

Untersuchungen an Bohrmaschinen

Auszug aus der

Dissertation

zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs
der Technischen Hochschule zu Berlin

Vorgelegt am 30. Juli 1920

von

Dipl.-Ing. Suren ter Ohanessian

aus Achalkalak

Genehmigt am 2. Dezember 1920

Springer-Verlag
Berlin Heidelberg GmbH

1921

ISBN 978-3-662-28032-4 ISBN 978-3-662-29540-3 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-662-29540-3

Inhaltsübersicht.

- | | |
|--|---|
| 1. Einleitung und Problemstellung. | 5. Untersuchungen an Reflektoren unter Wasser in der Nahzone des Dipols. |
| 2. Anwendung der Drude- und Debyeschen Theorie auf das Problem. | 6. Untersuchungen am keramischen Reflektor hoher DK. |
| 3. Versuchsanordnung und Einzelteile der Apparatur. | 7. Temperaturverteilungsmessungen an biologischen Phantomen unter Verwendung von Reflektoren. |
| 4. Vorversuche: | 8. Schlußfolgerungen aus den Reflektoruntersuchungen. |
| a) Absorptionsmessungen bei $\lambda_0 = 430$ cm und $\lambda_0 = 58$ cm. | Zusammenfassung. |
| b) Untersuchung des Einflusses einer dielektrischen Zwischenwand im Strahlenfeld auf die Veränderung des Energieverlaufes. | |

1. Einleitung und Problemstellung.

Nachdem wir heute durch zahlreiche Untersuchungen über die Absorptionsvorgänge im hochfrequenten Kondensator- und Spulenfeld, die bei der medizinischen Anwendung in der Kurzwellentherapie eine Rolle spielen, im wesentlichen unterrichtet sind, und die Möglichkeiten der Beeinflussung der Wärmeverteilung und damit die Grenzen der beiden Methoden kennen, ist es aus mehreren Gründen wünschenswert, auch das von A. Esau (Deutsche Patentanmeldung E 42 867 VIII c/21 g) bereits 1928 empfohlene Strahlenfeld auf seine Brauchbarkeit für die Kurzwellentherapie zu untersuchen. Außer dem rein wissenschaftlichen Bedürfnis, über die Vor- und Nachteile dieser dritten Applikationsmöglichkeit der Kurzwellenenergie orientiert zu sein, sind diese Untersuchungen notwendig, weil es voraussichtlich im Dezimeterwellengebiet gar keine andere Möglichkeit für eine Behandlung menschlicher Körperteile wegen der Größe ihrer Abmessungen und der Unwirtschaftlichkeit der bisherigen Methoden infolge der großen Strahlungsverluste geben wird. Bei unseren Untersuchungen mit der Apparatur für 1 m Wellenlänge und 750 W Leistung [1, 2]¹⁾ glauben wir nahe an die untere Wellenlängengrenze für die praktische Anwendbarkeit der Kondensator- und Spulenfeldmethode herangekommen zu sein (Schwierigkeiten in der Dimensionierung des Patientenkreises, Strahlungsverluste in diesem Kreis usw.). Ein weiterer Grund für die Notwendigkeit

¹⁾ Die eingeklammerten schrägen Zahlen beziehen sich auf das Schrifttum am Schluß der Arbeit. Siemens XIX, 2.

einer Klärung der Energieverteilungsverhältnisse im Strahlenfeld ist die Tatsache, daß im Laboratorium bereits ausreichende Leistungen im Dezimeterwellengebiet zur Verfügung stehen [3, 4] und die technische Ausführbarkeit derartiger Apparaturen heute durchaus möglich ist.

Nicht zuletzt aber ist die Untersuchung des Strahlenfeldes deshalb wichtig, weil die Kurzwellentherapie in ihrer jetzigen Form bei Lokalbehandlungen am Körperstamm sowohl im Kondensator- als auch im Spulenfeld noch eine Reihe von Wünschen hinsichtlich Erzielung noch größerer Tiefendosen, noch besserer Richtmöglichkeit der Energie, noch einfacherer Applikationstechnik usw. offen läßt.

Neben anderen Gründen erfahren alle Bemühungen, die Wärmezufuhr ins Körperinnere bei möglichst guter Lokalisation zu steigern, eine prinzipielle Erschwerung durch die Tatsache, daß die Haut und das Subkutanfett im Gegensatz zum Muskelgewebe und den inneren Organen nur sehr wenig durchblutet sind und daß weiterhin diese außenliegenden Gewebe im allgemeinen immer in Zonen größerer Feldstärken liegen als die inneren Organe. Es kommt hinzu, daß der kalorische Wasserverwert für Fett kleiner als der für Muskelgewebe ist (etwa halb so groß). Ebenso ist die Wärmeleitfähigkeit geringer, so daß auch die Kühlung von außen nur sehr wenig bringt. Wenn man weiterhin bedenkt, daß die wärmeempfindlichen Nerven, die unter der Haut liegen, nicht auf Kalorien reagieren, sondern auf Temperatur, bzw. eine Schädigung des Gewebes beim Überschreiten einer bestimmten Temperatur eintritt, so wird erst klar, wie gut sich die Natur dagegen geschützt hat, daß im Innern des Körpers höhere Temperaturen auftreten können als an der Oberfläche. Bei Kenntnis dieser Schwierigkeiten werden die mannigfachen Anstrengungen verständlich, die von Physik und Technik jeweils gemacht werden, um dem Arzt neue Hilfsmittel zur Verfügung zu stellen, die eine Verbesserung der bisherigen therapeutischen Verfahren erhoffen lassen.

Bisher ist die Behandlung im Strahlenfeld mit Meter- und Dezimeterwellen in dem Sinne, daß man Tiefenerwärmungen hervorzurufen versucht hat, meines Wissens praktisch noch nicht ausgeübt worden. Wohl sind in der medizinischen Literatur einige Spiegelversuche, die in Anlehnung an die klassischen von Heinrich Hertz mit kleinen Hochfrequenzleistungen ausgeführt wurden, beschrieben worden [5, 6], jedoch fehlten experimentelle Untersuchungen, die Aufschluß geben über Vor- und Nachteile einer derartigen Bestrahlung gegenüber der Kondensator- und Spulenfeldbehandlung, vollkommen. 1937 berichtete ich auf dem Kurzwellenkongreß in Wien über die ersten Ergebnisse meiner Strahlenfeldmessungen [7]. Es handelte sich da um einen kleinen Ausschnitt aus den in vorliegender Arbeit enthaltenen Untersuchungen. In demselben Jahr erschien ferner eine theoretische Arbeit zum gleichen Problem von H. E. Hollmann [8], in der vor allem der Feldstärkeverlauf an den Grenzschichten zweier dielektrisch verschiedener Medien untersucht wird. Insbesondere ergab sich aus seinen Rechnungen unter Zugrundelegung von für das Dezimeterwellengebiet extrapolierten Werten für Leitfähigkeit und DK eine Energieverteilung in einer Fett-Muskelschichtung derart, daß Muskel wärmer wird als Fett.

Auf andere Ergebnisse dieser Arbeit komme ich später zurück. Über erste Temperaturverteilungsmessungen an biologischen Schichtungen von Körperabmessungen bei Anstrahlung mit kurzen Wellen wurde 1938 nach gemeinsamen Messungen mit A. Esau und E. Ahrens [9] einerseits und mit K. Osswald [10] anderer-

seits berichtet. Zu dieser Zeit lagen schon die erst später publizierten Ergebnisse aus Vorversuchen von K. H. Spiller [11] an kleinen Gewebeproben bei Anstrahlung von Luft aus vor.

In physikalischer Formulierung lautet die Grundfrage, die vor einer lohnenden medizinischen Erprobung des elektromagnetischen Strahlenfeldes zu Therapie-zwecken geklärt werden muß und die deshalb den hauptsächlichlichen Gegenstand der nachfolgenden Untersuchungen bildet, folgendermaßen:

Wie groß ist die Halbwertschicht in Stoffen mit den dielektrischen Eigenschaften (DK und Leitfähigkeit) der Körpersubstanzen für elektromagnetische Strahlungsenergie bei Meter- und Dezimeterwellen, und wie wird sich danach die Energieverteilung im Körper gegebenenfalls unter Zuhilfenahme von Reflektoren gestalten? Es erscheint mir zweckmäßig, als für die Absorption kennzeichnendes Maß die Halbwertschicht für die Energie und nicht den Absorptionskoeffizienten zu verwenden, da diese Untersuchungen als Vorarbeit für medizinische Forschungsarbeiten gedacht sind und sich die Ergebnisse unter Benutzung der Größe „Halbwertschicht“ anschaulicher darstellen lassen.

Selbstverständlich ist die Aufgabe nur bei vereinfachenden Annahmen über den Aufbau der absorbierenden Medien gegenüber der Form, wie sie uns die Natur im biologischen Organismus vorsetzt, faßbar. Bei allen bisherigen ähnlichen Untersuchungen zur physikalischen Klärung der sehr verwickelt erscheinenden Vorgänge bei der medizinischen Behandlung im Kondensator- und Spulenfeld von Kurzwellengeneratoren hat sich für das Auffinden der primär beteiligten Gesetzmäßigkeiten eine Ersatzschaltung anorganischer Dielektrika, zumeist Elektrolyte und Kolloide, auf das beste bewährt. Der menschliche Organismus bietet leider, physikalisch gesehen, in keiner Weise saubere Versuchsbedingungen und nur zu leicht wird deshalb das Augenmerk auf Sekundärercheinungen abgelenkt. Es soll damit keineswegs übersehen werden, daß alle so gewonnenen Erkenntnisse für die sich in Wirklichkeit bei derartigen Behandlungen im biologischen Körper vollziehenden Reaktionen durchaus unvollkommen sind und lediglich erste Anhaltspunkte darstellen können; andererseits wird einleuchten, daß man nur von einer physikalisch gesicherten Basis aus in die verwickelte Erscheinungswelt der biologischen Vorgänge, die bei den Kurzwellenbehandlungen stattfinden, langsam vordringen kann. So mußte zunächst auch der Einfluß der unübersichtlichen und komplizierten makroskopischen und mikroskopischen Schichtungen, die in ihrer Gesamtheit durch vielfältige Reflexionen und Brechungen an ihren Grenzflächen verschiedener Leitfähigkeit und DK die Verhältnisse unübersichtlich gestalten, unberücksichtigt bleiben. Es ist also wegen der praktischen Unmöglichkeit der strengen Erfassung der wirklichen Körperbedingungen nach dem heutigen Stande nur sinnvoll, nach der Größenordnung der bei einer medizinischen Anwendung des Strahlenfeldes in Betracht kommenden Halbwertschichten zu fragen.

2. Anwendung der Drude- und Debyeschen Theorie auf das Problem.

Aus den Messungen der DK und Leitfähigkeit biologischer Substanzen im Ultrakurzwellenbereich zwischen 12 und 3 m von meinem Mitarbeiter K. Osswald [12] und von B. Rajewsky und Mitarbeitern [13] wissen wir, daß sich der Bereich der menschlichen Körperleitfähigkeiten, bei $\lambda = 3$ m gemessen, von $5 \cdot 10^{-4} \cdot \text{S} \cdot \text{cm}^{-1}$ bis $1,5 \cdot 10^{-2} \cdot \text{S} \cdot \text{cm}^{-1}$ und der Bereich der DK, abgesehen von Fett = 12 und

Lunge = 40, sich von 70 bis 90 erstreckt. Insbesondere interessiert der Leitfähigkeitsbereich $5 \cdot 10^{-3}$ bis $1,5 \cdot 10^{-2}$, weil in ihm sowohl die Werte für Muskel und Blut, als auch für die meisten inneren Organe liegen. Außer Fett und Lunge sind damit alle wichtigen Gewebe erfaßt. Die Dispersionskurven der Leitfähigkeit und DK, die auf Grund der mikroskopisch geschichteten Struktur der Gewebe im Sinne H. Schaefers [14] und H. Dänzers [15] (K. W. Wagnersche Theorie) zustande kommen, lassen nach den Messungen von K. Osswald zwischen 12 m und 3 m erkennen, daß bei 3 m bereits diese Dispersionsgebiete im wesentlichen überschritten sind, d. h. daß die σ - und ϵ -Werte sich wieder Konstanten nähern. Eine weitere Frequenzerhöhung wird danach nur noch unwesentliche Leitfähigkeitssteigerungen und DK-Erniedrigungen bringen, bis sich dann bei noch höheren Frequenzen das Gebiet der anormalen Absorption für die Dipolmoleküle der einzelnen Körpersubstanzen im Sinne der Debyeschen Theorie anschließt. Über die Lage dieser Frequenzgebiete, in denen ja bekanntlich erneut eine starke DK-Erniedrigung und Erhöhung der Absorption stattfindet, wissen wir in bezug auf organische Dipolmoleküle bis heute nur wenig [16].

Im Gebiete der Zentimeterwellen fand W. Kebbél [17] neuerdings nach einer optischen Methode für die beiden Hauptvertreter der biologischen Gewebe, Fett und Muskelgewebe, für die DK und Leitfähigkeit Werte, aus denen hervorgeht, daß in dem gemessenen Wellengebiet von $3 \cdot \cdot \cdot 6,3$ cm die Dipolabsorption nach P. Debye schon wesentlich eingesetzt hat. In dem Wellengebiet zwischen 6 cm und 300 cm hingegen liegen für die biologischen Gewebe bisher keine Messungen vor. Nach den obigen Ausführungen muß es allerdings in Zweifel gezogen werden, daß der Verlauf dieser Größen im nicht untersuchten Gebiet gemäß einer einfachen Extrapolation von einer Seite (H. E. Hollmann) bzw. von beiden Seiten her (W. Kebbél) erfolgt. Man muß vielmehr erwarten, daß der Abfall der DK bzw. der Anstieg der Leitfähigkeit mit der Frequenz auf Grund der Schichtstruktur der Gewebe sich zunächst einem Grenzwert nähert und daß sich erst später ein neues starkes Änderungsgebiet im Sinne der Debyeschen Dipoltheorie anschließt, in welchem sich der endgültige Übergang zu den optischen Konstanten vollzieht.

Erfreulicherweise liegen nun aber dank der Untersuchungen von M. Wien [18] und A. Esau [19] für das im menschlichen Körper am häufigsten vorkommende Dipolmolekül, nämlich Wasser, quantitative Ergebnisse vor, die hier weiterhelfen.

Die folgenden Untersuchungen zur größenordnungsmäßigen Bestimmung der Halbwertschichten für elektromagnetische Strahlungsenergie bei Meter- und Dezimeterwellen werden deshalb beschränkt auf wäßrige Elektrolyte mit den dielektrischen Eigenschaften (DK und Leitfähigkeit) der Körpersubstanzen. Die Elektrolyte bilden zur Zeit sowohl in theoretischer als auch experimenteller Hinsicht allein eine Angriffsmöglichkeit für das Problem. Wenn man berücksichtigt, daß die meisten organischen Gewebe mit Ausnahme von Fett und Knochen zu einem recht hohen Prozentsatz aus Wasser bestehen ($70 \cdot \cdot \cdot 80\%$), zu denen noch einige Prozente anorganische Salze kommen, die in bezug auf Absorptionsgesetzmäßigkeiten keine großen Überraschungen bringen können, so ist mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit anzunehmen, daß die so gewonnenen Werte tatsächlich der Größenordnung nach für biologische Substanzen zutreffend sind. Es wird dabei nur der Anteil nicht berücksichtigt, der von evtl. Dipolverlusten anderer Dipolmoleküle als Wasser herrührt. Die so ermittelten Werte werden jedenfalls die oberen Grenzwerte der tatsächlichen

Halbwertschichten darstellen; im menschlichen Körper werden sie unter Berücksichtigung der oben angedeuteten Faktoren (Reflexion und Brechung infolge Schichtstruktur, evtl. anormale Absorption der organischen Dipolmoleküle bei längeren Wellen als das Wassermolekül) zumeist noch unter den an wäßrigen Elektrolyten gewonnenen liegen. Es wird bei diesen Untersuchungen, die letzten Endes darauf abzielen, zu einer Beurteilung der Vor- und Nachteile der Strahlenfeldmethode gegenüber der Behandlung im Kondensator- und Spulenfeld zu gelangen, dieser Weg des Studiums der Verhältnisse an Elektrolyten der, wie oben gezeigt, unsicheren Extrapolation der Osswaldschen Werte vorgezogen.

