert des relativen Geschwindigkeitsquadrates.	
e 9) Verteilung der relativen Stoßgeschwindigkeit	27
Wahrscheinlichkeitsdichte und Mittelwert der relativen Stoßgeschwindigkeit für zwei verschiedene Gase und für ein einheitliches Gas.	
e 10) Geschwindigkeitsverteilungsgesetze (Tabelle)	28
e 11) Fermistatistik der Metallelektronen	29
Konzentration, Verteilungsgesetz der Geschwindigkeit, Verteilungsgesetz der Energie, Konzentration, Nullpunktenergie und Druck von Metallelektronen, Vergleich zwischen Maxwell'scher und Fermiverteilung.	
e 12) Stoßgesetze	30
Kosinusetz, Stoßzahl, Gasmasse, die pro Flächen- und Zeiteinheit eine Wand trifft, Druck auf ebene Wand, Stoßzahl und Druck bei Gasgemischen, Zustandsgleichung je Molekül, Zustandsgleichung je Mol.	

	Seite
e 13) Diffusion	31
Definition des Diffusionskoeffizienten, Diffusionsgleichung, Berechnung der Diffusionskonstanten.	
e 14) Einatomige Moleküle. Klassische Eigenschaften ohne Berücksichtigung innerer Freiheitsgrade	32
Entropiegleichung, Chemische Konstante, Chemische Konstanten einiger einatomiger Gase, Entropie eines Gasgemisches, freie Energie des Gases.	
e 15) Freie Energie eines Systems von Oszillatoren, Mittlere Oszillatorenergie	32
e 16) Zustandsgleichung des festen Körpers	33
e 17) Berechnung von Dampfdruckkurven von Metalldämpfen	33
e 18) Zahl der verdampfenden Moleküle pro Quadratcentimeter und Sekunde, Verdampfungsmenge.	38
e 19) Sättigungsdruck und Konzentration des Wasserdampfes	39
e 20) Wärmeleitung in homogenen Gasen, Spezifische Wärme von Gasen	39
e 21) Dissoziation zweiatomiger Moleküle zu einatomigen	40
e 22) Barometerformel	41
e 23) Zusammensetzung der Atmosphäre	41
e 24) Polarisierbarkeit (Dielektrizitätskonstante) von Gasen	42
f) Kinetik der Ladungsträger	42
f 1) Trägertemperatur, Voltenergie	42
f 2) Mittlere Weglänge der Ionen bei der Bewegung durch ein Gas	42
f 3) Wirkungsradius neutraler Moleküle gegen Ladungsträger	42
f 4) Wirkungshalbmesser nach Ramsauer	43
Für Stoß von Elektronen gegen Moleküle; für Anregung und Ionisation.	
f 5) Ionenbeweglichkeit in Gasen und Dämpfen (empirische Werte). Beweglichkeit einfach geladener Ionen im eigenen Gas. Beweglichkeit positiver einwertiger Alkaliionen in Edelgasen	45
f 6) Beweglichkeit von Elektronen (empirische Werte)	46
f 7) Trägerdiffusion	46
Diffusionskoeffizient, Einfluß eines Magnetfeldes auf die Trägerdiffusion.	
f 8) Größe der Rekombinationszone	47
f 9) Trägerbewegung in schwachen elektrischen Feldern, Beweglichkeit, Zusammenhang zwischen Beweglichkeit und Diffusionskoeffizient.	47
f 10) Akkumulation der Energie bei der Bewegung von Elektronen durch ein Gas (Hertz).	47
f 11) Trägerbewegung in starken elektrischen Feldern	49
f 12) Einfluß eines Magnetfeldes auf die Trägerbewegung in schwachen elektrischen Feldern	49
f 13) Bewegung von Trägern durch ein Gas unter dem gleichzeitigen Einfluß von starken elektrischen und magnetischen Feldern	51
f 14) Trägerbewegung in starken elektrischen Wechselfeldern	52
g) Ionisierung, Anregung und Entionisierung von Gasen	53
g 1) Ionisierungsspannung von Atomen, Molekülen und Ionen durch Elektronenstoß	53
g 2) Wirkungsquerschnitte der Ionisierung bei der Elektronengeschwindigkeit, die der maximalen Ausbeute entspricht	53
g 3) Einsatzspannungen der Ionisation durch Alkaliionen in Edelgasen	54
g 4) Energiestufen des Wasserstoffatoms	54
g 5) Anregungen und Ionisierungsspannungen der Alkaliatome	54
g 6) Anregung der Na-, K- und Cs-Linien (Newman)	55

	Seite
g 7) Kritische Spannungen der Alkalimetalle (Mohler)	55
g 8) Kritische Spannungen des Kupfers	55
g 9) Resonanz- und Ionisierungsspannungen von Mg und Ca	56
g 10) Anregungs- und Ionisierungsspannungen von Zn, Cd, Hg	56
g 11) Anregungs- und Optimalspannungen einiger Quecksilberlinien (Schaffernicht)	56
g 12) Anregungsfunktionen einiger Hg-Linien	57
g 13) Anregungs- und Ionisierungsspannungen von Ga, In, Tl	58
g 14) Anregungs- und Ionisierungsspannungen des He	58
g 15) Anregungsfunktion einiger He-Linien (Hanle)	58
g 16) Anregungsspannungen einiger Argonbogenlinien	59
g 17) Kritische Spannungen der Edelgasatome	59
g 18) Anregungsspannung der N ₂ -Niveaus nach Elektronenstoßver- suchen mit gleichzeitiger spektroskopischer Beobachtung	61
g 19) Energieverlust von Elektronen in N ₂ (Rudberg)	61
g 20) Kritische Spannungen des O ₂	61
g 21) Kritische Spannungen des CO	62
g 22) Linienstärken und Lebensdauern	62
g 23) Übersicht der Ionisierungsprozesse bei zweiatomigen Molekülen	63
g 24) Übersicht der Anregung und Ionisierung in mehratomigen Gasen	63
g 25) Die wichtigsten Linien einiger Atome	64
g 26) Differentiale Ionisierung durch Elektronenstrahlen in Gasen	65
g 27) Differentiale Ionisierung nach Messungen verschiedener Autoren	67
g 28) Ionisierung durch Elektronenstoß	69
Theoretische Formeln, Ionisierungszahl, Weglängenspannung, Ähnlichkeitsgesetz, Stoletow-Konstanten.	
g 29) Ionisierung durch Elektronenstoß: halbempirische Formeln für die Ionisierungszahl	69
g 30) Stoßionisierung durch halbelastische Stöße	70
g 31) Ionisierungszahlen in verschiedenen Gasen	71
g 32) Temperaturabhängigkeit der Ionisierungszahl	72
g 33) Ionisierung durch Stoß positiver Träger (Paschensches Gesetz)	73
g 34) Ionisierungszahl positiver Träger (beobachtete Werte)	73
g 35) Reichweite und Ionisierungszahl des α -Teilchens in Luft	73
g 36) Anlagerungswahrscheinlichkeit für Elektronen an ein Molekül	73
g 37) Raum-Entionisierung (Rekombination)	74
h) Ionisierung und Entionisierung an Grenzflächen von festen Körpern gegen Gase	75
h 1) Elektronenaustrittsarbeiten und langwellige Grenzen des licht- elektrischen Elektronenaustritts von Elementen und einigen Verbindungen	75
h 2) Farbempfindlichkeit lichtelektrischer Schichten	76
h 3) Erzeugung von Sekundärelektronen an Grenzflächen durch Elektronenstoß	77
h 4) Erzeugung von Elektronen durch Stoß positiver Ionen auf Metallflächen	78
h 5) Oberflächenionisierungszahl γ in Luft (aus Durchschlagsver- suchen)	79
h 6) Ionisierung an adsorbierten Gasschichten	79
h 7) Mittlere Lebensdauer \bar{t} von Ionen bei ausschließlicher Wand- Rekombination	79
i) Entladungen ohne merkliche Raumladungswirkungen	80
i 1) Differentialgleichung der Townsend-Strömung	80
i 2) Der dunkle Vorstrom. Kanalbreite von Elektronenlawinen	80
i 3) Verstärkung der Stromdichte einer Photozelle durch Gasfüllung	80
i 4) Theoretische Zündbedingungen nach Townsend	81

	Seite
i 5) Durchbruchfeldstärke ebener Elektroden in Luft	83
i 6) Funkenspannung ebener Elektroden in verschiedenen Gasen in Abhängigkeit von Druck mal Schlagweite	84
i 7) Durchbruchfeldstärke zylindrischer Elektroden in Luft	85
i 8) Durchbruchfeldstärke bei Kugelfunkenstrecken	86
i 9) Townsendsche Zündbedingung bei veränderlicher Temperatur	87
i 10) Zündspannung bei verschiedener Temperatur, abhängig vom Druck	89
i 11) Brechung von Elektronenbahnen im raumladungsfreien elektri- schen Feld	89
k) Raumladungsbeschwerte Entladungen	90
k 1) Elektronenemission von Glühkathoden	90
k 2) Konstanten der Richardson-Gleichung	90
k 3) Poissonsche Differentialgleichung	91
k 4) Langmuir-Sonden	91
l) Plasmfelder	93
l 1) Thermische Ionisation	93
l 2) Gradient der positiven Säule	94
Ne S. 94. — He S. 95. — Ar S. 96. — Hg S. 97. — N ₂ S. 97, 98.	
l 3) Elektronentemperatur in der positiven Säule	98
l 4) Energiebilanz in der positiven Säule	99
l 5) Energieumsatz der positiven Säule	100
III. Besondere Entladungsformen	100
m) Elektronenröhren	100
m 1) Charakteristische Daten direkt geheizter Glühkathoden	100
m 2) Lebensdauer von Wolframkathoden	101
m 3) Endkorrekturen für Wolframdrahtkathoden	102
m 4) Änderung der Elektronenemission von Glühkathoden bei Hei- zungsänderungen	103
m 5) Typische Richardson-Geraden	104
m 6) Formierungsprozeß von Oxydkathoden (Charakteristischer Verlauf)	104
m 7) Emissions-Ökonomie direkt geheizter technischer Kathoden	105
m 7a) Spezifische Emission und Austrittsarbeit thorierter Kathoden	105
m 8) Austrittsarbeit und Querwiderstand von Oxydkathoden	105
m 9) Menge des Bariums an der Oberfläche einer Oxydkathode	107
m 10) Durchgriff, Steuerspannung, Raumladungsstrom und Steilheit von Trioden	107
Gitteröffnung klein gegen Abstand Gitter—Kathode S. 107. — Gitteröffnung beliebig S. 109. — Plation S. 112.	
m 11) Abhängigkeit des Durchgriffs einer Elektronenröhre vom Emis- sionsstrom	113
m 12) Magnetronröhre	113
m 13) Ablenkung eines Strahlenbündels in einer Kathodenstrahlröhre	114
m 14) Dispersion und Streuung eines Elektronenstrahlbündels	115
m 15) Durchlässigkeit eines Lenard-Fensters für Elektronen	116
m 16) Brennweite elektrischer Linsen	117
m 17) Elektrische Elemente der geometrischen Elektronenoptik	118
m 18) Brennweite magnetischer Linsen	119
m 19) Abschirmung von Elektronenröhren gegen magnetische Stör- felder	120
m 20) Schwärzung photographischer Platten durch Elektronenstrahlen Direkte Bestrahlung S. 121. — Indirekte Bestrahlung (durch elektronenerregte Fluoreszenz) S. 122.	121

	Seite
n) Ionenröhren	123
n 1) Lichtgebilde der Glimmladung	123
n 2) Farbe des negativen Glimmlichtes, der ersten Kathodenschicht, des Kathodendunkelraumes und der positiven Säule bei ver- schiedenen Gasen und Dämpfen	123
n 3) Farben der geschichteten Säule	124
n 4) Farbpunkte von Leuchtröhren im Maxwell-Königschen Farb- dreieck	124
n 5) Existenzbereich der wandernden Schichten	125
n 6) Dicke des Kathodendunkelraumes	126
n 7) Beziehung zwischen Austrittsarbeit und Kathodenfall	126
n 8) Normaler Kathodenfall	126
n 9) Kathodenerstäubung	127
n 10) Beziehung zwischen normaler Stromdichte und Druck der ver- schiedenen Kathodenmaterialien in verschiedenen Gasen	127
n 11) Anodenfall	128
n 12) Spektrale Intensitäten und Lichtausbeuten der positiven Säule in Neon.	128
n 13) Verteilung der spektralen Intensität verschiedener Leuchtröhren	129
n 14) Berechnung der abgestrahlten Leistung einer Leuchtröhre . .	130
n 15) Für die Eichung im Ultraviolett geeignete Linien von Metall- dampf-niederdrucklampen	130
n 16) Zündspannung gasgefüllter Ionenröhren mit Glühkathoden . .	130
n 17) Abhängigkeit der Stromdichte bzw. Größe des Brennflecks im Kohlelichtbogen vom Druck	131
n 18) Brennspannung, Stromstärke, Bogenlänge und „Bogenwider- stand“ für Lichtbögen	131
n 19) Kennlinie des Reinkohlebogens, (Ayrtonsche Gleichung) . . .	132
n 20) Wiederezündspannung in Abhängigkeit von der Zeit nach Ver- löschen des Bogens	132
o) Entladungen in Luft bei atmosphärischem Druck	133
o 1) Korona, Anfangsspannung und Koronaverluste für parallele zylindrische Leiter	133
o 2) Glimmverluste an Drähten in Luft	134
o 3) Glimmspannung zwischen Kanten	134
o 4) Glimmverluste an ausgeführten Leitungen	135
o 5) Spannungsmessungen mit der Kugelfunkenstrecke in Luft . .	136
Werte der relativen Luftdichte S. 137.	
IV. Werkstoffe für Entladungsröhren	138
p 1) Schmelzpunkte und spezifische Gewichte einiger Elemente . .	138
p 2) Linearer Ausdehnungskoeffizient einiger Elemente und Legie- rungen	139
p 3) Linearer Ausdehnungskoeffizient und Transformationstempe- ratur von Gläsern, Porzellan und Glimmer	140
p 4) Spezifischer Widerstand und Temperaturkoeffizient von Röhren- werkstoffen	140
V. Hochvakuumtechnik	142
q 1) Dimensionierung Mac Leodscher Manometer	142
q 2) Gasströmung durch kreiszylindrische Röhren	143
q 3) Pumpdauer und Fördermenge von Vakuumpumpen	146
q 4) Strömungswiderstand von Hochvakuum-Rohrleitungen	146
q 5) Adsorption von Gasen durch Holzkohle	148
q 6) Siedepunkte verflüssigter Gase	148
q 7) Dampfdrucke von Ramsayfett	149
q 8) Dampfdrucke organischer Betriebsstoffe für Hochvakuumdiffu- sionspumpen	149

	Seite
VI. Bezeichnungen der Gasentladungen nach AEF	149
r 1) Allgemeine physikalische Einteilung	149
r 2) Phänomenologische Einteilung	151
r 3) Definitionen charakteristischer Größen	154
VII. Maßsysteme und allgemeine Konstanten	155
s 1) Allgemeine Konstanten	155
s 2) Vergleich elektrischer und magnetischer Größen der verschiedenen Maßsysteme	156
s 3) Verwandlung der Arbeits-, Leistungs- und Druckeinheiten	157
s 4) Energieäquivalente	158
s 5) Vergleich metrischer mit englischen Maßen	158
VIII. Mathematische Hilfsmittel	159
t 1) Hilfsmittel für die Auswertung Gaußscher Verteilungen	159
t 2) Auswertung des Integrals $\int_a^b x^m e^{-x^2} dx$	159
t 3) Werte der Funktionen e^{x^2} und e^{-x^2}	160
t 4) Gaußsche Fehlerfunktion	161
t 5) Werte der Funktion $x^n e^{-\frac{x}{I}}$	164
t 6) Auswertung des Integrals $\int_I^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}}$	166
t 7) Werte des Integrals $\psi(x) = \int_0^x e^{z^2} dz$	167
Sachverzeichnis	168

Druckfehlerberichtigungen.

- S. 5. Zeile 8 von unten: statt U lies U_{th} .
- S. 15. Lichtdruck, Zeile 2: p ist zu streichen.
- S. 110. Zeile 14 von oben: lies richtig: . . . in q -Richtung $\frac{q}{d}$ Drähte . . .
- S. 111. Zeile 6 von oben: lies richtig: $\delta \approx z_0^2$.
- S. 112. Mitte: lies richtig: $z_0 \approx -\frac{\pi r_g}{d} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\frac{r_d}{r_g}}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}}$;

I. Physik des Einzelteilchens.

a) Moleküle und Atome.

a 1) Atomgewichte, Atommassen der wichtigsten Elemente¹.

Element		Ord- nungs- zahl	Atomgewicht oder Verbindungs- gewicht * o = 16,000	Atommassen g	Molekularmassen zweiatomiger Moleküle g
Aluminium	Al	13	26,97*	44,12 · 10 ⁻²⁴	
Antimon	Sb	51	121,8*	199,3	„
Argon	Ar	18	39,88*	65,24	„
Arsen	As	33	74,96*	122,6	„
Barium	Ba	56	137,4*	224,8	„
Beryllium	Be	4	9,02	14,7	„
Blei	Pb	82	207,2*	339,0	678,0 · 10 ⁻²⁴
Cadmium	Cd	48	112,4	183,9	„
Cäsium	Cs	53	132,8*	217,2	367,8
Calcium	Ca	20	40,07*	65,55	434,4
Chlor	Cl	17	35,46*	58,01	„
Chrom	Cr	24	52,0	85,1	116,0 · 10 ⁻²⁴
Eisen	Fe	26	55,84*	91,35	„
Emanation	Em	86	220,2	363,2	„
Gold	Au	79	197,2	322,6	„
Helium	He	2	4,00	6,54	„
Iridium	Ir	77	193,1	315,9	„
Kalium	K	19	39,10*	63,96	127,92 · 10 ⁻²⁴
Kobalt	Co	27	58,97	96,47	„
Kohlenstoff	C	6	12,00	19,63	39,26 · 10 ⁻²⁴
Krypton	Kr	36	82,9*	136	„
Kupfer	Cu	29	63,57*	104,9	„
Lithium	Li	3	6,94*	11,3	22,6 · 10 ⁻²⁴
Magnesium	Mg	12	24,32	39,79	79,58
Mangan	Mn	25	54,93	89,67	„
Molybdän	Mo	42	96,0	157	„
Natrium	Na	11	23,00	37,63	75,26 · 10 ⁻²⁴
Neon	Ne	10	20,2*	33,0	„
Nickel	Ni	28	58,68*	95,99	„
Niobium	Nb	41	93,5	153	„
Osmium	Os	76	190,9	312,3	„
Palladium	Pd	46	106,7	174,5	„
Phosphor	P	15	31,04	50,78	101,56 · 10 ⁻²⁴
Platin	Pt	78	195,2	319,3	„
Quecksilber	Hg	80	200,6*	328,2	656,4 · 10 ⁻²⁴
Radium	Ra	88	226,0	369,7	„
Rubidium	Rb	37	85,5*	140	280 · 10 ⁻²⁴
Sauerstoff	O	8	16,000	26,17	52,34
Selen	Se	34	79,2*	130	260
Silber	Ag	47	107,88*	176,5	„
Silicium	Si	14	28,06*	45,91	„
Stickstoff	N	7	14,008	22,92	45,84 · 10 ⁻²⁴
Strontium	Sr	38	87,6	143	„
Tantal	Ta	73	181,5	296,9	„
Thorium	Th	90	232,1	379,7	„
Vanadium	Va	23	51,0	83,4	„
Wasserstoff	H	1	1,008	1,649	3,298 · 10 ⁻²⁴
Wismut	Bi	83	209,0	341,9	„
Wolfram	W	74	184,0	301,1	„
Xenon	X	54	130,2*	213,0	„
Zink	Zn	30	65,37*	106,9	213,8 · 10 ⁻²⁴
Zinn	Sn	50	118,7*	194,1	„
Zirkonium	Zr	40	91,2	149	„

¹ $\sqrt{\frac{m_0}{m_i}}$ s. unter Ziffer c 2. S. 14.

a 3) Vergleichende Tabellen von gaskinetischen Molekülradien in ÅE
(10^{-8} cm)¹.

Herkunft der Werte in den einzelnen Spalten:

- I. Gaskinetische Molekülradien nach Jeans². Mittelwerte aus Viskositäts-, Wärmeleitungs- und Diffusionsuntersuchungen.
- II. Aus der inneren Reibung berechnete Werte (Sutherland, Rankine)³.
- III. Werte nach van der Waals³ ($\frac{1}{8} \frac{R T_x}{p_x} = b$). T_x = kritische Temperatur
 p_x = kritischer Druck
 R = Gaskonstante
- IV. Werte nach Wohl³ ($\frac{1}{15} \frac{R T_x}{p_x} = b$). b = Konstante
- V. Werte aus der Verdampfungswärme berechnet (Sirk)⁴.
- VI. Aus der Bewegung langsamer Elektronen ermittelte Werte (Lenard, Ramsauer, Mayer)⁵.
- VII. Werte nach Clausius-Mosotti:

$$R_c \approx \sqrt[3]{\frac{\epsilon - 1}{4\pi N}}; \quad \begin{array}{l} R_c \text{ [cm] Molekülradius,} \\ \epsilon \text{ Dielektrizitätskonstante}^5, \\ N \text{ [cm}^{-3}\text{] Avogadro'sche Zahl.} \end{array}$$

Werte in ÅE (10^{-8} cm).

	I	II	III	IV	V	VI	VII
Argon	1,82	1,43	1,43	1,17	1,8	2,77	1,19
Chlor	—	1,85	1,65	1,34	2,15	—	1,65
Helium	1,10	1,00	1,24	1,07	1,5	1,41	0,614
Kohlendioxyd	2,31	—	1,61	1,31	2,0	1,83	1,42
Kohlenoxyd	1,89	—	2,28	1,48	1,95	—	1,27
Krypton	2,07	1,59	1,57	1,27	—	—	1,36
Luft	1,87	—	—	—	—	—	—
Neon	—	1,17	—	—	—	1,28	—
Quecksilber	—	1,80	1,19	0,96	—	—	—
Sauerstoff	1,81	1,48	1,45	1,18	1,8	—	1,17
Stickstoff	1,90	1,58	1,57	1,28	1,95	1,75	1,21
Wasserdampf	2,29	1,36	1,44	1,17	—	—	—
Wasserstoff	1,36	1,09	1,38	1,12	1,55	2,04	0,675
Xenon	2,44	1,75	1,71	1,39	—	—	1,60

a 4) Charakteristische Größen einiger zweiatomiger Moleküle.

Grundsvingungen ν , charakteristische Temperaturen Θ , Trägheitsmomente J und Dissoziationsspannungen D zweiatomiger Moleküle⁶, λ = Wellenlänge.

Molekül	$\nu = \frac{1}{\lambda}$	$\Theta = \frac{h\nu}{k}$	J	D
	cm ⁻¹	°K	gcm ²	V
Br ₂	324,9	465	330 · 10 ⁻⁴⁰	1,96 ± 0,02
Cl ₂	552,4	790	114	2,47 ± 0,02
ClJ	381,2	545	575	2,04
CO	2135	3060	14,9	11,0 ± 0,5
F ₂	1122,6	1610	25,3	~ 2,8
H ₂	4153	5950	0,463	4,36 ± 0,01
HBr	2559	3660	3,314	—
HCl	2887,2	4130	2,656	—
HF	3962	5670	1,35	—
HJ	—	—	4,309	~ 2,9
HO	3569,8	5110	1,498	—

¹ Wirkungsquerschnitte nach Ramsauer s. unter Ziffer f 4, S. 43.
² Jeans, J. H.: Dynamische Theorie der Gase, S. 415. Braunschweig 1926.
³ Landolt-Börnstein: Physikalisch-chemische Tabellen Erg.-Bd. I S. 69.
⁴ Landolt-Börnstein: Physikalisch-chemische Tabellen Erg.-Bd. I S. 74.
⁵ Dielektrizitätskonstanten von Gasen s. unter Ziffer e 24, S. 42.
⁶ Zum Teil Landolt-Börnstein: Physikalisch-chemische Tabellen.
 h und k vgl. Ziffer s 1, S. 155; Θ vgl. Ziffer e 16, S. 33.

Tabelle a4) (Fortsetzung).

Molekül	$\nu = \frac{1}{\lambda}$	$\Theta = \frac{h\nu}{k}$	J	D
	cm ⁻¹	°K	gcm ²	V
J ₂	213,3	305	742,6 · 10 ⁻⁴⁰	
K ₂	91,2	130	184 „	
Li ₂	345,3	495		1,14 ± 0,03
N ₂	2330,7	3340	13,8 „	9,0 ± 0,3
NO	1877,5	2680	16,55 „	7,9 ± 0,5
Na ₂	157,2	225	179,5 „	0,76 ± 0,03
NaK	122,5	175	66 „	0,62 ± 0,05
O ₂	1554,0	2220	19,15 „	5,09 ± 0,01
S ₂	721,6	1030	67 „ ?	4,9 ± 0,2
Se ₂	396,2	570		3,6 ± 0,6
Te ₂	249,9	360	860 „ ?	2,8 ± 0,6

b) Elektronen.

b 1) Konstanten des Elektrons.

Elementarladung, Ladung eines Elektrons.

$$e = 1,59 \cdot 10^{-19} \text{ [clb]}; \quad (e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ [ESE]}).$$

Ruhmasse; Masse des Elektrons bei sehr kleinen Geschwindigkeiten¹
 $m_0 = 0,899 \cdot 10^{-27} \text{ [g]}.$

Elementarladung/Ruhmasse.

$$\frac{e}{m_0} = 1,77 \cdot 10^8 \left[\frac{\text{clb}}{\text{g}} \right]; \quad \left(\frac{e}{m_0} = 0,528 \cdot 10^{18} \left[\frac{\text{ESE}}{\text{g}} \right] \right);$$

Verhältnis der Masse eines Elektrons zu der eines Wasserstoffatoms.

$$\frac{m_0}{m_H} = \frac{1}{1835} = 5,46 \cdot 10^{-4}.$$

Modellmäßiger Halbmesser eines Elektrons (Kugel mit Oberflächenladung).

$$r_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m_0} 10^{-2} = 1,87 \cdot 10^{-13} \text{ cm}.$$

b 2) Elektronendynamik.

Kraftgesetze.

Kraft eines elektrischen Feldes \mathfrak{E} auf einen Ladungsträger mit der Ladung q :

$$\mathfrak{R}_{e[\text{dyn}]} = q[\text{clb}] \cdot \mathfrak{E}_{[\text{V/cm}]} \cdot 10^7.$$

Kraft eines magnetischen Feldes \mathfrak{H} auf einen mit der gerichteten Geschwindigkeit \mathbf{v} in Bewegung befindlichen Ladungsträger mit der Ladung q :

$$\mathfrak{R}_{m[\text{dyn}]} = q[\text{clb}] \cdot \left[\mathbf{v} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] \cdot \mathfrak{B} \left[\frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2} \right] \right] \cdot 10^7 \quad \left(\mathfrak{B} \left[\frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2} \right] = \Pi \mu \mathfrak{H}_{[\text{A/cm}]} \right).$$

Kraft eines elektrischen und eines magnetischen Feldes auf einen Ladungsträger mit der Ladung q :

$$\mathfrak{R}_{[\text{dyn}]} = q (\mathfrak{E} + [\mathbf{v} \cdot \mathfrak{B}]) \cdot 10^7 \text{ (Dimensionen wie oben).}$$

Bewegungsgleichung eines Ladungsträgers im elektromagnetischen Feld für langsame Bewegungen (klassischer Ansatz):

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q (\mathfrak{E} + [\mathbf{v} \cdot \mathfrak{B}]) \cdot 10^7.$$

$$m \text{ [g] Ruhmasse des Ladungsträgers; } \mathbf{v} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]; t \text{ [s]; } q \text{ [clb]; } \mathfrak{E} \left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right]; \mathfrak{B} \left[\frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2} \right].$$

¹ In der Literatur finden sich auch die Werte $m_0 = 0,9$ bzw. $0,902 \cdot 10^{-27}$.

Lagrangesche Bewegungsgleichungen der Punktladung q im elektromagnetischen Feld.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0; \quad q_i = \text{verallgemeinerte Koordinaten.}$$

Lagrangesche Funktion: $L = T - q \left(\varphi - \Pi \sum_k \mathfrak{A}_k v_k \right)$.

Definition des Vektorpotentials aus $\text{rot } \mathfrak{A} = \mathfrak{H}$.

$T =$ kinetische Energie, $\varphi =$ Potential, $\Pi = 4\pi \cdot 10^{-9}$,
 $\mathfrak{A}_k = k$ te Komponente des Vektorpotentials } in rechtwinkligen
 $v_k = k$ te Komponente der Geschwindigkeit } Koordinaten.

b 3) Arbeitsgesetze.

Arbeit am Ladungsträger.

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot d\mathbf{s} = d \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = q (\mathfrak{E} + [\mathbf{v} \cdot \mathfrak{B}]) d\mathbf{s} \cdot 10^7 = q (\mathfrak{E} d\mathbf{s}) 10^7.$$

Dimensionen wie oben; $d\mathbf{s}$ [cm] = Bahnelement ($d\mathbf{s} \parallel \mathbf{v}$; $\therefore d\mathbf{s} \perp [\mathbf{v} \cdot \mathfrak{B}]$).

Ist \mathfrak{E} der Gradient eines stationären Potentials $\varphi_{[V]}$, so gilt:

$$\frac{1}{2} m v_2^2 - \frac{1}{2} m v_1^2 = q (\varphi_1 - \varphi_2) \cdot 10^7.$$

Speziell: Ist U die durchlaufene Spannung ($\varphi_1 - \varphi_2$), so wird ein Ladungsträger, der sich ursprünglich in Ruhe befand ($v_1 = 0$), beschleunigt bis zur Geschwindigkeit:

$$v = \sqrt{2 \frac{q}{m \cdot 10^{-7}} U} \text{ [cm/s];} \quad q \text{ [clb]; } m \text{ [g]; } U \text{ [V].}$$

Da q und m für einen bestimmten Ladungsträger Konstante sind, ist U ein Maß für die Energie (Voltenergie) oder Geschwindigkeit (Voltgeschwindigkeit) des Trägers.

Voltgeschwindigkeit für langsame Elektronen:

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} U} = \sqrt{2 \frac{1,59 \cdot 10^{-19}}{0,899 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{-7}} \sqrt{U}} = 5,95 \cdot 10^7 \sqrt{U_{[V]}} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right],$$

$$v \approx 600 \sqrt{U_{[V]}} \left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right].$$

Voltenergie.

$$E = e \cdot U = 1,59 \cdot 10^{-19} + 7 U = 1,59 \cdot 10^{-12} U \text{ [erg]} \\ = 1,59 \cdot 10^{-19} U \text{ [Ws];} \quad U \text{ [V], } e \text{ [clb].}$$

Äquivalenttemperatur der Voltenergie.

Ein Elektronenschwarm mit Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung von der Elektronentemperatur T hat die mittlere Voltenergie $e U_{th}$:

$$\frac{3}{2} k T = e \cdot U_{th},$$

$$T = \frac{2 \cdot 1,59 \cdot 10^{-19}}{3 \cdot 1,371 \cdot 10^{-23}} U = 7,73 \cdot 10^3 U_{th}$$

oder

$$\frac{T}{1000} = 7,73 U_{th}, \text{ d. h. } 1 \text{ V entspricht } 7730^\circ \text{ K.}$$

$$U_{th} \text{ [V], } T \text{ [}^\circ\text{K]}, e \text{ [clb], } k \left[\frac{\text{Ws}}{^\circ\text{K}} \right] \text{ (Boltzmannsche Konstante).}$$

b 4) Elektronenbewegung im magnetischen Feld.

Magnetische Beeinflussung langsamer Elektronen.

Voraussetzung: Homogenes Magnetfeld \mathfrak{H} , parallel und gleichgerichtet mit z -Achse eines rechtwinkligen Systems.

Bewegungsgleichungen der Elektronen:

$$m_0 \cdot 10^{-7} \frac{d^2 x}{dt^2} = e \Pi \mathfrak{H} v_y; \quad m_0 \cdot 10^{-7} \frac{d^2 y}{dt^2} = e \Pi \mathfrak{H} v_x; \quad m_0 \cdot 10^{-7} \frac{d^2 z}{dt^2} = 0.$$

Lösung: Kreisschraubenbewegung um z -Achse¹:

$$x = -\frac{v \cos(\omega t + \psi)}{\omega}; \quad y = -\frac{v \sin(\omega t + \psi)}{\omega} \quad \text{mit } \omega = \frac{e \Pi \mathfrak{H}}{m_0 \cdot 10^{-7}} = 2,22 \cdot 10^7 |\mathfrak{H}|$$

m_0 [g] Elektronenmasse, y, x [cm], t [s], e [clb] Elektronenladung,

$\Pi \left[\frac{\text{Vs}}{\text{A/cm}} \right]$ Permeabilität des leeren Raumes, \mathfrak{H} [A/cm²], v [cm/s].

Radius der Kreise:

$$r = \frac{v}{\omega} = \frac{v}{\Pi \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} |\mathfrak{H}|} \quad \text{oder } |\mathfrak{H}| \cdot r = \frac{m_0 \cdot 10^{-7} \cdot v}{\Pi e} = 2,68 \cdot \sqrt{U} \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}} \text{ cm} \right]^2.$$

U [V] Äquivalentspannung, entsprechend v .

Ganghöhe der Schraube:

$$h = \frac{2 \pi v_{z0}}{\Pi \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} |\mathfrak{H}|} \text{ [cm].}$$

v_{z0} [cm/s] Konstante Translationsbewegung in Achsenrichtung.

Magnetische Beeinflussung schneller Elektronen.

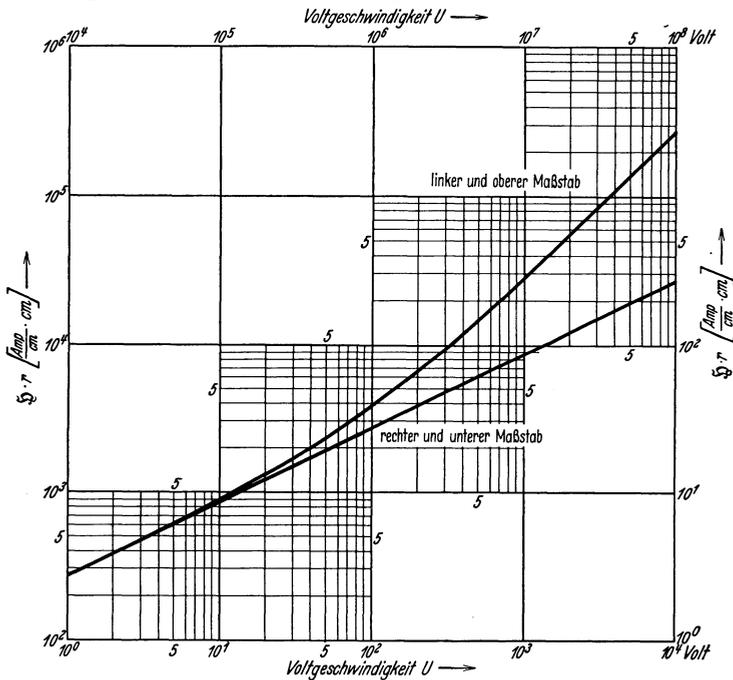


Abb. 2. Magnetische Feldstärke mal Krümmungsradius ($\mathfrak{H} \cdot r$) als Funktion der Voltgeschwindigkeit für Elektronenstrahlen².

Unter sonst gleichen Voraussetzungen wie oben gelten die relativistischen Beziehungen:

$$|\mathfrak{H}| \cdot r = \frac{m_0 \cdot 10^{-7}}{\Pi e} \frac{c \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1,35 \cdot 10^3 \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

$$= \sqrt{\frac{2 m_0 \cdot 10^{-7}}{\Pi^2 e} \left(U + \frac{e}{2 m_0 \cdot 10^{-7} c^2} U^2 \right)} = \sqrt{7,17 U + 7,05 \cdot 10^{-6} U^2} \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}} \text{ cm} \right]^2.$$

Vgl. graphische Darstellung dieser Funktion (Abb. e).

¹ In Richtung z hat das Feld \mathfrak{H} keinen Einfluß auf die Elektronenbewegung.

² Umrechnung in Gauß s. Ziffer s 2. S. 156.

Langsame Bewegung von Elektronen im elektromagnetischen Feld.

Voraussetzung: Elektrisches Homogenfeld \mathfrak{E} in Richtung der negativen x -Achse eines kartesischen Systems; homogenes Magnetfeld in Richtung der positiven z -Achse (s. Abb. 3).

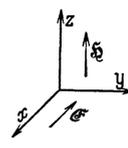
<p>Bewegungsgleichungen:</p> $m_0 \cdot 10^{-7} \frac{d^2 x}{dt^2} = e (\mathfrak{E} - \Pi \mathfrak{H} \mathfrak{H} v_y);$ $m_0 \cdot 10^{-7} \frac{d^2 y}{dt^2} = e \Pi \mathfrak{H} v_x;$ $m_0 \cdot 10^{-7} \frac{d^2 z}{dt^2} = 0.$	<p>m_0 [g] Elektronenmasse; e [clb] Elektronenladung; x, y, z [cm]; t [s]; \mathfrak{E} [V/cm]; \mathfrak{H} [A/cm]; $\Pi \left[\frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2} / \frac{\text{A}}{\text{cm}} \right] = 4 \pi \cdot 10^{-9};$ $v_x; v_y$ [cm/s] Komponenten der Geschwindigkeit in Achsenrichtung.</p>	
--	---	--

Abb. 3.

1. Falls die Elektronen aus der Ruhelage vom Ursprung aus beschleunigt werden, ergeben die Bahngleichungen:

$$x = \frac{\mathfrak{E}}{\Pi \mathfrak{H} \omega} (1 - \cos \omega t), \quad y = \frac{\mathfrak{E}}{\Pi \mathfrak{H} \omega} (\omega t - \sin \omega t), \quad z = 0$$

gemeine Zykloiden, die durch einen Rollkreis R erzeugt werden, der sich mit der Winkelgeschwindigkeit ω auf der y -Achse abwälzt

$$R = \frac{\mathfrak{E}}{\Pi \mathfrak{H} \omega} = \frac{m_0 \cdot 10^{-7} \mathfrak{E}}{e}; \quad \omega = \frac{e \Pi}{m_0 \cdot 10^{-7} \mathfrak{H}}.$$

2. Werden die Elektronen aus der Anfangsgeschwindigkeit v_0 (Komponenten v_{x_0} und v_{y_0}) beschleunigt, so lauten die Bahngleichungen:

$$x + x_0 = R - R' \cos(\omega t + \vartheta), \quad y = R \omega t - R' \sin(\omega t + \vartheta).$$

Für $R' \geq R$ sind das die Gleichungen verlängerter Zykloiden¹. Sie werden verkürzter beschrieben von einem Punkt P , der um R' vom Zentrum eines Rollkreises R entfernt liegt. Der Rollkreis wälzt sich mit der Winkelgeschwindigkeit ω derart längs der positiven y -Achse ab, daß der auf gleichem Halbmesser mit P liegende Peripheriepunkt zur Zeit $\omega t = -\vartheta$ im Abstand $(-x_0)$ unterhalb des Ursprungs auf der y -Achse liegt.

$$R = \frac{\mathfrak{E}}{\Pi \mathfrak{H} \omega}; \quad R' = \sqrt{\left(\frac{\mathfrak{E}}{\Pi \mathfrak{H} \omega} - \frac{v_{y_0}}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{v_{x_0}}{\omega}\right)^2}; \quad x_0 = \frac{v_{y_0}}{\omega}$$

$$\text{tg } \vartheta = \frac{\frac{v_{x_0}}{\omega}}{\frac{\mathfrak{E}}{\Pi \mathfrak{H} \omega} - \frac{v_{y_0}}{\omega}}; \quad \omega = \frac{e \Pi \mathfrak{H}}{m_0 \cdot 10^{-7}}.$$

b 5) Masse und Impuls schneller Elektronen.

Es sei $x_1; x_2; x_3$ ein ruhendes kartesisches System mit den zugehörigen elektrischen Feldkomponenten $\mathfrak{E}_1; \mathfrak{E}_2; \mathfrak{E}_3$. Längs x_1 werde das System $x_1^*; x_2^*; x_3^*$ parallel zu x_1^* bewegt mit der Geschwindigkeit $v \left(\frac{v}{c} = \beta\right)$. Die Komponenten des auf das bewegte System bezogenen elektrischen Feldes sind $\mathfrak{E}_1^*; \mathfrak{E}_2^*; \mathfrak{E}_3^*$. Die Bewegungsgleichungen, vom bewegten System aus beurteilt,

$m_0 \frac{d^2 x_1^*}{dt^2} \cdot 10^{-7} = -e \mathfrak{E}_1^*;$ $m_0 \frac{d^2 x_2^*}{dt^2} \cdot 10^{-7} = -e \mathfrak{E}_2^*;$ $m_0 \frac{d^2 x_3^*}{dt^2} \cdot 10^{-7} = -e \mathfrak{E}_3^*;$	<p>m_0 = Ruhmasse [g]; x_1 usw. [cm] v [cm/s]; t [s]; e = Elementarladung [clb]; $\mathfrak{E} \left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right]$ elektrisches Feld; c = Lichtgeschwindigkeit = $3 \cdot 10^{10} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right];$</p>
---	---

¹ Über die Zykloidenbewegung in der $x - y$ -Ebene ist unter Umständen die durch \mathfrak{H} und \mathfrak{E} nicht beeinflussbare Bewegung mit der Geschwindigkeit v_z (in Richtung z) gelagert.

transformieren sich folgendermaßen auf:

1. Schreibweise:

$$\begin{aligned} \frac{m_0}{(1-\beta^2)^{3/2}} \frac{d^2 x_1}{dt^2} \cdot 10^{-7} &= -e \mathfrak{E}_1^* = -e \mathfrak{E}_1 & \mathfrak{B} \left[\frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2} \right] &= II \mu \mathfrak{S}_{[\text{A/cm}]}; \\ \frac{m_0}{1-\beta^2} \frac{d^2 x_2}{dt^2} \cdot 10^{-7} &= -e \mathfrak{E}_2^* = -e \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} (\mathfrak{E}_2 - v \cdot \mathfrak{B}_3); \\ \frac{m_0}{1-\beta^2} \frac{d^2 x_3}{dt^2} \cdot 10^{-7} &= -e \mathfrak{E}_3^* = -e \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} (\mathfrak{E}_3 - v \mathfrak{B}_2) \quad (\text{Dimensionen s. oben}). \end{aligned}$$

Daraus „Longitudinalmasse“ $m_l = \frac{m_0}{(1-\beta)^{3/2}}$ und „Transversalmasse“ $m_t = \frac{m_0}{1-\beta^2}$.

2. Schreibweise:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} v_1 \right) &= \frac{d p_1}{dt} = -e \mathfrak{E}_1 \cdot 10^7 = \mathfrak{R}_1 \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} v_2 \right) &= \frac{d p_2}{dt} = -e (\mathfrak{E}_2 - v \mathfrak{B}_3) \cdot 10^7 = \mathfrak{R}_2 & p_1; p_2; p_3 \text{ Impulse } \left[\text{g} \frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]; \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} v_3 \right) &= \frac{d p_3}{dt} = -e \cdot (\mathfrak{E}_3 + v \mathfrak{B}_2) \cdot 10^7 = \mathfrak{R}_3. & \mathfrak{R}_1; \mathfrak{R}_2; \mathfrak{R}_3 \text{ Kräfte [dyn].} \end{aligned}$$

Daraus Masse „schlechthin“ $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Vorteil der zweiten Schreibweise:

An Stelle m_l und m_t eine einheitliche Massendefinition.

$$\frac{m}{m_0} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 1 + \frac{e U}{m_0 \cdot 10^{-7} c^2} \quad \text{oder} \quad \frac{m}{m_0} - 1 \equiv \frac{m - m_0}{m_0} = \frac{e U}{m_0 \cdot 10^{-7} c^2} = 1,965 \cdot 10^{-6} U.$$

U [V] Äquivalentspannung der Geschwindigkeit.

Transformationsgesetz der Kraft bei Benutzung der zweiten Schreibweise:

$$\mathfrak{R}_1 = \mathfrak{R}_1^*; \quad \mathfrak{R}_2 = \sqrt{1-\beta^2} \mathfrak{R}_2^*; \quad \mathfrak{R}_3 = \sqrt{1-\beta^2} \mathfrak{R}_3^*.$$

De Broglie-Welle des Elektrons.

Man ordnet nach de Broglie den im bewegten System ruhenden Elektronen eine stehende Schwingung von der Form $\cos 2 \pi \nu^* t^*$ zu. Vom bewegten System beurteilt, hat sie die Frequenz ν^* . Das Argument der trigonometrischen Funktion bildet wegen seiner Dimensionslosigkeit eine Invariante der Lorenztrans-

formation. Mit $t^* = \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1-\beta^2}}$ entspricht so im ruhenden System der im bewegten System stehenden Schwingung eine fortschreitende Welle

$$\cos 2 \pi \nu^* \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1-\beta^2}} \equiv \cos 2 \pi \nu \left(t - \frac{v}{c^2} x \right); \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

Die Korpuskulargeschwindigkeit der Elektronen v ergibt mittels $v_{ph} = \frac{c^2}{v} > c$ die „Phasengeschwindigkeit“ der de Broglie-Welle.

$$\text{Energie: } W = c^2 \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = h \nu,$$

W [erg], $c \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] = 3 \cdot 10^{10}$, m_0 [g] = $0,899 \cdot 10^{-27}$, h [erg · s] = $6,55 \cdot 10^{-27}$ Plancksches

Wirkungsquantum, $\nu \left[\frac{1}{\text{s}} \right]$ Frequenz der de Broglie-Welle.

$$\text{de Broglie-Wellenlänge: } \lambda = \frac{v_{ph}}{\nu} = \frac{h}{v m} = \frac{h}{p},$$

$p = v \cdot m = \text{Impuls des Elektrons}$, λ [cm], v_{ph} [cm/s], m [g].

Führt man Masse und Geschwindigkeit als Funktion der Beschleunigungsspannung U ein, so ist:

$$\lambda = \frac{h}{m_0 \cdot 10^{-7} \sqrt{2 \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} U} \sqrt{1 + \frac{e U}{2 m_0 \cdot 10^{-7} c^2}}} = \frac{1,225 \cdot 10^{-7}}{\sqrt{U} \sqrt{1 + 0,983 \cdot 10^{-8} U}} \approx \sqrt{\frac{150}{U}} \cdot 10^{-8} \text{ [cm]} \quad (\text{vgl. Abb. 4}); \quad U \text{ [V]}; \quad e \text{ ([clb]}.$$

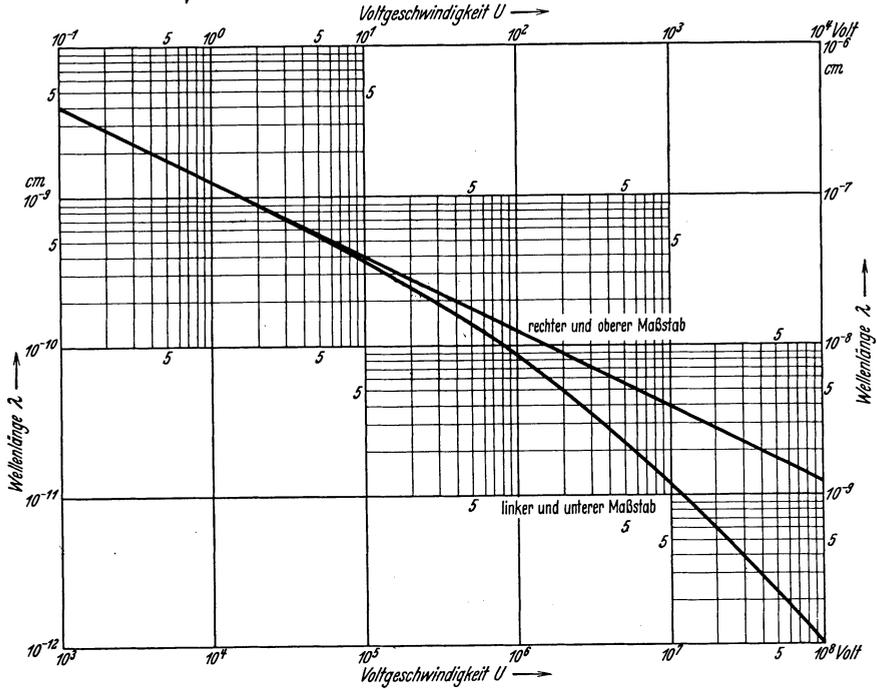


Abb. 4. Wellenlänge λ von Elektronenstrahlen nach de Broglie in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit.

De Broglie-Wellenlänge des Elektrons als Funktion der Voltgeschwindigkeit¹.

$U \cdot \begin{cases} 0,1 \text{ V} \\ 10 \text{ V} \\ 1000 \text{ V} \end{cases}$	$\lambda \cdot \begin{cases} 10^{-8} \text{ cm} \\ 10^{-9} \text{ cm} \\ \text{vgl. Spalte 3} \end{cases}$	λ relativistisch korrigiert für $U \cdot 1000$ in 10^{-11} cm	$U \cdot \begin{cases} 0,1 \text{ V} \\ 10 \text{ V} \\ 1000 \text{ V} \end{cases}$	$\lambda \cdot \begin{cases} 10^{-8} \text{ cm} \\ 10^{-9} \text{ cm} \\ \text{vgl. Spalte 6} \end{cases}$	λ relativistisch korrigiert für $U \cdot 1000$ in 10^{-11} cm
1	38,67	386,5	80	4,324	41,63
2	27,35	273,2	90	4,076	39,07
3	23,33	222,9	100	3,867	36,90
4	19,34	193,0	120	3,531	33,39
5	17,29	172,5	140	3,268	30,64
6	15,79	157,4	160	3,057	28,42
7	14,62	145,7	180	2,882	26,57
8	13,67	136,2	200	2,735	25,00
9	12,89	128,3	250	2,446	21,91
10	12,33	121,7	300	2,333	19,62
12	11,16	111,0	350	2,067	17,83
14	10,34	102,7	400	1,934	16,38
16	9,668	95,94	450	1,823	15,18
18	9,115	90,35	500	1,729	14,16
20	8,647	85,63	600	1,579	12,52
30	7,601	69,59	700	1,462	11,25
40	6,115	59,98	800	1,367	10,23
50	5,469	53,39	900	1,289	9,388
60	4,993	48,51	1000	1,223	8,683
70	4,622	44,71			

¹ Klemperer, O.: Einführung in die Elektronik 1933 S. 61.

b 6) Dichte des Konvektionsstromes schnell bewegter Elektronen.

Man sieht die Stromdichtekomponenten als Raumkomponenten des vierdimensionalen „Viererstromes“ I an. Seine Komponenten im ruhenden System sind I_1 ; I_2 ; I_3 ; I_4 und im mit der Geschwindigkeit v relativ zur x_1 -Achse fortschreitenden System I_1^* ; I_2^* ; I_3^* ; I_4^* . Für die Raumladungsdichte $\sigma \left[\frac{\text{clb}}{\text{cm}^3} \right]$ im ruhenden System gemessen ist:

$$I_1 = i_1 = \sigma \cdot v_1; \quad I_2 = i_2 = \sigma \cdot v_2; \quad I_3 = i_3 = \sigma \cdot v_3; \quad I_4 = \sigma \cdot c = \frac{\sigma^* c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Durch Lorentztransformation erhält man für das bewegte System:

$$I_1^* = i_1^* = \frac{i_1 - v\sigma}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad I_2^* = i_2^* = i_2; \quad I_3^* = i_3^* = i_3; \quad I_4^* = \sigma^* \cdot c = c \frac{\sigma - \frac{v}{c^2} i_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \left(\beta = \frac{v}{c} \right)$$

$$i; i^* \text{ Stromdichten } \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right]; \quad v; v_1 \text{ usw. Geschwindigkeiten } \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right];$$

$$c = \text{Lichtgeschwindigkeit } \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] \quad (c = 3 \cdot 10^{10}).$$

Ruht die Ladung im bewegten System, so verschwinden die Stromkomponenten I_1^* ; I_2^* ; I_3^* und man erhält:

$$i_1 = \frac{v \sigma^*}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad i_2 = 0; \quad i_3 = 0; \quad \sigma = \frac{\sigma^*}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Bei gegebenem Strom ist:

$$\sigma = \frac{i_1}{v}; \quad i_1^* = 0; \quad i_2^* = 0; \quad i_3^* = 0; \quad \sigma^* = \sigma \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Beispiel: Für einen Elektronenstrahl (z. B. in einer Röntgenröhre) mit einer Voltgeschwindigkeit von 50 kV, einen Durchmesser d von 1 mm und einer Stromstärke i von 1 mA ist:

Die Stromdichte im ruhenden System (x_1 -Achse \parallel zur Strahlachse):

$$i_1 = \frac{i}{\pi d^2} = \frac{1 \cdot 10^{-3}}{\pi \cdot (0,1)^2} = \frac{4}{\pi} 10^{-1} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2};$$

Die Raumladungsdichte im ruhenden System gemessen:

$$\sigma = \frac{i_1}{v} = \frac{i_1}{\beta \cdot c} = \frac{4 \cdot 10^{-1}}{\pi \cdot 0,414 \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 1,025 \cdot 10^{-11} \frac{\text{clb}}{\text{cm}^3}.$$

Für 50 kV-Elektronen ist $\beta = 0,414$ (vgl. Ziffer b 8).

Die Raumladungsdichte im bewegten System gemessen:

$$\sigma^* = \sigma \cdot \sqrt{1 - \beta^2} = 1,025 \cdot 10^{-11} \sqrt{1 - 0,414^2} = 0,934 \cdot 10^{-11} \frac{\text{clb}}{\text{cm}^3}.$$

b 7) Langsame Beschleunigung eines Elektrons, „Hyperbelbewegung“.

Die treibende Kraft am Elektron rühre von einem im ruhenden System gemessenen homogenen elektrischen Feld \mathfrak{E} her, das parallel zur x_1 -Achse gerichtet ist (vgl. oben: Ziffer b 5).

Bewegungsgleichung:

$$m_0 \cdot 10^{-7} \frac{d \left(\frac{v_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right)}{dt} = e \mathfrak{E}; \quad \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{e \mathfrak{E}}{m_0 \cdot 10^{-7}} (ct) = b_0 (ct);$$

m_0 [g] Elektronenmasse; $v_1 \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]$; $c \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] (3 \cdot 10^{10})$; t [s]; e [clb] Elementarladung;

\mathfrak{E} [V/cm]; b_0 [cm/s²]; U [V] Äquivalentspannung.

$\left(\beta = \frac{v_1}{c}; \text{ Numerische Geschwindigkeit} = \frac{\text{Fortschrittingeschwindigkeit}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}}\right);$
 $b_0 \equiv \frac{e \mathcal{E}}{m_0 10^{-7}}$ ist die „klassische“ Beschleunigung.

Die numerische Geschwindigkeit ist:

$$\beta = \frac{b_0 \frac{ct}{c^2}}{\sqrt{1 + \left(b_0 \frac{ct}{c^2}\right)^2}}; \text{ für } t \rightarrow \infty \text{ ist } v_1 = c \beta \rightarrow c;$$

$$\beta = \frac{\sqrt{1 + \frac{1}{2} \frac{e U}{m_0 \cdot 10^{-7} c^2}}}{1 + \frac{e U}{m_0 \cdot 10^{-7} c^2}} \cdot \sqrt{2 \frac{e U}{m_0 \cdot 10^{-7} c^2}} \quad (\text{vgl. b 8 und Abb. 5}).$$

oder

$$x = \frac{c^2}{b_0} \left(\sqrt{1 + \left(b_0 \frac{ct}{c^2}\right)^2} - 1 \right) \text{ [cm]}$$

$$\left(\frac{x}{x_{ph}} + 1\right)^2 - \left(\frac{ct}{x_{ph}}\right)^2 = 1; \quad x_{ph} = \frac{c^2}{b_0} \text{ (Hyperbel).}$$

Vergleich mit der klassischen Mechanik:

Die klassischen Gleichungen lauten:

$$\beta_{\text{klass}} = \sqrt{2 \frac{e U}{m_0 \cdot 10^{-7} c^2}}$$

$$x = \frac{1}{2} b_0 t^2; \quad \frac{x}{x_{ph}} = \frac{1}{2} (ct)^2 \text{ (Parabel).}$$

Für $\frac{x}{x_{ph}}$ klein oskulieren beide Kurven:

$$\frac{\beta}{\beta_{\text{klass}}} = \frac{\sqrt{1 + \frac{1}{2} \frac{e U}{m_0 \cdot 10^{-7} c^2}}}{1 + \frac{e U}{m_0 \cdot 10^{-7} c^2}} = \frac{\sqrt{1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta m}{m_0}}}{1 + \frac{\Delta m}{m_0}}.$$

b 8) Verhältnis von Geschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit für Elektronen¹.

β	Volt- geschwindig- keit V	β	Volt- geschwindig- keit V	β	Volt- geschwindig- keit V	β	Volt- geschwindig- keit V
$1,98 \cdot 10^{-3}$	1,00	$6,26 \cdot 10^{-3}$	$1,00 \cdot 10^1$	$3,43 \cdot 10^{-2}$	$3,00 \cdot 10^2$	$9,00 \cdot 10^{-2}$	$2,083 \cdot 10^3$
2,80 „	2,00	8,86 „	2,00 „	4,00 „	4,087 „	$1,00 \cdot 10^{-1}$	2,575 „
3,43 „	3,00	$1,00 \cdot 10^{-2}$	2,554 „	4,42 „	5,00 „	1,11 „	3,122 „
3,96 „	4,00	1,09 „	3,00 „	5,00 „	6,385 „	1,20 „	3,720 „
4,43 „	5,00	1,25 „	4,00 „	5,60 „	8,00 „	1,24 „	4,000 „
$4,85 \cdot 10^{-3}$	6,00	$1,40 \cdot 10^{-2}$	$5,00 \cdot 10^1$	$6,00 \cdot 10^{-2}$	$9,248 \cdot 10^2$	$1,30 \cdot 10^{-1}$	$4,373 \cdot 10^3$
5,00 „	6,38	1,98 „	$1,00 \cdot 10^2$	6,26 „	$1,000 \cdot 10^3$	1,38 „	5,000 „
5,24 „	7,00	2,00 „	1,022 „	7,00 „	1,257 „	1,40 „	5,083 „
5,60 „	8,00	2,80 „	2,00 „	8,00 „	1,644 „	1,50 „	5,844 „
5,94 „	9,00	3,00 „	2,30 „	8,83 „	2,000 „	1,60 „	6,668 „

¹ Klemperer, O.: Einführung in die Elektronik 1933 S. 14.

Tabelle b 8) (Fortsetzung).

β	Volt- geschwindig- keit V	β	Volt- geschwindig- keit V	β	Volt- geschwindig- keit V	β	Volt- geschwindig- keit V
1,70 · 10 ⁻¹	7,546 · 10 ³	5,00 · 10 ⁻¹	7,903 · 10 ⁴	8,30 · 10 ⁻¹	4,050 · 10 ⁵	9,52 · 10 ⁻¹	1,158 · 10 ⁶
1,80 "	8,479 "	5,10 "	8,304 "	8,40 "	4,307 "	9,54 "	1,192 "
1,90 "	9,478 "	5,20 "	8,720 "	8,50 "	4,589 "	9,56 "	1,231 "
1,95 "	1,000 · 10 ⁴	5,30 "	9,157 "	8,60 "	4,903 "	9,58 "	1,271 "
2,00 "	1,053 "	5,40 "	9,608 "	8,63 "	5,000 "	9,60 "	1,313 "
2,10 · 10 ⁻¹	1,166 · 10 ⁴	5,48 · 10 ⁻¹	1,000 · 10 ⁵	8,70 · 10 ⁻¹	5,253 · 10 ⁵	9,62 · 10 ⁻¹	1,360 · 10 ⁶
2,20 "	1,283 "	5,50 "	1,008 "	8,80 "	5,646 "	9,64 "	1,411 "
2,30 "	1,407 "	5,60 "	1,058 "	8,90 "	6,096 "	9,66 "	1,465 "
2,40 "	1,538 "	5,70 "	1,109 "	9,00 "	6,611 "	9,68 "	1,525 "
2,50 "	1,675 "	5,80 "	1,162 "	9,02 "	6,712 "	9,70 "	1,591 "
2,60 · 10 ⁻¹	1,818 · 10 ⁴	5,90 · 10 ⁻¹	1,219 · 10 ⁵	9,04 · 10 ⁻¹	6,841 · 10 ⁵	9,72 · 10 ⁻¹	1,662 · 10 ⁶
2,70 "	1,969 "	6,00 "	1,277 "	9,06 "	6,950 "	9,74 "	1,743 "
2,80 "	2,128 "	6,10 "	1,338 "	9,08 "	7,083 "	9,76 "	1,834 "
2,90 "	2,294 "	6,20 "	1,402 "	9,10 "	7,213 "	9,78 "	1,938 "
3,00 "	2,466 "	6,30 "	1,470 "	9,12 "	7,345 "	9,80 "	2,057 "
3,10 · 10 ⁻¹	2,647 · 10 ⁴	6,40 · 10 ⁻¹	1,541 · 10 ⁵	9,14 · 10 ⁻¹	7,482 · 10 ⁵	9,82 · 10 ⁻¹	2,194 · 10 ⁶
3,20 "	2,936 "	6,50 "	1,613 "	9,16 "	7,624 "	9,84 "	2,356 "
3,30 "	3,031 "	6,60 "	1,692 "	9,18 "	7,773 "	9,86 "	2,553 "
3,40 "	3,237 "	6,70 "	1,772 "	9,20 "	7,925 "	9,88 "	2,796 "
3,50 "	3,449 "	6,80 "	1,858 "	9,22 "	8,095 "	9,90 "	3,110 "
3,60 · 10 ⁻¹	3,670 · 10 ⁴	6,90 · 10 ⁻¹	1,949 · 10 ⁵	9,24 · 10 ⁻¹	8,250 · 10 ⁵	9,91 "	3,305 · 10 ⁶
3,70 "	3,901 "	6,95 "	2,000 "	9,26 "	8,422 "	9,92 "	3,536 "
3,80 "	4,142 "	7,00 "	2,043 "	9,28 "	8,600 "	9,93 "	3,814 "
3,90 "	4,392 "	7,10 "	2,144 "	9,30 "	8,791 "	9,94 "	4,160 "
4,00 "	4,653 "	7,20 "	2,253 "	9,32 "	8,985 "	9,950 "	4,604 "
4,10 · 10 ⁻¹	4,923 · 10 ⁴	7,30 · 10 ⁻¹	2,364 · 10 ⁵	9,34 · 10 ⁻¹	9,189 · 10 ⁵	9,955 · 10 ⁻¹	4,881 · 10 ⁶
4,14 "	5,000 "	7,40 "	2,485 "	9,36 "	9,403 "	9,960 "	5,206 "
4,20 "	5,205 "	7,50 "	2,614 "	9,38 "	9,628 "	9,965 "	5,600 "
4,30 "	5,497 "	7,60 "	2,752 "	9,40 "	9,864 "	9,970 "	6,090 "
4,40 "	5,803 "	7,70 "	2,897 "	9,411 "	1,000 · 10 ⁶	9,975 "	6,718 "
4,50 · 10 ⁻¹	6,119 · 10 ⁴	7,80 · 10 ⁻¹	3,056 · 10 ⁵	9,42 · 10 ⁻¹	1,010 · 10 ⁶	9,980 · 10 ⁻¹	7,571 · 10 ⁶
4,60 "	6,450 "	7,90 "	3,223 "	9,44 "	1,038 "	9,985 "	8,819 "
4,70 "	6,791 "	8,00 "	3,405 "	9,46 "	1,065 "	9,990 "	1,090 · 10 ⁷
4,80 "	7,143 "	8,10 "	3,602 "	9,48 "	1,094 "	9,995 "	1,563 "
4,90 "	7,517 "	8,20 "	3,818 "	9,50 "	1,125 "	9,999871,	1,000 · 10 ⁸
						0,96 · 870	1,000 · 10 ⁹
						0,98 · 810	1,000 · 10 ¹⁰

$$\frac{v}{c} = \beta = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{1 + \frac{eU}{m_0 \cdot 10^{-7} c^2}} \right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{1 + 1,965 \cdot 10^{-6} U} \right)^2}; \quad U \text{ [V].}$$

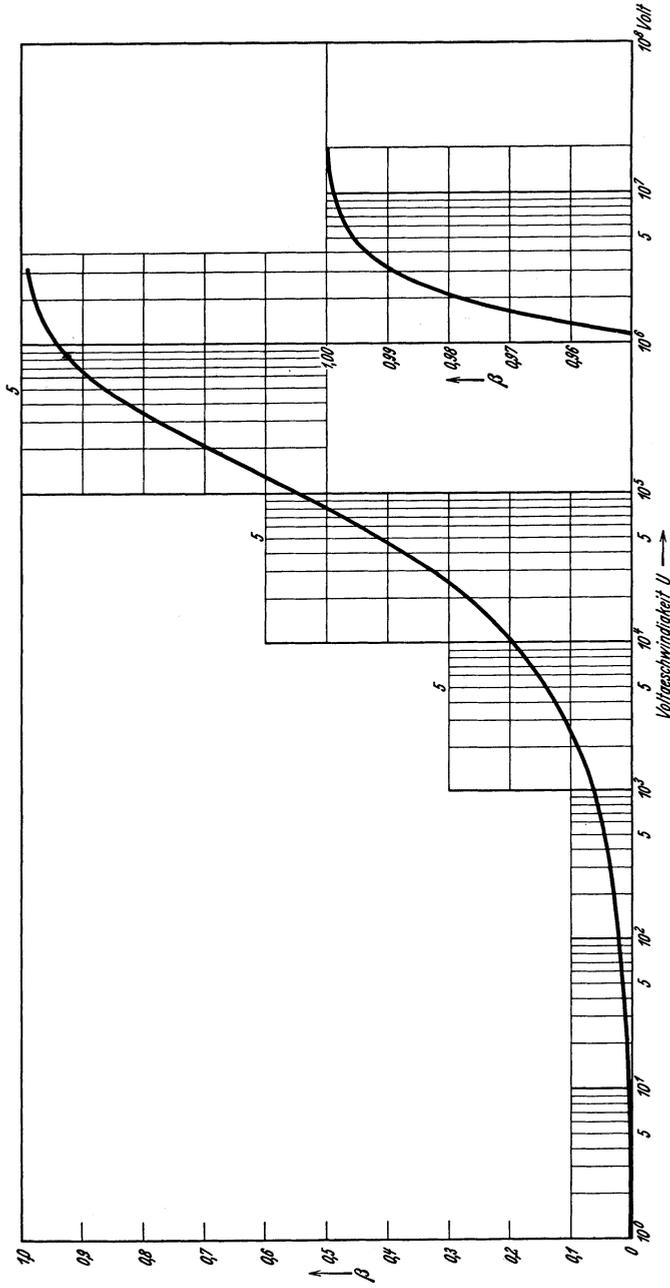


Abb. 5. Geschwindigkeit von Elektronen im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ ($c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s).

c) Ionen.

c 1) Voltgeschwindigkeit von Ionen.

$$v = 5,99 \cdot 10^7 \sqrt{U} \sqrt{\frac{q_{\text{ion}}}{e}} \sqrt{\frac{m_0}{m_{\text{ion}}}} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] \approx 600 \sqrt{U} \sqrt{\frac{q_{\text{ion}}}{e}} \sqrt{\frac{m_0}{m_{\text{ion}}}} \left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right]$$

$\frac{q_{\text{ion}}}{e}$ ganzzahlig; am häufigsten gleich 1. $v \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]$ ($\left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right]$) durch U erzeugte Trägergeschwindigkeit; U [V] vom Träger durchlaufene Spannung; m_{ion} [g] Ionenmasse; m_0 [g] Elektronenmasse; q_{ion} [clb] Ionenladung; e [clb] Elektronenladung.

c 2) Verhältnis von Elektronenmasse zu Ionenmasse für einige einatomige

Gase und Dämpfe. $\sqrt{\frac{m_0}{m_i}}$.

	$\sqrt{\frac{m_0}{m_i}}$		$\sqrt{\frac{m_0}{m_i}}$		$\sqrt{\frac{m_0}{m_i}}$
Argon . . .	$3,72 \cdot 10^{-3}$	Helium . . .	$11,7 \cdot 10^{-3}$	Rubidium . .	$2,54 \cdot 10^{-3}$
Barium . . .	2,00 „	Kalium . . .	3,74 „	Sauerstoff . .	5,85 „
Blei . . .	1,63 „	Krypton . . .	2,57 „	Wasserstoff . .	23,3 „
Cadmium . .	2,21 „	Lithium . . .	2,82 „	Xenon . . .	2,06 „
Caesium . .	2,03 „	Natrium . . .	4,89 „	Zink . . .	2,90 „
Calcium . .	3,70 „	Neon . . .	5,22 „	Zinn . . .	2,15 „
Chlor . . .	3,94 „	Quecksilber .	1,66 „		

d) Photonen.

d 1) Konstanten des Photons.

Lichtgeschwindigkeit.

$$c = 2,9986 \cdot 10^{10} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]. \text{ Meistens genau genug: } c = 3,0 \cdot 10^{10} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right].$$

Plancksches Wirkungsquantum.

$$h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s} = 6,55 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2.$$

d 2) Energie der Lichtquanten (Photonen).

$$W = h \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \text{ [erg]}.$$

h [erg · s] Plancksches Wirkungsquantum; ν [s⁻¹] Frequenz; λ [cm] Wellenlänge;

$$c \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] \text{ Lichtgeschwindigkeit.}$$

Masse der Photonen.

$$m = \frac{W}{c^2} \text{ [g]}.$$

Impuls der Photonen.

$$p = c m = \frac{h}{\lambda} \left[\frac{\text{cmg}}{\text{s}} \right].$$

Voltenergie.

Zur Veranschaulichung der Größe der Energie kann man diejenige Spannung (Voltenergie) einführen, die einem Elektron eine genau so große kinetische Energie erteilt, als das betrachtete Photon hat.

$$U \cdot e = W = \frac{h c}{\lambda} = h \nu; \quad U = \frac{h \nu}{e} = 4,117 \cdot 10^{-15} \nu \text{ [V]}$$

(h [Ws²]; U [V]; e [clb]; sonstige Dimensionen wie oben)

$$\text{oder } U = \frac{h c}{\lambda e} = 1,235 \cdot \frac{10^{-4}}{\lambda} \text{ [V]} \quad \text{oder } \lambda_{[\text{\AA}]} \cdot U_{[\text{V}]} = 12350.$$

Vergleich der Masse eines Photons mit der Elektronenmasse.

$$\frac{m}{m_0} = \frac{h\nu}{c^2 m_0} = \frac{h}{c\lambda m_0} = \frac{\lambda_c^1}{\lambda} = 0,81 \cdot 10^{-20} \nu = \frac{2,43 \cdot 10^{-10}}{\lambda}.$$

d 3) Stoßzahl der Photonen und Lichtdruck.

Stoßzahl auf ebene Wand.

$$s = \frac{n}{4} c \left[\frac{\text{I}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right]; \quad n \left[\frac{\text{I}}{\text{cm}^3} \right] = \text{Zahl der Photonen pro Raumeinheit};$$

$$c \text{ [cm/s]} = \text{Lichtgeschwindigkeit.}$$

Lichtdruck.

$$p = \frac{\text{I}}{3} u$$

u = räumliche Dichte der Translationsenergie

p = Mittelwert der totalen elektromagnetischen Energie (weil räumliche Energiedichte der Photonen = Translationsenergie).

$$u \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \right]; \left[\frac{\text{Ws}}{\text{cm}^3} \right] \text{ s. auch Umrechnung der Druckeinheiten Ziffer s 3. S. 157.}$$

d 4) Compton-Effekt.

Compton-Wellenlänge $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c}$ [cm] = Farbe eines Photons, dessen Energie der Ruhenergie des Elektrons gleicht.

$$h \text{ [erg} \cdot \text{s]}, m_0 \text{ [g]} c \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right].$$

Wellenlängenänderung des Photons in Abhängigkeit vom Streuwinkel φ des Photons (Primärwellenlänge λ_0)

$$\Delta \lambda = \lambda_c \cdot 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}.$$

Beziehung zwischen dem Streuwinkel ε des Elektrons und dem Streuwinkel φ des Photons

$$\text{tg } \varepsilon = \frac{\cotg \frac{\varphi}{2}}{1 + \frac{\lambda_c}{\lambda_0}}.$$

d 5) Hohlraumstrahlung.

Stefan-Boltzmannsches Gesetz.

Die Energiedichte u eines Hohlraumes, der von der homogenen Strahlung von der Temperatur T erfüllt ist, ist durch die Beziehung des Stefan-Boltzmannsches Gesetzes gegeben.

$$u = a \cdot T^4; \quad a = \frac{8 \pi k^4}{(hc)^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = 7,68 \cdot 10^{-17} \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{ grad}^4} \right];$$

T [$^\circ K$]; k [erg/grad] Boltzmannsche Konstante²; h [erg·s] Plancksches Wirkungsquantum²; c [cm/s] Lichtgeschwindigkeit.

Die spezifische Strahlungsleistung \mathfrak{S} ist für

1. Strahlung in bestimmter Richtung: $\mathfrak{S}_r = u \cdot c$;

2. vollkommen diffuse Strahlung: $\mathfrak{S}_d = \frac{u \cdot c}{4 \pi}$.

Strahlungsleistung, die jede Flächeneinheit eines Hohlraumes im Gleichgewicht der Strahlung abgibt:

$$\overline{\mathfrak{S}} = \pi \mathfrak{S}_d = \frac{u \cdot c}{4} = 5,75 \cdot 10^{-5} T^4 \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s grad}} \right] = 5,75 \cdot 10^{-12} T^4 \left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ grad}} \right].$$

¹ Vgl. Ziffer d 4. ² Vgl. Ziffer s 1. S. 155.

Gesetz der spektralen Energieverteilung der Hohlraumstrahlung.

Frequenzabhängigkeit.

$$\frac{d u}{d \nu} = \frac{h \nu}{h \nu} 8 \pi \frac{\nu^2}{c^3} \left[\frac{\text{erg} \cdot \text{s}}{\text{cm}^3} \right] \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \nu}{k T}} - 1}$$

Wellenlängenabhängigkeit.

$$\frac{d u}{d \lambda} = \frac{h c}{h c} 8 \pi \frac{1}{\lambda^5} \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \cdot \frac{1}{\text{cm}} \right] \cdot \frac{1}{e^{\frac{h c}{k T \lambda}} - 1}$$

$$\frac{d u}{d \lambda} \equiv \frac{k T}{h c} \frac{d u}{d l} = 8 \pi h \cdot c \left(\frac{k T}{h c} \right)^5 \frac{1}{e^{\frac{1}{l}} - 1}$$

$u \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \right]$ Energiedichte;

$\nu \left[\text{s}^{-1} \right]$ Frequenz;

$h \left[\text{erg} \cdot \text{s} \right]$ Plancksches Wirkungsquantum;

$k \left[\text{erg/grad} \right]$ Boltzmannsche Konstante;

$c \left[\text{cm/s} \right]$ Lichtgeschwindigkeit;

$T \left[^\circ \text{K} \right]$ Temperatur;

$\lambda \left[\text{cm} \right]$ Wellenlänge;

$l = \text{numerische Wellenlänge.}$

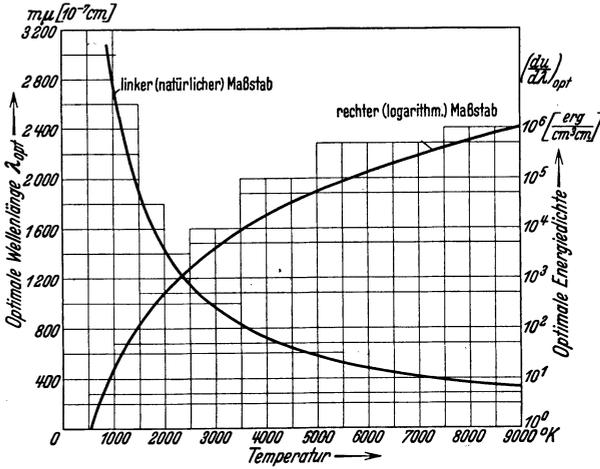


Abb. 6. Optimale Wellenlänge und Energiedichte in Abhängigkeit von der Temperatur.

Numerische Wellenlänge.

$$l = \lambda \frac{k T}{h c}$$

(Wiensches Verschiebungsgesetz).

Optimale Wellenlänge.

$$l_{\text{opt}} = \frac{1}{4,9651};$$

$$\lambda_{\text{opt}} = \frac{0,288}{T}$$

(vgl. Abb. 6).

Optimale Energiedichte.

$$\left(\frac{d u}{d \lambda} \right)_{\text{opt}} = 8 \pi h c \cdot 21,20 \left(\frac{k T}{h c} \right)^5$$

$$= 1,76 \cdot 10^{-14} T^5.$$

(vgl. Abb. 6).

Relative Energiedichte.

$$\left(\frac{d u}{d l} \right) = \frac{1}{21,20} \frac{1}{l^5}$$

$$\left(\frac{d u}{d l} \right)_{\text{opt}} = \frac{1}{e^{\frac{1}{l}} - 1}$$

(vgl. Abb. 7).

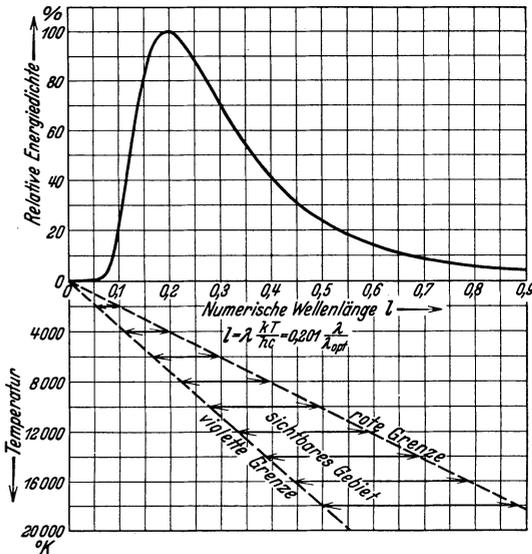


Abb. 7. Spektrale Energieverteilung der Hohlraumstrahlung.

d 6) Relative Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers bei verschiedenen Temperaturen, bezogen auf Energie bei $560 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ ($m\mu$) (Empfindlichkeitsmaximum des Auges) gleich 100^1 .

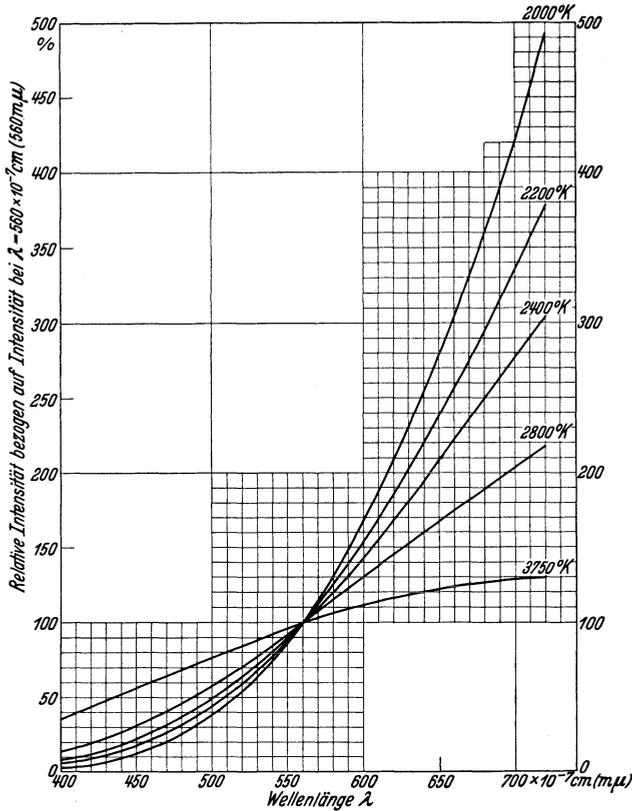


Abb. 8. Relative Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei verschiedenen Temperaturen.

d 7) Empfindlichkeit des menschlichen Auges in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Ausnutzung der Hohlraumstrahlung durch das menschliche Auge.

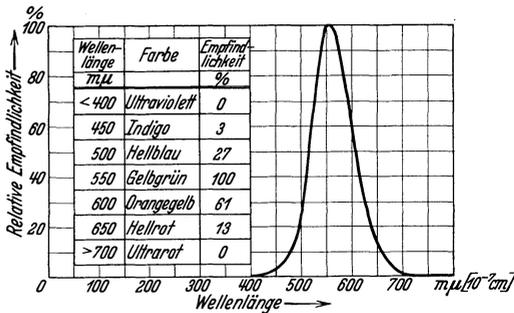


Abb. 9. Relative Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

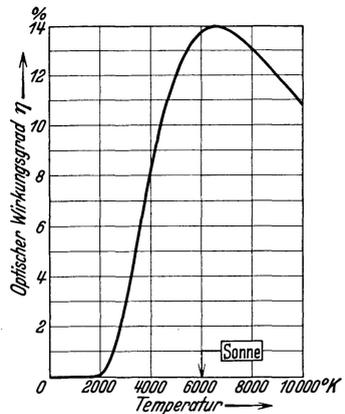


Abb. 10. Optischer Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Temperatur.

¹ Berechnet von M. K. Frehafer u. Ch. L. Snow: Bur. Stand. 1926 Nr. 56; übernommen aus Simon-Suhrmann: Lichtel. Zellen 1932 S. 194.

Knoll, Ollendorff u. Rompe, Gasentladungstabellen.

d 8) Tafel zur Berechnung der wahren Temperatur aus der gemessenen und dem Emissionsvermögen¹.

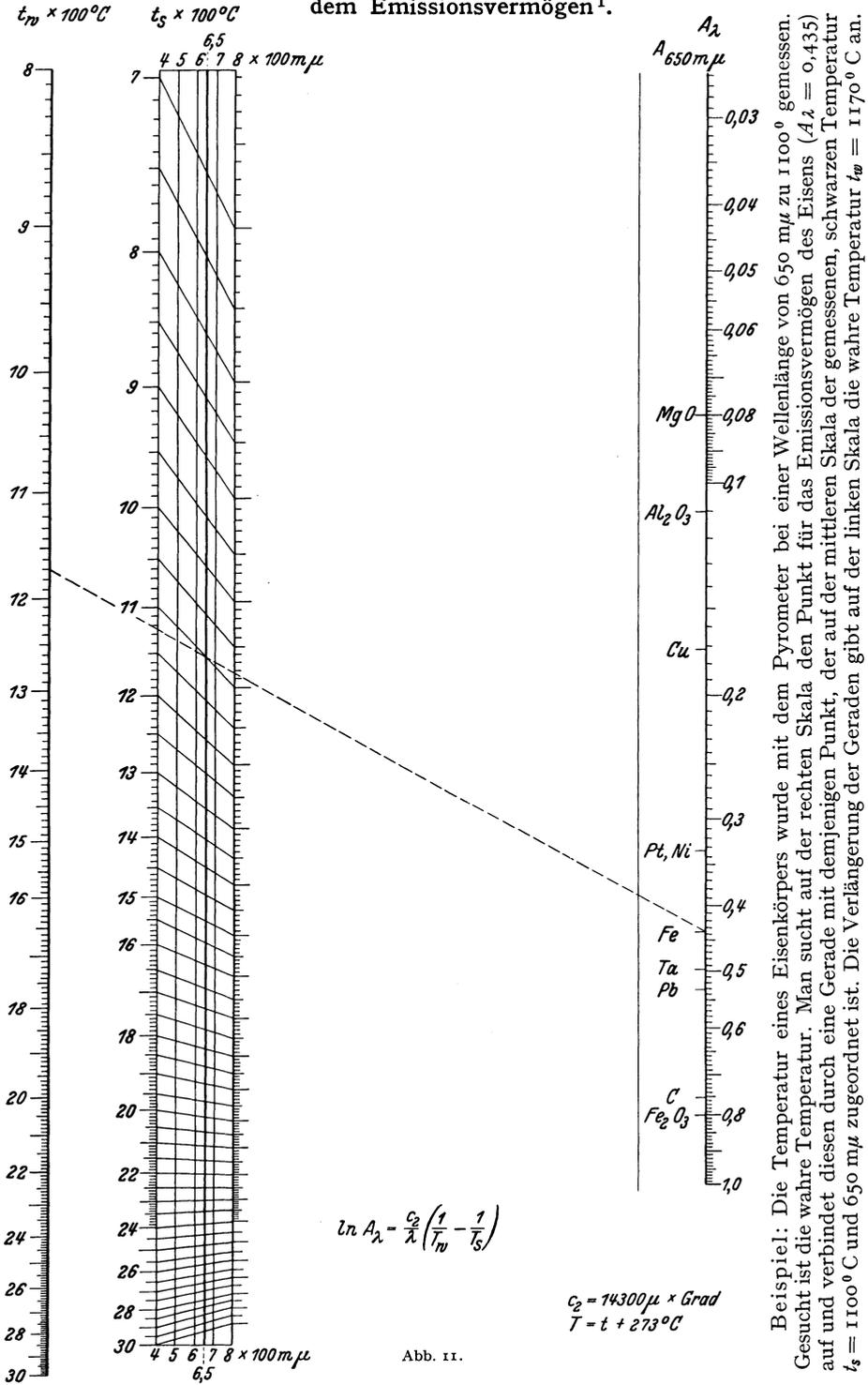


Abb. 11.

¹ Miething, H.: Meßtechn. Bd. 4 (1928) S. 180. Über das lichteptische Emissionsvermögen von Oxydkathoden vgl. z. B. P. Clausing u. B. Ludwig: Physic. Bd. 13 (1933) S. 193.

d 9) Wechselseitige Umsetzung von kinetischer Elektronenenergie und Strahlung.

Lichtquantenenergie (Frequenz ν , Wellenlänge λ) kann in Translationsenergie freier Elektronen (Voltzahl U) umgewandelt werden, (Photoeffekt, Abb. 12, linker Pfeil).

$$h \nu \equiv m_{Qu} \cdot c^2 \xrightarrow{m_{Qu} = \Delta m_{el}} \\ \rightarrow (m - m_0) c^2 \equiv e U$$

- e = Elektronenmasse;
- m_{Qu} = Photonenmasse;
- m = Elektronenmasse;
- m_0 = Elektronenruhmasse;
- $\Delta m_{el} = m - m_0$ Massenzuwachs des Elektrons.

