

keit erst ganz kurz vor dem eigentlichen Durchschlag erheblich zu.

Um zu zeigen, daß der Unterschied zwischen Kurve 1 und 3 nicht durch einen Zeiteffekt, d. h. durch das bekannte Abklingen der Leitfähigkeit (beide Kurven wurden ja nacheinander mit einem zeitlichen Abstand von ca. 10 min gemessen), sondern tatsächlich durch die wirkende Feldstärke bedingt ist, wurde bei erneuter Durchführung einer der Kurve 1 entsprechenden Messung zur Sicherheit 4-mal so lange gewartet, wie sonst nach Abschaltung der optischen Anregung bis zur Aufnahme der Kurve 3 verstreicht. Die Messung ergab jetzt Kurve 2, die sich tatsächlich im Bereich höherer Feldstärken nur wenig von Kurve 1 unterscheidet.

Noch besser wird der Einfluß der Feldstärke auf die Leitfähigkeitszunahme aus Abb. 3 deutlich. Hier wurde

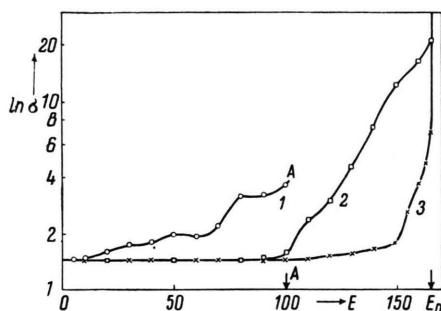


Abb. 3. Leitfähigkeit eines CdS-Einkristalls σ [willkürl. Einheiten] als Funktion der successiv erhöhten, angelegten Feldstärke E [willkürl. Einheiten]; $T = -150^\circ\text{C}$.
1: 2 Min. nach Abschaltung der optischen Anregung, Feldstärke nur bis A erhöht;

2: direkt an Kurve 1 angeschlossen;

3: analog Kurve 3 in Abb. 2.

Kurve 1 nur bis zum Punkte A durchfahren. Die direkt angeschlossene Kurve 2 stimmt dann praktisch bis zum Punkte A mit Kurve 3 (analog 3 in Abb. 2) und oberhalb A etwa mit Kurve 2 aus Abb. 2 überein, d.h. verhält sich hier so, als ob keine entsprechende Feldstärke am Kristall gelegen hat.

Unter gleichen Versuchsbedingungen sind alle angegebenen Meßkurven außerordentlich gut reproduzierbar.

Die Meßergebnisse zeigen deutlich, daß mit wachsender angelegter Feldstärke in einem CdS-Einkristall die Leitfähigkeit beträchtlich zunimmt, sofern dessen Haftterme durch vorherige optische Anregung gefüllt waren. Wurden die Haftterme hingegen z. B. durch vorangegangenes Ausheizen entleert, so trat bis kurz vor dem eigentlichen Durchschlag keine solche Leitfähigkeitszunahme ein. Dem Ausheizen der Elektronen aus den Haftterminen entspricht jedoch gemäß den Kurven 3 der Abb. 2 und 3 auch das Anlegen einer entsprechend hohen Feldstärke.

Dabei „wirkt“ eine bestimmte Feldstärke in Hinsicht auf die Verhinderung einer Leitfähigkeitserhöhung bei einer zweiten Messung praktisch — und zwar relativ selektiv — nur bis zu ihrem Feldstärkewert (vgl. die Kurven 1 und 2 aus Abb. 3), soweit die Erhöhungsgeschwindigkeit der Feldstärke nicht allzu groß gewählt wurde.

Der hier beschriebene Effekt einer Leitfähigkeitszunahme mit wachsender Feldstärke nach vorheriger optischer Anregung entspricht weitgehend den elektrischen Glow-Kurven, wobei lediglich die thermische Anregung durch eine rein elektrische ersetzt wurde. Eine genauere Diskussion möge jedoch einem ausführlicheren Bericht mit weiterreichendem experimentellen Material vorbehalten bleiben⁷.

⁷ K.W. Böer, Ann. Physik, in Vorbereitung.