Zur rechnerischen Erfassung der Bestimmung der Halbwertschichten sind zwei Ansätze zu berücksichtigen:

1. die Energieabsorption infolge der Ionenleitfähigkeit der Elektrolyte gemäß der Drudeschen Theorie,
2. die Energieabsorption infolge der Dipolstruktur des Wassermoleküls gemäß der Debyeschen Dipoltheorie.

Zu 1.

Aus den Maxwell'schen Gleichungen für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Halbleitern als Planwellen in Richtung der x -Achse folgt für die Intensität I_x im Abstände x von der Anfangsintensität I_0

$$I_x = I_0 e^{-\frac{4\pi n_1 K_1 x}{\lambda_0}} = I_0 e^{-\alpha_1 x}; \quad \alpha_1 = \frac{4\pi n_1 K_1}{\lambda_0}.$$

Darin bedeuten

- λ_0 = die Wellenlänge in Luft,
- n_1 = optischer Brechungsindex,
- K_1 = optischer Absorptionskoeffizient des Halbleiters.

Für die Auswertung obiger Beziehung müssen die optischen Konstanten K_1 und n_1 durch Leitfähigkeit und DK ausgedrückt werden. Dafür liefert die Theorie nach P. Drude folgenden Zusammenhang:

$$n_1 \cdot K_1 = \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{\epsilon^2 + 4\sigma^2 t^2} - \epsilon)}.$$

- σ = Leitfähigkeit in el.stat.cgs-Einheiten,
- t = Schwingungsdauer,
- ϵ = stat. Dielektrizitätskonstante.

Zu 2.

Die Debyesche Dipoltheorie erlaubt den Energieanteil zu ermitteln, der zusätzlich in wäßrigen Elektrolyten im hochfrequenten Wechselfeld umgesetzt wird infolge der Dipolstruktur des Wassermoleküls. In formaler Analogie zur oben angeführten Beziehung ergibt sich nach P. Debye ein zusätzlicher, spezieller Absorptionskoeffizient

$$\alpha_2 = \frac{4\pi n_2 K_2}{\lambda_0}.$$

$$n_2 \cdot K_2 = \sqrt{\frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{\epsilon^2 + \epsilon_0^* \cdot z^2}{1 + z^2}} - \frac{\epsilon + \epsilon_0 \cdot z^2}{1 + z^2} \right]}.$$

$$z = \frac{\epsilon + 2}{\epsilon_0 + 2} \omega \tau,$$

ϵ_0 = optische DK,

τ = Relaxationszeit.

Nach Einführen des von M. Wien geprägten Begriffes „Sprungwellenlänge“ λ_s (für jede Dipolsubstanz eine Konstante, für Wasser nach neuesten Messungen

$\lambda_s = 1,8$ cm bei 20°C) und nach erfolgter Reihenentwicklung und Vereinfachung des Wurzelausdruckes wird schließlich

$$n_2 \cdot K_2 = \frac{\sqrt{\epsilon} \lambda_s}{2 \lambda_0} \quad \text{und} \quad \alpha_2 = \frac{4\pi}{\lambda_0} \frac{\sqrt{\epsilon} \lambda_s}{2 \lambda_0}.$$

Die Gesamtabsorption ergibt sich durch Addition beider Anteile zu

$$I_x = I_0 e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)x} = I_0 e^{-\alpha x};$$

wobei

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 \quad \text{ist.}$$

Die uns besonders interessierende Halbwertschicht h als die Größe, nach der wir anschaulich die Tiefenwirkung im elektromagnetischen Strahlenfeld beurteilen können, folgt daraus zu:

$$\frac{I_0}{2} = I_0 e^{-\alpha h}, \quad h = \frac{\ln 2}{\alpha}.$$

Die in der Zeiteinheit im Volumenelement dv entstehende Wärmemenge schließlich ist proportional der Intensität des Feldes an der Stelle dv und der Summe der dort vorhandenen Ionen- und Dipolleitfähigkeit.

Die Ermittlung der α -Werte erfordert eine zwar einfache, aber langwierige Rechenarbeit. Es wurden die Werte für die Wellenlängen $\lambda_0 = 430$ cm, 200 cm, 100 cm, 50 cm und 25 cm ermittelt.

Die Absorptionskoeffizienten α sind im Bild 1 als Funktion der Wellenlänge λ_0 und der Leitfähigkeitswerte $5 \cdot 10^{-4}$, 10^{-3} , $5 \cdot 10^{-3}$, 10^{-2} und $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ S} \cdot \text{cm}^{-1}$ als Parameter und für $\epsilon = 81$ dargestellt. Bild 2 zeigt die Halbwertschichten h in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ_0 für die einzelnen Leitfähigkeiten als Parameter. In Bild 3 schließlich ist die Halbwertschicht h in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit σ und λ_0 als Parameter aufgetragen.

In der von K. Brüne erschienenen Arbeit über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Wasser [20] und der auf Grund meiner Resultate erfolgten Korrektur [21] kommt dieser zu den gleichen Ergebnissen in bezug auf den Verlauf des Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

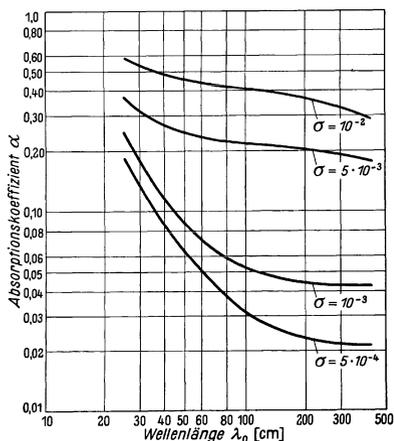


Bild 1. Absorptionskoeffizient α als Fkt. der Wellenlänge λ_0 ; $\epsilon = 81$, $\lambda_s = 1,8$ cm. Parameter: Leitfähigkeit σ .

Den Kurven ist für unser Problem folgendes zu entnehmen: Im Bereich der Körperleitfähigkeiten $5 \cdot 10^{-3} - 1,5 \cdot 10^{-2}$ treten die zusätzlichen Dipolverluste des Wassers erst bei Wellenlängen unter 100 cm in Erscheinung. Sie machen im Dezimeterwellengebiet anteilmäßig bei kleinen Ionenleitfähigkeiten sehr viel mehr aus als bei großen. Für Wellenlängen zwischen 25 cm und 430 cm liegt die Halbwertschicht für eine NaCl-Lösung der Ionenleitfähigkeit $\sigma = 1,1 \cdot 10^{-2}$, entsprechend der bei 3 m gemessenen Leitfähigkeit des Blutes, zwischen 1,1 und 2,3 cm.

Entsprechend liegt h für die Leitfähigkeit $\sigma \approx 8 \cdot 10^{-3}$ (etwa Muskel) zwischen 1,4 cm und 2,8 cm, für $\sigma \approx 5,4 \cdot 10^{-3}$ (etwa Gehirn) zwischen 1,7... 3,8 cm usw.

In allen Fällen ergeben sich relativ kleine Halbwertschichten von wenigen Zentimetern für die den inneren Organen entsprechenden Leitfähigkeiten.

Im Hinblick auf das Fettgewebe sind in gleicher Weise die α - und h -Werte für eine DK von 10 berechnet worden. Es konnte dabei nur die Absorption durch Ionenleitfähigkeit berücksichtigt werden (Fall Drude), da der hohe für die organischen Gewebe angegebene Wassergehalt, der es rechtfertigt, die Verhältnisse in erster Näherung wie bei Elektrolyten aufzufassen, für das Fettgewebe nicht zutrifft und andererseits für die Dipolstruktur des Fettgewebes kennzeichnende Konstanten (Sprungwellenlänge, Relaxationszeit) bisher nicht bekannt sind. Unter diesen Einschränkungen würden sich hierbei für $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-4}$ h -Werte zwischen 10 cm und 13 cm ergeben, also Halbwertschichten, die wesentlich größer sind als die h -Werte für Blut, Muskel und die anderen organischen Gewebe.

Um eine Vorstellung von der praktischen Bedeutung derartigen Größenordnungen von Halbwertschichten im parallelen elektromagnetischen Strahlenfeld zu vermitteln, sei hier versuchsweise eine Gegenüberstellung mit den bei der Kondensatorfeldmethode erzielbaren Tiefenwirkungen eingeschoben. Wir haben dabei 2 Fälle zu unterscheiden:

- a) Behandlung homogener Objekte,
- b) Behandlung geschichteter Objekte.

a) Bei der Behandlung eines homogenen Objektes im Kondensatorfeld hängt die Wärmeverteilung nur vom Feldverlauf ab.

Für den praktisch wichtigen Fall eines dem Objekt vorgelagerten Luftabstandes wird die erzielbare relative Tiefendosis (Verhältnis des Temperaturanstieges in der Mitte des Objektes zwischen den Elektroden zum Temperaturanstieg an der

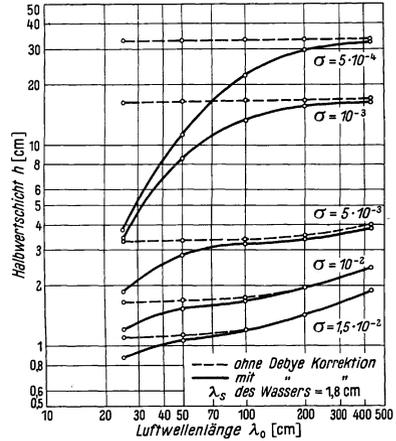


Bild 2. Halbwertschicht h als Fkt. der Wellenlänge λ_0 ; $\epsilon = 81$; Parameter: Leitfähigkeit σ .

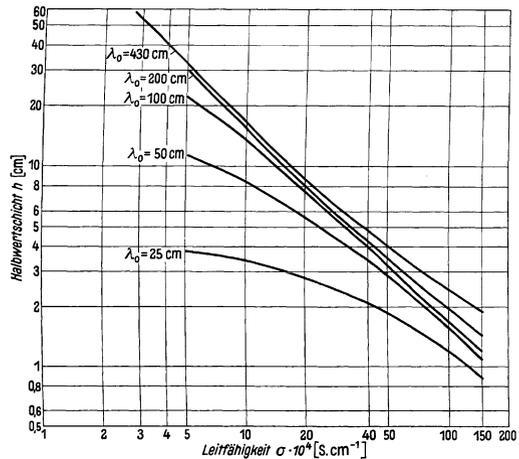


Bild 3. Halbwertschicht h als Fkt. der Leitfähigkeit σ ; $\epsilon = 81$; Parameter λ_0 .

Oberfläche des Objektes unter der Elektrode) nahezu unabhängig von den Materialkonstanten σ und ε , da gegenüber der DK 1 alle biologischen Substanzen große DK-Werte besitzen. Der Feldverlauf wird bei vorgegebener Größe und Form des Objektes in bekannter Weise in weiten Grenzen nur durch Elektrodengröße, -form und -abstand beeinflußt. So erhielten wir früher [22] an einem 12 cm dicken Objekt bei anliegenden Elektroden eine relative Tiefendosis von 1 : 8, die bei 20 mm Luftabstand der Elektroden auf 1 : 3 stieg und die sich durch weiteres Homogenisieren des Feldes an das optimale Verhältnis 1 : 1 annähern läßt, ja, bei Elektroden größer als der Körperquerschnitt und Luftabstand lassen sich Tiefendosen von über 100 % erzielen.

Im Strahlenfeld hingegen hängt die relative Tiefendosis auch beim homogenen Körper durchaus von den Materialkonstanten ab. Unter Benutzung obiger Halbwertschichten würde ein paralleles Strahlenfeld bei $\lambda = 25$ cm und den gleichen Objektmessungen für $\sigma = 1,1 \cdot 10^{-2}$ (Blut) ungefähr eine relative Tiefendosis von 1 : 50, für $\sigma = 8 \cdot 10^{-3}$ (Muskel) 1 : 20, für $\sigma = 5,4 \cdot 10^{-3}$ (Gehirn) 1 : 12 usw. ergeben.

Die Mittel, die bei der Kondensatorfeldmethode zur willkürlichen Änderung der Tiefendosis angewendet werden können (Elektrodengröße und -abstand), finden bei der Strahlenfeldmethode ein gewisses Analogon in den Mitteln zum Richten der Strahlungsenergie, d. h. in den Reflektoren. Darüber Näheres in den Kapiteln 5 und 6.

b) Bei geschichteten Körpern sind die Verhältnisse vollkommen anders. Hier hängt prinzipiell auch bei der Kondensatorfeldmethode die relative Tiefendosis außer vom Feldverlauf von den Materialkonstanten σ und ε ab. Da die entsprechenden Werte für die inneren Organe denen des Muskelgewebes sehr ähnlich sind [12], interessiert mit Rücksicht auf die Praxis vor allem die Serienschaltung von Fett und Muskel. Bei den bisher in der Kurzwellentherapie benutzten Meterwellen ist die Energieabsorption für Fett im Kondensatorfeld erheblich größer als für Muskel, so daß bei außenliegendem Fett immer nur eine Tiefendosis kleiner als 1 zustande kommt. Mit höher werdender Frequenz findet allerdings zunehmend eine Entlastung des Fettgewebes statt [23], die in der Praxis zur Verwendung von Generatoren mit möglichst hohen Frequenzen (bis zu $3 \cdot 10^8$ Hz) geführt hat.

Im parallelen Strahlenfeld ist bei geschichteten biologischen Körpern sinngemäß folgendes zu erwarten:

Wenn obige Rechnungen nach der Drudeschen Theorie für die Halbwertschicht des Fettes annähernd Gültigkeit haben, was aus den gemachten notwendigen Einschränkungen allerdings nicht feststeht, so ist wegen der wesentlich größeren Halbwertschicht des Fettes und seiner kleineren Leitfähigkeit gegenüber Muskelgewebe eine günstige thermische Fettentlastung bzw. eine bevorzugte Muskelerwärmung zu erwarten.

Die Rechnungen und alle daraus abgeleiteten Überlegungen gelten für ein parallel einfallendes Strahlenfeld. Im einfachsten Falle der divergenten Strahlung eines Dipols ohne Reflektor sind die soeben aufgezeigten theoretisch möglichen Vorteile hinsichtlich besserer Tiefenwirkung von vornherein in Frage gestellt. In experimenteller Hinsicht besteht deshalb das Hauptproblem darin, die Möglichkeiten für die Erzeugung paralleler bzw. sogar konvergenter elektromagnetischer Strahlung in der Nahzone des Dipols zu untersuchen. Bevor die dahingehenden Versuche eingehend erörtert werden, sei das Wichtigste über die Versuchsanordnung sowie die Befunde einiger wichtiger Vorversuche mitgeteilt.

