

erfolgen. Ob das PH_3 -Molekül im Quarz-UV einen Triplettzustand besetzt, ist unbekannt. Die Größe des Absorptionskoeffizienten läßt dies zweifelhaft erscheinen.

Sekundärreaktionen

Wenn die Annahme, daß primär überwiegend angeregte Radikale entstehen, richtig ist, können die ohne Zusatzgas geringen Intensitäten dadurch gedeutet werden, daß die angeregten PH - und PH_2 -Radikale zum größten Teil abreagieren, bevor sie in die Grundzustände gelangen. Der länger beobachteten Intensitätszunahme bei niedrigen PH_3 -Drucken ohne Zusatzgase entspricht entweder eine Desaktivierung der angeregten Radikale durch PH_3 oder eine zusätzliche Entstehung bei Sekundärreaktionen.

Denn würde der Anstieg durch die Dauer des Photo-lyseblitzes bedingt sein, so müßte der gleiche relative zeitliche Intensitätsverlauf auch mit Zusatzgasen sowie bei höheren PH_3 -Drucken (s. Abb. 4, PH_3 -Druck 2 Torr) auftreten.

Eine schlüssige Diskussion der Sekundärreaktionen ist im einzelnen, auch im Fall hoher Zusatzgasdrucke, nicht möglich. Dazu müßte vor allem das Verhältnis der primär entstehenden PH - und PH_2 -Radikalmengen bekannt sein.

Wir möchten Herrn Prof. Dr. W. GROTH für die großzügige Förderung und Unterstützung der Arbeit sowie Herrn Dr. J. R. McNESBY für wertvolle Diskussionen herzlich danken. Die Arbeit wurde durch Mittel der Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V. ermöglicht.

Die Ionenladungen von Spaltprodukten in Abhängigkeit von ihren Energien

H. OPOWER, E. KONECNY und G. SIEGERT

Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München
und II. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforschg. **20 a**, 131—140 [1965]; eingegangen am 21. August 1964)

Spaltprodukte, die einer in der Nähe des Kerns des FRM angebrachten U-Schicht entstammen, werden im elektrischen Feld eines Toroidkondensators abgelenkt und mit Sperrschichtzählern analysiert. Der gesamte Strahlengang befindet sich im Vakuum. Aus den Meßergebnissen folgen die Verteilungen der Ionen-Ladungszahlen der Spaltprodukte als Funktion ihrer Energien. Die Halbwertsbreiten dieser Verteilungen betragen im Bereich der schweren Massengruppe etwa 7 Ladungseinheiten, im Bereich der leichten etwa 4,5. Die Ladungsmittelwerte steigen in jeder Gruppe mit der Energie an, beim Übergang von der schweren zur leichten Gruppe tritt ein Sprung zu um etwa 3,7 Einheiten tieferen Werten auf. Zur Erweiterung des Meßbereiches nach niedrigen Energien hin werden in einer zweiten Versuchsreihe die Spaltprodukte durch Formvar-Folien verschiedener Dicke bis auf maximal ein Viertel ihrer Anfangsenergien abgebremst. Die mittleren Ladungszahlen werden, getrennt für die leichte und die schwere Massengruppe, als Funktion der Geschwindigkeiten der Teilchen angegeben. Im Hinblick auf die von BOHR aufgestellte Regel, daß im Mittel alle Elektronen von den Spaltprodukt-Ionen abgestreift werden, deren Bahngeschwindigkeiten kleiner sind als die Fluggeschwindigkeiten der Ionen, werden die gefundenen Ladungszahlen verglichen mit denjenigen, welche KNIPP und TELLER theoretisch nach dem THOMAS-FERMI-Modell als Funktion der Bahngeschwindigkeiten der langsamsten noch gebundenen Elektronen abgeleitet haben. Es ergibt sich, daß die Differenz der Bahngeschwindigkeiten dieser Elektronen und der Fluggeschwindigkeiten der Spaltprodukt-Ionen im gesamten gemessenen Bereich den nahezu konstanten Wert 0,28 (in Einheiten $Z^{-2/3} \cdot e_0^2/\hbar$) besitzt.

Wenn ein schwerer Atomkern in zwei vergleichbar große Kerne spaltet, so folgen nicht alle Hüllen-Elektronen den mit Geschwindigkeiten der Größenordnung 10^9 cm/s auseinanderfliegenden Kernbruchstücken, wenngleich die primäre Ionenladung der Kernbruchstücke nach Überlegungen von BOHR¹ nicht allzu groß sein dürfte. Die primäre Ionenladung ist jedoch nur schwer meßbar, da die Teil-

chen, bevor sie nachgewiesen werden, mit anderen Atomen in Wechselwirkung treten. Das Ergebnis aller bisherigen Messungen ist die Ladung, die sich beim Durchgang der Spaltprodukte durch Materie einstellt. Sie ist erheblich höher als die vermutete primäre Ladung¹. Die ersten Untersuchungen über die Ionenladungen von Spaltprodukten wurden von PERFILOV² und dann ausführlich von LASSEN³ durch-

¹ N. BOHR, Phys. Rev. **59**, 270 [1941].

² N. A. PERFILOV, Dokl. Akad. Nauk SSSR **28**, 5 [1940].

³ N. O. LASSEN, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd. **26**, 5 [1951].



geführt. Er benutzte die Ablenkung der Spaltprodukte in einem Magnetfeld bei gleichzeitiger Energiebestimmung und konnte damit Ladungsverteilungen der Spaltprodukte, jeweils summiert über alle Teilchen und Energien der leichten und schweren Gruppe, erhalten. Als Spaltproduktquelle verwendete er U^{235} -Schichten von 330 und 700 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke, die mit ganz dünnen Schichten anderen Materials bedeckt werden konnten. Es ergab sich, daß die Ladungsmittelwerte der Spaltprodukte, deren Energie nur wenig geringer ist als die, die sie beim Spaltprozeß mitbekommen haben, in Uran 22 Einheiten (schwere Gruppe) und 20 (leichte Gruppe) betragen. Wenn die Spaltprodukte noch Deckschichten aus einem Material niedriger Ordnungszahl durchlaufen, steigt die Ladung auf 24 bzw. 22 Einheiten an. In Gasen von einigen Torr Druck stellen sich niedrigere Ladungswerte ein, außerdem zeigt hier die leichte Gruppe eine höhere Ladung (etwa 16) als die schwere (etwa 14). Die Messungen der Ladungen in Gasen wurden später nochmals von FULMER⁴, ebenfalls mit Hilfe einer magnetischen Ablenkung, unternommen und weitergeführt. Insbesondere untersuchte er dabei die Abhängigkeit der Ladungen der Spaltprodukte von ihren Geschwindigkeiten.

