

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 25 (1934)
Heft: 15

Artikel: Neue Erkenntnisse auf dem Gebiete der Strahlung
Autor: Scherrer, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1060163>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 17.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Physikalische Vorträge für Ingenieure.

Die Physikalische Gesellschaft Zürich veranstaltete in den Monaten Mai und Juni d. J. einen Vortragszyklus, der dazu bestimmt war, die praktisch tätigen Ingenieure mit neuen Forschungsergebnissen der Physik und deren technischen Anwendungen bekannt zu machen. Für die sechs Experimentalvorträge stellte der Präsident des Schweizerischen Schulrates den neuen, hervorragend eingerichteten Hörsaal des Physikalischen Institutes der Eidgenössischen Technischen Hochschule zur Verfügung.

Den Vorträgen wohnten 340 Zuhörer bei, zum grossen Teil Elektriker; viele weitere Interessenten mussten infolge Platzmangel abgewiesen werden. Dieser grosse Erfolg zeigt, dass in weiten elektrotechnischen Kreisen den neuen, umwälzenden Forschungsergebnissen der Physik Interesse entgegengebracht wird; wir sind daher sicher, dass es unsere Leser begrüßen, wenn wir das Wesentliche aus den Vorträgen in zusammenfassenden Referaten wiedergeben.

Diese nachstehend aufgezählten Referate wurden von Assistenten der ETH verfasst und von den Vortragenden autorisiert, so dass sie als Autoreferate gelten können:

1. Prof. Dr. P. Scherrer: «Kristallstruktur und Festigkeit»; Verfasser des Referates: Dr. H. Staub.

2. Prof. Dr. P. Scherrer: «Neue Erkenntnisse auf dem Gebiete der Strahlung»; Verfasser des Referates: Dr. A. Rusterholz.

3. Privatdozent Dr. R. Sänger: «Physikalische Deutung des Ferromagnetismus»; Verfasser des Referates: Dr. A. Rusterholz.

4. Prof. Dr. F. Fischer: «Elektroakustische Uebertragungssysteme» (3 Vorträge); Verfasser des Referates: G. Guanella.

Wir beginnen in dieser Nummer mit der Veröffentlichung des zweiten Referates¹⁾.

Neue Erkenntnisse auf dem Gebiete der Strahlung.

Vortrag, gehalten in der Physikalischen Gesellschaft Zürich, am 11. Mai 1934.

von Prof. Dr. P. Scherrer, Zürich.

535.1

Es wird gezeigt, dass sowohl die Lichtstrahlung als auch die Teilchenstrahlungen (Kathodenstrahlen), je nach den Versuchsbedingungen, sich einmal als Wellenstrahlung und einmal als Korpuskularstrahlung äussern. Die verschiedenen uns heute bekannten Elementarpartikel werden im Zusammenhang mit den Kernumwandlungsprozessen besprochen. Im besonderen wird gezeigt, wie bei gewissen Versuchsbedingungen die Lichtkorpuskeln, die Photonen, in Elektronenpaare übergeführt werden können und umgekehrt.

L'auteur montre que l'émission de lumière comme celle de particules (rayons cathodiques) se manifeste, suivant les conditions d'essai, soit sous forme de rayonnement ondulatoire, soit sous forme de rayonnement corpusculaire. Il parle des différentes particules élémentaires connues à ce jour, en relation avec les processus de mutation des noyaux atomiques. L'auteur montre en particulier comment, dans certaines conditions d'expérience, les corpuscules de lumière ou photons peuvent se transformer en paires d'électrons et inversement.

Die vielen neuen Entdeckungen, welche in den letzten zehn Jahren auf dem Gebiete der Physik gemacht wurden, lieferten nicht nur ein reiches Tatsachenmaterial; sie stellten auch unsere gesamte Naturauffassung auf eine ganz neue Grundlage. Auch das Bild, das wir uns vom Wesen der verschiedenen Strahlungen machten, erfuhr dabei wesentliche Änderungen und Erweiterungen. Dabei liess sich der seit den Zeiten von Newton und Huygens bestehende Gegensatz zwischen der korpuskularen und der Wellenauffassung der Natur des Lichtes auf eine unerwartete Weise beseitigen.

1. Die primitivste Auffassung vom Wesen des Lichtes ist die der geometrischen Optik. Die geometrische Optik behauptet, dass das Licht sich in einem homogenen Medium längs gerader Strahlen ausbreitet. Wenn wir also mit einer Linse von einem Gegenstand P (Fig. 1) ein Bild P' erzeugen wollen, so brauchen wir nur von P aus sehr viele solcher Strahlen ausgehen zu lassen, welche durch die Linse abgelenkt werden und sich alle wieder in einem Punkt, dem Bildpunkt P' , vereinigen. Diese Erklärung vom Zustandekommen der Abbildung durch die Linse erlaubt uns in vielen Fällen, die Abbildungseigenschaften von Linsen zu berechnen. In anderen Fällen versagt jedoch diese Auffassung vollkommen. Wir sehen dies sofort, wenn wir vor die Linse in den Strahlengang eine rechteckige Blende (Spalt) bringen und die Blende allmählich enger und enger machen. Dadurch werden immer mehr und mehr Strahlen abgeschnitten. Nach der

geometrischen Optik hätten wir zu erwarten, dass lediglich die Helligkeit des Bildes abnimmt, die Abbildung jedoch bestehen bleibt. Dies ist aber gar nicht der Fall. Haben wir z. B. ein Netz aus horizontalen und vertikalen Linien abgebildet und den Spalt horizontal gestellt, so verschwinden bei genügend engem Spalt im Bild die horizontalen Linien, während die vertikalen bestehen bleiben. Bei vertikalem Spalt verschwinden die vertikalen

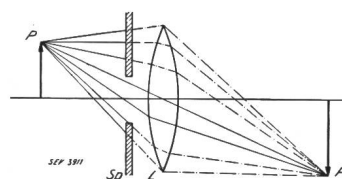


Fig. 1.

Erzeugung eines Bildes P'
vom Gegenstand P
mit einer Linse.

Linien und die horizontalen bleiben. Noch schlimmer wird es, wenn wir den Spalt unter 45 Grad zu den Netzlinsen aufstellen. Dann erhalten wir im Bild ein System von schräg verlaufenden Streifen, welche im Original gar nicht vorhanden sind. Durch das Einführen einer engen Blende wird das Bild vollständig gefälscht; von einer Abbildung kann also keine Rede mehr sein.

