

Alpha-Zerfall in einer kontinuierlichen Nebelkammer Zusammenhang zwischen Zerfallskonstante und Energie

VON ROBERT J. SCHWANKNER UND MARKUS EISWIRTH

Mit 11 Abbildungen und 1 Tabelle

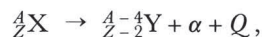
Mit der von Langsdorf entwickelten kontinuierlichen Nebelkammer kann die Energie von Alphaumwandlungsprozessen bestimmt werden. Die Korrelation zwischen Zerfallskonstante und -energie (Geiger-Nuttall- und Gallagher-Rasmussen-Beziehung) läßt sich so einfach demonstrieren und gestattet, Einblicke in die Kernstruktur zu gewinnen.

»Komplex ist die Realität,
doch einfach sind ihre Prinzipien.« (M. EIGEN)

1 Einleitung

α -Zerfall ist das am längsten bekannte kernphysikalische Phänomen. Es wurde 1896 von H. BECQUEREL entdeckt, der bemerkte, daß Uranverbindungen photographische Platten schwärzen (Abb. 1) [1 bis 3]. Genauere Untersuchungen dieser Erscheinung, die auf Vorschlag von M. CURIE als Radioaktivität bezeichnet wurde, führten zu dem Ergebnis, daß drei Strahlungsarten existieren, nämlich α -, β - und γ -Strahlen.

Die α -Strahlen wurden von RUTHERFORD und Mitarbeitern 1908 als zweifach geladene Heliumatome identifiziert (bzw. als Kerne von $[\frac{4}{2}\text{He}]$ Helium) [4]. Der α -Zerfall läßt sich demnach allgemein formulieren als



wobei A die Anzahl der Nukleonen, Z die Protonenzahl und Q die Zerfallsenergie bedeuten.

2 Zerfallskinetik

Die beobachtete Aktivität ist proportional der vorhandenen Menge an radioaktivem Material und nimmt mit der Zeit ab. Liegen zur Zeit $t_0 = 0$ N_0 Kerne vor, so hat sich zur Zeit t ihre Anzahl auf $N(t)$ vermindert:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t). \quad (1)$$

Die Zerfallskonstante λ ist für jedes Radionuklid charakteristisch. Nur bei der Emission von Konversionselektronen und bei K-Einfang ändert sich λ geringfügig (<1%) mit der chemischen Umgebung, d. h. λ hängt von der Elektronendichte am Kern ab. Die Halbwertszeit eines Nuklids $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ ist die Zeit, nach der 50% des Materials zerfallen sind. Gleichung (1) ist ein statistisches Gesetz; es besagt für jeden ein-

zelnen Kern, daß er in einem Zeitintervall dt mit einer Wahrscheinlichkeit von λdt zerfallen wird. Dies wird durch Differentiation und Umformung von (1) deutlich:

$$-\frac{dN}{N} = \lambda dt. \quad (2)$$

Die Halbwertszeiten natürlicher α -Strahler liegen zwischen 10^{-7} Sekunden und 10^{10} Jahren, also in einem Bereich, der 25 Größenordnungen umfaßt. Nur wenige Größen in der Physik können in so weiten Grenzen variieren. Ein anderes Beispiel ist die elektrische Leitfähigkeit von Festkörpern mit einer Variationsbreite von 30 Größenordnungen, von 10^{-20} bis $10^{10} \frac{1}{\Omega \text{ cm}}$ [5].

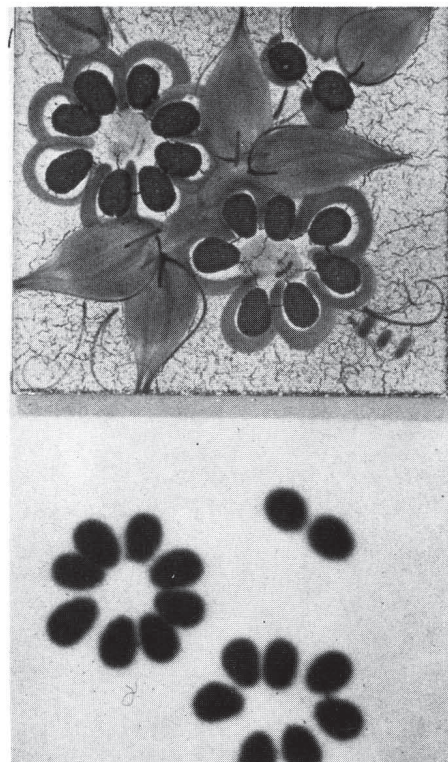


Abb. 1. Autoradiogramm einer Fliese. Die orangefarbenen Blätter enthalten Uran(VI)-oxid.

