

offenbar, weil er mit dem Schatten der Versetzungslinie zusammenfällt; man glaubt ihn an der Schattenspitze zu finden.

Den Beweis liefert der schräge Strich, der in allen vier Diagrammen in unveränderter Lage zu sehen ist: er liegt in den unteren Bildern 2 mm vom Schatten der Ätzgrube entfernt, in den oberen ebenso weit von der Schattenspitze der Versetzungslinie.

Der Strich war nach dem Ätzen nicht vorhanden, er muß durch einen beim Aufbringen der Mennige entstandenen Kratzer auf der Kristalloberfläche hervorgerufen sein. Im Mikroskop, bei 500-facher Vergrößerung, ist er nicht zu sehen. Dies ist nach einer anderen Beobachtung nicht verwunderlich. Absichtlich mit dem Diamanten auf der Si-Scheibe gezogene nur  $3 \mu$  breite Furchen erzeugen Störungen im Reflex, die weit kräftiger sind als der hier erscheinende Strich. Die Wellenfelder reagieren also auch auf Fehler an der Oberfläche sehr empfindlich. In den Dia-

grammen ist der Strich eine willkommene topographische Hilfe.

Helldunkelstrukturen der Schatten sind an manchen Stellen der Bilder unverkennbar.

Von Germanium haben wir ähnliche Diagramme erhalten.

Soweit die Auffassung von der Schattenwirkung der Versetzungen richtig ist, sollte die anomale Absorption keine entscheidende Rolle spielen außer der, dem Strahlenfänger den Durchgang durch einen sonst undurchlässigen Kristall zu ermöglichen. Die ersten Versuche mit am Kristall anliegenden Film sind (zusammen mit G. HILDEBRANDT) an großen Kalkspatkristallen gemacht worden<sup>5</sup>. Die Methode wird ergänzt durch Diagramme bei kleinem Abstand Kristall – Film; die Reflexe  $R_0$  und  $R$  liegen dann eng benachbart, und die Struktur beider kann verglichen werden.

Den Herren D. TURNBULL und W. C. DASH, Schenectady, New York, möchten wir für die Überlassung eines Si-Kristalls herzlichst danken.

<sup>5</sup> G. BORRMANN, Optik **10**, 405 [1953].

## NOTIZEN

### Das gyromagnetische Verhältnis des 92 keV-Niveaus von Pm<sup>147</sup>

Von E. BODENSTEDT, E. MATTHIAS, H. J. KÖRNER und R. H. SIEMSEN

Physikalisches Institut der Universität Hamburg  
(Z. Naturforsch. **13 a**, 425–426 [1958]; eingegangen am 14. April 1958)

Das Niveauschema von Pm<sup>147</sup> hat nach den Untersuchungen von HANS, SARAF und MANDEVILLE<sup>1</sup> die in Abb. 1 dargestellte Gestalt. Die Lebensdauer des 92 keV-Niveaus wurde von GRAHAM und BELL<sup>2</sup> zu  $T_{1/2} = 2,44 \cdot 10^{-9}$  sec angegeben. Diese Lebensdauer reicht aus, um den  $g$ -Faktor dieses Niveaus aus der Verschiebung der  $\gamma$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation durch ein äußeres Magnetfeld zu bestimmen.

Die Winkelkorrelation der 320 keV–92 keV-Kaskade wurde von LINDQVIST und KARLSSON<sup>3</sup> gemessen. Sie erhielten als Anisotropie:  $A = -0,110 \pm 0,01$ . Die gleichen Verfasser untersuchten auch die Schwächung dieser Anisotropie durch Anwendung eines äußeren Magnetfeldes von 25 000 Gauß. Es gelang ihnen auf Grund ihrer Meßresultate für den  $g$ -Faktor als obere Grenze anzugeben:

$$|g| \leq 1.$$

<sup>1</sup> H. S. HANS, B. SARAF u. C. E. MANDEVILLE, Phys. Rev. **97**, 1267 [1955].

