

ser Schlußfolgerung ist auch McCALLUM⁴ bei Messungen an Ag-Kapillaren gelangt.

Dividiert man die Porenstromstärke durch die Dreiphasengrenzlänge, so gelangt man zu einer linearen Stromdichte, die in der Größenordnung von 10^{-1} mA/cm liegt, einerlei, ob man diesen Zahlenwert aus den vorliegenden Modellmessungen entnimmt oder etwa auch technischen Gasdiffusions-Elektroden vergleichbarer Aktivität, etwa DSK-Elektroden mit $3 \cdot 10^5$ Poren/cm² geometrischer Elektrodenfläche mit Porenradien von ca. 1 μm . Auch wenn dieser Begriff der linearen Stromdichte j_l wegen der sehr verschiedenen möglichen Polarisationsanteile theoretisch undefiniert ist, erscheint er doch bemerkenswert als Faustregel zur Abschätzung der mögli-

chen Stromdichte poröser Elektroden. Tatsächlich findet man so, daß Elektroden mit einzeln durch mechanisches Bohren, durch Elektronen- oder Laserstrahlen oder chemigraphisch hergestellten Poren praktisch durchaus interessante Stromdichten liefern können, wenn man die Möglichkeit benutzt, sie geometrisch geordnet dicht zu packen, anstatt statistisch verteilt wie in Sinterkörpern⁸.

In einer folgenden Notiz werden wir über analoge Experimente an Modell-Elektroden als H₂-Anoden berichten, die zeigen, daß der spezielle Reaktionsverlauf das elektrochemische Verhalten erheblich komplizieren kann. — Der Akademie der Wissenschaften und der Literatur Mainz dankt einer von uns (H. K.) für ein Forschungsstipendium.

⁸ H. HUBER u. R. LE BIHAN, Abstr. Journées Internat. d'Étude des Piles à Combustible, Brüssel, Nr. 28, Juni 1965.

Das γ -Spektrum von Krypton-82

H. GFIRTNER, W. REISER und H. SCHNEIDER

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. **20 a**, 1727—1730 [1965]; eingeg. am 12. Oktober 1965)

Untersuchungen der Richtungskorrelation einiger γ, γ -Kaskaden beim Zerfall von ⁸²Br lieferten einen Hinweis auf die mögliche Existenz eines Niveaus bei 2000 keV¹. Wir haben deshalb das γ -Spektrum von ⁸²Br mit einem Ge(Li)-Halbleiterdetektor gemessen. ⁸²Br zerfällt im wesentlichen nur durch einen einzigen β -Übergang in einen angeregten Zustand von ⁸²Kr; dieser geht über mehrere Kaskaden in den Grundzustand über². Aussagen über die Reihenfolge der Energiezustände lassen sich deshalb nur unter Berücksichtigung anderer Messungen, etwa der des β -Spektrums von ⁸²Rb oder durch COULOMB-Anregung von ⁸²Kr machen. Auf diese Weise wurde der erste angeregte Zustand bei 777 keV gefunden.

Das γ -Spektrum von ⁸²Kr wurde schon mehrfach mit Szintillationszählern und β -Spektrometern untersucht^{3—9}. Übereinstimmend wurden γ -Übergänge von 554, 619, 698, 777, 827, 1044, 1317 und

1475 keV beobachtet. In neueren Arbeiten^{8, 9} wird außerdem über eine 222 keV — 1648 keV-Kaskade berichtet. Über γ -Übergänge von etwa 250 und 350 keV widersprechen sich die Angaben. KENNEDY, WEBSTER und PRESTWICH⁹ konnten diese Übergänge nicht finden. Ebenso war das Vorhandensein von γ -Übergängen mit Energien über 1700 keV noch nicht eindeutig geklärt. Die Maxima in diesem Bereich werden von KENNEDY et al.⁹ auf Summationseffekte zurückgeführt, während MYERS und WATTENBERG¹⁰ auf Grund von Schwellwertreaktionen eine Häufigkeit von etwa 0,14% finden.

Quelle und Meßapparatur

⁸²Br wurde als Ammoniumbromid in wässriger Lösung vom Radiochemical Centre in Amersham bezogen. Der Anteil an Brom-80^m ist mit weniger als 1% angegeben. Da mit den Messungen erst etwa vier Tage nach der Aktivierung begonnen wurde, war infolge der kurzen Halbwertszeit des Brom-80^m (4,4 Stunden) dieses inzwischen um etwa den Faktor 10⁵ stärker abgeklungen.