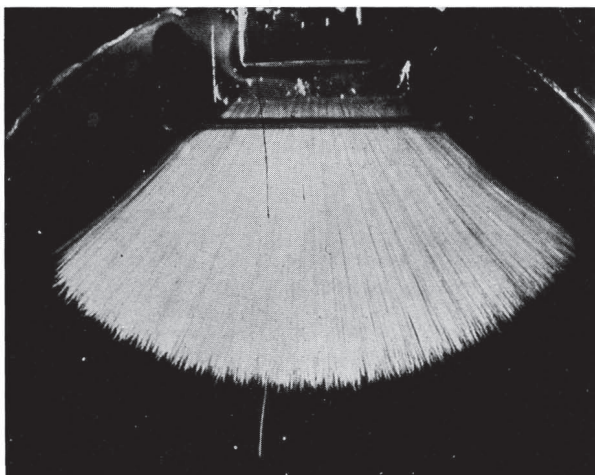


Abb. 2. α -Spuren von ^{214}Po Polonium mit etwa gleicher Länge. Die längere Spur stammt vom Zerfall eines angeregten Zustands von ^{214}Po Polonium, der in einem von 350 000 Fällen durch β -Zerfall aus ^{214}Bi Bismut gebildet wird (aus [17]) wiedergegeben mit Genehmigung des Springer-Verlags, Berlin).

3 Reichweite und Energie von α -Teilchen

Eine bemerkenswerte Eigenschaft von α -Strahlen, die bei einem bestimmten Zerfallsprozess emittiert werden, ist die Tatsache, daß sie alle gleiche Reichweite besitzen. Dies läßt sich am besten in einer Nebelkammer demonstrieren, wie sie 1911 von WILSON entwickelt wurde. Ein α -Teilchen ionisiert entlang seiner Flugbahn Gasmoleküle, die als Kondensationskeime für Wassertröpfchen wirken, so daß die Bahn der α -Strahlen in Form von Nebelspuren etwa gleicher Länge sichtbar wird (Abb. 2). Dabei treten statistische Unterschiede auf, da die Anzahl der Ionisationsvorgänge und die dabei übertragene Energie nicht absolut konstant sind [6]. Die (mehr oder weniger) konstante Reichweite entspricht einer definierten Energie der α -Teilchen, die aus der Zerfallsenergie Q mit Hilfe des klassischen Energie- und Impulserhaltungssatzes berechnet werden kann:

$$Q = E_\alpha + E_Y, \quad (3)$$

(E_Y = Rückstoßenergie des Kernes Y,
 E_α = kinetische Energie des α -Teilchens)

$$E_\alpha = Q \frac{m(\frac{A}{2} - \frac{4}{2}Y)}{m(\frac{A}{2}\text{He}) + m(\frac{A}{2} - \frac{4}{2}Y)}$$

Zahlenmäßige Auswertung von Gleichung (4) zeigt, daß fast die gesamte Zerfallsenergie (98–99%) auf das α -Teilchen übertragen wird, da es sehr viel leichter ist als alle bekannten α -Strahler.

Naturgemäß hängt die Reichweite von α -Strahlen nicht nur von ihrer Energie E_α , sondern auch von Temperatur, Druck und Art des Gases ab. Daher kann

man die α -Energien des Zerfalls verschiedener Kerne bestimmen und vergleichen, indem man ihre Reichweiten in einer Nebelkammer unter identischen Bedingungen beobachtet. Aus der gemessenen Reichweite $R(T, p)$ bei einer Temperatur T (in K), einem Druck p (in mbar) und einem Wasserdampfpartialdruck p_w (in mbar) berechnet man üblicherweise die Reichweite R_0 bei 15 °C und 1013 mbar nach der Formel [7]

$$R_0 = R(T, p) \frac{288 \text{ K}}{T} \cdot \frac{p - 0,145 p_w}{1013 \text{ mbar}}. \quad (5)$$

Die Energie E_α (in MeV) kann aus R_0 (in cm) mit einem empirischen Gesetz von GEIGER [7] erhalten werden

$$E_\alpha = 2,18 R_0^{2/3}.$$

Genauere Messungen von E_α können mit Halbleiterdetektoren oder über die Krümmung der Flugbahnen im Magnetfeld durchgeführt werden.

Die Energien von α -Teilchen liegen zwischen etwa 4 und 9 MeV. Ihre theoretische Unschärfe $\Delta E \approx \hbar/T_{1/2}$ (nach der Heisenberg-Relation) ist auch für kurzlebige Nuklide ($T_{1/2} \approx 10^{-7}$ s) sehr klein (ungefähr 10^{-7} eV). α -Zerfälle zeichnen sich daher durch eine extrem scharfe Energie aus (deren Unschärfe sehr viel kleiner ist als die Genauigkeit experimenteller Bestimmungen).

Abbildung 3 zeigt ein α -Spektrum verschiedener Plutonium-Isotope, das mit einem modernen α -Spektrometer erhalten wurde.