Bei unseren Untersuchungen wurde die Winkelkorrelation der gleichen Kaskade bei 37 200 Gauß für beide Feldrichtungen gemessen und mit der Winkelkorrelation ohne äußeres Magnetfeld verglichen, die bei der gleichen geometrischen Anordnung beobachtet

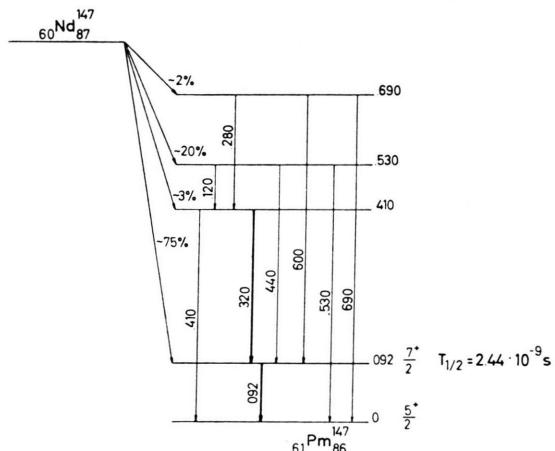


Abb. 1. Niveauschema von Pm<sup>147</sup>.

<sup>2</sup> R. L. GRAHAM u. R. E. BELL, Canad. J. Phys. **31**, 377 [1953].

<sup>3</sup> T. LINDQVIST u. E. KARLSSON, Ark. Fys. **12**, 519 [1957].



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.

wurde. Diese Messungen erstreckten sich auf sieben verschiedene Winkel zwischen  $60^\circ$  und  $230^\circ$ . Es ergab sich eindeutig eine Verschiebung der Winkelkorrelationskurven. Die Auswertung ergab als vorläufiges Resultat:

$$g = +0,43 \pm 0,15.$$

Das Präparat, Nd<sup>147</sup>, wurde in Form von NdCl<sub>3</sub> in gesättigter wässriger Lösung verwandt. Bei flüssigen Quellen sind bekanntlich Störungen der Winkelkorrelation durch innermolekulare Felder besonders klein. Die Messungen wurden mit einer schnellen Koinzidenzapparatur mit langsamen Seitenkanälen bei einer Auflösung von  $\tau = 12 \cdot 10^{-9}$  sec durchgeführt. Es wurden NaJ(Tl)-Kristalle von 38 mm Ø und 25 mm Länge verwendet. Der Abstand vom Präparat bis zur Vorderkante des Kristalls betrug 60 mm.

Eine exakte Messung der Winkelkorrelation der 320 keV – 92 keV-Kaskade ist durch zwei Umstände erschwert:

Einmal reicht das begrenzte Energieauflösungsvermögen der Szintillationsspektrometer nicht aus, um die 92 keV-Linie von der 120 keV-Linie und die 320 keV-Linie von der 280 keV-Linie völlig zu trennen. Bei unseren Messungen waren die Fenster der Einkanal-diskriminatoren so eingestellt, daß die Beimischungen dieser unerwünschten Nachbarlinien unter 4% bzw. 6% blieben.

Dann wird die Winkelkorrelation dadurch empfindlich gestört, daß die COMPTON-Streuung der intensiven 530 keV-Strahlung von einem Kristall in den anderen wahre Koinzidenzen vortäuscht. Die genaue Analyse

zeigt nämlich, daß in einem weiten Winkelbereich das bei dieser COMPTON-Streuung auftretende Rückstoßelektron zufällig gerade eine Energie in der Nähe von 320 keV hat, während das gestreute  $\gamma$ -Quant von ca. 210 keV im zweiten Zähler durch COMPTON-Effekt in das 92 keV-Fenster gelangen kann. Zur Verminderung dieser Störung wurden beide Kristalle mit einer 4 mm starken, 10 mm vorstehenden Bleiabschirmung versehen. Eine genaue Untersuchung ergab, daß diese Abschirmung oberhalb von  $90^\circ$  nicht völlig ausreichte. (Aus einer Kontrollmessung ließ sich entnehmen, daß bei  $150^\circ$  die Koinzidenzzählrate durch diesen Effekt um ca. 1% erhöht wurde.)