¹ J. KOCH, S. FISCHER, K. FRICKE u. F. MÜNNICH, Phys. Verhandl. DPG **5**, 90 [1965]; Vortrag Fachausschuß Kernphysik am 26. 4. 65 in Bad Pyrmont.

² Nuclear Data Sheets, National Academy of Sciences, National Research Council, Washington D.C.

³ K. SIEGBAHN, A. HEDGRAN u. M. DEUTSCH, Phys. Rev. **76**, 1263 [1949].

⁴ D. C. LU, W. H. KELLY u. M. L. WIEDENBECK, Phys. Rev. **95**, 1533 [1954].

⁵ R. C. WADDELL u. E. N. JENSEN, Phys. Rev. **102**, 816 [1956].

⁶ V. S. DUBEY, C. E. MANDEVILLE u. M. A. ROTHMAN, Phys. Rev. **103**, 1430 [1956].

⁷ S. HULTBERG u. A. HEDGRAN, Arkiv Fysik **11**, 369 [1957].

⁸ L. SIMONS, S. BERGSTRÖM u. A. ANTILA, Nucl. Phys. **54**, 683 [1964].

⁹ T. J. KENNEDY, I. B. WEBSTER u. W. V. PRESTWICH, Nucl. Phys. **58**, 56 [1964].

¹⁰ V. MYERS u. A. WATTENBERG, Phys. Rev. **75**, 992 [1949].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Die Messungen wurden mit einem Lithium-gedriffenen Germanium-Detektor der Firma Solid State, Typ 100-LDG 3000-M durchgeführt. Gekühlt wurde mit flüssiger Luft. Als Vorverstärker wurde der Typ 101 XL, als Hauptverstärker der Typ 201 von Ortec verwendet. Die Spektren wurden mit einem 512-Kanal- und einem 4×1024 -Kanal-Analysator aufgenommen.

Meßergebnisse

Abb. 1 zeigt das gesamte γ -Spektrum von ^{82}Kr . Neben den bereits gesicherten γ -Übergängen von 222, 554, 619, 698, 777, 827, 1044, 1317, 1475 und 1648 keV sind hier bereits einige weitere zu erkennen. Sie liegen bei 93, 273, 1008, 1777, 1870 und 1955 keV. Das γ -Spektrum wurde über längere Zeit verfolgt, um eventuelle Verunreinigungen zu erkennen. So wurde festgestellt, daß ein 1512 keV-Peak mit einer kürzeren und ein 1173 keV-Peak mit einer längeren Halbwertszeit als der des ^{82}Br vorhanden waren. Diese Maxima sind auf Verunreinigungen zurückzuführen. Die relativen Höhen der anderen Maxima änderten sich im Laufe dieser Zeit nicht. Eine genaue Untersuchung einzelner Bereiche

des Spektrums ergab noch weitere γ -Übergänge. In Abb. 2 erkennt man neben dem Maximum bei 93 keV noch Maxima bei 73 und 101 keV. Daneben

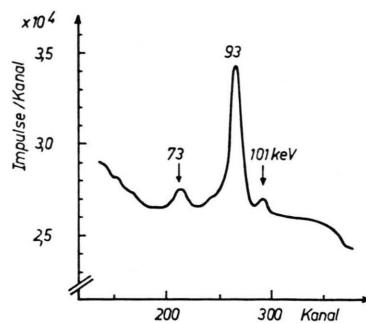


Abb. 2. γ -Spektrum von ^{82}Kr , Energiebereich 50–130 keV.

sind wahrscheinlich noch sehr schwache γ -Übergänge mit 58–60 keV und 84 keV vorhanden. Abb. 3 zeigt die γ -Übergänge von 222, 273, 295 und 320 keV. Abb. 4 und Abb. 5 lassen die Maxima bei 138 keV und 1008 keV erkennen. Abb. 6 schließlich zeigt das Maximum bei 2555 keV. Für einen γ -Übergang mit dieser Energie spricht auch die Andeutung eines Maximums bei 1532 keV. Hier liegt