Die von uns unternommenen Messungen befassen sich mit den Ionenladungen der Spaltprodukte, wie sie sich ergeben, wenn diese aus einer dünnen Uranschicht ins Hochvakuum austreten oder im Laufe ihrer Bahn noch Formvar-Folien durchlaufen, die ihre Energien maximal bis auf etwa $1/4$ der ursprünglichen Werte herabsetzen. Im Gegensatz zu den Untersuchungen der genannten Autoren wurde von uns die für die Ladungsbestimmung notwendige Ablenkung der Spaltprodukte mit Hilfe des elektrischen Feldes eines Toroidkondensators vorgenommen. Während bei Verwendung eines Magnetfeldes der Quotient aus Impuls und Ladung der abgelenkten Teilchen für das Produkt von Bahnradius und Feldstärke maßgebend ist, ist es beim elektrischen Feld der Quotient aus Energie und Ladung.

Es gilt für Zylinder- oder Toroidkondensatoren

$$\frac{E}{e} = \frac{a_0 e_0}{2} \cdot F = b \cdot V, \quad b = \frac{a_0 e_0}{2d}. \quad (1)$$

E = kinetische Energie, e = Ionenladungszahl,
 F = elektrische Feldstärke, e_0 = Elementarladung,
 V = Ablenkspannung, a_0 = Bahnradius,
 d = Elektrodenabstand.

Bei festem Ablenkradius ist der Quotient E/e proportional zu der an die Kondensatorplatten angelegten Spannung. Eine davon unabhängige Energiemessung macht es dann möglich, die beiden Größen E und e getrennt zu bestimmen.

Versuchsanordnung

Die Versuchsanordnung ist Teil eines Massenspektrometers für Spaltprodukte⁵, das am FRM Garching aufgebaut ist. In der Nähe des Reaktorkernes befindet sich auf einer Aluminiumunterlage eine Uranoxidschicht (90-proz. U^{235}), deren Normale 30° gegen die Strahlrichtung geneigt ist. Die Schicht wurde dadurch hergestellt, daß die sauber geschmirgelte Aluminiumplatte bei erhöhter Temperatur in eine verdünnte Uranyl-nitrat-Lösung getaucht wurde. Die Dicke der so erhaltenen Schicht wurde durch Vergleich der α -Aktivitäten mit anderen Folien bekannter Dicke des gleichen Materials zu 350 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ bestimmt. Infolge der bei dem Herstellungsverfahren unvermeidbaren Inhomogenitäten stellt dies jedoch nur eine mittlere Dicke dar. Die Spaltprodukte erfahren aus Strahlenschutzgründen noch innerhalb des Reaktorstrahlrohres eine elektrische Vorablenkung um etwa 10° und treten nach ungefähr 7 m in das elektrische Hauptfeld ein, das zwischen den Elektroden eines Toroidkondensators erzeugt wird. Der Ablenkungswinkel beträgt $29,5^\circ$, der Ablenkradius etwa 250 cm, der Plattenabstand wurde gegenüber dem früher⁵ angegebenen von 8 auf 6,3 cm verkleinert. Etwa 3,5 m hinter dem elektrischen Feld werden die Spaltprodukte in einem Halbleiterdetektor aufgefangen und gezählt. Der ganze Strahlengang befindet sich im Hochvakuum von etwa $3 \cdot 10^{-6}$ Torr. Abb. 1 zeigt die gesamte benutzte Anordnung.

Nach Gl. (1) läßt ein jedes der beiden elektrischen Felder nur Teilchen eines bestimmten Wertes von E/e durch mit einer von der jeweiligen geometrischen Anordnung bedingten Breite $\Delta(E/e)$, die proportional zu E/e und damit zur Spannung V ist. Die Verhältnisse sind derart, daß keine Beschneidung des vom Hauptfeld ausgesonderten Strahles durch die Vorablenkung erfolgt, da die E/e -Breite der von der Vorablenkung (VA) durchgelassenen Teilchen etwa 10-mal so groß ist wie die der Hauptablenkung (HA) durchlaufenden Teilchen:

$$\left| \frac{\Delta(E/e)}{E/e} \right|_{VA} \cong 10\%; \quad \left| \frac{\Delta(E/e)}{E/e} \right|_{HA} \cong 1\%.$$

Die für die Hauptablenkung notwendigen Spannungen liegen zwischen 100 und 300 kV.

Wie später ersichtlich wird, ist eine genaue und jederzeit reproduzierbare Einstellung der an die Elektroden anzulegenden Spannungen notwendig. Dies konnte auf folgende Weise erreicht werden: Parallel zu den Hochspannungs-Generatoren liegen Widerstandsketten

⁴ C. B. FULMER, Phys. Rev. **108**, 1113 [1957]; ORNL-Report 2320.

⁵ H. EWALD, E. KONECNY, H. OPOWER u. H. RÖSLER, Z. Naturforsch. **19 a**, 194 [1964]. — E. KONECNY, H. OPOWER u. H. EWALD, Z. Naturforsch. **19 a**, 200 [1964].

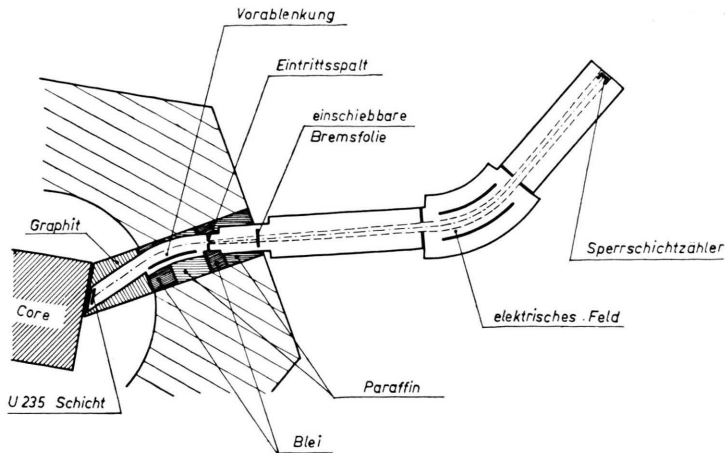


Abb. 1. Schematische Skizze der Versuchsanordnung. Die Gesamtlänge des Strahlenganges beträgt ca. 14 m. Die Querdimensionen sind stark vergrößert.

(für die Hauptablenkung jeweils $250 \times 10 \text{ M}\Omega$ Metallschichtwiderstände, für die Vorablenkung $100 \times 10 \text{ M}\Omega$), an denen die zwischen der jeweiligen Elektrode und Erde liegende Spannung abfällt. Zur Vermeidung von Sprühströmen und störenden Temperatureinflüssen befinden sich die Widerstandsketten in größeren mit Öl gefüllten Kesseln. Die an den letzten, nur $2 \text{ M}\Omega$ großen Widerständen gegen Erde abfallenden Spannungen werden in einer doppelten Kompensationsschaltung mit der Spannung eines Weston-Normalelementes verglichen. Die Brückenarme sind Teile einer AEG-Präzisionsmeßbrücke. Damit gelingt es, die Spannungen, die von stabilisierten Hochspannungs-Kaskadengeneratoren der Firma C. Zeiss geliefert werden, auf lange Zeiten hin und immer reproduzierbar innerhalb einer Genauigkeit von 10^{-4} einzustellen.

Als Nachweisinstrument diente ein Oberflächen-Sperrschicht-Zähler der Firma Ortec (Type SBQN 200) mit einer aktiven Fläche von 2 cm^2 . Die in einem Vor- und Hauptverstärker verstärkten Impulse wurden mit einem TMC 1024-Kanal-Analysator gezählt.

