

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Solothurn, vom 1. und 2. Oktober 1966

Autor(en): [s.n.]

Objektyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **39 (1966)**

Heft 7

PDF erstellt am: **09.08.2024**

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.

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Solothurn, vom 1. und 2. Oktober 1966

im Rahmen der 146. Jahresversammlung der
Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft

Präsident: Prof. Dr. O. HUBER

Vizepräsident: Prof. Dr. K. P. MEYER

Sekretär: Prof. Dr. F. HEINRICH

Vorstandsmitglieder: Prof. Dr. E. BALDINGER

und Prof. Dr. J. M. JAUCH

Geschäftlicher Teil

Ein Vorschlag von Prof. G. BERNARDINI (Pisa) zur Gründung einer Europäischen Physikalischen Gesellschaft wurde diskutiert. Die Vollversammlung der SPG fasste dazu folgende Beschlüsse:

1. Der Vorschlag zur Gründung einer solchen Gesellschaft wird begrüsst.
2. Es ist ein kleiner Ausschuss zu bilden, der den ganzen Fragenkomplex der Gründung einer Europäischen Physikalischen Gesellschaft zu prüfen hat, der befugt ist, mit BERNARDINI Kontakt aufzunehmen und über die eventuelle Gründung einer Europäischen Physikalischen Gesellschaft zu verhandeln, der dann an den Vorstand der SPG zuhanden der Frühjahrstagung 1967 einen Bericht mit evtl. Anträgen zu stellen hat, damit im Frühjahr 1967 oder sonst später ein Beschluss der SPG gefasst werden kann.
3. Der Ausschuss setzt sich aus folgenden Mitgliedern zusammen: Prof. Dr. K. P. MEYER (Bern) als Vorsitzender, Dr. P. DE HALLER (Winterthur) und Prof. Dr. J.-M. JAUCH (Genf).

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: BRUGGER, K. (Basel), DURISCH, J. (Neuchâtel), EHRT, R. (Lausanne), FEROUGH, F. (Neuchâtel), IMBODEN, D. (Riehen), LANKER, W. (Zürich), SUTER, J.-M. (Prilly), ZUEST, B. (Herisau).

Die Frühjahrstagung der SPG wird am 28. und 29. April 1967 im Institut für exakte Wissenschaften der Universität Bern stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil

Die Sitzungen wurden von folgenden Herren präsiert: Prof. Dr. K. WIELAND (Basel), PD Dr. W. GRÜEBLER (Zürich), Prof. Dr. L. RINDERER (Lausanne), Dr. G. FISCHER (Zürich) und Dr. F. RYS (Zürich).

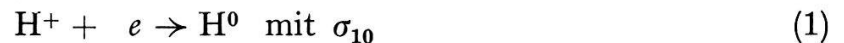
Allgemeine und angewandte Physik

Elektroneneinfang schneller Protonen in Gasen

VON U. SCHRYBER

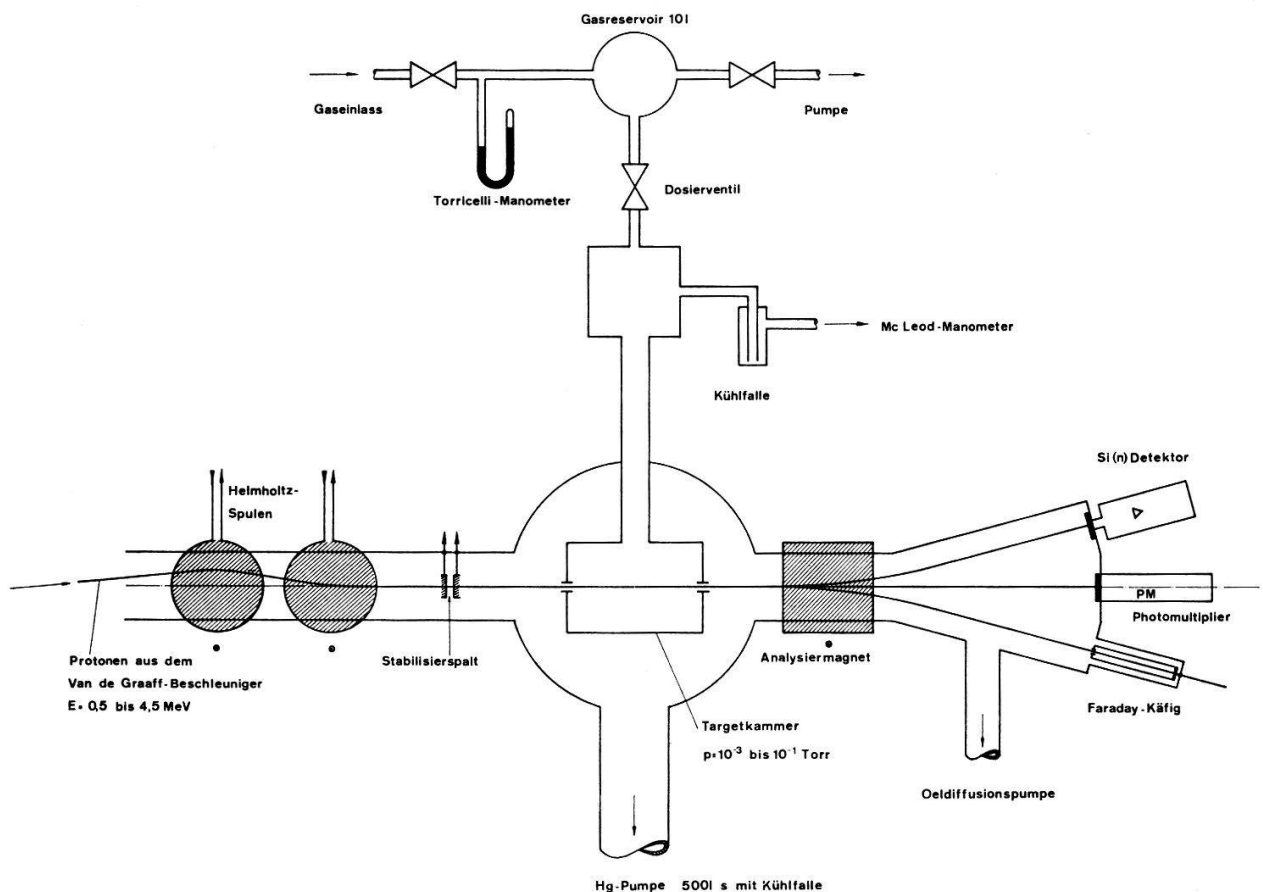
(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH)

Die Bildung von H^0 bzw. H^- -Ionen ist über die folgenden Elektroneneinfangreaktionen möglich:



Die Bindungsenergie des H^0 -Atoms im Grundzustand beträgt 13,6 eV; demgegenüber beträgt im H^- -Ion die Bindungsenergie beider Elektronen nur 14,3 eV. Wegen der geringen Elektronenaffinität des zusätzlichen Elektrons im H^- -Ion von nur 0,7 eV ist zu erwarten, dass der Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) diejenige der Reaktionen (2) und (3) stark überwiegt.

In der vorliegenden Arbeit wurden die totalen Wirkungsquerschnitte σ_{10} und σ_{1-1} für gasförmige Targets gemessen. Erstere sind für Protonen in Gasen oberhalb einer



Figur 1

Messapparatur für Umladungsexperimente

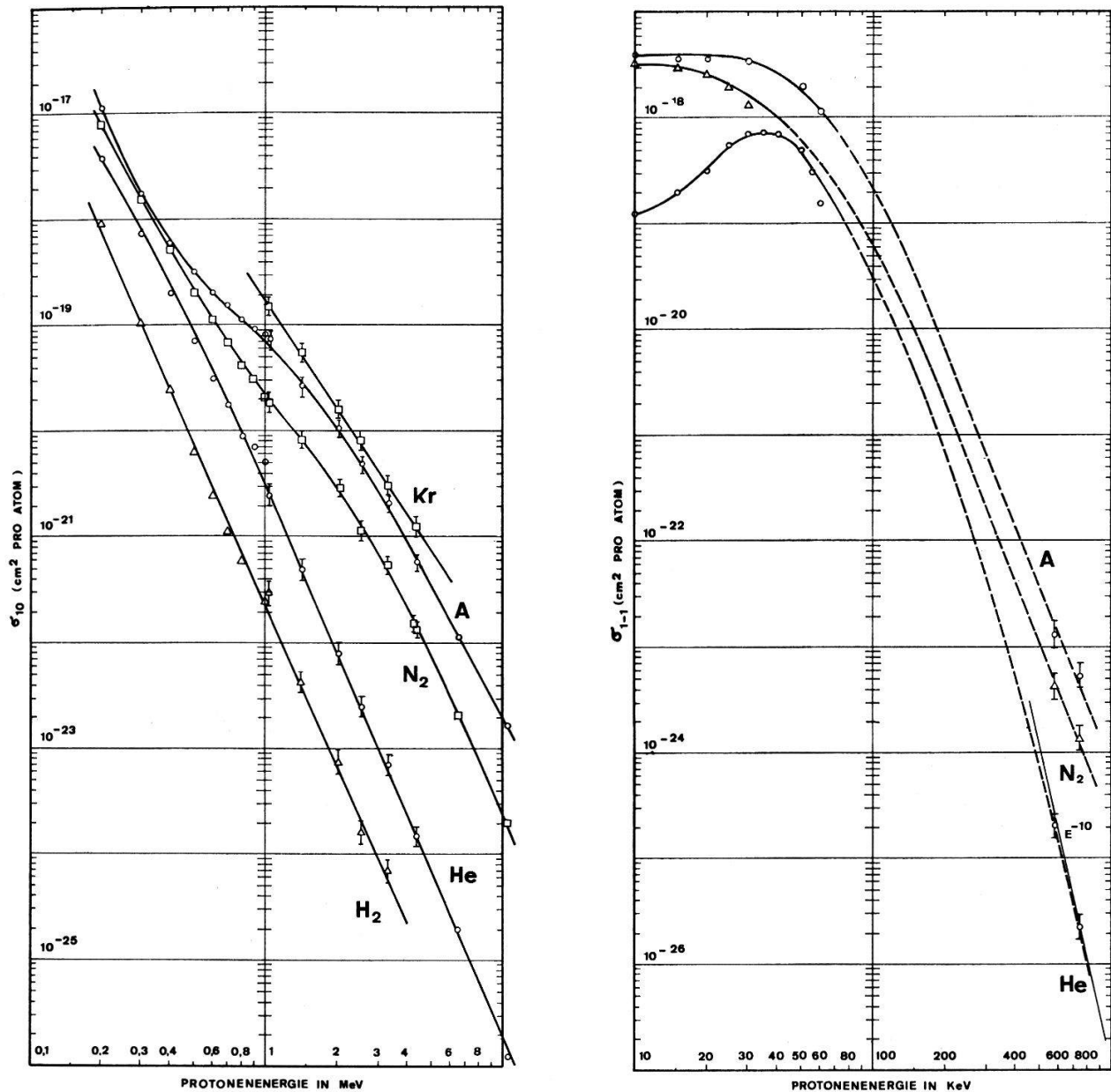
Energie von 1 MeV nur sehr unvollständig, letztere oberhalb 60 keV überhaupt nicht bekannt.

Wird ein reiner Protonenstrahl durch ein Gastarget bekannter «Dicke» geschossen, so lassen sich die Wirkungsquerschnitte aus den Komponenten des austretenden Strahles, J^+ , J^0 und J^- , bestimmen. Für niedrige Gasdrücke p sind die Elektronenstrippingreaktionen sowie die Reaktion (2) vernachlässigbar und die Strahlkomponenten J^0 und J^- sind dem Druck p proportional.

$$I^0 = \sigma_{10} n l I^+ \quad \text{und} \quad I^- = \sigma_{1-1} n l I^+ .$$

Darin bedeutet n die Gasdichte und l die Länge der Targetkammer.

