

alkoholische Phase (siehe Abb. 6). Beim Aufheizen gibt diese Anlaß zum Phosphoreszenzabfall im Transformationsgebiet und zu einer erneuten Zunahme im Kristallisationsgebiet.

Die Frage, wodurch die Phosphoreszenzlösung hervorgerufen wird, kann nicht eindeutig beantwortet werden. Offensichtlich hängt sie eng mit der freien Beweglichkeit oder Drehbarkeit der Phosphoreszenzmoleküle gegenüber ihrer Umgebung zusammen (siehe hierzu auch <sup>9</sup>), da der Verlauf von Intensität und Abklingdauer nicht durch das jeweils gelöste Phosphoreszenzmolekül, sondern durch das Lösungsmittel bestimmt wird. Es kann also kein rein innermolekularer Löschprozeß sein. Ob die

<sup>9</sup> G. PORTER u. M. R. WRIGHT, Disc. Faraday Soc. **27**, 18 [1959].

Lösung durch Deformation des Phosphoreszenzmoleküls infolge der thermischen Bewegung der Umgebung, durch die freie Orientierbarkeit gegenüber der Umgebung oder durch die Möglichkeit der Diffusion zu irgendwelchen Löschenzentren in der Lösung verursacht wird, kann nur durch weitere Untersuchungen entschieden werden.

Analoge Ergebnisse wurden auch in Lösungen von Isopropylalkohol gefunden, während bei Methanol die Phosphoreszenz auf rein kristalline Phase schließen läßt und im Propanol nur die glasige beobachtbar war.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Gießen durchgeführt und mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt. Herrn Prof. HANLE danken wir für sein stetes förderndes Interesse.

## Ein Massenspektrograph zur Analyse von Spaltproduktstrahlen

Von HEINZ EWALD \*, EWALD KONECNY \*\*, HANS OPOWER \*\* und HELMUT RÖSLER

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. **19 a**, 194—200 [1964]; eingegangen am 28. September 1963)

Es wurde ein doppelfokussierender Massenspektrograph zur direkten Analyse von Spaltprodukten gebaut, welche annähernd mit ihren hohen kinetischen Anfangsenergien (50 bis 110 MeV) und hohen Ionenladungszahlen (etwa 18 bis 25) aus einer dünnen <sup>235</sup>U-Schicht herauskommen. Diese Schicht befindet sich in einem evakuierten Strahlrohr im hohen Neutronenfluß in der Nähe des Kernes des Forschungsreaktors in Garching. Der Spektrograph ist an das äußere Ende dieses Strahlrohrs angesetzt und bildet mit diesem ein gemeinsames Vakuumsystem. Der gesamte Strahlengang hat eine Länge von etwa 17 m. Es werden schon bei einer Auflösung von etwa 150 gut getrennte  $M/e$ -Spektren der hochenergetischen Teilchen erhalten.

Die Spaltprodukte der durch thermische Neutronen induzierten Spaltung von <sup>235</sup>U haben im Uranmetall eine Reichweite<sup>1</sup> von etwa 4 bis 7  $\mu$ . Eine <sup>235</sup>U-Schicht, deren Dicke unter 1  $\mu$  liegt und welche am besten im Vakuum einem hohen Neutronenfluß ausgesetzt wird, stellt daher eine Quelle von Spaltprodukten dar, welche die Schicht in allen möglichen Richtungen und mit hohen kinetischen Energien verlassen. Diese Energien liegen für die meisten Teilchen nicht weit unter den Anfangsenergien von etwa 50 bis 110 MeV, die sie bei den Spaltprozessen er-

halten. Die Spaltprodukte treten mit sehr unvollkommenen Elektronenhüllen, d. h. als hochgeladene Ionen, aus der dünnen Schicht aus. Nach LASSEN<sup>2</sup> gibt es eine breite Häufigkeitsverteilung etwa im Bereich der Ionenladungszahlen  $e = 18$  bis  $e = 25$ .

Solche Strahlen von geladenen Spaltprodukten können einer ionenoptischen Analyse unterworfen werden. So studierten B. L. COHEN, A. F. COHEN und COLEY<sup>3</sup> die Ladungs- und Energieverteilung von <sup>97</sup>Zr-Teilchen mit Hilfe eines magnetischen Sektorfeldes und unter zusätzlicher Zuhilfenahme von

\* Neue Anschrift: II. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität, 63 Gießen, Arndtstraße 2.

\*\* Auszug aus Teilen der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertationen von EWALD KONECNY: Beiträge zum Bau eines Massenspektrographen (elektrostatischer Teil) zur Untersuchung von primären Spaltprodukten und Analyse der für thermische Spaltung von <sup>235</sup>U gemessenen Spektren; HANS OPOWER: Massenspektrometrische Tren-

nung der energiereichen Teilchen der Spaltung von <sup>235</sup>U mit thermischen Neutronen.

<sup>1</sup> J. NIDAY, UCRL-Rep. Nr. 5816. — Siehe auch E. K. HYDE, A review of nuclear fission, Part I, UCRL-Rep. Nr. 9036, 1960.

<sup>2</sup> N. O. LASSEN, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd. **26**, Nr. 5 [1951].

<sup>3</sup> B. L. COHEN, A. F. COHEN u. C. D. COLEY, Phys. Rev. **104**, 1046 [1956].



radiochemischen Methoden. FULMER<sup>4</sup> und ARMBRUSTER<sup>5</sup> ließen die Teilchen innerhalb des Magnetfeldes durch eine Gasatmosphäre laufen. Dabei fluktuieren ihre Ladungen infolge vielfacher Umladungen um bestimmte Mittelwerte, welche massen- und geschwindigkeitsabhängig sind. Das hat zur Folge, daß eine solche Anordnung als Massenspektrograph wirkt, dessen Auflösungsvermögen in der Größe von etwa 20 bis 30 liegt.

Hier soll nun über einen großen, doppelfokussierenden Massenspektrographen zur direkten Massenanalyse von Spaltproduktstrahlen berichtet werden<sup>6</sup>, welcher im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München erbaut und hinsichtlich seiner Abbildungseigenschaften erprobt wurde. Der Apparat ist jetzt am Reaktor in Garching bei München installiert und wird dort zur Zeit mit einem Auflösungsvermögen von 150 bis 200 betrieben.

