

Bemerkenswert ist vor allem, daß sich die Quotienten \bar{L}/T_p in Propan und Frigen nur um 4% unterscheiden und außerdem beide ungefähr gleich 1 sind; das bedeutet, daß zumindest in dem betrachteten Energiegebiet die bei verschiedenen Abbremsmaterialien mit Zähleranordnungen meßbaren praktischen Eindringtiefen als Maß für die mittlere Bahnlänge dienen können.

Herrn Prof. Dr. W. HEISENBERG und Herrn Prof. Dr. H. KULENKAMPFF sowie Herrn Dr. G. v. GIERKE und Herrn Dr. K. GOTTMSTEIN möchten wir für ihr ständiges Interesse und die Förderung dieser Arbeit herzlich danken.

Den Herren N. BOSELLI, Phys.-Ing. H. HÄUFLÖCKNER, Dr. D. HARDER, Dr. E. KEIL, H. KUHN und Fräulein A. FEUERLEIN danken wir für praktische Hilfe bei der Durchführung der Experimente und der Auswertung der Blasenkammeraufnahmen.

Ein Teil der numerischen Rechnungen konnte durch das freundliche Entgegenkommen von Herrn Prof. Dr. F. SOMMER auf der Z 22 R des Instituts für Angewandte Mathematik der Universität Würzburg und von Herrn Prof. Dr. A. WALTHER auf der IBM 650 des Instituts für Praktische Mathematik der Technischen Hochschule Darmstadt durchgeführt werden.

Diese Arbeit wurde ermöglicht durch die Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft, des Bundesministeriums für Atomkernenergie und der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V.

Mößbauer-Absorption der 77 keV- γ -Strahlung von Au¹⁹⁷ in metallischem Gold

Von H. J. ANDRÄ, C. M. H. HASHMI *, P. KIENLE und F. W. STANEK

Aus dem Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforschg. 18 a, 687—689 [1963]; eingegangen am 10. April 1963)

Mit Hilfe des MößBAUER-Effektes wurde die Kernresonanzabsorption der 77 keV- γ -Strahlung des Au¹⁹⁷ in metallischen Goldabsorbern verschiedener Dicke untersucht. Die Linienbreite wurde zu $\Gamma = (2,06 \pm 0,21) \cdot 10^{-7}$ eV bestimmt; dies entspricht einer Halbwertzeit von $(2,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ sec in Übereinstimmung mit direkten Messungen. Ferner wurde eine Isomerieverziehung beobachtet: Die Energie der Emissionslinie (Au¹⁹⁷ in Pt) ist um $(3,04 \pm 0,05) \cdot 10^{-7}$ eV größer als die der Absorptionslinie (Au¹⁹⁷ in metallischem Gold). Aus Absorptionsmessungen bei 80 °K, 20,4 °K und 4,2 °K ergeben sich die DEBYE-Temperaturen für Quelle und Absorber zu $\Theta_{Pt} = (197 \pm 16)$ °K und $\Theta_{Au} = (171 \pm 8)$ °K.

Das 77 keV-Niveau in Au¹⁹⁷ wird durch β^- -Zerfall von Pt¹⁹⁷ ($T_{1/2} = 19$ h) und durch β^+ -Zerfall von Hg¹⁹⁷ ($T_{1/2} = 69$ h) bevölkert. Die elektronisch gemessene Halbwertszeit dieses Niveaus beträgt $T_{1/2} = (1,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$ s¹, was einer natürlichen Linienbreite von $\Gamma = 1,8 \cdot 10^{-7}$ eV entspricht. Die bisherigen MößBAUER-Absorptionsexperimente an Au¹⁹⁷^{2,3} ergaben eine Resonanzlinie, die um ein Mehrfaches breiter war, als sich an Hand der elektronischen Lebensdauermessungen erwarten läßt. Wegen dieser Diskrepanz wurde im Hinblick auf die geplanten Streumessungen⁴ ein MößBAUER-Transmissionsexperiment⁵ bei tiefen Temperaturen mit flüssigem Stickstoff, Wasserstoff und Helium durchgeführt.