Der Grund für das Versagen der geometrischen Optik liegt darin, dass sie nur eine erste Näherung darstellt. In Wirklichkeit gibt es keine geraden, linienschmalen Lichtstrahlen, denn das Licht hat Wellennatur. Erst die Wellenoptik, welche der

¹⁾ Die Referate werden in einer Broschüre gesammelt und von der Physikalischen Gesellschaft Zürich herausgegeben.

Wellennatur des Lichtes Rechnung trägt, vermag es, den genauen Tatbestand wiederzugeben. Die geometrische Optik gibt nur dann richtige Resultate, wenn die Dimensionen der Apparate (Spalte usw.) gross sind gegenüber der Wellenlänge des Lichtes.

2. Wir werden also darauf geführt, zwei Arten von Strahlung zu unterscheiden, erstens die Wellenstrahlung und zweitens die Korpuskular- oder Teilchenstrahlung. Eine Wellenstrahlung haben wir vor uns bei den Wellen der drahtlosen Telegraphie, beim gewöhnlichen Licht, bei den Röntgenstrahlen und bei den γ -Strahlen, welche von radioaktiven Substanzen bei deren Zerfall ausgesandt werden. Bei einer Korpuskularstrahlung haben wir es mit rasch bewegten Teilchen zu tun. Legen wir z. B. an die Elektroden einer gasgefüllten Entladungsröhre eine hohe Spannung an, so beobachten wir bei bestimmtem Druck eine Strahlung, welche von der negativen Elektrode, der Kathode, ausgeht und die Glaswände der Entladungsröhre zum Fluoreszieren bringt. Diese Strahlung (Kathodenstrahlen) besteht aus rasch bewegten Elektronen; sie lässt sich durch ein Magnetfeld leicht ablenken. Ausser Elektronen treten bei einer Gasentladung auch positive und negative Ionen (geladene Atome) auf; sie bilden die sogenannten Kanalstrahlen. Sie erfahren in einem Magnetfeld ebenfalls eine Ablenkung; nur ist diese Ablenkung infolge der grösseren Masse der Ionen viel kleiner als bei Kathodenstrahlen. Beim Zerfall der radioaktiven Elemente treten ausser den γ -Strahlen die sogenannten α - und β -Strahlen auf. β -Strahlen sind Elektronen grosser Geschwindigkeit, α -Strahlen doppelt positiv geladene Heliumkerne (He^{++}). Es ist heute möglich, einzelne solcher α -Teilchen nachzuweisen und abzuzählen (Zählrohr von Geiger-Müller).

3. Es gelingt nun, mit Licht alle jene Erscheinungen zu erzeugen, welche wir mit Schallwellen erhalten können. Wir können z. B. zwei oder mehrere Wellen einander überlagern und finden dabei, dass je nach der Phasendifferenz der beiden Wellen diese sich verstärken oder auch schwächen können. Diese Erscheinung nennt man Interferenz. Das Auftreten von Interferenzen ist direkt ein Beweis dafür, dass man es mit einem Wellenvorgang zu tun hat.

So können wir im Apparat von Quincke (Fig. 2) die von einer Stimmgabel St ausgehende Schallwelle von A aus auf zwei Wegen x_1 und x_2 zum Mikrophon M gelangen lassen. Die Welle über x_1 und die Welle über x_2 setzen sich in Punkt B wieder zusammen; sie überlagern sich. Wir messen dann im Mikrophon, je nach der Wegdifferenz ($x_1 - x_2$), grössere oder kleinere Schallintensität.

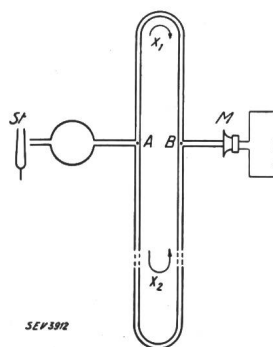


Fig. 2.

Apparat von Quincke.

Diese Intensität ist am grössten, wenn ($x_1 - x_2$) ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge λ ist: $\Delta = (x_1 - x_2) = n\lambda$ (n : ganze Zahl), am kleinsten, wenn die Wegdifferenz ein ungerades Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt: $\Delta = (2n+1) \frac{\lambda}{2}$ (Fig. 3).

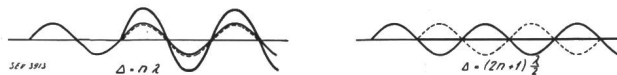


Fig. 3.

Überlagerung von Wellen.

Beim Interferometer von Michelson, welches das optische Analogon zum Quinckeschen Apparat darstellt, wird der von der Lichtquelle L (Fig. 4) ausgehende Lichtstrahl durch einen halbdurchlässigen Spiegel in zwei Strahlen zerlegt, welche bis zu ihrem Wiedervereinigungspunkt B verschiedene Wege x_1 und x_2 durchlaufen. Je nach der Phasendifferenz der beiden sich im Punkt B überlagernden Wellen erhalten wir im Punkt H hell oder dunkel. Dies gilt allerdings nur für ein ganz schmales paralleles Strahlenbündel. Tatsächlich haben wir auch Strahlen, welche zum gezeichneten Strahlenweg etwas schief stehen und deshalb eine andere Phasendifferenz aufweisen. Wir erhalten dann

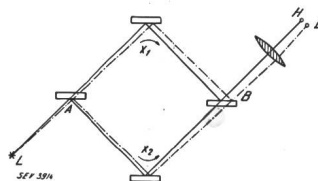


Fig. 4.

Interferometer von Michelson.

nicht ein gleichmässig helles oder ein gleichmässig dunkles Gesichtsfeld, sondern ein System von hellen und dunklen Streifen (Interferenzstreifen). Decken wir den einen oder den anderen Strahl ab, so verschwindet die Interferenzerscheinung und macht einer gleichmässigen Helligkeit Platz. Dieser Interferenzversuch ist das optische Analogon zum Versuch von Quincke und beweist, dass das Licht tatsächlich ein Wellenvorgang ist.

Auch mit Wasserwellen lassen sich Interferenzerscheinungen hervorbringen. Zwei in Wasser ein-

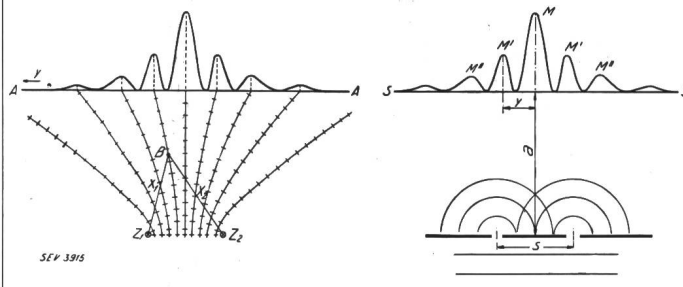


Fig. 5.

