

## VERSAMMLUNGSBERICHTE

### Physikalische Gesellschaft zu Berlin und Deutsche Gesellschaft für Technische Physik.

Sitzung am 10. November 1937  
in der Technischen Hochschule Berlin.

Der Vorsitzende der Physikalischen Gesellschaft, Prof. Dr. Grotian, gibt zunächst der Versammlung Kenntnis von dem Ableben des großen englischen Physikers *Lord Rutherford*, dessen Gedächtnis die Versammlung durch Erheben von den Plätzen und eine Minute des Schweigens ehrt. Anschließend schildert Prof. Dr. Geiger, der eine Zeitlang zu den engeren Mitarbeitern *Lord Rutherford's* gehörte, in seiner Ansprache: „Gedenkworte auf *Lord Rutherford*“ den Lebenslauf des Verstorbenen und entwirft ein lebendiges Bild von ihm als Forscher und Lehrer<sup>1)</sup>. Die beiden wissenschaftlichen Vorträge, die im Anschluß daran gehalten werden, betreffen die Kernphysik, also dasjenige Forschungsgebiet, auf dem *Lord Rutherford* speziell in den letzten Jahren arbeitete und auf dem er seine größten wissenschaftlichen Erfolge erringen konnte.

Prof. Dr. P. Harteck, Hamburg: „Der Zerfall von radioaktivem Arsen.“

Der Zerfall radioaktiver Substanzen unter Aussendung von  $\beta$ -Strahlen ist schon seit langer Zeit Gegenstand vieler Untersuchungen gewesen. Ein neuer Anstoß ergab sich durch die in den letzten Jahren möglich gewordene künstliche Erzeugung von  $\beta$ -Strahlen (künstliche Radioaktivität). Beschießt man z. B. Arsen mit Neutronen, so bildet sich beim Eindringen eines Neutrons (Masse 1, Ladung 0) in den Arsenkern (Masse 75) das radioaktive Arsen 76, das unter Aussendung von  $\beta$ -Strahlen (Masse 0, Ladung -1) in das Selen 76 übergeht<sup>2)</sup>. Das nach dem Verfahren von Paneth u. Fay<sup>3)</sup> in sehr dünner Schicht auf einer etwa 1  $\mu$  dicken Aluminiumfolie niedergeschlagene Arsen wurde durch Beschleußung mit Neutronen künstlich radioaktiv gemacht, darauf die Aluminiumfolie zu einem dünnen Stäbchen zusammengezogen und im Mittelpunkt einer Wilsonschen Nebelkammer angebracht. Die von dem Präparat ausgehenden  $\beta$ -Teilchen erzeugen Nebelspurbahnen, deren Krümmung in einem gleichzeitig vorhandenen Magnetfeld eine Bestimmung der Energie des einzelnen  $\beta$ -Teilchens ermöglicht; die Aufnahmen selbst wurden stereoskopisch gemacht, um auch die Krümmung der schief liegenden Bahnen richtig ausmessen zu können. Bisher wurden ungefähr 2000 Aufnahmen ausgewertet, die im allgemeinen Bahnen von  $\beta$ -Teilchen zeigen; in mehreren Fällen wurden aber auch gleichzeitig zwei Teilchen verschiedenen Vorzeichens ausgesandt (Paarbildung), und zwar in einigen Fällen unter Begleitung durch ein weiteres Elektron, in anderen allein; schließlich wurden auch einige einzeln emittierte Positronen beobachtet.

Zunächst wurden die Energien der einzeln auftretenden  $\beta$ -Teilchen aus der Bahnkrümmung bestimmt und die Häufigkeit der verschiedenen Energien in einer Verteilungskurve dargestellt. Dieses Energiespektrum der  $\beta$ -Strahlung zeigt, daß im vorliegenden Fall keine  $\beta$ -Teilchen mit Energien über 3,15 MeV entstehen (Grenzenergie). Die Grundlage für das Verständnis des Energiespektrums bildet die Fermische Theorie des  $\beta$ -Zerfalls<sup>4)</sup>, eine bessere zahlenmäßige Übereinstimmung liefert die Weiterentwicklung dieser Theorie durch Konopinski-Uhlenbeck<sup>4)</sup>. Es wurden ferner die Anzahl der entstehenden Paare und die dabei auftretenden Energien der Paarteilchen und des manchmal auftretenden Begleitelektrons gemessen: die größten bei der Paarbildung verbrauchten Energien (einschließlich der kinetischen Energien beider Paarteilchen) betrugen etwa 3,14 MeV, entsprachen also ungefähr der Grenzenergie; in diesem Fall trat kein Begleitelektron auf. Betrug dagegen die Gesamtenergie des Paares nur 2,15 MeV, wie es ebenfalls vorkam, so trat noch ein Elektron von etwa 1 MeV extra auf; beide Fälle werden an verschiedenen Nebelkammeraufnahmen demonstriert.

