

berechnen. Da die Anisotropie der KRF-Ausbeute, wie wir gesehen haben, modellabhängig ist, lassen sich die zunächst willkürlich oder näherungsweise angenommenen Konstanten im Potential durch Variation derselben und Vergleich der Rechenergebnisse mit den experimentellen Werten (das gleiche gilt für die Neutrinowinkelkorrelationskonstante λ)

bestimmen. Wir haben dieses Verfahren wegen der dafür notwendigen langen Rechenzeit nicht durchführen können.

Herrn Prof. MAIER-LEIBNITZ danken wir für die Unterstützung bei der Arbeit. Unser Dank gilt auch der Leitung und der Bestrahlungsgruppe des Forschungsreaktors München.

Untersuchung von (n, γ)-Rückstoßschäden in Vanadium mit der Kernresonanzfluoreszenzmethode

J. KALUS und J. NEUHAUSER

Physik-Department der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. **22 a**, 792—796 [1967]; eingegangen am 27. Januar 1967)

Es wurden Kernresonanzfluoreszenzmessungen am 1,43 MeV-Niveau von Cr^{52} bei 10° und 300°K durchgeführt. Neutronenbestrahltes polykristallines Vanadiummetall und ein Vanadiumeinkristall dienten als γ -Strahlenquelle für das Resonanzstreuexperiment. Mit Hilfe eines einfachen Abbremsmodells erhält man Aussagen über die Konzentration von Gitterdefekten in der nächsten Umgebung des Cr^{52} -Atoms bei 10°K . Unter Vernachlässigung von Doppelfehlstellen erhält man:

1. Konzentration von Normalgitterplätzen: $0 < c_{\text{NG}} < 0,92 \pm 0,08$,
2. Konzentration von Zwischengitterplätzen: $0 < c_{\text{ZG}} < 0,36 \pm 0,03$,
3. Konzentration von Leerstellen an nächster Nachbarstelle: $0 < c_{\text{L1}} < 0,64 \pm 0,03$,
4. Konzentration von Leerstellen an übernächster Nachbarstelle: $0 < c_{\text{L2}} < 0,73 \pm 0,04$.

Die Konzentrationen sind nicht unabhängig voneinander, da $c_{\text{NG}} + c_{\text{ZG}} + c_{\text{L1}} + c_{\text{L2}} = 1$ ist.

Grundlagen

Die bei der anisotropen Kernresonanzfluoreszenzmessung (KRF) an ^{51}V gewonnenen Ergebnisse kann man verwenden, um in einem modifizierten Experiment Aussagen über Punktdefekte in der Umgebung des Primärteilchens zu erhalten. Bei der Bestrahlung im Reaktor mit thermischen Neutronen ($^{51}\text{V}(n,\gamma)^{52}\text{V}$ -Prozeß) erhält das Primärteilchen durch den γ -Rückstoß eine Anfangsenergie von ca. 300 eV, die ausreicht, um eine Defektkaskade zu erzeugen. Zur KRF-Messung wird dann die beim nachfolgenden Zerfall von ^{52}V zu Cr^{52} emittierte β - γ -Kaskade herangezogen (Abb. 1). Im allgemeinen überlappen

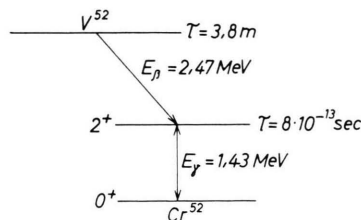


Abb. 1. Zerfallsschema von ^{52}V .

¹ F. JÄHNIG u. J. KALUS, Z. Naturforschg. **20 a**, 387 [1965].

sich γ -Emissions- und Absorptionslinie wegen des zweifachen Rückstoßenergieverlustes

$$2 \Delta E = E_\gamma^2 / M c^2 \quad (1)$$

und der im Vergleich dazu geringen Linienbreite nicht (M = Atommasse und c = Lichtgeschwindigkeit).