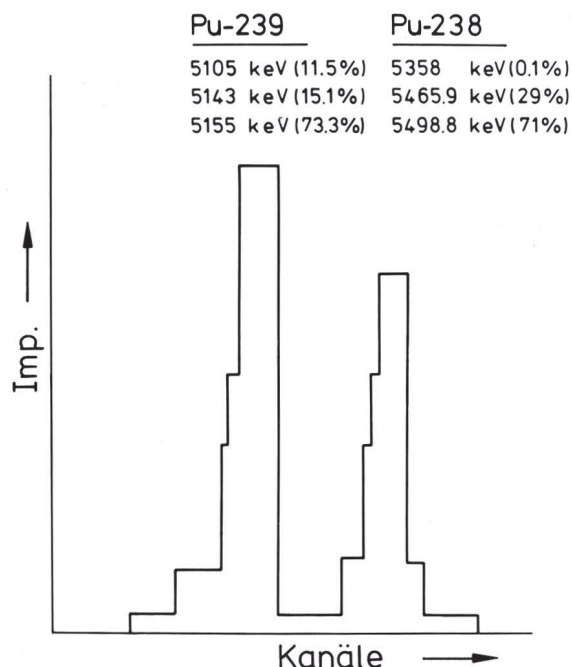


Abb. 3. Geglättetes α -Spektrum einer Plutonium-Probe, die 0,0015% ^{238}Pu Plutonium, 99,9714% ^{239}Pu Plutonium und 0,027% ^{240}Pu Plutonium enthält.

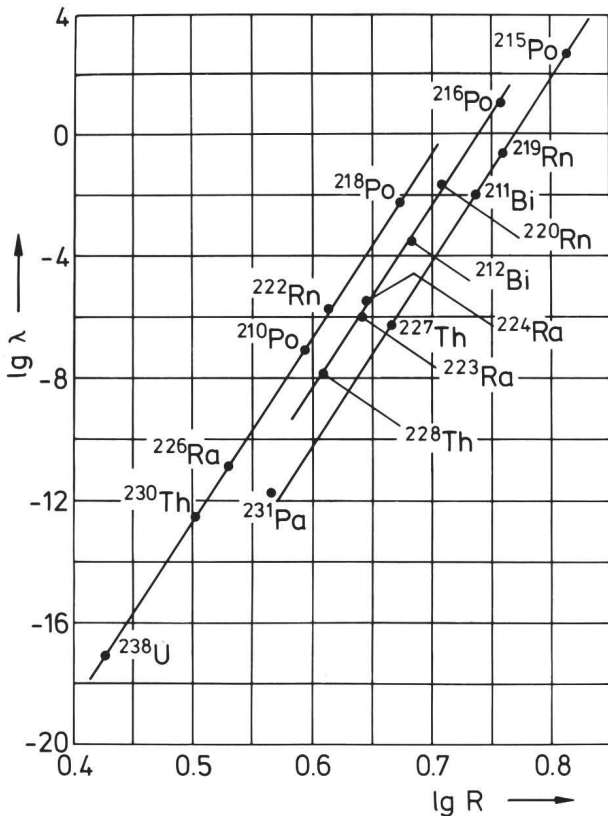


Abb. 4. Graphische Darstellung von $\lg \lambda$ gegen $\lg R$ für die natürlichen Zerfallsreihen (Geiger-Nuttall-Regel).

4 Korrelationen zwischen Lebensdauer und Zerfallsenergie

Bei allen Zerfallsprozessen wird beobachtet, daß Radionuklide mit kurzer Halbwertszeit ziemlich hochenergetische Strahlung aussenden, während langlebige Kerne niedrige Zerfallsenergien aufweisen.

4.1 Die Geiger-Nuttall-Regel

GEIGER und NUTTALL [8 bis 10] waren die ersten, die eine Korrelation zwischen Zerfallskonstante und Reichweite (d. h. Energie) für α -Strahler aufstellten:

$$\ln \lambda = a + b \ln R_0. \quad (7)$$

In dieser Gleichung, die für alle natürlichen Zerfallsreihen gilt, ist b eine allgemeine Konstante, während a innerhalb einer Zerfallsreihe konstant ist, aber für jede einzelne einen anderen Wert aufweist (Abb. 4). Die Geiger-Nuttall-Regel versagt, wenn man sie auf künstliche α -emittierende Radionuklide anwendet.

4.2 Die Gallagher-Rasmussen-Beziehung

1957 schlugen GALLAGHER und RASMUSSEN [11] aufgrund theoretischer Überlegungen (s. Abschn. 5)

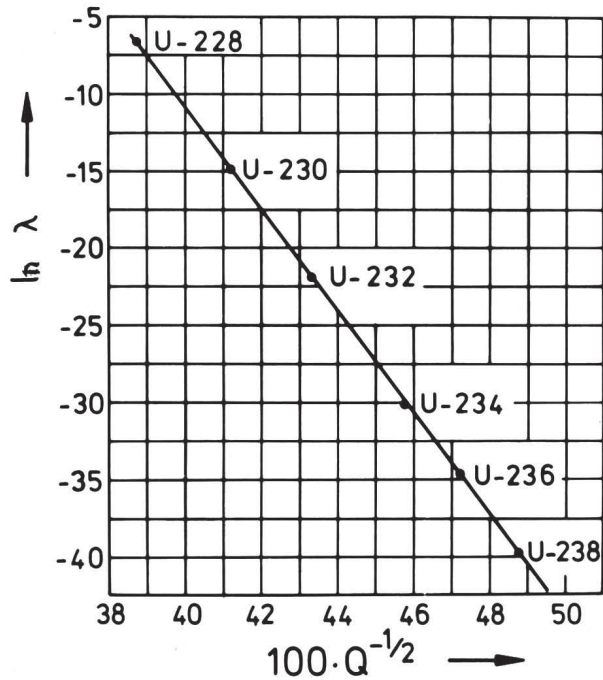


Abb. 5. Graphische Darstellung von $\ln \lambda$ gegen $Q^{-1/2}$ für die Isotope von Uran (Gallagher-Rasmussen-Beziehung).