<sup>1)</sup> Vgl. auch den Nachruf auf *Lord Rutherford*, diese Ztschr. 51, 1 [1938].

<sup>2)</sup> Eine erste kurze Mitteilung vgl. Naturwiss. 25, 477 [1937].

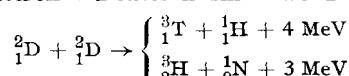
<sup>3)</sup> Nature 35, 820 [1935].

<sup>4)</sup> Vgl. Bericht Physikertag Bad Kreuznach, Vortrag Hund, diese Ztschr. 51, 23 [1938].

An Hand dieses experimentellen Materials kann man sich nun ein Bild von dem Zerfallsvergang machen. Die gesamte bei der Umwandlung von As<sup>76</sup> in Se<sup>76</sup> frei werdende Energie ist bekannt; sie beträgt etwa 3,15 MeV (Grenzenergie des  $\beta$ -Spektrums). Diese Gesamtenergie kann in einem einzelnen Akt von dem  $\beta$ -Teilchen mitgenommen werden. Das  $\beta$ -Teilchen kann aber auch nur einen Teil dieser Energie mitnehmen; in diesem Fall kann ein angeregter Selenkern zurückbleiben, der unter Lichtaussendung in den Grundzustand zurückkehrt, ganz entsprechend wie ein angeregtes Atom, nur ist hier das ausgesandte Licht viel energiereicher, es ist ein  $\gamma$ -Strahl. Der  $\gamma$ -Strahl seinerseits kann durch eine Art Photoeffekt ein Paar erzeugen. Aus der für die Paarbildung verbrauchten Energie bzw. aus der Energie des gleichzeitig emittierten Elektrons läßt sich die Höhe der Anregungsstufe über dem Grundniveau des Selenkerns angeben: sie beträgt etwa 2,15 MeV. Das Vorhandensein dieses Anregungsniveaus wird bestätigt durch Anomalien im oben erwähnten  $\beta$ -Strahlspektrum, die ebenfalls gerade bei einer Elektronenenergie von 1 MeV bemerkbar werden. Es scheint aber außerdem noch eine zweite Anregungsstufe zu existieren, die ganz dicht unterhalb des Ausgangsniveaus (radioaktives As<sup>76</sup>) liegt, wenn man denselben Entstehungsprozeß für die energiereichen Paare von 3,14 MeV annimmt. Das bei diesem Anregungsvorgang außer der Paarbildung gleichzeitig auftretende Elektron könnte nur eine sehr kleine Energie haben, nämlich die Energiedifferenz zwischen der Grenzenergie (As<sup>76</sup>) und der beinahe ebenso großen Energie des angeregten Se<sup>76</sup>-Kerns. In den Nebelkammeraufnahmen wurde es nicht beobachtet. Die einfachste Erklärung hierfür scheint zu sein, daß diese langsame Elektronen bereits in der Al-Folie des Präparats absorbiert werden und sich somit dem Nachweis in der Nebelkammer entziehen. Immerhin sind auch andere Deutungen möglich, die z. B. über die ebenfalls beobachtete Positronenemission und die Entstehung des Germaniums<sup>76</sup> gehen könnten.

