

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: AssociationNews

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band (Jahr): 35 (1962)

Heft VII-VIII

PDF erstellt am: 03.05.2024

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

le 8 septembre 1962 à Schuls

Président: Prof. D. RIVIER
Vice-Président: Prof. J.-P. BLASER
Secrétaire: remplaçant Prof. B. VITTOZ : P. GAVIN

Partie administrative

Le Président souhaite la bienvenue aux participants (18 membres présents au début de la séance), puis il passe à différentes communications du comité.

Les communications scientifiques seront publiées dans les HPA selon l'ancien système jusqu'à la fin de l'année et les décisions prises à la séance de printemps 1962 à Lucerne entreront en vigueur au début de 1963.

Les HPA vont se réorganiser. Monsieur le Prof. M. FIERZ reste rédacteur jusqu'au nouveau régime.

La participation des jeunes collaborateurs aux séances de la SSP devrait être encouragée par la suppression des difficultés matérielles. Les Directeurs d'Instituts vont recevoir un questionnaire à ce sujet.

Des contacts ont été pris avec les Sociétés de Physique allemande et autrichienne, qui désirent organiser des sessions communes.

La collaboration pourrait s'étendre aux pays limitrophes de la Suisse. L'idée des séances communes ne rencontre pas un accueil très favorable. La collaboration sous forme de cours organisés à tour de rôle par un pays est envisagée. Monsieur le Prof. R. MERCIER propose l'invitation d'une délégation aux séances des sociétés.

Sont reçus membres ordinaires: Messieurs J.-F. ANTONINI (Lausanne); R. GHEZ (Genève); U. HELG (Aarau); R. HESS (Zürich); R. HOFMANN (Rüschlikon); P. KESSELRING (Urdorf); F. PIUZ (Lausanne); R. PLATTNER (Basel); J. RACINE (Berne); F. STEINRISSER (Zürich); O. STEINMANN (Zürich); L. WEHRLI (Zürich).

Supraleitung in Antiferromagneten

VON W. BALTENSPERGER UND S. STRÄSSLER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Eine ausführliche Publikation erscheint demnächst in
«Physik der kondensierten Materie»

Supraleitung und Elektronenwärme in Legierungen der Übergangsmetalle

VON E. BUCHER, F. HEINIGER, UND J. MÜLLER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Eine ausführliche Publikation erscheint später

Feldemission aus Silizium

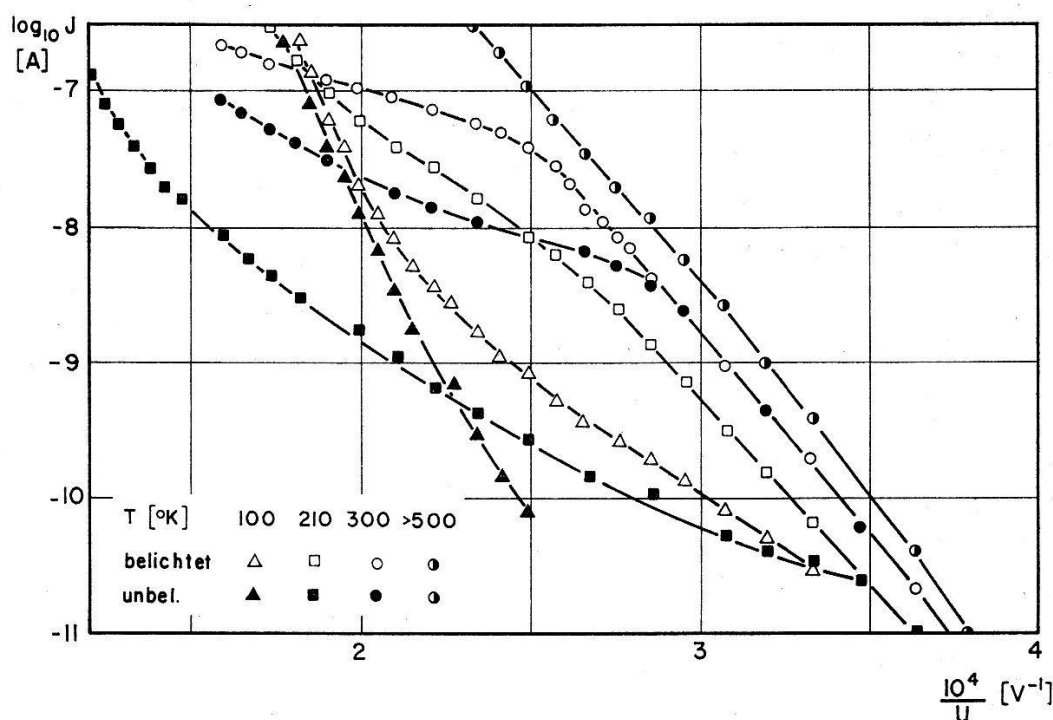
VON G. BUSCH UND T. FISCHER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die Feldemission aus Silizium wurde schon öfters untersucht¹⁻⁴), doch bisher unter experimentellen Bedingungen, welche die Messresultate nicht oder nur unter unsicheren Annahmen interpretieren lassen. Für eine einwandfreie Messung der Feldemission aus Halbleitern muss die Feldkathode nämlich folgenden Bedingungen genügen: 1. Ihre Oberfläche muss sauber sein. 2. Ihre geometrische Form muss so sein, dass sich aus der angelegten Spannung das elektrische Feld mit genügender Genauigkeit bestimmen lässt. 3. Das zur Erzielung von Punkt 1 und 2 verwendete Verfahren darf die ursprüngliche Dotierung des Materials nicht ändern. Um diese Bedingungen zu erfüllen, wurde die Spitze folgendermassen behandelt:

Zuerst wird an die Spitze bei 10^{-3} Torr Wasserstoffgas eine positive Spannung angelegt, so dass das Feld an der Spitze etwa 10^8 V/cm beträgt. Dann findet nach E. W. MÜLLER⁵⁾ zwischen dem Wasserstoff und dem Silizium eine chemische Reaktion statt. Durch diese Reaktion wird Silizium abgetragen, bis die Spitze angenähert kugelförmig wird. Die Oberfläche ist dann frei von den ursprünglichen Deckschichten, aber mit Wasserstoff bedeckt. Nachdem der Wasserstoff weggepumpt und ein Druck von einigen 10^{-10} Torr erreicht wird, kann die Spitze durch Feldverdampfen⁵⁾ weiter gereinigt werden. Die ganze Reinigung erfolgt bei

Zimmertemperatur, so dass kein Eindiffundieren von Verunreinigungen zu befürchten ist.

Wir haben die Feldemissionscharakteristiken an verschieden stark dotierten *p*- und *n*-Typ Silizium-Spitzen untersucht. Das entartete Silizium beider Leitungstypen wies über den ganzen Messbereich keine Abweichung von der Fowler-Nordheim-Geraden auf. Ihre Temperaturabhängigkeit war sehr gering. Für 22 Ω cm *n*-Typ Silizium ergab sich beim Auftragen des Logarithmus des Gesamtstromes gegen die reziproke Spannung bei Zimmertemperatur eine Gerade, die aber bei 100° K eine leichte Krümmung aufweist.



Das Verhalten der 60 Ω cm *p*-Typ Spitzen zeigt die Abbildung. Bemerkenswert ist, dass vor allem die von den Geraden abweichenden Teile stark von Temperatur und Belichtung abhängen. In diesen Gebieten hängt die Grösse des Emissionsbildes im Projektionsmikroskop von der Stromstärke ab, was bedeutet, dass die Elektronenbahnen und somit auch die Äquipotentialflächen in der Nähe der Spitze verformt werden. Diese Tatsache weist darauf hin, dass die Abweichungen von der Fowler-Nordheim-Geraden auf einen Spannungsabfall entlang der Spitze zurückzuführen sind. Der Spannungsabfall, der sich aus dem spezifischen Widerstand berechnet, beträgt aber nur 0,2 V. Der Ablauf der Emissionscharakteristiken lässt sich qualitativ folgendermassen verstehen:

Wir machen die Annahme, dass bei $T \geq 210^\circ \text{K}$ die emittierten Elektronen aus dem Leitungsband stammen. Dann muss die Spitze eine

Inversionszone enthalten. Der Querschnitt der Kathode ist etwa $5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$, so dass bei 10^{-7} A Gesamtstrom die Stromdichte etwa 20 A/cm^2 beträgt, was einen erheblichen Spannungsabfall verursacht. Es ist klar, dass eine Erhöhung der Temperatur und die Belichtung der Probe diesen Spannungsabfall vermindern, was sich auf die Emissionscharakteristiken in der beobachteten Weise auswirken kann. Bei 100° K befinden sich keine Elektronen im Leitungsband, die Feldemission stammt aus dem Valenzband (grössere Steigung der Charakteristik), und es findet kein Spannungsabfall an der Spitze statt. Der Einfluss der Belichtung bei 100° K lässt sich durch einen inneren Photoeffekt erklären.

Es sei noch bemerkt, dass der tatsächliche Spannungsabfall an der Spitze nicht so gross zu sein braucht wie derjenige auf den Charakteristiken (5000 V bei 210° K , Spitze unbeleuchtet!), denn durch die Verformung der Äquipotentialflächen kann das Feldspannungsverhältnis an der Spitze vermindert werden. Wie weit elektrostrikative Effekte in der Feldkathode eine Rolle spielen, ist zur Zeit noch völlig ungewiss.

Literatur

- ¹⁾ F. G. ALLEN, J. Phys. Chem. Solids **19**, 87 (1961).
- ²⁾ R. L. PERRY, J. Appl. Phys. **32**, 128 (1961).
- ³⁾ CH. KLEINT, H. NEUMANN und R. FISCHER, Ann. d. Physik **8**, 204 (1961).
- ⁴⁾ T. FISCHER, Helv. Phys. Acta **33**, 961 (1960); G. BUSCH und T. FISCHER, 8th Field Emission Symposium, Williamstown 1961.
- ⁵⁾ E. W. MÜLLER, Adv. Electronics **13**, 83 (1960).

Feldemissions-Verteilungsmessungen an Wolfram und Silizium

von G. BUSCH und A. H. MADJID

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Wir haben die Energieverteilung der Feldemission aus Wolfram und hoch p -dotiertem Silizium gemessen und somit eine Emission aus der Mitte eines Energie-Bandes mit einer Emission aus dem oberen Randgebiet eines Valenzbandes verglichen.

Der Aufbau unserer Messröhre lehnt sich weitgehend an die von E. W. MÜLLER und seinen Mitarbeitern entwickelten Gegenspannungs-Energieanalysatoren¹⁾²⁾³⁾. Im Gegensatz zu MÜLLER haben wir jedoch relativ stumpfe Spitzen und ebene Elektroden verwendet. Für Anodenspannungen bis zu 6400 Volt stimmen unsere Messungen an Wolfram gut mit der theoretischen Kurve für die Normalenergie-Verteilung überein. Wir nehmen aber trotzdem an, dass tatsächlich die schmalere Total-

energie-Verteilung vorliegt, die mangels besseren Auflösungsvermögens unseres Analysators verbreitert wird und so die Normalenergie-Verteilungskurve vortäuscht. Das Verhältnis von 3,5 der Halbwertsbreiten der beiden Verteilungen kann also als das ungünstigste Mass der Auflösung unserer Messröhre angenommen werden.

Unsere bei Zimmertemperatur aufgenommenen Kollektorstrom-Kollektorspannungs-Kurven für Wolfram setzen erwartungsmässig ungefähr ein Zehntel Volt unterhalb des Wertes für die Austrittsarbeit des Kollektors ϕ_K ein und erreichen 90% des Sättigungswertes rund 1 Volt oberhalb des Einsatzpunktes. Beim Silizium dagegen setzt die Emission oberhalb ϕ_K ein und erreicht erst 15% des Sättigungswertes 1 Volt nach dem Einsatzpunkt, steigt dann viel schneller, um 90% des Sättigungswertes im nächsten Volt zu erreichen.

Dass dieses Verhalten – verspäteter Einsatzpunkt, extrem flacher Anstieg im Bereich des ersten Volts, Anstieg ähnlich wie bei Wolfram und Sättigung im nächsten Volt – auf eine bedeutend schlechtere Auflösung unserer Röhre für Siliziumspitzen gegenüber Wolframspitzen zurückzuführen ist, scheint unwahrscheinlich. Das Einsetzen der Emission bei hoch ϕ -dotierten Siliziumspitzen bei grösseren Kollektorspannungen als ϕ_K spricht daher für eine Emission aus dem Valenzband, wobei das Feld eindringt und die Bandränder etwas abkrümmt. Das sehr flache und relativ lange Einsatzgebiet deutet ausserdem darauf hin, dass das Valenzband-Randgebiet sehr wenig zur Gesamtemission beiträgt. Unter diesen Umständen ist zu erwarten, dass die Austrittsenergie, die aus der Steigung von Fowler-Nordheim-Geraden solcher Spitzen bestimmt wird, grösser sein wird als der energetische Abstand zwischen Valenzbandrand und Vakuumpotential.

Literatur

- 1) E. W. MÜLLER, Z. Physik 102, 734 (1936); 120, 261 (1943).
- 2) E. W. MÜLLER und K. BAHADUR, Phys. Rev. 102, 624 (1956).
- 3) R. D. YOUNG und E. W. MÜLLER, Phys. Rev. 113, 115 (1959).

Symmetrische Silizium-Silizium-Kontakte

von G. BUSCH und H. SCHADE

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Kontakte zwischen zwei identischen Halbleitern haben im allgemeinen eine nicht-ohmsche Strom-Spannungs-Charakteristik; der Widerstand fällt mit steigender Spannung. Der Tunneleffekt durch eine isolierende

Schicht am Kontakt, heisse Elektronen, Erzeugung von Ladungsträgern durch Stossionisation sowie thermische Effekte bilden Erklärungsgrundlagen vieler Kontakttheorien¹⁻⁶), deren Prüfung wegen der nötigen Annahmen und der grossen Zahl der freien Parameter schwierig ist. Sicher spielen die Oberflächeneigenschaften der Kontaktpartner eine wesentliche Rolle, es ist aber bisher nicht bekannt, ob auch ein Kontakt zwischen identischen Halbleitern mit sauberen Oberflächen eine Abweichung vom Ohmschen Gesetz zeigt. Wir haben daher das Problem der symmetrischen Halbleiter-Halbleiter-Kontakte erneut aufgegriffen und Kontaktwiderstände zwischen 2 Silizium-Einkristallen derselben Dotierung ($\rho \cong 5 \cdot 10^{-3} \Omega \text{ cm}$) in Abhängigkeit von der Spannung und der Kontaktkraft für verschiedene Oberflächenbeschaffenheiten des Siliziums gemessen. Die elektrische Leistung am Kontakt war so klein, dass keine Formierung auftrat.

a) *Saubere Kontakte:*

Die Siliziumkristalle wurden vor Herstellung des Kontaktes während einiger Minuten auf ca. 1300°C bei 10^{-7} mm Hg geheizt. Der Kontakt zeigt danach eine ohmsche Strom-Spannungs-Charakteristik. Der Kontaktwiderstand R_K variiert mit der Kontaktkraft P wie $R_K \sim P^{-x}$ ($1/3 < x < 1/2$)⁷) und ist für alle Kontakte zwischen denselben Partnern gleich dem berechneten Konstriktionswiderstand.

b) *Oxydierte Kontakte:*

Unmittelbar nach Einlass von Sauerstoff in die Experimentierröhre ist der Kontaktwiderstand 5–10mal grösser infolge des adsorbierten Sauerstoffs. Für stärker oxydierte Kontaktpartner (nach Wochen bei Zimmertemperatur und 750 mm Hg) steigt der Kontaktwiderstand um Zehnerpotenzen. Die Strom-Spannungs-Charakteristik ist bis ca. 50 mV ohmisch und zeigt dann, zumindest bereichsweise, den bekannten Varistor-Verlauf $J \sim U^k$ mit $2 < k < 5$. Die Abhängigkeit des Kontaktwiderstandes R_K von der Kontaktkraft P ist sehr stark. Die Strom-Spannungs-Charakteristiken verschiedener Kontakte zwischen denselben Partnern (innerhalb von 10^{-2} cm an derselben Stelle) für dieselbe Kontaktkraft und unter denselben Oxydationsbedingungen sind über 7 Zehnerpotenzen des Stromes verteilt. Hiermit hat man zumindest qualitative Beweise, dass der Kontaktwiderstand zwischen oxydierten Partnern ein Tunnelwiderstand ist. Die ausserordentlich grosse Variation der R_K -Werte ergibt sich mit geringen Streuungen der Oxydschichtdicke⁸), die durchtunnelt wird und für verschiedene Kontakte nicht exakt gleich ist. Auch die starke $R_K(P)$ -Abhängigkeit beruht auf dem Tunneleffekt: die

Kraft P bewirkt eine Dickenänderung der Oxydschicht und somit eine starke Änderung des Widerstandes.

Frühere Theorien¹⁻⁵⁾, die das Kontaktverhalten unter Berücksichtigung des Tunneleffektes beschreiben, erhalten damit eine qualitative Bestätigung.

Literatur

- 1) A. BRAUN und G. BUSCH, *Helv. Phys. Acta* 15, 571 (1942).
- 2) C. C. DILWORTH, *Proc. Phys. Soc.* 60, 315 (1948).
- 3) E. W. J. MITCHELL und R. W. SILLARS, *Proc. Phys. Soc. B* 62, 509 (1949).
- 4) E. HOLM, *J. Appl. Phys.* 23, 509 (1952).
- 5) W. HEYWANG, *Z. f. angew. Phys.* 8, 398 (1956).
- 6) R. GOFFAUX, *Rev. gén. de l'Electr.* 66, 463, 569 (1957).
- 7) R. HOLM, *Electric Contacts Handbook* (Springer 1958), S. 43.
- 8) R. HOLM, *J. Appl. Phys.* 22, 569 (1951).

Magnetische Suszeptibilität von InAs

von G. BUSCH, A. MENTH und B. NATTERER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

In Ergänzung unserer früheren Untersuchungen¹⁾ an InSb und InAs wurde die spezifische magnetische Suszeptibilität χ einer relativ reinen InAs-Probe mit der Donatorkonzentration $N_d = 9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ zwischen 60° K und 1200° K gemessen. Aus dem Temperaturverlauf der Suszeptibilität im Störleitungsgebiet kann man folgendes schliessen: solange die Elektronenkonzentration n kleiner ist als ca. $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, besteht der Suszeptibilitäts-Beitrag²⁾ χ_e der Leitungselektronen hauptsächlich aus einem PAULI-Term $\chi_e^{(P)}$ und einem LANDAU-PEIERLS-Term $\chi_e^{(L)}$

$$\chi_e \approx \chi_e^{(P)} + \chi_e^{(L)} = \left[\left(\frac{g}{2} \right)^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{m}{m^*} \right)^2 \right] \cdot \mu_B^2 \cdot \frac{\partial n}{\partial \xi}$$

μ_B = BOHRSCHE Magneton, ξ = FERMIGRENZENERGIE.

Durch Anpassung dieser Beziehung an die Messresultate unterhalb 500° K ergibt sich eine effektive Masse der Leitungselektronen von $m^* \approx 0,021 m$; nach der Formel von ROTH *et al.*³⁾ beträgt somit der g -Faktor der Leitungselektronen $g \approx -17$.

Mit weiterer Temperaturerhöhung steigt die Elektronenkonzentration rasch an; für Temperaturen höher als 500° K deuten die Messresultate darauf hin, dass χ_e ausser $\chi_e^{(P)}$ und $\chi_e^{(L)}$ noch zusätzliche Terme $\chi_e^{(Z)}$ enthält

$$\chi_e = \chi_e^{(P)} + \chi_e^{(L)} + \chi_e^{(Z)}.$$

Die experimentellen Daten von χ_e für $n > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ kann man mit Hilfe eines paramagnetischen Zusatzterms $\chi_e^{(Z)}$ beschreiben, der ungefähr proportional zur Elektronenkonzentration n ist: $\chi_e^{(Z)} \approx 2,4 \cdot 10^{-26} n$. Dieses Verhalten steht in gutem Einklang mit dem Tieftemperaturverhalten der dotierten InAs- und InSb-Proben, welche von GEIST⁴⁾ bzw. von BOWERS und YAFET⁵⁾ untersucht wurden. Nach den letzteren Autoren sind die wichtigsten Zusatzterme Interbandterme, die davon herrühren, dass für grössere Elektronenkonzentrationen das Leitungsband nicht mehr parabolisch ist. Da diese Terme im Prinzip sehr ähnlich sind wie die hochfrequenten VAN VLECK-Terme⁶⁾⁷⁾, dürften sie in erster Näherung proportional zu n sein. Über unsere Messungen und Auswertungen werden wir in einer späteren Arbeit noch ausführlicher berichten.

Literatur

- 1) G. BUSCH und S. YUAN, *Helv. Phys. Acta* **32**, 465 (1959).
- 2) G. BUSCH und R. KERN, *Helv. Phys. Acta* **32**, 24 (1959).
- 3) L. M. ROTH, B. LAX und S. ZWERDLING, *Phys. Rev.* **114**, 90 (1959).
- 4) D. GEIST, *Z. Physik* **157**, 335 (1959); ferner G. RÖMELT und D. GEIST, *Z. angew. Phys.* **14**, 99 (1962).
- 5) R. BOWERS und Y. YAFET, *Phys. Rev.* **115**, 1165 (1959).
- 6) J. H. VAN VLECK, *The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities*, p. 187–195, Oxford (1932).
- 7) CH. ENZ, *Helv. Phys. Acta* **33**, 89 (1960).

Halbleitende Eigenschaften des Mg_2Pb

von G. BUSCH und M. MOLDOVANOV

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die elektrischen Eigenschaften der Mg_2X -Verbindungen ($\text{X} \rightarrow \text{Si, Ge, Sn oder Pb}$) sind von verschiedenen Autoren studiert worden, besonders eingehend von WINKLER¹⁾. Alle vier Verbindungen sind isomorph (Anti-fluorit-Struktur). Die ersten drei sind Halbleiter, Mg_2Pb dagegen zeigte das Verhalten eines Metalls oder Halbmetalls. Es schien daher interessant, die Eigenschaften von Mischkristallen $\text{Mg}_2\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}$ zu studieren, denn man konnte erwarten, dass bei einem kritischen Mischungsverhältnis Bänderüberlappung und damit metallisches Verhalten auftreten würde.

Im Verlaufe unserer Untersuchungen wurde unsere Aufmerksamkeit jedoch auf die Frage gelenkt, ob Mg_2Pb überhaupt ein Metall sei.

Magnesium ist als guter Gas-Absorber bekannt. Bei der Einwirkung von Gasen bilden sich ein aktives MgO , ferner die Verbindungen Mg_3N_2 , MgC_2 , Mg_3C_2 , die in feuchter Luft instabil sind.

Es ist bekannt, dass Blei viel Sauerstoff enthält. Dagegen soll sich Stickstoff in Pb nicht lösen²⁾; es sind jedoch die Verbindungen PbN_6 und Pb_3N_4 ³⁾ bekannt.

Nach unseren eigenen Beobachtungen enthält sowohl Mg als auch Pb in spektroskopisch reiner Qualität noch erhebliche Mengen von Stickstoff. Der Nachweis wurde durch Aktivierungsanalyse erbracht*). Es ergaben sich folgende Konzentrationen bei verschiedenen Vorbehandlungen:

Mg bezogen auf Mg-Atome	$\text{N}^{14} \text{ ‰}$	Pb bezogen auf Pb-Atome	$\text{N}^{14} \text{ ‰}$
1. unbehandelt	0,32	1. unbehandelt	1,11
2. zweimal in Graphit sublimiert	0,093	2. destilliert	0,3
3. zweimal in Molybdän sublimiert	0,026		

Die bisherige Herstellungsmethode der Verbindung Mg_2Pb bestand in der direkten Synthese aus geschmolzenem Blei und Magnesium, welche bei 700°C einige Stunden dauert. Die Substanzen befinden sich dabei in einem Graphitzylinder unter Argon- oder Wasserstoff-Atmosphäre. Um eine homogene Substanz zu erhalten, muss noch während einer Woche bei 450° getempert werden.

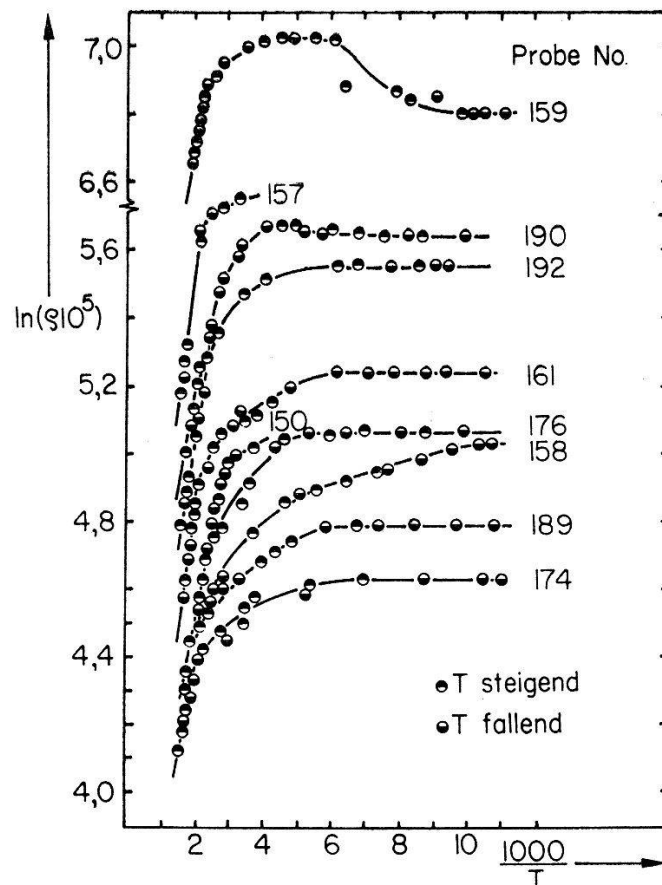
Wenn wir von den obgenannten Eigenschaften des Mg und Pb ausgehen, können wir vermuten, dass diese Herstellungsmethode keine reine Substanz ergibt. Gasverbindungen beeinflussen die halbleitenden Eigenschaften des Mg_2Pb wahrscheinlich stark. Um dies nachzuweisen, haben wir eine neue Herstellungsmethode angewandt und auf gute Entgasung der Ausgangsmaterialien geachtet.

Wenn der Dampfdruck einer Komponente bei der Reaktionstemperatur hoch ist, scheint es vernünftig, die Verbindung durch Diffusion des Dampfes in die flüssige zweite Komponente herzustellen. Diese Methode ist besonders günstig, wenn der Dampfdruck der Gasverbindungen grösser ist als der Druck im Arbeitsraum. Auf diese Weise kann man die flüchtige Komponente im Dampfzustand während der Synthese entgasen. Es ist möglich, innert einer Stunde eine homogene Verbindung herzustellen, so dass ein weiteres Tempern überflüssig ist.

Die verwendete Apparatur ist im Prinzip sehr einfach. Am einen Ende eines Graphitrohres befindet sich Magnesium und am andern Ende Blei. Das Graphitrohr, mit einem Verschlusszapfen, ist in einem evakuierten

*) Für die Ausführung dieser Analysen sind wir Herrn Prof. P. MARMIER, Vorsteher des Laboratoriums für Kernphysik, zu grossem Dank verpflichtet.

Quarzrohr eingeschlossen, und das Ganze befindet sich in einem Ofen mit einem Temperaturgefälle von Magnesium zum Blei. Die so hergestellten Proben zeigten eine Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Form $\rho \sim T^\alpha$, wo α Werte zwischen 0,3 und 0,7 besitzt. Mit sinkendem α steigt ρ .



