

nien mit den stärksten γ -Linien des 18,8-min-Antimons übereinstimmen, muß dieses 6-d-Antimon isomer mit 18,8-min-Antimon sein und ebenfalls die Massenzahl 126 haben. Die beiden Isomere zerfallen ebenso wie die beiden Isomere von ^{128}Sb mit β - und γ -Emission. Aber während ^{128}Sn ganz überwiegend in das kurzelbige Antimon-Isomer übergeht, scheint sich aus ^{126}Sn ganz überwiegend das langlebige Isomer zu bilden.

Für die großzügige Unterstützung bei der Durchführung dieser Untersuchung sind wir Herrn Prof. P. C. GUGELOT und Herrn Prof. A. H. W. ATEN JR. vom Instituut voor Kernphysisch Onderzoek in Amsterdam sehr zu Dank verpflichtet. Herrn Prof. W. SEELMANN-EGGEBERT, Arbeitsgruppe für Radiochemie, Mainz, danken wir ganz besonders für die Anregung und Förderung unserer Arbeit.

Strahlungsschädigung und Bestrahlungsverfestigung

Von A. SEEGER

Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart, und
Institut für theoretische und angewandte Physik
der Technischen Hochschule Stuttgart
(Z. Naturforsch. 13 a, 54–55 [1958]; eingegangen am 17. Dezember 1957)

In der Literatur ist wiederholt die Ansicht vertreten worden (so etwa von SANDER¹), daß die durch Bestrahlung mit schweren Teilchen einschließlich Neutronen in Metallen entstehende Fehlordnung im wesentlichen aus FRENKEL-Fehlstellen bestehe, also aus einzelnen Leerstellen und Zwischengitteratomen in gleicher Konzentration. Neben anderen Messungen haben die experimentellen Ergebnisse zur *Bestrahlungsverfestigung*, insbesondere die der in Oak Ridge (BLEWITT, HOLMES, COLTMAN und Mitarbeiter²) an Kupfereinkristallen durchgeföhrten Neutronenbestrahlungsexperimente, jedoch gezeigt, daß die Erhöhung der kritischen Schubspannung durch Neutronenbestrahlung nicht von FRENKEL-Fehlstellen herrühren kann.

Die wichtigsten Argumente hierfür sind:

1. Die Bestrahlungsverfestigung erholt sich im wesentlichen erst oberhalb von 300°C , und zwar mit der Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion^{3, 4}, was sich nicht verstehen ließe, wenn bei der Bestrahlung entstandene Zwischengitteratome und Leerstellen die Hauptrolle spielen.

2. Die Bestrahlungsverfestigung bildet sich auch bei tiefen Temperaturen aus, bei denen nach unseren Anschauungen keine Diffusion von Leerstellen oder Zwischengitteratomen zu den Versetzungen hin mehr stattfinden kann.

3. Die kritische Schubspannung τ_0 der bestrahlten Kristalle hängt von der Versuchstemperatur T in einer Weise ab, die, wie HOLMES⁵ gezeigt hat, mit den theoretischen Vorstellungen über das Losreißen der Versetzungen von „Wolken“ atomarer Fehlstellen^{6, 7} nicht verträglich ist.

4. Das plastische Verhalten elektronenbestrahlter⁸ sowie (unter Vermeidung von Abschreckspannungen) von hoher

Temperatur abgeschreckter Metalle, für das Leerstellen und Zwischengitteratome bestimmend sind, unterscheidet sich sehr deutlich von demjenigen neutronenbestrahlter Kristalle. Beispielsweise ist für die Ausbildung der Abschreckverfestigung ein Anlassen der Proben, somit also ein Diffusionsvorgang, erforderlich⁹; die kritische Schubspannung ist hier von der Verformungstemperatur unabhängig⁹.

Wir haben ein Modell der Bestrahlungsschädigung von Metallen entwickelt, das dem Vorstehenden Rechnung trägt. Eine ausführliche Begründung wird an anderer Stelle gegeben werden. Nach unserer Auffassung wird die Bestrahlungsverfestigung durch stark gestörte „Zonen“ bewirkt, die sich am Ende der Bahn eines schnellen Rückstoßteilchens bilden und die von den Versetzungen durchschnitten werden müssen. Von den BRINKMANSchen Umlagerungsbereichen¹⁰ („displacement spikes“) unterscheiden sich diese Zonen dadurch, daß sie eine wesentlich geringere Dichte aufweisen als der sie umgebende wenig gestörte Kristall. Diese Dichteverminderung kommt in der Weise zustande, daß Zwischengitteratome aus der Zone als „dynamische Crowdions“ herausgeschossen werden und sich sehr weit fortbewegen, bevor sie als gewöhnliche Zwischengitteratome (nicht als Crowdions!) zur Ruhe kommen¹¹. Ein Teil dieser Zwischengitteratome wird von Versetzungen eingefangen und ist für die Verminderung der inneren Reibung nach Tieftemperaturbestrahlung verantwortlich¹².