Interferenzfeld zweier Kreiswellen.

Fig. 6.

Interferenz an einem Doppelspalt.

tauchende schnell vibrierende Stifte Z_1 und Z_2 erzeugen auf der Wasseroberfläche zwei Systeme von Kreiswellen (Fig. 5). Da die beiden Stifte in Phase arbeiten oder, wie man sagt, kohärent sind, so

stehen die von ihnen erzeugten Wasserwellen in bestimmten Phasenbeziehungen zueinander. Betrachten wir das von den beiden sich überlagernden Wellensystemen erzeugte Interferenzbild, so sehen wir, dass die Stellen konstanter Phasendifferenz auf Hyperbeln liegen (für die Phasendifferenz ist ja die Wegdifferenz $x_1 - x_2$ massgebend). Die Stellen, an denen die Erregung null ist, liegen auf solchen Hyperbeln, ebenso die Stellen maximaler Erregung. Längs der Geraden AA (Fig. 5) ändert sich die Erregung auf die in Fig. 6 angegebene Weise; mathematisch lässt sie sich darstellen durch den Ausdruck

$$\frac{\sin^2 y}{y^2}$$

Genau die gleiche Erscheinung erhält man, wenn man einen Doppelspalt (Fig. 6) mit parallelem Licht beleuchtet. Aus dem Prinzip von Huygens wissen wir, dass dann von den beiden Spalten zwei kohärente Kugelwellen ausgehen, welche sich überlagern. Auf einem Schirm SS erhalten wir die gleiche Helligkeitsverteilung wie bei Wasserwellen: abwechselnd helle und dunkle Streifen. Für den Abstand y der beiden Maxima M und M' gilt:

$$y \sim \frac{a \cdot \lambda}{s}, \text{ wobei } s \text{ den Abstand der beiden Spalte,}$$

a den Abstand Spalte—Schirm und λ die Wellenlänge des Lichtes bedeutet. Diese Interferenzerscheinung kann jedoch nur bei äusserst engen, dicht benachbarten Spalten beobachtet werden. Dies ist eine Folge davon, dass die Wellenlänge des sichtbaren Lichtes sehr klein ($\lambda \sim 10^{-5}$ cm) ist. Sobald die Dimensionen des Spaltsystems viel grösser werden als diese Wellenlänge, werden die Abstände der Maxima M' vom mittleren Spaltbild M so gering, dass sie von diesem nicht mehr getrennt erscheinen.

Jedenfalls sehen wir auch aus diesem Versuch, dass das Licht Wellennatur hat. Denn wenn das Licht aus Teilchen bestehen würde, welche voneinander nichts wissen, so müsste beim Zuhalten des einen Spaltes die Lichtintensität auf dem Schirm sich nur insofern ändern, als sie überall auf die Hälfte herabsinken würde. Dies ist aber gar nicht der Fall: beim Schliessen des einen Spaltes verschwinden die Maxima und Minima, um einer gleichmässigen Helligkeit Platz zu machen. Fragen wir also danach, *wohin* die Lichtenergie geht, wo die Stellen grösster, wo die Stellen kleinster Helligkeit liegen, so können wir diese Frage stets nur auf Grund der Wellenauffassung des Lichtes beantworten.

4. Daneben zeigt aber das Licht bei sehr vielen Vorgängen Teilchennatur: man kann diese Vorgänge nur so erklären, dass man dem Licht die Eigenschaften einer Korpuskularstrahlung zuspricht. Man fasst also dabei das Licht auf als bestehend aus Teilchen, den sogenannten Photonen oder Lichtquanten, welche eine bestimmte Masse m , einen bestimmten Impuls $m \cdot v$ (v : Geschwindigkeit der Teilchen) und eine bestimmte Energie E besitzen sollen.

Die Teilchennatur des Lichtes tritt unter anderem beim photoelektrischen Effekt in Erscheinung. Lässt man Licht auf eine sehr dünne Metallschicht auffallen, so wird das Licht absorbiert; dafür treten aus der Schicht Elektronen (negativ geladene Elementarteilchen der Elektrizität) aus (Fig. 7). Die Zahl der emittierten Elektronen ergibt sich als proportional zur einfallenden Lichtenergie. Die Geschwindigkeit v , mit welcher die Elektronen die Metallschicht verlassen, stellt sich hingegen als gänzlich unabhängig von der Lichtenergie heraus, ganz im Gegensatz zu dem, was man auf Grund der Wellenauffassung des Lichtes erwarten sollte. Hingegen ist v sehr abhängig von der Farbe, also von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes.

Nun haben andere Erscheinungen, wie die Strahlung des schwarzen Körpers, die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme usw. die Physiker darauf geführt, anzunehmen, dass die Lichtenergie nur in ganz bestimmten Portionen E vorkommen kann, welche der Frequenz ν des Lichtes proportional sein sollte (Planck, Einstein 1905). Da zwischen Wellenlänge λ , Schwingungszahl ν und der Lichtgeschwindigkeit c die Beziehung $\nu \cdot \lambda = c$ besteht, sehen wir, dass diese Energieportionen um so grösser werden, je kleiner die Wellenlänge des Lichtes wird. Es ist also

$$E = h \cdot \nu.$$

Dabei bedeutet h die universelle Plancksche Konstante ($h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ erg · s). Den Vorgang beim photoelektrischen Effekt haben wir uns also folgendermassen vorzustellen: die gesamte Energie des einfallenden Lichtquants $h\nu$ wird einem einzelnen Elektron erteilt. Dieses Elektron erhält also grosse Bewegungsenergie und verlässt die Metallschicht. Es muss aber dazu eine bestimmte Arbeit, die Austrittsarbeit A leisten. Den Rest der Energie behält es in Form von kinetischer Energie $\frac{mv^2}{2}$ bei.

Es gilt demnach

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} \quad (\text{Gleichung von Einstein}).$$

Wir sehen daraus, dass v tatsächlich nicht von der einfallenden Gesamtenergie, sondern nur von der Grösse einer einzelnen Energieportion $h\nu$ abhängt. Jeder Frequenz ν des Lichtes entspricht eine ganz bestimmte Austrittsgeschwindigkeit v .