Die dünne Uranschicht befindet sich in einem evakuierten Strahlrohr des Reaktors im hohen Neutronenfluß in der Nähe des Reaktorkernes. Die Spaltteilchen, die zufällig ungefähr in der Richtung der Strahlrohrachse austreten, durchsetzen die Feldanordnung des an das äußere Ende des Strahlrohres angesetzten Massenspektrographen und werden darin in ein Massenspektrum zerlegt. Die Laufzeit der Teilchen durch den Spektrographen und damit die Trennzeit beträgt etwa  $10^{-6}$  sec.

Die Feldanordnung entspricht der des bekannten MATTAUCh-HERZOGSchen Apparates<sup>7</sup>, bei dem Richtungs- und Energiefokussierung (Doppelfokussierung) erster Näherung in allen Linien der Massenskala zugleich erzielt wird. Jedoch ist bei dem neuen Apparat der üblicherweise vorhandene Zylinderkondensator durch einen Toroidkondensator ersetzt, um eine höhere Strahlendichte in den Massenlinien zu erzielen. Auf diese Weise erhält man in der Mitte der Massenskala zusätzlich Fokussierung auch in der Richtung des magnetischen Feldes (stigmatische Abbildung)<sup>8-10</sup>.

Die ionenoptischen Daten des Apparates sind folgende<sup>11</sup>:

$$\begin{aligned}\Phi_e &= 29,5^\circ, \quad \Phi_m = 90^\circ, \quad \varepsilon' = 0^\circ, \quad \varepsilon'' = -45^\circ; \\ \frac{a_e}{a_m} &= 2,54, \quad \frac{d}{a_m} = 5,25, \quad \frac{a_e}{R_e} = 1,36, \quad \frac{l_e'}{a_e} = 2,86.\end{aligned}$$

<sup>4</sup> C. B. FULMER, ORNL-Rep. 2320 [1957].

<sup>5</sup> P. ARMBRUSTER, Nukleonik 3, 188 [1961].

<sup>6</sup> H. EWALD, in Proc. Intern. Conf. Nuclidic Masses, Hamilton, Ont. 1960, S. 491. — H. EWALD, E. KONECNY u. H. OPOWER, in Advances in Mass Spectrometry, Vol. 2, Pergamon Press, London 1963, S. 189.

$\Phi_e$  = Ablenkwinkel im elektrischen Feld,

$\Phi_m$  = Ablenkwinkel im Magnetfeld,

$\varepsilon', \varepsilon''$  = Winkel, die der Hauptstrahl auf der Eintritts- und der Austrittsseite des Magneten mit den Normalen zu den Feldgrenzen bildet,

$l_e'$  = Abstand des Eintrittsspaltes von dem elektrischen Felde,

$a_e$  = Ablenkradius im elektrischen Feld,

$R_e$  = axialer Krümmungsradius der mittleren Äquipotentialfläche im Toroidkondensator,

$d$  = Abstand zwischen elektrischem und magnetischem Feld,

$a_m$  = mittlerer Ablenkradius im Magnetfeld.

Wegen der hohen Energie der abzulenkenden Teilchen und der Begrenzung der maximal anwendbaren Feldstärken benötigt man große mittlere Ablenkradien in beiden Feldern. Es wurden die Werte

$$a_e = 234 \text{ cm} \quad \text{und} \quad a_m = 92 \text{ cm}$$

gewählt. Für solche Ablenkradien werden bei einem Elektrodenabstand von 8 cm Ablenkspannungen von 200 bis 300 kV und Magnetfeldstärken bis zu 8000 Oe benötigt. Damit ergeben sich

$$R_e = 172 \text{ cm}, \quad l_e' = 669 \text{ cm}, \quad d = 483 \text{ cm}.$$

Die Länge des vollkommen im Vakuum verlaufenden Strahlenganges der gesamten Anordnung beträgt etwa 17 m.

Die Ablenkung der sehr energiereichen Teilchen in Feldern solcher Dimensionen und Stärken ist nur möglich, weil sie mit so hohen Ionenladungen aus den dünnen Schichten herauskommen. Ihre Häufigkeitsverteilung auf den Bereich der Ionenladungszahlen 18 bis 25 bedingt, daß das Massenspektrum mehrfach überlagert und entsprechend verschoben auftritt. Es läßt sich aber überlegen und ist durch unsere Versuche bestätigt, daß schon bei einem Auflösungsvermögen von etwa 150 viele Massenlinien im Spektrum gut voneinander getrennt werden.

Um zu vermeiden, daß zugleich mit den Spaltproduktstrahlen untragbar große Mengen von  $\gamma$ - und Neutronenstrahlen in den Apparat mit eintreten, ist in das Reaktorstrahlrohr ein Einsatz eingeführt, in dem sich außer Abschirmmaterialien ein engeres und stückweise kreisförmig gebogenes Strahlrohr befindet. In diesem werden die Teilchen einer elektrischen Vorablenkung von etwa  $10^\circ$  unterworfen

<sup>7</sup> J. MATTAUCh u. R. HERZOG, Z. Phys. 89, 786 [1934].

<sup>8</sup> H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforsch. 10 a, 872 [1955].

<sup>9</sup> H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforsch. 12 a, 28 [1957].

<sup>10</sup> H. EWALD, H. LIEBL u. G. SAUERMANN, Z. Naturforsch. 14 a, 129 [1959].

<sup>11</sup> H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforsch. 14 a, 199 [1959].

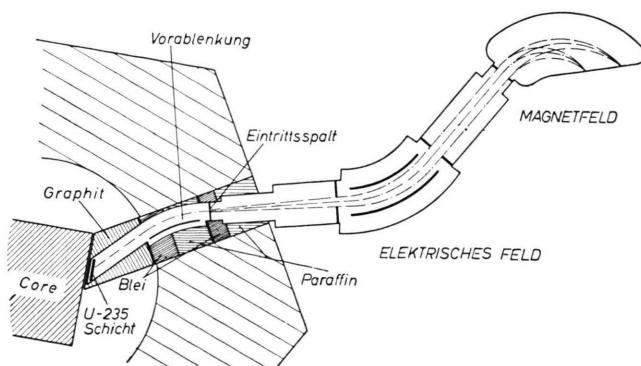
SCHEMA DER GESAMTAPPARATUR

Abb. 1. Schematische Darstellung der Anordnung des Spektrographen und des Strahlenganges.