Ausführung der Messungen und Bestimmung von Energien und Ladungen

Nach Gl. (1) erfolgt durch das elektrische Feld eine Aussonderung der Teilchen nach ihrem E/e -Wert. Die relative Durchlaßbreite $\Delta(E/e)/(E/e)$ des Hauptfeldes beträgt, wie schon ausgeführt ist, etwa 1%. Die Einstellung der Vorablenkspannungen ist durch eine Versuchsreihe so bestimmt worden, daß bei jeder Hauptablenkspannung maximale Teilchenzahl auf den Zähler trifft, wenn sich zwischen den beiden Feldern keine Bremssubstanz befindet. Da die Ionenladungen diskrete Werte annehmen, besitzen die durch das elektrische Hauptfeld ausgesonderten Spaltprodukte diskrete Energien; bei einer festen Ablenkspannung ist der Abstand zweier benachbarter

hindurchgelassener Energien proportional zur Ablenkspannung V , aber unabhängig von den Ladungszahlen e_1 und $e_2 = e_1 + 1$:

$$\Delta E = b V. \quad (2)$$

Die Größe des Proportionalitätsfaktors b wurde durch einen Eichversuch mit Po- α -Teilchen, deren E/e -Wert $5,3/2 = 2,65 \text{ MeV/L.E.}$ beträgt, experimentell festgelegt. Es ergab sich $b = 20,4 \text{ eV/V}$. Bei fester Ablenkspannung treffen somit Teilchen mit bekanntem E/e -Wert, deren Energien eine äquidistante Folge bilden, den Zähler. Für eine einwandfreie Festlegung von Energien und Ladungen ist Voraussetzung, daß der Zähler die einzelnen diskreten Energiewerte sauber voneinander trennt. Die vom Zähler auflösbare Energiedifferenz muß daher kleiner sein als die vom Zähler zu trennende Energiedifferenz ΔE_z für Teilchen benachbarter Ionenladungen. Da die einzelnen durchgelassenen Energien eine Breite von ungefähr 1% besitzen, ist

$$\Delta E_z = \Delta E - \frac{E}{100} = b V \left(1 - \frac{e}{100} \right). \quad (3)$$

ΔE_z ist also proportional zur Ablenkspannung V , und zwar näherungsweise unabhängig von der Ionenladungszahl e .

In Abb. 2 sind 4 mit dem Vielkanalanalysator aufgenommene Meßkurven für 4 Ablenkspannungen gezeigt; die Spannungen verhalten sich wie $1 : 1,19 : 1,47 : 1,89$; a, b, c enthalten überwiegend Teilchen der schweren Gruppe, d Teilchen der leichten. Es ist den Kurven deutlich zu entnehmen, daß mit zunehmender Ablenkfeldstärke – die Abstände ΔE werden nach Gl. (2) hierbei größer – die Trennung der zu den einzelnen Energien gehörenden

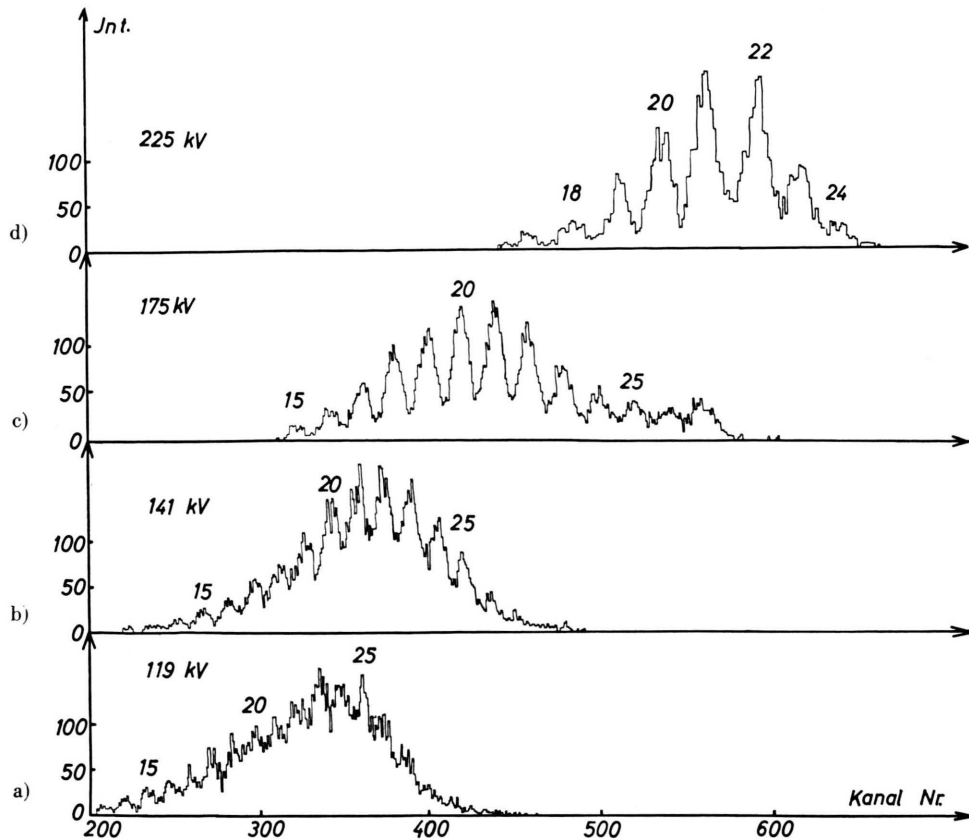


Abb. 2. 4 Energiespektren bei jeweils konstanten Hauptablenkspannungen (119 kV (a), 141 kV (b), 175 kV (c), 225 kV (d)). Die darüberstehenden Zahlen geben die zugehörigen Ionenladungszahlen e an.

Maxima besser wird; die Energieauflösung des Zählers erweist sich als nahezu unabhängig von der Energie. Der Ortec-Sperrschichtzähler wurde bei allen Messungen mit einer Vorspannung von 150 V betrieben. Es zeigte sich, daß Sperrspannungen dieser Größe eine bessere Auflösung ermöglichen (etwa 2,5 MeV Halbwertsbreite) als niedrigere. Auch bei den energiereichen Teilchen der leichten Gruppe trat, wie Abb. 2 d zeigt, noch keine deutliche Verschlechterung der Auflösung infolge einer Multiplikation der Ladungsträger⁶ in Erscheinung.

Die Impulshöhen in Festkörperzählern erweisen sich für Spaltteilchen als nicht genau zur Energie proportional. Das liegt an Impulshöhenverlusten, die wir in Anlehnung an ähnliche Effekte in Ionisationskammern „Ionisationsdefekte“ nennen. BRITT und WEGENER⁶ geben Meßwerte der Ionisationsdefekte für Spaltprodukte in Ortec-Zählern für verschiedene Feldstärken in der Sperrschicht an. In der vorliegenden Arbeit wurden jedoch die zu den Linien

gehörigen Ladungszahlen und daraus mit Hilfe der Gl. (1) auch die Energien der entsprechenden hindurchgelassenen Teilchen unabhängig von der Kenntnis des Ionisationsdefektes erhalten. Dazu war nur die genaue Kenntnis der wirksamen Ablenkspannungen erforderlich, die durch die erwähnte Eichung der gesamten Anordnung mit Po- α -Strahlen gegeben war.