Der dem γ -Zerfall vorausgehende β -Zerfall bewirkt eine Verbreiterung der Emissionslinie, da der γ -Zerfall vom bewegten Kern aus erfolgt. Das Überlappungsintegral

$$A = \int N(E) \sigma(E) dE \approx N(E_R) \int \sigma(E) dE \quad (2)$$

wird dadurch groß und meßbar. [$N(E)$ = spektrale Energieverteilung der γ -Quanten, $\sigma(E)$ = Wirkungsquerschnitt für KRF-Streuung.] KRF tritt nur dann ein, wenn die Geschwindigkeitskomponente v_z des Kerns in Streuerichtung zur Zeit t der γ -Emission den Wert

$$v_z = E / M c \quad (3)$$

besitzt. A wird dadurch eine Funktion der Abbremsung der Cr-Atome an den umgebenden Atomen. Da

² J. KALUS, J. NEUHAUSER u. E. PÜCKERT, Z. Naturforschg. **22 a**, 788 [1967]; voranstehende Arbeit.



die Abbremsung in einem gestörten Kristall anders verlaufen wird als in einem geordneten Gitter, wird die KRF-Ausbeute ebenfalls eine charakteristische Veränderung zeigen, die von der Art der Störungen abhängt. Eine Untersuchung der Ausbeuteänderung erlaubt dann Rückschlüsse auf das Störstellenbild zu ziehen.

Experiment und Meßergebnisse

Die Messung wurde an der Tieftemperaturbestrahlungsanlage des FRM durchgeführt. Dies ermöglicht sowohl Bestrahlung als auch Messung bei der Temperatur des flüssigen Heliums, ohne daß dazwischen die Probe erwärmt wird. Da die Anlage sowohl mit als auch ohne Kühlung betrieben werden kann, lassen sich 2 Vergleichszustände herstellen:

a) Bei Bestrahlung und Messung mit ca. 300 °K stellt sich der geordnete Zustand des Gitters nach dem Neutroneneinfangprozeß schnell wieder ein. Bei der Messung sitzen praktisch alle Teilchen auf Normalgitterplätzen.

b) Bei 10 °K werden dagegen die Störstellen, die durch das „primary-knock-on“ erzeugt werden, größtenteils eingefroren und bleiben damit auch während der KRF-Messung erhalten (vergleiche Messung der Widertanderholung an bcc-Metallen³, besonders an α -Eisen).

Die KRF-Messung wurde als Streuexperiment durchgeführt. Ein Schnitt in Quelhöhe durch die Meßapparatur zeigt Abb. 2. Der Streuer wurde aus Cr-Pulver hergestellt, das mit Araldit zu einer (20 × 25) cm² großen Platte mit 6 g/cm² Flächendichte verarbeitet wurde. Durch den großen Streuwinkel und ca. 15 mm Blei vor dem 3'' × 3''-NaJ(Tl)-Zählkristall werden COMPTON-gestreuete γ -Quanten weitgehend unterdrückt.

Der zylindrische Einkristall wurde um die mit der Zylinderachse zusammenfallende $\langle 110 \rangle$ -Achse gedreht. Die Emissionsrichtung der γ -Quanten (Richtung Quelle – Streuer) war senkrecht zur Kristallachse. Der nichtresonante Untergrund wurde durch Vergleichsmessungen mit einem Eisenstreuer eliminiert. Eine typische Resonanzkurve, aufgenommen mit einem TMC-1024-Vielkanalanalysator gibt die Abb. 3 wieder. Es wurden 2 verschiedene Quellschichten verwendet:

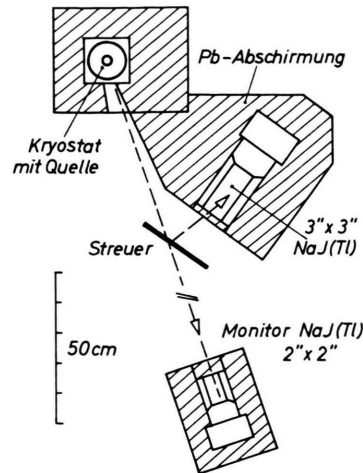


Abb. 2. Schnitt durch die Meßapparatur in Quelhöhe.