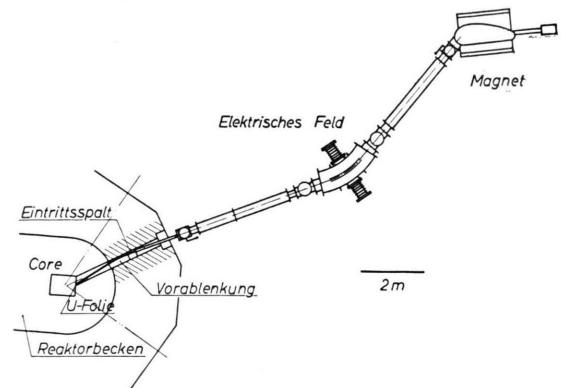


Abb. 2. Maßstäbliche Zeichnung der gesamten Anordnung.

und so aus den direkt aus Kernnähe kommenden Neutronen- und  $\gamma$ -Strahlen herausgegeben.

Eine schematische Darstellung der Gesamtapparatur ist in Abb. 1 gegeben. Diese ist nicht maßstabsgetreu, insbesondere sind zur besseren Erläuterung des Strahlenganges die Querdimensionen stark vergrößert gezeichnet. Die wahren Proportionen der Anordnung sind aus Abb. 2 zu ersehen. Abb. 3 \* zeigt eine Photographie des Spektrographen, von der oberen Plattform des Reaktors aus gesehen. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Bestandteile der Apparatur näher beschrieben.

### Die Vorablenkung

Einen Überblick über den Strahlrohreinsatz, die sog. Vorablenkung, gibt Abb. 4. In das Reaktor-Strahlrohr von 160 mm Innendurchmesser, das durch die Reaktorabschirmung hindurch auf den Kern zu führt, wurde ein aus drei Teilen bestehender, mit einem Aluminiumrohr verschalter Einsatz eingeschoben, der in Absorbermaterialien für Neutronen- und  $\gamma$ -Strahlung eingebettet das evakuierbare Rohr für den eigentlichen Strahl trägt. Dieses innere Strahlrohr besitzt in Teil 1 und 2 unrunde, flachgedrückte Rohrprofile von 2,0 cm  $\times$  5,0 cm, bzw. 3,0 cm  $\times$  8,5 cm lichten Weiten und in Teil 3 im Innenteil ebenfalls unrunden Querschnitt mit einer Öffnung von 2,0 cm  $\times$  6,3 cm und im Außenteil zylindrischen Querschnitt mit einem Innendurchmesser von 70 mm. Bei den unrunden Querschnitten beziehen sich die kleineren Maße jeweils auf die horizontale Richtung in der mittleren Umlenkebene des Apparates. Als Baumaterial wurde wegen seines geringen Aktivierungsquerschnittes für die Vorablenkung ausschließlich Aluminium verwendet, das kernnahe Teilstück 1 be-

steht aus Reinaluminium. Die drei Teile sind an den Stirnflächen mit je einer dazwischenliegenden Gummidichtung zusammenschraubar und können als Ganzes in das Strahlrohr eingeschoben werden. An Absorbermaterialien sind insgesamt Graphit von 101 cm, Borparaffin von 130 cm und Blei von 40 cm Länge verwendet.

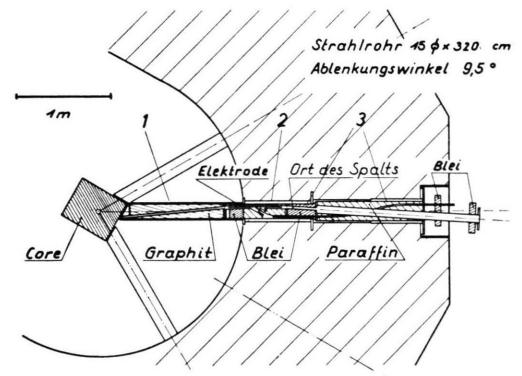


Abb. 4. Skizze der Vorablenkung.

Teil 1 beherbergt am äußersten, dem Reaktorkern zugewandten Ende des inneren Strahlrohres (siehe auch Abb. 1) die dünne Schicht von zu etwa 90% angereichertem  $^{235}\text{U}$ , die in einer Dicke von 300  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  auf ein 2 mm starkes Aluminiumblech von 9  $\text{cm}^2$  Fläche aufgebracht ist. Dieses Blech ist mittels eines Gestänges montiert, das bis zur außenseitigen Stirnfläche des Teiles 1 reicht; es kann damit aus dem inneren Strahlrohr herausgezogen werden, ohne daß der kernseitige Teil 1 der Vorablenkung, der nach Reaktorbetrieb stark aktiviert ist, ganz aus der Reaktorabschirmung herausgenommen werden muß.

Teil 2 trägt den eigentlichen Ablenk kondensator, dessen eine Platte eine auf negativem Potential liegende, durch Micalexträger und dünne Porzellanstangen

\* Abb. 3 auf Tafel S. 198 a.

gen isoliert gehalterte, gebogene Elektrode aus Aluminiumblech und dessen andere Platte die geerdete Außenwandung des inneren Strahlrohres ist. Der Ablenkwinkel ist  $9,5^\circ$ , der Ablenkradius etwa 3,5 m; die Höhe der Elektrode ist 5,5 cm, der Abstand zu der die Gegenelektrode bildenden Wand 1,65 cm. Die Hochspannungszuführung erfolgt über ein in einem eigenen Mantelrohr durch Teil 3 geführtes Hochspannungskabel. Dieses ist über eine am inneren Strahlrohr angebrachte Hochspannungsdurchführung aus Araldit und durch einen Federkontakt mit der Elektrode leitend verbunden.