Zur Bestimmung der Ladungszahlen wurde eine Serie von Spektren bei den Ablenkspannungen

$$V_n = \frac{e_1}{e_1 + n} V_0 \quad (4)$$

aufgenommen, wobei e_1 eine bestimmte ausgewählte Ladungszahl ist und n eine kleine ganze Zahl, die von Aufnahme zu Aufnahme systematisch um eine Einheit geändert wurde. Die Linie der Ladungszahl e_1 ist im Spektrum, das mit der Ablenkspannung V_0 aufgenommen wurde, dann daran erkenntlich, daß auch in jedem der anderen Spektren genau an der gleichen Stelle eine Linie auftritt, der jedoch die Ladungszahl $e_1 + n$ zukommt. Denn es gilt für die Energien der entsprechenden hindurchgelassenen Teilchen $E = e_1 b V_0 = (e_1 + n) b V_n$.

⁶ H. C. BRITT u. H. E. WEGENER, Rev. Sci. Instrum. **34**, 274, 627 [1963].

Die anderen Linien, die jeweils beidseitig von dieser Stelle liegen, rücken jedoch mehr und mehr an diese heran, wenn n von Aufnahme zu Aufnahme größer wird oder rücken weiter auseinander, wenn n kleiner wird. Der Linienabstand ist ja entsprechend Gl. (2) proportional zu V_n .

Dieses Verfahren zur Feststellung der Ionenladungszahlen hat sich als eindeutig durchführbar erwiesen. Die Auswahl von e_1 für eine geeignete Serie von Messungen ist lediglich dadurch beschränkt, daß Teilchen mit den Ionenladungszahlen $e_1 + n$ bei allen verwendeten Ablenkspannungen auch wirklich mit hinreichenden Intensitäten vorkommen müssen.

Für die Anwendung der beschriebenen Methode ist die Größe des „Ionisationsdefektes“ belanglos; die einzige Voraussetzung ist, daß er bei gleicher Energie unabhängig von der Ionenladung der auf den Zähler treffenden Teilchen ist. Diese Voraussetzung ist aber höchstwahrscheinlich erfüllt. Denn noch vor Erreichen der empfindlichen Zone hat sich bei Durchtritt durch die Deckschicht des Festkörperzählers eine neue Gleichgewichtsladung unabhängig von der ursprünglichen Ionenladung eingestellt.

Im Bereich der schweren Spaltteilchengruppe wurden bei 9 Ablenkspannungen V_0 bis V_{-8} ($n=0, -1, \dots, -8$) Messungen ausgeführt; für e_1 wurde 25 gewählt, $V_0 = 119$ kV. In der leichten Gruppe läßt sich eine Energie wegen der später angegebenen geringeren Halbwertsbreite der Ionenladungsverteilung nur über einen kleinen Bereich von E/e verfolgen. Da hierfür außerdem wegen der Schwierigkeit, sehr hohe Spannungen ohne nennenswerte Schwankungen konstant zu halten, wesentlich weniger zuverlässige Meßpunkte vorlagen, geschah für die leichte Gruppe die Ladungsbestimmung nicht unabhängig, sondern durch folgerichtige Fortsetzung der bei der schweren Gruppe gefundenen Werte. Dieses Vorgehen kann dann zu falschen Ergebnissen führen, wenn ein größerer abrupter Sprung von einigen MeV im Ionisationsdefekt beim Übergang von der schweren Gruppe zur leichten stattfindet. Die sorgfältige Untersuchung der Meßergebnisse ergab jedoch bei dem verwendeten Zähler keinen Anhalt für die Existenz eines solchen großen Sprunges. Es würde sich sonst in der leichten Gruppe bei gleicher Energie ein nichtverständlicher, von der Ablenkspannung abhängiger Ionisationsdefekt ergeben und die häufigste Energie der leichten Gruppe zu mit den Daten der Kernspaltung nicht verträglichen geringeren Werten verschoben sein.

Mit der Bestimmung der Ladungszahlen e_i der Teilchen der einzelnen Linien sind auch deren Energien $E_{in} = e_i b V_n$ genau ermittelt, da ja die Werte von b und der Ablenkspannungen V_n bekannt sind. Andererseits kann man aber auch aus den Vielkanalspektren Energiewerte E_{in}^* für diese Linien entnehmen, die allerdings um die Ionisationsdefekte I (einschließlich der Energie-Verluste in der Zähler-Deckschicht) kleiner sind als die E_{in} . Die Beziehung $I = E_{in} - E_{in}^*$ kann also zur Bestimmung des Ionisationsdefektes dienen. Um eine Zuordnung von Energiewerten zu den beobachteten Kanalzahlen zu erhalten, wurde bei jeder Messung das 5,3 MeV α -Spektrum des mit Po^{210} leicht kontaminierten Zählers mit aufgenommen. Der Energie-Verlust der α -Teilchen in der Zählerdeckschicht ist vernachlässigbar⁷, ein eigentlicher Ionisationsdefekt bei α -Teilchen wurde nicht in Rechnung gesetzt. Die Linearität der Elektronik wurde mit einem Impuls-Generator geprüft.

Aus der Äquidistanz der Maxima in Abb. 2 folgt, daß ein linearer Zusammenhang zwischen den wahren Energiewerten E_{in} der Spaltteilchen und den zugeordneten Kanalzahlen K_{in} besteht, während die E_{in}^* -Werte proportional zu den K_{in} sind. Damit resultiert für die gemessenen und wahren Energieunterschiede ΔE_n^* bzw. ΔE_n und die Kanalzahl-Unterschiede ΔK_n benachbarter Maxima die Beziehung

$$\frac{\Delta K_n}{K_{in}} = \frac{\Delta E_n^*}{E_{in}^*} = \frac{\Delta E_n}{E_{in}}, \quad (5)$$

wo näherungsweise $\Delta E_n^* = \Delta E_n$ gesetzt worden ist. Das bedeutet, daß der Ionisationsdefekt für jeweils eine Messung, d. h. für einen Energiebereich erheblicher Breite als konstant angenommen wird. Mit den Gln. (2) und (5) lautet der Ausdruck für den Ionisationsdefekt dann

$$I = E_{in} - E_{in}^* = b V_n \left(e_i - \frac{K_{in}}{\Delta K_n} \right). \quad (6)$$

Damit ergab sich für die schwere Spaltteilchengruppe ein mittlerer Ionisationsdefekt (einschließlich des Energieverlustes in der Deckschicht) von 6,5 MeV; für die leichte Gruppe ergab sich ein mittlerer Wert von 5,5 MeV.

In einer zweiten Versuchsreihe wurde der Zusammenhang von Energien und Ladungen nach Abbremsung der Spaltprodukte in Formvar-Folien (55% C; 36% O; 9% H) bestimmt. Die Folien waren zwischen der Vor- und Hauptablenkung angeordnet

⁷ W. REISDORF, Diplomarbeit, Technische Hochschule München 1963.