Die Messungen wurden am Van-de-Graaff-Beschleuniger der Universität Zürich durchgeführt. Die Messanordnung ist in Figur 1 dargestellt. Die Targetkammer hat eine Länge von 150 mm. Die Durchmesser der Eintritts- und Austrittsblenden betra-



Figur 2

gen 0,5 bzw. 1,5 mm. Der Gasdruck kann in einem Bereich von 10^{-4} bis 10^{-1} Torr variiert werden. Die Druckmessung erfolgt mittels einem Mc.-Leod-Manometer. Vor dem Eintritt in die Targetkammer durchquert der Strahl das Magnetfeld zweier Helmholtzspulen. Es wird dadurch vermieden, dass Protonen, welche schon vorzeitig im Restgas der Strahlführungsrohre Elektronen eingefangen haben, in die Targetkammer gelangen können.

Nach dem Durchqueren der Targetkammer wird der Strahl magnetisch analysiert. Die positive Komponente wird in einem Faradaykäfig aufgefangen und anschliessend integriert. Die neutralen H-Atome werden durch einen Photomultiplier mit Plastikscintillator, die negativen Ionen durch einen Festkörperdetektor gezählt.

Die vorläufigen Messergebnisse für σ_{10} und σ_{1-1} sind in Figur 2 dargestellt. Sämtliche Messpunkte ohne Fehlerschranken sind aus der Literatur übernommen worden [1] [2]. Der Wirkungsquerschnitt für einfachen Elektroneneinfang wurde im Energiebereich zwischen 1 und 4,5 MeV in den Gasen H_2 , He, N_2 , O_2 , Ne, A und Kr gemessen. Um eine bessere Übersicht in den Diagrammen zu erzielen, wurde auf das Eintragen der O_2 - und Ne-Messpunkte verzichtet. Erstere liegen durchwegs um etwa 20% über denjenigen von N_2 . Der Wirkungsquerschnitt für zweifachen Elektroneneinfang wurde für die Gase He, N_2 und A bei den Protonenenergien 585 und 750 keV gemessen.

Die Kurven, durch welche die einander zugehörigen Punkte verbunden werden, sind gestrichelt gezeichnet worden; es soll damit angedeutet werden, dass deren Verlauf vorläufig noch spekulativen Charakter hat. Diese ersten Resultate bestätigen die Vermutung, dass die Energieabhängigkeit von σ_{1-1} gleich dem Quadrat der Energieabhängigkeit von σ_{10} ist.

Literatur

- [1] S. K. ALLISON, Rev. Mod. Phys. 30, 1137 (1958).
 [2] K. H. BERKNER et al., Phys. Rev. 140, A729 (1965).

The Ultraviolet Absorption Spectrum of Iodine (I_2) Vapour – a Forgotten Problem of Old Time Spectroscopy

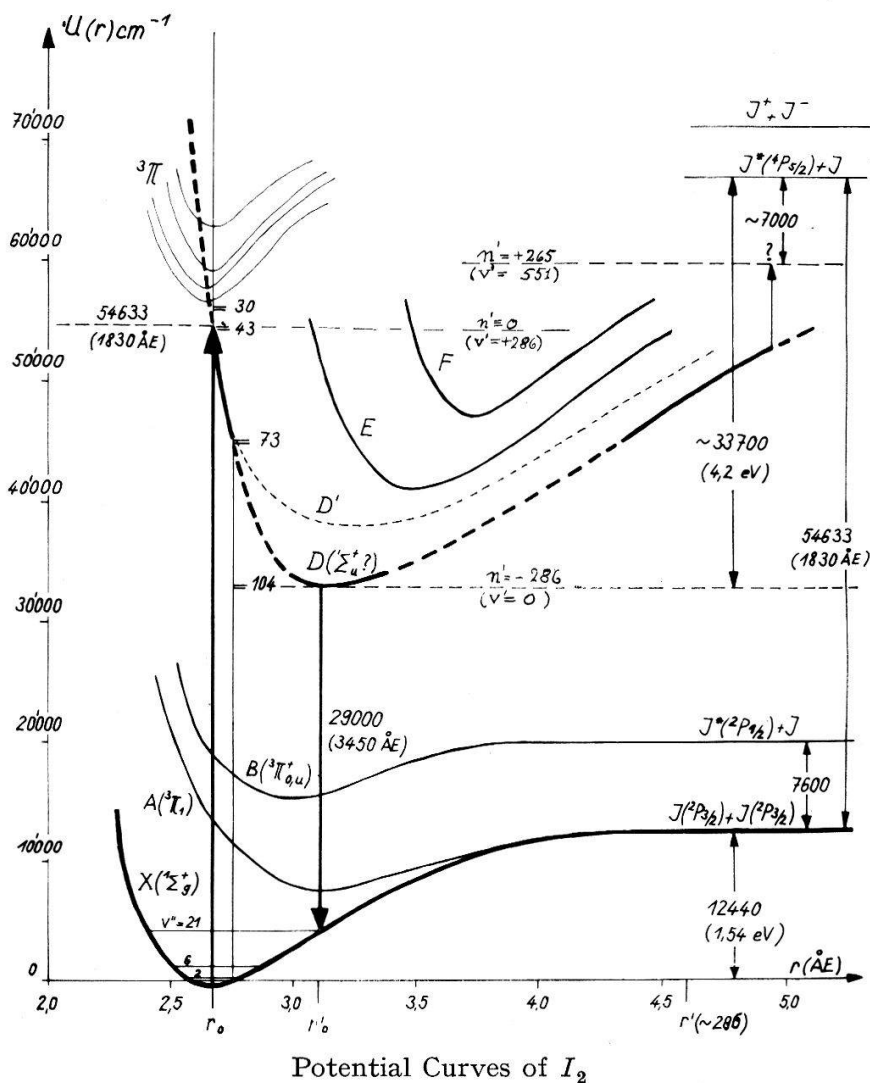
by A. NOBS and K. WIELAND

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

The once much discussed vibrational structure of the ultraviolet absorption spectrum of I_2 vapour [1], extending from 1790 to 3413 Å, has never properly been analysed. It is not even certain, whether one or more than one band system is involved. According to a newer interpretation given by MATHIESON and REES [2] the short wavelength region, i.e. the Cordes bands at 1794–1950 Å, belong to a separate system *H* (with $\nu_{0,0} \sim 51406 \text{ cm}^{-1}$), whereas all the remaining long wavelength bands form one extended system with $\nu_{0,0} \sim 39250 \text{ cm}^{-1}$ (transition $X \rightarrow D'$ in our figure).

From a reinvestigation of the spectral region $\lambda\lambda$ 1830–2300 Å with medium size spectrographs we are reaching quite different conclusions. Accepting VERMA's [3] vibrational analysis obtained from a few emission bands excited by the Iodine line at 1830,4 Å, we were able to set up a bandhead formula with relativ quantum numbers n' ($n' \equiv 0$ at 1830,3 Å). This formula includes all bandheads from 1800 to 2026 Å

as well as the strongest red degraded bands between 2026 and 2200 Å, our present limit of research. We are unable at present to interpret the bands not represented by our formula. Extrapolation of the formula to the *long wavelength end* at 3400 Å leads to a remarkable coincidence with the vibrational constants of the emission spectrum at 3000–3425 Å ($\nu_{0,0} \sim 33500$, $\omega'_0 = 104 \text{ cm}^{-1}$) [4]. This allows us to fix, at least approximately, our relative quantum numeration: $n' = -286 (\pm 3)$ must correspond to $v' = 0$. Our provisional results can best be summarized by the potential curve D (s. figure) which clearly must be identified with MULLKIEN's ionic level D [5].



Potential Curves of I_2

Extrapolation of our formula to *shorter wavelength* (with $n'_{max} = +265$, but independent of the correct n' numeration) leads to a convergence limit at 60000 cm^{-1} , in good agreement with CORDES' [1] graphically determined value 59400 cm^{-1} . To our surprise this limit lies 7000 cm^{-1} lower than the lowest possible excited Iodine term $6^4P_{5/2}$ and still lower than the level of the ions $I^+ + I^-$. We have no explanation to offer for this unusual fact except the ad hoc statement: a linear Birge-Sponer extrapolation of an ionic term near the convergence limit makes no sense.

We are engaged in extending our experimental investigation of the ultraviolet absorption spectrum of I_2 vapour up to the long wavelength end near 3400 Å.

This research is supported by a grant from the Swiss National Fonds.

References

- [1] For a complete reference list before 1956 see ref. 2.
- [2] L. MATHIESON and A. L. G. REES, *J. Chem. Phys.* **25**, 753 (1956).
- [3] R. D. VERMA, *J. Chem. Phys.* **32**, 738 (1960).
- [4] A. ELLIOTT, *Proc. Roy. Soc. London A* **174**, 273 (1940) and K. WIELAND and JÜRIG WASER, *Phys. Rev.* **85**, 643 (1952).
- [5] R. S. MULLIKEN, *Phys. Rev.* **46**, 566 (1934).

Versetzungsfreies epitaktisches Galliumarsenid

von U. ZIMMERLI und A. STEINEMANN

(Battelle Institut, Carouge-Genève)

Auf orientierten versetzungsarmen und auf ganz versetzungsfreien GaAs-Substraten [1] [2] wurden nach dem «open-tube»-Verfahren [3] mit AsCl_3 epitaktische Schichten von 20–60 μ Dicke auf (111)-Ga und (100)-Oberflächen (von etwa 1 cm^2) hergestellt: Nur auf versetzungsfreiem Substrat können versetzungsfreie Schichten mit überdies fehlerfreiem Übergang Substrat-epitaktische Schicht aufwachsen. Auf Substraten, die bereichsweise Versetzungen enthalten, wachsen ähnlich beschaffene epitaktische Schichten (annähernd gleiche Dichte von Ätzgruben). Das Verhalten der Versetzungen in der Übergangszone wird noch untersucht. – Der elektrische Widerstand der Schicht ist sehr hoch. Die Diffusion von Verunreinigungen aus dem Substrat in die epitaktische Schicht muss noch geklärt werden.

Literatur

- [1] U. ZIMMERLI und A. STEINEMANN, *ZAMP* **16**, 555 (1965).
- [2] U. ZIMMERLI und A. STEINEMANN, *J. Phys. Chem. Solids* 1966 (im Druck).
- [3] J. R. KNIGHT, D. EFFER, P. R. EVANS, *Solid-State Electron* **8**, 178 (1965).

Méthode de mesure des chaleurs spécifiques aux basses températures par température décroissante

par R. EHRAT et L. RINDERER

(Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne)

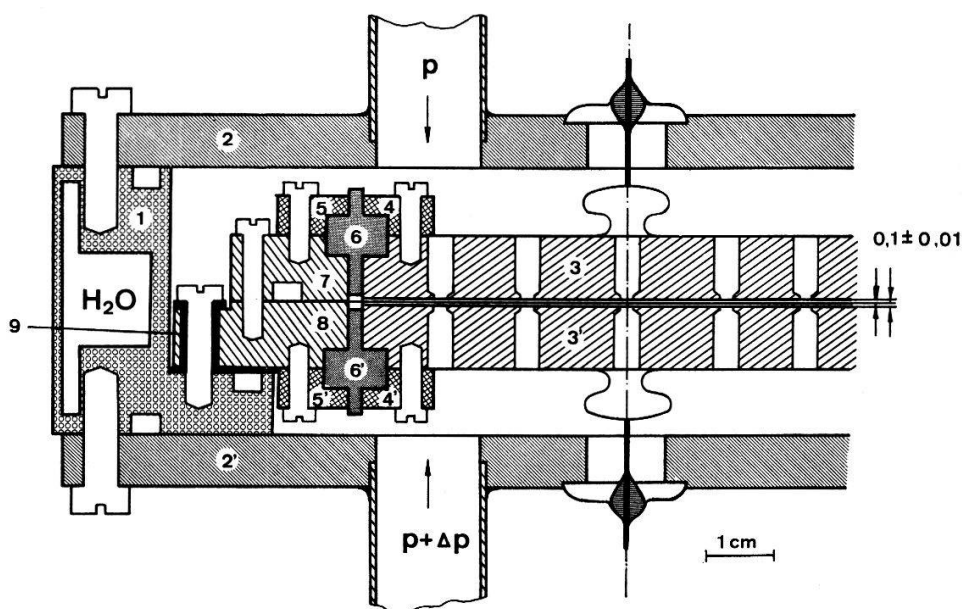
Une méthode de détermination de la chaleur spécifique entre 1,5°K et 4,15°K a été mise au point, permettant soit la mesure classique par température croissante, soit par température décroissante, et convenant particulièrement à l'étude des transitions de phase de superconducteurs en champ magnétique. Conjointement, des valeurs expérimentales seront données de la chaleur spécifique et du coefficient de conduction thermique de la graisse silicone, utilisée comme agent de contact thermique. Les chaleurs spécifiques d'un alliage de nickel et d'un alliage d'étain superconducteur serviront de test expérimental.