Spezifischer Widerstand von Mg_2Pb als Funktion der Temperatur

Um den Einfluss der Gase noch weiter zu eliminieren, wurde das Quarzrohr durch ein Rohr aus TE-Masse [97,5% Al_2O_3] ersetzt und das Reaktionsgefäß aus Molybdän hergestellt. Die Synthese wird in einem doppelten Molybdän-Zylinder ausgeführt. Im inneren Zylinder befinden sich grobkristallines und umsublimiertes Magnesium mit feinem Magnesium-Pulver im Überschuss als Getter, und am anderen Ende Blei. Das Blei wird bei 10^{-6} Torr langsam bis 300–320°C erhitzt. Eine Stunde später wird das TE-Rohr über eine Kühlfalle mit spektroskopisch reinem Wasserstoff (200–300 Torr) gefüllt. In einer Stunde wird die Temperatur auf 750–800°C erhöht und während 10–12 Stunden dort gehalten. Nach Abkühlung auf 400°C wird wieder ein Vakuum von 10^{-6} Torr hergestellt.

Im äusseren Zylinder befinden sich Magnesium und Blei am gleichen Ort für eine Pseudoprobe. Diese wirkt ebenfalls als Getter und erleichtert

die Herstellung der stöchiometrischen Zusammensetzung der Probe. Das Vakuum ist 10^{-6} Torr.

Auf diese Weise hergestelltes Mg_2Pb ist ein Halbleiter. Die Figur zeigt die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes für verschiedene Proben. Der spezifische Widerstand variiert zwischen 10^{-3} – 10^{-2} Ohm cm. Die Kurven sind im Laufe von 2–3 Tagen aufgenommen worden und sind reproduzierbar bis $350^\circ C$ im Vorvakuum. Alle Proben sind *p*-Typ mit einer verbotenen Zone von 0,1 eV. Sie wurden zur Kontrolle der Beständigkeit an der Luft gelassen, wo sie bis zu 3 Wochen unzersetzt blieben. Somit sind alle vier am Anfang erwähnten Mg-Verbindungen Halbleiter.

Leider ist die Hallkonstante sehr klein und konnte nicht genügend genau gemessen werden.

Zum Schluss möchten wir noch auf den folgenden Zusammenhang hinweisen. Es steht ausser Zweifel, dass Gase – besonders Stickstoff – dafür verantwortlich sind, ob Mg_2Pb bei der Herstellung ein Halbleiter oder ein Metall wird, und es ist sehr wahrscheinlich, dass vor allem Carbide die Ursache der Instabilität der Verbindung sind. In welcher Weise die Gase jedoch die elektrischen Eigenschaften so stark beeinflussen, ist noch unklar.

Dem Verein zur Förderung der Festkörperphysik an der ETH danken wir für die Finanzierung dieser Arbeiten. Einer der Autoren (M. MOLDOVANOVA) ist dem Dienst für Technische Zusammenarbeit der Schweizerischen Eidgenossenschaft für die Gewährung eines Stipendiums zu grossem Dank verpflichtet.

Literatur

- ¹⁾ U. WINKLER, *Helv. Phys. Acta* 28, 633 (1955).
- ²⁾ C. R. CUPP, *Progress in Metal Physics* 4, 112 (1953).
- ³⁾ W. JANEFF, *Z. Physik* 142, 619 (1955).

Etude du «recuit» dans le soufre pourpre, par résonance paramagnétique électronique

par A. CHÂTELAIN et J. BUTTET, Lausanne*)

(Laboratoire de Physique, Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne)

1. Introduction

La variété «pourpre» du soufre¹⁾²⁾ peut être obtenue en refroidissant brusquement la vapeur de soufre de $600^\circ C$ à la température de l'azote liquide. A $600^\circ C$, cette vapeur contient env. 99% de S_2 . La variété

*) Dans le cadre du subside N° 2420 du Fonds National.

pourpre ainsi obtenue donne un signal de résonance électronique très intense ($\sim 1,2-10^{22}$ centres par mole). Elle est stable à la température de l'azote liquide.

Dans le but d'étudier les radicaux libres de cette variété, nous avons choisi une méthode de «recuit». C'est-à-dire que nous avons rapidement élevé la température de notre échantillon, jusqu'à une température donnée, dite de «recuit»; nous l'avons gardé à cette température pendant un certain temps, puis nous avons stoppé le processus de disparition des centres paramagnétiques, en replongeant l'échantillon dans l'azote liquide.

Les mesures ont été faites à la température de l'azote liquide, dans un spectromètre à lignes croisées de fréquence 1000 MHz, construit dans notre laboratoire.

2. Résultats

L'étude du recuit a été faite à 5 températures, comprises entre -78° et 25°C . Aux températures plus basses, le signal diminue très lentement.

La courbe 1: (fig. 1) donnant le signal sans recuit a une valeur $g = 2,020 \pm 0,002$ et une largeur de raie point à point, c'est-à-dire entre maximas de la dérivée d'absorption de $8,8 \text{ G} \pm 0,4 \text{ Gauss}$.

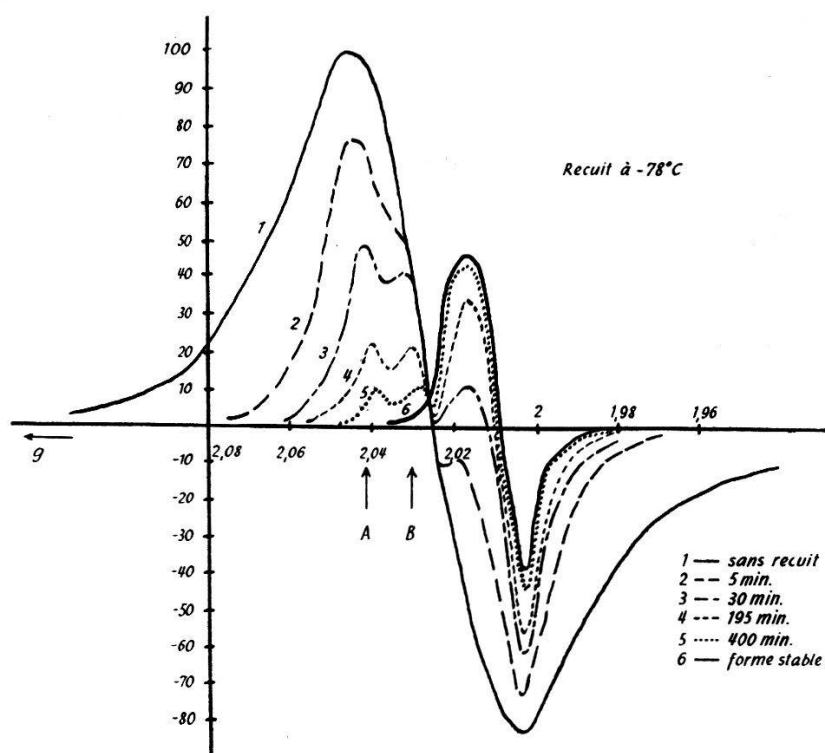


Fig. 1

Evolution de la dérivée de l'absorption avec le temps de recuit

Si l'on attend suffisamment longtemps, il ne reste plus que le signal 6 (fig. 1), stable à la température de -78° .

Sa valeur g vaut $2,010 \pm 0,002$ et sa largeur de raie pointe à pointe $2,5 \text{ Gauss} \pm 0,2 \text{ Gauss}$.

L'évolution du signal à des températures plus élevées présente la même structure caractéristique, le temps de recuit pour passer d'une forme de signal à l'autre diminue. A 0°C , le signal 6 décroît lui-même pour disparaître après plus d'une heure.

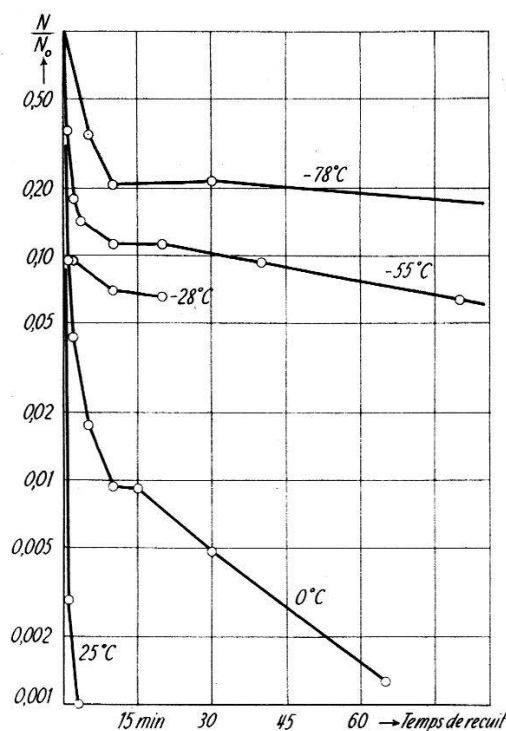


Fig. 2

N_0 = nombre initial de radicaux libres

La figure 2 nous donne l'évolution du nombre de radicaux libres en fonction du temps de recuit pour 5 températures de recuit.

3. Discussion

Au vu de ces mesures, nous donnons l'interprétation suivante de nos signaux.

On peut admettre que le paramagnétisme du soufre pourpre est dû aux radicaux libres aux extrémités des chaînes ouvertes, dont le nombre d'atomes peut varier considérablement. Le signal de résonance devrait alors être une superposition d'un grand nombre de raies, de Δg différents. Expérimentalement, nous décelons quatre raies, chacune correspondant à une forme de chaînes.

La première est la forme prédominante dans le signal sans recuit. C'est elle qui disparaît d'abord. La figure 2 montre la rapide diminution d'intensité du signal pour toutes les températures de recuit; on peut identifier cette forme à des chaînes très courtes (fig. 1).

La deuxième forme correspond à la pointe A. La troisième forme correspond à la pointe B.

L'intensité des formes deux et trois diminue de la même façon, on pourrait penser qu'il ne s'agit que d'une seule forme. Or le signal obtenu ne peut pas s'expliquer par une interaction hyperfine (l'isotope prédominant S_{32} n'a pas de moment nucléaire); de plus, la nature désordonnée de l'échantillon rend peu probable l'explication du signal obtenu, par interaction fine. Nous faisons l'hypothèse de deux formes distinctes correspondant à des chaînes respectivement plus longues que celles de la forme 1.

La quatrième forme, correspondant au signal 6, comprend toutes les chaînes dont le nombre d'atomes est supérieur à une certaine valeur, à déterminer (8–10 atomes peut-être) les écarts entre les shifts sont trop faibles pour être séparés à notre fréquence. Cette hypothèse de point d'accumulation s'explique ainsi: l'électron libre est bien localisé en bout de chaîne (Δg grand pour un radical libre), aussi à partir d'un certain nombre d'atomes par chaîne, le biradical se comporte comme deux monoradicaux. L'identification de cette forme est confirmée par le fait qu'elle est la plus stable et qu'à température ambiante le soufre coloré devient jaune et possède les propriétés caractéristiques de la forme amorphe polymère.

FRAENKEL et GARDNER³⁾ ont obtenu un signal de résonance dans le soufre liquide, dû à ces longues chaînes. La valeur de g qu'ils donnent est $2,024 \pm 0,002$. Cette divergence avec la valeur g que nous avons trouvée $2,010 \pm 0,002$ peut s'expliquer ainsi: dans le soufre liquide, l'orbite de l'électron non compensé est plus libre que dans la variété pourpre (à basse température). L'effet du couplage spin-orbite est alors plus faible dans la variété pourpre, d'où le Δg plus faible.

Température de recuit $\Rightarrow$	-78°	-55°	-28°	0°	$+25^\circ$
1 ^{re} forme	6 min	$1\frac{1}{2}$ min			
2 ^e , 3 ^e forme	116 h	1 h 50 min	45 min		
4 ^e forme				29 min	$1\frac{1}{2}$ min

Fig. 3.

«Constante de temps de recuit»

A chacune des 4 formes décelées nous pouvons attribuer une «constante de temps» donnant une idée de la rapidité de disparition de cette forme.

Nous poursuivons ces mesures pour confirmer nos hypothèses, en étudiant le signal à une fréquence plus élevée.

Nous remercions Monsieur le Professeur J. P. BOREL et Monsieur P. CORNAZ de l'aide qu'ils nous ont apportée, ainsi que nos collègues du laboratoire.

Bibliographie

- ¹⁾ RICE et SPARROW, J. Amer. Chem. Soc. 75, 848 (1953).
- ²⁾ RICE et RADFORD, J. Chem. Phys. 33, N° 3, 774 (1960).
- ³⁾ FRAENKEL et GARDNER, J. Amer. Chem. Soc. 78, 3279 (1956).

Déplacement des raies de diffraction de rayons X*)

par F. PIUZ et R. GHEZ

(Laboratoire de Physique, EPUL, Lausanne)

Par diffraction électronique différents auteurs ont constaté une diminution du paramètre cristallin de corps tels que Ag, Au, Bi, KCl, NaCl¹⁾. Cette contraction de la maille est attribuée en partie à la tension superficielle. En effet, pour des cristaux wulffiens, on démontre la relation:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{2}{3} \sigma \chi \frac{1}{r} \quad (1)$$

où

- σ : tension superficielle du cristal satisfaisant aux relations de WULFF²⁾
- χ : coefficient de compressibilité
- $\Delta a/a$: variation relative du paramètre cristallin
- r : rayon moyen du cristal.

Nous nous proposons de déceler cette contraction par diffraction de rayons X. On voit, à l'aide de (1), qu'une variation de a entraîne une variation de l'angle de BRAGG, θ_{hkl} , du cristal parfait, donnée par:

$$\Delta \theta_{hkl} = \frac{2}{3} \sigma \chi \operatorname{tg} \theta_{hkl} \cdot \frac{1}{r}. \quad (2)$$

Toutes les raies se déplacent vers les grands angles. Le goniomètre utilisé et la reproductibilité des mesures de paramètre entre 20 et 25°C

*) Dans le cadre de la recherche FN A 180.

limitent la précision sur θ_{hkl} à $\pm 90''$ au maximum (θ_{333}). Cette limitation impose une taille de cristaux inférieure à 1000 Å.

Les échantillons consistent en des lames d'argent évaporées sous vide (10^{-5} Torr) sur support de verre, qui peut être chauffé jusqu'à 400°. La méthode goniométrique avec détection par photoscintillation exige une quantité de matière telle qu'on est conduit à travailler sur des lames compactes d'épaisseurs comprises entre 2000 et 10000 Å. Ainsi, on doit s'attendre à ce que les cristaux ne soient pas parfaits et principalement, à l'existence de défauts planaires et ponctuels affectant les plans compacts (111). Dans des empilements supposés compacts, les défauts sont de deux sortes.

1) Défauts de croissance (mâcle) ABCAB(A)CBAC

2) Défauts de déplacement ABCAB(A)BCABC

Or, il est connu³⁾⁴⁾⁵⁾⁶⁾⁷⁾ que ces défauts induisent des déplacements et élargissements de raies, dépendant de la probabilité α de trouver une faute sur un plan donné. Il faudra donc faire la part des déplacements provoqués par fautes d'empilements et par tension superficielle.

Les conditions de mesure (largeurs de fentes, filtres, taux de comptage) modifient le profil de la raie et la position de son maximum. Nous avons gardé ces facteurs inchangés durant les mesures et observons donc des déplacements relatifs. L'installation a été testée en valeur absolue par la détermination du paramètre de l'argent massif utilisé. On a trouvé $a = 4,086$ Å.

Nous avons travaillé plus particulièrement sur les familles de raies $\{333\}$, $\{511\}$ ($\theta_{333} = \theta_{511}$) où l'on a un $\Delta\theta_{hkl}$ maximum (2). Soient (HKL) les indices hexagonaux associés aux indices (hkl) du réseau cubique, faces centrées, tels que la direction [111] soit celle de l'empilement. On montre³⁾⁷⁾ que les raies, satisfaisant à $H - K = 3N$ (N entier) ne se déplacent pas par défauts planaires. Sur les 32 raies composant $\{333\}$ et $\{511\}$, 14 satisfont à cette condition. D'autre part, 12 se déplacent vers les petits angles de $\Delta\theta_1$, 6 vers les grands angles de $\Delta\theta_2$ avec $\Delta\theta_1 < \Delta\theta_2$; les $\Delta\theta$ étant des fonctions décroissantes des probabilités de fautes. L'effet global est d'élargir la raie sans en déplacer le maximum vers les grands angles. En effet une application numérique avec $\alpha = 0,05$ montre que l'effet des fautes de croissance est négligeable vis-à-vis de celui des fautes de déformation, et pour ces dernières:

$$\text{Cu}(K\alpha_1)\Delta\theta_1 = 41'$$

$$\text{Cu}(K\alpha_2)\Delta\theta_1 = 44'$$

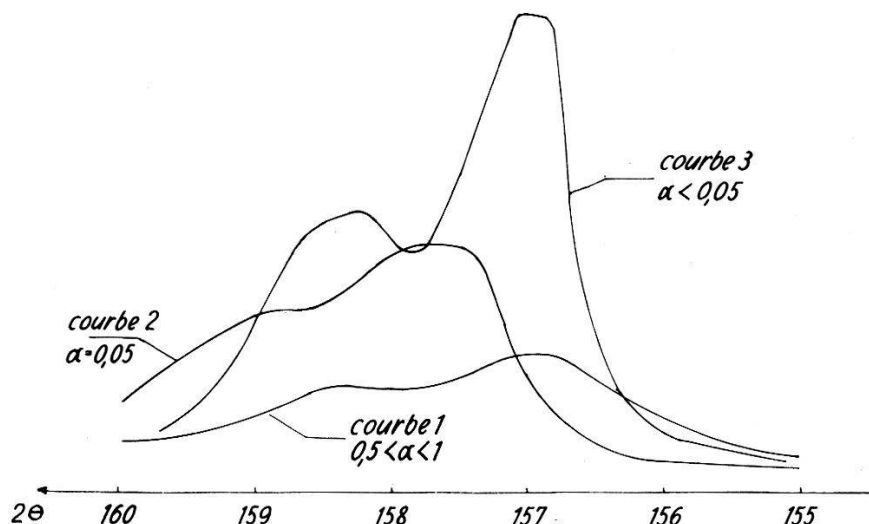
$$\Delta\theta_2 = 1^\circ 11'$$

$$\Delta\theta_2 = 1^\circ 16'$$

En composant les 6 groupes de raies on obtient des formes aplaties. Si α est voisin de 0, le profil devient symétrique.

Une évaporation d'argent sur support froid donne une raie très peu intense, non déplacée, caractéristique d'une structure désordonnée ($\alpha = 0,5 - 1$, courbe 1). Si cette lame est chauffée à 300°C sous vide, ou si l'évaporation a lieu sur support chaud, on constate une variation de l'intensité et un déplacement vers les grands angles de 0 à 30 minutes, variable selon l'échantillon. Le graphique représente 2 cas extrêmes de raies aplaties par défauts planaires.

Courbe 2: raie déplacée de $30'$, α environ 0,05, raie large donc présence de petits cristaux.



Courbe 3: raie non déplacée $\alpha < 0,05$, raie étroite donc présence de grands cristaux.

Ainsi on a vu que les défauts planaires pourraient expliquer le profil des raies mais pas l'amplitude du déplacement. Si l'on fait alors l'hypothèse que ce déplacement peut être provoqué par tension superficielle, en admettant $\sigma = 1000$ dynes/cm pour l'argent, la formule (2) nous conduit à une taille moyenne de cristallinités de $80 \text{ \AA}$ environ. Cette valeur est confirmée par le déplacement d'autres raies $\Delta\theta_{422} = 17' 36''$, $\Delta\theta_{420} = 12' 30''$.

Pour vérifier notre hypothèse, il faudrait mesurer r directement. Les rayons X donnant une trop bonne image du cristal imparfait, cette mesure n'a pas grand sens sur les lames compactes. Nous poursuivons donc cette étude sur de petits cristaux disjoints.

Nous tenons à remercier Monsieur le Prof. J.-P. BOREL de ses précieux conseils.

Bibliographie

- 1) F. W. BOSWELL, Proc. Phys. Soc. 11, 465 (1951); C. R. BERRY, Phys. Rev. 88, 596 (1952); J. P. BOREL, Mem. Soc. Vaud. Sc. Nat. 11, 88 (1955).
- 2) R. DEFAY, et I. PRIGOGINE, Tension Superficielle et Adsorption, Desoer 1951.

- 3) M. S. PATERSON, J. Appl. Phys. 23, 805 (1952).
- 4) A. J. C. WILSON, Proc. Roy. Soc. (London) 180A, 277 (1942).
- 5) B. E. WARREN, Progress in Metal Physics, Ed. Chalmers et King 8, 147 (1959).
- 6) P. H. MILLER et B. R. RUSSELL, J. Appl. Phys. 23, 1163 (1952).
- 7) A. GUINIER, Théorie et Technique de la Radiocristallographie, Dunod 1956.

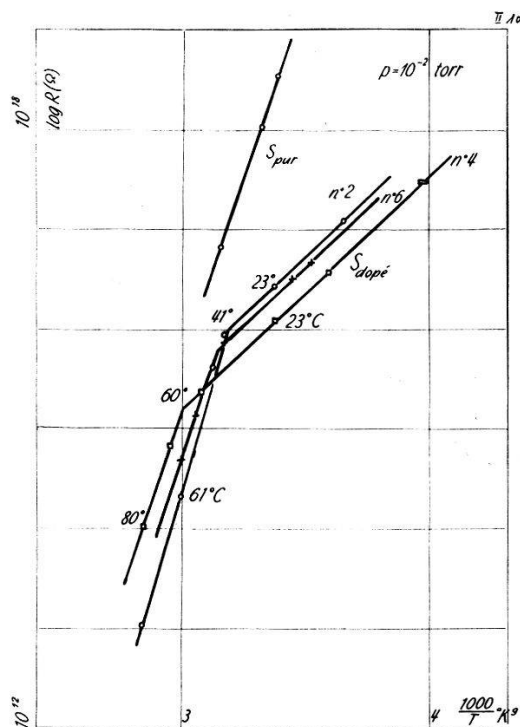
Etude du soufre comme semi-conducteur intrinsèque et extrinsèque

par J. F. ANTONINI

(Laboratoire de physique EPUL, Lausanne)

Les mesures qui suivent ont été faites à l'électromètre sur des échantillons polycristallins frittés ayant la forme de pastille de 30 mm de diamètre et 3 mm d'épaisseur. La variation de la résistance d'un échantillon de soufre pur en fonction de la température donne une droite dans une échelle semi logarithmique (voir fig.) dont la pente donne la largeur $2 U_g$ de la bande interdite. Nous avons trouvé:

$$2,35 \text{ eV} < 2 U_g < 2,65 \text{ eV}.$$



Connaissant la densité équivalente des niveaux dans la bande de conduction N_e à $300^\circ \text{K} = 2,5 \cdot 10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}$, on trouve la densité n des électrons de conduction:

$$n = N_e \exp (- 2 U_g / 2 k T) = 6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}.$$

La mobilité μ étant donnée par $\mu = (\rho ne)^{-1}$, on trouve comme ordre de grandeur:

$$\mu = 10^2 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}.$$

Nous observons un phénomène diélectrique lors de la mise sous tension de l'échantillon. Ceci provient de l'orientation dans le champ local de dipôles électriques (d'origine thermique). Un effet thermoélectrique quantitatif donne le signe «-» pour les porteurs de charge.

Nous avons essayé de doper le soufre avec du Brome. Sur un échantillon avec 10^{19} cm^{-3} atomes d'impureté, nous obtenons une baisse de ρ de 10^2 ; en supposant une baisse de mobilité de 10^3 , on obtiendrait $6 \cdot 10^2$ électrons de conduction cm^{-3} . La variation en fonction de la température de la résistance d'échantillons dopés donne les courbes suivantes (voir fig.) montrant l'existence d'un niveau d'impureté à $0,46 \pm 0,02 \text{ eV}$ au-dessous de la bande de conduction. La concentration d'une telle impureté doit être de l'ordre de 10^{10} particules cm^{-3} pour donner les $6 \cdot 10^2$ électrons libres.

Ainsi, comme le brome utilisé a certainement plus d'un atome d'impuretés pour 10^9 atomes de brome, on ne peut rien conclure quant à la nature de l'impureté. Ce point est à l'étude actuellement.

Relaxation nucléaire d'un gaz mélangé à une poudre paramagnétique

par P. CORNAZ

(Laboratoire de Physique de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne)

Une publication paraîtra prochainement

Piezoresistance in Degenerate *n*-Type Germanium

by MAURICE J. KATZ *)

(IBM Research Laboratory Zürich, Rüschlikon ZH/Switzerland)

Recently, there has been considerable interest¹⁾ in the properties of degenerate semiconductors, i.e., material so heavily doped that the activation energy gap between the impurity band and the conduction band no longer exists. This means that all donor electrons are in the conduction band at all temperatures. At this time there is little experi-

*) Columbia University William Bayard Cutting Traveling Fellow 1961-1962.

mental data available on the transport mechanisms and band structure in these materials. This paper is to report measurements of the mobility anisotropy and band edge shape in degenerate *n*-type germanium.

Model

The conduction band edge of pure germanium may be described by four valleys (with ellipsoidal surfaces of constant energy) along the equivalent $\langle 111 \rangle$ directions. When a single crystal of pure germanium is subjected to a compressional stress, X , in the $[111]$ direction, the valley along the stress direction moves to lower energy and the other three move together to higher energy. The energy split between the edge of the lowered valley and that of the other three is given by²⁾

$$\Delta E = -\frac{4}{9} \frac{\Xi_u}{C_{44}} X \quad (1)$$

where Ξ_u is the deformation potential and C_{44} the stiffness constant. (X is negative for compressional stress.) For example, for pure germanium, a stress of 7000 kg/cm² gives a valley splitting of more than 1000° K.

To make calculations of transport properties in degenerate material feasible, it is necessary to assume a simple model for the band structure and scattering mechanisms. We assume that the density of states at the Fermi level is the same as in the pure material, i.e. four valleys with parabolic density of states curves, and valley splitting given by (1). With no stress applied the donor electrons fill the conduction band up to Fermi energy $E_f(0)$, for example for a carrier density of 5×10^{18} /cm³ $E_f(0) = 225^\circ \text{K}$. (We consider only the case where $kT \ll E_f(0)$.)

The mobility parallel to the $\langle 111 \rangle$ axis in a valley is called $\mu_{\parallel}$; that in the $\{111\}$ plane, $\mu_{\perp}$. (The symmetry of the crystal demands that the mobility tensor be an ellipsoid of revolution.) The mobility anisotropy, K , is $\mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$. In our model we assume that near $E_f(0)$ the longitudinal and transverse mobilities have the same explicit energy dependence given by

$$\mu_{\parallel}, \quad \mu_{\perp} \propto n^{-1} E^J \quad (2)$$

where n is the density of donors. The n^{-1} factor is used because at low temperatures we expect ionized impurity scattering to dominate. Using (2) for the data of various authors, KOENIG³⁾ found

$$J = 1.0 \text{ for As doping} \quad \text{and} \quad J = 1.3 \text{ for Sb doping.}$$

Three different types of measurements were made to determine the mobility anisotropy in the heavily doped material. Two depend on the

change of resistivity when a stress is applied to a crystal. The third involves the changing of the Hall coefficient with applied stress.

Using the simple model, the change in resistivity in the stress direction, $\delta\rho_{[111]}$, is given by

$$\frac{\delta\rho_{[111]}}{\rho(0)X} = -\frac{1}{9} \frac{E_u}{C_{44}E_f(0)} (2J+3) \frac{K-1}{2K+1}, \quad (3)$$

for $\Delta E \ll E_f(0)$, i. e., in the range of linear piezoresistance. $\rho(0)$ is the resistivity for $X = 0$ and $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$ at $E_f(0)$.