(siehe Abb. 1). Folien mit Material aus Atomen höheren Atomgewichts konnten nicht verwendet werden, da darin, insbesondere bei größerem Energieverlust, die Spaltprodukte so stark gestreut werden, daß für eine Messung keine ausreichende Intensität erhalten werden konnte. Bei der dünnsten Folienstärke ($35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) wurden die Messungen analog zur oben beschriebenen Methode durchgeführt, bei entsprechenden Änderungen der Felder der Vor- und Hauptablenkungen. Die Messungen mit den dickeren Folien wurden mit zwei gleichbleibenden Vorablenkspannungen gemacht. Die eine Spannung war so gewählt, daß mit Sicherheit nur Teilchen der schweren Gruppe, die zweite so, daß nur Teilchen der leichten Gruppe durchgelassen wurden. Mit der Hauptablenkspannung wurde schrittweise der ganze Bereich, in dem merkliche Intensität festzustellen war, durchfahren und bei jeder Einstellung das Energiespektrum mit dem Vielkanal-Analysator aufgenommen. Die Schichtdicken der verwendeten Folien waren ungefähr 35, 200, 370, 800 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Zur Absolutbestimmung von Energien und Ladungen konnten, solange die Energien noch nicht merklich abgenommen hatten, die oben angegebenen Werte für den Ionisationsdefekt eingesetzt werden. Da jede Messung eine Reihe von Energiewerten liefert, die sich beim Wechsel von einer Folie auf die andere überlappen, war es möglich, auch bei Versuchen mit großen Schichtdicken wenigstens eine ungefähre Aussage über den Verlauf des Ionisationsdefektes zu machen. Es kann auf diese Weise ausgeschlossen werden, daß eine merkliche Abnahme des Ionisationsdefektes bei den noch im Bereich unserer Messungen liegenden kleinen Energien (etwa 20 MeV für die schwere Gruppe bzw. 35 MeV für die leichte) stattfindet.

Ionenladungen der der U-Schicht entstammenden Teilchen ohne Bremsfolie

Durch Heranziehen der bei allen Ablenkspannungen gewonnenen Meßkurven wurden die Häufigkeiten der Ladungen bei jeweils konstanter Energie ermittelt. Da die Durchlaßbreite des elektrischen Feldes proportional zur Feldstärke im Ablenk Kondensator ist, wurden die Meßzeiten umgekehrt proportional zu den Ablenkspannungen genommen.

Die Abb. 3 zeigt zwei der so erhaltenen Ladungszahl-Häufigkeitskurven. Wenn man zu jeder Kurve

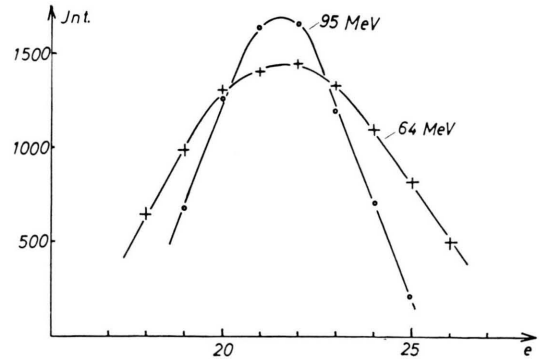


Abb. 3. Ladungshäufigkeitskurven bei zwei verschiedenen Energien (64 MeV und 95 MeV) als Beispiel für die Ladungsverteilung bei schwerer und leichter Gruppe.

den Mittelwert der Ladungszahl bildet und diese Mittelwerte als Funktion der Energie aufträgt, erhält man als Ergebnis die untere Kurve im oberen Diagramm der Abb. 4; die Kurve zeigt, daß die Ladung zunächst mit steigender Energie zunimmt, dann abfällt und schließlich wieder zunimmt (der weitere Verlauf nach noch höheren Energien hin konnte nicht mehr gemessen werden, da dies höhere Ablenkspannungen erfordert hätte, als sie von uns mit hinreichender Stabilität zu erreichen waren).

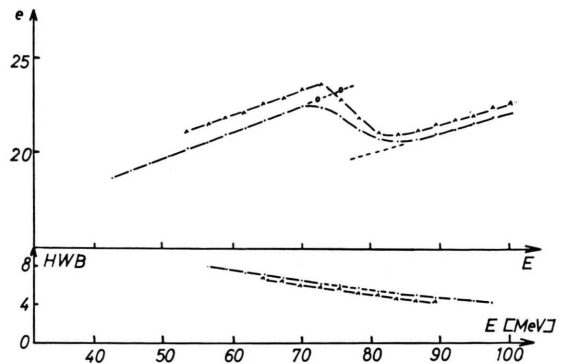


Abb. 4. Abhängigkeit der mittleren Ionenladung von der kinetischen Energie der Spaltprodukte. Die gestrichelten Linien geben den extrapolierten Verlauf im Mischungsbereich der leichten und schweren Gruppe der Spaltprodukte an, wie er sich durch Nachmessung mit einer dünnen Uranschicht ergab. Darunter sind die Halbwertsbreiten der Ladungsverteilungen bei konstanter Energie als Funktion der Energie angegeben, ● nach Austritt aus der U-Schicht ins Vakuum, △ nach zusätzlicher Durchdringung einer $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Formvar-Schicht.

Der erste niederenergetische Teil ist auf Massen der schweren Gruppe zurückzuführen, der hochenergetische Teil auf Massen der leichten Gruppe; der Zwischenbereich (zwischen den beiden gestrichelten Linien) enthält eine Mischung aus Teilchen bei-

der Gruppen, die sich wegen der großen Dicke und der Inhomogenität der Schicht über einen großen Energiebereich erstreckt. Für eine genauere Aussage über den Ladungsverlauf in diesem Gebiet ist eine nähere Untersuchung der bei den einzelnen Energien vorhandenen Beimengungen von Teilchen der beiden Massengruppen notwendig. Deshalb haben wir für diesen Zwischenbereich mit einer dünnen ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) und homogenen U^{235} -Schicht, die allerdings entsprechend weniger Intensität liefert, die Messungen wiederholt. In Abb. 5 sind für 2 Ablenkspannungen, bei denen Gemische der beiden

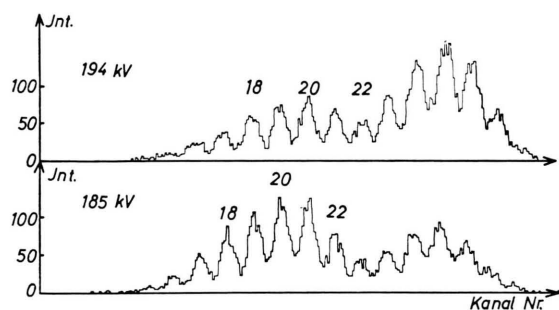


Abb. 5. Zwei Energiespektren bei jeweils konstanten Hauptablenkspannungen (185 kV, 194 kV), zu denen Teilchen beider Gruppen beitragen, aus einer dünnen homogenen ($100 \mu\text{g}$ pro cm^2) U-Schicht.