Rasch bewegte Elektronen (Voltgeschwindigkeit U) können Lichtstrahlen der Grenzfrequenz ν (bzw. Grenzwellenlänge λ) erzeugen (z. B. Röntgenlicht). (Strahlungserzeugung durch Elektronen, Abb. 12, rechter Pfeil.)

$$e U \equiv (m - m_0) c^2 \rightarrow m_{Qu} \cdot c^2 \\ \equiv h \nu.$$

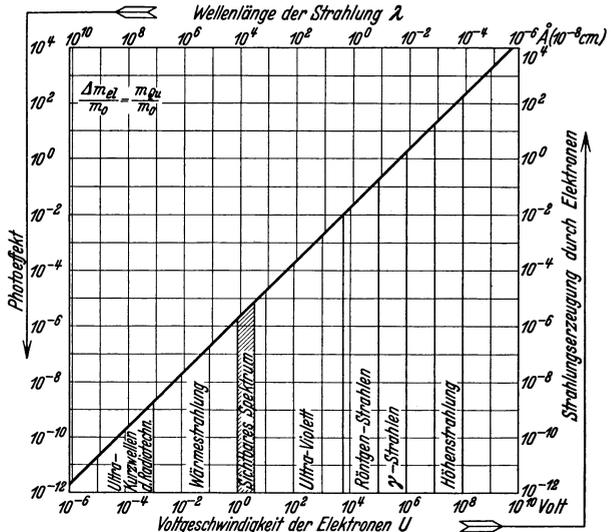


Abb. 12. Wechselseitige Umsetzung von kinetischer Elektronenenergie und Strahlung.

d 10) Kurzwellige Grenzwellenlänge von Röntgenstrahlen in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit.

$$\lambda_0 = \frac{h c}{e U} = \frac{1,233 \cdot 10^{-4}}{U} [\text{cm}]; \quad \lambda_0 = \frac{1,233}{U_{[\text{kV}]}} [\text{m}\mu] \\ h [\text{Ws}^2]; \quad c [\text{cm/s}]; \quad e [\text{clb}]; \quad U [\text{V}].$$

d 11) Termklassifikation für Atome mit 1—3 Valenzelektronen.

Ein Atom besteht aus einem positiv geladenen Kern und einer diesen umgebenden Wolke von soviel Elektronen, daß das Atom als Ganzes elektrisch ungeladen ist. Die Elektronen der Ladungswolke können verschiedene Konfigurationen einnehmen, die verschiedene angeregte Zustände des Atoms ergeben. Jeder Form ist ein Energiewert zugeordnet. Man bezeichnet diesen als Term, Niveau oder Zustand des Atoms.

Die Zustände des Atoms werden durch Angabe von 4 Zahlen gekennzeichnet:

Name	Bezeichnung	Mögliche Zahlenwerte	Zugehörige Termsymbole
Hauptquantenzahl	n	1	—
		2	—
		3	—
		4	—
Nebenquantenzahl	$l (< n)$	0	S (sharp serie)
		1	P (principle serie)
		2	D (diffus serie)
		3	F (Bergmann-Serie)
		4	G
		4	G
Multiplizität . . .	$r \equiv 2s + 1$	1	Singulett
		2	Dublett
		3	Triplet
		4	Quartett

Fortsetzung von Tabelle S. 19.

Name	Bezeichnung	Mögliche Zahlenwerte	Zugehörige Termsymbole
Totalimpuls . . .	$j = l + s, l + s - 1, l - s$	0 1/2 1 3/2	— — — —

Die Termbezeichnungen lauten dementsprechend allgemein nrl_j .

Beispiel: $1^2S_{1/2}$ ist ein Dublett-Term, mit der Hauptquantenzahl 1, der Nebenquantenzahl 0, dem Totalimpuls 1/2.

2^3P_2 Triplet-Term der Hauptquantenzahl 2, Nebenquantenzahl 1, Totalimpuls 2.

Jeder Term hat eine bestimmte (negative) Energie, derjenige mit der kleinsten Energie entspricht dem Grundzustand des Atoms. Für Atome mit einem Valenzelektron ist es ein $1^2S_{1/2}$ -Term, für Atome mit zwei Valenzelektronen: 1^1S_0 .

Terme mit höherer Energie heißen „angeregt“.

Ausstrahlung der Atome.

Durch Energiezufuhr kann das Atom aus dem Grundzustand in einen angeregten Zustand überführt werden. Aus diesem kehrt das Atom spontan in den Grundzustand zurück, wobei die freiwerdende Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung abgegeben wird. Die Frequenz der Strahlung ist dabei durch die Frequenzbedingung festgelegt:

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad (1)$$

wobei $E_1 < E_2$ die Energien der Zustände, h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Wird diese Frequenz von einer Vielheit von Atomen emittiert, so erhält man eine charakteristische Linie des Spektrums des betreffenden Atoms. Die gesamte abgestrahlte Energie (Intensität) dieser Linie ist dabei gegeben durch:

$$J_{21} = \dot{N}_{21} \cdot h \cdot \nu_{21}, \quad (2)$$

wobei \dot{N}_{21} die Zahl der Emissionsakte pro Sekunde bedeutet. Sie errechnet sich mittels der „Übergangswahrscheinlichkeit“ A_{21} , definiert durch die Beziehung:

$$\dot{N}_{21} \equiv - \frac{dN_2}{dt} = N_2 A_{21}, \quad (3)$$

wobei N_2 die Zahl der Atome im Term „2“ bedeutet.

Eine bestimmte Zahl N_2 von Atomen im Term 2 nimmt also infolge der spontanen Ausstrahlung des Atoms mit der Zeit ab, und es gilt:

$$N_2(t) = N_2(0) \cdot e^{-A_{21}t} \equiv N_2(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{21}}}. \quad (4)$$

Man bezeichnet $\frac{1}{A_{21}} = \tau_{21}$ als mittlere „Lebensdauer“ des Zustandes zwei. Terme mit hoher Lebensdauer (über etwa 10^{-8} s) heißen „metastabil“. Sind von einem Term 0 aus mehrere Übergänge nach verschiedenen unteren Zuständen 1, 2, 3 . . . möglich, so gilt für die Lebensdauer τ dieses Terms

$$\frac{1}{\tau} = A_1 + A_2 + A_3 + \dots \quad (4a)$$

Nach der klassischen Elektrodynamik nimmt die Strahlung eines linearen Elektronenoszillators nach dem Gesetz ab:

$$J_t = J_0 \cdot e^{-2\delta \cdot t}; \quad \delta = \frac{4\pi^2 e^2}{3mc^3} \cdot \nu^2 = \frac{0,04\pi^2 e^2}{3mc} \cdot \nu^2 * \quad (\nu = \text{Eigenfrequenz des Elektrons}) \quad (5)$$

In Analogie hierzu setzt man für die Ausstrahlung einer Schar von angeregten Atomen:

$$A_{21} = 2 \cdot \delta \cdot 3 \cdot f_{21} \cdot \frac{g_2}{g_1} = \frac{8\pi^2 e^2}{mc^3} \cdot \nu_{21}^2 \cdot f_{21} \cdot \frac{g_2}{g_1}. \quad (6)$$

Der Faktor 3 bedeutet, daß das Atom einem in drei Dimensionen schwingenden Elektron gleichzusetzen ist; $\frac{g_2}{g_1}$ sind die quantenmechanischen statistischen Gewichte der Zustände 1 und 2, f_{21} ist die „Linienstärke“. Man kann die Größe f_{21} auch auffassen als den Bruchteil der „Dispersionselektronen“, die bei N -Atomen an der Emission der Linie ν_{21} beteiligt sind.

* Der erste Ausdruck für δ gilt für das elektrostatische, der zweite für das praktische Maßsystem (e [ESE] oder [clb]).

Der Zusammenhang zwischen der Stärke einer Linie und der Absorption dieser Linie ist gegeben durch:

$$B_{12} = \frac{c^3 A_{12}}{8\pi h \cdot \nu^3} \quad (7)$$

wobei B_{12} die analog zu A_{12} definierte Absorptionswahrscheinlichkeit ist.

d 12) Beispiele für Termschemen¹.

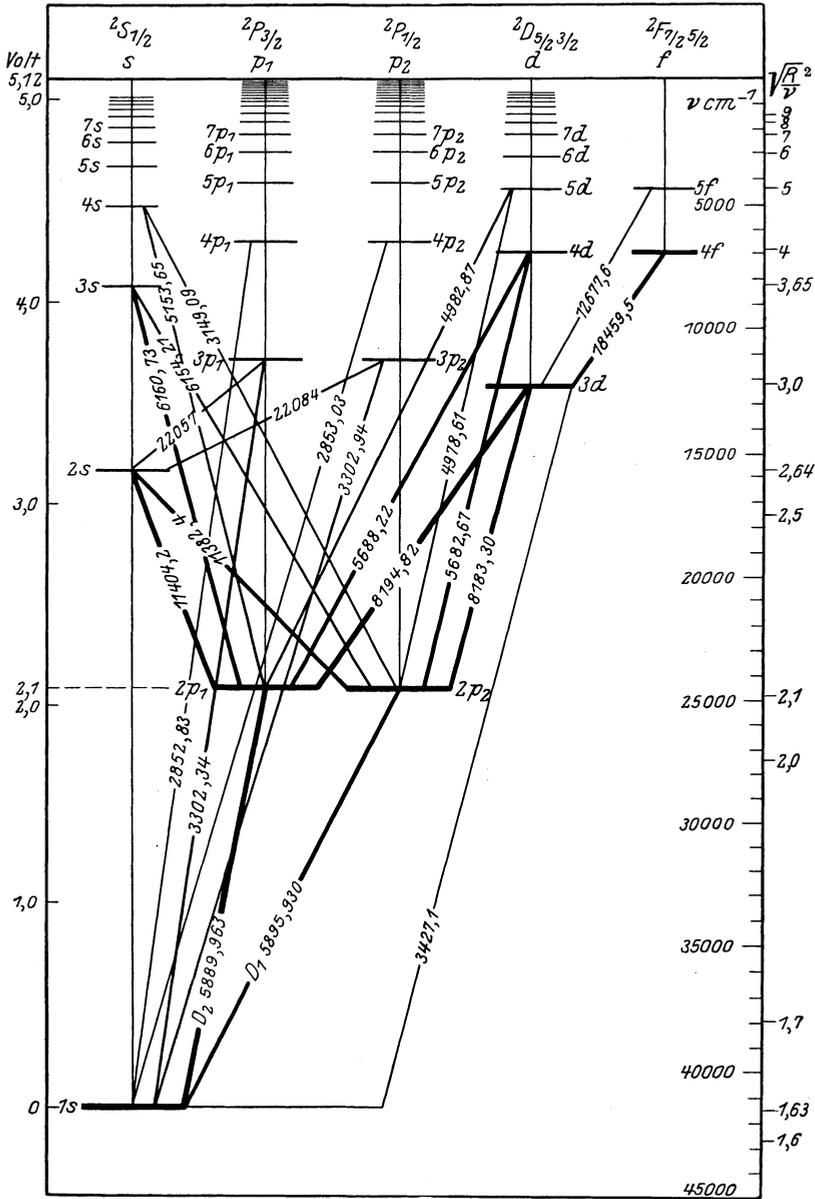


Abb. 13. Typisches Dublettspektrum (Natrium).

¹ Fußnote 1 und 2 siehe S. 22.

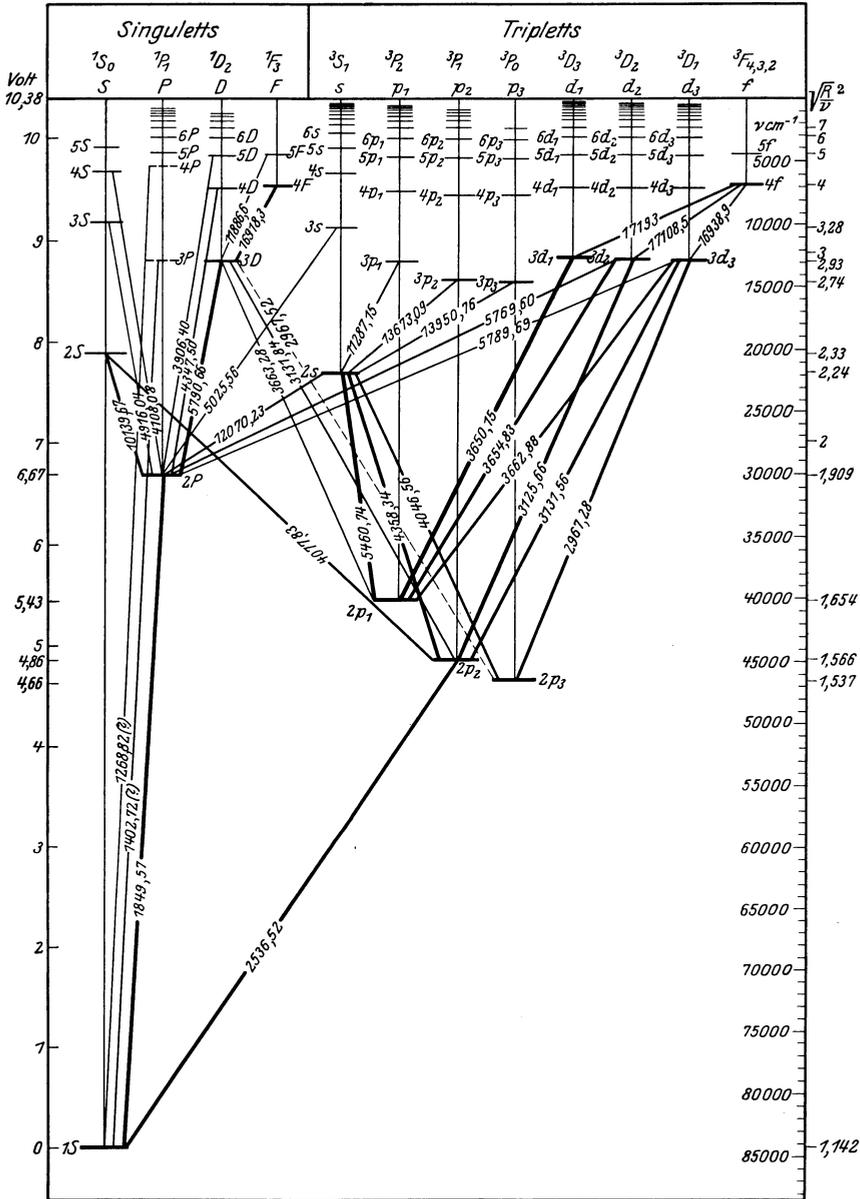


Abb. 14. Typisches Singulett-Triplettspektrum (Quecksilber).

¹ Grotrian, W.: Die Spektren der Atome mit 1—3 Valenzelektronen. Berlin 1928 (Struktur der Materie, Teil 2). Die Wellenzahl ν ist aus der Wellenlänge λ unter Weglassung des Faktors c (Lichtgeschwindigkeit) berechnet: $\nu = \frac{1}{\lambda}$.

² $\sqrt{\frac{R}{\nu}}$ nennt man effektive Hauptquantenzahl, sie ist für Wasserstoff ganzzahlig ($R =$ Rydberg-Konstante).

II. Statistik der Gasentladungen.

e) Kinetische Gastheorie.

e 1) Gaskonstanten.

Boltzmannsche Konstante:

$$k = 1,371 \cdot 10^{-16} \text{ [Erg/}^{\circ}\text{K]} = 1,371 \cdot 10^{-23} \text{ [Ws/}^{\circ}\text{K]}.$$

Avogadro'sche Zahl:

$$N = 27,1 \cdot 10^{18} \text{ [Moleküle/cm}^3 \text{ bei } 0^{\circ} \text{ C. und } 760 \text{ tor]}.$$

Loschmidtsche Zahl:

$$L = 60,62 \cdot 10^{22} \text{ [Moleküle/pro Mol]}.$$

Allgemeine Gaskonstante:

$$R = 83,15 \cdot 10^6 \text{ [erg/grad} \cdot \text{Mol]}.$$

Volumen eines Gramm-Moleküls (Molvolumen) eines idealen Gases bei 0° C und 760 tor:

$$v_{\text{Mol}} = 22412 \text{ [cm}^3\text{]}.$$

e 2) Mittlerer Abstand \bar{d} zweier Moleküle.

$$\bar{d} = n^{-\frac{1}{3}} \text{ [cm]} \text{ für } (2a) \ll \bar{d}.$$

Mittlere freie Weglänge (unter Voraussetzung Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung für 1 Gas):

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi (2a)^2 n} \text{ [cm]}.$$

$2a$ = Moleküldurchmesser [cm]; n = Konzentration der Moleküle [cm^{-3}];

\bar{v} = mittlere Geschwindigkeit [cm/s].

Mittlere Zeit zwischen zwei Zusammenstößen:

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{2} \pi (2a)^2 n \bar{v}} \text{ [s]}.$$

e 3) Sutherlandsche Formel für Wirkungsquerschnitt, abhängig von der Temperatur.

$$R^2 = R_{\infty}^2 \left(1 + \frac{T_v}{T} \right)$$

$$R_{\infty}^2 = \frac{R_{273}^2}{1 + \frac{T_v}{273}}$$

R [cm] = gaskinetischer Wirkungsradius;

T_v [$^{\circ}\text{K}$] = Verdoppelungstemperatur;

$\frac{1}{T_v}$ = Sutherland-Konstante;

T [$^{\circ}\text{K}$] = Gastemperatur;

R_{273} = Wirkungsradius bei 273°K ;

R_{∞} = Wirkungsradius bei unendlich großer Temperatur.

Tabelle für T_v und R_{∞} ¹.

Stoff	T_v °K	R_{∞} (theoret.) cm	Stoff	T_v °K	R_{∞} (theoret.) cm
Ar	169	$1,43 \cdot 10^{-8}$	Luft	113	—
H ₂	76	$1,21 \cdot 10^{-8}$	N ₂	112	$1,60 \cdot 10^{-8}$
H ₂ O-Dampf	550	—	Ne	56	—
He	79	$0,97 \cdot 10^{-8}$	O ₂	132	$1,48 \cdot 10^{-8}$
Kr	142	$1,68 \cdot 10^{-8}$	X	252	$1,78 \cdot 10^{-8}$

¹ Jeans: Dynamische Theorie der Gase, 1926 S. 421 (übersetzt von Fürth); vgl. auch Ziffer q 2, S. 143.

e 4) Bewegung zwischen Teilchen verschiedener Effektivgeschwindigkeiten.

Man betrachtet zwei Gasarten A und B mit den Molekülradien a und b . Beide Gase haben Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung und befinden sich in thermischem Gleichgewicht.

Die A -Moleküle legen bis zum Zusammenstoß mit einem B -Molekül die freie Weglänge $\lambda_{A,B}$ im Mittel zurück:

$$\lambda_{A,B} = \frac{1}{\pi R_{AB}^2 n_B \sqrt{1 + \frac{v_w^2}{v_A^2}}} = \frac{1}{\pi R_{AB}^2 n_B \sqrt{1 + \frac{m_A}{m_B}}} \text{ [cm]}$$

m [g] = Molekülmasse; v_w [cm/s] = wahrscheinlichste Geschwindigkeit;
 $R_{A,B} = a + b$ [cm]; n [cm⁻³] = Konzentration.

Haben beide Moleküle gleiche Massen, so ist:

$$\lambda_{A,B} = \frac{1}{\pi R_{AB}^2 \sqrt{2} n_B} \text{ [cm]}.$$

Für $m_A \ll m_B$ steigt diese mittlere freie Weglänge auf das $\sqrt{2}$ -fache an.

$$\lim_{m_A \rightarrow 0} \lambda_{A,B} = \frac{1}{\pi R_{AB}^2 n_B}.$$

Berücksichtigt man auch noch die Stöße von A -Molekülen auf A -Moleküle, so erhält man die mittlere freie Weglänge eines A -Moleküls zwischen irgend zwei Zusammenstößen (es werden sowohl A - A - als auch A - B -Stöße gezählt!).

$$\lambda_A = \frac{1}{\sqrt{2} \pi R_A^2 n_A + \pi R_{AB}^2 n_B} \sqrt{1 + \frac{m_A}{m_B}} \text{ [cm]}.$$

Für B -Moleküle erhält man die entsprechenden freien Weglängen durch Vertauschung der Indizes.

e 5) Clausiussches Gesetz der Weglängenverteilung.

Von N_0 gleichzeitig gestarteten Molekülen durchlaufen N_x Moleküle ohne Zusammenstoß eine Strecke x :

$$N_x = N_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad \lambda = \text{freie Weglänge [cm]}.$$

In anderer Formulierung lautet das Clausiussche Gesetz:

Die Wahrscheinlichkeit einer zwischen x und $x + \Delta x$ endenden freien Weglänge ist:

$$e^{-\frac{x}{\lambda}} \cdot \frac{\Delta x}{\lambda}.$$

Das mittlere Weglängenquadrat lautet:

$$\overline{\lambda^2} = \int_0^{\infty} x^2 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} d\left(\frac{x}{\lambda}\right) = 2 \lambda^2.$$

Die mittlere Weglängenwurzel ist:

$$\sqrt{\overline{\lambda}} = \int_0^{\infty} \sqrt{x} e^{-\frac{x}{\lambda}} d\left(\frac{x}{\lambda}\right) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\lambda}.$$

e 6) Kinematik der Maxwellverteilung.

Wahrscheinlichkeitsdichte $w(v)$ der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung:

$$w(v) dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_w}\right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_w}\right)^2} \frac{dv}{v_w}$$

$v_w =$ „wahrscheinlichste“ Geschwindigkeit (Abb. 15).

Wahrscheinlichkeit einer Minimalgeschwindigkeit¹ v (Abb. 15):

$$\int_{\left(\frac{v}{v_w}\right)}^{\infty} w\left(\frac{v}{v_w}\right) d\left(\frac{v}{v_w}\right) = \int_0^{\infty} w\left(\frac{v}{v_w}\right) d\left(\frac{v}{v_w}\right) - \int_0^{\left(\frac{v}{v_w}\right)} w\left(\frac{v}{v_w}\right) d\left(\frac{v}{v_w}\right) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_w}\right) e^{-\left(\frac{v}{v_w}\right)^2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\left(\frac{v}{v_w}\right)} e^{-\left(\frac{v}{v_w}\right)^2} d\left(\frac{v}{v_w}\right)$$

Wahrscheinlichkeitsdichte $w(v_x)$ der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung einer Komponente²:

$$w(v_x) dv_x = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{v_x}{v_w}\right)^2} d\left(\frac{v_x}{v_w}\right).$$

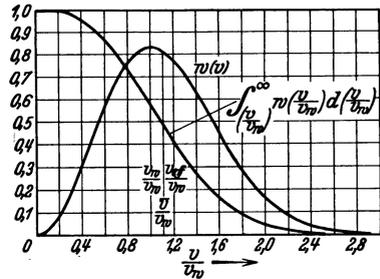


Abb. 15. Gesetz der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung.

Mittleres Geschwindigkeitsquadrat (Erwartungswert des Geschwindigkeitsquadrates):

$$\overline{v^2} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} v^2 \left(\frac{v}{v_w}\right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_w}\right)^2} d\left(\frac{v}{v_w}\right) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v_w^2 \frac{3}{8} \sqrt{\pi} = \frac{3}{2} v_w^2; \quad v_w^2 = \frac{2}{3} \overline{v^2}.$$

Effektivgeschwindigkeit (Wurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat):

$$v_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{v^2}} = v_w \sqrt{\frac{3}{2}} = 1,223 v_w; \quad v_w = 0,816 v_{\text{eff}}.$$

Mittlere Geschwindigkeit:

$$\bar{v} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} v \left(\frac{v}{v_w}\right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_w}\right)^2} d\left(\frac{v}{v_w}\right) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v_w \frac{1}{2} = 1,128 v_w; \quad \frac{\bar{v}}{v_{\text{eff}}} = \frac{1,128}{1,223} = 0,922.$$

Einseitig gerichtete Geschwindigkeit:

$$\bar{v}_x = \frac{v_w}{2\sqrt{\pi}} = \frac{\bar{v}}{4} = \sqrt{\frac{1}{6\pi}} v_{\text{eff}}.$$

e 7) Thermodynamik der Maxwellverteilung.

Für ein homogenes Gas von der Molekularmasse m (von der Molmasse μ) und der Temperatur T °K gilt der Gleichverteilungssatz:

$$\frac{1}{2} m v_{\text{eff}}^2 \equiv \frac{1}{2} \frac{\mu}{L} v_{\text{eff}}^2 = 3 \cdot \frac{1}{2} k T.$$

$k =$ Boltzmannsche Konstante; $L =$ Loschmidtsche Zahl (vgl. Ziffer e I, S. 23).

¹ Das heißt Wahrscheinlichkeit des Vorhandenseins von Geschwindigkeiten, die größer sind als die Minimalgeschwindigkeit v .

² Vgl. Ziffer t 3, S. 160.

Mittels dieser Beziehung kann man das Maxwell'sche Gesetz schreiben:

$$w(v) dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{\sqrt{2 k T}} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{\sqrt{2 k T}} \right)^2} d \left(\frac{v}{\sqrt{2 k T}} \right) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{\sqrt{2 R T}} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{\sqrt{2 R T}} \right)^2} d \left(\frac{v}{\sqrt{2 R T}} \right)$$

$k \cdot L = R =$ Allgemeine Gaskonstante (vgl. Ziffer e I, S. 23).

Wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_w .

$$v_w = \sqrt{\frac{2 R T}{\mu}} = 1,29 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{T}{\mu}} \text{ [cm/s].}$$

R [erg/grad · Mol] allgemeine Gaskonstante; T [°K] Gastemperatur; μ [g] Molmasse.

Für Elektronengas: $v_w = 5,52 \cdot 10^5 \sqrt{T}$ [cm/s].

Effektivgeschwindigkeit.

$$v_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{3 R T}{\mu}} = 1,58 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{T}{\mu}} \text{ [cm/s].}$$

Mittlere Geschwindigkeit \bar{v} .

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 R T}{\pi \mu}} = 1,455 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{T}{\mu}} \text{ [cm/s].}$$

Einseitig gerichtete Geschwindigkeit.

$$\bar{v}_x = \sqrt{\frac{R T}{2 \pi \mu}} = 3,63 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T}{\mu}}.$$

Führt man mittels $\frac{m v^2}{2} = e U$ die der Geschwindigkeit v entsprechende Voltgeschwindigkeit U ein und definiert man $\frac{3}{2} k T \equiv \frac{1}{2} m v_{\text{eff}}^2 \equiv \frac{3}{4} m v_w^2 = e U_{ih}$, so ist $\frac{U}{U_{ih}} = \frac{2}{3} \left(\frac{v}{v_w} \right)^2$. Damit lautet das Maxwell'sche Geschwindigkeitsgesetz:

$$w \left(\frac{U}{U_{ih}} \right) d \left(\frac{U}{U_{ih}} \right) = 3 \sqrt{\frac{3}{2 \pi}} \sqrt{\frac{U}{U_{ih}}} e^{-\frac{3}{2} \frac{U}{U_{ih}}} d \left(\frac{U}{U_{ih}} \right).$$

Die Wahrscheinlichkeit einer Minimalgeschwindigkeit¹ U findet man durch Einsetzen von $\frac{3}{2} \frac{U}{U_{ih}}$ für $\left(\frac{v}{v_w} \right)^2$ in obige Gleichung für $\int_{\left(\frac{v}{v_w} \right)}^{\infty} w \left(\frac{v}{v_w} \right) d \left(\frac{v}{v_w} \right)$

$$\int_{\left(\frac{U}{U_{ih}} \right)}^{\infty} w \left(\frac{U}{U_{ih}} \right) d \left(\frac{U}{U_{ih}} \right) = 1 + \sqrt{\frac{6}{\pi}} \sqrt{\frac{U}{U_{ih}}} e^{-\frac{3}{2} \frac{U}{U_{ih}}} - \sqrt{\frac{3}{2 \pi}} \int_0^{\left(\frac{U}{U_{ih}} \right)} \sqrt{\frac{U_{ih}}{U}} e^{-\frac{3}{2} \left(\frac{U}{U_{ih}} \right)} d \left(\frac{U}{U_{ih}} \right).$$

e 8) Verteilung der relativen Translationsgeschwindigkeit.

Voraussetzung: Gasgemisch von zwei Gasen A und B . Verteilung der Geschwindigkeiten nach Maxwell.

Wahrscheinlichkeitsdichte der relativen Translationsgeschwindigkeit v_r zwischen A - und B -Molekülen.

$$w(v_r) dv_r = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{v_r^2}{v_{wA}^2 + v_{wB}^2}} \cdot \frac{v_r^2}{v_{wA}^2 + v_{wB}^2} d \frac{v_r}{\sqrt{v_{wA}^2 + v_{wB}^2}}$$

$v_{wA}; v_{wB} =$ wahrscheinlichste Geschwindigkeiten der Gase A und B .

¹ Vgl. Fußnote 1 S. 25.

Dieses Gesetz stimmt formal mit dem Gesetz der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung überein, wenn man für $\sqrt{v_{wA}^2 + v_{wB}^2} = v_{wm}$ einsetzt. Es gilt also auch die Tabelle e 10 und graphische Darstellung (Abb. 15). Unter Voraussetzung thermodynamischen Gleichgewichtes kann man schreiben: $m_A v_{wA}^2 = m_B v_{wB}^2$.

In diesem Fall setzt man also für $v_{wm} = v_{wA} \sqrt{1 + \frac{m_A}{m_B}} = v_{wB} \sqrt{1 + \frac{m_B}{m_A}}$.
 $m_A; m_B =$ Massen der Gasmoleküle A und B .

Erwartungswert der Relativgeschwindigkeit.

$$\begin{aligned} \bar{v}_r &= \frac{1}{(v_{wA}^2 + v_{wB}^2)^{3/2}} \cdot \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty e^{-\frac{v_r^2}{v_{wA}^2 + v_{wB}^2}} \cdot v_r^3 dv_r \\ &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{v_{wA}^2 + v_{wB}^2} = \bar{v}_A \sqrt{1 + \frac{m_A}{m_B}} = \bar{v}_B \sqrt{1 + \frac{m_B}{m_A}}. \end{aligned}$$

Mittelwert des relativen Geschwindigkeitsquadrates.

$$\bar{v}_r^2 = \frac{1}{(v_{wA}^2 + v_{wB}^2)^{3/2}} \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty e^{-\frac{v_r^2}{v_{wA}^2 + v_{wB}^2}} \cdot v_r^4 dv_r = \frac{1}{2} (v_{wA}^2 + v_{wB}^2) = \bar{v}_A^2 + \bar{v}_B^2.$$

e 9) Verteilung der relativen Stoßgeschwindigkeit v_{rs} .

Voraussetzung: Gasgemisch von zwei Gasen A und B . Verteilung der Geschwindigkeiten nach Maxwell.

Wahrscheinlichkeitsdichte der relativen Stoßgeschwindigkeit.

$$w(v_{rs}) dv_{rs} = 2 \frac{e^{-\frac{v_{rs}^2}{v_{wA}^2 + v_{wB}^2}} \cdot v_{rs}^3 dv_{rs}}{(v_{wA}^2 + v_{wB}^2)^2} \quad (\text{vgl. unten: Einheitliches Gas}).$$

Mittelwert der relativen Stoßgeschwindigkeit.

$$\bar{v}_{rs} = \frac{3}{8} \pi \bar{v}_A \sqrt{1 + \frac{m_A}{m_B}} = \frac{3}{8} \pi v_B \sqrt{1 + \frac{m_B}{m_A}}$$

Einheitliches Gas ($A = B$).

Wahrscheinlichkeitsdichte der relativen Stoßgeschwindigkeit.

$$w(v_{rs}) dv_{rs} = \frac{e^{-\frac{v_{rs}^2}{2v_w^2}} \cdot v_{rs}^3 dv_{rs}}{2v_w^4} \quad (\text{Abb. 16}).$$

Wahrscheinlichkeit einer Minimalgeschwindigkeit¹ v_{rs} .

$$\int_{\left(\frac{v_{rs}}{v_w}\right)}^\infty w\left(\frac{v_{rs}}{v_w}\right) d\left(\frac{v_{rs}}{v_w}\right) = \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v_{rs}}{v_w}\right)^2\right] e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{v_{rs}}{v_w}\right)^2}$$

Formal gelten diese Gesetze auch für Gasgemische aus Gasen A und B , wenn

man $v_w = \sqrt{\frac{v_{wA}^2 + v_{wB}^2}{2}}$ einsetzt.

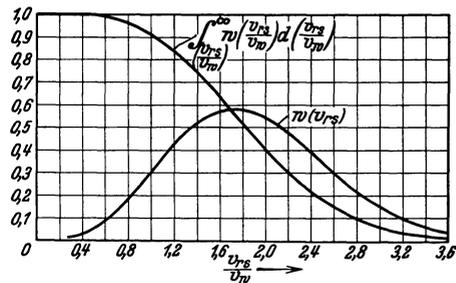


Abb. 16. Verteilungsgesetze der relativen Stoßgeschwindigkeit.

¹ Vgl. Fußnote 1 S. 25.

e 10) Geschwindigkeitsverteilungsgesetze (Tabelle).

1. Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung				
$\frac{v}{v_w}$	$w(v)$	$\int_0^{\infty} w\left(\frac{v}{v_w}\right) d\left(\frac{v}{v_w}\right)$		
2. Verteilung der relativen Stoßgeschwindigkeit (einheitliches Gas)				
$\frac{v_{rs}}{v_w}$			$w(v_{rs})$	$\int_0^{\infty} w\left(\frac{v_{rs}}{v_w}\right) d\left(\frac{v_{rs}}{v_w}\right)$
0,0	0,0000	1,000	0,00000	1,000
0,1	0,0224	0,999	0,00050	1,000
0,2	0,0866	0,994	0,00392	0,999
0,3	0,186	0,983	0,0129	0,999
0,4	0,308	0,956	0,0295	0,998
0,5	0,440	0,919	0,0552	0,994
0,6	0,567	0,869	0,0920	0,989
0,7	0,678	0,806	0,134	0,975
0,8	0,761	0,734	0,185	0,959
0,9	0,813	0,655	0,243	0,939
1,0	0,831	0,572	0,303	0,910
1,1	0,814	0,490	0,364	0,876
1,2	0,770	0,411	0,420	0,838
1,3	0,702	0,336	0,472	0,792
1,4	0,623	0,271	0,514	0,743
1,5	0,534	0,212	0,550	0,689
1,6	0,446	0,1633	0,570	0,634
1,7	0,362	0,1229	0,576	0,576
1,8	0,286	0,0906	0,577	0,519
1,9	0,220	0,0652	0,566	0,464
2,0	0,165	0,0460	0,540	0,405
2,1	0,121	0,0320	0,509	0,356
2,2	0,0864	0,0215	0,474	0,304
2,3	0,0601	0,0142	0,433	0,259
2,4	0,0408	0,0092	0,389	0,218
2,5	0,0272	0,0058	0,344	0,182
2,6	0,0177	0,0036	0,300	0,149
2,7	0,0112	0,0022	0,256	0,121
2,8	0,0069	0,0012	0,218	0,097
2,9	0,0040	0,0007	0,183	0,078
3,0	0,0024	0,0004	0,150	0,061
3,1			0,122	0,048
3,2			0,098	0,037
3,3			0,077	0,028
3,4			0,061	0,021
3,5			0,047	0,016

e 11) Fermistatistik der Metallelektronen.

Konzentration.

$$n = \frac{L \gamma}{A} \cdot j \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]$$

L [Moleküle pro Mol] Loschmidtsche Zahl; γ $\left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]$ spezifisches Gewicht;

A Atomgewicht; j Zahl der freien Elektronen je Atom.

Verteilungsgesetz der Geschwindigkeit.

Von N Elektronen befinden sich dN im Geschwindigkeitsintervall v_x und $v_x + dv_x$; v_y und $v_y + dv_y$; v_z und $v_z + dv_z$.

$$\frac{dN}{N} = \frac{2 m_0^3}{n h^3} \frac{d v_x d v_y d v_z}{e^{\frac{1/2 m_0 (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) - \epsilon_0}{k T}} + 1}$$

oder im Geschwindigkeitsintervall v und $v + dv$ in beliebiger Richtung

$$\frac{dN}{N} = \frac{2 m_0^3}{n h^3} \frac{4 \pi v^2 dv}{e^{\frac{(1/2) m_0 v^2 - \epsilon_0}{k T}} + 1},$$

$$\epsilon_0 = \eta \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{k T}{\eta} \right)^2 + \dots \right]; \quad \eta = \left(\frac{3 n}{\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{8 m_0}.$$

m_0 [g] Elementarmasse; h [erg · s] Plancksches Wirkungsquantum;

v [cm/s] Geschwindigkeit; k $\left[\frac{\text{erg}}{^\circ\text{K}} \right]$ Boltzmannsche Konstante; T [$^\circ\text{K}$] Temperatur.

Verteilungsgesetz der Energie.

Von N Elektronen besitzen dN eine Energie zwischen ϵ und $\epsilon + d\epsilon$

$$\frac{dN}{N} = \frac{4 \pi}{h^3 n} (2 m_0)^{3/2} \frac{\sqrt{\epsilon}}{\epsilon - \epsilon_0} \frac{d\epsilon}{e^{\frac{\epsilon - \epsilon_0}{k T}} + 1}$$

Von N Elektronen besitzen dN_x einen zwischen ϵ_x und $\epsilon_x + d\epsilon_x$ gelegenen Bruchteil der kinetischen Gesamtenergie, welcher der x -Komponente der Geschwindigkeit zukommt.

$$\frac{dN_x}{N} = \frac{4 \pi m_0}{n h^3} k T \ln \left(1 + e^{\frac{\epsilon_0 - \epsilon_x}{k T}} \right) d\epsilon_x.$$

Konzentration n , Nullpunktsenergie U_0 und Druck p_0 von Metallelektronen.

$$p_0 = \frac{2}{5} n \cdot \eta = \frac{2}{5} n \cdot k \cdot \Theta \quad [\text{dyn/cm}^2] \quad e \text{ [clb]}$$

$$U_0 = \frac{\eta \cdot 10^{-7}}{e} [\text{V}]; \quad \Theta = \frac{\eta}{k} [^\circ\text{K}] \quad k \text{ [erg/}^\circ\text{K}]$$

	n [cm ⁻³]	η [erg]	U_0 [V]	Θ [$^\circ\text{K}$]	p_0	
					[dyn/cm ²]	[atp]
Ag	5,90 · 10 ²²	8,66 · 10 ⁻¹²	5,45	6,32 · 10 ⁴	20,4 · 10 ¹⁰	20,0 · 10 ⁴
Cu	8,50 "	11,0 "	6,92	8,02 "	37,4 "	36,8 "
Fe	8,52 "	11,0 "	6,92	8,02 "	37,4 "	36,8 "
Hg	4,10 "	6,78 "	4,26	4,95 "	11,1 "	11,0 "
Ir	7,03 "	9,70 "	6,10	7,07 "	27,2 "	26,8 "
Mo	6,44 "	9,19 "	5,78	6,70 "	23,6 "	23,0 "
Ni	9,08 "	11,05 "	7,23	8,38 "	41,8 "	41,2 "
Os	7,15 "	9,81 "	6,17	7,15 "	28,0 "	27,6 "
Pt	6,64 "	9,35 "	5,88	6,82 "	24,8 "	24,4 "
Ta	5,54 "	8,27 "	5,20	6,03 "	18,3 "	18,0 "
Th	3,00 "	5,48 "	3,45	4,00 "	6,56 "	6,46 "
Wo	6,29 "	9,07 "	5,71	6,62 "	22,8 "	22,4 "

Vergleich zwischen Maxwell'scher und Fermi-Verteilung der Geschwindigkeiten für Wolfram ($T = 2500^\circ K$).

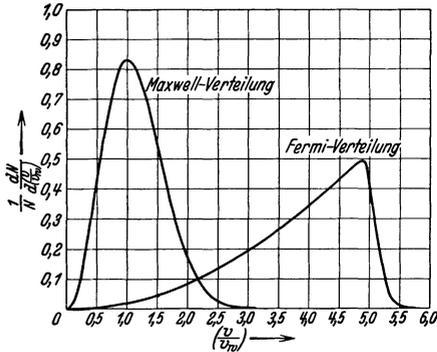


Abb. 17. Maxwell- und Fermi-Verteilung bei Wolfram von $2500^\circ K$.

1. Maxwell'sches Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung.

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\left(\frac{v}{v_w}\right)} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_w}\right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_w}\right)^2}$$

v_w = Wahrscheinlichste Geschwindigkeit.

2. Fermisches Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung.

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\left(\frac{v}{v_w}\right)} = 3 \left(\frac{T}{\Theta_0}\right)^{3/2} \frac{\left(\frac{v}{v_w}\right)^2}{e^{\left(\frac{v}{v_w}\right)^2 - \frac{\Theta}{T}} + 1};$$

$$v_w = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}; \quad \Theta_0 = \frac{\epsilon_0}{k}.$$

e 12) Stoßgesetze.

Kosinusetz.

Von den Molekülen, die die Geschwindigkeit v besitzen und in einer zwischen r und $r + dr$ liegenden Entfernung von einer festen Wand innerhalb eines Elementarkegels $d\omega$ gestartet sind, treffen sekundlich

$$n_v \frac{d\omega \cdot dr \cdot \cos \vartheta}{4\pi}$$

Moleküle auf die Flächeneinheit unter dem Winkel ϑ gegen die Wandnormale auf.

Integration über r ergibt die Gesamtzahl der Moleküle, welche sekundlich mit der Geschwindigkeit v unter dem Winkel ϑ gegen die Flächennormale auf die Flächeneinheit der Wand auftreten oder von ihr reflektiert werden zu

$$n_v \frac{d\omega \cos \vartheta}{4\pi} v.$$

Integration über $d\omega$ liefert als Stoßzahl der v -Moleküle je Sekunde und Flächeneinheit

$$s_v = \frac{1}{4} n_v \cdot v.$$

Alle Moleküle zusammen ergeben $s = \frac{1}{4} n \bar{v}$ Stöße.

Stoßzahl.

Der Erwartungswert aller Stöße pro Zeiteinheit der Moleküle eines Gases auf die Flächeneinheit einer ebenen Wand ist:

$$s = n \frac{4}{\sqrt{\pi}} v_w \int_0^\infty \left(\frac{v}{v_w}\right)^3 e^{-\left(\frac{v}{v_w}\right)^2} \frac{dv}{v_w} \cdot \frac{1}{4} = \frac{n}{4} \bar{v} \left[\frac{1}{s \text{ cm}^2} \right];$$

$$s = \frac{n}{4} \bar{v} = \frac{n}{4} 0,922 \cdot v_{\text{eff}} \left[\frac{1}{s \text{ cm}^2} \right];$$

$$s = 2,653 \cdot 10^{19} \frac{p[\text{dyn/cm}^2]}{\sqrt{\mu T}} = 3,535 \cdot 10^{22} \frac{p[\text{tor}]}{\sqrt{\mu T}} \left[\frac{1}{s \text{ cm}^2} \right].$$

n [cm^{-3}] Konzentration der Moleküle; v_w [cm/s] wahrscheinlichste Geschwindigkeit;

\bar{v} [cm/s] mittlere Geschwindigkeit; p [$\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$] oder [tor] Druck;

μ = Molmasse; T [$^\circ K$] Gastemperatur.

Gasmasse, die pro Flächen- und Zeiteinheit auf die Wand trifft.

$$M = \frac{1}{4} n \cdot m \bar{v} = \frac{1}{4} \rho \bar{v} \left[\frac{\text{g}}{\text{s cm}^2} \right];$$

$$M = 43,74 \cdot 10^{-6} p_{[\text{dyn/cm}^2]} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{T}} = 58,32 \cdot 10^{-3} p_{[\text{tor}]} \sqrt{\frac{\mu}{T}} \left[\frac{\text{g}}{\text{s cm}^2} \right].$$

$$m \text{ [g] Molekularmasse; } \rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] \text{ Dichte.}$$

Druck auf ebene Wand.

$$p = n m \frac{4}{\sqrt{\pi}} v_w^2 \int_0^{\infty} \left(\frac{v}{v_w} \right)^4 \frac{dv}{v_w} e^{-\left(\frac{v}{v_w} \right)^2} \frac{1}{3} = n \cdot m \frac{3}{2} v_w^2 \frac{1}{3};$$

$$p = \frac{n \cdot m}{2} v_w^2 = \frac{n \cdot m}{3} v_{\text{eff}}^2 \text{ [dyn/cm}^2] = \frac{2}{3} u.$$

$$v_{\text{eff}} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] \text{ Effektivgeschwindigkeit; } u \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \right] \text{ Energiedichte.}$$

Stoßzahl und Druck bei Gasgemischen aus den Gasen A, B, C mit den Konzentrationen $n_A; n_B; n_C$ und den Geschwindigkeiten $\bar{v}_A; \bar{v}_B; \bar{v}_C$:

$$s = \frac{1}{4} \sum_{ABC} n_k \bar{v}_k; \quad p = \frac{1}{3} \sum_{ABC} n_k m_k v_{\text{eff}k}^2 \text{ (Summe der Partialdrucke).}$$

Zustandsgleichung je Molekül.

$$p = n k T \text{ [dyn/cm}^2].$$

Zustandsgleichung je Mol.

$$p = k L \cdot \frac{n}{L} T = R \frac{1}{V} T.$$

n [cm⁻³] Konzentration der Moleküle;

k [erg/grad] Boltzmannsche Konstante;

T [°K] Temperatur;

L = Loschmidtsche Zahl;

R = allgemeine Gaskonstante $\left[\frac{\text{erg}}{\text{grad} \cdot \text{Mol}} \right];$

V = [cm³] Volumen pro Mol.

e 13) Diffusion¹.

Definition des Diffusionskoeffizienten.

Zur Zeit $t = 0$ mögen sich im Ursprung eines rechtsachsigen Koordinatensystems x, y, z N -Teilchen befinden, die sich thermisch ungeordnet durcheinander bewegen. Zur Zeit t bilde sich ein kugelförmiger Schwarm. Das mittlere Verschiebungsquadrat längs einer Achse ist

$$\bar{x}^2 = 2 D t.$$

Das mittlere Verschiebungsquadrat in einer Ebene ist

$$\bar{\rho}^2 = 4 D t.$$

Das mittlere Verschiebungsquadrat im Raum ist

$$\bar{r}^2 = 6 D t.$$

Diffusionsgleichung.

Die Konzentrationsänderung eines Gases gehorcht der Gleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) = D \text{ div grad } n.$$

Berechnung der Diffusionskonstanten.

Selbstdiffusion:

Für die Diffusion eines einheitlichen Gases gilt

$$D = \frac{1}{3} \lambda \bar{v}; \quad \lambda = \text{mittlere freie Weglänge;}$$

$$\bar{v} = \text{mittlere Geschwindigkeit.}$$

¹ Trägerdiffusion s. Ziffer f 7. S. 46.

e 14) Einatomige Moleküle. Klassische Eigenschaften ohne Berücksichtigung der inneren Freiheitsgrade.

Entropiegleichung; Chemische Konstante.

$$\frac{S}{N} = c_p \ln T - k \ln p + a; \quad a = k \ln \frac{e^{\frac{5}{2}} k^{\frac{5}{2}}}{h^3} (2\pi m)^{3/2}$$

a = chemische Konstante (für p in dyn/cm²)

N = Teilchenzahl; m = Molekularmasse; k = Boltzmannsche Konstante; h = Plancksches Wirkungsquantum.

Chemische Konstanten für einatomige Moleküle.

$$\frac{S}{N} = \frac{5}{2} k \ln T - k \ln p_{\text{dyn/cm}^2} + a_{\text{dyn/cm}^2}$$

$$\frac{S}{N} = \frac{5}{2} \ln T - k \ln p_{\text{atp}} + a_{\text{atp}}$$

$$\frac{S}{N} = \frac{5}{2} \ln T - k \ln p_{\text{tor}} + a_{\text{tor}}$$

$$a_{\text{atp}} = a_{\text{dyn/cm}^2} - k \ln 10,14 \cdot 10^5 = a_{\text{dyn/cm}^2} - 19 \cdot 10^{-16}$$

$$a_{\text{tor}} = a_{\text{dyn/cm}^2} - k \ln 1330 = a_{\text{dyn/cm}^2} - 9,85 \cdot 10^{-16}$$

S = Entropie
 N = Teilchenzahl
 k = Boltzmannsche Konstante
 T = absolute Temperatur;
 p = Druck in dyn/cm², atphys. oder tor
 a = chemische Konstante für p in den verschiedenen Druckeinheiten.

Element	$a_{\text{dyn/cm}^2}$	a_{atp}	a_{tor}	Element	$a_{\text{dyn/cm}^2}$	a_{atp}	a_{tor}
	Alle Werte sind mit 10^{-16} zu multiplizieren				Alle Werte sind mit 10^{-16} zu multiplizieren		
Ac	28,5	9,53	18,7	Hg	28,3	9,32	18,4
Ag	27,0	8,03	17,1	K	24,9	5,94	15,0
Al	24,2	5,18	14,4	Kr	26,5	7,49	16,6
Ar	24,9	5,95	15,1	Li	21,4	2,38	11,5
Au	28,2	9,26	18,3	Mg	24,0	4,97	14,1
Ba	27,5	8,54	17,6	Na	23,8	4,85	14,0
Cd	27,1	8,12	17,2	Ne	23,6	4,58	13,7
Cs	27,4	8,46	17,5	Ni	25,8	6,80	15,9
Cu	25,9	6,95	16,0	Rb	26,5	7,56	16,6
Fe	25,6	6,70	15,8	Sr	26,6	7,61	16,7
He	20,2	1,22	10,3	X	27,4	8,42	17,5

Entropie eines Gasgemisches.

$$S = \sum_{e=1}^r S_e; \quad \frac{S_e}{N_e} = c_p \ln T - k \ln p_e + a_e; \quad p_e = \frac{N_e}{V} k T = n_e k T = \text{Partialdruck.}$$

$$a_e = k \ln \frac{e^{\frac{5}{2}} k^{\frac{5}{2}}}{h^3} (2\pi m_e)^{3/2}. \quad V = \text{Volumen des betrachteten Gases; } n = \text{Konzentration.}$$

Freie Energie des Gases:

$$F = E_0 - k N T \left[\ln \frac{V}{N} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} + 1 \right]; \quad E_0 = N \cdot \epsilon_0.$$

E_0 = Nullpunktsenergie. ϵ_0 = Nullpunktsenergie eines Teilchens.

e 15) Freie Energie eines Systems von Oszillatoren.

$$F = k N T \left(\frac{\epsilon_0}{k T} + \ln \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{k T}} \right) \right) [\text{erg}];$$

N Anzahl der unter sich gleichen Schwingungssysteme; ν [s⁻¹] Frequenz; h [erg·s] Plancksches Wirkungsquantum; k [erg/grad] Boltzmannsche Konstante; ϵ_0 [erg] Nullpunktsenergie pro Schwingungssystem; E_0 [erg] Nullpunktsenergie insgesamt.

Mittlere Oszillatorenergie.

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 + \frac{h\nu}{e^{hT} - 1} \text{ [erg].}$$

e 16) Zustandsgleichung des festen Körpers.

Freie Energie des festen Körpers.

$$F = E_0 + 3 L k T \left[\ln \left(1 - e^{-\frac{\Theta}{T}} \right) - \frac{T^3}{\Theta^3} \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{x^3 dx}{1 - e^{-x}} \right] \text{ [erg].}$$

$\Theta = \frac{h \nu_{gr}}{k}$ [°K] charakteristische Temp.; $w = \sqrt{\frac{E}{\gamma}}$ [cm/s] Schallgeschwindigkeit;
 ν_{gr} [s⁻¹] Grenzfrequenz des Oszillators; E Elastizitätsmodul;
 $\nu_{gr} = w \sqrt[3]{\frac{3 L}{4 \pi A}}$; γ spezifisches Gewicht;
 $A =$ Atomgewicht; L Loschmidtsche Zahl.

Das Integral läßt sich nicht geschlossen auswerten.
 Man erhält näherungsweise:

$$\text{für } T \gg \Theta \quad F = E_0 - L k T + 3 L k T \ln \frac{\Theta}{T}.$$

Daraus ergibt sich nach dem Satz von Gibbs-Helmholtz die Energie:

$$E = - T^2 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{F}{T} \right) = E_0 + 3 L k T$$

und die spezifische Wärme bei konstantem Volumen $c_v = 3 L k$ entsprechend einer Atomwärme $3 k$

$$\text{für } T \ll \Theta \quad F = E_0 + 3 L k T \left(\ln \left(1 - e^{-\frac{\Theta}{T}} \right) - \frac{\pi^4}{15} \frac{T^3}{\Theta^3} \right);$$

$$F \approx E_0 - \frac{\pi^4}{5} L k T \frac{T^3}{\Theta^3}.$$

e 17) Berechnung von Dampfdruckkurven von Metalldämpfen.

Die freie Energie des Dampfes (annähernd ideales Gas) ist.

$$F_D = -L k T \ln \frac{e V_D}{L} \left(\frac{2 \pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} + E_{0D},$$

die des Kondensates:

$$F_K \approx E_{0K} - L k T + 3 L k T \ln \frac{\Theta}{T} \text{ (für } \Theta \ll T \text{)}.$$

Gleichgewichtsbedingung.

$$-L k T \ln \frac{e V_D}{L} \left(\frac{2 \pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} + E_{0D} + L k T$$

$$= E_{0K} - L k T + 3 L k T \ln \frac{\Theta}{T}.$$

$L =$ Loschmidtsche Zahl;
 $k =$ Boltzmannsche Konstante;
 $T =$ Temperatur;
 $V_D =$ Volumen des Dampfes;
 $m =$ Masse des Dampfmoleküls;
 $h =$ Plancksches Wirkungsquantum;
 $E_{0D} =$ Nullpunktsenergie des Dampfes;
 $E_{0K} =$ Nullpunktsenergie des Kondensators;
 $\Theta =$ charakteristische Temperatur (vgl. Ziffer a 4, S. 4 und e 16);
 $p =$ Druck; $e = 2,718$.

Die Differenz der Nullpunktsenergien ($E_{0D} - E_{0K}$) gibt die innere Verdampfungswärme A je Grammatom an. Mit $\frac{V_D}{L} = \frac{k T}{p}$ folgt:

$$\ln p_{\text{dyn/cm}^2} = \ln \left(\frac{(k T)^{5/2}}{e T^3} \Theta^3 \left(\frac{2 \pi m}{h^2} \right)^{3/2} \right) - \frac{A \text{ [erg]}}{L k T}.$$

Drückt man p in tor oder physikalischen Atmosphären aus, geht man ferner zum gewöhnlichen Logarithmus über und führt man mittels $m = m_1 \cdot M$ das Molekulargewicht M ein ($m_1 = 1,6359 \cdot 10^{-24}$ g), so erhält man:

$$\log p_{[\text{tor}]} = 0,850 + 3 \log \Theta + \frac{3}{2} \log M - \frac{1}{2} \log T - 0,219 \frac{A_0[\text{cal}]}{T}$$

oder

$$\log p_{[\text{atp}]} = -2,031 + 3 \log \Theta + \frac{3}{2} \log M - \frac{1}{2} \log T - 0,219 \frac{A_0[\text{cal}]}{T}.$$

Dabei ist $A_0[\text{cal}]$ die Verdampfungswärme eines Grammatoms in cal.

Da im allgemeinen Θ , die charakteristische Temperatur, nicht gegeben oder berechenbar ist und ferner $A_0[\text{cal}]$ aus den vorhandenen Messungen nicht genau genug bekannt ist, schreibt man für ein bestimmtes Metall:

$$\log p_{[\text{tor}]} + \frac{1}{2} \log T = -0,219 \frac{A_0[\text{cal}]}{T} + K_{\text{tor}}$$

oder

$$\log p_{[\text{atp}]} + \frac{1}{2} \log T = -0,219 \frac{A_0[\text{cal}]}{T} + K_{\text{atp}}$$

Aus gemessenen Sättigungsdrücken stellt man sich das Diagramm für

$$\left(\log p + \frac{1}{2} \log T \right) = f\left(\frac{1}{T}\right)$$

her. Es ergibt sich dabei mit guter Annäherung eine Gerade, deren Steigung die Berechnung von A_0 ermöglicht:

$$f'\left(\frac{1}{T}\right) = -0,219 A_0[\text{cal}].$$

Das von der Geraden auf der Ordinate abgeschnittene Stück gibt die Konstante der Gleichung für den Sättigungsdruck. Mit den so gefundenen Größen kann man mittels obiger Gleichung die Dampfdruckkurve in nicht durchmessenen Gebieten extra- oder interpolieren.

Auf diese Art ergeben sich die Formeln für die wichtigsten Metaldämpfe nach folgendem Schema:

$$\log p_{[\text{tor}]} = K_{\text{tor}} - \frac{1}{2} \log T - \frac{C}{T}$$

oder

$$\log p_{[\text{atp}]} = K_{\text{atp}} - \frac{1}{2} \log T - \frac{C}{T}.$$

Metall		K_{tor}	K_{atp}	C	A_0 cal/Grammatom
Barium	Ba	10,34	7,46	10 300	47 100
Cadmium	Cd	9,92	7,04	5 720	26 100
Calcium	Ca	9,76	6,88	9 000	41 100
Caesium	Cs	8,08	5,20	3 650	16 650
Eisen, technisch ¹	Fe	10,38	7,50	18 200	83 000
Kalium	K	8,78	5,90	4 530	20 700
Kohlenstoff ²	C	14,82	11,94	42 200	192 500
Kupfer	Cu	11,68	8,80	18 620	85 000
Lithium	Li	9,96	7,08	8 670	39 600
Magnesium	Mg	9,78	6,90	7 360	33 600
Molybdän	Mo	11,71	8,83	33 100	151 000
Natrium ³	Na	9,21	6,33	5 500	(25 300)

¹ Der Dampfdruck von chemisch reinstem Eisen ist niedriger als der von Nickel!

² Handbuch der Physik, Bd. 19 (1928) S. 353.

³ Dabei ist nicht berücksichtigt, daß besonders bei etwas höheren Temperaturen Na zu Na_2 assoziiert. Es ist so verfahren worden, daß in die abgeleitete Formel der Gesamtdruck von $\text{Na}_1 + \text{Na}_2$ eingeführt und daraus wie sonst üblich die Gleichung aus den vorliegenden Messungen

Metall		K_{tor}	K_{atp}	C	Λ_0 cal/Grammatom
Nickel	Ni	10,10	7,22	18 000	82 200
Platin	Pt	11,22	8,34	27 000	123 000
Quecksilber	Hg	9,48	6,60	3 300	15 050
Rubidium	Rb	9,15	6,27	4 410	20 100
Silber	Ag	11,90	9,02	16 250	74 200
Strontium	Sr	9,46	6,58	8 140	37 100
Wolfram	W	11,62	8,74	41 500	189 200
Zink	Zn	10,27	7,39	6 670	30 900

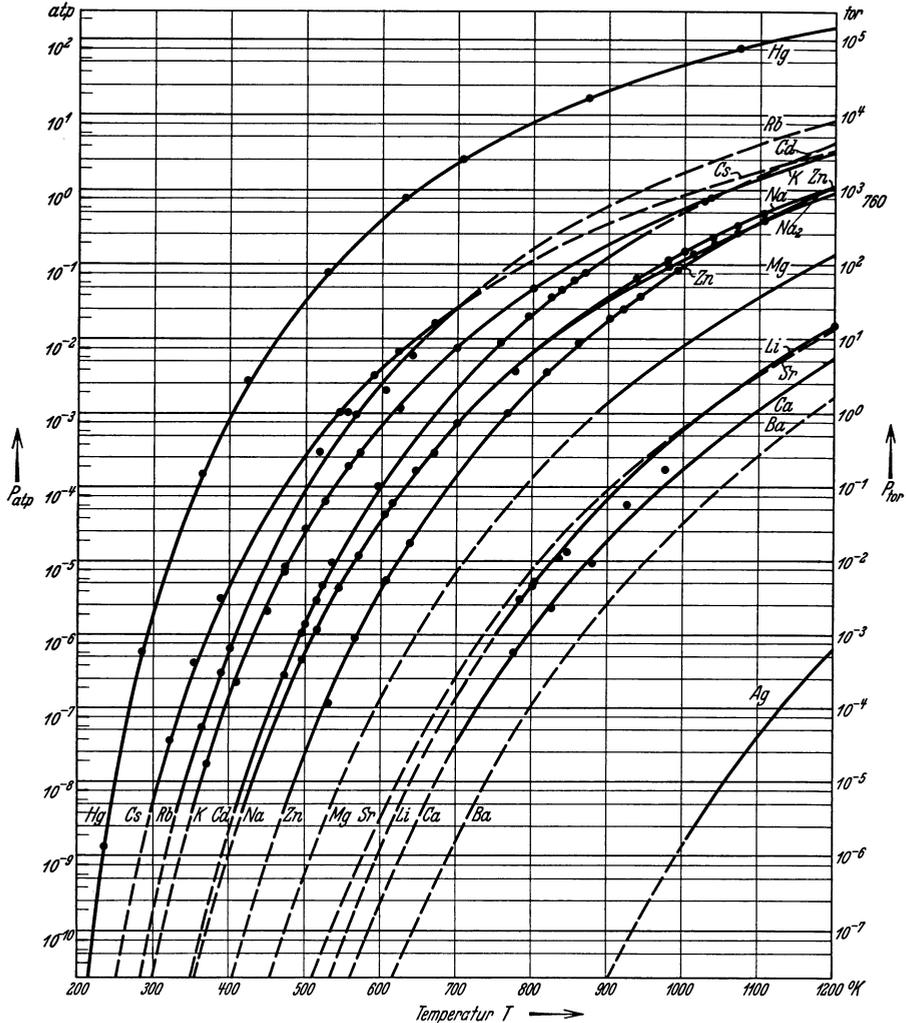


Abb. 18. Sättigungsdrücke von Metaldämpfen (Temperaturgebiet von 200—1200° K).

festgestellt wurde, ohne daß an sich eine Berechtigung dazu besteht. Die Meßwerte liegen aber genau genug auf der so berechneten Kurve. Es wurde aber auch die Kurve für den Partialdruck von Na (einatomig), ermittelt. Man erhält die Konstanten: $K_{tor} = 9,03$; $K_{atp} = 6,15$; $C = 5450$. Die Angabe einer Verdampfungswärme für Na hat nicht viel Sinn.

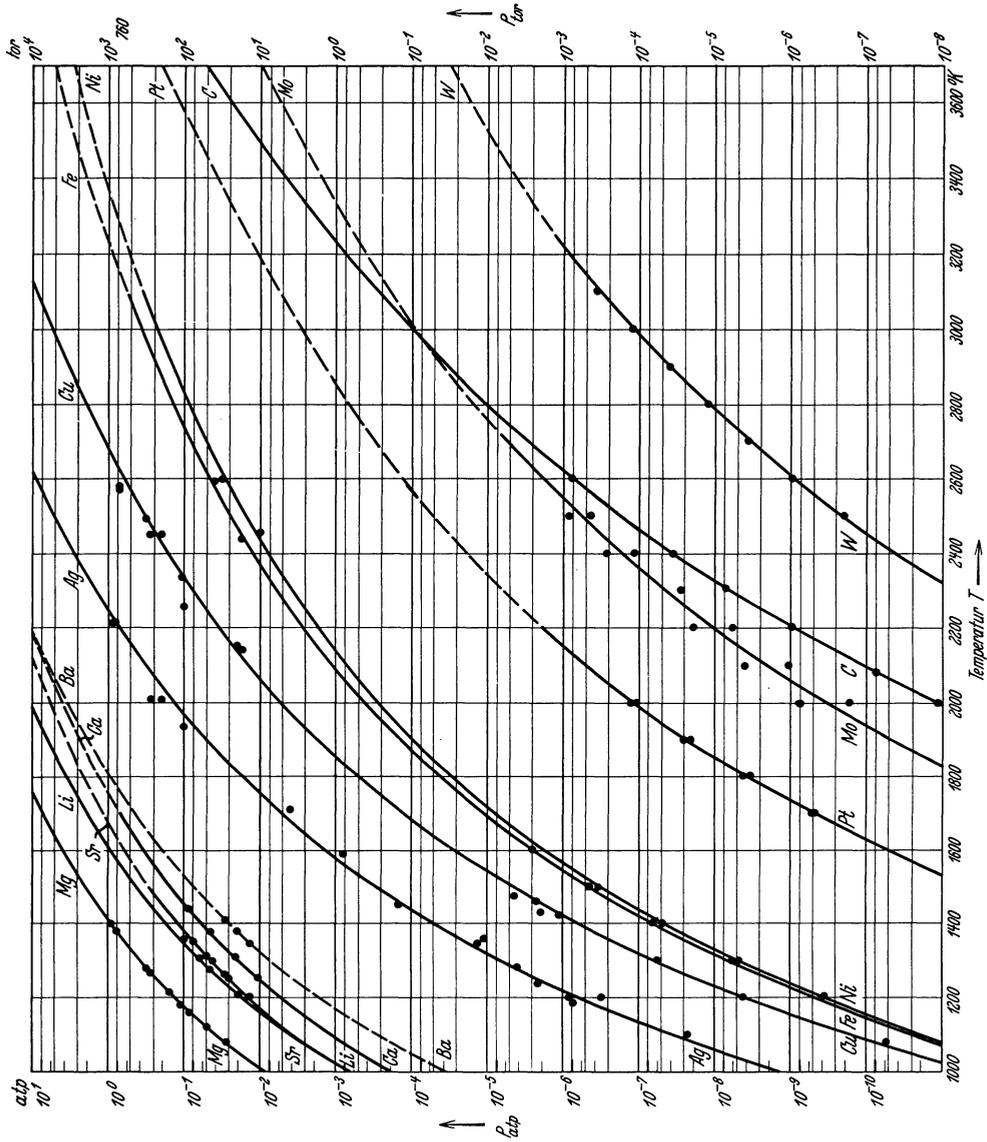


Abb. 19. Sättigungsdrucke von Metaldämpfen (Temperaturgebiet von 1000–3700 ° K).

Die Kurven (Abb. 18 und 19) decken sich bis auf geringe Ausnahmen (Meßfehler?) gut mit den gemessenen Werten (Meßwerte besonders eingetragen!!). In Gebieten, wo keine Meßwerte vorlagen und wo demgemäß die Extrapolation mittels der berechneten Kurve unsicher ist, sind die Kurven gestrichelt aufgetragen. Die Meßwerte

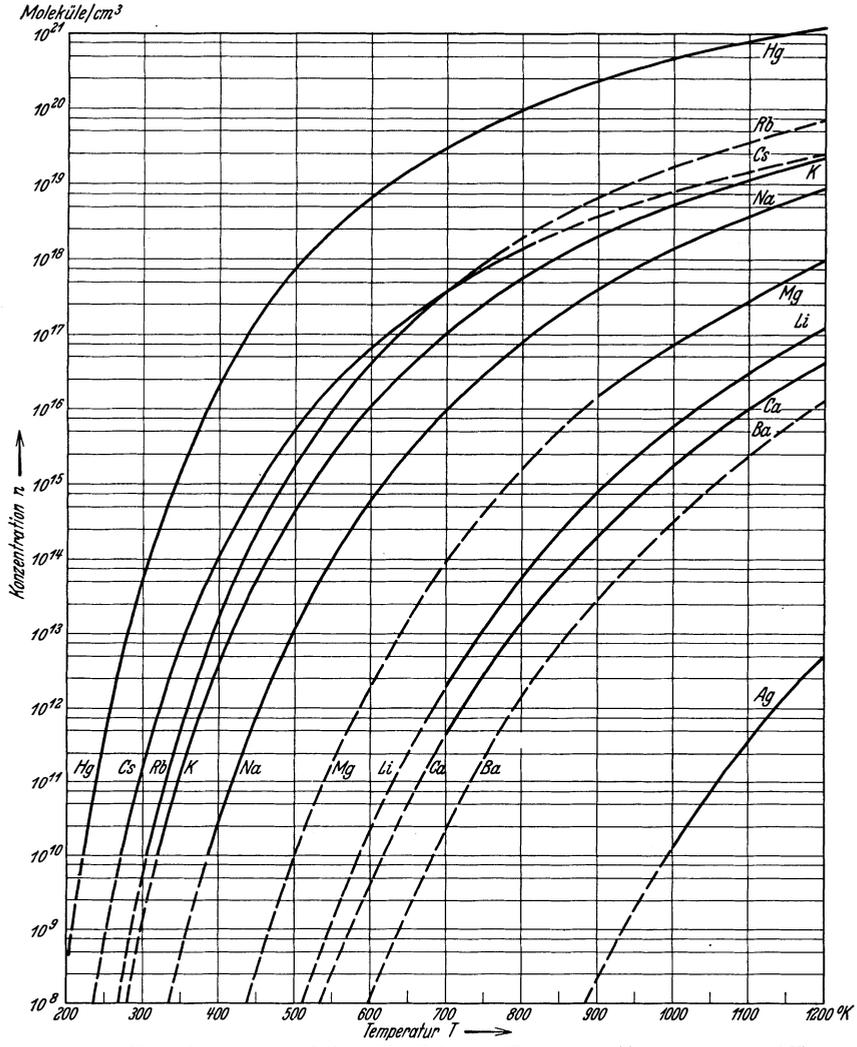


Abb. 20. Konzentration von gesättigten Metaldämpfen (Temperaturgebiet von 200—1200 °K).

entstammen aus Landolt-Börnstein (Erg.-Bd. IIb, S. 1290f.; Erg.-Bd. I, S. 721f.; H.-W. Bd. II S. 1332f.).

Aus den Werten für den Sättigungsdruck werden mittels der Zustandsgleichung $n = 0,972 \cdot 10^{19} \frac{P_{\text{tor}}}{T^{\circ}K}$ die Konzentrationen für die gesättigten Dämpfe berechnet (Abb. 20 und 21).

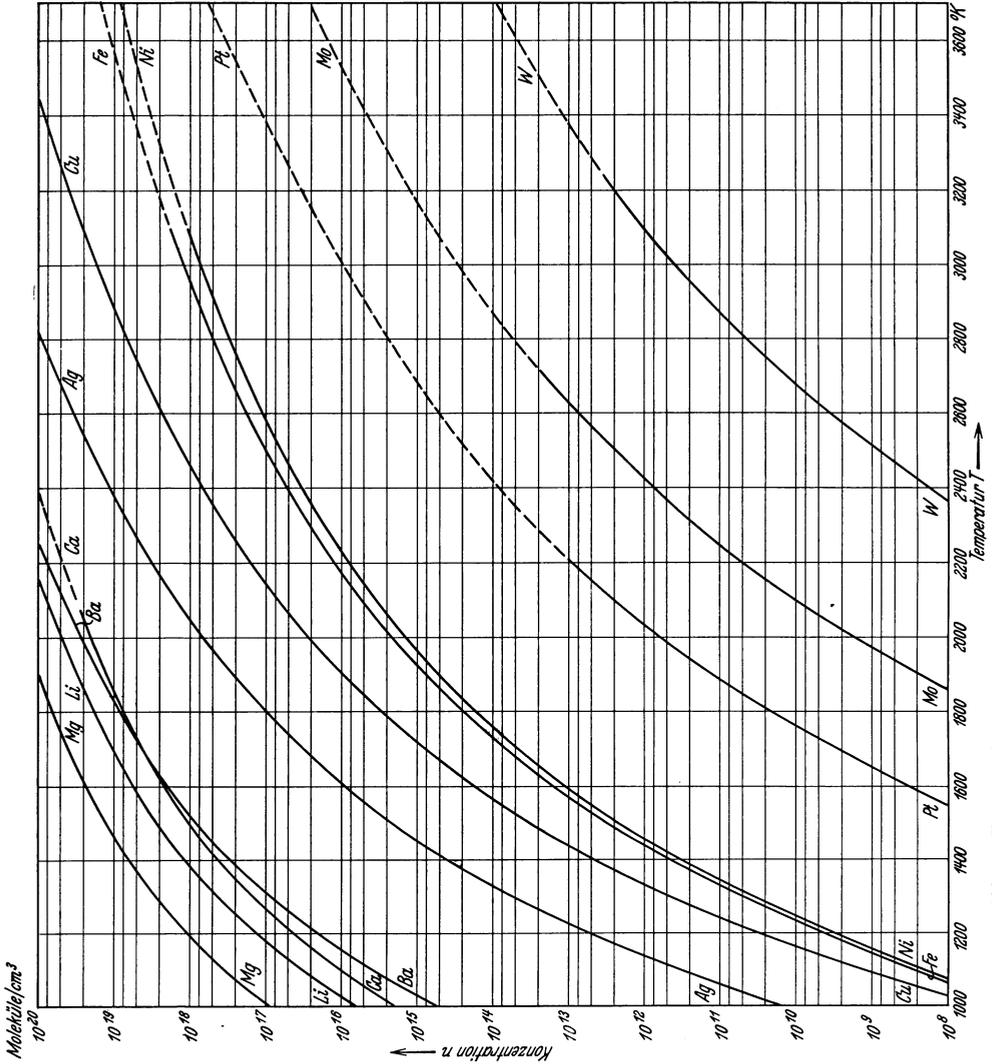


Abb. 21. Konzentration von gesättigten Metaldämpfen (Temperaturgebiet von 2000—3700 °K).

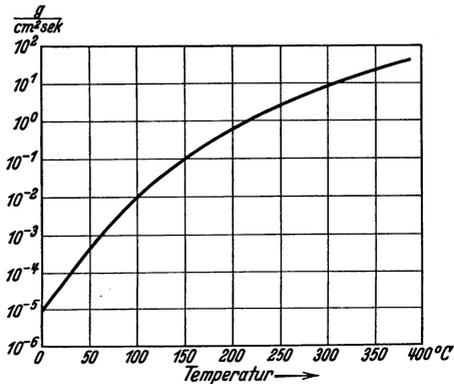


Abb. 22. Verdampfungs- und Kondensationsmengen von gesättigtem Quecksilberdampf (Transmissionskoeffizient = 1).

e 18) Zahl der verdampfenden Moleküle pro Quadratcentimeter Oberfläche und Sekunde.

$$n_D = \tau \frac{I}{\sqrt{2\pi}} \frac{p}{\sqrt{k T m}} \left[\frac{I}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right],$$

p [dyn/cm²] Druck;

k $\left[\frac{\text{erg}}{^\circ\text{K}} \right]$ Boltzmannsche Konstante;

m [g] Molekülmasse;

T [°K] Temperatur;

τ = Transmissionskoeffizient;

μ Molekulargewicht.

Verdampfungs­menge.

$$M_D = \tau \cdot m \cdot n_D = \frac{\tau}{\sqrt{2 \pi k L}} \sqrt{\mu} \cdot \frac{p}{\sqrt{T}} \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right]$$

$$= \tau \cdot 43,74 \cdot 10^{-6} p_{\text{dyn/cm}^2} \sqrt{\frac{\mu}{T}} = \tau \cdot 0,0585 p_{\text{tor}} \sqrt{\frac{\mu}{T}} \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right].$$

Der Transmissionskoeffizient τ ($0 < \tau < 1$) gibt an, welcher Bruchteil der zum Durchfliegen der Grenzfläche (Kondensat–Dampf) fähigen Moleküle von dieser nicht reflektiert, also durchgelassen werden.

e 19) Sättigungsdruck und Konzentration des Wasserdampfes¹.

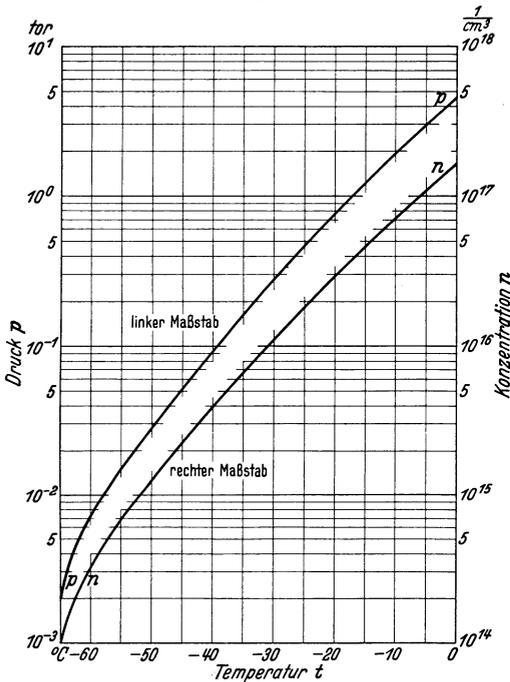


Abb. 23. Sättigungsdruck und Konzentration des gesättigten Wasserdampfes über Eis (–65° bis 0° C).

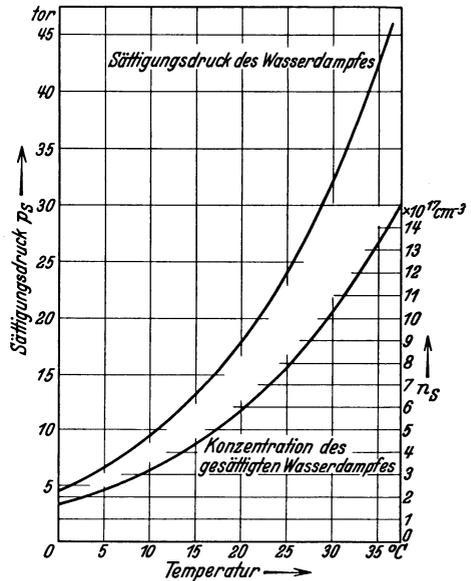


Abb. 24. Sättigungsdruck und Konzentration des gesättigten Wasserdampfes (0° bis 37,5° C).

e 20) Wärmeleitung in homogenen Gasen.

Besteht in einem physikalisch homogenen Gase ein Temperaturfeld T , so entwickelt sich längs des Temperaturgradienten ein Energiestrom \mathfrak{S} . Seine Größe beträgt $\mathfrak{S} = -\kappa \text{ grad } T$.

Die hierdurch definierte Zahl κ heißt Wärmeleitfähigkeit. Sie berechnet sich aus der Zähigkeit² η , der Mol- (bzw. Molekular-) wärme bei konstantem Volumen C_v (c_v) und dem Molekular- (bzw. Molekül-)gewicht M (m) mittels:

$$\kappa = 2,5 \eta \frac{C_v}{M} = 2,5 \eta \frac{c_v}{m}.$$

¹ Landolt-Börnstein: H.-W., Bd. II S. 1314. ² Zähigkeit s. Ziffer q 2. S. 143.

Spezifische Wärme von Gasen¹.

a) Einatomige Gase.

	Konstantes Volumen	Konstanter Druck
Je Molekül	$c_v = \frac{3}{2} k = 2,06 \cdot 10^{-16} \text{ [erg/}^{\circ}\text{K]}$	$c_p = \frac{5}{2} k = 3,43 \cdot 10^{-16} \text{ [erg/}^{\circ}\text{K]}$
Je Mol . .	$C_v = \frac{3}{2} k L = 1,243 \cdot 10^8 \text{ [erg/}^{\circ}\text{K]}$	$C_p = \frac{5}{2} k L = 2,08 \cdot 10^8 \text{ [erg/}^{\circ}\text{K]}$

$k \text{ [erg/}^{\circ}\text{K]} = 1,371 \cdot 10^{-16}$ Boltzmannsche Konstante; L Loschmidtsche Zahl
 $= 60,6 \cdot 10^{22}$.

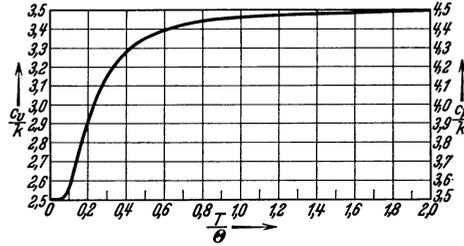


Abb. 25. Spezifische Wärme zweiatomiger Gase.

b) Zweiatomige Gase (Rotation voll ausgebildet)².

	Konstantes Volumen	Konstanter Druck
Je Molekül	$c_v = k \left[\frac{5}{2} + \left(\frac{\Theta}{2 \sin \frac{1}{2} \frac{\Theta}{T}} \right)^2 \right]$	$c_p = k \left[\frac{7}{2} + \left(\frac{\Theta}{2 \sin \frac{1}{2} \frac{\Theta}{T}} \right)^2 \right]$
Je Mol . .	$C_v = L c_v =$ $= 8,31 \cdot 10^7 \left[\frac{5}{2} + \left(\frac{\Theta}{2 \sin \frac{1}{2} \frac{\Theta}{T}} \right)^2 \right]$	$C_p = L \cdot c_p =$ $= 8,31 \cdot 10^7 \left[\frac{7}{2} + \left(\frac{\Theta}{2 \sin \frac{1}{2} \frac{\Theta}{T}} \right)^2 \right]$

$\Theta \text{ [}^{\circ}\text{K]}$ charakteristische Temperatur (vgl. Ziffer e 16 und 17, S. 33).

e 21) Dissoziation zweiatomiger Moleküle zu einatomigen.

Die Gleichung für den Grad der Dissoziation x lautet:

1. für Moleküle aus zwei gleichartigen Atomen:

$$\frac{x^2}{1-x^2} \hat{p} \text{ [dyn/cm}^2\text{]} = \frac{(2\pi)^{1/2} k^{3/2}}{8 h} \left(1 - e^{-\frac{\Theta}{T}} \right) \frac{M^{3/2}}{J} T^{3/2} e^{-\frac{Q_{\text{diss}}}{kT}};$$

2. für Moleküle aus zwei verschiedenen Atomen:

$$\frac{x^2}{1-x^2} \hat{p} \text{ [dyn/cm}^2\text{]} = \frac{(2\pi)^{1/2} k^{3/2}}{4 h} \left(1 - e^{-\frac{\Theta}{T}} \right) \frac{M^{3/2}}{J} T^{3/2} e^{-\frac{Q_{\text{diss}}}{kT}}$$

k = Boltzmannsche Konstante; h = Plancksches Wirkungsquantum; Θ = cha-

rakteristische Temperatur; $M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$; m_1 ; m_2 = Masse der Atome;

J = Trägheitsmoment des Moleküls; Q_{diss} = Dissoziationswärme.

¹ Angegeben in erg/^oK. Umrechnung in andere Einheiten s. Ziffer s 3.

² Siehe Ziffer a 4. S. 4.

Will man den Dissoziationsgrad bei einem Druck von p_{atp} wissen, so dividiere man den für 1 atp bei gleicher Temperatur gefundenen Wert für $\frac{x^2}{1-x^2}$ (rechte Ordinate) durch $p_{[atp]}$ und lese den Wert x des Dissoziationsgrades auf der linken Ordinate in gleicher Höhe des korrigierten Wertes $p \frac{x^2}{1-x^2}$ ab (Abb. 26).

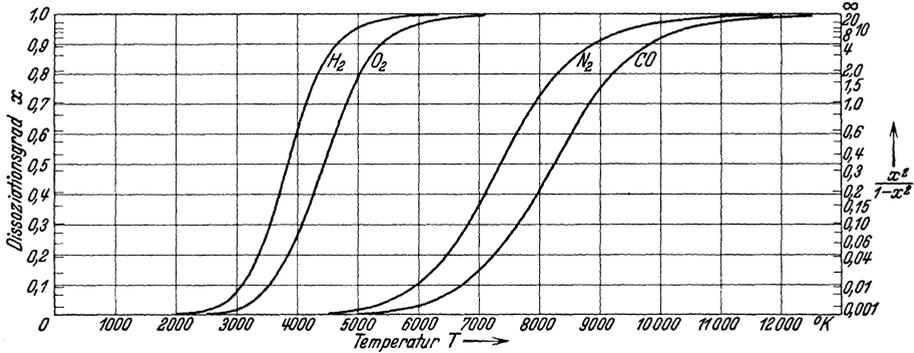


Abb. 26. Dissoziation zweiatomiger Gase zu einatomigen bei einem Druck von $1\text{ atp} = 760\text{ tor}$.

e 22) Barometerformel

der Konzentration: $n = n_0 e^{-\frac{\varphi}{kT}}$; des Druckes: $p = p_0 e^{-\frac{\varphi}{kT}}$;

wobei φ durch die äußeren Kräfte auf die Moleküle ($-n$ grad φ) definiert ist ($k =$ Boltzmannsche Konstante; $T =$ Temperatur).

e 23) Zusammensetzung der Atmosphäre.

Anzahl der Moleküle pro Kubikzentimeter Luft an der Erdoberfläche bei 25°C und 760 tor (vgl. Bartels, Überblick über die Physik der hohen Atmosphäre¹).

Gasart	n Moleküle/cm ³	$\log n$
Stickstoff . N ₂	$1,99 \cdot 10^{19}$	19,30
Sauerstoff . O ₂	$5,36 \cdot 10^{18}$	18,73
Argon . . . Ar	$2,45 \cdot 10^{17}$	17,39
Kohlen- dioxid . . CO ₂	$7,75 \cdot 10^{15}$	15,89
Krypton . . Kr	$2,51 \cdot 10^{15}$	15,40
Helium . . . He	$1,02 \cdot 10^{14}$	14,01
Wasserstoff H ₂	$2,57 \cdot 10^{15}$	15,41

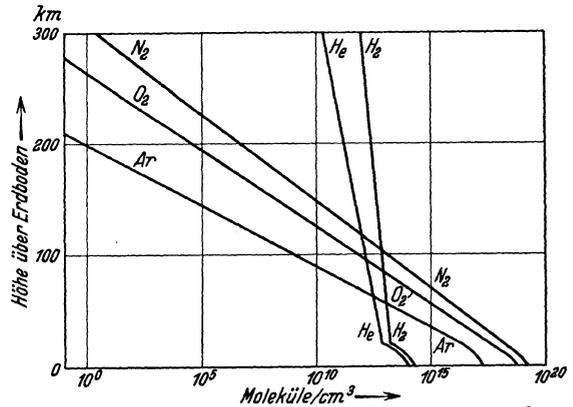


Abb. 27. Zahl der Moleküle pro Kubikzentimeter berechnet unter der Annahme, daß oberhalb 20 km Höhe keine konvektive Mischung stattfindet und die Temperatur -54°C herrscht (Bartels¹).

Volumenverhältnisse der Bestandteile der Luft an der Erdoberfläche nach Jeans².