Masse	λ [s ⁻¹]	E_α [MeV]	Q_α [MeV]	$\ln \lambda$	$Q_\alpha^{-1/2}$
238	$4.917 \cdot 10^{-18}$	4.196	4.27	-39.854	0.4841
236	$9.38 \cdot 10^{-16}$	4.494	4.5715	-34.602	0.4677
234	$9.008 \cdot 10^{-14}$	4.774	4.857	-30.038	0.4538
232	$3.065 \cdot 10^{-10}$	5.32	5.4133	-21.906	0.4298
230	$3.86 \cdot 10^{-7}$	5.889	5.9932	-14.77	0.4085
228	$1.256 \cdot 10^{-3}$	6.68	6.7993	-6.68	0.3835

Tab. 1. Zerfallskonstanten und -energien der g-g-Isotope von Uran (aus [18]).

eine andere allgemeinere Regel vor, die mit Erfolg auf mehr α -Strahler und über 25 Größenordnungen von λ angewandt werden kann:

$$\ln \lambda_\alpha = -\frac{a}{\sqrt{Q}} + b. \quad (8)$$

(λ_α ist die partielle α -Zerfallskonstante.)

Die Werte von a und b hängen nur von der Protonenzahl Z ab.

Die Gallagher-Rasmussen-Beziehung stimmt sehr gut für Kerne mit einer geraden Anzahl von Protonen und Neutronen (g-g-Kerne), solange nur Zerfälle in den Grundzustand oder den ersten angeregten Zustand des Tochterkernes betrachtet werden. Abbil-

Abbildung 5 zeigt die graphische Darstellung von $\ln \lambda$ gegen \sqrt{Q} für die geraden Isotope von Uran (Tab. 1). Man erhält hervorragende Korrelation ($r^2 = 0,99993$) mit $a = 331,57$ und $b = 120,55$. Man beachte, daß bei einer Änderung von Q um 1 MeV λ um 4 Größenordnungen variiert.

Bei Kernen mit einer ungeraden Anzahl von Protonen und/oder Neutronen ist die Halbwertszeit wesentlich größer, als sich durch die Gallagher-Rasmussen-Beziehung ergibt. Das Verhältnis zwischen tatsächlicher (λ_e) und vorhergesagter (λ_p) Zerfallskonstante nennt man Hinderungsfaktor F . Er stellt ein Maß für die »Verbotenheit« des α -Zerfalls dar:

$$F = \frac{\lambda_e}{\lambda_p} = \frac{\lambda_e}{\exp\left(-\frac{a}{\sqrt{Q}} + b\right)}. \quad (9)$$

5 Theorie des α -Zerfalls - Der Tunnel-Effekt

Ein theoretisches Modell zur Berechnung der α -Zerfallskonstanten wurde von GAMOW [12] und BETHE [13] entwickelt.

Dabei werden folgende Annahmen gemacht:

Das α -Teilchen bewegt sich in einem zentrosymmetrischen Potential $U(r)$, wobei r den Abstand vom Kernmittelpunkt bedeutet. »Außerhalb« ($r > R$) des Kernes ist $U(r)$ gleich dem Coulomb-Potential, »innerhalb« ($r < R$) überwiegen attraktive starke Wechselwirkungen, die durch ein konstantes Potential U_0 angenähert werden (Abb. 6):

$$U = \begin{cases} \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} & \text{für } r > R, \\ -U_0 & \text{für } r < R. \end{cases} \quad (10)$$

Der höchste Punkt der Kurve liegt bei 50 und mehr MeV, d. h. viel höher als die kinetische Energie eines α -Teilchens (4–9 MeV).

In der klassischen Mechanik könnte ein α -Teilchen die Coulomb-Barriere U_c bei R niemals überwinden, da es nicht über genügend kinetische Energie verfügt. In der Quantenmechanik dagegen besitzt das Teilchen eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit außerhalb des Coulomb-Walls. Dieses Phänomen bezeichnet man als Tunnel-Effekt.

Abchnittsweise Lösung der Schrödinger-Gleichung für das Potential (10) ergibt nichtverschwindende Werte der Wellenfunktion sowohl in der Tunnelregion als auch außerhalb der Barriere. Die Wahrscheinlichkeit P , daß ein α -Teilchen die Barriere durchdringt, berechnet sich nach [11] näherungsweise zu

$$P \approx \exp\left(-c_1 \left[\frac{c_2}{\sqrt{Q}} - c_3\right]\right), \quad (11)$$

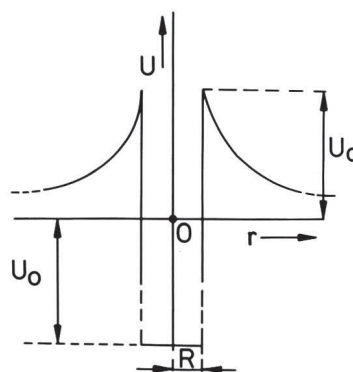


Abb. 6. Potential U eines positiv geladenen Teilchens in Abhängigkeit des Abstands r vom Atomkern.