Teilchengruppen auftreten, die Energie-Ladungsspektren analog zu Abb. 2 aufgetragen. Man sieht, daß die beiden Gruppen energetisch gut getrennt sind, und daß sich mit steigender Ablenkspannung die Intensität zur energiereicheren leichten Gruppe verschiebt. Durch Auswertung dieses neuen Satzes von Messungen wurden die erwähnten gestrichelten Linien im Zwischenbereich der Abb. 4 erhalten. Die über alle Massen und Energien einer Gruppe gemittelten Ladungen ergeben sich für die schwere Gruppe zu 22 Einheiten, für die leichte Gruppe ist der obere Grenzwert 21 (in der leichten Gruppe wurden wegen der Schwierigkeit, höhere Ablenkspannungen stabil zu halten, die niedrigen Ladungen nicht ganz erfaßt).

Abb. 4 zeigt außerdem im unteren Diagramm noch die Halbwerts-Breiten der Ladungsverteilungen als Funktion der Energien. Aus den in Abb. 3 dargestellten Ladungsverteilungen bei konstanter Energie läßt sich ein Schluß auf die Breite der Ladungsverteilungen bei konstanter Energie und Masse und damit bei konstanter Geschwindigkeit und Masse ziehen. Es soll dies an den Beispielen der Abb. 3 für die schwere und leichte Gruppe gezeigt werden. Beide Energien

der hindurchgelassenen Spaltteilchen sind in diesem Falle so gewählt, daß sie je in der Mitte des für die schwere oder leichte Massengruppe charakteristischen Energiebereiches liegen. Aus den bekannten Schichtliniendiagrammen der Häufigkeitsverteilung der Spaltteilchen^{8, 5} kann man die Massenverteilungen von Teilchen bestimmter Energien entnehmen. Es ist für unsere Überlegung im vorliegenden Fall jedoch hinreichend, wenn man diese Massenverteilungen näherungsweise als GAUSS-Verteilungen ansetzt, deren Halbwertsbreiten unter Berücksichtigung der Präparatschichtdicken in der schweren Gruppe etwa 8 und in der leichten etwa 12 Masseneinheiten betragen.

Weiterhin kann man aus dem Ladungssprung im Übergangsbereich der beiden Massengruppen der Abb. 4 entnehmen, in welchem Maße die mittlere Ladung \bar{e} bei konstanter Energie von der Masse der Teilchen abhängig ist. Es ergibt sich als Mittelwert für beide Gruppen $(d\bar{e}/dM)_E \approx 75 \text{ MeV} = 0,12$. Aus der Kleinheit dieses Wertes und der relativ kleinen Massenbreite der hindurchgelassenen Energien kann gefolgert werden, daß sich die Halbwertsbreiten der Ladungsverteilungen bei konstanter Masse und Energie (Geschwindigkeit) kaum von denen bei nur konstanter Energie der Teilchen unterscheiden. Das heißt auch, daß die Ungenauigkeiten bei der Annahme der Massenverteilungen bei konstanter Energie und kleinere Abweichungen von dem angenommenen Wert von $(d\bar{e}/dM)_{E=\text{const}}$ sicherlich keinen nennenswerten Einfluß auf das Ergebnis haben. Man erhält so die Halbwertsbreiten der Ladungsverteilungen bei konstanter Masse und Geschwindigkeit zu 7 Einheiten, wenn die Masse der schweren Gruppe, und zu 4 Einheiten, wenn sie der leichten Gruppe angehört. Die relativen Halbwertsbreiten der beiden Gruppen sind daher

$$\left(\frac{\Delta\bar{e}}{\bar{e}}\right)_S \cong 30\%, \quad \left(\frac{\Delta\bar{e}}{\bar{e}}\right)_L \cong 20\%.$$

Die über alle Energien und Massen je einer Gruppe gemittelten Halbwertsbreiten ergeben sich nur geringfügig größer (7,3 Ladungseinheiten für die schwere und 4,8 für die leichte Gruppe), in ungefährer Übereinstimmung mit LASSEN³. Es ist anzunehmen, daß die Verschiedenheiten der Ladungsbreiten für Teilchen der beiden Massengruppen auf den großen Unterschied in der Kernladung zurückzuführen sind. Bei einem ca. 20-fach ionisierten Kern

⁸ Siehe z. B. J. C. D. MILTON u. J. S. FRASER, *Canad. J. Phys.* **40**, 1926 [1962].

der Kernladungszahl 36 gehören die verbleibenden Elektronen schon den inneren Schalen an, bei denen die durch Schalenabschlüsse abgegrenzten Bereiche vergleichbar großer Bindungsenergie wesentlich enger sind und die Streuung der Ionisierung daher geringer ist als bei einem 20-fach geladenen Teilchen der schweren Gruppe, das dann noch immerhin mehr als 30 Elektronen besitzt.

Im Prinzip ist es möglich, aus dem Verlauf der mittleren Ladung als Funktion der Energie die Abhängigkeit der Ladung von der Geschwindigkeit bei konstanter Masse anzugeben. Infolge des kleinen im wesentlichen durch die Natur der Kernspaltung bedingten Energiebereiches ist jedoch das Ergebnis mit einem so großen Fehler behaftet, daß es keinen Nutzen bringt, an dieser Stelle näher darauf einzugehen.

Ladungen der Spaltprodukte nach ihrer Abbremsung durch Formvar-Folien

Die Ladungsverteilung der Spaltteilchen nach Durchgang durch eine $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Formvar-Folie wurde ähnlich wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben erhalten. In Abb. 4 sind die Ladungsmittelwerte (obere Kurve im oberen Diagramm) und Halbwertsbreiten (untere Kurve im unteren Diagramm) als Funktion der Energien mit eingezeichnet. Der Vergleich mit der anderen Kurve des oberen Diagrammes zeigt, daß die Ladungen der Spaltprodukte in Formvar höher sind als in Uran. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den Daten von LASSEN, der feststellte, daß die Ladungen in Materialien mit kleineren Atomgewichten größer sind als in solchen mit hohen Atomgewichten.

Um den Verlauf der mittleren Ladung zu tieferen Energien verfolgen zu können, ließen wir die Spaltteilchen durch Folien der bereits angegebenen Dicken laufen, wobei – wie schon geschildert – durch die Vorablenkung eine Trennung der beiden Gruppen vor dem Auftreffen auf die Bremsfolie erfolgte. Bei jeder Folie wurden für jeden dieser beiden durch die Vorablenkung ausgesonderten Teilchenstrahlen die Energiespektren bei einer Serie von Hauptablenkspannungen aufgenommen. Daraus konnten wiederum Ladungsmittelwerte als Funktion der Energien angegeben werden. Die Ergebnisse sind in Abb. 6 dargestellt. Zum Vergleich ist noch die in Abb. 4 ge-

zeichnete, alle Vorablenkspannungen berücksichtigende Abhängigkeit der mittleren Ionenladungen von den Energien der Ionen aufgetragen. Bei der leichten Gruppe kommen die beiden Kurven im gemeinsamen Energiebereich zur Deckung; bei der schweren Gruppe fällt hingegen auf, daß die Steigung der auf die zuletzt beschriebene Art gewonne-