Experimentelles

Quelle und Absorber konnten gleichzeitig in ein und demselben Kryostaten wahlweise auf 4,2 °K, 20 °K und 80 °K abgekühlt werden. Die Intensität der 77 keV- γ -Strahlung wurde hinter dem relativ zur Quelle bewegten Goldabsorber mit einem 1" \times 3/4" NaJ(Tl)-Szintillationskristall nachgewiesen und als Funktion der Relativgeschwindigkeit registriert. Um eine ganz sichere Information über das Transmissionsspektrum zu erhalten, konnte der Absorber mittels zweier ganz verschiedener Antriebe sinusförmig bewegt werden. Einmal wurde eine an Blattfedern frei schwingende Schaukel als eine Art Parallelogrammaufhängung verwendet. Ihre Amplitude wurde elektronisch stabilisiert; durch einen magnetischen Bewegungsaufnehmer wurde die Schwingung auf einen Niederfrequenzverstärker ge-

* Jetzt: Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

¹ A. W. SUNYAR, Phys. Rev. **98**, 653 [1955].

² D. NAGLE, P. P. CRAIG, J. G. DASH u. R. R. REISWIG, Phys. Rev. Letters **4**, 237 [1960].

³ D. A. SHIRLEY, M. KAPLAN u. P. AXEL, Phys. Rev. **123**, 816 [1961].

⁴ C. M. H. HASHMI, P. KIENLE, F. W. STANEK u. W. H. WIEDERMANN, erscheint demnächst.

⁵ R. L. MÖSSBAUER, Z. Phys. **151**, 124 [1958]; Naturwiss. **45**, 538 [1958]; Z. Naturforschg. **14 a**, 211 [1959].



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.

geben, worauf sie nach erfolgter Verstärkung über eine zweite Spule und einen Stabmagneten der Schaukel wieder mit der entsprechenden Phase zugeführt wurde. Durch einen elektronischen Amplitudenbegrenzer wurde eine ausreichende Konstanz erreicht. Frequenz und Amplitude konnten elektrisch gemessen werden, so daß keine bewegten Teile aus dem Kryostaten herausgeführt werden mußten. Der zweite Antrieb erfolgte über eine durch einen Synchronmotor angetriebene Kurvenscheibe, von der die Bewegung hydraulisch bis zum Kryostaten übertragen wurde. Die Übertragung in den kalten Experimenterraum erfolgte über eine Schubstange, die mittels beweglicher Metallbälge eingeführt wurde. Beide Verfahren ergaben innerhalb der Fehlergrenzen gut übereinstimmende Meßergebnisse. Der Bereich um die 77 keV-Linie wurde mit einem Einkanaldiskriminatoren ausgebendet. Die in den so vorgewählten Kanal fallenden Impulse wurden in einem TMC 256-Kanalanalysator gespeichert, wobei eine eindeutige Zuordnung der momentanen Geschwindigkeiten zu den Kanälen auf folgende Weise erreicht wurde: Ein von dem bewegten Absorber gesteuerter phasenkonstanter Triggerimpuls bewirkte den Beginn eines 256 Signale zählenden Impulspaketes, welches die Speicherkanäle fortschaltete⁶.

Die Herstellung der Quellen erfolgte durch Bestrahlung von natürlichem Platin in metallischer Form im Forschungsreaktor München des Institutes (FRM). Bei dem zur Verfügung stehenden Neutronenfluß konnten mit den 1 mm dicken Scheibchen von 6 mm Durchmesser Aktivitäten um 100 mC erreicht werden. Nach der Bestrahlung wurden die Quellen nicht getempert. Lediglich beim Auflöten auf den Probenträger erfolgte eine etwa 1 Minute dauernde Erwärmung auf 300° bis 400 °C. Als Absorber wurden Goldscheibchen von 386 mg/cm² und 965 mg/cm² verwendet. Die Reinheit beider Substanzen beträgt nach Angaben der Lieferfirma 99,99%.

Im γ -Spektrum des natürlichen Platins tritt die 67 keV-RÖNTGEN-K-Strahlung mit großer Intensität auf; sie konnte mit dem verwendeten Szintillationsspektrometer nicht von der uns interessierenden 77 keV-Komponente getrennt werden. Dieser im Meßkanal auftretende Untergrund verursacht eine merkliche Verkleinerung der Transmissionsminima. Zur genauen Bestimmung der natürlichen Linienbreite und der DEBYE-Temperaturen mußte das Intensitätsverhältnis von der Gesamtstrahlung zur 77 keV-Komponente ermittelt werden. Dies geschah einmal mittels eines Argon-Proportionalzählerrohres, dessen Auflösungsvermögen zur Trennung der Linien ausreichte, das aber leider nicht für die ganze Messung zur Verfügung stand. Außerdem wurde die Absorption der gesamten Strahlung in dem mit dem Szintillationsspektrometer beobachteten Kanal mit Wolframabsorbern verschiedener Dicke gemessen. Da sich der Massenabschwächungskoeffizient von Wolfram wegen der K-Kante für 77 keV und für 67 keV wesentlich unterscheidet, kann man aus dem Verlauf der Absorptionsverteilung das Verhältnis der Intensitäten direkt bestimmen. Beide Methoden ergaben mit gu-