Über die Erzeugung von Mesonenschauern an Wasserstoffkernen

Von O. Haxel* und H. Schultz

Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforschg. **9a**, 178—180 [1954]; eingeg. am 25. Januar 1954)

Zahlreiche Arbeiten mit der Photoplattenmethode erbrachten den Beweis, daß energiereiche Nukleonen der Höhenstrahlung beim Zusammenstoß mit einem Atomkern strahlenreiche π -Mesonenschauer erzeugen können¹. Es wird heute allgemein angenommen, daß diese π -Mesonenschauer mit den sogenannten „harten Schauern“ identisch sind, die mit Zählrohrapparaturen erfaßt werden². Z. Zt. ist noch nicht klar, auf welche Weise die π -Mesonenschauer entstehen. Heisenberg, Fermi u. a. nehmen an, daß bei einem energiereichen

Zusammenstoß zweier Nukleonen gleichzeitig mehrere π -Mesonen entstehen können, so daß im Prinzip ein Nukleonenzusammenstoß für die Erzeugung eines Schauers genügt³. Heitler und Janossy vertreten die Auffassung, daß bei einem Zusammenstoß zweier Nukleonen jeweils nur ein π -Meson erzeugt werden kann und ein strahlenreicher Mesonenschauer nur in einem nukleonenreichen Kern durch die dort stattfindenden sekundären Stöße aufgebaut werden kann⁴. Eine Entscheidung zwischen diesen beiden Anschauungen könnte durch Untersuchungen der π -Mesonenschauerproduktion in einer nicht zu dicken Wasserstoffschicht gebracht werden. Nach Heisenberg müßte in Wasserstoff eine Schauerproduktion ebenso stattfinden können, wie in Materialien mit nukleonenreichen Kernen, während nach der Heitlerschen Auffassung nur im letzteren Falle Mesonenschauer auftreten dür-

* Jetzt Heidelberg, Albert-Überle-Str. 7.

¹ Siehe Bericht von U. Camerini et al., Philos. Mag. **32**, 1241 [1951].

² Siehe Bericht von K. Sitte, Acta physica austriaca **4**, 198 [1950].

³ W. Heisenberg, Z. Physik **126**, 569 [1948]; **133**, 65 [1952] (dort weitere Literaturangaben).

⁴ W. Heitler, Rev. mod. Physics **21**, 113 [1949]; Helv. physica Acta **23**, 417 [1950] (dort weitere Literaturangaben).



fen. Zur Klärung des Problems der Mesonenentstehung wurden die im folgenden beschriebenen Messungen über die Schauerproduktion in verschiedenen Substanzen, insbesondere wasserstoffhaltigen, durchgeführt.

Die Versuchsanordnung besteht aus einem Bleipanzer, in dem sich übereinander drei Zählrohrlagen befinden, die durch je 5 cm Blei voneinander getrennt sind. Jede Lage enthält 10 Zählrohre von je 3 cm Durchmesser und 96 cm Länge. Über dem Bleipanzer kann die schauererzeugende Schicht aufgebaut werden. Darüber befinden sich 30 Zählrohre, die als Antikoinzidenz-Zählrohre arbeiten und die von oben einfallenden Schauer ausschalten sollen. Als durchdringende Schauer wurden alle Koinzidenzeignisse angesehen, bei denen in der oberen und mittleren Zählrohrlage des Bleipanzers 3 oder mehr und in der unteren 2 oder mehr Zähler gleichzeitig ansprachen. Insgesamt wurde also eine 8- oder Mehrfachkoinzidenz gefordert.

Meßergebnisse. Messungen in verschiedenen Höhenlagen (Göttingen, Harz, Zugspitze), die der eine von uns demnächst ausführlicher beschreiben wird, ergeben, daß die Schauerzahl im selben Maße mit der Höhe zunimmt, wie dies nach Photoplattenmessungen für die Nukleonenkomponente der Fall ist⁵. Der in der vorliegenden Arbeit gemessene Wert der Absorptionslänge beträgt $125 \pm 5 \text{ g/cm}^2$, ein Wert, der sich auch aus dem Barometereffekt ergab, wenn auch mit geringerer Genauigkeit. Damit dürfte gesichert sein, daß die hier untersuchten harten Schauer im wesentlichen von der Nukleonenkomponente ausgelöst wurden.