Ein hochempfindliches, absolutes Differentialmanometer

VON M. CAMANI UND F. HEINRICH

(Physikalisches Institut ETH, Zürich)

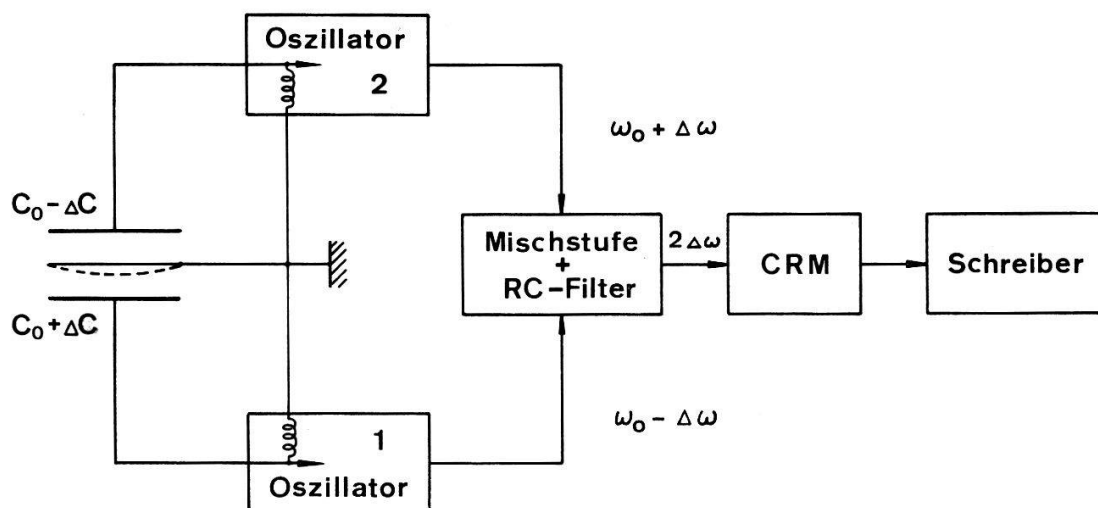
Zur Untersuchung kleiner Viskositätsunterschiede in Gasen in einer Brücken-anordnung wurde ein Differentialmanometer entwickelt, das eine fortlaufende Registrierung sehr kleiner Druckdifferenzen bei hoher Nullpunktstabilität gestattet. Die Grösse des Absolutdruckes und die Gassorte sind dabei in weiten Grenzen unwesentlich. Die mechanische Anordnung ist ähnlich der von BECKER und STEHL [1] sowie OPSTELTEN und WARMOLTZ [2] beschriebenen. Fig. 1 zeigt, dass eine dünne Membran im Abstand von je 0,1 mm von zwei starren Kondensatorplatten (3,3') die Kammer in zwei vakuumdichte Hälften teilt. Eine Druckdifferenz biegt die Membran durch und verändert die Kapazitäten in beiden Hälften des Differentialkondensators.



Figur 1

Schnitt durch das Manometer. 1,2 = Gehäuse mit Wasserthermostatisierung. 3 = feste Kondensatorplatten. 6 = elektrische Teflonisolation. 9 = thermisch-elastische Isolation des Messkondensators vom Gehäuse.

Als Membranen wurden Aluminiumfolien sowie beidseitig aluminisierte Mylarfolien verwendet. Detailliertere Untersuchungen zeigten, dass Nullpunktsschwankungen in erster Linie von thermischen Verformungen des Messkondensators herühren. Zur Vermeidung solcher Instabilitäten haben sich zwei Massnahmen bewährt: 1. Die aus Fig. 1 erkenntliche Art der elektrischen Isolation zwischen den Kondensatorplatten 3,3' und den Ringen 7 und 8 verhindert, dass Differenzen im thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen den Metallteilen und dem Isolationsmaterial Anlass zu einer Veränderung des Plattenabstandes geben. 2. Durch eine thermisch-elastische Isolation (9, Gummipolster + Teflonhülsen) des eigentlichen Messkondensators vom Gehäuse wird verhindert, dass sich thermische Deformationen des Gehäuses auf den Kondensator übertragen.



Figur 2

Blockschema der Elektronik.

Die Kapazitätsänderungen werden nach einem Schwebungsverfahren (Fig. 2) registriert. Die Oszillatoren arbeiten bei einer Frequenz von 1 Mhz; mit Nuvistoren bei kleinen Anodenspannungen (30 V) lässt sich leicht eine Frequenzkonstanz von ± 10 Hz pro 12 Stunden erreichen. Die Schwebungsfrequenz ist der Druckdifferenz proportional und wird mit Hilfe eines Countingratemeters und eines Schreibers fortlaufend registriert. Das Vorzeichen der Druckdifferenz findet man, indem man bei $\Delta p = 0$ einen der Oszillatoren verstimmt. Zur Eichung des Instrumentes wurde die von LEHRER [3] beschriebene barometrische Methode benutzt. Für eine 6μ dicke aluminisierte Mylarmembrane ergibt sich eine Empfindlichkeit von 4 Hz pro Mikrotorr; die Linearität ist bis zu 10^{-2} Torr gewährleistet. Die Nullpunktstabilität beträgt etwa $\pm 20 \mu$ Torr pro Tag.

Literatur

- [1] E. W. BECKER und O. STEHL, Z. angew. Phys. 4, 20 (1952).
- [2] J. J. OPSTELTEN and N. WARMOLTZ, Appl. Sci. Res. 4B, 329 (1955).
- [3] E. LEHRER, Ann. Phys. 87, 229 (1926).

Das Beugungsbild elektromagnetischer Wellen von Aperturen mit statistischen Amplitudenfehlern

VON E. SCHANDA

(Institut für angewandte Physik der Universität Bern)

Der Einfluss von statistischen Phasenfeldern einer Strahlungsapertur ist schon von mehreren Autoren behandelt worden, z. B. [1]. Es wird dabei die Annahme gemacht, dass die Abweichungen der Phase vom Sollwert kontinuierlich über die Apertur verlaufen, so dass es eine Korrelation der Phasen von benachbarten Punkten der Apertur gibt. Man kann nun von einem gleichartigen Verhalten der Amplitudenfehler ausgehen, wobei allerdings nur Abweichungen vom Sollwert nach unten (Abschwächung) vorausgesetzt werden dürfen; daraus folgt im Gegensatz zu den Phasenfehlern,

dass der Fehlermittelwert von null verschieden ist. Die Berechnung zeigt, dass sich bei gleichen quadratischen Mittelwerten von Phasen- und Amplitudenfehlern die letzteren nur ein Drittel bis halb so stark auf die Intensität der Streustrahlung auswirken wie die ersteren. Dazu kommt noch, dass in vielen praktischen Fällen die Amplitudenfehler geringfügiger sind als die Phasenfehler. Eine ausführliche Darstellung zu dieser Fehlerkonstellation mit quantitativen Resultaten speziell für die Verhältnisse von Mikrowellenantennen wird in «IEEE Transactions on Antennas and Propagation» erscheinen.

Ein Fall von statistischen Amplitudenfehlern, der eher für optische Verhältnisse von Interesse ist, ist der folgende: Über die Strahlungsapertur seien Gebiete gleicher Grösse mit einem Korrelationsradius c statistisch verteilt, von denen keine Abstrahlung erfolgt. Es sei w jener Teil der Gesamt-Aperturfläche, der von diesen Gebieten eingenommen wird, dann berechnet man für die mittlere Intensität des Beugungsbildes im Bereich $\sin \theta \ll \lambda/c$.

$$\frac{\overline{|g(\theta, \varphi)|^2}}{|g_0(0, 0)|^2} = [1 - w]^2 \frac{|g_0(\theta, \varphi)|^2}{|g_0(0, 0)|^2} + w [1 - w] \frac{4 \pi^2}{G_0} \frac{c^2}{\lambda^2} 2 \frac{J_1[(2 \pi/\lambda)c \sin \theta]}{(2 \pi/\lambda)c \sin \theta}$$

wo $g_0(\theta, \varphi)$ das Beugungsbild der fehlerfreien Strahlungsapertur, und G_0 der Gewinn, $g_0(0, 0)$ die Amplitude in der Hauptstrahlrichtung $\theta = 0$ und λ die Wellenlänge bedeuten. J_1 ist die Besselsche Funktion erster Ordnung.

Der erste Ausdruck auf der rechten Seite stellt die abgeschwächte Intensität des ursprünglichen Beugungsbildes dar, der zweite die Intensität der Streustrahlung.

Literatur

[1] J. RUZE, Il nuovo Cimento, Suppl. Vol. IX, 1952, 364.

Optische Aktivierung von gefüllten Traps in Anthrazeneinkristallen

VON M. SCHADT, E. BALDINGER, I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Der raumladungsbegrenzte Strom in Anthrazeneinkristallen wächst bei Lichtbestrahlung infolge der Aktivierung von Ladungsträgern aus Haftstellen an. Die Temperatur- und Wellenlängenabhängigkeit des Stromes bestätigt frühere Messungen, nach denen die Haftstellenverteilung durch eine Exponentialfunktion approximiert werden kann.

Ein Flugzeitspektrometer zur Untersuchung inelastischer Neutronenstreuprozesse

VON F. MEIER, W. HÄLG und J. B. BOSSEL

(Institut für Nukleartechnik ETH und EIR, Würenlingen)

Zur Untersuchung inelastischer Neutronenstreuprozesse wurde ein Flugzeitspektrometer entwickelt, welches an ein zentrales Datenerfassungssystem ange-

geschlossen ist. Ein rotierender Monochromatorkristall erzeugt aus einem Neutronenstrahl polyenergetische Neutronenimpulse, deren Flugzeit durch Abzählen einer Pulsfolge mit wählbaren Kanalbreiten (2, 4, 8 und 16 μs) gemessen wird. Der Start des Zählers erfolgt durch ein vom Drehkristall erzeugtes Synchronisiersignal, welches digital zwischen 1 μs und 32 ms verzögert werden kann. Treffen Neutronen auf einen Detektor, werden momentaner Zählerinhalt und Detektorkennzeichnung in einen Zwischenspeicher gebracht. Dieser ruft die Datenregistrieranlage auf und wird anschliessend entleert. Die Totzeit zwischen zwei Ereignissen, bedingt durch das Setzen und Entleeren des Speichers, beträgt ca. 3 μs . Die Kapazität des Zeitzählers kann zu 128, 256, 512 oder 1024 Kanalbreiten gewählt werden. Die Kodiereinheit erlaubt in Gruppen zu je 15 den Anschluss von total 30 Detektoranordnungen. Als Antrieb für den Drehkristall dient ein Synchronmotor, der aus einer quarzstabilisierten Dreiphasenstromquelle gespeist wird. Die Drehzahl lässt sich durch binäre Frequenzunterteilung in 64 Stufen im Bereich zwischen 4800 und 18000 Umdrehungen pro Minute einstellen.