Teil 3 trägt unmittelbar hinter dem Ablenkkondensator den Eintrittsspalt des Spektrographen, der über ein Haltegestänge von außen herausgezogen werden kann, ohne daß der ganze Strahlrohreinsatz aus der Reaktorabschirmung entfernt werden muß. Diese relativ leichte Zugänglichkeit von Präparat, Ablenkkondensator und Eintrittsspalt war außer Gewichtsgründen das hauptsächliche Motiv für die Dreiteilung der Vorablenkung.

Die Ablenkspannung für die Vorablenkung liefert ein stabilisiertes Hochspannungsgerät vom Typ Zeiss HA 60 R negativer Polarität, mit dem sich bis zu 60 kV an die Elektrode legen lassen.

### Das elektrische Hauptfeld

Außerhalb der Reaktorwandung schließt sich an das Vorablenkungssystem über ein Klappventil und einen Federungskörper ein ca. 5 m langes Rohr von 25 cm lichter Weite an; es folgt unter Zwischenschaltung eines weiteren Federungskörpers der Behälter für den elektrischen Ablenkkondensator (äußere Dimensionen etwa 2,0 m  $\times$  0,7 m  $\times$  0,8 m; Herstellungs firma Leybold, Köln). Die in dem Behälter befindlichen Elektroden des Kondensators sind Ausschnitte aus Torusflächen, die mittels einer speziellen Walzvorrichtung aus 1 mm starken Aluminiumblechen hergestellt sind. Der Elektrodenabstand beträgt 8 cm. Die Elektroden sind auf ihren Außenseiten durch angenietete kräftige Aluminiumspanten verstift und über diese Spanten verstellbar mit je zwei 35 mm dicken Porzellanstäben isoliert gehalten. Die ganze Anordnung kann mit Hilfe eines fahrbaren Gestelles in den Feldbehälter eingefahren werden. Die Verbindungen zwischen den beiden Tragrahmen aus Aluminiumspanten und den je zwei Isolatorstäben und die Beweglichkeit des Fahrgestelles erlauben, daß die Elektroden einzeln und auch gemeinsam in Höhe, Quer- und Längsrichtung verstellt werden können. Die Zuführung der Hochspannung zu den Elektroden geschieht auf beiden Seiten über große, etwa 50 cm lange, außen gerippte Porzellanisolatoren, deren Abschlußflansche nach außen hin über Kabel mit Hochspannungsgeneratoren verbunden sind. Die im Vakuum verlaufenden Verbindungen zwischen diesen

Abschlußflanschen und den Elektroden werden mittels kugelförmig abgeschlossener, federnd angedrückter Rohre hergestellt.

Die an den Stirnflächen des Kondensators auftretenden Streufelder werden nach HERZOG<sup>12</sup> durch geerdete Streufeldblenden aus Aluminiumblech kompensiert.

Es werden zwei stabilisierte Hochspannungsgeneratoren positiver und negativer Polarität mit je 150 kV Höchstspannung (Zeiss 150 HRP und 150 HRN) verwendet. Zur Vermeidung einer störenden thermischen Drift wurden die Regelteile der Widerstandsketten der Generatoren in ein Ölbad gesetzt. Es zeigte sich, daß bei höheren Spannungen zwischen den Kondensatorplatten infolge dauernder kleiner Überschläge, auch wenn diese die Stabilität der Generatoren noch nicht beeinträchtigen, eine RÖNTGEN-Strahlung auftritt, die von der Eisenwandung des Behälters nicht genügend absorbiert wird. Es wurde deshalb der ganze Feldbehälter noch mit einer 5 mm starken Bleiabschirmung umgeben.

### Das magnetische Feld

Zwischen dem eben besprochenen Behälter des elektrischen Feldes und der Vakuumkammer des Magnetfeldes befindet sich wiederum unter Zwischenschaltung von zwei Federungskörpern und eines Absperrventils ein Vakuumrohr von etwa 4 m Länge und 25 cm lichter Weite. Die flache, zwischen die Polschuhe geschobene, entsprechend geformte Vakuumkammer ist aus Edelstahl hergestellt (Firma Ruhrstahl A.G.) und weist an der Austrittsseite in der Nähe der Bildebene des Spektrographen einen Flanschverschluß (etwa 15 cm  $\times$  110 cm) auf, an dem die Nachweisinstrumente für die getrennten Strahlen angebracht sind.

Das homogene Magnetfeld wird zwischen zwei geeignet geformten Polschuhplatten von etwa 0,8 m<sup>2</sup> Querschnitt erzeugt. Der Polschuhabstand beträgt 7 cm. Der Doppeljochmagnet ist so dimensioniert, daß unter Berücksichtigung des Streufaktors<sup>13</sup> das Eisen bei der maximal benötigten Feldstärke von 8000 Oe an keiner Stelle in Sättigung gerät. Das Streufeld an der Eintrittsseite des Magneten ist durch eine Streufeldblende nach HERZOG<sup>14</sup> kompensiert.

Zur Erzeugung der notwendigen Feldstärken dienen 4 stromdurchflossene Spulen mit je 1450 Windungen aus 3 mm  $\varnothing$  Kupferdraht (je 18  $\Omega$ ). Zwei davon befinden sich am unteren Polkern und zwei, durch Bronzesstützen gehalten, am oberen Polkern. Um eine Wärmeabgabe zu ermöglichen, sind zwischen die beiden oberen und zwischen die beiden unteren Spulen wassergekühlte Kupferbleche eingelegt. Der gesamte Magnet (Gewicht etwa 16 t) einschließlich der Spulen wurde von der Firma Binder, Villingen/Schwarzwald, hergestellt.

Für die Stromversorgung wurde ein stromstabilisierter, transistorgesteuertes Netzgerät gebaut, dessen

<sup>12</sup> R. HERZOG, Phys. Z. **41**, 18 [1940].

<sup>13</sup> H. KUNZE, Diplomarbeit, Technische Hochschule München 1962.

<sup>14</sup> R. HERZOG, Z. Naturforsch. **10a**, 887 [1955].