If high enough stresses are applied we expect to reach a valley splitting after which the resistivity will cease to change. This should take place when all the carriers are in the lowered valley, i. e., when the band edge of the upper three valleys is raised above the Fermi level obtained when all the donor electrons are in one valley. (This energy, $E_f(\text{Sat})$, is $4^{2/3} E_f(0)$ for the simple model.) Under these conditions of resistivity saturation the ratio of the resistivity in the $[111]$ direction to that in a direction perpendicular to $[111]$ gives the mobility anisotropy at the saturation Fermi level.

$$\frac{\rho_{[111]}(\text{Sat})}{\rho_{\perp[111]}(\text{Sat})} = K(\text{Sat}). \quad (4)$$

At the saturation stress the model is a one-valley conduction band. For this case the Hall coefficient gives n , the number of carriers, directly,

$$R_H(\text{Sat}) = \frac{1}{ne}.$$

However, when no stress is applied our model is a four-valley conduction band and, following HERRING⁴), the Hall coefficient is a function of K ,

$$R_H(0) = \frac{1}{ne} \frac{3K(2+K)}{(1+2K)^2}.$$

The ratio of the Hall coefficient at saturation to that at zero stress is then

$$\frac{R_H(\text{Sat})}{R_H(0)} = \frac{(1+2K)^2}{3K(2+K)} \quad (5)$$

for the simple model.

Experimental Results

Resistivity and Hall coefficient were measured as functions of valley splitting for two germanium samples – one doped with 5.0×10^{18} arsenic impurities per cm^3 , the other with 2.1×10^{18} antimony impurities per cm^3 . The data are shown in Figures 1 and 2.

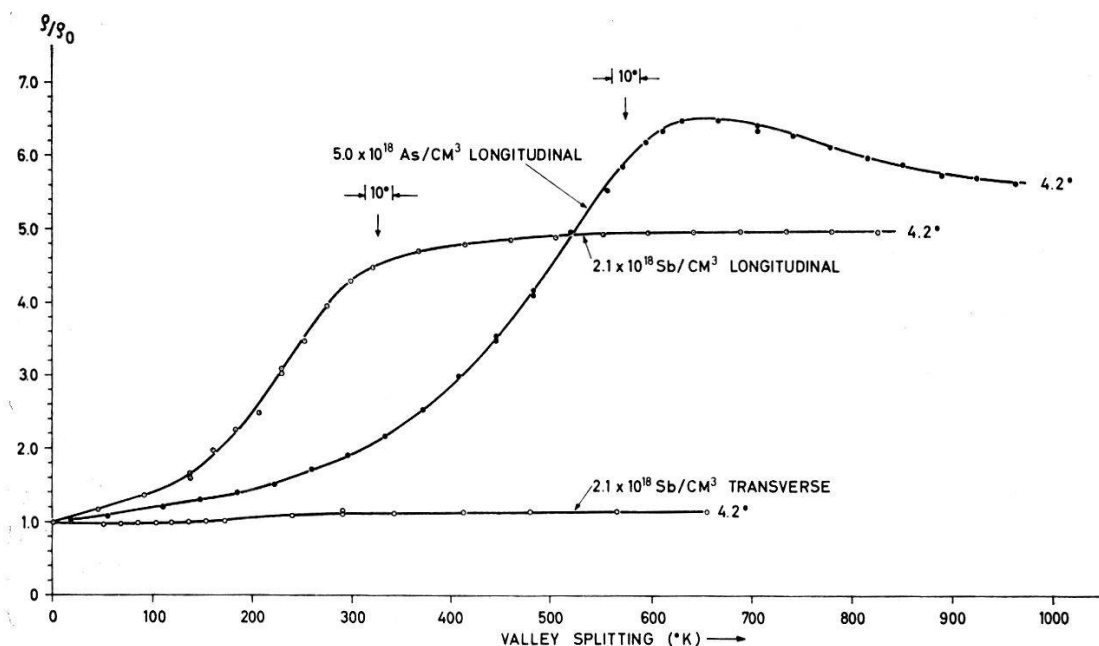


Fig. 1

Resistivity vs. valley splitting for two highly doped germanium crystals. (The longitudinal resistivity is measured along the [111] direction; the transverse perpendicular to it.) All measurements were made at liquid helium temperature. The arrows indicate the point at which the edge of the upper valleys is at $E_f(\text{Sat})$, calculated according to the simple model. The 10° spread shows the range of smoothing by the thermal spread of the distribution at 5°K .

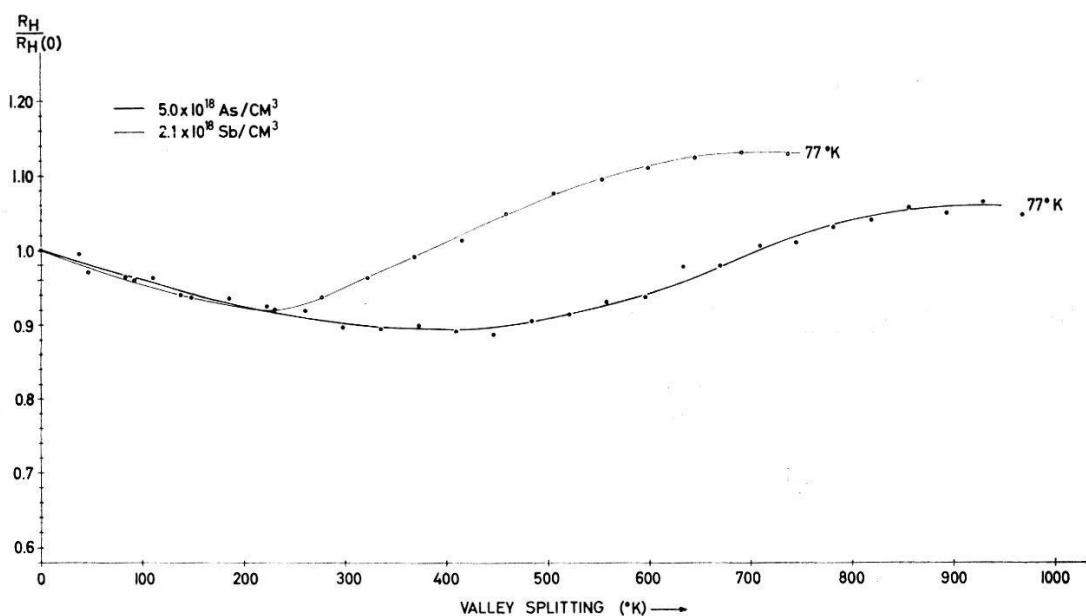


Fig. 2

Hall coefficient vs. valley splitting for the same crystals. The current was in the [111] direction and the magnetic field perpendicular to it. All measurements were made at liquid nitrogen temperature.

Using the initial slopes of the longitudinal data of Figure 1 and solving (3) we obtain

$$K(E_f(0)) = 4.6 \begin{matrix} + 1.2 \\ - 0.9 \end{matrix} \text{ for Sb and}$$

$$K(E_f(0)) = 2.9 \begin{matrix} + 0.5 \\ - 0.3 \end{matrix} \text{ for As.}$$

In calculating these K 's the C_{44} for pure germanium was used.

Using the saturation stress resistivity data of the Sb-doped sample in (4) we obtain

$$K(\text{Sat}) = 4.4 \pm 0.4.$$

Finally, using the Hall effect data of Figure 2 in (5) we obtain

$$K(E_f(0)) = \begin{cases} 4.2 \pm 0.2 \text{ for Sb} \\ 2.4 \pm 0.3 \text{ for As} \end{cases}$$

These results are separately self-consistent for arsenic and antimony. They may be compared with a K that may be extracted from a theory for ionized impurity by DINGLE⁵). If we assume only small angle scattering is important, we get $K \sim (m_{\parallel}/m_{\perp})^{1/2} \sim 4.5$ using the masses of pure germanium.

Shape of the Band Edge

A tailing of the band edge is evident in the transverse resistivity data for the Sb-doped sample. The arrow at about 330°K valley splitting shows where the resistivity would cease to change if the band edges of the upper valleys were parabolic. The continued increase of resistivity shows that mobile carriers are still being dropped into states of lower mobility in the lowest valley after the parabolic valley edges are above the Fermi level $E_f(\text{Sat})$.

The longitudinal data for the As sample show a peak in the resistivity curve. We interpret the lowering of the resistivity after saturation as being due to the emptying of trapped states below the upper conduction band valleys into the lowest one. It is not yet understood why the samples show different behavior.

The C_{44} value used was that of pure Ge. BRUNER and KEYES⁶) have shown that C_{44} is lowered in the highly doped material and corrections for this will be made when more data is available.

Acknowledgements

The author would like to thank Dr. GEOFFREY BROCK of the Solid State Science Department, IBM Research Center, Yorktown Heights, for

supplying the germanium crystals from which the samples were made, and Dr. S. H. KOENIG of IBM Watson Laboratory and Columbia University for many helpful discussions.

References

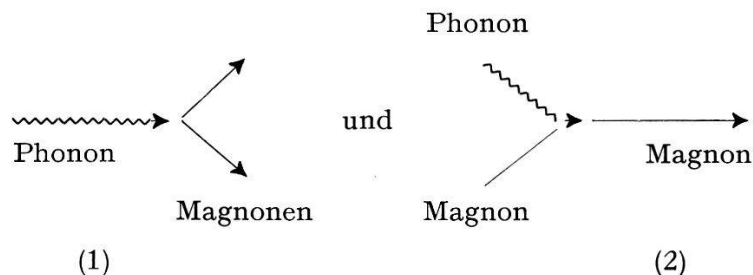
- ¹⁾ Conference Proceedings, *Physics of Semiconductors*, University of Exeter, Session 3, July 1962.
- ²⁾ This may be determined from Eq. C6 of C. Herring, *Bell Syst. Tech. J.* **34**, 237–290 (1955).
- ³⁾ S. H. KOENIG, Conference Proceedings, *Physics of Semiconductors*, University of Exeter, Session 1, July 1962.
- ⁴⁾ C. HERRING, *Bell Syst. Tech. J.* **34**, 237–290 (1955).
- ⁵⁾ R. B. DINGLE, *Phil. Mag.* **46**, 831 (1955).
- ⁶⁾ L. J. BRUNER and ROBERT W. KEYES, *Phys. Rev. Letters* **7**, 55 (1961).

Ultraschallabsorption in Ferrodielektrika

von PAUL ERDÖS

(International Business Machines Corporation, Forschungslaboratorium, Zürich, Rüschlikon ZH, Schweiz)

Die Wechselwirkung von Schallquanten (10–100 MHz) mit den Spinwellen eines magnetischen Isolators, wie etwa Yttrium-Eisengranat, wurden theoretisch untersucht. Neben der ferroakustischen Resonanz, die der Umwandlung eines Phonons in ein Magnon entspricht, wurde der Wirkungsquerschnitt von Prozessen zweiter Ordnung vom Typ



berechnet.

Der Vorgang (1) soll als Anticerenkov-Prozess bezeichnet werden, weil er nur dann auftritt, falls der Phononenimpuls kleiner als ein gewisser Grenzimpuls ist. In Anwesenheit eines äusseren Magnetfeldes wirken die Spinwellen als Bandpassfilter, indem sie die Phononen nur innerhalb eines bestimmten Frequenzbereiches absorbieren. In diesem Bereich ist der Wirkungsquerschnitt des Anticerenkov-Prozesses proportional zur Temperatur, zur $3/2$ Potenz der Schallfrequenz, und nimmt als Funktion des äusseren Magnetfeldes ab, um bei einem kritischen Feld Null zu

werden: Bei zunehmendem äusserem Feld werden die Spins immer steifer und können durch das Schallfeld schliesslich nicht mehr zu Oszillationen angeregt werden. Ist die Schallfortpflanzungsrichtung zur Magnetisierung parallel, findet der Prozess nicht statt.

Der Prozess (2) ist ein Streuvorgang, dessen Wirkungsquerschnitt mit der dritten Potenz der Temperatur zunimmt und von der Schallfrequenz in guter Näherung unabhängig ist. Er zeigt eine Abschwächung mit zunehmendem äusserem Magnetfeld und erreicht bei 4° K bei einem Feld von 7000 Gauss 2/3 des Wertes bei 0 Gauss.

Eine ausführlichere Mitteilung wird später veröffentlicht.

Konzentrationsverteilung in Cottrellwolken bei Stufenversetzungen

von E. MUFF

(Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères, Neuchâtel)

Für einen binären Mischkristall, der eine Stufenversetzung mit Burgersvektor von der Länge b enthält, wird die Konzentrationsverteilung $c(r, \varphi, T)$ der Legierungskomponenten in der Umgebung der Versetzung berechnet. In der Behandlung des Systems als feste Lösung berücksichtigt man die Wechselwirkung zwischen benachbarten Atomen durch eine chemische Bindungsenergie $B(c)$. Ferner ist die Energie $A(c)$ der elastischen Fernwirkung eingeführt, welche durch die verschiedenen Atomradien und Elastizitätskonstanten der beiden Komponenten bedingt ist. Die Stufenversetzung ergibt mit den Legierungsatomen auf Grund des zugehörigen elastischen Spannungsfeldes eine nicht verschwindende Wechselwirkungsenergie $W(r, \varphi, c)$, vorausgesetzt, dass die Kontinuums-theorie der Versetzungen eine erste Näherung darstellt. Die mit derselben Theorie berechnete Wechselwirkungsenergie für Schraubenversetzungen verschwindet. Der Ausdruck für die elastische Wechselwirkungsenergie vereinfacht sich, falls die 1. Komponente (diejenige Komponente mit kleinerer Konzentration c) als feste Lösung in der Matrix der 2. Komponente betrachtet wird, d.h. man vernachlässigt den Einfluss der Atomkonzentration c auf die Elastizitätskonstanten. Als weitere Näherung sind die Elastizitätskonstanten von der Temperatur T unabhängig eingeführt. Die freie Energie F_v pro Atom Legierung setzt sich wie folgt zusammen:

$$F_v(r, \varphi, c, T) = W(r, \varphi, c) + A(c) + B(c) - TS(c)$$

wobei

$$S(c) = -k[c \log c + (1 - c) \log (1 - c)],$$

die Mischungsentropie der beiden Komponenten ist.

$$W(r, \varphi, c) = J \frac{b \sin \varphi}{r} c(1 - c), \quad J \equiv \frac{D_0 \cdot \mu_2}{\pi \cdot \gamma'}$$

$$A(c) = E c(1 - \Gamma c), \quad E \equiv \frac{2}{3} \cdot \frac{D^2 \cdot \mu_2}{V_2 \cdot \gamma'}$$

$$B(c) = v z c(1 - c), \quad v \equiv v_{12} - \frac{1}{2} (v_{11} + v_{22})$$

Hierin bedeuten:

k : Boltzmannsche Konstante.

r : Abstand von der Versetzungslinie.

φ : Winkel zwischen Radiusvektor r senkrecht auf der Versetzungslinie und Burgersvektor b .

μ : Schubmodul.

K : Kompressionsmodul.

V_i : Atomvolumen der Komponente i ($i = 1, 2$).

z : Koordinationszahl des Kristallgitters.

$$\gamma = \frac{3 K_2 + 4 \mu_2}{3 K_2}, \quad \gamma' = \frac{3 K_1 + 4 \mu_2}{3 K_1}$$

$$D_0 = V_1 - V_2, \quad \Gamma = \frac{\gamma(\gamma - 1)}{\gamma'(\gamma' - 1)}$$

Ferner z.B. v_{12} : Wechselwirkungsenergie von zwei benachbarten Atomen aus beiden Komponenten.

Die Energie $A(c)$ enthält die Grösse D^2 , welche hier zur Vereinfachung als konstant angesehen wird und gleich D_0^2 gesetzt wird. Wie man sich aber überlegen kann, ist $D^2 = D_0^2(1 - c)$, so dass $A(c)$ von c abhängt wie $c(1 - c)(1 - \Gamma c)$. Solche Terme in der freien Energie äussern sich in einem asymmetrischen Gleichgewichtsdiagramm der Legierung (z.B. Cu-Ag).

Die Gleichgewichtskonzentration c für die feste Lösung ist diejenige Verteilungsfunktion $c(r/b, \varphi, T)$, welche die freie Energie des Gesamtsystems (Integration über das ganze Volumen V) minimal macht unter der Nebenbedingung, dass die mittlere Konzentration c_0 beträgt:

$$F = \int F_v dV \text{ minimal mit der Nebenbedingung } 1/V \int c dV = c_0,$$

$$\text{d.h. } F' = F + \lambda/V \int c dV \text{ minimal.}$$

$$F' = \int F_v dV + \lambda/V \int c dV$$

Falls das Volumenelement dV von der Konzentration c nicht abhängt, gilt die Eulersche Gleichung $\partial \phi / \partial c = 0$, $\phi \equiv F_v + (\lambda/V) c$.

oder:

$$J \frac{b \sin \varphi}{r} (1 - 2c) + E(1 - 2\Gamma c) + vz(1 - 2c) + kT \log \frac{c}{1-c} + \frac{\lambda}{V} = 0.$$

Wegen der Zylindersymmetrie findet man die Konstante λ/V aus der Nebenbedingung z.B. für einen Kreiszylinder (Versetzungslinie = Zylinderachse), dessen Radius R im Grenzübergang gegen unendlich geht.

$$(V = R^2\pi, dV = r dr d\varphi)$$

$$\frac{J}{V} \int (1 - 2c) \frac{b \sin \varphi}{r} dV + E(1 - 2\Gamma c_0) + vz(1 - 2c_0) + \frac{kT}{V} \int \log \frac{c}{1-c} dV + \frac{\lambda}{V} = 0$$

1. Term:

$$\frac{J}{V} \int (1 - 2c) b \sin \varphi dr d\varphi \sim \frac{1}{R} \rightarrow 0$$

4. Term:

$$\frac{kT}{V} \int \log \frac{c}{1-c} dV \rightarrow kT \log \frac{c_0}{1-c_0}.$$

Also:

$$\frac{\lambda}{V} = -E(1 - 2\Gamma c_0) - vz(1 - 2c_0) - kT \log \frac{c_0}{1-c_0}.$$

Die Gleichgewichtskonzentration $c(r/b, \varphi, T)$ folgt somit aus der Formel (aufgelöst nach T):

$$T = \left[J \frac{b \sin \varphi}{r} (1 - 2c) + 2E\Gamma(c_0 - c) + 2vz(c_0 - c) \right] / k \log \frac{(1-c)c_0}{c(1-c_0)}.$$

Beispiel: CuAg-Legierung mit $c_0 = 2,4$ Atomprozent Silber (Sättigungstemperatur 873°K).

$2E\Gamma + 2vz$ bestimmt man aus dem Gleichgewichtsdiagramm der CuAg-Legierung (für $r = \infty$).

In diesem Beispiel der kub. flz. Einkristalle betragen die Werte der Elastizitätskonstanten bei 20°C (Isotrope Näherung):

	μ 10^{12} dyn/cm^2	K 10^{12} dyn/cm^2	Atomradius $\text{\AA}$
1: Ag	0,151	0,998	1,44
2: Cu	0,235	1,39	1,28

Somit folgt aus obigen Daten:

$$T = \left[1370 \frac{b \sin \varphi}{r} (1 - 2c) + 6800 (c_0 - c) \right] / \log \frac{(1-c)c_0}{c(1-c_0)} [^\circ\text{K}].$$

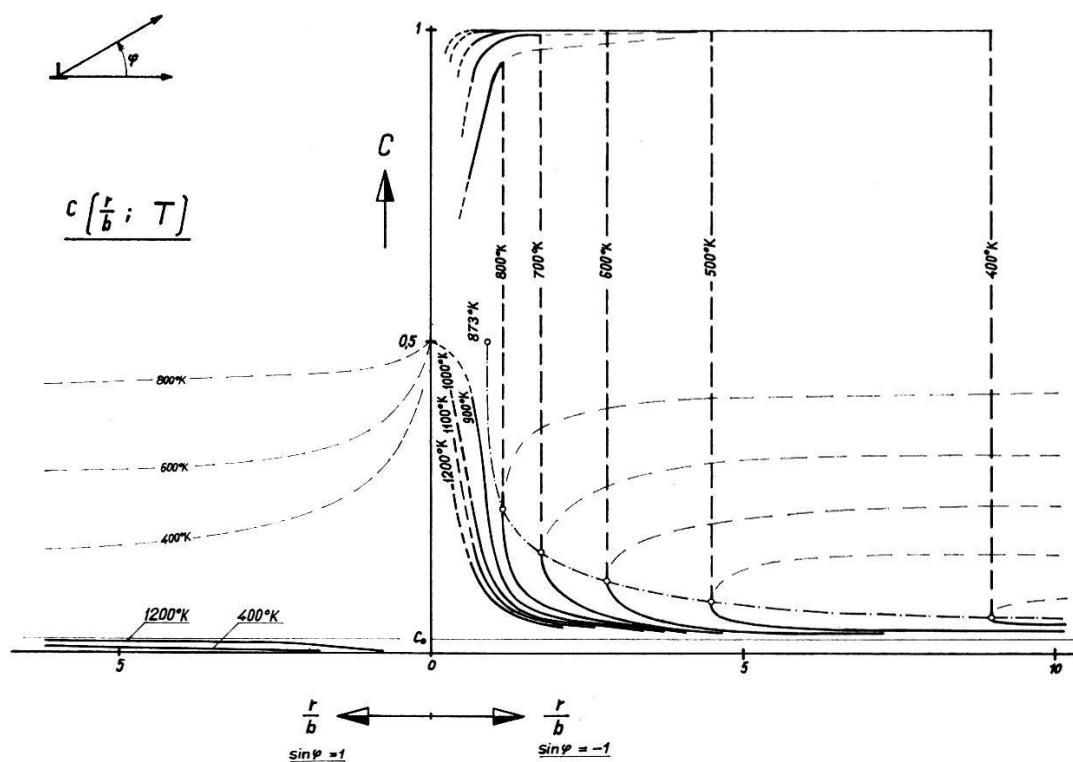


Fig. 1

Verlauf der Konzentrationsverteilung $c(r, \varphi, T)$ für Cu-2, 4 At.% Ag

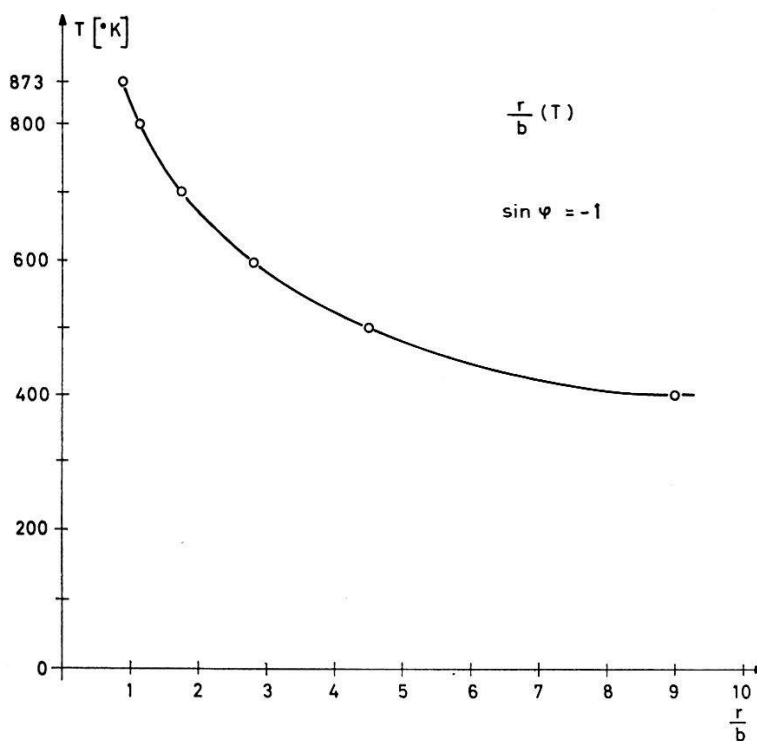


Fig. 2

Radius der Zonengrenze als Funktion der Temperatur

Von den Lösungen $c(r, \varphi, T)$ dieser Gleichung sind nur solche zugelassen, welche als Asymptotenbedingung für r gegen unendlich die mittlere Konzentration c_0 ergeben (Fig. 1).

Ergebnis

Für $\sin\varphi > 0$ ergibt sich eine Konzentrationsdepression, die mit fallender Temperatur zunimmt. In diesem Gebiet geht die Konzentration für jede Temperatur stetig mit wachsendem r gegen c_0 .

Demgegenüber sind im Bereich von $\sin\varphi < 0$ zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem ob die Temperatur grösser oder kleiner als die Sättigungstemperatur ist.

Wird die Temperatur bis gegen die Sättigungstemperatur herabgesetzt, so nimmt die dabei entstehende einseitig glockenförmige Cottrellwolke an Breite zu, die Konzentrationen bleiben aber stets kleiner als 0,5.

Unterhalb der Sättigungstemperatur bilden sich zwei Zonen. In der Nahzone der Versetzung wächst die Konzentration mit zunehmendem Abstand von 0,5 gegen 1 an, und zwar mit fallender Temperatur um so schneller. Diese Zone geht unstetig in eine Fernzone über, wo die Konzentration kleiner als 0,5 ist und steil gegen c_0 abfällt. Der Radius derselben nimmt mit abnehmender Temperatur rasch zu (Fig. 2). Für die Nahzone dürfte ein enger Zusammenhang mit dem Mechanismus der Keimbildung bestehen, indem letztere häufig an Gross- und Kleinwinkelkorngrenzen und anderen Versetzungsansammlungen beobachtet wird. Im Falle von zusätzlichen Legierungskomponenten kann die Bildung von Cottrellwolken auch umgekehrt eine diskontinuierliche Ausscheidung der ersten Komponente verhindern.

Performances d'un dispositif de mesure de frottement interne en régime de vibrations de flexion

par W. BENOIT et B. SECRÉTAN

(Laboratoire de Génie Atomique de l'EPUL, Lausanne)

1. Description du dispositif

L'échantillon dont on désire mesurer le frottement interne se présente sous forme de barre à section rectangulaire ou circulaire. Sa longueur est de 100 mm. Il est posé sur 2 fils de 0,06 mm de diamètre placés aux nœuds de la vibration. La fréquence propre f_0 de celle-ci se situe dans le domaine du kHz. L'excitation de la vibration est électrostatique. Une électrode fixe placée à l'une des extrémités du barreau forme avec celui-ci un

condensateur C_1 (2 pF). Sous l'effet d'un champ électrique sinusoïdal de fréquence $f/2$ créé par l'application d'une tension U_e aux bornes de C_1 , le barreau a tendance à vibrer. Une seconde électrode identique à la première mais placée à l'autre extrémité du barreau forme avec celui-ci un condensateur C_2 (2 pF) dont la valeur varie au gré du mouvement du barreau. C_2 est le condensateur d'accord d'un oscillateur HF travaillant à $F = 67 \text{ MHz}$. Lorsque le barreau vibre, l'oscillateur est alors modulé avec une excursion de fréquence ΔF ($\sim 50 \text{ KHz}$). Un démodulateur FM donne un signal BF de fréquence f qui est proportionnel au déplacement ξ de l'extrémité du barreau. La sensibilité du dispositif de détection peut être modifiée en mettant en parallèle avec C_2 des condensateurs supplémentaires. Le schéma-block complet du dispositif actuel est donné sur la figure 1.