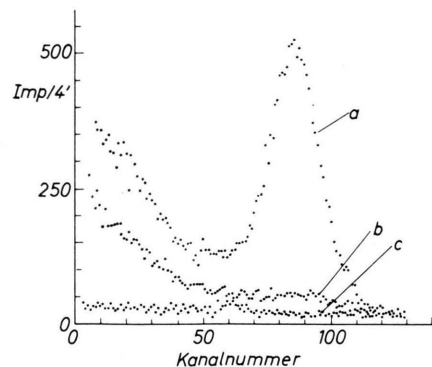


Abb. 3. Vielkanalspektrum des Meßeffectes. a) Resonanzeffekt, b) Vergleichsstreuer, c) Nulleffekt.

a) Polykristallines Vanadiummetall

Der Ausbeuteunterschied an einem 6 g schweren Polykristall zwischen 10 °K und 300 °K wurde gemessen. Die Probenstärke betrug ca. 25 Curie. Die Ausbeute bei 10 °K bezogen auf die bei 300 °K war dabei $100,4 \pm 0,4\%$.

b) Vanadiumeinkristall

Zusätzlich wurden die Ausbeuteunterschiede an einem Einkristall bei 300 °K bzw. 10 °K für 4 will-

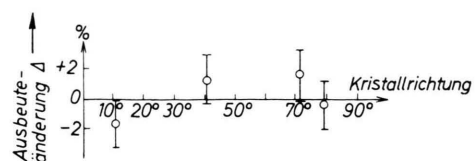


Abb. 4. Ausbeuteänderung Δ des Resonanzeffektes bei 10 °K gegenüber dem Effekt bei 300 °K für vier Kristallrichtungen.

³ G. BURGER, K. ISEBECK, R. KERLER, J. VÖLKL u. H. WENZL, Phys. Letters **20**, 470 [1966].

kürlich gewählte Kristallrichtungen gemessen. Die Ergebnisse zeigt Abb. 4. Wegen der geringeren Probenstärke von ca. 13 Curie und der kürzeren Meßzeit pro Richtung sind hier die statistischen Fehler größer.

Modellrechnungen

Da die Messungen nur integrale Aussagen ergeben, ist es notwendig, an Hand geeigneter Modelle die gesuchten Größen abzuleiten. Für die Rechnung wird das im vorhergehenden Bericht² entwickelte Modell verwendet.

Als Grundlage für die Störstellenrechnungen dienen die von ERGINSOY und Mitarbeitern⁴ für das ebenfalls kubisch raumzentrierte α -Eisen berechneten stabilen Punktdefekte. Demzufolge gibt es nur eine stabile Zwischengitterkonfiguration, nämlich die Hantellage in $\langle 110 \rangle$ -Richtung mit teilweise beträchtlichen statischen Relaxationen der umgebenden Teilchen. Die Relaxationen der Gitterteilchen um eine Leerstelle sind geringer und werden in der Rechnung nicht berücksichtigt. Bezugspunkt ist bei den Rechnungen jeweils die Lage des V^{52} -Atoms vor dem β -Zerfall.

a) Polykristall

Alle Kristallrichtungen sind gleichwertig und die Messung gibt daher nur die über alle Richtungen gemittelte Ausbeuteänderung wieder. Die KRF-Ausbeute für eine spezielle Einkristallrichtung ist²:

$$W_{\text{KRF}} = \text{prop.} \int_0^{61^\circ} H(v_{\text{res}}/\cos \vartheta) \langle s(\vartheta, \varphi) \rangle_\varphi \sin \vartheta d\vartheta. \quad (4)$$

H ist die Geschwindigkeitsverteilung der Kerne zur Zeit $t=0$, dem Zeitpunkt des β -Zerfalls, ϑ ist der Winkel zwischen Kernimpulsrichtung und der Richtung Quelle – Streuer und $\langle s(\vartheta, \varphi) \rangle_\varphi$ ist der gemittelte freie Flugweg². Für einen Polykristall wird die Ausbeute dann

$$W_{\text{pol}} = \text{prop} \langle s(\vartheta, \varphi) \rangle_{\vartheta, \varphi}, \quad (4a)$$

wenn man annimmt, daß ein fester Hartkugelhradius eine gute Näherung ist. Dieser Mittelwert wurde für verschiedene Hartkugelhradien mit dem „einfachen Hartkugelmodell“ von² für das ungestörte Gitter (NG), für die Zwischengitterlage (ZG) und für je

eine Leerstelle an nächster (L1), übernächster (L2) und drittnächster (L3) Nachbarstelle numerisch berechnet. Die erhaltenen Werte sind in Abb. 5 dargestellt. Die gesamte Ausbeuteänderung ist das gewichtete Mittel der Ausbeuteänderung $\Delta\nu$ der einzelnen Defekte:

$$\Delta = \sum_\nu \Delta_\nu c_\nu, \quad \nu = \text{ZG, L1, L2, L3}, \quad (5)$$

c_ν = Konzentration des Defektes ν . Vernachlässigt man c_{L3} und nimmt man an, daß Doppelfehlstellen selten sind, so gilt:

$$\sum_\varepsilon c_\varepsilon = 1 \quad \text{mit } \varepsilon = \text{NG, ZG, L1, L2}. \quad (6)$$