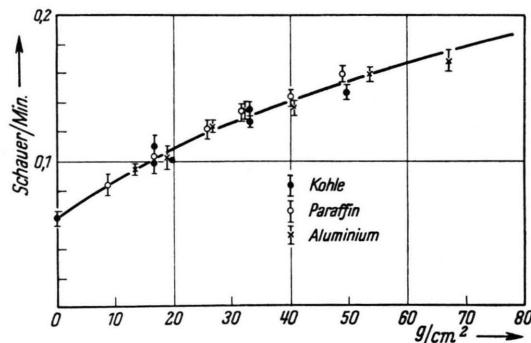


Abb. 1. Zahl der Schauer/min in Abhängigkeit von der Flächendichte des schauerauslösenden Materials.

Abb. 1 zeigt die Ergebnisse dreier Meßreihen, bei denen verschiedene Materialien als schauererzeugende Schicht über den Bleipanzer gebracht wurden. Paraffin wurde dabei in kompakter Schicht aufgebaut, während die dichteren Materialien Kohle und Aluminium durch Zwischenräume so aufgelockert wurden, daß ihre mittlere Dichte der des Paraffins entsprach. Auf der Ordinate ist die Zahl der Schauer/min aufgetragen und auf der Abszisse die Menge des schauerauslösenden Materials in g/cm^2 . Wie man sieht, ist die Schauerproduktion für massenäquivalente Schichten innerhalb der Versuchsgenauigkeit für alle drei Materialien dieselbe. Eine entsprechende Messung mit Blei ergab in der gleichen Darstellung etwa um 30% geringere Werte. Bereits ohne schauerauslösendes Material (Schicht-

dicke 0) werden Schauer registriert. Hier dürfte es sich um solche handeln, die im Bleihaus selbst ausgelöst wurden. Die Mehrzahl der zur Registrierung kommenden Schauer besteht, wie in der angekündigten Arbeit ausführlicher erläutert werden wird, aus solchen mit 4 bis 6 Strahlen. Dies ergibt sich aus der Ansprechwahrscheinlichkeit der Apparatur und der Häufigkeitsverteilung der Schauer in Abhängigkeit von ihrer Strahlenzahl. Zu dem gleichen Ergebnis führt ein Vergleich der mit unserer Apparatur registrierten Schauerzahl mit derjenigen, die man in Photoplatten findet.

Diskussion. Die Experimente zeigen, daß die Schauerproduktion in Paraffin, Kohle und Aluminium (nicht aber Blei) in erster Linie von der Gesamt-Nukleonenanzahl der schauerauslösenden Schicht abhängt, und daß das Atomgewicht, also der Grad der Zusammenballung der Nukleonen zu Atomkernen, demgegenüber eine untergeordnete Rolle spielt. Die Kerne $A < 27$ sind daher für die Schauerproduktion als transparent anzusehen. Dies ist für die Berechnung der aus dem Wasserstoffanteil des Paraffins zu erwartenden Schauerzahlen von Bedeutung. Würde man nämlich mit undurchsichtigen Kernen, also mit dem geometrischen Kernquerschnitt rechnen, so würde man für Wasserstoff eine dreimal größere Schauerproduktion je Nukleon erwarten, als für Aluminium. Die Schauerproduktion in Wasserstoff müßte sich daher deutlich bemerkbar machen. Demgegenüber ist aber bei einer nur von der Nukleonenanzahl abhängigen Produktion, wie sie durch unsere Ergebnisse nahegelegt wird, zu erwarten, daß eine Paraffinschicht nur ebensoviiele Schauer ergibt, wie eine massenäquivalente Kohleschicht. Bei völligem Ausfall der Schauerproduktion an Wasserstoff wäre dann die Produktion in Paraffin etwa so groß wie die einer um 15% leichteren Kohleschicht, was, wie die Abb. zeigt, bedeuten würde, daß bei $60 \text{ g}/\text{cm}^2$ die Produktion in Paraffin etwa 10% unter der einer massenäquivalenten Kohleschicht liegen würde. Um den fraglichen Wasserstoffanteil an der Schauerproduktion experimentell sicherzustellen, wurde auf der Zugspitze eine Vergleichsmessung mit möglichst großer Genauigkeit durchgeführt und pro Meßpunkt 7000 bzw. 5700 Koinzidenzen gezählt. Dabei wurde zwischen Paraffin und Kohle, bei einer Schichtdicke von $60 \text{ g}/\text{cm}^2$, innerhalb des Versuchsfehlers von $\pm 2\%$ kein Unterschied gefunden. Damit ist die Beteiligung des Wasserstoffs an den gemessenen Schauerzahlen sichergestellt, was für die multiple Produktion von Mesonen beim Stoß Nukleon-Nukleon spricht.