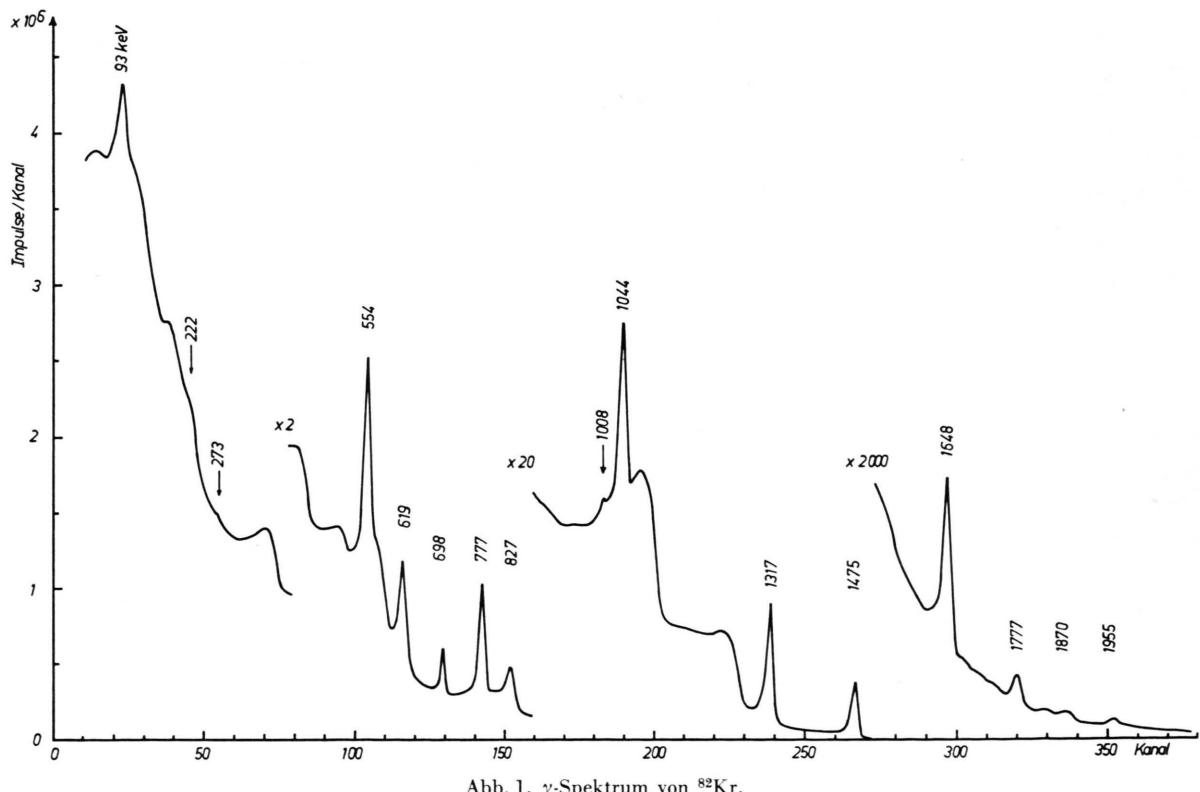
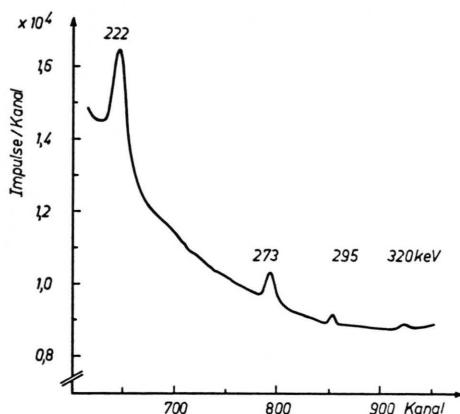
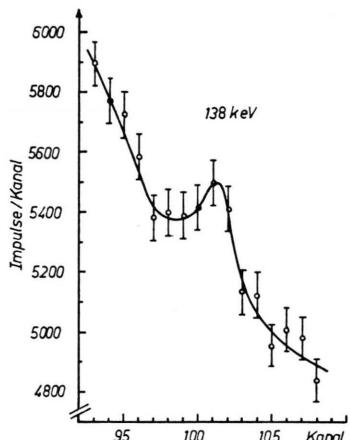
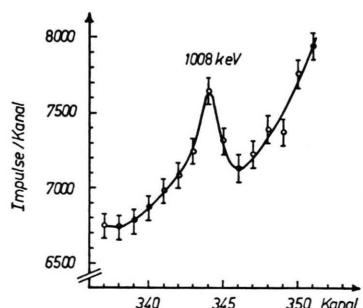
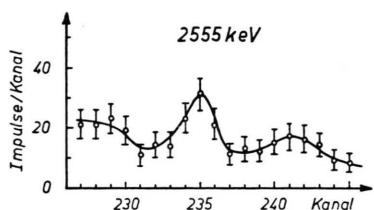
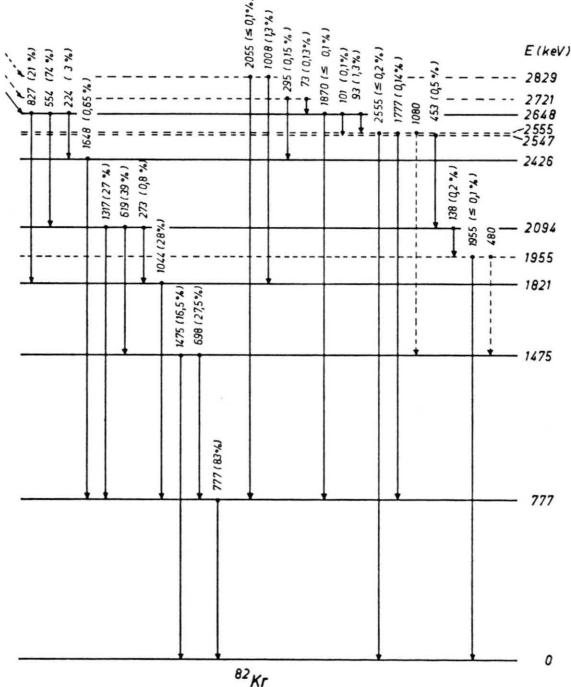


