

trischen Widerstandes und seines Temperaturkoeffizienten bei den einzelnen Schichten durchgeführt<sup>3</sup>.

Die ausgezogene Kurve in dem Diagramm ergibt sich nach der Theorie von KLEIN und SMITH<sup>6</sup>, wenn man, nach einem Vorschlag von CRITTENDEN und HOFFMAN<sup>1</sup> den Zusammenhang zwischen der Anzahl der Atomlagen (hierauf beziehen sich die genannten theoretischen

<sup>6</sup> M. J. KLEIN u. R. S. SMITH, Phys. Rev. **81**, 378 [1951].

Ergebnisse) und der jeweiligen Schichtdicke nicht mit Hilfe der Gitterkonstante des Nickels ( $3,5 \text{ \AA}$ ) berechnet, sondern hierfür den Abstand der (111)-Ebenen (etwa  $2 \text{ \AA}$ ) verwendet.

Herrn Prof. Dr. E. KAPPLER möchte ich für sein förderndes Interesse und die Bereitstellung von Institutmitteln danken.

## Zur Energie – Reichweite-Beziehung für monoenergetische schnelle Elektronen \*

Von H. BREUER, D. HARDER und W. POHLIT

Aus dem Max-Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt a. M.

Direktor: Prof. Dr. Dr. h. c. Dr. h. c. B. RAJEWSKY

(Z. Naturforsch. 13 a, 567–568 [1958]; eingegangen am 20. Mai 1958)

Für die vorliegenden Messungen der Energie und der Reichweite schneller Elektronen diente als Strahlquelle ein 35 MeV-Betatron, bei dem der Elektronenstrahl herausgelenkt werden konnte.

Die Energie der austretenden Elektronen wurde durch Bestimmung der Schwellenwerte (bzw. der Knické in den Aktivierungskurven) für die  $(\gamma, n)$ -Prozesse in Cu<sup>63</sup>, O<sup>16</sup> und Cl<sup>12</sup> gemessen. Tab. 1 zeigt die Schwellenener-

Probe	Schwellenenergie MeV	Integratoreinstellung Skt.
Cu <sup>63</sup>	10,56 <sup>1</sup>	$1090 \pm 10$
O <sup>16</sup>	$15,605 \pm 0,012^2$	$1650 \pm 15$
Cl <sup>12</sup>	$18,728 \pm 0,027^2$	$1960 \pm 15$

Tab. 1.

gien mit den zugehörigen Integratoreinstellungen am Betatron. Die Energiekonstanz des Betatrons wurde im steilen Anstieg der Aktivierungskurve von Cu<sup>63</sup> [ $(\gamma, n)$ -Prozeß] bei 12,3 MeV geprüft. Als Maß für die Energiekonstanz diente dabei die Aktivität der bestrahlten Proben. Aus Abb. 1 geht hervor, daß nach einer Aufwärmzeit des Betatrons von ca. 3 Stunden die Energiekonstanz des Elektronenstrahls besser als  $\pm 10$  keV ist.

Zur Bestimmung der Elektronenreichweite in Aluminium wurde für verschiedene Elektronenenergien die Absorptionskurve (AK) aufgenommen. Hierzu konnte Absorbermaterial verschiedener Dicke mit einer ferngesteuerten Anlage zwischen Strahlenquelle und Detektor (dünnwandige Durchstrahl-Ionisationskammer<sup>3</sup>, Querschnitt des Meßvolumens  $1,5 \text{ cm}^2$ ) gebracht werden. Zur Bestimmung der „maximalen Reichweite“ (die „praktische Reichweite“ ist für kleine Detektoren abhängig vom Strahldurchmesser) wurde der Verlauf des hinteren Teiles der AK — einer Überlegung von KATZ

\* Herrn Prof. Dr. B. RAJEWSKY zum 65. Geburtstag gewidmet.

<sup>1</sup> L. KATZ u. Mitarbeiter (unveröffentlicht).