Gasart	Vo- lumen- teile	pro Teile Luft	Gasart	Vo- lumen- teile	pro Teile Luft	Gasart	Vo- lumen- teile	pro Teile Luft
Stickstoff.	78,03	100	Neon . . .	1,00	80000	Helium. . .	1,00	250000
Sauerstoff	20,99	100	Wasserstoff,			Krypton . .	1,00	2000000
Argon . . .	0,94	100	ungefähr .	1,00	100000	Xenon . . .	1,00	17000000

¹ Bartels, J.: Elektr. Nachr.-Techn. Sonderheft Bd. 10 (1933) S. 14.

² Jeans, J. H.: Dynamische Theorie der Gase (übersetzt von R. Fürth) 1926 S. 433.

e 24) Polarisierbarkeit (Dielektrizitätskonstante)¹ von Gasen ($p = 760$ tor).

Gas	Dielektrizitätskonstante ϵ	Temperatur $t^\circ \text{C}$	Gas	Dielektrizitätskonstante	Temperatur $t^\circ \text{C}$
Argon	{ 1,000568	0	Neon	1,000574	20
	{ 1,000574	20	Sauerstoff	1,000545	0
Chlor	{ 1,001536	0	Stickstoff	{ 1,000600	0
Helium	{ 1,0000724	0		{ 1,000581	20
Kohlenmonoxyd	{ 1,000692	0	Stickoxydul	{ 1,001082	0
Kohlendioxyd	{ 1,000965	0	Wasserstoff	{ 1,000264	0
Krypton	{ 1,000850	0		{ 1,000273	20
Luft	{ 1,000589	0	Xenon	{ 1,001378	0
	{ 1,000576	19			

f) Kinetik der Ladungsträger.

f 1) Trägertemperatur

(für Ladungsträger mit Maxwell'scher Verteilung der Geschwindigkeit).

$$\frac{1}{2} m v_{\text{eff}}^2 = \frac{3}{2} k T; \quad T = \frac{1}{3} \frac{m v_{\text{eff}}^2}{k}; \quad v_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{3 k T}{m}};$$

 m = [g] Trägermasse; k = [erg/grad] Boltzmann'sche Konstante; T = [$^\circ \text{K}$] Temperatur; $v_{\text{eff}} = \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]$ Effektivgeschwindigkeit.

Voltenergie.

Durch Vergleich der Energie der Temperatur mit derjenigen Voltenergie, die ein Träger mit der Elementarladung e beim Durchfallen der Spannung U aufnimmt, erhält man:

$$\frac{3}{2} k T = e U; \quad U = \frac{3}{2} \frac{k}{e} T = \frac{3}{2} \frac{1,371 \cdot 10^{-23}}{1,59 \cdot 10^{-19}} T = \underline{\underline{U = 1,295 \cdot 10^{-4} T}};$$

k [Ws/grad].

f 2) Mittlere freie Weglänge der Ionen (Index j)(bei der Bewegung durch ein Gas [Index g]).

$$\lambda_j = \frac{1}{\sqrt{2} \pi R_j^2 n_j + \pi R_{jg}^2 n_g \sqrt{1 + \frac{m_j}{m_g}}}$$

 n [cm^{-3}] = Konzentration; R [cm] = gaskinetischer Wirkungshalbmesser²; m [g] = Masse.Für $n_g \gg n_j$ und $m_j \approx m_g$ ist genau genug

$$\lambda_j = \frac{1}{\pi R_{jg}^2 n_g \sqrt{1 + \frac{m_j}{m_g}}} = \frac{1}{\pi \sqrt{2} R_{jg}^2 n_g};$$

für $R_j \approx R_g$ wird $R_{jg} \approx 2 R_g$ und damit

$$\lambda_j = \frac{1}{\pi \sqrt{2} 4 R_g^2 n_g}.$$

Für Elektronen mit $m_0 \ll m_g$ und $R_{el} \ll R_g$ erhält man näherungsweise

$$\lambda_{el} = \frac{1}{\pi R_g^2 n_g}.$$

f 3) Wirkungsradius neutraler Moleküle gegen Ladungsträger.

Es sei R_c der Molekülhalbmesser nach Clausius-Mossotti (Ziffer a 3, S. 3), ferner R_∞ der für die innere Reibung maßgebende Molekülhalbmesser (Ziffer e 3, S. 23), dann ist der wirksame Molekülhalbmesser R_{w_j} für Ionen zu berechnen:

¹ Jeans, J. H.: Dynamische Theorie der Gase (übersetzt von Fürth) 1926 S. 422; Landolt-Börnstein: Physikalisch-chemische Tabellen, H.-W. Bd. II S. 1041, Erg.-Bd. I S. 570, Erg.-Bd. II b, S. 1003.

² Für Ionen ist hier genauer der wirksame Molekülhalbmesser einzusetzen (vgl. f 3).

$$\left(\frac{R_{wj}}{R_\infty}\right)^2 = 1 + \frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\Delta} \cdot \frac{1}{4} \cdot \frac{R_c^3}{R_\infty^2 (4R_\infty^2 - R_c^2)} \cdot \frac{1}{kT};$$

$$= 1 + \frac{3}{16} \frac{r_0 R_c^3}{R_\infty^2 (4R_\infty^2 - R_c^2)}.$$

r_0 [cm] Radius der Rekombinationszone (Ziffer f 8, S. 47);

$$r_0 = \frac{1,054 \cdot 10^{-3}}{T [^{\circ}K]} \text{ [cm]}; \quad e = 1,59 \cdot 10^{-19} \text{ [clb]}; \quad \Delta = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} \left[\frac{F}{\text{cm}} \right];$$

$$k = 1,371 \cdot 10^{-23} \left[\frac{\text{Ws}}{^{\circ}K} \right]; \quad T [^{\circ}K]; \quad T_v \text{ (s. Ziffer e 3, S. 23)}; \quad R_c R_\infty \text{ [cm]}.$$

Sei der gasketische Molekülhalbmesser R_g , so ist nach Ziffer e 3, S. 23

$$\left(\frac{R_{wj}}{R_g}\right)^2 = \left(\frac{R_{wj}}{R_\infty}\right)^2 \cdot \left(\frac{R_\infty}{R_g}\right)^2 = \frac{\left(\frac{R_{wj}}{R_\infty}\right)^2}{1 + \frac{T_v}{T}}.$$

f 4) Wirkungshalbmesser nach Ramsauer¹.

Wirkungshalbmesser für Stoß von Elektronen gegen Moleküle².

Ramsauer und andere geben den Wirkungsquerschnitt als Summe der Querschnitte in $\frac{\text{cm}^2}{\text{cm}^3}$ bei 0° C und $p = 1$ tor an, in denen ein Elektron abgelenkt, verzögert oder ganz aufgehalten wird.

Aus den so definierten Angaben verschiedener Autoren¹ wurde der Wirkungshalbmesser für Elektronenstoß r_e unter Annahme kreisförmiger Wirkungsquerschnitte berechnet:

$$r_e = \sqrt{\frac{W_q}{\pi n}} = 0,299 \cdot 10^{-8} \sqrt{W_q} \text{ [cm]};$$

$W_q \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{cm}^3} \right]$ Wirkungsquerschnitt nach Ramsauer;
 $n \text{ [cm}^{-3}]$ Konzentration einer Gases bei 0° C und 1 tor

$$n = \frac{p}{kT} = \frac{1,33 \cdot 10^3}{1,371 \cdot 10^{-16} \cdot 273} = 3,56 \cdot 10^{16} \text{ [cm}^{-3}].$$

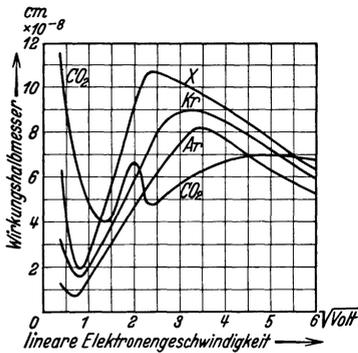


Abb. 29. Wirkungshalbmesser² für Argon, Krypton, Xenon, Kohlendioxyd.

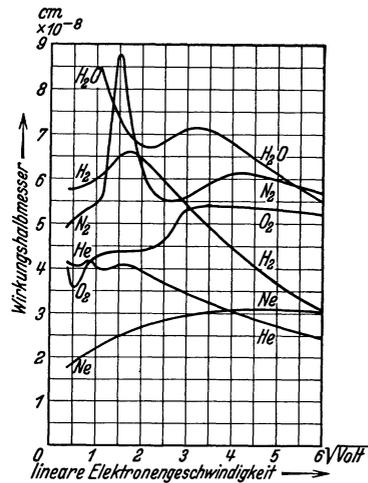


Abb. 28. Wirkungshalbmesser² für Helium, Neon, Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Wasserdampf.

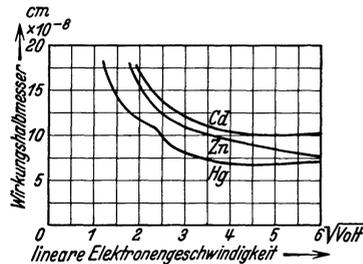


Abb. 30. Wirkungshalbmesser² für Cadmium, Zink Quecksilber.

¹ Vgl. z. B. Landolt-Börnstein: Physikalisch-chemische Tabellen und A. v. Engel u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932.

² In den Abbildungen 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36 ist infolge eines Versehens der Wirkungshalbmesser um den Faktor 3 zu groß angegeben. Die entnommenen Wirkungshalbmesser sind also sämtlich durch 3 zu dividieren.

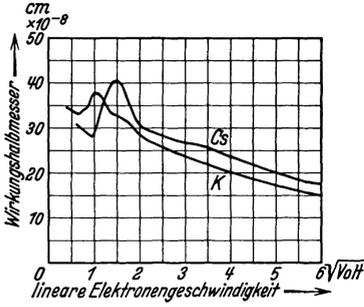


Abb. 31. Wirkungshalbmesser¹ für Cäsium, Kalium.

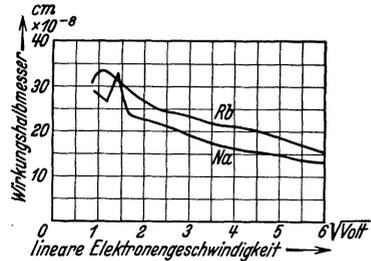


Abb. 32. Wirkungshalbmesser¹ für Rubidium, Natrium.

Wirkungshalbmesser für Anregung und Ionisation durch Elektronenstoß².

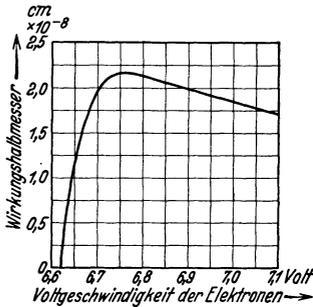


Abb. 33. Wirkungshalbmesser¹ für Anregung des 2^1P_1 -Terms in Quecksilberdampf nach Brattain.

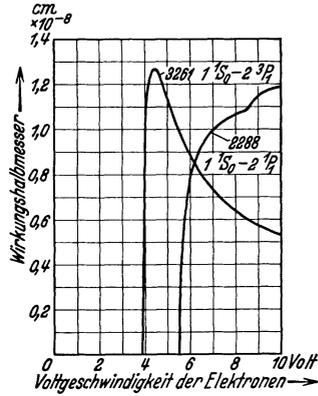


Abb. 34. Wirkungshalbmesser¹ für Anregung des 2^3P_1 - und 2^1P_1 -Terms in Cadmiumdampf nach Larché.

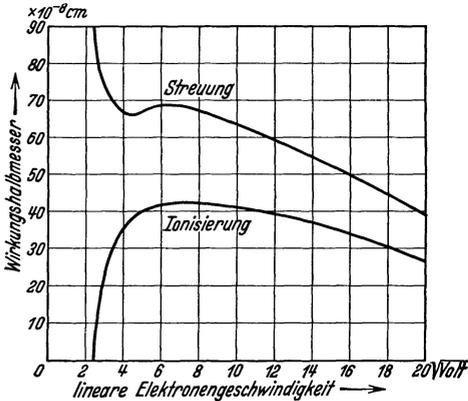


Abb. 35. Wirkungshalbmesser¹ für Elektronenstreuung und Ionisation in Quecksilberdampf nach Brode und Bleakney.

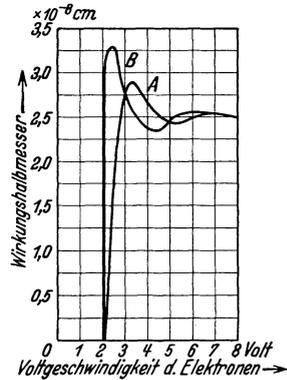


Abb. 36. Wirkungshalbmesser¹ für Anregung des $2^2P_{1/2}$ - und $2^2P_{3/2}$ -Terms in Natriumdampf nach Loveridge. A Verteilung der Elektronengeschwindigkeit nicht berücksichtigt. B Verteilung der Elektronengeschwindigkeit berücksichtigt.

¹ In den Abbildungen 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36 ist infolge eines Versehens der Wirkungshalbmesser um den Faktor 3 zu groß angegeben. Die entnommenen Wirkungshalbmesser sind also sämtlich durch 3 zu dividieren.

² Brode, R. B.: Rev. modern Physics Bd. 5 (1933) S. 257. Umrechnung der Wirkungsquerschnitte auf Halbmesser wie oben (vgl. auch S. 53 f.).

f 5) Ionenbeweglichkeiten¹ von Gasen und Dämpfen

[bei 0° C, 1 tor und nicht extrem großen Feldstärken; einfach positiv (b⁺) und negativ (b⁻) geladene Ionen, die dem Gas selbst entstammen].

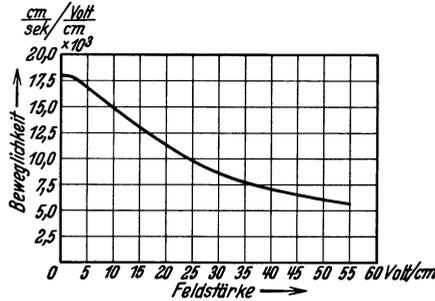
Gas	b ⁺	b ⁻
	$\frac{\text{cm}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{V}}{\text{s}}$	$\frac{\text{cm}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{V}}{\text{cm}}$
H ₂ (mit Spuren von Fremdgasen)	4,5 · 10 ³	6,2 · 10 ³
H ₂ (sehr rein) E ~ 0	—	5,9 · 10 ³
He (mit Spuren von Fremdgasen)	5,1 · 10 ³	6,3 · 10 ³
He (sehr rein)	—	3,8 · 10 ⁵
He (sehr rein) E ~ 0	1,5 · 10 ³	1,7 · 10 ⁷
Ne	7,5 · 10 ³	—
Ar (mit Spuren von Fremdgasen)	1,0 · 10 ³	1,3 · 10 ³
Ar (sehr rein) E ~ 0	1,0 · 10 ³	4,8 · 10 ⁷
N ₂ (mit Spuren von Fremdgasen)	0,97 · 10 ³	1,4 · 10 ³
N ₂ (sehr rein)	0,97 · 10 ³	1,1 · 10 ⁵
N ₂ (sehr rein) E ~ 0	—	2,4 · 10 ⁷
O ₂	1,0 · 10 ³	1,4 · 10 ³
Luft (sehr rein) (Mittelwerte aus verschiedenen Messungen)	1,4 · 10 ³	1,9 · 10 ³
Luft (trocken)	1,0 · 10 ³	1,6 · 10 ³
Luft (bei 26° mit H ₂ O-Dampf gesättigt)	—	1,2 · 10 ³
CO	0,84 · 10 ³	0,87 · 10 ³
CO (sehr rein) E ~ 0	—	1,9 · 10 ⁷
CO ₂	0,61 · 10 ³	0,70 · 10 ³
CO ₂ (bei 25° C mit H ₂ O-Dampf gesättigt)	—	0,62 · 10 ³
SO ₂	0,31 · 10 ³	0,31 · 10 ³
N ₂ O	0,63 · 10 ³	0,69 · 10 ³
H ₂ O (bei 100° C)	0,47 · 10 ³	0,43 · 10 ³
NH ₃	0,43 · 10 ³	0,50 · 10 ³
C ₂ H ₅ Cl	0,27 · 10 ³	0,28 · 10 ³
CCl ₄	0,23 · 10 ³	0,24 · 10 ³
H ₂ S	0,54 · 10 ³	0,54 · 10 ³
Cl ₂	0,56 · 10 ³	0,56 · 10 ³
C ₂ H ₂	0,60 · 10 ³	0,64 · 10 ³
HCl	0,40 · 10 ³	0,47 · 10 ³
C ₂ H ₅ OH	0,27 · 10 ³	0,28 · 10 ³

Beweglichkeit positiver einwertiger Alkaliionen von Edelgasen bei 0° C und 1 tor².

	He	Ne	Ar		He	Ne	Ar
Na ⁺	1,75 · 10 ⁴	6,75 · 10 ³	2,45 · 10 ³	Rb ⁺	1,58 · 10 ⁴	5,4 · 10 ³	1,8 · 10 ³
K ⁺	1,7 · 10 ⁴	6,0 · 10 ³	2,1 · 10 ³	Cs ⁺	1,46 · 10 ⁴	4,9 · 10 ³	1,7 · 10 ³

¹ Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik, Bd. 1 (1932) S. 182; Prziham: Handbuch der Physik, Bd. 22/1 (1933) S. 355 u. 356.

² Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 182.

f 6) Beweglichkeit von Elektronen (empirische Werte)¹.Abb. 37. Beweglichkeit von Elektronen in N₂ bei 760 tor und Zimmertemperatur nach Wahlin.f 7) Trägerdiffusion².

Kann man von den Feldkräften zwischen den Trägern absehen, so ist der Diffusionskoeffizient der Molekülonen

$$D_j = \frac{1}{3} \lambda_j \bar{v}_j.$$

$$\text{Setzt man } \bar{v}_j \approx v_{\text{eff}}$$

$$D_j \approx \frac{1}{3} \lambda_j \cdot \sqrt{\frac{3 k T_j}{m}}$$

λ_j = mittlere freie Weglänge der Ionen,
vgl. auch Ziffer e 13.

\bar{v}_j = mittlere Geschwindigkeit der Ionen.

Für Elektronen gilt, wenn für m die Ruhmasse m_0 gesetzt wird

$$D_{\text{el}} \approx \frac{1}{3} \lambda_{\text{el}} \sqrt{\frac{3 k T_{\text{el}}}{m_0}}$$

Ist die Elektronentemperatur höher als die Gastemperatur, dann fällt dementsprechend der Diffusionskoeffizient größer aus.

Einfluß eines Magnetfeldes auf die Trägerdiffusion.

a) Einheitliche Geschwindigkeit der Träger (v).

(Diffusionskoeffizient ohne Vorhandensein eines Magnetfeldes:

$$D_0 = \frac{1}{3} \frac{v^2}{T} \quad T^2 = \frac{1}{3} v \lambda \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \text{cm} \right] \quad T = \frac{\lambda}{v} [\text{s}]; \lambda [\text{cm}] \text{ freie Weglänge.}$$

Diffusionskoeffizient normal zum Magnetfeld:

$$D_n = \frac{1}{3} \frac{v^2}{\omega^2 T} \cdot \frac{(\omega T)^2}{1 + (\omega T)^2} \quad (\text{Diffusionskoeffizient parallel zum Magnetfeld erfährt keine Änderung.})$$

$$\omega = \frac{q \mathfrak{B}}{m \cdot 10^{-7}} \quad q [\text{clb}] \text{ Trägerladung; } m [\text{g}] \text{ Trägermasse; } \mathfrak{B} \left[\frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2} \right].$$

Verringerung des Diffusionskoeffizienten normal zum Magnetfeld:

$$\frac{D_n}{D_0} = \frac{1}{1 + (\omega T)^2}.$$

b) Maxwell'sche Verteilung der Trägergeschwindigkeiten.

Diffusionskoeffizient ohne Vorhandensein eines Magnetfeldes (und parallel zu einem wirkenden Magnetfeld):

$$D_0 = \frac{1}{3} \lambda v_w \frac{2}{\sqrt{\pi}} = \frac{1}{3} \lambda \bar{v},$$

$$v_w \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] \text{ wahrscheinlichste, } \bar{v} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] \text{ mittlere Geschwindigkeit.}$$

¹ Wahlin: Physic. Rev. (2) Bd. 23 (1924) S. 169; vgl. auch Wahlin: Physic. Rev. (2) Bd. 27 (1926) S. 558; Bd. 35 (1930) S. 1568; Bd. 37 (1931) S. 101 u. 260.

² Bei der Berechnung von λ_j ist der wirksame Molekülhalbmesser zu benutzen (Ziffer f 3. S. 42).

Verringerung des Diffusionskoeffizienten normal zum Magnetfeld:

$$\frac{D_n}{D_0} = 1 - \left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^2 \left\{ 1 + \left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^2 e^{\left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^2} \text{Ei} \left(-\left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^2\right) \right\}; \quad \text{Ei}(x) = \text{Exponentialintegral.}$$

f 8) Größe der Rekombinationszone. (Abb. 38.)

$$r_0 = \frac{e}{4 \pi \Delta U_{th}} = \frac{1,59 \cdot 10^{-19} \cdot 9 \cdot 10^{11}}{U_{th}} = \frac{1,43 \cdot 10^{-7}}{U_{th}} = \frac{1,054 \cdot 10^{-3}}{T} \text{ [cm].}$$

e [clb] Elementarladung; Δ = Dielektrizitätskonstante des leeren Raumes im praktischen Maßsystem; U_{th} [V] der Temperatur äquivalente Voltenergie $\left(U_{th} = \frac{T}{7,73 \cdot 10^3}\right)$; T [°K] Temperatur.

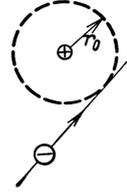


Abb. 38.

f 9) Trägerbewegung in schwachen elektrischen Feldern.

Die Fortschrittggeschwindigkeit u in Feldrichtung sei klein gegen die ungeordnete, thermische Geschwindigkeit, so daß die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung fast ungestört ist. Unter Voraussetzung elastischer Zusammenstöße ist die Fortschrittggeschwindigkeit in Feldrichtung:

1. Wenn alle Träger scharf die Geschwindigkeit v_{eff} besitzen

$$u = \frac{e \mathfrak{E}}{m \cdot 10^{-7}} \cdot \frac{\lambda}{v_{eff}}.$$

2. Wenn Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeit vorliegt

$$u = \frac{e \mathfrak{E}}{m \cdot 10^{-7}} \cdot \frac{\lambda}{v_{eff}} \sqrt{\frac{6}{\pi}};$$

u [cm/s]; v_{eff} [cm/s]; e [clb] Trägerladung; \mathfrak{E} [V/cm]; m [g]; λ [cm] freie Weglänge.

Für thermisches Gleichgewicht der Träger mit dem Gas ist:

$$v_{eff} = \sqrt{\frac{3 k T}{m}};$$

k [erg/°K] Boltzmannsche Konstante; T [°K]; m [g].

Man kann also setzen: $u = \beta \mathfrak{E}$, wobei β als „Beweglichkeit“ bezeichnet wird.

Nach 1.
$$\beta = \frac{e \lambda \cdot 10^{+7}}{m v_{eff}} = \frac{e \lambda \cdot 10^{+7}}{\sqrt{3 k T m}}; \quad \beta \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} / \frac{\text{V}}{\text{cm}} \right]$$

Nach 2.
$$\beta = \frac{e \lambda \cdot 10^{+7}}{m v_{eff}} \sqrt{\frac{6}{\pi}} = \frac{e \lambda \cdot 10^7}{\sqrt{3 k T m}} \sqrt{\frac{6}{\pi}}.$$

Wegen der Herleitung dieser Formeln aus einem stark vereinfachten Modell des Moleküls sind beide Formeln praktisch gleichwertig.

Zusammenhang zwischen Beweglichkeitsformel und Gleichung für den Diffusionskoeffizienten.

$$\frac{D}{\beta} = \frac{1}{3} \frac{m \cdot v_{eff}^2 \cdot 10^{-7}}{e} = \frac{2}{3} \frac{3}{2} \frac{k T \cdot 10^{-7}}{e} = \frac{2}{3} U_{th};$$

U_{th} [V] Äquivalentenspannung der Trägerbewegung. Sonstige Dimensionen wie oben.

f 10) Akkumulationen der Energie nach G. Hertz bei der Bewegung von Elektronen durch ein Gas.

Die Elektronen geben beim Stoß auf Moleküle nur den Bruchteil κ ihrer Energie ab. Infolgedessen nähert sich die Translationsenergie der Elektronen in großer Entfernung vom Ausgangspunkt dem Grenzwert:

$$E_{\infty} = \frac{e \mathfrak{E} \lambda}{\sqrt{2 \kappa}}; \quad \kappa = 2 \frac{m_0}{m_{gas}}.$$

Diesem Endzustand entspricht eine Effektivgeschwindigkeit von

$$v_{\text{eff}\infty} = \sqrt{\frac{2 E_{\infty}}{m_0 \cdot 10^{-7}}} = \frac{1}{\sqrt[4]{2 \kappa}} \sqrt{\frac{2 e \mathfrak{E} \cdot \lambda}{m_0 \cdot 10^{-7}}}.$$

e [clb] Elementarladung; \mathfrak{E} $\left[\frac{\text{V}}{\text{cm}}\right]$ elektrische Feldstärke; λ [cm] freie Weglänge;

$$E$$
 [Ws]; m_0 [g] Elektronenmasse; v_{eff} $\left[\frac{\text{cm}}{\text{s}}\right]$.

Der „Umwegfaktor“ f_u ist dabei:

$$f_u = \frac{v_{\text{eff}}}{u} = \sqrt{\frac{2}{\kappa}} \quad u = \text{Fortschrittggeschwindigkeit in Feldrichtung.}$$

Unter Annahme von Maxwell'scher Verteilung der Geschwindigkeit in der Nähe der oben angegebenen Effektivgeschwindigkeit ist dann die Elektronentemperatur:

$$T_{\infty} = \frac{E_{\infty}}{\frac{3}{2} k} = \frac{2}{3} \frac{e \mathfrak{E} \cdot \lambda}{k \sqrt{2 \kappa}}; \quad k \text{ [Ws/}^{\circ}\text{K]} \text{ Boltzmannsche Konstante.}$$

und die Äquivalentenspannung

$$U_{\infty} = \frac{E_{\infty}}{e} = \frac{\mathfrak{E} \cdot \lambda}{2 \sqrt{\kappa}} \quad [\text{V}].$$

Sie ist also größer als die Weglängenspannung $\mathfrak{E} \cdot \lambda$.

Die Fortschrittggeschwindigkeit in Feldrichtung ist:

$$u = \sqrt{\frac{2 e \mathfrak{E} \cdot \lambda}{m_0 \cdot 10^{-7}}} \sqrt[4]{\frac{\kappa}{8}} \quad [\text{cm/s}].$$

Mit Einführung einer Beweglichkeit erhält man:

$$\beta = \frac{u}{\mathfrak{E}} = \sqrt{\frac{2 e \lambda}{m_0 \cdot 10^{-7} \mathfrak{E}}} \sqrt[4]{\frac{\kappa}{8}}. \quad (\text{Hier ist also die Beweglichkeit umgekehrt proportional der Wurzel aus der elektrischen Feldstärke.})$$

Obige Formeln wurden entwickelt unter der Annahme, daß die stoßenden Elektronen alle die gleiche Geschwindigkeit v_{eff} haben. Nimmt man als Verteilung dieser Geschwindigkeit eine Maxwell'sche an, so ergeben sich etwas abweichende Formeln.

Zunächst ist dabei die Einführung eines „mittleren Stoßverlustfaktors“ $\bar{\kappa} = \frac{4}{3} \kappa$ erforderlich. Die einzelnen Formeln gehen in folgende über:

Grenzwert der Translationsenergie:

$$E_{\infty} = \frac{e \mathfrak{E} \lambda}{\frac{4}{3} \sqrt{\kappa}}.$$

Grenzwert der Effektivgeschwindigkeit:

$$v_{\text{eff}\infty} = \sqrt{\frac{2 E_{\infty}}{m_0 \cdot 10^{-7}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{4}{3} \sqrt{\kappa}}} \sqrt{\frac{2 e \mathfrak{E} \cdot \lambda}{m_0 \cdot 10^{-7}}}.$$

Umwegfaktor:

$$f_u = \frac{v_{\text{eff}\infty}}{u} = \sqrt{\frac{1}{\kappa}}.$$

Grenzwert der Temperatur der Elektronen:

$$T_{\infty} = \frac{E_{\infty}}{\frac{3}{2} k} = \frac{2}{3} \frac{e \mathfrak{E} \lambda}{\frac{4}{3} k \sqrt{\kappa}} = \frac{1}{2 k} \frac{e \cdot \mathfrak{E} \cdot \lambda}{\sqrt{\kappa}}.$$

Grenzwert der Äquivalentenspannung:

$$U_{\infty} = \frac{E_{\infty}}{e} = \mathfrak{E} \lambda \frac{1}{\frac{4}{3} \sqrt{\kappa}}.$$

Fortschreitungs geschwindigkeit in Feldrichtung:

$$u = \frac{e \mathfrak{E}}{m_0 \cdot 10^{-7}} \frac{\lambda}{v_{\text{eff}}} \sqrt{\frac{6}{\pi}} = \sqrt[4]{\frac{4 \kappa}{\pi^2}} \cdot \sqrt{\frac{2 e \mathfrak{E} \lambda}{m_0 \cdot 10^{-7}}}$$

Beweglichkeit:

$$\beta = \frac{u}{\mathfrak{E}} = \sqrt{\frac{2 e \lambda}{m_0 \cdot 10^{-7} \mathfrak{E}}} \sqrt[4]{\frac{4}{\pi^2} \kappa}$$

f 11) Trägerbewegung in starken elektrischen Feldern.

Sind die Feldkräfte so groß, daß sie eine Fortschreitungs geschwindigkeit erzeugen, die sehr groß im Verhältnis zur thermischen Geschwindigkeit ist, so ist die mittlere Fortschreitungs geschwindigkeit der un stetigen Fallbewegung (einfach geladene Träger der Masse m):

$$u = \frac{\sum_{r=1}^N x_r}{\sum_{r=1}^N t_r} = \sqrt{\frac{e \mathfrak{E}}{2 m \cdot 10^{-7}}} \frac{\sum_{r=1}^N x_r}{\sum_{r=1}^N \sqrt{x_r}}$$

x = Fallhöhe längs einer freien Weglänge; t_r = zu x_r gehörige Fallzeit; e [clb];

$$m$$
 [g]; \mathfrak{E} $\left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right]$; λ = freie Weglänge [cm].

Unter Voraussetzung der Gültigkeit des Clausiusschen Weglängengesetzes gibt das

$$u = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e \mathfrak{E} \lambda}{m \cdot 10^{-7}} \text{ [cm/s]}^{\frac{1}{2}}$$

Die mittlere Flugzeit zwischen zwei Stößen:

$$\bar{t} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N t_r = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{2 m \cdot 10^{-7} \lambda}{e \mathfrak{E}}} \text{ [s]}. \quad N = \text{Zahl der Zusammenstöße.}$$

f 12) Einfluß eines Magnetfeldes auf die Trägerbewegung in schwachen elektrischen Feldern.

Voraussetzung. Die wirkenden elektrischen Felder erzeugen geordnete Geschwindigkeiten, die gegen die mittlere (thermische) Geschwindigkeit eines betrachteten Trägerschwarmes klein sind. Von einer Schar von sehr vielen Trägern wird eine Gruppe von N_v -Trägern betrachtet, die zur Zeit $t = 0$ im Ursprung eines karthesischen, rechtsachsigen Koordinatensystems mit der thermischen Geschwindigkeit in beliebiger Richtung starten.

Wirken Felder nach Abb. 39, dann lauten die mittleren Bahngleichungen, so lange keine Zusammenstöße stattfinden:

$$\bar{x} = \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{B} \omega} (1 - \cos \omega t) \text{ [cm];}$$

$$\omega = \frac{q \mathfrak{B}}{m \cdot 10^{-7}};$$

$$\bar{y} = \frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{B} \omega} (\omega t - \sin \omega t) \text{ [cm];}$$

$$\bar{z} = 0.$$

m [g] Trägermasse;
 q [clb] Trägerladung;
 \mathfrak{E} [V/cm];
 \mathfrak{B} (Vs/cm²);
 t [s]

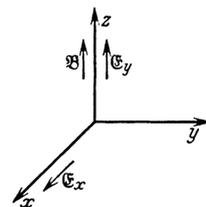


Abb. 39.

Die Dauer einer freien Fallzeit schwankt statistisch nach demselben Gesetz wie die freie Weglänge λ .

¹ Vgl. hierzu die Bemerkung bei G. A. Kugler, F. Ollendorff u. A. Roggendorf: Z. Physik, Bd. 81 (1933) S. 470.

α) Einheitliche Geschwindigkeit aller Träger.

Erwartungswert der freien Fallhöhe in Richtung des elektrischen Feldes \mathfrak{E}_x .

$$\bar{x} = \frac{q \mathfrak{E}_x}{m \cdot 10^{-7} \omega^2} \cdot \frac{(\omega T)^2}{1 + (\omega T)^2} \text{ [cm].}$$

Erwartungswert der Querverschiebung senkrecht zum elektrischen Felde \mathfrak{E}_x .

$$\bar{y} = \frac{q \mathfrak{E}_x}{m \cdot 10^{-7} \omega^2} \cdot \frac{(\omega T)^3}{1 + (\omega T)^2} \equiv (\omega T) \bar{x} \text{ [cm].}$$

Erwartungswert der Fallzeit.

$$T = \frac{\lambda}{v} \quad \lambda \text{ [cm].}$$

Mittlere Fortschrittingeschwindigkeit längs und quer zum elektrischen Felde.

$$u_x \equiv \frac{\bar{x}}{T} = \frac{q \mathfrak{E}_x v}{m \cdot 10^{-7} \omega^2 \lambda} \cdot \frac{(\omega T)^2}{1 + (\omega T)^2}; \quad u_y \equiv \frac{\bar{y}}{T} = \frac{q \mathfrak{E}_x \cdot v}{m \cdot 10^{-7} \omega^2 \lambda} \cdot \frac{(\omega T)^3}{1 + (\omega T)^2} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]$$

für verschwindendes Magnetfeld ($\omega \rightarrow 0$):

$$u_x \rightarrow u_{x0} = \frac{q \mathfrak{E}_x v T^2}{m \cdot 10^{-7} \lambda} \equiv \frac{q \mathfrak{E}_x \lambda}{m \cdot 10^{-7} v} \text{ [cm/s].}$$

Relative Fortschrittingeschwindigkeiten.

$$\frac{u_x}{u_{x0}} = \frac{1}{1 + (\omega T)^2} \equiv \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega \lambda}{v}\right)^2}; \quad \frac{u_y}{u_{x0}} = \frac{\omega T}{1 + (\omega T)^2} \equiv \frac{\frac{\omega \lambda}{v}}{1 + \left(\frac{\omega \lambda}{v}\right)^2}.$$

Relative Schwerpunktschwindigkeit.

$$\frac{u_s}{u_{x0}} = \frac{\sqrt{u_x^2 + u_y^2}}{u_{x0}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega T)^2}}.$$

Richtung der Schwerpunktschwindigkeit gegen die x -Achse.

$$\gamma = \arctg \frac{u_y}{u_x} = \arctg \omega T.$$

β) Maxwell'sche Verteilung der Geschwindigkeit v der Träger im Ursprung. Mittlere Längsverschiebung aller N_v -Schwarmmitglieder.

$$M(\bar{x}) = \frac{q \mathfrak{E}_x}{m \cdot 10^{-7} \omega^2} \left[\left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^2 + \left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^4 e^{\left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^2} \text{Ei}\left(-\left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^2\right) \right]$$

für verschwindendes Magnetfeld ($\omega \rightarrow 0$):

$$M_0(\bar{x}) = \frac{q \mathfrak{E}_x}{m \cdot 10^{-7} \omega^2} \left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^2$$

v_w = wahrscheinlichste Geschwindigkeit; Ei = Exponentialintegral.

Mittlere Querverschiebung.

$$M(\bar{y}) = \frac{q \mathfrak{E}_x}{m \cdot 10^{-7} \omega^2} \frac{\omega \lambda}{v_w} \pi \left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^2 \left\{ \left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^3 e^{\left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^2} \left[1 - \Phi\left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right) \right] - \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right)^3 + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right) \right\}$$

$$\Phi\left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right) = \text{Gaußsche Fehlerfunktion von } \left(\frac{\omega \lambda}{v_w}\right).$$

Mittlere Fallzeit.

$$\bar{T} = \frac{\lambda}{v_w} \frac{1}{2} \sqrt{\pi} = \frac{\lambda}{\bar{v}}.$$

Geordnete Längsgeschwindigkeit bei ausgeschaltetem Magnetfeld.

$$u_{x0} = \frac{M_0(\bar{x})}{\bar{T}} = \frac{q \mathfrak{E}_x \lambda^2}{m \cdot 10^{-7} v_w^2} \frac{2 v_w}{\lambda \sqrt{\pi}} = \frac{q \mathfrak{E}_x \lambda}{m \cdot 10^{-7} v_{\text{eff}}} \sqrt{\frac{6}{\pi}}.$$

Mittlere relative Fortschreitungs geschwindigkeit parallel zum elektrischen Felde \mathfrak{E}_x .

$$\frac{u_x}{u_{x0}} = \frac{M(\bar{x})}{M_0(\bar{x})} = 1 + \left(\frac{\omega \lambda}{v_w} \right)^2 e^{\left(\frac{\omega \lambda}{v_w} \right)^2} \text{Ei} \left(- \left(\frac{\omega \lambda}{v_w} \right)^2 \right).$$

Mittlere relative Quergeschwindigkeit.

$$\frac{u_y}{u_{x0}} = \frac{M(\bar{y})}{M_0(\bar{x})} = \pi \left(\frac{\omega \lambda}{v_w} \right) \left\{ \left(\frac{\omega \lambda}{v_w} \right)^3 e^{\left(\frac{\omega \lambda}{v_w} \right)^2} \left[1 - \Phi \left(\frac{\omega \lambda}{v_w} \right) \right] - \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\omega \lambda}{v_w} \right)^3 + \frac{1}{2 \sqrt{\pi}} \left(\frac{\omega \lambda}{v_w} \right) \right\}$$

Mittlere relative Schwerpunktgeschwindigkeit.

$$\frac{u_s}{u_{x0}} = \frac{\sqrt{u_x^2 + u_y^2}}{u_{x0}}.$$

Richtung der Schwerpunktgeschwindigkeit gegen die x -Achse.

$$\gamma = \text{arc tg} \frac{u_y}{u_x}.$$

f 13) Bewegung von Trägern durch ein Gas unter dem gleichzeitigen Einfluß von starken elektrischen und magnetischen Feldern¹.

Unter denselben Voraussetzungen über die wirkenden Felder wie oben (Abb. 3, S. 7) bewegen sich die Träger bei ihrer Wanderung durch ein Gas zwischen zwei unelastischen Zusammenstößen auf Zykloiden von der Art wie sie oben angegeben sind.

Der Erwartungswert \bar{x} der „freien Fallhöhe“ der Träger in Richtung des elektrischen Feldes \mathfrak{E} ist dann:

$$\frac{\bar{x}}{\lambda} = \mathfrak{C} \text{otg} \frac{2D}{\lambda} - \frac{\lambda}{2D}.$$

λ [cm] freie Weglänge;

D [cm] Rollkreisdurchmesser der Zykloiden;

$$D = \frac{2 \mathfrak{E} \cdot m \cdot 10^{-7}}{q \mathfrak{B}^2};$$

\mathfrak{E} $\left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right]$;

m [g];

q [clb];

\mathfrak{B} $\left[\frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2} \right]$.

Die relative „mittlere Querverschiebung“ (Bewegung senkrecht zu \mathfrak{E}) ist:

$$\frac{\bar{y}}{\lambda} = \frac{\pi}{4} \frac{\frac{2D}{\lambda}}{\mathfrak{C} \text{in} \frac{2D}{\lambda}} \left(\frac{-2i J_1 \left(i \frac{2D}{\lambda} \right)}{\frac{2D}{\lambda}} \right);$$

$J_1 \left(i \frac{2D}{\lambda} \right)$ = Besselsche Funktion 1. Ordnung rein imaginären Arguments.

¹ Vgl. hierzu G. A. Kugler, F. Ollendorff u. A. Roggendorf: Z. Physik, Bd. 81 (1933) S. 733.

Die relative mittlere Fortschritungsgeschwindigkeit in Feldrichtung ist:

$$\frac{u}{u_0} = \left(\mathfrak{C} \operatorname{tg} \frac{2D}{\lambda} - \frac{\lambda}{2D} \right) \frac{\mathfrak{S} \operatorname{in} \frac{2D}{\lambda}}{\sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{2D}{\lambda} J_0 \left(i \frac{2D}{\lambda} \right)}};$$

$J_0 \left(i \frac{2D}{\lambda} \right)$ = Besselsche Funktion o. Ordnung rein imaginären Arguments;
 u_0 = Fortschritungsgeschwindigkeit ohne Einwirkung eines Magnetfeldes.

Die dazu senkrechte Fortschritungsgeschwindigkeit, die mittlere relative Querverschiebung, ist:

$$\frac{v}{u_0} = \frac{\frac{\pi}{4} \left[-2i J_1 \left(i \frac{2D}{\lambda} \right) \right]}{\sqrt{\frac{\pi}{4} \frac{2D}{\lambda} J_0 \left(i \frac{2D}{\lambda} \right)}}.$$

Die resultierende Geschwindigkeit ist um den Winkel γ gegen das elektrische Feld geneigt:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{v}{u} = \frac{\frac{\pi}{4} \left[-2i J_1 \left(i \frac{2D}{\lambda} \right) \right]}{\left(\mathfrak{C} \operatorname{tg} \frac{2D}{\lambda} - \frac{\lambda}{2D} \right) \mathfrak{S} \operatorname{in} \frac{2D}{\lambda}}.$$

f 14) Trägerbewegung in starken elektrischen Wechselfeldern.

Unter Voraussetzung, daß das beschleunigte Wechselfeld von der Form

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_{\max} \sin \omega t$$

ist, ist der Erwartungswert der Fortschritungsgeschwindigkeit:

$$\bar{u} = \frac{q \mathfrak{E}_{\max}}{m \cdot 10^{-7} \omega} \left(\frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} \sin \omega t - \frac{(\omega \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2} \cos \omega t \right);$$

q = [clb] Trägerladung;	$\tau = \frac{1}{\sqrt{2} \pi (2a)^2 n \bar{v}};$
m = [g] Trägermasse;	\bar{v} = mittlere Geschwindigkeit;
τ = mittlere Lebensdauer (Zeit zwischen zwei Stößen im Mittel);	n = Konzentration;
	a = gaskinetischer Molekülhalbmesser (vgl. Ziffer e 2, S. 23).

Der Erwartungswert der Konvektionsstromdichte ist dann:

$$\bar{i} = \frac{q^2 n}{m \cdot 10^{-7}} \left[\frac{\tau}{1 + (\omega \tau)^2} \mathfrak{E}_{\max} \sin \omega t - \frac{\omega \tau^2}{1 + (\omega \tau)^2} \mathfrak{E}_{\max} \cos \omega t \right] \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right].$$

Daher wirksame Leitfähigkeit des Gases:

$$\kappa = \frac{q^2 n \tau}{m \cdot 10^{-7} (1 + (\omega \tau)^2)} \left[\frac{\text{A/cm}^2}{\text{V/cm}} \right].$$

Die wirksame Dielektrizitätskonstante ist:

$$\varepsilon = 1 - \frac{q^2 n}{m \cdot 10^{-7} \Delta} \cdot \frac{\tau^2}{1 + (\omega \tau)^2}.$$

$$\Delta \left[\frac{\text{A s}}{\text{V cm}} \right]; \left[\frac{\text{F}}{\text{cm}} \right] \text{ Dielektrizitätskonstante des leeren Raumes.}$$

g) Ionisierung, Anregung und Entionisierung von Gasen.

g 1) Ionisierungsspannung von Atomen, Molekülen und Ionen durch Elektronenstoß¹.

$I \rightarrow 2 \Delta U_j$. Zusätzliche Spannung zur Erzeugung eines doppelt geladenen Ions aus einem einfach geladenen.

Element	Ordnungs- zahl	U_j	$I \rightarrow 2 \Delta U_j$	$2 \rightarrow 3 \Delta U_j$	$3 \rightarrow 4 \Delta U_j$	$4 \rightarrow 5 \Delta U_j$	$5 \rightarrow 6 \Delta U_j$	Element	Ordnungs- zahl	U_j	$I \rightarrow 2 \Delta U_j$	$2 \rightarrow 3 \Delta U_j$	$3 \rightarrow 4 \Delta U_j$	$4 \rightarrow 5 \Delta U_j$	$5 \rightarrow 6 \Delta U_j$
	v	v	v	v	v	v	v		v	v	v	v	v	v	v
H	1	13,5	—	—	—	—	—	Kr	36	14,0	26,4	31,2	—	—	—
H ₂	1	15,4	—	—	—	—	—	Rb	37	4,16	27,3	—	—	—	—
He	2	24,5	54,2	—	—	—	—	Sr	38	5,67	11,0	—	—	—	—
Li	3	5,37	75,3	121,9	—	—	—	Y	39	6,5	12,3	20,6	—	—	—
Be	4	9,28	18,14	153,1	216,6	—	—	Zr	40	6,0	14,0	—	34,2	—	—
B	5	8,33	24,0	37,8	(261)	339	—	Mo	42	7,35	—	—	—	—	—
C	6	11,22	24,28	46,34	64,19	(395)	487	Ru	44	(7,5)	—	—	—	—	—
N	7	14,5	29,5	47,2	73,5	97,4	—	Rh	45	(7,7)	—	—	—	—	—
N ₂	7	15,8	—	—	—	—	—	Pd	46	(8,3)	(19,8)	—	—	—	—
O	8	13,6	34,9	54,9	77,0	(109,2)	137,5	Ag	47	7,54	17,1	—	—	—	—
O ₂	8	12,5	—	—	—	—	—	Cd	48	8,95	16,8	(32,0)	—	—	—
F	9	18,6	34,5	(62,5)	(86,8)	(102,3)	—	In	49	5,76	18,8	27,9	(53)	—	—
Ne	10	21,5	40,9	63,2	—	—	—	Sn	50	7,37	14,5	30,5	40,4	—	—
Na	11	5,12	47,5	70,8	—	—	—	Sb	51	8,35	13,8	24,7	43,9	55,4	—
Mg	12	7,61	15,0	(81)	109,0	—	—	Te	52	8,96	—	—	—	60	—
Al	13	5,96	18,75	28,32	(122)	153,6	—	J	53	10,4	—	—	—	—	—
Si	14	8,12	16,27	33,4	45,0	(169)	—	X	54	12,1	21,1	28,5	—	—	—
P	15	11,1	19,8	30,0	(48)	64,7	—	Cs	55	3,88	23,4	—	—	—	—
S	16	10,3	23,3	34,9	47,1	(67)	87,7	Ba	56	5,19	9,95	—	—	—	—
Cl	17	13,0	23,7	39,7	47,4	67,7	(88,6)	La	57	5,5	—	—	—	—	—
Ar	18	15,7	27,8	36,8	178	242	—	Ce	58	(6,9)	—	—	—	—	—
K	19	4,32	31,7	46,5	—	—	—	Pr	59	(5,76)	—	—	—	—	—
Ca	20	6,09	11,8	50,8	—	—	—	Nd	60	(6,31)	—	—	—	—	—
Sc	21	6,57	12,8	24,6	(72,2)	—	—	Il	61	—	—	—	—	—	—
Ti	22	6,80	13,6	27,6	44,7	95,7	—	Sm	62	(6,55)	—	—	—	—	—
V	23	6,76	14,7	(29,6)	(48,3)	68,6	122	Gd	64	(6,65)	—	—	—	—	—
Cr	24	6,74	16,6	(31)	(50,4)	(72,8)	—	Tb	65	(6,74)	—	—	—	—	—
Mn	25	7,40	15,7	(32)	(52)	(75,7)	—	Dy	66	(8,82)	—	—	—	—	—
Fe	26	7,83	16,5	—	—	—	—	Yb	70	(7,06)	—	—	—	—	—
Co	27	7,81	17,3	—	—	—	—	Re	75	7,85	—	—	—	—	—
Ni	28	7,61	18,1	—	—	—	—	Pt	78	8,9	—	—	—	—	—
Cu	29	7,69	20,2	—	—	—	—	Au	79	9,19	—	—	—	—	—
Zn	30	9,35	17,9	—	—	—	—	Hg	80	10,4	18,7	(41)	(72)	(82)	—
Ga	31	5,97	18,9	30,6	63,9	—	—	Tl	81	6,08	20,3	29,7	—	—	—
Ge	32	7,85	15,9	32,0	45,5	(90)	—	Pb	82	7,38	15,0	31,9	43,9	—	—
As	33	9,96	—	28,0	(51,7)	62,4	—	Bi	83	7,25	—	—	—	—	—
Se	34	9,7	—	—	42,7	72,8	81,4	Em	86	10,7	—	—	—	—	—
Br	35	11,8	—	—	—	—	—	Ru	88	(5,4)	10,2	—	—	—	—

g 2) Wirkungsquerschnitte der Ionisierung bei der Elektronengeschwindigkeit, die der maximalen Ausbeute entspricht².

	Gaskinet. W.-Q. cm ²	W.-Q. der Ionisierung cm ²		Gaskinet. W.-Q. cm ²	W.-Q. der Ionisierung cm ²
Ar ⁺ . .	27,2 · 10 ⁻¹⁶	3,2 · 10 ⁻¹⁶	H ₂ . .	18,1 · 10 ⁻¹⁶	1,1 · 10 ⁻¹⁶
Ar ⁺⁺ . .	27,2	0,32	Hg ⁺ . .	10	6,2
Ar ⁺⁺⁺ . .	27,2	0,01	Hg ⁺⁺ . .	10	0,9
Ne ⁺ . .	17,5	0,98	Hg ⁺⁺⁺ . .	10	0,2
Ne ⁺⁺ . .	17,5	0,06	Hg ⁺⁺⁺⁺ . .	10	0,04
He ⁺ . .	11,1	0,51	HCl . .	54,9	5,28
N ₂ . . .	30,8	3,04			

¹ Landolt-Börnstein: Erg.-Bd. IIb S. 562, Handbuch der Physik Bd. 23/1 S. 106; v. Engel-Steenbeck: 1932 S. 60; Klemperer: 1933 S. 87; 1933 S. 153 (zum Teil etwas abweichende Werte). — ² Kallman, H. u. B. Rosen: Physik. Z. Bd. 32 (1931) S. 540; vgl. auch f. 4. S. 43.

g 3) Einsatzspannungen (Volt) der Ionisation durch Alkaliionen
in Edelgasen nach Beeck und Mouzon¹.

	Ne	Ar	Kr	Xe
Li+ . .	307	100	(420)	250
Na+ . .	175	105	(400)	(360)
K+ . .	320	95	80	120
Rb+ . .	423	180	100	145
Cs+ . .	437	(365)	143	105

g 4) Energiestufen des Wasserstoffatoms².

$$\nu = \frac{R}{n^2}; \quad R = 109677,759 \left[\frac{\text{I}}{\text{cm}} \right].$$

(Rydberg-Konstante)

Spektralserien:

$$\begin{aligned} \nu &= R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) & n &= 2, 3, 4 \text{ (Lyman);} \\ \nu &= R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) & n &= 3, 4, 5 \text{ (Balmer);} \\ \nu &= R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) & n &= 4, 5, 6 \text{ (Paschen);} \\ \nu &= R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) & n &= 5, 6, 7 \text{ (Brackett).} \end{aligned}$$

n	λ (Å)	$\frac{1}{\lambda} = \nu$ (cm ⁻¹)	(Spektr.) \bar{U} (V)	(Elektr.) U (V)	n	λ (Å)	$\frac{1}{\lambda} = \nu$ (cm ⁻¹)	(Spektr.) \bar{U} (V)	(Elektr.) U (V)
2	1215,7	82258	10,154	10,15	6	937,8	106631	13,162	13,17
3	1025,7	97491	12,034	12,05	7	930,8	107440	13,262	13,27
4	972,5	102833	12,692	12,70	—	—	—	—	—
5	949,7	105291	12,997	13,00	∞	911,8	109678	13,539	13,54

(Anregungsspannung U [V]).

g 5) Anregungs- und Ionisierungsspannungen der Alkaliatome³.

Element (z)	Bezeichnung	λ (Å)	U (Spektr.) [V]	U (Elektr.) [V]
Na (11)	$3s \ ^2S_{1/2} - 3p \ ^2P_{1/2}$	5895,9	2,093	2,12 2,13
	$3s \ ^2S_{1/2} - 3p \ ^2P_{3/2}$	5889,9	2,095	
	Ionisation		5,116	
K (19)	$4s \ ^2S_{1/2} - 4p \ ^2P_{1/2}$	7699,1	1,603	1,55 1,63
	$4s \ ^2S_{1/2} - 4p \ ^2P_{3/2}$	7664,9	1,610	
	Ionisation		4,321	
Rb (37)	$5s \ ^2S_{1/2} - 5p \ ^2P_{1/2}$	7947,6	1,553	1,66
	$5s \ ^2S_{1/2} - 5p \ ^2P_{3/2}$	7800,2	1,582	
	Ionisation		4,159	
Cs (55)	$6s \ ^2S_{1/2} - 6p \ ^2P_{1/2}$	8943,6	1,380	1,48
	$6s \ ^2S_{1/2} - 6p \ ^2P_{3/2}$	8521,2	1,448	
	Ionisation		3,877	

¹ Beeck, O. u. J. C. Mouzon: Ann. Physik Bd. 11 (1931) S. 858.

² Handbuch der Physik Bd. 23/1 (1933) S. 77.

³ Handbuch der Physik Bd. 23/1 (1933) S. 79.

g 6) Anregung der Na-, K- und Cs-Linien (Newman)¹.

	Bezeichnung	U [V]			Bezeichnung	U [V]				
		(Spektr.)	(El.)			(Spektr.)	(El.)			
Na	$3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{1/2}, 1_{1/2}$	5890	2,10	2,2	K	$4p^2P - 6s^2S$	6911	3,39	3,7	
	$3s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}, 1_{1/2}$	5896				$4s^2S - 6p^2P$	6939			
	$3p^2P - 5s^2S$	3302	3,74	4,0			3447	3,58	3,9	
	$3p^2P - 3d^2D$	3303				Vollständiges Bogenspektrum	3448			
		6154	4,10	4,4				4,32	4,4	
	Vollständiges Bogenspektrum	6161			Cs	$6s^2S_{1/2} - 6p^2P_{1/2}$	8943	1,38	1,6	
		5683	4,27	4,6		$6s^2S_{1/2} - 6p^2P_{1/2}$	8521	1,45		
		5688				$6s^2S - 7p^2P$	4593	2,69		2,7
			5,12	5,2		$6p^2P_{1/2} - 8s^2S$	7944	3,01		3,2
						$6s^2S - 8p^2P$	3889	3,17		3,2
K	$4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}$	7699	1,60	1,9	K	Vollständiges Bogenspektrum		3,88	3,9	
	$4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}$	7605	1,61							
	$4s^2S - 5p^2P$	4044	3,05	3,3						
	$4p^2P - 3d^2D$	4047								
		6936	3,38	3,7						

g 7) Kritische Spannungen der Alkalimetalle (Mohler) vom Grundzustand des neutralen Atoms aus gerechnet (Volt)².

Element					Beobachtete Effekte
Li	Na	K	Rb	Cs	
54 ± 2	35 ± 2	19 ± 1	$16 \pm 0,5$	14 ± 2	Strahlung, Zunahme der Ionisierung, Funkenlinien bei starkem Strom Verstärkung der Strahlung Funkenlinien bei schwachem Strom
		23 ± 1	$21,6 \pm 0,5$		
	44 ± 2	28 ± 1	$25,2 \pm 1$	$21,5 \pm 1$	

g 8) Kritische Spannungen des Kupfers³.

Energiedifferenz	V	
	(Spektr.)	(Elektr.)
$4s^2S - 3d^9 4s^2 2D_{3/2}$	1,38	1,38
$3d^9 4s^2 2D - 4p^2P$	2,13 - 2,39	2,0 - 2,6
$3d^9 4s^2 2D_{1/2} - 3d^9 4s 4p^4 P_{1/2}$	3,18	3,18
$4s^2S - 4p^2P_{1/2}$	3,77	3,73
$3d^9 4s^2 2D_{1/2} - 5p^2P_{1/2}$	4,46	4,2
$4s^2S - 3d^9 4s 4p^4 P_{2/2}$	4,87	4,8
$4s^2S - 3d^9 4s 4p^2 D_{2/2}$	5,75	6,67
$4s^2S - 5p^2P_{1/2}$	6,09	6,09
$3d^9 4s^2 2D_{1/2} - 3d^9 4s 5s^2 D_{3/2}$	6,65	6,61
$4s^2S - 6s^2S$	6,52	6,61
$3d^9 4s^2 2D_{1/2} - 3d^9 4s 4d^2 G_{4/2}$	7,10	7,06
$4s^2S - 3d^9 4s 5s^2 D_{2/2}$	8,28	8,14
$4s^2S - 3d^9 4s 4d^2 G_{4/2}$	8,73	(8,71)
$4s^2S - 3d^9 4s 4d^2 P_{1/2}$	9,27	9,42
Ionisation		
$4s^2S \rightarrow 3d^{10} 1S$	7,69	7,72
$3d^9 4s^2 2D_{1/2} \rightarrow 3d^9 4s 3D_3$	8,95	(9,0)
$4s^2S \rightarrow 3d^9 4s 3D_1$	10,90	10,85

¹ Handbuch der Physik Bd. 23/1 (1930) S. 80.

² Handbuch der Physik Bd. 23/1 (1930) S. 81.

³ Handbuch der Physik Bd. 23/1 (1930) S. 82.

g 9) Resonanz- und Ionisierungsspannungen von Mg und Ca¹.

Element (z)	Bezeichnung	λ (Å)	U [V]		Element (z)	Bezeichnung	λ (Å)	U [V]	
			(Sp.)	(El.)				(Sp.)	(El.)
Mg (12)	$3s\ ^1S_0 - 3p\ P_{012}$ $3s\ S_0 - 3p\ ^1P_1$ Ionisation	4571	2,70	2,65	Ca (20)	$4s\ ^1S_0 - 4p\ ^3P_{012}$ $4s\ ^1S_0 - 4p\ ^1P_1$ Ionisation	6573	1,88	1,90
		2852	4,33	4,42			4226	2,92	2,8
			7,61	7,75; 8,0				6,09	6,01

g 10) Anregungs- und Ionisierungsspannungen von Zn, Cd, Hg².

Element (z)	Bezeichnung	λ (Å)	U [V]	
			(Spektr.)	(Elektr.)
Zn (30)	$4s\ ^1S_0 - 4p\ ^3P_1$ $4s\ ^1S_0 - 4p\ ^1P_1$ Ionisation	3076,0	4,02	4,1; 4,8
		2139,3	5,77	5,65
		—	9,35	9,5; 9,3
Cd (48)	$5s\ ^1S_0 - 5p\ ^3P_1$ $5s\ ^1S_0 - 5p\ ^1P_1$ Ionisation	3261,2	3,95	3,95; 3,88
		2288,8	5,35	5,35
		—	8,95	9,0; 8,92
Hg (80)	$6s\ ^1S_0 - 6p\ ^3P_1$ $6s\ ^1S_0 - 6p\ ^1P_1$ Ionisation	2536,5	4,86	4,9
		1849,5	6,67	6,7
		—	10,39	10 \leftarrow 10,8

g 11) Anregungs- und Optimalspannung³ einiger Quecksilberlinien
(Schaffernicht)⁴.

λ (Å)	Bezeichnung	Anregungs- spannung V ber.	U_a opt. Max. V	λ (Å)	Bezeichnung	Anregungs- spannung V ber.	U_a opt. Max. V
Bogenlinien				3131	$6p\ ^3P_1 - 6d\ ^1D_1$	8,8	30
6234	$7s\ ^1S_0 - 9p\ ^1P_1$	9,9	45	3131	$6p\ ^3P_1 - 6d\ ^3D_1$	8,8	12
6123	—	—	11	3125	$6p\ ^3P_1 - 6d\ ^3D_2$	8,8	11 u. 30
6072	$7s\ ^3S_1 - 8p\ ^1P_1$	9,7	45	3027	$6p\ ^3P_2 - 7d\ ^1D_2$	9,5	30
5790	$6p\ ^1P_1 - 6d\ ^1D_2$	8,8	30	3023	$6p\ ^3P_2 - 7d\ ^3D_2$	9,4	12 u. 30
5769	$6p\ ^1P_1 - 6d\ ^3D_2$	8,8	11 u. 30	3021	$6p\ ^3P_2 - 7d\ ^3D_3$	9,4	11,2
5675	$7s\ ^3S_1 - 9p\ ^1P_1$	9,9	45	2968	$6p\ ^3P_0 - 6d\ ^3D_1$	8,8	12
5461	$6p\ ^3P_2 - 7s\ ^3S_1$	8,7	9,3	2925	$6p\ ^3P_2 - 9s\ ^3S_1$	9,6	11,1
4916	$6p\ ^1P_1 - 8s\ ^1S_0$	9,2	10,3 u. 35	2893	$6p\ ^3P_1 - 8s\ ^3S_1$	9,1	10,5
4358	$6p\ ^3P_1 - 7s\ ^3S_1$	8,7	9,3	2856	$6p\ ^3P_1 - 8s\ ^1S_0$	9,2	10,3 u. 35
4347	$6p\ ^1P_1 - 7d\ ^1D_2$	9,5	30	2806	$6p\ ^3P_2 - 8d\ ^1D_2$	9,7	30
4339	$6p\ ^1P_1 - 7p\ ^3D_2$	9,4	12 u. 30	2803	$6p\ ^3P_2 - 8d\ ^3D_3$	9,7	11,5
4108	$6p\ ^1P_1 - 7s\ ^1S_0$	7,9	10,6 u. 35	2759	$6p\ ^3P_2 - 10s\ ^3S_1$	9,8	11,5
4077	$6p\ ^3P_1 - 7s\ ^3S_1$	8,7	11,5 u. 35	2752	$6p\ ^3P_0 - 8s\ ^3S_1$	9,1	11,5
4047	$6p\ ^3P_0 - 7s\ ^3S_1$	8,7	9,3	2700	$6p\ ^3P_2 - 9d\ ^1D_2$	10,0	30
3906	$6p\ ^1P_1 - 8d\ ^1D_2$	9,7	30	2698	$6p\ ^3P_2 - 9d\ ^3D_3$	10,0	11,7
3801	$6p\ ^1P_1 - 10s\ ^1S_0$	9,9	11,1 u. 35	2655	$6p\ ^3P_1 - 7d\ ^1D_2$	9,5	30
3704	$6p\ ^1P_1 - 9d\ ^1D_2$	10,0	30	2654	$6p\ ^3P_1 - 7d\ ^3D_1$	9,4	12
3663	$6p\ ^3P_2 - 6d\ ^1D_2$	8,8	30	2652	$6p\ ^3P_1 - 7d\ ^3D_2$	9,4	12 u. 30
3662	$6p\ ^3P_2 - 6d\ ^3D_1$	8,8	12	2639	$6p\ ^3P_2 - 10d\ ^3D_3$	10,1	11,9
3654	$6p\ ^3P_2 - 6d\ ^3D_2$	8,8	11 u. 30	2603	$6p\ ^3P_2 - 11d\ ^3D_3$	10,2	12
3650	$6p\ ^3P_3 - 6d\ ^3D_3$	8,8	10,5	2578	$6p\ ^3P_2 - 12d\ ^3D_3$	10,2	12
3592	$6p\ ^1P_1 - 10d\ ^1D_2$	10,1	30	2576	$6p\ ^3P_1 - 9s\ ^3S_1$	9,6	11,1
3524	$6p\ ^1P_1 - 11d\ ^1D_2$	10,2	30	2537	$6s\ ^1S_0 - 6p\ ^3P_1$	4,9	6,5
3341	$6p\ ^3P_2 - 8s\ ^3S_1$	9,1	10,5	2534	$6p\ ^3P_0 - 7d\ ^3D_1$	9,4	12

¹ Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 83. — ² Handbuch der Physik Bd. 23/1 (1933) S. 89. — ³ Optimalspannung = Anregungsspannung bei maximaler Ausbeute der Anregung. —

⁴ Handbuch der Physik Bd. 23/1 (1933) S. 87.

Tabelle g 11 (Fortsetzung).

λ (Å)	Bezeichnung	Anregungs- spannung V ber.	U_a opt. Max. V	λ (Å)	Bezeichnung	Anregungs- spannung V ber.	U_a opt. Max. V
2482	$6p^3P_1 - 8d^3D_2$	9,8	12	Hg III			Max. bei 200 bis 300
2464	$6p^3P_0 - 9s^3S_1$	9,6	11,1				
2446	$6p^3P_1 - 10s^3S_1$	9,8	11,5				
2400	$6p^3P_1 - 9d^1D_2$	10,0	30				
2399	$6p^3P_1 - 9d^3D_2$	10,0	12				
Funkenlinien Hg II							
2224	$6p^2P_{1\frac{1}{2}} - 6d^2D_{2\frac{1}{2}}$	24,0	55	Hg IV			Max. bei 400
2260	$6p^2P_{1\frac{1}{2}} - 7s^2S_{\frac{1}{2}}$	22,3	55				
2262			55				
2847	$6p^2P_{1\frac{1}{2}} - 7s^2S_{\frac{1}{2}}$	22,3	55				
2935			90				
2947			90				
3209			90				
				2572			
				2810			
				2809			
				2992			
				3114			
				3832			
				3968			

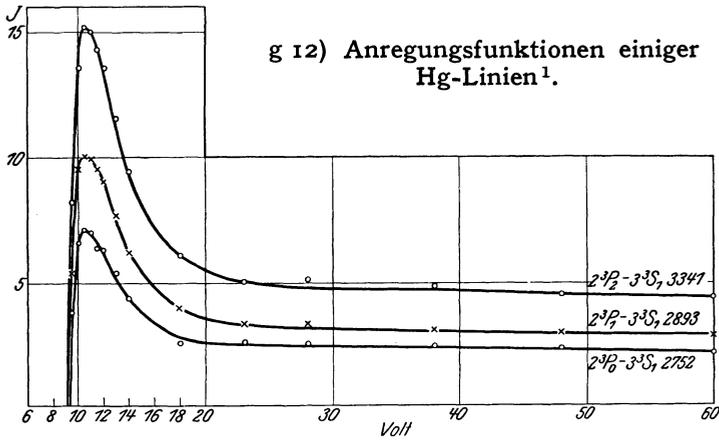


Abb. 40. Anregungsfunktionen des 2^3P-3^3S -Triplets des Hg (nach Schaffernicht) (Ordinatenmaßstab für verschiedene Kurven verschieden).

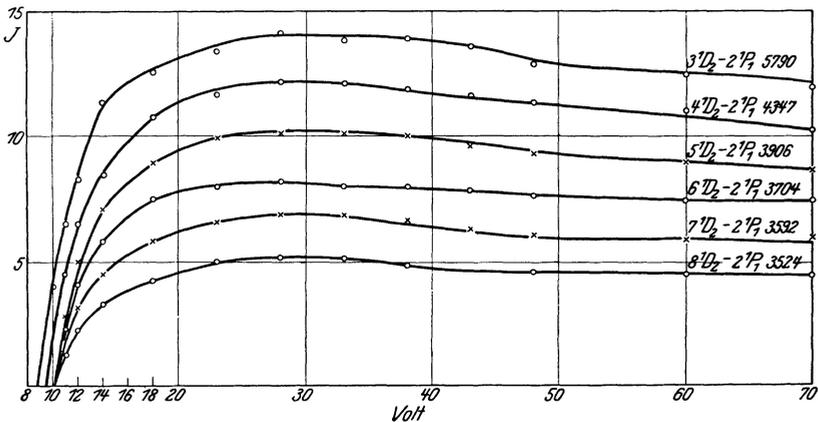


Abb. 41. Anregungsfunktion einiger Singulettlinien des Hg (nach Schaffernicht) (Ordinatenmaßstab für verschiedene Kurven verschieden).

¹ Handbuch der Physik Bd. 23/I (1933) S. 86.

g 13) Anregungs- und Ionisierungsspannungen von Ga, In, Tl¹.

Element (z)	Bezeichnung	λ (Å)	V		Element (z)	Bezeichnung	λ (Å)	V	
			(Sp.)	(El.)				(Sp.)	(El.)
Ga (31)	$4p^2P_{1/2} - 5s^2S_{1/2}$	4172	2,96	2,70	In (49)	$5p^4P_{1/2} - 6s^2S_{1/2}$	4101	3,01	3,03
	$4p^2P_{1/2} - 5s^2S_{1/2}$	4033	3,06	3,07		$5p^2P_{1/2} - 5d^2D$	3039	4,06	4,07
	$4p^2P_{1/2} - 4d^2D$	2943	4,19	3,80		Ionisation	—	5,76	6,3
	—	2944				—	—	14,1	
	$4p^2P_{1/2} - 4d^2D$	2874	4,29	4,22		Tl (81)	$6p^2P_{1/2} - 6p^2P_{1/2}$	—	0,96
Ionisation	—	5,97	5,8	$6p^2P_{1/2} - 7s^2S_{1/2}$	3775		3,27	3,5	
—	—	—	13,2	$6p^2P_{1/2} - 7s^2S_{1/2}$	5350		—	—	—
In (49)	$5p^2P_{1/2} - 5p^2P_{1/2}$	—	0,272	0,30	Ionisation	—	6,08	6,04	
	$5p^2P_{1/2} - 6s^2S_{1/2}$	4511	2,74	2,8					

g 14) Anregungs- und Ionisierungsspannungen des He².

Bezeichnung	λ [Å]			U [V]			
	Lyman	Dorgelo	Compton	Spektr.	Franck	Hertz	ber.
$1s^1S_0 - 2s^3S_1$	—	—	—	19,77	19,75	19,77	19,72
$1s^1S_0 - 2s^1S_0$	—	—	—	20,55	20,55	20,55	20,51
$-2p^1P_1$	584,4	584,44	584,41	21,12	21,2	—	—
$-3p^1P_1$	537,1	537,08	537,04	22,97	22,9	—	—
$-4p^1P_1$	522,3	522,17	522,25	23,62	—	—	—
$-5p^1P_1$	515,7	—	515,60	23,92	—	—	—
Ionisation . .	502	—	504,94	24,47	24,6	24,5	24,47

g 15) Anregungsfunktion einiger He-Linien (Hanle)³.

λ (Å)	Bezeichnung	Anregungs- spannung V	Optimal- spannung V	Anstieg — Abfall
6678	$2p^1P - 3d^1D$	23,0	60	—
5876	$2p^3P - 3d^3D$	23,0	35	ziemlich steil langsam
5048	$2p^1P - 4s^1S$	23,6	40	mäßig flach
5016	$2s^1S - 3p^1P$	23,1	120	sehr flach
4922	$2p^1P - 4d^1D$	23,7	50—100	ziemlich flach
4713	$2p^3P - 4s^3S$	23,6	36	ziemlich steil
4471	$2p^3P - 4d^3D$	23,7	35	ziemlich steil langsam
4438	$2p^1P - 5s^1S$	24,0	43	mäßig flach
4388	$2p^1P - 5d^1D$	24,0	100	flach
4166	$2p^1P - 6s^1S$	24,15	43	mäßig flach
4144	$2p^1P - 6d^1D$	24,15	100	flach
4121	$2p^3P - 5s^3S$	24,0	30	ziemlich steil steil
4026	$2p^3P - 5d^3D$	24,05	50—100	flach schwach
4024	$2p^1P - 7s^1S$	24,3	—	—
4009	$2p^1P - 7d^1D$	24,3	60	—
3964	$2s^1S - 4p^1P$	23,7	120	sehr flach
3934	$2p^1P - 8s^1S$	24,4	—	—
3926	$2p^1P - 8d^1D$	24,4	—	—
3888	$2s^3S - 3p^3P$	23,0	33	ziemlich steil
3878	$2p^1P - 9s^1S$	24,4	—	—
3871	$2p^1P - 9d^1D$	24,4	—	—
3867	$2p^3P - 6s^1D$	24,15	30	ziemlich steil
3819	$2p^3P - 6d^1D$	24,15	50—100	flach schwach

¹ Handbuch der Physik Bd. 23/1 (1933) S. 90.

² Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 94.

³ Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 95.

g 16) Anregungsspannungen einiger Argonbogenlinien¹.

λ (Å)	Anregungsspannung [V]		λ (Å)	Anregungsspannung [V]	
	nach Meißner	n. Schulze		nach Meißner	n. Schulze
7635	13,1	13,3	6752	14,66	14,7
7504	13,4	13,3	4181	14,61	14,7
7047	13,31	13,3	7353	14,75	15,1
6677	13,4	13,5	6367	14,05	15,1
4702	13,38	13,5	6467	15,10	15,4
4522	14,38	14,5	5221	15,36	15,4
4158	14,45	14,5	4876	15,75	15,7
4251	14,38	14,5	4587	15,52	15,7

g 17) Kritische Spannungen der Edelgasatome².

Elektronenbahnen	Terme	V vom Grundzustand aus (Spektr.)	V (Elektr.)	Ionisierungsstufe
Helium				
1 s ²	¹ S ₀	0	—	He
1 s 2 s	³ S ₁	19,77	19,75; 19,77	19,6
1 s 2 s	¹ S ₀	20,55	20,55; 20,55	He
1 s 2 p	¹ P ₁	21,12	21,2	He
1 s 3 p	¹ P ₁	22,97	22,9	He
1 s	² S ₁	24,47	24,6; 24,5	24,5
2 s, p	² S, P	65,1	—	He ⁺
Vollständig ionisiert	—	78,63	79,5 ± 0,3	He ⁺⁺
Neon				
2 s ² 2 p ⁶	¹ S ₀	0	—	Ne
2 s ² 2 p ⁵ 3 s	1, ³ P	16,54—16,80	16,65	Ne
2 s ² 2 p ⁵ ³ p	1, ³ S, P, D	18,3—18,9	18,45	Ne
2 s ² 2 p ⁵	² P _{1½}	21,47	21,5	Ne ⁺
2 s 2 p ⁶	² S	48,3	48,0 ± 1	Ne ⁺
2 s ² 2 p ⁴ 3 s	⁴ P	49,2		
	² P	49,4		
2 s ² 2 p ⁴ 3 p	2, ⁴ S, P, D	52,5—52,9	—	Ne ⁺
2 s ² 2 p ⁴ 3 d	2, ⁴ P, D, F	56,1—56,3	54,9 ± 1	Ne ⁺⁺
2 s ² 2 p ⁴	² P ₃	62,39	63,0 ± 0,5	Ne ⁺⁺
2 s 2 p ⁵	³ P ₀₁₂	87,6	125 ± 1	Ne ⁺⁺⁺
2 s ² 2 p ³	⁴ S _{1½}	125,7		
2 s ² 2 p ³	² D	130,0		
	² P	132,5	143	Ne ⁺⁺⁺
2 s 2 p ⁴	⁴ P	148,3		
		156,1		
		164,2	157	
Argon				
3 s ² 3 p ⁶	¹ S ₀	0	—	Ar
3 s ² 3 p ⁵ 4 s	³ P ₂	11,49	11,5; 11,51	Ar
	³ P ₁	11,58		
	³ P ₀	11,69		
	¹ P ₁	11,78		
	1, ³ S, P, D	12,7—13,3		
3 s ² 3 p ⁵ 4 p	1, ³ P	14,0—14,9	13,0; 12,89; 13,3—5	Ar
3 s ² 3 p ⁵ 5 s	1, ³ P	14,0—14,9	13,9; 14,79; 14,5—7	Ar
3 s ² 3 p ⁵ 4 d	1, ³ P, D, F	14,1—14,3	14,02	Ar

¹ Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 101.

² Entnommen aus Handbuch der Physik, Bd. 23/1 2. Aufl. S. 104/105.

Tabelle g 17) (Fortsetzung).

Elektronenbahnen	Terme	V vom Grundzustand aus (Spektr.)	V (Elektr.)	Ionisierungsstufe
Argon				
$3s^2 3p^5$	$^2P_{1\frac{1}{2}}$	15,68	{ 15,81 15,4; 15,2	Ar ⁺
$3s^2 3p^4 3d$	$^2P_{1\frac{1}{2}}$	15,86	{ 15,7 ± 0,1 32,2 ± 0,2	Ar ⁺
$3s^2 3p^4 3d$	$^2,4S, P, D, F$	32,9—32,3	{ 34,8 ± 0,5 34,0 ± 0,5 34	Ar ⁺
$3s^2 3p^4 4s$				
$3s^2 3p^4 4p$				
$3s^2 3p^4 4d$	$^2,4P, D, F$	38,5—39,3	39,6 ± 0,5	Ar ⁺
$3s^2 3p^4 5s$	3P_2	43,51	45,3 ± 1,5 44,0 ± 0,5	Ar ⁺⁺
$3s^2 3p^4$				
$3s 3p^5$	$^3P_{012}$	56,3—57,5	88 ± 1; 70 ± 2	Ar ⁺⁺
$3s^2 3p^3$	$^4S_{1\frac{1}{2}}$	80,25		Ar ⁺⁺⁺
$3s^2 3p^2$	3P_0			Ar ⁴⁺
			258	
			300	
			345	
$3s^2 3p$	$^2P_{\frac{1}{2}}$		500	Ar ⁵⁺
Krypton				
$4s^2 4p^6$	1S_0	0	9,9; 9,8	Kr
$4s^2 4p^5 5s$	3P_2	9,9		Kr
	3P_1	10,0		Kr
	3P_0	10,5	10,5	Kr
	1P_1	10,6		Kr
$4s^2 4p^5 5p$	$1,3S, P, D$	11,2—11,6	11,5	Kr
		12,0—12,1	12,1	Kr
$4s^2 4p^5$	$^2P_{1\frac{1}{2}}$	13,94	13,3; 12,7	Kr ⁺
			28,25 ± 0,5	Kr ⁺
			59	Kr ⁺⁺
Xenon				
$5s^2 5p^6$	1S_0	0	8,3; 8,4	X
$5s^2 5p^5 6s$	3P_1	8,3		X
	3P_1	8,45		
	3P_0	9,4	9,9; 9,5	X
	1P_1	9,55		X
$5s^2 5p^5 6p$	$1,3S, P, D$	{ 9,5 — 9,95 10,95—11,05	{ 11,0	X
$5s^2 5p^5 5d$	$1,3P, D, F$	9,8—10,1		X
$5s^2 5p^5$	$^2P_{1\frac{1}{2}}$	12,08	11,5 > 11,7; 12,0	X ⁺
	$^2P_{\frac{1}{2}}$	13,38		
$5s 5p^6$	$^2S_{\frac{1}{2}}$	23,1		X ⁺
$5s^2 5p^4 6s$	4P	23—23,5		X ⁺
	$^2P, D$	25		
$5s^2 5p^4 5d$	$4D$	24—25	24,2	
$5s^2 5p^4 6p$	$^2,4S, P, D$	26—27		
$5s^2 5p^4$	3P_2	33,2		X ⁺⁺
			51	X ⁺⁺
Emanation				
$6s^2 6p^6$	1S_0	0	10,6	Em
$6s^2 6p^5 7s$	3P_1	6,93		Em
	1P_1	8,52		Em
$6s^2 6p^5$	$^2P_{1\frac{1}{2}}$	10,7		Em ⁺

g 18) Anregungsspannung der N₂-Niveaus (in Volt) nach Elektronenstoßversuchen mit gleichzeitiger spektroskopischer Beobachtung¹.

	N ₂							N ₂ ⁺
	X	Singuletterme		Tripletterme				A'
		a	b, c	A	B	C	D	
Alte Bezeichnung ²				A	B	C	D	A'
Neue Bezeichnung ^{3 4}	¹ Σ ⁺	¹ Π _u		³ Σ _g ⁺	³ Π _u	³ Π _g		³ Σ _u
Anfangsniveau der					1. pos. Gr.	2. pos. Gr.	4. pos. Gr.	Neg. Bd.
Energie (v = 0) berechnet aus den Bandenspektren ⁵	0	8,5	12,8; 12,9	v _A	U _{A+1,2}	U _{A+4,8}	U _{A+6,6}	U _{j+3,2}
Energie (v = 0) nach Spomer ⁶ , Turner u. Samson ⁷ und vorhergehende Spalte	0	8,5	12,8; 12,9	8,2	9,4	13,0	14,8	19,0

g 19) Energieverlust von Elektronen in N₂.

Energieverluste U_a von Elektronen größerer Geschwindigkeit (U) in Stickstoff⁸.

Verfasser	U [V]	U _a [V]
Rudberg .	90—370	9,25 ± 0,2 12,78 ± 0,1 13,93 ± 0,1 15,82 ± 0,2
Langmuir und Jones	~ 100	13,0 ± 0,5
Harnwell.	75—300	12,9
Renninger	200—2000	13

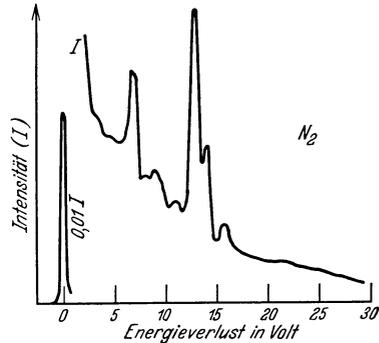


Abb. 42. Beispiel einer Kurve für den Energieverlust von Elektronen in N₂ nach Rudberg⁸.

g 20) Kritische Spannungen des O₂ (Volt)¹⁰.

	O ₂			O ₂ ⁺			
	X	A	B	X'	A'	a'	b'
		³ Σ _g ⁻	¹ Σ	³ Σ _u ⁻	³ Π	³ Π	Π?
Oberer Term der		Atm. Abs. Bd.	Sch. Ru. Bd.		1. neg. Gr.		2. neg. Gr.
v = 0 berechnet aus den Bandenspektren . . .	0	1,62	6,09	U _j	U _{j+5,2}	U ₂	U ₂ + 2
Mittelwerte verschiedener Autoren		8,5		13,5	19,2		21
Ionisationsprodukte . .				O ₂ ⁺			O + O ⁺

¹ Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 123. — ² Das Niveau b wurde von Birge und Hopfield früher mit b' bezeichnet. Astrophysic. J. Bd. 68 (1928) S. 257. — ³ Nach Hund: Z. Physik Bd. 63 (1930) S. 719. Weil diese Deutung nicht sicher ist, benutzen wir in dieser Ziffer die alten Bezeichnungen. — ⁴ Nach der neuen Übersicht Mullikens: Rev. Mod. Physik Bd. 4 (1932) S. 1 ist das A-Niveau vielleicht als ³Σ_u⁺, das a-Niveau als ³Σ_u⁺ zu bezeichnen. — ⁵ Mulliken, R. S.: Physic. Rev. Bd. 32 (1928) S. 186; Birge, R. T.: Int. crit. tables, Bd. 5 (1929) S. 417. — ⁶ Spomer, H.: Z. Physik Bd. 34 (1925) S. 622. — ⁷ Turner, L. A. u. E. W. Samson: Physic. Rev. Bd. 34 (1929) S. 747. — ⁸ Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 124. — ⁹ Rudberg, E.: Proc. Roy. Soc., Lond. (A) Bd. 127 (1930) S. 111. — ¹⁰ Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 129.

g 21) Kritische Spannungen des CO (Volt)¹.

Alte Bezeichnung	CO						CO+					
	X	A	B	a	b	c	X'	A'	B'			
Neue Bezeichnung	¹ Σ	¹ Π	¹ Σ				² Σ	² Π	² Σ			
$v = 0$ berechnet aus den Bandenspektren	o	8,0	10,7	6,0	10,3	11,4	U_j	$U_{j+1,9}$	$U_{j+5,6}$			
Mittelwerte verschiedener Autoren		8,1	10,7	5,8	10,2	11,1	14,1	16,8	20,0	23,1 21,5 22,5	24 25	45 43
							CO+			C+O	C+O	CO++

g 22) Linienstärken f und Lebensdauern τ *.

Element	Übergang	λ 10 ⁻⁸ cm(Å)	f	τ [s]	Element	Übergang	λ 10 ⁻⁸ cm(Å)	f	τ [s]
Li ²	$1^2S-2^2P_{3/2, 1/2}$	6707,9	0,71		Hg ⁸	$1^1S_0-2^1P_1$	1849,6	1,3	$1,3 \cdot 10^{-9}$
	1-3	3232,6	0,009			$1^1S_0-2^3P_1$	2536,5	0,026	$1 \cdot 10^{-7}$
	1-4	2741,3	0,010			$1^1S_0-2^3P_2$	2275		$\geq 1/22$
	1-Kont.	≤ 2297	0,14			$1^1S_0-2^3P_0$	2650		$\geq 1/77$
	2-Kont.	≤ 5000	0,77			1^1S_0 -Kont.			
Na ³	$1^2S-2^2P_{3/2}$	5889,96	0,70		Ca ⁹	$1^1S_0-2^2P_1$	4226,73		$6,8 \cdot 10^{-9}$
	$1^2S-2^2P_{1/2}$	5895,93	0,36			$1^1S_0-2^3P_1$	6572,8		$5,2 \cdot 10^{-4}$
	1-3	3302,3	0,014		Sr ⁹	$1^1S_0-2^2P_1$	4607,3		$8 \cdot 10^{-9}$
	1-4	2852,8	0,01			$1^1S_0-2^3P_1$	6892,6		$3 \cdot 10^{-5}$
1-Kont.	≤ 2410	0,004		Ba ⁹	$1^1S_0-2^1P_1$	5534,5		$1,2 \cdot 10^{-8}$	
					$1^1S_0-2^3P_1$	7911,4		$3,5 \cdot 10^{-6}$	
Cs ⁴	$1^2S-2^2P_{3/2}$	3521,1	0,66		He ¹⁰	$1^1S_0-2^1P_1$	584,4	0,034	
	$1^2S-2^2P_{1/2}$	8943,5	0,32			Hauptserie		0,54	
	$1^2S-3^2P_{3/2}$	4555,3	0,012			1-Kont.		1,55	
	$1^2S-3^2P_{1/2}$	4593,2	0,003		$1^1S_0-2^3S_1$			$\geq 10^{-3}$	
Mg ⁵	$1^1S_0-2^1P_1$	2852,1		$3,1 \cdot 10^{-9}$	Ne ¹¹	$1^1S_0-2^1S_1$	736	$0,2 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,4 \cdot 10^{-9}$
	$1^1S_0-2^3P_1$	4571,2		$5,3 \cdot 10^{-3}$		$2^1P-2^3P_2$	6402	$0,8 \pm 0,2$	
Zn ⁶	$1^1S_0-2^1P_1$	2138,6		$1,7 \cdot 10^{-9}$	Ar ¹²	Resonanzl.		0,025	
	$1^1S_0-2^3P_1$	3075,9		$3,2 \cdot 10^{-5}$					
Cd ⁷	$1^1S_0-2^1P_1$	2288,0	1,19	$2,0 \cdot 10^{-9}$					
	$1^1S_0-2^3P_1$	3261,0		$2,4 \cdot 10^{-6}$					

¹ Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 135.