Abb. 1. γ -Spektrum von ^{82}Kr .

Abb. 3. γ -Spektrum von ^{82}Kr , Energiebereich 210–330 keV.Abb. 4. γ -Spektrum von ^{82}Kr , Maximum bei 138 keV.Abb. 5. γ -Spektrum von ^{82}Kr , Maximum bei 1008 keV.Abb. 6. γ -Spektrum von ^{82}Kr , Maximum bei 2555 keV.

der Doppel-Escape-Peak des 2555 keV-Überganges. Weiterhin wurden einige Maxima beobachtet, deren Höhe etwa in der Größe des zweifachen statistischen Fehlers liegen. Es handelt sich hier um die Maxima bei etwa 453 und 2055 keV. Da diese Maxima in allen Spektren zu erkennen waren, dürfte das Vorhandensein dieser Übergänge ziemlich gesichert sein.

Weiterhin deuten die Messungen noch auf ganz schwache γ -Übergänge bei 480 und 1080 keV hin. Das Maximum bei 480 keV liegt in der Größenordnung des statistischen Fehlers – der Untergrund durch die COMPTON-Verteilungen der γ -Übergänge über 619 keV ist hier sehr groß –, tritt aber in mehreren Spektren auf. Das Maximum bei 1080 keV ist ebenfalls nicht mit Sicherheit zu erkennen, weil hier die COMPTON-Kante des 1317 keV-Überganges liegt. Der eigentlich spitz Verlauf dieser COMPTON-Kante deutet jedoch auf einen Photopeak hin. Die Häufigkeit dieses Überganges dürfte bei etwa 1% liegen. Auch bei längeren Meßzeiten lassen sich diese Peaks nicht ohne weiteres klarer erkennen, da bei hohen Impulszahlen die Schwankungen nicht mehr durch die Zählstatistik gegeben sind, sondern durch Schwankungen der Kanalbreite der Vielkanalanalysatoren.

Abb. 7. Vorgeschlagenes Niveauschema von ^{82}Kr . Der Übergang vom Niveau 2648 keV zum Niveau 2426 keV (im Schema als 3. von links eingezeichnet) müßte mit 222 (3%) statt 224 (3%) bezeichnet sein.

Bis auf den γ -Übergang von 1870 keV können die gefundenen Linien nicht in das gegenwärtige Zerfallsschema eingeordnet werden. Es müssen noch weitere Energiezustände vorhanden sein. Die Messungen deuten darüber hinaus darauf hin, daß auch über dem 2648 keV-Niveau noch weitere Energiezustände liegen müssen, die durch β -Übergänge vom ^{82}Br aufgefüllt werden. Wenn man Energiezustände bei 1955, 2547, 2555, 2721 und 2829 keV einführt, lassen sich die meisten der gefundenen Linien einordnen. Abb. 7 zeigt das von uns vorgeschlagene Niveauschema. Die neu gefundenen Übergänge sind in der rechten Hälfte eingezeichnet. Die Genauigkeit der Energieangabe beträgt im unteren Bereich etwa 2 keV, im Bereich zwischen 1 und 2 MeV dürfte sie unter 5 keV, im Bereich über 2 MeV unter 10 keV liegen. Schwierigkeiten bereitet die Einordnung je-

doch bei den Übergängen von 58, 84 und 320 keV.

Die angegebenen Häufigkeiten beziehen sich nur auf die Emission von γ -Quanten. Eventuell noch vorhandene Konversionselektronen wurden nicht berücksichtigt. Da die genaue Bestimmung der Photo-Effekt-Ausbeute des verwendeten Ge(Li)-Halbleiterzählers noch nicht abgeschlossen ist, sind die Intensitätsangaben im Bereich unter 300 keV und über 1500 keV nur als Richtwerte zu betrachten.