Strom in Stufen von je 2 A bis max. 18 A bei etwa 350 V Ausgangsspannung grob einstellbar ist. Dazwischen ist eine Feineinstellung möglich. Die erreichte Stabilität des Gerätes beträgt  $2 \cdot 10^{-4}$ .

### Das Vakuumsystem

Zur Erzielung des nötigen Vakuums sind drei Pumpenkombinationen (bestehend jeweils aus Diffusions- und Vorpumpe) eingesetzt, zwei beiderseits des elektrischen Feldes und eine kleinere an der durch ein Klappventil vom übrigen Apparat abschließbaren Magnetfeldkammer. Der Druck wird mit Hilfe von Thermotrons (Vorvakuum) und Ionisationsmanometern (Hochvakuum) gemessen.

Infolge der großen Volumina und der im Verhältnis dazu kleinen Oberflächen bereitet es keine Mühe, auch bei nur wenigen Stunden Pumpzeit einen Druck von weniger als  $5 \cdot 10^{-6}$  Torr zu erreichen. Da die von den Pumpen geförderte Abluft der Kernspaltung entstammende radioaktive Isotope enthält, wird sie über einen Pufferkessel einem Kompressor zugeführt, der sie in einen Druckkessel schafft, der von Zeit zu Zeit, wenn die Aktivität hinreichend abgeklungen ist, entleert werden kann. Der Kessel hat ein Volumen von  $0,5 \text{ m}^3$  und ist für einen Maximaldruck von 18 atm gebaut.

### Die Zählanordnungen

Am Bildort des Spektrographen, der ja mit der Ausstrittsgrenze des Magnetfeldes zusammenfällt, befindet sich, am Abschlußflansch der Magnetfeldkassette gehalten, eine Einrichtung, um dort entweder Kernspurplatten zum Nachweis der getrennten Teilchen anbringen zu können, oder um dort durch Betätigung von außen her einen Austrittsspalt über eine 3 cm breite Szintillationsschicht zu bewegen. Diese Schicht ist auf einem Lichtleiter aufgebracht, der das Licht einem außerhalb der Vakuumkammer und des Magnetfeldes befindlichen Photomultiplier zuführt.

Um den Strahl der Spaltprodukte durch den ganzen Spektrographen verfolgen zu können, sind an zwei weiteren Stellen, vor dem elektrischen Hauptfeld und vor dem Eintritt ins Magnetfeld, Zähleinrichtungen vorhanden. Die Zähschicht der ersten besteht aus einem Tl-aktivierten CsJ-Einkristall, der sich durch gute Energieproportionalität für schwere Ionen auszeichnet. Er ist auf einem Plexiglaslichtleiter aufgebracht, der das Szintillationslicht der Photokathode eines Photomultipliers zuführt. Die Mantellinien dieses Lichtleiters verlaufen gegen die Zähschicht zu nach der Form einer logarithmischen Spirale, weil sich damit eine bessere Lichtausbeute erzielen läßt. Die Zähleinrichtung vor dem Magnetfeld besteht nur aus einem senkrecht eingeführten, zylindrischen Plexiglas-Lichtleiter, dessen unteres, schräg abgeschnittenes Ende mit ZnS bestrichen ist. Die beiden letztgenannten Lichtleiter können mit Hilfe von Simmerkammern in den Strahlengang hineingeschoben und herausgezogen werden, ohne daß das System belüftet werden muß.

### Die Erprobung des Spektrographen mit $\alpha$ -Teilchen

Der Massenspektrograph wurde zunächst im Physikalischen Institut aufgebaut, um ihn mit  $\alpha$ -Teilchen einer Po-Quelle zu erproben und dabei die für die Erzielung der gewünschten Auflösung nötigen Bedingungen kennenzulernen. Das Po-Präparat war mit einer Folie abgedeckt. Der Eintrittsspalt hatte eine Höhe von 12 und eine Breite von 2 mm. Damit folgt für den Apparat ein theoretisches Auflösungsvermögen von etwa 1800.

Die praktischen Versuche ergaben bei noch günstigen Öffnungswinkel (ca. 1/200 radial und 1/70 axial) und ohne größeren Justieraufwand ein Auflösungsvermögen von mehr als 500. Abb. 5 zeigt

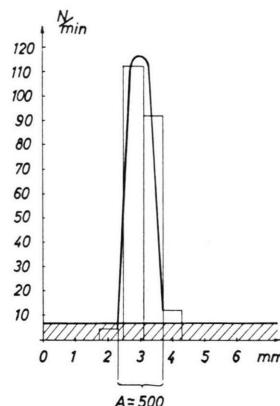


Abb. 5. Gemessene Liniendurchmesser bei den Versuchen mit  $\alpha$ -Teilchen.

die etwa gemessene Liniendurchmesser. Eine Verbesserung dieses Auflösungsvermögens bis in die Nähe seines theoretischen Wertes wurde zunächst nicht versucht, da es zur Trennung vieler  $M/e$ -Linien des Spaltteilchen-Spektrums ausreichend ist. Da das Auflösungsvermögen hier noch erheblich unter seinem theoretischen Wert liegt, ist es bis zu einer gewissen Grenze annähernd unabhängig von der Spaltbreite.

### Die Intensität der Spektren

Bei der endgültigen Aufstellung des Apparates am Garchinger Reaktor wurde dem Eintrittsspalt eine Breite von 6 mm gegeben. Es zeigte sich, daß eine weitere Vergrößerung des Eintrittsspaltes wegen der dann schlechten Ausleuchtung durch die Vorablenkung keinen nennenswerten Intensitätsgewinn mehr bringt. Hinter dem elektrischen Hauptfeld des Spektrographen ist eine Strahlbegrenzung