Diese Austrittsgeschwindigkeit v können wir aber messen. Die Platte, aus welcher die Elektronen austreten, wird mit einem Elektrometer verbunden, dessen Gehäuse geerdet ist; der Platte wird eine zweite geerdete Platte gegenübergestellt (Fig. 7). Durch den Verlust an negativen Elektronen wird die erste Platte allmählich auf ein posi-

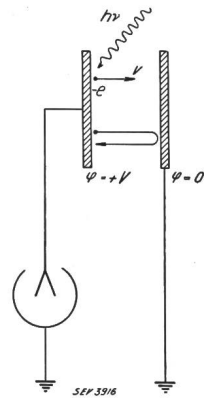


Fig. 7.
Photoelektrischer Effekt.

tives Potential geladen, welches schliesslich so gross wird, dass es das weitere Austreten von Elektronen trotz deren Geschwindigkeit v verhindert. Es stellt sich also nach einiger Zeit ein bestimmtes Endpotential ein. Für die Grösse dieses Endpotentials V erhalten wir aus

$$e \cdot V = \frac{mv^2}{2} = h\nu - A$$

den Wert

$$V = \frac{h}{e} \cdot \nu - \frac{A}{e}$$

Dabei bedeuten hier e die Ladung und m die Masse des Elektrons. Je grösser die Frequenz ν , um so grösser das Endpotential V . Ein Versuch bestätigt dies qualitativ. Millikan hat auf Grund genauer Messungen gezeigt, dass V wirklich streng linear von ν abhängt. Es ist dies eine Bestätigung dafür, dass das Licht aus einzelnen Energieportionen $E = h\nu$ besteht.

Da das Lichtquant eine bestimmte Energie besitzt, müssen wir ihm auch eine bestimmte Masse zusprechen. Denn jeder Energiemenge E kommt die träge und schwere Masse

$$m_g = \frac{E_{erg}}{c^2}$$

(c : Lichtgeschwindigkeit. $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm \cdot s $^{-1}$) zu. Wir müssen dies unbedingt annehmen, sonst würde der Impulssatz verletzt und damit eines der Grundprinzipie der ganzen Physik hinfällig. 1 g Masse ist somit der Energiemenge $9 \cdot 10^{20}$ erg oder 20 000 000 000 kcal äquivalent. Dieser Wert entspricht ungefähr der Wärmemenge, welche man durch Verbrennen von 3000 t Kohle erhalten würde. Umgekehrt können wir sagen, dass die Energie eine sehr kleine Masse hat, sehr wenig wiegt. Nun haben die Lichtquanten an sich schon eine sehr kleine Energie, so dass ihre Masse überaus kleine Werte besitzt. Wir wollen in Tabelle I eine kleine Zusammenstellung für die Massen der verschiedenen Lichtquanten angeben:

Tabelle I.

Strahlung	Wellenlänge λ	Energie in erg	Energie in eVolt	Masse g
Radiowellen . . .	~ 300 m	$7 \cdot 10^{-21}$	$4,5 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-41}$
Lichtwellen . . .	$6 \cdot 10^{-5}$ cm	$3 \cdot 10^{-12}$	2	$3 \cdot 10^{-33}$
Röntgenstrahlen .	$1 \cdot 10^{-8}$ cm	$2 \cdot 10^{-8}$	12 000	$2 \cdot 10^{-29}$
γ -Strahlen . . .	$20 \cdot 10^{-11}$ cm	$1 \cdot 10^{-6}$	600 000	$9 \cdot 10^{-28}$
Kosmische Strahlung (?) . . .	$1,3 \cdot 10^{-13}$ cm	$1,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-9}	$2 \cdot 10^{-24}$

Wir erhalten die Werte $E = h\nu$ aus der Wellenlänge λ mit Hilfe der Beziehung $\lambda\nu = c$ zu $E = \frac{h \cdot c}{\lambda}$. Für gelbes Licht ist $\lambda \sim 6 \cdot 10^{-5}$ cm. Damit wird

$$E = \frac{6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{-10}}{6 \cdot 10^{-5}} = 3 \cdot 10^{-12} \text{ erg.}$$

Wir können die Energie auch angeben in Elektronenvolt (eVolt). Diese Angabe in eVolt bedeutet folgendes: lassen wir ein Elektron die Potentialdifferenz V Volt durchlaufen, so wird es beschleunigt und erhält die kinetische Energie $\frac{mv^2}{2} = eV$.

Anstatt diese Energie in Erg anzugeben, genügt es, den Wert von V zu kennen, da wir aus der Ladung des Elektrons e diese Energie jederzeit berechnen können. Wir können sogar jede Energiemenge auf diese Weise durch den Wert von V angeben¹⁾.

Aus der Energie des Lichtquants bei gelbem Licht erhalten wir seine Masse durch Division durch c^2 :

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{3 \cdot 10^{-12}}{9 \cdot 10^{20}} \sim 3 \cdot 10^{-33} \text{ g.}$$

Wir müssen hier auf einen wesentlichen Unterschied hinweisen zwischen der Masse eines materiellen Teilchens und der Masse eines Lichtquants. Ein Korpuskel, wie z. B. ein Elektron, welches sich in Ruhe ($v = 0$) befindet, besitzt schon in diesem Zustande eine gewisse Masse m_0 , die als Ruhemasse bezeichnet wird. Wenn das Korpuskel in Bewegung gebracht wird, so erhält es kinetische Energie; diesem Zuwachs an Energie entspricht aber ein Zuwachs an Masse. Dies heisst nichts anderes, als dass die Masse des Korpuskels mit seiner Geschwindigkeit wächst. Diese Massenveränderlichkeit lässt sich durch die experimentell sehr gut bestätigte Gleichung

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

darstellen. Ein Photon hingegen verdankt seine ganze Masse seiner «kinetischen Energie», es hat keine Ruhemasse. Bringt man es zum Stillstand, so nimmt man ihm seine ganze Energie und damit auch seine ganze Masse. Man kann also ein Photon nicht abbremsen, ohne es in ein anderes Teilchen zu verwandeln.

Wie wir aus der vorhin gegebenen Zusammenstellung erschen können, sind die Massen der Photonen im allgemeinen sehr klein, kleiner als die Massen der Atome. So beträgt die Masse eines Lichtquants ungefähr 10^{-27} g, während die Masse des leichtesten Atoms, des Wasserstoffatoms, rund tausendmal grösser, gleich $1,64 \cdot 10^{-24}$ g ist. Der Aufprall eines Photons ist daher, trotz seiner enormen Geschwindigkeit von 300 000 km/s, sehr klein, so dass wir den Stoss des einzelnen Photons auf einen grösseren Körper nicht merken können. Den Aufprall sehr vieler Photonen hingegen, der sich in Form des Strahlungsdruckes äussert, können wir jedoch gut nachweisen.