3. Versuchsanordnung und Einzelteile der Apparatur.

Es erscheint zunächst naheliegend, so wie in der Nachrichtentechnik den Dipol in Luft schwingen zu lassen und bei einer therapeutischen Anwendung des Strahlungsfeldes das biologische Objekt von Luft aus anzustrahlen. Bei Dezimeterwellen, die zur Zeit mit hinreichend großer Leistung (einige Hundert W) erzeugt werden können, besäße eine derartige Anordnung noch so große Abmessungen, daß allenfalls eine Ganzkörperbestrahlung, nicht aber, was allein das Ziel der Bemühungen ist, eine Lokalbehandlung durchgeführt werden könnte. Abgesehen von diesen Schwierigkeiten wären derartige Bestrahlungen wegen der an der Grenzfläche zwischen Außenmedium und biologischem Objekt vorhandenen großen DK-Unterschiede und dadurch bedingten Reflexionsverluste unwirtschaftlich. Versuche mit 25 cm-Wellen bei 100 W Leistung und Benutzung von Reflektoren mit 150 cm Öffnung ergaben aus diesen Gründen relativ geringfügige Erwärmungen von schlechter Lokalisation [9].

Es wurde deshalb bei den vorliegenden Untersuchungen an Elektrolyten und biologischen Geweben von Anfang an das Hauptaugenmerk auf die Untersuchung der Verhältnisse in der Nähe eines in einem Medium hoher DK schwingenden Dipols gerichtet [7]. Dabei ergeben sich folgende Vorteile:

1. Nach der Drude-Beziehung $\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}}$ wird im Medium von der DK ϵ die erforderliche Länge des Dipols auf den $\sqrt{\epsilon}$ -ten Teil verkürzt. Unter sonst gleichen Umständen erhalten auch die Reflektoren entsprechend kleinere Abmessungen.

2. Durch Angleichung des Brechungsindex des Umgebungsmediums an den der Elektrolyte vermeidet man die den Wirkungsgrad stark herabsetzenden Reflexionsverluste.

Die geforderten Eigenschaften besitzen in besonders hohem Maße 2 Stoffe, nämlich die keramischen Massen hoher DK, z. B. Condensa und dest. Wasser. Condensa hat vor Wasser noch den großen Vorteil sehr geringer dielektrischer Verluste, während Wasser im Dezimeterwellenbereich, wie oben gezeigt wurde, sehr hohe Dipolverluste besitzt. Wenn im folgenden trotzdem im wesentlichen der Dipol unter Wasser betrieben wurde, so deshalb, weil das Einbetten der Antenne in ein keramisches Material bzw. das Herstellen ganzer Reflektoren aus keramischem Material noch so große Schwierigkeiten macht, daß es bei der Mannigfaltigkeit der zu untersuchenden Formen und Abmessungen technisch, zeitlich und nicht zuletzt wirtschaftlich gar nicht anders möglich war. Wegen dieser Schwierigkeiten wurde nur ein keramischer Reflektor hoher DK angefertigt. Die mit ihm durchgeführten Messungen werden im Kapitel 6 mitgeteilt.

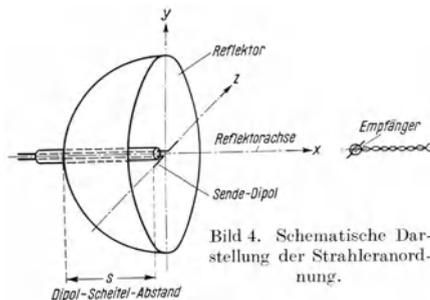
Zur Untersuchung der Energieausbreitung in der Umgebung des Dipols benötigt man ein möglichst großes Wasservolumen, um störende Einflüsse der Begrenzungen zu vermeiden. Mit Rücksicht auf die zulässige Bodenbelastung konnte der Meßtrog nicht größer als 200 · 80 · 80 cm gewählt werden. Er faßt 1280 l und besteht aus Holz. Innenseitig ist er mit wasserdichtem Stoff ausgeschlagen und mit verlustarmer Vergußmasse gedichtet. Der Trog ist auf einem Balkengerüst von 70 cm Höhe aufgebaut und steht allseitig frei im Raum.

Für die Anordnung des Dipols unter dest. Wasser wird eine Trennwand zwischen dem dest. Wasser und der Salzlösung notwendig. Die Berechtigung für die Benutzung dieser Anordnung folgt aus der im Kapitel 4b mitgeteilten Meßreihe.

Als Strahler wurden allenthalben $\lambda/2$ -Dipole benutzt, deren Längen bei $\lambda_0 = 430$ cm unter Wasser 23,8 cm, bei $\lambda_0 = 100$ cm, 5,6 cm und bei $\lambda_0 = 58$ cm 3,2 cm betrug. Von den verschiedenen Ankopplungsmöglichkeiten der Dipole an die Energieleitung hat sich energetisch am besten die direkte galvanische bewährt, bei der die beiden $\lambda/4$ -Hälften des Dipols aus den um 90° abgelenkten Enden der Energieleitung bestehen.

Die Speiseleitungen für die Dipole waren als Paralleldrahtsysteme von 1,5 m Länge ausgebildet. Der Teil dieser Energieleitungen innerhalb des Meßtrog war in ein wasserdicht abgeschlossenes Glasrohr bzw. Gehäuse aus Trolitul eingebettet, aus dem das vordere, den Dipol tragende Ende nur etwa 1 cm in das Wasser herausragte. Dieser Aufbau war notwendig, um mit dem Dipol aus dem Störungsbereich der Trogwand wegzukommen und die Dämpfung möglichst klein zu halten. Die Abstimmung der Energieleitung erfolgte bei $\lambda_0 = 430$ cm mittels Drehkondensators, bei $\lambda_0 = 100$ und 58 cm mit Hilfe einer Stichleitung außerhalb des Troges, die senkrecht auf der Energieleitung angeordnet war.

Bei der Wellenlänge $\lambda_0 = 430$ cm wurde ein Sender in Dreipunktschaltung für 200 W, bei $\lambda_0 = 58$ cm und $\lambda_0 = 100$ cm je ein Magnetfeldsender für 20 bzw. 750 W Hochfrequenzleistung benutzt.



Um kapazitive Beeinflussungen durch den Beobachter zu vermeiden, war es notwendig, die Sender und die Energieleitung, soweit sie sich außerhalb des Meßtrog befand, metallisch abzuschirmen.

Als Empfänger dienten aperiodisch verstimmt Linearantennen, die in der Polarisationsrichtung des elektrischen Vektors, also parallel zum Sendedipol, ausgerichtet waren. Zur

Ausmessung des strahlenerfüllten Raumes konnte der Empfänger nach allen 3 Richtungen des Koordinatensystems bewegt werden. Die Horizontalrichtung senkrecht zur Dipolrichtung wird im folgenden x -Richtung, die lotrechte die y -Richtung und die Richtung parallel zum Dipol die z -Richtung genannt (Bild 4). Als Indikatoren wurden bei $\lambda_0 = 430$ cm ein Thermokreuz und bei $\lambda_0 = 58$ cm ein Telefunken-detektor im quadratischen Bereich der Charakteristik benutzt. Bei den Messungen mit der 100 cm-Welle wurde wegen der viel größeren zur Verfügung stehenden Leistung ein robustes, relativ unempfindliches Bolometer unter Verwendung einer entsockelten Glühbirne für 4 V 2 W im energieproportionalen Bereich benutzt. Alle so erhaltenen Meßwerte waren also der am Empfangsort vorhandenen Energie direkt proportional. Während die Glühbirne des Bolometers direkt zwischen die aperiodisch verstimmt Empfangsantennenhälften eingeschaltet wurde, war das Thermokreuz bzw. der Detektor so gedrängt als möglich in kleine Trolitulgehäuse eingebaut, die an der unteren Seite wasserdicht herausgeführt die Anschlüsse für die Empfangsantennenhälften trugen. Die Zuleitungen zu den Meßgeräten bzw. zur Widerstandsmeßbrücke verliefen abgeschirmt senkrecht nach oben bzw. bei den späteren Messungen in der x -Richtung vom Sendedipol weg. Die waagrechte Fortführung der Anschlußleitungen der Empfangsantenne ergab geringere Störungen des

Strahlenfeldes. Die Meßgeräte waren etwa 30 cm über der Wasseroberfläche mit dem Empfänger gleichzeitig verschiebbar angebracht.

Über die Meßgenauigkeit der einzelnen Größen läßt sich folgendes aussagen:

Die Bestimmung der Lage des Empfangsortes zum Sendedipol in den verschiedenen Richtungen war auf 2 mm genau. Die Niederfrequenzleitfähigkeit der Elektrolyte wurde in einer Kohlrausch-Brücke auf 1% jeweils ermittelt. Eine Korrektur der Niederfrequenzleitfähigkeit im Sinne der Debye-Hückelschen Elektrolytheorie und ebenso der DK wurde nicht vorgenommen, da NaCl benutzt wurde und an 1—1-wertigen Elektrolyten der Frequenzeffekt jedenfalls bis 1 m herunter zu vernachlässigen ist. Die Wellenlängenmessung erfolgte bei $\lambda_0 = 430$ cm mit einem Absorptionswellenmesser auf 0,5% bei $\lambda_0 = 58$ cm und $\lambda_0 = 100$ cm mit Lecher-System auf 1% genau. Da die Absorptionskurven mindestens zweimal (in entgegengesetzten Richtungen) aufgenommen wurden, gibt die Reproduzierbarkeit der Meßwerte gleichzeitig einen Maßstab für die geringe Störanfälligkeit des Aufbaues. Die Absorptionsversuche wurden bei Zimmertemperatur durchgeführt. Bei der sehr großen Wärmekapazität des Wassertroges war die Temperatur über sehr lange Zeiten vollkommen konstant.

Den Gesamtaufbau der Apparatur zeigt Bild 5, während Bild 6 den Trog mit einem Reflektor und Dipol schräg von oben zeigt.

Andere Einzelteile der Apparatur (Reflektoren, Meßgefäße für die Temperaturverteilungsmessungen an biologischen Geweben usw.) werden später im Zusammenhang mit den Messungen beschrieben.

4. Vorversuche.

Innerhalb des Rahmens dieser Arbeit soll nur eine Zusammenstellung einiger wichtiger Vorversuche mitgeteilt werden.

a) Absorptionsmessungen bei $\lambda_0 = 430$ cm und $\lambda_0 = 58$ cm.

Zunächst wurde das Strahlenfeld im Trog bei $\lambda_0 = 430$ cm unter Verwendung von Leitungswasser ($\sigma = 2,6 \cdot 10^{-4} \text{ S} \cdot \text{cm}^{-1}$) ausgemessen. Die Absorptionskurven

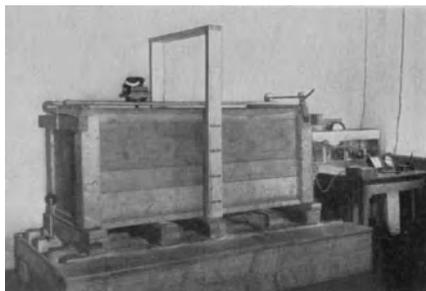


Bild 5. Gesamtansicht des Versuchsaufbaues.

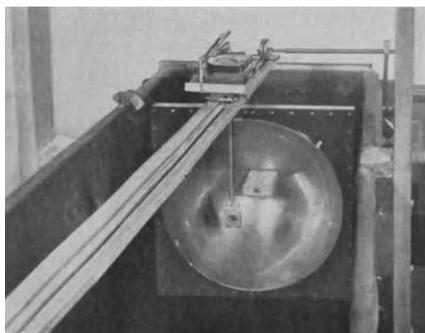


Bild 6. Meßtrog mit Strahleranordnung.

zeigten Maxima und Minima, deren Amplituden mit der Entfernung vom Dipol abnahmen. Für die Bestimmung der Halbwertschichten sind nur reine fortschreitende Wellen geeignet, die indessen erst bei größeren Leitfähigkeiten, d. h. bei größeren Dämpfungen im Trog zustande kommen. Die Ursachen für die durch Interferenz entstehenden Maxima und Minima sind sehr schwer restlos zu klären. Die erste Vermutung für ihr Zustandekommen durch Interferenz der fortschreitenden und an der Hinterwand des Troges reflektierten Wellen (Reflexion am dünneren Medium) hat sich nur teilweise bestätigt. Es findet zwar bei $\lambda_0 = 430$ cm im Leitungswasser eine derartige Reflexion statt, die durch Eintauchen ebener Metallbleche senkrecht zur Strahlenrichtung am Trogende (Reflexion am dichteren Medium) leicht festgestellt und durch Verändern der Lage dieses Bleches beeinflusst werden konnte. Dieser Grund allein genügt aber für die Ausbildung der Maxima und Minima nicht, was eine genaue Auswertung des Amplitudenverlaufes der stehenden Wellen über

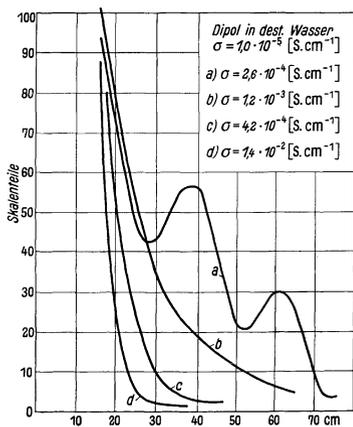


Bild 7. Energieverteilung in der x -Achse bei $\lambda_0 = 430$ cm; Parameter: Leitfähigkeit σ .

die Troglänge ergeben hat. Er ist wesentlich komplizierter. Als Ursache für diese Störungen sind vielmehr die immerhin noch relativ kleinen Trogabmessungen anzusehen. Zum Teil werden offenbar, wie andere Autoren bei ähnlichen Versuchen zur Messung des Brechungsindex von Wasser [24] schon annahmen, die Wellen entlang der Trennwand Wasser-Holz geführt (Gleitwellen), um dann durch Beugung wieder ins Troginnere zu gelangen und schließlich mit den direkten zu interferieren, zum anderen spielen, wie wir nachweisen konnten, Reflexionen vor allem an der Wasseroberfläche und am Boden eine störende Rolle. Da sich bei den für unsere Fragestellung allein wichtigen größeren Leitfähigkeiten die Verhältnisse viel einfacher und sauberer gestalten (siehe unten) wurde diesen Störungen bei Leitungswasser nicht weiter nachgegangen.

Erwähnt seien ferner Messungen mit einer um ihren Mittelpunkt drehbaren Antenne zum Zwecke der Feststellung der Polarisationsrichtung des elektrischen Vektors. Es wurde gefunden, daß seine Polarisationsrichtung an allen Stellen des Troges, an denen im Verlauf der Untersuchungen gemessen wurde, praktisch die gleiche war, und zwar übereinstimmend mit der durch die Lage des Sendedipols vorgegebenen. Im folgenden werden Absorptionsversuche bei $\lambda_0 = 430$ cm in Elektrolyten mit zunehmender Leitfähigkeit beschrieben. Der Dipol befand sich in dest. Wasser innerhalb eines zylindrisch-parabolischen Gitterreflektors von 70 cm Öffnung. Die Trennwand zwischen dest. Wasser und den Elektrolyten bestand aus einer Gummimembran von 0,3 mm Dicke. Gemessen wurde immer längs der Mittellinie des Troges in der Horizontalebene des Sendedipoles (x -Richtung). Bild 7 zeigt die Ergebnisse. Die Abszisse gibt die Entfernung vom Sendedipol in cm an, die Ordinate die relative Intensität. Es wurde der Leitfähigkeitsbereich zwischen $2 \cdot 10^{-4}$ und $1,4 \cdot 10^{-2}$ erfaßt. Man sieht, daß sich bereits bei $\sigma = 1,2 \cdot 10^{-3}$ die Maxima nicht mehr ausbilden.