wobei die c_i Parameter darstellen, die von Radius R und Ladung Z des Kernes abhängen. Man erkennt, daß der Logarithmus dieser sog. Penetrationsfunktion P linear von $Q^{-1/2}$ abhängt, d. h. die Wahrscheinlichkeit der α -Emission nimmt mit zunehmender Energie der α -Teilchen zu. Auf diese Weise erhält man eine Gleichung für Q und λ , die dieselbe Form wie die Gallagher-Rasmussen-Beziehung besitzt und Ähnlichkeit mit der Geiger-Nuttall-Regel aufweist:

$$\ln \lambda \approx \frac{c_1 c_2}{\sqrt{Q}} + c_1 c_3. \quad (12)$$

Eine Schwäche des beschriebenen Modells ist die Annahme, daß das α -Teilchen bereits im Kern vorgeformt ist. Eine vollständige Theorie müßte die Wahrscheinlichkeit der Bildung eines α -Teilchens aus 4 Nukleonen berücksichtigen. Außerdem stellt das Modell die Parität¹ und den Gesamtdrehimpuls² (Kernspin) von Mutter- und Tochterkern nicht in Rechnung. g-g-Kerne haben im Grundzustand immer gerade Parität und verschwindenden Kernspin, so daß keine Schwierigkeiten auftreten und die Beziehung (8) (bzw. (12)) in guter Übereinstimmung mit dem Experiment steht.

Der erste angeregte Zustand eines g-g-Kernes besitzt einen Kernspin von $2\hbar$ und gerade Parität. Die Gallagher-Rasmussen-Beziehung ist auch hier anwendbar.

In allen anderen Fällen versagt diese Regel; die Halbwertszeiten von Kernen mit einer ungeraden Anzahl von Protonen oder Neutronen sind wesentlich größer als vorhergesagt (um bis zu 4 Größenordnungen). Dieser Effekt kommt teilweise durch die Schwierigkeit der gleichzeitigen Paritäts- und Drehimpulserhaltung beim α -Zerfall solcher Kerne zustande (zentrifugale

¹ Die Parität eines Kernes ist gerade (ungerade), wenn sein Bahndrehimpuls gerade (ungerade) ist.

² Der Gesamtdrehimpuls eines Kernes ist die Summe der Gesamtdrehimpulse der einzelnen Nukleonen (j-j-Kopplung).

Hinderung), teilweise wird er durch die geringe Wahrscheinlichkeit der Bildung eines α -Teilchens im Kern hervorgerufen.

Eine zufriedenstellende Theorie, die auf alle Arten von α -Zerfällen anwendbar ist, steht noch aus.

Der Tunnel-Effekt erlaubt nicht nur positiv geladenen Teilchen, aus dem Kern zu entweichen, sondern spielt auch beim Eindringen eines Kerns in einen anderen eine Rolle. Die Energie der Sonne entsteht, wie in den meisten Sternen, durch die Fusion von Wasserstoff zu Helium, entweder durch direkte Proton-Proton-Reaktionen (p-p-Ketten) oder mit schwereren Kernen wie [^{12}C] Kohlenstoff als Katalysator (CNO-Zyklus). Keine dieser Reaktionen ist klassisch möglich, da der Coulomb-Wall die thermische Energie der Teilchen auch bei den Temperaturen im Innern der Sterne von rd. $15 \cdot 10^6$ K übersteigt.

1929 wandten ATKINSON und HOUTERMANS [14] GAMOWS Tunnel-Effekt-Vorstellung [12] auf dieses Problem an und legten so den Grundstein zur Theorie der thermonuklearen Reaktionen. Später berichtete HOUTERMANS R. JUNGK, daß er am Abend, nachdem sie ihren Aufsatz abgeschickt hatten, sich mit einem hübschen Mädchen traf, um mit ihr durch eine sternklare Nacht zu wandern. »Wie schön sie blinken!« rief meine Begleiterin aus. Ich aber warf mich ein wenig in die Brust und sagte: »Ich weiß seit gestern, weshalb sie blinken«. Sie zeigte kein Anzeichen von Bewegung. Ob sie's wohl glaubte? Es war ihr vermutlich in diesem Augenblick ganz gleichgültig.« [15]

6 Experimentelles

Die Geiger-Nuttall-Regel kann durch Bestimmung der Reichweite von α -Teilchen in einer Nebelkammer (Abb. 7) überprüft werden. Wir verwendeten eine kontinuierliche Kammer, keine klassische Expansionskammer, da sie einfacher zu handhaben ist und kontinuierliche Beobachtung gestattet. Man muß allerdings mit niedrigen Aktivitäten arbeiten, um die empfindliche Atmosphäre in der Kammer nicht zu zerstören. Eine genaue Beschreibung der Handhabung findet sich in [16] und [17].