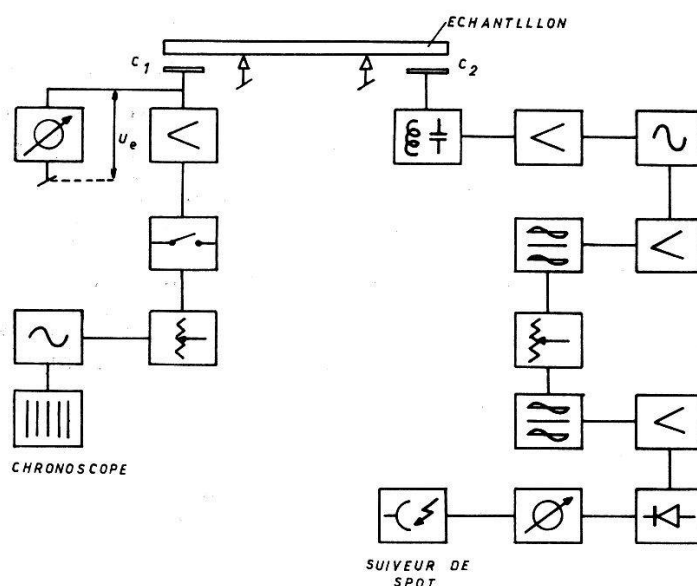


Fig. 1

Schéma-block du dispositif de mesure de frottement interne en régime de vibration de flexion

2. Techniques de mesure

a) Régime forcé (f variable; ξ variable). A énergie d'excitation constante, l'amplitude ξ du mouvement passe par un maximum ξ_{max} à la fréquence f_0 et décroît de part et d'autre de ce maximum. La largeur de bande Δf prise à $1/2 \xi_{max}$ est une mesure du frottement interne

$$f.i = \tan \delta = Q^{-1} = \frac{\Delta f}{\sqrt{3} f_0}. \quad (1)$$

b) Régime libre (f fixe; ξ variable).

On met en mouvement le barreau à la fréquence f_0 puis on coupe la tension d'excitation U_e . Le décrement logarithmique Δ de la décroissance

généralement exponentielle du mouvement est une mesure du frottement interne.

$$f.i = \operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta}{\pi}. \quad (2)$$

c) Mesure d'énergie (f fixe; ξ fixe).

Nous avons montré dans un précédent travail¹⁾ que pour évaluer $\xi_{\max}$ il fallait évaluer l'énergie ΔE perdue par frottement interne à l'énergie électrique E fournie au barreau au cours d'une période du mouvement. Ce bilan d'énergie se traduit par une relation du type:

$$f.i = \operatorname{tg} \delta = \frac{K U_e^2}{\xi_{\max}}. \quad (3)$$

La valeur de K est déterminée par étalonnage avec la méthode a) ou b).

3. Performances

a) Taux de déformation moyen $\bar{\varepsilon}$: celui-ci est défini dans une autre publication²⁾. Il peut varier de 10^{-6} à 10^{-10} . La valeur de $\bar{\varepsilon}$ est connue avec une précision de 30%. Elle est déterminée par l'intermédiaire de l'excursion de fréquence ΔF du signal FM :

$$\bar{\varepsilon} = 0,18 \cdot 10^{-6} \Delta F \quad \Delta F \text{ en KHz.} \quad (4)$$

b) Frottement interne minimum mesuré: celui-ci vaut

$$Q^{-1} = \operatorname{tg} \delta = 15 \cdot 10^{-6}$$

c) Précision et reproductibilité: les mesures sont reproductibles pour autant que la structure cristalline des échantillons ne soit pas altérée d'une mesure à l'autre. La précision des mesures est meilleure que 2%.

d) Dérives thermiques: l'installation n'étant pas encore thermostatisée, les dérives de température ambiante ont pour effet de modifier f_0 . Pour une dérive linéaire de $5 \cdot 10^{-3}$ degré/minute il en résulte une dérive de 3,5 mHz/minute de la fréquence $f_0 = 2,6$ KHz d'un baneau d'aluminium.

e) Pression à l'intérieur de l'enceinte de mesure: la figure 2 donne la valeur de $\operatorname{tg} \delta$ d'un échantillon en fonction de la pression à l'intérieur de l'enceinte de mesure. Ce n'est qu'à partir de 10^{-3} Torr que l'on mesure le frottement interne de cet échantillon vibrant avec $\bar{\varepsilon} = 10^{-8}$.

f) Influence de la position des supports: nous avons écarté puis rapproché simultanément de ± 3 mm par rapport à la position des nœuds les 2 fils sur lesquels l'échantillon repose. Nous n'avons pas décelé de variation de $\operatorname{tg} \delta$ due au déplacement des supports. Le barreau vibrant à $\bar{\varepsilon} = 10^{-8}$ avait un frottement interne $\operatorname{tg} \delta = 22 \cdot 10^{-6}$.

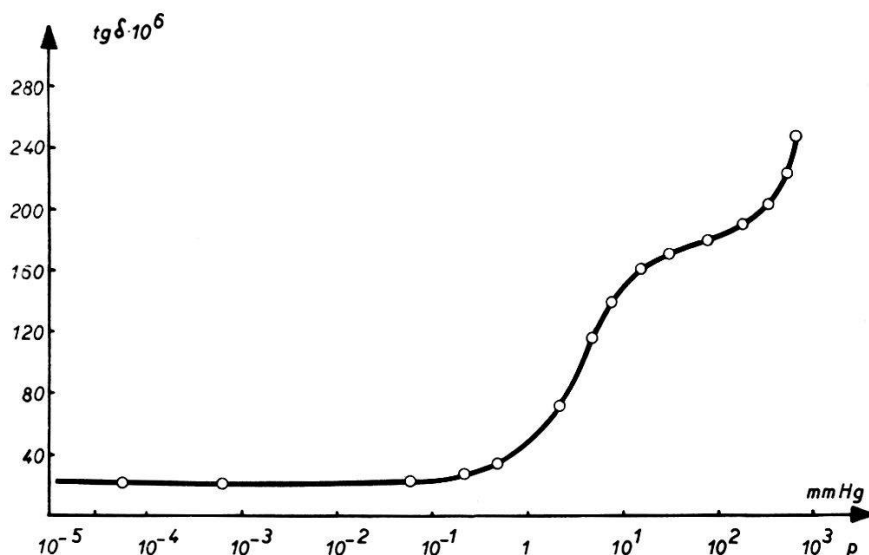


Fig. 2

Frottement interne apparent en fonction de la pression à l'intérieur de l'enceinte de mesure

Remerciements

Nous remercions le Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique de la contribution financière qu'il a apporté à ce travail (Crédit FN A 176).

Bibliographie

- ¹⁾ B. VITTOZ, B. SECRÉTAN, et B. MARTINET (à paraître ZAMP 6 (1962) ou 1 (1963)).
- ²⁾ B. SECRÉTAN et R. C. FORNEROD, Helv. Phys. Acta 35, 524 (1963).

Mesures de frottement interne de l'aluminium pur 99,999% en fonction du taux de déformation

par B. SECRÉTAN et R.-C. FORNEROD

(Laboratoire de Génie Atomique de l'EPUL, Lausanne)

1. Introduction

Les résultats obtenus ces dernières années ont montré qu'une des causes principales de dissipation d'énergie par frottement interne résultait du mouvement des dislocations dans les cristaux légèrement déformés. GRANATO et LÜCKE¹⁾ ont élaboré en 1956 une théorie quantitative qui s'est montrée souvent en accord avec les résultats de divers expéri-

mentateurs. Cette théorie, qui ne tient pas compte de l'agitation thermique, n'est valable en toute rigueur qu'au zéro absolu. La théorie prévoit 2 types de perte d'énergie donnant lieu au frottement interne total mesuré.

$$\operatorname{tg} \delta_{\text{total}} = \operatorname{tg} \delta_I(f) + \operatorname{tg} \delta_H(\varepsilon) \quad (1)$$

$\operatorname{tg} \delta_I(f)$ est indépendant du taux de déformation ε mais dépend de la fréquence f . Le second terme $\operatorname{tg} \delta_H(\varepsilon)$ ne dépend que de ε . La théorie de GRANATO et LÜCKE permet aussi d'évaluer la variation relative du module d'élasticité $(\Delta E/E)|_H$ en fonction du taux de déformation. Cette variation se manifeste par un déplacement Δf de la fréquence propre de résonance f_0 ; $\operatorname{tg} \delta_H$ et $(\Delta E/E)|_H$ suivent la même loi:

$$\pi \operatorname{tg} \delta_H = \frac{\Delta E}{E} \Big|_H = 2 \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{C_1}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{C_2}{\varepsilon}\right). \quad (2)$$

Il est intéressant de noter que le rapport r défini ci-dessous vaut 1:

$$r = \frac{\pi \operatorname{tg} \delta_H}{\frac{\Delta E}{E} \Big|_H} = 1. \quad (3)$$

Le taux de déformation ε d'une éprouvette de longueur l à section rectangulaire de hauteur h , soumise à un régime de vibration de flexion, varie d'un point à un autre de celle-ci. Le taux de déformation en un point $P(x, z)$ repéré dans un système d'axes rectangulaires dont l'origine est au centre de l'éprouvette, s'écrit:

$$\varepsilon(x, z) = \frac{z}{h} \left[1,768 \cos \frac{3\pi}{2} \frac{x}{l} + 0,232 \operatorname{ch} \frac{3\pi}{2} \frac{x}{l} \right] \varepsilon_{\max} \quad (4)$$

où $\varepsilon_{\max} = \varepsilon(0, h/2)$.

La valeur moyenne de ε vaut:

$$\bar{\varepsilon} = 0,324 \varepsilon_{\max}. \quad (5)$$

Pour tenir compte des variations locales de ε sur la valeur de $\operatorname{tg} \delta_H$ nous avons intégré numériquement la formule (2) en tenant compte de (4). L'échantillon a été divisé en 400 petits éléments. On en tire la valeur théorique de $\operatorname{tg} \delta$.

$$\operatorname{tg} \delta_{\text{théor.}} = \frac{4}{\pi} \frac{C_1}{C_2} T_H(\mu) \quad \text{où} \quad \mu = \frac{\varepsilon_{\max}}{C_2}. \quad (6)$$

Le tableau ci-dessous donne les valeurs numériques trouvées de $T_H(\mu)$.

μ	0,120	0,155	0,190	0,250	0,350	0,430	0,500	0,570
$T_H(\mu)$	2,29	16,5	56,6	198	628	1085	1500	1930

Fig. 1

2. Résultats expérimentaux

Les mesures de frottement interne et de variation relative du module élastique en fonction du taux de déformation ont été faites à température ambiante sur de l'aluminium pur. Les dimensions des éprouvettes étaient les suivantes: $100 \times 10 \times 5$ mm. La fréquence de résonance f_0 valait 2,6 kHz. L'analyse des impuretés a révélé la présence de 4 ppm de Si, 2,7 ppm de Fe et 2,6 ppm de Cu. Les échantillons ont subi avant la mesure un recuit sous vide dynamique de 30 heures à 550°C suivi d'un

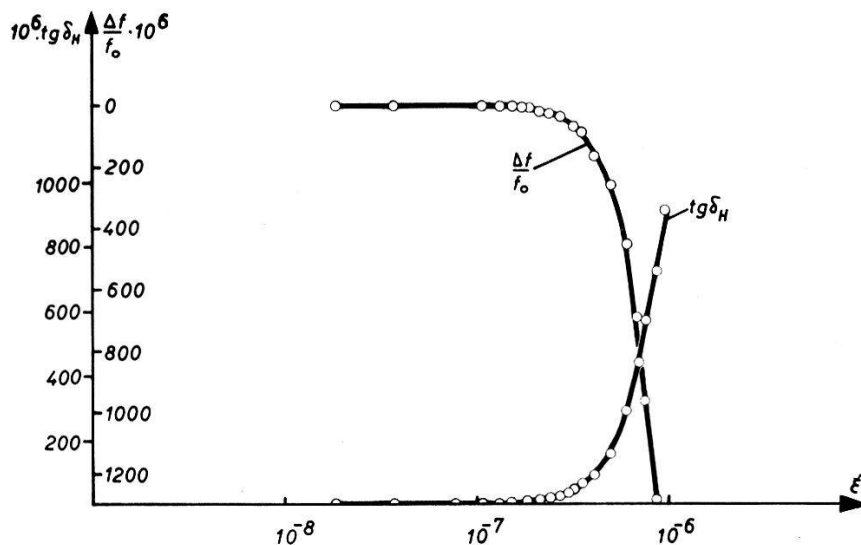


Fig. 2

Frottement interne $\text{tg}\delta_H$ et variation relative de fréquence propre $\Delta f/f_0$ en fonction du taux de déformation $\bar{\epsilon}$ d'un échantillon d'aluminium pur

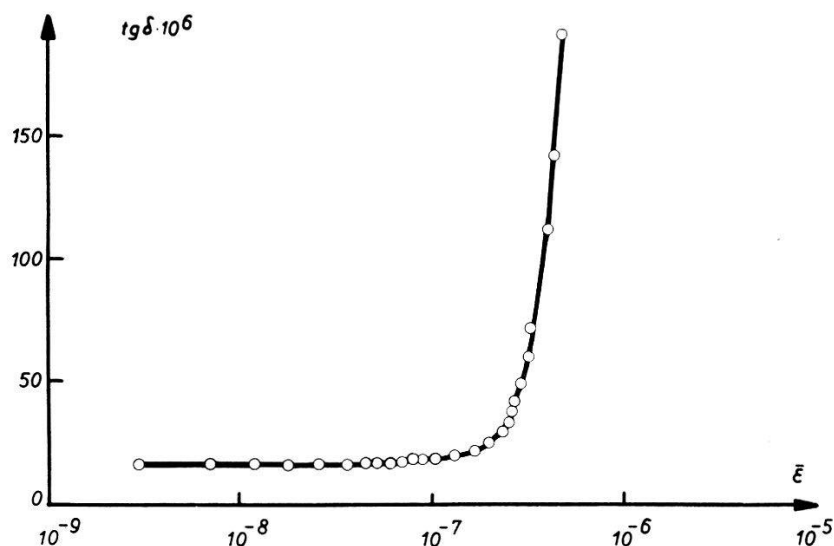


Fig. 3

Frottement interne de l'aluminium pur en fonction du taux de déformation

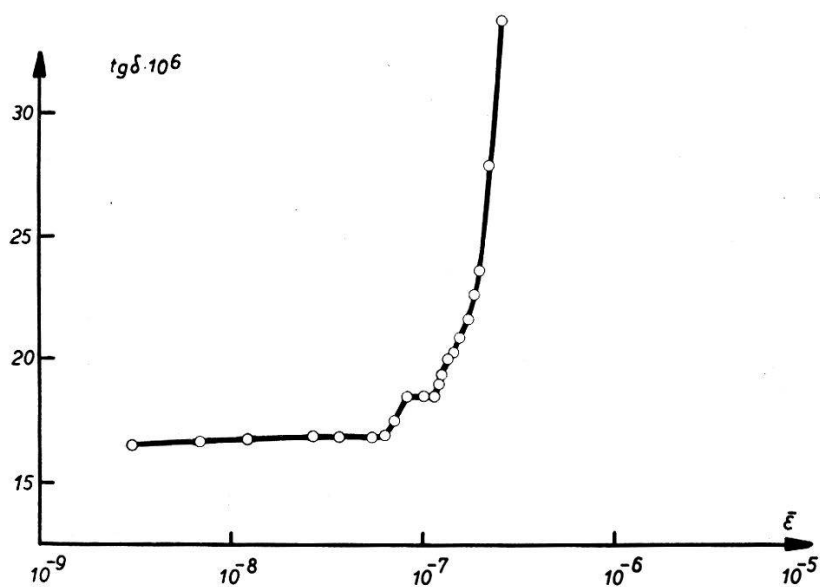


Fig. 4

Frottement interne de l'aluminium pur aux très faibles taux de déformation
(agrandissement de la fig. 3)

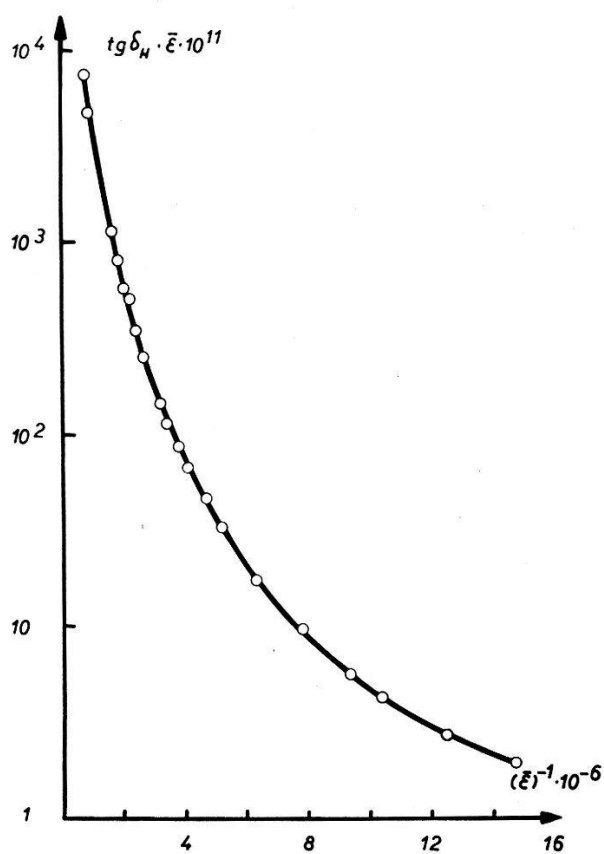


Fig. 5

Représentation de $\text{tg } \delta_H(\epsilon)$ selon GRANATO-LÜCKE

refroidissement de 40°C/h. Pour éviter des phénomènes de restauration dus à un écrouissage, chaque mesure a été faite rapidement (durée 20 s). Le taux de déformation moyen a varié de 10^{-9} à 10^{-6} . La précision des mesures est meilleure que 2%.

a) La figure 2 représente $\text{tg } \delta_H(\varepsilon)$ et $(\Delta f/f_0)(\varepsilon)$. Le rapport r défini par (3) est compris entre 0,8 et 1,3.

b) La figure 3 et son agrandissement sur la figure 4 montrent qu'il existe aux très faibles taux de déformation une première variation de 10% sur $\text{tg } \delta$. Des expériences sont en cours à l'heure actuelle pour étudier ce phénomène. Toutefois cette variation a été observée de manière très nette sur le Zn par des expérimentateurs soviétiques²⁾.

c) La figure 5 représente $\log_e \text{tg } \delta_H \bar{\varepsilon}$ en fonction de $(\bar{\varepsilon})^{-1}$.

Ce diagramme suggéré par GRANATO et LÜCKE devrait donner une droite. Ici ce n'est pas tout à fait le cas.

Remerciements

Nous remercions le Fonds National Suisse pour la recherche Scientifique qui participe au financement de ce travail (Crédit FN A 176).

Nous remercions aussi la Société Anonyme pour l'industrie de l'Aluminium qui nous a fourni les échantillons et leur analyse.

Références

¹⁾ GRANATO et LÜCKE, J. Appl. Phys. 27, 583, 789 (1956).

²⁾ PRAVDYUK, USSR A/Conf. 15 / P / 2052 (1958).

Détermination d'un stade de restauration du tungstène écroui par des mesures de module de YOUNG et du frottement interne en pendule inversé

par B. MARTINET et J. J. GOËL¹⁾

(Laboratoire de Génie Atomique de l'EPUL, Lausanne)

1. Dispositif expérimental

Le pendule de torsion inversé utilisé pour cette étude a déjà été décrit dans deux articles précédents²⁾³⁾. Le fil d'expérience est entraîné par un disque d'inertie supporté par un fil très fin et équilibré par un contrepoids. De cette manière, l'échantillon ne subit aucune contrainte axiale. Le frottement interne est mesuré par la décroissance des oscillations en régime libre, le module de YOUNG par l'inverse du carré de la période. Le fil de tungstène étudié a une longueur de 100 mm, un diamètre de 0,4 mm,

une pureté de 99,99%. Lors d'une mesure, le taux de déformation ne dépasse pas $1,5 \cdot 10^{-5}$. La période de vibration du pendule est d'environ 2 secondes.

2. But de la mesure

Le travail entrepris a été suggéré par la connaissance d'un stade de restauration du tungstène écroui relevé par R. C. Koo⁴⁾ à l'aide de mesures de résistivité. Cet auteur met en évidence un stade de guérison entre 325°C et 375°C auquel il associe une énergie d'activation de 1,7 eV.

3. Influence d'un recuit

La première série d'expériences réalisées sur un fil de tungstène recuit 12 h à 550°C consiste en une mesure simultanée du frottement interne et du module de YOUNG en fonction de la température. Un point est relevé tous les 25°C et toutes les 30 minutes.

Les courbes 1 de la figure 1a et 1b montrent le frottement interne $\text{tg } \delta$ et la valeur relative du module de YOUNG E/E_0 , en fonction de la température (E_0 : module de YOUNG mesuré à 20°C après recuit). Les courbes 2 sont obtenues de la même façon, mais après une déformation mécanique de $3 \cdot 10^{-3}$.

4. Guérison isochrone

Les différents stades de restauration sont déterminés par des recuits isochrones. L'échantillon est maintenu pendant un temps t_r à une température de recuit T^* . La température est ensuite abaissée à une valeur $\bar{T}$ où l'on fait la mesure. On procède à une série de mesures du même type: la température de recuit T^* croît par pas constant d'une expérience à l'autre, alors que le temps de recuit t_r et la température $\bar{T}$ sont maintenus constants. Pour retrouver le stade de guérison mis en évidence par R. C. Koo aux environs de 350°C, nous avons posé comme conditions expérimentales de recuit isochrone:

Temps de recuit: $t_r = 2$ heures.

Température de recuit T^* variant entre 250°C et 525°C, par pas de 25°C.

Température de mesure: $\bar{T} = 200^\circ\text{C}$.

La mesure de la période nous permet d'établir les valeurs relatives du module de YOUNG E/E_0 à 200°C en fonction de la température de recuit T^* (fig. 2, courbe 1). Afin de mettre en évidence le stade de guérison, on reporte sur le même graphique la dérivée de cette première courbe (courbe 2). Elle présente un pic dans un domaine de température où un certain type de défauts devient mobile. On définit ainsi, pour le tungstène écroui, un stade de guérison autour de 310°C.

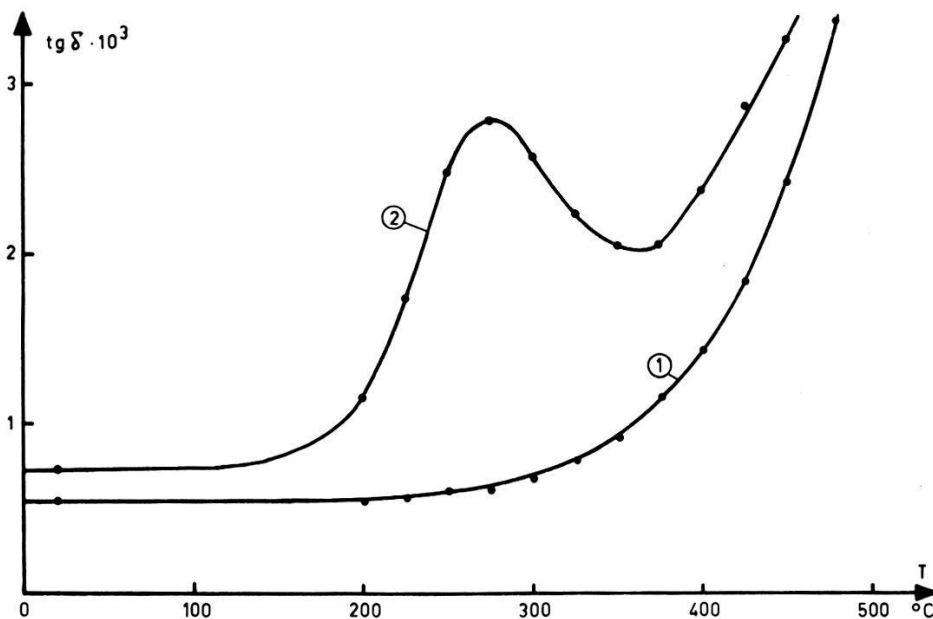


Fig. 1 a

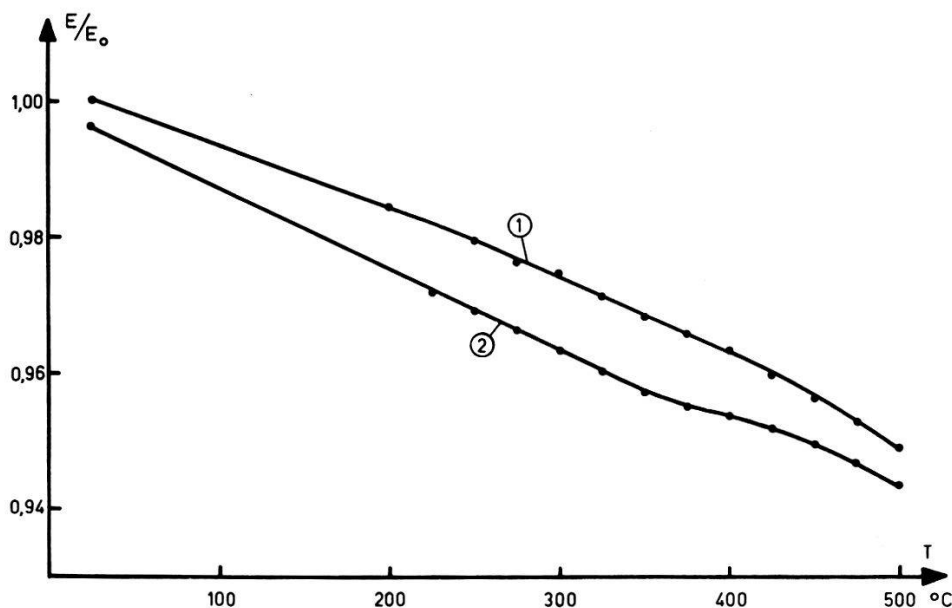


Fig. 1 b

Fig. 1 a et b: Mesure du frottement interne $\text{tg } \delta$ et du module de YOUNG relatif E/E_0 en fonction de la température; courbe 1: après recuit; courbe 2: après écrouissage

On constate que le domaine de température ainsi défini est plus bas que celui mesuré par R. C. Koo en résistivité. Ce déplacement s'explique par le fait que la résistivité est proportionnelle à la concentration des défauts qui ont migré alors que, pour le module de YOUNG, les premiers défauts contribuent à une plus grande variation que les derniers.

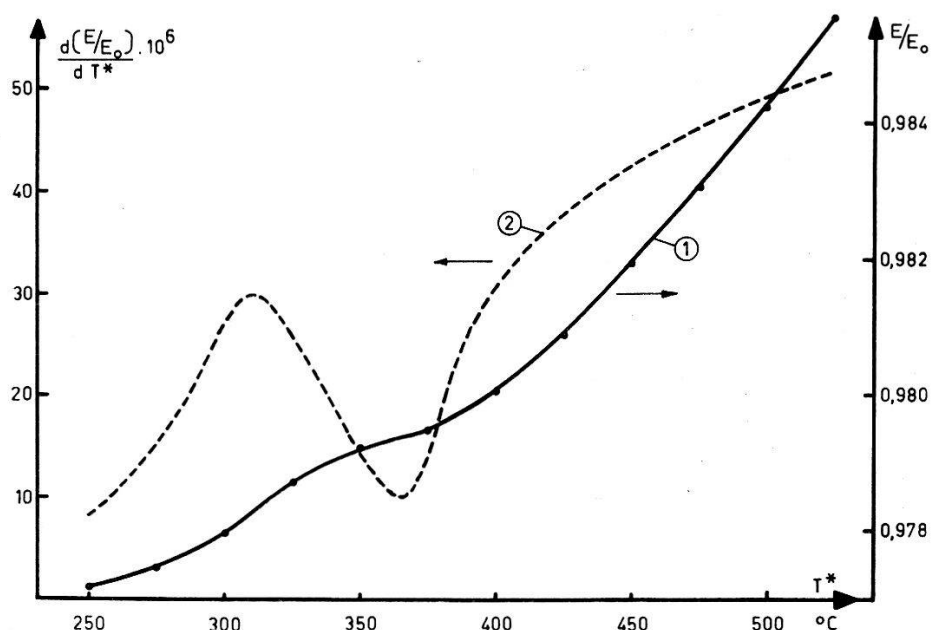


Fig. 2

Courbe 1: Mesure relative de la guérison isochrone du module de YOUNG E/E_0 en fonction de la température de recuit T^* . – Courbe 2: Pente de la première courbe dont le pic détermine le stade de guérison.