Man kann aber auch das Lichtquant (Röntgen- oder γ -Strahlquant) mit einem extrem leichten Teil-

¹⁾ Eine Röntgenröhre, an welche die Spannung von V Volt gelegt ist, liefert keine Röntgenlichtquanten, deren Energie grösser ist als V Elektronenvolt.

chen, z. B. mit einem Elektron ($m_0 = 0,9 \cdot 10^{-27}$ g) zusammenstossen lassen. Ein solcher Einzelvorgang lässt sich mit der Wilsonmethode leicht verfolgen. (Bei der Wilsonmethode werden die Bahnen der Elektronen und Ionen durch Streifen feinsten mikroskopischer Nebeltröpfchen sichtbar gemacht, welche sich unter besonderen Bedingungen längs dieser Bahnen bilden [Fig. 8].) Man sieht dann, dass für den Stoss eines Lichtquants genau dieselben Gesetze gelten wie für den Stoss irgend zweier Masseteilchen. Es gelten dabei auch der Satz von der Erhaltung der Energie und des Impulses (Impuls $J = \text{Masse } m \text{ mal Geschwindigkeit } v$). Das einfallende Lichtquant erteilt dem Elektron eine bestimmte kinetische Energie und wird selber in einer anderen Richtung zurückgeworfen (Fig. 9). Die Energie des Lichtquants vermindert sich dabei

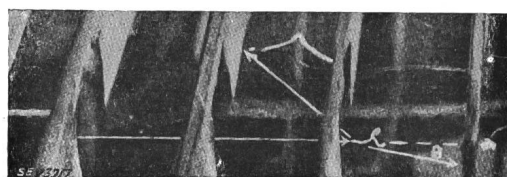


Fig. 8.

Zusammenstoss eines Lichtquants mit einem Elektron. Aufnahme nach der Wilsonmethode.

Die Richtung des einfallenden Röntgenquants ist durch die Blenden gegeben. Sichtbar ist die Bahn des getroffenen Elektrons. Das abgelenkte Lichtquant ist unsichtbar. Es trifft aber später auf ein anderes Elektron, welches ebenfalls eine Spur hinterlässt. Damit ist auch die Richtung des abgelenkten Lichtquants bestimmt.

um den dem Elektron erteilten Betrag, was gleichbedeutend ist mit einer Verkleinerung seiner Frequenz oder mit einer Vergrößerung der Wellenlänge. Denn es muss gelten

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + h\nu' \quad \nu' < \nu, \quad \lambda' > \lambda$$

Indem wir auf diesen Vorgang den Satz von der Erhaltung der Gesamtenergie und des Gesamtimpulses anwenden, erhalten wir die Wellenlängenvergrößerung $\Delta\lambda$ für den Fall, dass das Lichtquant von seiner ursprünglichen Richtung um den Winkel ϑ abgelenkt wurde:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc} \cdot 2 \cdot \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$$

Tatsächlich gelang es zuerst Compton bei der Streuung von Röntgenstrahlen an Elektronen, diese Wellenlängenänderung in der richtigen Grösse nachzuweisen. Fig. 10 zeigt eine Spektralaufnahme der gestreuten Strahlung. Man sieht hier deutlich ausser der Strahlung unveränderter Wellenlänge auch das Auftreten der Comptonstrahlung vergrößerter Wellenlänge.

Also auch beim Compton-Effekt deutet alles darauf hin, dass wir das Lichtquant als richtiges Teilchen aufzufassen haben, dass das Licht eine Korpuskularstrahlung ist. Es sieht also ganz so aus, als ob das Licht eine *Doppelnatur* hätte, dass es zugleich Partikel und Welle wäre. Fragen wir da-

nach, *wohin* das Licht geht, so liefert uns die *Wellenauffassung* die richtige Antwort. Wollen wir hingegen wissen, *wie* sich das Licht an einer bestimmten Stelle verhält, so können wir dies nur

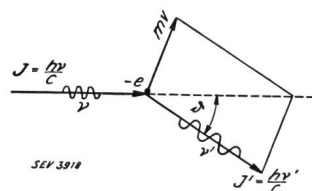


Fig. 9.

Zusammenstoss eines Lichtquants mit einem Elektron.

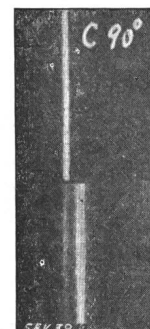


Fig. 10 (rechts).

Spektralaufnahme der einfallenden (oben) und der gestreuten Strahlung (unten, nach rechts zunehmende Wellenlänge).

auf Grund der *Korpuskularvorstellung* voraussagen. Bis vor einigen Jahren war es gänzlich unmöglich, diesen Widerspruch zu erklären.

5. Noch schlimmer wurde die Situation, als es gelang, auch mit Korpuskularstrahlen Interferenzen zu erzeugen. Dies war ein Beweis, dass auch die Materieteilchen Wellennatur haben (Materiewellen). Diese Materiewellen wurden von Louis de Broglie 1926 auf Grund theoretischer Ueberlegun-

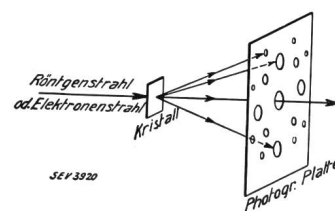


Fig. 11.

Interferenzen von Röntgenstrahlen oder Elektronenstrahlen an Kristallen.

gen vorausgesagt und tatsächlich kurz darauf von Davisson und Germer experimentell nachgewiesen.

Bekanntlich können wir mit Röntgenstrahlen, wenn wir sie auf Kristalle einfallen lassen, Interferenzen erzeugen (Fig. 11 und 12). Genau die gleichen Interferenzerscheinungen erhalten wir, wenn wir einen Kathodenstrahl, der ja aus raschen Elektronen besteht, auf den Kristall einfallen lassen (Fig. 13). Es ist dies ein Beweis dafür, dass ein Elektronenstrahl beim Durchgang durch ein Kristallgitter sich nicht so verhält, als ob er aus Partikeln bestehen würde, sondern wie eine Wellenstrahlung bestimmter Wellenlänge. Für diese Wellenlänge erhält man

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v} \quad \begin{array}{l} m \text{ Masse des Partikels} \\ v \text{ Geschwindigkeit des Partikels} \\ h \text{ Plancksche Konstante} \end{array}$$

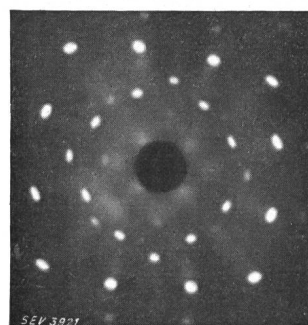


Fig. 12.