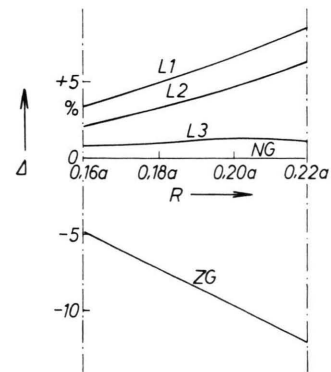


Abb. 5. KRF-Ausbeuteänderung Δ eines Polykristalls für verschiedene Gitterdefekte als Funktion des Hartkugelhradius (auf Normalgittereffekt NG normiert), a = Gitterkonstante, ZG = Zwischengitterlage, L1, L2, L3 = Leerstelle an nächster, übernächster und drittnächster Nachbarschaft.

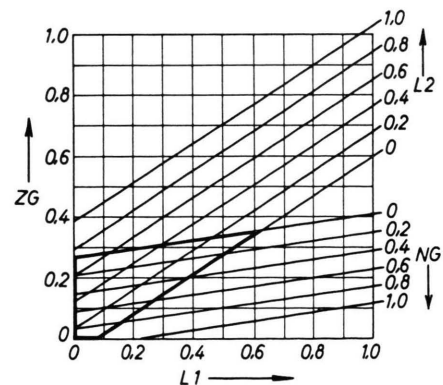


Abb. 6. Netzdiagramm für die Defektkonzentrationen. Jeder Punkt in dem stark umrandeten Bereich stellt nach der Messung eine mögliche Störstellenverteilung dar ($R=0,18 a=0,545 \text{ \AA}$).

Diese Beziehung läßt sich bequem in einem Netzdiagramm darstellen. Für $R=0,18 a=0,545 \text{ \AA}$ (a = Gitterkonstante) ist dieses Diagramm in Abb. 6 wieder-

⁴ C. ERGINSOY, G. H. VINEYARD, A. ENGLERT u. A. SHIMIZU, Phys. Rev. **133** A, 595 [1964] und **139** A, 118 [1965].

gegeben. Jeder Punkt in dem stark umrandeten Bereich stellt eine mögliche Störstellenverteilung dar. Die zugehörigen Konzentrationen lassen sich direkt ablesen. Wegen der Näherungen im Modell und des Auftretens von Doppelfehlstellen und von Meßfehlern wird dieser mögliche Bereich etwas vergrößert. Die Modellabhängigkeit der Rechnungen ist jedoch nicht groß. Die Konzentrationsbereiche der Fehlstellenkonfigurationen unter Berücksichtigung der Meßfehler sind:

$$\begin{aligned} 0 < c_{\text{N}} < 0,92 \pm 0,08, \\ 0 < c_{\text{ZG}} < 0,36 \pm 0,03, \\ 0 < c_{\text{L1}} < 0,64 \pm 0,03, \\ 0 < c_{\text{L2}} < 0,73 \pm 0,04. \end{aligned} \quad (7)$$

b) Einkristall

Für die Anisotropierechnungen wurde das „einfache Abbremsmodell“² verwendet. Die Potentialverhältnisse im Kristall werden dabei in folgender Weise angenähert:

α) Harte Kugeln an den Gitterplätzen. Sie repräsentieren den Steilanstieg des Zweiteilchenpotentials. Der Kugelradius wurde mit $R = 0,18 a = 0,545 \text{ \AA}$ festgelegt (a = Gitterkonstante).

β) Konzentrische Potentialstufen um die Ruhelage des Primärteilchens. Damit berücksichtigt man den langreichweitigen Anteil des Potentials zwischen den Teilchen.