5. Conclusion

Le stade de restauration, expliqué par R. C. Koo, par la migration des lacunes créées par écrouissage, semble se retrouver par des mesures de module de YOUNG. Il semble possible, selon SEEGER⁶⁾, que ce stade de restauration puisse être attribué à la migration de paires d'interstitiels en forme d'haltère (dumbbells). L'orientation préférentielle de ces défauts par le champ de contrainte pourrait expliquer le pic de frottement interne de la figure 1a.

Des mesures d'approches, qui ne sont pas citées dans cette publication, ont montré qu'il existe d'autres stades de guérison, déjà mesurés par certains expérimentateurs⁵⁾ et que nous pourrions mettre en évidence par d'autres recuits isochrones.

Références

- 1) Recherche entreprise avec l'aide du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique (A 176).
- 2) B. SECRÉTAN, B. MARTINET et B. VITTOZ, ZAMP 13, 96 (1962).
- 3) B. MARTINET et B. SECRÉTAN, Helv. Phys. Acta 35, 266 (1962).
- 4) R. C. KOO, Reactive Metals, Vol. 2, p. 265–274, Interscience publishers N.Y.
- 5) S. BLONS, P. IMBERT, G. PERRIOT, G. TOURAND, Communication personnelle.
- 6) A. SEEGER: Symposium on radiation damage in solids-Venice 1962 IAEA.

Hochempfindliche Koaxialbrücke für Spinresonanzen im Meterwellengebiet

von P. KESSELRING

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

An eine kommerziell erhältliche, nicht-resonante Koaxial-Messbrücke wurden $\lambda/4$ -lange Leiter angeschlossen, in deren kurzgeschlossenen Enden sich die Proben befanden. Diese Anordnung gestattet den Empfang z.B. von Kernquadrupolresonanzsignalen mit einem mindestens so guten Signal-Rausch-Verhältnis wie ein superregenerativer Detektor. Die Brücke liefert wahlweise formtreue Absorptions- und Dispersionslinien.

Die ausführliche Beschreibung wird in Review of Scientific Instruments erscheinen.

Allgemeine Relationen der « Inneren-Feld »-Theorie der Dielektrika

von H. GRÄNICH

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Unter Benützung der allgemeinsten Annahmen jeder Inneren-Feld-Theorie wurde die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Temperatur, hydrostatischem Druck und substitutioneller Mischkristallbildung berechnet. In den erhaltenen Ausdrücken treten gemeinsame Terme auf, so dass zwei neue Relationen hergeleitet werden konnten, die z.B. in der Anwendung auf $Ba Ti O_3$ -Kristalle es ermöglichen werden, die Polarisierbarkeiten des Titans und Sauerstoffs beide als Unabhängige zu bestimmen und deren Temperatur- und Volumenabhängigkeit sowie den Einfluss auf das Zustandekommen der Ferroelektrizität zu untersuchen.

Die Arbeit ist zur Veröffentlichung in Helvetica Physica Acta vorgesehen.

Die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von $BaTiO_3$

von R. HOFMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Das Curie-Weiss-Gesetz der Dielektrizitätskonstanten von $BaTiO_3$: $\epsilon = C/(T - T_c)$ ($\epsilon = DK$, T = Temperatur in $^{\circ}K$, T_c = Curietemperatur, $C \cong 1,5 \cdot 10^5$ $^{\circ}K$) kann mit einer Theorie des inneren Feldes durch eine $4\pi/3$ -Katastrophe erklärt werden. Die notwendige lineare Tempera-

turabhängigkeit der Polarisierbarkeit α wurde in der SLATER'schen Theorie¹⁾ ganz dem Ionenanteil des Titans zugeschrieben, bedingt durch die Anharmonizität der Gitterschwingungen. Die Elektronenpolarisierbarkeit α_{el} hingegen wurde als temperaturunabhängig angenommen. Der Zweck der vorliegenden Untersuchung war in erster Linie die Überprüfung dieser Annahme.

Die Lorentz-Lorenz-Gleichung liefert den Zusammenhang zwischen Brechungsindex n und α_{el} :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\alpha_{el}}{3V}.$$

(V = Volumen der Einheitszelle)

$(d/dT)(\alpha_{el}/V)$ lässt sich also durch eine Messung des Brechungsindex in Funktion der Temperatur bestimmen.

Wir haben diese Messung nach der Methode von RAMACHANDRAN²⁾ durchgeführt. Auf einem leicht keilförmigen Kristall entsteht beim senkrechten Einfall monochromatischen Lichts durch Reflexion an der oberen und unteren Keilfläche eine Interferenzfigur, welche im Falle ebener Begrenzungsflächen aus äquidistanten, parallelen Streifen besteht. Durch Messung der Verschiebung dieses Streifensystems beim Heizen muss sich die Änderung der optischen Dicke bestimmen lassen. Nun lässt sich allerdings BaTiO₃ nicht auf optische Qualität bearbeiten, so dass man gezwungen ist, natürlich gewachsene Plättchen zu verwenden. Das Interferenzliniensystem wird dadurch ausserordentlich unregelmässig und kompliziert.

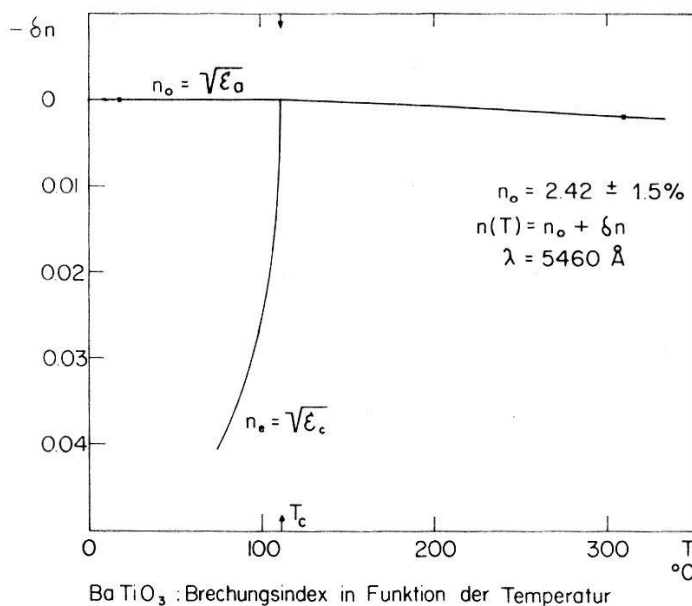
Diese und andere experimentelle Schwierigkeiten lassen sich teilweise durch fotografische Registrierung des Interferenzbildes überwinden. Man erzielt folgende Vorteile, welche die Messgenauigkeit gegenüber okularer Beobachtung stark erhöhen:

- Die Messung der Verschiebung erfolgt auf einer grossformatigen Foto an zwölf bis zwanzig Interferenzlinien. Die Lokalisierung der Referenzpunkte auf dem Kristall kann sehr genau erfolgen.
- Durch Verwendung hart arbeitender Entwickler und entsprechenden Film- und Papiermaterials kann die Linienschärfe beträchtlich erhöht werden.
- Es wird möglich, relativ lichtschwache Niederdruck-Spektrallampen zu verwenden. (Druckverbreiterung! Anforderung an Monochromasie ist hoch.)

Ein spezielles numerisches Verfahren gestattet, den Fehler der Einzelmessung auf ca. 1/30 einer Linienverschiebung herabzudrücken.

Aus der Änderung der optischen Dicke lässt sich diejenige des Brechungsindex errechnen, wobei der thermische Ausdehnungskoeffizient³⁾ eingeht.

- Die bisherigen Resultate lassen sich folgendermassen zusammenfassen:
- SLATER hat zu Unrecht die Elektronen-Polarisierbarkeit als temperaturunabhängig vorausgesetzt, trägt sie doch – zusammen mit der thermischen Ausdehnung – fast 50% des für ein Curie-Weiss-Gesetz notwendigen Temperaturkoeffizienten bei. $(\partial/\partial T)(\alpha_{el}/3V)$ ist von der Grössenordnung -10^{-5} Grad $^{-1}$ und selbst noch wesentlich von der Temperatur abhängig.
 - Durch Integration und Kombination mit früheren Messungen der Doppelbrechung⁴⁾ erhalten wir folgenden Temperaturgang des Brechungsindex (Fig.):



Dieses Ergebnis weicht vom bisherigen⁵⁾ ziemlich stark ab. Der Brechungsindex bleibt im tetragonalen Gebiet in c -Richtung innerhalb der Messgenauigkeit konstant und sinkt im kubischen Gebiet langsam ab.

Es wird untersucht, ob diese Erscheinung durch Kombination der bekannten Verschiebung der ultravioletten Absorption ins Sichtbare beim Heizen und der von COCHRAN⁶⁾ vorausgesagten Frequenzverschiebung der langwelligen transversal-optischen Gitterschwingungen zu erklären ist (Publ. H.P.A. 1963).

Literatur

- ¹⁾ J. C. SLATER, Phys. Rev. 78, 748 (1950).
- ²⁾ G. N. RAMACHANDRAN, Proc. Ind. Acad. Sci. 25, 266 (1947).
- ³⁾ J. A. BLAND, Canad. J. Phys. 37, 417 (1959); W. J. MERZ, Phys. Rev. 76, 1221 (1949). P. JOHO, Diplomarbeit E. T. H. 1962.
- ⁴⁾ P. W. FORSBERGH, Phys. Rev. 76, 1187 (1949).
- ⁵⁾ W. J. MERZ, Phys. Rev. 76, 1225, Fig. 10 (1949). G. BUSCH, H. FLURY und MERZ, Helv. Phys. Acta 21, 212 (1948).
- ⁶⁾ W. COCHRAN, Adv. Phys. 9, 387 (1960); W. G. SPITZER u. a., Phys. Rev. 126, 1710 (1962); R. A. COWLEY, Phys. Rev. Letters. 9, 159 (1962).

Über den Leitungscharakter neuer Verbindungen mit Cobaltin-Struktur

VON F. HULLIGER

(Cyanamid European Research Institute, Cologny-Genève)

Der Einfluss der d -Elektronen auf den Leitungscharakter von Verbindungen mit Übergangselementen ist in den wenigsten Fällen mit Sicherheit vorauszusagen. Nur in Verbindungen mit stark elektronegativen Anionen, wo die nichtbindenden d -Elektronen auf dem Kation lokalisiert sind, können die bekannten Halbleiter-Kriterien ohne weiteres angewandt werden. Schwächer elektronegative Anionen vermögen die d -Niveaus der Kationen meist nicht mehr genügend aufzuspalten, was metallische Leitfähigkeit zur Folge hat. So ist es möglich, dass in einer homologen Reihe wie $\text{PtS}_2 \rightarrow \text{PtSe}_2 \rightarrow \text{PtTe}_2$ ohne Strukturänderung ein Übergang vom Halbleiter zum Metall auftritt¹⁾.

Ein Übergang Halbleiter $\rightarrow$ Metall bei gleichbleibender Struktur kann auch auftreten beim Ersatz eines oktaedrisch umgebenen Kations der Konfiguration $d\varepsilon^6$ durch das nächsthöhere Element im periodischen System, also durch ein Kation der möglichen Konfiguration $d\varepsilon^6 d\gamma^1$ (z. B. $\text{FeS}_2 \rightarrow \text{CoS}_2$). In Kationen der Konfiguration $d\varepsilon^n$ ($n = 3, 4, 5, 6$) zeigen die nichtbindenden d -Elektronen in Richtung der Raumdiagonalen des durch die Anionen festgelegten Koordinatensystems. Sie überlappen deshalb praktisch nicht mit den Valenzelektronen der Anionen. Die $d\gamma$ -Elektronen andererseits zeigen direkt in Richtung der bindenden Valenzelektronen und stören abgesättigte Bindungen. In allen uns bekannten Fällen ist die resultierende Verbindung metallisch, und zwar auch dann, wenn das magnetische Moment $s = 1/2$ entspricht, das $d\gamma$ -Elektron also lokalisiert sein sollte. Es stellt sich deshalb die Frage, ob ein zusätzliches $d\gamma$ -Elektron die Halbleitung unter allen Umständen zerstöre oder ob Halbleitung nicht möglich wäre in Verbindungen mit stark elektronegativen Anionen, analog zu Verbindungen mit zwei $d\gamma$ -Elektronen, wo z. B. NiSe_2 mit $s \neq 1$ metallisch, NiS_2 mit $s = 1$ hingegen halbleitend ist²⁾.

Nach JACKSON³⁾ besitzt Cobaltin CoAsS kein Spinmoment ($s = 0$), während Suszeptibilitätsmessungen von RAY & SEN⁴⁾ an Gersdorffit NiAsS ein Moment von $1,85 \mu_{\text{Bohr}}$, also ziemlich genau $s = 1/2$ ergaben. Es liegt hier also gerade der uns interessierende Fall vor. CoAsS ist isomorph und isoelektronisch zu Pyrit FeS_2 . Das Übergangselement ist oktaedrisch von sechs Anionen und jedes Anion tetraedrisch von drei Kationen und einem Anion umgeben. Sämtliche äusseren Valenzelektronen sind somit gebunden, die Verbindung muss folglich ein Halbleiter sein, was experimentell bestätigt werden konnte²⁾. Gersdorffit NiAsS und Ullmannit NiSbS hingegen zeigten, wie das isoelektronische CoS_2 ,

metallische Leitfähigkeit von der Grössenordnung $10^4 (\Omega \text{ cm})^{-1}$, trotz des offenbar lokalisierten $d\gamma$ -Elektrons.

Verbindungen mit Cobaltin-Struktur

nichtmetallische		metallische		
$10^6 \chi_M(\text{CGS}) \quad \Phi(\mu\text{V}/^\circ\text{C})$ 295° K		$10^6 \chi_M(\text{CGS})$ 80° K 295° K		
CoPS		NiPS		
<i>CoAsS</i>	80(n)	* <i>NiAsS</i>	+ 465	+ 255
CoSbS	400(n)	* <i>NiSbS</i>		
CoAsSe	40(n)	NiAsSe		
		*NiSbSe	+ 51	+ 27
		*NiBiSe		
RhPS	10(p)			
RhAsS	50(p)	*PdAsS		
*RhSbS	300(n)	*PdSbS		
*RhBiS	350(n)			
RhPSe	– 15			
RhAsSe	100(p)	*PdAsSe	+ 14	– 5
*RhSbSe	50(p)	*PdSbSe		
*RhBiSe	250(n)	*PdBiSe		
RhAsTe	100(n)			
RhSbTe	– 70 50(n)	PdSbTe		
RhBiTe	30(n)	*PdBiTe		
IrPS				
IrAsS	– 66 10(p)	PtAsS	– 7	– 10
*IrSbS	1000(n)	*PtSbS		
*IrBiS	– 78 70(n)			
*IrPSe				
IrAsSe	10(p)			
*IrSbSe		*PtSbSe		
*IrBiSe	50(n)	*PtBiSe		
IrAsTe	60(p)			
IrSbTe		PtSbTe	– 67	– 68
IrBiTe	50(n)	PtBiTe		
* Verbindungen mit geordneter Cobaltin-Struktur Die kursiv gedruckten Verbindungen waren bereits als Mineralien bekannt.				

Es schien deshalb wünschenswert, die Zahl derartiger Verbindungen zu vergrössern, um eine Bestätigung und eventuell eine Erklärung dieser nicht ganz trivialen Tatsachen zu finden. Substitution der Komponenten des Cobaltins und des Gersdorffits durch chemisch gleichartige Elemente

führte auf eine Reihe weiterer Verbindungen der gleichen Struktur (Tab.). Sie wurden alle aus den Elementen durch Sintern bei 500–700°C hergestellt.

Während alle Verbindungen der Kobaltgruppe Halbleiter mit zum Teil hohen Thermokräften sind (siehe Tab.), ergaben Widerstandsmessungen an Verbindungen der Nickelgruppe durchwegs metallisches Verhalten ($10^{-3} - 10^{-4} \Omega \text{ cm}$). Dies trifft insbesondere auch für NiPS zu, d.h. für jene Verbindung, deren Anionen die grösste Elektronegativität aufweisen. Porosität und geringe Reinheit der gesinterten Proben schwächen die Aussagekraft der Leitfähigkeitsmessungen allerdings ab. Die Resultate wurden daher durch Suszeptibilitätsmessungen*) erhärtet. In der Kobaltgruppe erhielten wir wie erwartet diamagnetische Werte, also Spin $s = 0$. Die Verbindungen der Nickelgruppe dagegen verhielten sich ganz unterschiedlich. Die untersuchten Nickelverbindungen zeigten einen Curie-Weiss-Paramagnetismus. An synthetischem NiAsS ermittelten wir jedoch ein Spinnmoment von nur $1,2 \mu_{\text{Bohr}}$ und eine paramagnetische Curietemperatur $\Delta \approx -250^\circ \text{K}$. Für NiSbSe ergab sich ein noch kleineres Spinnmoment. Bei den untersuchten Pd- und Pt-Verbindungen trat ein nur schwach temperaturabhängiger Dia- oder Paramagnetismus auf. Diese Verbindungen weisen folglich sicher keine lokalisierten Spinnmomente auf und verhalten sich ähnlich wie das isoelektronische diamagnetische AuSb₂⁵⁾, das in der Pyrit-Struktur kristallisiert. Halbleitung ist in diesen Verbindungen somit nach unseren Vorstellungen ausgeschlossen.

Cobaltin-Verbindungen mit zwei überschüssigen $d\gamma$ -Elektronen analog zum NiS₂ scheinen nicht zu existieren. Wohl konnten wir das dem NiS₂ entsprechende CuPS als braunes Pulver herstellen; diese nichtmetallische Verbindung kristallisiert jedoch in einer andern Struktur. Suszeptibilitätsmessungen ergaben einen diamagnetischen Wert (295°K: -41 , 195°K: -39 , 80°K: $-27 \cdot 10^{-6}$ CGS-Einh./Mol), was darauf hindeutet, dass das Kupfer +3-wertig mit der Konfiguration $d\epsilon^6 d\gamma_{\frac{5}{2}}^2$ vorliegt und deshalb nicht oktaedrisch von sechs, sondern planar von vier Anionen umgeben sein dürfte. Allerdings könnte ein völlig anders aufgebauter Verbindungstypus mit +1-wertigem Kupfer und (PS)₂-Polyanionen vorliegen.

Literatur

- ¹⁾ F. HULLIGER, *Helv. Phys. Acta* **33**, 959 (1960).
- ²⁾ F. HULLIGER, *Helv. Phys. Acta* **32**, 615 (1959).
- ³⁾ L. C. JACKSON, *Nature* **123**, 279 (1929).
- ⁴⁾ P. R. RAY und D. N. SEN, *J. Indian Chem. Soc.* **25**, 209 (1948).
- ⁵⁾ F. HULLIGER, unveröffentlicht.

*) Diese Messungen konnten dank dem freundlichen Entgegenkommen von Herrn Prof. Dr. G. BUSCH im Laboratorium für Festkörperphysik der ETH ausgeführt werden. Herrn Prof. BUSCH sowie Herrn Dr. S. YUAN und Herrn B. NATTERER möchte ich für ihre Hilfsbereitschaft herzlich danken.

Wachstumsspiralen auf GaS- und GaSe-Einkristallen

von H. U. BOELSTERLI und E. MOOSER

(Cyanamid European Research Institute, Cologny-Genève)

Einkristalle von GaS und GaSe, die nach der von NITSCHKE, BÖLSTERLI und LICHTENSTEIGER¹⁾ beschriebenen Transportreaktionsmethode hergestellt wurden, weisen charakteristische Wachstumsspiralen auf, die sich leicht unter dem optischen Mikroskop beobachten lassen. Die Wachstumsspiralen des GaS zeichnen sich durch ihre sehr regelmässige hexagonale Form aus (Fig. 1). Innerhalb einer Spirale sind Stufenhöhe und Stufenbreite normalerweise konstant. Messungen mit dem Interferenzmikroskop ergeben Stufenhöhen zwischen ca. 500 Å und 1500 Å. Die Wachstumsspiralen auf der Oberfläche von GaSe dagegen haben die Form von gleichseitigen Dreiecken (Fig. 2). Innerhalb einer Spirale lassen sich hier normalerweise keine einheitliche Stufenhöhe und -breite angeben.

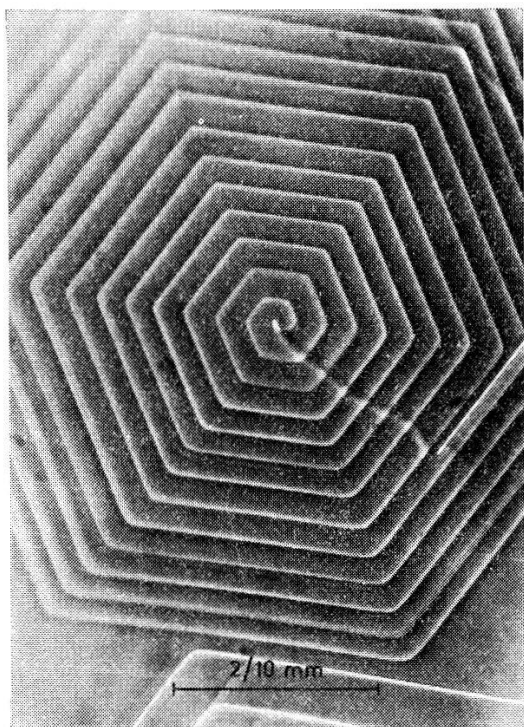


Fig. 1

Wachstumsspirale auf der (0001) Oberfläche eines GaS Kristalls

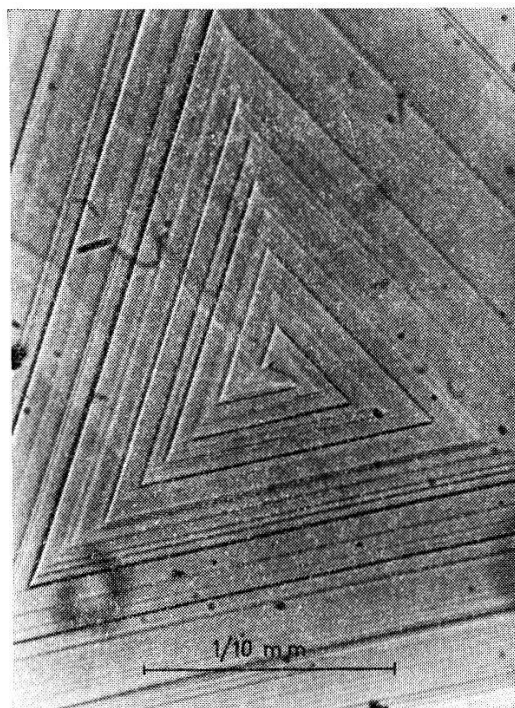


Fig. 2

Wachstumsspirale auf der (0001) Oberfläche eines GaSe Kristalls

Die unterschiedlichen Wachstumsformen sind aufs engste mit den GaS und GaSe Kristallstrukturen verknüpft, auf die wir daher kurz eingehen müssen. Beide Strukturen enthalten als Bauelemente vierfache Schichten vom Typ Anion-Ga-Ga-Anion, unterscheiden sich aber in der

Art und Weise wie diese Schichten aufeinander gestapelt sind²⁾. So lässt sich in GaS jede Schicht in eine ihr benachbarte Schicht durch eine Translation und eine Drehung um 60° überführen. Die so charakterisierte Stapelung führt in eindeutiger Weise auf eine hexagonale Schichtstruktur. In GaSe dagegen gehen benachbarte Schichten durch eine Translation allein auseinander hervor. Es können dabei zwei wesentlich verschiedene Fälle unterschieden werden, so dass die Stapelung der Schichten nicht mehr eindeutig ist: es gibt eine hexagonale und eine rhomboedrische GaSe Modifikation³⁾. Da beide Modifikationen im gleichen Kristall nebeneinander bestehen können, wird die Stapelsequenz im allgemeinen unregelmässig sein, so dass sie beschrieben werden kann als abgeleitet von der hexagonalen Stapelung durch Einführen von Stapelfehlern. Diese Beschreibung ist deshalb besonders zweckmässig, weil elektronenmikroskopische Untersuchungen der Versetzungen in GaSe gezeigt haben, dass die Stapelfehlerenergie in dieser Verbindung verschwindend klein ist^{2), 4)} und Stapelfehler daher mit grosser Häufigkeit auftreten.

Wie die Röntgenanalyse ergeben hat, werden die Fronten der Wachstumsstufen auf GaS und GaSe Kristallen durch $\{h\ 0\ \bar{h}\ 0\}$ Ebenen gebildet. Indessen folgt aus der oben wiedergegebenen Diskussion der Strukturen, dass nur in GaS alle sechs möglichen Wachstumsfronten dieselbe Oberflächenstruktur aufweisen: sie sind gleichmässig mit Ga und S Atomen belegt und haben daher alle dieselben Wachstumsgeschwindigkeit. Damit aber ist die hexagonale Form der Spiralen des GaS gedeutet. Im Gegensatz dazu sind von den sechs in GaSe möglichen Wachstumsfronten drei ausschliesslich mit Ga Atomen besetzt. Wir können sie mit $(10\bar{1}0)$, $(1\bar{1}00)$ und $(0\bar{1}10)$ indizieren und nennen sie A-Oberflächen. Die drei ihnen gegenüberliegenden B-Oberflächen $(\bar{1}010)$, $(11\bar{0}0)$ und $(01\bar{1}0)$ enthalten dann nur Se Atome. In Anlehnung an die von GATOS und LAVINE⁵⁾ durch Ätzversuche an InSb gefundenen Verhältnisse dürfen wir daher annehmen, dass das Wachstum auf einer der Oberflächenarten (vermutlich auf den A-Oberflächen) bedeutend langsamer fortschreitet als auf den anderen Oberflächen. Die langsamer fortschreitenden Flächen verbreitern sich daher auf Kosten der schnell wachsenden bis schliesslich nur noch drei Wachstumsfronten übrigbleiben, die miteinander ein gleichseitiges Dreieck einschliessen.

Nachdem wir die Form der GaSe Spiralen erklärt haben, bleibt uns noch, ihre unregelmässigen Stufenhöhen und -breiten zu deuten. Dazu denken wir uns den betrachteten GaSe Kristall derart in Schichtpakete geteilt, dass jedes dieser Pakete nur entweder eine hexagonale oder eine rhomboedrische Stapelung aufweist. Es leuchtet ein, dass die Wachstumsgeschwindigkeiten dieser Schichtpakete von der Stapelung und vermutlich auch von ihrer Dicke abhängen. Allerdings sind die auftretenden

Geschwindigkeitsunterschiede bedeutend geringer als diejenigen zwischen A- und B-Oberflächen. Die Höhe der ursprünglichen Wachstumsstufe ist gleich der Länge b des Burgersvektors der die Spirale erzeugenden Schraubenversetzung. Wie wir unten sehen werden ist b so gross, dass die ursprüngliche Wachstumsstufe mehrere Schichtpakete der oben beschriebenen Art enthalten kann. Wenn daher das unterste Schichtpaket nicht zufälligerweise die geringste Wachstumsgeschwindigkeit hat, wird sich die ursprüngliche Stufe in mehrere Unterstufen auflösen. Vorausgesetzt, dass sich die Stapelung und daher die Schichtpakete der ursprünglichen Wachstumsstufe im Verlauf des Wachstums nicht ändern, werden sich die Unterstufen in regelmässiger Folge im vertikalen Abstand b auf der Flanke der Spirale wiederholen. Solche periodisch sich wiederholende Serien von Unterstufen sind in Fig. 3 und 4 deutlich erkennbar. (Durch teilweises Abdampfen der Spirale nach ihrer Bildung treten die Unterstufen besonders deutlich hervor. Die Abrundung der Ecken in Fig. 4 ist auf diese Weise entstanden.) Für die in Fig. 4 dargestellte Spirale ergab sich die Höhe b der ursprünglichen Wachstumsstufe, die hier auch als Gitterkonstante einer polymorphen Form des GaSe gedeutet werden kann zu $b = 1050 \pm 50 \text{ \AA}$. Dieser Wert stimmt gut überein mit den in GaS gefundenen Stufenhöhen.