Die Verwendung einer Digitalrechenanlage zur automatischen Registrierung und Verarbeitung physikalischer Messwerte

von J. B. BOSSEL, W. HÄLG und F. MEIER

(Institut für Nukleartechnik ETH und EIR, Würenlingen)

Unter Verwendung eines Rechners mit 8192 Wörtern zu 12 bits und einem Speicher-Zyklus von 6,4 μs sowie zwei Magnetbandeinheiten wird eine zentralisierte Messwerterfassungs- und Verarbeitungsanlage entwickelt. Die maximale Ein- und Ausgabegeschwindigkeit des Rechners beträgt 100000 Wörter pro Sekunde. Im heutigen Ausbau verbindet ein Zwischenspeicher den Rechner mit max. 5 verschiedenen Experimenten. Der Puffer enthält 8×24 bits und dient als Derandomizer; er speichert innerhalb 1 μs eine Information zu 24 bits (2 Wörter) und überträgt diese in 50 μs zum Rechner. Als erstes Experiment verarbeitet die Anlage die Information eines Flugzeitspektrometers. Nach einer Überprüfung der Richtigkeit bildet der Rechner durch Summation die Zeitspektren, speichert diese auf Magnetband und gibt sie – auf Verlangen des Experimentators – auf einem Bildschirm wieder.

Zähldekaden mit mehreren 100 MHz Auflösungsvermögen

von E. BALDINGER und A. SIMMEN

(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Bei den früher [1] beschriebenen Zähldekaden ging es darum, Auflösungsvermögen von 100 MHz betriebssicher zu erreichen, und zwar bei beliebiger Form des Eingangssignales. Diese Zähldekaden bestehen aus Pulsformer, Tunnelioden-Flip-Flop und anschliessendem Fünfferring, die Dekade zählt also 2×5 .

Es hat sich nun gezeigt, dass das Auflösungsvermögen dieser Dekaden mit verhältnismässig wenig Aufwand noch wesentlich beschleunigt werden kann. Ein Prototyp einer solchen Dekade inkl. Pulsformer arbeitet von DC bis über 300 MHz. Pulsformer und Flip-Flop allein haben ein Auflösungsvermögen von über 500 MHz. Die Hauptschwierigkeit bei so schnellen Dekaden liegt nicht bei Pulsformer und Flip-Flop und auch nicht beim Fünfering (dessen Auflösungsvermögen 300 MHz beträgt), sondern das Problem liegt bei der Kopplung zwischen Flip-Flop und Fünfering. Praktisch ist das Auflösungsvermögen der Dekaden durch diese Kopplung begrenzt.

Interessant ist die Verbesserung des Auflösungsvermögens des Fünferings, welche durch folgende Massnahmen erreicht wurde: Die Germanium-Transistoren wurden durch Silizium-Transistoren ersetzt. Diese sind im Emitter geeignet vorgespannt, weil sie ja von Germanium-Tunnel-Dioden gesteuert werden. Damit verbessert man das Auflösungsvermögen von ca. 80 MHz auf 300 MHz. Die Si-Transistoren (2N709) haben eine kürzere Speicherzeit und ein besseres Ein- und Ausschaltverhalten als die Ge-Transistoren (2N976 oder 2N955).

Literatur

[1] E. BALDINGER und A. SIMMEN, *A Reliable and Versatile Fast Decimal Scaler*, ZAMP 16, 699 (1965).

Measurement of 1/f-Noise of Sah-Tetrodes

by F. LEUENBERGER

(Centre Electronique Horloger S.A., Neuchâtel)

SAH's paper [1] on surface-potential controlled transistors (Sah-Tetrode) contains some information concerning the noise behavior of these tetrodes at low frequencies. In that case, polarisation of the gate of a *n-p-n* tetrode in grounded emitter configuration resulted in the formation of a *n*-inversion layer at the surface of the base.

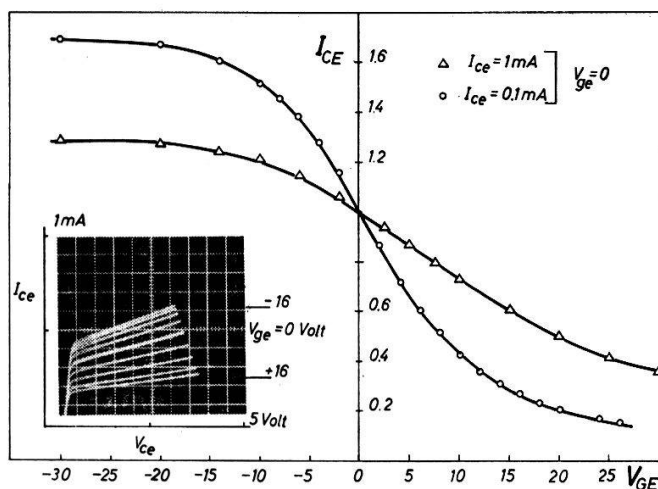


Figure 1

Variation of collector current with gate-emitter voltage. Inset: Collector current versus collector to emitter voltage for a constant base current of 0.5 μ A with gate-emitter voltage as parameter. (All measurements made at approx. 22°C.)

In this communication we would like to present some results, which show that the low-frequency noise spectrum can be modified under conditions not leading to depletion or inversion at the base surface. Figure 1 shows the dependence of the collector current on gate-emitter voltage. The inset shows a family of curves with a constant base current of $0,5 \mu\text{A}$ and gate voltage as parameter. Asymmetry in regard to the sign of the gate voltage and saturation of the collector currents can be noticed.

The noise measurements were performed in grounded-base configuration. This offers the advantage of nearly constant emitter- and collector currents as well as stage gain. In this case, variations of the measured equivalent noise voltage are effectively due to the dependence of one or several physical noise sources of the device on the sign and magnitude of the gate voltage.

Figure 2 shows a typical noise spectrum of a *n-p-n* tetrode CEH-1-1, measured at $100 \mu\text{A}$ collector current. Application of $+20$ volts to the gate shifts the $1/f$ corner frequency from 1 to 4 kc/s. For the same gate voltage we notice an increase of the noise power by about 10 db at a frequency of 70 c/s.

Measurements of gate capacity at 500 kc/s as a function of a DC-voltage ranging from -30 to $+30$ Volts showed no variation of this capacity.

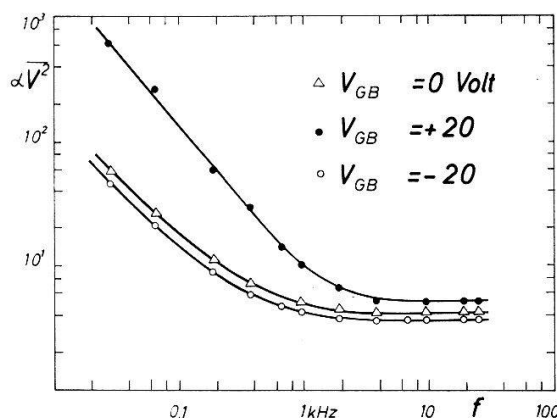


Figure 2

Noise spectra of a *n-p-n* tetrode. Collector current: $100 \mu\text{A}$, gate-base voltage 0, -20 V and $+20$ V.

Low frequency $1/f$ -noise measured on devices is very often masked by contact noise. Structures like these tetrodes allow to some degree a distinction to be made between contact noise and other sources of $1/f$ -noise.

Reference

- [1] C. T. SAH, Proc. IRE 49, 1623 (1961).

Kernphysik

Germanium Zählodien und Vorverstärker mit gutem Auflösungsvermögen

VON E. BALDINGER und G. MATILE

(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Die in unserem Institut erzielten Ergebnisse mit selbstgebaute Ge-pin-Dioden und Vorverstärkern wurden kurz skizziert. Für γ -Strahlen von Co^{60} wurde ein Energieauflösungsvermögen von 2,1 keV, für Co^{57} von 700 eV und für die Röntgenfluoreszenzstrahlung, welche beim Zerfall des Ir^{192} angeregt wird, eine Halbwertsbreite von 600 eV erreicht. Als erster Transistor wird ein gekühlter FET verwendet. Der Gate-Widerstand betrug 1000 M Ω . Unsere Messungen des Fano-Faktors stimmen mit denjenigen des Argonne National Laboratory überein. (IEEE Trans. on Nuclear Science NS-13 June 1966, 252).

Gamma-Gamma Angular Correlation Resonance with a Paramagnetic Powder Source

by H. J. LEISI

(Laboratorium für Hochenergiephysik ETH, Zürich)

A resonance peak in a perturbed angular correlation has recently been observed [1] with a gaseous source of monatomic ions. We predict a similar resonance effect to occur with a source of randomly oriented paramagnetic crystals (powder source). The angular correlation function has been calculated for an electronic doublet state with a hyperfine interaction of axial symmetry. Numerical values of resonance curves (coincidence rate at a fix angle as a function of a weak magnetic field) will be presented.

Reference

- [1] H. J. LEISI, Phys. Letters 17, 308 (1965).

Elastische Streuung von schweren Ionen

VON A. GOBBI, U. MATTER und P. MARMIER

(Laboratorium für Kernphysik ETH, Zürich)

Die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung von O^{16} an C^{13} und an O^{18} , sowie von C^{12} an C^{13} und an O^{18} wurden bei Schwerpunktsenergien zwischen 7 MeV und 18 MeV bestimmt. Es zeigte sich, dass das optische Modell gewisse Winkelverteilungen nicht erklären kann.

Réaction $N^{14}(d, n)O^{15}$ – Distribution angulaire des neutrons pour la transition au niveau fondamental à $E_d = 2,2$ MeV

par A. LOUIS et C. NUSSBAUM

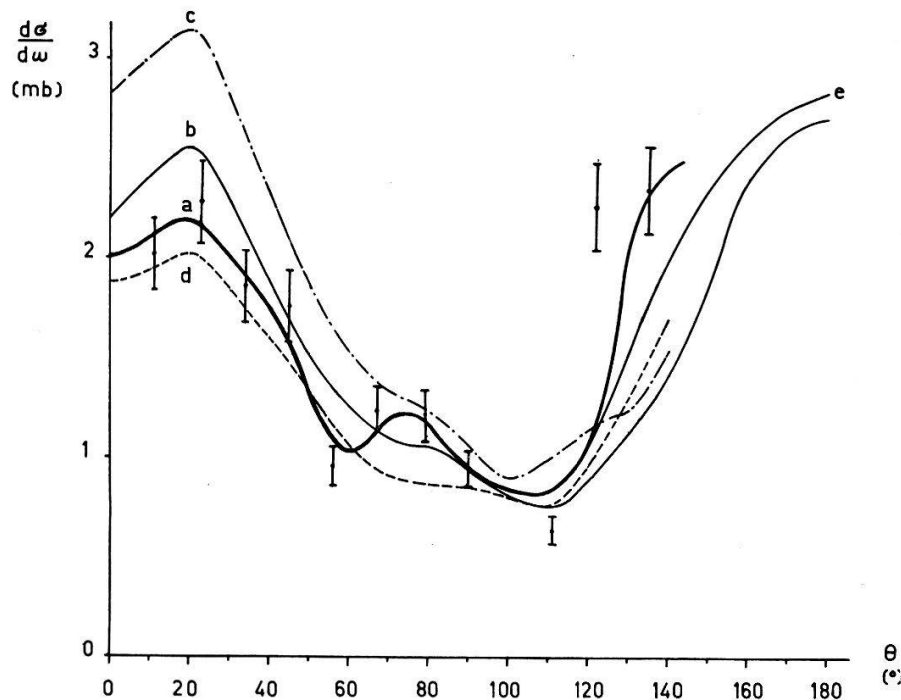
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Cette réaction qui fournit des neutrons d'énergie comprise entre 6 et 8 MeV a été étudiée avec le spectromètre à neutrons rapides déjà décrit [1] dont le rendement et la résolution ont été améliorés. Un étalonnage d'efficacité entre 3 et 6 MeV a été effectué par la réaction $D(d, n)He^3$. Un calcul du rendement, pour des énergies comprises entre 1 et 18 MeV et pour différentes énergies de seuil de détection, a donné la possibilité d'extrapoler la courbe d'efficacité expérimentale.