Die Auswertung der Kurven nach Halbwertschichten ist nicht ohne weiteres möglich, da ein paralleles Strahlenfeld nicht vorliegt und man den Grad der Divergenz der Strahlung in unmittelbarer Nähe des Dipols nicht kennt. Aus der Theorie der Wellenausbreitung ist nur bekannt, daß in der Nahzone des Dipols die Energieabnahme im verlustfreien Medium mit der Entfernung vom Dipol geringer wird. In unmittelbarer Nähe soll zunächst ein Abstandsgesetz gelten, nach dem die Energie mit der 6. Potenz abfällt. Mit wachsendem Abstand wird die Potenz kleiner, um bei Entfernungen größer als etwa 4λ in das für das Fernfeld geltende quadratische Abstandsgesetz überzugehen.

Versuchsweise wurde, ohne ein Abstandsgesetz überhaupt zu berücksichtigen, eine Auswertung nach „Halbwertschichten“ vorgenommen; die Ergebnisse sowie zum Vergleich die errechneten Halbwertschichten h sind in nachstehender Zahlen-tafel zusammengestellt.

| σ [$S \cdot cm^{-1}$] | h [cm] gemessen | h [cm] berechnet |
|--------------------------------|-----------------------|--------------------|
| $1,39 \cdot 10^{-2}$ | $1,9 \pm 3\%$ | 1,97 |
| $7,9 \cdot 10^{-3}$ | $2,8 \pm 3\%$ | 2,84 |
| $4,2 \cdot 10^{-3}$ | $4,2 \pm 5\%$ | 4,54 |
| $1,21 \cdot 10^{-3}$ | 9 — 13,5 | 13,8 |
| $2,64 \cdot 10^{-4}$ | nicht mehr auswertbar | 58,5 |

Man sieht daraus, daß mit wachsender Leitfähigkeit der Unterschied zwischen berechneten und gemessenen Werten kleiner wird und daß sie im Gebiete großer Leitfähigkeit und damit großer Absorption im Rahmen der Meßgenauigkeit nahezu übereinstimmen.

Gegenüber dieser Auswertung der Meßergebnisse ergab die unter der Annahme eines quadratischen Abstandsgesetzes zuerst durchgeführte Näherung eine wesentlich schlechtere Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung.

Bei der kürzeren Wellenlänge $\lambda_0 = 58$ cm waren entgegen den Erwartungen die Schwierigkeiten hinsichtlich der „wilden“ Beugungs- und Interferenzerscheinungen noch wesentlich größer. Hier waren diese für eine quantitative Auswertung des Absorptionsverlaufes so lästigen Maxima und Minima selbst bei großen Leitfähigkeiten nicht zum Verschwinden zu bringen. Es konnte bei weitgehender Variation der Versuchsbedingungen festgestellt werden, daß diese Maxima, die im übrigen untereinander keine eindeutige Wellenlängenbeziehungen mehr besaßen, stets an den gleichen Stellen des Trogens in Entfernungen größer als 10 cm vom Dipol in der x -Richtung auftreten. In kleineren Entfernungen vom Dipol waren keine Störungen vorhanden. In seiner unmittelbaren Nähe konnte wegen des starken Anstieges der Energie nur mit unempfindlicherem Empfänger bzw. bei kleinerer Senderleistung gemessen werden. Dabei verschwanden die besagten Störampplituden und es ergaben sich die Absorptionskurven nach Bild 8, über deren Auswertung in erhöhtem Maße das schon oben bei $\lambda_0 = 430$ cm Gesagte Gültigkeit hat. Für die Bedeutung dieser Messungen hinsichtlich einer evtl. praktischen Anwendung des Strahlenfeldes ist dies keine Einschränkung, da hierfür wegen der großen Absorption des Wassers in

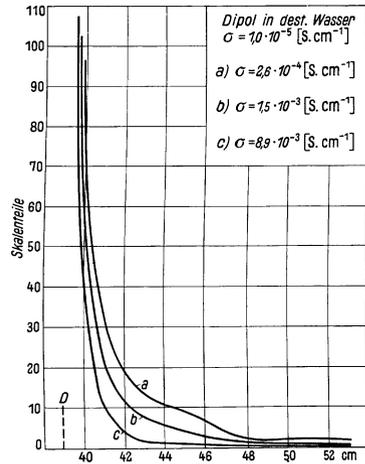


Bild 8. Energieverteilung in der x -Achse bei $\lambda_0 = 58$ cm; Parameter: Leitfähigkeit σ .

diesem Frequenzgebiet ohnehin nur die unmittelbare Nähe des Dipols in Frage kommt. Eine versuchsweise durchgeführte Auswertung dieser Kurven zeigt, daß die entnommenen Halbwertschichten gar nicht mehr mit der Rechnung übereinstimmen, und zwar sind die aus den Messungen gewonnenen Werte um ein Vielfaches kleiner als die errechneten. Das wird vermutlich seinen Grund darin haben, daß in dem hier benutzten Abstandsgebiet der Energieabfall nach einer höheren Potenz erfolgt als in dem Meßgebiet bei $\lambda_0 = 430$ cm. Außerdem ist wegen der stärkeren Dipolabsorption des Wassers die Reflektorwirkung geringer als bei $\lambda_0 = 430$ cm. Ob und wie weit die große Diskrepanz evtl. auch damit zu erklären ist, daß die Debyesche Dipoltheorie mit ihren bekannten Vereinfachungen in den Ansätzen bei so kurzen Wellen die Absorption im Wasser quantitativ nicht richtig wiedergibt, kann auf Grund dieser Untersuchungen nicht entschieden werden.

b) Untersuchung des Einflusses einer dielektrischen Zwischenwand im Strahlenfeld auf die Veränderung des Energieverlaufes.

Im Hinblick auf die Anordnung Dipol in dest. Wasser und der damit notwendig werdenden Trennwand zwischen Elektrolyten und Umgebungsmedium des Dipols war zu klären, wieweit eine nach DK und σ völlig anders zusammengesetzte Trennwand senkrecht zur Strahlenfeldrichtung die Absorptionskurve beeinflusst. Außerdem liegen, natürlich nur dem Ersatzschema nach, ähnliche Verhältnisse im biologischen Körper vor, wenn man an die mannigfachen makroskopischen und mikroskopischen Schichtungen von Gewebehäuten an den verschiedenen Grenzflächen, an vorgelagerte Fettschichten usw. denkt. Nach den Erfahrungen der unter a beschriebenen Vorversuche wurden die Messungen bei Leitfähigkeiten vorgenommen, bei denen die Maxima eben gerade verschwunden waren, andererseits aber die Absorption noch klein genug war, daß noch bei größeren Wandstärken einwandfrei vor und hinter der Zwischenwand gemessen werden konnte. Als geeignetes σ -Gebiet bei $\lambda_0 = 430$ cm wurde aus Vorversuchen das zwischen $1,0 \cdot 10^{-3}$ und $1,5 \cdot 10^{-3}$ gefunden. Als Zwischenwandmaterial wurde Kunstharzpapier gewählt, das in seinen dielektrischen Konstanten relativ zu denen der Elektrolyte größenordnungsmäßig kleiner und vergleichbar ist mit denen des Gummis. Bild 9 zeigt die Meßergebnisse bei 1, 10, 20 und 30 mm Wandstärke. Selbst bei der größten Wandstärke war die Dicke der durchstrahlten Kunstharzpapiersicht noch klein gegenüber der Wellenlänge in diesem Medium (etwa 185 cm).

In jedem Falle wurde zunächst die Absorptionskurve ohne Zwischenwand aufgenommen (Kreuze). Daraufhin wurde die Zwischenwand, die in einen Rahmen gespannt war und in der Flächenausdehnung den ganzen Trogquerschnitt ausfüllte, senkrecht zur Strahlenrichtung an die auf dem Bild angegebenen Stellen gebracht und danach links und rechts von dieser Trennwand die Absorptionskurve wieder aufgenommen (Kreise). Die Kurven zeigen einen systematischen Verlauf. Abgesehen von der unmittelbaren Umgebung der Trennwand weichen die Kurven bis 5 mm Wandstärke nicht von der ursprünglichen Absorptionskurve ab. Die Tatsache, daß bei dicken Kunstharzschichten (aber immer noch dünn gegenüber λ in Kunstharz!) die Energiekurve vor der Trennwand über der Normalkurve liegt, und hinter der Trennwand darunter bleibt, ist bereits auf Reflexionen an den Grenzschichten Wasser—Kunstharz und Kunstharz—Wasser zurückzuführen.

Aus dieser Meßreihe geht hervor, daß Trennwände bis zu einigen mm Stärke aus Material mit kleinen Dielektrizitätskonstanten gegenüber Wasser den Energieverlauf praktisch nicht stören.

Bei $\lambda_0 = 58$ cm waren ähnliche Messungen mit Trennwänden unmöglich, da die Absorption auf viel zu kurzen Strecken erfolgte.

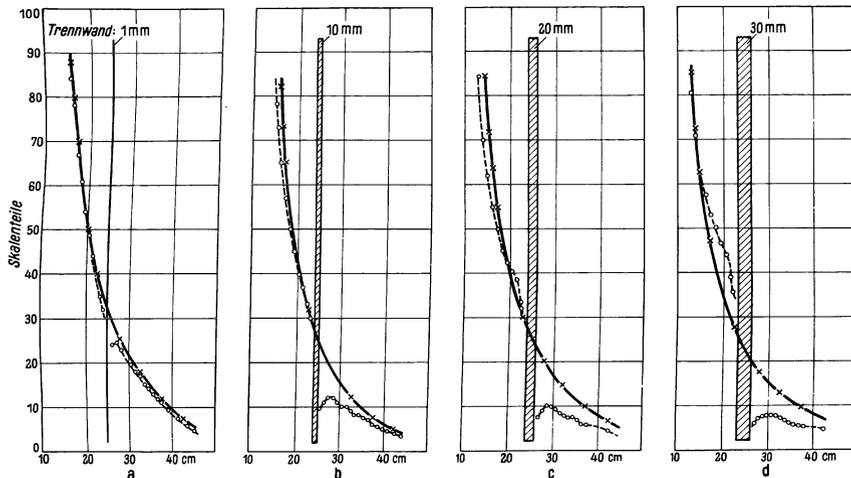


Bild 9. Energieverteilung in der x -Achse bei Störung des Strahlenverlaufes durch dielektrische Trennwände verschiedener Dicken. $\lambda_0 = 430$ cm.

5. Untersuchungen an Reflektoren unter Wasser in der Nahzone des Dipols.

In der Nachrichtentechnik der Ultrakurzwellen, wo es sich darum handelt, die Hochfrequenzenergie mit möglichst gutem Wirkungsgrad und zum Zwecke der Geheimhaltung mit scharf gebündeltem Strahl vom Sender auf einen weit entfernten Empfänger zu übertragen, haben sich sowohl sender- als auch empfängerseitig als besonders zweckmäßig rotationsparabolische Reflektoren erwiesen, deren Öffnungen groß gegenüber der Wellenlänge sind und mindestens $5-10 \lambda$ betragen [25]. Derartige Untersuchungen über Verstärkung und Bündelung durch Reflektoren beziehen sich immer auf einen im Verhältnis zur Wellenlänge großen Sender-Empfängerabstand. Das Nahfeld im nachrichtentechnischen Sinne unter Verwendung von rotationsparabolischen Spiegeln wurde von W. Bach [26] untersucht. Auch er hat wegen des Auftretens störender Interferenzen nicht bis unmittelbar an die Spiegelöffnung herangemessen, sondern blieb bei der Meßwellenlänge $\lambda = 4,9$ cm 1,0 m, bei $\lambda = 14$ cm 1,5 m und bei $\lambda = 66$ cm 6 m vom Sendedipol entfernt. Bei der medizinischen Anwendung des Strahlenfeldes ist, wie oben schon angedeutet, in wesentlicher Einschränkung des Begriffes Nahfeld das für eine Lokalbehandlung aus Energie- und Raumgründen allein in Betracht kommende Gebiet in unmittelbarer Nähe des Dipols (bis etwa 30 cm vor der Öffnungsebene des Reflektors) zu verstehen. Da diesem Gebiet bislang kein praktisches Interesse zukam, liegen weder experimentelle noch ausreichende theoretische Ergebnisse vor.

Bei den im folgenden beschriebenen experimentellen Untersuchungen der Wellenausbreitung unter dest. Wasser in unmittelbarer Nähe des Dipols wurden zunächst Reflektoren verwendet, die entsprechend den Erfahrungen in der Nachrichtentechnik so bemessen waren, daß ihre Öffnungen möglichst groß gegenüber der Wellenlänge waren. Beispielsweise wurde bei der vorwiegend benutzten Wellenlänge $\lambda_0 = 107$ cm entsprechend in Wasser $\lambda = 11,9$ cm ein rotationselliptischer Reflektor der Abmessungen Öffnungsdurchmesser 65 cm (kl. Halbachse 32,5 cm) Brennweite 21 cm, große Halbachse 36 cm, erprobt. Die Maße waren so gewählt, daß der zweite Brennpunkt 15 cm (entsprechend ungefähr der halben Körperdicke) vor der Öffnungsebene zu liegen kam. Bei Aufstellung des Sendedipols im Brennpunkt ergab sich zunächst überraschend, daß eine nur sehr geringe Verstärkung der Energie in der gewünschten Richtung ohne jede Bündelung eintrat. Auch der zum Zwecke der Verbesserung der Phasenbeziehung in weiten Grenzen variierte Scheitel-Dipolabstand brachte außerhalb der Öffnungsebene keinen Effekt. Nachträglich ist die Erklärung unschwer zu geben. Die große Absorption des Wassers bei so hohen

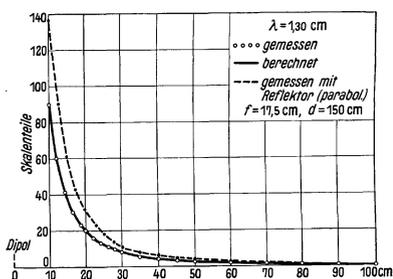


Bild 10. Energieverteilung in der x -Achse mit und ohne Reflektor nach K. Brüne.

Energieverteilungskurven zeigen in unmittelbarer Nähe des Strahlers einen außerordentlich starken Abfall der Energie. Der Reflektor brachte nur eine Verstärkung um den Faktor 2 gegenüber Verstärkungsfaktoren bis 200, wie sie bei der Ausbreitung von Wellen in Luft beobachtet werden.