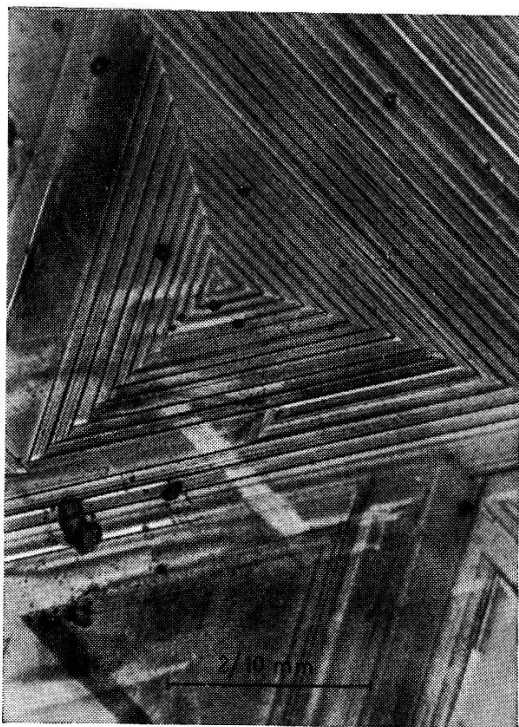


Fig. 3

Periodische Stufenfolgen in einer GaSe Spirale



Fig. 4

Periodische Stufenfolgen in einer GaSe Spirale

Die Erhaltung der Stapelung und damit der Unterstufen bei fortschreitendem Wachstum stellt die Ausnahme dar. Die durch mechanische Spannungen im Zentrum einer Spirale erzeugten Versetzungen zerfallen wegen der sehr kleinen Stapelfehlerenergie des GaSe in partielle Versetzungen und Stapelfehlerbänder. Die so ständig neu entstehenden Stapelfehler verändern Zahl und Dicke der rhomboedrischen und hexagonalen Schichtpakete, so dass sich die für die GaSe Spiralen typischen unregelmässigen Stufenhöhen und -breiten ergeben.

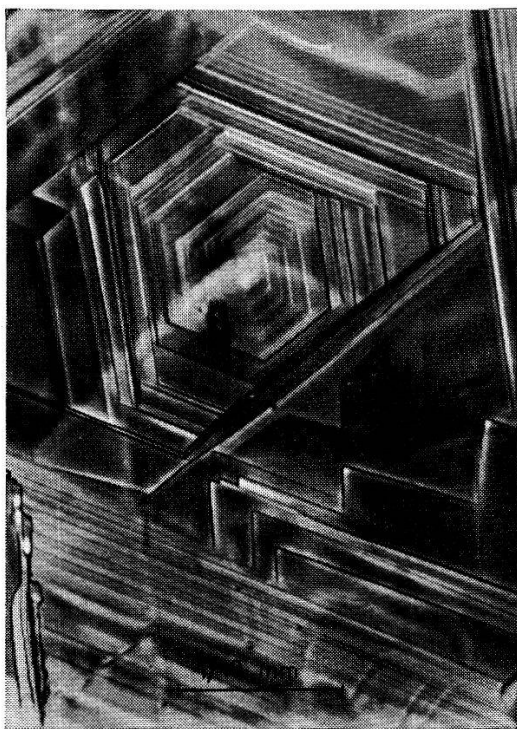


Fig. 5

Spirale auf der (0001) Oberfläche eines Mischkristalls $\text{GaSe}_{0.87}\text{S}_{0.13}$

Schliesslich sei mitgeteilt, dass mit der erwähnten Transportreaktionsmethode auch Mischkristalle der Zusammensetzung $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$ mit $0 < x < 0,5$ gezüchtet werden können. Da sich die Erscheinungsformen der Wachstumsspiralen des GaS und des GaSe eindeutig den verschiedenen Kristallstrukturen zuordnen lassen, ist es möglich, in einer Mischkristallreihe den Übergang von den GaSe Modifikationen zu der GaS Struktur durch mikroskopische Beobachtung zu verfolgen. Es ergeben sich dabei im Bereich $0 \leq x < 0,2$ verschiedene Übergangsformen (Fig. 5) zwischen drei- und sechseckigen Spiralen. Für $x \geq 0,2$ weisen alle Spiralen die für die GaS Struktur charakteristische regelmässige hexagonale Form auf. Wir dürfen daher schliessen, dass die GaS Struktur wesentlich stabiler ist als die GaSe Modifikationen.

Literatur

- 1) R. NITSCHÉ, H. U. BOELSTERLI und M. LICHTENSTEIGER, J. Phys. Chem. Solids **21**, 199 (1961).
- 2) Z. L. BASINSKI, D. B. DOVE und E. MOOSER, Helv. Phys. Acta **34**, 373 (1961).
- 3) K. SCHUBERT, E. DÖRRE und M. KLUGE, Z. Metallkunde **46**, 216 (1955).
- 4) Z. L. BASINSKI, D. B. DOVE und E. MOOSER, J. Appl. Phys., im Druck.
- 5) H. C. GATOS und M. C. LAVINE, J. Phys. Chem. Solids **14**, 169 (1960).

**EPR-Spektren von Mn^{2+} und Fe^{3+}
in einem natürlichen $MgAl_2O_4$ -Spinell**

von F. WALDNER

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Mn^{2+} : siehe Helv. phys. Acta **35**, 756 (1962).

Fe^{3+} : Die Aufspaltungsparameter von dreiwertigen Eisenionen in oktaedrischen Zwischenräumen, berechnet aus dem Spektrum mit $\theta = 0^\circ$, wurden in ¹⁾ angegeben. Die gemessene θ -Abhängigkeit des Spektrums stimmt mit dem berechneten Verlauf (IBM-709) überein. Der extrem grosse Wert des kubischen Parameters $a = (0,047 \pm 0,002) \text{ cm}^{-1}$ bestätigt die Voraussage des «Ein-Ionen»-Modells der Anisotropie-Energie von Ferrimagneten von YOSHIDA und TACHIKI²⁾. Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

Literatur

- 1) E. BRUN, H. LOELIGER und F. WALDNER, C. R. Colloque Ampère **10**, 167 (1961).
- 2) K. YOSHIDA und M. TACHIKI, Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) **17**, 331 (1957).

Note sur les symétries en théorie quantique

par G. EMCH

(Institut de Physique Théorique, Genève)

et C. PIRON

(Institut de Physique Théorique, Genève, et Université de Lausanne)

Résumé

τ étant l'ensemble des propositions sur un système physique¹⁾, on définit une symétrie comme un automorphisme de τ qui conserve les relations logiques entre les propositions, en particulier l'implication; on

montre alors que toute symétrie peut être représentée par une transformation semi-linéaire de l'espace $\mathfrak{H}$ des états du système considéré. Ainsi, le théorème de WIGNER apparaît comme un cas particulier de notre résultat, valable lorsque $\mathfrak{H}$ est construit sur le corps des nombres complexes; en revanche, notre résultat est valable quel que soit le corps sur lequel on construit $\mathfrak{H}$; si $\mathfrak{H}$ est construit sur les nombres réels²⁾, toute symétrie peut être représentée par une transformation linéaire; enfin, si $\mathfrak{H}$ est construit sur les quaternions³⁾, toute symétrie peut être représentée par une transformation co-linéaire, c'est-à-dire:

$$U(\alpha\Psi + \beta\Phi) = q\alpha q^{-1}U\Psi + q\beta q^{-1}U\Phi.$$

Le résultat général est obtenu en utilisant le premier théorème fondamental de la géométrie projective, qui s'énonce ainsi⁴⁾: «Si A et B sont deux espaces vectoriels de dimension au moins égale à 3, toute application biunivoque des sous-espaces de A sur ceux de B , qui respecte la structure d'ordre partiel (par rapport à l'inclusion) des sous-espaces, peut être représentée par une application semi-linéaire de A sur B ». Ce théorème n'est qu'une généralisation à un nombre ($n \geq 3$) quelconque de dimensions d'un théorème bien connu dans l'espace à 3 dimensions; en effet, une application telle que celle de l'hypothèse du théorème applique les points et les droites de l'espace projectif de A respectivement sur les points et les droites de l'espace projectif de B .

Un article détaillé sera publié ultérieurement.

Bibliographie

- ¹⁾ G. BIRKHOFF et J. VON NEUMANN, *Ann. of Math.* 37, 823 (1936); C. PIRON, Thèse à paraître.
- ²⁾ E. C. G. STUECKELBERG, *Helv. Phys. Acta* 32, 254 (1959); 33, 727 (1960).
- ³⁾ D. FINKELSTEIN, J. M. JAUCH, S. SCHIMINOVICH et D. SPEISER, *J. Math. Phys.* 3, 207 (1962).
- ⁴⁾ R. BAER, *Linear Algebra and Projective Geometry* (New York 1952).

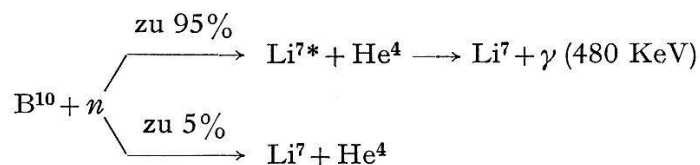
Empfindlichkeit von BF_3 -Zählrohren mit einfacher Paraffinanordnung

VON V. MEYER, J. STAUB, und H. STAUB
(Universität Zürich)

Die nachstehend beschriebenen BF_3 -Zählrohre sind in erster Linie als Dosimeter für schnelle Neutronen verwendbar. Sie sind klein und leicht tragbar. Ihre Empfindlichkeit wurde mit einer Genauigkeit von etwa 10% bestimmt.

Die Zählrohre wurden mit BF_3 -Gas, welches zu 96% mit B^{10} angereichert war, mit einem Druck von 287 mm Hg gefüllt. Das BF_3 -Gas wurde dargestellt durch Dissoziation des Komplexes $(\text{BF}_3 \cdot \text{CaF}_2)$ und durch Destillieren gereinigt. Die Zählrohre sind in Paraffin eingebettet, um die nachzuweisenden schnellen Neutronen zu thermalisieren. Die Paraffinanordnung besteht aus einer 3 cm dicken und 30 cm langen Paraffinhüllung, die in einer 0,5 mm dicken Kadmiumhülse steckt, um thermische Neutronen, welche von aussen in den Zähler gelangen würden, zu absorbieren. Das Zählrohr selbst besteht aus zwei konzentrischen Messingzylindern von 5 cm bzw. 7 cm Durchmesser und 25 cm bzw. 30 cm Länge. Der äussere ist auf Erdpotential. Der innere ist die Hochspannungselektrode, welche auf drei Porzellanisolatoren montiert ist. Die Sammelelektrode ist ein Stahldraht von 0,15 mm Durchmesser, der an beiden Enden an Glasdurchführungen angelötet ist. Für die Dichtung wurde ein Draht aus reinem Blei verwendet. Organische Materialien dürfen nicht gebraucht werden, da diese vom BF_3 stark angegriffen und zerstört werden. Das Zählrohr mit der Paraffinanordnung wiegt nur 8 kg. Lange Zuleitungen ermöglichen es, die Zählrohre ohne Verschieben der dazugehörigen Elektronik herumzutragen, um die Neutronenflüsse an verschiedenen Orten zu messen.

Die Zählrohre arbeiten im Proportionalbereich. Bei der angelegten Spannung von -2400 Volt beträgt die Gasmultiplikation etwa 230. Die spektrale Pulsverteilung weist, wie erwartet, zwei Gruppen auf, welche von den beiden Übergängen der $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ -Reaktion herrühren¹⁾:

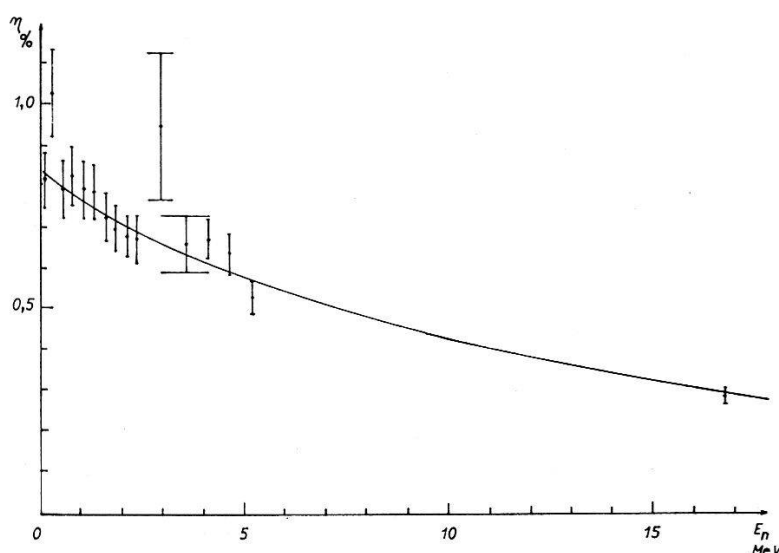


Die Empfindlichkeit dieser Zählrohre wurde definiert als Verhältnis aller gezählten Pulse zur Anzahl einfallender Neutronen. In der Anzahl gezählter Neutronen sind auch diejenigen enthalten, welche von gestreuten Neutronen herrühren, während die Anzahl einfallender Neutronen nur durch diejenigen bestimmt wird, die direkt von der Quelle auf die Zählervorderfront gelangen. Die Anzahl gestreuter Neutronen wurde möglichst klein gehalten. Wegen der Kleinheit der Paraffinanordnung hängt die Empfindlichkeit von der Energie der einfallenden Neutronen ab. Diese Abhängigkeit wurde mit monoenergetischen Neutronen der folgenden Kernreaktionen bestimmt:

1. Die $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ -Reaktion lieferte Neutronen mit Energien zwischen 0,1 und 2,3 MeV für Protonen von 2–4 MeV. Die dünne LiOH -Target wurde hergestellt, indem metallisches Lithium im Vakuum auf Gold-

träger aufgedampft und dann in eine feuchte Atmosphäre gebracht wurde, um das Lithium zu hydroxieren. Die Dicke konnte durch Wägung auf einer Mikrowaage bestimmt werden, nachdem das Hydroxyd quantitativ in das Karbonat übergeführt worden war. Die Wägung selbst war genügend genau, aber eine grosse Unsicherheit lag in der Kenntnis der genauen chemischen Zusammensetzung der Target.

2. Die $D(d, n)He^3$ -Reaktion ergab Neutronen von 4–5 MeV für Deuteronen von 1–2 MeV. Es wurde eine dicke D_2O -Eistarget verwendet. Schweres Wasser wurde im Vakuum auf ein mit flüssiger Luft gekühltes Kupferplättchen kondensiert.
3. Bei der $T(d, n)He^4$ -Reaktion wurde ein einziger Wert gemessen; Deuteronen von 1 MeV ergaben Neutronen von 17 MeV. Eine Änderung der Deuteronenenergie zwischen 1 und 2 MeV lässt die Neutronenenergie praktisch unverändert, da die Reaktion einen hohen Q -Wert von 17,59 MeV hat. Aus geometrischen Gründen konnten nur Neutronen in der Vorwärtsrichtung gemessen werden. Es wurde eine dicke T-Zr-Target mit bekanntem T-Gehalt benutzt.



Empfindlichkeitskurve

Die Neutronenausbeuten der beiden dicken Targets wurden durch graphische Integration der Wirkungsquerschnitte ermittelt, die Neutronenenergien klassisch berechnet. Aus dem bekannten festen Abstand der Target vom Zähler und aus der Grösse der Zählervorderfront konnte die Anzahl einfallender Neutronen berechnet werden. Um den festen Abstand zu bestimmen, wurde mit Pu-Be-bzw. Ra-Be-Neutronen die effektive Mitte²⁾ des Zählers bestimmt. Die radioaktiven Quellen wurden freundlicherweise vom Basler Physik-Institut kalibriert³⁾.

Messungen mit Ra-Be- und Pu-Be-Neutronen lieferten zwei weitere Punkte der Empfindlichkeitskurve. Die mittleren Energien wurden aus den bekannten Neutronenspektren¹⁾ durch graphische Integration berechnet.

Die Empfindlichkeit η (Fig.) nimmt zwischen 1 und 5 MeV um nur 13%, zwischen 1 und 10 MeV um 20% ab. Für beide Bereiche wurde eine mittlere Empfindlichkeit bestimmt. Daraus konnte dann diejenige Zählrate berechnet werden, welche zur Toleranzdosis von 10 schnellen Neutronen pro sec und cm² gehört. Somit sind die Zählrohre als Dosimeter verwendbar. Die zeitliche Konstanz ist gut; die spektrale Pulsverteilung wurde gleich nach dem Füllen und dann drei Monate später gemessen. Nach dieser Zeit war sie nur um ca. 10% verbreitert.

Literatur

- ¹⁾ J. B. MARION und J. L. FOWLER, Fast Neutron Physics, Vol. I, Interscience Publishers, New York (1960).
- ²⁾ J. DE PANGHER, Nucl. Instr. 5, 61 (1959).
- ³⁾ C. V. PLANTA und P. HUBER, Helv. Phys. Acta 29, 375 (1955).

Absolutbestimmung des Schwellenwertes der Reaktion $T(p,n)He^3$ und die Neutron-Proton-Massendifferenz

von R. C. SALGO, H. H. STAUB, und H. WINKLER
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in Helv. Phys. Acta

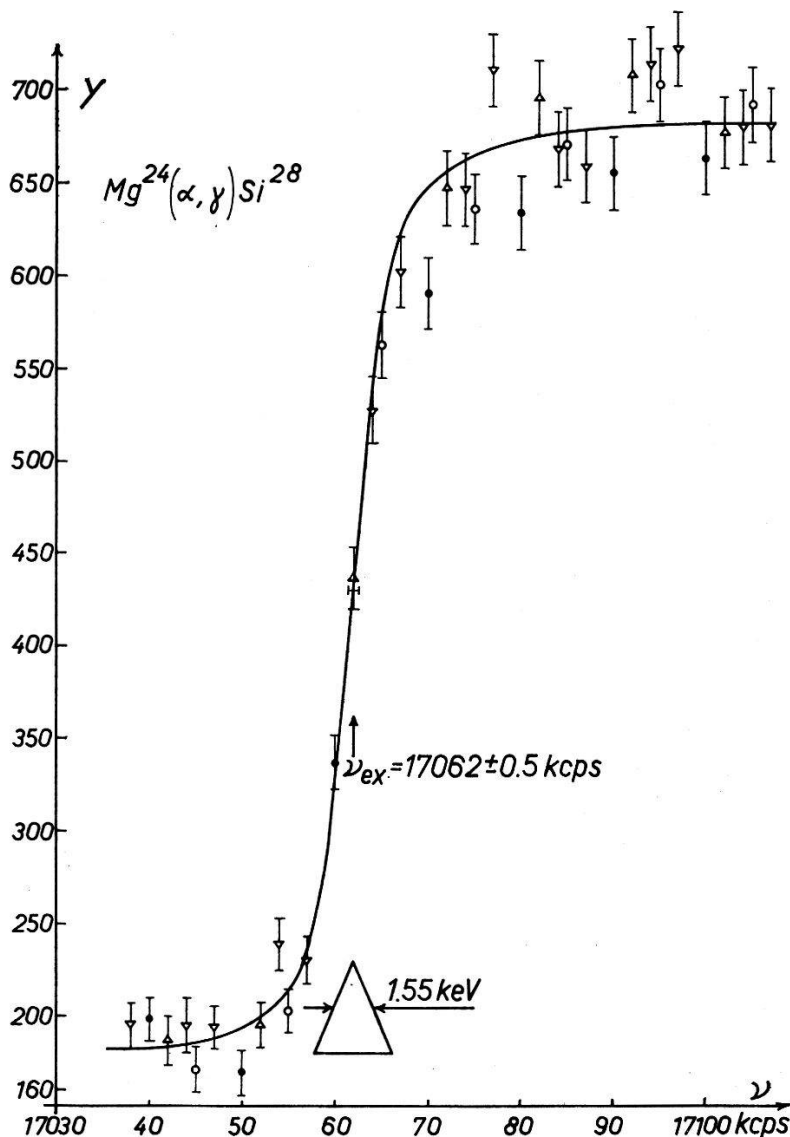
Precision Determination of the Mass Difference $Al^{27}-Mg^{24}$ from the Reactions $Mg^{24}(\alpha,\gamma)Si^{28}$ and $Al^{27}(p,\gamma)Si^{28}$

by A. RYTZ, H. H. STAUB, H. WINKLER, and F. ZAMBONI
(Universität Zürich)

In order to examine a difference of about 11 KeV in the excitation energy of several excited levels of Si^{28} , obtained through the reaction $Mg^{24}(\alpha,\gamma)Si^{28}$ by SMULDERS¹⁾ and the reaction $Al^{27}(p,\gamma)Si^{28}$ by ANDERSEN²⁾, we have made absolute precision measurements of two corresponding resonances of the two reactions.

The experimental set-up is that described by WINKLER and ZYCH³⁾ and by RYTZ, STAUB, and WINKLER⁴⁾. As targets we have used Al and Mg films about 5–10 KeV thick, evaporated in the vacuum of the spectro-

meter on silver backings. For the $\text{Mg}^{24}(\alpha, \gamma)$ reaction we have also used a block of metallic Mg as thick target. Figure shows the data taken with a semithick target on the $\text{Mg}^{24}(\alpha, \gamma)$ reaction at 3.200 MeV. The resolution of the spectrometer was about 1 in 2100 and the current at the target about $0.5 \mu\text{A}$ He^+ -ions. Because of the higher yield, the $\text{Al}^{27}(p, \gamma)$ reaction was measured with a resolution of 1 in 3400 and about $0.05 \mu\text{A}$ proton current at the target. The detector was a shielded 3×3 inch NaJ(Tl) cristal, mounted behind the target in the direction of the beam.



$\text{Mg}^{24}(\alpha, \gamma)$ resonance at 3200 MeV. The abscissa is the Li^7 nuclear magnetic resonance frequency. Counting errors and resolution are shown to scale. Data are from 3 consecutive runs on the same semithick target.

The measured values of the two corresponding resonances are:

$$\begin{aligned} \text{Mg}^{24}(\alpha, \gamma): \quad E_{\alpha} &= 2437.4 \pm 1 \text{ KeV}; & E_{\gamma} &= 3199.8 \pm 1 \text{ KeV} \\ \text{Al}^{27}(p, \gamma): \quad E_p &= 504.88 \pm 0.15 \text{ KeV}; & E_{\gamma} &= 1183.25 \pm 0.25 \text{ KeV} \end{aligned}$$

Assuming that in both reactions the same levels of Si^{28} were excited, we get as $\text{Al}^{27}\text{--Mg}^{24}$ mass difference from the two pairs:

Higher resonances: $\text{Al}^{27}\text{--Mg}^{24}$: $3 m_u - (3261.6 \pm 1.0) \text{ KeV}$

Lower resonances: $\text{Al}^{27}\text{--Mg}^{24}$: $3 m_u - (3262.3 \pm 1.0) \text{ KeV}$

According to the mass tables of EVERLING *et al*⁵⁾, the mass difference is

$$\text{Al}^{27}\text{--Mg}^{24}: 3 m_u - (3269.1 \pm 2.7) \text{ KeV}$$

The disagreement is about 7 KeV or two times the probable error.

The $\text{Mg}^{24}(\alpha, \gamma)$ resonance at 3.200 MeV has a yield of about 35% of the total yield from all lower lying resonances and is easily obtained with a thick target. Therefore we propose that this resonance can be used as energy calibration point for α -particle beams and for magnetic analysers at high field values (He^+ -beam). The half width of the resonance is $1.8 \pm 0.3 \text{ KeV}$.

References

- 1) P. J. M. SMULDERS (University of Utrecht), Private communication by R. NORDHAGEN (University of Oslo).
- 2) S. L. ANDERSEN, H. BÖ, T. HOLTEBEKK, O. LÖNSJÖ, R. TANGEN, Nuclear Phys. 9, 509 (1958).
- 3) H. WINKLER, and W. ZYCH, Helv. Phys. Acta 34, 449 (1961).
- 4) A. RYTZ, H. STAUB, and H. WINKLER, Helv. Phys. Acta 34, 960 (1961).
- 5) F. EVERLING, L. A. KÖNIG, J. H. E. MATTAUCH, and A. H. WAPSTRA, Nucl. Phys. 18 529 (1960).

Winkelkorrelationsmessungen der Stripping-Reaktion

$\text{Ne}^{20}(d, n\gamma)\text{Na}^{21}$

von W. GRÜEBLER und W. R. GIBBS

(Institut de physique de l'Université de Neuchâtel)

Die experimentelle Bestimmung der Winkelverteilung von (d, n) -Reaktionen erlaubt in vielen Fällen mit Hilfe einer Planwellentheorie die Bestimmung des Bahndrehimpulses des eingefangenen Protons und der Parität des betreffenden Niveaus im Endkern. Ferner liefert sie Informationen über den Spin des fraglichen Niveaus. Diese Methode ist nur erfolgreich, falls der Strippingmechanismus einen überwiegenden Anteil der Reaktion darstellt. Eine Verbesserung der Theorie erfolgte mit der DWBA. Diese Theorie berücksichtigt sowohl die Streuung der Teilchen im Eingangs- und Ausgangskanal als auch die Vorgänge im Kerninnern. Dadurch können besonders die Winkelverteilungen bei grossen Winkeln

besser erklärt werden. Auf Grund dieser Theorien lässt sich aber nicht unterscheiden zwischen Stripping-, «Heavy Particle Stripping»- und Zwischenkernmechanismus. Um diese Frage zu entscheiden, sind Winkelkorrelationsmessungen zwischen emittiertem Neutron und Gamma nötig. Eine besonders vorteilhafte Anordnung ist dabei diejenige, bei der die Neutronen unter einem Winkel von 0° relativ zum einfallenden Deuteronenstrom gemessen werden. In diesem Falle wird die Winkelkorrelationsfunktion für den Strippingmechanismus unabhängig von Energie und unabhängig von den Störungen der Wellen im Eingangs- und Ausgangskanal unter der Voraussetzung, dass die Spinbahnwechselwirkungseffekte klein sind.

Wir haben Winkelkorrelationsmessungen der Reaktion $\text{Ne}^{20}(d, n \gamma) \text{Na}^{21}$ durchgeführt. Die Neutronengruppe, die zum 0,34-MeV-Niveau des Na^{21} führt, und die damit verbundene γ -Strahlung wurden in Koinzidenz gemessen. Messungen mit $\theta_n = 0^\circ$ und Deuteronenenergien von 1,84 und 2,87 MeV wurden ausgeführt. Die vorläufigen Resultate zeigen, dass die Winkelkorrelationsfunktion energieunabhängig ist. Eine weitere Messung mit dem Neutronendetektor in Richtung des Maximums der Winkelverteilung ($\theta_n = 45^\circ$) und dem Gamma-Detektor in der Ebene senkrecht zum Deuteronenstrahl zeigt, dass der Spin des ersten angeregten Zustandes des Na^{21} $5/2$ beträgt. Die vorläufigen Ergebnisse lassen vermuten, dass ein stärkerer Spinbahnwechselwirkungseffekt oder ein anderer Reaktionsmechanismus auftritt.