Dr. S. Flügge, Berlin-Dahlem: „Wirkungsquerschnitte bei Reaktionen zwischen sehr leichten Kernen.“

Vortr. gibt zunächst eine kurze Übersicht über die zwischen Neutronen, Protonen und Deuteronen wirksame Kräfte<sup>4)</sup> und stellt sich im Anschluß daran die Aufgabe, die Wirkungsquerschnitte bei den Reaktionen Neutron  $\rightarrow$  Deuteron, Proton  $\rightarrow$  Deuteron und Deuteron  $\rightarrow$  Deuteron mit Hilfe dieser bekannten Kräfte genauer durchzurechnen. Beim Stoß Neutron  $\rightarrow$  Deuteron bestehen grundsätzlich drei Wirkungsmöglichkeiten: Zertrümmerung des Deuterons, Einfangen des Neutrons, Streuung des Neutrons am Deuteron. Von diesen drei Prozessen kommt im wesentlichen nur die Streuung in Frage, denn Zertrümmerung des Deuterons kann aus Impulssatzgründen erst ab Neutronenergien von etwa 3 MeV eintreten, und das Einfangen von Neutronen ist bei so leichten Kernen selten. Für die Durchführung der Rechnung ist zu beachten, daß die Wellenlänge des auftreffenden Teilchens noch groß ist gegen die Ausdehnung des Deuterons, wenn auch im Fall Proton  $\rightarrow$  Deuteron die Coulomb-Kräfte das streuende Deuteron scheinbar vergrößern; die Polarisation wird vernachlässigt. Im Fall Neutron  $\rightarrow$  Deuteron ergibt sich der streuende Querschnitt von der Größenordnung  $10^{-24} \text{ cm}^2$ , also in befriedigender Übereinstimmung mit dem experimentell gefundenen Wirkungsquerschnitt<sup>5)</sup>; auch die geforderte Abnahme des Streuquerschnitts mit zunehmender Neutronenenergie entspricht dem experimentellen Ergebnis. — Bei der Streuung von Protonen an Deuteronen wird das experimentell gefundene Verhältnis der gestreuten Intensität zu der Streuung nach Rutherford<sup>6)</sup> mit den rechnerisch gewonnenen Verhältniswerten des Vortr. verglichen. Bis zu Streuwinkeln von  $60^\circ$  stimmen beide ausgezeichnet überein, während oberhalb  $80^\circ$  erhebliche Widersprüche auftreten, die vorläufig ungeklärt bleiben. — Beim Stoß Deuteron  $\rightarrow$  Deuteron sind zwei Prozesse möglich:



im einen Fall entsteht also unter Freiwerden einer Energie von 4 MeV ein Triton (Wasserstoffisotop der Masse 3) und ein Proton, im anderen Fall unter Freiwerden einer Energie von

<sup>5)</sup> Tuve u. Hafstad, Physic. Rev. 50, 490 [1936].

<sup>6)</sup> Vgl. Tuve, Heydenburg u. Hafstad, ebenda 50, 820 [1936].

3 MeV ein Heliumkern der Masse 3 und ein Neutron. Der zweite Prozeß ist besonders wichtig, weil er eine Quelle für Neutronen bestimmter Energie darstellt (die frei werdende Energie verteilt sich in ganz bestimmter Weise auf das entstehende He und das N), während bei der Neutronenerzeugung durch  $\alpha$ -Strahlen die Neutronenenergien gewöhnlich ein breites Spektrum bilden. Leider ist nun der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß, wie sich experimentell ergab<sup>1)</sup>, nur klein: für 100 kV-Deuteronen von der Größenordnung  $10^{-28}$  cm<sup>2</sup>. Im Gegensatz dazu berechnete *Dolch*<sup>2)</sup> hierfür einen Wirkungsquerschnitt von etwa  $10^{-22}$  cm<sup>2</sup>. Die genauere Untersuchung dieser Diskrepanz durch Vortr. ergab die Unrichtigkeit des Wirkungsquerschnittes nach *Dolch* und führte zu der experimentell gefundenen Größenordnung. Finnen um den Faktor 100 kleinerer Wert als *Dolch* findet man bereits, wenn man die Verschiedenheit der Teilchen vor und nach dem Stoß berücksichtigt (die Eigenfunktionen für den Anfangs- und den Endzustand haben merklich verschiedenes Aussehen). Außerdem ergeben sich bei genauerer Durchrechnung noch einige weitere Faktoren, die alle im Sinne einer Verkleinerung des von *Dolch* angegebenen Wertes liegen, so daß sich schließlich befriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ergibt. Feinheiten irgendwelcher Art, um die es sich z. B. bei dem starken Anstieg des experimentell gefundenen Wirkungsquerschnitts für höhere Neutronenenergien zu handeln scheint, lassen sich allerdings mit dieser Theorie wegen der Benutzung eines wahrscheinlich noch zu groben Kerntypus (*Gamow-Kern*) noch nicht erfassen.