Wie schon erwähnt, müssen die eben beschriebenen Zonen bei der plastischen Verformung von den Versetzungen durchschnitten werden; sie bestimmen die kritische Schubspannung τ_0 der bestrahlten Kristalle in ähnlicher Weise wie der „Versetzungswald“ diejenige der unbestrahlten Kristalle¹³. In guter Näherung ergibt sich

$$\tau_0 = \left(\frac{N_z}{G b} \right)^{1/2} \left(\frac{U_0}{4 a b} \right)^{3/2} \left\{ 1 - \left[\frac{k T \ln(N b r_0 / N_z a)}{U_0} \right]^{2/3} \right\}^{3/2}. \quad (1)$$

¹ W. SANDER, Naturwiss. **44**, 508 [1957].
² T. H. BLEWITT, R. R. COLTMAN, D. K. HOLMES u. T. S. NOGGLE, Creep and Recovery, Amer. Soc. Metals, Cleveland 1957, S. 84, sowie persönliche Mitteilungen.

³ J. K. REDMAN, R. R. COLTMAN u. T. H. BLEWITT, Phys. Rev. **91**, 448 [1953].
⁴ A. W. McREYNOLDS, W. AUGUSTYNIAK, M. McKEOWN u. D. B. ROSENBLATT, Phys. Rev. **98**, 418 [1955].

⁵ D. K. HOLMES, persönliche Mitteilung.
⁶ A. H. COTTRELL u. B. A. BILBY, Proc. Phys. Soc., Lond. A **62**, 49 [1949].

⁷ J. C. FISHER, Trans. Amer. Soc. Metals **47**, 451 [1955].
⁸ H. DIECKAMP, Vortrag auf der Tagung der Rheological Society, New York, November 1955; C. E. DIXON u. C. J. MEECHAN, Phys. Rev. **91**, 237 [1953].

⁹ J. W. KAUFFMAN u. M. MESHII, Fall Meeting AIME, Chicago 1957, J. Metals, Okt. 1957.

¹⁰ J. A. BRINKMAN, J. Appl. Phys. **25**, 961 [1954].

¹¹ Ein „Crowdion“ ist ein Zwischengitteratom mit einer noniusartigen Atomanordnung längs einer ausgezeichneten Richtung im Kristall.

¹² D. O. THOMPSON, T. H. BLEWITT u. D. K. HOLMES, J. Appl. Phys. **28**, 742 [1957].

¹³ A. SEEGER, Z. Naturforsch. **9 a**, 870 [1954].



Es bedeuten in Gl. (1): T die absolute Temperatur, k die BOLTZMANN-Konstante, U_0 die Aktivierungsenergie für das Durchschneiden der Zonen, a deren Radius und N_z deren Flächendichte, G den Schubmodul, b die Versetzungssstärke, N die Zahl der Zonen pro Volumeneinheit, an denen Versetzungen aufgehalten werden, und \dot{a} die Abgleitungs geschwindigkeit.

Die Übereinstimmung der Gl. (1) mit der gemessenen Temperaturabhängigkeit² (zwischen 4 °K und 423 °K) ist recht gut.

Eine formale Theorie für $\tau_0(T)$, die jedoch über die Natur der Hindernisse für die Versetzungsbewegung nichts aussagt, ist von HOLMES⁵ gegeben worden. Sie liefert

$$\tau_0(T) = A - B T^{1/2}, \quad (2)$$

was einen ähnlichen Temperaturverlauf wie Gl. (1) gibt. Beide Theorien stimmen darin überein, daß bei kleinem integralem Neutronenfluß $n v t$ die kritische Schubspannung τ_0 proportional $(n v t)^{1/2}$ ist, und daß bei stärkerer Bestrahlung Sättigungserscheinungen auftreten. Dies ist im Einklang mit den Experimenten.

Die im Vorstehenden referierten Untersuchungen sowie weitere Experimente aus neuester Zeit, die in der ausführlichen Darstellung besprochen werden, haben wesentlich zur Aufklärung der Erholungsmechanismen von bestrahltem Kupfer beigetragen. Mit kleinen Korrekturen haben sich dabei die von BRINKMAN und Mitarbb.^{14, 15}, SEEGER^{16, 17} und VAN BUREN¹⁸ vertretenen Anschauungen als zutreffend erwiesen. In der von VAN BUREN eingeführten Bezeichnungsweise^{17, 19} der Erholungsstufen ist die nach unserer Ansicht zutreffende Deutung in Tab. 1 angegeben. Bei Stufe I ist eine Unterteilung in Neutronenbestrahlung und Elektronenbestrahlung vorgenommen; Zyklotronbestrahlung dürfte eine Zwischenstellung zwischen diesen beiden Extremen einnehmen.