Développement d'un type nouveau de spectromètre à neutrons rapides

par C. NUSSBAUM, C. LUNKE et C. ZANGGER
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Le spectromètre à neutrons rapides qui a fait l'objet d'un récent développement dans notre Institut est composé (Fig. 1) d'un scintillateur central au C_6D_6 ($\varnothing = 4$ cm) et d'un scintillateur annulaire NE-102 ($\varnothing_i = 6$ cm, $\varnothing_e = 14$ cm, $d = 4$ cm). La diffusion successive d'un neutron incident par un noyau ^2D du scintillateur central, puis sur un noyau ^1H du scintillateur annulaire définit un recul quasi-central du deuton. L'énergie du deuton est alors utilisée comme mesure pour l'énergie du neutron incident avec laquelle elle se trouve en relation univoque. La table de la Fig. 1 montre que l'angle d'émission θ_d du deuton est environ quatre fois moindre que l'angle de diffusion θ_n du neutron vers l'arrière. Cette caractéristique cinématique conduit à une bonne définition de

l'énergie du deuton de recul puisque pour les angles $\theta_n^{\max} = 50^\circ$ et $\theta_n^{\min} = 10^\circ$ qui se présentent dans notre dispositif, la largeur extrême du spectre en énergie due aux fluctuations cinématiques est estimée à 8% et la largeur à mi-hauteur à moins de 4%. Ce principe de spectromètre utilise donc la particule de recul central par une sélection cinématique du neutron diffusé. Le blindage du type « ombre » Fe (25 cm)–paraffine à l'acide borique (25 cm)–plomb (10 cm) protège le scintillateur annulaire contre les neutrons directs et les gammas. La contribution du noyau ^{12}C du scintillateur central donne, pour plusieurs raisons, des impulsions d'énergie environ dix fois inférieures à celles du noyau ^2D et ne cause aucun inconvénient.

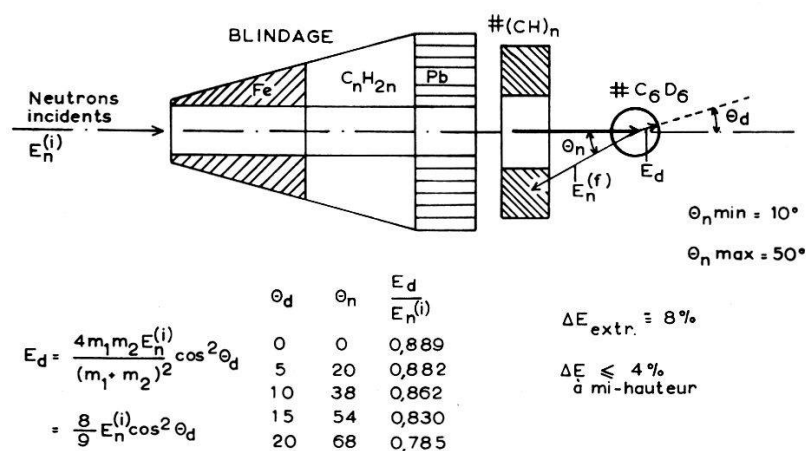


Fig. 1

Principe physique

Dans le dispositif électronique (Fig. 2), les impulsions anodiques des deux photomultiplicateurs définissent une coïncidence rapide identifiant un neutron diffusé; l'impulsion de la 14^e dynode du photomultiplicateur central est utilisée pour la mesure de l'énergie du deuton de recul. La résolution de l'unité de coïncidence est ajustée de manière qu'un spectre de 0,2 à 2 MeV pour le neutron diffusé (c.-à.-d. de 2 à 20 MeV pour le neutron incident) puisse prendre place sur le plateau de la courbe de coïncidence, la position du spectre étant ajustée au moyen d'une ligne de retard dans la voie du photomultiplicateur central. L'impulsion de mesure de l'énergie du deuton de recul est alors introduite dans un analyseur à 128 canaux au travers d'une porte commandée par l'impulsion de coïncidence.

Afin de calibrer le spectromètre, nous avons enregistré divers spectres de neutrons issus des réactions $D-D$ et $D-T$. La Fig. 3 montre deux résultats, pris indépendamment, à 6 et 18 MeV. Pour des résolutions en énergie de l'ordre de 10%, ce spectromètre est caractérisé par des rende-

ments de détection intéressants: $2 \cdot 10^{-3}$ à 6 MeV, tombant à $3 \cdot 10^{-4}$, à 18 MeV. On peut obtenir que la réponse en énergie soit quasilineaire dans un large domaine utile.

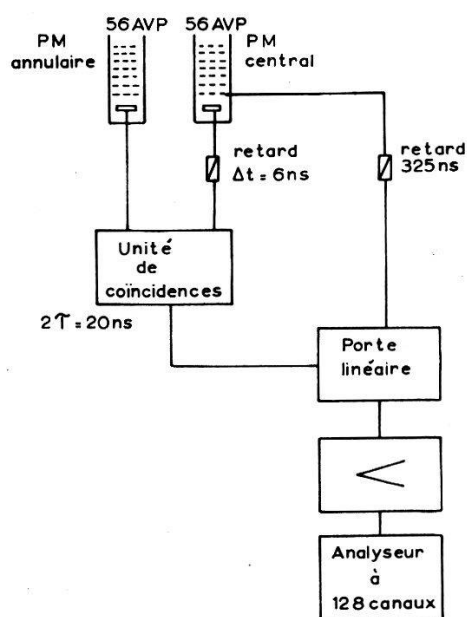


Fig. 2

Schéma électronique de principe

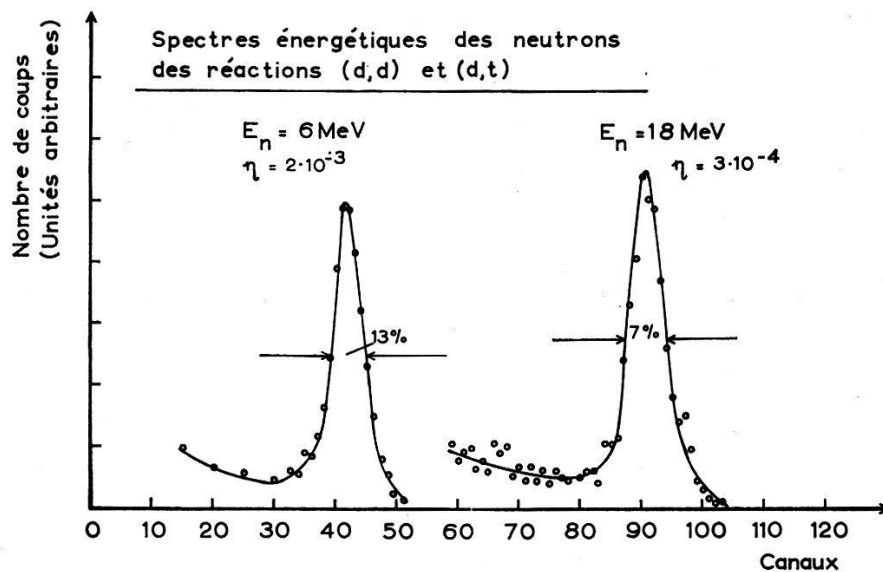


Fig. 3

Mesures d'étalonnage

Quelques essais de mesures nous ont permis de tester l'efficacité de ce spectromètre. La Fig. 4 montre les spectres de neutrons issus de la réaction (d, n) dans une cible gazeuse d'azote et une cible solide de

lithium. Les pics ont pu être identifiés sans difficulté. On constate que les pics provenant de la transition au niveau fondamental et au premier niveau excité du Be^8 , distants de 2,8 MeV, sont distincts pour une énergie d'environ 16 MeV; cette séparation peut être encore améliorée. Grâce au bon rendement du spectromètre, ces spectres ont été obtenus en moins d'une heure.

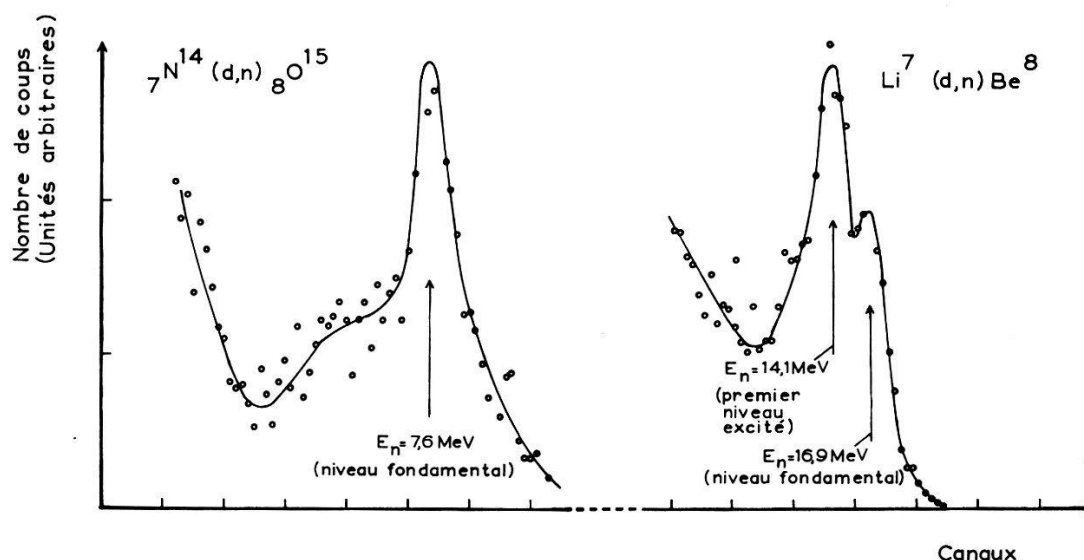


Fig. 4

Mesures d'essai

	Domaine favorable d'énergie (MeV)	Rendement de détection	Résolution d'énergie (%)
Temps de vol (source pulsée)	0,5 - 15	élevé	1 - 15 %
Temps de vol (particule associée)	0,5 - 15	moyen	1 - 15 %
Plaque photographique nucléaire (protons de recul)	0,5 - 20	10^{-2} - 10^{-3}	1 - 5 %
Collimation de deutons dans C_6D_6	5 - 20	$2 \cdot 10^{-3}$ - $3 \cdot 10^{-4}$	15 - 10 %
Collimation de protons de recul dans gaz	1 - 6	$2 \cdot 10^{-5}$ - $7 \cdot 10^{-4}$	5 - 15 %
Détection de neutrons diffusés par l'hydrogène	1 - 6	env. 10^{-4}	env. 10 %
Radiateur de polyéthylène avec collimation des protons	1 - 6	10^{-5} - 10^{-4}	10 %

Fig. 5

Caractéristiques de différents spectromètres à neutrons rapides

La comparaison des divers types de spectromètres à neutrons rapides (Fig. 5) montre que notre dispositif est un utile complément dans le domaine des énergies élevées (6–20 MeV). Il peut en effet se substituer avantageusement aux plaques photographiques nucléaires dans les cas

où une résolution d'environ 10% est suffisante, et également entrer en compétition avec les techniques de temps de vol dans l'étude des réactions du type (particule chargée, n). Nous avons l'intention d'appliquer notre dispositif à l'étude des réactions (d, n) dans le domaine des noyaux légers.

Erzeugungsquerschnitte für Edelgase aus Mg, Al, Fe, Ni, Cu und Ag bei Bestrahlung mit 540 MeV Protonen

von R. H. BIERI

(Anorganisch-Chemisches Institut der Universität Zürich
und Physikalisches Institut der Universität Bern)

und W. RUTSCH

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Aus einer Reihe von im Synchrozyklotron des CERN bestrahlten Targets wurden die Edelgase extrahiert und im Omegatron-Massenspektrometer gemessen. Die Bestrahlung erfolgte im «internal beam» und für alle Targetmaterialien gleichzeitig, wobei die totale Targetdicke ca. 14 mm betrug. Die auf das Target einfallende Protonenzahl wurde mit Hilfe der $\text{Al}^{21}(p, 3p\ n)\text{Na}^{24}$ -Reaktion bestimmt. Als Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion wurde 11 mb angenommen (GOEBEL und SCHULTES, 1960). Nach Berücksichtigung einer 15%-Korrektur für Neutronen lässt sich eine totale Zahl von $3,57 \cdot 10^{15} p^+$ auf dem Target errechnen. Die als Target verwendeten Metalle waren nicht vakuum-entgast und enthielten deshalb schon vor der Bestrahlung beträchtliche Mengen von Edelgasen, hauptsächlich aber He^4 . In einer separaten Messung wurde aus diesem Grunde der Grad der Verunreinigung bestimmt und dann bei der Analyse des bestrahlten Endes berücksichtigt. Die Tabelle 1 zeigt die so erhaltenen Resultate.

Diskussion

Es wurde schon früher gezeigt (RUDSTAM, 1956), dass der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung der totalen Isobaren, die ΔA Masseneinheiten vom Ausgangskern mit der Massenzahl A_0 entfernt liegt, einem Exponentialgesetz der Form

$$\sigma(\Delta A) = k_1 e^{-k_2 \Delta A}$$

folgt, sofern nur ΔA hinreichend gross (~ 6) und andererseits $A_0 - \Delta A \geq \sim 20$ ist. Durch eine neuere Studie (OESCHGER und SCHWARZ, 1961) ist es möglich geworden, die Konstanten k_1 und k_2 direkt aus der Energie der Protonen und der Massenzahl des Ausgangskernes zu berechnen. Da sowohl Ar^{38} als auch Ne^{21} - und beim Ag-Target Kr^{83} - die

totale Isobare darstellen, lassen sich diese Erzeugungsquerschnitte unmittelbar mit der Spallations-Formel vergleichen. Die Durchführung der Rechnung zeigt, dass die gemessenen Erzeugungsquerschnitte überall höher liegen als die gerechneten, und zwar bei Ar^{38} etwa um 20% und bei Ne^{21} sogar um ca. 80%. Führt man jedoch die Rechnung für 600 MeV durch, so stimmen sowohl die absoluten Werte als auch die Neigungen sehr gut überein. Leider konnten im Ag-Target die Ne- und Ar-Isotope nicht mehr nachgewiesen werden, da die Wirkungsquerschnitte für deren Erzeugung bei dieser Energie etwa um einen Faktor 100 kleiner sind als in Fe. Wiederum stimmt jedoch der Erzeugungsquerschnitt für Kr^{83} innerhalb einiger Prozente mit den für 600 MeV berechneten Werten überein. Da die Erzeugungsquerschnitte bei 540 MeV augenblicklich auch von GOEBEL und ZÄHRINGER gemessen werden, soll jedoch der Versuch, diese Abweichungen zu erklären, zurückgestellt werden.

Erzeugungsquerschnitte für Edelgasisotope bei 540 MeV (in mb).
Der Fehler beträgt überall ca. $\pm 10\%$

Target	He ³	He ⁴	Ne ²⁰	Ne ²¹	Ne ²²	Ar ³⁶	Ar ³⁸	Ar ³⁹
Mg	27	250	25	26	25	—	—	—
Al	31	300	27	28	23	—	—	—
Fe	41	360	—	0,8	0,6	1,1	10	5,1
Ni	49	190	—	0,51	0,56	0,9	6,4	3,0
Cu	40	340	—	0,30	0,33	0,24	3,0	1,8
Ag	57	640	—	—	—	—	—	—
Target	Kr ⁷⁸	Kr ⁸⁰		Kr ⁸¹	Kr ⁸²	Kr ⁸³	Kr ⁸⁴	
Ag	2,2	4,6		5,8	7,2	9,0	0,9	

Zum Schluss seien noch die aus der Reihe fallenden Erzeugungsquerschnitte für He³ und He⁴ aus Ni erwähnt. Nickel hat eine magische Protonenzahl, was den relativ hohen Wert des He³-Querschnittes erklären könnte. Der tiefe Wert für He⁴ ist aber sehr wahrscheinlich nicht signifikant, da die He⁴-Korrektur in diesem Target etwas über 100% betrug.

Wir möchten an dieser Stelle Herrn Dr. K. GOEBEL vom CERN für alle die Bestrahlung betreffenden Angaben sowie speziell für die Überlassung der Targets unseren Dank aussprechen. Der K.A.W. des Schweizerischen Nationalfonds möchten wir für die Unterstützung danken.

Literatur

- K. GOEBEL und H. SCHULTES, CERN-Report 60-3 (1960).
G. RUDSTAM, Spallation of Medium Weight Elements, Univ. of Upsala (1956).
H. OESCHGER und U. SCHWARZ, Conference on Fission and Spallation Phenomena (Abstract) (1961).

Corrélations angulaires gamma-gamma polarisés et schéma de désintégration du Nd-144

par J. F. BAKKEN, R. HESS, et J. W. SUNIER

(Laboratoire de Physique des hautes énergies, EPF, Zürich)

Dans le cadre d'une étude détaillée de la désintégration du Pr-144 au Nd-144, nous avons mesuré la corrélation angulaire directionnelle $\gamma_1 \gamma_2$ entre les gammas de 1490 keV et de 690 keV du Nd-144 (cf. fig. 1). Nous avons obtenu la fonction de corrélation:

$$W(\theta) = 1 - (0,245 \pm 0,007) \cdot P_2(\cos \theta) + (0,005 \pm 0,008) \cdot P_4(\cos \theta).$$

Cette mesure, en accord avec les résultats précédemment obtenus¹⁾, permet d'attribuer au niveau de 2,18 MeV un spin 1 et au paramètre de mélange multipolaire de la transition γ_2 la valeur $|\delta| \leq 0,015$. A la limite des erreurs expérimentales, les valeurs de A_2 et A_4 sont aussi compatibles avec un spin 3. Les rapports d'intensité $\beta_3/\beta_2 (= 0,77)$ et $\gamma_3/\gamma_2 (= 3)$ permettent d'exclure cette possibilité.

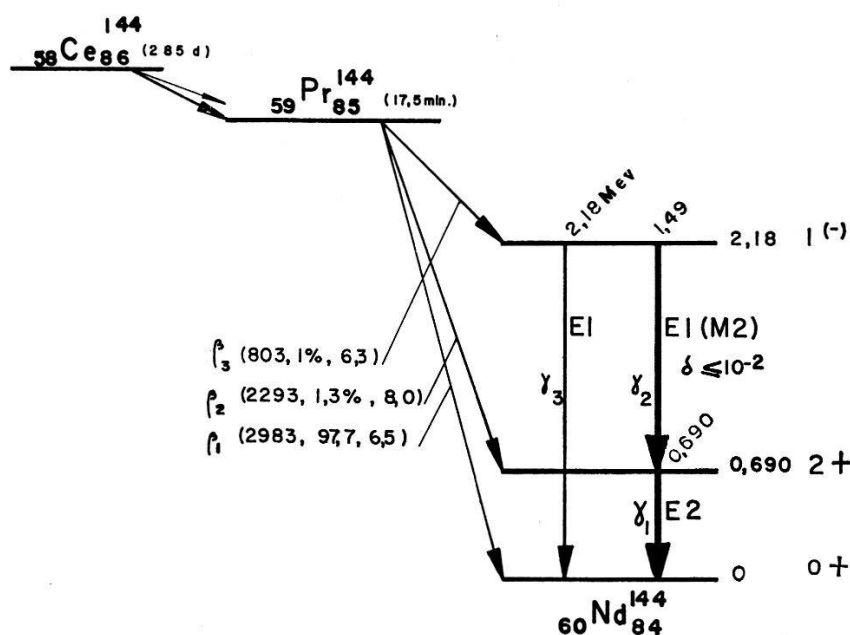


Fig. 1

Nous avons également mesuré la parité du niveau de 2,18 MeV par la mesure de la corrélation angulaire $\gamma_1 \gamma_2$ linéairement polarisés. Dans le cas où seule la polarisation de γ_2 est détectée, et en admettant que cette transition est pure ($\delta = 0$), nous obtenons pour la fonction de corrélation $W(\theta, \phi)$ l'expression théorique²⁾:

$$W_{\text{th}}(\theta, \phi) = 1 - 0,25 P_2(\cos \theta) - (-1)^\sigma 0,125 \cos(2\phi) P_2^2(\cos \theta).$$

ϕ est l'angle entre le vecteur de polarisation de γ_2 et la normale au plan (γ_1, γ_2) . $\sigma = 0$ si la transition γ_2 est un dipôle électrique $E1$ et $\sigma = 1$ si γ_2 est un $M1$. Pour l'expérience, nous avons choisi $\theta = \pi/2$, et formé le rapport de polarisation R :

$$R(\gamma_2) = \{W(\pi/2, \pi/2) - W(\pi/2, 0)\} / \{W(\pi/2, \pi/2) + W(\pi/2, 0)\}.$$

Ce rapport de polarisation prend la valeur théorique $R_{th}(\gamma_2) = +0,333$ si la transition γ_2 est un $E1$ et $R_{th}(\gamma_2) = -0,333$ si γ_2 est un $M1$. Dans le cas où seule la polarisation de γ_1 est enregistrée, nous obtenons pour ce rapport $R_{th}(\gamma_1) = -0,333$, la transition γ_1 étant un $E2$ pur.

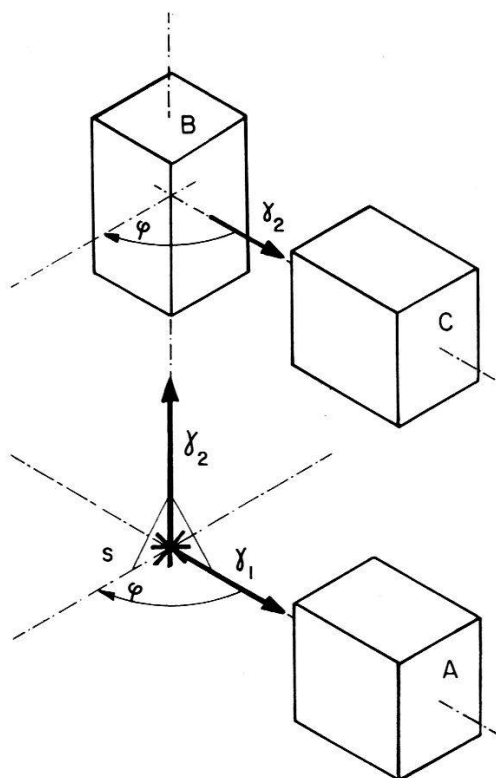


Fig. 2

Notre dispositif expérimental est illustré par la figure 2. La diffusion Compton du détecteur B dans le détecteur C est anisotrope par suite de la polarisation linéaire du gamma incident³⁾. Pour mesurer cette anisotropie, nous avons préféré faire tourner le détecteur A plutôt que C . Le détecteur A , fixé sur une table de corrélation angulaire, prenait successivement les quatre positions $\varphi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$. Nous n'avons pas constaté de différence du taux de comptage pour les angles supplémentaires $\varphi = 0, \pi$ et $\varphi = \pi/2, 3\pi/2$; ceci prouve que le polarimètre ne présente pas d'asymétrie intrinsèque.

Nous avons mesuré simultanément les rapports de polarisation $R(\gamma_1)$ et $R(\gamma_2)$. Les résultats expérimentaux, non corrigés pour l'extension finie des détecteurs et pour la sensibilité du polarimètre, sont les suivants:

$$R_{exp}(\gamma_1) = -0,110 \pm 0,013,$$

$$R_{exp}(\gamma_2) = +0,046 \pm 0,006.$$

Il en résulte que la transition γ_2 de 1490 keV est un $E1$, ce qui assigne au niveau de 2,18 MeV une parité négative. Ce niveau 1- à 2,18 MeV semble être un niveau de vibration octupolaire.

La sensibilité du polarimètre (B , C) est la principale cause de l'atténuation du rapport de polarisation R_{th} . Une évaluation assez grossière permet d'attendre un effet expérimental de l'ordre de $R_{att}(\gamma_1) = -0,08$ et $R_{att}(\gamma_2) = \pm 0,05$. Il est difficile de calculer la sensibilité effective du polarimètre; nous préférons la déterminer expérimentalement. Une mesure témoin avec le Co-60 est en cours.

Bibliographie

- 1) R. L. GRAHAM *et al.*, Can. J. Phys. **36**, 1084 (1958).
- 2) L. C. BIEDENHARN et M. E. ROSE, Rev. Mod. Phys. **25**, 729 (1953).
- 3) F. METZGER et M. DEUTSCH, Phys. Rev. **78**, 551 (1950).

Ionisation von Si-Rückstosskernen in Si-Zähldioden bei Bestrahlung mit 3,0-3,9 MeV Neutronen

von H. BILGER

(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst

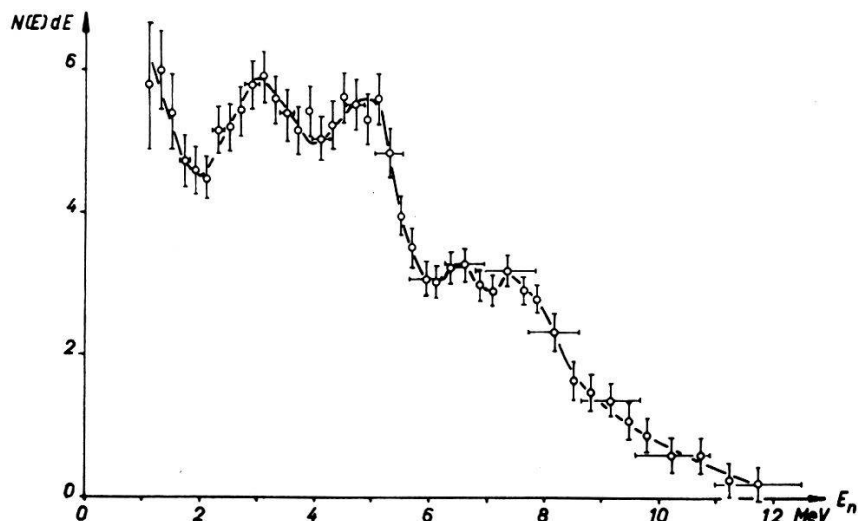
Neutronenspektrum einer Pu-Be-Quelle

von P. HUBER, Z. LEWANDOWSKI, R. PLATTNER, C. POPPELBAUM und R. WAGNER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Das Spektrum einer Pu-Be-Quelle mit 80 g Plutonium*) wurde mit Hilfe der Flugzeitmethode bestimmt. Die experimentelle Anordnung war dieselbe wie in unserer früheren Messung einer 10 g Plutonium enthalten-

*) Die Quelle wurde uns freundlicherweise von Herrn Prof. Dr. B. VITTOZ von der Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne zur Verfügung gestellt.

den Quelle¹⁾. Dank der höheren Quellstärke konnte die Distanz Quelle-Streuplastic von 35 auf 60 cm und die Distanz Streuplastic-Detektor von 188 auf 218 cm erhöht werden. Dadurch wurde das Auflösungsvermögen, welches im Wesentlichen durch die Raumwinkel bestimmt wird, verbessert. Die Registrierung der Flugzeitspektren erfolgte z.T. mit einem 256-Kanal-, z.T. mit einem 128-Kanal-Analysator. Figur 1 zeigt das aus dem Flugzeitspektrum berechnete und auf die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren korrigierte Energiespektrum. Bei einer Koinzidenzrate von 10 pro Minute betrug die Messzeit 180 Stunden.



Neutronenspektrum der Pu-Be-Quelle

Die vertikalen Fehlerschranken sind durch den Fehler der Ansprechwahrscheinlichkeit und durch die Statistik gegeben. Der Fehler in der Energie rührt bis 9 MeV vor allem von den Raumwinkeln her, bei höheren Energien wird er durch die Kanalbreite bestimmt.