ter Übereinstimmung für das Verhältnis von Gesamtstrahlung zu 77 keV-Strahlung einen Wert von $3,3 \pm 0,3$. Die Veränderung dieses Verhältnisses mit der Zeit nach Bestrahlungsende infolge verschiedener Halbwertszeiten liegt für die verwendeten Meßzeiten noch innerhalb der Fehlergrenzen.

Ergebnisse

Abb. 1 zeigt das Geschwindigkeitsspektrum der 77 keV- γ -Strahlung ohne Untergrundkorrekturen für verschiedene Absorberdicken und verschiedene Tem-

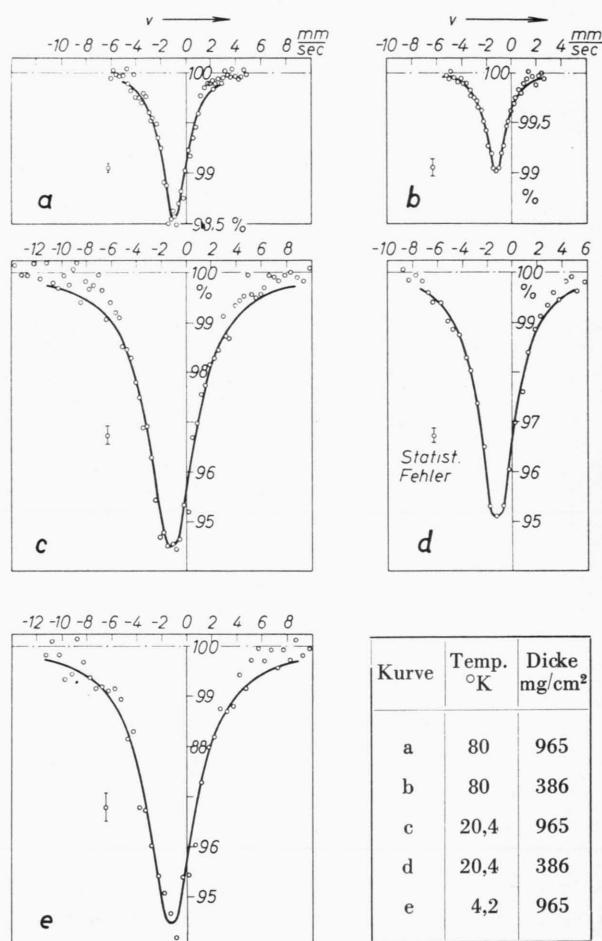


Abb. 1. Relative Transmission der 77 keV- γ -Strahlung der Pt¹⁹⁷-Quelle durch Goldabsorber verschiedener Dicken bei verschiedenen Temperaturen als Funktion der Relativgeschwindigkeit v , ohne Untergrundkorrektur. Positive Geschwindigkeit bedeutet, daß sich der Absorber auf die Quelle zubewegt.

peraturen. Aus diesen Messungen und aus dem ermittelten Intensitätsverhältnis von der Gesamtstrahlung zur 77 keV-Komponente konnten nach

⁶ E. KANKELEIT, Z. Phys. 164, 442 [1961].

den bekannten Verfahren^{3, 7, 8} die natürliche Linienbreite Γ und die DEBYE-WALLER-Faktoren (f für die Quelle und f' für den Absorber) bei 20,4 °K und 80 °K bestimmt werden. Für f und f' ergeben sich folgende Werte:

Temperatur	f	f'
80 °K	$0,069 \pm 0,012$	$0,032 \pm 0,003$
20,4 °K	$0,217 \pm 0,037$	$0,166 \pm 0,015$

woraus man für die DEBYE-Temperaturen von Platin und Gold

$$\Theta_{Pt} = (197 \pm 16) \text{ °K} \text{ und } \Theta_{Au} = (171 \pm 8) \text{ °K}$$

erhält.