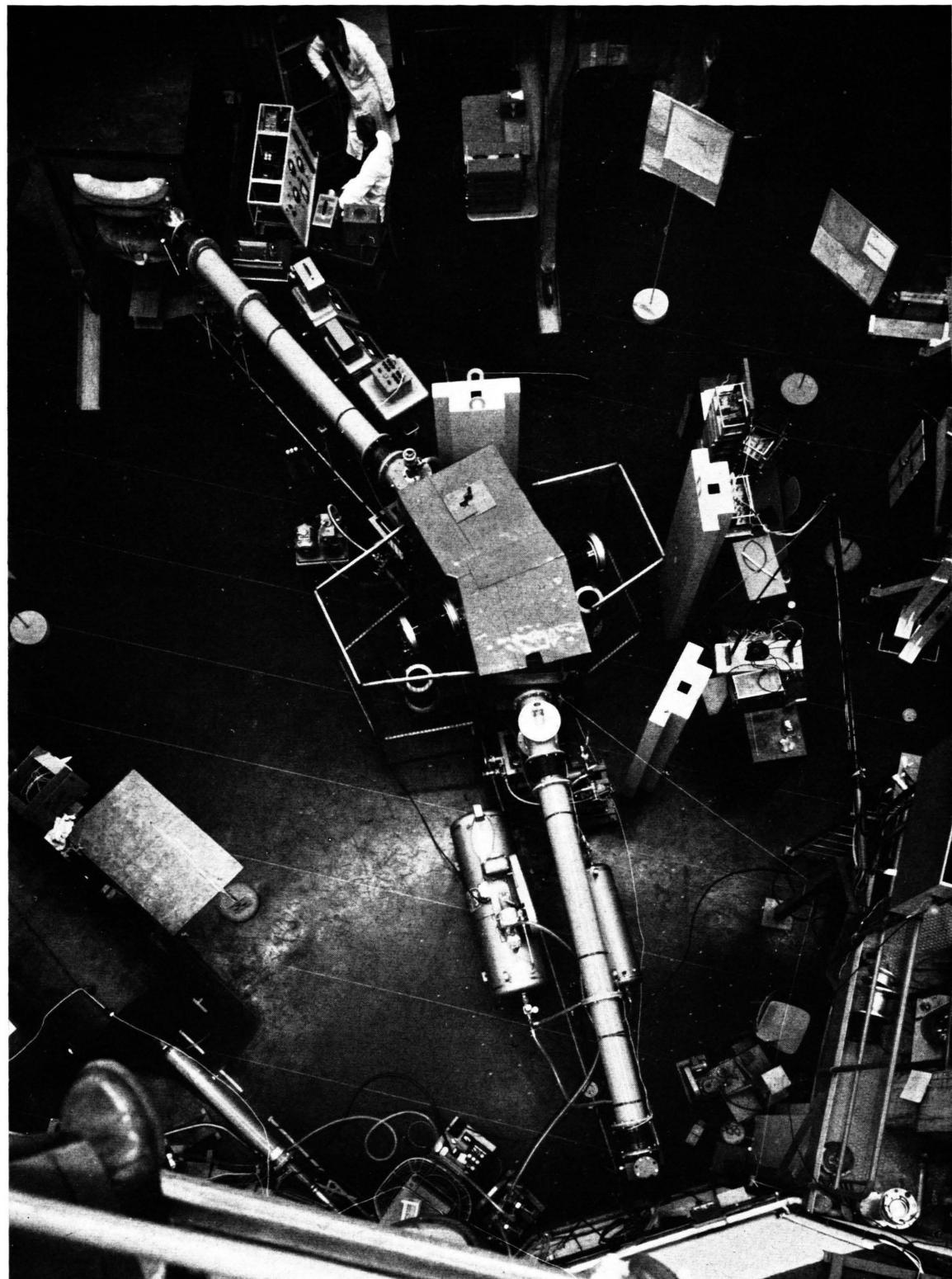


Abb. 3. Bild des Spektrographen, von der Reaktorplattform aus gesehen.