* Vgl. Ziffer d II, S. 19.

² Hargreaves, J.: Proc. Cambridge philos. Soc. Bd. 25 (1929) S. 75; Trumpy, B.: Z. Physik Bd. 57 (1929) S. 787; berechnete f -Werte siehe Filippov: Z. Physik Bd. 69 (1931) S. 526; Trumpy, B.: Z. Physik Bd. 66 (1930) S. 720, Bd. 71 (1931) S. 720.

³ Ladenburg, R. u. E. Thiele: Z. Physik Bd. 72 (1931) S. 697; Zehden, W.: Naturwiss. Bd. 19 (1931) S. 826; Duschinsky, F.: Z. Physik Bd. 78 (1932) S. 586; ber. A. Filippov u. W. Prokofjew: Z. Physik Bd. 56 (1929) S. 458; Prokofjew, W.: Z. Physik Bd. 58 (1929) S. 255; beob. B. Trumpy: Z. Physik Bd. 61 (1930) S. 54.

⁴ Minkowski, R. u. W. Mühlenbruch: Z. Physik Bd. 63 (1930) S. 198.

⁵ Prokofjew, W.: Z. Physik 50 (1928) S. 701.

⁶ Prokofjew, W.: Z. Physik Bd. 50 (1928) S. 701; Filippov, A.: Sowjet. Physik Bd. 1 (1932) S. 289.

⁷ f nach M. W. Zemanski: Z. Physik Bd. 72 (1931) S. 587; τ nach W. Prokofjew: Z. Physik 50 (1928) S. 701; Filippov, A.: Sowjet. Physik Bd. 1 (1932) S. 289.

⁸ f nach S. Wolfsohn: Z. Physik Bd. 85 (1933) S. 366 und R. Ladenburg u. S. Wolfsohn: Z. Physik Bd. 65 (1930) S. 207; Marshall: Astrophys. J. Bd. 60 (1924) S. 243; Wien, W.: Ann. Physik Bd. 73 (1924) S. 480; Keußler: Ann. Physik Bd. 82 (1927) S. 810; Prokofjew: Z. Physik Bd. 50 (1928) S. 701; Filippov, A.: Siehe Anm. 7; Pringsheim, P.: Handbuch der Physik, Bd. 22 S. 491; Dorgelo: Physika Bd. 5 (1925) S. 429.

g 23) Übersicht der Ionisierungsprozesse bei zweiatomigen Molekülen¹ (Volt).

Gas	U beob.	U min	Wahrscheinlicher Vorgang	Gas	U beob.	U min	Wahrscheinlicher Vorgang
H ₂	15,8	15,4	H ₂ → H ₂ ⁺	Cl ₂	13		
	18	17,9	→ H ⁺ + H				
	26	17,9	→ H ⁺ + H + kin. En.				
	46	31,4	→ H ⁺ + H ⁺ + kin. En.				
N ₂	15,8	15,8	N ₂ → N ₂ ⁺	NO	9,5		NO → NO ⁺
	24,5	22,7	→ N ⁺ + N				
O ₂	12,5	11,7?	O ₂ → O ₂ ⁺		14,1	12,9?	CO → CO ⁺
	20	18,7	→ O ⁺ + O				
J ₂	9,7		J ₂ → J ₂ ⁺	HCl	13,8		HCl → HCl ⁺
	9,7		→ J ⁺ + J				
Br ₂	12			HBr	13,2		
				HJ	12,8		

g 24) Übersicht der Anregung und Ionisierung von mehratomigen Gasen².

Gas	Anregung V	Ionisierung V	Ionen	Wahrscheinlicher Prozeß	Mind. erf. Energie ber.
CO ₂	11,2; 12,9 15,9	14,4	CO ₂ ⁺	CO ₂ → CO ₂ ⁺	
		19,6 ± 0,4	O ⁺	→ CO + O ⁺	19,1
		20,4 ± 0,7	CO ⁺	→ CO ⁺ + O	19,6
		28,3 ± 1,5	C ⁺	→ C ⁺ + O + O	26,5
NO ₂		11,0 ± 1	NO ₂ ⁺	NO ₂ → NO ₂ ⁺	
		?	NO ⁺	→ NO ⁺ + O	12,7
		17,7 ± 1	O ⁺	→ NO + O ⁺	16,9
		?	O ₂ ⁺	→ N + O ₂ ⁺	16,4
		20,8 ± 1	N ⁺	→ N ⁺ + O ₂	18,4
N ₂ O		12,9 ± 0,5	N ₂ O ⁺	N ₂ O → N ₂ O ⁺	
		16,3 ± 1	O ⁺	→ N ₂ + O ⁺	15,4
		?	N ₂ ⁺	→ N ₂ ⁺ + O	17,6
		15,3 ± 0,5	NO ⁺	→ NO ⁺ + N	13,7
		21,4 ± 0,5	N ⁺	→ NO + N ⁺	18,8
H ₂ O		13,0	H ₂ O ⁺	H ₂ O → H ₂ O ⁺	
		17,3	HO ⁺	→ HO ⁺ + H	
		19,2	H ⁺	→ HO + H ⁺	18,4
		6,6; 8,8	H ⁻		
H ₂ S		10,4	H ₂ S ⁺	H ₂ S → H ₂ S ⁺	
		16,9	HS ⁺	?	
		15,8	S ⁺	?	

⁹ Filippov, A. u. Kamenewsky: Sowjet. Physik Bd. 1 (1923) S. 299; Filippov, A.: Sowjet. Physik Bd. 1 (1932) S. 289.

¹⁰ Herzfeld, K. F. u. K. L. Wolf: Ann. Phys. Bd. 76 (1925) S. 71 u. 567; Vinti, J. P.: Phys. Rev. Bd. 42 (1932) S. 632, Bd. 44 (1933) S. 259; Ebbinghaus, E.: Ann. Physik Bd. 7 (1930) S. 267; Kannenstine: Astrophys. J. Bd. 55 (1922) S. 345, Bd. 59 (1924) S. 133; Physic. Rev. Bd. 19 (1922) S. 590, Bd. 20 (1922) S. 115, Bd. 23 (1924) S. 108.

¹¹ Schütz, W.: Ann. Physik Bd. 18 (1933) S. 719; Kopfermann, H. u. R. Ladenburg: Z. Physik Bd. 65 (1930) S. 167.

¹² Herzfeld, K. F. u. K. L. Wolf: Siehe Anm. 10.

¹ Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 141.

² Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 142.

Tabelle g 24 (Fortsetzung).

Gas	Anregung V	Ionisierung V	Ionen	Wahrscheinlicher Prozeß	Mind. erf. Energie ber.
C_2N_2		13,5 18 17 22,5	$C_2N_2^+$ CN^+ C_2^+ C^+	$C_2N_2 \rightarrow C_2N_2^+$ $\rightarrow CN + CN^+$ $\rightarrow C_2^+ + N_2$ $\rightarrow C^+ + C + N_2$	20,4
NH_3		$11,2 \pm 1,5$ $12,0 \pm 1,5$ $11,2 \pm 1,5$	NH_3^+ NH_2^+ NH^+	$NH_3 \rightarrow NH_3^+$ $\rightarrow NH_2^+ + H$ Sekundär?	
CH_4		14,5 15,5	CH_4^+ CH_3	$CH_4 \rightarrow CH_4^+$ $\rightarrow CH_3^+ + H$	
C_2H_2		12,3			
C_2H_4		12,2			
C_2H_6		12,8			
C_6H_6	6,0	9,6			
C_7H_8	6,2	8,5			
C_8H_{10}	6,5	10,0			
$CHCl_3$	6,5	11,5			
$C_4H_{10}O$	6,6; 8,1	13,6			
HCN		15	HCN^+	$HCN \rightarrow HCN^+$	
$Zn(C_2H_5)_2$	7	12			
$HgCl_2$		12,1			
$ZnCl_2$		12,9			
S	4,8	12,2			
P	5,8	13,3			

g 25) Die wichtigsten Linien einiger Atome.

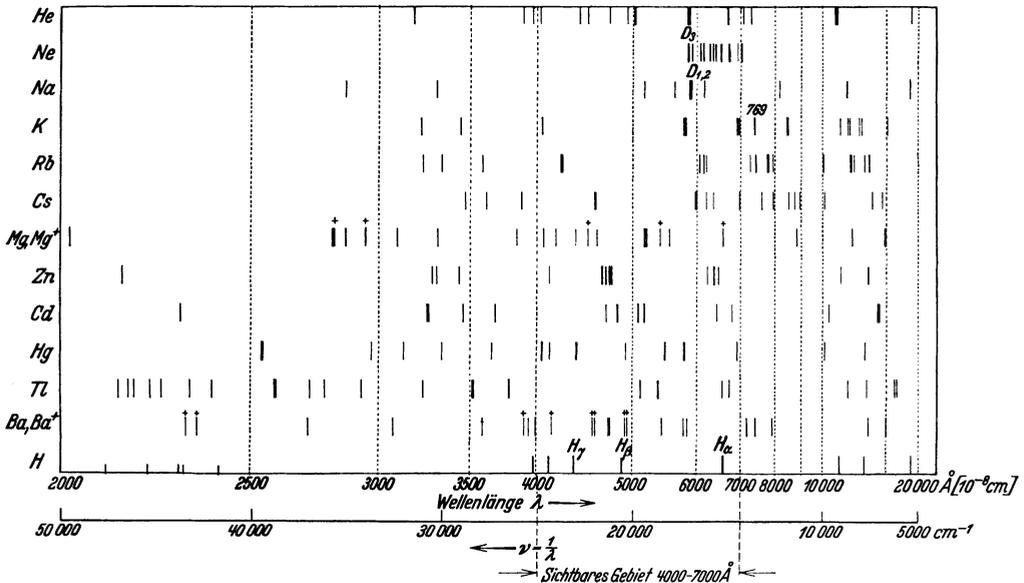


Abb. 43. Wellenlängen der wichtigsten Linien einiger Atome.

g 26) Differentiale Ionisierung durch Elektronenstrahlen in Gasen¹.

Als „differentiale Ionisierung“ s wird definiert die Anzahl der Ionenpaare, die ein Elektron auf der Einheit seiner Bahnlänge erzeugt. Dabei werden durch sekundäre und tertiäre usw. Elektronen erzeugte Ladungsträger einbegriffen. Die betrachtete Länge des Weges sei dabei so klein, daß von der Änderung der Elektronenenergie auf dem Wege abgesehen werden kann.

Die differentiale Ionisierung ist bei gleicher Elektronenenergie im selben Gas der Gasdichte proportional. Die folgenden Diagramme (Abb. 44 und 45) beziehen sich auf Gase bei 1 tor und 0° C. Für andere Drucke und Temperaturen sind die Ordinaten proportional der Dichte umzurechnen.

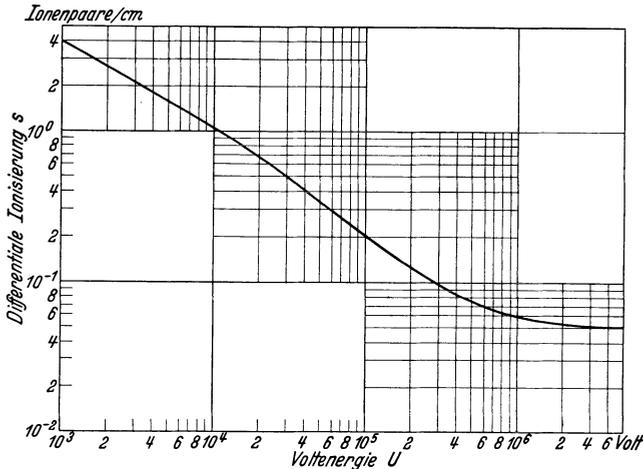


Abb. 44. Differentiale Ionisierung s durch Elektronenstrahlen der Voltgeschwindigkeit U in Luft von 1 tor und 0° C

1. Bereich der Voltgeschwindigkeit $> 5 \cdot 10^3$ V. In diesem Bereich sind die Werte der differentialen Ionisierung bei gleicher Voltenergie in verschiedenen Gasen der Dichte, oder genauer genommen, der Anzahl der Atomelektronen, ungefähr proportional.

Das Diagramm (Abb. 44) für Luft kann daher mittels der folgenden Tabellen auch auf andere Gase umgerechnet werden.

Relative differentiale Ionisierung s durch Elektronenstrahlen von $> 5 \cdot 10^3$ V in verschiedenen Gasen von gleichem Druck						
bezogen auf die Luftdichte $d = 1$				bezogen auf die Zahl m der Elektronen je Molekül		
Gas	s	d	$\frac{s}{d}$	Gas	m	$\frac{s}{m}$
Luft	1,0	1,0	1,0	Luft	14,4	1
O ₂	1,17	1,11	1,05	O ₂	16	1,05
CO ₂	1,60	1,53	1,05	CO ₂	22	1,05
(CN) ₂	1,86	1,81	1,03	(CN) ₂	26	1,03
N ₂ O	1,55	1,53	1,01	N ₂ O	22	1,01
SO ₂	2,25	2,22	1,01	SO ₂	32	1,01
NH ₃	0,89	0,59	1,5	NH ₃	10	1,29
H ₂	0,165	0,069	2,4	H ₂	2	1,18

¹ Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 33f.

Knoll, Ollendorff u. Rompe, Gasentladungstabellen.

2. Bereich der Voltgeschwindigkeit $< 5 \cdot 10^3$ V. Die einfachen Beziehungen wie unter 1. gelten hier nicht mehr. Die verschieden starke Bindung der Atomelektronen bewirkt Unterschiede bei den verschiedenen Gasen.

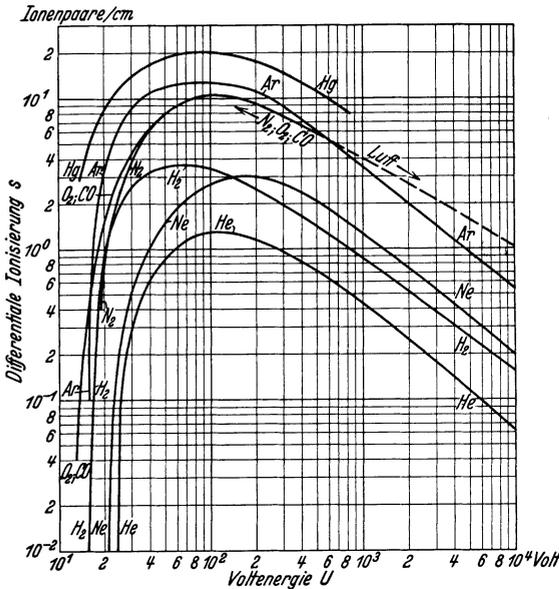


Abb. 45. Differentiale Ionisierung s durch Elektronenstrahlen der Voltgeschwindigkeit U in verschiedenen Gasen bei 1 tor und 0° C.

Den Verlauf der differentiellen Ionisierung für verschiedene Gase im Bereich von $10^1 \div 10^4$ V zeigt Abb. 45.

Die Kurve für Hg ist vergleichsweise für einen angenehmen Druck von 1 tor und 0° C gezeichnet worden. Für die wirklich vorkommenden Hg-Dampfzustände sind die Ordinaten proportional der Dichte zu verändern (wie grundsätzlich auch bei anderen Gasen).

3. Bereich sehr kleiner Voltgeschwindigkeiten (zwischen Ionisierungsenergie und etwa 50 V).

Für Strahlen zwischen der Ionisierungsspannung U_j und etwa 50 V steigt die differentiale Ionisierung annähernd linear mit der Voltenergie. Daher gilt die Gleichung:

$$s = a (U - U_j).$$

U = Voltgeschwindigkeit; U_j = Ionisierungsspannung in V; a = Konstante, für jedes Gas charakteristisch.

Konstanten der differentiellen Ionisierung durch Elektronenstrahlen geringer Geschwindigkeit¹.

Gas	entstehende Ionenart	U_j V	a	ungefährer Gültigkeitsbereich V
Ar	Ar ⁺	15,0	0,71	15 ÷ 25
	Ar ⁺⁺	45,0	0,031	45 ÷ 80
He	He ⁺	23,5	0,046	23,5 ÷ 35
Ne	Ne ⁺	21,0	0,056	21 ÷ 40
	Ne ⁺⁺	65,0	0,0013	65 ÷ 190
O ₂	O ₂ ⁺ O ₁ ⁺	12,5	0,24	13 ÷ 40
N ₂	N ₂ ⁺ N ₁ ⁺	15,8	0,30	16 ÷ 30
H ₂	H ₂ ⁺ H ₁ ⁺	16,0	0,21	16 ÷ 35
Hg	Hg ⁿ⁺	10,4	0,828	10,4 ÷ 16
	Hg ⁺	10,4	0,82	10 ÷ 16
	Hg ⁺⁺	29,0	0,06	29 ÷ 50
	Hg ⁺⁺⁺	71,0	0,006	71 ÷ 150
	Hg ⁺⁺⁺⁺	143,0	0,001	143 ÷ 200
Luft . . .	Hg ⁺⁺⁺⁺⁺	225,0	0,0002	225 ÷ 300
	Luft ⁺	16,3	0,26	16 ÷ 30

¹ Smith, P. T.: Physic. Rev. Bd. 36 (1930) S. 1293; Smith, P. T.: Physic. Rev. Bd. 37 (1931) S. 808; Smith, P. T. u. J. T. Tate: Physic. Rev. Bd. 39 (1932) S. 270.

g 27) Differentiale Ionisierung nach Messungen verschiedener Autoren.

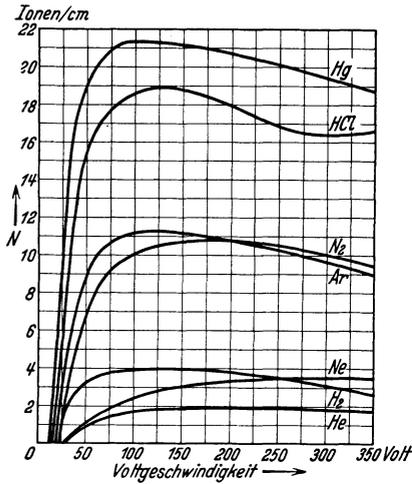


Abb. 46. Anzahl der Ionen pro cm bei 25° C und 1 tor nach Compton und van Voorhis¹.

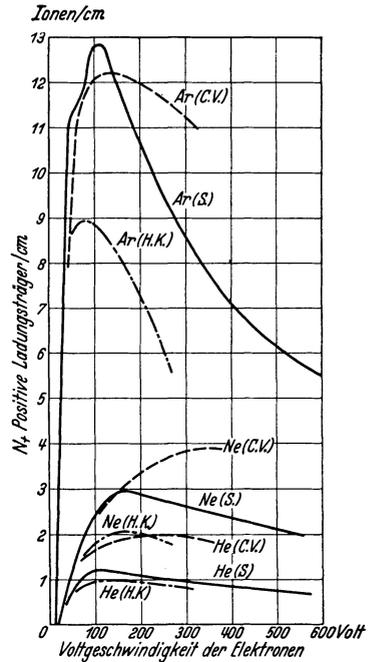


Abb. 48. Anzahl der Ionen pro cm bei 0° C und 1 tor nach Smith (S); Compton-van Voorhis (C.V.); Huges-Klein (H.K.)².

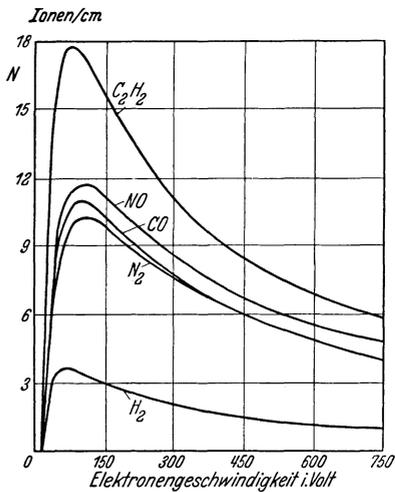


Abb. 47. Anzahl der Ionen pro cm bei 0° C und 1 tor nach Tate und Smith².

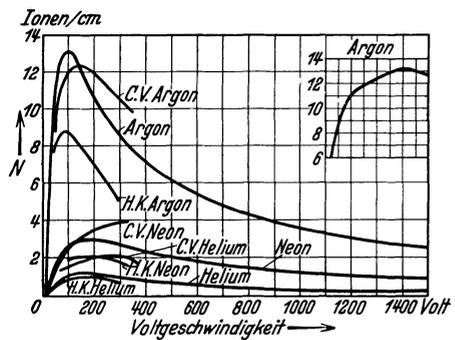


Abb. 49. Anzahl der Ionen pro cm bei 0° C und 1 tor nach Compton und van Voorhis; Huges und Klein¹.

¹ Vgl. H. Kallmann u. B. Rosen: Physik. Z. Bd. 32 (1931) S. 541.

² Tate, J. T. u. P. T. Smith: Physic. Rev. Bd. 39 (1932) S. 270.

³ Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 96.

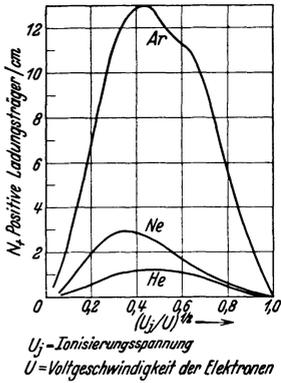


Abb. 50. Anzahl N_+ positiver Ladungsträger pro cm Weglänge eines Elektrons bei 0°C und 1 tor in Abhängigkeit von $(\frac{U_j}{U})^{1/2}$ nach Smith¹.

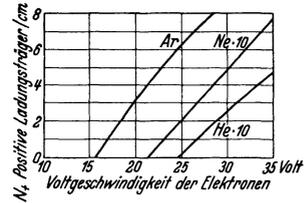


Abb. 51. Anzahl der Ionen pro cm bei 0°C und 1 tor in der Nähe der Ionisierungsspannung nach Smith¹.

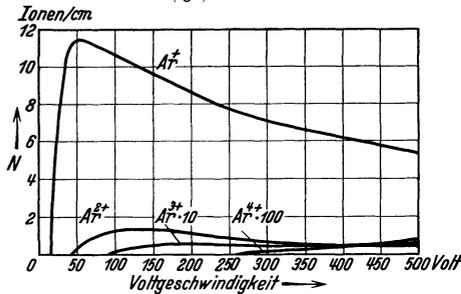


Abb. 52. Anzahl der Ionen pro cm in Argon bei 0°C und 1 tor nach Bleakney².

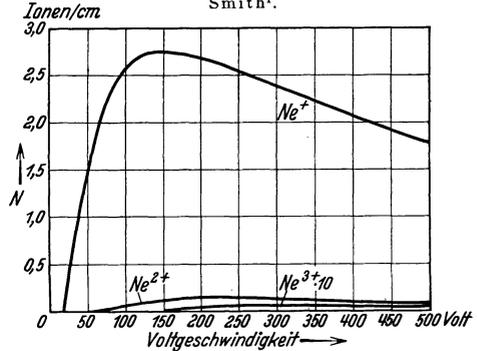


Abb. 53. Anzahl der Ionen pro cm in Neon bei 0°C und 1 tor nach Bleakney².

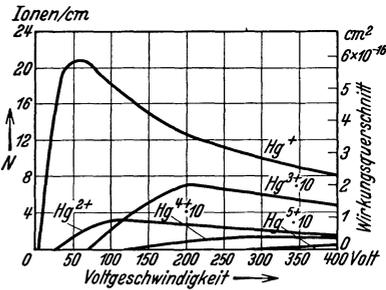


Abb. 54. Anzahl der Ionen pro cm in Quecksilberdampf bei 0° und 1 tor nach Bleakney².

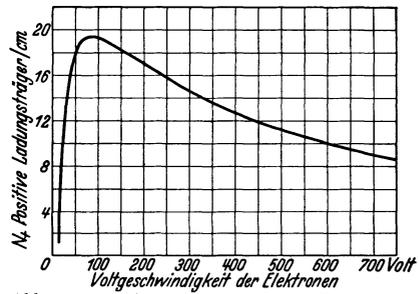


Abb. 55. Anzahl der Ionen pro cm in Quecksilberdampf bei 0°C und 1 tor nach Smith³.

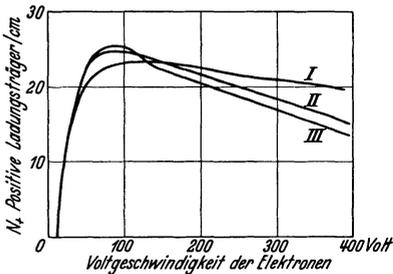


Abb. 56. Anzahl der Ionen pro cm in Quecksilberdampf bei 0°C und 1 tor nach I Compton, II Jones, III Bleakney¹.

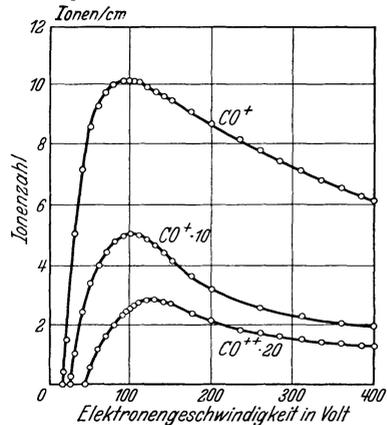


Abb. 57. Anzahl der Ionen pro cm in Kohlenoxyd bei 0°C und 1 tor nach Vaughan¹.

¹ Handbuch der Physik, Bd. 23/1 (1933) S. 96. — ² Vgl. Kallmann, H. u. B. Rosen: Physik. Z. Bd. 32 (1931) S. 541. — ³ Smith, P. T.: Physic. Rev. Bd. 38 (1931) S. 808.

g 28) Ionisierung durch Elektronenstoß (Stoßfunktion nach Townsend).

Theoretische Formeln.

Ionisierungszahl nach Townsend.

$$\alpha_n = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{U_j}{\mathfrak{E}\lambda}} \quad \alpha_n \left[\frac{\text{Trägerpaare}}{\text{cm}} \right].$$

Freie Weglänge der Elektronen

$$\lambda = \frac{1}{\pi R_g^2 n_g} = \frac{k T}{\pi R_g^2 p}.$$

U_j [V] = Ionisierungsspannung; $\mathfrak{E} \left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right]$ = beschleunigendes Feld; λ [cm] = freie Weglänge der Elektronen; n_g [cm⁻³] = Konzentration des Gases; R_g [cm] = Gaskinetischer Wirkungsradius der Gasmoleküle; p [dyn/cm²] = Gasdruck; T [°K] = Temperatur.

Ähnlichkeitsgesetz nach Paschen ($T = \text{const}$):

$$\left(\frac{\alpha_n}{p} \right) = \frac{\pi R_g^2}{k T} e^{-\left(\frac{\pi R_g^2}{k T} \right) \frac{U_j}{\mathfrak{E}/p}} = f \left(\frac{\mathfrak{E}}{p} \right).$$

Weglängenspannung

$$U_\lambda = \mathfrak{E} \lambda = \left(\frac{k T}{\pi R_g^2} \right) \left(\frac{\mathfrak{E}}{p} \right).$$

Mittlere Stoßenergie:

$$\bar{\varepsilon} = e U_\lambda = e \mathfrak{E} \lambda.$$

Optimale Feldstärke:

$$\mathfrak{E}_{\text{opt}} = \frac{U_j}{\lambda}; \quad s = \left(\frac{\mathfrak{E}_{\text{opt}}}{p} \right) = \left(\frac{\pi R_g^2}{k T} \right) \cdot U_j$$

s (Stoletow-Konstante¹; für $\mathfrak{E} = \text{const}$ findet man $p = p_{\text{opt}}$).

Ionisierungszahl nach Davis:

$$\left(\frac{\alpha_n}{p} \right) = \left(\frac{\pi R_g^2}{k T} \right) \left[e^{-\left(\frac{\pi R_g^2}{k T} \right) \frac{U_j}{\mathfrak{E}/p}} + \left(\frac{\pi R_g^2}{k T} \right) \frac{U_j}{\mathfrak{E}/p} \text{Ei} \left(-\frac{\pi R_g^2 U_j}{k T \mathfrak{E}/p} \right) \right]$$

Ei = Exponentialintegral.

Stoletow-Konstanten². Gaskinetische Wirkungsradien.

Gas	$s \frac{\text{V}}{\text{cm tor}}$	$s \frac{\text{V}}{\text{cm dyn/cm}^2}$	U_j V	R_g cm aus Stoletow-Konstanten	R_g cm aus Gaskinetik
Luft	365	275 · 10 ⁻³	25	1,14 · 10 ⁻⁸	1,64 · 10 ⁻⁸
Stickstoff . . .	342	257 · 10 ⁻³	27,6	1,05 · 10 ⁻⁸	1,67 · 10 ⁻⁸
Wasserstoff . .	130	97,8 · 10 ⁻³	26	0,688 · 10 ⁻⁸	1,18 · 10 ⁻⁸
Kohlensäure . .	466	352 · 10 ⁻³	23,3	1,795 · 10 ⁻⁸	2,00 · 10 ⁻⁸
Salzsäure . . .	366	276 · 10 ⁻³	16,5	1,385 · 10 ⁻⁸	1,93 · 10 ⁻⁸
Wasserdampf . .	289	277 · 10 ⁻³	22,4	1,11 · 10 ⁻⁸	1,92 · 10 ⁻⁸
Argon	235	177 · 10 ⁻³	17,3	1,11 · 10 ⁻⁸	1,60 · 10 ⁻⁸
Helium	34,4	25,9 · 10 ⁻³	12,3	0,50 · 10 ⁻⁸	1,04 · 10 ⁻⁸

g 29) Ionisierung durch Elektronenstoß.

Halbempirische Formeln.

Ionisierungszahl:

$$\frac{\alpha_n}{p} = A e^{-\frac{B}{(\mathfrak{E}/p)}} \quad \alpha_n \left[\frac{\text{Trägerpaare}}{\text{cm}} \right]; \quad p \text{ [tor]}; \quad \mathfrak{E} \left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right].$$

¹ Abweichende Definition bei A. v. Engel u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 100.

² Teilweise nach Seeliger u. Mierdel: Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13/3 S. 106.

Tabelle für A und B^1 .

Gas	A	B	Gültigkeitsbereich	Gas	A	B	Gültigkeitsbereich
			$\frac{\mathfrak{E}}{p} \left[\frac{V}{\text{cm tor}} \right]$				$\frac{\mathfrak{E}}{p} \left[\frac{V}{\text{cm tor}} \right]$
Luft . . .	13,2	278	$30 \div \infty$	H ₂ O . . .	12,9	289	$150 \div 1000$
N ₂ . . .	12,4	342	$150 \div 600$	Ar . . .	13,6	235	$100 \div 600$
H ₂ . . .	5,0	130	$150 \div 600$	He . . .	2,8	34	$20 \div 150$
CO ₂ . . .	20,0	466	$500 \div 1000$				

Genauere Formel, besonders für kleinere Elektronengeschwindigkeiten, nach Townsend. (Annahme: Treppenförmiger Anstieg der Ionisierungswahrscheinlichkeit.)

$$\frac{\alpha_n}{p} = c_1 A \left(e^{-\frac{10A}{\mathfrak{E}/p}} - e^{-\frac{20A}{\mathfrak{E}/p}} \right) + c_2 A \left(e^{-\frac{20A}{\mathfrak{E}/p}} - e^{-\frac{30A}{\mathfrak{E}/p}} \right) + A \cdot e^{-\frac{30A}{\mathfrak{E}/p}}$$

$c_1 = 0,118; c_2 = 0,349.$

g 30) Stoßionisierung durch halbelastische Stöße.

Mittlere Ionisierungswahrscheinlichkeit

$$W_{ir} = \int_0^\infty W_j \left(\kappa \frac{1}{2} m_0 v_w^2 \left(\frac{v_r}{v_w} \right)^2 \right) \left(\frac{v_r}{v_w} \right)^2 e^{-\left(\frac{v_r}{v_w} \right)^2} \frac{v_r}{v_w} \frac{d v_r}{d v_w},$$

$$= f \left(\kappa \frac{1}{2} m_0 v_w^2 \right),$$

$$= f \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{2} e \cdot \mathfrak{E} \cdot \lambda \right).$$

κ relative Energieabgabe je Stoß;
 λ freie Weglänge;
 \mathfrak{E} elektrische Feldstärke.

Ionisierungszahl (Zahl der pro Weglängeneinheit erzeugten Trägerpaare)

$$\alpha_n = \frac{1}{\sqrt{\kappa} \lambda} f \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{2} e \mathfrak{E} \lambda \right).$$

Bei geeigneter Annahme über κ als Funktion von \mathfrak{E} ergibt sich das Townsend'sche Gesetz

$$\frac{\alpha_n}{p} = A e^{-\left(\frac{B}{\mathfrak{E}/p} \right)} \quad \alpha_n \left[\frac{1}{\text{cm}} \right]; p \text{ [tor] Druck.}$$

wobei aber A und B vom Feld abhängen können (vgl. Abb. 58 und 59).

Empirische Werte für Ionisierungszahl in Luft:

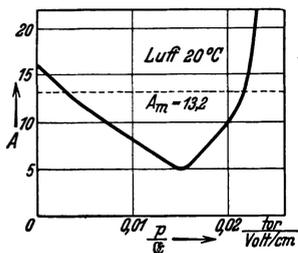


Abb. 58. A in Abhängigkeit von der Feldstärke.

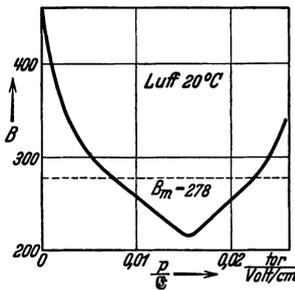


Abb. 59. B in Abhängigkeit von der Feldstärke.

Die Konstanten sind dadurch gewonnen, daß man die Kurve

$$\log \frac{\alpha_n}{p} = f \left(\frac{p}{\mathfrak{E}} \right)$$

punktwiese durch die Kurventangente annäherte.

¹ Teilweise nach A. v. Engel u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 98.

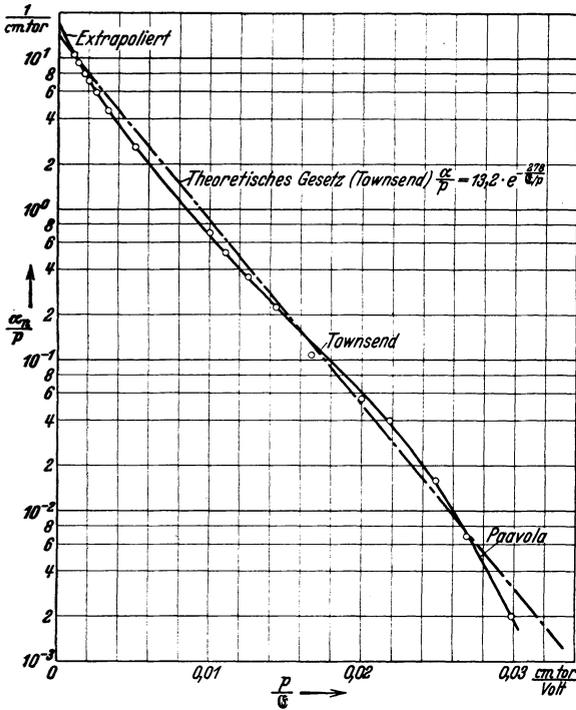


Abb. 60. Ionisierungszahl in Luft (beobachtete Werte).

g 31) Ionisierungszahlen in verschiedenen Gasen.
(Elektronenstoß im elektrischen Feld; $t = 0^\circ \text{C.}$)

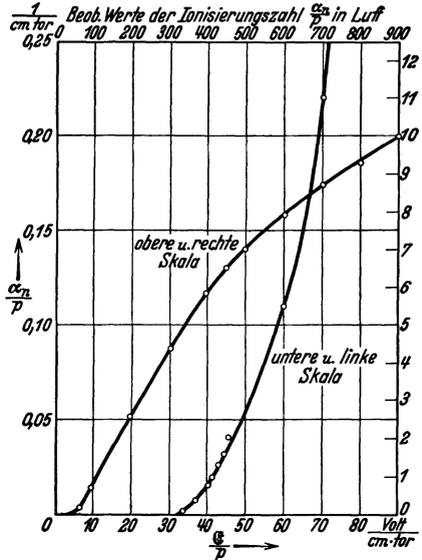


Abb. 61. Ionisierungszahl in Luft (beobachtete Werte).

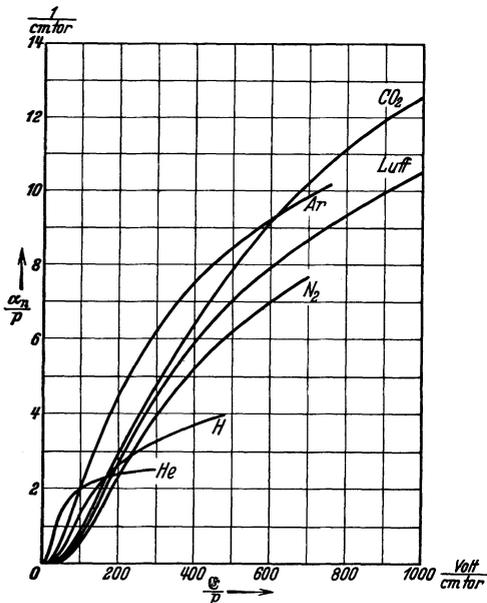


Abb. 62. Ionisierungszahlen in verschiedenen Gasen¹.

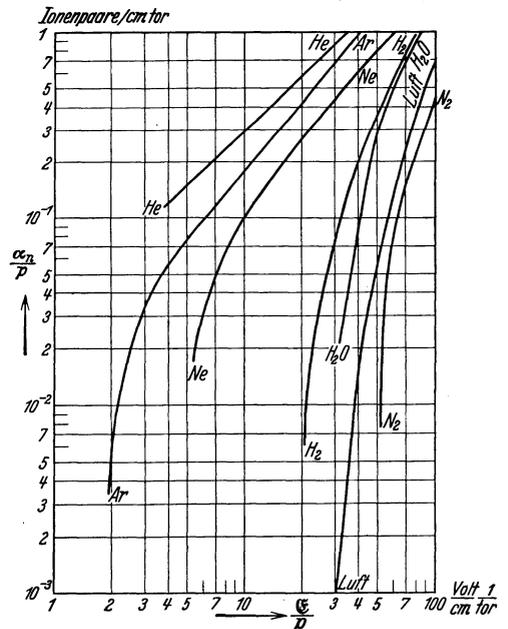


Abb. 63. Ionisierungszahl² für verschiedene Gase.

¹ Klemperer, O.: Einführung in die Elektronik 1933 S. 165. — ² Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 105.

Bereich $1 - 100 \frac{\text{V}}{\text{cm.tor}}$. (Zuverlässig sind die Werte für Luft und Edelgase, N_2 -Kurve verläuft nach neueren Messungen in die Kurve für Luft hinein.)

Ionenpaare/cm tor

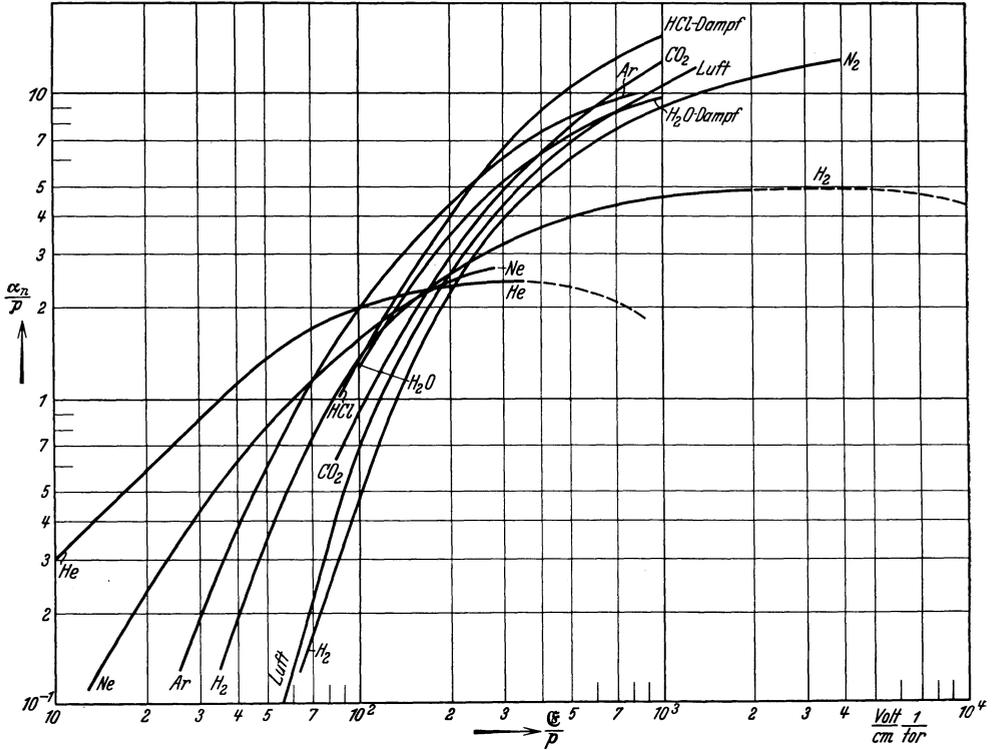


Abb. 64. Ionisierungszahl¹ für verschiedene Gase. Bereich $10^1 - 10^4 \frac{V}{cm \text{ tor}}$. (Kurven geben zuverlässige Werte. Jedoch verläuft Ar-Kurve für $\frac{E}{p} < 100$ zu niedrig, s. Abb. 63.)

g 32) Temperaturabhängigkeit der Ionisierungszahl bei Townsendmechanismus.

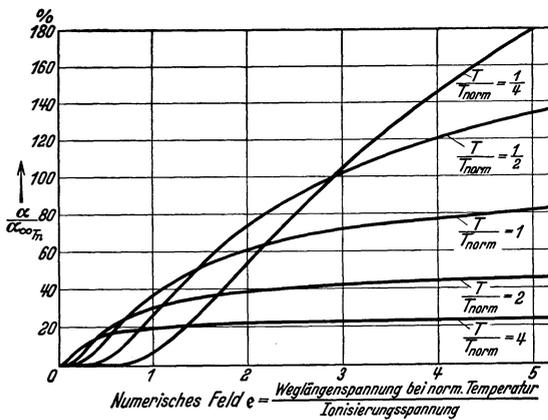


Abb. 65. Abhängigkeit der Ionisierungszahl vom Felde und von der Temperatur. Townsend'scher Ansatz der Ionisierungswahrscheinlichkeit.

Für eine Normaltemperatur T_n sei

$$\frac{\alpha'}{p} = A e^{-\frac{B}{E/p}}$$

$\alpha \equiv \alpha_n =$ Ionisierungszahl;
 p [tor] Druck.

Für eine von T_n verschiedene Temperatur T gilt dann

$$\frac{\alpha}{p} = A \frac{T_n}{T} e^{-\frac{T_n}{T} \cdot \frac{B}{E/p}}$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_{\infty T_n}} = \frac{T_n}{T} e^{-\frac{T_n}{T} \cdot \frac{1}{e}}$$

$$\text{Numerisches Feld } e = \frac{E}{p} \approx \frac{\text{Weglängenspannung bei Normaltemperatur}}{\text{Ionisierungsspannung}}$$

¹ A. v. Engel und M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen, 1932, S. 106.

g 33) Ionisierung durch Stoß positiver Träger.

Paschensches Gesetz der positiven Ionisierungszahl:

$$\left(\frac{\alpha p}{p}\right) = \left(\frac{\pi \sqrt{2 \cdot 4 R_g^2}}{k T}\right) e^{-\left(\frac{\pi \sqrt{2 \cdot 4 R_g^2}}{k T}\right) \frac{U_j}{\mathfrak{E}/p}}$$

Freie Weglänge der Träger unter Voraussetzung thermischen Gleichgewichtes mit dem Gas:

$$\lambda_j = \frac{1}{\sqrt{2} \pi (z R_g)^2 n} = \frac{\lambda_{el}}{\sqrt{2 \cdot 4}}$$

λ_{el} [cm] = freie Weglänge der Elektronen; p [dyn/cm²] = Druck des Gases;

R_g [cm] = gaskinetischer Wirkungsradius; U_j [V] = Ionisierungsspannung;

$\mathfrak{E} \left[\frac{V}{cm} \right]$ = beschleunigendes Feld; n [cm⁻³] = Konzentration des Gases.

g 34) Ionisierungszahl positiver Träger. (Beobachtete Werte 0° C.)

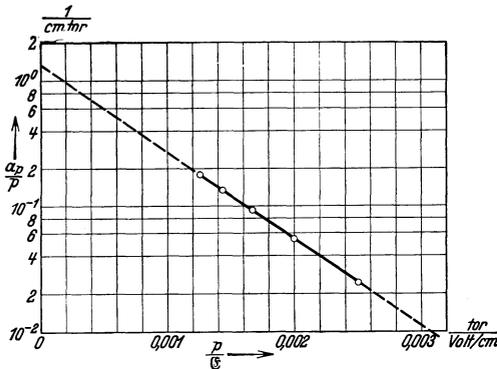


Abb. 66. Ionisierungszahl $\frac{\alpha p}{p}$ positiver Träger in Luft. (Beobachtete) Werte ausgezogen, erwarteter Verlauf gestrichelt.)

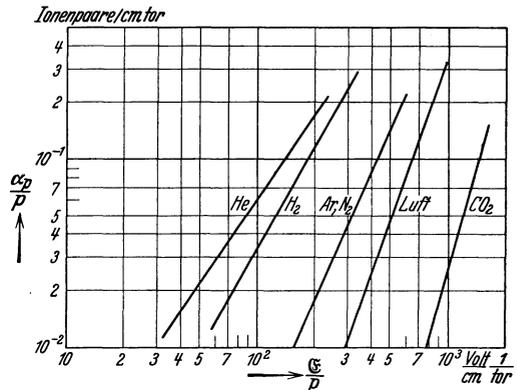


Abb. 67. Ionisierungszahl $\frac{\alpha p}{p}$ positiver Träger für verschiedene Gase (Anhaltswerte über die Größenordnung)¹.

g 35) Reichweite und Ionisierungszahl des α -Teilchens in Luft².

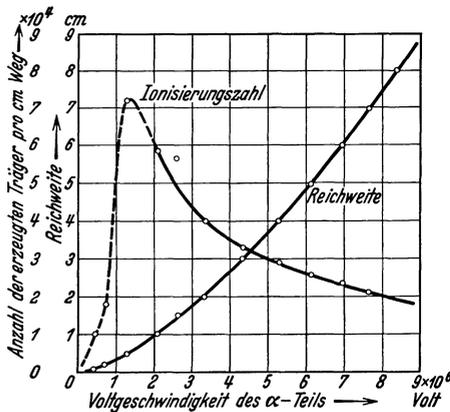


Abb. 68. Reichweite und Ionisierungszahl pro cm Weg des α -Teilchens in Luft von 15° C und 760 tor.

g 36) !Anlagerungswahrscheinlichkeit für Elektronen an ein Molekül.

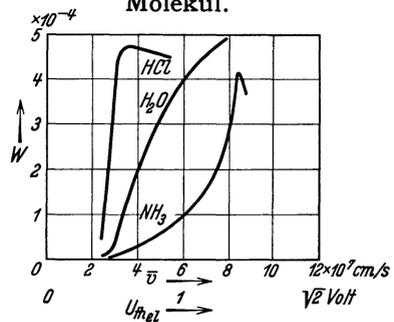


Abb. 69. Wahrscheinlichkeit W der Anlagerung eines Elektrons an ein Molekül (Bildung eines negativen Ions) für Chlorwasserstoff, Wasserdampf, Ammoniak in Abhängigkeit von der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} der ungeordneten Elektronenbewegung (nach Bailey und Ducanson). (U_{thel} = Äquivalentspannung der ungeordneten Elektronengeschwindigkeit.)

¹ Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 107.

² Klemperer, O.: Einführung in die Elektronik 1933 S. 179.

g 37) Raum-Entionisierung (Rekombination).

Die Rekombinationszahl q_i wird definiert als Proportionalitätsfaktor der Gleichung:

$$\frac{dz}{dt} = -q_i \cdot n_+ \cdot n_-, \quad q_i \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right]$$

wobei $\frac{dz}{dt}$ die Rekombinationsgeschwindigkeit pro Kubikzentimeter und n_+ und n_- die Konzentrationen der positiven und negativen Träger sind.

Rekombinationsgesetz.

α) Für hohen Druck ($p > 1000$ tor) (Ladung der Ionen = e , thermisches Gleichgewicht zwischen Gas und Trägern)

$$\begin{aligned} q_i &= \frac{e}{\Delta} (\beta_+ + \beta_-); & q_i \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right] \\ &= \frac{e}{\Delta} \frac{1}{\sqrt{3} k T} \left(\frac{\lambda_+}{\sqrt{m_+}} + \frac{\lambda_-}{\sqrt{m_-}} \right); \\ &= \frac{1,41 \cdot 10^{-17}}{\sqrt{T}} \left(\frac{\lambda_+}{\sqrt{m_+}} + \frac{\lambda_-}{\sqrt{m_-}} \right). \end{aligned}$$

e [clb] Elementarladung;

T [$^{\circ}K$] Temperatur;

$\Delta \left[\frac{\text{As}}{\text{V/cm}} \right] = \frac{1}{4 \pi \cdot 9 \cdot 10^{11}}$ = Dielektrizitätskonstante des leeren Raumes;

λ_+ ; λ_- [cm] freie Weglängen der Ionen;
 m_+ ; m_- [$\text{g} \cdot 10^{-7}$] Masse der Ionen;

$k \left[\frac{\text{Ws}}{^{\circ}K} \right]$ Boltzmannsche Konstante;

β_+ ; $\beta_- \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} / \frac{\text{V}}{\text{cm}} \right]$ Beweglichkeiten der Ionen.

β) Für niedrigen Druck ($p < 1000$ tor)

$$q_i = 2 \sqrt{\pi} r_0^2 v_{\text{reff}} [W_{x_+} + W_{x_-} - W_{x_+} \cdot W_{x_-}].$$

r_0 = Halbmesser der Rekombinationszone [cm] (Ziffer f 8, S. 47);

v_{reff} = effektive Relativgeschwindigkeit der rekombinierenden Träger $\left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]$ (Ziffer e 6 S. 25 in Verbindung mit e 9, S. 27);

$$W = 1 - 2 \left[\frac{1 - e^{-\frac{2r_0}{\lambda}}}{\left(\frac{2r_0}{\lambda} \right)^2} - \frac{e^{-\frac{2r_0}{\lambda}}}{\left(\frac{2r_0}{\lambda} \right)} \right];$$

λ_+ (λ_-) freie Weglänge der positiven (negativen) Ionen.

W = „Dreierstoßwahrscheinlichkeit“¹

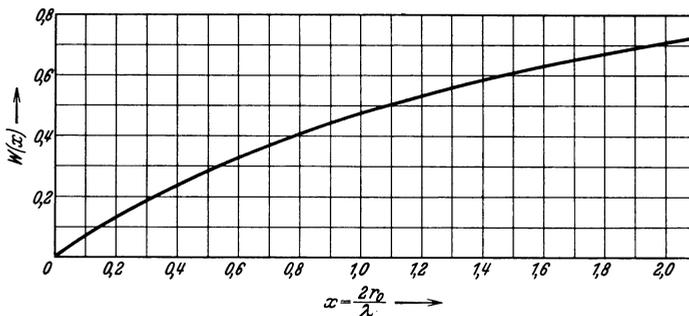


Abb. 70. Dreierstoßwahrscheinlichkeit.

¹ Dreierstoßwahrscheinlichkeit = Wahrscheinlichkeit dafür, daß innerhalb der für die Rekombination erforderlichen Zeit ein drittes Teilchen die überschüssige Energie abführt.

Rekombination in Abhängigkeit des Druckes¹.

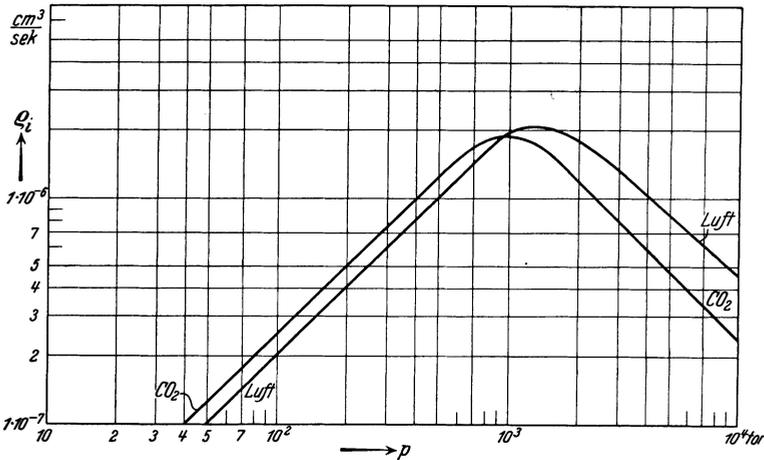


Abb. 71. Rekombinationskoeffizient ρ_i positiver und negativer Ionen in Abhängigkeit vom Gasdruck p für Luft und CO_2 .

Rekombinationskoeffizient ρ_i von positiven und negativen Ionen in Gasen bei 0°C und 760 tor; Alter¹ etwa 0,1 s.

Gas	ρ_i $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	Gas	ρ_i $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
Ar	$1,2 \cdot 10^{-6}$	Luft	$1,41 \cdot 10^{-6}$
CO	$0,85 \cdot 10^{-6}$	N_2	$1,2 \cdot 10^{-6}$
CO_2	$1,67 \cdot 10^{-6}$	N_2O	$1,42 \cdot 10^{-6}$
H_2	$0,3 \div 1,44 \cdot 10^{-6}$	O_2	$1,51 \cdot 10^{-6}$
H_2O bei 100°C	$\sim 0,9 \cdot 10^{-6}$	SO_2	$1,43 \cdot 10^{-6}$

h) Ionisierung und Entionisierung an Grenzflächen von festen Körpern gegen Gase.

h 1) Elektronenaustrittsarbeiten und langwellige Grenzen des lichtelektrischen Elektronenaustritts von Elementen und einigen Verbindungen².

Material	Bereich der beobachteten Austrittsarbeit in V	Bereich der langwelligen Grenze in $10^{-7} \text{ cm} (\text{m}\mu)$	Material	Bereich der beobachteten Austrittsarbeit in V	Bereich der langwelligen Grenze in $10^{-7} \text{ cm} (\text{m}\mu)$
Al	$1,77 \div 3,95$	$697 \div 313$	Hf	5,13	241
Ag	$3,09 \div 4,71$	$399 \div 262$	Hg	$4,05 \div 4,75$	$305 \div 260$
As	5,23	236	Ka	$0,46 \div 2,02$	$2680 \div 611$
Au	$4,33 \div 4,75$	$285 \div 260$	Li	$2,34 \div 2,38$	$528 \div 518$
Ba	$1,59 \div 2,29$	$777 \div 538$	Mg	$1,77 \div 3,74$	$698 \div 331$
Bi	$3,74 \div 4,83$	$330 \div 256$	Mo	$3,22 \div 4,33$	$383 \div 285$
C	$4,3 \div 4,81$	$287 \div 257$	Na	$1,80 \div 2,12$	$686 \div 582$
Ca	$1,7 \div 3,34$	$727 \div 370$	Ni	$3,68 \div 4,57$	$336 \div 270$
Cd	$2,60 \div 4,05$	$475 \div 305$	Pb	$3,48 \div 4,14$	$355 \div 298$
Ce	2,06	599	Pd	$4,31 \div 5,35$	$287 \div 231$
Co	$3,92 \div 4,28$	$315 \div 288$	Pt	$3,63 \div 6,5$	$340 \div 190$
Cs	$0,7 \div 1,36$	$1760 \div 908$	Rb	$1,2 \div 1,45$	$1030 \div 852$
Cu	$3,85 \div 4,82$	$321 \div 256$	Sb	1,02	307
Fe	$3,92 \div 4,79$	$315 \div 258$	Se	$4,62 \div 5,61$	$267 \div 220$
Ge	$4,92 \div 4,85$	$288 \div 255$	Si	4,80	257

¹ Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 222.

² Simon, H. u. R. Suhrmann: Lichtelektrische Zellen und ihre Anwendungen 1932 S. 22;

Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 121.

Tabelle h 1) (Fortsetzung).

Material	Bereich der beobachteten Austrittsarbeit in V	Bereich der langwelligeren Grenze in 10^{-7} cm ($m\mu$)	Material	Bereich der beobachteten Austrittsarbeit in V	Bereich der langwelligeren Grenze in 10^{-7} cm ($m\mu$)
Sn	3,41 ÷ 4,51	362 ÷ 274	W.	4,31 ÷ 5,36	286 ÷ 230
Sr.	1,79 ÷ 2,15	689 ÷ 574	Zn	3,02 ÷ 4,10	408 ÷ 301
Ta	4,12 ÷ 4,92	300 ÷ 251	Zr.	4,51	274
Th	2,69 ÷ 3,57	458 ÷ 345			
Tl	3,43	360			

Verbindungen und Schichten auf gewissen Trägermaterialien.

AgCl	4,0 ÷ 5,28	312 ÷ 234	CuO	5,34	231
AgBr	3,7 ÷ 5,14	332 ÷ 240	Cu ₂ O	5,15	239
AgJ	3,0 ÷ 4,92	407 ÷ 251	Cyanin. . . .	5,22	237
Ag ₂ S	3,0 ÷ 4,68	407 ÷ 264	Fuchsin . . .	5,26	235
BaO	1,00	1235	Glimmer . . .	~ 4,8	265 ÷ 254
Cs-Film auf W.	1,36	909	NaCl	~ 4,2	313 ÷ 202
Cs-Film auf oxyd. W.	0,71	1740	Th-Film auf W.	2,62	472

h 2) Farbenempfindlichkeit lichtelektrischer Schichten.

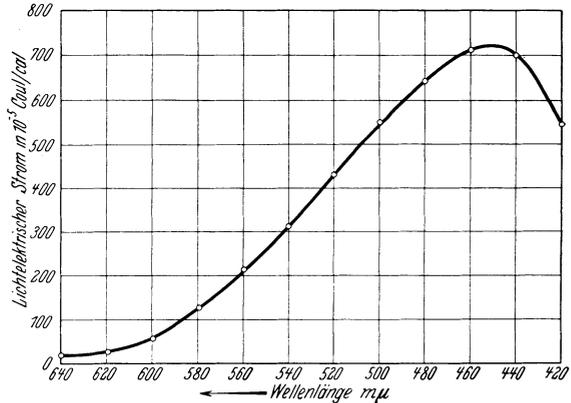
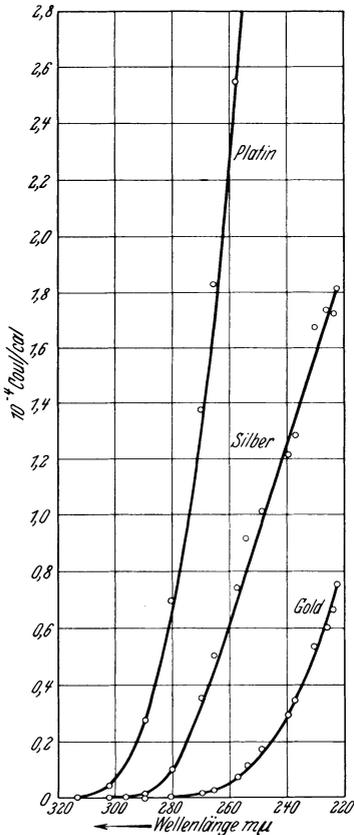


Abb. 73. Spektrale Empfindlichkeitskurve einer mit Kalium in atomarer Verteilung bedeckten oxydierten Silberkathode; Kalium Schichtdicke > monoatomar (nach Suhrmann)².

Abb. 72. „Normale“ lichtelektrische Empfindlichkeitskurven (nach Suhrmann)¹.

¹ Simon, H. u. R. Suhrmann: Lichtelektrische Zellen 1932 S. 5 Abb. 5.
² Simon, H. u. R. Suhrmann: Lichtelektrische Zellen 1932 S. 28.

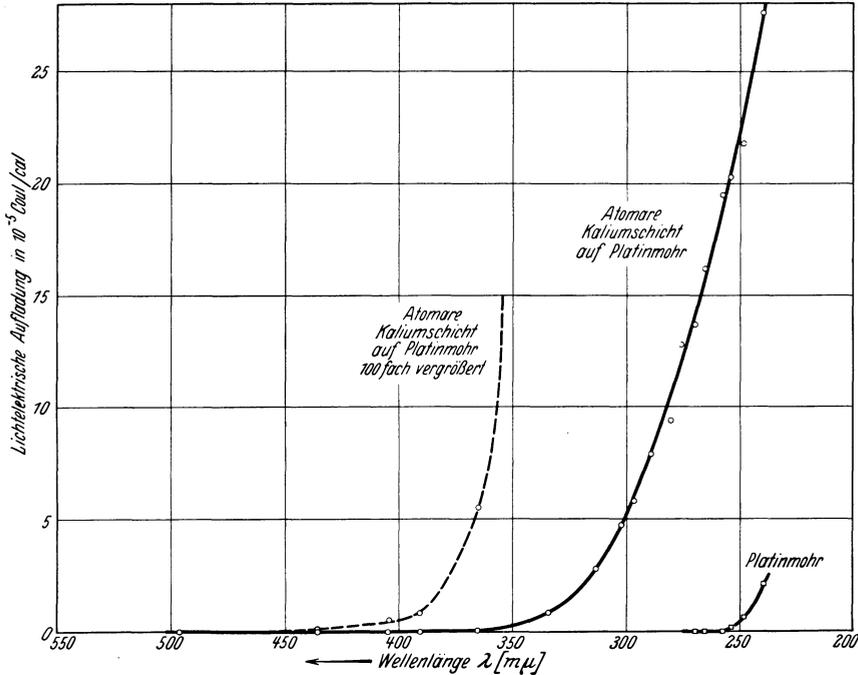


Abb. 74. Spektrale Empfindlichkeitskurve einer Platinmohroberfläche und einer mit Kalium in atomarer Verteilung besetzten Platinmohroberfläche (nach Suhrmann und Theissing)¹.

h 3) Erzeugung von Sekundärelektronen an Grenzflächen durch Elektronenstoß².

Verhältnis δ

(befreite/einfallende Elektronen) bei verschiedenen Metallen.

δ ist im Gebiet kleiner Primärvoltgeschwindigkeiten merklich abhängig vom getroffenen Material. Bei größeren Primärvoltgeschwindigkeiten ist eine Stoffabhängigkeit nicht zu erwarten.

$U_{\delta \max}$ = Primärvoltgeschwindigkeit beim Maximalwert δ_{\max} ;

$U_{\delta = 1}$ = Primärvoltgeschwindigkeit für $\delta = 1$.

Nach Angaben der folgenden Tabelle kann der ungefähre Verlauf von $\delta = f(U)$ analog zu nebenstehender Kurve abgeschätzt werden (nur für großes U , Werte verschiedener Autoren für fast ausnahmslos gut entgaste Oberflächen.) Gasbeladung der Oberfläche erhöht im allgemeinen δ , schlecht leitende Schichten (Oxyde, Fette) verkleinern δ .

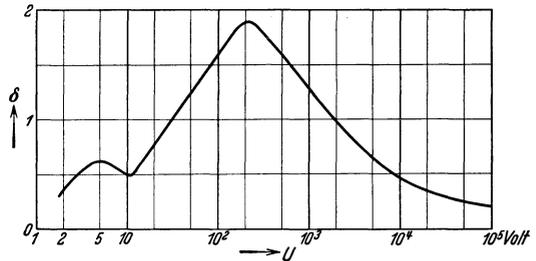
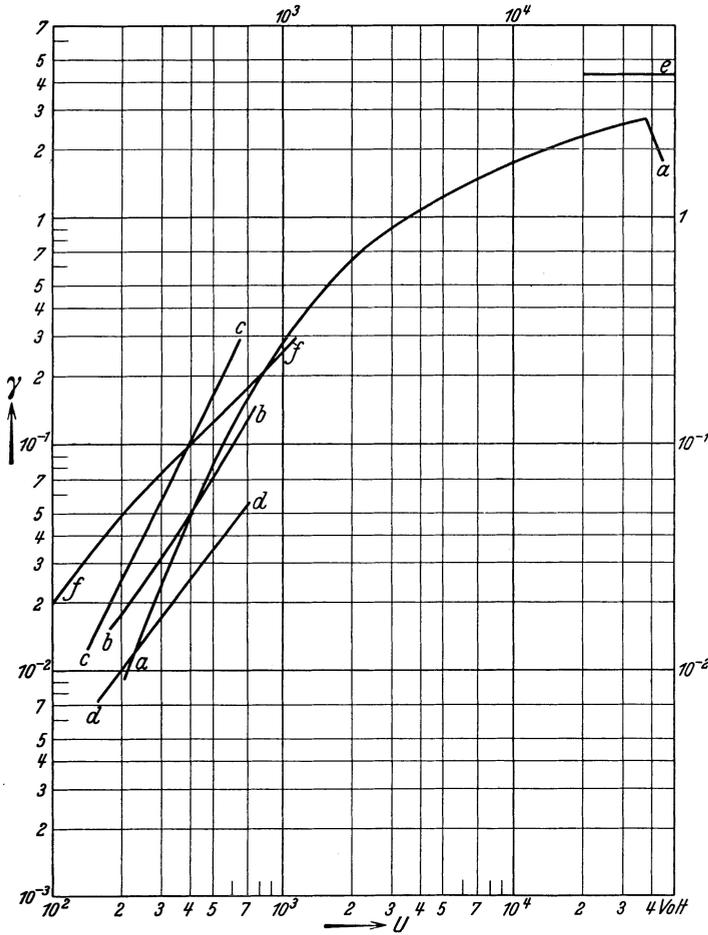


Abb. 75. Zahl δ der von einem auffallenden Elektron der Voltgeschwindigkeit U ausgelösten Elektronen (einschließlich der reflektierten Primärelektronen) bei Aluminium.

Element	δ_{\max}	$U_{\delta \max}$ V	$U_{\delta = 1}$ V	Element	δ_{\max}	$U_{\delta \max}$ V	$U_{\delta = 1}$ V	Element	δ_{\max}	$U_{\delta \max}$ V	$U_{\delta = 1}$ V
Al . .	1,9	220	35	Fe . .	1,3	350	120	Ni . .	1,3	460	160
Al . .	—	—	45	Fe . .	—	—	183	Pt . .	—	—	250
Au . .	1,14	330	160	Mg . .	—	—	80	W . .	1,45	700	200
Cu . .	1,32	240	100	Mo . .	1,3	360	120	W . .	1,4	630	240
Cu . .	—	—	220	Mo . .	1,15	600	280	W . .	1,3	630	250

¹ Simon, H. u. R. Suhrmann: Lichtelektrische Zellen 1932 S. 25.

² Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 108f.



h 4) Erzeugung von Elektronen durch Stoß positiver Ionen auf Metalloberflächen¹.

Das Verhältnis γ (ausgelöste Elektronen pro einfallendes Ion) ist stark abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit des getroffenen Materials, die Abhängigkeit von der Ionenart ist vermutlich geringer. Die Ionenstrahlen enthalten außer den angegebenen Ionen H_1^+ -Ionen in merklicher Anzahl. Beimengungen von neutralen Teilchen bewirken eine Unsicherheit der Angaben um den Faktor 2. Kurve *e* hat saubere Versuchsbedingungen und Freiheit von Störungen durch neutrale Moleküle zur Voraussetzung.

Abb. 76. Zahl der Elektronen γ , die durch ein auffallendes positives Ion der Voltenergie U an Metalloberflächen befreit werden. *a* H_1^+ - und Na-Ionen an Cu, *b* K-Ionen an Al, *c* Li-Ionen an Al, *d* Rb-Ionen an Al, *e* H_1^+ -Ionen an Cu, Al, Au, *f* H_1^+ -Ionen an Ni.

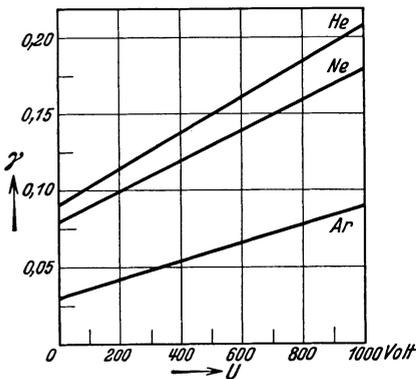


Abb. 77. Anzahl γ an Ni durch Auftreffen eines positiven Edelgasions der Voltgeschwindigkeit U ausgelöster Elektronen².

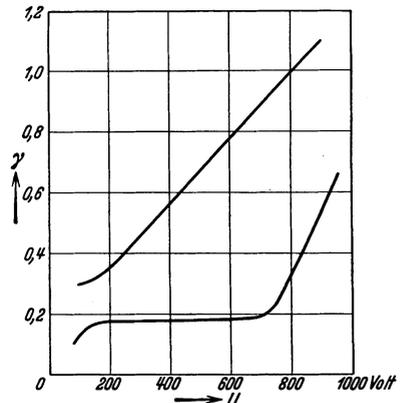


Abb. 78. Anzahl γ von Elektronen, die durch ein He^+ -Ion der Voltgeschwindigkeit U ausgelöst werden, beim Aufprall auf eine entgaste (untere Kurve) und eine nicht entgaste (obere Kurve) Ni-Elektrode³.

¹ Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 116.

² Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 117 Abb. 50.

³ Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 118 Abb. 51.

Zahl der pro einfallendes Ion aus einer Metall-Gas-Grenzfläche ausgelösten Elektronen γ (in %) für langsame Ionen.

Die Werte der folgenden Tabelle sind unter der Annahme errechnet, daß die von der Kathode einer Glimentladung ausgehenden Elektronen sämtlich durch positive Ionen erzeugt seien. Da auch andere Prozesse im allgemeinen an der Auslösung beteiligt sind, sind die so errechneten Zahlen obere Grenzwerte und geben nur die Größenordnung richtig. Die bei obiger Voraussetzung vorhandene Voltgeschwindigkeit der betreffenden Ionen dürfte etwa bei 10 V liegen. Werte, die direkten Messungen entstammen, sind in Klammern beigefügt.

	Ar	H ₂	He	Luft	N ₂	Ne
Al	12,0	9,5	2,1	3,5	10,0	5,3
Ba	14,0	—	10,0	—	14,0	—
C	—	1,4	—	—	—	—
Cu	5,8	5,0	—	2,5	6,6	(2)
Fe	5,8	6,1	1,5	2,0	5,9	2,2 (4)
Hg	—	0,8	2,0	—	—	—
K	22	22	17	7,7	12	22
Mg	7,7	12,5	3,1	3,8	8,9	11
Ni	5,8 (3)	5,3	1,5 (9)	3,6	7,7	3,1 (8)
Pt	5,8	2,0	1,0	1,7	5,9	2,3
W	—	—	—	—	—	4,5

h 5) Oberflächenionisierungszahl γ in Luft (aus Durchschlagsversuchen).

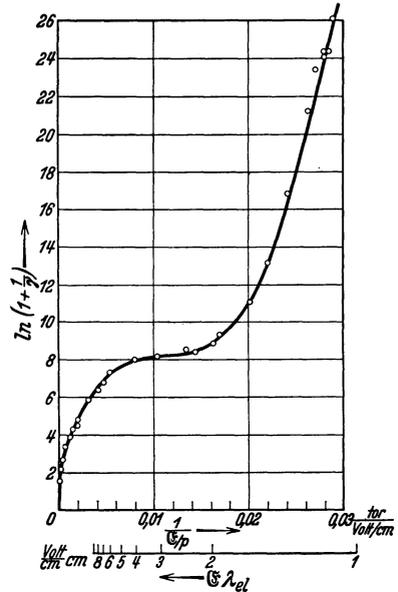


Abb. 79. Oberflächenionisierungszahl γ in Luft aus Durchschlagsversuchen (Kathodenmaterial verschieden).

h 6) Ionisierung an adsorbierten Gasschichten (nach Kistiakowsky)¹.

U_j = Ionisierungsspannung des adsorbierten Stickstoffs bzw. Wasserstoffs.

Adsorbierende Oberfläche	U_j für adsorbierten	
	Stickstoff [V]	Wasserstoff [V]
Aktives Eisen	11,1	12,9
Gew. Eisen . . .	10,8	13,0
Nickel	10,8	13,1
Kupfer	10,8	13,3
Platin	11,0	13,3

h 7) Mittlere Lebensdauer \bar{t} von Ionen bei ausschließlicher Wandrekombination.

1. Die Ionen erfüllen gleichmäßig einen von zwei planparallelen Wänden begrenzten Raum

$$\bar{t} = \frac{l^2}{12 D}$$

l = Wandabstand;

D = Diffusionskonstante (Ziffer e 13 und f 7).

2. Die Ionen erfüllen gleichmäßig ein sehr langes, zylindrisches Rohr

$$\bar{t} = \frac{R^2}{7,96 D}$$

R = Rohrhalmmesser.

3. Die Ionen befinden sich in unmittelbarer Achsennähe eines sehr langen zylindrischen Rohres (Fadenstrahl, Lichtbogen)

$$\bar{t} = \frac{R^2}{3,78 D}$$

¹ Kallmann, H. u. B. Rosen: Physik. Z. Bd. 32 (1931) S. 539.

i) Entladungen ohne merkliche Raumladungswirkung.

i 1) Differentialgleichung der Townsendströmung.

Voraussetzungen: Rekombination vernachlässigt, stationärer Zustand.

F = Querschnittsfläche einer Stromröhre, die mit einer Kraftröhre übereinstimmt;
 s = Bogen von der Kathode längs einer Stromlinie; i_p = positive Ionenstromdichte;
 i_n = negative Ionenstromdichte; $i = i_p + i_n$ = Gesamtstromdichte; α_p = Ionisierungszahl positiver Träger; α_n = Ionisierungszahl negativer Träger.

$$\frac{\partial (F i_p)}{\partial s} = -\alpha_p (F i_p) - \alpha_n (F i_n); \quad \frac{\partial (F i_n)}{\partial s} = \alpha_p (F i_p) + \alpha_n (F i_n);$$

$$F (i_p + i_n) = F i = \text{const.}$$

i 2) Der dunkle Vorstrom.

Voraussetzung: Die Entladung wird lediglich durch dauernde Befreiung von Elektronen aus der Kathode im Gang erhalten (unselbständige Entladung). Rekombination wird vernachlässigt.

Ebene Elektrodenanordnung. Elektrodenabstand S .

α) Stoßionisation lediglich der Elektronen verstärkt den primären Elektronenstrom (I_0 , an der Kathode). Gesamter dunkler Vorstrom:

$$I = I_0 e^{\alpha_n S}. \quad \alpha_n = \text{Ionisierungszahl der Elektronen.}$$

β) Falls die Beschleunigungsspannung U des dunklen Vorstroms mit der Ionisierungsspannung U_j vergleichbar ist, gilt genauer:

$$I = I_0 e^{\alpha_n S \left(1 - \frac{U_j}{U}\right)}.$$

γ) Raumionisation der Elektronen (im Entladungsraum) und Flächenionisation der rücklaufenden positiven Ionen (an der Kathode) verstärkt I_0 auf:

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha_n \cdot S}}{1 - \gamma (e^{\alpha_n S} - 1)} \quad \gamma = \text{Oberflächenionisierungszahl der positiven Ionen.}$$

Beliebige Elektrodenanordnung (analog Fall γ).

Der Strom I_0 wird verstärkt auf:

$$I = \frac{I_0 e^{\int_0^S \alpha_n ds}}{1 - \gamma \left(e^{\int_0^S \alpha_n ds} - 1 \right)}$$

s = Koordinate längs der Vorstromlinie;
 S = Länge der Vorstromlinie.

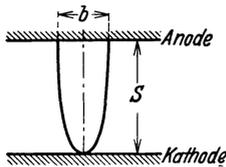


Abb. 80. Mittlere Kanalform einer Elektronenlawine.

Kanalbreite von Elektronenlawinen.

$$\frac{b}{S} = 2 \sqrt{\frac{U_{th}}{U}} \quad U_{th} = \text{Voltgeschwindigkeit der Gasttemperatur;}$$

$$U = \text{Zündspannung.}$$

(vgl. Abb. 80).

i 3) Verstärkung der Stromdichte einer Photozelle durch Gasfüllung.

Voraussetzung: Die Ionisierung der positiven Träger ist zu vernachlässigen, desgleichen die Rekombination. Je Flächeneinheit der Kathode (planparalleles System) werde lichtelektrisch die Ladung i_{m0} je Sekunde befreit. Die beobachtbare Gesamtstromdichte ist, falls man die Ionisierungszahl aus der mittleren freien Weglänge nach Ziffer f 2, S. 42, berechnet.

$$\frac{i}{i_{n0}} = e^{\frac{S}{\lambda} \left(1 - \frac{U_j}{U}\right)} e^{-\frac{U_j}{U} \cdot \frac{S}{\lambda}} \quad (U_j < U)$$

(vgl. Abb. 81).

Günstigster Gasdruck

$$p_{opt} = \frac{k T}{\pi R^2 S} \frac{1}{U_j}$$

ergibt günstigste Verstärkung

$$\left(\frac{i}{i_{n0}}\right)_{opt} = e^{\left(\frac{U}{U_j} - 1\right)}$$

U = Beschleunigungsspannung;
 U_j = Ionisierungsspannung;
 S = Elektrodenabstand;
 λ = freie Weglänge;
 k = Boltzmannsche Konstante;
 T = Gastemperatur;
 R = gaskinetischer Halbmesser der Gasmoleküle.

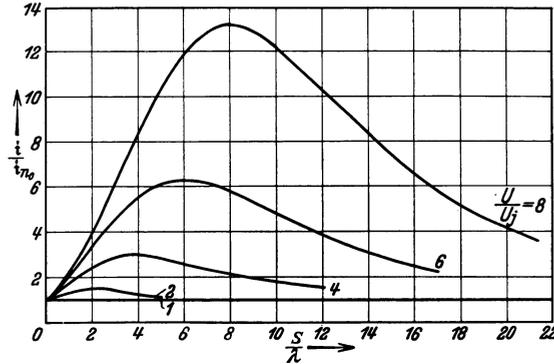


Abb. 81. Verstärkung von Photoströmen durch Gasfüllung. Druckabhängigkeit.

i 4) Theoretische Zündbedingungen nach Townsend.

Voraussetzung: Die positiven Träger ionisieren merklich nur an der Kathode (Oberflächenionisierungszahl γ), die negativen nur im Entladungsraum (Ionisierungszahl $\alpha_n \equiv \alpha$).

Ebene Anordnung:

$$p \cdot S = \frac{1}{\frac{\alpha}{\beta}} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad \begin{array}{l} S = \text{Elektrodenabstand;} \\ p = \text{Druck.} \end{array}$$

Allgemeine Anordnung:

$$p \cdot S = \frac{1}{\frac{\alpha_k}{\beta}} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \cdot \frac{1}{g}$$

S = Schlagweite längs der Entladungsbahn gemessen; α_k = Ionisierungszahl der Elektronen an der Kathode; \mathfrak{E}_k = Feldstärke an der Kathode = $\frac{U}{S} \sigma$; U = Zündspannung; σ = Elektrodenformfaktor; g = Stoßgrad $\equiv g \left(\frac{\mathfrak{E}_k}{p}\right)$.

Berechnung des Elektrodenformfaktors und des Stoßgrades für verschiedene Elektrodenformen, falls der Ansatz benützt wird

$$\frac{\alpha}{\beta} = A e^{-\frac{B}{\mathfrak{E}_k p}} \quad (\text{vgl. Ziffer g 28 bis g 30, S. 69, 70}).$$

Konzentrische Zylinder:

$$\sigma = \frac{\frac{S}{a}}{\ln \left(1 + \frac{S}{a}\right)}; \quad g = \frac{1 - e^{-\frac{B p S}{\mathfrak{E}_k a}}}{\frac{B \cdot p \cdot S}{\mathfrak{E}_k \cdot a}} = g \left(\frac{\mathfrak{E}_k}{p}\right)$$

a = Innenhalbmesser; $S + a$ = Außenhalbmesser.

Achsenparallele Zylinder:

$$\sigma = \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{S}{4a}\right) \frac{S}{4a}}}{\ln \left[\sqrt{1 + \frac{S}{4a}} + \sqrt{\frac{S}{4a}} \right]}; \quad g = \frac{e^{-\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{4a}} \cdot \psi \left(\sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{4a}} \right)}{\sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{4a}}};$$

$$\psi(x) = \int_0^x e^{-n^2} dn \quad (\text{s. Ziffer t 7, S. 167}).$$

Zylinder (Halbmesser a)-Platte oder zwei Spitzen vom Halbmesser a :

$$\sigma = \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{S}{2a}\right) \frac{S}{2a}}}{\ln \left[\sqrt{1 + \frac{S}{2a}} + \sqrt{\frac{S}{2a}} \right]}; \quad g = \frac{e^{-\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{2a}} \cdot \psi \left(\sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{2a}} \right)}{\sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{2a}}}.$$

Spitze von Halbmesser a -Platte:

$$\sigma = \frac{\sqrt{\frac{S}{a} \left(1 + \frac{S}{a}\right)}}{\ln \left[\sqrt{1 + \frac{S}{a}} + \sqrt{\frac{S}{a}} \right]}; \quad g = \frac{e^{-\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{a}} \cdot \psi \left(\sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{a}} \right)}{\sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{a}}}.$$

Konzentrische Kugeln:

$$\sigma = 1 + \frac{S}{a}; \quad g = \frac{e^{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[\Phi \left\{ \left(1 + \frac{S}{a}\right) \sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k}} \right\} - \Phi \left\{ \sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k}} \right\} \right]}{\frac{S}{a} \sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k}}}.$$

$\Phi(x)$ = Gaußsches Fehlerintegral (s. Ziffer t 4, S. 162).

Für $\frac{S}{a} \rightarrow \infty$ wird

$$\lim_{\frac{S}{a} \rightarrow \infty} \sigma = \frac{S}{a}; \quad \lim_{\frac{S}{a} \rightarrow \infty} g = \frac{e^{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k}} \right) \right]}{\frac{S}{a} \sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k}}}.$$

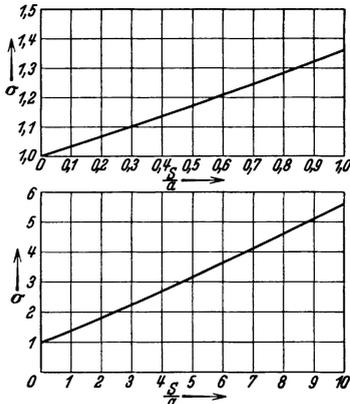


Abb. 82. Elektrodenformfaktor σ als Funktion von Schlagweite Kugelradius bei symmetrischer Spannungsverteilung an einer Kugelfunkstrecke (angenäherte Werte nach Schumann¹).

Kugelfunkstrecke, symmetrisch beansprucht:

Für:

$$\mu = \text{Ar Cof} \left(1 + \frac{S}{2a} \right); \quad \lambda = \text{Ar Cof} \left(1 + \frac{2S}{a} + \frac{S^2}{2a^2} \right)$$

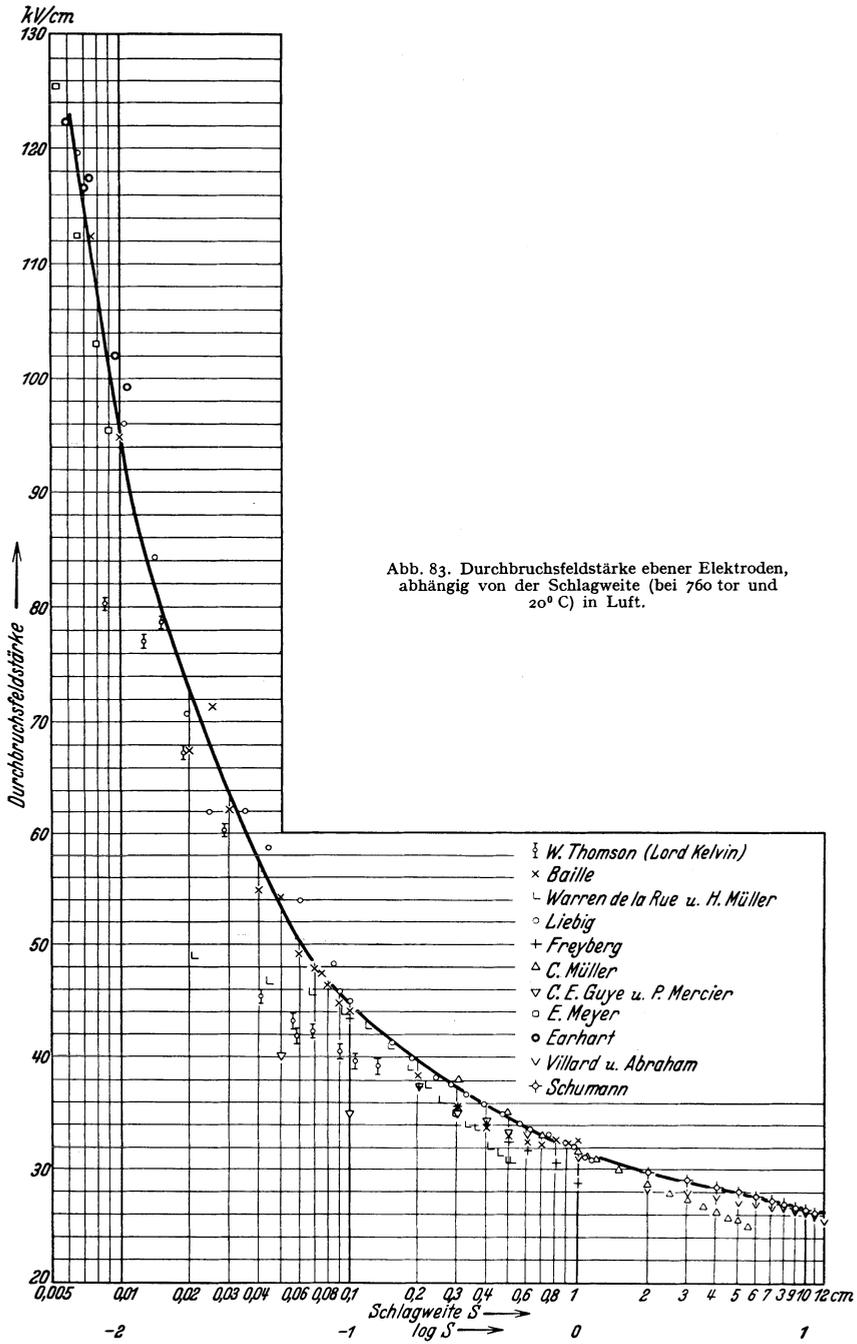
$$\sigma = \frac{S}{a} \cdot \frac{1}{2} \sin \mu \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin(\mu + \lambda k) + \sin \lambda k}{[\sin(\mu + \lambda k) + \sin \lambda k]^2} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin(\mu + \lambda k) + \sin \lambda(k+1)}{[\sin(\mu + \lambda k) - \sin \lambda(k+1)]^2} \right\}$$

(vgl. Abb. 82)

$$g = \frac{e^{-\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{2a}} \psi \left(\sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{2a}} \right)}{\sqrt{\frac{B \cdot p}{\mathfrak{E}_k} \frac{S}{2a}}}$$

¹ Schumann, W. O.: Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen 1923, S. 29.

i 5) Durchbruchfeldstärke ebener Elektroden in Luft¹.