Eine sehr viel bessere Verstärkung erreichten wir erst, als an Stelle dieser großen Reflektoren entgegen den bisherigen Erfahrungen außerordentlich kleine verwendet wurden, deren Öffnung nur in der Größenordnung der Wellenlänge unter Wasser liegt. Bei der Auffindung dieses Effektes wurden zwei zufällig vorhandene Reflektoren benutzt, von denen der eine die Form einer Halbkugel von 6,75 cm Radius, der andere die einer Kugelkalotte von 4,5 cm Höhe und 23 cm Öffnung hatte ($r = 17$ cm). Verwendet wurde die Wellenlänge $\lambda_0 = 58$ cm entsprechend in Wasser $\lambda = 6,4$ cm. Die Messungen wurden in Leitungswasser durchgeführt. Die Verwendung von dest. Wasser bringt keinen Gewinn, da die Ionenleitfähigkeit des Leitungswassers, die zwischen $1,5 \cdots 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ S} \cdot \text{cm}^{-1}$ liegt, die Größe der Dipoleitfähigkeit des Wassers selbst für die Frequenz $3 \cdot 10^8$ Hz nicht wesentlich übersteigt. Die Versuchsanordnung wurde so getroffen, daß im Scheitelpunkt des Reflektors eine Öffnung gebohrt wurde, deren Durchmesser etwas größer war als die Weite des Glasrohres, in welchem sich die Energieleitung befand. Es konnte somit der Reflektor leicht auf der Energieleitung verschoben und dadurch seine relative Lage

Frequenzen (Dipoleitfähigkeit von bestem dest. Wasser nach Ch. Schmelzer [27] bei $3 \cdot 10^8$ Hz schon $1 \cdot 10^{-4} \text{ S} \cdot \text{cm}^{-1}$) bewirkt, daß ein vom Dipol ausgehender Wellenstrahl auf seinem Wege zum Reflektor und von da zum Ort des Empfängers schon so stark geschwächt wird, daß er im Verhältnis zum direkten Strahl nur noch wenig zur Feldstärke beiträgt. Das gleiche negative Ergebnis hatte K. Brüne bei der Untersuchung eines rotationsparabolischen Reflektors von 150 cm Öffnung und 17,5 cm Brennweite unter Wasser bei $\lambda_0 = 130$ cm (Bild 10). Die

zum Dipol geändert werden. Diese Verschiebung erfolgte durch Fernbetätigung entlang der Meßleiste parallel zur x -Achse. Am Ort des Empfängers (vor dem Dipol) ergaben sich beim Verschieben des Reflektors deutliche Energiemaxima. Die Verstärkung war am größten bei dem kleinsten Scheitel-Dipolabstand, bei welchem ein Maximum auftrat, nämlich bei etwa $\lambda/4$. Die beiden Reflektoren unterscheiden sich in ihrem Verhalten dadurch, daß die Kalotte nur eine Verstärkung ergab, während der noch kleinere halbkugelige Reflektor außer einer Verstärkung bei einer bestimmten Stellung des Dipols ein deutliches Energiemaximum vor der Reflektoröffnung beim Messen des Energieverlaufes längs der optischen Achse erzeugte.

Nach dem positiven Ergebnis dieser Stichversuche wurden nun systematische Untersuchungen mit einer großen Zahl von Reflektoren, und zwar zunächst Halbkugeln und Kugelkalotten aus dünnem Metallblech, die sich in ihren Abmessungen in den Grenzen $3 \cdots 40$ cm Öffnungsdurchmesser unterschieden, durchgeführt. Über das Erreichen einer Verstärkung hinaus war es das Ziel der Untersuchung, den optimalen Reflektor zu finden, der eine Bündelung der Energie vor dem Reflektor herbeizuführen gestattet. Gemeint ist hier nicht nur eine Bündelung im Sinne der Nachrichtentechnik, wo man darunter die Herstellung eines möglichst parallelen Strahlenbündels versteht, sondern die Erzeugung eines konvergenten Strahlenbündels im Sinne einer Fokussierung, d. h. einer mehr oder weniger quasi-optischen Abbildung des Strahlers vor der Öffnung des Reflektors in einer maximalen Entfernung entsprechend der halben mittleren Körperdicke.

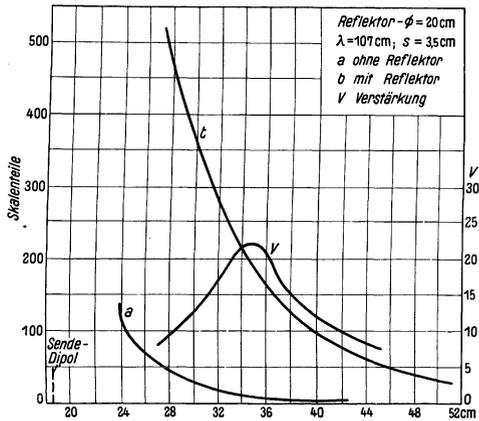


Bild 11. Energieverteilung in der x -Achse ohne und mit Reflektor.

Während bei $\lambda_0 = 25$ cm entsprechend 2,8 cm unter Wasser offenbar wegen der sehr großen Dipolabsorption des Wassers bei diesen Frequenzen keine ausgesprochene Energieüberhöhung vor der Reflektoröffnung erzielt werden konnte, wurde für $\lambda_0 = 58$ cm als in diesem Sinne günstigster Reflektor schließlich eine Halbkugel von 13,5 cm Dmr. ermittelt, für $\lambda_0 = 107$ cm eine solche von 20 cm. Ich beschränke mich auf die Wiedergabe der Meßergebnisse bei $\lambda_0 = 107$ cm.

Zunächst bringt Bild 11 die Energieverteilung unter Wasser ohne und mit Reflektor bei maximaler Verstärkung. Die Kurve a zeigt die Energieabnahme ohne Reflektor in der x -Richtung; Kurve b wurde bei Verwendung des optimalen Reflektors von 20 cm Dmr. in der gleichen Richtung gemessen. Der für maximale Verstärkung gefundene Dipol-Scheitelabstand beträgt 3,5 cm. Als Verstärkung sei hier das Verhältnis der unter sonst gleichen Umständen mit und ohne Reflektor gemessenen Energiebeträge definiert. Die erzielte Verstärkung erreicht den Wert 22. Sie ist indessen im hier untersuchten Nahgebiet nicht konstant, sondern weist, wie in Kurve v dargestellt ist, ein ausgeprägtes Maximum auf. Der für maximale Ver-

stärkung gefundene Dipol-Scheitelabstand von 3,5 cm entspricht dem ersten Reflexionsmaximum bei $0,29\lambda$. Andere Autoren, die allerdings immer nur in Luft gemessen haben, geben für dieses erste Maximum schwankende Werte an, im allgemeinen etwa $0,27\lambda$. Im ersten Reflexionsmaximum ist die Rückwirkung des Reflektors auf den Strahler so groß, daß oft ein breites, teilweise sogar eingesatteltes Maximum auftritt und damit die Schwankung dieses Wertes verständlich ist.

In Bild 12 sind die in der Spiegelachse bei größeren Dipol-Scheitelabständen s auftretenden Energieverteilungen aufgetragen. Der Dipol war fest im Trog eingebaut, seine räumliche Lage entsprach der Marke 18,5 cm des in Richtung der x -Achse (Bild 4) angebrachten Maßstabes. Zwecks Einstellung verschiedener Dipol-

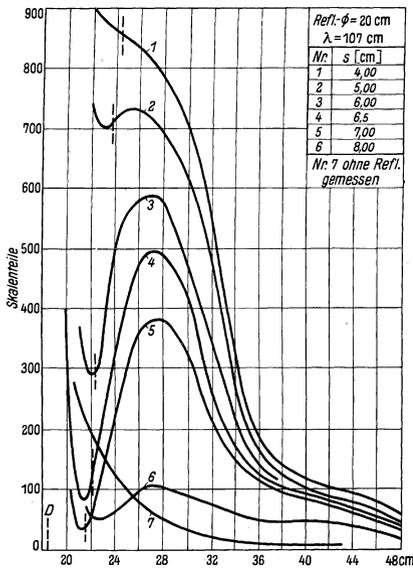


Bild 12. Halbkugelreflektor $r = 10$ cm; Energieverteilung in der x -Achse; Parameter: Dipol-Scheitelabstand s .

messern nur wenig von dem optimalen unterscheiden, dargestellt. Parameter ist wiederum der Scheitel-Dipolabstand s . Man sieht daraus, daß auch die Reflektoren von 9 und 11 cm Radius noch relativ gute Bündelung ergeben, jedoch ist das Verhältnis der Ordinaten im Maximum und Minimum bei der größten Verstärkung schon kleiner. Während bereits der Reflektor von 12 cm Radius wesentlich schlechtere Verhältnisse ergibt, so läßt der Reflektor von 8 cm Radius überhaupt keine Bündelung mehr zustande kommen, sondern bringt nur noch eine mäßige Verstärkung. Noch größere Reflektoren verhalten sich aus den oben bereits erörterten Gründen der großen Dipolabsorption des Wassers in stark zunehmendem Maße ungünstiger, ebenso nehmen kleinere Reflektoren in ihrem Verstärkungsgrad stetig ab.

Wendet man, wie es W. Bach [26] bei Messungen mit sehr kurzen Wellen in Luft getan hat, auf die Anordnungen, bei denen Bündelung auftritt, das optische Ab-

Scheitelabstände wurde der Reflektor längs der x -Achse verschoben.

Die Lage der Reflektoröffnungsebene ist für die einzelnen Kurven gestrichelt eingezeichnet. Es ergibt sich für die kleinen Dipol-Scheitelabstände von 4 bzw. 5 cm zunächst noch eine große Verstärkung. Mit größer werdendem s beginnen sich die Kurven unmittelbar vor bzw. hinter der Reflektoröffnung einzusatteln, um beim Dipol-Scheitelabstand von $s = 6,5$ cm ein tiefes Minimum mit sich daran anschließen dem höheren Maximum aufzuweisen. Bei noch größeren s -Werten tritt wieder zunehmende Verflachung ein. Die Kurve, bei der das Verhältnis der Ordinaten im Maximum und Minimum bei möglichst großer Verstärkung den größten Wert erreicht, ist im Sinne unserer Bündelung als optimal anzusehen. Das trifft in Bild 12 auf Kurve 4, d. h. für $s = 6,5$ cm zu.

In den nächsten Bildern 13, 14, 15, 16 ist der Energieverlauf längs der optischen Achse bei Anwendung von Halbkugelreflektoren, die sich in ihren Öffnungsdurch-

bildungsgesetz über die Beziehung zwischen Brennweite des Spiegels, Gegenstandsweite und Bildweite an, so ergibt sich keine annähernde Übereinstimmung. Das deckt sich mit der allgemeingültigen Bedingung, daß es unmöglich ist, eine Abbildung

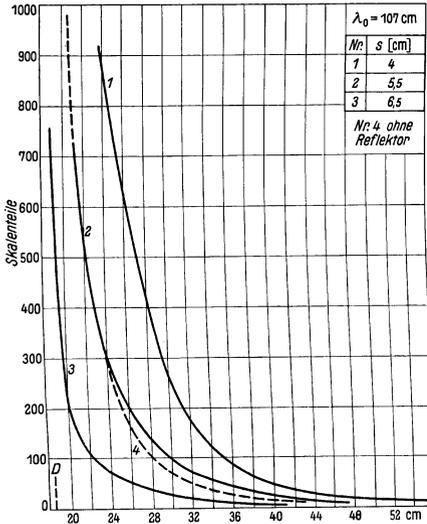


Bild 13. Halbkugelreflektor $r = 8 \text{ cm}$; Energieverteilung in der x -Achse.

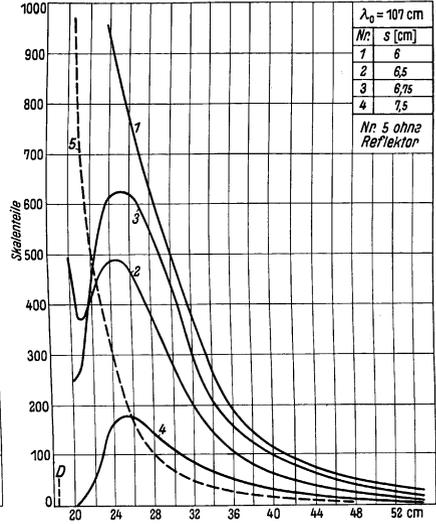


Bild 14. Halbkugelreflektor $r = 9 \text{ cm}$; Energieverteilung in der x -Achse.

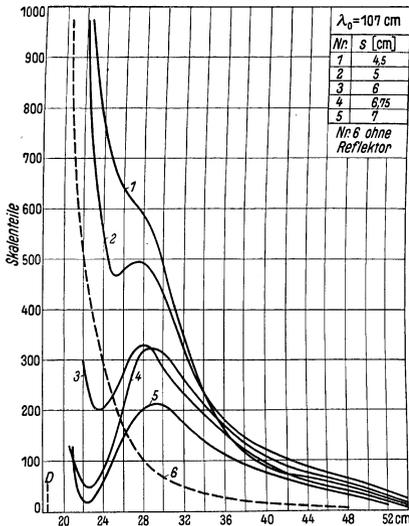


Bild 15. Halbkugelreflektor $r = 11 \text{ cm}$; Energieverteilung in der x -Achse.

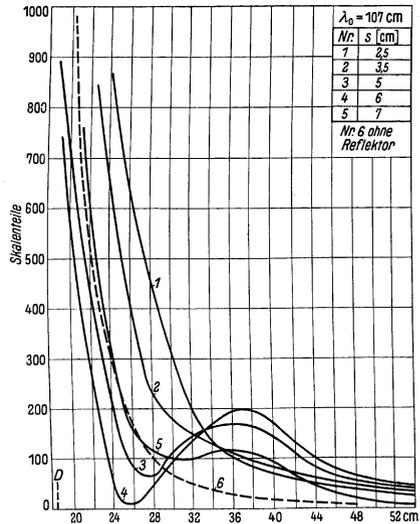


Bild 16. Halbkugelreflektor $r = 12 \text{ cm}$; Energieverteilung in der x -Achse.

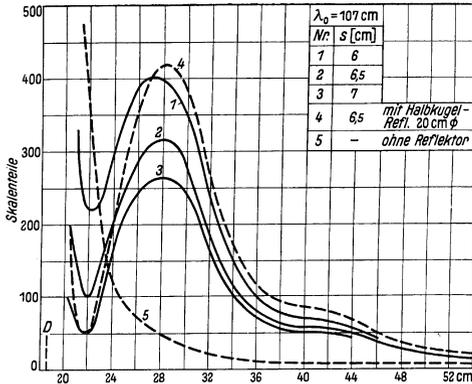


Bild 17. Kalottenreflektor $r = 10 \text{ cm}$; $h = 9 \text{ cm}$; Energieverteilung in der x -Achse.

gang von Halbkugelreflektoren zu reflektierenden Kugelkalotten von gleichem Kugelradius und abnehmender Kalottenhöhe die Minima immer schwächer zu beobachten sind. Dieser Einfluß geht deutlich aus den Bildern 17, 18, 19 hervor.

Wenn bei diesen Reflektoruntersuchungen zunächst

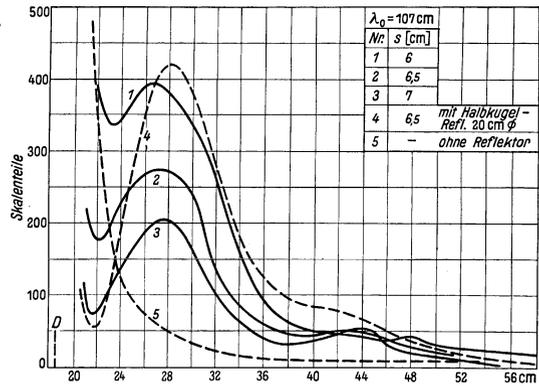


Bild 18. Kalottenreflektor $r = 10 \text{ cm}$; $h = 8 \text{ cm}$; Energieverteilung in der x -Achse.