<sup>1)</sup> *Ladenburg u. Roberts*, Physic. Rev. **50**, 1190 [1936].  
<sup>2)</sup> *H. Dolch*, Z. Physik **100**, 401 [1936].

## Physikalisches Institut der Universität Berlin.

### Colloquium am Freitag, dem 3. Dezember 1937.

Dr. Pohlmann: „Über die Dielektrizitätskonstante des festen HCl in der Nähe seines Umwandlungspunktes“<sup>1)</sup>.

Die Dielektrizitätskonstante (DK) von HCl zeigt beim Überschreiten des Umwandlungspunktes aus der  $\alpha$ - in die  $\beta$ -Modifikation, also ungefähr bei 99° K, einen sprungartigen Anstieg, dessen Höhe nach den bisher vorliegenden Arbeiten von der Frequenz der angelegten Spannung abzuhängen schien. Die danach bei 99° K zu erwartende Dispersion sollte genauer festgelegt werden. Es wurde zu diesem Zweck in einem größeren Frequenzbereich die DK als Funktion der Temperatur gemessen. Zunächst konnte das Vorhandensein des sprungartigen Anstiegs der DK bei 99° bestätigt werden. Die Höhe des Sprunges aber und der Verlauf der DK oberhalb 99° zeigte keine Abhängigkeit von der Frequenz: der hier gefundene Wert der DK dicht oberhalb 99° lag zwischen denen der beiden amerikanischen Autoren<sup>2)</sup>. Ausgeprägte Dispersion trat dagegen unterhalb 99°, also im Gebiet der  $\alpha$ -Modifikation, auf. Vortr. setzt die von ihm gefundenen Erscheinungen in Analogie zu denjenigen, die sonst unterhalb des Schmelzpunktes auftreten (z. B. Dispersion der DK von Eis im Gebiet unterhalb des Nullpunktes) und glaubt daher annehmen zu dürfen, daß der HCl-Kristall, ganz roh gesprochen, kurz vor seinem Übergang aus der  $\alpha$ - in die  $\beta$ -Modifikation eine Art flüssiger Phase durchläuft.

In der *Aussprache* weist Prof. Debye darauf hin, daß die gefundene Dispersion der DK wohl eher so zu deuten ist, daß in der  $\alpha$ -Phase die Reibung zwischen den Molekülen aus Gründen der geometrischen Struktur viel stärker ist als in der  $\beta$ -Phase, in der die Moleküle weiter voneinander entfernt sind und ohne wesentliche Reibung rotieren können.

### Colloquium am Freitag, dem 10. Dezember 1937.

Prof. Dr. A. Goetz, Pasadena: „Röntgenspektroskopie bei Wasserstoff- und Helium-Temperaturen“<sup>3)</sup>.

Es wird ein Röntgenspektrograph beschrieben, dessen streuernder Kristall (Wismut) auf beliebiger Temperatur

<sup>1)</sup> Dr. Cunino gab in einem einführenden Vortrag einen Überblick über das vorhandene Schrifttum.

<sup>2)</sup> Cone, Denison u. Kemp, J. Amer. chem. Soc. **55**, 1278 [1933]; Smyth u. Hitchcock, ebenda **55**, 1830 [1933].