Die auf die endliche Absorberdicke korrigierte Linienbreite ergibt sich zu

$$\Gamma = (2,06 \pm 0,21) \cdot 10^{-7} \text{ eV},$$

was einer Halbwertszeit von

$$T_{1/2} = (2,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-9} \text{ sec}$$

in guter Übereinstimmung mit dem elektronisch gemessenen Wert von $(1,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$ sec entspricht. Die beobachtete Isomerieverziehung beträgt $(3,04 \pm 0,05) \cdot 10^{-7}$ eV. Unsere Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit Messungen, die kürzlich von ROBERTS und THOMSON⁹ bekanntgegeben wurden.

Herrn Professor H. MAIER-LEIBNITZ danken wir für die stetige Förderung dieser Arbeit. Herrn Prof. W. MEISSNER und Herrn Dr. WIEDEMANN von der Kommission für Tieftemperaturforschung der Bayerischen Akademie der Wissenschaften danken wir für ihre tatkräftige Unterstützung.

⁷ W. VISSCHER, Los Alamos Sci. Lab., unveröffentlicht.
⁸ S. MARGULIES u. J. EHRMANN, Nucl. Instrum. Meth. **12**, 131 [1961].

⁹ L. D. ROBERTS u. J. O. THOMSON, Phys. Rev. **129**, 664 [1963].

Kernmagnetische Messungen an einem linearen Polyäthylen

I. Spin-Gitter-Relaxationszeit T_1 und Linienform¹

Von U. HAEBERLEN, R. HAUSSER und F. NOACK

Aus dem I. Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Stuttgart
(Z. Naturforsch. **18 a**, 689—700 [1963]; eingegangen am 1. März 1963)

Die Spin-Gitter-Relaxationszeit T_1 und die Form des Kernresonanzsignals der Protonen eines linearen Polyäthylens (Marlex 50, Typ 15) wurden mit einer Impulsapparatur bei 28 MHz zwischen -150 °C und $+180$ °C untersucht. Die Ergebnisse an festem und geschmolzenem Polyäthylen lassen sich durch drei verschiedene Bewegungsformen der Polyäthylen-Moleküle erklären, die mit steigender Temperatur angeregt werden. Die Theorie von SOLOMON² wird dazu auf einige anisotrope Bewegungen angewandt.

Polyäthylen wurde bereits in zahlreichen Arbeiten³ kernmagnetisch untersucht, um in Ergänzung röntgenographischer, ultrarotspektroskopischer, dilatometrischer, dielektrischer, mikroskopischer und mechanischer Messungen Aufschluß über Struktur und molekulare Bewegungsvorgänge zu erhalten.

Die Untersuchungsmethode der Kernresonanz ist dazu geeignet, da die Spin-Gitter-Relaxationszeit T_1 und die Form des Kernsignals — dies sind die beiden meist benutzten Meßgrößen — von den statischen und dynamischen Eigenschaften der Substanz, also von der Struktur und den inneren Bewegungen abhängen.

Grundlage für die Auswertung von T_1 -Messungen

ist meistens die Theorie von BLOEMBERGEN⁴ und SOLOMON². Darin sind im einfachsten Fall für T_1 die Magnetfelder der sich statistisch regellos bewegenden magnetischen Kerndipole verantwortlich. In die angegebenen Endformeln geht die Annahme ein, daß die Relativbewegungen zweier miteinander wechselwirkender Dipole räumlich isotrop sind, daß also vom einen Dipol aus gesehen die Verbindungsstrecke zum zweiten Dipol nacheinander hinreichend schnell in sämtliche Raumrichtungen weist. Diese Voraussetzung ist im festen und geschmolzenen PÄ jedoch nicht erfüllt. In der vorliegenden Arbeit wird versucht, dieser Tatsache — wenigstens teilweise — quantitativ gerecht zu werden.

¹ Teile der vorliegenden Veröffentlichung wurden vorgetragen; vgl. Phys. Verh. **12**, 113 [1961] und **13**, 209 [1962].

² I. SOLOMON, Phys. Rev. **99**, 559 [1955].

³ H. THURN, Kolloid-Z. **179**, 11 [1961], dort weitere Zitate.

⁴ N. BLOEMBERGEN, Dissertation, Utrecht 1948.