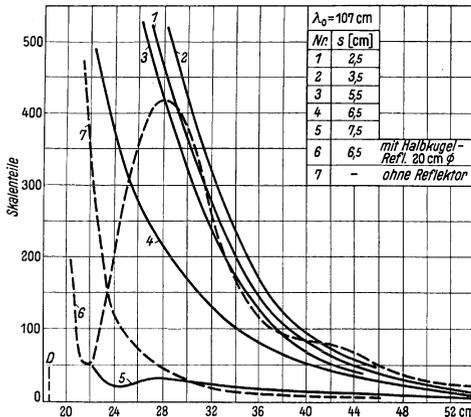


Bild 19. Kalottenreflektor $r = 10 \text{ cm}$; $h = 5 \text{ cm}$; Energieverteilung in der x -Achse.

zu erzielen, wenn das Verhältnis Reflektoröffnung zu Wellenlänge eine gewisse Größe unterscheidet. Es handelt sich hier also offensichtlich nicht um eine Abbildung des Dipols, sondern um das Erzeugen eines Minimums in der Reflektoröffnung infolge von Interferenz der direkt vom Dipol ausgehenden und der vom Reflektor zurückgeworfenen Strahlung. Daß es sich um Strahlung handelt, die von den äußersten Zonen des Reflektors kommt, geht daraus hervor, daß beim Über-

allenthalben die Kugelform aus Gründen der einfachen Herstellbarkeit gewählt wurde, so zielten weitere Versuche darauf ab, festzustellen, ob rotationselliptische Reflektoren zusätzlich Vorteile bringen. Es wurden zu diesem Zwecke Versuche mit zwei derartigen Reflektoren von folgenden Abmessungen durchgeführt:

1. Die Brennweite wurde so gewählt, daß sie mit dem experimentell gefundenen günstigsten Dipol-Scheitelabstand von $s = 6,5 \text{ cm}$ übereinstimmte. Die Länge der

großen Halbachse, die gleichzeitig die Achse des Rotationsellipsoids darstellt, betrug entsprechend dem Radius des optimalen Halbkugelreflektors 10 cm. Die kleine Halbachse hatte eine Länge von 9,5 cm, so daß das Halbellipsoid eine Öffnung von 19 cm besaß.

2. Auch der zweite elliptische Reflektor hatte eine Brennweite von 6,5 cm. Seine große Halbachse war 14 cm, die kleine 11,8 cm lang, was eine Spiegelöffnung von 23,6 cm ergab. Dieser Reflektor war so dimensioniert, daß der zweite Brennpunkt des Halbellipsoids 7,5 cm vor der Öffnung, d. h. am Orte des Energiemaximums des optimalen Halbkugelreflektors lag.

Die experimentellen Ergebnisse sind in den Bildern 20 und 21 wiedergegeben. Beim ersten elliptischen Reflektor unterscheidet sich der Energieverlauf längs der optischen Achse nur wenig von dem mit Halbkugelreflektor gemessenem. Das erklärt sich daraus, daß der elliptische Reflektor nur außerordentlich wenig von der Form und Größe des Halbkugelreflektors abweicht. Der zweite elliptische Reflektor, der in seinen Abmessungen ungefähr mit dem Halbkugelreflektor von 24 cm Öffnungsdurchmesser (Bild 16) zu vergleichen ist, zeigt in gleicher Weise wie dieser schlechte Bündelung und Verstärkung. Danach erübrigt es sich, für unsere Zwecke rotationselliptische Reflektoren zu benutzen.

Allen Bündelungsversuchen bei $\lambda_0 = 107$ cm in Leitungswasser ist gemeinsam, daß der Ort, an dem das Energiemaximum auftritt, immer etwa 5...7 cm vor der Öffnungsebene des Reflektors liegt. Es war nicht möglich, durch Ändern des Scheitel-Dipolabstandes oder durch Wahl verschieden geformter Reflektoren das Maximum willkürlich zu verschieben. In jedem Falle trat dann vielmehr eine Verwischung des Maximums auf, ein Umstand, der auch gegen die Vorstellung einer quasioptischen Abbildung des Dipols spricht.

So günstig der 20 cm-Halbkugelreflektor nach der Energieverteilung in der Achsenrichtung für eine therapeutische Anwendung im Hinblick auf große Tiefen-

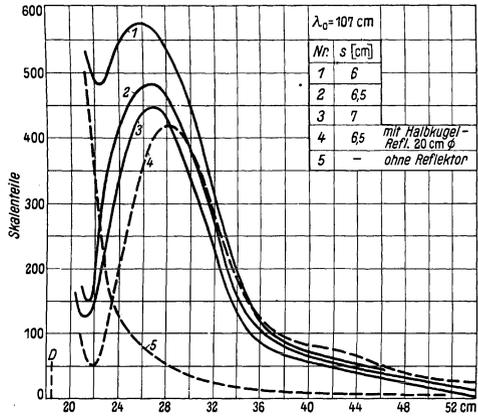


Bild 20. Elliptischer Reflektor; $F_1 = 6,5$ cm, $F_2 = 13,5$ cm, Öffnung 19 cm. Energieverteilung in der x-Achse.

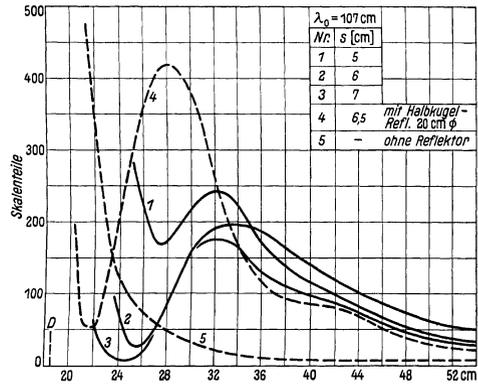


Bild 21. Elliptischer Reflektor; $F_1 = 6,5$ cm, $F_2 = 21,5$ cm, Öffnung 23,6 cm. Energieverteilung in der x-Achse.

wirkung bzw. weitgehende Haut-Fettentlastung erscheint, wenn nämlich der Reflektor so angebracht wird, daß das Minimum an der Eintrittsstelle in den zu bestrahlenden Körper liegt, so ungünstig ergibt sich die Energieverteilung in der y -Richtung,



Bild 22. Halbkugelreflektor $r = 10$ cm; Energieverteilung in der y -Achse.

d. h. senkrecht zur Reflektorachse und senkrecht zur Achse des Dipols. In Bild 22 sind solche Energieverteilungskurven für den Dipol-Scheitelabstand 6,5 cm und verschiedene Entfernungen von der Reflektoröffnung dargestellt. Zu beiden Seiten des unmittelbar vor dem Reflektor gelegenen Minimums treten 2 Maxima auf, die wesentlich höher sind als das in der Achsenrichtung vorhandene. Diese Maxima werden mit wachsender Entfernung vom Spiegel niedriger und gehen schließlich ineinander über. In der Ebene senkrecht zur Spiegelachse und parallel zum Dipol gemessen, d. h. in der z -Richtung, fällt die Energie von der Reflektorachse nach außen hin gleichmäßig ab.

Eine Verbesserung der Reflektorwirkung durch Anbringung eines Reflexionsdipols vor dem Sendedipol gelang nicht. Es trat im Gegenteil immer nur eine Verschlechterung der Energieausbeute ein. Auch dieser Befund deutet darauf hin, daß keine Bündelung im Sinne quasioptischer Abbildung, sondern nur das Auftreten eines Minimums infolge von Interferenz vorliegt.

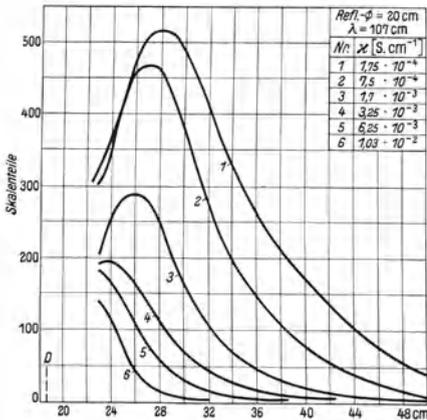


Bild 23. Halbkugelreflektor $r = 10$ cm; Energieverteilung in der x -Achse; Parameter: Leitfähigkeit σ .

Die bisher beschriebenen Messungen wurden in Leitungswasser durchgeführt. Um zur Frage einer evtl. Energiekonzentration in biologischen Geweben mit ihren größeren Leitfähigkeiten Stellung zu nehmen, wurde der mit Leitungswasser gefüllte Reflektor mit einer Gummimembran abgedichtet und die Leitfähigkeit des außen befindlichen Wassers schrittweise durch Zusatz von Kochsalz erhöht. Bild 23 zeigt die Energieverteilung in der Reflektorachse, Parameter der einzelnen Kurven ist die Leitfähigkeit. Wie aus den Messungen hervorgeht, wird mit wachsender Leitfähigkeit das Energie-

maximum sehr rasch verwischt und wandert außerdem näher an die Spiegelöffnung heran. Im Gebiete der Leitfähigkeit von Muskelgewebe, etwa $6-8 \cdot 10^{-3} \cdot S \cdot cm^{-1}$, findet sich keine Spur einer Energieüberhöhung mehr. Die Absorption bei dieser Leitfähigkeit ist eben schon so groß, daß trotz vorhandenen Bündelungseffektes

keine Energieüberhöhung mehr eintritt. Daß eine Störung der Wellenausbreitung deswegen erfolgt, weil die Energie aus Wasser kleiner Leitfähigkeit durch die Gummimembran hindurch in solches großer Leitfähigkeit eintritt, ist wegen des geringen Unterschiedes der Brechungsindizes für elektromagnetische Wellen in beiden Medien nicht anzunehmen.

Der Versuch, beispielsweise durch Wahl einer sehr viel kürzeren Wellenlänge eine wesentlich stärkere Bündelung zu erzielen, scheitert, wie schon oben dargelegt wurde, daran, daß mit wachsender Frequenz die Dipolverluste des Wassers und auch die der Gewebe außerordentlich stark ansteigen.

6. Untersuchungen am keramischen Reflektor hoher DK.

Zu diesen Untersuchungen an in verlustarme keramische Materialien hoher DK eingebetteten Dipolen stand uns ein erstes Versuchsmuster eines Reflektors aus Condensa N mit der DK 74 in der Form einer Halbkugel von 25 cm Dmr. zur Verfügung (Bild 24). Bei der außerordentlich schwierigen und langwierigen Herstellung derartiger Reflektoren konnten nur Messungen an diesem einen Modell durchgeführt werden. Erst nach langen Versuchen der Firma Hescho-Hermsdorf wurden die erheblichen Schwierigkeiten, welche die Herstellung einer so großen massiven Einheit aus gebranntem keramischem Material verursacht, überwunden. Zum Ziel führte schließlich der Weg des Unterteilens der Halbkugel in eine große Anzahl relativ dünner Condensaplättchen, die nach dem Brennen plangeschliffen und zusammengekittet wurden. Die Halbkugel war außerdem in zwei Viertelkugeln unterteilt. Die genaue Form wurde zum Schluß durch Abschleifen der aneinandergesetzten Teile erhalten. Ein besonderes Problem bildete ferner das Einbringen des Dipols und seiner Speiseleitungen in das keramische Material. Es wurde dazu so vorgegangen, daß in die beiden Viertelkugeln Aussparungen eingeschliffen wurden, in die ein T-förmiger Einsatz aus Condensa N genau paßte. Der Schaft des T-Stückes war so lang, daß er nach hinten aus dem Reflektor herausragte. In dem T-Stück waren vor dem Brennen Bohrlöcher angebracht, die die Form und Abmessungen des Dipols für $\lambda_0 = 107$ cm in diesem Medium und des letzten Stückes der Speiseleitung hatten. Als Metall für Dipol und Energieleitung innerhalb des keramischen Materials wurden im Vakuum flüssiges Zinn bzw. Quecksilber in die Bohrungen eingebracht. Im Röntgenbild wurde die Gleichmäßigkeit der Metallfüllung kontrolliert. Die elektrolitische Verstärkung eines versuchsweise in die Bohrungen des T-Stückes eingebrannten Silberbelages erwies sich wegen der dafür zu engen Bohrlöcher als unmöglich.

Diese Konstruktion ermöglichte so die Variation des Dipol-Scheitelabstandes innerhalb des Reflektors in weiten Grenzen. Der jeweils vor und hinter dem Quer-

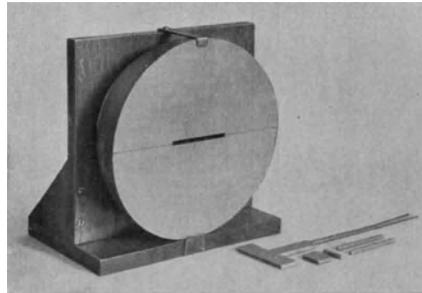


Bild 24. Keramikreflektor $r = 12,5$ cm.

balken des Einsatzes entstehende Luftraum wurde mit Paßstücken aus Condensa N ausgefüllt. Die Kugelfläche des Reflektors wurde mit Zink als Unterlage und dann mit Kupfer bespritzt.

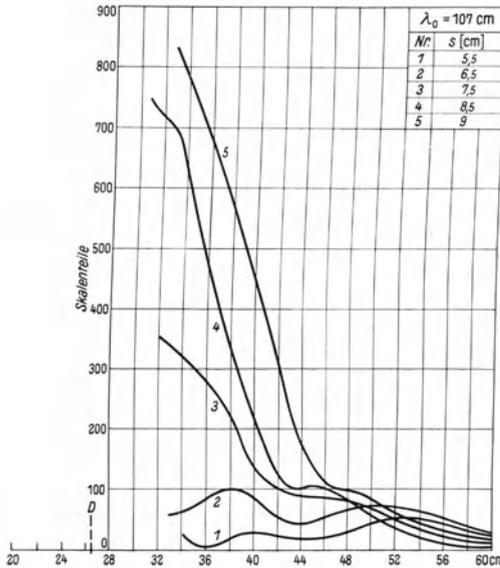


Bild 25. Keramikreflektor $r=12,5 \text{ cm}$; Energieverteilung in der x -Achse; Parameter: Dipol-Scheitelabstand s .

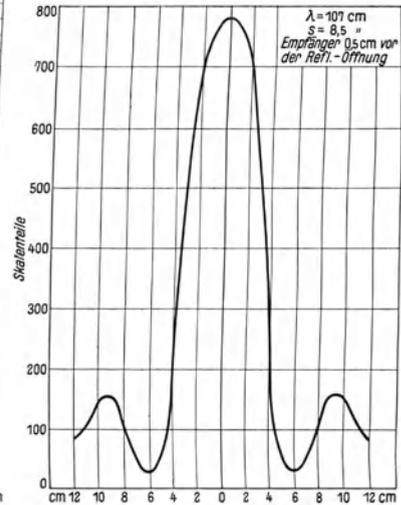


Bild 26. Keramikreflektor $r = 12,5 \text{ cm}$; Energieverteilung in der y -Achse.