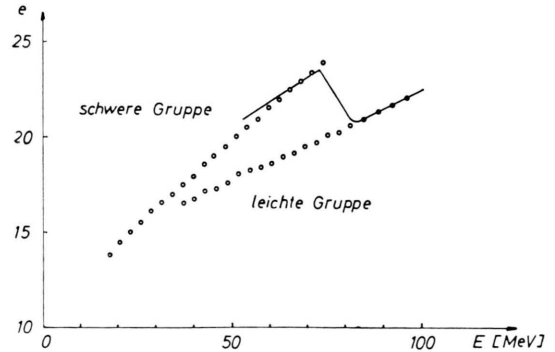


Abb. 6. Ladungsmittelwerte als Funktion der Energie nach Abbremsung durch Formvar. Durchgezogene Linie: Messung bei Folien dicke $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bei jeweils konstanten Hauptablenkspannungen, wobei über alle Vorablenkspannungen summiert wurde. Andere Punkte bei 2 konstanten Vorablenkspannungen für jeweils leichte und schwere Gruppe (Erläuterung siehe Text).

nen Kurve größer ist. Der Grund für diese Differenz bei den zwei beschriebenen Meßarten liegt in der unterschiedlichen Massenauswahl. Auf Grund der Energieverhältnisse bei der Kernspaltung verschiebt sich die Massenzusammensetzung mit sich ändernder hindurchgelassener Energie in der leichten Gruppe nicht, bei der schweren Gruppe hingegen verschiebt sich der erfaßte Bereich mit niedrigerer Energie zu höheren Massen. Mit $(d\bar{e}/dM)_{E=\text{const}} \cong +0,12$ und einer Massenverschiebung ΔM von etwa 5 Einheiten (von der Mitte zum Rand der schweren Gruppe) ergibt dies am niederenergetischen Rand des gemeinsamen Energiebereiches eine Erhöhung von 0,6 Ladungseinheiten nach der ersten Methode gegenüber der zweiten Messung, die wegen der Konstanz der Vorablenkspannung nur einen kleineren Energiebereich auswählt. Daher ist auch der Massenbereich etwas eingengt, er bleibt aber vor allem für alle Bremsschichten der gleiche.

Für theoretische Überlegungen über die sich bei vorgegebener Geschwindigkeit des Ions einstellende Gleichgewichtsladung wird üblicherweise nach BOHR (s. Anm. ^{1, 9, 10}) eine klassische Betrachtungsweise

⁹ N. BOHR, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd. **18**, 8 [1948].

¹⁰ N. BOHR u. N. J. LINDHARD, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd. **28**, 7 [1954].

der Elektronenbahnen verwendet. Der Leitgedanke BOHRs in diesem Bilde ist, daß beim Durchgang durch Materie nur die Elektronen im Verband des Ions bleiben können, deren Bahngeschwindigkeit größer als die Fluggeschwindigkeit des Ions ist, während alle anderen Elektronen abgestreift werden. Ein anderer, allerdings weniger bewährter Ausgangspunkt, der von LAMB¹¹ angegeben wurde (siehe z. B. bei KNIPP und TELLER¹²) ist der, daß alle Elektronen abgestreift werden, deren Bindungsenergie kleiner ist als die kinetische Energie, die ein Elektron besitzt, das sich mit der Fluggeschwindigkeit des Ions bewegt. Wir wollen hier im folgenden nur die BOHRsche Annahme für die Interpretation unserer gemessenen Ladung heranziehen. Für die Größenordnung der sich einstellenden Ladungszahlen hat BOHR^{1, 9, 10} eine unter vereinfachten Annahmen für die Elektronengeschwindigkeiten im Ion hergeleitete Beziehung angegeben:

$$e = (v/v_0)^{2/3}; \quad v_0 = e_0^2/\hbar \quad (7)$$

(v = Geschwindigkeit des Ions, v_0 = Geschwindigkeit des Elektrons in der 1. BOHRschen Bahn des H-Atoms, Z = Kernladungszahl des Ions).

Die Proportionalität zwischen der Ionenladung und der Geschwindigkeit, wie sie von Gl. (7) gefordert wird, ist bei Helium unter niedrigem Druck experimentell einigermaßen gut bestätigt⁴. Der genaue Ladungsverlauf über einen großen Geschwindigkeitsbereich bei beliebiger Bremssubstanz kann jedoch von Gl. (7) nicht beschrieben werden (z. B. ist der Einfluß des umgebenden Mediums darin nicht enthalten). Eine theoretische Angabe der Gleichgewichtsladung setzt eine eingehende Behandlung der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Elektroneneinfangs- und Verlustquerschnitts voraus. Solche Berechnungen sind unter vereinfachenden Annahmen von BELL¹³ und von BOHR und LINDHARD¹⁰ für verdünnte Gase als umgebendes Medium gemacht worden, für feste Substanzen sind den Verfassern keine quantitativen Formulierungen bekannt. Ein halbempirischer Ansatz zur Beschreibung der Wahrscheinlichkeit, bei mehrfach geladenen Ionen einen bestimmten Ionisationszustand als Funktion der Geschwindigkeit anzutreffen, wurde von DMITRIEV¹⁴ angegeben.

Die grundlegende Annahme, daß die Geschwindigkeit die für die Ionisierung maßgebende Größe ist,

macht eine genauere Kenntnis der Elektronengeschwindigkeiten im Ion notwendig. Unter Benutzung des einfachen, nicht korrigierten THOMAS-FERMI-Modells haben KNIPP und TELLER¹² die Geschwindigkeiten der langsamsten Elektronen des Ions als Funktion des Ionisationsgrades berechnet. Der Zusammenhang zwischen dem Ionisationsgrad e/Z und der Geschwindigkeit der langsamsten Elektronen v_e in Einheiten von v_0 ergibt sich aus der Beziehung

$$\left(\frac{v_e}{Z^{1/3}}\right)^2 = \left(\frac{1024}{9\pi^2}\right)^{1/3} \cdot \frac{(1-e/Z)}{\int_0^{x_0} x^{3/2} \varphi^{1/2} dx}$$

Hierbei sind $\varphi(x)$ und x die im THOMAS-FERMI-Modell üblichen Z -abhängigen Variablen (Potential bzw. Ort)¹⁵, x_0 ist der Ionenradius. Das Integral im Nenner wurde von KNIPP und TELLER tabelliert. In Abb. 7 zeigt die Kurve KT den graphischen Verlauf von e/Z als Funktion von $v_e/Z^{1/3}$.