Es ist in der Regel erforderlich, einige Dutzend Aufnahmen der Nebelspuren zu machen, denn die meisten Fotos können zur quantitativen Auswertung nicht herangezogen werden, da die scheinbaren Längen der Spuren infolge unterschiedlicher Beobachtungswinkel oder »Abtauchen« der Teilchen aus der empfindlichen Schicht der Kammer nicht immer der Reichweite der Teilchen entsprechen. Daher sollten nur die längsten erhaltenen Spuren berücksichtigt werden. Die Auswertung erfolgt am besten durch Projektion der Dias auf eine Tafel, wo die Spuren mit Kreide markiert und anschließend ausgemessen werden. Bei allen im folgenden beschriebenen Experimenten be-

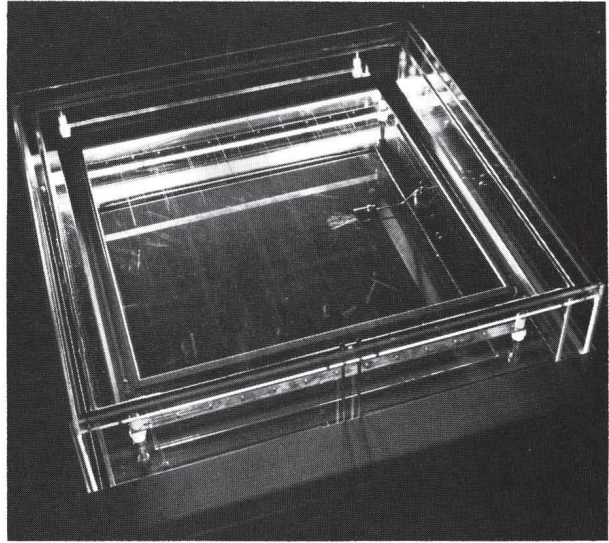


Abb. 7. Kontinuierliche Nebelkammer (Langsdorf-Kammer) (Phywe AG, Göttingen).



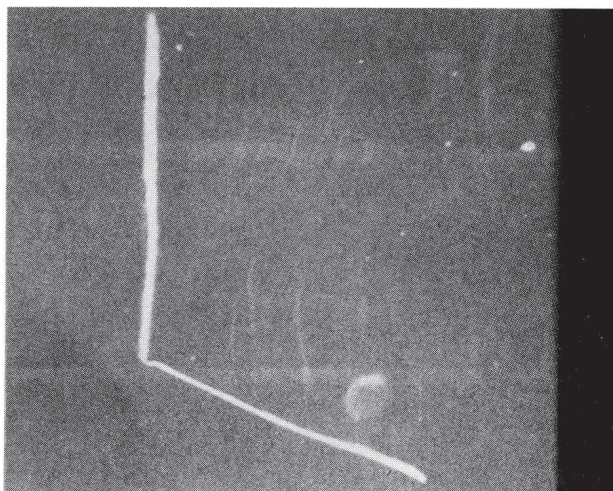
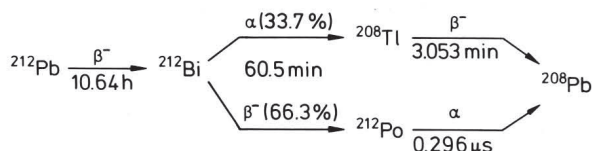
Abb. 8. α -Spuren von [^{210}Po]Polonium.

trug die Temperatur in der Nebelkammer etwa 1°C , der Druck 1010 mbar, der Wasserdampfdruck 7 mbar. Die angegebenen Fehler sind Standardabweichungen.

6.1 [^{210}Po]Polonium (RaF)

Eine Probe von $0,1 \mu\text{Ci}$ [^{210}Po]Polonium wird in die empfindliche Schicht der Nebelkammer gebracht und langsam zur Seite bewegt, so daß die α -Teilchen immer durch unverbrauchte Atmosphäre fliegen. Rasche Bewegungen sollten vermieden werden, um keine Turbulenzen in der Kammer hervorzurufen.

Ein typisches Foto ist in Abbildung 8 dargestellt. Als Längenmaßstab diente ein 50 mm langes Stück Teflon am Boden der Kammer unmittelbar unter der empfindlichen Schicht. Nach Auswertung von 17 verschiedenen Aufnahmen erhielten wir einen Mittelwert von $(35,6 \pm 0,4)$ mm für die Reichweite der α -Teilchen. (In einem ähnlichen Experiment maßen GEIGER und

Abb. 9. V-förmige Spuren des Zerfalls von [²²⁰Rn]Radon.Abb. 10. Zerfallsschema von [²¹²Pb]Blei.

NUTTALL vor über 70 Jahren [10] Werte von 35,8 mm bei 0 °C und 37,7 mm bei 15 °C.) Unter Verwendung der Gleichungen (5) und (6) wurden R_0 und E_α bestimmt:

$$\begin{aligned}
 R_0 &= (37,3 \pm 0,4) \text{ mm} , \\
 E_\alpha &= (5,25 \pm 0,1) \text{ MeV} .
 \end{aligned}$$

Dieses Ergebnis stimmt gut mit dem Literaturwert von 5,3045 MeV überein [18]. Die Geiger-Nuttall-Regel sagt mit $\lambda = 5,8 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ [18], $a = -97,9$ und $b = 60$ [20] eine Reichweite von 39 mm voraus.