<sup>3)</sup> Unter Mitarbeit von R. B. Jakobs u. O. B. Jackson; vgl. Physic. Rev. **51**, 151 [1937].

zwischen Zimmertemperatur und dem Siedepunkt des Heliums gehalten werden kann. Gemessen wird die Gesamtintensität der Reflexionsmaxima in Abhängigkeit von der Kristalltemperatur. Die Änderung der reflektierten Intensität mit der Temperatur hat im wesentlichen zwei Ursachen: Einerseits die Wärmebewegung der einzelnen Gitterpunkte und andererseits die Lagenänderung größerer Gitterbezirke gegeneinander. Die Wärmebewegung der einzelnen Gitterpunkte wird durch die Debye-Wallerschen Beziehungen berücksichtigt, mit ihnen werden die hier vorliegenden Versuchsergebnisse eingehend verglichen. Die Meßdaten gestatten eine Bestimmung der charakteristischen Temperatur. Beim Vordringen zu tiefsten Temperaturen wird sich auch eine endgültige Entscheidung über das Vorhandensein einer Nullpunktssnergie treffen lassen; die bisher bis 9° K durchgeföhrten Messungen scheinen sich unter Annahme einer Nullpunktssnergie besser darstellen zu lassen als ohne Nullpunktssnergie. Bei weiterem Ausbau bietet die Methode der Röntgenreflexion außerdem vielleicht die Möglichkeit zu einer Bestimmung der spezifischen Wärme, in die keine Calorimeterkonstanten eingehen, sondern außer den spektroskopischen Meßwerten nur universelle Konstanten. Aus den Abweichungen von den Debye-Wallerschen Beziehungen muß man aber ferner auf das Vorhandensein von größeren Gitterbezirken (Mosaikstruktur) im Einkristall schließen. Die Reflexionsintensitäten fallen nämlich für steigende und für fallende Temperatur verschieden aus und hängen auch von der Geschwindigkeit der Temperaturänderung ab (hysteresisartige Erscheinungen). Unterhalb einer bestimmten Temperatur tritt diese Hysterese nicht mehr auf, der Kristall ist „eingefroren“. Die in Frage stehenden Kristallbezirke müssen viel größer sein als ein Atom, sie sind aber andererseits noch so klein, daß die Kristalloberfläche völlig glatt erscheint, also schätzungsweise von der Größenordnung (1  $\mu$ )<sup>4)</sup>. Das Zustandekommen solcher Gitterbezirke könnte man sich vielleicht folgendermaßen vorstellen: Während des Erstarrungsvorganges (Wachsen des Einkristalls aus einer gesättigten Lösung) bilden sich vor dem Kristall tropfenartige Bezirke aus, in denen bereits die für das Anwachsen notwendige Ordnung der Moleküle vorhanden ist, im Gegensatz zu entfernteren Gebieten, in denen die Moleküle noch nach statistischen Gesetzen völlig regellos verteilt sind. Diese vorgeordneten Bezirke erstarren dann zu solch kleinen Blöcken, zwischen denen Spannungen und Verschiebungen auftreten, sobald der Kristall wesentlich unter die Entstehungstemperatur abgekühlt wird.

## Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, Dahlem.

### Colloquium am 23. November 1937.

H. Siebert über: A. Winkel u. H. Siebert: „Neuere Untersuchungen über die polarographischen Maxima“<sup>1)</sup>.

Das Auftreten und die wichtigsten Eigenschaften der polarographischen Maxima werden besprochen. Die Erklärungen, die von Heyrovsky und von Frumkin u. Bruns für diese Erscheinung vorgeschlagen worden sind, werden angeführt und ihre Schwierigkeiten gezeigt. Ferner werden Untersuchungen von A. Winkel u. H. Siebert über die Stromspannungskurven einiger Nitroverbindungen mitgeteilt. Diese Stoffe zeigen ein weitgehend übereinstimmendes Verhalten insofern, als in alkalischer und neutraler Lösung nur eine Stufe bzw. ein Maximum auftritt, in saurer Lösung dagegen zwei Maxima vorhanden sind, von denen das erste sehr schnell mit der Wasserstoffionenkonzentration wächst. Die Adsorptionsverhältnisse beim Auftreten dieser Maxima an der Quecksilbertropfelektrode werden mit Hilfe von Elektrocappillarkurven untersucht. Dabei ergibt sich, daß während des Adsorptionsstroms eine Räumung der Oberfläche eintritt, während des Diffusionsstroms dagegen erneut Adsorption stattfindet. Für die Adsorption kommt hier nur das Reduktionsprodukt in Frage. Es wird die Möglichkeit diskutiert, die Erscheinung der Maxima mit Hilfe der Annahme zu deuten, daß bei einer

<sup>1)</sup> Vgl. dazu Winkel u. Proske, diese Ztschr. **50**, 18 [1937].