Zu einem Vergleich mit dieser Kurve wurden unsere experimentellen Ergebnisse der Abb. 6 in das geschwindigkeitsabhängige Diagramm der Abb. 7 eingezeichnet. Bei der Umrechnung von Energien auf Geschwindigkeiten wurden Massenmittelwerte der beiden Gruppen, nämlich 139 und 95 eingesetzt. Die Vorablenkspannungen waren so eingestellt, daß sich die hindurchgelassenen Energien um die Mitte des

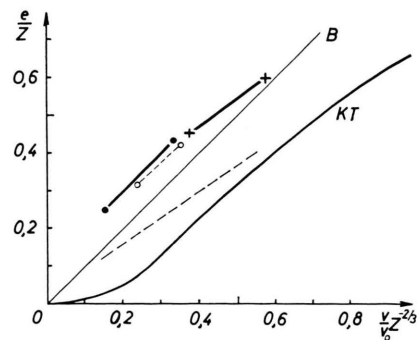


Abb. 7. Vergleich der zu den gemessenen Ionisationsgraden e/Z gehörenden Fluggeschwindigkeiten der Spaltprodukte in Formvar bei unseren Messungen: ● — ● schwere Gruppe (Kernladung 55); + — + leichte Gruppe (Kernladung 37) mit den Bahngeschwindigkeiten der äußersten Elektronen nach KNIPP und TELLER: — — — KT. ○ — — — ○ Ladungsmittelwerte von Br^{79} nach Durchtritt durch Kohlenstofffolien nach ALMQVIST et al. — — — Spaltprodukt-Ionenladung in Luft von etwa 1 Torr nach FULMER. — — — B: BOHRsche Formel $e = (v/v_0)^{2/3} Z^{1/3}$.

¹¹ W. E. LAMB JR., Phys. Rev. **58**, 696 [1940].

¹² J. KNIPP u. E. TELLER, Phys. Rev. **59**, 659 [1941].

¹³ G. I. BELL, Phys. Rev. **90**, 548 [1953].

¹⁴ J. S. DMITRIEV, Soviet Phys.-JETP **5**, 473 [1957].

¹⁵ Siehe z. B. P. GOMBAS, Handbuch der Physik, Bd. 36, 1956.

für jede Massengruppe charakteristischen Energiebereichs gruppieren. Von ALMQVIST et al.¹⁶ wurden mit Hilfe eines Beschleunigers Messungen der mittleren Ladung von Br^{79} -Ionen nach ihrem Durchgang durch Kohlenstoffsichten im Energiebereich zwischen 10 und 30 MeV vorgenommen. Da Br^{79} noch am Rande der leichten Spaltteilchengruppe liegt und die Zusammensetzung von Formvar der von Kohlenstoff äquivalent ist, haben wir diese Ladungswerte zum Vergleich in Abb. 7 mit eingetragen. Wie man sieht, schließen sich die Werte dieser Autoren gut an unsere an.

Wenn man die Spaltteilchen-Fluggeschwindigkeiten v , die sich experimentell als erforderlich erweisen, um einen bestimmten Ionisationsgrad e/Z zu erhalten, vergleicht mit den theoretischen Werten v_e der Bahngeschwindigkeiten der bei diesem Ionisationsgrad vorhandenen äußersten Elektronen, so findet man, daß in beiden Gruppen v_e größer ist als v . KNIPP und TELLER¹² haben für das Verhältnis $v_e/v = \gamma$, wie es für Spaltprodukte beim Durchgang durch Gase unter Normaldruck zu erwarten sein sollte, auf Grund gemessener Energie-Reichweite-Beziehungen Werte zwischen 1,5 und 2,0 angegeben. Dieses Verhältnis war für die gleiche Spaltproduktart bei gleicher Bremssubstanz über den ganzen Geschwindigkeitsbereich näherungsweise konstant angenommen worden, wenngleich diese Annahme schon damals von den Autoren selbst als sehr willkürlich angesehen worden war. In der Größe des Faktors γ ist der Einfluß des abbremsenden Mediums – vor allem dessen Dichte und Ordnungszahl – enthalten. Ein spezieller Wert für γ ist jedoch keine strenge Vorschrift für den Einzelprozeß, sondern eine Regel für einen Gleichgewichtszustand, der sich durch Mittelung über viele Stöße aus dem Wechselspiel von Elektronenverlust und -Einfang ergibt. Durch letzteren Prozeß ist ein geringfügiger Einfluß der Ordnungszahl der Bremssubstanz verständlich: Die Wahrscheinlichkeit für einen Elektroneneinfang ist um so größer, je mehr Elektronen dafür zur Verfügung stehen; mit zunehmender Ordnungszahl der Bremssubstanz fällt daher bei vergleichbarem Atomabstand die Ionenladung. Das ist auch experimentell

bestätigt³, wie auch unsere Messung in Abb. 4 zeigt.

Für Gase als Bremssubstanz sollte sich – die Gültigkeit der BOHRschen Annahme vorausgesetzt – γ mit abnehmendem Druck dem Wert 1 nähern, was auch mit experimentellen Daten⁴ ungefähr in Einklang steht (siehe Abb. 7). Bei Gasen höherer Dichte (Atmosphärendruck) und noch mehr bei festen Körpern wird das die Gleichgewichtsladung bestimmende Wechselspiel von Elektroneneinfang und -Verlust dadurch kompliziert, daß alle die Elektronen, die bei einer Wechselwirkung zwar nicht sogleich abgelöst, wohl aber in einen angeregten Zustand gehoben werden, nunmehr wegen der schnellen zeitlichen Folge der Stöße in der Größenordnung 10^{-14} sec zwischen zwei Stößen vielfach nicht mehr in den Grundzustand zurückkehren können. Elektronen in angeregten Zuständen besitzen aber im BOHRschen Bild kleinere Bahngeschwindigkeiten und werden somit leichter abgestreift, so daß die Ionenladung in einem festen Körper steigt. Als neue Gleichgewichts-Ladung stellt sich eine solche ein, bei der im Grundzustand – und dieser stellt sich nach Verlassen der Schicht wieder ein – die Geschwindigkeit der äußersten gebundenen Elektronen v_e um v_D größer ist als die Fluggeschwindigkeit v des Ions. Für γ folgt dann

$$\gamma = v_e/v = 1 + v_D/v. \quad (8)$$

Aus Abb. 7 geht hervor, daß der Geschwindigkeitsbereich v_D , dessen Elektronen im Festkörper zusätzlich abgestreift sind, im Bereich der experimentell gemessenen Geschwindigkeiten für je eine Gruppe von Spaltteilchen konstant ist, nämlich $(v_D)_S = 4 v_0$; $(v_D)_L = 3,1 v_0$. Um diesen Betrag ist die experimentelle Kurve gegen die theoretische von KNIPP und TELLER verschoben. Dies gilt natürlich nur für den gemessenen Bereich. Selbstverständlich muß für $v \rightarrow 0$ auch $v_D \rightarrow 0$ gehen. In dem für die Betrachtung nach dem THOMAS-FERMI-Modell geeigneten Geschwindigkeitsmaßstab $v/Z^{2/3}$ der Abb. 7 ergibt sich für die leichte und schwere Gruppe etwa die gleiche Verschiebung.

Die Autoren danken für die Förderung, die der Arbeit von den Herren Professoren Dr. H. EWALD, Gießen, und Dr. H. MAIER-LEIBNITZ, München, zuteil geworden ist. Dem Bundesministerium für Wissenschaftliche Forschung sei für die Bereitstellung von Mitteln gedankt.

¹⁶ E. ALMQVIST, C. BROUDE, M. A. CLARK, J. A. KUEHNER u. A. E. LITHERLAND, *Canad. J. Phys.* **40**, 954 [1962].