Pour une énergie de seuil de détection de 0,2 MeV environ, l'efficacité passe de $2 \cdot 10^{-3}$ pour 5 MeV à 10^{-3} à 12 MeV. Les deutons ont été accélérés par l'accélérateur van de Graaff de 3 MeV. Nous avons utilisé une cible gazeuse d'azote de 250 keV d'épaisseur en énergie. L'intense champ de rayonnement γ associé à cette réaction produit un grand nombre de coïncidences fortuites et de plus une proportion de coïncidences supplémentaires dues au flanc imparfait de la courbe de résolution. Après chaque mesure, les coïncidences fortuites ont été soustraites et l'effet du flanc éliminé par un déplacement approprié dans le temps de la courbe de résolution de coïncidence.

La figure donne la section efficace différentielle mesurée. La section efficace totale a été obtenue en intégrant la courbe e de la figure et trouvée égale à $20 \text{ mb} \pm 2 \text{ mb}$.

Les distributions angulaires obtenues par BRETZ, SCHMIDT et WEIL [2] montrent de grandes variations en fonction de l'énergie. Elles passent d'une forme accentuée



a) Section efficace différentielle mesurée à $E_d = 2,2$ MeV; b, c et d) Distribution angulaire mesurée par ELWYN et al. à $E_d = 2,2; 2,32$ et $2,08$ MeV; e) Extrapolation de la section efficace différentielle utilisée pour l'intégration donnant la section efficace totale.

La courbe b est ajustée à 90° sur la courbe a.

vers l'arrière à 1,881 MeV à une forme accentuée vers l'avant à 2,580 MeV. ELWYN et al. [3] ont mesuré quelques distributions angulaires en unités relatives dans le domaine d'énergie situé entre 1,881 et 2,58 MeV qui confirme ce comportement.

Notre mesure en valeur absolue de la distribution angulaire à 2,2 MeV complète l'information sur ce domaine de transition rapide, avec l'énergie, des caractères de la distribution, qui est intéressant du point de vue du mécanisme de la réaction.

Bibliographie

- [1] C. NUSSBAUM et al., *Helv. phys. Acta* 35, 549–552 (1962).
- [2] BRETZ-SCHMIDT et WEIL, *Phys. Rev.* 119, 3, 1097 (1960).
- [3] ELWYN et al., *Phys. Rev.* 120, 6, 2207 (1960).

Messung des Vektor-Analysatorvermögens der Reaktion ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ für polarisierte Deuteronen im Energiebereich von 0,7 – 2,2 MeV

VON E. BAUMGARTNER, S. E. DARDEN, H. MEINER und R. PLATTNER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Ein polarisierter Deuteronenstrahl wird erzeugt durch elastische Streuung von Deuteronen an ${}^4\text{He}$ bei 2,7 MeV. Die vier Polarisationsparameter des gestreuten Strahles werden aus einer Phasenanalyse berechnet. Es zeigt sich, dass die Tensorpolarisation der gestreuten Deuteronen klein ist gegen die Vektorpolarisation. Der gestreute, polarisierte Deuteronenstrahl fällt nach Abbremsung auf verschiedene Energien zwischen 0,7 MeV und 2,2 MeV auf ein ${}^6\text{Li}$ -Target. Das Vektor-Analysatorvermögen der Reaktion ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ wird bestimmt durch Messung der Links-Rechts-Asymmetrie unter verschiedenen Reaktionswinkeln.

Wirkungsquerschnitt der ${}^{18}\text{O}(n, \alpha){}^{15}\text{C}$ -Reaktion im Energiebereich 7,52 – 8,63 MeV

VON E. BAUMGARTNER, P. HUBER, I. SICK und TH. STAMMBACH
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Der Wirkungsquerschnitt wird mit Hilfe einer mit ${}^{18}\text{O}$ gefüllten Ionisationskammer gemessen. Die Bestimmung des Neutronenflusses erfolgt durch absolute Zählung der Rückstossprotonen aus einem dicken $(\text{CH}_2)_n$ -Radiator [1]. Als Neutronenquelle dient die ${}^9\text{Be}(\alpha, n)$ -Reaktion, wobei eine aufgedampfte Be-Target von 20 keV Dicke mit He^+ -Ionen der Energie 1,82–2,95 MeV beschossen wird.

Literatur

- [1] P. HUBER, I. SICK und TH. STAMMBACH, *Absolute Neutronenflussbestimmung mit dickem $(\text{CH}_2)_n$ -Radiator*, *Helv. Phys. Acta* 39, 208 (1966).

Source of Polarized Negative Ions for the ETH Tandem Accelerator

by W. GRÜEBLER, V. KÖNIG and P. MARMIER

(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Technische Hochschule, Zürich)

A source of polarized ions has been constructed and has been tested with beams of deuterons. The source is of the conventional type [1] and uses strong field separation of atoms in a quadrupole field and subsequent high frequency transition. The atomic beam is ionized by electron bombardment. Negative ions are produced by charge exchange in a thin foil. The intensity of the ionized positive beam was measured after acceleration to 60 keV. With an atomic beam intensity of $2.6 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}$ and 0.26 A emission from the electron gun an ion beam of 0.26 μA was observed. The polarization of the deuteron beam was deduced from the anisotropy of the neutron emission from the $T(d, n)$ reaction. A value $P_{33} = -0.284 \pm 0.022$ was observed without the high frequency transition device. The transitions ($F = 3/2, m_F = -1/2$) to ($F = 1/2, m_F = -1/2$) and ($F = 3/2, m_F = +1/2$) to ($F = 1/2, m_F = +1/2$) were induced in the atomic beam. After ionizing the atoms in a homogeneous field of 400 Gauss a tensor polarization of the deuterons $P_{33} = -0.78 \pm 0.02$ and $+0.76 \pm 0.02$ was found.

The charge exchange takes place at an energy of 50 keV. The negative ions emerging from the foil are focused and accelerated through the 50 keV potential to ground. They are then refocused and deflected by a 7° deflection magnet before reaching a tritium target. The negative beam intensity at the target, which has an area of 2 cm^2 is 0.6 nA. The tensor polarization P_{33} was determined by measuring the anisotropy of the α -particles from the $T(d, n)\text{He}^4$ reaction with proportional counters. A value $P_{33} = -0.27 \pm 0.04$ without the high frequency transition and $P_{33} = -0.86 \pm 0.03$ or $P_{33} = +0.82 \pm 0.03$ with the r.f. transition was deduced. The higher polarization values of the negative beam are the result of the beam analysis by the deflection magnet. The P_{33} value for an ideal source with the above mentioned r.f. transitions is ± 1 . Since the ionization takes place in a field of 400 Gauss this values are reduced to ± 0.96 .

Reference

- [1] See, for instance, H. RUDIN, H. R. STRIEBEL, E. BAUMGARTNER, L. BROWN, and P. HUBER, *Helv. phys. Acta* **34**, 58 (1961).

Elastische Streuung polarisierter Neutronen an mittelschweren Kernen

VON D. ELLGEHAUSEN, R. GLEYVOD, P. HUBER UND K. WIEDEMANN

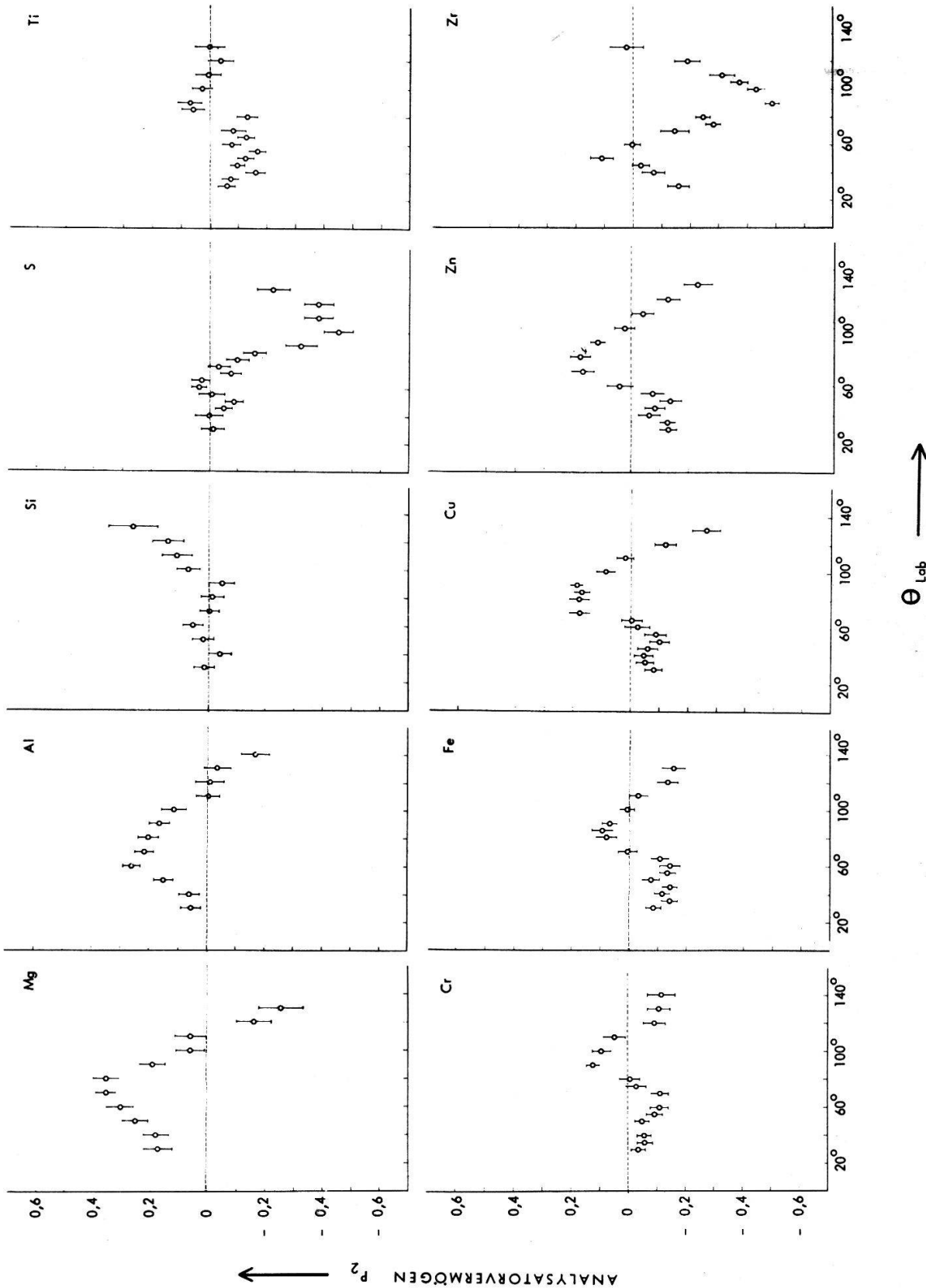
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Das Analysatorvermögen von zehn Elementen für elastisch gestreute Neutronen der mittleren Energie 3,25 MeV wurde im Winkelbereich $30\text{--}130^\circ$ gemessen (Figur). Als Neutronenquelle diente die $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion mit dicker Eistarget.

Die unter 50° zum einfallenden Deuteronenstrahl emittierten Neutronen wurden an zylindrischen Streukörpern von 2 cm Durchmesser und 5,5 cm Höhe gestreut.

Zur Messung der Asymmetrie wurde die in der Streuebene liegende Neutronenpolarisation mit Hilfe eines axialen Magnetfeldes um $\pm 90^\circ$ gedreht [1].

Die Registrierung erfolgte mit Szintillationszählern, wobei durch Impulsformdiskrimination der γ -Untergrund praktisch eliminiert werden konnte. Eine nachfol-



Analysatorvermögen der Elemente, Mg, Al, Si, S, Ti, Cr, Fe, Cu, Zn, Zr für polarisierte 3,25 MeV-Neutronen.

gende Energiediskrimination sorgte für Unterdrückung der inelastisch gestreuten Neutronen.

Der Berechnung des Analysatorvermögens liegt eine Einfallspolarisation von $-0,14$ zugrunde [2] [3]. Die Werte sind nicht auf Mehrfachstreuung korrigiert.