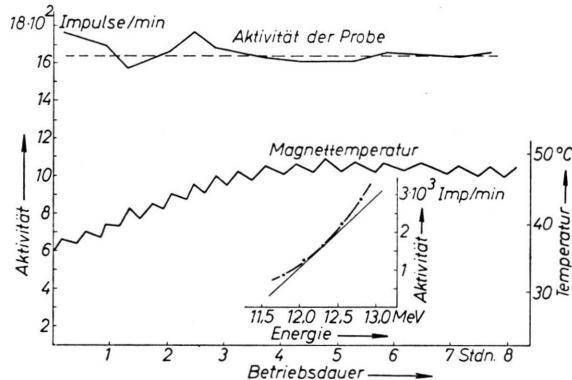


Abb. 1. Die Energiekonstanz des Betatrons.

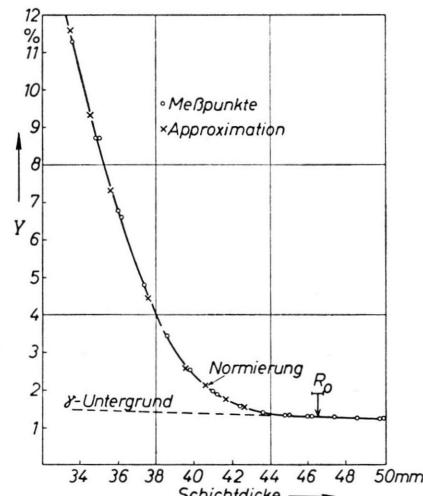


Abb. 2. Elektronenabsorptionskurve und Approximation.

und Mitarb.<sup>4</sup> für  $\beta$ -Strahler folgend — durch folgende Potenzfunktion angenähert:

$$Y = K(R_0 - R)^n.$$

<sup>2</sup> M. BIRNBAUM, Phys. Rev. **93**, 146 [1954].

<sup>3</sup> D. HARDER, Dissertation, Frankfurt (Main) 1957.

<sup>4</sup> L. KATZ u. Mitarb., Phys. Rev. **77**, 289 [1950].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Dabei ist  $Y$  die Anzeige des Detektors hinter der Schichtdicke  $R$ ,  $R_0$  die gesuchte „maximale Reichweite“,  $K$  eine Konstante und  $n$  eine positive Zahl größer als 1. Um

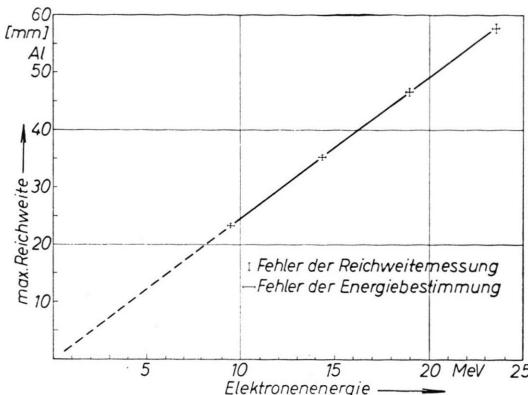


Abb. 3. Energie-Reichweite-Beziehung.

die Konstanten der Potenzfunktion zu finden, wird  $\log Y'$  ( $Y'$  = Detektoranzeige mit abgezogenem Untergrund) gegen  $\log(R_0 - R)$  aufgetragen, wobei für  $R_0$  beliebige Werte eingesetzt werden. Die Kurve, durch die die Meßpunkte für kleine  $Y'$  am besten mit einer

Geraden angenähert werden können, liefert die gesuchte „maximale Reichweite“  $R_0$ . Abb. 2 zeigt eine gemessene AK (●) und die Approximation (×) durch die ermittelte Funktion  $Y = K(46,5 - R)^{3,33}$ . Der Pfeil weist auf den Normierungspunkt für Meßkurve und Approximation. Man erkennt, daß die Annäherung bis zu  $Y = 10\%$  recht gut ist.

Untersuchungen bei gleicher Energie und verschiedenem Strahldurchmesser zeigten, daß die „maximale Reichweite“ vom Strahldurchmesser unabhängig ist. Die in Al gemessenen „maximalen Reichweiten“ sind in Abb. 3 als Funktion der Energie aufgetragen. Die Meßpunkte lassen sich gut durch eine Gerade verbinden, die durch den Nullpunkt geht, und es ergibt sich:

$$R_{\max} = 0,246 E$$

( $R_{\max}$  in cm Al und  $E$  in MeV). Die Gültigkeit dieser Relation ist gesichert für  $10 \text{ MeV} < E < 23 \text{ MeV}$ , vermutlich ist der Gültigkeitsbereich noch größer.