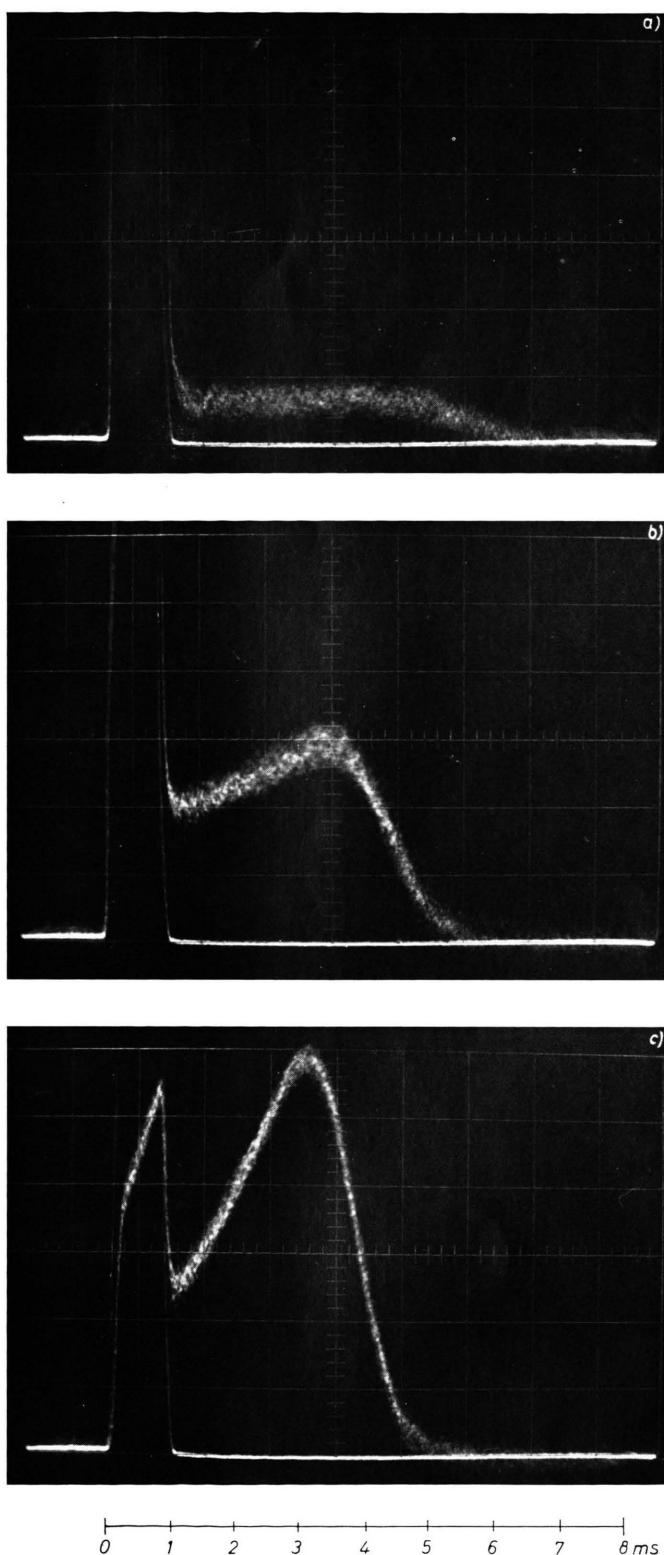


Abb. 3. Aufnahmen von Impulsen der negativen Ladungsträger in trockenem Argon bei 760 Torr für verschiedene Feldstärken, a)  $E = 400 \text{ V/cm}$ ; b)  $E = 500 \text{ V/cm}$ ; c)  $E = 600 \text{ V/cm}$ .

Blende vorhanden, deren radiale und axiale Weiten 35 bzw. 100 mm betragen. Eine weitere solche Blende, welche in beiden Richtungen eine Öffnung von 35 mm besitzt, befindet sich dicht vor dem Magnetfeld.

Der Eintrittsspalt hat eine Fläche von etwa  $3 \text{ cm}^2$ . Davon wird jedoch infolge der Geometrie der Vorablenkung und der Präparatgröße nur etwa  $0,7 \text{ cm}^2$  voll ausgeleuchtet. Bei einem thermischen Neutronenfluß von  $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  errechnet sich für eine entsprechende Fläche der Uranschicht der angegebenen Dicke eine Rate von  $2,5 \cdot 10^9$  Spaltteilchen/sec. Der vom Spektrometer erfaßte Raumwinkel-Anteil beträgt  $5 \cdot 10^{-6}$ , die erfaßte Spaltteilchenrate also etwa  $1,2 \cdot 10^4 \text{ sec}^{-1}$ . Diese verteilt sich insgesamt auf etwa 30 bis 35 Massenzahlen. Jeder Massenzahl zugeordnet ist eine wahrscheinlichste Energie der Spaltteilchen, um die sich die Energien mit einer relativen Halbwertsbreite von etwa 10% verteilen. Die Energie-Durchlaßbreite des Massenspektrographen beträgt aber nur etwa 1%. Daraus resultiert für die dieser Massenzahl zugeordnete Intensität eine Reduktion minimal um einen Faktor 10. Unter Berücksichtigung des Ionenladungsspektrums für die Teilchen jeder Masse resultiert eine weitere Reduktion um einen Faktor von minimal etwa 6 bis 7. Bei optimaler Einstellung der Feldstärken für eine Masse, derart, daß die vom Spektrographen durchgelassene Energie und Ionenladung für diese Masse in der Nähe der Maxima der entsprechenden Häufigkeitsverteilungen liegen, ergibt sich für diese Massenzahl eine Rate von etwa 6 Teilchen pro sec. Gemessen wurden 3 Teilchen pro sec. Das ist angesichts von Unsicherheiten in der Angabe des Neutronenfluxes und der zur Zeit der Messung noch wirksamen Schichtdicke eine zufriedenstellende Übereinstimmung.

### Erhaltene Spektren

Die Versuche erfolgten bei festen Einstellungen der elektrischen Vor- und Hauptablenkungen und des Magnetfeldes. Da die beiden elektrischen Felder nicht unabhängig voneinander verändert werden können, wurde die Zuordnung der beiden Felder experimentell festgestellt. Die bisherigen Messungen beschränkten sich auf die niederenergetische, d. h. schwere Gruppe der Spaltteilchen; bei ihr beträgt die elektrische Hauptablenkspannung insgesamt etwa 200 kV. Zum Nachweis dienten Kernspurplatten

(Ilford K0 und G5), die in der Bildebene angebracht und 90 min bestrahlt wurden. Die Auswertung erfolgte unter dem Mikroskop durch Auszählen der Teilchenspurenzahlen  $N$  in 0,1 mm breiten Streifen, die parallel zu den Massenlinien verlaufen. Der Abstand dieser ausgezählten Streifen betrug 0,3 mm. Ein auf diese Weise erhaltenes Massenspektrum ist in Abb. 6 wiedergegeben.

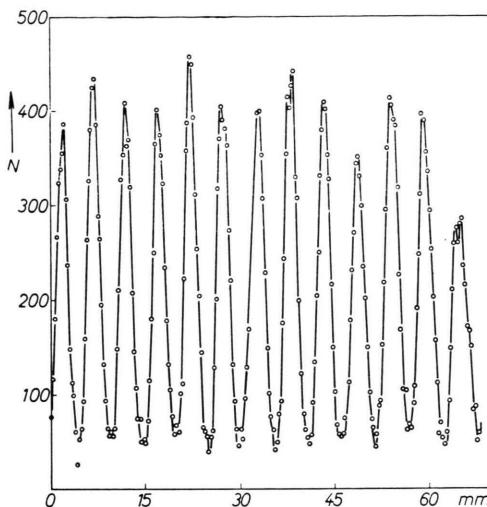


Abb. 6.  $M/e$ -Spektrum in der Bildebene des Spektrographen.

Die Abbildung zeigt, daß der Apparat die an ihn gestellten Anforderungen erfüllt, indem er das Gemisch der Spaltteilchen-Strahlen schon bei einer relativ niedrigen Auflösung von etwa 150 in ein Spektrum von ziemlich gut getrennten Linien zerlegt. Die Fragen, welche Massen- und Ladungszahlen den einzelnen Linien zuzuordnen sind und ob die Linien jeweils nur Teilchen einer bestimmten Massenzahl oder Teilchen mehrerer Massenzahlen enthalten, werden in der anschließenden Arbeit<sup>15</sup> behandelt.