Unser Spektrum zeigt zwischen 2 und 9 MeV eine gute Übereinstimmung mit der Messung von BROEK und ANDERSON²⁾. Insbesondere konnten wir jetzt, im Gegensatz zu unserer früheren Messung, zwei Maxima bei 3 und 5 MeV auflösen. Die Überhöhung bei 9,7 MeV war jedoch nicht feststellbar, was auf die schlechte Auflösung in diesem Energiegebiet zurückzuführen sein dürfte. Den starken Anstieg des Spektrums unterhalb 2 MeV, den weder unser früheres Experiment noch die Messung von BROEK und ANDERSON zeigen, schreiben wir der grösseren Ausdehnung der hier verwendeten Quelle zu. Spaltung an Pu und inelastische Streuung der Neutronen am Quellmaterial erzeugen dann nämlich einen merkbaren niederenergetischen Anteil im Neutronenspektrum.

Literatur

¹⁾ Z. LEWANDOWSKI, P. HUBER und R. WAGNER, *Helv. Phys. Acta* **34**, 457 (1961).

²⁾ H. W. BROEK und C. E. ANDERSON, *Rev. Sci. Instr.* **31**, 1063 (1960).

Eine genaue Bestimmung der Arbeit pro Elektron-Loch-Paar in Si-Zähldioden

von E. BALDINGER, W. CZAJA und J. GUTMANN

(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Eine genaue Absolutbestimmung der Arbeit ϵ pro Elektron-Loch-Paar in Si-Zähldioden ist im Hinblick auf die Vielzahl vorliegender Messungen mit zum Teil stark voneinander abweichenden Resultaten, vgl.¹⁾, S. 260, von Interesse.

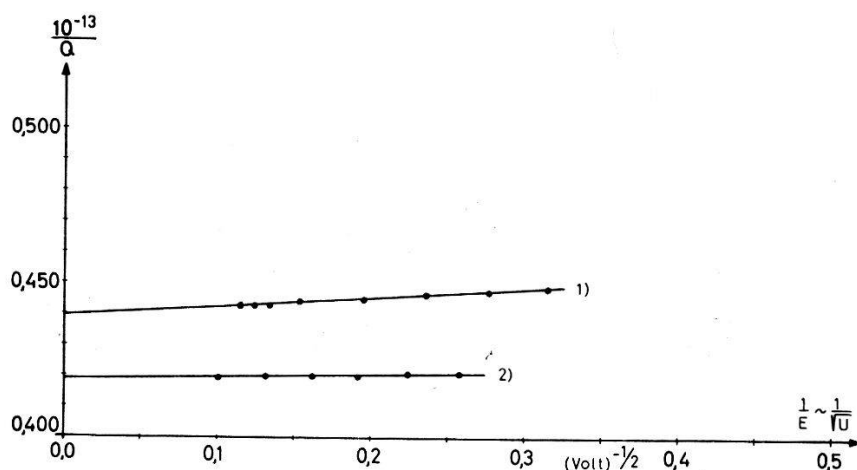


Fig. 1

Sättigungskurven von Si-Zähldioden: Die Sättigungsladungen betragen für 1) RCA-Victor A-3-75-2,0 Diode, $Q_s^{-1} = 0,439 \cdot 10^{13} \text{ (As)}^{-1}$; 2) Surface-Barrier-Diode 600 Ωcm n-Si, $Q_s^{-1} = 0,419 \cdot 10^{13} \text{ (As)}^{-1}$

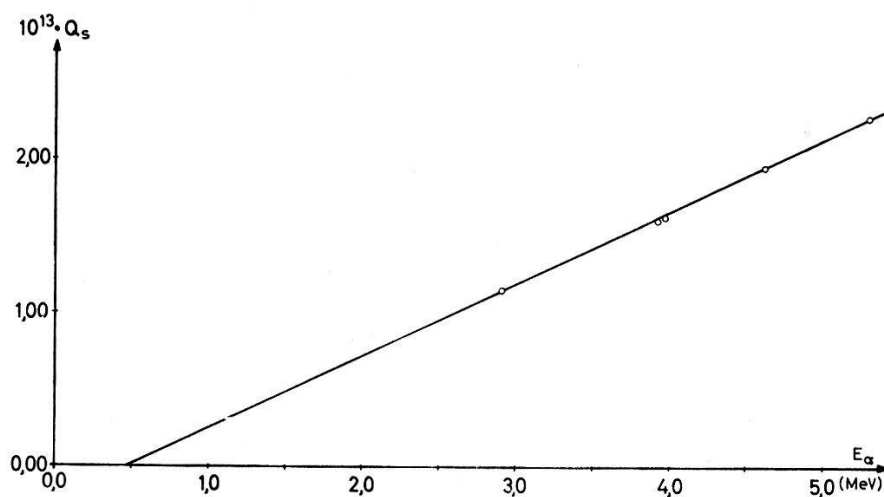


Fig. 2

Unsere Messungen wurden sowohl an einer RCA-Victor A-3-75-2.0 diffundierten Si-Zähldiode als auch an selbsthergestellten Au-Si-Surface-Barrier-Dioden²⁾ durchgeführt. Zur Ionisierung verwendeten wir Po^{210} - α -Teilchen von 5,305 MeV Energie³⁾. In beiden Diodentypen ergab sich innerhalb der Messfehler (ca. 1%) der gleiche ϵ -Wert.

Bei der genauen Messung sind zwei Teilprobleme zu lösen: 1) Die Bestimmung der in der Diode erzeugten Ladung; 2) Ermittlung des Energieverlustes in einem allfälligen «dead-layer» (Fenster) der Diode.

Zur Ladungseichung wurde dieselbe Anordnung verwendet, wie sie HAEBERLI⁴⁾ beschrieben hat. Die genaue Berücksichtigung des Ersatzschemas der Diode (Seriewiderstand von ca. $500\ \Omega$) legt die untere Grenze der Zeitkonstanten des ballistischen Verstärkers fest. Rekombinationsverluste haben wir berücksichtigt⁵⁾.

Zur Bestimmung des Energieverlustes im «dead-layer» haben wir die Sättigungsladung bei verschiedenen α -Energien gemessen. Dabei wurde die Energie der α -Teilchen durch Absorption in Luft bei definierter Geometrie variiert⁶⁾. In Fig. 2 ist für die RCA-Diode die Sättigungsladung als Funktion der Energie der auf die Diodenoberfläche auftreffenden α -Teilchen dargestellt.

In erster Näherung liegen die Messpunkte auf einer Geraden, deren Schnittpunkt mit der Energieachse ($Q_s = 0$) die minimale Energie von (475 ± 50) keV ergibt. Gemäss der Energie-Reichweite-Beziehung für α -Teilchen in Si⁷⁾ entspricht dies bei 5,3 MeV α -Energie einem Energieverlust von (290 ± 30) keV in guter Übereinstimmung mit Katalogangaben der Firma RCA ($240\text{ keV} \pm 30\%$). Damit wird

$$\varepsilon = (3,52 \pm 0,04)\text{ eV}$$

für die diffundierte RCA-Diode.

Dieselbe Methode liefert für die Surface-Barrier-Dioden keinen messbaren Energieverlust in einem «dead-layer». Die Wägung der aufgedampften Goldschicht ergab eine Dicke von weniger als $50\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$, d.h. der Energieverlust ist kleiner als 20 keV. Damit erhalten wir für die Arbeit pro Elektron-Loch-Paar

$$\varepsilon = (3,55 \pm 0,02)\text{ eV}$$

für die Surface-Barrier-Dioden. Diese Werte weichen von einem früher angegebenen⁵⁾ ab, was wir auf eine ungenaue Ladungseichung bei der alten Messung zurückführen.

Wir danken dem Schweizerischen Nationalfonds Bern für die finanzielle Unterstützung dieser Untersuchungen.

Literatur

- 1) W. CZULIUS, H. D. ENGLER und H. KUCKUCK, *Ergebn. ex. Naturw.* **34**, 236 (1962).
- 2) G. DEARNALEY und A. B. WHITEHEAD, *Proc. of the Ashville-Conference 1960*, Publ. 871, Nat. Acad. Sci. Washington D.C. 1961, S. 265.
- 3) A. RYTZ, *Helv. Phys. Acta* **33**, 524 (1960).
- 4) W. HAEBERLI, P. HUBER und E. BALDINGER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 145 (1953).
- 5) E. BALDINGER, W. CZAJA und A. Z. FAROOQI, *Helv. Phys. Acta* **33**, 551 (1960).
- 6) H. A. BETHE, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 213 (1956).
- 7) G. W. GOBELI, *Phys. Rev.* **103**, 275 (1956).

Structure hyperfine de l'état $8^2P_{3/2}$ du césium 133

par PHILIPPE BARBEY et EDMOND GENEUX

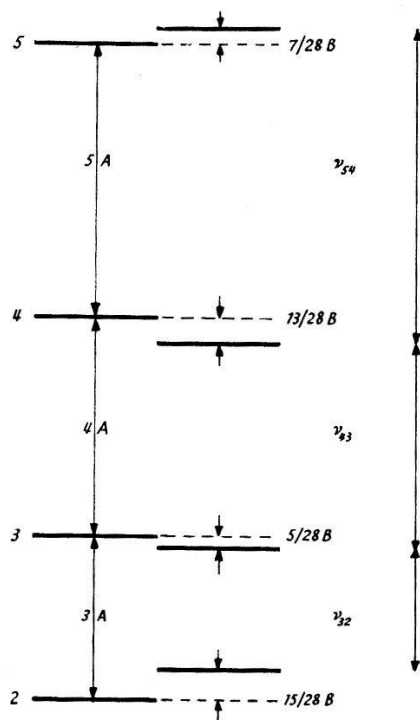
(Inst. de phys. expérimentale, Genève)

L'étude des structures hyperfines des états atomiques permet une détermination des constantes de couplage entre les couches électroniques et le noyau. Si l'on tient compte des moments dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique, la structure hyperfine des niveaux F d'un état atomique de moment cinétique J et de moment nucléaire I peut s'exprimer par la formule suivante¹⁾:

$$(E/h)_F = A K/2 + B \frac{3/8 K(K+1) - 1/2 I(I+1) J(J+1)}{I(2I-1) J(2J-1)}$$

la signification des constantes étant celle donnée dans la réf. ¹⁾

La figure donne la position relative des niveaux dans le cas $J = 3/2$ et $I = 7/2$.



Les deux grandeurs A et B dépendent de la même manière du nombre quantique principal n par l'intermédiaire de la valeur (r^{-3}) . La même dépendance se retrouve dans le calcul de la structure fine:

$$\Delta E = \text{const } (\overline{r^{-3}})^2).$$

L'état $7^2P_{3/2}$ du Cs 133 a été étudié par K. ALTHOFF par la méthode de la double résonance³⁾⁴⁾. Les valeurs obtenues, combinées avec celles de la structure fine permettent de prévoir celles de l'état $n = 8$ et de les

comparer ainsi avec les valeurs expérimentales. De récentes mesures interférométriques⁵⁾ nous ont donné les valeurs des structures fines.

La table ci-dessous permet une comparaison des valeurs calculées et mesurées:

La difficulté expérimentale principale réside dans la faiblesse des signaux lumineux: la force d'oscillateur de la raie 3876 Å permettant d'atteindre le niveau $n = 8$ étant environ 10 fois plus petite que celle de la raie correspondant à $n = 7$.

	ν_{54}	ν_{43}	ν_{32}
8 $^2P_{3,2}$ calculé:	$37,85 \pm 0,02$ MHz	$30,35 \pm 0,02$ MHz	$22,80 \pm 0,02$ MHz
8 $^2P_{3,2}$ mesuré:	$38,2 \pm 0,1$	$29,5 \pm 0,3$	$22,2 \pm 0,3$
déviations:	$+0,35 \pm 0,1$	$-0,85 \pm 0,3$	$-0,6 \pm 0,3$
A calculé:	$7,58 \pm 0,05$ MHz	B calculé:	$-0,046 \pm 0,035$ MHz
A mesuré:	$7,55 \pm 0,05$ MHz	B mesuré:	$0,63 \pm 0,35$ MHz

A la précision des mesures, on observe une déviation non systématique des écarts de fréquence ν_{F-F-1} . Par contre, la valeur de A calculée à l'aide des deux valeurs ν_{54} et ν_{32} (qui correspondent aux deux résonances les plus importantes) coïncide à $3^0/_{00}$ avec la valeur prévue théoriquement. B par contre inverse son signe; mais la faible valeur intervenant dans ce cas ne permet pas de conclusion précise. Une amélioration de la précision des mesures (limitée par la durée de vie finie de l'état qui est de l'ordre de $2-3 \cdot 10^{-7}$ sec) est en cours de réalisation. De même, une étude similaire sur le niveau $7^2P_{3/2}$ du rubidium (B étant plus important) est en cours de réalisation.

Nous remercions le Fonds National de la Recherche Scientifique pour l'aide financière qu'il a apporté à ce travail.

Bibliographie

- 1) H. B. G. CASIMIR, On the interaction between Atomic Nuclei and Electrons.
- 2) H. E. WHITE, Introduction to Atomic Spectra; H. KOPFERMANN, Kernmomente, Leipzig 1940.
- 3) K. ALTHOFF, Z. für Physik 141, 33 (1955).
- 4) J. BROSSEL et A. KASTLER, C. R. A. S. 229, 1213 (1949).
- 5) H. KLEIMAN, J. Opt. Soc. Amer. 52, 441 (1962).

Maser à hydrogène atomique, description et résultats préliminaires

par C. MENOUD et J. RACINE, Neuchâtel
(Laboratoire suisse de recherches horlogères)

En 1960, des recherches menées à l'Université de Harvard ont abouti à la réalisation d'un prototype d'un maser à hydrogène atomique^{1) 2) 3)}.

En tant qu'étalon de fréquence primaire, cet appareil promet une stabilité de 10^{-13} 4) et une exactitude de 10^{-11} à 10^{-12} .

La construction d'un maser à hydrogène a été entreprise en 1961 au L.S.R.H.

Description de l'appareil

Le maser oscille sur la raie (1,0-0,0) du spectre hyperfin de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène à environ 1420 MHz (figure 1).

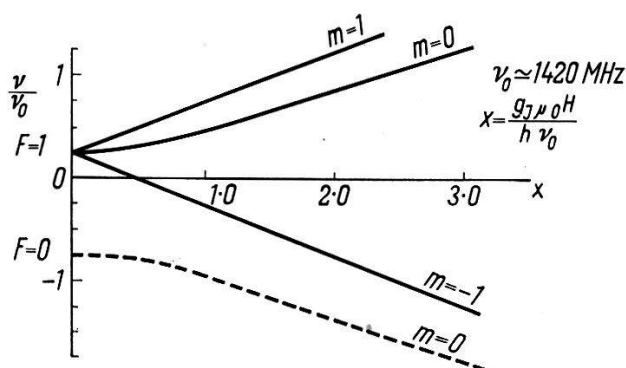


Fig. 1

Niveau d'énergie de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène

La caractéristique principale du maser (figure 2) à hydrogène est la longue durée de l'interaction des atomes avec le champ haute fréquence, cette durée étant de l'ordre de la seconde.

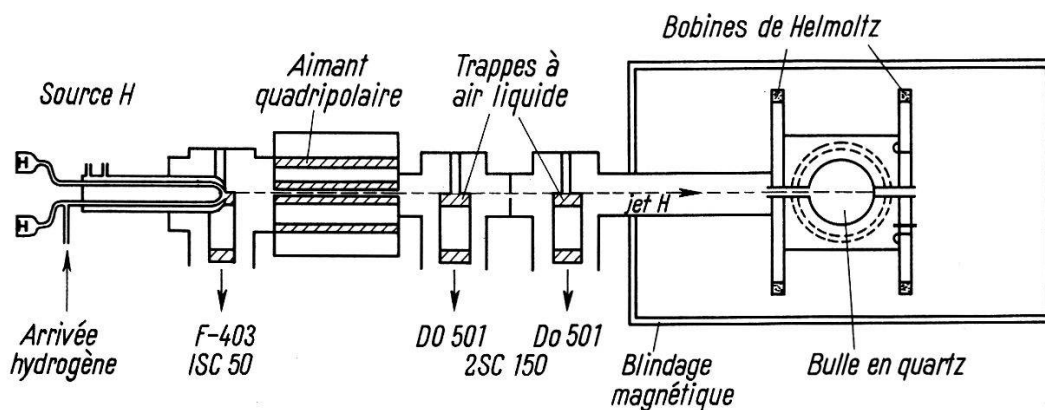


Fig. 2

Schéma du maser à hydrogène

Une largeur de raie de 1 Hz et un facteur de qualité de 10^9 sont ainsi obtenus.

Ceci est réalisé de la manière suivante:

Une boule en quartz est placée à l'intérieur de la cavité. Le jet atomique entre dans la boule par un petit trou. Le diamètre du trou est choisi tel

que l'atome ne ressorte de la boule qu'après le temps d'interaction désiré. A l'intérieur, la boule est recouverte d'une couche, afin d'éviter une perturbation des atomes lors des collisions sur la paroi. Pour nos premières expériences, nous avons utilisé une boule de 16 cm de diamètre ayant une ouverture de 4,5 mm de diamètre et des couches en Dri-film (Diméthyl-dichlorsilan). La cavité cylindrique TE O11 est construite en laiton et argentée à l'intérieur. Deux boucles de couplage servent à l'excitation et à la détection. Une tige en teflon permet le réglage fin de la cavité. Le facteur de qualité de la cavité, chargée par les boucles de couplages est de 35000. Le dispositif de formation du jet consiste essentiellement en un tube de décharge de WOOD dissociant l'hydrogène moléculaire et d'un aimant quadrupolaire sélectionnant et focalisant l'état supérieur de la transition. Le diamètre de l'ouverture formant le jet atomique est de 1 mm. Le champ magnétique au bord des pôles de l'aimant quadrupolaire est de 7000 G. A l'entrée de la cavité, le diamètre du jet atomique est de 2,5 mm (figure 3).

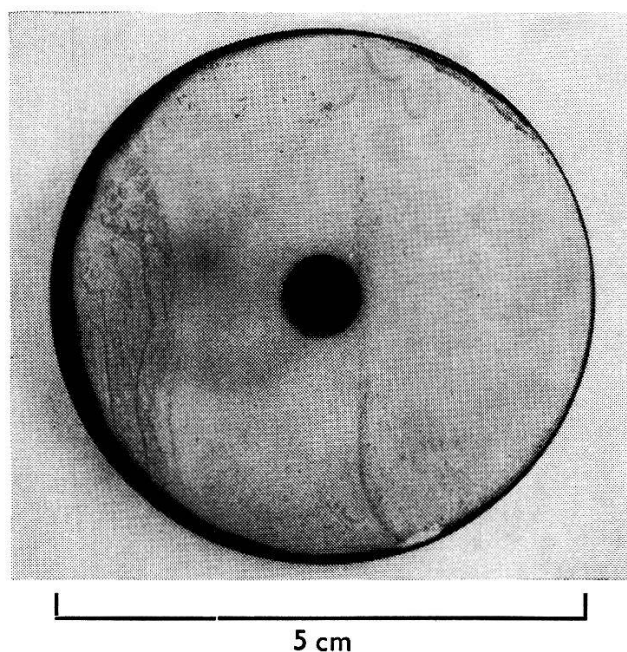


Fig. 3

Jet atomique détecté sur de l'oxyde de Molybdène à l'entrée de la cavité.
Diamètre du jet 2,5 mm

La transition utilisée est très sensible au champ magnétique. De ce fait, la région d'interaction doit être blindée contre le champ magnétique terrestre. Le blindage consiste en un cylindre en fer Armco de 100 cm de long, 60 cm de diamètre et 6 mm d'épaisseur. Le champ résiduel est de 5 mOe.

Deux systèmes de bobines de HELMHOLTZ sont montés sur la cavité. L'un des systèmes sert à produire le champ magnétique constant et parallèle au champ haute fréquence de la cavité. L'autre système sert à produire un champ alternatif transversal de basse fréquence induisant les transitions $\Delta m = \pm 1$. La mesure de la fréquence ν_L de ces transitions permet de déterminer la valeur du champ magnétique constant, cette fréquence étant donnée par la relation :

$$\nu_L = 1,4 \text{ MHz/Oe } \overline{H}.$$

La fréquence d'oscillation du maser ν_M dépend surtout 1. de la valeur carré du champ magnétique H par la relation :

$$\nu = \nu_0 + 2750 \text{ Hz/Oe}^2 \overline{H}^2,$$

ν_0 étant la fréquence à champ nul, 2. du désaccord de la cavité selon :

$$\nu_M - \nu = \frac{Q_c}{Q_L} (\nu_c - \nu)^2,$$

ν_M fréquence du maser, ν fréquence d'émission des atomes, Q_c facteur de qualité de la cavité, Q_L facteur de qualité de la raie.

L'effet DOPPLER est rendu insignifiant par le mouvement désordonné des atomes dans la boule³⁾.

Réception du signal et mesure de la fréquence du maser

Le système électronique (figure 4) se compose de trois parties :

1. Détection du signal du maser à l'aide d'un oscillateur à quartz de 5,001428 MHz, stabilisé sur la fréquence du maser. En multipliant sa fréquence cet oscillateur sert directement comme oscillateur local.

Avec une durée de mesure de 5 à 6 sec la stabilité de la fréquence du quartz synchronisé est de l'ordre de $\pm 10^{-11}$. Avec la puissance d'environ 10^{-12} à 10^{-13} Watt³⁾ fournie par le maser et avec une largeur de bande du récepteur de 50 kHz, nous arrivons à détecter un rapport de signal-bruit de fond supérieur à 5:1 (figure 5).

2. Comparaison de la fréquence de l'oscillateur à quartz asservi au maser avec une horloge à quartz de 1 MHz, cette dernière étant étalonnée par le résonateur au Césium. La fréquence du maser se calcule comme suit :

$$f_M = \frac{284}{70} \left(350,1 + \frac{N_1}{N_2} \right) f_{0.1 \text{ MHz}},$$

N_1 chiffre de préselection, N_2 résultat du comptage.

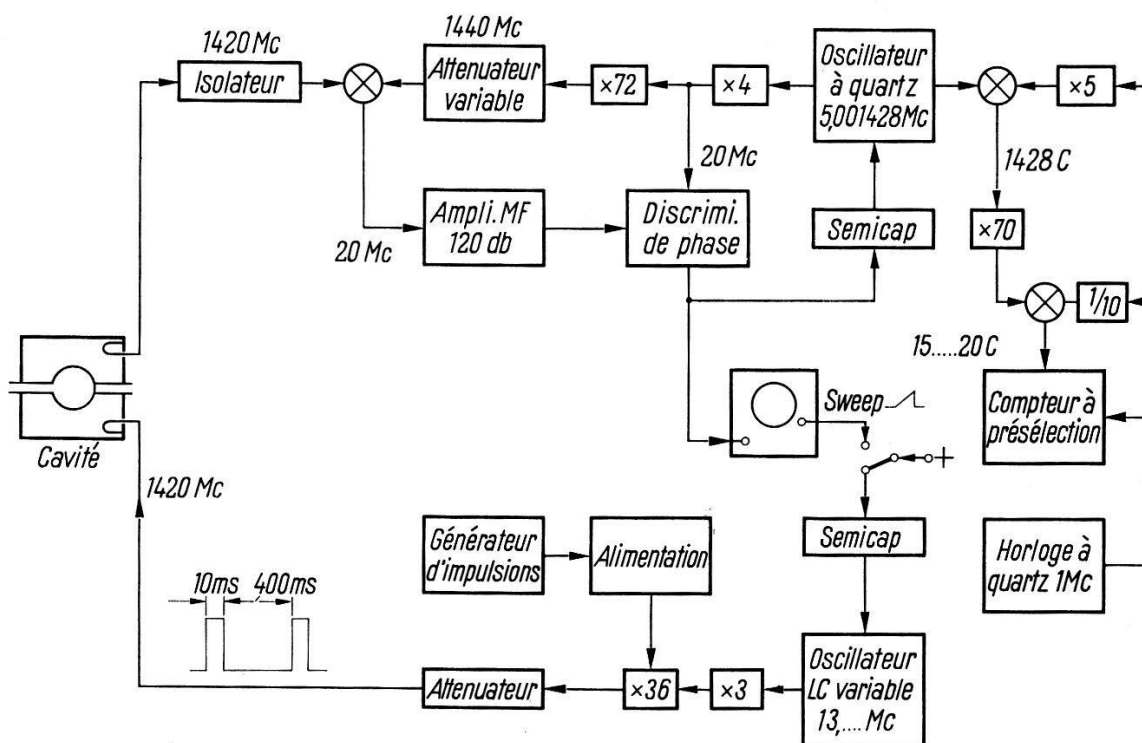


Fig. 4

Schéma du récepteur

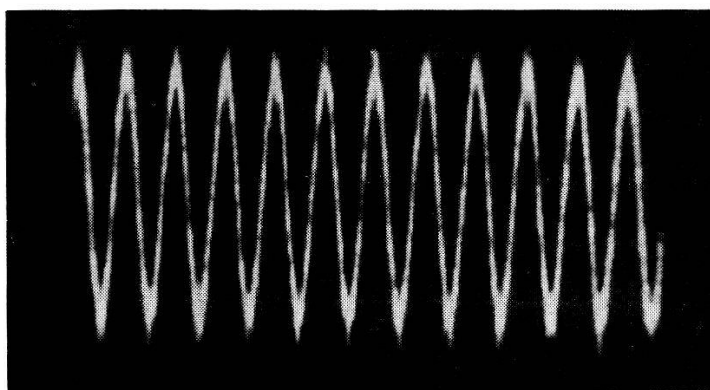


Fig. 5

Battement à 10 Hz à la sortie du discriminateur de phase.
Largeur de bande de la détection 50 kHz

Avec $N_1 = 100$ on obtient une résolution du compteur de 10^{-13} à 10^{-15} , résolution variable selon le résultat du comptage N_2 .

3. La troisième partie sert à mesurer le temps de relaxation au moyen d'une excitation par impulsions³⁾. De plus, la fréquence de résonance de la cavité peut être vérifiée en balayant le générateur *LC* par la tension de dent de scie de l'oscilloscope.

Résultats

1. Dans une polarité du champ magnétique le maser oscille jusqu'à 20 mOe.

2. Le temps de relaxation est de l'ordre de 300 ms.

3. La fréquence du maser est de $1420405751,0 \pm 0,4$ Hz en TA_1 (Cs 9192631770 Hz).

La marge d'erreur de $\pm 0,4$ Hz est principalement dû à l'inhomogénéité du champ résiduel. Des écrans supplémentaires sont en construction. Nous remercions M. J. DE PRINS d'avoir initié ce projet, M. P. KARTASCHOFF pour sa collaboration dans l'exécution de l'appareil et les directeurs du LSRH, MM. MÜGELI et DINICHERT, pour l'intérêt manifesté à ce travail.

Bibliographie

- ¹⁾ H. GOLDENBERG, *The Atomic Hydrogen Maser*. Lyman Laboratory of Physics, Harvard University-Cambridge, Nov. 1960.
- ²⁾ H. M. GOLDENBERG, D. KLEPPNER, N. F. RAMSEY, *Phys. Rev. Letters* **5**, 361 (1960).
- ³⁾ H. M. GOLDENBERG, D. KLEPPNER, N. F. RAMSEY, *Phys. Rev.* **126**, 603 (1962).
- ⁴⁾ H. E. PETERS, R. F. C. VESSOT, *Design and Performance of an Atomic Hydrogen Maser*. International Conference on precision electromagnetic measurement, Colorado U.S.A. 1962.
- ⁵⁾ K. SHIMODA, C. H. TOWNES, P. C. WANG, *Phys. Rev.* **102**, 1308 (1956).