Differenziert man die Energie-Reichweite-Beziehung, so erhält man einen differentiellen Energieverlust der Elektronen in Al. Dieser aus der „maximalen Reichweite“ abgeleitete „minimale differentielle Energieverlust für Ionisation und Anregung“ ist im untersuchten Bereich unabhängig von der Energie der einfallenden Elektronen. Dieses Resultat ergibt sich auch aus der LANDAU-Theorie, ähnlich wie die Energieabhängigkeit des wahrscheinlichsten Energieverlustes für  $\beta > 0,95$ .

## Über die Wechselwirkungsenergie der Ladungsträger in einem Plasma

Von O. THEIMER

The University of Oklahoma, Department of Physics, U.S.A.

(Z. Naturforschg. 13 a, 568—569 [1958]; eingegangen am 21. April 1958)

Die thermodynamischen Funktionen eines Systems von Punktladungen wurden zum erstenmal von DEBYE und HÜCKEL<sup>1</sup> berechnet und die Resultate dieser Autoren wurden durch zahlreiche spätere Untersuchungen innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Theorie als korrekt bestätigt<sup>2—5</sup>. Im Hinblick auf diese Sachlage ist es überraschend, daß ECKER und WEIZEL<sup>6, 7</sup> die Wechselwirkung der Ladungsträger in einem Plasma nach einer Methode berechnen, die sowohl in ihren Resultaten als auch in ihren physikalischen Grundlagen mit der DEBYE-HÜCKEL-Theorie unverträglich ist. Noch überraschender ist der Umstand, daß ECKER und WEIZEL die von ihnen eingeführten und im Hinblick auf einige Einwände<sup>8</sup> erneut vertretenen<sup>7</sup> Gesichtspunkte nicht

näher begründen, obwohl diese Gesichtspunkte an sich recht wenig plausibel sind. Die letztere Kritik bezieht sich im wesentlichen auf zwei Annahmen, die im nachfolgenden näher diskutiert werden.

1. Die DEBYE-HÜCKEL-Theorie befaßt sich, besonders in der ersten Näherung, mit Ladungssystemen, für die die Wechselwirkungsenergie  $U_w$  klein ist verglichen mit der thermischen Energie  $R T$ . Dementsprechend ergibt sich die Polarisation des Plasmas durch die Ladungsträger als kleine Abweichung von einem Zustand ohne Korrelation zwischen den positiven und negativen Ladungen und geht mit steigender Temperatur gegen Null. Eine ähnliche Temperaturabhängigkeit erhält man für die Wechselwirkungsenergie

$$U_w = -\bar{N} x e^2/D, \quad (1)$$

$$D = (k T V/8 \pi e^2 \bar{N} x)^{1/2}, \quad (2)$$

da die DEBYESche Abschirmungskonstante  $D$  mit wachsender Temperatur gegen unendlich strebt. ( $\bar{N}$  = Gesamtzahl der ursprünglich vorhandenen Atome,  $x$  = Ionisierungsgrad,  $e$  = Ladung des Elektrons,  $V$  = Volumen des Plasmas).

<sup>1</sup> P. DEBYE u. E. HÜCKEL, Phys. Z. 24, 185 [1923].

<sup>2</sup> A. MÜNSTER, Statistische Thermodynamik, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956.

<sup>3</sup> A. EUCKEN, Lehrbuch der Chemischen Physik II, 2, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1944.

<sup>4</sup> R. H. FOWLER, Trans. Faraday Soc. 23, 434 [1927].

<sup>5</sup> H. S. HARND u. B. B. OWEN, The Physical Chemistry of Electrolytic Solutions, Reinhold Publishing Corporation, New York 1950.

<sup>6</sup> G. ECKER u. W. WEIZEL, Ann. Phys., Lpz. 17, 126 [1956].

<sup>7</sup> G. ECKER u. W. WEIZEL, Z. Naturforschg. 12 a, 859 [1957].

<sup>8</sup> O. THEIMER, Z. Naturforschg. 12 a, 518 [1957].