

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 Å) berechnet, sondern hierfür den Abstand der (111)-Ebenen (etwa 2 Å) verwendet.

Herrn Prof. Dr. E. KAPPLER möchte ich für sein förderndes Interesse und die Bereitstellung von Institutsmitteln 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. Naturforschg. **13 a**, 567–568 [1958]; eingegangen am 20. Mai 1958)

Für die vorliegenden Messungen der Energie und der Reichweite schneller Elektronen diente als Strahlenquelle 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 C<sup>12</sup> gemessen. Tab. 1 zeigt die Schwellenener-

Probe	Schwellenenergie MeV	Integratoreinstellung Skt.
Cu <sup>63</sup>	10,56 <sup>1</sup>	1090 ± 10
O <sup>16</sup>	15,605 ± 0,012 <sup>2</sup>	1650 ± 15
C <sup>12</sup>	18,728 ± 0,027 <sup>2</sup>	1960 ± 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 Elektronenstrahles besser als ± 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 cm<sup>2</sup>) 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).

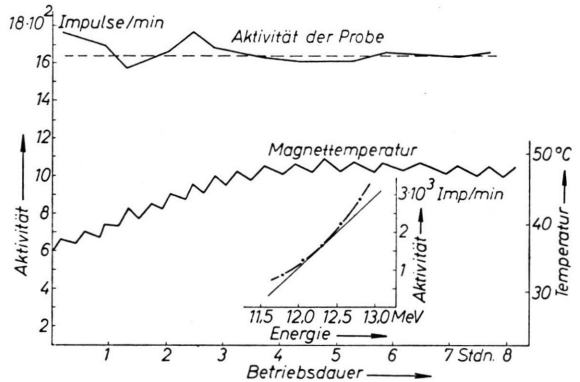


Abb. 1. Die Energiekonstanz des Betatrons.

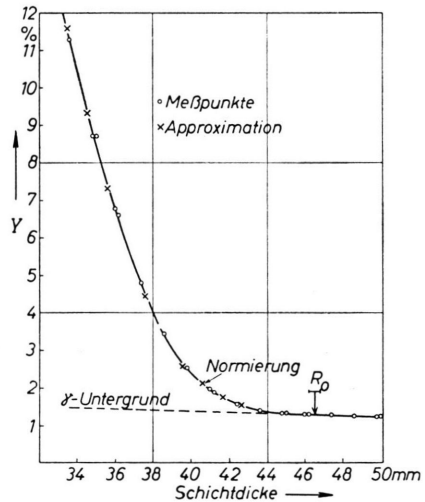


Abb. 2. Elektronenabsorptionskurve und Approximation.

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].

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

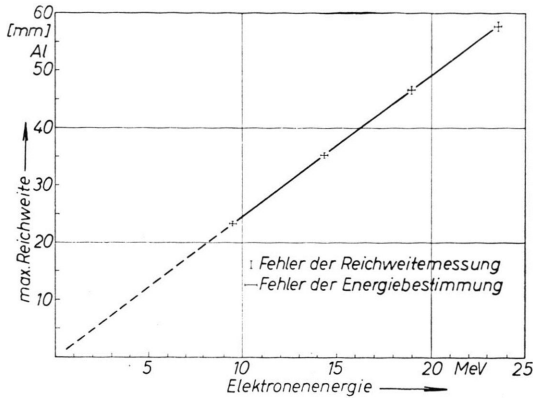


Abb. 3. Energie-Reichweite-Beziehung.

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 Energieunabhängigkeit 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  $RT$ . 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. HARNED 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].

Obwohl die Bedingung  $U_w \ll RT$  für die meisten von ECKER und WEIZEL diskutierten Plasma-Temperaturen und Ionen-Dichten gut erfüllt ist, beschreiben diese Autoren den Zustand des Plasmas als Abweichung von einem Zustand *maximaler* Korrelation zwischen den positiven und negativen Ladungsträgern, den sie mit einem Ionengitter vergleichen. Sie stellen daher  $U_w$  als Summe von zwei Ausdrücken dar, von denen der erste die Form einer Gitterenergie hat und der zweite die DEBYESche Polarisation des Plasmas berücksichtigt:

$$U_w = U_a + U_P = - \left\{ \frac{2 e^2 \bar{\alpha}}{r_0} + \frac{e^2(1+\sqrt{2})}{D(\sqrt{2})^3} \right\} \bar{N} x, \quad (3)$$

$\bar{\alpha}$  = mittlerer MADELUNG-Koeffizient,  $r_0 = (V/\bar{N}x)^{1/3}$  = mittlerer Ionenabstand.

Die durch Gl. (3) dargestellte Wechselwirkungsenergie strebt, entgegen allen Erwartungen, mit steigender Temperatur dem konstanten Wert  $U_a$  zu. Abgesehen von dieser merkwürdigen Temperaturabhängigkeit ist es zweifellos unzulässig, die DEBYESche Polarisationsenergie ohne nähere Begründung einfach zu der „Gitterenergie“ zu addieren, da die letztere in der DEBYE-HÜCKEL-Theorie keinen Platz hat.