Hat man eine einzige Leerstelle in der Nähe des Primärteilchens, so ist zunächst die Annahme konzentrischer Potentialstufen nicht mehr gerechtfertigt, weil die Symmetrie des Systems gestört ist. Da sich aber in diesem Modell Fehlstellen gleicher Ordnung nicht gegenseitig beeinflussen können, kann man alle n gleichartigen Fehlstellen gleichzeitig einbauen und die berechnete Änderung auf eine Fehlstelle normieren, die mit der Wahrscheinlichkeit $1/n$ eine der n möglichen Positionen einnimmt. In diesem Fall hat man wieder hohe Symmetrie und kann in guter Nähe konzentrische Potentialstufen verwenden, wobei der Stufenradius der jeweiligen Störstellenart angepaßt wird.

Für den Zwischengitterplatz müssen alle 12 möglichen Lagen berechnet, die Ergebnisse addiert und auf ein Zwischengitteratom normiert werden. Die Temperaturbewegung der Teilchen wird in diesem Modell nicht berücksichtigt.

Die Formel für die KRF-Ausbeute lautet in diesem Modell:

$$W = \text{prop} \sum_{\nu} \int H_{\nu} \langle s_{\nu} \rangle_{\varphi} \sin \vartheta \, d\vartheta. \quad (8)$$

Dabei ist $\langle s_{\nu} \rangle_{\varphi}$ die gemittelte freie Weglänge in der Kugelschale zwischen der $(\nu - 1)$ -ten und ν -ten Stufe und H_{ν} die dort gültige Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen.

Für die Rechnung wurden folgende 3 Verteilungen zugrunde gelegt:

H_1 ist das ursprüngliche β -Rückstoßspektrum für $\lambda = 0$ (λ ist die β -Neutrinowinkelkorrelationskonstante⁵). Es gilt in dem Bereich, in dem die Wechselwirkung mit dem nächsten Nachbar noch vernachlässigbar ist.

H_2 ist um ca. 15 eV zu tieferen Energien verschoben und wird im Bereich großer Wechselwirkung mit den nächsten Nachbarn verwendet.

H_3 gilt außerhalb der Schwelle, die durch die nächsten Nachbarn gebildet wird. Es setzt sich aus den an der Potentialstufe gebremsten und den an den nächsten Nachbarn um nicht zu große Winkel gestreuten Teilchen zusammen².

Die H_{ν} wurden auf gleiche Teilchenzahl normiert. Die Lage der Stufen war:

$$\begin{aligned} s_1 &= \begin{cases} s & \text{für } x < x a, \\ x a & \text{für } s > x a, \end{cases} \\ s_2 &= \begin{cases} 0 & \text{für } s < x a, \\ (s - x a) & \text{für } x a < s < y a, \\ (y - x) a & \text{für } s > y a, \end{cases} \\ s_3 &= \begin{cases} 0 & \text{für } s < y a, \\ (s - y a) & \text{für } s > y a, \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

mit $s_1 + s_2 + s_3 = s$ und

$$\begin{aligned} \left. \begin{array}{l} x = 0,4 \\ y = 0,5 \end{array} \right\} & \text{für ZG,} & \left. \begin{array}{l} x = 0,4 \\ y = 1,2 \end{array} \right\} & \text{für L1,} \\ \left. \begin{array}{l} x = 0,4 \\ y = 0,6 \end{array} \right\} & \text{für NG, L3, L4,} & \left. \begin{array}{l} x = 0,4 \\ y = 0,9 \end{array} \right\} & \text{für L2.} \end{aligned}$$

Die Ergebnisse der auf Normalgitterplätze normierten Rechnungen sind in Abb. 7 dargestellt. Die Störstellen mit den prozentual größten Änderungen, die sich deshalb bei großer Konzentration gut nachweisen lassen müssen, sind ZG und L1. L2, L3 und L4 lassen sich, falls sie vorhanden sind, weniger gut nachweisen, da der Anisotropieverlauf sich dem der

⁵ O. KOFOED-HANSEN, in Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Vol. 2, p. 1411–1412, edited by KAI SIEGBAHN, North-Holland Publish. Co., Amsterdam 1965.

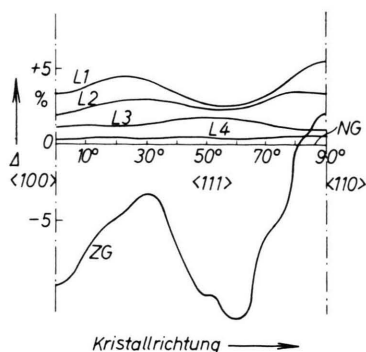


Abb. 7. Rechnungen für die KRF-Ausbeuteänderungen Δ der einzelnen Defekte (auf Normalgittereffekt normiert) für den Einkristall.