Nachträglich wurden uns Messungen von KENNEY und RAMAN¹¹ bekannt. Sie geben γ -Übergänge von 93, 144, 222, 275, 1010, 1648, 1777, 1870 und 1950 keV an.

Herrn Prof. Dr. W. HANLE danken wir für seine Unterstützung, dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung für die Bereitstellung von Forschungsmitteln.

¹¹ E. S. KENNEY u. S. RAMAN, Bull. Amer. Phys. Soc. **10**, 588 [1965]. — Vortrag Summer Meeting, New York, 24. 6. 65.

Der Debye-Waller-Faktor in der dynamischen Theorie von Röntgen- und Elektroneninterferenzen an Kristallen

K. KAMBE

Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft,
Berlin-Dahlem *

(Z. Naturforsch. **20 a**, 1730—1732 [1965]; eingeg. am 19. Oktober 1965)

Bei der dynamischen Theorie der RÖNTGEN-Strahl- und Elektroneninterferenzen an Kristallen¹ ist es üblich, den Einfluß der Gitterschwingung auf die *elastische* Streuung in der Weise einzuführen, daß die FOURIER-Koeffizienten der Größe $\chi(\mathbf{r})$ (l. c.²) in der mit dem DEBYE-WALLER-Faktor multiplizierten Form $\chi_h \exp\{-M_h\}$ in die Rechnung eingesetzt werden. Dieses Verfahren bedeutet³, daß man an einer über die thermische Bewegung der Atome statistisch gemittelten Struktur $\langle\chi\rangle$ die Interferenz berechnet. Es gilt nämlich

$$\langle\chi\rangle_h = \chi_h \exp\{-M_h\}. \quad (1)$$

* Abteilung Prof. Dr. K. MOLIÈRE.

¹ M. VON LAUE, RÖNTGEN-Strahlinterferenzen, Akad. Verlagsges., Frankfurt/M. 1960, Kap. 5. — M. VON LAUE, Materiewellen und ihre Interferenzen, Akad. Verlagsges., Leipzig 1948, Kap. 5.

² Für die Definition von $\chi(\mathbf{r})$ bei RÖNTGEN-Strahlen siehe von LAUE¹. Für die Elektronenbeugung ist die potentielle Energie $V(\mathbf{r})$ statt $\chi(\mathbf{r})$ einzusetzen.

³ S. TAKAGI, J. Phys. Soc. Japan **13**, 278 [1958].

⁴ Y. H. OHTSUKI, J. Phys. Soc. Japan **19**, 2285 [1964].

Bei Vorhandensein der Absorption, wobei $\chi(\mathbf{r})$ komplex wird, wurde von OHTSUKI⁴ besonders im Fall von RÖNTGEN-Strahlen gezeigt, daß Gl. (1) ihre Form behält (abgesehen von der von ihm berücksichtigten anharmonischen Korrektur).

Die Benutzung der gemittelten Struktur für die Rechnung ist durchaus plausibel, und die Richtigkeit dieses Verfahrens ist durch Vergleich mit Experimenten wiederholt bestätigt worden^{5, 6}. Es bedarf jedoch einer theoretischen Begründung. Denn das, was wir beobachten, ist der statistische Mittelwert der Streuintensität und nicht die Intensität der Streuung an der gemittelten Struktur. Die Frage ist also, ob die Gleichung

$$\langle I(\chi) \rangle = I(\langle\chi\rangle) \quad (2)$$

besteht. PARTHASARATHY⁷ hat (2) für einen sehr speziellen Fall bewiesen. Wir wollen hier zeigen, daß (2) für viel allgemeinere Fälle gültig bleibt.

⁵ B. W. BATTERMAN, Phys. Rev. **127**, 686 [1962]. — M. HORSTMANN, Z. Phys. **183**, 375 [1965]. — H. HATTORI, H. KURIYAMA, T. KATAGAWA u. N. KATO, J. Phys. Soc. Japan **20**, 988 [1965].

⁶ B. OKKERSE, Philips Res. Rep. **17**, 464 [1962]. — G. HILDEBRANDT u. H. WAGENFELD, Acta Cryst. **16**, Suppl. A 160 [1963]. — B. W. BATTERMAN, Phys. Rev. **134 A**, 1354 [1964]. — D. LING u. H. WAGENFELD, Phys. Letters **15**, 8 [1965].

⁷ R. PARTHASARATHY, Acta Cryst. **13**, 802 [1960].