In letzter Zeit sind eine Reihe von Arbeiten zu diesem Problem veröffentlicht worden, in denen die Verfasser teilweise zu entgegengesetzten Schlüssefolgerungen kamen^{6,7}. Diese Autoren gehen jedoch von

⁵ M. Teucher, Z. Naturforschg. **7a**, 61 [1952].

⁶ M. Vidale u. M. Schein, Nuovo Cimento **8**, 774 [1951]; A. Weaver, Physic. Rev. **90**, 86 [1953]; W. Walker et al., ebd. **86**, 865 [1952]; G. Rollosen, ebd. **87**, 71 [1952]; C. Mc Cusker et al., ebd. **89**, 1172 [1953].

⁷ C. Mc Cusker et al., Phys. Rev. **91**, 384 [1953].

der Voraussetzung aus, daß für die Erzeugung harter Schauer der geometrische Kernquerschnitt maßgeblich ist, wodurch sie den zu erwartenden Wasserstoffbeitrag erheblich überschätzten.

So findet beispielsweise Mc Cusker⁷ beim Vergleich von Paraffin und Graphit für Schauer mit 4 oder mehr Teilchen innerhalb der Fehlertgrenze von

8% keine Wasserstoffbeteiligung. Nach unserem Ergebnis wären für die Wasserstoffbeteiligung 10%, also kaum mehr als die Meßgenauigkeit, zu erwarten gewesen. Die Schlußweise von Mc Cusker wäre berechtigt, wenn die Schauerproduktion durch den geometrischen Wirkungsquerschnitt gegeben wäre, was aber nach unseren Messungen nicht der Fall zu sein scheint.

Eine neue Methode zur chemischen Trennung von Kernisomeren mit cyclischen Komplexverbindungen

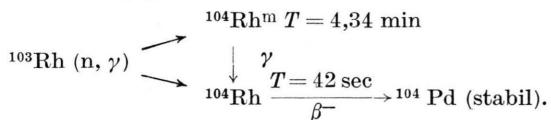
(Am Beispiel des ^{104}Rh -Isomerenpaars)

Von Wilfrid Herr

Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforschg. 9a, 180—181 [1954]; eingeg. am 7. Januar 1953)

Beschließt man ^{103}Rh mit langsamen Neutronen, so entstehen durch Neutronen-Einfang 2 radioaktive Rhodium-Isomere:



Eine Trennung solcher Kernisomere ist mit physikalischen Methoden bisher nicht möglich. Die Aufgabe scheint demzufolge schwieriger zu sein als die Trennung von Isotopen. In seltenen Fällen gelingt es aber, auf chemischem Wege eine Trennung von Kernisomeren, infolge ihres nach Aussendung der Strahlung veränderten Energie- und Bindungszustandes, zu erreichen^{1, 2, 3, 4}. Voraussetzung dafür ist, daß zumindest ein Teil der primär ausgesandten γ -Strahlung des angeregten Zustandes in den inneren Elektronenschalen des gleichen Atoms konvertiert wird. Die frei werdenen Konversionselektronen übertragen eine Rückstoßenergie der Größenordnung von etwa 0,2 eV auf das Atom, die aber im allgemeinen nicht genügen sollte, um chemische Bindungen zu lösen. Kann man trotzdem den Bruch chemischer Bindungen beobachten, so wird man dies aller Wahrscheinlichkeit nach auf den Verlust des Konversionselektrons sowie von Auger-Elektronen zurückführen dürfen, wodurch die Elektronenhüllen umgebaut und die Wertigkeiten geändert werden.