Röntgeninterferenzen an Na Cl.

Es besteht somit eine ziemlich weitgehende Wesensgleichheit zwischen Licht und Materie. Das Lichtquant ist ein Partikel mit der Masse $m = \frac{h \cdot \nu}{2c}$

und dem Impuls $m \cdot c = \frac{h \cdot \nu}{c}$. Der Unterschied ist nur der, dass die Ruhemasse des Lichtquants null ist, während ein Materieteilchen immer eine endliche, nicht verschwindende Ruhemasse besitzt.

Wir müssen uns hier die Frage stellen, wieso die gewöhnliche Mechanik, welche die Partikel durchwegs als Massenpunkte behandelt, ohne Berücksichtigung ihrer Welleneigenschaften, in so vielen Fällen richtige Resultate liefert? Dies kommt daher, dass die Wellenlänge der Materiewellen λ sehr klein ist. Erst dann, wenn die Gegenstände sehr klein sind, vergleichbar mit dieser Wellenlänge, oder wenn die Bahnen der Teilchen einen Krümmungsradius von der gleichen Grössenordnung wie λ besitzen, tritt die Wellennatur der Materieteilchen in Erscheinung und

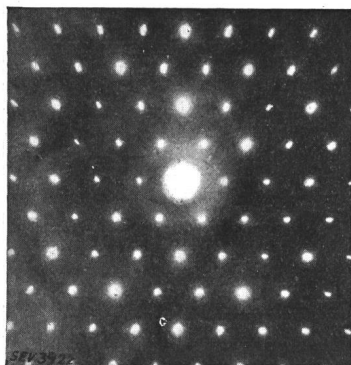


Fig. 13.
Elektroneninterferenzen
an Glimmer.

versagt die gewöhnliche Mechanik. Solche Verhältnisse finden wir im Atom vor. Wir befinden uns hier im gleichen Fall wie bei der geometrischen Optik. Wie diese nur eine erste Näherung darstellt und bei ihrem Versagen durch die Wellenoptik ersetzt werden muss, ist die gewöhnliche Mechanik ebenfalls nur eine erste Näherung, die in vielen Fällen die Vorgänge mit grosser Genauigkeit beschreibt (Makromechanik), in anderen Fällen aber versagt. Sobald wir es mit kleinen Dimensionen zu tun haben, sobald wir die Gesetzmässigkeiten und Vorgänge in Atomen behandeln wollen, müssen wir zu einer genaueren Mechanik greifen, zur Wellenmechanik, welche den Welleneigenschaften der Materieteilchen Rechnung trägt. Diese Wellenmechanik ist zwar erst in den letzten zehn Jahren entwickelt worden (Heisenberg, Schrödinger, Dirac), kann aber trotzdem auf die grössten Erfolge zurückblicken.

6. Wir haben also gefunden, dass die beiden Arten von Elementarteilchen, die Photonen und die negativen Elektronen, beide zugleich Korpuskelnatur und Wellennatur zeigen. Es gibt aber auch noch andere Elementarteilchen. 1932/33 haben die Physiker ein weiteres leichtes Elementarteilchen entdeckt, das Positron (positiv geladenes Elektron). Neben diesen leichten Teilchen kennen wir auch schwerere, das Proton und das Neutron.

a) Die Photonen oder Lichtquanten haben, wie wir gesehen haben, eine sehr geringe Masse (10^{-33}

bis 10^{-27} g). Sie lassen sich in elektrischen und magnetischen Feldern nicht ablenken. Wir schliessen daraus, dass sie keine elektrische Ladung haben (Ladung 0).

b) Das Elektron ist das negativ geladene Elektrizitätsatom (Masse $0,9 \cdot 10^{-27}$ g, Ladung $-e = -1,591 \cdot 10^{-19}$ Coulomb).

c) Das Positron ist das Komplement zum negativen Elektron. Es hat die gleiche Masse, auch seine Ladung ist gleich gross, aber im Gegensatz zum Elektron positiv (Masse $0,9 \cdot 10^{-27}$ g, Ladung $+e$). Das Positron tritt bei Kernumwandlungen in Erscheinung.

d) Das Proton ist nichts anderes als der Wasserstoffkern H^+ . Das Wasserstoffatom besteht ja aus einem negativen Elektron, welches sich um einen positiv geladenen Kern bewegt. Dieser Kern (Proton) ist viel schwerer als das Elektron, er enthält fast die gesamte Masse des Wasserstoffatoms (Masse $1,64 \cdot 10^{-24}$ g, Ladung $+e$).

e) Das Neutron ist ein Teilchen, welches die gleiche Masse wie das Proton hat, aber keine Ladung trägt (Masse $1,64 \cdot 10^{-24}$ g, Ladung 0). Infolgedessen wird es von elektrischen Feldern nicht abgelenkt. Dies erklärt das grosse Durchdringungsvermögen der Neutronen, welche durch sehr dicke Materieschichten hindurchfliegen können (Fig. 14).

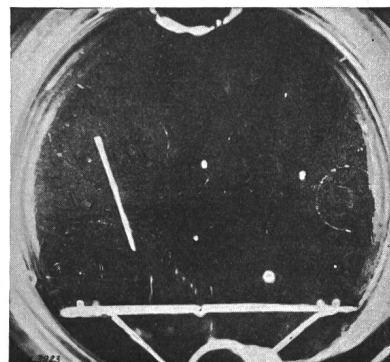
7. Die Positronen, die Neutronen und die Protonen findet man bei Kernreaktionen, bei den Atomumwandlungen, welche bis heute in grosser Zahl durchgeführt werden konnten.

Bekanntlich besteht ein Atom aus einem Kern bestimmter Masse m , welcher eine positive Ladung trägt. Diese Ladung ist immer ein ganzes Viel-

Fig. 14.

Nachweis von
Neutronen nach der
Wilsonmethode.