¹ Schumann, W. O.: Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen 1923 S. 25.

i 6) Funkenspannung ebener Elektroden in verschiedenen Gasen in Abhängigkeit von Druck p mal Schlagweite S^1 .

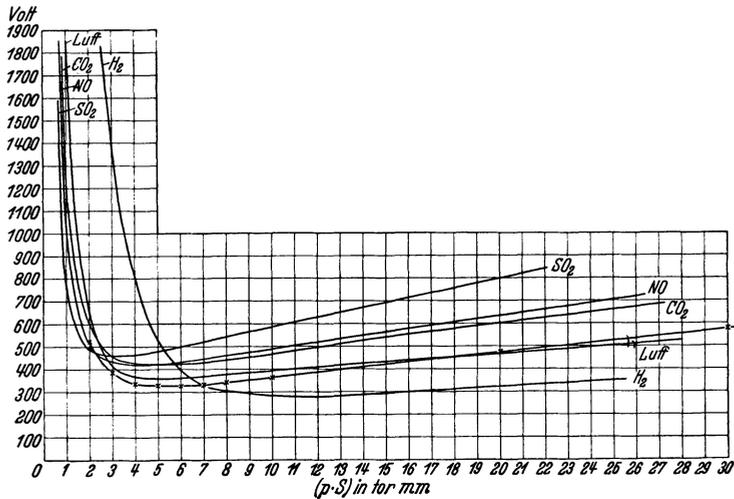


Abb. 84. Funkenspannung in Luft, NO, CO₂, SO₂ und H₂ für ebene Elektroden, abhängig von $p \cdot S$ nach Carr. Zimmertemperatur. Kurve x in Luft nach E. Meyer (21° C).

i 7) Durchbruchfeldstärke zylindrischer Elektroden (achsenparallel oder koaxial) in Luft².

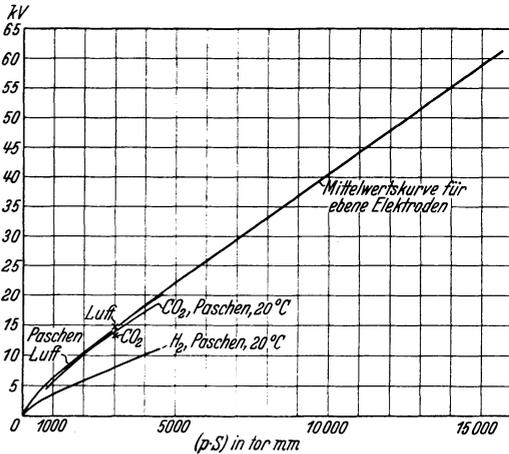


Abb. 85. Funkenspannung ebener Elektroden, abhängig von $p \cdot S$ nach Paschen, de la Rue und Müller (x Punkte nach Orgler).

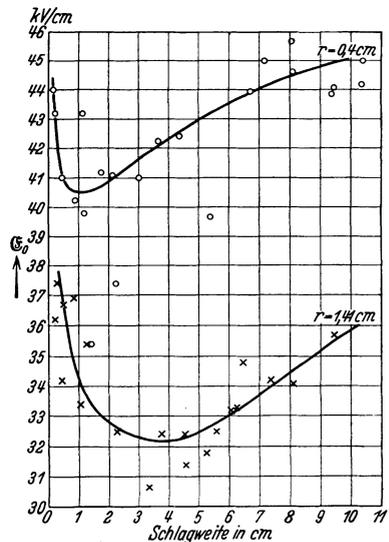


Abb. 86. Feldstärke beim Überschlag zweier gleicher paralleler Zylinder, abhängig von der Schlagweite. 760 torr (Gleichspannung) Luft.

¹ Schumann, W. O.: Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen 1923 S. 53 u. 57.
² Schumann, W. O.: Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen 1923 S. 78.

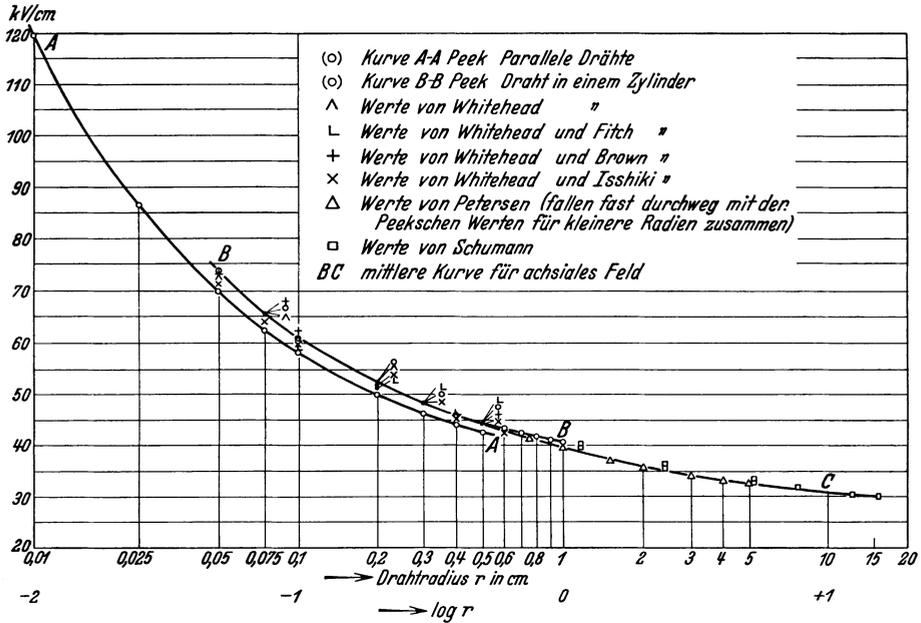


Abb. 87. Durchbruch- (Korona-) feldstärke an der Oberfläche zylindrischer¹ Leiter, abhängig vom Drahtradius (760 tor, 25° C, Wechselspannungsmessungen in Luft).

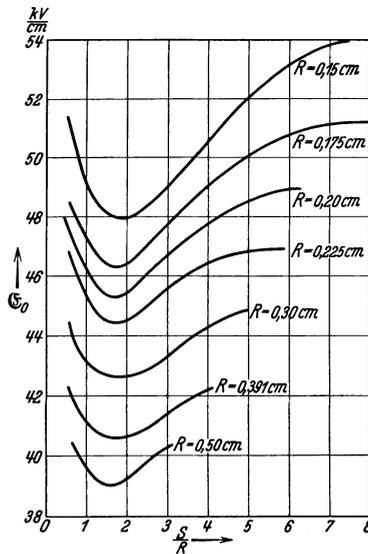


Abb. 88. Durchbruchfeldstärke zwischen gleichen, achsenparallelen Zylindern² in Luft bei 760 tor und Zimmertemperatur. S Schlagweite, R Zylinderradius.

¹ Schumann, W. O.: Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen 1923 S. 82.

² Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13/3 S. 183. Leipzig 1929.

i 8) Durchbruchfeldstärke bei Kugelfunkenstrecken¹.
Zwei Kugeln bei symmetrischer Spannungsverteilung.

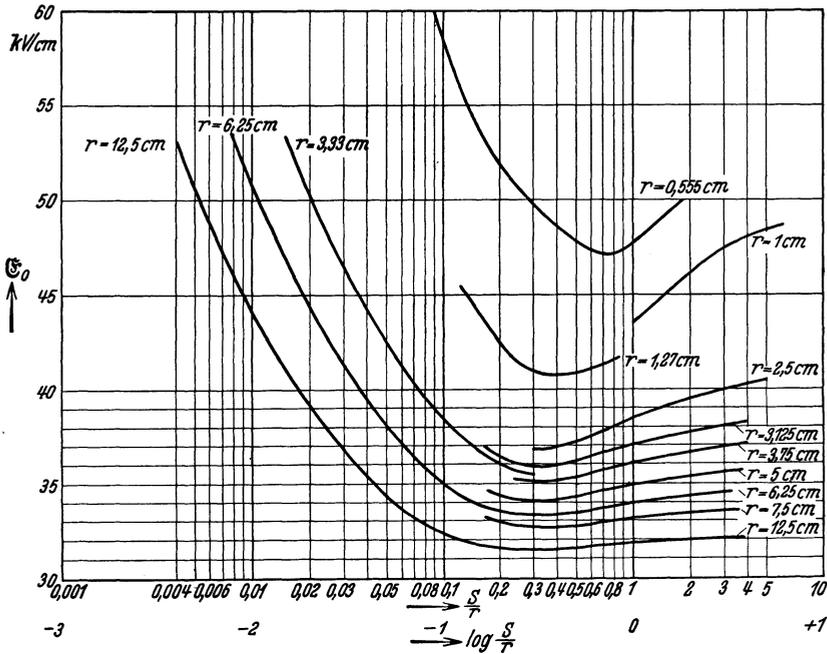


Abb. 89. Durchbruchfeldstärke E_0 einer Funkenstrecke aus zwei gleichen Kugeln bei symmetrischer Spannungsverteilung, abhängig vom Verhältnis Schlagweite S zu Radius r . Luft (760 tor und 20° C).

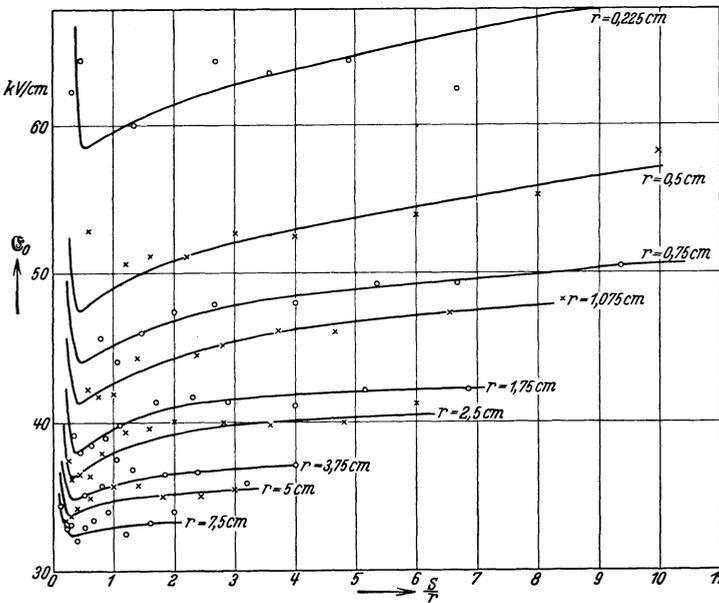


Abb. 90. Durchbruchfeldstärke für zwei gleiche Kugelelektroden bei symmetrischer Spannungsverteilung (760 tor, 20° C, Luft).

¹ Schumann, W. O.: Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen 1923 S. 31 u. 32.

Zwei Kugeln, von denen eine geerdet ist.

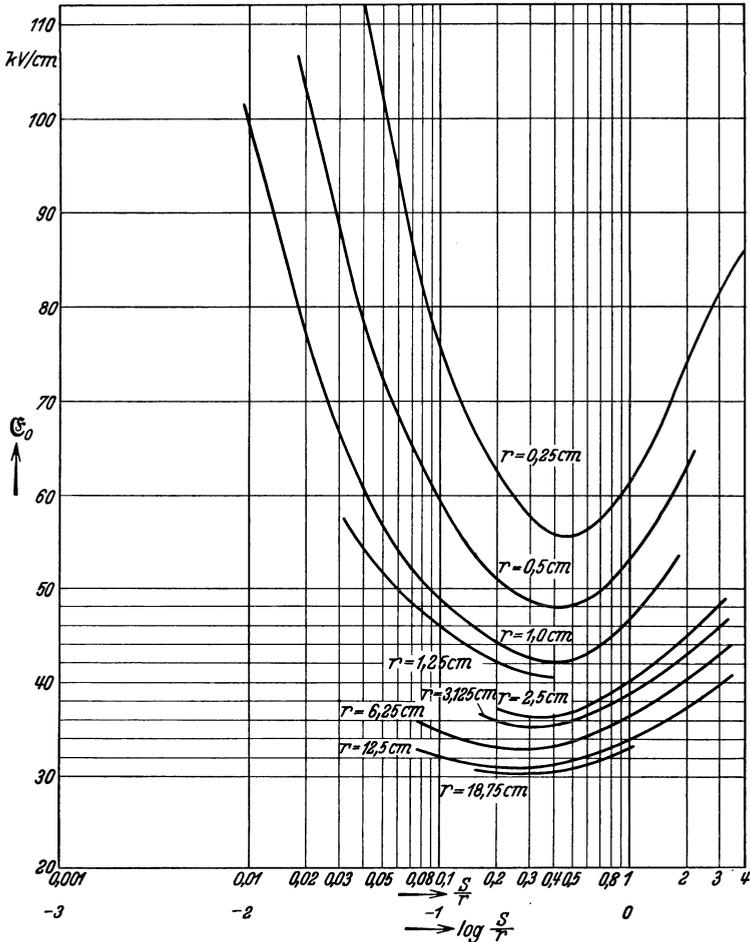


Abb. 91. Durchbruchfeldstärke \mathcal{E}_0 einer Funkenstrecke aus zwei gleichen Kugeln, von denen eine geerdet ist, abhängig vom Verhältnis Schlagweite S zu Radius r (760 torr, 20 °C, Luft).

i 9) Townsendische Zündbedingung bei veränderlicher Temperatur.

Die Formel von Townsend lautet (parallele, ebene Elektroden):

$$\frac{S}{\lambda} = \frac{1}{\lambda \alpha} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right); \quad S = \frac{1}{\alpha} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right);$$

S [cm] Schlagweite; λ [cm] freie Weglänge; $\alpha \equiv \alpha_n$ Ionisationszahl;
 γ Oberflächenionisationszahl.

Die rechte Seite ist lediglich eine Funktion von

$$\mathcal{E} \cdot \lambda \equiv \frac{U}{S} \cdot \lambda = U \left(\frac{\lambda}{S} \right).$$

Daher kann man schreiben $\frac{S}{\lambda} = f \left(U \frac{\lambda}{S} \right)$.

Denkt man sich diese Gleichung nach $\frac{\lambda}{S}$ aufgelöst, so erhält man die Zündkennlinie in der Form $U = F \left(\frac{S}{\lambda} \right)$; diese ist für Zimmertemperatur $T = 2940 \text{ K}$ bekannt (vgl. z. B. Abb. 84 und 85, S. 84.)

Nun ändere sich bei festem Druck die Temperatur. Dadurch ändert sich die freie Weglänge λ im Verhältnis $\lambda = \lambda_{294} \cdot \frac{T}{294}$. Wir schreiben deshalb

$$U = F \left(\frac{S}{\lambda_{294} \cdot \frac{T}{294}} \right)$$

und erkennen, daß die Zündkennlinie mit reziprokem Abszissenmaßstab die Abhängigkeit der Zündspannung von der Temperatur liefert

$$U = G \left(\frac{\lambda}{S} \right) = G \left(\frac{\lambda_{294}}{S} \cdot \frac{T}{294} \right) = G_1 \left(\frac{T}{S} \right).$$

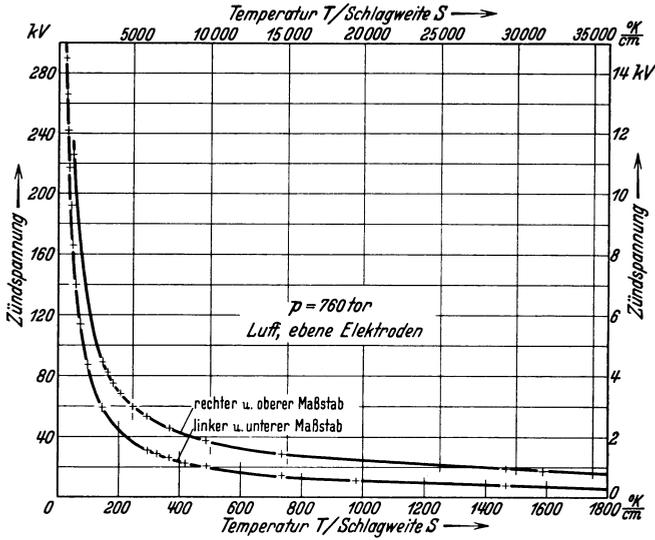


Abb. 92. Zündspannung bei ebenen Elektroden in Abhängigkeit von Temperatur / Schlagweite (760 tor, Luft).

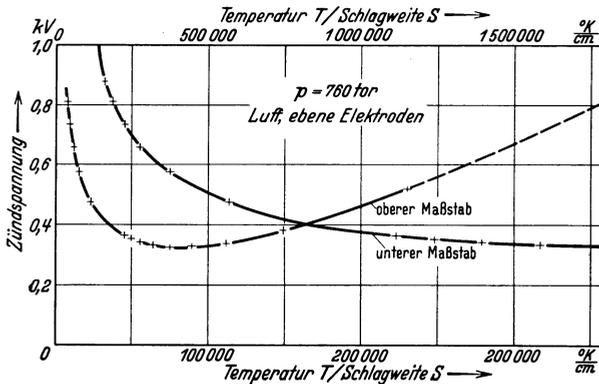


Abb. 93. Zündspannung bei ebenen Elektroden in Abhängigkeit von Temperatur / Schlagweite (760 tor, Luft).

Da meist $\lambda_{294} \ll S$, bewegt man sich bei verkleinerter Temperatur in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle auf dem linken (fallenden) Kennlinienteil: Die Zündspannung sinkt mit wachsender Temperatur, steigt mit abnehmender Temperatur. Dies ist für das Problem der Rückzündungen von grundlegender Bedeutung.

i 10) Zündspannung bei verschiedener Temperatur, abhängig vom Druck¹.

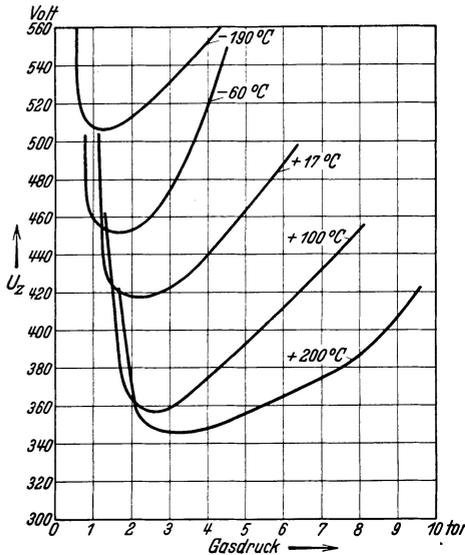


Abb. 94. Zündspannung und Temperatur (Burton). Luft (frei von CO₂ und H₂O-Dampf).

i 11) Brechung von Elektronenbahnen im raumladungsfreien elektrischen Feld².

Elektronenoptisches Brechungsgesetz.

Tritt ein Elektronenstrahl (Geschwindigkeit U_0) in eine planparallele Feldschicht

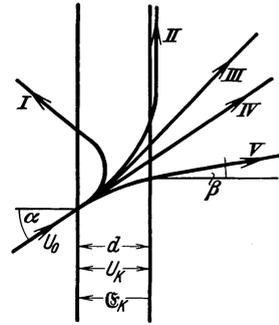


Abb. 95. Typische Bahnen eines Elektrons in einer elektrischen Feldschicht.

von der Dicke d unter dem Winkel α (gegen das Einfallslot) ein, so gilt für den Austrittswinkel in Analogie zum Snelliuschen Brechungsgesetz:

$$\sin \beta = \frac{1}{n} \sin \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{U_K}{U_0}}} \sin \alpha = \sqrt{\frac{U_0}{U_0 + U_K}} \cdot \sin \alpha.$$

Der „Brechungsindex“ n eines elektrischen Feldes ist also nur vom Verhältnis der Austrittsgeschwindigkeit zur Eintrittsgeschwindigkeit der Elektronen in die Feldschicht abhängig. In Abhängigkeit von $\frac{U_K}{U_0}$ unterscheidet man fünf Bahntypen (Abb. 95 und folgende Tabelle).

Beziehung zwischen Spannung und Brechungsindex für die Bahntypen der Abb. 95.

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \sqrt{1 + \frac{U_K}{U_0}}.$$

Bahn	$\frac{U_K}{U_0}$	Brechungsindex n	Optische Wirkung der Feldschicht
I	$\infty > \left \frac{U_K}{U_0} \right > \cos^2 \alpha$	$n < \sin \alpha$ oder imaginär	Totale Reflexion
II	$\left \frac{U_K}{U_0} \right = \cos^2 \alpha$	$n = \sin \alpha$	Grenze der totalen Reflexion
III	$\cos^2 \alpha > \left \frac{U_K}{U_0} \right > 0$	$\sin \alpha < n < 1$	Brechung vom Einfallslot weg
IV	$\frac{U_K}{U_0} = 0$	$n = 1$	keine Brechung
V	$0 < \left \frac{U_K}{U_0} \right < \infty$	$1 < n < \infty$	Brechung nach Einfallslot zu

¹ Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13/3 S. 133. Leipzig 1929.

² Knoll u. Ruska, Ann. Physik. 5. Folge Bd. 12 (1932) S. 656.

k) Raumladungsbeschwerte Entladungen.

k 1) Elektronenemission von Glühkathoden.

Gesetze für Raumladungsstrom siehe Ziffer m 10, S. 107 f., Anlaufstrom siehe Ziffer k 4, S. 91.

Sättigungsstromdichte.

1. Für reine Metalle:

$$i_s = 2 \alpha \frac{2 \pi m_0}{h^3} k^2 T^2 e^{-\frac{e U_a}{k T}} \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right]$$

$$= A \cdot T^2 e^{-\frac{e U_a}{k T}} \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right]$$

$$A = 2 \alpha \frac{2 \pi m_0}{h^3} k^2 = 2 \alpha 60,2 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^2}$$

2. Für Kathoden mit Oxyd-
belag usw.:

$$i_s = A T^2 e^{-\frac{e U_a}{k T}} = A T^2 e^{-\frac{B}{T}} \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right]$$

α = Emissionskoeffizient (für viele Metalle
 $2 \alpha \approx 1$);

m_0 [g · 10⁻⁷] Elementarmasse;

e [clb] Elementarladung;

h [Ws²] Plancksches Wirkungsquantum;

k $\left[\frac{\text{Ws}}{^\circ\text{K}} \right]$ Boltzmannsche Konstante;

T [°K] Kathodentemperatur;

U_a [V] Austrittsspannung.

Experimentelle Bestimmung von A und $B = \frac{e U_a}{k}$ mittels

$$\ln \frac{i_s}{T^2} = \ln A - \frac{B}{T}$$

ergibt Gradliniengesetz (Richardson-Grade) zwischen

$$\ln \frac{i_s}{T^2} \text{ (Ordinate) und } \frac{1}{T} \text{ (Abszisse) (vgl. Ziffer m 5, S. 104).}$$

3. Schottky-Effekt:

Wirkt am Glühdraht ein auf den Draht zu gerichtetes Feld \mathcal{E} , so vergrößert sich die Sättigungsstromdichte auf

$$i'_s = i_s e^{\frac{3,75 \cdot 10^{-4} e \sqrt{\mathcal{E}}}{k T}} = i_s e^{\frac{4,34 \sqrt{\mathcal{E}}}{T}} \quad \mathcal{E} \left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right]$$

k 2) Konstanten der Richardson-Gleichung (empirische Werte)¹.

$$i_s = A T^2 e^{-\frac{B}{T}} \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right]; \quad B = \frac{e U_a}{k}$$

Metalle	A A/cm ² °K	α	B °K	U_a V
Ag, fest	60,2	0,5	4,70 · 10 ⁴	4,06
flüssig	60,2	0,5	5,00 „	4,31
Au, fest	60,2	0,5	4,90 „	4,23
flüssig	60,2	0,5	5,30 „	4,57
Ca	60	~ 0,5	2,60 „	2,24
Cs	162	1,34	2,10 „	1,81
Cu, fest	60,2	0,5	5,10 „	4,40
flüssig	60,2	0,5	5,30 „	4,57
Hf	(55000)	(4,6 · 10 ²)	(5,95 „)	(3,80)
Mo	60,2	0,5	5,15 „	4,44
Nb	57	0,53	4,6 „	3,96
Ni	26	0,22	3,21 „	2,77
Pt	(17000)	(1,4 · 10 ²)	(7,25 „)	(6,27)
Ta	60	~ 0,5	4,76 „	4,07
Th	60	~ 0,5	3,89 „	3,35
W	60,2	0,5	5,24 „	4,52

¹ Klemperer, O.: Einführung in die Elektronik 1933 S. 98; Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen 1932 S. 127. Bezüglich Hf und Pt vgl. Erklärungen bei Klemperer (vermutlich unreine Oberfläche).

Tabelle k 2) (Fortsetzung).

Metalle	A A/cm ² °K	α	B °K	U_a V
Dünne Metallschichten auf Trägermetallen und Oxyde.				
Kond. Ba-Dampf auf oxyd. W.	—	—	$1,28 \cdot 10^4$	1,19
BaO	—	—	1,15 „	0,99
CaO	—	—	2,05 „	1,77
Cs-Film auf W.	—	—	1,58 „	1,36
Cs-Film auf oxyd. W.	—	—	0,83 „	0,716
SrO	—	—	2,05 „	1,77
Th-Film auf W	3,0	$2,5 \cdot 10^{-2}$	3,05 „	2,03

k 3) Poissonsche Differentialgleichung.

Die Potentialfunktion einer Gasentladung mit der resultierenden Raumladung $\varrho = q (n_+ - n_-)$ unterliegt der Poissonschen Differentialgleichung.

$$\text{div grad } \varphi = - \frac{\varrho}{\Delta}.$$

n_{\pm} = Konzentration der ^{pos.} Träger; q = Trägerladung; Δ = Dielektrizitätskonstante des leeren Raumes.

Für ein rechtwinkliges kartesisches Koordinatensystem (x, y, z) :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = - \frac{\varrho}{\Delta}.$$

Für ein Zylinder-Koordinatensystem (r, ψ, z) :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \psi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = - \frac{\varrho}{\Delta}.$$

Für sphärische Polarkoordinaten (r, ψ, ϑ) .

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \psi^2} + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} \right) = - \frac{\varrho}{\Delta}.$$

k 4) Langmuir-Sonden¹.

a) Ebene Sonde.

Die Sonde sei gegen die Ausdehnung der zu untersuchenden Entladung klein. Die zur Sonde fließenden Ströme sollen so klein sein, daß die Potentialverteilung der Entladung nicht merklich geändert wird. Der Druck muß so klein sein, daß in der Raumladungszone keine Stöße stattfinden².

erteilt man der Sonde ein veränderliches Potential (Messung gegen Kathode oder besser Anode), so erhält man einen Stromverlauf nach Abb. 96. Im Bereich $A - B$ ist die Sonde so stark negativ gegen ihre Umgebung, daß Elektronen nicht gegen sie anlaufen können. Um die Sonde entsteht dabei eine positive Raumladungsschicht, so daß im wesentlichen nur Ionen zur Sonde fließen. Die Ionenstromdichte ist:

$$i_i = \frac{\sqrt{2 \frac{e}{m_i}}}{9 \pi} \frac{U^{3/2}}{x^2} \left(1 + 2,66 \sqrt{\frac{k T_i}{e U}} \right). \quad (1)$$

Bei geringeren negativen Potentialunterschieden zwischen Sonde und ihrer Umgebung ($B - C$) können Elektronen gegen die Sonde anlaufen. Der Elektronenstrom (Anlaufstrom wie bei Elektronenröhren) (s. Skizze) ist dabei:

$$I'_e = i_e \cdot F_r \cdot e^{-\frac{eU}{k \cdot T_e}} = i_e \cdot F_r \cdot e^{-\frac{Ua}{U_{th}}} \quad (2)$$

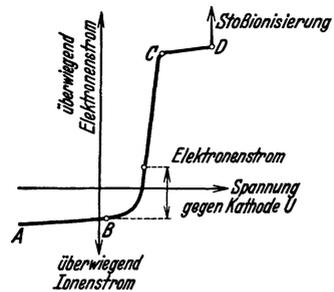


Abb. 96.

¹ Langmuir, I. u. H. Mott-Smith: Gen. electr. Rev. Bd. 27 (1924) S. 449, 538, 616, 762, 810; Langmuir, I.: Gen. Electr. Rev. Bd. 26 (1923) S. 731; Science Bd. 58 (1923) S. 290; J. Franklin Inst. Bd. 196 (1923) S. 751; Physic. Rev. Bd. 28 (1926) S. 727; Z. Physik. Bd. 64 (1928) S. 271.

² Vgl. auch K. Sommermeyer: Z. Physik, Bd. 90 (1934) S. 232 (Sondennmessungen bei höherem Druck).

I'_i = Ionenstrom zur Sonde [A]; i_i = Stromdichte des Ionenstroms in den der Sonde benachbarten Teilen der Entladung [A/cm²]; m_i [g · 10⁻⁷] Ionenmasse; T_i = Ionentemperatur [°K]; Index e gilt sinngemäß für Elektronenströme; e [clb] Elementarladung; k [Ws/°K] Boltzmannsche Konstante; χ = Dicke der Raumladungsschicht [cm]; F = Sondenfläche [cm²]; F_r = Grenzfläche der Raumladungsschicht gegen die Entladung [cm²].

Der Gesamtsondenstrom ist also im Bereich $B-C$ eine Summe aus Ionen- und Elektronenströmen. Bei C ist Sondenpotential und Potential der Umgebung gleich. Von C ab in Richtung D steigt das Sondenpotential gegen die Umgebung in positiver Richtung an. Bei D setzt eine selbständige Entladung nach der Sonde hin ein. Wegen der geringen Beweglichkeit der Ionen laufen auch schon bei geringen positiven Potentialen keine Ionen gegen die Sonde an, der Stromverlauf (reiner Elektronenstrom) CD ist also praktisch parallel zur U -Achse. Für den Elektronenstrom gilt dann sinngemäß dieselbe Raumladungsgleichung (1) wie für den Ionenstrom. Bei konstantem Elektronenstrom nimmt analog zu (1) die Dicke χ der entstehenden Raumladungsschicht mit steigendem Potentialunterschied zwischen der Sonde und der Grenze des Raumladungsgebietes gegen die Entladung zu.

Bestimmung der Elektronentemperatur und des zu messenden Potentials U_0 .

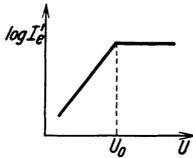


Abb. 97.

Man bestimmt aus der Kennlinie des Sondenstromes den Elektronenstrom (vgl. Abb. 96) und trägt ihn logarithmisch gegen U auf:

$$\log I'_e = \frac{U e}{k T_e} + \text{const} = 11600 \frac{U}{T_e} + \text{const.}$$

Die Steigung der Geraden gibt dann T_e . Da ab C in Richtung D der Elektronenstrom konstant ist, entsteht im $\lg I'_e - U$ -Diagramm (Abb. 97) ein Knick, der das Sondenpotential U_0 (Potential der Entladung an der Stelle der Sonde) bezeichnet. Mittels

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 k T_e}{\pi m_0}} \quad \text{und} \quad i_e = \frac{1}{4} e n_e \cdot \bar{v}_e$$

$$\bar{v} \text{ [cm/s] mittlere Elektronengeschwindigkeit; } n_e \left[\frac{1}{\text{cm}^3} \right].$$

läßt sich die Trägerkonzentration n_e bestimmen.

b) Zylindersonde¹.

Für $\frac{e U}{k T} \ll \frac{a}{r}$ (kleine Sondenradien r und kleine Stromdichten, a = Radius der Raumladungsschicht) und $\frac{e U}{k T} > 2$ gilt entsprechend (2) angenähert für Ionen- oder Elektronenstrom

$$I' = i F \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e U}{k T} + 1} \quad \text{oder} \quad I'^2 = \frac{4}{\pi} F^2 i^2 \left(\frac{e U}{k T} + 1 \right)$$

Bei bekannter Temperatur liefert die Neigung der Geraden $I'^2 = f(U)$ die Stromdichte und der Abschnitt auf der U -Achse das Potential der Sonde gegen ihre Umgebung. Die Trägerkonzentration findet man aus Stromdichte und Temperatur wie oben angeben.

¹ Mott-Smith, H. u. I. Langmuir: Physic. Rev. Bd. 28 (1926) S. 727.

1) Plasmafelder.

1 1) Thermische Ionisation¹.

Der Dissoziationsgrad x (Anzahl der ionisierten Moleküle im Verhältnis zur Gesamtzahl der vorhandenen Moleküle) für die Dissoziation einatomiger Gase in Ionen und Elektronen ist für bekannten Druck p und Temperatur T gegeben durch die Saha-Gleichung²:

$$p \left[\frac{\text{Ws}}{\text{cm}^3} \right] \frac{x^2}{1 - x^2} = \frac{h^{5/2}}{h^3} (2 \pi m_0)^{3/2} T^{5/2} e^{-\frac{e U_{jw}}{k T}}$$

In anderer Form lautet die Gleichung:

1. Für Druck in bar (dyn/cm²)

$$\frac{x^2}{1 - x^2} = 4,80 \cdot 10^9 \frac{U_{jw}^{5/2}}{p [\text{bar}]} \vartheta^{5/2} e^{-\frac{1}{\vartheta}}$$

2. Für Druck in physikalischen Atmosphären

$$\frac{x^2}{1 - x^2} = 4,73 \cdot 10^3 \frac{U_{jw}^{5/2}}{p [\text{atp}]} \vartheta^{5/2} e^{-\frac{1}{\vartheta}}$$

3. Für Druck in tor (mm Hg)

$$\frac{x^2}{1 - x^2} = 3,61 \cdot 10^6 \frac{U_{jw}}{p [\text{tor}]} \vartheta^{5/2} e^{-\frac{1}{\vartheta}}$$

$k \left[\frac{\text{Ws}}{^\circ\text{K}} \right]$ Boltzmannsche Konstante; $h \text{ [Ws}^2\text{]}$ Plancksches Wirkungsquantum; $m_0 \text{ [} 10^{-7} \text{ g]}$ Elementarmasse; $T \text{ [}^\circ\text{K]}$ Temperatur; $e \text{ [clb]}$ Elementarladung;

$$U_{jw} \text{ [V]} \text{ wirksame Ionisierungsspannung}^3; \vartheta = \frac{k T}{e U_{jw}}$$

Bestimmung des Grades der thermischen Ionisation von Metalldämpfen und Gasen.

Für den Druck in phys. Atmosphären lautet die Saha-Gleichung:

$$\frac{x^2}{1 - x^2} = 4,73 \cdot 10^3 \frac{U_{jw}^{5/2}}{p [\text{atp}]} \vartheta^{5/2} e^{-\frac{1}{\vartheta}} = \frac{c}{p [\text{atp}]} \cdot \vartheta^{5/2} e^{-\frac{1}{\vartheta}}$$

Die Konstanten dieser Gleichung sind in der folgenden Tabelle⁴ zusammengestellt.

	U_j v	c	$\frac{\vartheta}{T}$
Ag-Dampf	7,5	0,734 · 10 ⁶	1,15 · 10 ⁻⁵
Cu-Dampf	7,7	0,785 · 10 ⁶	1,12 · 10 ⁻⁵
Fe-Dampf	7,8	0,808 · 10 ⁶	1,11 · 10 ⁻⁵
Hg-Dampf	10,4	1,655 · 10 ⁶	0,830 · 10 ⁻⁵
Wasserstoff } (einatomig) .	13,5	3,17 · 10 ⁶	0,640 · 10 ⁻⁵
Sauerstoff } (einatomig) . .	14,5	3,78 · 10 ⁶	0,595 · 10 ⁻⁵

$$f(\vartheta) = \frac{c}{p [\text{atp}]} \vartheta^{5/2} e^{-\frac{1}{\vartheta}} = \frac{x^2}{1 - x^2}; x = \sqrt{\frac{f(\vartheta)}{1 + f(\vartheta)}}$$

Abb. 98 zeigt für $p = 1 \text{ atp}$ x als Funktion der Temperatur. Will man aus dem Diagramm x für andere Drucke berechnen, so entnehme man $\frac{x^2}{1 - x^2}$ als Funktion der Temperatur aus dem Diagramm. Diesen Wert dividiere man durch den vorliegenden Druck. Die linke Ordinatenskala ergibt dann das zugehörige x für den vorliegenden Druck.

¹ Innere Atomfreiheitsgrade sind nicht berücksichtigt (eingefroren).

² Vgl. Saha: Z. Physik. Bd. 6 (1921) S. 40.

³ Die wirksame Ionisierungsspannung U_{jw} ist bei höheren Drucken und Temperaturen erfahrungsgemäß etwa $\frac{2}{3} U_j$. (Einfluß der stufenweisen Ionisation.)

⁴ Die Tabelle ist für $U_j = U_{jw}$ gerechnet worden.

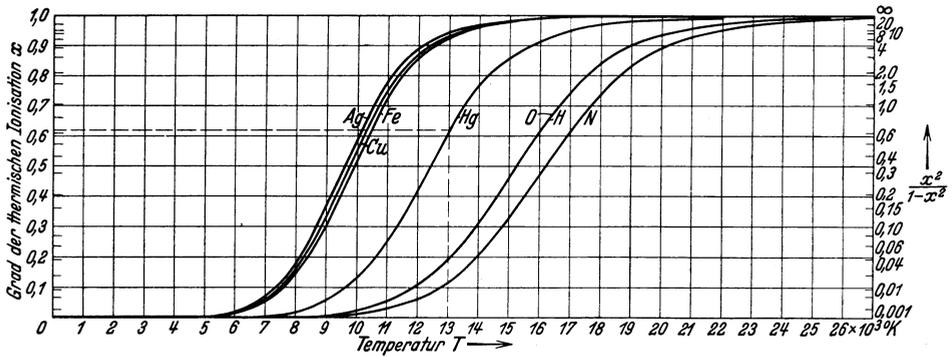


Abb. 98. Grad der thermischen Ionisation von Metalldämpfen und Gasen beim Druck von 1 atp = 760 tor.

1 2) Gradient der positiven Säule.

1. Neon¹.

Gradient in Neon in Abhängigkeit vom Druck; Stromstärke als Parameter.

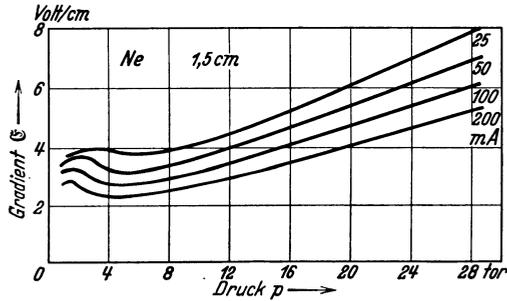


Abb. 99. Rohrdurchmesser 1,5 cm.

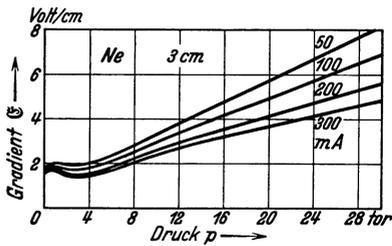


Abb. 100. Rohrdurchmesser 3 cm.

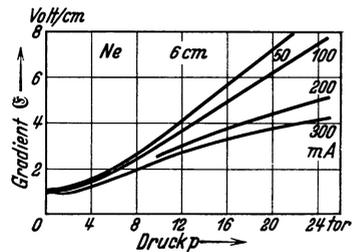


Abb. 101. Rohrdurchmesser 6 cm.

¹ Lompe u. R. Seeliger: Ann. Physik Bd. 5, 15 (1932) S. 300—316.

Gradient in Neon in Abhängigkeit von der Stromstärke;
Druck als Parameter.

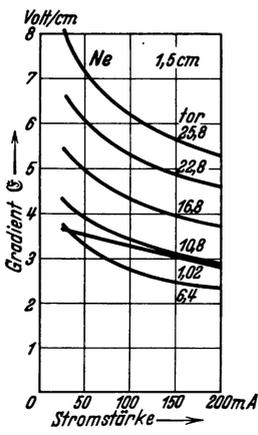


Abb. 102. Rohrdurchmesser 1,5 cm.

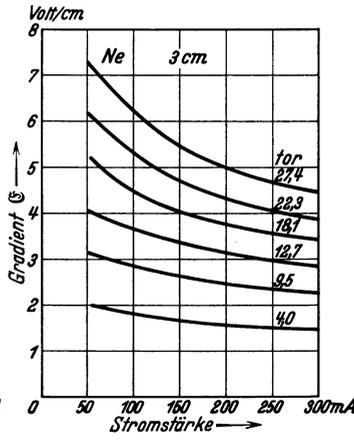


Abb. 103. Rohrdurchmesser 3 cm.

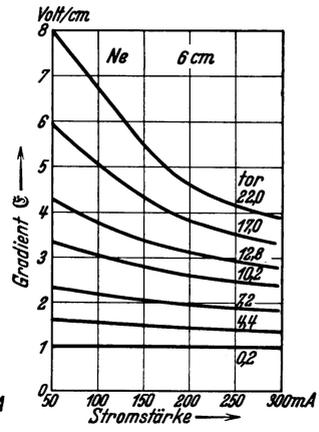


Abb. 104. Rohrdurchmesser 6 cm.

2. Helium¹.

Gradient in Helium in Abhängigkeit vom Druck;
Stromstärke als Parameter.

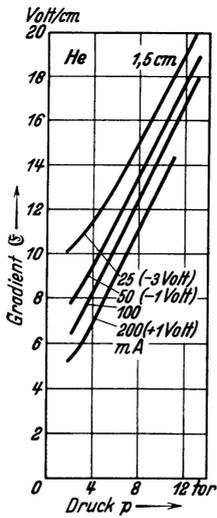


Abb. 105. Rohrdurchmesser 1,5 cm.

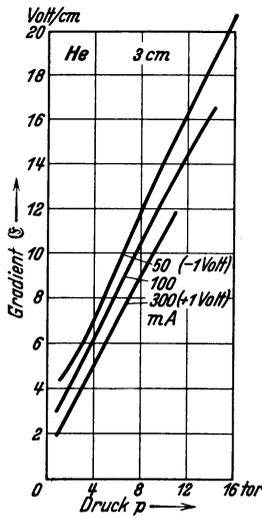


Abb. 106. Rohrdurchmesser 3 cm.

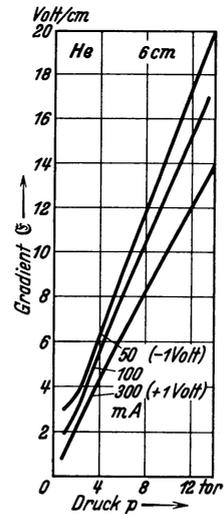


Abb. 107. Rohrdurchmesser 6 cm.

¹ Lompe u. R. Seeliger: Ann. Physik Bd. 5, 15 (1932) S. 300—316.

Gradient in Helium in Abhängigkeit von der Stromstärke; Druck als Parameter.

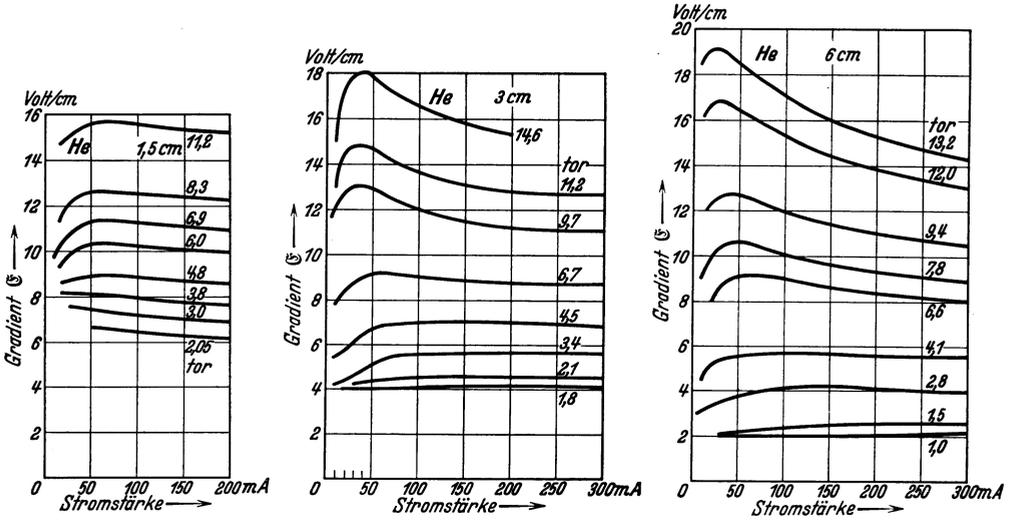


Abb. 108. Rohrdurchmesser 1,5 cm.

Abb. 109. Rohrdurchmesser 3 cm.

Abb. 110. Rohrdurchmesser 6 cm.

3. Argon¹.

Gradient in Argon in Abhängigkeit vom Druck; Stromstärke als Parameter.

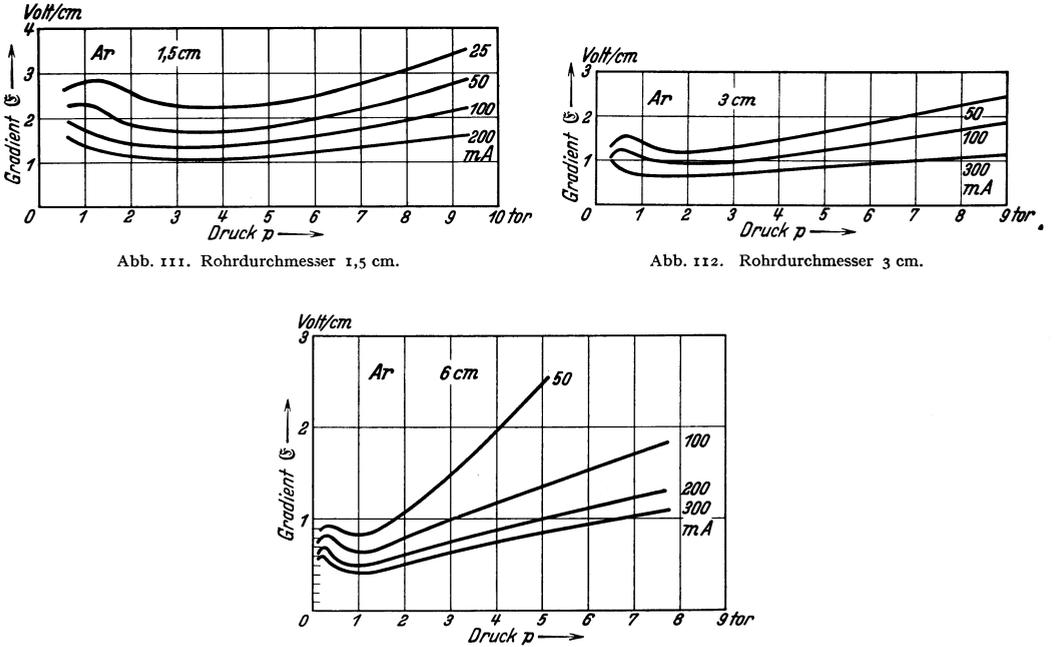


Abb. 111. Rohrdurchmesser 1,5 cm.

Abb. 112. Rohrdurchmesser 3 cm.

Abb. 113. Rohrdurchmesser 6 cm.

¹ Lompe u. R. Seeliger: Ann. Physik Bd. 5, 15 (1932) S. 300—316.

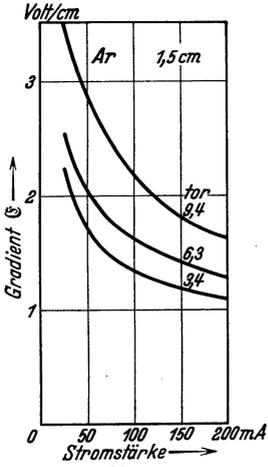


Abb. 114. Rohrdurchmesser 1,5 cm.

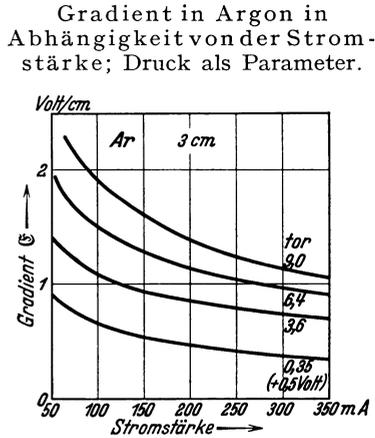


Abb. 115. Rohrdurchmesser 3 cm.

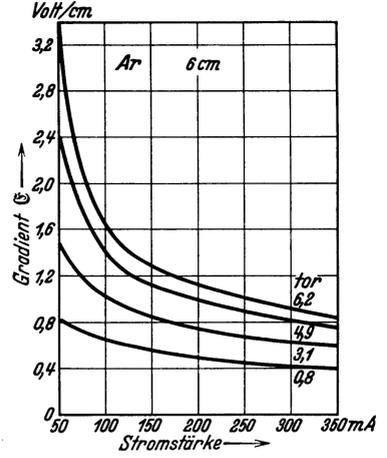


Abb. 116. Rohrdurchmesser 6 cm.

4. Quecksilberdampf¹.

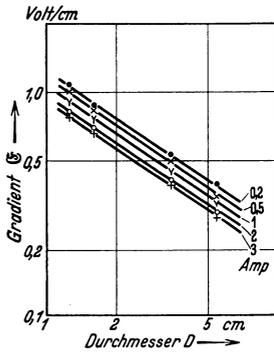


Abb. 117. Gradient \mathcal{E} [V/cm] in Abhängigkeit vom Durchmesser D [cm] des Rohres; Stromstärke [A] als Parameter. Sättigungsdruck entspr. $t = 100^\circ \text{C}$.

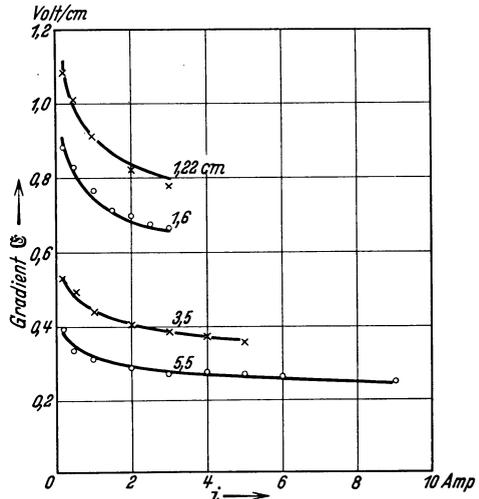


Abb. 118. Gradient \mathcal{E} [V/cm] in Abhängigkeit von der Stromstärke [A]; Rohrdurchmesser [cm] als Parameter. Sättigungsdruck entspr. $t = 100^\circ \text{C}$.

5. Stickstoff².

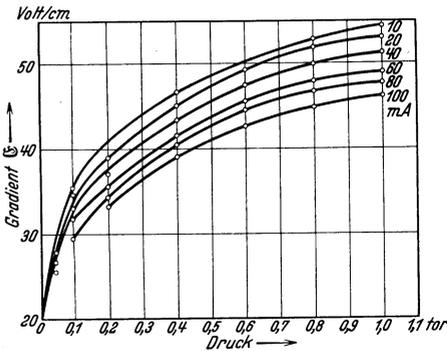


Abb. 119. Gradient in reinem Stickstoff nach Gehlhoff.

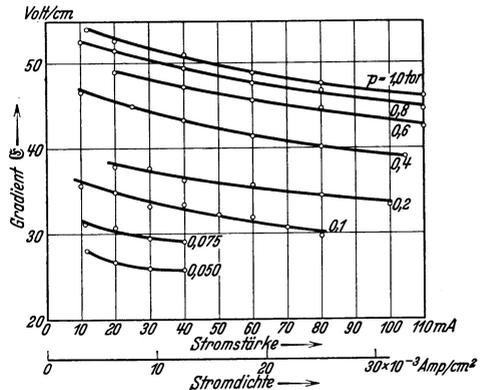


Abb. 120. Gradient in reinem Stickstoff nach Gehlhoff.

¹ Elenbaas, W.: Z. Physik Bd. 78 (1932) S. 603.

² Seeliger, R.: Einführung in die Physik der Gasentladungen, 1934 S. 326f.

Knoll, Ollendorff u. Rompe, Gasentladungstabellen.

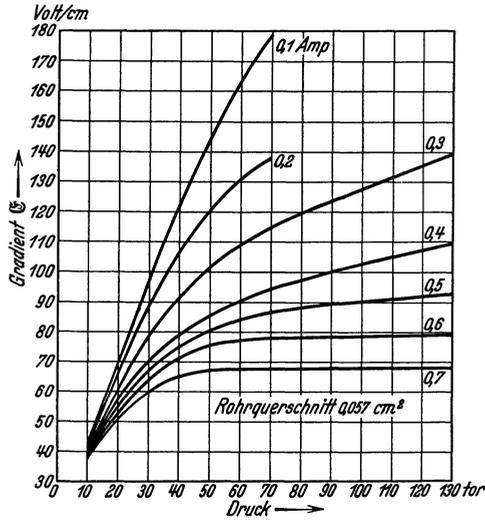


Abb. 121. Gradient in Stickstoff nach Matthies und Struck¹

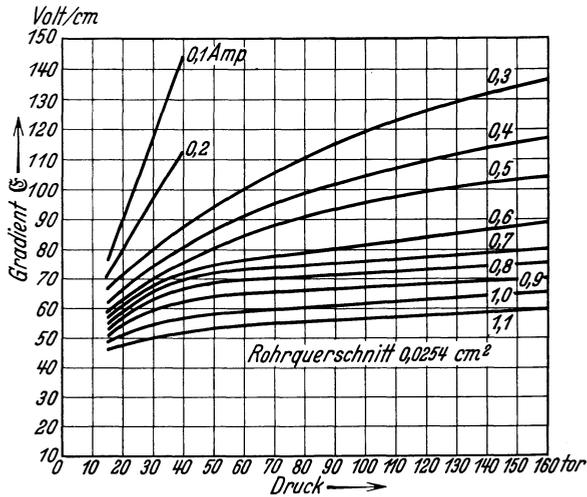


Abb. 122. Gradient in Stickstoff nach Matthies und Struck¹.

1 3) Elektronentemperatur in der positiven Säule².

	Hg			Ne			Ar		
p (tor) . .	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$7,3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-5}$	10	1	0,1	10	1	0,1
U_{thel} (V) . .	1,1	2,3	4,8	2	4	10	1	2	3
\mathcal{E} (V/cm) . .	0,17	0,063	0,046	3	2	1	2	1	1

¹ Da die Messungen an Kapillaren durchgeführt wurden, darf man nicht auf größere Rohrquerschnitte extrapolieren.

² Seeliger, R.: Einführung in die Physik der Gasentladungen, 1934 S. 338.

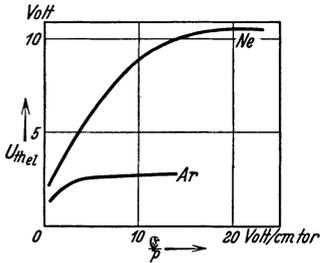


Abb. 123. Elektronentemperaturen¹ nach Hirschert und Seeliger für Neon und Argon, Rohrradius 2 cm, Stromstärke 100 mA.

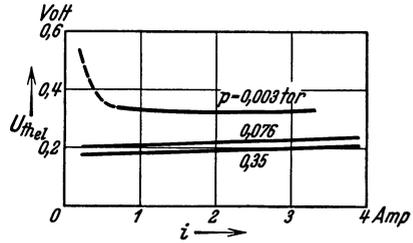


Abb. 124. Elektronentemperatur nach Mohler für Caesium, Rohrradius = 0,9 cm.

Verhältnis $\frac{T}{T_0}$ der Elektronentemperatur zur Temperatur der Gasatome.

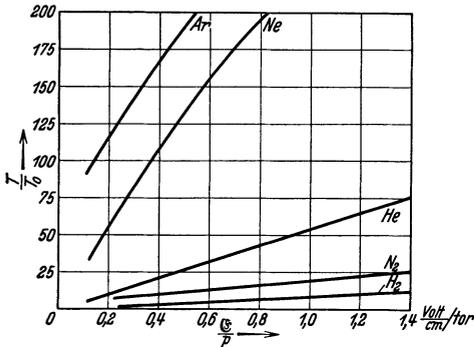


Abb. 125. Verhältnis $\frac{T}{T_0}$ der Elektronentemperatur zur Temperatur der Gasatome für Argon, Neon, Helium, Stickstoff und Wasserstoff als Funktion von $\frac{E}{p}$ (E = Feldstärke; p = Gasdruck) für $t = 0^\circ \text{C}$ (?) (Townsend).

Mittlere freie Weglänge λ von Elektronen in verschiedenen Gasen.

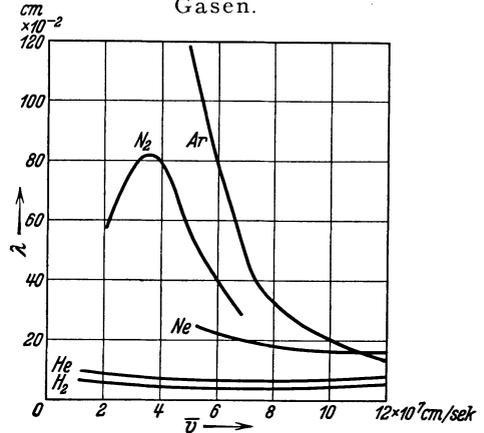


Abb. 126. Mittlere freie Weglänge λ von Elektronen in Ar, Ne, H_2 bei einem Druck von 1 Torr in Abhängigkeit von der mittleren Geschwindigkeit der ungeordneten Elektronenbewegung (Townsend).

1 4) Energiebilanz der positiven Säule².

$A = i |E|$ = je Längen- und Zeiteinheit geleistete Arbeit in der Säule (E = Gradient; i = Stromstärke); E_s = Strahlungsenergie, die das Rohr je Zeiteinheit verläßt; $Q = E_v + E_w$; E_v = im Gas entstandene Wärme; $E_w =$ an der Wand des Gefäßes entstandene Wärme; r = Rohrradius.

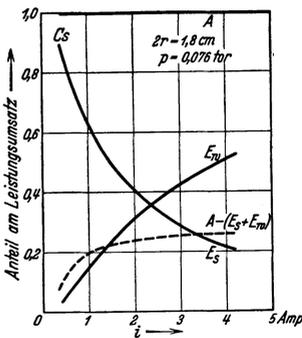


Abb. 127a. Energiebilanz der Säule nach Mohler für Caesiumdampf.

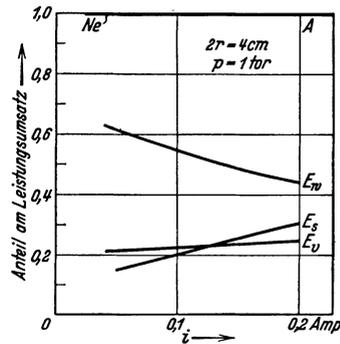


Abb. 127b. Energiebilanz der Säule nach Sommermeyer für Neon.

¹ $1 \text{ V} = 7730^\circ \text{K}$. — ² Seeliger, R.: Einführung in die Physik der Gasentladungen, 1934 S. 341.

1 5) Energieumsatz in der positiven Säule¹.

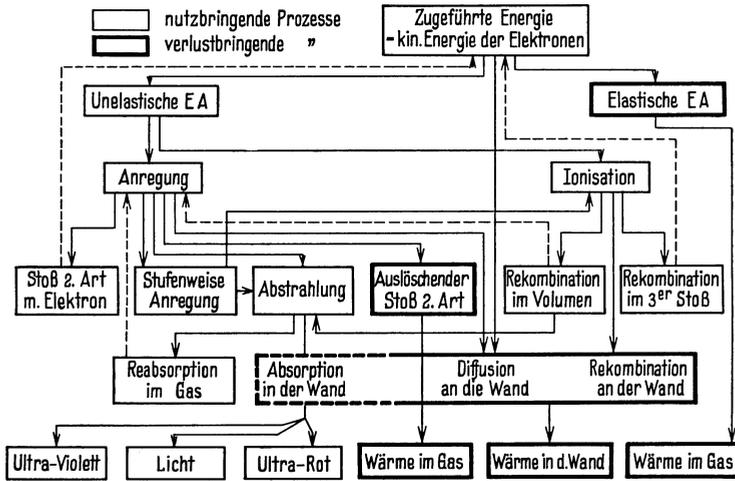
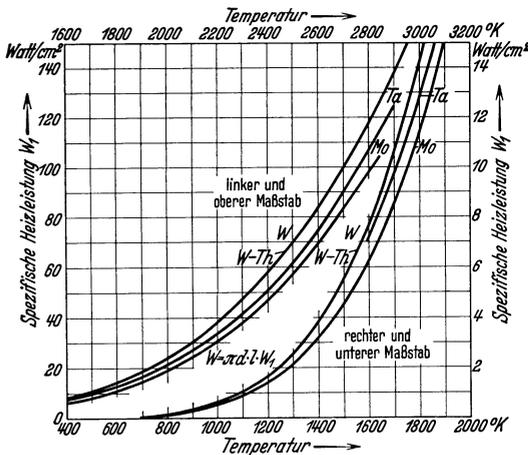


Abb. 128. Schema des Energieumsatzes in der positiven Säule einer Gasentladung. EA = Energieabgabe. (Ausgezogene Linien bezeichnen Energie entziehende, gestrichelte Linien Energie rückliefernde Vorgänge.)

III. Besondere Entladungsformen.

m) Elektronenröhren.

m 1) Charakteristische Daten (bezogen auf 1 cm² Oberfläche) direkt geheizter Glühkathoden in Abhängigkeit von der Temperatur².



- W_1 [W/cm²] Spezifische Heizleistung;
- W [W] Heizleistung;
- ρ [$\Omega \cdot \text{cm}$] Spezifischer Widerstand;
- R [Ω] Widerstand;
- I_{s1} [A/cm²] Spezifischer Sättigungsstrom;
- I_s [A] Sättigungsstrom einer zylindrischen Glühkathode von der Länge l [cm] und dem Durchmesser d [cm].
- W = reines Wolfram;
- Mo = Molybdän;
- Ta = Tantal;
- W-Th = Wolfram mit einatomarer Thoriumschicht.

Abb. 129a. Spezifische Heizleistung in Abhängigkeit von der Temperatur.

¹ Krefft, H., M. Reger u. R. Rompe: Z. techn. Physik Bd. 14 (1933) S. 242.

² W: Jones, H. H. u. J. Langmuir: Gen. electr. Rev. Bd. 30 (1927) S. 312; Mo, Ta: Worthing, A. G.: Physic. Rev. Bd. 28 (1926) S. 190; Dushman, S. u. I. W. Ewald: Gen. Electr. Rev. Bd. 26 (1923) S. 154; W-Th: Dushman, S.: Gen. Electr. Rev. Bd. 26 (1923) S. 156.

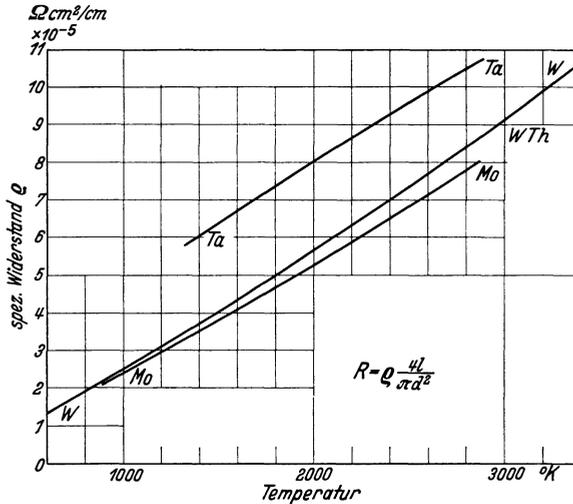


Abb. 129b. Spezifischer Widerstand von Kathodenmetallen in Abhängigkeit von der Temperatur.

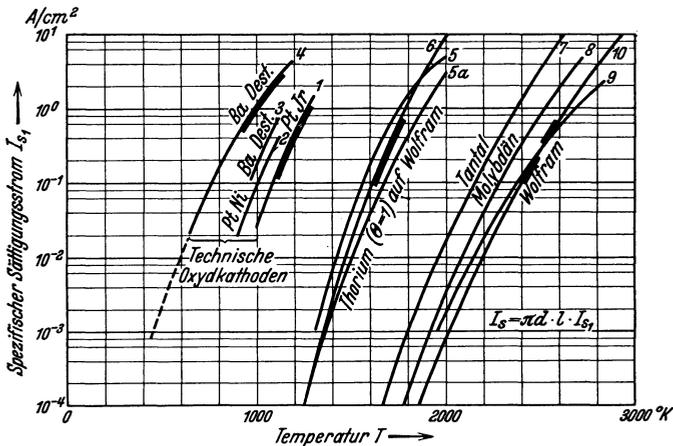


Abb. 130. Spezifischer Sättigungsstrom in Abhängigkeit von der Temperatur¹ [Θ = Bedeckungsfaktor (vgl. Ziffer m 7a, S. 105)] nach King (1), Davisson (2), Espe (3), Simon (4, 5, 9), Nottingham, Dushman und Ewalds (5a), Dushman (6, 7, 8) und Jones (10).

m 2) Lebensdauer von Wolframdrahtkathoden in Abhängigkeit vom Durchmesser².

Empirische Werte nach Rukop und Simon für konstantes Verhältnis von Durchmesser d zu Drahtlänge l ; $\frac{d}{l} = \frac{1}{300}$.

Nach Simon gilt: $L \approx \text{const} \cdot \frac{d^2}{I_s^2}$

L = Lebensdauer; I_s = spezifische Emission (Emissionsstrom/Drahtoberfläche).

¹ Zusammenstellung von W. Espe, zum Teil nach unveröffentlichten Messungen. — (1) King: Bell. Syst. techn. J. Bd. 2 (1923) Nr. 4; (2) Davisson: I.C.T. Bd. 6 (1929) S. 53; (4, 5, 9) Simon: Handbuch der Experimentalphysik Bd. 13/1 (1928); (5a) Nottingham, Dushman und Ewalds: Physic. Rev. Bd. 36 (1930) S. 386; (6) Dushman: Gen. electr. Rev. Bd. 26 (1927) S. 156; (7, 8) Physic. Rev. Bd. 25 (1925) S. 338; (10) Jones: Gen. electr. Rev. Bd. 30 (1927) S. 310.

² Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13/1 (1928) S. 290. Vgl. auch K. Becker: Z. techn. Physik Bd. 6 (1925) S. 310.

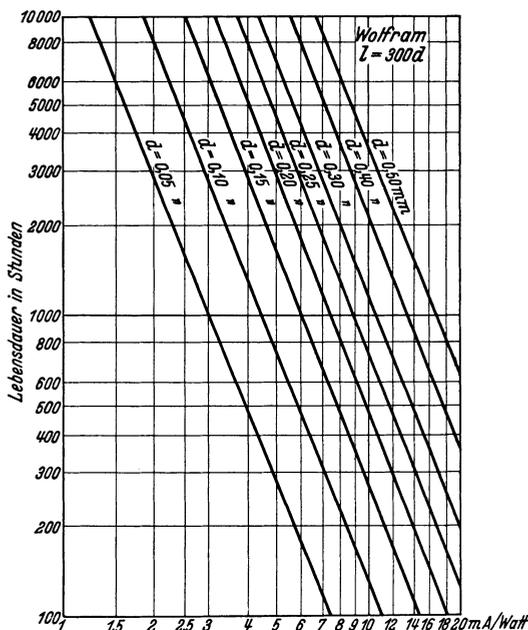


Abb. 131. Lebensdauer von Wolframdrähten in Abhängigkeit vom Durchmesser (nach H. Rukop).

m 3) Endkorrekturen für Wolframdrahtkathoden¹.

Temperaturverteilung des Heizdrahtes zwischen Haltedraht und einem in seiner Temperatur durch Wärmeableitung nicht mehr beeinflussten Punkt (Kurve A):

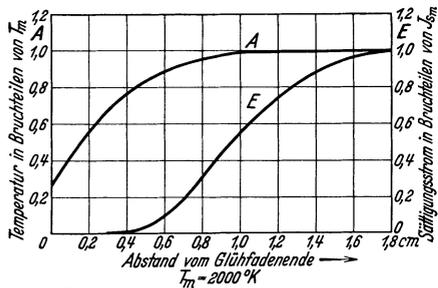


Abb. 132. Temperatur- und Emissionsverteilung an einem Glühkathodenende (nach Worthing).
 J_m - max. spez. Elektronenmission entsprechend T_m

$T = T_m (1 - e^{-\lambda(x+x_0)})$;
 T = Temperatur eines Heizfadenspunktes in x cm Abstand vom Haltedraht;
 T_m = maximale Temperatur der Heizfadensmitte;
 λ ; x_0 sind konstant (λ s. Tabelle).

Für dünne Haltedrähte und Temperaturen über 1200° C ist $x_0 = 0,25$; für dicke Haltedrähte und niedrigere Temperaturen ist $x_0 = 0,20$.

Infolge der veränderlichen Temperatur längs des Drahtes ist die Emission gleichfalls, und zwar in noch stärkerem Maße veränderlich (Kurve E, Abb. 132).

Um zur wirklichen spezifischen Emission zu gelangen, hat man die Drahtlänge um Δx_e pro Haltedraht zu reduzieren (für geraden, zweifach gehaltenen Draht um $2 \cdot \Delta x_e$) Es ist

$$\Delta x_e = 3,85 \frac{1}{\lambda}.$$

wobei λ für verschiedene Drahtdurchmesser der folgenden Tabelle zu entnehmen ist.

¹ Worthing, G. A.: Physic. Rev. Bd. 4 (1914) S. 524; Bd. 5 (1915) S. 445; J. Franklin Inst. Bd. 194 (1922) S. 597; vgl. auch H. Simon: Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13/I (1928) S. 331.

Temperatur °K	Korrektionsglied λ für einen Drahtradius von r (cm)						
	$r = 0,001$	$r = 0,002$	$r = 0,005$	$r = 0,010$	$r = 0,015$	$r = 0,020$	$r = 0,030$
1000	2,50	1,76	1,12	0,79	0,645	0,56	0,46
1200	3,65	2,60	1,64	1,160	0,945	0,820	0,670
1400	4,95	3,50	2,21	1,560	1,275	1,105	0,900
1600	6,20	4,38	2,77	1,965	1,605	1,390	1,135
1800	7,55	5,32	3,36	2,38	1,940	1,680	1,375
2000	9,00	6,35	4,02	2,84	2,32	2,01	1,640
2200	11,35	7,35	4,64	3,28	2,68	2,32	1,895
2400	11,85	8,40	5,30	3,75	3,06	2,65	2,16
2600	13,35	9,45	5,96	4,22	3,45	2,98	2,44
2800	14,85	10,50	6,65	4,70	3,84	3,32	2,71
3000	16,40	11,60	7,35	5,19	4,23	3,67	3,00

m 4) Änderung der Emission von Glühkathoden bei Heizungsänderungen¹.

Prozentuale Änderung der Emission I_s (mA) von Wolfram-, Thorium- und Oxydkathoden für verschiedene Belastungen bei Änderung der Heizstromstärke I_h , der Heizspannung U_h oder der Heizleistung N um 1%. Allgemein gelten bei kleinen Änderungen ($\sim 1\%$) folgende Beziehungen:

$$\Delta(I_s I_h) = \frac{\Delta I_s}{I_s} : \frac{\Delta I_h}{I_h}; \quad \Delta(I_s U_h) = \frac{\Delta I_s}{I_s} : \frac{\Delta U_h}{U_h}; \quad \Delta(I_s N) = \frac{\Delta I_s}{I_s} : \frac{\Delta N}{N}.$$

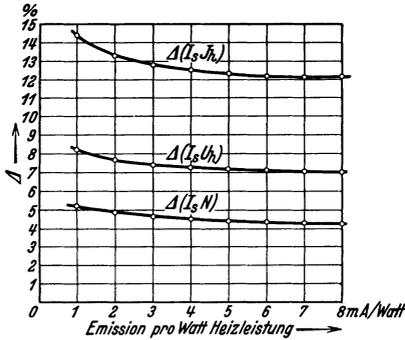


Abb. 133. Prozentuale Änderung der Emission von Wolframkathoden, bezogen auf 1% Änderung der Fadenspannung, des Fadenstromes und der Heizleistung bei verschiedener Belastung.

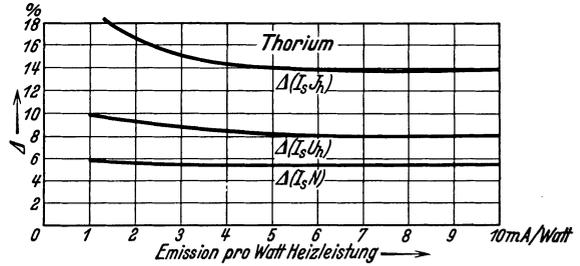


Abb. 134. Prozentuale Änderung der Emission von Thoriumkathoden, bezogen auf 1% Änderung der Fadenspannung, des Fadenstromes und der Heizleistung bei verschiedener Belastung.

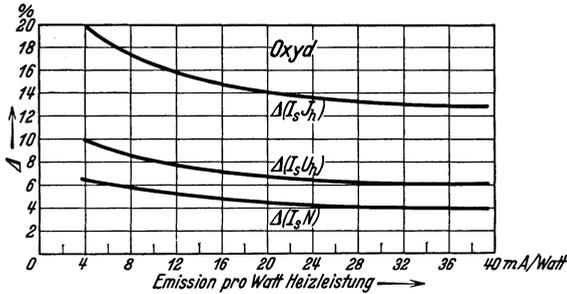


Abb. 135. Prozentuale Änderung der Emission von Oxydkathoden, bezogen auf 1% Änderung der Fadenspannung, des Fadenstromes und der Heizleistung bei verschiedener Belastung.

¹Nach Rukop, vgl. H. Simon: Telefunkenztg. 1927 Nr. 47 S. 38f.

m 5) Typische Richardson-Geraden¹.

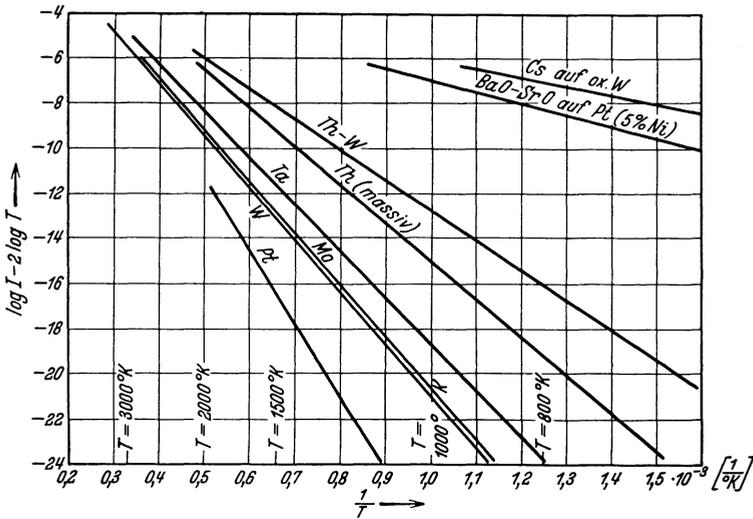


Abb. 136. Typische Richardson-Geraden einiger Glühkathoden nach Dushman¹.

m 6) Formierungsprozeß von Oxydkathoden².

(Charakteristischer Verlauf.)

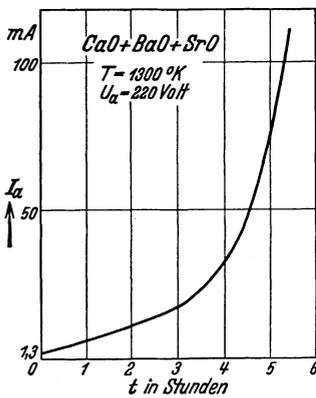


Abb. 137. Zunahme des Anodenstromes I_a mit der Formierungsdauer t bei konstanter Temperatur T und Anodenspannung U_a .

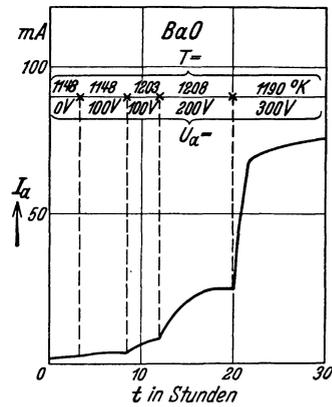


Abb. 138. Zunahme des Anodenstromes I_a bei Veränderung der Temperatur T und der Anodenspannung U_a .

¹ Dushman, S.: Rev. modern Phys. Bd. 2 (1930), S. 381. Vgl. auch Ziffer **k I** und **2**, S. 90.
² Espe, W.: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. Bd. 5 (1927) S. 29 u. 46. — Über Oxydkathoden vgl. auch die Arbeiten von W. Heinze: Ann. Physik Bd. 16 (1933) S. 41; Meyer, W. und A. Schmidt: Z. techn. Physik, Bd. 13 (1932) S. 137; Statz, W.: Z. techn. Physik, Bd. 8 (1927) S. 451.

m 7) Emissions-Ökonomie direkt geheizter technischer Kathoden.

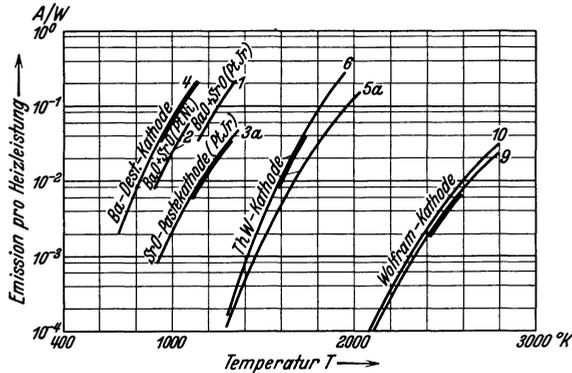


Abb. 139. Emission pro Watt Heizleistung in Abhängigkeit von der Temperatur¹ nach King (1), Davison (2), Espe (3a), Simon (4, 9), Nottingham, Dushman, Ewalds (5a), Dushman (6) und Jones (10).

m 7 a) Spezifische Emission und Austrittsarbeit U_a thoriertes Kathoden.

Nach Langmuir ist der Bedekungsfaktor definiert durch:

$$\Theta = \frac{U_{a\Theta} - U_{aW}}{U_{aTh} - U_{aW}}$$

Indizes:
 W = reines W;
 Th = reines Th;
 Θ = W—Th;

ferner:

$$\Theta = \frac{\ln I_{\Theta} - \ln I_W}{\ln I_{Th} - \ln I_W}$$

Nach Dushman² (1900⁰) und Sixtus³ (1655⁰) ergeben sich die Kurven Abb. 140 ($U_{aW} = 4,52V$, $U_{aTh} = 2,63V$). Nach Schottky-Rothe⁴ gilt die Kurve für 1500⁰ K. Die Kurven geben für $T < 1900^0 K$ bei bekannter spez. Emission ein Maß für Θ .

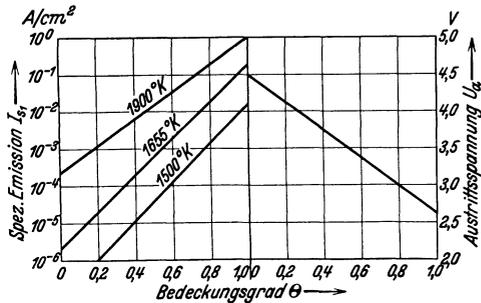


Abb. 140. Spezifische Emission und Austrittsarbeit von teilweise thorierten Wolframkathoden in Abhängigkeit vom Bedeckungsgrad Θ .

m 8) Austrittsarbeit und Querwiderstand von Oxydkathoden⁵.

ΔL = Differenz der Leistung der Heizstromquelle ohne und mit Emission bei konstanter Kathodentemperatur; N_K = kinetische Energie der austretenden Elektronen; I_e = gemessener Emissionsstrom; R_q = Querwiderstand der ganzen Kathode; φ = Austrittsarbeit der Elektronen in V.

Nach Kroczek ist $\frac{\Delta L - N_K}{I_e} =$
 $= f(I_e) = \varphi - I_e R_q$ eine Gerade. Somit ist die Neigung der Geraden ein Maß für R_q und der Ordinatenabschnitt ein Maß für die Austrittsarbeit.

Einfluß der Schichtdicke des Oxyds (Abb. 141).

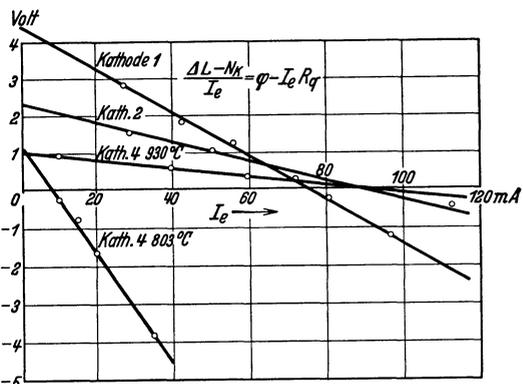


Abb. 141.

¹ Vgl. Fußnote 1, S. 101. — ² Dushman, S.: Rev. modern Phys. 2 (1930), 381. — ³ Sixtus, K.: Ann. Phys. 3 (1929), 1041. — ⁴ Schottky-Rothe: Handbuch der Experimentalphysik Bd. 13/1 (1929), S. 169. — ⁵ Kroczek, J.: Erscheinungen an Oxydkathoden und deren Querwiderstand. Diss. Dtsch. techn. Hochschule Brünn 1930.

Zusammensetzung der Paste: 95 % BaCO₃ + 5 % SrCO₃, aufgeschwemmt mit 10 % iger Essigsäurelösung.

	Faden 1	Faden 2	Faden 4	Faden 10
Länge des bestrichenen Teiles in cm	5,8	4,0	3,2	0,9
Radiale Stärke der Schicht in cm	0,003	0,001	0,0075	0,0005 ÷ 0,001
Emittierende Oberfläche in cm ²	0,328	0,176	0,271	0,036
Beobachtungstemperatur in °C	803	803	803 830	955 900 825
Querwiderstand in $\frac{\Omega}{\text{mm}^2}$	1891	454	3930 294,0	73,0 88,0 120,0
Austrittsarbeit in V	4,4	2,31	—	1,66 1,66 1,37

Einfluß von Nachheizen und Nachformieren des Glühfadens (Abb. 142).

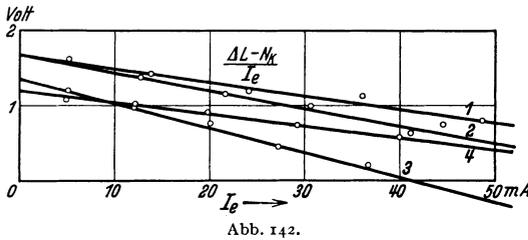


Abb. 142.

Kurve 1: Messung am gut formierten Faden bei 955° C. $R' = 73,0 \Omega/\text{mm}^2$; $\varphi = 1,66 \text{ V}$.

Kurve 2: Temperatur auf 900° C herabgesetzt (ohne Glühen oder Nachformieren). $R' = 88,0 \Omega/\text{mm}^2$; $\varphi = 1,66 \text{ V}$.

Kurve 3: Kurzzeitiges Aufglühen ohne Anodenspannung, anschließend Nachformieren bei nicht allzu hoher Anodenspannung bei höherer Temperatur.

Messung bei $T = 825^\circ \text{ C}$; $R' = 120,0 \Omega$; $\varphi = 1,37 \text{ V}$.

Kurve 4: Anschließend Ausglühen und Nachformieren bei höherer Temperatur. Messung bei $T = 955^\circ \text{ C}$. $R' = 60,0 \Omega/\text{mm}^2$; $\varphi = 1,19 \text{ V}$.

Zusammensetzung der Paste wie oben (Faden 10).

Einfluß der Temperatur (Abb. 143).

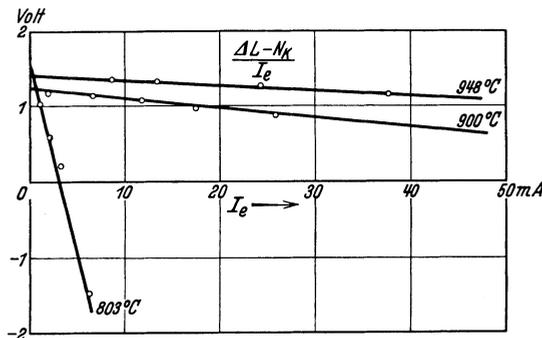


Abb. 143.

Zusammensetzung der Paste: 50 % BaCO₃; etwa 49,7 % Sr; etwa 0,3 % CaCO₃ mit organischem Schwemmittel.

Länge des bestrichenen Teils 0,9 cm; radiale Stärke der Schicht 0,0065 cm.

Emittierende Oberfläche: $F = 0,0707 \text{ cm}^2$; Beobachtungstemperaturen: 803; 900; 948° C.

m 9) Menge des Bariums an der Oberfläche einer Oxydkathode¹.