Aus dem Gesagten kann man schließen, daß analog wie bei der Szilard-Chalmers-Trennung, die bekanntlich auf dem (n, γ) -Rückstoß basiert, auch beim Isomerenübergang eine Trennung beobachtbar sein könnte⁵. Und zwar beim ^{104}Rh dann, wenn es gelingt, das angeregte Atom $^{104}\text{Rh}^m$ in eine chemische Form

zu bringen, die mit dem freien Rh^{3+} -Ion keinen freiwilligen Austausch erleidet. Wie an Szilard-Chalmers-Systemen bereits gezeigt werden konnte^{6, 7, 8}, finden wir in den Metall-Phthalocyaninen die gewünschten Voraussetzungen erfüllt.

Rhodium-Phthalocyanin wurde durch Kondensation von RhCl_3 und Phthalodinitril hergestellt. 100 mg der gereinigten Komplexverbindung wurden 5 min. mit in Paraffin verlangsamten Neutronen bestrahlt und das Präparat, welches in einer Quarzampulle mit etwa 3 mg Phthalodinitril eingeschlossen war, kurzfristig (2 min) auf 320° gebracht. Durch diese Erhitzung werden die beim Neutroneneinfang entstandenen, frei gewordenen Rh-Rückstoßatome fast quantitativ in die Phthalocyanin-Ausgangsverbindung zu-

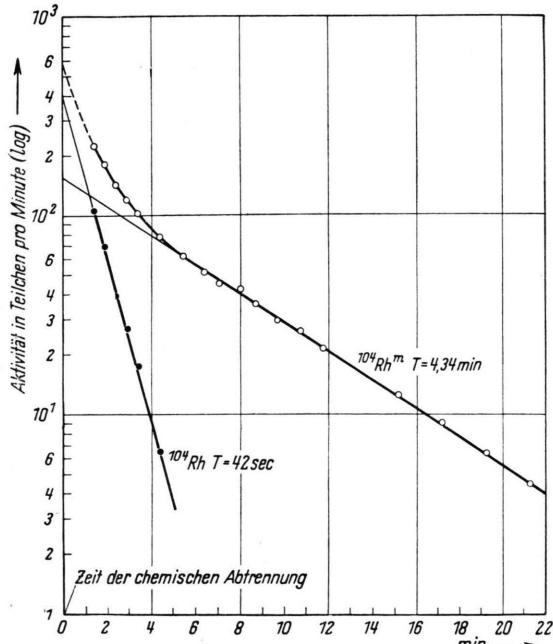


Abb. 1. Zeitlicher Abfall der $^{104}\text{Rh}^{3+}$ -Fraktion. Trennung 8 min. nach der Neutronenbestrahlung.

Chemistry, John Wiley & Sons, New York 1951, Tabelle 8B.

⁵ s. a. W. Herr, Z. Naturforschg. 7a, 819 [1952]; Z. Elektrochem. 56, 911 [1952].

⁶ W. Herr u. H. Götte, Z. Naturforschg. 5a, 629 [1950].

⁷ W. Herr, Z. Naturforschg. 7b, 201 [1952].

⁸ W. Herr, Angew. Chem. 65, 303 [1953].

¹ D. De Vault u. W. Libby, Physic. Rev. 55, 322 [1939].

² E. Segré, R. Halford u. G. Seaborg, Physic. Rev. 55, 321 [1939].

³ G. Seaborg, G. Friedlander u. J. Kennedy, J. Amer. chem. Soc. 62, 1309 [1940].

⁴ A. Wahl u. N. Bonner, Radioactivity applied to