Der dicke Strich ist
die Bahn eines
Atoms, welches von
dem aus der unteren
Platte wegfliegenden
Neutron getroffen
wurde. Die Bahn des
Neutrons selber ist
unsichtbar.
(Nach Joliot.)



faches der Elektronenladung e (Ladung $Z \cdot e$, dabei gibt Z zugleich die Ordnungszahl im periodischen System der Elemente an). Dementsprechend ist der Kern (in einem neutralen Atom) von Z negativen Elektronen umgeben. Bestimmend für die chemischen Eigenschaften des Atoms ist nur die Anzahl und Anordnung dieser Elektronen, also letzten Endes nur die Kernladungszahl Z . Die Kernmasse ist für das chemische Verhalten unwesentlich. Dementsprechend kennen wir chemisch gleiche Atome, welche aber ganz verschiedene Masse besitzen. Diese Erscheinung heisst Isotopie. So ist z. B. das Ele-

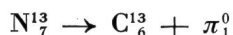
ment Sauerstoff charakterisiert dadurch, dass seine Kernladung $8e$ beträgt. Nun kennen wir ein Atom mit acht Elektronen und einem Kern der Masse 17, aber auch ein Atom mit gleich viel Elektronen und einem Kern der Masse 16. Beides sind trotzdem Sauerstoffatome. Ändern wir die Kernmasse, ohne die Kernladung zu ändern, so haben wir nur ein anderes Isotop des gleichen Elementes erzeugt. Ändern wir hingegen die Kernladung, so erhalten wir ein anderes chemisches Element.

Die Atomkerne sind aufgebaut aus Protonen, Positronen, Elektronen und Neutronen. Wir erkennen dies aus der Tatsache, dass es möglich ist, aus den Kernen diese einzelnen Bestandteile abzuspalten. Bei den radioaktiven Umwandlungen zerfällt der Kern sogar von selbst, ohne äussere Einwirkung.

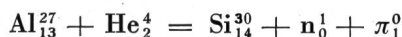
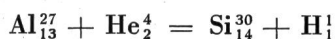
Als Beispiel einer Kernreaktion sei hier die von Joliot und Curie entdeckte Umwandlung von Bor in radioaktiven Stickstoff angeführt. Beschiess man Bor B_{10}^{10} mit α -Teilchen He_2^4 [welche z. B. beim Zerfall des radioaktiven Elementes Polonium emittiert werden und welche eine sehr grosse kinetische Energie besitzen], so erhält man einen Stickstoffkern N_7^{13} und ein Neutron n_0^1 .



Der auf diese Weise erzeugte Stickstoff erweist sich als radioaktiv, denn er zerfällt von selbst, spontan, unter Emission eines Positrons, und zwar in ein Element mit der Kernladung 6, also in Kohlenstoff:



Eine andere Kernumwandlung erhält man beim Beschiessen von Al_{13}^{27} mit α -Teilchen. Es bestehen hier jedoch zwei Umwandlungsmöglichkeiten, welche durch die beiden folgenden Reaktionsgleichungen angegeben sind:



Man erhält also ausser Silizium entweder ein Proton oder ein Neutron und ein Positron. Es wäre nun naheliegend, anzunehmen, dass das Proton aus einem Neutron und einem Positron aufgebaut ist.

Von den 92 Elementen (Wasserstoff bis Uran) haben sich bis jetzt etwa 50 zertrümmern lassen. Bei Beschiessung von Uran mit Neutronen ist sogar das Element 93 entdeckt worden. Sehr viele von den durch Zertrümmerung erzeugten Elementen sind radioaktiv und zerfallen spontan weiter.

8. Wie wir gezeigt haben, besitzt jedes Lichtquant die Bewegungsmasse $m = \frac{h \cdot \nu}{c^2}$. Ist es nun möglich, diese Bewegungsmasse in die Ruhemasse m_0 eines anderen Partikels überzuführen?

Einem Lichtquant der Wellenlänge $20 \text{ XE} = 20 \cdot 10^{-11} \text{ cm}$ (weiche γ -Strahlung oder harte Röntgenstrahlung von 500 000 eVolt Energie) entspricht

²⁾ Der obere Index gibt das Atomgewicht an, der untere die Kernladung oder die Ordnungszahl im periodischen System der Elemente.

die Masse $0,9 \cdot 10^{-27} \text{ g}$. Dies ist zugleich die Masse eines Elektrons. Kann man nun nicht dieses Lichtquant in ein Elektron umwandeln, indem man es abbremsst? Nach dem Satz der Erhaltung der Gesamtladung ist dies ausgeschlossen; das Elektron ist geladen, das Lichtquant jedoch nicht, so dass beim Entstehen eines Elektrons der Erhaltungssatz verletzt wäre. Man kann aber ein doppelt so schweres Lichtquant nehmen, also eines der Wellenlänge $\lambda = 10 \text{ XE}$ oder der Energie 10^6 eVolt . Ein solches Lichtquant hat die Masse von zwei Elektronen und kann in ein Elektronenpaar (ein positives und ein negatives Elektron) übergeführt werden. Die Gesamtladung ist auch nach Umwandlung null, so dass in diesem Fall der Erhaltungssatz der Ladung gewahrt bleibt. Tatsächlich ist es

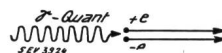


Fig. 15.
Verwandlung eines γ -Quants in ein Elektronenpaar.

Fig. 16 (rechts).
Das Positron und das negative Elektron werden infolge ihrer entgegengesetzten Ladung durch ein Magnetfeld nach verschiedenen Seiten abgelenkt.
(Nach Joliot.)



gelingen, dadurch, dass man γ -Quanten auf Materie fallen liess, diese Quanten in Elektronenpaare zu verwandeln, also Strahlung in Materie (Fig. 15 und 16). Die gründlichen Arbeiten von Anderson, Chadwick, Blackett-Oechialini, Joliot und Meitner haben uns genaue Aufschlüsse über das Vorkommen derartiger Prozesse gegeben.

Die beiden entstehenden Elektronen müssen voneinander entfernt werden, weil sie sich sonst infolge ihrer elektrostatischen Anziehung wieder vereinigen würden. Man muss Lichtquanten nehmen, deren Energie grösser ist als die zur Erzeugung eines Paares nötige. Der Ueberschuss der Energie

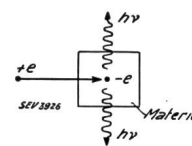
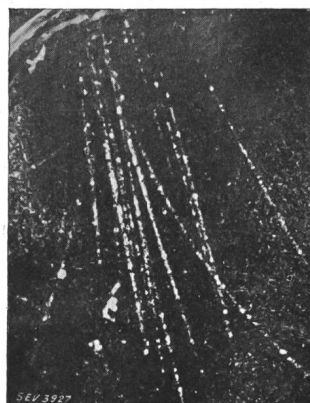


Fig. 18.
Erzeugung von zwei Lichtquanten durch ein Positron (annihilation).