Faden: Kerndraht aus Pt mit 5 % Ir; Länge 20 mm; Durchmesser 0,20 mm.
 Paste: Gemisch aus Ba-, Sr-, K-Karbonat.

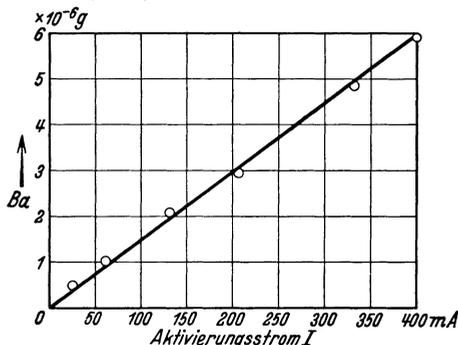


Abb. 144. Menge des Bariums, gemessen durch den bei der Reaktion des freien Bariums mit Wasserdampf entstehenden Wasserstoff als Funktion des Aktivierungsstromes I ($Ba + H_2O = BaO + H_2$; Reaktionszeit 16 h).

m 10) Durchgriff, Steuerspannung, Raumladungsstrom und Steilheit von Trioden².

A. Gitteröffnung klein gegen Abstand Gitter-Kathode.

I. Planparallele Elektrodensysteme mit Äquipotentialkathode.

Allgemeine Näherungsformel für Drahtgitter³ der Eigenschaft $2rd \leq 0,13d$ (Fehler $\leq 5\%$).

(Gilt angenähert auch für zylindrische Elektrodensysteme mit großem Kathodenradius)

rd ; d ; a ; g [cm].

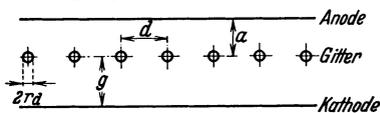


Abb. 145.

Durchgriff:

$$D = \frac{I}{2\pi a \lambda} \ln \frac{I}{2\pi r d \lambda}; \quad \text{wobei } \lambda = \text{ Drahtlänge pro cm}^2 \text{ Gitteroberfläche.}$$

Hieraus: 1. Stabgitter: $\lambda = n$ (Stabzahl pro cm Gitterbreite). 2. Maschengitter: $\lambda = n_1 + n_2$ (Summe der Quer- und Längsstabzahl pro cm^2).

Steuerspannung:
$$U_{st} = \frac{U_g + D U_a}{1 + D}$$

U_g [V] Gitterspannung; U_a [V] Anodenspannung; F_k [cm^2] Kathodenoberfläche. Raumladungsstrom (für mittleren Teil der Kennlinie):

$$i_r = 2,35 \cdot 10^{-3} \frac{F_k}{g^2} U_{st}^{3/2} \text{ [mA].}$$

Steilheit:
$$S = \frac{\partial i_r}{\partial U_g} = 3,53 \cdot 10^{-3} \frac{F_k}{g^2} \sqrt{U_{st}} \left[\frac{\text{mA}}{\text{V}} \right].$$

II. Planparallele Elektrodensysteme mit direkt geheizter Kathode (Berücksichtigung des Spannungsabfalls längs der Kathode).

Durchgriff und Steuerspannung wie unter A, I.

Wahrer Raumladungsstrom i_{rw} im Verhältnis zum Raumladungsstrom bei Äquipotentialkathode i_r :

I. $U_h \leq U_{st}$:

$$\frac{i_{rw}}{i_r} = \frac{2}{5} \frac{U_{st}}{U_h} \left[1 - \left(1 - \frac{U_h}{U_{st}} \right)^{5/2} \right] \text{ (vgl. Abb. 146, untere Kurve links)}$$

U_{st} [V] Steuerspannung; U_h [V] Heizspannung.

¹ Berdennikowa, T. P.: Physik. Z. Sowjet-Union Bd. 2 H. 1 (1932) S. 77.

² Für Dioden ist in den Gleichungen für Raumladungsstrom und Steilheit U_{st} durch U_a (Anodenspannung) zu ersetzen.

³ Vgl. z. B. W. Schottky: Arch. Elektrotechn. Bd. 8 (1919) S. 1 u. 299 oder F. Ollendorff: Potentialfelder, 1932.

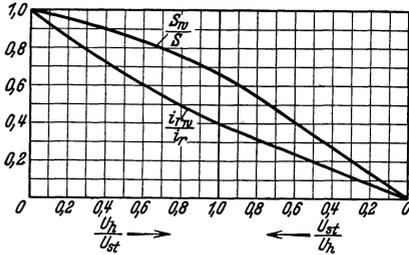


Abb. 146. Wahrer Raumladungsstrom i_{rw} im Verhältnis zum Raumladungsstrom i_r bei Äquipotentialkathoden. Wahre Steilheit S_w im Verhältnis zur Steilheit S bei Äquipotentialkathoden.

2. $U_h \geq U_{st}$:

$$\frac{i_{rw}}{i_r} = \frac{2}{5} \frac{U_{st}}{U_h}$$

(vgl. Abb. 146, untere Kurve rechts).

Wahre Steilheit S_w im Verhältnis zur Steilheit bei Äquipotentialkathoden S :

1. $U_h \leq U_{st}$:

$$\frac{S_w}{S} = \frac{2}{3} \frac{U_{st}}{U_h} \left(\left[1 - \left(1 - \frac{U_h}{U_{st}} \right)^{5/2} \right] - \left[\left(1 - \frac{U_h}{U_{st}} \right)^{3/2} \frac{U_h}{U_{st}} \right] \right)$$

(vgl. Abb. 146, obere Kurve links).

2. $U_h \geq U_{st}$: $\frac{S_w}{S} = \frac{2}{3} \frac{U_{st}}{U_h}$ (vgl. Abb. 146, obere Kurve rechts).

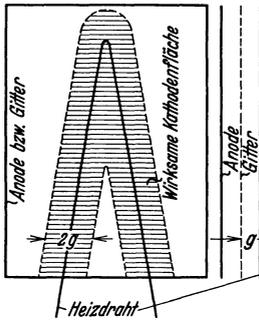


Abb. 147.

III. Planparallele Anoden- und Gittersysteme, fadenförmige Kathode¹.

Man benutze für planparallele Anoden und Gittersysteme bei fadenförmiger Kathode die Formeln unter A, I oder A, II, setze aber zur Berechnung von Raumladungsstrom und Steilheit für die Kathodenfläche die „wirksame Kathodenfläche“ ein. Diese erhält man durch Projektion des Kathodendrahtes auf die Anode in der Breite $2g$ (vgl. Abb. 147). Sich überdeckende Flächen werden nicht gezählt. (Schraffierte Fläche = wirksame Fläche.)

IV. Zylindrische Elektrodensysteme mit Äquipotentialkathoden.

Allgemeine Näherungsformel für Drahtgitter der Eigenschaft $2r_a \leq 0,13d$ (Fehler $\leq 5\%$); $r_a \ll d \ll a$.

Durchgriff: $D = \frac{1}{\lambda} \frac{\ln \frac{r_g}{\lambda r_a}}{\ln \frac{r_a}{r_g}}$, λ = Drahtlänge pro cm Gitterlänge in Achsenrichtung.

Hieraus:

1. Stabgitter aus Runddrähten:

$$D = \frac{1}{n} \frac{\ln \frac{r_g}{n r_a}}{\ln \frac{r_a}{r_g}}; \lambda = n \text{ (Stabzahl; vgl. Abb. 148).}$$

2. Wendelgitter aus Runddrähten:

$$D = \frac{1}{2\pi \cdot r_g \cdot n} \frac{\ln \frac{1}{2\pi \cdot n \cdot r_a}}{\ln \frac{r_a}{r_g}}, \lambda = 2\pi r_g n \text{ (n = Wendeln pro cm Gitterlänge).}$$

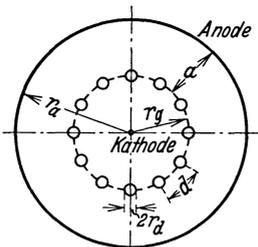


Abb. 148. r_a ; r_g ; r_a [cm].

Steuerspannung: $U_{st} = \frac{U_g + D U_a}{1 + D}$.

Raumladungsstrom (für mittleren Teil der Kennlinie):

$$i_r = 1,475 \cdot 10^{-2} \frac{l}{r_g} U_{st}^{3/2} \text{ [mA]} \quad l \text{ [cm] emittierende Kathodenlänge.}$$

Steilheit: $S = \frac{\partial i_r}{\partial U_g} = 2,21 \cdot 10^{-2} \frac{l}{r_g} \sqrt{U_{st}} \left[\frac{\text{mA}}{\text{V}} \right]$.

¹ Kusunose, Y.: Res. of the Elektrot. Lab. Nr. 237 Tokio 1928.

V. Zylindrische Elektrodensysteme mit direkt geheizter Kathode (Berücksichtigung des Spannungsabfalles längs der Kathode).

Der wahre Raumladungsstrom i_{rw} und die wahre Steilheit S_w nehmen im selben Verhältnis ab wie bei A, II, nur sind für i_r und S hier die Werte von A, IV zu benutzen.

B. Gitteröffnung beliebig.

Der Durchgriff wird auf die „numerische Gitteröffnung“ O zurückgeführt:

$$D = \frac{O}{1 - O}.$$

I. Planparallele Elektrodensysteme.

Steuerspannung:
$$U_{st} = \frac{U_g + D U_a}{1 + D}.$$

Raumladungsstrom (für mittleren Teil der Kennlinie).

$$i_r = 2,35 \cdot 10^{-3} \frac{F_k}{g_w^2} U_{st}^{3/2} \text{ [mA]}.$$

Steilheit:
$$S = \frac{\partial i_r}{\partial U_g} = 3,53 \cdot 10^{-3} \frac{F_k}{g_w^2} \sqrt{U_{st}} \left[\frac{\text{mA}}{\text{V}} \right].$$

U_g [V] Gitterspannung; U_a [V] Anodenspannung; F_k [cm²] Kathodenoberfläche; g_w [cm] wirksame Anodenentfernung (s. unten und Fußnote 1).

1. Stabgitter aus Flachdrähten.

Numerische Gitteröffnung:

$$O = \frac{-\ln \sin \frac{\pi b}{d}}{2 \frac{\pi a}{d} - \ln \sin \frac{\pi b}{d}}$$

(vgl. Abb. 149).

Wirksame Anodenentfernung¹:

$$g_w = g + O \cdot a$$

(Abb. 149).

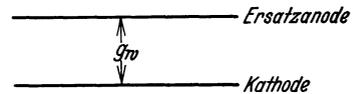
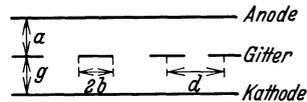


Abb. 149.

2. Stabgitter aus Runddrähten.

Numerische Gitteröffnung:

$$O = \frac{t}{2 \frac{\pi a}{d} + t - 2 \delta};$$

wobei: $z_0 = \frac{\pi r_d}{d}^2;$

$$t = -\ln 2 z_0 + \frac{z_0^2}{1 + \left(\frac{1}{3} z_0^2 - \frac{1}{675} z_0^8 \right) \frac{1}{1 + \frac{4}{189} z_0^6}} - \left(\frac{\frac{1}{18} z_0^4}{1 + \frac{1}{15} z_0^4} \right);$$

$$\delta = \frac{z_0^2}{1 + \left(\frac{1}{3} z_0^2 - \frac{1}{675} z_0^8 \right) \frac{1}{1 + \frac{4}{189} z_0^6}} \quad (\text{vgl. Abb. 150})^2.$$

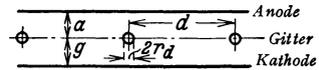


Abb. 150.

¹ Die vereinigte Wirkung von Anode und Gitter wird erfaßt durch Einführung einer Ersatzanode, die von der Kathode den Abstand g_w hat (Abb. 149).

² Für kleines z_0 können die eingeklammerten Glieder vernachlässigt werden, so daß

$$O \approx \frac{t}{2 \frac{\pi a}{d} + t - 2 z_0^2}; \quad t = -\ln 2 z_0 + z_0^2; \quad z_0 = \frac{\pi r_d}{d}.$$

Hieraus ergibt sich für kleines z_0 :

$$O \approx \frac{-\ln 2 z_0 + z_0^2}{2 \frac{\pi a}{d} - \ln 2 z_0 - z_0^2}$$

oder

$$O \approx 1 - 2 \frac{\frac{\pi a}{d} - z_0^2}{2 \frac{\pi a}{d} - \ln 2 z_0 - z_0^2}$$

Wirksame Anodentfernung g_w von der Kathode (s. Abb. 149).

$$g_w = g_{red} + O \cdot a_{red}; \text{ wobei } g_{red} = g - \Delta; a_{red} = a - \Delta; \Delta = \frac{d}{\pi} \delta.$$

3. Maschengitter.

Für Maschengitter gilt allgemein: Man rechne das Maschengitter auf ein Stabgitter aus demselben Draht und von gleicher wirksamer Drahtlänge wie beim Maschengitter um. Der Durchgriff des so errechneten Stabgitters ist dann dem des Maschengitters gleich.

Beispiel: Die Fläche des Maschengitters, dessen Durchgriff berechnet werden soll, sei $p \cdot q \text{ cm}^2$; Durchmesser der Drähte $2 r_d$; Abstand der Drähte d' . Dann sind in p -Richtung $\frac{p}{d'}$ Drähte, in q -Richtung $\frac{q}{d'}$ Drähte vorhanden. Gesamtlänge: $l' = \frac{p q}{d'} + \frac{q p}{d'} = 2 \frac{p q}{d'}$. Berücksichtigt man die doppelte Lage der Drähte an den Kreuzungspunkten des Maschengitters, so ist die wirksame Länge des Maschendrahtes $l_w = \frac{2 p q}{d'} - \frac{q p}{d'^2} \cdot 2 r_d$. Daraus kann man $\frac{l_w}{q}$ oder $\frac{l_w}{p}$ Stäbe in Richtung q oder p machen.

Die Drahtabstände des umgerechneten Gitters sind also $d = \frac{p q}{l_w}$, so daß für ein Gitter aus Runddrähten wird (für Gitter aus Flachdrähten ist sinngemäß ebenso zu verfahren): $O \approx \frac{-\ln 2 \alpha_0 + \alpha_0^2}{2 \frac{\pi a}{d} - \ln 2 \alpha_0 - \alpha_0^2}$ 1 worin $\alpha_0 = \frac{\pi r_d}{d'} \cdot 2 \left(1 - \frac{r_d}{d'}\right)$

a = Abstand Anode Mittelpunkt des Gitterdrahtes; $2 r_d$ = Drahtdurchmesser; d' = Abstand der Drähte.

II. Zylindrische Elektrodensysteme.

Steuerspannung: $U_{st} = \frac{U_g + D U_a}{1 + D}$.

Raumladungsstrom: $i_r = 1,475 \cdot 10^{-2} \frac{l}{r_{gw}} U_{st}^{3/2} \text{ [mA]}$

bei l cm Länge des Elektrodensystems in Achsenrichtung; r_{gw} [cm] wirksamer Anodenradius (der Ersatzanode s. unten).

Steilheit (für mittleren Teil der Kennlinie):

$$S = \frac{\partial i_r}{\partial U_g} = 2,21 \cdot 10^{-2} \frac{l}{r_{gw}} \sqrt{U_{st}} \left[\frac{\text{mA}}{\text{V}} \right].$$

1. Stabgitter aus Flachdrähten.

Numerische Gitteröffnung:

$$O = \frac{-\ln \sin \frac{n}{2} \cdot \frac{b}{r_g}}{n \ln \frac{r_a}{r_g} - \ln \sin \frac{n}{2} \cdot \frac{b}{r_g}}; n = \text{Stabzahl.}$$

Radius der Ersatzanode (zur Berechnung des Raumladestromes).

Ersatzanode

$$r_{gw} = r_g^{(1-O)} \cdot r_a^O.$$

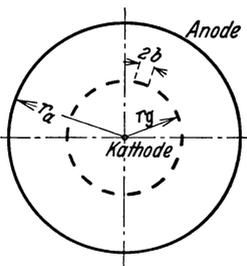


Abb. 151.

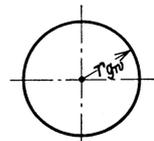


Abb. 152.

¹ Genauere Rechnung s. oben B I, 2.

2. Stabgitter aus Runddrähten.

Numerische Gitteröffnung (Näherungsformel für $n > 2$).

$$O = \frac{t}{n \ln \frac{r_a}{r_g \sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}} + t - 2\delta}; \quad n = \text{Stabzahl.}$$

wobei:

$$t \approx -\ln 2 z_0 + z_0^2; \quad z_0 \approx -\frac{n}{2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\frac{r_d}{r_g}}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}}$$

$$\delta \approx z_0^2.$$

Radius der Ersatzanode (s. vorstehend).

$$r_{gw} = r_{g\text{red}} (1 - O) a_{\text{red}}^0;$$

wobei

$$r_{g\text{red}} = r_g \left(1 - \frac{\delta}{n \sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}} \right)$$

$$a_{\text{red}} = r_a - r_g \left(1 + \frac{\delta}{n \sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}} \right).$$

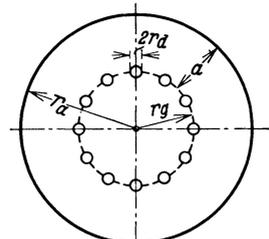


Abb. 153.

3. Wendelgitter.

Der Durchgriff bei einem Wendelgitter mit der Gesamtdrahtlänge l ist gleich dem Durchgriff bei einem Stabgitter von derselben Drahtlänge l . Man kann also nach Umrechnung des Wendelgitters auf ein äquivalentes Stabgitter die Formeln unter 1 oder 2 benutzen.

Beispiel für Wendelgitter aus Runddrähten.

Numerische Gitteröffnung¹.

$$O \approx \frac{t}{n \ln \frac{r_a}{r_g \sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}} + t - 2\delta}$$

wobei:

$$t \approx \ln 2 z_0 + z_0^2; \quad z_0 = -\frac{n}{2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\frac{r_d}{r_g}}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}}$$

 $n =$ Anzahl der Windungen pro cm

$$\delta \approx z_0^2.$$

Radius der Ersatzanode.

$$r_{gw} = r_{g\text{red}}^{(1-O)} \cdot a_{\text{red}}^O$$

wobei:

$$r_{g\text{red}} = r_g \left(1 - \frac{\delta}{n \sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}} \right);$$

$$a_{\text{red}} = r_a - r_g \left(1 + \frac{\delta}{n \sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}} \right).$$

¹ Für genauere Rechnung sind für t und δ die unter **BI, 2** angegebenen Formeln zu verwenden.

4. Maschengitter.

Die Umrechnung erfolgt analog zu dem unter B I, 3 angegebenen Verfahren.

Man rechnet das Maschengitter auf ein Stabgitter aus demselben Draht und von gleicher wirksamer Drahtlänge wie die des Maschengitters um. Der Durchgriff des so errechneten Stabgitters ist dann dem des Maschengitters gleich.

Beispiel: Bezieht man sich auf eine Gitterfläche von 1 cm^2 , so ist beim Maschengitter die Drahtlänge insgesamt $l' = \frac{2}{d'}$ wobei d' der Abstand der Drahtmitten beim Maschengitter ist. Bei Berücksichtigung der Überkreuzungspunkte ergibt sich eine wirksame Drahtlänge $l_w = \frac{2}{d'} - \frac{2r_d}{d'^2} = \frac{2}{d'} \left(1 - \frac{r_d}{d'}\right)$. Daraus kann man in Achsenrichtung pro cm Länge $\frac{l_w}{1}$ Stäbe für das Ersatz-Stabgitter machen. Die Entfernung der Gitterstäbe im Ersatzgitter mit der Fläche 1 cm^2 ist dann $d = \frac{1}{l_w} = \frac{d'}{2 \left(1 - \frac{r_d}{d'}\right)}$. Die Stabzahl des Ersatzgitters ist:

$$n = \frac{2 \pi r_g}{d} = \frac{4 \pi r_g}{d'} \left(1 - \frac{r_d}{d'}\right).$$

Dieses n für das Ersatzgitter wird in die Formeln für Stabgitter eingesetzt. Für Gitter aus Runddrähten (vgl. B, II 2) ist dann:

$$O \approx \frac{t}{n \ln \frac{r_a}{r_g \sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}} + t - 2, \delta}$$

wobei $t \approx -\ln 2 z_0 + z_0^2$;

$$z_0 \approx \frac{\pi r_g}{d'} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\frac{r_d}{r_g}}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_d}{r_g}\right)^2}}; \delta \approx z_0^2.$$

Für Gitter aus Flachdrähten benutzt man sinngemäß die Formeln B II, 1.

C. Fadenförmige Kathode zwischen ebener Anode und Steuerplatte (Platton).

Numerische Gitteröffnung:

$$O \approx \frac{g}{d}.$$

Durchgriff:

$$D \approx \frac{O}{1 - O} = \frac{g}{d - g}.$$

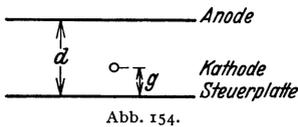


Abb. 154.

Steuerspannung:

$$U_{st} = \frac{U_g + D U_a}{1 + D}. \quad U_g \text{ [V] Gitterspannung; } U_a \text{ [V] Anodenspannung.}$$

Raumladungsstrom (durch Zurückführung auf ein äquivalentes Zylindersystem):

$$i_r = 1,475 \cdot 10^{-2} \frac{l}{r_{gw}} U_{st}^{3/2} \text{ [mA]}$$

bei l cm Achsenlänge des Systems, wobei

$$r_{gw} = (2g)^{1-O} (2(d-g))^0$$

Steilheit (für mittleren Teil der Kennlinie):

$$S = 2,21 \cdot 10^{-2} \frac{l}{r_{gw}} \cdot \sqrt{U_{st}} \left(\frac{\text{mA}}{\text{V}}\right).$$

m 11) Abhängigkeit des Durchgriffs einer Elektronenröhre vom Emissionsstrom.

1. Durch inhomogene Feldverteilung (Inselbildung) in Kathodennähe¹ Abb. 155; (Besonders stark, wenn Gitteröffnung \geq Gitter-Kathodenabstand.)

2. Durch Raumladungen zwischen Gitter und Anode (nur wenn Gitterspannung positiv, Anodenspannung negativ, Fall der Bremsfeldröhre)².

$$D = \left(\frac{\Delta U_g}{\Delta U_a} \right)_{I_a + I_g = \text{const}}$$

müßte für $I_a + I_g = \text{const}$ eine Gerade sein. Abb. 156 zeigt Abweichungen infolge veränderlichen Durchgriffs (bei fein unterteiltem Gitter).

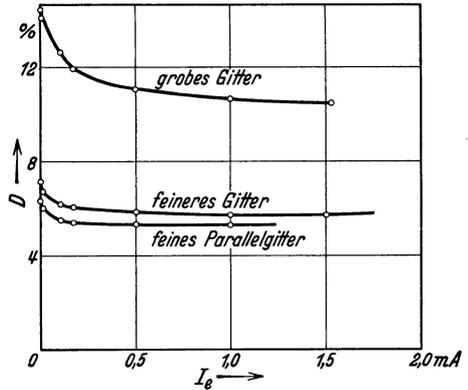


Abb. 155. Abhängigkeit des Durchgriffs vom Emissionsstrom.

- D = Durchgriff;
- U_g = Gitterspannung;
- U_a = Anodenspannung;
- I_g = Gitterstrom;
- I_a = Anodenstrom.

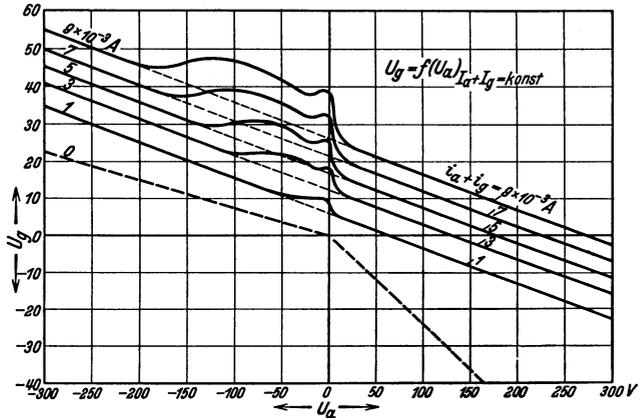


Abb. 156. Gitterspannung in Abhängigkeit von der Anodenspannung. $U_g = f(U_a)$ bei $I_a + I_g = \text{const}$.

m 12) Magnetronröhre.

Die Magnetronröhre hat eine kreiszylindrische Anode, in deren Achse der Heizfaden verläuft. Parallel zu diesem wirkt ein homogenes Magnetfeld \mathfrak{S} .

Die Gleichungen für die Radialbewegung (Radius ϱ) des Elektrons lauten:

$$m_0 \frac{d^2 \varrho}{dt^2} = e \frac{\partial}{\partial \varrho} \left(\varphi - \Pi^2 \frac{e}{m_0} \frac{1}{8} \varrho^2 \mathfrak{S}^2 \right)$$

m_0 = Elektronenmasse; e = Elementarladung; φ = elektr. Potential.

Setzt man das Fadenpotential mit Null an, so ist einem aus dem Faden austretendem Elektron nur der durch

$$\varphi - \Pi^2 \frac{e}{m_0} \frac{1}{8} \varrho^2 \mathfrak{S}^2 \geq 0; \quad \mathfrak{S} \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}} \right]; \quad \Pi = 4 \pi \cdot 10^{-9}$$

gekennzeichnete Zylinderbereich erreichbar. Dieser Bereich mit dem Radius ϱ_{max} kann durch Veränderung von \mathfrak{S} , U_a (Anodenspannung) oder ϱ_a (praktisch durch Konstruktion festgelegt) innerhalb der Anode bleiben oder die Anode umfassen. In dem ersten Falle erreichen die Elektronen die Anode nicht, im andern Falle fließt ein Anodenstrom. Im Grenzfall $\varrho_{\text{max}} = \varrho_a$ lauten die Betriebsbedingungen

$$\varrho_a = \sqrt{\frac{8 m_0 U_a}{\Pi e \mathfrak{S}^2}}; \quad \frac{U_a}{(\varrho_a \mathfrak{S})^2} = \frac{1}{8} \frac{e}{m_0} \Pi^2 = 0,035; \quad U_a [\text{V}]; \quad \varrho_a [\text{cm}].$$



Abb. 157.

¹ Rukop, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 14 (1919) S. 110.

² Pool jr., B. van der: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 25 (1925) S. 126.

Knoll, Ollendorff u. Rompe, Gasentladungstabellen.

Praktisch setzt der Anodenstrom nicht plötzlich ein, da die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der Kathode verschieden ist. Geringe Änderungen von \mathfrak{B} oder U_a in der Nähe des „kritischen“ Punktes bewirken aber starke Änderungen des Anodenstromes.

m 13) Ablenkung eines Strahlenbündels in einer Kathodenstrahlröhre¹.

1. Strahlausschlag auf dem Leuchtschirm durch ein Magnetfeld von der Induktion \mathfrak{B} [Gauß]² bei der Anodenspannung U_b .

a) Unbegrenzt homogenes Ablenkkfeld (Strahllänge kleiner als Feldausdehnung, z. B. Erdfeld).

$$x' = \frac{c}{2\sqrt{U_b}} \sqrt{\frac{I}{U_b + 2m_0c^2/e}} \mathfrak{B} l^2 \quad U_b \text{ [kV]}$$

$$= \frac{0,15}{\sqrt{U_b}} \sqrt{\frac{I}{U_b + 1020}} \mathfrak{B} l^2 \text{ [cm]} \quad l \text{ [cm]}$$

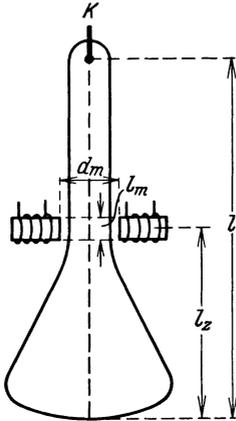


Abb. 158.

b) Begrenzt homogenes Ablenkkfeld (Ablenkspulen, Abb. 158).

$$x = \frac{0,3}{\sqrt{U_b}} \sqrt{\frac{I}{U_b + 1020}} \mathfrak{B} l_m l_z \text{ [cm]}; \quad U_b \text{ [kV]}; \quad l_m, l_z \text{ [cm]};$$

c) Ablenkgleichung 1b für langsame Elektronen:

$$x = 0,3 \frac{\mathfrak{B} l_m l_z}{\sqrt{U_b}} \text{ [cm]}; \quad U_b \text{ [V]}.$$

d) Berechnung der Ablenkspulen mit parallelen Polflächen:

Stromamplitude I_{\max} [A]; Windungszahl N ; Gewünschter Strahlausschlag x [cm]; Polabstand d_m [cm]; U_b [kV].

Für Spulen mit vernachlässigbar kleinem magnetischen Eisenwiderstand.

$$I_{\max} = \frac{10}{4\pi} \frac{I}{N} d_m \cdot \mathfrak{B} \text{ [A]}.$$

Gleichung für die Windungszahl:

$$N = 2,65 \sqrt{U_b} \sqrt{U_b + 1020} \frac{x d_m}{I_{\max} l_m l_z}$$

2. Strahlausschlag auf dem Leuchtschirm durch ein elektrisches Feld von der Feldstärke \mathfrak{E} [V/cm] bei der Anodenspannung U_b .

a) Unbegrenzt homogenes Ablenkkfeld (Strahllänge kleiner als Feldausdehnung).

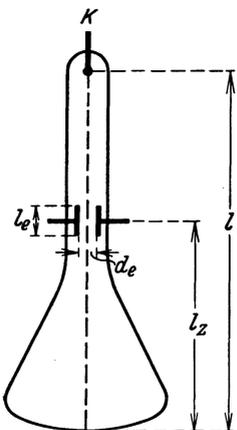


Abb. 159.

$$x' = \frac{I}{2 \cdot U_b} \frac{U_b + \frac{m_0 c^2}{e}}{U_b + \frac{2 m_0 c^2}{e}} \mathfrak{E} l^2,$$

$$= 5 \cdot 10^{-4} \frac{I}{U_b} \frac{U_b + 510}{U_b + 1020} \mathfrak{E} l^2 \text{ [cm]}; \quad U_b \text{ [kV]}; \quad l \text{ [cm]}.$$

b) Begrenzt homogenes Ablenkkfeld (Ablenksplatten, Abb. 159).

$$x = I \cdot 10^{-3} \frac{I}{U_b} \frac{U_b + 510}{U_b + 1020} \mathfrak{E} l_e \cdot l_z \text{ [cm]}; \quad U_b \text{ [kV]}; \quad l_e, l_z \text{ [cm]}.$$

c) Ablenkgleichung 2b für langsame Elektronen:

$$x = \frac{I}{2} \frac{\mathfrak{E} l_e l_z}{U_b} \text{ [cm]}; \quad U_b \text{ [V]}.$$

d) Berechnung von parallelen Ablenksplatten: Spannungsamplitude U_{\max} [V] an den Ablenksplatten. Gewünschter Strahlausschlag x [cm]; Plattenabstand d_e [cm] U_b [kV]

$$l_e = 1000 U_b \frac{U_b + 1020}{U_b + 510} \frac{d_e x}{U_{\max} l_z} \text{ [cm]}.$$

¹ Gleichung 1, a, b und d, sowie Gleichung 2, a, b und d gelten für schnelle und langsame Elektronen. — ² Umrechnung s. Ziffer s 2. S. 156.

m 14) Dispersion und Streuung eines Elektronenstrahlbündels.

1. Strahlverbiegung durch elektromagnetische Feldkräfte zwischen den bewegten Elektronen¹.

Schnelle Elektronen (vgl. Abb. 160).
 U_b Beschleunigungsspannung; r Strahlradius in der Blende;
 y Strahlradius in der Entfernung x von der Blende.

$R = \frac{y}{r}$ Strahlverbreiterung in der Entfernung x von der Blende; j Stromdichte in der Blende.

Es ist:

$$x = \sqrt{\frac{m_0 c}{4 \pi e} \left[\frac{2}{c^2} \frac{e}{m_0} U_b + \left(\frac{1}{c^2} \frac{e}{m_0} U_b \right)^2 \right]^{3/4}} i^{-1/2} \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}}.$$

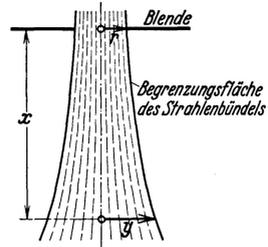


Abb. 160.

Die Auswertung dieser Beziehung ist mittels Abb. 161 möglich².

Sind Strahlänge x , Beschleunigungsspannung U_b und Stromdichte j im Blendenquerschnitt gegeben, so findet man die Strahlverbreiterung auf folgendem Wege: Man sucht den Schnittpunkt der Ordinate über der Strahlänge x mit der Geraden für die gegebene Spannung U_b . Durch diesen Punkt legt man zur Abszisse eine Parallele. Der Schnittpunkt dieser mit der Linie für die gegebene Stromdichte j gibt die Strahlverbreiterung R an.

Beispiel: $x = 100$ cm; $U_b = 10$ kV; $j = 300 \frac{\mu A}{mm^2}$ ergibt $R = 5,6$.

Eine spezielle Auswertung der obigen Gleichung gibt Abb. 162.

Langsame Elektronen: U_b [kV]

$$x = 59,2 \sqrt[4]{\frac{U_b^3}{i^2}} \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}} \text{ [cm]} \quad i \left[\frac{\mu A}{mm^2} \right]$$

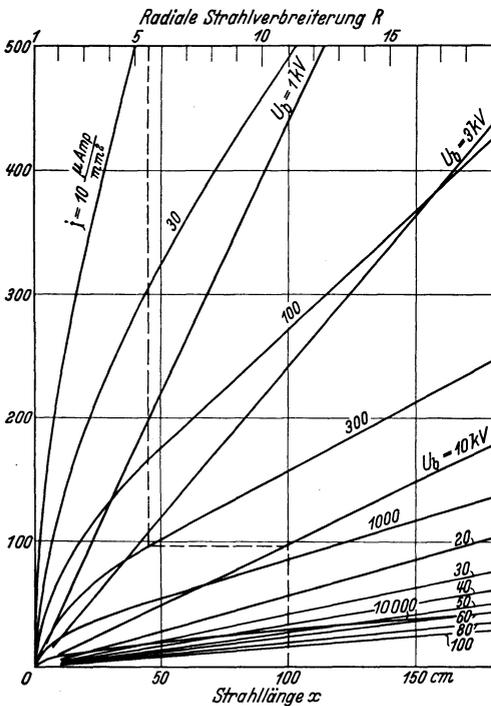


Abb. 161. Kurventafel zur Bestimmung der radialen Strahlverbreiterung eines Parallelstrahls von Elektronen.

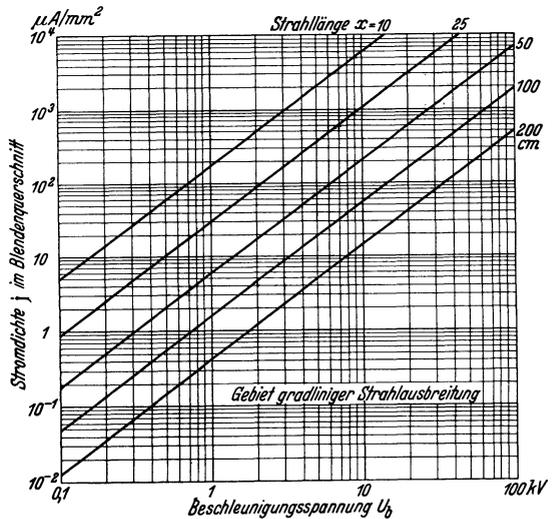


Abb. 162. Stromdichte im Blendenquerschnitt, die bei gegebener Beschleunigungsspannung U_b und gegebener Strahlänge x eine Verbreiterung des Strahldurchmessers auf das doppelte bewirkt.

¹ Watson, E. E.: Philos. Mag. (S 7) Bd. 3 (1924) S. 849. — ² Knoll, M. u. E. Ruska: Ann.

Physik (F 5) Bd. 12 (1932) S. 604. Auswertung des Integrals $\int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}}$ vgl. Ziffer t 6. S. 166.

2. Richtungsänderung der Elektronen durch Zusammenstöße mit Gasmolekülen.

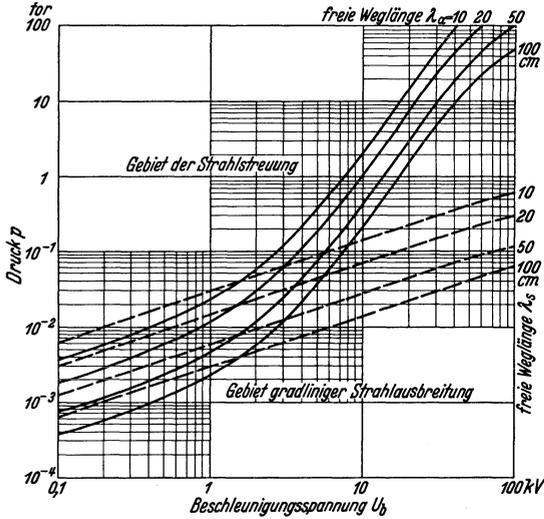


Abb. 163. Zusammenhängende Werte von Druck p und Beschleunigungsspannung U_b für eine mittlere freie Elektronenweglänge von 100 cm bis 10 cm in Luft.

Streuung tritt ein, wenn die Strahlänge l gleich oder größer als die mittlere freie Weglänge λ der Elektronen in dem Füllgas der Röhre ist. λ ist dem absorbierenden bzw. dem sekundärstrahlenden Querschnitt der Restgasmoleküle indirekt proportional. In Abb. 163 sind die zu verschiedenen Drucken p und Beschleunigungsspannungen U_b einer Kathodenstrahlröhre gehörigen freien Weglängen λ_a (absorbierender Querschnitt) und λ_s (sekundärstrahlender Querschnitt)¹ für Strahlängen von 100, 50, 20 und 10 cm angegeben.

Gebiet der Streuung in das streuungsfreie Gebiet

Nur der unterhalb beider Kurven liegende Spannungsbereich ist frei von Streuung. Der Übergang vom streuungsfreie Gebiet erfolgt allmählich.

m 15) Durchlässigkeit eines Lenard-Fensters für Elektronen (in Abhängigkeit von der Foliendicke und der Voltgeschwindigkeit)².

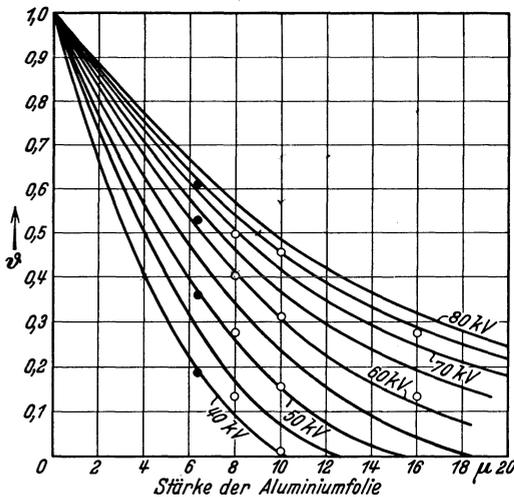


Abb. 164. Durchlässigkeit ϑ eines Lenard-Fensters aus Aluminium für Elektronenstrahlen in Abhängigkeit von Foliendicke und Voltgeschwindigkeit der Elektronen.

Die Kurven gelten für Aluminium von der Dichte 2,9; für Folien aus anderen Stoffen von der Dichte γ wird die Ordinate ϑ mit $\frac{\gamma_{al}}{\gamma} = \frac{2,9}{\gamma}$ multipliziert.

Zellonfenster: $\gamma = 1,27$.

Zellophan: $\gamma = 1,45$.

¹ Nach Messungen von P. Lenard: Quantitatives über Elektronenstrahlen, 1925 S. 181. Tabelle 15.

² Borries, B. v. u. M. Knoll: Phys. Z. Bd. 35 (1934) S. 279.

m 16) Brennweite elektrischer Linsen¹.

$r_1; r_2$ Linsen- raden	Beschleunigungslinsen $\left(U_k \text{ positiv, } n = \sqrt{1 + \frac{U_k}{U_b}} > 1 \right)$	Verzögerungslinsen $\left(U_k \text{ negativ, } n = \sqrt{1 + \frac{U_k}{U_b}} < 1 \right)$
	$f = \frac{a \cdot b}{a + b}$	f
	$f = \frac{1}{n-1} \cdot \frac{r}{2}$	$f = \frac{n}{1-n} \cdot \frac{r}{2}$
	$f = \frac{1}{n-1} \cdot r$	$f = \frac{n}{1-n} \cdot r$
	$f = \frac{1}{n-1} \cdot \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} = \left(1 + \frac{r_1 r_2}{f r_2 - r_1 } \right)^2 - 1$	$f = \frac{n}{1-n} \cdot \frac{r_1 r_2}{ r_2 - r_1 }$
	$\frac{U_k}{U_b} = \left(1 + \frac{r}{2f} \right)^2 - 1$	$\frac{U_k}{U_b} = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{2f} \right)^2}$
	$\frac{U_k}{U_b} \approx \frac{r_1 r_2}{f r_2 - r_1 }$	$\frac{U_k}{U_b} \approx \frac{r_1 r_2}{f}$
	$\frac{U_k}{U_b} \approx \left(1 + \frac{r}{f} \right)^2 - 1$	$\frac{U_k}{U_b} \approx \frac{2r}{f}$
	$\frac{U_k}{U_b} = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{f} \right)^2}$	$\frac{U_k}{U_b} \approx \frac{2r}{f}$
	$\frac{U_k}{U_b} = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r_1 r_2}{f r_2 - r_1 } \right)^2}$	$\frac{U_k}{U_b} \approx \frac{r_1 r_2}{f r_2 - r_1 }$
	$\frac{U_k}{U_b} = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r_1 r_2}{f r_2 - r_1 } \right)^2}$	$\frac{U_k}{U_b} \approx \frac{r_1 r_2}{f r_2 - r_1 }$

U_k = Spannung an dem die Linse bildenden Kondensator.

U_b = Beschleunigungsspannung der Elektronen (Eintrittsgeschwindigkeit in die Linse).

a, b Gegenstands- und Bildweite.

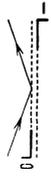
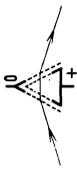
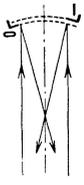
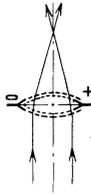
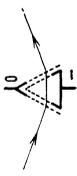
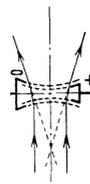
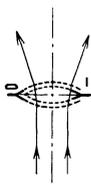
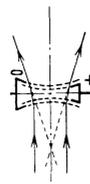
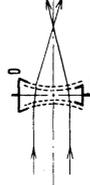
Brennweite einer Konkavlinse mit nur einer Doppelfläche²: $f = \frac{r}{1 - \sqrt{\frac{U_1}{U_2}}}$

U_1 = Eintrittsgeschwindigkeit [V]; U_2 = Austrittsgeschwindigkeit [V].

¹ Knoll u. Ruska: Beitrag zur geometrischen Elektronenoptik. Ann. Physik. 5. Folge Bd. 12 (1932) S. 656.

² Knoll u. Schlömilch: Arch. Elektrotechn. Bd. 28 (1934) S. 511.

m 17) Elektrische Elemente der geometrischen Elektronenoptik¹.

	Beschleunigungselemente	Form der Doppelfläche	Verzögerungselemente	
		a) Ebene		Planspiegel
Prisma von Kante weg brechend		b) { Ellipsoid Paraboloid Kugel		Hohlspiegel
Sammellinse		c) Prisma		Prisma nach Kante zu brechend
Zerstreuungslinse		d) Konvexlinse		Zerstreuungslinse
		e) Konkavlinse		Sammellinse

Die Linsen sind aufgebaut aus feinmaschigem Draht der skizzierten Form.

¹ Knoll u. Ruska: Beitrag zur geometrischen Elektronenoptik. Ann. Physik 5. Folge Bd. 12 (1932) S. 651.

m 18) Brennweite magnetischer Linsen.

a) Langsame Bewegung der Elektronen.

Voraussetzung: Kurze Spulen axial zum Elektronenstrahl außerhalb des Einflusses des Beschleunigungsfeldes (Achsgeschwindigkeit v_{z0} konstant).

Für die Radialbewegung gilt (zylindrisches System; z -Achse in Strahlmitte):

$$\frac{d^2 \varrho}{dz^2} = - \frac{\varrho}{4} \frac{\left(\frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} \Pi \right)^2 \mathfrak{S}_z^2}{v_{z0}^2}.$$

Daraus Näherung für die Richtungsänderung des Elektronenstrahles.

$$\delta \approx \frac{\varrho_0}{4} \frac{\left(\frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} \Pi \right)^2}{v_{z0}^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathfrak{S}_z^2 dz.$$

Linsenformel:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{\alpha + \beta}{\varrho_0} = \frac{\delta}{\varrho_0} = \frac{\left(\frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} \Pi \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \mathfrak{S}_z^2 dz}{4 v_{z0}^2} \equiv \frac{1}{f}.$$

Ist D die Spulendurchflutung, so definiert man:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathfrak{S}_z^2 dz = \frac{D^2}{l_w}; \quad l_w = \frac{D^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \mathfrak{S}_z^2 dz}$$

als wirksame Spulenlänge.

Ersetzt man v_{z0} durch die entsprechende Beschleunigungsspannung U , so ist:

$$\frac{f}{l_w} = \frac{8 U}{\Pi^2 \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} D^2} = 28,6 \frac{U}{D^2}.$$

Für Kreisringspule¹ (linearer Kreisleiter) vom Radius R wird:

$$l_w = \frac{2 R}{3 \pi^3}.$$

- ϱ [cm] Abstand eines Bahnpunktes von der Achse z ;
- z [cm] Länge in Achsenrichtung;
- e [clb] Elektronenladung;
- m_0 [g] Elektronenmasse;
- Π $\left[\frac{\text{Vs}}{\text{A/cm}} \right]$ Permeabilität des leeren Raumes;
- \mathfrak{S}_z [A/cm] Magnetische Feldstärke in Achsenrichtung;
- v_{z0} [cm/s] Geschwindigkeit der Elektronen in Richtung z ;
- δ Winkel im Bogenmaß;
- a [cm] „Gegenstandsweite“;

- b [cm] Bildweite;
- ϱ_0 [cm] Achsenabstand in der Ebene der Linse;
- $\alpha = \frac{\varrho_0}{a} =$ Divergenzwinkel bei Abflug aus dem Brennpunkt;
- $\beta = \delta - \alpha = \frac{\varrho_0}{b} =$ Divergenzwinkel bei Ankunft am anderen Brennpunkt;
- U [V] Vollgeschwindigkeit der Elektronen;
- D [A] Durchflutung (Amperewindungszahl der Spule).

b) Schnelle Bewegung der Elektronen.

Das magnetische Feld leistet am Elektron keine Arbeit. Mit Einführung der relativistischen Massenkorrektur² $\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ gelten die klassischen Gleichungen. Für die magnetische Linse gilt daher:

$$f = \frac{4 v_{z0}^2}{\left(\frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} \Pi \right)^2 (1 - \beta^2) \int_{-\infty}^{+\infty} \mathfrak{S}_z^2 dz}.$$

¹ Für Spulen von Rechteckquerschnitt ist die Durchflutung um $\sim 15\%$ größer; für Spulen mit Eisengehäuse und Schlitz ist nur $\sim 60\%$ der nach obiger Formel berechneten Durchflutung erforderlich. (Nach E. Ruska u. M. Knoll: Z. techn. Physik Bd. 12 (1931) Nr. 8.)

² Vgl. Ziffer b 5. S. 8.

Einführung der Beschleunigungsspannung U :

$$v_{z0}^2 = 2 \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} U \frac{1 + \frac{1}{2} \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} U \frac{1}{c^2}}{\left(1 + \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} U \frac{1}{c^2}\right)^2}; \quad 1 - \beta^2 = \frac{1}{\left(1 + \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} U \frac{1}{c^2}\right)^2};$$

c [cm/s] Lichtgeschwindigkeit.

$$f = \frac{8U}{\int_{-\infty}^{+\infty} \mathfrak{H}_z^2 dz} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} U \frac{1}{c^2}\right)$$

oder mit $l_w = \frac{D^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \mathfrak{H}_z^2 dz}$:

$$\frac{f}{l_w} = \frac{8U}{\Pi^2 \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} D^2} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{e}{m_0 \cdot 10^{-7}} U \frac{1}{c^2}\right) = 28,6 \frac{U}{D^2} (1 + 0,986 \cdot 10^{-8} U)$$

Relativistische Korrektur.

m 19) Abschirmung von Elektronenröhren gegen magnetische Störfelder¹.

Definition: Durchlässigkeit $\Delta = \frac{\mathfrak{H}_i}{\mathfrak{H}}$, wobei \mathfrak{H}_i die Feldstärke im Innern und \mathfrak{H} die außerhalb des Zylinders ist.

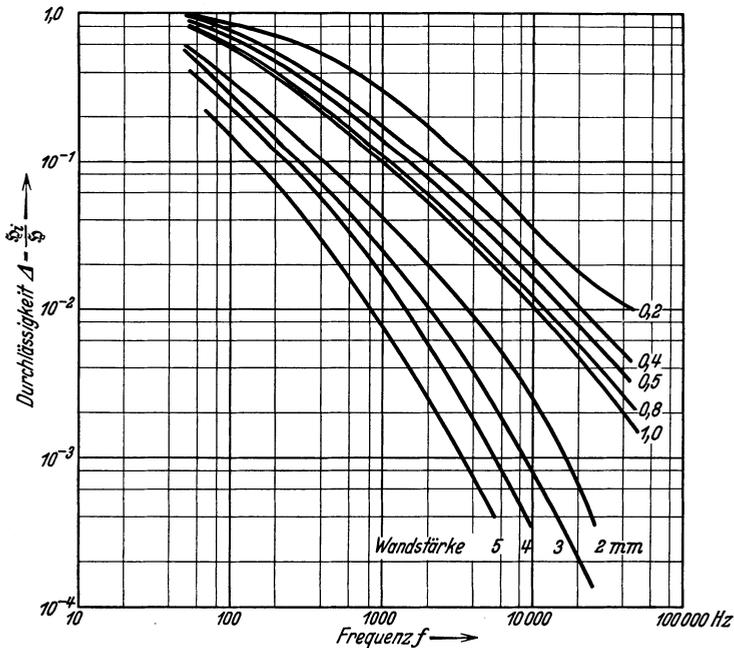


Abb. 165. Durchlässigkeit Δ von Kupferzylindern von 12 cm Durchmesser und verschiedenen Wandstärken in Abhängigkeit von der Frequenz.

¹ Lubszynski, H. G.: Diss. Techn. Hochschule Berlin, 30. Jan. 1933. Dort finden sich weitere Angaben über eine Reihe von anderen Metallen.

Für Nickelloyzylinder mit einem inneren Durchmesser von etwa 13 cm und 1 mm Wandstärke ist die Durchlässigkeit bei Feldstärken von 0,2–2 Örstedt etwa $2 \cdot 10^{-2}$ – $5 \cdot 10^{-2}$ (bei 50 Hz). Bei Frequenzen bis zu 50 kHz fällt Δ bis auf $0,5$ – $1 \cdot 10^{-2}$.

m 20) Schwärzung photographischer Platten durch Elektronenstrahlen¹.

Definition der Schwärzung:

Läßt eine Platte $\frac{I}{n}$ des auf sie fallenden Lichtes durch, so ist die zugehörige Schwärzung $S = \log n$.

a) Direkte Bestrahlung.

1. Lange Expositionsdauer ($10^2 \div 10^{-2}$ s; Abb. 166).

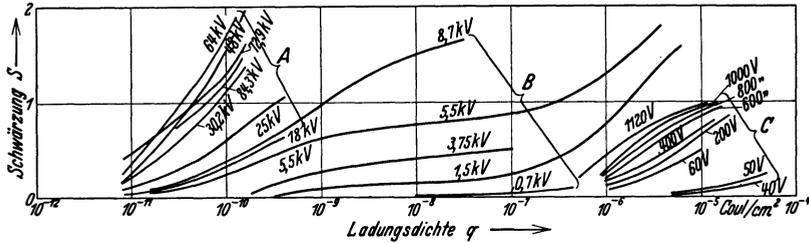


Abb. 166. Schwärzung S als Funktion der aufgefallenen Ladungsdichte und der Voltgeschwindigkeit.

A — Agfa-Extrarapidplatte².

B — Agfa-Kontrastplatte³.

C — Agfa-Extrarapidplatte⁴.

2. Kurze Expositionsdauer ($10^{-5} \div 10^{-8}$ s; Abb. 167).

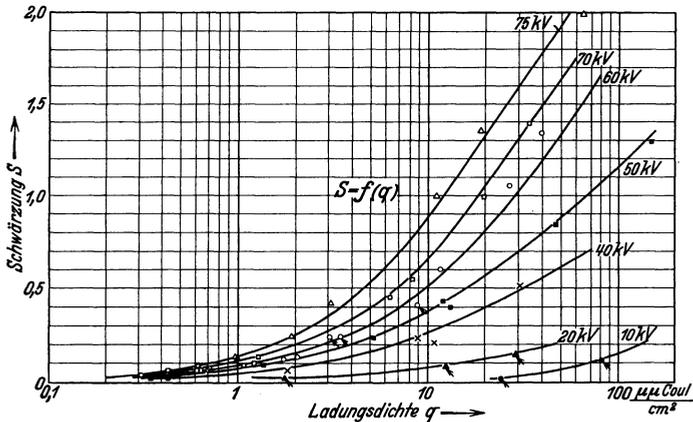


Abb. 167. Schwärzung S als Funktion der aufgefallenen Ladungsdichte und der Voltgeschwindigkeit

○ Agfa-Isochromfilm^{1 u. 5}.

¹ Borries, B. v. u. M. Knoll: Physik. Z. Bd. 35 (1934) S. 279.

² Becker, A. u. E. Kiphan: Ann. Physik Bd. 10 (1931) S. 15.

³ Nacken, M.: Physik. Z. Bd. 31 (1930) S. 296.

⁴ Weidner, V.: Ann. Physik Bd. 12 (1932) S. 239.

⁵ Schäffer, H.: Arch. Elektrotechn. Bd. 26 (1932) S. 313.

b) Indirekte Bestrahlung (durch elektronenerregte Fluoreszenz).
 1. Kurze Expositionsdauer ($10^{-5} \div 10^{-8} \text{ s}^1$; Abb. 168).

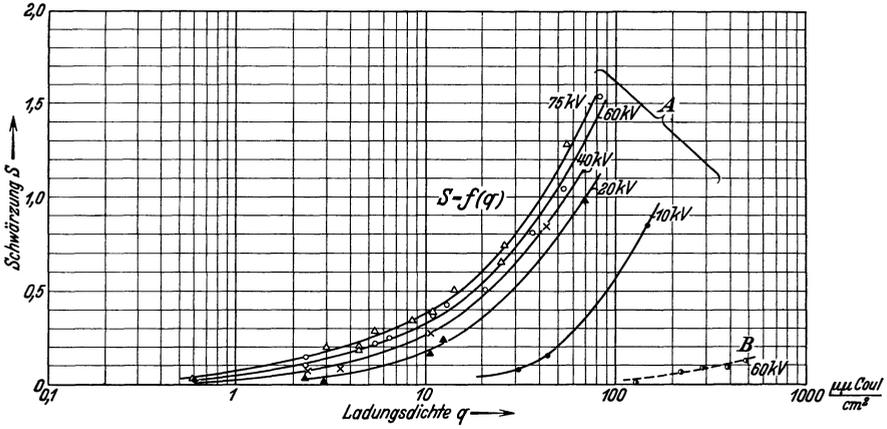


Abb. 168. Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz als Funktion der auf den Leuchtschirm fallenden Ladungsdichte und der Voltgeschwindigkeit.

Leuchtsubstanz: ZnS—Ag, blau (nach Schleede).
 Emulsion: Agfa-Isochromfilm.
 Kurven A: Kontaktphotographie.
 Kurve B: Kamera und Linse ($1 : f = 1 : 1,8$).

2. Einfluß der Belegungsstärke des Leuchtschirms¹.

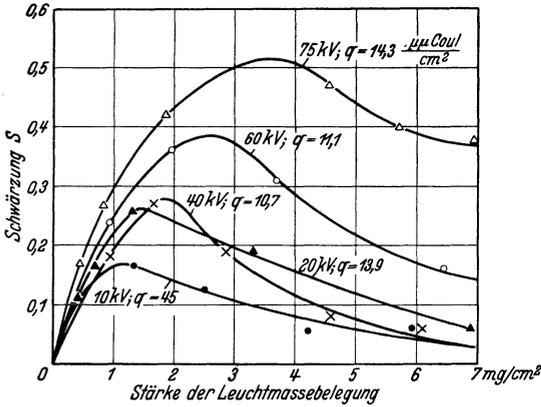


Abb. 169. Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz als Funktion der Belegungsstärke des Leuchtschirms und der Voltgeschwindigkeit.

Leuchtsubstanz:
 ZnS—Ag (blau).

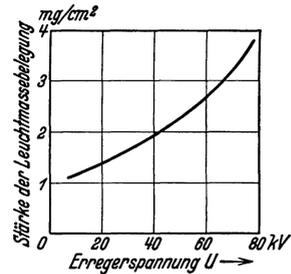


Abb. 170. Optimale Leuchtsubstanzschichtdicke des Leuchtschirms als Funktion der Voltgeschwindigkeit.

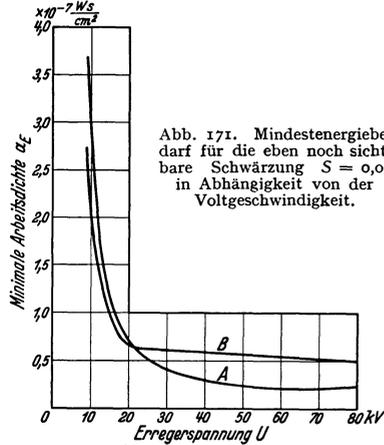
¹ Borries B. v. u. M. Knoll, Physik. Z. Bd. 35 (1934) S. 279.

c) Vergleich des Energiebedarfs bei direkter und indirekter Schwärzung.

Leuchtsubstanz:
ZnS—Ag (blau).

Kurve A.: Für direkte Schwärzung durch Elektronenstrahlen.

Kurve B.: Für Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz (Kontaktverfahren).



n) Ionenröhren.

n 1) Lichtgebilde der Glimmentladung.

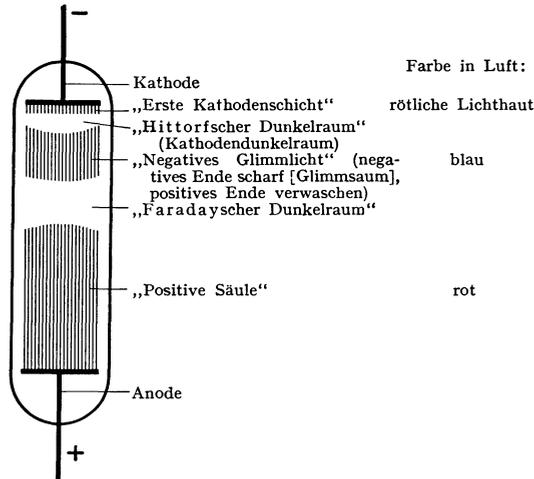


Abb. 172. Lichtgebilde der Glimmentladung bei Gleichstrom; kalte Kathode; Farben in Luft.

n 2) Farbe des negativen Glimmlichtes, der ersten Kathodenschicht, des Kathodendunkelraumes und der positiven Säule bei verschiedenen Gasen und Dämpfen.

	Negatives Glimmlicht	Erste Kathodenschicht	Kathodendunkelraum	Positive Säule
Argon . . .	blau	rosa	violettrot	violett
Arsen . . .	bläulich			grünlich
Blei . . .	gelbrot			violett
Brom . . .	gelblichgrün			rosa
Cadmium . .	rot			grünlichblau

Tabellen 2) (Fortsetzung).

	Negatives Glimmlicht	Erste Kathodenschicht	Kathodendunkelraum	Positive Säule
Caesium . .	milchiggrün	rosa		bei kleinen Belastungen blau, bei großen Belastungen weiß
Chlor	grünlich			weißgrün
Helium	blaßgrün	rot	smaragdgrün	violettrot bis gelbrosa
Jod	grünlichgelb-rosa		rötlichblau	rötlichblau
Kalium . . .	grün	grün		grün
Krypton . . .	grün		gelbgrün	
Lithium . . .	hellrot	rot		rot
Luft	blau	rosa	violett	rötlich
Magnesium . .	grün	grün		grün
Natrium . . .	weißlich	rosa bis rötlichgelb		gelb
Neon	orange	gelb	dunkelrot	blutrot
Quecksilber . .	gelblichweiß	grün		grünlich
Rubidium . . .	blauviolett	rosa		blauweiß
Sauerstoff . .	gelblichweiß	rot	violett	zitronengelb mit rosa Kern
Silber	rosa			blaß-blaugrün
Stickstoff . .	blau	rosa	violett	rotgelb
Thallium . . .	grün			grün
Wasserstoff . .	hellblau	braunrosa		rosa
Xenon	blauweiß		olivgrün	bei hohen Belastungen weiß
Zink	blau-blauviolett	violettrot		blau
CCl ₄	hellgrün			weißlichgrün
CO	grünlichweiß			weiß
CO ₂	blau			
HCl	grün			rosa
SnCl ₄	grün			himmelblau

n 3) Farben der geschichteten Säule¹.

Gas	Schichtkopf	Erster Saum	Zweiter Saum
Cadmium . .	grün	violett, indigo	
Caesium . . .	purpur	gelbrot	
Helium	violett	gelb oder grün	gelb oder grün
Kalium	violett	rotbraun	
Natrium . . .	gelb	braun	
Quecksilber . .	bläulichweiß	bläulichweiß	grün
Rubidium . . .	purpur — blauweiß	gelbrot	
Sauerstoff . .	schwach rosa		
Stickstoff . .	rosarot	violett	gelb-braunrot
Wasserstoff . .	rosa	dunkelblau bis himmelblau	
Zink	rötlich	violett	

n 4) Farbpunkte von Leuchtröhren im Maxwell-Königschen Farbdreieck.

Im Farbdreieck sind die prozentualen Anteile der Grundempfindungen (Rot-, Grün-, Blauempfindung) auf den drei Seiten eines gleichseitigen Dreiecks aufgetragen. Jedem Punkt des Farbdreiecks ist auf diese Weise eine aus den drei Grundempfindungen resultierende Farbe zugeordnet.

In der Abb. 173 bezeichnet die gestrichelte (---) Kurve die Farbpunkte der reinen Spektralfarben (Wellenlängen in 10^{-5} cm). Die realisierbaren Farben liegen

¹ Handbuch der Physik, Bd. 14 (1927) S. 296.

sämtlich innerhalb eines Gebiets, das nach oben hin durch diese Kurve nach unten durch die Farbpunkte der Purpurfarben (— · — · —) begrenzt ist. Insbesondere sind angegeben:

1. Farbpunkte der schwarzen Strahlung bei verschiedenen Temperaturen [$^{\circ}K$] (ausgezogene Kurve).
2. Farbpunkte einiger technischer Leuchtöhren unter normalen Betriebsbedingungen.

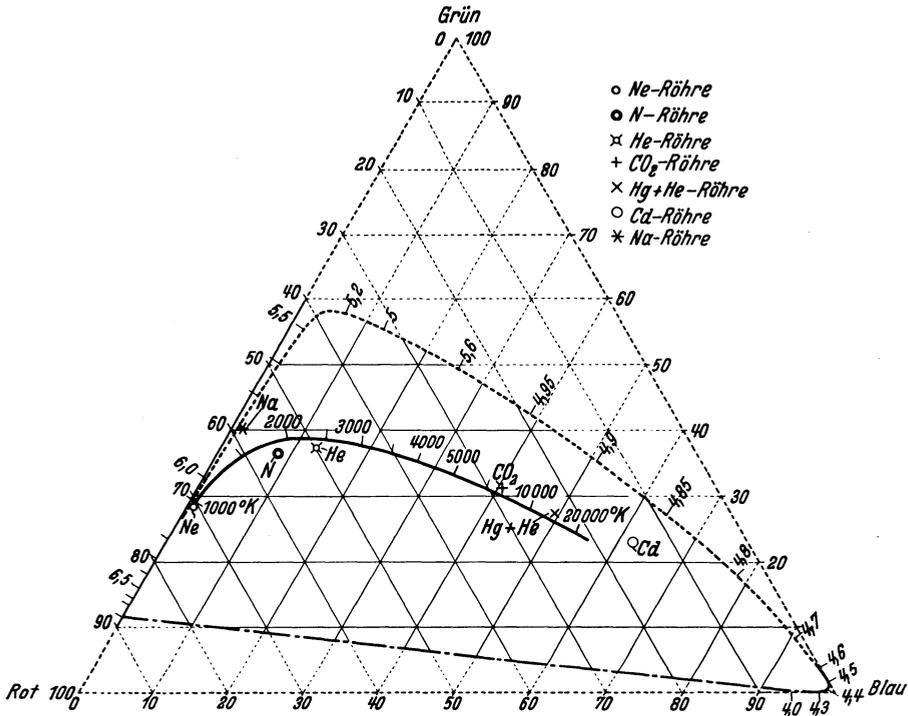


Abb. 173. Maxwell-Königsches Farbdreieck.

n 5) Existenzbereich der wandernden Schichten¹.

Unabhängig von der Rohrweite verschwinden die wandernden Schichten in der positiven Säule bei bestimmtem Druck bei Überschreitung einer gewissen Grenzstromstärke. Die wandernden Schichten verschwinden nicht plötzlich, daher gibt Abb. 174 die Grenzen als schraffierte Gebiete wieder.

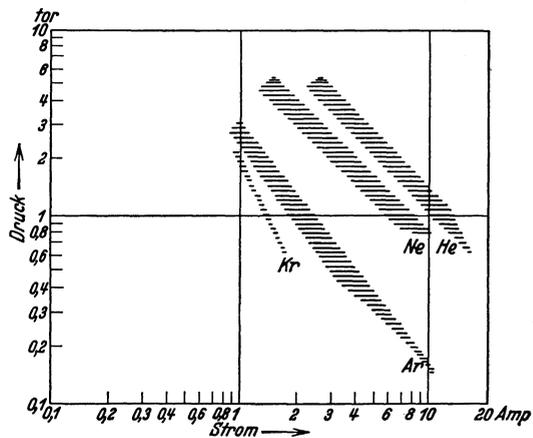


Abb. 174. Grenzen des Existenzbereiches der wandernden Schichten nach Pupp (Druck = Fülldruck bei Zimmertemperatur).

¹ Seeliger, R.: Einführungen in die Physik der Gasentladungen 1933 S. 267.

n 6) Dicke des Kathodendunkelraumes¹.

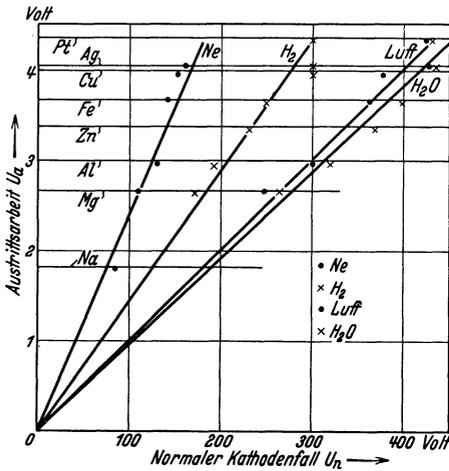
Tabelle für d_0 .

Gas	Kathodenmaterial	
	Al	Fe
Ar	0,285	0,356
H ₂	0,724	0,900
He	1,32	1,66
N ₂	0,305	0,419
Ne	0,637	0,722
O ₂	0,237	0,311

$$p \cdot d = d_0 = \text{const}$$

p [tor] Druck;
 d [cm] Dicke des Dunkelraumes.

n 7) Beziehung zwischen Austrittsarbeit und Kathodenfall².



Allgemein gilt die Formel:

$$U_n = C \cdot U_a$$

Tabelle für C .

Gas	C
Ar	45,8
H ₂	68,5
H ₂ O	103,9
He	43,5
Kr	(58,1)
Luft	79,0
N ₂	67,1
Ne	44,9
X	(82,7)

Abb. 175. Abhängigkeit des normalen Kathodenfalls U_n von der Austrittsarbeit U_a der Kathodenmetalle für verschiedene Gase.

U_n = normaler Kathodenfall [V];
 U_a = Austrittsarbeit [V].

n 8) Der normale Kathodenfall in Volt³.

(Kathodengefälle bis zum Glimmsaum gerechnet, soweit Angaben darüber vorliegen.)

	Ar	H ₂	He	Hg	Kr	Luft	Luft ⁴	N ₂	Ne	O ₂	X
Aluminium . . .	100	171	141	—	—	229	302	179	120	311	—
Antimon	135	252	—	—	—	269	396	225	—	—	—
Barium	93	—	86	—	—	—	—	157	—	—	—
Blei	124	223	—	—	—	207	392	210	—	—	—
Calcium	93	—	86	—	—	—	—	157	86	—	—
Eisen	131	198	153	389	215	269	363	215	—	343	306
Gold	131	247	—	—	—	285	418	233	—	—	—
Iridium	—	—	—	—	—	—	379	—	—	—	—
Kadmium	119	200	—	—	—	266	375	213	—	—	—
Kalium	64	94	59	—	—	—	—	170	68	—	—
Kobalt	—	—	—	—	—	—	381	—	—	—	—

¹ Güntherschulze, A.: Z. Physik Bd. 20 (1923) S. 1. Messung von d elektrisch (durch Feldstärkeminimum am Glimmsaum) ergibt Abweichungen von optischen Messungen bis zu 15%.

² Güntherschulze, A.: Z. Physik Bd. 24 (1924) S. 52.

³ Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13/3 (1929) S. 350; Seeliger, R.: Einführung in die Physik der Gasentladungen. 1933.

⁴ Werte nach Schaufelberger (Gut getrocknetes Füllgas).

Tabelle n 8) (Fortsetzung).

	Ar	H ₂	He	Hg	Kr	Luft	Luft ¹	N ₂	Ne	O ₂	X
Kohlenstoff . . .	—	—	—	—	—	—	438	—	—	—	—
Kupfer	131	214	177	—	—	252	375	208	—	—	—
Magnesium . . .	119	153	125	—	—	224	247	188	94	310	—
Molybdän	—	—	—	—	—	—	—	—	115	—	—
Natrium	—	185	80	—	—	—	—	178	75	—	—
Nickel	131	211	—	—	—	226	353	197	—	—	—
Palladium	—	—	—	—	—	—	421	—	—	—	—
Platin	131	276	160	340	—	277	425	216	152	364	—
Quecksilber . . .	—	270	142,5	340	—	—	—	226	—	—	—
Silber	131	216	162	—	—	279	428	233	—	—	—
Strontium	93	—	86	—	—	—	—	157	—	—	—
Thallium	—	—	—	—	—	—	—	—	125	—	—
Wismut	135	240	137	—	—	272	339	210	—	—	—
Wolfram	—	—	—	—	—	—	—	—	125	—	—
Zink	119	184	143	—	—	277	372	216	—	354	—
Zinn	123,5	226	—	—	—	262	393	216	—	—	—

n 9) Kathodenzerstäubung².

Zerstäubung verschiedener Metalle in H₂ unter gleichen Entladungsbedingungen³. Die Reihenfolge ist für die meisten Metalle unabhängig von der Gasfüllung (Q = Gewichtsverlust der Kathode).

Kathodenmaterial	$\frac{Q}{Ah}$	Kathodenmaterial	$\frac{Q}{Ah}$	Kathodenmaterial	$\frac{Q}{Ah}$	Kathodenmaterial	$\frac{Q}{Ah}$
Mg	9	Mo	56	C	262	Sb	890
Ta	16	Co	56	Cu	300	Tl	1080
Cr	27	W ₀	57	Zn	340	As	1100
Al	29	Ni	65	Pb	400	Te	(1200)
Cd	32	Fe	68	Au	460	Bi	1470
Mn	38	Sn	196	Ag	740		

n 10) Beziehung zwischen „normaler Stromdichte“ und Druck bei verschiedenen Kathodenmaterialien in verschiedenen Gasen⁴.

Zylindrische Kathoden von 3 mm Durchmesser.

$$j_n = a p^b; \quad \begin{matrix} j_n \text{ [mA/cm}^2\text{]} \text{ normale Stromdichte;} \\ p \text{ [tor]} \text{ Druck des Füllgases.} \end{matrix}$$

Tabelle der Konstanten a und b.

	a			b		
	H ₂	N ₂	Ne	H ₂	N ₂	Ne
Ag	0,125	0,260	0,021	1,86	1,75	1,00
Al	0,140	0,225	0,008	2,05	2,02	1,50
Au	0,150	0,225	0,019	1,80	1,87	1,14
Cu	0,125	0,350	0,024	1,86	1,75	1,06
Fe	0,140	0,325	0,026	1,89	1,77	1,38
Pt	0,125	0,290	0,011	1,90	1,85	1,30
Zn	0,120	0,240	0,006	1,94	1,91	1,83

¹ Werte nach Schaufelberger (Gut getrocknetes Füllgas).

² Güntherschulze, A.: Z. Physik Bd. 36 (1926) S. 563. Weitere Literatur vgl. Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13/3 (1929).

³ Für Hg vgl. K. Meyer u. A. Güntherschulze: Z. Physik Bd. 71 (1931) S. 279.

⁴ Seeliger, R. u. M. Reger: Ann. Physik Bd. 83 (1927) S. 535. Weitere Literatur vgl. Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13/3 (1929).

n 11) Anodenfall¹.

a) Anodenfall [V]
in verschiedenen Gasen bei verschiedenen
Elektrodenmaterialien². $p = \text{Druck}$.

b) Anodenfall [V]
im Hg-Dampfbogen³ (Werte ver-
schiedener Autoren).

p_{tor}	H ₂			N ₂		O ₂
	1,73	1,71	1,70	1,39	1,37	1,20
Pt	18,0	18,4	17,3	18,8	18,5	22,2
Ag	18,4	18,8	17,7	19,1	18,6	—
Au	20,1	19,5	20,7	21,1	19,9	24,3
Cu	18,9	19,7	20,0	19,7	19,0	23,2
Fe	22,1	18,5	—	19,7	19,4	23,8
Ni	—	19,9	19,3	20,3	19,4	23,5
Bi	19,9	—	18,0	—	—	—
Sb	20,6	—	—	—	—	23,5
Sn	20,8	—	20,0	—	—	24,2
Pb	—	20,3	—	20,6	20,0	—
Cd	20,7	—	19,9	19,7	19,1	24,2
Zn	20,4	20,2	19,1	19,6	18,5	—
Al	—	20,1	19,7	22,2	21,9	23,9

Anoden- material	Strom- stärke	Anoden- fall	Anoden- material	Strom- stärke	Anoden- fall
	A	V		A	V
C (Gra- phit)	—	4,7	Hg	—	7,4
	—	2,5		etwa 3	6,35
Fe	1,25	6,5	etwa 3	6,4	7,0
	3,25	4,6		3	7,1
	3,0	4,07		4	7,3
	~ 3,0	6,87		5	7,4
	3,5	4,06		6	—
	4,0	4,04		—	—
	4,5	3,94		—	—

n 12) Spektrale Intensitäten und Lichtausbeuten der positiven Säule in Neon⁴.

Fülldruck: 2 tor bei Zimmertemperatur; Rohrdurchmesser: 20 mm. Gleich-
strom; Gradient 1,59 V/cm.

Pro cm Säule aufgenommene Leistung 1,19 W
Pro cm Säule abgestrahlte Leistung 0,175 W } bei 0,75 A.
Strahlungsausbeute für alle Linien des Neons . . . 14,7%

Wellenlänge in ÅE	Stromstärke: 0,75 A Stromdichte: 0,24 A/cm ²		Mittelwert über 3 Messungen bei 0,5; 0,75 und 1,0 A	Wellenlänge in ÅE	Stromstärke: 0,75 A Stromdichte: 0,24 A/cm ²		Mittelwert über 3 Messungen bei 0,5; 0,75 und 1,0 A
	Relative Intensität	Absolute Ausbeute %			Relative Intensität	Relative Intensität	
5852	11,0	0,30	11,0	6402	100,0	2,75	100,0
5882	8,4	0,23	8,2	6506	43,6	1,20	43,2
5944	14,4	0,40	13,8	6533	11,5	0,32	11,0
5975	3,3	0,09	3,2	6599	16,4	0,45	16,0
6030	3,6	0,10	3,7	6652	< 0,5	< 0,01	< 0,5
6074	13,8	0,38	13,6	6678	29,5	0,81	29,0
6096	21,7	0,60	21,0	6717	18,6	0,51	17,8
6128	0,5	0,01	0,5	6929	28,0	0,77	27,5
6143	36,2	1,00	35,8	7024	< 0,5	< 0,01	< 0,5
6164	8,9	0,25	9,0	7032	47,7	1,31	47,0
6217	6,6	0,18	6,8	7174	6,8	0,19	6,8
6266	18,3	0,50	18,3	7245	19,3	0,53	18,8
6305	7,2	0,20	6,9	7439	4,8	0,13	4,7
6334	30,0	0,82	29,2	8082	0,5	0,01	0,5
6383	24,3	0,67	23,0				

¹ Vgl. Handbuch der Experimentalphysik (R. Seeliger u. G. Mierdel) Bd. 13/3 (1929) S. 473, 474.

² Skinner, C. A.: Philos. Mag. Bd. 8 (1904) S. 387.

³ Güntherschulze, A.: Z. Physik Bd. 13 (1923) S. 378.

⁴ H. Kreffit u. M. Pirani, Z. techn. Physik Bd. 14 (1933) S. 393.

n 13) Verteilung der spektralen Intensität verschiedener Leuchtröhren¹.

Spektrale Intensitäten der Quecksilberhochdruckentladung bei drei verschiedenen Drucken p und konstanter Stromstärke von 4 A (horizontal brennender Wechselstrombogen, Rohrdurchmesser 25 mm. Grundgas: Neon von einigen tor Druck).

Wellenlänge in ÅE	Relative Intensität ²			Wellenlänge in ÅE	Relative Intensität ²		
	$p = 200$ tor	$p = 400$ tor	$p = 800$ tor		$p = 200$ tor	$p = 400$ tor	$p = 800$ tor
2358	3,2	3,3	3,0	2967	15,2	14,8	16,2
2378	5,3	5,4	5,3	3022/26	29,6	31,5	33,0
2400	4,8	5,1	4,9	3126/32	80,9	66,4	63,2
2464	—	1,8	2,1	3341	7,4	8,1	8,7
2483	12,2	12,3	12,3	3650/63	100,0	100,0	100,0
2537	38,1	29,1	15,7	3906	1,1	1,4	1,5
2576 ³	3,2	4,4	5,8	4047	39,8	30,9	26,5
2603	1,7	2,2	2,8	4078	5,0	5,1	5,4
2640	2,9	3,3	3,3	4358	68,2	55,3	49,5
2652	21,3	22,4	24,4	4916	1,0	1,2	1,3
2699	4,2	4,9	5,4	5461	80,9	68,2	64,2
2753	3,3	3,8	3,9	5770/90	71,3	75,6	79,1
2804	10,4	11,3	12,7	6907	1,3	1,7	2,0
2894	5,6	5,9	6,2	10140	32,8	33,4	37,1
2925	2,0	2,3	2,5				

Spektrale Intensitäten von Quecksilber-, Cadmium- und Zinkniederdrucklampen. (Die Lampen haben eine „Grundfüllung“ aus Edelgas von einigen tor Druck. Der Metaldampfdruck ist von der Größenordnung $1 \cdot 10^{-2}$ tor, die Stromdichte 1 A/cm^2 .)

Serienzugehörigkeit	Quecksilber ⁴		Cadmium ⁵		Zink ⁶	
	Wellenlänge ÅE	Relative Intensität	Wellenlänge ÅE	Relative Intensität	Wellen- länge ÅE	Relative Intensität
Interkombinations-Resonanz- linie	2537	745	3261	610	3076	92
1. Nebenserie, Triplettssystem .	2967	13,8	3493	25	3282	15
	3126/32	60	3466/68	57	3303	36
	3650/63	57	3610/14	58	3345	55
2. Nebenserie, Triplettssystem .	4047	64	4678	56	4680	38
	4358	106	4800	104	4722	68
	5461	100	5086	100	4811	100
1. Nebenserie, Singulettssystem	5770/90 ⁶	34	6438	35	6362	30
2. Nebenserie, Singulettssystem	10140	60	10395	46	11055	— ⁷

Spektrale Intensitäten der Natriumlampe. (Der Natriumdampfdruck beträgt etwa $5 \cdot 10^{-3}$ tor, die Stromdichte 1 A/cm^2 . Grundgas: Neon von einigen tor Druck.)

Wellenlänge in ÅE	Relative Intensität	Wellenlänge in ÅE	Relative Intensität
11404—382	10	5688—83	1,2
8195—83	19	5154—49	<0,1
6161—54	0,3	4983—79	<0,2
5890—96	100		

¹ Krefft, H. u. M. Pirani: Z. techn. Physik Bd. 14 (1933) S. 393.

² Die Intensität des Triplets 3650/63 ist stets willkürlich gleich 100 gesetzt.

³ Wegen des Untergrundes unsicher.

⁴ Rohrdurchmesser: 18 mm; Material: Quarz.

⁵ Rohrdurchmesser: 15 mm; Material: Ultraviolett durchlässiges Hartglas.

⁶ Die Linien 5770 und 5790 haben ungefähr gleiche Intensität.

⁷ Nicht gemessen.

n 14) Berechnung der abgestrahlten Leistung einer Leuchtröhre¹.

Umrechnungsfaktoren verschiedener Gasentladungslampen.

Leuchtröhre	f
Neon	0,90 ÷ 0,95
Quecksilberhochdruck und -niederdruck, Cadmium	0,82
Natrium	0,75 - 0,80

$$N = 4 \pi r^2 E \cdot f \text{ [W].}$$

E [W/cm²] Energiefluß senkrecht zur Röhrenachse in der Entfernung r [cm] von der Strahlungsquelle gemessen;

f Photometrischer Umrechnungsfaktor.

(Für einen im Verhältnis zur Entfernung r kleinen kugelförmigen Strahler ist f = 1.)

n 15) Für die Eichung im Ultraviolett geeignete Linien von Metaldampfniederdrucklampen¹.

Lampe	Kurzwellige Linie ÅE	Langwellige Liniengruppen ÅE
Quecksilber	2537	2967, 3126/32 3650/63
Cadmium	2288	3261 3403, 3466/68 3610/14
Zink	2139	3076 3282, 3303 3345

n 16) Zündspannung gasgefüllter Ionenröhren mit Glühkathoden².

Entladungsgefäße: Dickdrähtige Glühlampenkolben für kleine Spannungen mit Hilfelektrode als Anode.

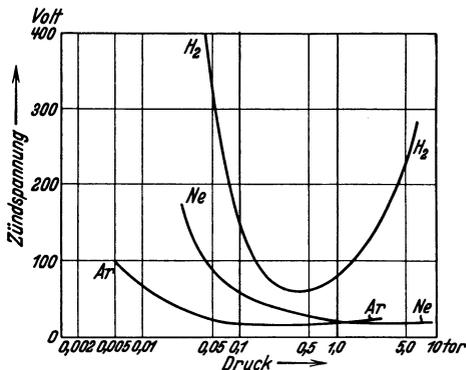


Abb. 176. Abhängigkeit der Zündspannung von Druck und Molekulargewicht des Gases.

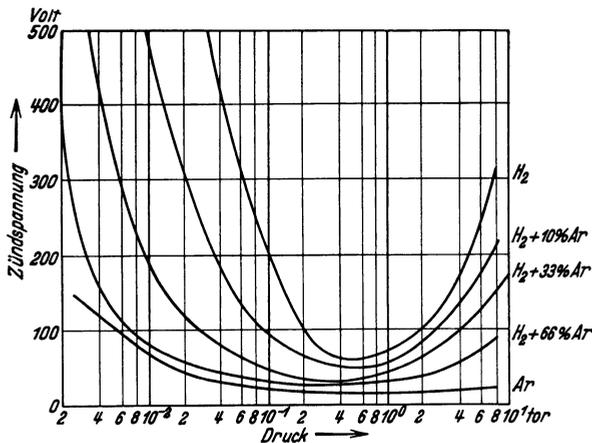


Abb. 177. Druckabhängigkeit der Zündspannung in Gasgemischen.

¹ Krefft, H. u. M. Pirani: Z. techn. Physik Bd. 14 (1933) S. 393.

² Altherthum, H., M. Reger u. R. Seeliger: Z. techn. Physik Bd. 9 (1928) S. 161.

n 17) Abhängigkeit der Stromdichte bzw. Größe des Brennflecks im Kohlelichtbogen vom Druck¹.

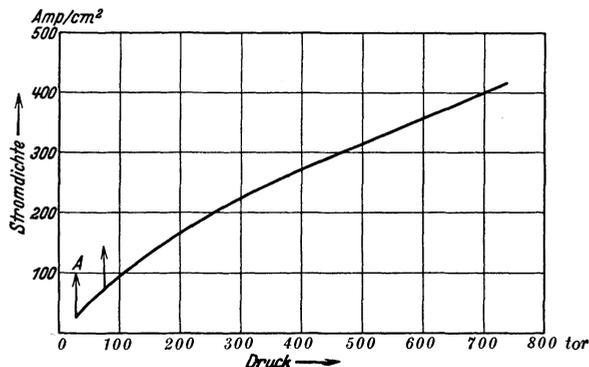


Abb. 178. Beziehung zwischen Stromdichte und Gasdruck (sorgfältig getrocknete Luft) für den Kohlelichtbogen.

Bei kleinen Drucken nimmt die Stromdichte plötzlich bis zu sehr großen Werten zu (in Abb. 178 bei A).

n 18) Brennspannung U_b , Stromstärke I , Bogenlänge l und Bogenwiderstand R für Lichtbögen³ ($p = 760$ tor, Luft).