Ein Vergleich der Messungen mit dem optischen Modell ist in Vorbereitung.

Literatur

- [1] P. HILLMAN, G. H. STAFFORD und C. WHITEHEAD, *Nuovo Cim.* 4, 67 (1956).
- [2] I. I. LEVINTOV, A. V. MILLER, E. Z. TARUMOV und V. N. SHAMSHEV, *Nucl. Phys.* 3, 237 (1957).
- [3] H. J. BOERSMA, C. C. JONKER, J. G. NIJENHUIS und P. J. VAN HALL, *Nucl. Phys.* 46, 660 (1963).

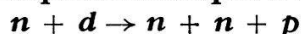
Moniteur de neutrons destiné à l'étude des réactions nucléaires du type (n, p) et (n, α)

par J. ALLISON, F. FOROUGH, J. E. DURISCH

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Le moniteur expérimenté pour des neutrons de 6 MeV utilise les protons de recul éjectés d'un radiateur mince ($60 \mu\text{m}$) de polyéthylène dans un angle solide petit défini géométriquement par deux iris de tungstène placés devant la surface active d'un détecteur solide de Si à barrière de surface. Cette géométrie permet une nette séparation du maximum correspondant aux protons des maxima dus aux réactions (n, α) et (n, p) produites dans la couche sensible de Si de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Il en résulte un rapport pic-vallée suffisant pour rendre négligeable les variations éventuelles du seuil situé immédiatement au-dessous des impulsions des protons. L'efficacité mesurée est comprise entre 1 et $3 \cdot 10^{-4}$ et la stabilité à long terme meilleure que 1,5%, ce qui est satisfaisant pour les longues mesures exigées par l'étude des réactions (n, p) et (n, α) . A côté de ces propriétés, le faible volume du moniteur ($4 \times 5 \text{ cm}$) en fait un instrument très favorable.

Essai d'un système triparamétrique d'analyse de la réaction



par E. GRAF, C. LUNKE, J. ROSSEL, R. WENUSCH et C. ZANGGER

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

L'étude complète de la fracture du deuton par un neutron requiert l'emploi d'un système permettant l'enregistrement simultané de trois grandeurs expérimentales pour chaque événement: le temps de vol de chacun des deux neutrons et l'amplitude de l'impulsion du proton issu de la réaction. Ceci est nécessaire si l'on veut disposer d'une information supplémentaire permettant de distinguer les bons événements d'un bruit de fond important. Un essai de mesure de ce type portant sur quelques dizaines d'heures a été fait pour examiner l'efficacité du dispositif et les critères de discrimination des événements.

Dans une représentation biparamétrique des temps de vol des neutrons, et pour des angles coplanaires d'observation $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 80^\circ$, on observe, après avoir appliqué un critère de discrimination basé sur l'énergie totale de la réaction, une accumulation de points dans une région limitée de la courbe cinématique. Ce domaine correspond à une interaction d'un neutron et du proton dans l'état final sous la forme d'un deuton dans un état virtuel de l'ordre de 100 keV. Ceci est en accord avec les résultats des travaux sur la réaction miroir $p + d \rightarrow p + p + n$ entrepris à Rice University [1].

Une discussion de ces premiers résultats, des améliorations expérimentales possibles et des travaux futurs sera présentée.

Cette étude a été entreprise conjointement à la Faculté des Sciences de Grenoble et à l'Institut de Physique de Neuchâtel dans des conditions différentes.

Bibliographie

[1] W. D. SIMPSON, The Three-Nucleon System, (Thesis).

Une mesure du paramètre de dépolariation dans la diffusion proton-proton à 600 MeV¹⁾

par M. BOURQUIN, E. HEER, B. LEVRAT, J. F. RENEVEY et C. REVILLARD
(Laboratoire de Physique Nucléaire Expérimentale, Université de Genève)

Dans le cadre de l'étude de la diffusion proton-proton, nous avons mesuré le paramètre de dépolariation $D_{nn}(\theta)$ pour une énergie cinétique incidente de 600 MeV et pour un angle de 67° dans le système du centre de masse. Notre système de détection était placé derrière celui du groupe d'Orsay-Saclay [1].

L'intérêt de telles mesures réside dans le fait qu'il existe une relation entre les éléments de matrice de l'hamiltonien du système nucléon-nucléon et ceux de la matrice M , dite «matrice de Wolfenstein-Ashkin»:

$$M(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \alpha + \beta(\sigma_{1n} \sigma_{2n}) + \gamma(\sigma_{1n} \sigma_{2n}) + \delta(\sigma_{1m} \sigma_{2m}) + \varepsilon(\sigma_{1l} \sigma_{2l})$$

où $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \varepsilon$ sont des fonctions complexes des angles de diffusion θ et des impulsions \mathbf{k} , alors que les $\sigma_{\lambda r}$ sont les projections des matrices de Pauli sur les vecteurs unitaires orthogonaux $\hat{n}, \hat{m}, \hat{l}$, définis à partir des directions des nucléons incidents et diffusés.

$$D_{nn}(\theta) \equiv \frac{|\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2|\gamma|^2 - |\delta|^2 - |\varepsilon|^2}{|\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2|\gamma|^2 + |\delta|^2 + |\varepsilon|^2}$$

Au moyen de diffusions doubles ou triples, on peut obtenir D_{nn} de 4 manières différentes:

Faisceau	Cible	Analyse
non polarisé	polarisée	proton de recul ($\pi/2 < \theta_{cm} < \pi$)
polarisé	non polarisée	proton diffusé ($0 < \theta_{cm} < \pi/2$)

¹⁾ Travail subventionné par le Fonds National de la Recherche Scientifique.

Dans les deux cas, la polarisation peut être dirigée soit vers le haut ($N = + 1$), soit vers le bas ($N = - 1$). On obtient

$$D_{nn}(\pi - \theta) \equiv K_{nn}(\theta) = \frac{(1 + N_2 P^{0(2)} P(\theta)) A_{0, N_2} - \bar{P}_a(\theta_a) P(\theta)}{N_2 P^{0(2)} \bar{P}_a(\theta_a)}$$

ou bien

$$D_{nn}(\theta) = \frac{(1 + N_1 P^{0(1)} P(\theta)) A_{N_1, 0} - \bar{P}_a(\theta_a) P(\theta)}{N_1 P^{0(1)} \bar{P}_a(\theta_a)}$$

où $P^{0(1)}$ et $P^{0(2)}$ sont respectivement les valeurs de polarisation du faisceau et de la cible, $P(\theta)$ le paramètre de polarisation, A_{N_1, N_2} l'asymétrie gauche-droite observée, $\bar{P}_a(\theta_a)$ le pouvoir d'analyse moyen pondéré du matériel utilisé pour obtenir l'asymétrie.

Notre dispositif expérimental est indiqué sur la figure 1. Le faisceau extrait du synchrocyclotron du CERN à une énergie de 596 ± 6 MeV peut être polarisé par diffusion sur une première cible de carbone. Il est ensuite focalisé sur la cible de protons polarisés construite par le groupe de SACLAY [1]. Pour diminuer le bruit de fond, le proton diffusé et le proton de recul sont détectés en coïncidence. La diffusion analysante a lieu dans la chambre à étincelles à plaques de graphite du polarimètre [2]. Les chambres à étincelles et la caméra sont déclenchées par la combinaison des compteurs suivants (voir figure 1):

$$12 \cdot 22 \cdot \overline{32} \cdot (30 + 31 + 33 + 34) \cdot R1 \cdot R2$$

où les signes «produit» et «somme» représentent respectivement les opérations logiques «et» et «ou». Le polarimètre est aligné sur la trajectoire des protons diffusés à $113,3^\circ$ dans le système du centre de masse. Son acceptation en énergie cinétique est limitée à $116 \text{ MeV} < T_{inc} < 213 \text{ MeV}$.

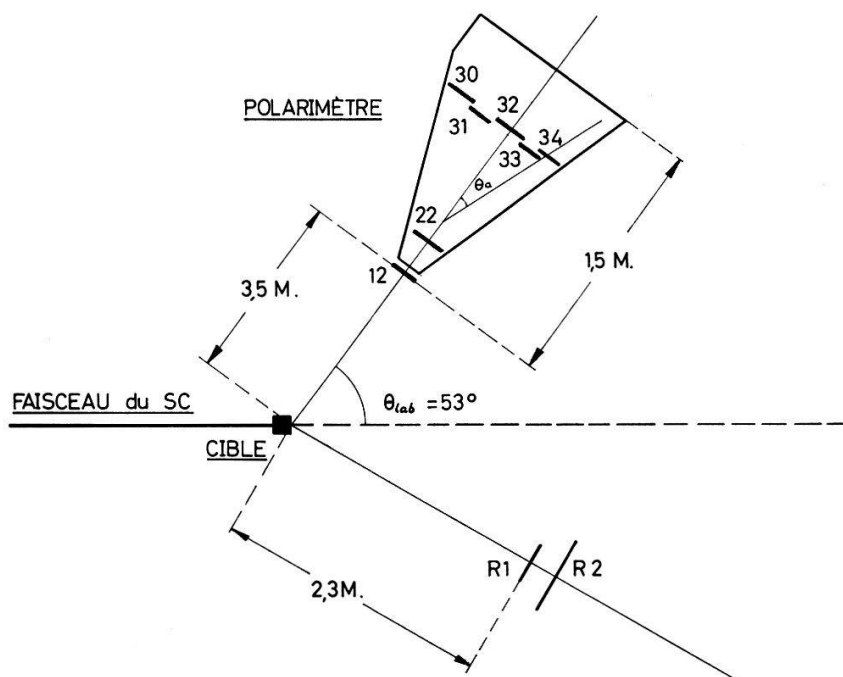


Figure 1

Dispositif expérimental.

Tableau 1

θ_{cm}	$N_1 P^{0(1)}$	$N_2 P^{0(2)}$	$P(\theta)$	$\bar{P}_a(\theta_a)$	A	$K_{nn}(113.3^\circ) \equiv D_{nn}(66.7^\circ)$
113.3°	0	$+ .79 \pm .04$	$-.297 \pm .014$	$.42 \pm .05$	$.006 \pm .052$	$.39 \pm .19$
113.3°	0	$-.68 \pm .04$	$-.297 \pm .014$	$.44 \pm .05$	$-.222 \pm .049$	$.45 \pm .10$

Resultat combiné des deux mesures indépendentes: $D_{nn}(66.7^\circ) = .43 \pm .09$

Nous avons pris 7000 photos avec faisceau non polarisé et cible polarisée, d'abord vers le haut, puis vers le bas. Pour le dépouillement, nous avons utilisé une table semi-automatique. Seules les photos comportant une trace bien définie donnèrent lieu à une reconstruction spatiale de l'événement. Nous n'avons conservé que les événements venant directement de la cible, ayant une énergie T_{inc} comprise entre 120 et 196 MeV et dont l'angle de diffusion d'analyse θ_a est compris entre 7° et 32° . Il a fallu d'autre part appliquer certains critères pour éliminer d'éventuelles asymétries dues aux compteurs de la logique. Il est resté 15% des événements. Après soustraction du faible bruit de fond déterminé avec une cible ne contenant pas de matériaux hydrogénés, nous avons calculé le pouvoir d'analyse moyen pondéré (d'après les tables de PETERSON [3]), l'asymétrie et le paramètre de dépolarisation pour les deux conditions expérimentales indépendantes. Les résultats sont donnés dans le tableau I. Les valeurs de $P^{0(1)}$, $P^{0(2)}$ et $P(\theta = 113^\circ) \equiv -P(\theta = 67^\circ)$ sont celles obtenues dans la référence [1]. Sur la figure 2, nous avons comparé les résultats publiés à ce jour entre 430 et 635 MeV et entre 54° et 126° .