2. In Fällen, in denen nur zwei Arten von Ladungsträgern vorhanden sind, ist die DEBYE-HÜCKEL-Theorie symmetrisch in bezug auf die positiven und negativen Ladungen, auch wenn diese verschiedene Massen haben, da die Massen in den einschlägigen Formeln gar nicht vorkommen. Diese bekannte Tatsache ist bei oberflächlicher Betrachtung etwas befremdend, besonders wenn die Massenunterschiede ausgeprägt sind, z. B. im Fall von Elektronen und Ionen. Man wäre ohne nähere Überlegung geneigt zu glauben, daß die Ionen nichts zur Ladungswolke eines Elektrons, das heißt zur Polarisation der Elektronenumgebung beitragen können, da sie außerstande sind, den raschen Bewegungen eines Elektrons zu folgen. Es scheint, daß ECKER und WEIZEL auch diesen Fehler gemacht haben, da sie den Beitrag der Ionen zur Ladungswolke eines Elektrons vernachlässigen.

Dies führt zu dem Zahlenfaktor  $(1 + \sqrt{2})/(\sqrt{2})^3$  in der Formel (3) für die Polarisationsenergie, der in der DEBYE-HÜCKEL-Theorie nicht aufscheint.

Die Vernachlässigung der Ionenbeiträge zur Ladungswolke der Elektronen entspricht der irrtümlichen Vorstellung, daß eine bewegte Ladungswolke eine Art von Wellenbewegung in einem Medium darstellt, die mit einer Verschiebung der die Wolke bildenden Teilchen verbunden ist. Im Rahmen der DEBYE-HÜCKEL-Theorie hat es jedoch nicht viel Sinn, von einer bewegten Ladungswolke zu sprechen. Die Ladungswolke ist eine Abstraktion, die die Korrelation der positiven und negativen Ladungsträger beschreibt und ein Zeitmittel der Teilchenkonfiguration in der Nachbarschaft eines bestimmten Ions oder Elektrons darstellt. Bewegung der Teilchen, nicht der Wolke, ist wesentlich für diese statistische Deutung, doch handelt es sich natürlich um relative Bewegung zwischen positiven und negativen Ladungsträgern. Selbst wenn die schweren Ionen vollkommen unbeweglich wären, könnten sie zur Ladungswolke bewegter Elektronen beitragen, da sie deren Bahnen so beeinflussen, daß die Elektronen im *Zeitmittel* von einer DEBYESchen Ladungswolke umgeben sind, zu der die positiven und negativen Partikel in gleichem Maße beitragen.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die von ECKER und WEIZEL ohne ausreichende Begründung eingeführte Gitterenergie und Asymmetrie im Verhalten der Ionen und Elektronen eine tiefgreifende Modifikation der bewährten DEBYE-HÜCKEL-Theorie darstellt, die in ihrer derzeitigen Form unhaltbar ist. Im Falle extrem hoher Ionen-Dichten und tiefer Plasma-Temperaturen, wenn die erste Näherung von DEBYE und HÜCKEL versagt, können die Formeln (1) und (2) natürlich nicht mehr verwendet werden. Aber selbst dann ist es nicht zulässig, die höheren Näherungen der DEBYE-HÜCKEL-Theorie einfach durch eine von der Temperatur unabhängige „Gitterenergie“ zu ersetzen.

## Edelgase und ihre Isotopenverschiebung im Eisenmeteorit Treysa

VON W. GENTNER, H. FECHTIG und G. KISTNER

Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforsch. 13 a, 569–570 [1958]; eingegangen am 25. Juni 1958)

In letzter Zeit wurden von PANETH<sup>1, 2</sup>, GENTNER<sup>3</sup>, FIREMAN<sup>4</sup>, GERLING<sup>5</sup> u. a. umfangreiche Untersuchun-

gen über Edelgase und deren Isotope an verschiedenen Eisen- und Steinmeteoriten vorgenommen. Dabei konnten PANETH u. Mitarb. zeigen, daß sich das Helium in Meteoriten aus He<sup>4</sup> und He<sup>3</sup> zusammensetzt, was auf eine Entstehung durch kosmische Strahlung hinweist. Darüber hinaus konnten GENTNER und ZÄHRINGER<sup>3</sup> bei Eisenmeteoriten das gefundene Argon, REASBECK und MAYNE<sup>6</sup> das gefundene Neon als Restkerne bei Spaltungsprozessen deuten. Nach theoretischen Überlegungen von BAUER<sup>7</sup> und HUNTLEY<sup>8</sup> war eine Abnahme der

<sup>1</sup> F. A. PANETH, P. REASBECK u. K. I. MAYNE, *Geochim. Cosmochim. Acta* **2**, 300 [1952].

<sup>2</sup> F. A. PANETH, P. REASBECK u. K. I. MAYNE, *Nature*, Lond. **172**, 200 [1953].

<sup>3</sup> W. GENTNER u. J. ZÄHRINGER, *Geoch. Cosmoch. Acta* **11**, 60 [1955].

<sup>4</sup> E. L. FIREMAN, *Geoch. Cosmoch. Acta* **11**, 252 [1957].

<sup>5</sup> E. K. GERLING, *Dokl. Akad. Nauk USSR* **107**, 4, 559 [1956].

<sup>6</sup> P. REASBECK u. K. I. MAYNE, *Nature*, Lond. **176**, 733 [1955].

<sup>7</sup> C. A. BAUER, *Phys. Rev.* **74**, 225, 501 [1948].

<sup>8</sup> H. E. HUNTLEY, *Nature*, Lond. **161**, 356 [1948].