Normalgitterplätze angleicht. Die erzielte Genauigkeit von 1,7% erlaubt es noch nicht, die aus den Polykristallmessungen erhaltenen Ergebnisse zu verbessern. Bei Steigerung der Meßgenauigkeit läßt sich aber eine wesentliche Verkleinerung der Konzentrationsbereiche der einzelnen Defekte erreichen.

Einen Beitrag zur Anisotropieänderung kann auch die Verkleinerung der Temperaturbewegung bei tiefen Temperaturen ergeben. Bei hohen Temperaturen bewirken die Teilchenschwingungen eine Abflachung der Kurvenextrema.

Herrn Prof. MAIER-LEIBNITZ danken wir für die Unterstützung bei der Arbeit. Unser Dank gilt auch der Leitung und der Bestrahlungsgruppe des Forschungsreaktors München.

Einlagerung, Diffusion und Dichteverteilung von Deuteronen in Selbsttargets aus Gold, Nickel und Kupfer *

V. HEINTZE und D. KAMKE

Physikalisches Institut der Universität Marburg/Lahn
und Institut für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum

(Z. Naturforschg. **22 a**, 796—808 [1967]; eingegangen am 4. Februar 1967)

The trapping and distribution of deuterons in self-targets consisting of gold, nickel, and copper has been investigated. The analysis of the proton-spectra of the d-d-reaction shows that in gold (5...50 mg/cm²) an inner and a surface part of the D(d,p)-T-reaction exists, whereas in a massive gold target all reactions take place within the target; in gold foils having a thickness below 5 mg/cm² only surface reactions are observed. Likewise, massive nickel and copper targets show only a surface part of the d-d-reaction. An interpretation of these diverse spectra is given. Finally, a simple model of deuterium diffusion in a self-target is developed.

Der Beschuß eines Metalls mit Deuteronen führt zur Bildung eines Selbsttargets, d. h., die einfallenden Deuteronen werden im Material eingelagert und können mit nachfolgenden Deuteronen reagieren. Von den beiden möglichen Reaktionen $D(d,n)^3\text{He}$ und $D(d,p)^3\text{T}$ hat die erste — wohl wegen ihrer Bedeutung als Quelle monoenergetischer Neutronen — das besondere Interesse der Experimentatoren¹⁻⁸ gefunden. Die Neutronenausbeute als Funktion von Beschußzeit, Targetmaterial, Targettemperatur oder Deuteronenenergie ist mehrere Male untersucht wor-

den. Die dabei beobachtete Sättigung der Neutronenausbeute mit zunehmender Beschußzeit läßt den Schluß zu, daß die Dichteverteilung der eingelagerten Deuteronen nach genügend langer Bestrahlung stationär ist. Die Experimente weisen auf einen linearen Dichteverlauf der Deuteronen im Sättigungsfall hin^{1,2,4}. Einzelheiten der Dichteverteilung können mit der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ jedoch nicht erfaßt werden, da die Analyse des Neutronenspektrums beim gegenwärtigen Stand der Nachweisttechnik nicht mit genügender Genauigkeit möglich ist.

* Im Auszug vorgetragen auf der Frühjahrstagung der DPG in Freudenstadt 21.—26. 3. 1966. — Eine Kurzmitteilung erschien in Appl. Phys. Letters **10**, 12 [1967].

¹ K. FIEBIGER, Z. Naturforschg. **11 a**, 607 [1956]; Z. Angew. Phys. **9**, 213 [1957].

² R. WEISBECK, Z. Angew. Phys. **12**, 529 [1960].

³ A. HOFMANN, Z. Physik **174**, 57 [1963].

⁴ D. KAMKE u. H. KRÜGER, Z. Naturforschg. **18 a**, 52 [1963].

⁵ A. HOFMANN u. G. PHILIPP, Nucl. Instr. Methods **37**, 313 [1965].

⁶ Y. Y. CHU u. L. FRIEDMAN, Nucl. Instr. Methods **38**, 254 [1965].

⁷ M. T. ROBINSON, A. L. SOUTHERN u. W. R. WILLIS, J. Appl. Phys. **31**, 1474 [1960].

⁸ A. F. GABRYSH, H. EYRING, M. E. WADSWORTH, G. S. BAKER u. T. REE, J. Appl. Phys. **31**, 1785 [1960].