Ces mesures faisaient partie d'une expérience préliminaire à celle qui doit déterminer le pouvoir d'analyse du carbone à trois énergies différentes et dont la publica-

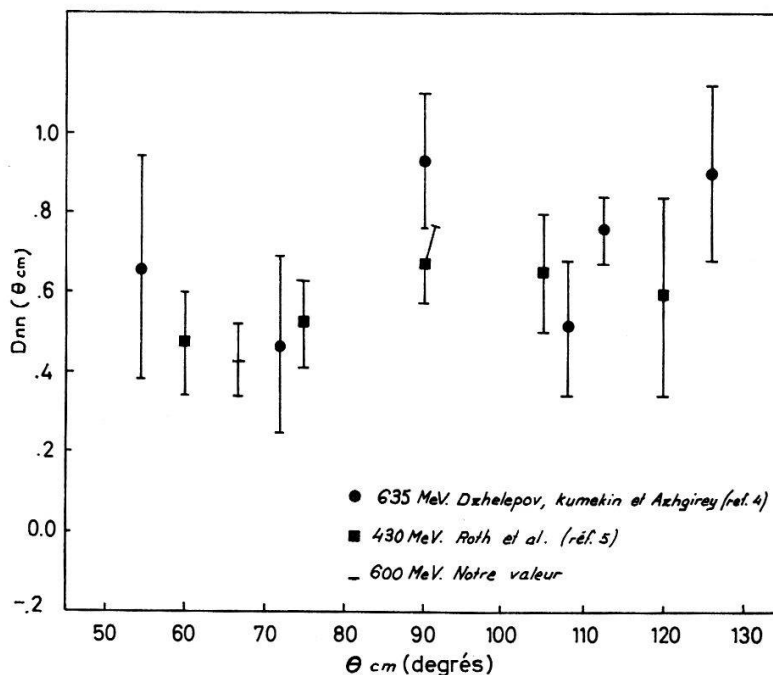


Figure 2

Paramètre $D_{nn}(\theta_{cm})$.

tion des résultats suivra. Nous tenons à remercier vivement Monsieur A. MICHALOWICZ et les groupes d'Orsay et de Saclay qui nous ont permis d'effectuer cette expérience avec leur faisceau et leur cible.

Bibliographie

- [1] G. COIGNET, rapport CERN 66-2.
- [2] A. GAUTSCHI, E. HEER, B. LEVRAT, D. MAEDER et J. F. RENEVEY, Arch. Sci. 18, 232 (1965); A. GAUTSCHI, E. HEER et J. F. RENEVEY, Helv. phys. Acta 38 (1965).
- [3] V. Z. PETERSON, UCRL - 10622 (1963).
- [4] V. P. DZHELEPOV et al., Proceeding of the International Conference on High-Energy Physics, Dubna (1964); Y. KUMKIN et al., JETP 35, 1398 (1958); 38, 1451 (1960); L. S. AZHGIREY et al., Phys. Lett. 18, 203 (1965).
- [5] R. ROTH et al., Phys. Rev. 140, 1533 (1965).

Festkörperphysik

Cinétique de restauration d'un pic de frottement interne par des mesures au pendule de torsion¹⁾

par N. JÄGER, W. BENOÎT et R. C. FORNEROD

(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

Des pics de frottement interne sont observés entre -180°C et $+30^{\circ}\text{C}$ lorsque le frottement interne d'échantillons métalliques c.f.c. est mesuré à basse fréquence. OKUDA et HASIGUTI [1] signalent trois pics, P_1 , P_2 et P_3 qui sont souvent attribués à l'interaction entre les dislocations et les défauts ponctuels, lacunes, interstitiels et bilacunes respectivement. Nous avons entrepris une étude du pic P_2 avec un pendule de torsion inversé [2] sur des fils d'or écrouis.

Les fils étaient de 0,5 mm de diamètre, 100 mm de longueur et de pureté 99,999%. Ils étaient recuits 4h à 600°C puis écrouis par torsion 2, 4 et 8 tours à basse température (-180°C). La fréquence de mesure était 0,417 c/s.

Après chaque écrouissage, les expériences se divisent en deux parties:

- des mesures du frottement interne lorsque la température augmente linéairement dans le temps jusqu'à une valeur T_{max} supérieure à T_{pic} , puis on fait baisser le plus rapidement possible la température à -180°C . Ce cycle est répété plusieurs fois sur le même échantillon (figures 1 et 2).
- Des mesures du frottement interne lorsque la température varie linéairement jusqu'à la température du pic, puis on stabilise cette température et on mesure le frottement interne en fonction du temps pendant 10 heures (figure 3).

¹⁾ Subside 4050 du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

On peut faire les observations suivantes:

- le pic commence par augmenter puis décroît (voir figures 1 et 2). Les maxima de $tg\delta$ en fonction du temps ont lieu à 30, 2,5 (?) et 20 min pour les écrouissages de 2,4 et 8 tours respectivement (fig. 3). Etant donné la migration instantanée des interstitiels ceci impliquerait que le frottement interne maximum ne coïnciderait pas avec la concentration maximum d'interstitiels aux dislocations. Ceci a déjà été suggéré par OKUDA et HASIGUTI lors d'une mesure de frottement interne et de module d'élasticité.

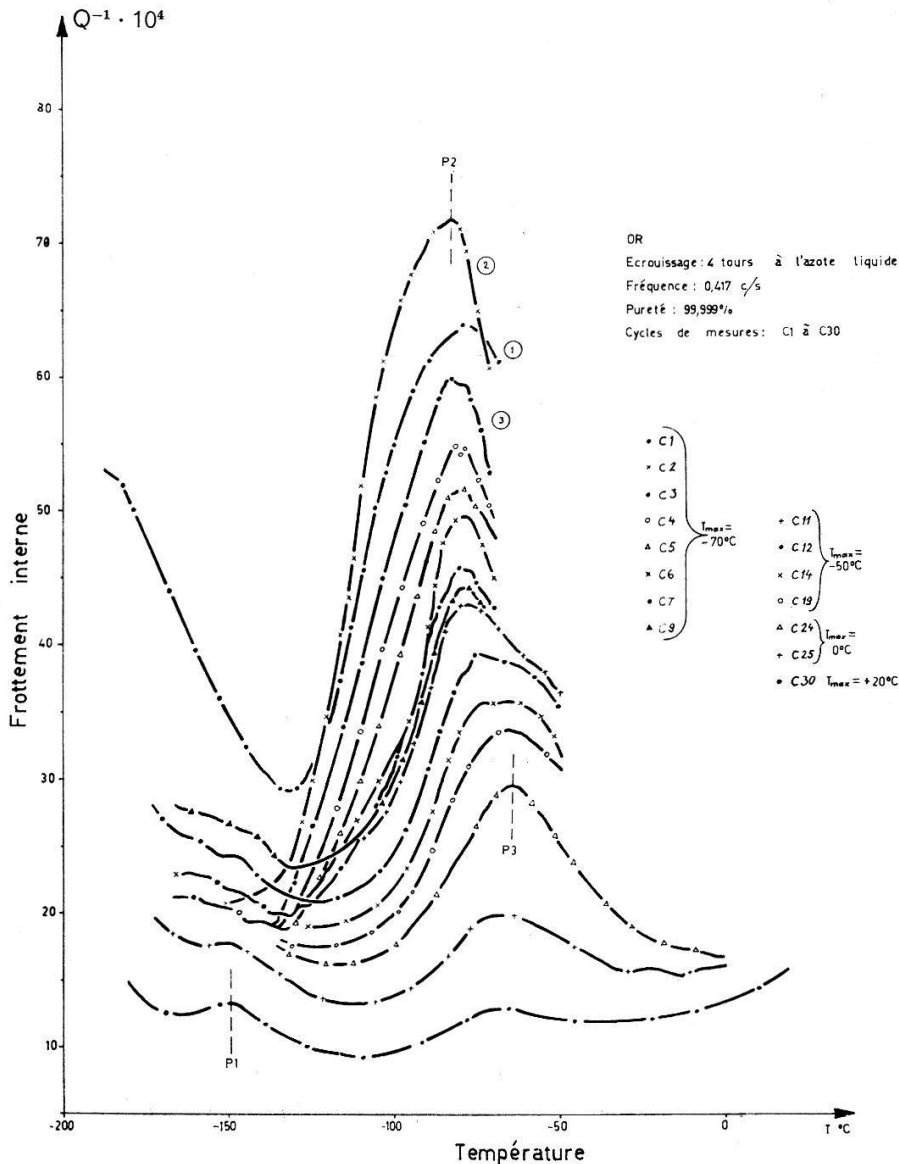


Figure 1

Frottement interne en fonction de la température.

- La disparition de P_2 s'accompagne de l'apparition du pic P_3 puis P_1 ce qui impliquerait une migration lente des bilacunes.
- Nous observons d'importantes variations de la température du pic P_2 au cours du recuit et en fonction du taux d'écrouissage.

- La température moyenne des pics P_2 observés (-84°C) et la fréquence de $0,417\text{ c/s}$ correspondent aux résultats d'OKUDA et HASIGUTI [1] qui eux vérifient la loi d'Arrhénius $\nu_{app} = \nu_0 e^{-E/kT}$.

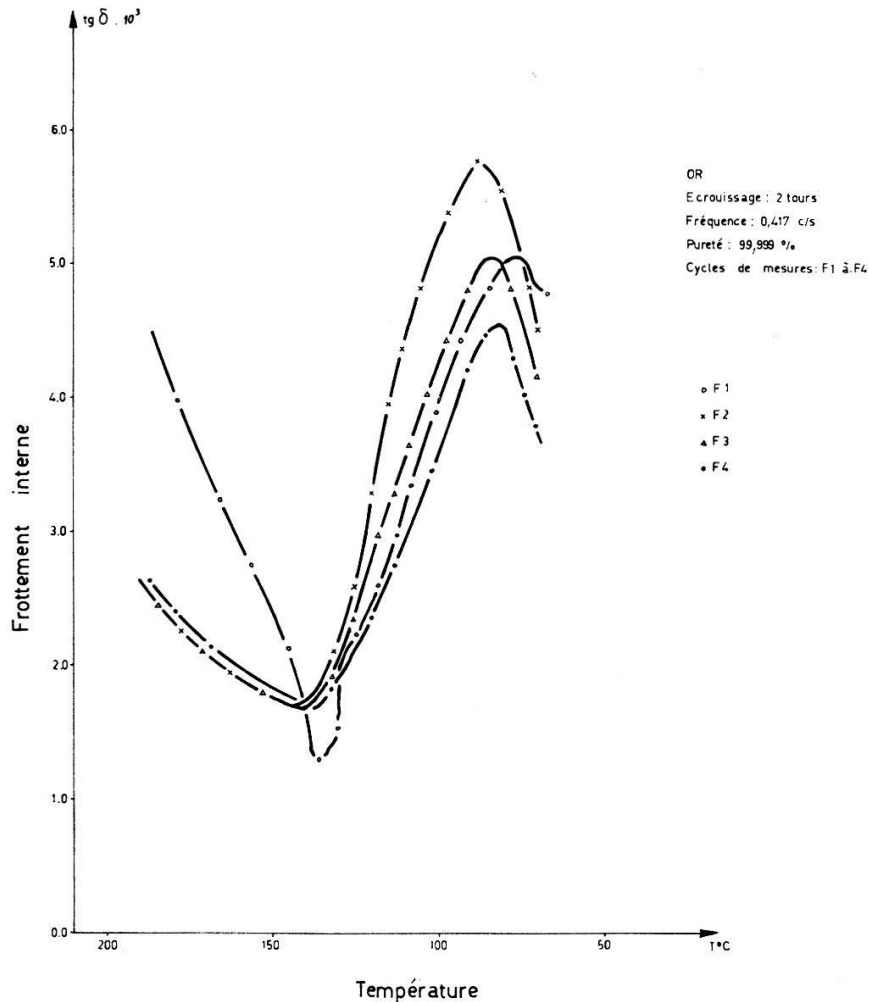


Figure 2

Frottement interne en fonction de la température.