Eine Messung der Lebensdauer des 92 keV-Niveaus durch verzögerte Koinzidenzen bestätigte den von GRAHAM und BELL angegebenen Wert.

Eine vorläufige Messung der Anisotropie mit um zwei Halbwertszeiten verzögerten Koinzidenzen ergab, daß die Abschwächung der Winkelkorrelation durch innermolekulare Felder bei unserer Quelle nicht so stark ist, daß dadurch das Resultat für  $g$  wesentlich beeinträchtigt sein könnte.

Es ist beabsichtigt, diese Messungen mit einem neuen Präparat bei verbesselter Anordnung zu wiederholen und zu vervollständigen.

Wir sind Herrn Prof. Dr. W. JENTSCHKE für die Anregung zu dieser Untersuchung und für die Förderung der experimentellen Durchführung zu tiefem Dank verpflichtet. Wir danken Herrn STUCKENBERG für wertvolle Ratschläge beim Bau der Koinzidenzapparatur.

## Untersuchungen über die Ladungsträgerdiffusion in CdS

Von J. AUTH und R. RIDDER

II. Physikalisches Institut der Humboldt-Universität, Berlin  
(Z. Naturforschg. 13 a, 426–427 [1958]; eingegangen am 31. März 1958)

Zur Untersuchung der Ladungsträgerdiffusion stehen mehrere Methoden zur Verfügung<sup>1, 2, 3</sup>. Untersucht man das von BALKANSKI und BROSER<sup>2</sup> (siehe auch Anm.<sup>3</sup>) angewandte Sondenverfahren näher, so erhält man folgende Bedingung für die geometrischen Abmessungen der Sonden

$$b < L, \quad a \ll 2bL/c$$

( $b$  = Sondenbreite,  $a$  = Sondenlänge,  $c$  = Sondenabstand,  $L$  = Diffusionslänge der Ladungsträger). Dies folgt aus der Bedingung, daß der Querwiderstand zwischen den beiden Sonden klein sein muß gegen den Widerstand zwischen Sonden und belichtetem Teil des Kristalls. Nach I muß man für  $L$  die Größenordnung  $10\ \mu$  erwarten. Da diesen Bedingungen genügende OHMSche Son-

denkontakte praktisch kaum herstellbar sein dürften und ein Schattenbereich variabler Breite in der Kristallmitte, wie er für das Verfahren aus der bereits zitierten Arbeit<sup>3</sup> notwendig ist, sich mit hinreichender Güte nur sehr schwer erzeugen läßt, blieben wir bei unseren Untersuchungen bei der Methode in I.

Es wurde eine gegenüber I verbesserte experimentelle Anordnung benutzt, bei der auf eine äußerst scharfe Licht-Schatten-Grenze und größtmögliche Streulichtfreiheit der Schattenzone besonderer Wert gelegt wurde.

Die Messungen ergaben, daß sich die Kurven  $R(x)$  ( $x$  = Breite der Schattenzone), abgesehen vom Anfangsstück, im allgemeinen aus zwei exponentiell abfallenden Teilkurven zusammensetzen (Abb. 1). Da Exponentialfunktionen bis auf Faktoren mit ihrer Ableitung übereinstimmen, kann man die Aussagen über die Diffusionslänge bereits aus der Kurve  $R(x)$  entnehmen, ohne die Ableitung  $dR/dx$  zu bilden, die nach I bei einer eindimensionalen Behandlung des Problems proportional  $1/n(x)$  ist. Bei der ersten, steiler abfallenden Teilkurve treten bei den verschiedenen untersuchten nicht bewußt aktivierten Kristallen hauptsächlich Dif-

<sup>1</sup> J. AUTH u. E. A. NIEKISCH, Z. Naturforschg. 10 a, 1035 [1955]. Im folgenden mit I zitiert.

<sup>2</sup> M. BALKANSKI u. I. BROSER, Internationales Kolloquium über Halbleiter und Phosphore, Garmisch-Partenkirchen 1956.

<sup>3</sup> G. DIEMER u. W. HOOGENSTRAATE, J. Phys. Chem. Solids 2, 119 [1957].