Anode		Kathode		U_b	I	l	R
	Ø mm		Ø mm	V	A	mm	Ω
Kohle:		Kohle:					
Noris Homogen .	10	Noris Homogen	10	66	5	6	11,6
Kohle:		Kohle:					
Siemens Docht .	9	Siemens Docht	9	49	5	6	7,1
Kohle:		Kohle:					
Siemens Effekt		Siemens Effekt					
weiß	10	weiß	10	31	5	6	7,4
Kohle:		Kohle:					
Siemens Docht .	9	Siem. Eff. weiß	10	51	5	6	7,2
Kohle:		Kohle:					
Siem. Eff. weiß .	10	Siemens Docht	9	29	5	6	7,0
Metall:		Metall:					
Eisen	12	Eisen	12	39	4	4	2,7
Metall:		Kohle:					
Eisen	12	Noris Docht .	12	37,5	4	4	6,2
Metall:		Metall:					
Kupfer	8	Kupfer	8	47	2,8	3	9,4
Metall:		Kohle:					
Kupfer	8	Noris Docht .	12	34	4	4	7,7
Metall:		Kohle:					
Wolfram	4 × 5	Noris Docht .	12	36	4	4	7,9

¹ Seeliger, R. u. H. Schmick: Physik. Z. Bd. 28 (1927) S. 605.

² Nach Duddel: $U = IR + E$; vgl. W. Duddel: Philos. Trans. Roy. Soc., Lond. Bd. 203 (A) (1908) S. 305.

³ Seeliger, R. u. G. Mierdel: Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13/3 S. 662.

n 19) Kennlinie des Reinkohlebogens („Ayrtonsche Gleichung“¹⁾).

1. Stromspannungsgleichung (Bogenlänge konstant):

$$U_b = a + b l + \frac{c + d \cdot l}{I}$$

2. Stromleistungsgleichung (Bogenlänge konstant):

$$N_b = (a + b \cdot l) I + (c + d \cdot l)$$

3. Bogenlängeleistungsgleichung (Strom konstant):

$$N_b = (b \cdot I + d) \cdot l + (c + a I)$$

U_b [V] Brennspannung; I [A] Stromstärke; $N_b = U_b \cdot I$ [W] Bogenleistung;
 l [mm] Bogenlänge; a, b, c, d Konstanten der Gleichung.

Zahlenwerte der Konstanten a, b, c, d^* .

Abhängigkeit vom Gas (760 tor)				Abhängigkeit vom Gasdruck (Luft)					
	a	b	c	d		a	b	c	d
Luft stagnierend	35,7	3,0	114,8	1,8	$p_{\text{tor}} = 740 \dots$	38,5	2,15	54	6,1
Luft zirkulierend	44,1	2,6	17,8	1,8		200	35,5	1,84	38
Argon	24,8	0,9	10,2	0,0	50	33,7	1,51	26	10,8
Kohlensäure	44,5	1,7	18,2	8,7	10	27,0	1,35	19	13,4
Stickstoff	48,2	2,6	23,3	5,3	5	23,7	1,20	0	15,7

	a	b	c	d
--	-----	-----	-----	-----

Abhängigkeit von den Kohlen

Homogen, +11, -9 mm	38,9	2,0	16,6	10,5
Homogen Conrady 11 mm	39,6	1,7	15,5	11,5
Gekühlte Elektroden	45,8	3,3	35,7	19,3

4. Verallgemeinerung der Ayrtonschen Gleichung für Luft bei veränderlichem Druck²⁾:

$$U_b = (0,444 l + 6,40) \log p + 0,85 \cdot l + 20,1 + \left. \begin{aligned} &+ \frac{(-4,22 \cdot l - 23,5) \log p + 18,2 \cdot l - 16}{I}; \quad p \text{ [tor]} \end{aligned} \right\}$$

Für den Metallbogen läßt sich eine ähnliche Gleichung aufstellen, jedoch hängen die betreffenden Konstanten stark von den speziellen Versuchsbedingungen ab.

n 20) Wiederezündspannung in Abhängigkeit von der Zeit nach Verlöschen des Bogens³⁾.

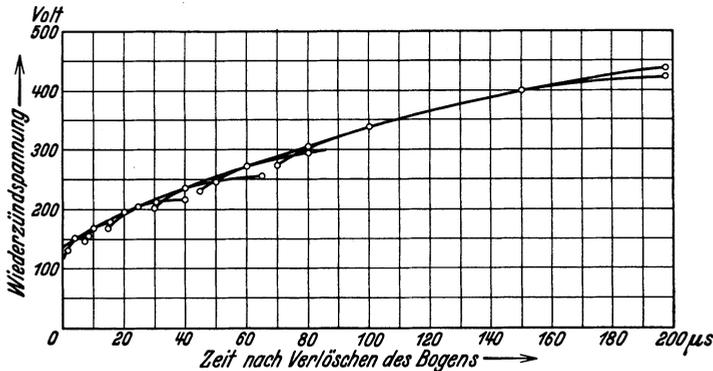


Abb. 179. Wiederezündspannung in Abhängigkeit von der Zeit nach Verlöschen des Bogens; typischer Verlauf für kurzen Bogen [5 ÷ 10 mm?], Kupferelektroden, Wechselstrom 60 Hz 100 ÷ 500 A.

¹ Ayrton, H.: The electric arc. London 1902. Gilt nur für kleine Bogenlängen (< 1 cm) und mittlere Stromstärken (bis zu 20 A).

* Seeliger, R. u. G. Mierdel: Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13/3 S. 668 u. 675. Leipzig 1929.

² Hagenbach, A. u. M. Bider: Arch. Sci. phys. nat. Bd. 8 (1926) S. 151.

³ Slepian, J.: Trans. Amer. Inst. Electr. Engr. Bd. 47 (1928) S. 706.

o) Entladungen in der Luft bei atmosphärischem Druck.

o 1) Anfangsspannung und Koronaverluste bei parallelen Drähten.

Koronaverluste nach Peek an parallelen Leitern (für Drehstrom, Verluste auf einer Leitung; U_{ph} = Phasenspannung)¹.

$$N_K = \frac{244}{\delta} (f + 25) \sqrt{\frac{r}{a}} (U_{ph\text{eff}} - U_0)^2 \cdot 10^{-5} \left[\frac{\text{kW}}{\text{km}} \right].$$

Dabei ist die Anfangsspannung: $U_0 = 21,1 \cdot m \cdot r \cdot \delta \ln \left(\frac{a}{r} \right)$ [kVeff].

m Reduktionsfaktor zur Berücksichtigung der Oberflächenbeschaffenheit. Für Seile mit $r = 0,4 \div 1,5$ cm aus 7 Drähten ist für ausgesprochenes Glimmen $m = 0,82$, für beginnendes Glimmen 0,72. Für Drähte ist $m = 1$ (glatte Oberfläche) oder $m = 0,93 - 0,98$ (für verwitterte Drähte mit rauher Oberfläche); a [cm] Leiterabstand; r [cm] Radius des Leiters bzw. des Umkreises um den Leiter (Seile); δ = relative Luftdichte, bezogen auf 25° C und 760 tor; f [s⁻¹] Frequenz.

Anfangsspannung² U_z für Gleichstrom (Draht-Platte, Abstand a):

$$\text{Draht positiv: } U_z^+ = 33,8 \cdot r \cdot \delta \left[1 + \frac{0,24}{\sqrt{\delta \cdot r}} \right] \ln \left(\frac{2a}{r} \right) \text{ [kV];}$$

$$\text{Draht negativ: } U_z^- = 31,2 \cdot r \cdot \delta \left[1 + \frac{0,302}{\sqrt{\delta \cdot r}} \right] \ln \left(\frac{2a}{r} \right) \text{ [kV].}$$

Anfangsspannung² U_{zph} für Drehstromleitungen, Abstand a :

$$U_{zph} = \left(\frac{21,1}{\sqrt{3}} \right) \cdot r \cdot \delta \left[1 + \frac{0,302}{\sqrt{\delta \cdot r}} \right] \ln \left(\frac{a}{r} \right) \text{ [kVeff].}$$

Relative Koronaverluste an parallelen Leitern nach Holm (Abb. 180).

$$\frac{N_K}{N_b} = \frac{(1 - \cos \zeta) \cos 0,6 \zeta}{\pi} \left[2 \frac{\ln \frac{2r}{a}}{\ln \frac{2r}{A_1}} - \left(1 + \frac{\ln \frac{2r}{A_2}}{\ln \frac{2r}{A_1}} \right) \right];$$

$$\cos \zeta = \frac{U_z}{U_{\max}};$$

$$A_2^2 = A_1^2 \left(1 + \frac{\beta_2}{\beta_1 \cos 0,3 \zeta \cdot 0,6 \zeta} \right);$$

$$A_1^2 = \frac{\beta_1}{\ln \frac{2r}{a}} U_{\max} \cdot \cos 0,3 \zeta \cdot \frac{0,6 \zeta}{2 \pi f};$$

$$\beta_1 = 2,12 \frac{\text{cm/s}}{\sqrt{\text{cm}}}; \quad \beta_2 = 1,44 \frac{\text{cm/s}}{\sqrt{\text{cm}}}.$$

$N_B = U^2 \cdot 2 \pi f C$ = Blindleistung der Leitung³;

C = Kapazität der Leitung;

U_{\max} = Maximalwert der Spannung.

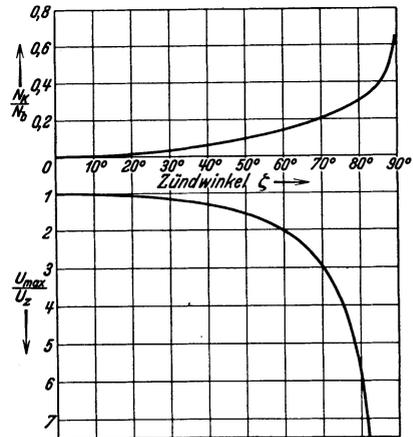


Abb. 180. Relative Koronaverluste nach Holm.

¹ Roth, A.: Hochspannungstechnik 1927 S. 183 u. 187; Peek, F. W.: Dielectric Phenomena, 3. Aufl. (1929) New York.

² Holm, R: Arch. Elektrotechn. (1927) S. 567 (Bestätigung für kleines r und $f \approx 50$); Engel, A. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen, Bd. 2 (1934) S. 211-221.

³ Vgl. Strecker: Hilfsbuch für Elektrotechnik (1925) S. 51.

o 2) Glimmverluste an Drähten in Luft¹.

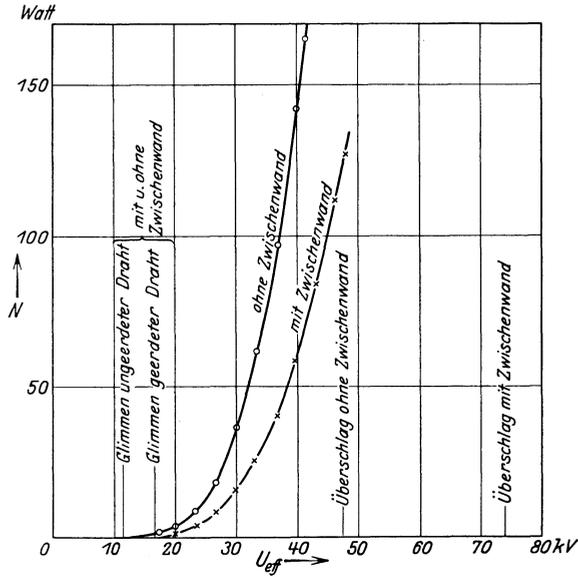


Abb. 181. Glimmverluste zweier Drähte in Luft (0,05 cm Durchmesser) in 10 cm Abstand ohne und mit Preßspanzwischenwand (1 mm dick) in Symmetrieebene. 50 Hz, 15° C. Länge der Drähte 450 cm, ein Draht geerdet.

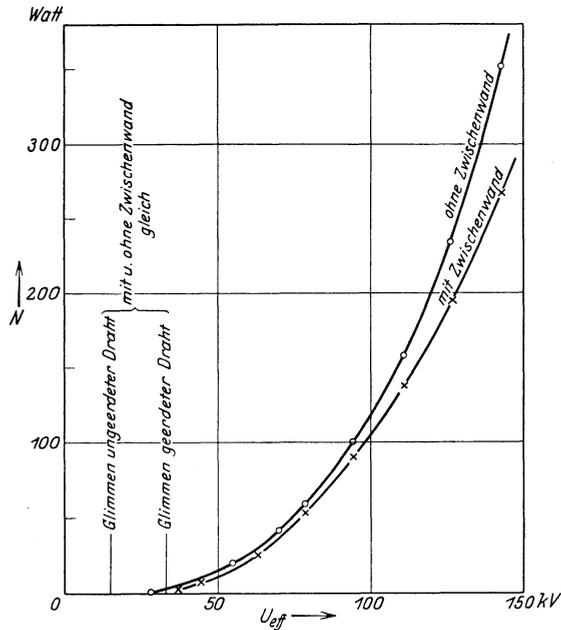


Abb. 182. Glimmverluste zweier Drähte in Luft (0,05 cm Durchmesser) in 50 cm Abstand ohne und mit Preßspanzwischenwand (1 mm dick) in Symmetrieebene. 50 Hz, 15° C. Länge der Drähte 450 cm, ein Draht geerdet (BBC).

¹ Roth, A.: Hochspannungstechnik 1927 S. 177f.
Neuere Messungen mit Gleichspannung s. W. Stockmeyer: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. Bd. 13/2 (1934) S. 27.

o 3) Glimmspannung zwischen Kanten¹.

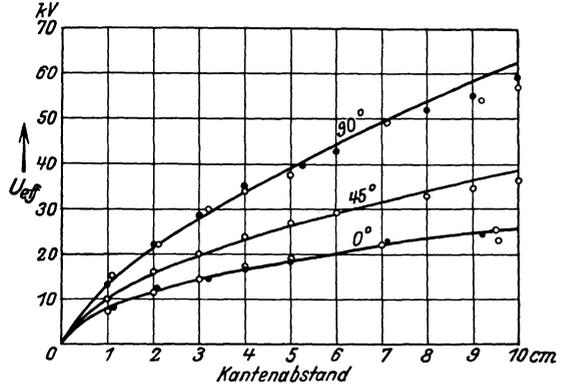


Abb. 183. Glimmspannung zwischen zwei Kanten mit verschiedenen Öffnungswinkeln; Luft von 760 tor und 24° C.

o 4) Glimmverluste an ausgeführten Leitungen².

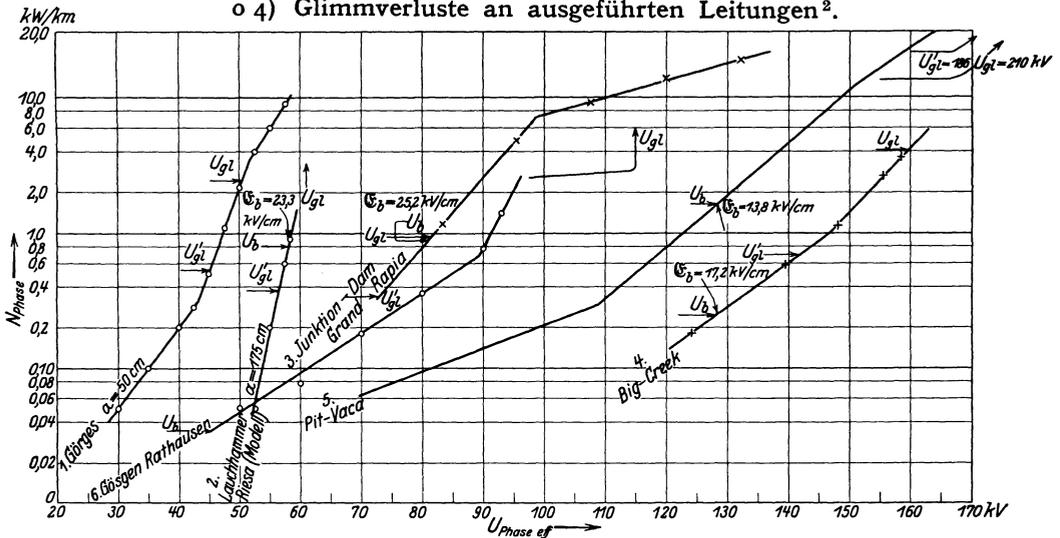


Abb. 184. Gemessene Glimmverluste verschiedener Hochspannungsleitungen je Leiter. U_{gl} = berechnete eff. Glimmspannung für ausgeprägtes Glimmen des Kabels. U'_{gl} = berechnete eff. Glimmspannung für beginnendes Glimmen der Kabel. U_b und E_b = normale eff. Betriebsspannung und eff. Feldstärke an der Drahtoberfläche.

U_b = normale Betriebsspannung je Phase, a = Abstand der Leitermitten, r_a = Außenradius der Seile, h_m = mittlere Höhe über Boden, δ = Luftdichte.

Leitungen:

1. Gorges-Versuchsleitung: 2 Kupferseile, je $7 \times 6 \text{ mm}^2$; $r_a = 0,41 \text{ cm}$. Abstand $a = 50 \text{ cm}$, $h_m = 4,5 \text{ m}$, nebeneinander aufgehängt, 50 Hz, $p = 750 \text{ tor}$, $t = 17^\circ \text{ C}$, $\delta = 1,015$.

2. Riesa-Lauchhammer (Modell): 3 Kupferseile nebeneinander aufgehängt, $a = 1,75 \text{ m}$, $h_m = 4,5 \text{ m}$, 50 Hz, $p = 750 \text{ tor}$, $\delta = 1,015$, $U_b = 100/\sqrt{3} \text{ kV}_{\text{eff}}$.

3. Junction-Dam-Grand Rapids: 3 Kupferseile, je 56 mm^2 , 7drähtig, $r_a = 0,48 \text{ cm}$, $a = 3,65 \text{ m}$, $h_m = 10 \text{ m}$, genau übereinander aufgehängt, 30 Hz, $p = 746 \text{ tor}$, $t = 7,1^\circ \text{ C}$, $\delta = 1,04$, $U_b = 140/\sqrt{3} \text{ kV}_{\text{eff}}$.

4. Big-Creek Linie: 3 Stahl-Aluminium-Kabel, je 7 Aluminiumseile, $r_a = 1,22 \text{ cm}$, $a = 5,25 \text{ m}$, $h_m = 7,6 \text{ m}$, nebeneinander aufgehängt. 50 Hz, $p = 720 \text{ tor}$, $t = 11^\circ \text{ C}$, $\delta = 0,992$, $U_b = 220/\sqrt{3} \text{ kV}_{\text{eff}}$.

5. Pit-Vaca: Kupferkabel je 7 Seile, $r_a = 1,66 \text{ cm}$, $a = 4,50 \text{ m}$, $h_m = 10 \text{ m}$ je 3 übereinander aufgehängt (Tannenbaum), 50 Hz, $p = 772 \text{ tor}$, $t = 9^\circ \text{ C}$, $\delta = 1,075$, $U_b = 220/\sqrt{3} \text{ kV}_{\text{eff}}$.

¹ Roth, A.: Hochspannungstechnik 1927 S. 184.

² Roth, A.: Hochspannungstechnik 1927 S. 189.

o 5) Spannungsmessungen an Kugelfunkenstrecken in Luft.
Tabelle I. Überschlagsspannungen (Effektivwerte!) von Kugelfunkenstrecken bei 20° und 760 tor Luftdruck².

Kugel- durch- messer cm	5		10		15		25		50		75		100		Schlag- weite cm
	Eine K geerdet kV	Beide K isoliert kV ^s													
0,5	12,28	12,3	11,75	11,76	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5
1,0	23,02	23,1	22,74	22,77	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,0
1,5	32,25	32,6	33,0	33,1	32,90	32,95	—	—	—	—	—	—	—	—	1,5
2,0	(49,00)	40,95	42,6	42,8	42,95	43,0	—	—	—	—	—	—	—	—	2,0
2,5	—	48,3	51,5	51,8	52,5	52,7	52,8	52,9	—	—	—	—	—	—	2,5
3,0	—	(54,9)	59,5	60,4	61,7	61,9	62,6	62,7	—	—	—	—	—	—	3,0
4,0	—	—	74,0	75,8	78,7	79,2	81,3	81,5	—	—	—	—	—	—	4,0
5,0	—	—	(86,5)	89,5	94,0	95,2	99,4	99,4	101,5	101,7	—	—	—	—	5,0
6,0	—	—	—	(101,7)	107,0	109,7	115,7	116,3	120,3	120,5	—	—	—	—	6,0
7,0	—	—	—	—	(119,0)	123,1	131,5	132,5	138,5	138,9	140,2	140,4	—	—	7,0
8,0	—	—	—	—	—	136,1	146,0	147,8	156,3	156,8	158,9	159,2	—	—	8,0
9,0	—	—	—	—	—	147,1	159,5	162,4	173,6	174,1	177,2	177,6	—	—	9,0
10,0	—	—	—	—	—	(157,6)	172,0	176,1	190,3	191,1	195,2	195,6	197,3	197,7	10,0
12,0	—	—	—	—	—	—	195,0	201,8	222,5	223,6	230,3	230,9	233,8	234,2	12,0
14,0	—	—	—	—	—	—	(215,0)	225,2	253,0	255,0	264,0	265,0	269,0	270,0	14,0
16,0	—	—	—	—	—	—	—	246,5	281,0	284,5	296,5	298,0	303,5	304,5	16,0
18,0	—	—	—	—	—	—	—	(266,0)	307,0	312,0	328,0	329,5	337,0	338,5	18,0
20,0	—	—	—	—	—	—	—	—	331,0	338,5	358,0	360,5	370,0	371,5	20,0
25,0	—	—	—	—	—	—	—	—	(385,0)	399,5	426,0	432,5	447,0	450,0	25,0
30,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	454,0	487,0	499,0	518,0	524,0	30,0
35,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	(502,0)	540,0	560,0	583,0	593,0	35,0
40,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	(590,0)	617,0	645,0	658,0	40,0
50,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	717,0	750,0	777,0	50,0
60,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	(803,0)	(835,0)	883,0	60,0
70,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	975,0	70,0
80,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	(1059,0)	80,0

¹ VDE 0430/1926. Regeln für Spannungsmessungen mit der Kugelfunkenstrecke in Luft. — ² Über die Berechnung der Tafel siehe P e e k s c h e Formel. — ³ D. h. symmetrische Spannungsverteilung gegen Erde durch Erdung der Mitte der Überspannungswicklung des Transformators.

Bei der Verminderung des Kugelabstandes oder Steigerung der Spannung einer Funkenstrecke tritt der erste Überschlag bei der Scheitelspannung auf. Unter Voraussetzung sinusförmiger Spannungen gibt S. 136, Tabelle 1, die zu den entsprechenden Scheitelwerten gehörigen Effektivwerte an.

Bei Spannungen unterhalb 30 kV ergeben sich zuverlässige Werte für die Messung nur bei Bestrahlung der Funkenstrecke mit ultraviolettem Licht. Bei höheren Spannungen scheint dies nicht mehr erforderlich.

Die Überschlagsspannung hängt von der relativen Luftdichte ab. Es ist üblich, als Bezugspunkt 20° C und 760 tor zu wählen. Die relative Luftdichte ist dann:

$$\delta = \frac{p}{760} \cdot \frac{293}{273+t} = 0,386 \frac{p}{273+t}$$

p = Luftdruck [tor]; t = Temperatur der Luft an der Meßstelle [°C].

Bei Änderungen von δ zwischen 0,9 und 1,1 kann die Überschlagsspannung genügend genau proportional der Luftdichte umgerechnet werden.

Tabelle 2. Werte der relativen Luftdichte δ .
(Luftdruck p tor.)

Temp. t°	720	725	730	735	740	745	750	755	76	765	770	775
0	1,015	1,023	1,029	1,037	1,045	1,051	1,058	1,065	1,072	1,079	1,086	1,093
2	1,008	1,015	1,023	1,029	1,037	1,044	1,051	1,056	1,064	1,071	1,078	1,086
4	1,001	1,008	1,015	1,022	1,028	1,036	1,043	1,049	1,056	1,063	1,071	1,078
6	0,996	1,001	1,008	1,015	1,022	1,028	1,036	1,043	1,049	1,056	1,063	1,071
8	0,989	0,995	1,000	1,008	1,014	1,021	1,027	1,035	1,042	1,048	1,055	1,063
10	0,981	0,989	0,995	1,000	1,008	1,014	1,021	1,027	1,035	1,041	1,048	1,055
12	0,974	0,981	0,989	0,995	1,000	1,008	1,014	1,021	1,027	1,034	1,041	1,048
14	0,967	0,974	0,981	0,989	0,995	1,000	1,007	1,013	1,021	1,026	1,034	1,041
16	0,961	0,967	0,974	0,981	0,989	0,995	1,000	1,007	1,013	1,020	1,026	1,034
18	0,954	0,961	0,967	0,974	0,981	0,989	0,994	1,000	1,007	1,012	1,020	1,026
20	0,947	0,954	0,961	0,967	0,974	0,981	0,988	0,994	1,000	1,006	1,012	1,020
22	0,942	0,947	0,954	0,961	0,967	0,974	0,981	0,988	0,994	1,000	1,005	1,012
24	0,935	0,942	0,948	0,954	0,961	0,967	0,974	0,981	0,988	0,994	0,999	1,005
26	0,928	0,936	0,942	0,948	0,954	0,961	0,967	0,974	0,980	0,988	0,994	0,999
28	0,922	0,928	0,936	0,942	0,948	0,954	0,961	0,967	0,974	0,980	0,988	0,994
30	0,917	0,922	0,928	0,936	0,942	0,948	0,954	0,961	0,967	0,974	0,980	0,988
32	0,910	0,917	0,922	0,929	0,936	0,943	0,948	0,954	0,961	0,967	0,974	0,980

Für größere Abweichungen von den normalen Werten des Luftdruckes und der Temperatur sind die Überschlagsspannungen proportional dem in folgender Tabelle gegebenen Korrektionsfaktor k umzurechnen.

Tabelle 3. Korrektionsfaktor k für verschiedene Luftdichten δ^1 .

$$k = \delta \frac{1 + \frac{0,757}{\sqrt{D} \delta}}{1 + \frac{0,757}{\sqrt{D}}}; \quad D = \text{Kugeldurchmesser in Zentimetern (vgl. Tabelle S. 138)}.$$

$\delta = 1$ für 20° und 760 tor; Umrechnung auf andere Drucke und Temperaturen durch:

$$\delta = \frac{0,386 p}{273+t} \quad (\text{vgl. Tabelle 2}) \quad \frac{p[\text{tor}]}{t[^\circ\text{C}]}$$

¹ Nach F. W. Peek jr.

Relative Luftdichte	Korrektionsfaktor <i>k</i>						
	Kugeldurchmesser in mm						
	50	100	150	250	500	750	1000
0,50	0,551	0,540	0,534	0,527	0,520	0,517	0,515
0,55	0,600	0,586	0,581	0,575	0,569	0,565	0,564
0,60	0,645	0,633	0,629	0,623	0,617	0,614	0,612
0,65	0,690	0,679	0,676	0,671	0,665	0,663	0,661
0,70	0,734	0,725	0,722	0,718	0,713	0,711	0,710
0,75	0,779	0,771	0,769	0,765	0,761	0,759	0,758
0,80	8,825	0,818	0,816	0,812	0,809	0,808	0,807
0,85	0,868	0,863	0,862	0,860	0,857	0,856	0,855
0,90	0,913	0,910	0,908	0,906	0,905	0,904	0,904
0,95	0,957	0,955	0,954	0,953	0,952	0,952	0,952
1,00	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
1,05	1,043	1,044	1,046	1,047	1,047	1,048	1,048
1,10	1,087	1,088	1,092	1,093	1,095	1,096	1,096

Peeksche Formel zur Berechnung der Funkenspannung einer Kugelfunkenstrecke.

$$U_{\text{eff}} = \delta \cdot 19,6_2 \left(1 + \frac{0,757}{\sqrt{\delta D}} \right) D \left(\frac{S}{D} \frac{1}{f} \right) \text{ [kVeff]}$$

U_{eff} [kVeff] Überschlagsspannung; δ relative Luftdichte = 1 bei 760 tor und 20° C; D [cm] Kugeldurchmesser; S [cm] Schlagwerte;

$\left. \begin{matrix} f_i \\ f_0 \end{matrix} \right\}$ von $\left(\frac{S}{D} \right)$ abhängige Funktion isolierte Kugeln, eine Kugel geerdet.

isoliert						geerdet		
$\frac{S}{D}$	f_i	$\frac{S}{D f_i}$	$\frac{S}{D}$	f_i	$\frac{S}{D f_i}$	$\frac{S}{D}$	f_0	$\frac{S}{D f_0}$
0,00	1,000	0,0000	0,50	1,359	0,3679	0,05	1,035	0,0483
0,05	1,034	0,0484	0,60	(1,435)	(0,4181)	0,15	1,105	0,1357
0,10	1,068	0,0936	0,70	(1,515)	(0,4620)	0,25	1,18	0,212
0,15	1,102	0,1361	0,80	(1,595)	(0,5016)	0,50	1,41	0,354
0,20	1,137	0,1759	0,90	(1,680)	(0,5357)	0,75	(1,675)	(0,448)
0,25	1,173	0,2131	1,00	(1,770)	(0,5650)	1,00	(1,965)	(0,509)
0,30	1,208	0,2483	1,10	(1,845)	(0,5962)	1,25	(2,27)	(0,550)
0,35	1,245	0,2811	1,20	(1,935)	(0,6202)	1,50	(2,59)	(0,580)
0,40	1,283	0,3118	1,50	(2,214)	(0,6780)	1,75	(2,90)	(0,600)
0,45	1,321	0,3406	2,00	(2,677)	(0,7470)	2,00	(3,20)	(0,630)

IV. Werkstoffe für Entladungsröhren.

p 1) Schmelzpunkte (bei 760 tor) und spezifische Gewichte γ^* (bei Zimmertemperatur) einiger Elemente¹.

Material	Schmelzpunkt °C	γ g/cm ³	Material	Schmelzpunkt °C	γ g/cm ³		
Aluminium . . .	Al	695	2,69	Chrom . . .	Cr	1565	7,1
Argon . . .	Ar	-190	1,77·10 ⁻³	Eisen (ch. rein)	Fe	1530	7,86
Barium . . .	Ba	850	3,6	Gold	Au	1063	19,3
Beryllium . . .	Be	1278	1,84	Graphit (Elek-trographit) .	C	3900	1,5—2,2
Blei	Pb	237	11,34	Helium	He	—	0,18·10 ⁻³
Caesium . . .	Cs	26,5	1,87	Iridium	Ir	2360	22,4
Calcium	Ca	851	1,55	Kalium	K	63,6	0,86
Cer	Ce	635	6,8	Kobalt	Co	1490	8,8
Chlor	Cl	-101	3,12·10 ⁻³				

¹ Landolt-Börnstein: H.-W. I S. 313; Erg.-Bd. I S. 181; Erg.-Bd. IIa S. 229.

* Bei 0° und 760 tor.

Tabelle p 1 (Fortsetzung).

Material		Schmelzpunkt °C	γ g/cm ³	Material		Schmelzpunkt °C	γ g/cm ³
Krypton . .	Kr	-157	3,69 · 10 ⁻³	Sauerstoff .	O	-219	1,42 · 10 ⁻³
Kupfer . .	Cu	1083	8,93	Selen . . .	Se	217	4,3—4,8
Lanthan . .	L	826	6,15	Silber . . .	Ag	960,5	10,50
Lithium . .	Li	180	0,534	Silicium . .	Si	1400	2,3
Magnesium.	Mg	650	1,74	Stickstoff .	N	-210,12	1,24 · 10 ⁻³
Mangan . .	Mn	1250	7,3	Strontium .	Sr	797	2,6
Molybdän .	Mo	2570	10,2	Tantal . . .	Ta	3027	16,6
Natrium . .	Na	97,7	0,97	Thorium . .	Th	1842	11,5
Neon . . .	Ne	-248,6	0,895 · 10 ⁻³	Titan . . .	Ti	1800	4,5
Nickel . . .	Ni	1451	8,8	Vanadium .	V	1715	5,7
Niob . . .	Nb	1950	8,55	Wasserstoff	H	-258,9	0,0895 · 10 ⁻³
Osmium . .	Os	2500	22,48	Wolfram . .	W	3390	19,1
Palladium .	Pd	1553	11,5	Xenon . . .	X	-112,0	5,77 · 10 ⁻³
Platin . . .	Pt	1771	21,4	Zink . . .	Zn	419,4	7,14
Quecksilber	Hg	-38,87	13,6	Zinn . . .	Sn	232	7,28
Rubidium .	Rb	38,5	1,52	Zirkon . . .	Zr	1857	6,53

p 2) Linearer Ausdehnungskoeffizient einiger Elemente und Legierungen bei 20° C¹.

$$l_t = l_{20} (1 + \alpha (t - 20)).$$

Stoff	α	Stoff	α
Aluminium	22,8 · 10 ⁻⁶	Kupfer	16,3 · 10 ⁻⁶
Antimon	9,76 „	Magnesium	25,5 „
Beryllium	11,1 „	Mangan	23,3 „
Blei	27,6 „	Messing:	
Bronze:		61,5 Cu, 37,9 Zn, 0,4 Pb	17,8 „
81,2 Cu, 8,6 Zn, 9,9 Sn	17,7 „	73,7 Cu, 24,2 Zn, 1,5 Sn	18,1 „
84,1 Cu, 8,7 Zn, 6,2 Sn	17,2 „	56,4 Cu, 43,4 Zn . . .	19,3 „
96,0 Cu, 2,6 Zn, 0,6 Mn	16,9 „	Molybdän	5,2 „
Cadmium	(28,8) „	Nickel	12,8 „
Chrom	8,24 „	Nickelstahl	
Chromnickel:		24 Ni	17,8 „
90 Cr, 10 Ni	12,8 „	Osmium	6,6 „
Eisen:		Palladium	11,7 „
Gußeisen	10,0 „	Platin	8,91 „
Schmiedeeisen	11,9 „	Platin-Iridium:	
Stahl, grobkörnig	10,4 „	90 Pt, 10 Ir	8,31 „
Flußstahl	11,4 „	80 Pt, 20 Ir	8,26 „
Elektron	28,3 „	Platin Rhodium	
Gold	14,0 „	80 Pt, 20 Rh	8,85 „
Invar		Rhodium	9,6 „
36 Ni, 64 Fe	0,93 „	Silber	19,1 „
Iridium	6,49 „	Tantal	6,50 „
Kobalt	12,3 „	Thallium	29,4 „
Kohlenstoff (künstlicher		Wismut	12,6 „
Graphit 99,2 ÷ 99,7 % C)		Wolfram	4,46 „
längsgeschnitten	1,9 „	Zink	11 ÷ 49 „
quergeschnitten	2,9 „	Zinn	21,4 „
Konstantan:			
60 Cu, 40 Ni	15,0 „		

¹ Landolt-Börnstein: Physikalisch-chemische Tabellen.

p 3) Linearer Ausdehnungskoeffizient α und Transformationstemperatur¹ t_t von Gläsern, Porzellan und Glimmer². $l_t = l_{20} (1 + \alpha \cdot (t - 20))$.

Stoff	α bei 20° C	t_t ° C
Bleiglas: M-Glas 31 %ig, Osram	8,6 · 10 ⁻⁶	418
Bleisilikat, schwerstes S 57	9,4 „	—
Borosilikat, Jenaer 59 ^{III}	5,7 „	—
Borosilikatkron 0627	8,0 „	—
Clear sealing (Corning)	4,3 „	—
Durax, Jenaer, Schott 3816 ^{III}	3,4 „	800
Flintglas	8 „	—
Geräteglas, Jenaer	4,5 „	—
Glas, Jenaer 16 ^{III}	7,9 „	—
„ „ 1565 ^{III}	3,4 „	—
„ „ 1180 c ^{III}	4,0 „	—
Glas, Thüringer, Apparateglas V 584a	8,5 „	508
„ „ weiches	9,4 „	—
Glimmer, „ Ruby-	9,1 „	—
Gundelachglas, Gundelach Gehlberg	8,4 „	550 ÷ 600
Hartglas, französisches	7,45 „	—
„ Molybdänglas Osram V 637b	4,7 „	—
„ Wolframglas Osram V 6191	4,0 „	—
Kronglas, stark brechendes O 1168	9,03 „	—
Lithiumglas, Sendlinger Glaswerke	11,4 „	425
Magnesiaglas, Osram	9,2 „	495
Platinglas, Fischer	8,6 „	—
„ Gundelach	9,0 „	—
„ Schott	8,7 „	—
Porzellan	1,6 ÷ 2 „	—
Pyrexglas, Corning Glass Co. USA.	3,3 ÷ 3,7 „	1200
Quarz, -Achse	7,47 „	—
Quarz, ⊥-Achse	13,7 „	—
Quarzglas	0,44 „	—
Silikat-Flint O 118	7,31 „	—
„ „ O 479	7,88 „	—
„ „ leichtes O 154	7,92 „	—
Silikatkron, gewöhnlich O 1022	9,65 „	—
Supremaxglas, Schott	3,3 „	> 635
Tempax, Jenaer	3,6 „	—
Thermometerglas, normal Jenaer 16 ^{III}	8,0 „	—
Tonerdeglass 102 ^{III}	11,2 „	—
Uviolglas, Schott 1016 ^{III}	5,5 „	700
Verbundglas, Jenaer	7,3 „	—
Zinkborat, Jenaer, alkalifrei Nr. 665	3,7 „	—
Zwischenglas Osram Z 54	5,4 „	—
„ „ Z 63	6,3 „	512
„ „ Z 70	7,0 „	329
„ „ Z 78	7,8 „	530

p 4) Spezifischer Widerstand und Temperaturkoeffizient von Röhrenwerkstoffen³. $R_t = R_{t_0} (1 + \alpha t)$.

Stoff	t ° C	Spezifischer Widerstand $\frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}$	Temperatur- koeffizient α	
Aluminium	Al	15	0,03	+ 0,0042
Antimon	Sb	0	0,391	+ 0,005
Beryllium	Be	0	0,0550	+ 0,0021

¹ Unter Transformationstemperatur wird diejenige Temperatur verstanden, bei der der spröde Glaszustand in den zäh-viskosen übergeht; außer der Viskosität zeigen Wärmeausdehnung, elektrische Leitfähigkeit und Brechkraft im Transformationspunkt eine sprunghafte Änderung.

² Zum Teil nach Landolt Börnstein: Physikalisch-chemische Tabellen.

³ Landolt Börnstein: Physikalisch-chemische Tabellen.

Tabelle p 4) (Fortsetzung).

Stoff		t °C	Spezifischer Widerstand $\frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}$	Temperaturkoeffizient α
Blei	Pb	15	0,21	+ 0,0041
Bronze: 87 Cu, 12 Sn, 1 Pb		15	0,18	+ 0,005
Cadmium	Cd	18	0,0757	+ 0,0042
Caesium	Cs	0	0,19	+ 0,0044
Calcium	Ca	20	0,10	+ 0,0033
Chrom	Cr	0	0,15	
Eisen	Fe	15	0,10	
			÷ 0,14	+ 0,0063
Frigidal: 33 Ni, 66 Fe, 1 Cr		20	0,9	$1,4 \cdot 10^{-8}$
Gold	Au	18	0,0242	+ 0,004
Graphit (Elektrographit)	C		6 ÷ 11	- 0,000126 (90 ÷ 100 ⁰)
Invar: 36 Ni, 64 Fe		20	0,78	$8 \cdot 10^{-7}$
Iridium	Ir	18	0,053	+ 0,004
Kalium	K	0	0,070	+ 0,0058
Kobalt	Co	20	0,068	+ 0,0066
Konstantan: 60 Cu, 40 Ni		15	0,49	+ 0,00000
Kupfer		15	0,017	
			÷ 0,0179	+ 0,0042
„ nach VDE		20	0,01784	
Lanthan	La	0	0,576	
Lithium	Li	0	0,0935	
Magnesium	Mg	20	0,043	+ 0,0038
Manganin: 84 Cu, 4 Ni, 12 Mn		15	0,42	+ 0,00001
Mangan kupfer: 70 Cu, 30 Mn		15	1,00	+ 0,00004
Manganstahl: 12 % Mn		15	0,55	+ 0,002
Messing: 99,3 Cu, 0,7 Zn		15	0,018	+ 0,0037
„ 90,9 Cu, 9,1 Zn		15	0,036	+ 0,0020
„ 65,8 Cu, 34,2 Zn		15	0,063	+ 0,0016
„ 53,1 Cu, 46,9 Zn		15	0,043	+ 0,0031
„ 0,15 Cu, 99,85 Zn		15	0,059	+ 0,0038
Molybdän	Mo	0	0,0514	+ 0,0043
Natrium	Na	20	0,049	+ 0,005
Neusilber: 60 Cu, 25 Zn, 14 Ni		15	0,30	+ 0,0004
Nickel	Ni	15	0,1	
			÷ 0,12	+ 0,006
Nikelin: 62 Cu, 20 Zn, 18 Ni		15	0,33	+ 0,0003
Niobium	Nb	15	0,18	< 0,003
Osmium	Os	20	0,095	+ 0,0042
Palladium	Pd	0	0,102	+ 0,0036
Palladiumsilber: 20 Pd, 80 Ag		15	0,15	+ 0,0003
Platin	Pt	15	0,094	
			÷ 0,11	+ 0,0038
Platin Iridium: 20 Ir, 80 Pt		15	0,32	+ 0,002
Quecksilber	Hg	15	0,95	+ 0,00090
Resistin Cu, Mn		15	0,51	+ 0,000008
Rubidium	Rb	0	0,12	
Silber	Ag	15	0,016	
			÷ 0,0175	+ 0,004
Strontium	Sr	0	0,30	
Tantal	Ta	15	0,15	+ 0,0035
Thallium	Tl	0	0,16	+ 0,005
Thorium	Th	18	0,18	
Titan	Ti	0	0,82	
Wismut	Bi	15	1,2	+ 0,0045
Wolfram	W _o	0	0,055	+ 0,0048
Zink	Zn	15	0,06	+ 0,0041
Zinn	Sn	15	0,12	+ 0,0045
Zirkon	Zr	15	0,492	+ 0,0040

V. Hochvakuumtechnik.

q 1) Dimensionierung MacLeodscher Manometer. Variables Kompressionsvolumen (Abb. 185).

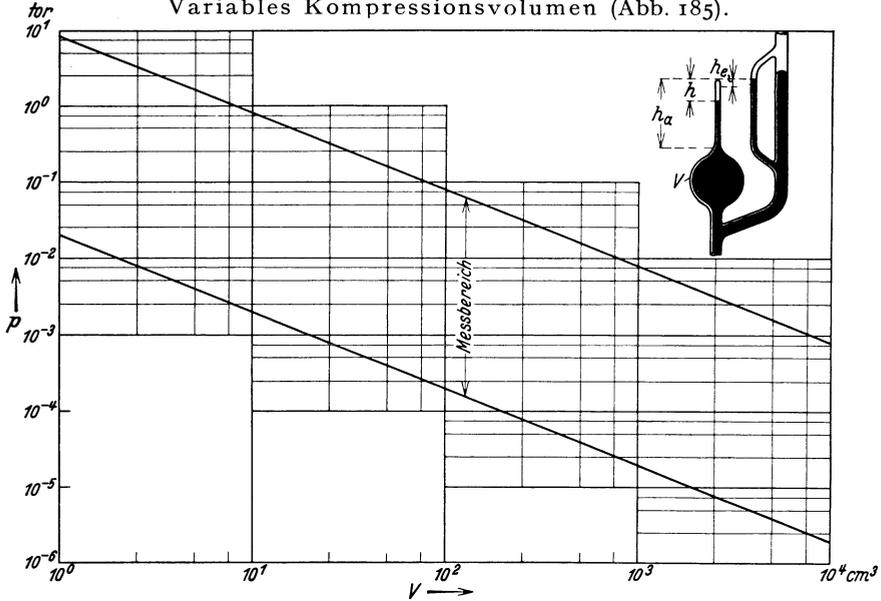


Abb. 185. Manometer nach MacLeod mit variablem Kompressionsvolumen (quadratische Skala). Abhängigkeit des Meßbereiches vom Gesamtvolumen V . (Für $h_a = 100$ mm, $h_c = 5$ mm, $d = 1$ mm.)

Die Quecksilberkuppe im Steigrohr wird bei allen Messungen auf die in Höhe des Endes der Kompressionskapillaren befindlichen Marke eingestellt. Je nach dem zu messenden Druck wird daher in der Kompressionskapillare eine bestimmte Quecksilberhöhe sich einstellen. Dann ergibt sich für den zu messenden Druck (vgl. Skizze auf Abb. 185)

$$p_x \cdot V = (p_x + h) V_c; \text{ da } p_x V_c \text{ klein ist, gilt } p_x = h \frac{V_c}{V}.$$

$p_x =$ zu messender Druck im tor (mm Hg); $V_c =$ Volumen des komprimierten Gases; $V =$ Volumen der Kugel + Kapillare; $h =$ Höhenunterschied der Quecksilberkuppen.

Für genau zylindrische Kapillaren mit dem Durchmesser d gilt:

$$V_c = h \frac{\pi}{4} d^2.$$

Durch Einsetzen erhält man:

$$p_x = h^2 \frac{\pi}{4} \frac{d^2}{V}; \quad p_x, h, d \text{ in mm bzw. in tor, } V \text{ in mm}^3.$$

Da d und V Konstante sind, wird die Skala für p_x an der Kapillaren quadratisch.

$$p_{x\text{tor}} = h_{[\text{mm}]^2}^2 \frac{\pi}{4} 10^{-3} \frac{d_{[\text{mm}]^2}^2}{V_{[\text{cm}^3]}}.$$

Aus praktischen Gründen ist der Meßbereich eines solchen Manometers begrenzt: h kann nicht viel kleiner als 5 mm sein, da das Ende der Kapillaren nicht genau genug zylindrisch, also nicht gut kalibrierbar ist. Der Durchmesser ist im Minimum etwa 1 mm zu wählen, da bei kleineren Durchmessern der Hg-Faden beim Senken leicht abreißen kann und sich dann schlecht aus der Kapillaren entfernen läßt. Für die Vorausberechnung von Manometern gilt unter diesen Voraussetzungen das Diagramm (Abb. 185), das für eine maximale Kapillarenlänge (h_{\max}) von 100 mm in Abhängigkeit vom Manometergesamtvolumen (V) den meßbaren Druck und den Druckbereich angibt.

Zu beachten ist, daß wegen der Unmöglichkeit, Größen von $h \sim 1$ mm ohne besondere Hilfsmittel festzustellen, der prozentuale Meßfehler bei den jeweils geringsten Drucken 40 und mehr Prozente betragen kann.

Konstantes Kompressionsvolumen (Abb. 186).

Im Gegensatz zum erstgenannten Verfahren (vgl. Abb. 186) kann man das Quecksilber auch auf ein bestimmtes Kompressionsvolumen einstellen und dann am Steigrohr durch die veränderliche Höhe den gesuchten Druck messen. Es gilt dann:

$$p_{x[\text{tor}]} = h_{[\text{mm}]} \frac{V_c[\text{cm}^3]}{V_{[\text{cm}^3]}}$$

h = Höhenunterschied der Quecksilberkuppen in mm; V_c = Volumen des komprimierten Gases; V = Gesamtvolumen des Manometers.

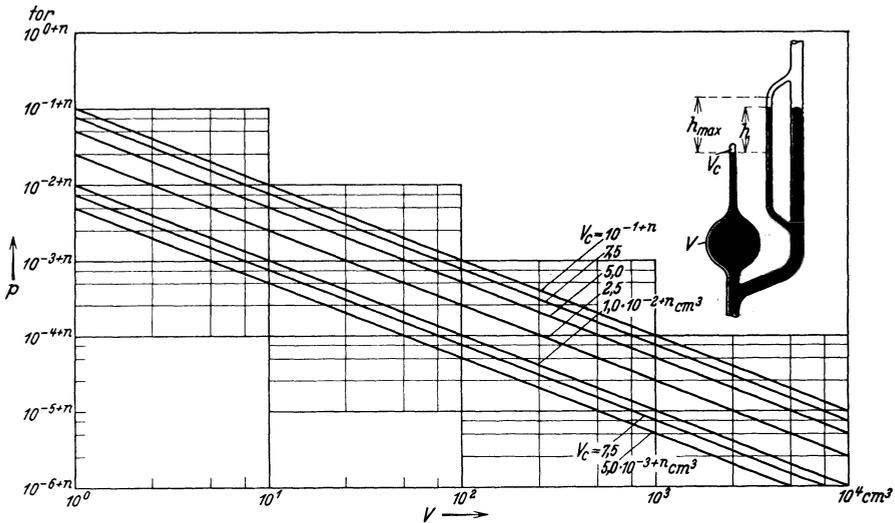


Abb. 186. Manometer nach MacLeod mit konstantem Kompressionsvolumen (lineare Skala). Untere Grenzdrücke in Abhängigkeit vom Gesamtvolumen V . ($h_{\text{min}} = 1$ mm; $V_{c\text{min}} = 5 \cdot 10^{-3}$ cm³.)

Nimmt man als kleinstes Kompressionsvolumen (V_c) ein Volumen von $5 \cdot 10^{-3}$ cm³ und als minimale ablesbare Höhe $h_{\text{min}} = 1$ mm an, so gibt die Linie für $V_c = 5,0 \cdot 10^{-3+n}$ ($n = 0$) in Abb. 186 in Abhängigkeit von Gesamtvolumen V den kleinsten noch meßbaren Druck (unteren Grenzdruck) an. Hat man größere Volumina V_c , so geht man auf die andern im Diagramm eingetragenen Linien für $V_c = 7,5 \cdot 10^{-3+n}$; $1,0 \cdot 10^{-2+n}$; $2,5 \cdot 10^{-2+n}$; $5,0 \cdot 10^{-2+n}$; $7,5 \cdot 10^{-2+n}$ und $1,0 \cdot 10^{-1+n}$ über und wählt (je nach Größe von V_c) $n = 0$; 1 ; 2 usw. Für den Druckmaßstab ist dann dasselbe n zu verwenden.

Der obere Grenzdruck des Manometers richtet sich nach der Länge des Steigrohres. Seine Größe ist $\frac{h_{\text{max}}}{h_{\text{min}}}$ mal so groß als der untere Grenzdruck, man hat also die Ordinaten des Diagramms mit dem genannten Wert zu multiplizieren.

q 2) Gasströmung durch kreiszylindrische Röhren.

Wird durch ein Rohr vom Halbmesser r und der Länge l ein Gasvolumen v je Zeiteinheit befördert, so tritt ein Druckabfall Δp auf.

1. Innere Reibung: Mittlere freie Weglänge $\lambda \ll r$, überwiegend intramolekulare Zusammenstöße:

$$v = \frac{\Delta p}{W_i} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right]; \quad \Delta p \left[\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \right]; \quad l, r \text{ [cm].}$$

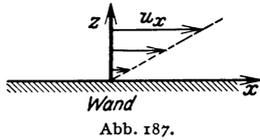


Abb. 187.

Rohrwiderstand bei innerer Reibung

$$W_i = \frac{8l}{\pi r^4} \cdot \eta_i.$$

Zähigkeit η_i^* .

$$\text{Definition: } \tau = \eta_i \frac{\partial u_x}{\partial z}.$$

Gaskinetische Formeln:

$$\begin{aligned} \eta_i &= \frac{5\sqrt{\pi} \cdot 1,016}{64} \frac{\sqrt{m k T}}{\pi R_g^2} \left[\frac{\text{g}}{\text{s cm}} \right]; \\ &= \frac{5\sqrt{\pi} \cdot 1,016}{64} \sqrt{\frac{k}{L}} \frac{\sqrt{\mu T}}{\pi R_g^2} = 21,2 \cdot 10^{-22} \frac{\sqrt{\mu T}}{\pi R_g^2}; \\ &= 21,2 \cdot 10^{-22} \frac{\sqrt{\mu}}{\pi R_g^2} \cdot \frac{T^{3/2}}{T + T_v}^{**}; \\ \frac{\eta_i}{\eta_{i_{273}}} &= \left(\frac{T}{273} \right)^{3/2} \frac{273 + T_v}{T + T_v}. \end{aligned}$$

τ [dyn/cm²] = Schubspannung; u_x [cm/s] = Geschwindigkeit parallel zur Wand; m [g] = Molekülmasse; μ Molekulargewicht des Gases; R_g [cm] gaskinetischer Wirkungshalbmesser; L Loschmidtsche Zahl; k [erg/°K] Boltzmannsche Konstante; T [°K] Temperatur des Gases; T_v [°K] Verdopplungstemperatur (s. Ziffer e 3)

$$\frac{1}{T_v} = C_s = \text{Sutherlandsche Konstante.}$$

Tabelle für η_{273}^{***} .

Gas	Ar	H ₂	H ₂ O-Dampf	He	Hg	Luft	N ₂	O ₂
$\eta_{273}^i \cdot 10^7 \left[\frac{\text{g}}{\text{s} \cdot \text{cm}} \right]$	2107	843	904	1870	1620	1711	1670	1905

2. Äußere Reibung: Mittlere freie Weglänge $\lambda \gg r$, überwiegend Zusammenstöße zwischen den Gasmolekülen und der Wand des Rohres.

$$v = \frac{\Delta p}{W_a}.$$

Rohrwiderstand bei äußerer Reibung

$$W_a = \frac{8l}{\pi r^4} \eta_a$$

Die hier eingeführte äußere Reibung ist eine in formaler Analogie zur inneren Reibung (Zähigkeit) gebildete Größe zur Berechnung des Strömungswiderstandes kreiszylindrischer Röhren. Sie ist wohl zu unterscheiden von dem in der Literatur üblichen „Koeffizienten der äußeren Reibung“¹, der auch formal eine andere Dimension besitzt.

Gaskinetische Formeln:

$$\begin{aligned} \eta_a &= \frac{3}{32} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\dot{p}}{\sqrt{\frac{k T}{m}}} \cdot r = \frac{3}{32} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{k L}} \sqrt{\frac{\mu}{T}} \dot{p} \cdot r \\ &= 12,9 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{\mu}{T}} \dot{p} [\text{dyn/cm}^2] \cdot r = 17,2 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{\mu}{T}} \dot{p} [\text{tor}] \cdot r \left[\frac{\text{g}}{\text{s cm}} \right]. \end{aligned}$$

* Vgl. z. B. J. H. Jeans: Dynamische Theorie der Gase (deutsch von Fürth) 1926 S. 351.

** Vgl. Sutherlandsche Formel für Wirkungsquerschnitt, abhängig von der Temperatur. Ziffer e 3, S. 23.

*** Dushman, S.: Hochvakuumtechnik 1926 S. 19.

¹ Vgl. z. B. S. Dushman: Hochvakuumtechnik 1926.

3. Übergangsbereich zwischen innerer und äußerer Reibung.

Definition der Förderleistung $F = v \cdot \rho \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \cdot \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \right]$.

a) Halbempirische Formel nach Knudsen für hinreichend kleine Druckdifferenz Δp :

$$F = F_{gr} \left[\frac{p}{p_0} + \frac{1 + p/p_1}{1 + p/p_2} \right],$$

wobei

$$F_{gr} = \frac{p \cdot \Delta p}{W_a} = \frac{p \pi r^4}{8 l \eta_a} \Delta p = 3,05 \cdot 10^4 \frac{r^3 \Delta p}{\sqrt{\frac{\mu}{T} l}},$$

$$p_0 = p \frac{W_i}{W_a} = p \frac{\eta_i}{\eta_a} = \frac{\eta_i}{12,9 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{\mu}{T} r}}; \quad p_1 = 4,56 \cdot 10^3 \frac{\eta_i}{r \sqrt{\frac{\mu}{T}}}; \quad p_2 = 3,68 \cdot 10^3 \frac{\eta_i}{r \sqrt{\frac{\mu}{T}}},$$

Relative Förderleistung:

$$\frac{F}{F_{gr}} = \frac{12,9 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{\mu}{T}}}{\eta_i} (r \cdot p) + \frac{1 + \frac{2,19 \cdot 10^{-4}}{\eta_i} \sqrt{\frac{\mu}{T}} (r \cdot p)}{1 + \frac{2,72 \cdot 10^{-4}}{\eta_i} \sqrt{\frac{\mu}{T}} (r \cdot p)}.$$

Für Luft von $293^0 K$ ist: $\mu = 29$ (Mittelwert unter Beachtung der Zusammensetzung der Luft).

$$\eta_i = 1,81 \cdot 10^{-4} \left[\frac{\text{g}}{\text{cms}} \right]; \quad F_{gr} = 9,68 \cdot 10^4 \frac{r^3 \Delta p}{l}; \quad p_0 = 44,6 \frac{\text{I}}{\text{r}}; \quad p_1 = 2,62 \frac{\text{I}}{\text{r}}; \quad p_2 = 3,68 \frac{\text{I}}{\text{r}};$$

Relative Förderleistung:

$$\frac{F}{F_{gr}} = 2,24 \cdot 10^{-2} (r \cdot p) + \frac{1 + 0,382 (r \cdot p)}{1 + 0,473 (r \cdot p)} \quad (\text{vgl. Abb. 188, ausgezogene Kurve}).$$

b) Theoretische Formeln für hinreichend kleine Druckdifferenz Δp .

Großer Druck (innere Reibung); überall $\frac{\lambda}{6,75 \cdot r} < 1^*$.

$$F_i = \frac{p \Delta p}{W_i} = \frac{\pi r^4 \cdot p \cdot \Delta p}{8 l \eta_i}.$$

Kleiner Druck (äußere Reibung); überall $\frac{\lambda}{6,75 r} > 1^*$.

$$F_a = F_{gr} = \frac{p \cdot \Delta p}{W_a} = \frac{\pi r^4 p \Delta p}{8 l \eta_a} = 3,05 \cdot 10^4 \frac{r^3 \Delta p}{\sqrt{\frac{\mu}{T} l}}$$

$$\frac{F_i}{F_{gr}} = \frac{\eta_a}{\eta_i} = \frac{12,9 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{\mu}{T}}}{\eta_i} (p \cdot r).$$

Für Luft von $T = 293^0 K$:

$$F_a = F_{gr} = 9,68 \cdot 10^4 \frac{r^3 \Delta p}{l}$$

$$\frac{F_i}{F_{gr}} = 2,24 \cdot 10^{-2} (r \cdot p)$$

(vgl. Abb. 188, gestrichelte Kurve).

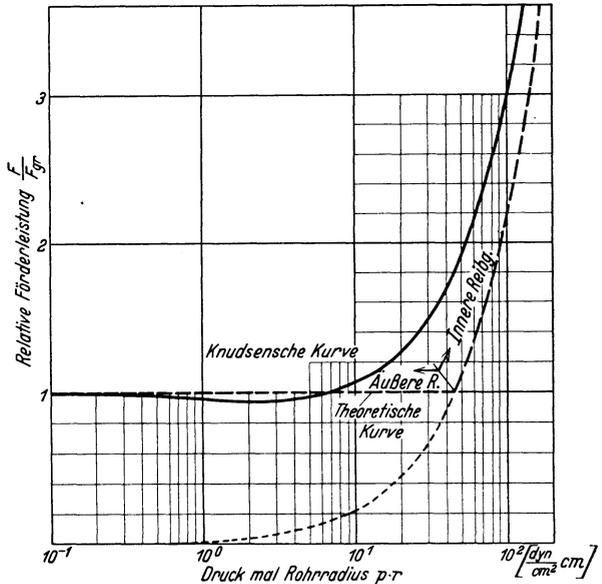


Abb. 188. Übergang zwischen innerer und äußerer Reibung (Luft, $293^0 K$).

* $\frac{\lambda}{6,75 r} = 1$ ist die Bedingung für $\eta_a = \eta_i$.

q 3) Pumpdauer und Fördermenge von Vakuumpumpen.

Pumpe direkt am Rezipient.

Durch den Pumpprozess wird das Volumen V_0 (bei Druck p_0) des anfänglich in Rezipienten vorhandenen Gases gleichsam auf ein Volumen V (beim Druck p) vergrößert. Bei konstanter Temperatur ist:

$$V_0 p_0 = V p \quad \text{oder} \quad \frac{d p}{d t} = - \frac{p}{V} \frac{d V}{d t}; \quad V [\text{cm}^3]; \quad p \left[\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \right].$$

Bilanz für V :

Vergrößerung: $v \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right]$ sekundlich abgesaugtes Volumen (Fördermenge).

Verkleinerung: $\beta v \frac{p_a}{p} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right]$ Wirkung des schädlichen Raumes beim Außendruck p_a . β = Größe des schädlichen Raumes im Verhältnis zum „Hubvolumen“.

$$\text{Also: } \frac{d V}{d t} = v \left(1 - \beta \frac{p_a}{p} \right) \quad \text{oder} \quad \frac{d p}{d t} = - \frac{v}{V} (p - \beta p_a).$$

Für $t \rightarrow \infty$ erreicht die Pumpe einen Grenzdruck p_∞ ($\frac{d p}{d t} = 0$; $p_\infty = \beta p_a$);

$$\frac{d p}{d t} = - \frac{v}{V} (p - p_\infty);$$

$$\text{Also: } \frac{p}{p_\infty} = 1 + \left(\frac{p_a}{p_\infty} - 1 \right) e^{-\frac{t}{T}}; \quad T = \frac{V}{v} \text{ Pumpenzeitkonstante.}$$

Pumpdauer mit gegebener Pumpe:

$$t = T \ln \frac{\frac{p_a}{p_\infty} - 1}{\frac{p_e}{p_\infty} - 1} \quad [\text{s}] \quad p_e = \text{Druck nach einer Pumpdauer } t.$$

Fördermenge für gegebene Pumpdauer

$$v = \frac{V}{T} \ln \frac{\frac{p_a}{p_\infty} - 1}{\frac{p_e}{p_\infty} - 1} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right].$$

q 4) Strömungswiderstand von Hochvakuum-Rohrleitungen.

Unter der Voraussetzung äußerer Reibung fließt durch die Rohrleitung Rezipient-Pumpe stationär die Gasmenge

$$v \cdot p = F_a = \frac{\dot{p} \cdot \Delta p}{W_a} = 3,05 \cdot 10^4 \frac{r^3 \Delta p}{\sqrt{\frac{\mu}{T}} l}; \quad v [\text{cm}^3/\text{s}]; \quad l [\text{cm}] \text{ Rohrlänge};$$

$$\frac{\dot{p} [\text{dyn}/\text{cm}^2]}{T [\text{°K}]}; \quad r [\text{cm}] \text{ Rohrradius.}$$

An der Pumpe (Index \bar{p}) und am Rezipienten (Index r) sind die Förderleistungen gleich, falls die Temperatur konstant ist; Förderleistung für äußere Reibung:

$$v_r p_r = v_p \cdot p_p = F_a = 3,05 \cdot 10^4 \frac{r^3 (p_r - p_p)}{\sqrt{\frac{\mu}{T}} l} \left[\frac{\text{cm} \cdot \text{dyn}}{\text{s}} \right].$$

Selbst bei beliebig gesteigerter Pumpenfördermenge ($v_p \rightarrow \infty$) steigt das am Rezipienten abgesogene Gasvolumen v_r nie über den Betrag

$$v_{r\infty} = 3,05 \cdot 10^4 \cdot \frac{r^3}{\sqrt{\frac{\mu}{T}} l} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right].$$

Bei endlicher Pumpenfördermenge gilt:

$$\frac{1}{v_r} = \frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_{r\infty}}; \quad v_r = \frac{1}{\frac{1}{v_p} + \sqrt{\frac{\mu}{T}} \frac{l}{3,05 \cdot 10^4 r^3}}.$$

Der Gütegrad der Pumpanlage ist:
$$\eta = \frac{v_r}{v_p} = \frac{1}{1 + \frac{v_p}{v_{r\infty}}}$$

Für Luft ($\mu = 29$) von $T = 293^0 K$ ist bei der Rohrlänge $l = 1$ m für verschiedene Radien in mm:

$$v_r = \frac{1}{\frac{1}{v_p} + \frac{1,03}{r^3_{[mm]}}} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right] \quad (\text{Abb. 189}).$$

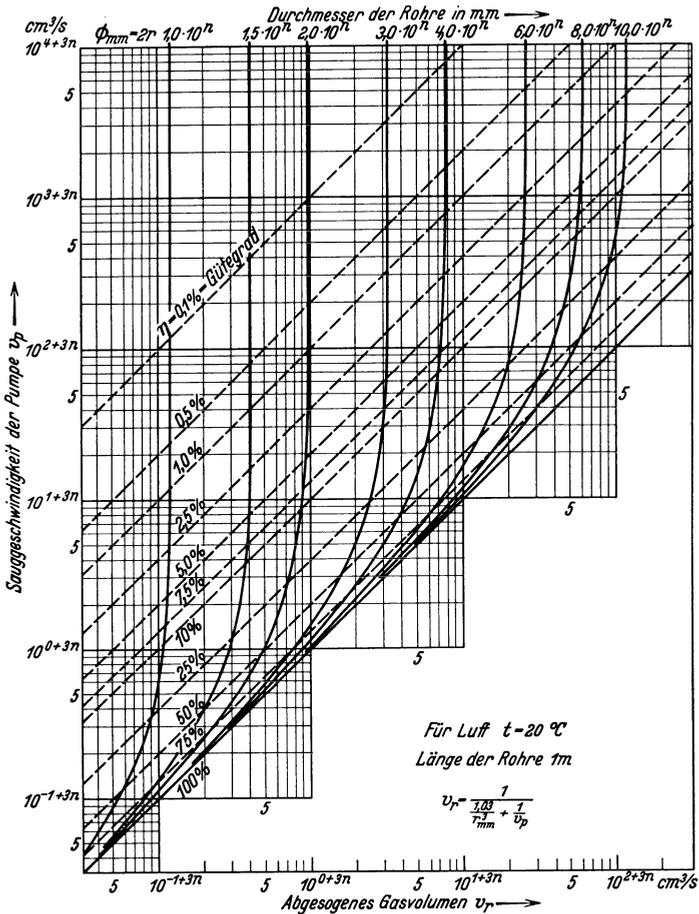


Abb. 189. Abhängigkeit des abgesaugten Gasvolumens am Ende einer 1 m langen Rohrleitung von der Fördermenge („Sauggeschwindigkeit“) der Vakuumpumpe und vom Rohrdurchmesser. Gütegrad der Pumpanlage.

Beispiele für Benutzung der Abb. 189:

1. Gesucht ist das maximale Luftvolumen, das sekundlich durch ein Rohr von 3,5 m Länge und 6 mm Durchmesser fließen kann.

In diesem Falle ist der Maßstabexponent $n = 0$ ($6,0 \cdot 10^n = 6$ mm, also $n = 0$); daher ist für ein Rohr von 1 m Länge das maximal abgesogene Luftvolumen für $2r = 6,0 \cdot 10^0$ gleich $2,6 \cdot 10^{1+3n} = 2,6 \cdot 10^{1+0} = 2,6 \cdot 10^1 = 26 \text{ cm}^3/\text{s}$. Für ein Rohr von 3,5 m Länge ist das abgesaugte Luftvolumen:

$$\frac{26}{3,5} = 7,2 \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$$

2. Gesucht ist das Durchfließvolumen einer Hochvakuumpumpanlage: Fördermenge der Pumpe $1000 \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$, Rohrdurchmesser 20 mm, Rohrlänge 1 m.

Der Maßstabexponent ergibt sich aus dem Rohrdurchmesser d zu: $(20 = 2 \cdot 10^1 = 2 \cdot 10^1)^n = 1$.

Auf der Ordinate findet man: $v_p = 1000 = 1 \cdot 10^x + 3n = 1 \cdot 10^0 + 3$.

Dazu gehört für den gegebenen Durchmesser die Abszisse $5 \cdot 10^{-1+3n} = 5 \cdot 10^2 = 500$; also ist das gesuchte abgesogene Luftvolumen $v_r = 500 \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$.

3. Gesucht ist die Ausnutzung der Pumpe im Fall 2. Durch den im zweiten Beispiel gefundenen Punkt ($v_r = 5 \cdot 10^{-1+3n}$; $v_p = 1 \cdot 10^0 + 3n$) geht die zum Gütegrad 50% gehörige Gerade. Die Pumpe ist also zu 50% ausgenutzt.

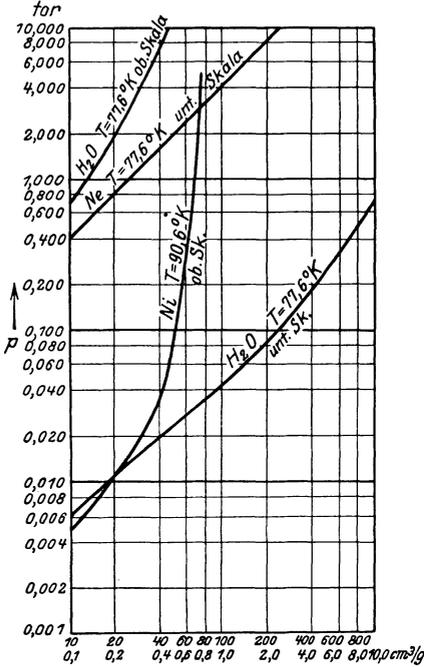


Abb. 190. Gasadsorption durch Holzkohle nach Claude.

q 5) Adsorption von Wasserstoff, Stickstoff und Neon durch Holzkohle¹.

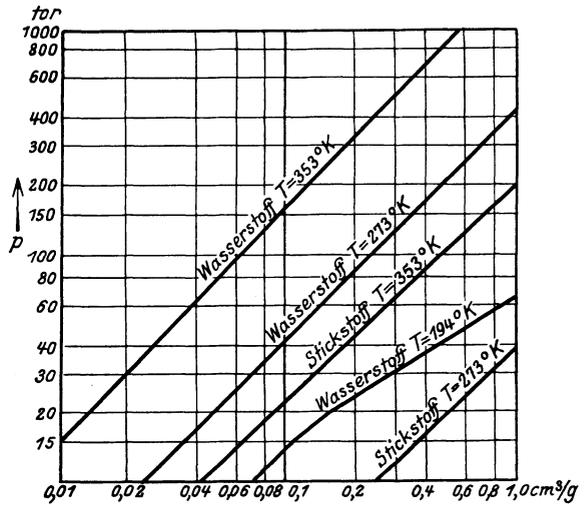


Abb. 191. Gasadsorption durch Holzkohle nach Titoff.

Adsorption durch Holzkohle bei tiefen Temperaturen (Extrapolation auf niedrigere Drucke nach Abb. 190.)

Für Wasserstoff und $T = 77,6^\circ K$			Für Stickstoff und $T = 90,6^\circ K$		
p_{tor}	$p_{\text{dyn/cm}^2}$	$V_{\text{cm}^3/\text{g}}$	p_{tor}	$p_{\text{dyn/cm}^2}$	$V_{\text{cm}^3/\text{g}}$
$6 \cdot 10^{-3}$	8	106 000	$3,89 \cdot 10^{-3}$	5,3	9 500 000
$0,749 \cdot 10^{-3}$	1	13 250	$0,749 \cdot 10^{-3}$	1	1 800 000
$0,749 \cdot 10^{-4}$	10^{-1}	1 325	$0,749 \cdot 10^{-4}$	10^{-1}	180 000
$0,749 \cdot 10^{-5}$	10^{-2}	133	$0,749 \cdot 10^{-5}$	10^{-2}	18 000
$0,749 \cdot 10^{-6}$	10^{-3}	13	$0,749 \cdot 10^{-6}$	10^{-3}	1 800

q 6) Siedepunkte verflüssigter Gase bei 760 tor.

Gas	Siedepunkt °C	Gas	Siedepunkt °C	Gas	Siedepunkt °C
Ar	-185,8	He. . .	-268,8	NH ₃ . .	- 33,5
CO	-190	Luft . .	-193	O ₂ . . .	-183,0
CO ₂ * . . .	-78,5	N ₂ . . .	-195,7	SO ₂ . . .	- 11
H ₂	-252,8	Ne . . .	-243		

¹ Dushman, S.: Hochvakuumtechnik 1926 S. 154f.

* Verdampfungspunkt des festen CO₂.

q 7) Dampfdrucke von Ramsay-Fett.

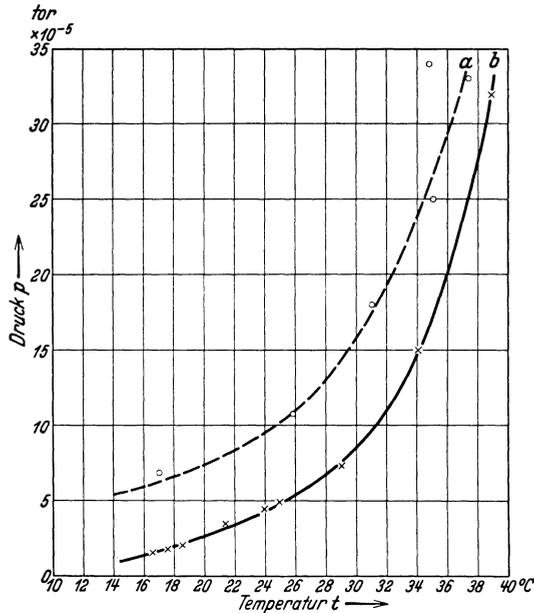


Abb. 192. Dampfdrucke von Ramsay-Fett¹ (zäh Nr. 1749 [Leybolds Nachf., Köln]). a Anfangsdruck, b Druck nach mehrstündiger Erwärmung im Vakuum über den Schmelzpunkt und Rückkühlung auf die Temperatur t.

q 8) Dampfdrucke organischer Betriebsstoffe für Hochvakuumdiffusionspumpen².

	Druck bei 0° C tor	Druck bei 25° C tor
Medicinal-Paraffin (Middle-Fraktion)	$\sim 1 \cdot 10^{-6}$	$\sim 1 \cdot 10^{-5}$
N-di-Butylphthalat	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$7,8 \cdot 10^{-5}$
Butyl-Benzyl-Phtalat	$2,6 \cdot 10^{-7}$	$6,2 \cdot 10^{-6}$
Öl für Vakuumpumpen (fraktioniert)	$1,2 \div 2,1 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \div 4 \cdot 10^{-6}$

VI. Bezeichnungen der Gasentladungen nach AEF³.

r 1) Allgemeine physikalische Einteilung.

Gasentladungen nennt man diejenigen Teile elektrischer Stromkreise, in denen der Strom durch Gase oder Dämpfe fließt; den Ladungstransport besorgen dabei elektrisch geladene Moleküle oder Atome (Ionen) und Elektronen.

Ähnlich wie bei Stromkreisen aus metallischen Leitern unterscheidet man stationäre und vorübergehende Gasentladungen. Stationär heißen diejenigen Entladungen, die man an sich über beliebig lange Zeiten erhalten kann, unabhängig davon, wie lange sie in einem Einzelfall tatsächlich bestehen. Vorübergehende Entladungen sind solche, die noch nicht ins Gleichgewicht gekommen sind, die sich also noch

¹ Nach H. Mayer: Z. Physik Bd. 67 (1931) S. 264.

² Hickman, K. C. D. and G. R. Sanford: Rev. Sci. Instr. Bd. 1 (1930) S. 140.

³ Elektrotechn. Z. 1933 H. 34 S. 841. Bearbeitet von A. v. Engel, M. Steenbeck, W. Estorff, R. Holm, E. Lübcke, A. Matthias, O. Mayr, M. Pirani, I. Rebhan, R. Rüdemberg, R. Seeliger, R. Vieweg, K. W. Wagner. Abdruck erfolgte mit Genehmigung des AEF.

im Zustand der Entwicklung befinden; diese Entwicklung kann zu einer stationären Entladung oder zur Stromlosigkeit führen. Auch die periodischen Entladungen können stationären oder vorübergehenden Charakter haben (s. a. 13). Entladungen, welche infolge äußerer Umstände (z. B. Veränderung der treibenden Spannung, des Elektrodenabstandes, Gasinhaltes usw.) verschwinden, sollen im Gegensatz zu den vorübergehenden Entladungen „Abreißentladungen“ genannt werden.

Stationäre Entladungen können selbständig oder unselbständig sein. Selbständige Entladungen sind solche, bei denen alle für den Stromtransport erforderlichen Träger mittelbar oder unmittelbar von der Entladung selbst gebildet werden. Die unselbständigen Entladungen sind an eine ständige Trägerzufuhr aus einer Fremdquelle gebunden.

11. Hauptformen stationärer Entladungen.

Es lassen sich als Extremfälle folgende drei physikalisch gut definierte Hauptformen stationärer Entladungen unterscheiden; zwischen diesen sind stetige Übergänge und Mischformen möglich, die im wesentlichen durch die Vorgänge an der Kathode der Entladungsstrecke charakterisiert sind.

111. Dunkelentladung: Entladung, bei welcher die Raumladungen gegenüber den Elektrodenladungen vernachlässigbar sind; die Feldstärke im Entladungsraum ist also im wesentlichen nur durch das Feld der Elektroden und unter Umständen der Wandladungen bestimmt. Wegen der schwachen Raumladungen sind nur geringe Stromdichten möglich (etwa 10^{-6} A/cm²).

Beispiele: Eine unselbständige Dunkelentladung tritt in einer Ionisierungskammer auf; eine selbständige Dunkelentladung ist der dunkle Vorstrom (gasgefüllte Photozelle).

112. Glimmentladung: Entladungsform, bei welcher Raumladungen den Feldverlauf wesentlich bestimmen, dadurch gekennzeichnet, daß die Träger in der Entladungsbahn im wesentlichen durch Trägerstoß erzeugt werden. Vor einer Kathode einer selbständigen Glimmentladung bildet sich ein Kathodenfall aus (s. 312), welcher größer oder gleich dem normalen Kathodenfall ist. Erwärmungserscheinungen im Gas oder an den Elektroden sind für das Bestehen der Entladung unwesentlich.

Beispiele: Glimmlampen, Kathodenfalleiter, Ringentladung.

113. Bogenentladung: Entladung, bei welcher Raumladungen den Feldverlauf wesentlich bestimmen, charakterisiert durch zusätzliche trägererzeugende Prozesse außer Stoßionisation im Kathodengebiet. Vor der Kathode einer selbständigen Bogenentladung bildet sich ein Kathodenfall aus, welcher kleiner ist als der normale Kathodenfall der Glimmentladung (s. 312). Bei der selbständigen Bogenentladung ist in der Regel die Kathode hoch erhitzt bei hoher Stromdichte bis zu einigen 1000 A/cm².

Beispiele: Zur selbständigen Bogenentladung zählen z. B. das Bogenlicht, der Quecksilberdampfbogen; zur unselbständigen Bogenentladung z. B. der Bogen mit fremdgeheizter Glühkathode.

114. Zwischen- und Mischformen: Außer den unter 111–113 genannten Entladungen sind Zwischenformen bekannt, deren Eigenschaften ihre Eingliederung unter mehr als einer dieser Hauptformen möglich machen. Derartige Entladungen lassen sich nur durch nähere Angabe ihrer charakteristischen Eigenschaften kennzeichnen. Mischformen sind solche Entladungen, bei denen gleichzeitig nebeneinander mehrere der unter 111–113 beschriebenen Hauptformen oder Zwischenformen auftreten.

Beispiele für Zwischenformen: Stark anomale Glimmentladung mit einer durch die Entladung zum Glühen gebrachten Kathode (Zwischenform zwischen Glimm- und Bogenentladung). Unselbständige Bogenentladung mit fremdgeheizter Kathode und zusätzlicher Heizung durch die Entladung selbst (Zwischenform zwischen selbständiger und unselbständiger Bogenentladung).

Beispiel für die Mischform: Koronaentladung (Mischform von Dunkel- und Glimmentladung).

12. Vorübergehende Entladungen.

121. Dunkelentladung: Erklärung wie unter 111.

Beispiel: Erstes Stadium eines sich entwickelnden Durchschlages.

122. Glimmentladung: Entladung, bei welcher Raumladungen den Feldverlauf bestimmen, wobei die Träger im Gas im wesentlichen nur durch Stoßionisation erzeugt werden. Thermische oder autoelektrische Prozesse sollen dabei keine Rolle spielen.

Beispiele: Glimmfunke, Entwicklungsstufe eines Bogenfunken.

123. Bogenentladung: Entladung, bei welcher Raumladungen den Feldverlauf wesentlich bestimmen, wobei die Träger außer durch Stoßionisation im wesentlichen durch zusätzliche Prozesse im Kathodengebiet erzeugt werden (z. B. durch glühelektrische Emission).

Beispiel: Bogenfunken.

13. Periodische Entladungen.

Entladungen, welche gleiche Reihen verschiedener Zustände wiederholt durchlaufen, unter denen der jungfräuliche Zustand ausgeschlossen ist. An den periodischen Entladungen können verschiedene Hauptformen in regelmäßigem Wechsel beteiligt sein.

Beispiel einer stationären periodischen Entladung: Lichtbogenschwingungen erster Art (überlagerte Wechselstromamplitude $<$ Gleichstrom).

Beispiel einer vorübergehenden periodischen Entladung: Glimmentladung der Blinkschaltung.

Zwischenform einer periodischen Entladung: Wechselstrombogen.

r 2) Phänomenologische Einteilung.

21. Entladungselemente.

Die Gasentladungen lassen sich ihrer mit dem Auge wahrnehmbaren Erscheinung nach zusammensetzen aus einigen wenigen Entladungselementen. Für die eindeutige Beschreibung komplizierter Entladungen empfiehlt es sich, ihren äußerlichen Aufbau aus diesen Elementen anzugeben¹. Als Entladungselemente werden Entladungsteile bezeichnet, die dem Auge in sich homogen erscheinen.

211. Dunkelraum: Vom Strom ohne wesentliche Lichterscheinung durchsetztes Volumen.

Beispiele: Bei der Anordnung Spitze-Platte an der Plattenoberfläche bei schwachglimmender Spitze; Dunkelräume in der Glimmentladung.

212. Leuchtraum: Vom Strom durchsetztes, leuchtendes Volumen.

Beispiele: Positive Säule einer Glimmentladung, negatives Glimmlicht.

2121. Leuchtfaden: Dünne, langgestreckte, scharfbegrenzte Leuchterscheinung, Längsfeldstärke ein beträchtlicher Bruchteil der Durchbruchfeldstärke; vermutlich eine kontrahierte positive Säule.

Beispiele: Bei Koronaentladungen und höheren Drucken weit über der Anfangsspannung, meist zu mehreren von einem Punkte ausgehend (Büschel).

2122. Stiel: Ähnlich wie Leuchtfaden, jedoch dicker, heller und stromstärker.

Beispiele: Bei großen Elektrodenabständen und höheren Drucken weit über der Anfangsspannung, jedoch noch unterhalb der Funkenspannung, meist an einer Elektrode aufsitzend und im Raum in Leuchtfäden aufgespalten (Stielbüschel).

2123. Säule: Im Elektrodenzwischenraum auftretende, leuchtende Strombahn mit einer weit unter der Durchbruchfeldstärke liegenden Längsfeldstärke.

Vorkommen: Bogen, Funken.

2124. Glimmhaut: Flächenhaft verteiltes Leuchten unmittelbar an einer Elektrodenoberfläche.

Beispiele: Koronaentladung knapp über der Anfangsspannung, erste Kathodenschicht bei nicht zu tiefen Drucken.

¹ Dadurch lassen sich zahlreiche, meist wenig einprägsame Benennungen insbesondere zusammengesetzter Entladungen vermeiden.

213. Fußpunkt: Räumlich eng begrenztes, unmittelbar an der Elektrode befindliches Gebiet mit meist besonders hoher Leuchtdichte.

Beispiele: Lichtbogenfußpunkt (Brennfleck), Büschel, Stiel, Funken.

Der Fußpunkt kann sich an der Kathode oder an der Anode befinden. Zwischen den Elementen unter 213 und 212 bestehen stetige Übergänge. Alle Elemente mit Ausnahme der Leuchtfäden (2121) treten bei stationären und vorübergehenden Entladungen auf.

22. Aufbau der Hauptformen aus den Entladungselementen.

Bei den Hauptformen lassen sich zweckmäßig mehrere Gebiete unterscheiden: die Elektrodengebiete (Kathoden- und Anodengebiet), welche die an die Elektroden angrenzenden Teile einer Entladung umfassen, die sich bereits bei Variation lediglich des Materials und der geometrischen Daten der Elektroden verändern, und

der Entladungsrumpf, der die Entladungsgebiete enthält, die nicht zu den Elektrodengebieten gehören. Seine Existenz ist für das Bestehen einer Entladung nicht notwendig, seine Ausbildung ist nicht an eine bestimmte Gefäßform geknüpft. Besteht der Entladungsrumpf aus einem nach außen im wesentlichen neutralen Gemisch von angeregten und unangeregten Molekülen, Ionen, Elektronen und Lichtquanten, so heißt er „Plasma“.

221. Aufbau der Kathodengebiete aus Entladungselementen.

2211. Dunkelentladung: Sie enthält kein besonderes Kathodengebiet.

2212. Glimmentladung: Sie enthält Leucht- und Dunkelräume. Bei hohem Druck (etwa Atmosphärendruck) erscheint das Kathodengebiet als eine an der Kathode aufsitzende, leuchtende Glimmhaut unter Umständen mit besonders hell leuchtenden Punkten. Bei Übergang zu niederen Drucken dehnt sich das Kathodengebiet in den Raum hinein aus und zeigt sich unterteilt in Leucht- und Dunkelräume. Bei Anwendung starker optischer Vergrößerung zeigt sich dasselbe Bild bereits bei Atmosphärendruck.

Unmittelbar an die Kathodenoberfläche grenzt der im wesentlichen lichtlose Astonsche Dunkelraum. Anschließend folgt ein Leuchtraum, die „erste Kathodenschicht“, sodann der Kathodendunkelraum (negativer, Hitdorffscher oder Crookescher Dunkelraum); dieser ist jedoch nicht völlig lichtlos und geht ohne scharfe Grenze aus der ersten Kathodenschicht hervor. Der darauffolgende Leuchtraum, „das negative Glimmlicht“, ist durch den oft besonders hellen „Glimmsaum“ meist scharf gegen den Kathodendunkelraum abgegrenzt. Das negative Glimmlicht verschwindet allmählich in einem folgenden, dem „Faradayschen Dunkelraum“, der zum Rumpf überleitet.

2213. Bogenentladung: Sie enthält einen oder mehrere Brennflecke, deren Aufbau im einzelnen noch nicht bekannt ist. Bei Bogenentladungen mit zusätzlich geheizter Kathode kann der Brennfleck die ganze Kathodenoberfläche bedecken.

222. Aufbau des Anodengebietes aus Entladungselementen.

2221. Dunkelentladung: Sie enthält kein besonderes Anodengebiet.

2222. Glimmentladung: Sie enthält bisweilen einen Leuchtraum, eventuell eine eng an der Anode anliegende Glimmhaut (das Anodenlicht), selten einen dünnen Dunkelraum (die dunkle Anodenschicht) zwischen Anode und Anodenlicht. An das letztere schließt sich der „Anodendunkelraum“ an, der bereits zum Rumpf gehört.