Fig. 17 (links).
Showers.
(Nach Blackett-Oechialini.)

wird dann den beiden Elektronen in Form von kinetischer Energie mitgeteilt, so dass die beiden Elektronen sich voneinander entfernen können. So hat Anderson bei seinen Versuchen die γ -Strahlung verwendet, welche beim Zerfall von Radiothorium RaTh emittiert wird ($\lambda = 5 \text{ XE}$). Die Energie die-

ser Quanten beträgt $2,65 \cdot 10^6$ eVolt. Die Geschwindigkeiten der beiden entstehenden Elektronen wurden durch ihre Ablenkung in einem Magnetfeld gemessen, und ergaben, dass die kinetische Energie des positiven und des negativen Elektrons zusammen $1,6 \cdot 10^6$ eVolt beträgt. Der fehlende Betrag von $1 \cdot 10^6$ eVolt ist gerade die Energiemenge, welche nötig ist, um die beiden Elektronen zu erzeugen.

Auch bei der Absorption der kosmischen Strahlung treten Positronen und Elektronen auf, oft in ganzen Schwärmen (showers), bis zu vierzig Paaren auf einmal (Fig. 17).

9. Man kann aber auch den Vorgang der Paarerzeugung umkehren. Wenn man nämlich ein Positron auf Materie schiesst, so wird es gebremst. Es kommt zur Ruhe und findet dann bald ein negatives Elektron, mit dem es sich vereinigt. Die beiden Teilchen werden vernichtet und es entstehen zwei Lichtquanten von je $0,5 \cdot 10^6$ eVolt Energie ($\lambda = 20$ XE) (Fig. 18). Der Grund, warum zwei Lichtquanten auftreten und nicht nur eines, liegt darin, dass jedes Lichtquant den Impuls $\frac{h \cdot \nu}{c}$ besitzt. Fliegen nun die beiden Lichtquanten in entgegengesetzten Richtungen fort, so ist ihr Gesamtimpuls null und der Satz der Erhaltung des Gesamtimpulses bleibt bewahrt. Allerdings kommt es unter besonderen Umständen vor, dass bei dieser

Vernichtung (annihilation) nur ein Lichtquant auftritt, das aber dementsprechend die Energie von $1 \cdot 10^6$ eVolt besitzt. Der Rückstoss wird dann von einem Atomkern aufgenommen.

Weil wir heute Teilchen und Licht ineinander umwandeln können, müssen wir die Frage nach den Elementarteilchen, aus denen sich die Materie aufbaut, ganz anders ansehen. Wenn z. B. ein Elektron aus einem radioaktiven Kern herausfliegt (β -Zerfall), so dürfen wir nicht mehr behaupten, das Elektron sei schon vorher im Kern gewesen; es kann ebensogut erst beim Zerfallsprozess selbst erzeugt worden sein. Das gleiche gilt für die Emission von γ -Quanten. Wir wissen nicht einmal, ob nicht die Photonen überhaupt nur Elektronenpaare sind, welche miteinander fliegen und dadurch dieses neutrale Lichtquant vortäuschen.

Zusammenfassend können wir sagen, dass jede Strahlung, je nach der experimentellen Anordnung, die eine oder die andere Seite ihres Wesens zeigt, sich manchmal als Welle und manchmal als Korpuskel äussert. Die eklatanteste Bestätigung dieser Einheit beider Gesichtspunkte ist die Erzeugung von Elektronen aus γ -Strahlen und umgekehrt. Durch die Kernreaktionen, die heute in grosser Zahl ausgeführt werden können, ist die Physik im Begriffe, einen weiteren Schritt vorwärts zu tun, und es ist wohl sicher, dass das kommende Jahr eine Fülle von neuen grossen Entdeckungen bringen wird.

Wirkungsgrade und Wirkungsgradkurven elektrischer Maschinen.

Von Milan Vidmar, Ljubljana.

621.3.017.8

Für die Wirtschaftlichkeit einer Maschine ist nicht nur der Anschaffungspreis, sondern auch der Jahreswirkungsgrad massgebend. Der Jahreswirkungsgrad ist dann gut, wenn der momentane Wirkungsgrad bei kleinen und grossen Belastungen nicht wesentlich verschieden ist. Es wird gezeigt, wie beim Transformator ein solcher günstiger Verlauf der Wirkungsgradkurve erreicht werden kann. Beim Turbogenerator sind die Schwierigkeiten bedeutend grösser als beim Transformator. Einige Möglichkeiten zur Behebung dieser Schwierigkeiten werden angegeben, wobei besonders auf die Ideen von Blathy hingewiesen wird.

L'économie d'une machine ne se mesure pas seulement au prix d'acquisition, mais aussi au rendement annuel. Celui-ci est bon lorsque le rendement momentané n'est pas sensiblement différent aux faibles et aux fortes charges. L'auteur montre comment on peut réaliser pour le transformateur une courbe de rendement présentant cette allure favorable. Pour le turbo-alternateur, des difficultés sérieuses s'y opposent et l'auteur indique quelques moyens d'y parer, en se référant spécialement aux idées de Blathy.

I.

Die Wirkungsgrade elektrischer Maschinen waren von allem Anfang an so überraschend hoch, dass die Elektrotechnik durch Jahrzehnte bemüht sein konnte, sie zu verschlechtern. Dies tat sie natürlich nicht aus Uebermut. Sie wollte billige Maschinen bauen. Sie erhöhte mehr und mehr die Stromdichten im Kupfer und die Liniendichten im Eisen, um mit weniger Kupfer und Eisen auszukommen. Dabei kämpfte sie lange nur mit den selbst immer wieder heraufbeschworenen Schwierigkeiten der Wärmeabfuhr.

Allmählich dämmerte die Erkenntnis, dass das merkwürdige Spiel nicht unbegrenzt fortgesetzt werden könne. Man wurde mit der Zeit der Tatsache gewahr, dass die Anschaffung einer Maschine

noch nicht sämtliche Geldopfer beinhalte, dass die Betriebsverluste auch Geld kosten, und kam schliesslich zur Feststellung, dass Anschaffungspreis und Wirkungsgrad den Wert einer Maschine gemeinsam kennzeichnen.

Nichts kann für den reifen Elektromaschinenbau bezeichnender sein als der Kampf, der in den letzten Jahren um den Wirkungsgrad grosser Turbogeneratoren geführt wird. Als Ziel dieses Kampfes bezeichnete der bekannte Grossmeister des Elektromaschinenbaues, O. T. Bláthy, dem Verfasser gesprächsweise 99 % Wirkungsgrad. Mit gewaltigen konstruktiven Mitteln kommt er selbst in der Tat diesem Ziel schon sehr nahe. Auf der letzten internationalen Hochspannungskonferenz in Paris wurde über einen neuen Bláthy-Turbogenerator