Die Autoren danken dem Bundesministerium für Wissenschaftliche Forschung für die Zurverfügungstellung der für diese Arbeit notwendigen Mittel. Ferner danken wir Herrn Prof. Dr. H. MAIER-LEIBNITZ und seinen Mitarbeitern für die Möglichkeit, den Spektrographen am Forschungsreaktor Garching bei München aufstellen zu können, und für viele hilfreiche Ratschläge. Unser Dank gebührt fernerhin Herrn Dr. U. HÖLKEN vom Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik für seine wertvolle Beratung bei der Entwicklung der Magnetstromversorgung. Besondere Verdienste bei der

<sup>15</sup> E. KONECNY, H. OPOWER u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **19 a**, 200 [1964], nachstehend.

Konstruktion des oben beschriebenen Spektrographen hat sich Herr Hauptwerkmeister F. ZIEGLER, der Leiter der Werkstatt des Physikalischen Institutes, erworben. Einige Arbeiten wurden dankenswerterweise von der Werkstatt des Laboratoriums für Technische Physik der Technischen Hochschule ausgeführt. Die in Abb. 3

wiedergegebene Photographie des Spektrographen wurde freundlicherweise von Herrn WERNER von der Firma Carl Zeiß, Oberkochen, aufgenommen. Schließlich möchten wir auch die Mitarbeit der Herren Dr. H. LIEBL und Dr. G. SAUERMANN im ersten Stadium der Entwicklung des Gerätes anerkennen.

## Massenspektrographische Trennung der energiereichen Ionenstrahlen aus der Spaltung von $^{235}\text{U}$ mit thermischen Neutronen\*

Von EWALD KONECNY, HANS OPOWER und HEINZ EWALD \*\*

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforschg. 19 a, 200—209 [1964]; eingegangen am 24. Oktober 1963)

Mit dem in der vorhergehenden Arbeit beschriebenen Massenspektrographen können Spaltprodukte, die mit hohen Ionenladungszahlen  $e$  aus einer dünnen  $^{235}\text{U}$ -Schicht herauskommen, nach ihren effektiven Massenzahlen  $M/e$  getrennt werden. Ein auf diese Weise erhaltenes Spektrum der schweren Spaltteilchengruppe wird hinsichtlich der Ionenladungszahlen, Massenzahlen und Intensitäten seiner Linien analysiert. Es wird hierzu mit einem zu erwartenden Spektrum verglichen, dessen  $M/e$ -Werte und Intensitäten unter Berücksichtigung der Selektionseigenschaften des Spektrographen aus bekannten Daten über die Häufigkeitsverteilungen der Ionenladungszahlen, Massenzahlen und Energien der Spaltprodukte berechnet wurden. Die Feinstruktur der Spaltausbeutekurve in der Nachbarschaft der Massenzahl 134 wird untersucht. Außerdem wird gezeigt, daß bei der asymmetrischen Spaltung auf Grund der Energieverteilung der Spaltprodukte und infolge der Selektionseigenschaften des Spektrographen bei geeigneter Wahl der Ablenkfelder Linien jeder häufig vorkommenden Massenzahl der schweren Gruppe gut voneinander getrennt und ziemlich frei von Überlagerungen durch andere Linien erhalten werden können.

In der vorangehenden Veröffentlichung<sup>1</sup> wird über einen Massenspektrographen zur direkten Analyse von Spaltprodukten berichtet, welche annähernd mit ihren hohen kinetischen Anfangsenergien aus einer dünnen  $^{235}\text{U}$ -Schicht herauskommen. Solche Teilchen sind hoch ionisiert. Sie weisen nach LASSEN<sup>2</sup> ein Ionenladungsspektrum auf, welches eine Halbwertsbreite von etwa 6 bis 7 Einheiten besitzt und dessen Häufigkeitsmaximum für die Gruppen der leichten und schweren Spaltprodukte etwa bei den Ionenladungszahlen 20 bzw. 22 liegt. Dementsprechend erhalten wir mit dem Massenspektrographen kein einfaches Massenspektrum der Spaltprodukte, sondern ein solches, das eine Überlagerung von entsprechend vielen und gegeneinander verschobenen Einzelspektren darstellt. Ungefähr Zahlwerte der relativen Häufigkeiten  $h(e)$ , mit denen die verschiedenen Ionenladungszahlen  $e$  in den

Strahlen beider Gruppen im Mittel auftreten, sind in Tab. 1 enthalten. Sie sind aus den Abb. 4 und 12 der Arbeit von LASSEN<sup>2</sup> entnommen und auf  $\sum h(e) = 1,000$  normiert.

Maßgeblich für die Lage einer Linie im Spektrum ist der Quotient aus Masse  $M$  und Ionenladungszahl  $e$  der betreffenden Teilchen. Dies folgt aus den beiden Ablenkungsgleichungen für Teilchen im elektrischen Feld des Toroidkondensators und im homogenen Magnetfeld

$$M m_0 (v^2/a_e) = e e_0 F, \quad (1)$$

$$M m_0 (v^2/a_m) = e e_0 v B, \quad (2)$$

$M$  = Massenzahl,  $m_0$  = atomare Masseneinheit,  $v$  = Geschwindigkeit,  $e$  = Ionenladungszahl,  $e_0$  = Elementarladung,  $F$  = elektrische Feldstärke,  $B$  = magnetische Induktion,  $a_e$  = Krümmungsradius der Mittelbahn im elektrischen Feld,  $a_m$  = Krümmungsradius der Bahnen der betrachteten Teilchen im magnetischen Felde.

\* Auszug aus Teilen der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertationen von EWALD KONECNY („Beiträge zum Bau eines Massenspektrographen (elektrostatischer Teil) zur Untersuchung von primären Spaltprodukten und Analyse der für thermische Spaltung von  $^{235}\text{U}$  gemessenen Spektren“) und von HANS OPOWER („Massenspektrometrische Trennung der energiereichen Teilchen der Spaltung von  $^{235}\text{U}$  mit thermischen Neutronen“).

\*\* Neue Anschrift: II. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität, 63 Giessen, Arndtstraße 2.

<sup>1</sup> H. EWALD, E. KONECNY, H. OPOWER u. H. RÖSLER, Z. Naturforschg. 19 a, 194 [1964]; voranstehend.

<sup>2</sup> N. O. LASSEN, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd. 26, Nr. 5 [1951].