2223. Bogenentladung: Sie kann ein oder mehrere Brennflecke enthalten, deren Aufbau noch unbekannt ist. Bei den „Glimmbogen“ ist das Anodengebiet das einer Glimmentladung.

223. Aufbau des Entladungsrumpfes aus Entladungselementen.

2231. Dunkelentladung: Sie besteht ausschließlich aus einem den ganzen Raum zwischen den Elektroden ausfüllenden „Dunkelraum“.

2232. Glimmentladung: Sie enthält das Gebiet, das sich an den Faradayschen Dunkelraum und entsprechend den Anodendunkelraum anschließt. Dazwischen

kann ein Leuchtraum, die „positive Säule“, vorhanden sein; sie ist ziemlich scharf gegen die Dunkelräume abgegrenzt, vor allem gegen die Faradayschen. Die positive Säule ist entweder homogen leuchtend („ungeschichtete positive Säule“) oder in Leucht- und Dunkelräume in regelmäßigem Wechsel unterteilt („geschichtete positive Säule“). Die Schichten können auf die Kathode zu wandern und dadurch eine ungeschichtete Säule vortäuschen.

2233. Bogenentladung: Sie besteht bei höherem Druck aus einem zusammenhängenden Leuchtraum (Bogensäule). Bei höheren Stromstärken ist die Säule von einem leuchtenden Mantel umgeben (Aureole), aus dem sich durch Deformation infolge von Gasströmungen die „Bogenflamme“ ausbilden kann.

Unter vermindertem Druck kann die positive Säule gegen die Elektroden durch Dunkelräume getrennt sein. Die positive Säule kann beispielsweise bei genügendem Abstand zwischen Entladung und Wand völlig verschwinden. Sie kann ebenso wie die positive Säule einer Glimmentladung geschichtet sein.

Wenn sich auch sämtliche Entladungen in die vorher beschriebene Einteilung eingliedern lassen, so ist doch eine besondere Benennung einiger zusammengesetzter Entladungen und einiger Zwischenformen zweckmäßig. Ihrem Auftreten nach unterscheidet man Entladungen im freien Gasraum (23) von Entladungen in der Grenzschicht zweier Medien (24).

23. Besondere Formen der Entladung durch den Gasraum.

231. Korona: Glimmhaut, unter Umständen mit diskreten Fußpunkten, aus denen bei höherer Spannung Büschel oder Stielbüschel herauswachsen. Im übrigen ist der Raum zwischen den Elektroden dunkel. Die Korona ist eine Mischform zwischen Dunkel- und Glimmentladung; sie ist bei Gleich- und Wechselspannung stationär möglich.

Beispiel: An Hochspannungsleitern, insbesondere bei hohem Gasdruck (Atmosphärendruck).

232. Büschel: Vermutlich Glimmentladung mit einer Reihe getrennter positiver Säulen. Von einem Punkte einer Elektrode ausgehende Vielheit von Leuchtfäden. Die Entladung ist stationär möglich, obwohl jeder einzelne Leuchtfaden nur vorübergehend auftritt.

Beispiel: An Hochspannungselektroden bei großem Gasdruck und Abstand und meist bei kleinem Krümmungsradius.

233. Stielbüschel: Der Stiel ist vermutlich die positive Säule einer Bogenentladung, das Büschel eine Glimmentladung (s. o.). Von einer Elektrode geht ein Stiel aus, der sich im Raum büschelförmig in Leuchtfäden aufspaltet. Anscheinend stationär möglich.

Beispiel: An Hochspannungselektroden bei genügend großem Abstand und hohem (atmosphärischem) Druck.

234. Funken: Kurz dauernder, sich aus der Dunkelentladung über die Glimmentladung entwickelnder Lichtbogen. Die Entladung überbrückt den Raum zwischen den Elektroden durch ein hell leuchtende Säule.

Beispiel: Bei ausreichender Spannung zwischen beliebigen Elektroden bei höherem Gasdruck ($\approx > 100$ tor).

235. Ringentladung: Leuchtende, in sich geschlossene, elektrodenlose Strombahn, oft aus mehreren konzentrischen Teilen verschiedener Farbe zusammengesetzt; ihr Aussehen ist einer positiven Säule ähnlich.

Beispiel: Hochfrequenter Ringstrom in verdünnten Gasen.

24. Formen der Entladung längs Flächen¹.

Entladungen längs Flächen (Gleitentladungen) zeigen sich an der Grenze zwischen dem Gasraum und festen oder flüssigen Isolatoren. Die Gleitentladungsformen entsprechen den räumlichen Entladungsformen; diese sind nur auf Flächen zu übertragen. Ein Quellpunkt der Gleitentladung heißt Gleitpol.

241. Gleitbüschel: Büschel längs einer Oberfläche (nach Toepler Polbüschel).

¹ Einzelheiten bei M. Toepler: Z. techn. Physik Bd. 10 (1929) S. 113.

242. Gleitstielbüschel: Stielbüschel längs einer Oberfläche. Ihre Stiele werden als Gleitstiele bezeichnet, solange sie die Gegenelektrode nicht erreichen (nach Toepler Gleitbüschel).

243. Gleitfunken: Funken längs einer Oberfläche.

r 3) Definitionen charakteristischer Größen.

301. Zündspannung einer Entladungsform: Die kleinste Spannung, die an den Elektroden einer Entladungsstrecke liegen muß, damit sich unter den gegebenen Versuchsbedingungen diese Entladungsform entwickeln kann. Ein und dieselbe Entladungsstrecke kann je nach der sich ausbildenden Entladungsform verschiedene Zündspannungen haben (Glimmzündspannung, Funkenzündspannung).

302. Anfangsspannung einer Entladungsstrecke: Die Zündspannung der sich aus dem stromlosen Zustand entwickelnden Entladung bei gegebenen Versuchsbedingungen.

303. Grenzspannung einer Entladungsform heißen sämtliche Maxima der vollständigen Stromspannungscharakteristik unter gegebenen Versuchsbedingungen. Wenn mehrere Maxima vorhanden sind, müssen sie eindeutig gekennzeichnet werden.

304. Wiederzündspannung: Zündspannung einer Entladungsstrecke, die von früheren Entladungen her noch Nachwirkungen zeigt; wichtig insbesondere für periodische Entladungen.

305. Brennspannung: Augenblickliche Spannung zwischen den Elektroden während der Entladung.

306. Wendespannung: Brennspannung beim absoluten Strommaximum innerhalb eines Wechsels einer periodischen Entladung.

307. Löschspannung: Diejenige Brennspannung, bei der eine Entladung in eine stromärmere Form umschlägt. Die Löschspannung ist erst durch die Eigenschaften des gesamten Stromkreises bestimmt.

308. Abreißspannung: Die größte (letzte) Löschspannung einer Abreißentladung.

309. Beschränkte Entladung ist eine Entladung, bei der die seitliche Ausdehnung so eng begrenzt wird, daß sich die Entladung nicht frei über einen Querschnitt ausbilden kann.

310. Behinderte Entladung ist eine solche Entladung, bei welcher der Elektrodenabstand oder der Gasdruck nicht genügend groß ist, um eine ungehinderte Ausbildung des Kathodengebietes (oder Anodengebietes) in Richtung der Entladungsachse zu ermöglichen.

311. Der Kathoden- und Anodenfall einer Bogenentladung und der Anodenfall einer Glimmentladung sind definiert als diejenige Spannung, die zwischen Anode bzw. Kathode einerseits und dem bis zur Elektrode extrapolierten Wert des linearen Potentialverlaufes in der Säule andererseits besteht.

312. Der Kathodenfall einer Glimmentladung ist diejenige Spannung, die zwischen der Kathode und dem Minimum der Feldstärke in negativem Glimmlicht auftritt. Der so definierte Wert stimmt nahezu überein mit einer Definition entsprechend 311, ist jedoch von äußeren Entladungsbedingungen unabhängiger. Der Kathodenfall stimmt numerisch nahezu überein mit der minimalen Brennspannung bei gerade noch nicht behinderter Entladung.

Die Definition des „Widerstandes einer Entladung“ ist darum unzweckmäßig und zu vermeiden, weil wegen der nichtlinearen Stromspannungscharakteristik der Entladung der Quotient Spannung: Strom oder der entsprechende Differentialquotient in sehr weiten Grenzen schwankt und überdies in hohem Maße von der Änderungsgeschwindigkeit der Zustandsgrößen abhängig ist.

Erläuterungen.

Der vorstehende Entwurf gibt ein in sich geschlossenes Schema für die Benennung der elektrischen Entladungen in Gasen. Er verfolgt das Ziel, ein für alle Gasdrucke passendes Benennungssystem aufzustellen, das den in der Literatur und im heutigen Sprachgebrauch verwendeten Bezeichnungen sowie der physikalischen

Forschung so weit wie möglich gerecht wird. Vorhandene Wortbildungen sind nur dann verwendet worden, wenn sie nicht den heute gesicherten Anschauungen widersprechen. Andererseits wurde in solchen Fällen, wo mehrere Bezeichnungsweisen üblich sind, stets das einfachere und einprägsamere Wort gewählt.

Die hier gegebene Aufstellung läßt Erweiterungen zu, und zwar sowohl bei den Bezeichnungen der Entladungselemente, wie der aus ihnen zusammengesetzten Entladungen selbst. Um die Übersicht nicht zu gefährden und die Benutzung der vorgeschlagenen Bezeichnungen zu erleichtern, mußte auf eine zu weit reichende Unterteilung verzichtet werden. Der früher¹ veröffentlichte Entwurf „Formen der elektrischen Entladung in Luft von Atmosphärendruck“ geht insbesondere bei der Unterscheidung der Hochspannungsentladungen sehr viel mehr als der vorliegende ins einzelne; die seinerzeit geleisteten Vorarbeiten sind jedoch bei der neuen Ausarbeitung berücksichtigt worden.

Die am Schlusse des vorstehenden Entwurfs angegebenen Definitionen beschränken sich auf spezielle charakteristische Größen, deren Benennung bisher meist schwankend war. Eine systematische Aufzählung auch nur der wichtigsten physikalischen Eigenschaften der behandelten Entladungen ist bei dem beschränkten Umfang des Entwurfs nicht möglich; in dieser Hinsicht muß daher auf einschlägige Lehrbücher² verwiesen werden.

VII. Mass-Systeme und allgemeine Konstanten.

s 1) Allgemeine Konstanten.

Atomgewicht des Elektrons:

$$A_e = 5,479 \cdot 10^{-4}.$$

Ausdehnungskoeffizient der Gase:

$$\alpha = \frac{1}{273}.$$

Avogadrosche Zahl:

$$N = 27,1 \cdot 10^{18} \left[\frac{\text{Moleküle}}{\text{cm}^3} \right] \text{ bei } 0^\circ \text{ C und } 760 \text{ tor.}$$

Boltzmannsche Konstante:

$$k = 1,371 \cdot 10^{-16} \left[\frac{\text{erg}}{^\circ \text{K}} \right] = 1,371 \cdot 10^{-23} \left[\frac{\text{Ws}}{^\circ \text{K}} \right].$$

Dielektrizitätskonstante des leeren Raumes im praktischen Maßsystem:

$$\Delta = \frac{1}{4 \pi 9 \cdot 10^{11}} \left[\frac{\text{As}}{\text{V/cm}} \right]; \left[\frac{\text{F}}{\text{cm}} \right].$$

Elementarladung (Ladung eines Elektrons):

$$e = 1,59 \cdot 10^{-19} [\text{clb}] = (4,77 \cdot 10^{-10} [\text{ESE}]).$$

Elementarladung/Ruhmasse des Elektrons:

$$\frac{e}{m_0} = 1,77 \cdot 10^8 \left[\frac{\text{clb}}{\text{g}} \right] \left(= 0,530 \cdot 10^{18} \left[\frac{\text{ESE}}{\text{g}} \right] \right).$$

Faradaysche Zahl: Zur Abscheidung eines Grammäquivalents eines einwertigen Stoffes sind:

$$F = 96494 [\text{clb}]$$

erforderlich.

Gaskonstante, allgemeine:

$$R = 83,15 \cdot 10^6 \left[\frac{\text{erg}}{^\circ \text{K} \cdot \text{Mol}} \right].$$

Halbmesser, modellmäßiger eines Elektrons (Kugel mit Oberflächenladung):

$$r_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m_0} 10^{-2} = 1,87 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

¹ Elektrotechn. Z. Bd. 51 (1930) S. 1470.

² Seeliger, R.: Einführung in die Physik der Gasentladungen. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1927; Franck, S.: Meßentladungsstrecken. Berlin: Julius Springer 1931; Engel, A. v. u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen. Berlin: Julius Springer 1932.

Lichtgeschwindigkeit:

$$c = 2,9986 \cdot 10^{10} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] \approx 3,0 \cdot 10^{10} \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] = 3 \cdot 10^5 \left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right].$$

Lichtstärke von 1 mm² des schwarzen Körpers etwa:

$$\text{bei } \frac{1500}{0,1} \frac{1700}{0,5} \frac{1800}{1,0} \frac{^\circ\text{C}}{\text{HK}}.$$

Loschmidtsche Zahl:

$$L = 60,62 \cdot 10^{23} \left[\frac{\text{Moleküle}}{\text{Mol}} \right].$$

Mechanisches Wärmeäquivalent:

$$1 \text{ cal} = 427 \text{ m} \cdot \text{kg}.$$

Molvolumen (Volumen eines Gramm-Moleküls eines idealen Gases bei 0° C und 760 tor):

$$v_{\text{mol}} = 22,412 \text{ [cm}^3\text{]}.$$

Permeabilität des leeren Raumes im praktischen Maßsystem:

$$\Pi = 4 \pi \cdot 10^{-9} \left[\frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2} / \frac{\text{A}}{\text{cm}} \right]; \text{ [H/cm]}.$$

Plancksches Wirkungsquantum:

$$h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ [erg s]} = 6,55 \cdot 10^{-34} \text{ [Ws}^2\text{]}.$$

Ruhmasse (Masse eines Elektrons bei kleinen Geschwindigkeiten):

$$m_0 = 0,899 \cdot 10^{-27} \text{ [g]}.$$

Ruhmasse/Masse des Wasserstoffatoms:

$$\frac{m_0}{m_H} = \frac{1}{1835} = 5,46 \cdot 10^{-4}.$$

s 2) Vergleich elektrischer und magnetischer Größen der verschiedenen Maßsysteme¹.

Es bedeuten:

- ESM = Elektrostatisches Maßsystem;
- [ESE] = Einheit des elektrostatischen Maßsystems;
- EMM = Elektromagnetisches Maßsystem;
- [EME] = Einheit des elektromagnetischen Maßsystems.
- PM = Praktisches Maßsystem.
- [PE] = Einheit des praktischen Maßsystems.

In eine sich auf das ESM beziehende Gleichung sind s [PE] einzusetzen;

„ „ „ „ „	PM	„	„	„	$\frac{I}{s}$ [ESE]	„
„ „ „ „ „	EMM	„	„	„	m [PE]	„
„ „ „ „ „	PM	„	„	„	$\frac{I}{m}$ [EME]	„
„ „ „ „ „	ESM	„	„	„	$\frac{s}{m}$ [EME]	„
„ „ „ „ „	EMM	„	„	„	$\frac{m}{s}$ [ESE]	„

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s} = \text{Lichtgeschwindigkeit.}$$

	[PE]	Elektrostatisches System		Elektromagnetisches System		
		s	$\frac{I}{s}$	m	$\frac{I}{m}$	
Spannung	U	V	} $\frac{I}{300}$	} 300	} 10^8	} 10^{-8}
Elektrische Feldstärke	E	$\frac{V}{\text{cm}}$				
Magnetische Induktion: $\mathfrak{B} = \pi \mu \mathfrak{H}; \pi = 4 \pi \cdot 10^{-9} \frac{\text{H}}{\text{cm}}; \mu \text{ [I]}$	\mathfrak{B}	$\frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2}$				
Magnetischer Induktionsfluß	Φ	Vs				

¹ Vgl. z. B. J. Wallot: Elektrotechn. Z. 1922 S. 1329, 1381.

	[PE]	Elektrostatisches System		Elektromagnetisches System		
		s	$\frac{I}{s}$	m	$\frac{I}{m}$	
Stromstärke	I	A	3 · 10 ⁻⁹	$\frac{I}{10}$	10	
Ladung, Elektrizitätsmenge	q	As = clb				$\frac{I}{3} \cdot 10^{-9}$
Dielektrische Verschiebung: $\mathcal{D} = \Delta \epsilon \mathcal{E}; \Delta = \frac{I}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} \frac{F}{cm}; \epsilon [r]$	\mathcal{D}	$\frac{As}{cm^2}$	$4\pi \cdot 3 \cdot 10^8 = 3,77 \cdot 10^{10}$	$\frac{I}{4\pi} \cdot 10^{-9} = \frac{4\pi \cdot 3}{0,265} \cdot 10^{-10}$	$\frac{10}{4\pi} = 1,257$	$\frac{10}{4\pi} = 0,796$
Magnetische Feldstärke	\mathcal{H}	$\frac{A}{cm}$	$\frac{I}{9} \cdot 10^{-11}$	9 · 10 ¹¹	10 ⁹	10 ⁻⁹
Widerstand	R	Ω				
Induktivität	L	H	9 · 10 ¹¹	$\frac{I}{9} \cdot 10^{-11}$	10 ⁻⁹	10 ⁹
Leitvermögen	G	$\frac{S}{cm}$				
Kapazität	C	F	$4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} = 1,129 \cdot 10^{13}$	$\frac{I}{4\pi \cdot 9} \cdot 10^{-11} = 0,866 \cdot 10^{-13}$	$4\pi \cdot 10^{-9} = 1,257 \cdot 10^{-8}$	$\frac{I}{4\pi} \cdot 10^9 = 0,796 \cdot 10^8$
Dielektrizitätskonstante: $\Delta \cdot \epsilon = \frac{\mathcal{D}}{\mathcal{E}}; \epsilon [r]$	Δ	$\frac{F}{cm}$				
Permeabilität: $\Pi \mu = \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{I}}; \mu [r]$	Π	$\frac{H}{cm}$	$\frac{I}{4\pi \cdot 9} \cdot 10^{-11} = 0,866 \cdot 10^{-13}$	$4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} = 1,129 \cdot 10^{13}$	$\frac{I}{4\pi} \cdot 10^9 = 0,796 \cdot 10^8$	$\frac{4\pi \cdot 10^{-9}}{1,257} \cdot 10^{-8}$
Masse	m	10 ⁻⁷ g	10 ⁷	10 ⁻⁷	10 ⁷	10 ⁻⁷

s 3) Verwandlung der Arbeits-, Leistungs- und Druckeinheiten.
Arbeitseinheiten.

	cmg	gcal	erg	Ws [J]	Elektronenvolt
cmg	1	2,34 · 10 ⁻⁵	9,81 · 10 ²	9,81 · 10 ⁻⁵	6,15 · 10 ¹⁴
gcal	4,27 · 10 ⁴	1	4,19 · 10 ⁷	4,19	2,62 · 10 ¹⁹
erg	1,02 · 10 ⁻³	0,239 · 10 ⁻⁷	1	10 ⁻⁷	0,627 · 10 ¹²
Ws (J)	1,02 · 10 ⁴	0,239	10 ⁷	1	0,627 · 10 ¹⁹
Elektronenvolt	0,163 · 10 ⁻¹⁴	0,381 · 10 ⁻¹⁹	1,59 · 10 ⁻¹²	1,59 · 10 ⁻¹⁹	1

Leistungseinheiten.

	cmg/s	erg/s	W
cmg/s	1	981	9,81 · 10 ⁻⁵
erg/s	1,02 · 10 ⁻³	1	1 · 10 ⁻⁷
W	10200	1 · 10 ⁷	1

Anwendungsbeispiel:
1 erg/s = 1 · 10⁻⁷ W

Druckeinheiten.

	Techn. at (kg/cm ²)	Phys. at (760 tor)	tor (mm Hg) bei 0°C	dyn/cm ² (bar)	Ws/cm ³	gcal/cm ³
Techn. at (kg/cm ²)	1	0,9676	735,35	9,81 · 10 ⁵	0,0981	0,0234
Phys. at (760 tor)	1,0335	1	760,0	10,14 · 10 ⁵	0,1014	0,0241
tor (mm Hg) bei 0°C	1,359 · 10 ⁻³	1,315 · 10 ⁻³	1	1333	1,33 · 10 ⁻⁴	3,18 · 10 ⁻⁵
dyn/cm ² (bar)	0,102 · 10 ⁻⁵	0,0986 · 10 ⁻⁵	0,749 · 10 ⁻³	1	1 · 10 ⁻⁷	0,238 · 10 ⁻⁷
Ws/cm ³	10,2	9,86	7490	1 · 10 ⁷	1	0,238
gcal/cm ³	42,7	41,3	31400	4,19 · 10 ⁷	4,19	1

s 4) Energieäquivalente.

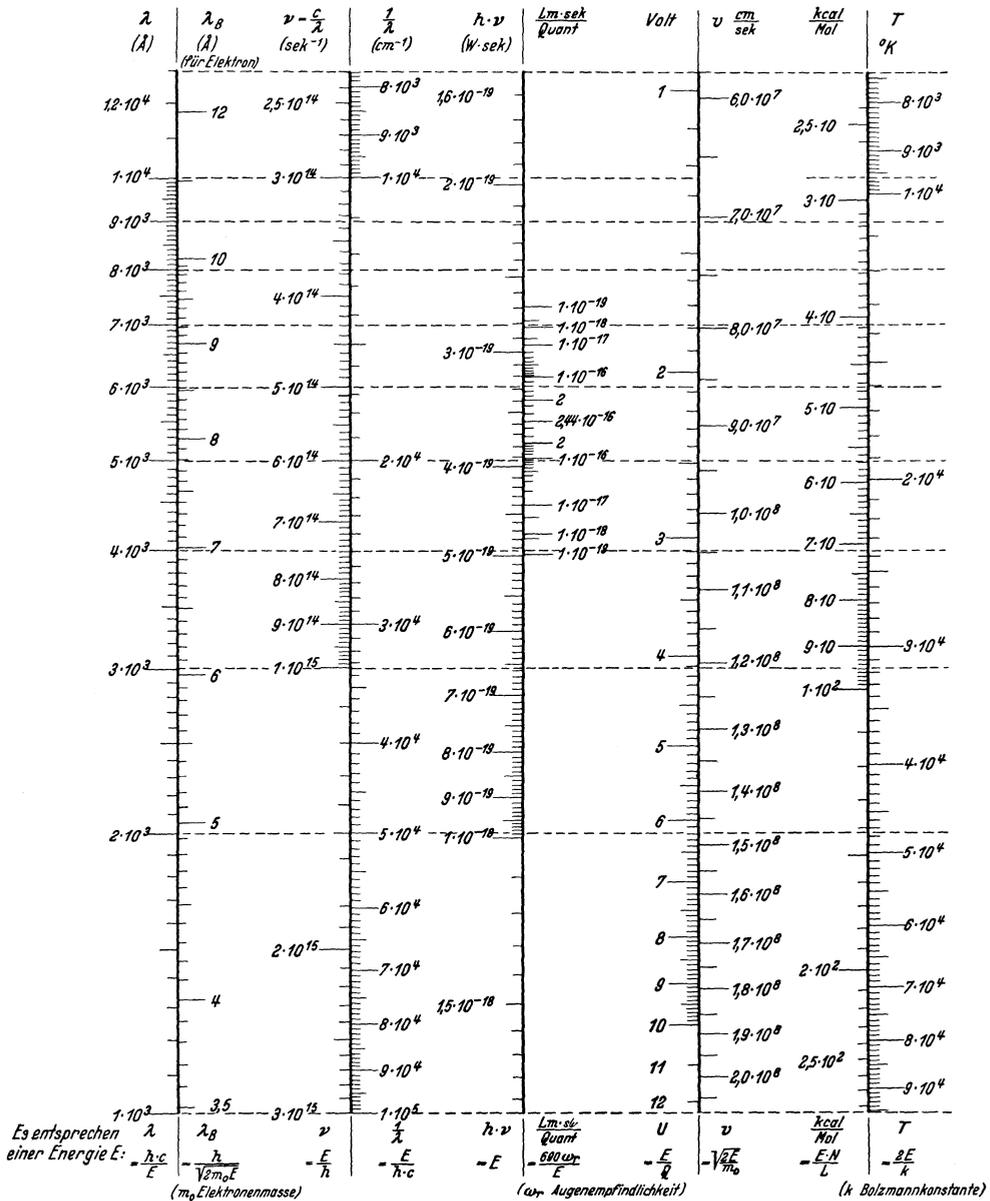


Abb. 193.

s 5) Vergleich metrischer mit englischen Maßen¹.

- | | |
|--|---|
| 1 Fuß = 0,304800 m | 1 m = 3,2808 Fuß |
| 1 Fuß ² = 0,092903 m ² | 1 m ² = 10,7639 Fuß ² |
| 1 Fuß ³ = 0,028317 m ³ | 1 m ³ = 35,3147 Fuß ³ |
| 1 Zoll = 2,5400 cm (12 Zoll = 1 Fuß) | 1 cm = 0,393701 Zoll |
| 1 Zoll ² = 6,4516 cm ² | 1 cm ² = 0,155001 Zoll ² |
| 1 Zoll ³ = 16,387 cm ³ | 1 cm ³ = 0,0610239 Zoll ³ |

¹ Hütte, Bd. 1 (1925) S. 1000f.

1 engl. Meile = 1,609 km	1 kg/cm ² = 0,00635 Tons/Quadratzoll
1 engl. Seemeile = 1,853 km	1 Ton/Quadratzoll = 157,5 kg/cm ²
1 l = 0,264 Winch.-Gallonen (231 Zoll ³)	1 tor = 1 mm Hg-S = 0,0193 Pfund/ Quadratzoll
1 Winchester-Gallone = 1 USA.-Gallone = 3,785 l	1 Pfund/Quadratzoll = 51,7 tor
1 l = 0,220 Imp.-Gallonen (277,274 Zoll ³)	1 kg/m ³ = 0,06242 Pfund/Kubikfuß
1 Imperial-Gallone = 4,543 l	1 Pfund/Kubikfuß = 16,0196 kg/m ³
1 engl. Pfd. = 0,454 kg	1 kg/cm ³ = 36,127 Pfund/Kubikzoll
1 kg = 2,205 engl. Pfd.	1 Pfund/Kubikzoll = 0,0277 kg/cm ³
1 g = 15,43 Troygrains	1 m/s = 196,9 Fuß/Min.
1 kg/cm ² = 14,223 Pfund/Quadratzoll	1 British Thermal Unit = 0,252 kcal.
1 kg/m ² = 0,2048 Pfund/Quadratfuß	1 kcal = 3,968 BTU.
1 Pfund/Quadratzoll = 0,0703 kg/cm ²	1 HP = 550 Fußpfund/s = 1,01038 PS
1 Pfund/Quadratfuß = 4,8824 kg/m ²	= 76,041 mkg/s.

VIII. Mathematische Hilfsmittel.

t 1) Hilfsmittel für die Auswertung Gaußscher Verteilungen.

$$\int_0^{\infty} e^{-w^2} dw = \frac{1}{2} \sqrt{\pi}; \quad \int_0^{\infty} e^{-m w^2} dw = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{m}}.$$

Durch beiderseitige sukzessive Differentiation:

$$\int_0^{\infty} w^2 e^{-m w^2} dw = \frac{1}{4} \frac{\sqrt{\pi}}{m^{3/2}}; \quad \int_0^{\infty} w^4 e^{-m w^2} dw = \frac{3}{8} \frac{\sqrt{\pi}}{m^{5/2}}$$

$$\int_0^{\infty} w^6 e^{-m w^2} dw = \frac{15}{16} \frac{\sqrt{\pi}}{m^{7/2}}; \quad \dots$$

$$\int_0^{\infty} w e^{-w^2} dw = \frac{1}{2}; \quad \int_0^{\infty} w e^{-m w^2} dw = \frac{1}{2m}.$$

Durch beiderseitige sukzessive Differentiation:

$$\int_0^{\infty} w^3 e^{-m w^2} dw = \frac{1}{2m^2}; \quad \int_0^{\infty} w^5 e^{-m w^2} dw = \frac{1}{m^3};$$

$$\int_0^{\infty} w^7 e^{-m w^2} dw = \frac{3}{m^4}; \quad \dots \quad \int_0^{\infty} \sqrt{w} e^{-w} dw = 2 \int_0^{\infty} u^2 e^{-u^2} = \frac{1}{2} \sqrt{\pi};$$

t 2) Auswertung des Integrals¹ $\int_a^b x^m e^{-x^2} dx$.

1. m ganz und gradzahlig:

$$\int_a^b x^m e^{-x^2} dx = \frac{(m-1)(m-3)(m-5)\dots 1}{2 \binom{m}{2}} \int_a^b e^{-x^2} dx - \left[\frac{1}{2} e^{-x^2} \left[x^{m-1} + \frac{m-1}{2} x^{m-3} + \frac{m-1}{2} \cdot \frac{m-3}{2} x^{m-5} + \dots + \frac{m-1}{2} \cdot \frac{m-3}{2} \cdot \frac{m-5}{2} x^{m-7} \dots + \frac{3}{2} x \right] \right]_a^b$$

¹ Vgl. z. B. A. v. Engel u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen, Bd. 1 (1932) S. 238.

Für $m = 2$

$$\int_a^b x^2 e^{-x^2} dx = \frac{1}{2} \left[\int_a^b e^{-x^2} dx - \left| x e^{-x^2} \right|_a^b \right].$$

2. m ganz, ungradzahlig:

$$\int_a^b x^m e^{-x^2} dx = - \left| \frac{e^{-x^2}}{2} \left\{ \frac{(m-1)(m-3)(m-5)\dots 2}{2^{\left(\frac{m-1}{2}\right)}} + x^{m-1} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{m-1}{2} x^{m-3} + \frac{m-1}{2} \cdot \frac{m-3}{2} x^{m-5} + \frac{m-1}{2} \cdot \frac{m-3}{2} \cdot \frac{m-5}{2} x^{m-7} \dots + \frac{4}{2} x^2 \right\} \right|_a^b$$

Für $m = 1$

$$\int_a^b x e^{-x^2} dx = - \left| \frac{1}{2} e^{-x^2} \right|_a^b.$$

t 3) Werte der Funktionen¹ e^{x^2} und e^{-x^2} .

Hierzu graphische Darstellung (Abb. 193).

x	e^{x^2}	e^{-x^2}	x	e^{x^2}	e^{-x^2}
0,1	1,010	0,9900	3,1	1,491 · 10 ⁴	0,6705 · 10 ⁻⁴
0,2	1,041	0,9608	3,2	2,800 · 10 ⁴	0,3571 · 10 ⁻⁴
0,3	1,094	0,9139	3,3	5,364 · 10 ⁴	0,1864 · 10 ⁻⁴
0,4	1,174	0,8521	3,4	1,048 · 10 ⁵	0,9540 · 10 ⁻⁵
0,5	1,284	0,7788	3,5	2,090 · 10 ⁵	0,4785 · 10 ⁻⁵
0,6	1,433	0,6977	3,6	4,251 · 10 ⁵	0,2353 · 10 ⁻⁵
0,7	1,632	0,6126	3,7	8,820 · 10 ⁵	0,1134 · 10 ⁻⁵
0,8	1,896	0,5273	3,8	1,867 · 10 ⁶	0,5356 · 10 ⁻⁶
0,9	2,248	0,4449	3,9	3,993 · 10 ⁶	0,2504 · 10 ⁻⁶
1,0	2,718	0,3679	4,0	8,886 · 10 ⁶	0,1125 · 10 ⁻⁶
1,1	3,353	0,2982	4,1	1,997 · 10 ⁷	0,5006 · 10 ⁻⁷
1,2	4,221	0,2369	4,2	4,581 · 10 ⁷	0,2183 · 10 ⁻⁷
1,3	5,419	0,1845	4,3	1,072 · 10 ⁸	0,9330 · 10 ⁻⁸
1,4	7,099	0,1409	4,4	2,558 · 10 ⁸	0,3909 · 10 ⁻⁸
1,5	9,488	0,1054	4,5	6,229 · 10 ⁸	0,1605 · 10 ⁻⁸
1,6	1,294	0,7730 · 10 ⁻¹	4,6	1,548 · 10 ⁹	0,6462 · 10 ⁻⁹
1,7	1,799 · 10	0,5558 · 10 ⁻¹	4,7	3,922 · 10 ⁹	0,2549 · 10 ⁻⁹
1,8	2,553 · 10	0,3916 · 10 ⁻¹	4,8	1,014 · 10 ¹⁰	0,9860 · 10 ⁻¹⁰
1,9	3,697 · 10	0,2705 · 10 ⁻¹	4,9	2,675 · 10 ¹⁰	0,3738 · 10 ⁻¹⁰
2,0	5,460 · 10	0,1832 · 10 ⁻¹	5,0	7,200 · 10 ¹⁰	0,1389 · 10 ⁻¹⁰
2,1	8,227 · 10	0,1216 · 10 ⁻¹	5,1	1,977 · 10 ¹¹	0,5058 · 10 ⁻¹¹
2,2	1,265 · 10 ²	0,7907 · 10 ⁻²	5,2	5,538 · 10 ¹¹	0,1806 · 10 ⁻¹¹
2,3	1,983 · 10 ²	0,5042 · 10 ⁻²	5,3	1,582 · 10 ¹²	0,6319 · 10 ⁻¹²
2,4	3,173 · 10 ²	0,3151 · 10 ⁻²	5,4	4,613 · 10 ¹²	0,2168 · 10 ⁻¹²
2,5	5,180 · 10 ²	0,1930 · 10 ⁻²	5,5	1,372 · 10 ¹³	0,7288 · 10 ⁻¹³
2,6	8,626 · 10 ²	0,1159 · 10 ⁻²	5,6	4,163 · 10 ¹³	0,2402 · 10 ⁻¹³
2,7	1,466 · 10 ³	0,6823 · 10 ⁻³	5,7	1,289 · 10 ¹⁴	0,7759 · 10 ⁻¹⁴
2,8	2,540 · 10 ³	0,3937 · 10 ⁻³	5,8	4,070 · 10 ¹⁴	0,2457 · 10 ⁻¹⁴
2,9	4,492 · 10 ³	0,2226 · 10 ⁻³	5,9	1,311 · 10 ¹⁵	0,7625 · 10 ⁻¹⁵
3,0	8,103 · 10 ³	0,1234 · 10 ⁻³	6,0	4,311 · 10 ¹⁵	0,2320 · 10 ⁻¹⁵

¹ Unter Benutzung von K. Hayashi: Fünfstellige Funktionstabeln (1930) errechnet.

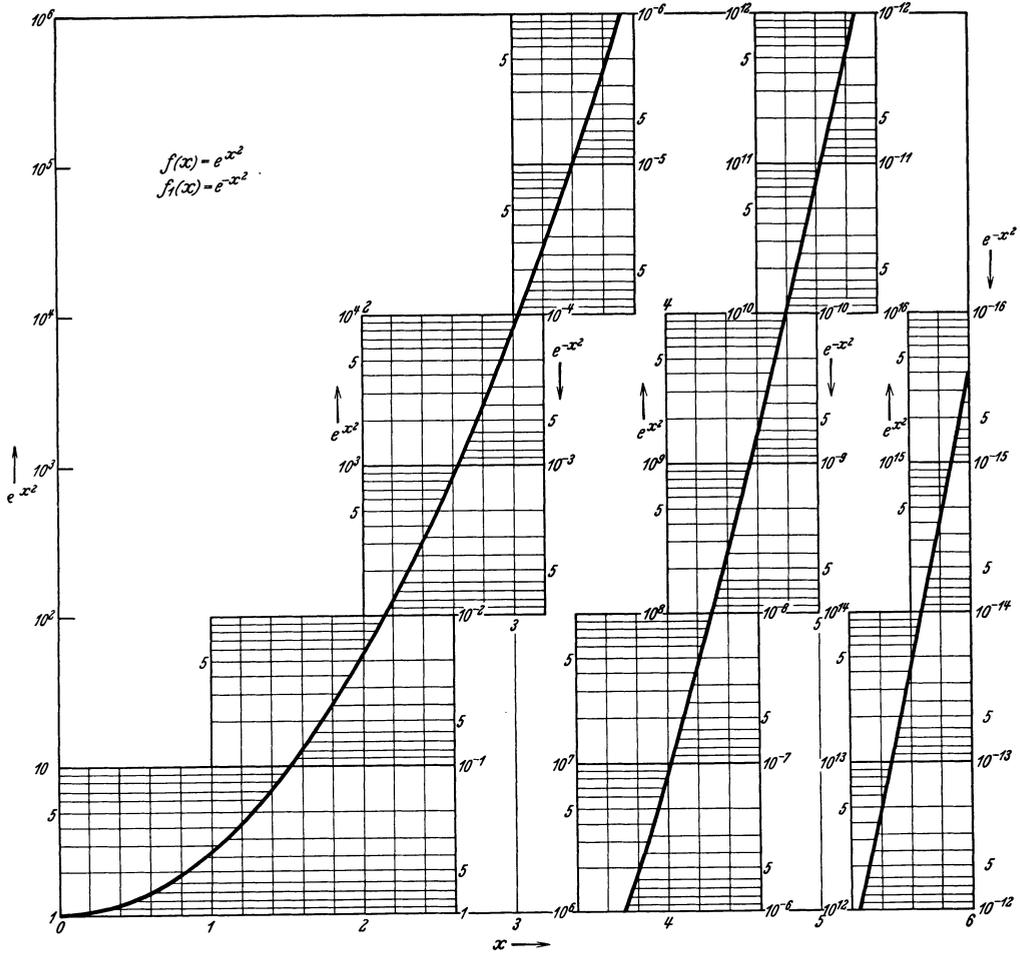


Abb. 193. $f(x) = e^{x^2}$; $f_1(x) = e^{-x^2}$.

t 4) Gaußsche Fehlerfunktion¹: $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^0 e^{-x^2} dx$.

Werte der Funktion: $1 - \Phi(x) = \frac{2 e^{-x^2}}{2 x \sqrt{\pi}} \sum_{p=0}^n \frac{(-1)^p (2p)!}{p! (2x)^{2p}}$.

x	1 - Φ(x)						
0,00	1,0000	0,05	0,9436	0,10	0,8875	0,15	0,8320
0,01	0,9887	0,06	0,9324	0,11	0,8764	0,16	0,8210
0,02	0,9774	0,07	0,9211	0,12	0,8652	0,17	0,8100
0,03	0,9662	0,08	0,9099	0,13	0,8541	0,18	0,7991
0,04	0,9549	0,09	0,8987	0,14	0,8431	0,19	0,7882

¹ Zum Teil entnommen aus R. v. Mises: Vorlesungen aus dem Gebiete der angewandten Mathematik, Bd. I. Wahrscheinlichkeitsrechnung, 1931 S. 564f. bzw. nach L. Bachelier: Calcul des probabilités, Bd. I. Paris 1912. Von 2,75—3,46 und von 4,00—5,00 neu gerechnet.

Tabelle t 4) (Fortsetzung).

x	$1 - \Phi(x)$	x	$1 - \Phi(x)$	x	$1 - \Phi(x)$	x	$1 - \Phi(x)$
0,20	0,7773	0,80	0,2579	1,40	$4,771 \cdot 10^{-2}$	2,00	$4,678 \cdot 10^{-3}$
0,21	0,7665	0,81	0,2520	1,41	4,615 "	2,01	4,475 "
0,22	0,7557	0,82	0,2462	1,42	4,462 "	2,02	4,280 "
0,23	0,7450	0,83	0,2405	1,43	4,314 "	2,03	4,094 "
0,24	0,7343	0,84	0,2349	1,44	4,170 "	2,04	3,914 "
0,25	0,7237	0,85	0,2293	1,45	4,030 "	2,05	3,742 "
0,26	0,7131	0,86	0,2239	1,46	3,895 "	2,06	3,576 "
0,27	0,7026	0,87	0,2186	1,47	3,763 "	2,07	3,418 "
0,28	0,6921	0,88	0,2133	1,48	3,635 "	2,08	3,266 "
0,29	0,6817	0,89	0,2082	1,49	3,510 "	2,09	3,119 "
0,30	0,6714	0,90	0,2031	1,50	3,381 "	2,10	2,979 "
0,31	0,6611	0,91	0,1981	1,51	3,272 "	2,11	2,845 "
0,32	0,6509	0,92	0,1932	1,52	3,159 "	2,12	2,716 "
0,33	0,6407	0,93	0,1884	1,53	3,048 "	2,13	2,593 "
0,34	0,6306	0,94	0,1837	1,54	2,941 "	2,14	2,475 "
0,35	0,6206	0,95	0,1791	1,55	2,838 "	2,15	2,361 "
0,36	0,6107	0,96	0,1746	1,56	2,737 "	2,16	2,253 "
0,37	0,6008	0,97	0,1701	1,57	2,640 "	2,17	2,149 "
0,38	0,5910	0,98	0,1658	1,58	2,545 "	2,18	2,049 "
0,39	0,5813	0,99	0,1615	1,59	2,454 "	2,19	1,954 "
0,40	0,5716	1,00	0,1573	1,60	2,365 "	2,20	1,863 "
0,41	0,5620	1,01	0,1532	1,61	2,279 "	2,21	1,776 "
0,42	0,5525	1,02	0,1492	1,62	2,196 "	2,22	1,692 "
0,43	0,5431	1,03	0,1452	1,63	2,116 "	2,23	1,612 "
0,44	0,5338	1,04	0,1414	1,64	2,038 "	2,24	1,536 "
0,45	0,5245	1,05	0,1376	1,65	1,962 "	2,25	1,463 "
0,46	0,5153	1,06	0,1339	1,66	1,890 "	2,26	1,393 "
0,47	0,5063	1,07	0,1302	1,67	1,819 "	2,27	1,326 "
0,48	0,4973	1,08	0,1267	1,68	1,751 "	2,28	1,262 "
0,49	0,4883	1,09	0,1232	1,69	1,685 "	2,29	1,201 "
0,50	0,4795	1,10	0,1192	1,70	1,621 "	2,30	1,143 "
0,51	0,4708	1,11	0,1165	1,71	1,559 "	2,31	1,088 "
0,52	0,4621	1,12	0,1133	1,72	1,500 "	2,32	1,034 "
0,53	0,4535	1,13	0,1100	1,73	1,442 "	2,33	$9,838 \cdot 10^{-4}$
0,54	0,4451	1,14	0,1069	1,74	1,387 "	2,34	9,354 "
0,55	0,4367	1,15	0,1039	1,75	1,333 "	2,35	8,893 "
0,56	0,4284	1,16	0,1009	1,76	1,281 "	2,36	8,452 "
0,57	0,4202	1,17	0,09800	1,77	1,231 "	2,37	8,032 "
0,58	0,4121	1,18	0,09516	1,78	1,183 "	2,38	7,631 "
0,59	0,4041	1,19	0,09239	1,79	1,136 "	2,39	7,249 "
0,60	0,3961	1,20	$8,969 \cdot 10^{-2}$	1,80	1,091 "	2,40	6,885 "
0,61	0,3883	1,21	8,704 "	1,81	1,048 "	2,41	6,538 "
0,62	0,3806	1,22	8,447 "	1,82	1,006 "	2,42	6,207 "
0,63	0,3730	1,23	8,195 "	1,83	$9,653 \cdot 10^{-3}$	2,43	5,892 "
0,64	0,3654	1,24	7,949 "	1,84	9,264 "	2,44	5,592 "
0,65	0,3580	1,25	7,710 "	1,85	8,888 "	2,45	5,306 "
0,66	0,3506	1,26	7,476 "	1,86	8,527 "	2,46	5,034 "
0,67	0,3434	1,27	7,249 "	1,87	8,179 "	2,47	4,774 "
0,68	0,3362	1,28	7,027 "	1,88	7,844 "	2,48	4,528 "
0,69	0,3292	1,29	6,810 "	1,89	7,521 "	2,49	4,293 "
0,70	0,3153	1,30	6,599 "	1,90	7,210 "	2,50	4,070 "
0,71	0,3222	1,31	6,394 "	1,91	6,910 "	2,51	3,857 "
0,72	0,3086	1,32	6,193 "	1,92	6,622 "	2,52	3,655 "
0,73	0,3019	1,33	6,998 "	1,93	6,344 "	2,53	3,463 "
0,74	0,2953	1,34	5,809 "	1,94	6,077 "	2,54	3,280 "
0,75	0,2888	1,35	5,624 "	1,95	5,821 "	2,55	3,107 "
0,76	0,2825	1,36	5,444 "	1,96	5,574 "	2,56	2,942 "
0,77	0,2762	1,37	5,269 "	1,97	5,336 "	2,57	2,785 "
0,78	0,2700	1,38	5,098 "	1,98	5,108 "	2,58	2,636 "
0,79	0,2639	1,39	4,933 "	1,99	4,888 "	2,59	2,495 "

Tabelle t 4) (Fortsetzung).

x	$1 - \Phi(x)$						
2,60	$2,360 \cdot 10^{-4}$	3,20	$6,025 \cdot 10^{-6}$	3,55	$5,155 \cdot 10^{-7}$	3,90	$3,478 \cdot 10^{-8}$
2,61	2,233 "	3,21	5,635 "	3,56	4,788 "	3,91	3,210 "
2,62	2,112 "	3,22	5,269 "	3,57	4,447 "	3,92	2,961 "
2,63	1,997 "	3,23	4,926 "	3,58	4,130 "	3,93	2,740 "
2,64	1,888 "	3,24	4,605 "	3,59	3,834 "	3,94	2,518 "
2,65	1,785 "	3,25	4,303 "	3,60	3,559 "	3,95	2,322 "
2,66	1,687 "	3,26	4,020 "	3,61	3,302 "	3,96	2,140 "
2,67	1,594 "	3,27	3,755 "	3,62	3,064 "	3,97	1,972 "
2,68	1,506 "	3,28	3,507 "	3,63	2,843 "	3,98	1,817 "
2,69	1,422 "	3,29	3,275 "	3,64	2,636 "	3,99	1,673 "
2,70	1,343 "	3,30	3,058 "	3,65	2,445 "	4,00	1,542 "
2,71	1,268 "	3,31	2,854 "	3,66	2,267 "	4,10	$6,700 \cdot 10^{-9}$
2,72	1,197 "	3,32	2,664 "	3,67	2,101 "	4,20	2,856 "
2,73	1,130 "	3,33	2,485 "	3,68	1,947 "	4,30	1,193 "
2,74	1,067 "	3,34	2,319 "	3,69	1,804 "	4,40	$4,892 \cdot 10^{-10}$
2,75	1,006 "	3,35	2,162 "	3,70	1,671 "	4,50	1,966 "
2,76	$9,488 \cdot 10^{-5}$	3,36	2,017 "	3,71	1,548 "	4,60	$7,750 \cdot 10^{-11}$
2,77	8,949 "	3,37	1,880 "	3,72	1,434 "	4,70	2,995 "
2,78	8,438 "	3,38	1,753 "	3,73	1,327 "	4,80	1,135 "
2,79	7,956 "	3,39	1,633 "	3,74	1,229 "	4,90	$4,219 \cdot 10^{-12}$
2,80	7,499 "	3,40	1,522 "	3,75	1,137 "	5,00	1,538 "
2,81	7,067 "	3,41	1,418 "	3,76	1,052 "		
2,82	6,636 "	3,42	1,321 "	3,77	$9,735 \cdot 10^{-8}$		
2,83	6,273 "	3,43	1,230 "	3,78	9,005 "		
2,84	5,909 "	3,44	1,145 "	3,79	8,328 "		
2,85	5,565 "	3,45	1,066 "	3,80	7,800 "		
2,86	5,239 "	3,46	$9,922 \cdot 10^{-7}$	3,81	7,119 "		
2,87	4,932 "	3,47	9,233 "	3,82	6,579 "		
2,88	4,641 "	3,48	8,590 "	3,83	6,079 "		
2,89	4,367 "	3,49	7,990 "	3,84	5,617 "		
2,90	4,109 "	3,50	7,431 "	3,85	5,188 "		
2,91	3,865 "	3,51	6,909 "	3,86	4,792 "		
2,92	3,635 "	3,52	6,423 "	3,87	4,425 "		
2,93	3,418 "	3,53	5,970 "	3,88	4,085 "		
2,94	3,213 "	3,54	5,548 "	3,89	3,770 "		
2,95	3,020 "						
2,96	2,850 "						
2,97	2,666 "						
2,98	2,505 "						
2,99	2,352 "						
3,00	2,209 "						
3,01	2,074 "						
3,02	1,946 "						
3,03	1,827 "						
3,04	1,714 "						
3,05	1,608 "						
3,06	1,508 "						
3,07	1,414 "						
3,08	1,326 "						
3,09	1,243 "						
3,10	1,165 "						
3,11	1,092 "						
3,12	1,023 "						
3,13	$9,578 \cdot 10^{-6}$						
3,14	8,969 "						
3,15	8,398 "						
3,16	7,885 "						
3,17	7,358 "						
3,18	6,885 "						
3,19	6,442 "						

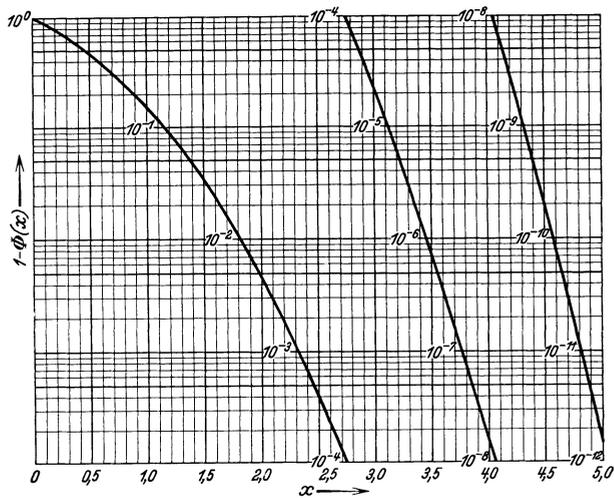


Abb. 194. $f(x) = 1 - \Phi(x)$. Gaußsches Fehlerintegral.

t 5) Werte der Funktion: $x^n \cdot e^{-1/x}$ (für $n = 5/2; 2; 3/2; 1; 1/2$)
(vgl. Abb. 195).

x	$n = 5/2$	2	$3/2$	1	$1/2$
0,10	$1,436 \cdot 10^{-7}$	$4,540 \cdot 10^{-7}$	$1,436 \cdot 10^{-8}$	$4,540 \cdot 10^{-6}$	$1,435 \cdot 10^{-5}$
0,15	$1,109 \cdot 10^{-5}$	$2,864 \cdot 10^{-5}$	$7,392 \cdot 10^{-5}$	$5,238 \cdot 10^{-4}$	$4,928 \cdot 10^{-4}$
0,20	0,0001205	0,0002695	0,0005888	0,001347	0,003013
0,25	0,0005721	0,001145	0,002289	0,004578	0,009155
0,30	0,001758	0,003211	0,005861	0,01070	0,01954
0,35	0,004163	0,007037	0,01189	0,02011	0,03398
0,40	0,008308	0,01314	0,02077	0,03284	0,05191
0,45	0,01472	0,02195	0,03271	0,04876	0,07269
0,50	0,02393	0,03384	0,04785	0,06767	0,09570
0,55	0,03643	0,04911	0,06622	0,08928	0,1204
0,60	0,05269	0,06801	0,08780	0,1134	0,1463
0,65	0,07313	0,09071	0,1125	0,1396	0,1731
0,70	0,09824	0,1174	0,1403	0,1678	0,2005
0,75	0,1284	0,1483	0,1712	0,1977	0,2283
0,80	0,1640	0,1834	0,2050	0,2292	0,2562
0,85	0,2054	0,2228	0,2417	0,2621	0,2843
0,90	0,2530	0,2666	0,2811	0,2963	0,3123
0,95	0,3070	0,3150	0,3232	0,3316	0,3402
1,00	0,3679	0,3679	0,3679	0,3679	0,3679
1,10	0,5113	0,4875	0,4648	0,4432	0,4226
1,20	0,6856	0,6259	0,5714	0,5215	0,4761
1,30	0,8926	0,7828	0,6867	0,6023	0,5283
1,40	1,135	0,9595	0,8110	0,6853	0,5793
1,50	1,415	1,155	0,9434	0,7702	0,6289
1,60	1,734	1,370	1,084	0,8564	0,6771
1,70	2,092	1,604	1,231	0,9438	0,7239
1,80	2,495	1,859	1,386	1,033	0,7698
1,90	2,941	2,133	1,547	1,123	0,8143
2,00	3,431	2,426	1,716	1,213	0,8578
2,20	4,556	3,072	2,071	1,396	0,9414
2,40	5,883	3,798	2,452	1,582	1,021
2,60	7,421	4,603	2,854	1,770	1,098
2,80	9,181	5,486	3,279	1,959	1,171
3,00	11,17	6,447	3,722	2,150	1,241
3,25	14,00	7,766	4,308	2,390	1,326
3,50	17,23	9,206	4,921	2,630	1,406
3,75	20,86	10,77	5,561	2,872	1,483
4,00	24,93	12,46	6,231	3,115	1,558
4,50	34,40	16,22	7,643	3,603	1,699
5,00	45,77	20,47	9,153	4,094	1,831
5,50	59,16	25,23	10,76	4,586	1,955
6,00	74,66	30,48	12,44	5,079	2,073
6,50	92,36	36,23	14,21	5,573	2,186
7,00	112,4	42,48	16,06	6,069	2,294
7,50	134,9	49,24	17,98	6,564	2,397
8,00	159,8	56,48	19,97	7,060	2,497
8,50	187,3	64,22	22,03	7,556	2,592
9,00	217,4	72,46	24,16	8,052	2,684
9,50	250,4	81,22	26,36	8,550	2,775
10,0	286,2	90,49	28,62	9,050	2,862
12,5	510,0	144,2	40,80	11,54	3,264
15,0	815,2	210,5	54,35	14,03	3,623
17,5	1210	289,2	69,13	16,32	3,951
20,0	1701	380,5	85,07	19,03	4,254
25,0	3001	600,3	120,1	24,02	4,803
30,0	4767	870,5	158,9	29,02	5,298

Werte der Funktion: $x^n \cdot e^{-1/x}$ (für $n = 0; 1/2; -1; -3/2$)
(vgl. Abb. 195).

x	$n = 0$	$-1/2$	-1	$-3/2$
0,10	0,00004540	0,0001436	0,0004540	0,001436
0,15	0,001273	0,003286	0,008484	0,02191
0,20	0,006737	0,01507	0,03369	0,07534
0,25	0,01832	0,03749	0,07326	0,1466
0,30	0,03568	0,06515	0,1189	0,2172
0,35	0,05744	0,09710	0,1641	0,3774
0,40	0,08210	0,1298	0,2052	0,3245
0,45	0,1084	0,1616	0,2408	0,3590
0,50	0,1353	0,1914	0,2707	0,3826
0,55	0,1623	0,2189	0,2951	0,3979
0,60	0,1889	0,2438	0,3148	0,4064
0,65	0,2148	0,2664	0,3304	0,4098
0,70	0,2397	0,2865	0,3424	0,4093
0,75	0,2636	0,3044	0,3514	0,4058
0,80	0,2865	0,3203	0,3581	0,4004
0,85	0,3084	0,3345	0,3628	0,3936
0,90	0,3292	0,3471	0,3659	0,3857
0,95	0,3491	0,3582	0,3675	0,3771
1,00	0,3679	0,3679	0,3679	0,3679
1,10	0,4029	0,3842	0,3663	0,3492
1,20	0,4346	0,3967	0,3622	0,3306
1,30	0,4633	0,4064	0,3565	0,3126
1,40	0,4895	0,4137	0,3497	0,2955
1,50	0,5134	0,4192	0,3423	0,2795
1,60	0,5353	0,4232	0,3346	0,2645
1,70	0,5553	0,4259	0,3267	0,2506
1,80	0,5737	0,4276	0,3187	0,2375
1,90	0,5907	0,4285	0,3109	0,2256
2,00	0,6066	0,4289	0,3033	0,2145
2,20	0,6347	0,4280	0,2886	0,1946
2,40	0,6593	0,4256	0,2747	0,1773
2,60	0,6806	0,4222	0,2618	0,1624
2,80	0,6997	0,4181	0,2499	0,1493
3,00	0,7164	0,4136	0,2389	0,1379
3,25	0,7352	0,4078	0,2262	0,1255
3,50	0,7514	0,4016	0,2147	0,1147
3,75	0,7659	0,3956	0,2042	0,1055
4,00	0,7787	0,3893	0,1947	0,09732
4,50	0,8007	0,3775	0,1780	0,08388
5,00	0,8186	0,3661	0,1637	0,07321
5,50	0,8336	0,3555	0,1516	0,06462
6,00	0,8464	0,3456	0,1411	0,05758
6,50	0,8574	0,3363	0,1319	0,05174
7,00	0,8670	0,3277	0,1239	0,04681
7,50	0,8751	0,3195	0,1167	0,04260
8,00	0,8824	0,3120	0,1103	0,03899
8,50	0,8890	0,3049	0,1046	0,03588
9,00	0,8947	0,2984	0,09942	0,03314
9,50	0,9001	0,2920	0,09475	0,03074
10,0	0,9050	0,2862	0,09050	0,02862
12,5	0,9232	0,2611	0,07385	0,02089
15,0	0,9353	0,2415	0,06236	0,01610
17,5	0,9444	0,2258	0,05397	0,01290
20,0	0,9512	0,2127	0,04757	0,01064
25,0	0,9607	0,1922	0,03843	0,007687
30,0	0,9671	0,1766	0,03224	0,005887

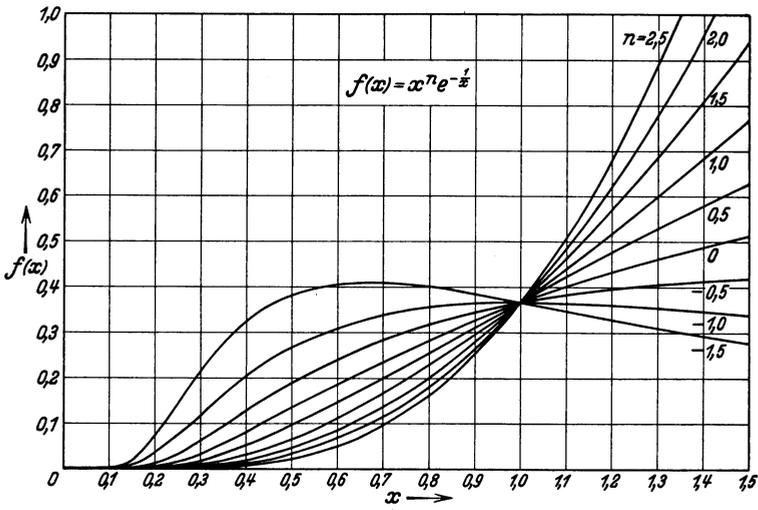


Abb. 195. $f(x) = x^n e^{-\frac{1}{x}}$.

t 6) Auswertung des Integrals $\int_1^R \frac{dR^1}{\sqrt{\ln R}}$.

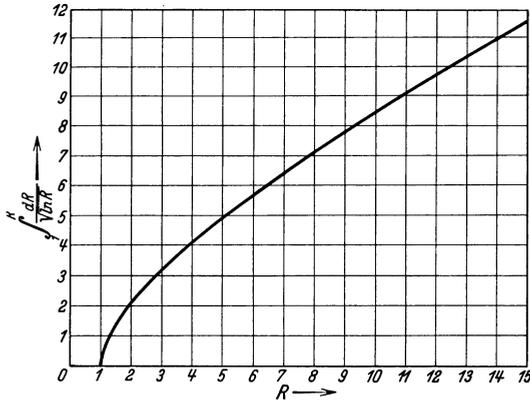


Abb. 196. $f(R) = \int_1^R \frac{dR^1}{\sqrt{\ln R}}$.

¹ Vgl. auch Ziffer t 7.

t 7) Werte des Integrals $\int_a^b e^{z^2} dz = \psi(b) - \psi(a)$ *

$$\psi(x) = \int_0^x e^{z^2} dz = \frac{x}{0! \cdot 1} + \frac{x^3}{1! \cdot 3} + \frac{x^5}{2! \cdot 5} + \frac{x^7}{3! \cdot 7} \dots$$

x	log $\psi(x)$ 10	$\psi(x)$	x	log $\psi(x)$ 10	$\psi(x)$
0,1	9,00144 ⁻¹⁰	0,10033	2,6	2,2625	183,03
0,2	9,30685 ⁻¹⁰	0,20270	2,8	2,701	503
0,3	9,49031 ⁻¹⁰	0,30925	3,0	3,159	1,44 · 10 ³
0,4	9,62572 ⁻¹⁰	0,42240	3,2	3,667	4,65 · 10 ³
0,5	9,73641 ⁻¹⁰	0,54501	3,4	4,211	1,62 · 10 ³
0,6	9,83282 ⁻¹⁰	0,68049	3,6	4,790	6,16 · 10 ⁴
0,7	9,92081 ⁻¹⁰	0,83332	3,8	5,408	2,56 · 10 ⁵
0,8	0,00393	1,0091	4,0	6,059	1,15 · 10 ⁶
0,9	0,08475	1,2155	4,2	6,751	5,63 · 10 ⁶
1,0	0,16513	1,4626	4,4	7,476	2,99 · 10 ⁷
1,1	0,24664	1,7646	4,6	8,239	1,73 · 10 ⁸
1,2	0,33062	2,1410	4,8	9,036	1,09 · 10 ⁹
1,3	0,41825	2,6197	5,0	9,866	7,35 · 10 ⁹
1,4	0,51065	3,2408	5,2	10,735	5,43 · 10 ¹⁰
1,5	0,60886	4,0631	5,4	11,639	4,35 · 10 ¹¹
1,6	0,7138	5,1736	5,6	12,58	3,8 · 10 ¹²
1,7	0,8263	6,7035	5,8	13,55	3,6 · 10 ¹³
1,8	0,9472	8,8542	6,0	14,56	3,6 · 10 ¹⁴
1,9	1,0770	11,939	6,2	15,61	4,0 · 10 ¹⁵
2,0	1,2162	16,453	6,4	16,68	4,8 · 10 ¹⁶
2,1	1,3653	23,191	6,6	17,80	6,3 · 10 ¹⁷
2,2	1,5246	33,467	6,8	18,95	9,0 · 10 ¹⁸
2,3	1,6939	49,413	7,0	20,14	1,4 · 10 ²⁰
2,4	1,8733	74,690	7,2	21,36	2,3 · 10 ²¹
2,5	2,0628	115,57	7,4	22,62	4,1 · 10 ²²

* Schumann, W. O.: Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen 1923 S. 243.

Sachverzeichnis.

- Ablenkung, Kathodenstrahlröhre 114.
Abschirmung, gegen Magnetfelder 120.
Abstand, mittlerer, von Atomen 23.
Adsorption von Gasen durch Holzkohle 148.
Akkumulation der Energie nach Hertz 47.
Anfangsspannung in Luft 133, 134.
Anlagerungswahrscheinlichkeit für Elektronen an Moleküle 73.
Anlaufstrom 91.
Anodenfall 128.
Anregungsfunktion, He, Hg 57, 58.
— spannung 54—63.
Äquivalenttemperatur der Voltenergie 5.
Arbeit am Ladungsträger 5.
Arbeitseinheiten, Umrechnung 157.
Atmosphäre, Zusammensetzung 41.
Atomgewicht des Elektrons 155.
Atomgewichte 1.
Atommassen 1.
Augenempfindlichkeit 17.
Ausdehnungskoeffizient der Gase 155.
—, feste Körper 139, 140.
Austrittsarbeit 75, 105, 126.
Äußere Reibung 144.
Avogadro'sche Zahl 23, 155.
Ayrton'sche Gleichung 132.
- Barometerformel 41.
 $\beta = v/c$ für Elektronen 11—13.
Beschleunigung eines Elektrons 10.
Beweglichkeit, Alkaliionen von Edelgasen 45.
—, Elektronen, empirische Werte 46.
—, Ionen 45.
—, Formeln 47.
Bewegungsgleichung im elektromagnetischen Feld 4, 5, 7.
Boltzmann'sche Konstante 23, 155.
Brechung, Elektronenbahnen 89.
Broglie-Welle 8, 9.
- Charakteristische Temperatur von Molekülen 3, 33.
Chemische Konstanten 32.
Clausiussches Gesetz der Weglängenverteilung 24.
Compton-Effekt 15.
- Dampfdrucke, Metaldämpfe 33—38.
—, Wasserdampf 39.
—, Ramsay-Fett 149.
—, organische Betriebsstoffe von Pumpen 149.
- Dielektrizitätskonstante, Gase 42.
—, des leeren Raumes 155.
Differenziale Ionisierung 65—68.
Diffusion, Gase 31.
—, Ladungsträger 46, 47.
Dispersion, Kathodenstrahlen 115.
Dissoziation zweiatomiger Gase 40.
Dissoziationsspannungen zweiatomiger Moleküle 3.
Dreierstoßwahrscheinlichkeit 74.
Druck auf ebene Wand 31.
Druckeinheiten, Umrechnung 157.
Dunkler Vorstrom 80.
Durchbruchfeldstärke 83—87.
Durchgriff, Formeln, für Trioden 107 bis 112.
— Abhängigkeit vom Emissionsstrom 113.
- Effektivgeschwindigkeit der Gasmoleküle 25.
Einsatzspannungen der Ionisation in Edelgasen 54.
Einseitig gerichtete Geschwindigkeit der Gasmoleküle 25, 26.
Elektrische Linsen 117.
Elektron, Bewegungsgleichung im bewegten System 7.
Elektronenaustrittsarbeit 75.
—, Anlagerungswahrscheinlichkeit an Moleküle 73.
—, $\beta = v/c$, 11—13.
— bahnen, Brechung 89.
— beweglichkeit 46.
—, De Broglie-Welle 8, 9.
— emission von Glühkathoden 90.
— bewegung im elektrischen Feld 4.
— — im elektromagnetischen Feld 7.
— — im magnetischen Feld 5.
— energie, Umsetzung in Strahlung 19.
—, Hyperbelbewegung schneller, 10.
— masse/Ionenmasse 14, 155.
—, Masse und Impuls schneller, 7.
— optik 89, 117, 118, 119.
—, Raumladungsdichte bei schneller Bewegung 10.
— röhren, Abschirmung gegen Störfelder 120.
— —, Durchgriff, abhängig vom Emissionsstrom 113.
— —, Durchgriff, Raumladungsstrom und Steilheit von Trioden 107 bis 112.
— —, Elektrische Linsen 117.
— —, Kathodenstrahlröhren 114.
— —, Magnetische Linsen 119.

- Elektronenröhren, Magnetron 113.
 —, Schwärzung photographischer Schichten 121.
 — stoß, Ionisierung in Gasen 69.
 — —, Ionisierung an Grenzflächen 77.
 — strahlen, Dispersion 115.
 — temperatur, positive Säule 98, 99.
 — —, Sondenmessungen 92.
 —, Umsetzung von Energie in Strahlung 19.
 Elementarladung 4, 155.
 Emission, Glühkathoden 90.
 —, — bei Heizungsänderungen 103.
 — skoeffizient 90.
 — svermögen, lichteoptisches 18.
 Empfindlichkeit des menschlichen Auges 17.
 Endkorrekturen von Wolframdrahtkathoden 102.
 Energie, freie, von Oszillatoren 32.
 Energieäquivalente 158.
 Energiebilanz, positive Säule 99.
 Energiestufen des Wasserstoffatoms 54.
 Energieumsatz, positive Säule 100.
 Energieverlust, Elektronen in N_2 61.
 Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers 17.
 Englische Maße, Umrechnung 158.
 Entionisierung 74.
 Entropiegleichung 32.
 e^{x^2} , e^{-x^2} 160.
- Faradaysche Zahl 155.
 Farbdreieck, nach Maxwell-König 124.
 Farben, positive Säule 123, 124.
 —, Leuchtröhren 124, 125.
 Fermistatistik 29.
 Fester Körper, Zustandsgleichung 33.
 Fördermenge von Vakuumpumpen 146.
 Freie Energie, Oszillatoren 32.
 — Weglänge, von Gasmolekülen 23, 24.
 — von Ionen 42.
 Funkenspannung 84.
- Gase, Dissoziation 40, 41.
 —, Konstanten 23, 155.
 —, Polarisierbarkeit 42.
 —, Spezifische Wärme 40.
 —, Strömung in Röhren 143.
 —, Strömung in Röhren 143—148.
 —, Wärmeleitung 39.
 Gaußsche Fehlerfunktion 161.
 — Verteilung, Hilfsmittel 159.
 Geschwindigkeit von Elektronen zur Lichtgeschwindigkeit 11—13.
 —, wahrscheinlichste, mittlere, einseitig gerichtete, von Gasmolekülen 25, 26.
 Geschwindigkeitsverteilungsgesetze (Tab.) 28.
 Gleichverteilungssatz, der Thermodynamik 25.
 Glimmentladung, Farben 123, 124.
 Glimmverluste, Korona 133, 135.
 Glühkathoden, Änderung der Emission bei Heizungsänderungen 103.
- Glühkathoden, Austrittsarbeit und Querswiderstand 105.
 —, charakteristische Daten 100.
 —, Elektronenemission 90.
 —, Emissions-Ökonomie 105.
 —, Emission und Austrittsarbeit thorierter, 105.
 —, Formierungsprozesse 104.
 —, Menge des Bariums an der Oberfläche 107.
 —, Richardson-Geraden 104.
 —, Richardson-Gleichung, Konstanten 90.
 Gradient der positiven Säule 94, 98.
 Grenzwellenlänge, Photoionisierung 75.
 —, Röntgenstrahlen 19.
 Grundschwingungen von zweiatomigen Molekülen 3.
- Halbmesser eines Elektrons 4.
 Hauptquantenzahl 19.
 Hochvakuum-Rohrleitung, Strömungswiderstand 146, 147.
 Hohlraumstrahlung 15.
 Hyperbelbewegung schneller Elektronen 10.
- Impuls schneller Elektronen 7.
 Innere Reibung 143.
- $$\int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}} \quad 166.$$
- $$\int_a^b e^{z^2} dz \quad 167.$$
- Ionenbeweglichkeit 45.
 —, Massenverhältnis zu Elektronen 14.
 —, Mittlere Weglänge 42.
 — röhren, Leuchtröhren 128—136.
 — —, Lichtgebilde und Farben der Glimmentladungen 123.
 — —, Kathodenfall, Anodenfall 126.
 — —, Kathodenzerstäubung 127.
 — —, Wandernde Schichten 125.
 — stoß, Erzeugung von Elektronen durch, 78.
 —, Temperatur 42.
 —, Voltgeschwindigkeit 14.
 Ionisation, thermische 93.
 Ionisierung an adsorbierten Gasschichten 79.
 Ionisierung, differentiale 65—68.
 — durch Elektronenstoß 69, 73.
 Ionisierungsprozesse zweiatomiger Moleküle 63.
 Ionisation durch Alkaliionen in Edelgasen 54.
 Ionisierungsspannung 53—56, 58.
 Ionisierungszahl 69, 71—73.
- Kathodendunkelraum, Dicke 126.
 Kathodenfall 126.
 Kathodenstrahlröhre, Ablenkung 114.

- Kathodenzerstäubung 127.
 Knudsen'sche Strömungsgleichungen 143—147.
 Kohlelichtbogen 131.
 Konstanten, allgemeine 155.
 —, des Elektrons 4.
 —, der Gase 23.
 —, der Photonen 14.
 Konvektionsstrom schneller Elektronen 10.
 Konzentration gesättigten Wasserdampfes 39.
 — gesättigter Metaldämpfe 37, 38.
 Korona 133.
 Kosinusetz der Molekülstöße 30.
 Kraft elektrischer und magnetischer Felder auf Ladungsträger 4.
 Kritische Spannungen von Atomen und Molekülen 55, 59—62.
 Kugelfunkenstrecke, Spannungsmessung 136.
- Ladung des Elektrons 4, 155.
 Lagrangesche Bewegungsgleichung 5.
 Langmuir-Sonden 91.
 Langwellige Grenze des lichtelektrischen Elektronenaustritts 75.
 Lebensdauer von metastabilen Atomen 62.
 — von Wolframkathoden 101.
 Leistungseinheiten, Umrechnung 157.
 Lenard-Fenster, Elektronendurchlässigkeit 116.
 Leuchtröhren, abgestrahlte Leistung 130.
 —, Farben 124.
 —, für Eichung geeignete Linien 130.
 —, spektrale Intensitäten 129.
 Lichtausbeute, positive Säule 128.
 Lichtbogen 131, 132.
 Lichtdruck 15.
 Lichtelektrische Farbempfindlichkeit 76.
 Lichtgeschwindigkeit 14, 156.
 Lichtstärke des schwarzen Körpers 156.
 Linien einiger Atome, Zusammenstellung 64.
 Liniestärken einiger Elemente 62.
 Longitudinalmasse 8.
 Loschmidtsche Zahl 23, 156.
- MacLeodsches Manometer** 142.
 Magnetische Beeinflussung von Elektronen 5.
 — Linsen 119.
 — Störfelder, Abschirmung gegen 120.
 Magnetronröhre 113.
 Masse schneller Elektronen 7.
 Maßsysteme, Vergleich 156.
 Maxwell-Verteilung 25.
 Mechanisches Wärmeäquivalent 156.
 Metaldämpfe, Sättigungsdrucke 33—38.
 Metallelektronen, Fermistatistik 29.
 Mittlere Geschwindigkeit der Moleküle 25.
 — Translationsgeschwindigkeit 26.
 Mittleres Geschwindigkeitsquadrat 25.
 Molekularmasse 1.
- Moleküle, Chemische Konstanten 32.
 —, Diffusion 31.
 —, Maxwellverteilung 24.
 —, mittlerer Abstand 23.
 —, Radius, gaskinetisch, nach Clausius-Mosotti 3.
 —, relative Bewegung 24.
 —, Stoßgesetze 30.
 —, Tabelle der Geschwindigkeitsverteilung 28.
 —, Temperatur 42.
 —, Weglängenverteilung nach Clausius 24.
 —, Wirkungsquerschnitt nach Sutherland 23.
 —, Wirkungsradien gegen Ladungsträger 42.
 —, Verteilung der Stoßgeschwindigkeit 26.
 —, Verteilung der Translationsgeschwindigkeit 26.
 Molvolumen 23, 156.
 Multiplizität (Termklassifikation) 10.
- Nebenquantenzahl, Termklassifikation** 19.
 Normalisierte Bezeichnungen der Gasentladungen nach AEF. 149—155.
 Nullpunktenergie der Metallelektronen 29.
 Numerische Geschwindigkeit des Elektrons 11—13.
- Oberflächenionisierung durch Elektronenstoß** 77.
 — durch Ionenstoß 78, 79.
Optimalspannung, Hg 56.
Optischer Wirkungsgrad 17.
Oszillatoren, freie Energie 32.
- Periodisches System** 2.
 Permeabilität des leeren Raumes 156.
 Photographische Platte, Schwärzung durch Elektronen 121.
 Photonen, Compton-Wellenlänge 15.
 —, Energie, Masse, Impuls, Voltenergie 14.
 —, Lichtdruck 15.
 Photozelle, Abhängigkeit der Stromdichte vom Fülldruck 80.
 Plancksches Wirkungsquantum 14, 156.
 Plasma, Thermische Ionisation 93.
 —, Positive Säule 94, 100.
 Plation 112.
 Poissonsche Differentialgleichung 91.
 Polarisierbarkeit von Gasen 42.
 Positive Säule, Elektronentemperatur 98.
 —, Energiebilanz 99.
 —, Energieumsatz 100.
 —, Farben 123.
 —, Gradient 94—98.
 —, Lichtausbeuten 128.
 —, wandernde Schichten 125.
 Pumpdauer einer Vakuumpumpe 146.

- Ramsauer**, Wirkungshalbmesser 43.
 Raumladungsstrom, Trioden 107—112.
 Reibung, innere, äußere 143, 144.
 Rekombination 74, 75.
 Rekombinationszone 74.
 Reichweite von α -Teilchen 73.
 Richardson-Gleichung, Konstanten 90.
 Richardson-Gerade 104.
 Röntgenstrahlen, Grenzwellenlänge 19.
 Ruhmasse des Elektrons 4, 156.
 Rydberg-Konstante 21, 54.
- Sättigungsdruck, Metalle 33—38.
 —, Wasser 39.
 Schmelzpunkte 138.
 Schwarze Strahlung 15.
 Schwärzung photographischer Platten 121.
 Sekundärelektronen, Erzeugung 77.
 Sondenmessungen, Langmuir 91.
 Spannungsmessungen mit der Kugelfunktenstrecke 136.
 Spektrale Energieverteilung 16.
 Spektrallinien einiger Atome, Zusammenstellung 64.
 Spezifische Gewichte 138.
 — Wärme von Gasen 40.
 — Widerstand 140.
 Stefan-Boltzmannsches Gesetz 15.
 Steilheit von Trioden 107—112.
 Steuerspannung von Trioden 107—112.
 Stoletoew-Konstanten 69.
 Stoßgesetze 30.
 Stoßionisierung 65—75.
 Stoßzahl, Moleküle 30.
 —, Photonen 15.
 Stoßgeschwindigkeit, relative von Molekülen 27.
 Strahlung, schwarze 15.
 —, Umsetzung in Elektronenenergie 19.
 Streuung, Kathodenstrahlen 115.
 Stromdichte, normale, an kalten Kathoden 127.
 Strömungswiderstand in Röhren für Gase 146.
 Störfelder, magnetische, Abschirmung von Elektronenröhren 120.
 Sutherlandsche Formel 23, 144.
- Temperaturabnahme an Halterungen von Glühdrähten 102.
 Termklassifikation 19.
 Termschemen 21, 22.
 Thermische Ionisation 93.
 tor (Toricelli) = 1 mm Hg, 157.
 Totalimpuls (Termklassifikation) 20.
 Townsend, Ionisierung 69.
 — -Strömung 80.
 —, Zündbedingung 81, 87.
 Trägerbewegung in Feldern 47, 49, 51, 52.
 Trägerdiffusion 46, 47.
- Trägertemperatur 42.
 Trägheitsmomente zweiatomiger Moleküle 3.
 Transformationstemperatur 140.
 Translationsgeschwindigkeit, relative 26.
 Transmissionskoeffizient 38.
 Transversalmasse 8.
 Trioden, Durchgriff, Steuerspannung, Raumladungsstrom, Steilheit 107 bis 117.
- Vakuumpumpen, Pumpdauer und Fördermenge 146.
 Verdampfungsmenge von Molekülen pro cm^2 Oberfläche (Hg) 38.
 Verdoppelungstemperatur für Wirkungsquerschnitt nach Sutherland 23.
 Verwandlung der Arbeits-, Leistungs- und Druckeinheiten 157, 158.
 Voltenergie, Elektronen 5.
 —, Photonen 14.
 Voltgeschwindigkeit, Elektronen 5.
 —, Ionen 14.
- Wahre Temperatur, Berechnung aus der pyrometrisch gemessenen 18.
 Wahrscheinlichste Geschwindigkeit 25.
 Wärmeäquivalent 156.
 Wärmeleitung in Gasen 39.
 Wasserdampf, Sättigungsdruck, Konzentration 39.
 Wasserstoffatom, Spektralserie 54.
 Weglänge, freie 23, 24, 99.
 —, Ionen 42.
 Weglängenverteilung, Clausius 24.
 Werkstoffe für Gasentladungsröhren 138 bis 143.
 Wiederzündspannung, Kupferlichtbogen 132.
 Wiensches Verschiebungsgesetz 16.
 Wirkungshalbmesser, Ramsauer 43.
 Wirkungsquerschnitt, Sutherland 23.
 Wirkungsquerschnitte der Ionisierung 53.
 Wirkungsradius, Moleküle gegen Ladungsträger 42.
 Wolframkathoden, Einfluß der Halterungen 102.
 —, Lebensdauer 101.
- $x^n \cdot e^{-\frac{1}{x}}$ 164.
- Zündbedingung, theoretische, Townsend 81.
 —, Temperaturabhängigkeit 87.
 Zündspannung von Ionenröhren mit Glühkathoden 130.
 —, Luft, Temperaturabhängigkeit 89.
 Zusammensetzung der Atmosphäre 41.
 Zustandsgleichung, des festen Körpers 33.
 — je Mol, je Molekül 31.

Elektrische Gasentladungen. Ihre Physik und Technik. Von **A. von Engel** und **M. Steenbeck**.

Erster Band: Grundgesetze. Mit 122 Textabbildungen. VII, 248 Seiten. 1932.
RM 24.—, gebunden RM 25.50

Zweiter Band: Entladungseigenschaften. Technische Anwendungen.
Mit 250 Textabbildungen. VIII, 352 Seiten. 1934. RM 32.—, gebunden RM 33.50

Geometrische Elektronenoptik. Grundlagen und Anwendungen. Von **E. Brüche** und **O. Scherzer**. Mit einem Titelbild und 403 Abbildungen. XII, 332 Seiten. 1934. RM 26.—; gebunden RM 28.40

Anregung von Quantensprüngen durch Stöße. Von Dr. **J. Franck**, Professor an der Universität Göttingen, und Dr. **P. Jordan**, Assistent am Physikalischen Institut Göttingen. („Struktur der Materie“, Band III.) Mit 51 Abbildungen. VIII, 312 Seiten. 1926. RM 19.50; gebunden RM 21.—*

Die Quantenstatistik und ihre Anwendung auf die Elektronentheorie der Metalle. Von Professor **Léon Brillouin**, Paris. Aus dem Französischen übersetzt von Dr. **E. Rabinowitsch**, Göttingen. (Struktur der Materie, Band XIII.) Mit 57 Abbildungen. X, 530 Seiten. 1931. RM 42.—; gebunden RM 43.80

Einführung in die Elektronik. Die Experimentalphysik des freien Elektrons im Lichte der klassischen Theorie und der Wellenmechanik. Von Priv.-Doz. Dr. **Otto Klemperer**, Kiel. Mit 207 Abbildungen. XII, 303 Seiten. 1933. RM 18.60

Moderne Physik. Sieben Vorträge über Materie und Strahlung von Prof. Dr. **Max Born**, Göttingen. Veranstaltet durch den Elektrotechnischen Verein e. V. zu Berlin, in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule zu Berlin. Ausgearbeitet von Dr. **Fritz Sauter**, Berlin. Mit 95 Textabbildungen. VII, 272 Seiten. 1933. RM 18.—; gebunden RM 19.50

Quantentheorie. Bearbeitet von **H. Bethe**, **F. Hund**, **N. F. Mott**, **W. Pauli**, **A. Rubinowicz**, **G. Wentzel**. (Handbuch der Physik, Band XXIV, 1. Teil, zweite Auflage.) Mit 141 Abbildungen. IX, 853 Seiten. 1933. RM 76.—; gebunden RM 79.—

Elektronen. Atome. Ionen. Bearbeitet von **W. Bothe**, **H. Fränz**, **W. Gerlach**, **O. Hahn**, **G. Kirsch**, **L. Meitner**, **St. Meyer**, **F. Paneth**, **K. Philipp**, **K. Przibram**. (Handbuch der Physik, Band XXII, 1. Teil, zweite Auflage.) Mit 163 Abbildungen. VII, 492 Seiten. 1933. RM 42.—; gebunden RM 44.70

* Abzüglich 10% Notnachlaß.

Braunsche Kathodenstrahlröhren und ihre Anwendung. Von Reg.-
Rat Dr. phil. E. Alberti, Berlin. Mit 158 Textabbildungen. VII, 214 Seiten. 1932.
RM 21.—; gebunden RM 22.20

Die Kathodenstrahlröhre und ihre Anwendung in der Schwach-
stromtechnik. Von **Manfred von Ardenne**. Unter Mitarbeit von Dr.-Ing.
Henning Knoblauch. Mit 432 Textabbildungen. VIII, 398 Seiten. 1933.
Gebunden RM 36.—

Lichtelektrische Erscheinungen. Von **Bernhard Gudden**, o. Professor
der Experimentalphysik an der Universität Erlangen. („Struktur der Materie“,
Band VIII.) Mit 127 Abbildungen. IX, 325 Seiten. 1928.
RM 24.—; gebunden RM 25.20*

Lichtelektrische Zellen und ihre Anwendung. Von Dr. H. Simon,
Berlin, und Professor Dr. R. Suhrmann, Breslau. Mit 295 Abbildungen im Text.
VII, 373 Seiten. 1932. RM 33.—; gebunden RM 34.20

Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen. Theoretische Grund-
lagen und Anwendung. Von Professor **W. O. Schumann**, Jena. Mit 80 Text-
abbildungen. VII, 246 Seiten. 1923. RM 7.20; gebunden RM 8.40*

Meßentladungsstrecken (Ionenstrecken). Von Dr.-Ing. **Siegfried Franck**.
Mit 183 Abbildungen im Text. VIII, 192 Seiten. 1931.
RM 18.50; gebunden RM 19.50

Potentialfelder der Elektrotechnik. Von **Franz Ollendorff**, Berlin. Mit
244 Abbildungen im Text. VIII, 395 Seiten. 1932. Gebunden RM 32.—

Die Grundlagen der Hochvakuumtechnik. Von Dr. **Saul Dushman**.
Deutsch von Dr. phil. **R. G. Berthold** und Dipl.-Ing. **E. Reimann**. Mit 110 Ab-
bildungen im Text und 52 Tabellen. XII, 298 Seiten. 1926. Gebunden RM 22.50*

Elektrizitätsbewegung in Gasen. Redigiert von **W. Westphal**. („Hand-
buch der Physik“, Band XIV.) Mit 189 Abbildungen. VII, 444 Seiten. 1927.
RM 36.—; gebunden RM 38.10*

Inhaltsübersicht: Die unselbständige Entladung zwischen kalten Elektroden.
Ionisation durch glühende Körper. Flammenleitfähigkeit. Von H. Stücklen. —
Über die stille Entladung in Gasen. Von E. Warburg. — Die Glimmentladung.
(Selbständige Elektrizitätsleitung in verdünnten Gasen.) Von R. Bär. — Der elek-
trische Lichtbogen. Von A. Hagenbach. — Funkenentladung. Von E. Warburg.
Die elektrischen Figuren. Von K. Przibram. — Atmosphärische Elektrizität. Von
G. Angenheister.

* Abzüglich 10 % Notnachlaß.