In Bild 25 sind die Energieverteilungskurven bei verschiedenen Scheitel-Dipolabständen in der Reflektorachse gemessen, aufgetragen. Der Reflektor befand sich dabei im Meßtrog unter Wasser. Es läßt sich bei der benutzten Wellenlänge von $\lambda_0 = 107 \text{ cm}$ zwar keine Bündelung, wohl aber große Verstärkung erreichen. Der Verstärkungsfaktor ist nicht direkt meßbar, da man keine Vergleichsmessungen innerhalb eines gegenüber den Reflektorabmessungen großen massiven Blockes aus Condensa N machen kann. Wie groß die Verstärkungen, die mit dem Condensareflektor erreicht wurden, ungefähr sind, kann man aus den in dem nächsten Kapitel beschriebenen Erwärmungsversuchen durch Vergleich mit sonst völlig gleichartig durchgeführten Messungen mittels Wasserreflektor entnehmen. Die Tatsache, daß der Condensa-N-Reflektor bei der benutzten Wellenlänge keinerlei Bündelung im optischen Sinne zeigte, kann nur darauf zurückgeführt werden, daß das Verhältnis von Reflektoröffnung zur Wellenlänge noch viel zu klein war.

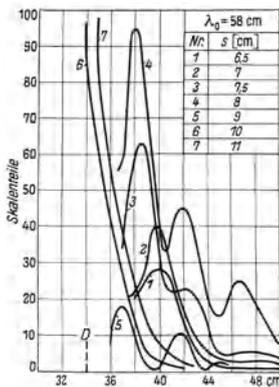


Bild 27. Keramikreflektor $r = 12,5 \text{ cm}$; Energieverteilung in der x -Achse; $\lambda_0 = 58 \text{ cm}$; Parameter: Dipol-Scheitelabstand s .

Bild 26 zeigt die Energieverteilung in der y -Achse unmittelbar vor der Öffnung des Reflektors. Die Energie fällt von der Dipolmitte nach beiden Seiten steil ab.

Sieht man von den neben dem Hauptmaximum auftretenden zwei kleinen Nebenmaxima ab, so gilt das gleiche für die Energieverteilung in der z -Richtung.

Nachdem bei $\lambda_0 = 107$ cm keine Bündelung eingetreten war, wurde versucht, mit einer wesentlich kürzeren Wellenlänge diese herbeizuführen. Die Energieverteilungskurven, für 7 verschiedene Scheitel-Dipolabstände in der x -Richtung bei der Wellenlänge $\lambda_0 = 58$ cm gemessen, sind in Bild 27 dargestellt. Mit zunehmendem Scheitel-Dipolabstand s durchläuft die Energie vor dem Reflektor ein Maximum. Bei $s = 6,5 \cdots 8$ cm tritt eine gewisse Bündelung ein, denn es kommt unmittelbar vor dem Reflektor ein Maximum zustande. Daß die Maxima nur ganz nahe vor der Reflektoröffnung auftreten, kann nur so erklärt werden, daß einesteils auch hier das Verhältnis der Öffnung zur Wellenlänge noch zu klein ist, als daß eine optische Abbildung zustande kommen könnte, und daß andererseits die große Absorption des Wassers einen evtl. optischen Strahlenverlauf vollkommen verwischt. Bei noch kürzeren Wellen ist beim Condensareflektor zwar eine günstige Bündelung im optischen Sinne zu erwarten, dafür wird aber die Absorption im Wasser wesentlich größer, so daß derartige Versuche nur wenig Erfolg versprechend erscheinen.

7. Temperaturverteilungsmessungen an biologischen Phantomen unter Verwendung von Reflektoren.

Nachdem im vorhergehenden die Wellenausbreitung unter Wasser in der Nahzone von Dipolen unter Verwendung von Reflektoren an Hand experimenteller Untersuchungen dargestellt wurde, soll im folgenden über Versuche berichtet werden, die die Absorption der elektromagnetischen Strahlung in biologischen Geweben und Schichtungen verschiedener solcher Gewebe zum Gegenstand haben. Bei den Versuchsaufbauten und insbesondere bei der Dimensionierung der Strahleranordnungen wurde von den Ergebnissen der Reflektormessungen unter Wasser sinngemäß Gebrauch gemacht. Das Versuchsobjekt bestand aus Gründen, die schon oben dargelegt sind, zum Teil aus Fettgewebe (vom Schwein), zum Teil aus Muskelgewebe (vom Rind) und zum Teil aus einer Schichtung von beiden. Die räumliche Anordnung der Gewebe und des Reflektors geht aus Bild 28 hervor. Entsprechend den natürlichen Verhältnissen, wie sie bei einer medizinischen Anwendung des Strahlenfeldes gegeben sind, wurde durch die Fettschicht hindurch in das Muskelgewebe eingestrahlt. Die Dicke der Gewebeschichten wurde variiert. Zwischen Reflektoröffnung und Fettschicht konnte eine Wasserschicht von veränderbarer Dicke eingeschaltet werden. Die Temperaturverteilung wurde mit Glasbenzolphthermometern [28], die praktisch frei von dielektrischen Verlusten sind, gemessen.

Über erste, im Strahlenfeld mit einem Umgebungsmedium hoher DK ausgeführte Temperaturverteilungsmessungen an derartigen biologischen Schichten wurde be-

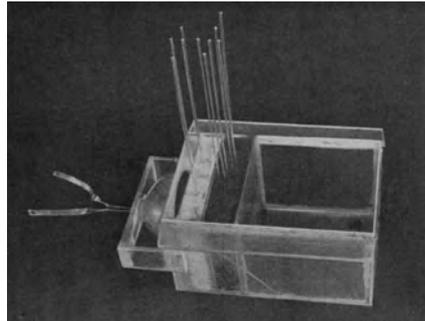


Bild 28. Versuchsaufbau für Messungen an biologischen Geweben.

reits früher berichtet [10]. Damals wurde ein Halbkugelreflektor von 13,5 cm Öffnung, mit dem die Möglichkeit einer wesentlichen Verstärkung der Strahlung unter Wasser erstmalig beobachtet wurde, benutzt. Es sind dort auch weitere Einzelheiten der Versuchsanordnung angegeben.

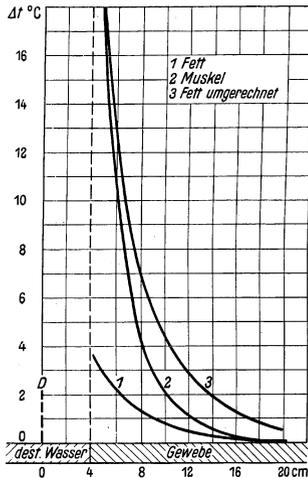


Bild 29. Temperaturverteilung in der x -Achse; $\lambda_0 = 107$ cm.

Im Bild 29 sind zunächst mit der gleichen Anordnung in homogenen Stoffen gewonnene Temperaturverteilungen dargestellt. Kurve 1 zeigt den Temperaturabfall mit der Tiefe für das durch relativ kleine Absorption ausgezeichnete Fettgewebe, Kurve 2 den für das stark absorbierende Muskelgewebe. Um eine Vorstellung über den Wirkungsgrad bei Einstrahlung von Wasser in Fett einerseits und Muskel andererseits zu geben, sei mitgeteilt, daß unter sonst gleichen Umständen die zur Erzeugung der Temperatursteigerungen gemäß Kurve 1 (Fettgewebe) benötigte Zeit viermal größer war als die Versuchsdauer bei Kurve 2 (Muskelgewebe). Als Kurve 3 ist zum Vergleich die auf gleiche Anfangstemperatur wie Kurve 2 umgerechnete Kurve 1 eingetragen. Man sieht, daß erwartungsgemäß Kurve 3 entsprechend der geringeren Absorption in Fett flacher verläuft als Kurve 2. Ein genaues Auswerten der Kurven nach Halbwertschichten bzw. Absorptionskoeffizienten kann man auch hier nicht vornehmen, da man die Intensitätsabnahme der Feldstärke in der Nähe des Dipols bei fehlender Absorption nicht kennt und außerdem bei den Messungen ein Reflektor verwendet wurde.

Die im folgenden beschriebenen Messungen an Fett-Muskelschichten entsprechend Bild 28 wurden einerseits mit dem in bezug auf Bündelung als optimal ermittelten

Wasserreflektor von 20 cm Öffnungsdurchmesser und andererseits mit dem im vorigen Kapitel beschriebenen keramischen Reflektor durchgeführt.

Wasserreflektor von 20 cm Öffnungsdurchmesser und andererseits mit dem im vorigen Kapitel beschriebenen keramischen Reflektor durchgeführt.

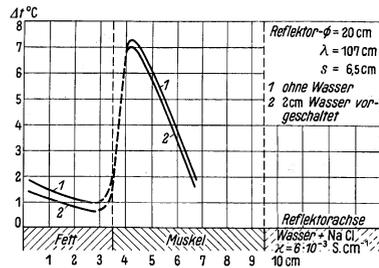


Bild 30. Halbkugelreflektor $r = 10$ cm; Temperaturverteilung in der x -Achse.

In Bild 30 ist die Temperaturverteilung in der Reflektorachse dargestellt, wie sie sich bei $\lambda_0 = 107$ cm und Verwendung des mit Wasser gefüllten Reflektors von 20 cm Öffnung bei dem optimalen Dipol-Scheitelabstand von 6,5 cm ergibt. Die Dicke der Fettschicht betrug 3,5 cm, die der Muskelschicht 6 cm. Höhe und Breite des Phantoms waren größer als der Öffnungsdurchmesser des Spiegels, nämlich zu je 25 cm gewählt. Aus den früheren Messungen [10] war bekannt, daß dann, wenn die Rückseite der Muskelschicht an Luft angrenzt, ein Ansteigen der Temperatur mit wachsender Entfernung vom Dipol innerhalb des Muskelgewebes auftritt. Damit die Absorptionskurven von diesem durch Reflexion bedingten Effekt nicht gestört werden, wurde der angrenzende Raum mit Wasser gefüllt, dessen Leitfähigkeit an die von Muskelgewebe angepaßt

Hoher als der Öffnungsdurchmesser des Spiegels, nämlich zu je 25 cm gewählt. Aus den früheren Messungen [10] war bekannt, daß dann, wenn die Rückseite der Muskelschicht an Luft angrenzt, ein Ansteigen der Temperatur mit wachsender Entfernung vom Dipol innerhalb des Muskelgewebes auftritt. Damit die Absorptionskurven von diesem durch Reflexion bedingten Effekt nicht gestört werden, wurde der angrenzende Raum mit Wasser gefüllt, dessen Leitfähigkeit an die von Muskelgewebe angepaßt

war. Wegen der praktischen Übereinstimmung der DK von Wasser und Muskelgewebe bei diesen Frequenzen tritt eine Angleichung der Brechungsindizes ein, die die störende Reflexion beseitigt. Bei der Messung 1 lag die Öffnung des Reflektors der Fettschicht direkt an, während bei der Messung 2 der Fettschicht eine 2 cm dicke Wasserschicht vorgelagert war. In Übereinstimmung mit früheren Messungen ergibt sich eine starke Temperaturüberhöhung im Muskelgewebe, und zwar verhält sich der größte Temperaturanstieg im Fettgewebe zu dem im Muskelgewebe wie 1 : 4.

Die Fälle 1 und 2 unterscheiden sich sonst nur sehr wenig. Anders ist es dagegen, wenn wir die Temperaturverteilung in der äußersten Fettschicht senkrecht zur Reflektorachse gemessen, betrachten, die in Bild 31 dargestellt ist. Entsprechend der Energieverteilung unter Wasser ergibt sich, wenn man von der Reflektorachse zum Rand des Reflektors fortschreitet, ein Temperaturmaximum noch vor dem Rand des Reflektors. Dieses Maximum ist im Falle 1 ohne Wasserschicht zwischen Reflektoröffnung und Fettschicht trotz der im Vergleich zu Muskelgewebe geringen Absorption des Fettgewebes höher als der größte Temperaturanstieg im Muskelgewebe in der x -Achse (Bild 30). Im Falle 2 mit vorgeschalteter Wasserschicht dagegen tritt bei fast gleichbleibender Wärmeverteilung in der Spiegelachse ein bedeutend flacheres seitliches Maximum auf. Die Wirkung der vorgelagerten Wasserschicht besteht demnach darin, daß die Fettschicht aus dem Gebiet des größten Feldstärkeabfalles entfernt wird.

Bild 32 zeigt die Temperaturverteilung in einem Fett-Muskel-Phantom, wie sie nach Einstrahlung mit der wesentlich kürzeren Wellenlänge von $\lambda_0 = 25$ cm bei Benutzung des günstigsten Reflektors von 3 cm Öffnungsdurchmesser erhalten wurde¹⁾. Die Temperaturüberhöhung im Muskelgewebe, wie sie bei Einstrahlung mit der 1 m-Wellenlänge auftritt, ist hier nicht mehr vorhanden. Das hat seinen Grund wahrscheinlich darin, daß die Dipolabsorption des Fettgewebes mit größer werdender Frequenz ebenfalls stark ansteigt, so daß die Energie bereits im Fettgewebe weitgehend absorbiert wird und dementsprechend ein geringerer Betrag auf Muskelgewebe entfällt. Ein ähnlicher Befund wurde früher bei Einstrahlungen mit der 25 cm-Wellenlänge von Luft

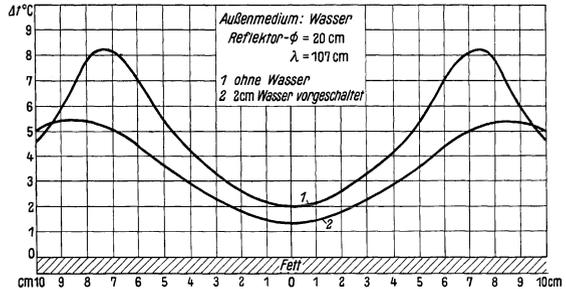


Bild 31. Halbkugelreflektor $r = 10$ cm; Temperaturverteilung im Fettgewebe in der y -Achse.

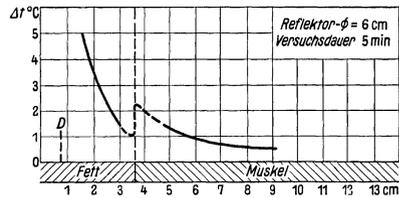


Bild 32. Halbkugelreflektor $r = 1,5$ cm; $\lambda_0 = 25$ cm; Temperaturverteilung in der x -Achse.

¹⁾ Die Messungen bei $\lambda_0 = 25$ cm wurden mir durch freundliches Entgegenkommen des Herrn Staatsrat Prof. Dr. A. Esau dadurch ermöglicht, daß er den Sender für 25 cm und 100 W zur Verfügung stellte. Ihm sowie Herrn Dr. E. Ahrens, der mich bei der Durchführung dieser Messungen weitgehend unterstützte, danke ich dafür herzlich.

aus in Fett-Muskel-Schichten und Anwendung zweier rotationsparabolischer Reflektoren von 150 cm Öffnung bereits erhalten [9].

Bild 33 stellt die Temperaturverteilung in der Spiegelachse nach Einstrahlung mit $\lambda_0 = 107$ cm unter Verwendung des keramischen Reflektors dar. Der Dipol-Scheitelabstand war hier, nachdem eine Bündelung, wie oben dargelegt, nicht zu erzielen war, auf größte Verstärkung ($s = 9$ cm) eingestellt. Das Verhältnis ist im Sinne großer Tieferwärmung etwas ungünstiger als das mit dem Wasserreflektor erzielte. Es erklärt sich dies eben aus der fehlenden Bündelung beim keramischen Reflektor. Aus dem gleichen Grund besitzt der Temperaturabfall im Muskelgewebe eine etwas größere Steilheit.