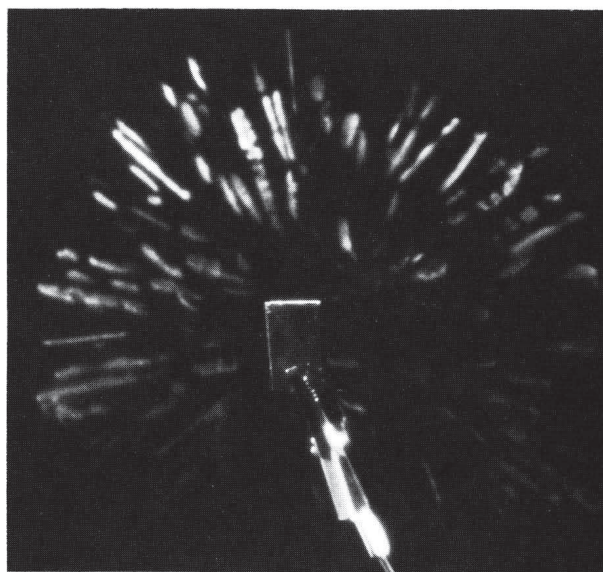
6.2 [²²⁰Rn]Radon und [²¹⁶Po]Polonium (Tn und ThA)

[²²⁰Rn]Radon, das in der 4n-Zerfallsreihe aus [²³²Th]Thorium gebildet wird, erleidet zwei rasch aufeinanderfolgende α -Zerfälle:



Wird ein Trägergas mit [²²⁰Rn]Radon in die Nebelkammer eingeblasen, so manifestieren sich die beiden α -Zerfälle als zwei Spuren, die ein »V« bilden.

Etwa 500 mg Thoriumdioxid werden in ein Glasrohr (Innendurchmesser 4–5 mm, Länge 5 cm) eingebracht und mit Hilfe von Glaswolle festgehalten. Das eine Ende des Rohres wird mit einem Gummischlauch verbunden, der in die empfindliche Schicht der Kammer führt. Auf das andere Ende wird ein Gummige-

Abb. 11. α -Spuren der Tochterprodukte von [²¹²Pb]Blei.

bläse aufgesetzt, das beim Zusammendrücken Luft über das Thoriumdioxid in die Kammer preßt und dabei das [²²⁰Rn]Radon, welches sich über der Thoriumverbindung angesammelt hat, mitnimmt. Nach anfänglicher Turbulenz um den Gaseinlaß beruhigt sich die Nebelkammeratmosphäre, und ein wahres »Feuerwerk« von α -Spuren breitet sich in der ganzen Kammer aus. Wegen der kurzen Lebensdauer von [²²⁰Rn]Radon nimmt die Anzahl der α -Spuren in den folgenden 2 bis 3 min rasch ab, so daß einzelne Ereignisse besser untersucht werden können. Von insgesamt 88 Fotos der typischen V-förmigen Spuren waren 23 zur quantitativen Analyse geeignet (Abb. 9). Aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit, daß beide α -Spuren im richtigen Beobachtungswinkel zur Kamera erscheinen, wurden keine absoluten Reichweitenbestimmungen versucht. Es ist jedoch möglich, die Längen der beiden Spuren zu vergleichen. Der Fehler, der infolge etwas unterschiedlicher Beobachtungswinkel entsteht, sollte sich dabei herausmitteln. Das Längenverhältnis wurde zu $1,15 \pm 0,03$ bestimmt, wobei die kürzere Spur vom Zerfall des [²²⁰Rn]Radons herrührt. GEIGER und NUTTALL erhielten bei 0 °C einen Wert von 1,14 [10].

Berechnet man die Reichweiten aus der Geiger-Nuttall-Regel (Gl. (7); mit $a = 101,83$; $b = 60$; $\lambda_1 = 0,01247 \text{ s}^{-1}$; $\lambda_2 = 4,621 \text{ s}^{-1}$ [20]), so erhält man 50,7 bzw. 57 mm, also ein Verhältnis von 1,124. Unter Heranziehung der Energien von 6,288 bzw. 6,7785 MeV und Gleichung (6) ergibt sich 1,12. Beide Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit dem experimentellen Ergebnis überein.

6.3 [²¹²Po]Polonium und [²¹²Bi]Bismut (ThC' und ThC)

Das [²¹²Pb]Blei, das durch α -Zerfall aus Thoriumemanation (²²⁰Rn) entsteht, kann aus der Gasphase auf einer negativ geladenen Platin- oder Tantal-elektrode abgeschieden werden. Eine genaue Beschreibung des experimentellen Vorgehens findet sich in [19]. Die Ausbeute beträgt typischerweise etwa 0,5 μ Ci. Zwei Folgeprodukte von [²¹²Pb]Blei sind α -Strahler, nämlich [²¹²Bi]Bismut und [²¹²Po]Polonium mit Halbwertszeiten von 60,6 min bzw. 0,3 μ s (Abb. 10). (Die partielle α -Zerfallskonstante von [²¹²Bi]Bismut berechnet sich zu $9,26 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.)

Hält man eine mit [²¹²Pb]Blei beladene Elektrode in die Nebelkammer, so beobachtet man α -Spuren mit 2 verschiedenen Längen (Abb. 11). Da die Quelle keineswegs punktförmig ist, empfiehlt es sich, die Spuren zu ihrem (mutmaßlichen) Ausgangspunkt auf der Elektrode zu verlängern (um den Fehler jeder Einzelmessung zu minimieren) und etwa 50 Spuren jeder Reichweite auszumessen (um einen guten Mittelwert zu erhalten).