¹⁴ J. A. BRINKMAN, C. E. DIXON u. C. J. MEECHAN, Acta Met. **2**, 38 [1954].

¹⁵ J. A. BRINKMAN, Amer. J. Phys. **24**, 246 [1956].

¹⁶ A. SEEGER, Z. Naturforschg. **10 a**, 251 [1955].

¹⁷ A. SEEGER, Theorie der Gitterfehlstellen, Handb. d. Physik VII/1, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1955.

Bezeichnung und ungefährer Temperaturbereich der Stufe	Erholungsprozeß	
I 25 °K – 50 °K	Neutronen- bestrahlung	Umlagerungen („Mikrorekristallisation“) in den Zonen
50 °K – 250 °K	Elektronen- bestrahlung	Rekombination sehr nahe (an der Stabilitätsgrenze) benachbarter FRENKEL-Paare
II 50 °K – 220 °K		Rekombination von benachbarten FRENKEL-Paaren durch Wanderung der Zwischengitteratome
III – 50 °C – + 20 °C		Diffusion von Zwischengitteratomen
IV 150 °C – 300 °C		Diffusion von Gitterlücken
V 300 °C – 500 °C		Selbstdiffusion

Tab. 1. Deutung der Erholungsstufen des elektrischen Widerstands von bestrahltem Kupfer.

In Tab. 1 ist die Wanderung von Leerstellenpaaren und größeren Leerstellengruppen nicht berücksichtigt, da hierüber bei Kupfer wenig bekannt ist. Bei Gold weiß man aus den Versuchen von BAUERLE und KOEHLER²⁰, daß die Wanderung von Leerstellenpaaren bei einer wenig höheren Temperatur als Stufe III auftritt. Es erscheint plausibel, daß die Bewegung von Leerstellenaggregaten bei Kupfer zu Stufe III¹⁸ und vielleicht auch zu Stufe II¹⁷ beitragen kann.

Aus der Reihe der Fachgenossen, denen sich der Verfasser für wertvolle Diskussionen zu Dank verpflichtet fühlt, sei besonders Dr. D. K. HOLMES erwähnt, der die unveröffentlichten Ergebnisse von Oak Ridge zur Verfügung gestellt hat.

¹⁸ H. G. VAN BUREN, Dissertation Leiden 1956; Philips Res. Rep. **12**, 1, 190 [1957].

¹⁹ H. G. VAN BUREN, Z. Metallkd. **46**, 272 [1955].

²⁰ J. E. BAUERLE u. J. S. KOEHLER, Phys. Rev. **107**, 1493 [1957]. – J. S. KOEHLER, F. SEITZ u. J. E. BAUERLE, Phys. Rev. **107**, 1499 [1957].

Auslöschung und Erregung der Disposition zur Photostimulation-Coemission von Exoelektronen durch eine Hochfrequenz-Entladung in Luft

Von B. SUJAK und J. MADER

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytet Wrocławski,
Wrocław, Polska

(Z. Naturforschg. **13 a**, 55–56 [1958]; eingegangen am 25. Oktober 1957)

Mechanisch bearbeitete Oberflächen einiger Metalle (insbesondere Al) emittieren Elektronen unter der Ein-

¹ J. KRAMER, Z. Phys. **133**, 629 [1952].

² K. LINTNER u. E. SCHMID, Acta Phys. Aust. **10**, 313 [1957].

wirkung von langwelligem Licht¹ (genannt Tribo-Photostimulation-Coelektronenemission²). Zur Zeit herrschen zwei Anschauungen darüber. Nach der einen beruht die zeitliche Verschiebung der langwelligen Grenze der Photoemission von mechanisch bearbeitetem Al auf der Freilegung der Oberfläche von einer Oxyd- und Adsorptionsschicht³. Nach der anderen beruht sie auf der Entstehung und Besetzung von Elektronen-Haftstellen in der Oxydschicht⁴.

Die Untersuchungen, auf die sich die erste Anschauung stützt, müßten eigentlich im Hochvakuum durchgeführt werden. Wir glauben jedoch, daß auch Experi-

³ H. MÜLLER u. F. WEINBERGER, Acta Phys. Aust. **10**, 409 [1957].

⁴ L. GRUNBERG u. K. H. R. WRIGHT, Proc. Roy. Soc., Lond. A **232**, 403 [1955].