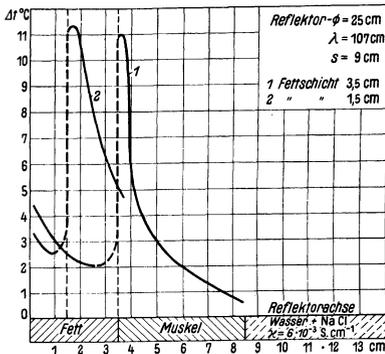


Bild 33. Keramikreflektor $r = 12,5$ cm; Temperaturverteilung in der x -Achse.

Wesentlich günstiger ist jedoch die Querverteilung im Fettgewebe, die in Bild 34 dargestellt ist. Es tritt seitlich von der Reflektorachse kein Maximum mehr auf, sondern die Temperatur fällt gleichmäßig nach außen hin ab. Ob dieses Maximum (von Bild 31) bei einem keramischen Reflektor auch dann nicht eintritt, wenn er so bemessen ist, daß eine Bündelung zustande kommt, oder ob das Entstehen des Maximums bei dem Wasserreflektor (Bild 31) nur eine Folge der Absorption des Wassers ist, konnte noch nicht entschieden werden und muß durch weitere Messungen geklärt werden.

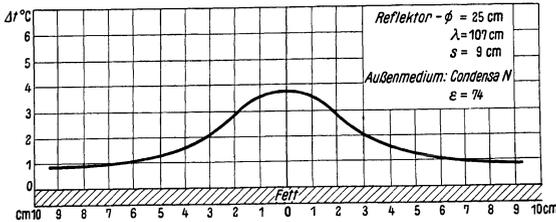


Bild 34. Keramikreflektor $r = 12,5$ cm; Temperaturverteilung im Fettgewebe in der y -Achse.

bzw. sogar größere Temperaturanstiege bei Verwendung des keramischen Reflektors in 40 s mit nur 200 · 250 W Apparateleistung erzielt wurden.

8. Schlußfolgerungen aus den Reflektoruntersuchungen.

Es ergibt sich aus den gesamten Reflektormessungen, daß bei den untersuchten Wellen von 25, 58 und 107 cm keineswegs von quasioptischen Verhältnissen gesprochen werden kann. Vielmehr tritt bei Wasserreflektoren Verstärkung und Bündelung nur bei ganz bestimmten, und zwar gegenüber den Erfahrungen der Nachrichtentechnik ungewöhnlich kleinen Reflektoren auf. Diese Bündelung ist nicht auf eine optische Abbildung des Dipols zurückzuführen, sondern muß durch Interferenzerscheinungen erklärt werden. Außerdem verschwindet die Energieüberhöhung im

Außenmedium sehr rasch mit dessen wachsender Leitfähigkeit. Es entfällt so insbesondere die von H. E. Hollmann [8] im Anschluß an seine Rechnungen erörterte Möglichkeit, die „Brennzone“ willkürlich in verschiedene Tiefen der Gewebe zu verlegen.

Bei elektromagnetischer Einstrahlung aus einem Medium hoher DK unter Verwendung der untersuchten Reflektoren tritt in Muskelgewebe durch Fettschichten von praktisch in Frage kommenden Dicken hindurch eine bevorzugte Erwärmung des Muskelgewebes ein. Der maximale Temperaturanstieg im Muskelgewebe, in der Reflektorachse bei $\lambda_0 = 107$ cm gemessen, verhält sich zu dem im Fettgewebe selbst noch bei einer durchstrahlten Fettschicht von 35 mm wie 4 : 1. Nur die Steilheit des Temperaturabfalles im Muskelgewebe ist bis zu einem gewissen Grade abhängig von den Bündelungseigenschaften des Reflektors; es ist aber nicht möglich, eine Temperaturverteilung im Muskelgewebe so zu erreichen, daß in beliebiger Tiefe ein Temperaturmaximum auftritt.

Im Gegensatz zu den Messungen mit dem optimalen Wasserreflektor zeigen Temperaturverteilungsmessungen bei Verwendung des keramischen Reflektors in der Ebene senkrecht zur Spiegelachse keine störenden Temperaturmaxima im Fettgewebe.

Die mit dem keramischen Reflektor erzielbare Verstärkung ist wesentlich größer als die für den Wasserreflektor ermittelte.

Der Einfluß der Wellenlänge auf die Temperaturverteilung in biologischen Geweben kann dahingehend beschrieben werden, daß bei der 1 m-Welle der Temperaturverlauf in Fett-Muskel-Schichten wesentlich günstiger im Sinne größerer Tiefenwirkung ist als bei 25 cm. Andererseits sind aber der Anwendung längerer Wellen für Lokalbehandlungen durch die zu groß werdenden Abmessungen der Strahleranordnungen Grenzen gezogen. Es dürfte sich aus diesen Gründen ein Wellenlängengebiet als optimal erweisen, das keineswegs bei extrem kurzen Wellen liegt.

Abschließend ist zu sagen, daß es nach den Ergebnissen der vorliegenden Untersuchungen bei der therapeutischen Anwendung des elektromagnetischen Strahlenfeldes zwar nicht möglich sein wird, analog den Abbildungsgesetzen im biologischen Gewebe in beliebiger Tiefe eine Energiekonzentration zu erzeugen, wohl aber kann man eine Entlastung der Haut und des Fettgewebes erreichen. Diese thermische Fettentlastung wird es gestatten, extrem große, gut lokalisierte Temperatursteigerungen evtl. bis zur Zerstörung der unter dem Fett liegenden Gewebe zu erzeugen, was mit der Kondensator- und Spulenfeldmethode nicht möglich ist. Über die therapeutische Zweckmäßigkeit der Strahlenfeldbehandlung wird ihre eingehende klinische Erprobung Aufschluß geben müssen.

Die Untersuchungen zu der vorliegenden Arbeit sind seit Februar 1936 im Hochfrequenzlaboratorium der Siemens-Reiniger-Werke im Gange. Bei der Durchführung der Versuche wurde ich von meinem Mitarbeiter, Herrn Dr. K. Osswald, unterstützt. Insbesondere wurden von ihm im wesentlichen die Messungen an Reflektoren durchgeführt.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird das Problem einer therapeutischen Anwendung des elektromagnetischen Strahlenfeldes in seinen physikalischen Grundlagen untersucht. Um von physikalisch erfaßbaren Verhältnissen auszugehen, werden zunächst

theoretische und experimentelle Untersuchungen an Elektrolyten durchgeführt. Insbesondere wird die Frage nach der Größenordnung der Halbwertschichten der biologischen Gewebe bzw. der Elektrolyte, die in ihren dielektrischen Eigenschaften diesen entsprechen, für das Meter- bzw. Dezimeterwellengebiet geklärt. Danach ergeben sich im untersuchten Wellengebiet von 25 ··· 430 cm für Substanzen, die dem Muskelgewebe ähnlich sind, Halbwertschichten zwischen 1 ··· 4 cm, und für Substanzen, die dem Fettgewebe ähnlich sind, wesentlich größere. Für die im Hinblick auf die Therapie wichtige Schichtung Fett-Muskel konnte danach auf eine günstige thermische Fennentlastung geschlossen werden.

Bei der experimentellen Nachprüfung an Elektrolyten ergibt sich, daß die gemessenen Halbwertschichten nur in bestimmten Bereichen mit den errechneten übereinstimmen. Die Gründe hierfür werden erörtert.

Im weiteren Verlauf der Arbeit wird die Möglichkeit der Verstärkung und Bündelung der elektromagnetischen Strahlung in der Nahzone von Dipolen durch Reflektoren untersucht. Es werden die Gründe dargelegt, warum es mit Rücksicht auf eine medizinische Anwendung notwendig ist, den Dipol in ein Medium hoher DK einzubetten. Insbesondere werden die Meßergebnisse bei der Anordnung Dipol unter Wasser zusammengestellt. Es wird der Einfluß von Form und Größe der Reflektoren, von Scheitel-Dipolabstand und von Leitfähigkeit im Außenmedium bei verschiedenen Wellenlängen auf Verstärkung und Bündelung bestimmt.

Ferner wird über Versuche mit einem keramischen Reflektor hoher DK berichtet.

Die aus den Reflektormessungen sich ergebenden Gesichtspunkte für die evtl. therapeutische Anwendung des elektromagnetischen Strahlenfeldes werden an Hand von Untersuchungen über den Absorptionsverlauf in biologischen Schichtungen erörtert.

Schrifttum.

1. J. Pätzold: Mitteilungen über Messungen an biologischen Phantomen mit sehr kurzen Wellen großer Leistung. *Strahlenther.* **60** (1937) S. 700 ··· 705; auch Intern. Kongr. f. Kurzwellen, Kongreßbd **1937**, S. 211 ··· 212. Wien: Moritz Perles.
2. K. Osswald: Der Siemens-Kurzwellentherapieapparat für 1 m Wellenlänge und 700 Watt Hochfrequenzleistung. *Strahlenther.* **64** (1939) S. 530 ··· 535.
3. P. Pfetscher u. W. Puhlmann: Über Habann-Generatoren großer Leistung für Ultrakurzwellen. *Hochfrequenztechn.* **47** (1936) S. 105 ··· 115.
4. E. Ahrens: Wassergekühlte Vierschlitz-Magnetfeldröhren für Dezimeterwellen. *Hochfrequenztechn.* **50** (1937) S. 181 ··· 182.
5. M. Brünner-Ornstein u. K. Randa: Versuche mit einem Magnetron-Ultrakurzwellengenerator für medizinische Zwecke. *Strahlenther.* **59** (1937) S. 267 ··· 275.
6. A. Dérier: Les ondes hertziennes de 80 cm, leur action biologique et thérapeutique. *Arch. d'Electricité médiale* (1936) November; auch Intern. Kongr. f. Kurzwellen, Kongreßbd **1937**, S. 320 ··· 322. Wien: Moritz Perles. Ferner: *Wien. med. Wschr.* **87** (1937) S. 748.
7. J. Pätzold: Die Absorption der Kurzwellenenergie im biologischen Gewebe. *Radiologica (Berl.)* **1** (1937) S. 122 ··· 131 — auch Intern. Kongr. f. Kurzwellen, Kongreßbd **1937**, S. 223 ··· 224. Wien: Moritz Perles.
8. H. E. Hollmann: Zur Theorie der Bestrahlung geschichteter biologischer Objekte mit ultrakurzen Wellen. *Hochfrequenztechn.* **50** (1937) S. 81 ··· 91 — Zum Problem der Ultrakurzwellenbehandlung durch Anstrahlung. *Strahlenther.* **64** (1939) S. 691 ··· 702.
9. A. Esau, J. Pätzold u. E. Ahrens: Temperaturverteilung in geschichteten biologischen Geweben nach der Behandlung im elektromagnetischen Strahlenfeld mit Luft als Außenmedium. *Naturwiss.* **26** (1938) S. 477 ··· 478.
10. J. Pätzold u. K. Osswald: Temperaturverteilung in geschichteten biologischen Geweben nach der Behandlung im elektromagnetischen Strahlenfeld mit Außenmedium hoher Dielektrizitätskonstante. *Naturwiss.* **26** (1938) S. 478 ··· 479.

11. K.-H. Spiller: Die Erwärmung biologischer Gewebe und Flüssigkeiten bei sehr schnellen elektrischen Schwingungen ($1,25 \cdot 10^7$ — $1,67 \cdot 10^9$ Hertz) und ihre Verwendbarkeit für medizinische Zwecke. Hochfrequenztechn. **52** (1938) S. 129 ··· 137.
12. K. Osswald: Messung der Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante biologischer Gewebe und Flüssigkeiten bei kurzen Wellen. Hochfrequenztechn. **49** (1937) S. 40 ··· 49.
13. B. Rajewsky, H. Osken u. H. Schaefer: Hochfrequenzleitfähigkeit biologischer Gewebe im Wellenlängenbereich von 3 bis 1400 Meter. Naturwiss. **25** (1937) S. 24 ··· 25.
14. H. Schaefer: Messung der Hochfrequenzabsorption des Blutes und seiner Komponenten im Bereich kurzer elektrischer Wellen von 3 bis 6 m Wellenlänge. Z. exper. Med. **92** (1933) S. 341 ··· 350.
15. H. Dänzer: Über das Verhalten biologischer Körper im Hochfrequenzfeld. Ann. Physik (5) **20** (1934) S. 463 ··· 480.
16. I. Haüßer: Das dielektrische Verhalten organischer Zwitterionen unter besonderer Berücksichtigung von Molekülen der Hirn- und Nervensubstanz. Sitzungsber. Heidelberg. Akad. Wiss. (1935) 6. Abh., 41 S.
17. W. Kebbél: Absorptions- und Reflexionsmessungen im Bereich der Zentimeterwellen. Hochfrequenztechn. **53** (1939) S. 81 ··· 89.
18. W. Hackel u. M. Wien: Dispersion und Absorption bei ultrakurzen Wellen. a) Dioxan-Wassergemische als Vergleichsflüssigkeiten bei Hochfrequenz. Physik. Z. **38** (1937) S. 767 ··· 770.
19. A. Esau u. G. Bätz: Dispersion und Absorption bei ultrakurzen Wellen. c) Reflexions- und Absorptionsmessungen an Wasser und Alkoholen bei Zentimeterwellen. Physik. Z. **38** (1937) S. 774 ··· 775.
20. K. Brüne: Über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Wasser. Hochfrequenztechn. **50** (1937) S. 73 ··· 80.
21. K. Brüne: Nachtrag zu der Arbeit: „Über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Wasser“. Hochfrequenztechn. **53** (1939) S. 67.
22. J. Pätzold u. P. Betz: Der Einfluß der Elektrodenanordnung in der Ultrakurzwellentherapie auf die Wärmeverteilung im Körper. Z. exper. Med. **94** (1934) S. 696.
23. A. Esau, J. Pätzold u. E. Ahrens: Temperaturmessungen an geschichteten biologischen Geweben bei Frequenzen von $\nu = 2,7 \cdot 10^7$ Hz bis $\nu = 1,2 \cdot 10^9$ Hz. Naturwiss. **24** (1936) S. 520 ··· 521.
24. A. Dember: Eine Bestimmung des Brechungsindex wässriger Elektrolytlösungen mit freien elektrischen Wellen. Ann. Physik (5) **23** (1935) S. 507 ··· 528.
25. R. Brömel: Die Strahlungseigenschaften kleiner Parabolspiegel bei verschiedener Erregung. Teil I u. II. Hochfrequenztechn. **48** (1936) S. 81 ··· 86 und S. 120 ··· 126.
26. W. Bach: Untersuchungen im Nahfeld rotationsparabolischer Spiegel. Hochfrequenztechn. **53** (1939) S. 115 ··· 122.
27. Ch. Schmelzer: Absolutmessung dielektrischer Verluste bei hohen Frequenzen mit dem Kondensatorthermometer. Ann. Physik (5) **28** (1937) S. 35 ··· 53.
28. J. Pätzold: Fehlerquellen bei Temperaturmessungen im Kurzwellen-Kondensatorfeld während der Behandlung. Strahlenther. **54** (1935) S. 362 ··· 368.