L. MEITNER [6] erhielt ein Verhältnis der beiden Reichweiten von 1,79. Wir fanden $1,8 \pm 0,04$. Der berechnete Wert nach Gleichung (6) mit den α -Energien von 6,09 bzw. 8,787 MeV beträgt 1,74. Die Geiger-Nuttall-Regel sagt einen deutlich niedrigeren Wert von 1,4 voraus. Es ergibt sich also ein Unterschied zwischen den aus den Energien berechneten Reichweiten und denen, die aus den Zerfallskonstanten hergeleitet werden.

Mit anderen Worten, Energie und Zerfallskonstanten korrelieren nicht gut miteinander. Dies überrascht nicht, denn [²¹²Po]Polonium und [²⁰⁸Pb]Blei sind g-g-Kerne im Grundzustand, während [²¹²Bi]Bismut und seine Tochter [²⁰⁸Tl]Thallium u-u-Kerne darstellen und sich im Bahndrehimpuls um $4 \hbar$ unterscheiden [20].

Die zentrifugale Hinderung macht den α -Zerfall von [²¹²Bi]Bismut langsamer, als man aufgrund der Zerfallsenergie erwarten würde, so daß sich ein niedrigerer Wert für das aus den Zerfallskonstanten vorhergesagte Reichweitenverhältnis ergibt.

Unser Dank gilt G. ERTL, G. LIECKFELD und J. KRALLER für ihre Unterstützung sowie M. COX, W. LÖSTER und M. MURR für hilfreiche Diskussionen. Die Arbeit wurde durch Stipendien des Fonds der chemischen Industrie und der Stiftung Maximilianeum erleichtert.

Literatur

- [1] H. BECQUEREL: Sur les radiations émises par phosphorescence. – Compt. rend. **122** (1896) 420.

- [2] H. BECQUEREL: Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents. – Compt. rend. **122** (1896) 501.
- [3] H. BECQUEREL: Sur quelques propriétés nouvelles des radiations invisibles émises par divers corps phosphorescents. – Compt. rend. **122** (1896) 559.
- [4] T. FLIESSBACH: Alphazerfall und Kernstruktur. – Physik in unserer Zeit **8** (1977) 10.
- [5] R. SCHWANKNER – M. EISWIRTH: Themen zur Festkörperchemie II. – Köln: Aulis (in Vorbereitung).
- [6] L. MEITNER – K. FREITAG: Über die α -Strahlen des ThC und C' und ihr Verhalten beim Durchgang durch verschiedene Gase. – Z. f. Physik **37** (1926) 481.
- [7] M. GLÄSER: Die Nebelkammer im experimentellen Unterricht. – Köln: Aulis 1976.
- [8] H. GEIGER – J. M. NUTTALL: The Ranges of the α -particles from Various Radioactive Substances and a Relation between Range and Period of Transformation. – Phil. Magazine (6) **22** (1911) 613.
- [9] H. GEIGER – J. M. NUTTALL: The Ranges of the α -Particles from Uranium. – Phil. Magazine (6) **23** (1912) 439.
- [10] H. GEIGER – J. M. NUTTALL: The Ranges of the α -particles from the Thorium and Actinium Products. – Phil. Magazine (6) **24** (1912) 647.
- [11] C. J. GALLAGHER – J. O. RASMUSSEN: Alpha-Decay Hindrance-Factor Calculation. – J. Inorg. Nucl. Chem. **3** (1957) 333.
- [12] G. GAMOW: Zur Quantentheorie der Atomzertrümmerung. – Z. f. Physik **52** (1929) 510.
- [13] H. A. BETHE: Theory of α -Radioactivity according to the One-Body Model. – Rev. Mod. Phys. **9** (1937) 161.
- [14] R. ATKINSON – F. G. HOUTERMANS: Zur Frage der Aufbaumöglichkeit der Elemente in Sternen. – Z. f. Physik **54** (1929) 656.
- [15] R. JUNGK: Heller als tausend Sonnen, Stuttgart: Goyverts Verlag 1956.
- [16] R. SCHWANKNER: Radiochemie-Praktikum. – Paderborn: Schöningh 1980.
- [17] W. GENTNER – H. MAIER-LEIBNITZ – W. BOTHE: Atlas typischer Nebelkammerbilder. – Berlin: Springer 1940.
- [18] J. C. POST: Table of α -Emitting Nuclides According to α -Energy. – Actinides Reviews **1** (1967) 55.
- [19] M. EISWIRTH – R. SCHWANKNER – F. WEIGEL – V. WISHNEVSKY: Electrostatic Radionuclide Separation. – J. of Chem. Ed. **59** (1982) 608.
- [20] K. H. LIESER: Einführung in die Kernchemie, 2. Aufl. – Weinheim: Verlag Chemie 1980.

Anschrift der Verfasser: Dipl.-Chem. R. J. Schwankner, Dipl.-Chem. M. Eiswirth, Institut für Physikalische Chemie der Universität, Sophienstraße 11, 8000 München 2