Il existe plusieurs modèles pour expliquer ces pics de frottement interne. L'un d'eux est dû à SCHILLER [3] qui se base sur l'interaction entre les dislocations et les défauts ponctuels. Il obtient :

$$\text{tg } \delta = \frac{4 N A^2}{(N + N_0)^2} \frac{(ab)^2}{k T} \frac{G e^{-R/kT}}{(1 + 2 e^{-R/kT})} \frac{\omega \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)}$$

où N = concentration d'interstitiels à la dislocation

N_0 = concentration d'épingles fixes.

Un maximum existe pour $N = N_0$. En accord avec ceci, nous obtenons un maximum pour $\text{tg } \delta$ en fonction du temps.

En nous basant sur ce modèle, sur nos résultats expérimentaux $\text{tg } \delta(t)$, sur la théorie cinétique des défauts ponctuels proposée par DAMASK et DIENES [4], et sur l'énergie de migration des interstitiels (0,08 eV), nous proposons le modèle suivant : l'écrouissage à basse température crée des défauts ponctuels, des dislocations et des

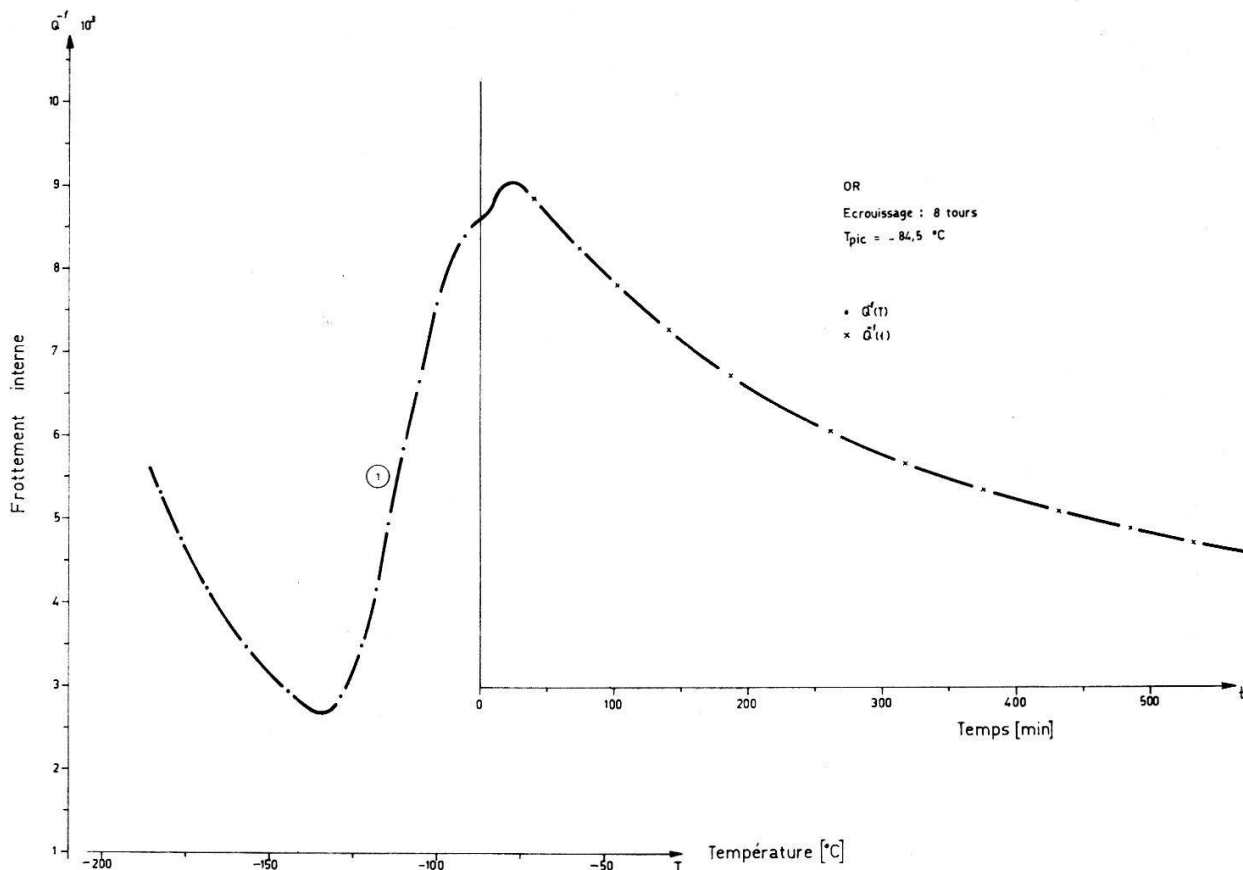


Figure 3

Frottement interne en fonction de la température et recuit isotherme à la température du pic.

crans. Il se produit ensuite, à la température du pic P_2 (environ -80°C), une migration rapide d'interstitiels vers les dislocations tandis que les lacunes restent figées et les bilacunes ne migrent que lentement. Cette migration rapide vers les dislocations est suivie d'une restauration des interstitiels par migration vers des puits. Ces puits se divisent en deux catégories: les puits dits «infinis» tels que les crans, et les puits variables tels que les lacunes et bilacunes déjà présentes le long des dislocations.

Bibliographie

- [1] S. OKUDA et R. R. HASIGUTI, *Acta Met.* 11, 257 (1963).
- [2] B. MARTINET, Thèse 1964, EPUL.
- [3] SCHILLER, *Physica Status Solidi* 5, 391 (1964).
- [4] DAMASK and DIENES, *Point Defects in metals*, Gordon & Breach.

Résonance paramagnétique de Mn^{++} dans Al_2O_3

par E. LAMBERT et F. PORRET

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Les mesures ont été effectuées à 9,4 GHz en fonction de l'orientation du cristal. Les spectres obtenus s'expriment par un hamiltonien de spin de symétrie trigonale. Pour la détermination des paramètres de l'hamiltonien, on a retenu trois orientations

$\theta = 0^\circ$, $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 10^\circ$ (θ : angle entre axe optique et direction du champ magnétique). Pour cette dernière orientation, on a observé les transitions hyperfines «interdites» $\Delta m = \pm 1$ permettant la mise en évidence d'une interaction quadripolaire nucléaire électrique dans l'état S du ion Mn^{++} .

La formule donnant les niveaux d'énergie a été recalculée en détail jusqu'au 3^e ordre. On s'est efforcé en particulier de déterminer les paramètres a et F séparément. Les valeurs des paramètres seront données et comparées à celles trouvées dans d'autres travaux [1] [2] [3].

Bibliographie

- [1] Low and Suss, P. R., 119, 132 (1960).
 [2] FOLEN, P. R., 125, 1581 (1961).
 [3] KREBS et al., P. R., 141, 425 (1965).

Vitesse de trempe de fils métalliques¹⁾

par J.-J. PALTENGI

(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

D'entre tous les moyens de créer des défauts de structure métallique, la trempe de lacune dans des fils est un de ceux qui laissent le moins de paramètres inconnus. La vitesse de trempe détermine le genre et la concentration des défauts obtenus à basse température, sa mesure permet de reconnaître schématiquement deux limites hors desquelles l'expérience perd ses caractéristiques. Une limite inférieure en dessous de laquelle n'est pas retenu le défaut [1] et une limite supérieure au-dessus de laquelle un écrouissage d'origine thermique se produit [2].

Nous avons réalisé un montage permettant la trempe de fils métalliques. Le fil est chauffé par effet Joule dans une atmosphère neutre d'hélium elle-même refroidie

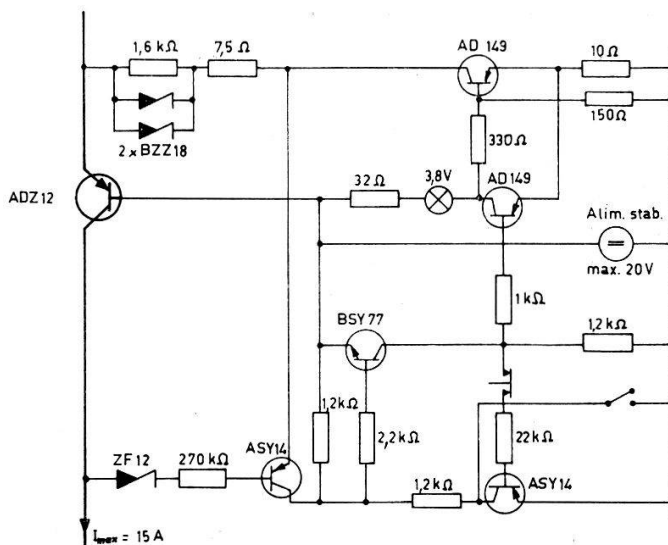


Figure 1

Disjoncteur électronique.

¹⁾ Subside 4050 du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

à l'azote liquide ce qui évite toute oxydation. La température de l'échantillon est déterminée par sa résistance électrique mesurée par un courant alternatif de 10 KHz observé sur un oscilloscope. La trempe s'obtient par coupure brusque du courant de chauffage (15 A en moins de 1 ms) à l'aide d'un disjoncteur électronique dont le schéma est donné par la figure 1. Au cours de la trempe, la température mesurée varie sensiblement d'une façon exponentielle (figure 2).

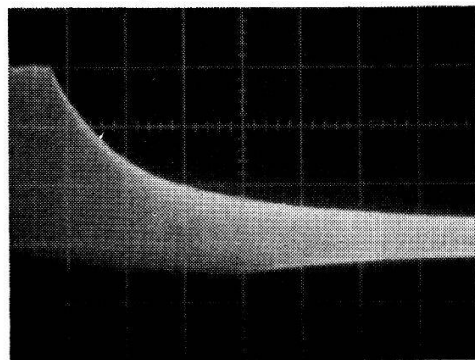


Figure 2

Trempe d'un fil d'argent de 1/10 mm de rayon. Les températures limites sont + 500 °C et - 195 °C. Une division horizontale représente 1/10 sec.

On peut relever que la trempe au gaz d'hélium jouit de quelques avantages par rapport aux diverses trempes à la saumure [3]: elle s'établit immédiatement, produit moins d'érouissage thermique, a lieu en atmosphère neutre et sa vitesse peut être réglée par la pression du gaz. Voici quelques résultats obtenus sous trois atmosphères d'hélium, pour des températures limites de 500 °C et - 195 °C.

diamètre du fil [mm]	métal	dT/dt ($t = 0$) en °K/S
5/100	Ag	25 000
1/10	Ag	9 700
5/100	W	12 500

Bibliographie

- [1] LOMER, Progr. Metal Phys. 8, 255-321 (1959).
 [2] VAN BUEREN, Imp. in crystals p. 276-281 1961 North Holland publication.
 [3] Lattice defects in quenched Metals. 1965. Academic Press.

Etude du frottement interne de lames d'or après érouissage¹⁾

par W. BENOÎT et R. C. FORNEROD

(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

Des mesures de frottement interne ont été réalisées sur une installation de flexion permettant de faire vibrer des lames minces, encastrées à une extrémité, à des fréquences allant de 10 Hz au KHz. Cette installation, représentée sur la figure 1, permet de procéder à des mesures entre - 196 °C et + 500 °C grâce à un récipient à azote

¹⁾ Subside 4050 du Fonds National suisse de la recherche scientifique.

liquide et un corps de chauffe situés autour de l'échantillon. L'enceinte est maintenue sous un vide de 10^{-5} mm Hg. L'encastrement est réalisé au moyen d'une pince avec rouleaux en or serrant l'échantillon. Cet encastrement est valable puisqu'il permet de mesurer un frottement interne de lames d'or jusqu'à $2 \cdot 10^{-4}$. Les échantillons ont une longueur de 1–2 cm et une épaisseur qui peut aller de 5–200 μ .

L'excitation et la détection du mouvement se font au moyen de deux petites électrodes situées en face de l'échantillon. La méthode utilisée est la même que celle décrite à propos de l'installation de vibration en flexion des barreaux [1].

Les mesures présentées ici ont été faites sur des lames d'or de 50 μ d'épaisseur et d'une pureté de 99,999%. Les échantillons sont recuits pendant trois heures à 900°C puis écrouis à la température ambiante avant d'être montés rapidement dans l'installation.

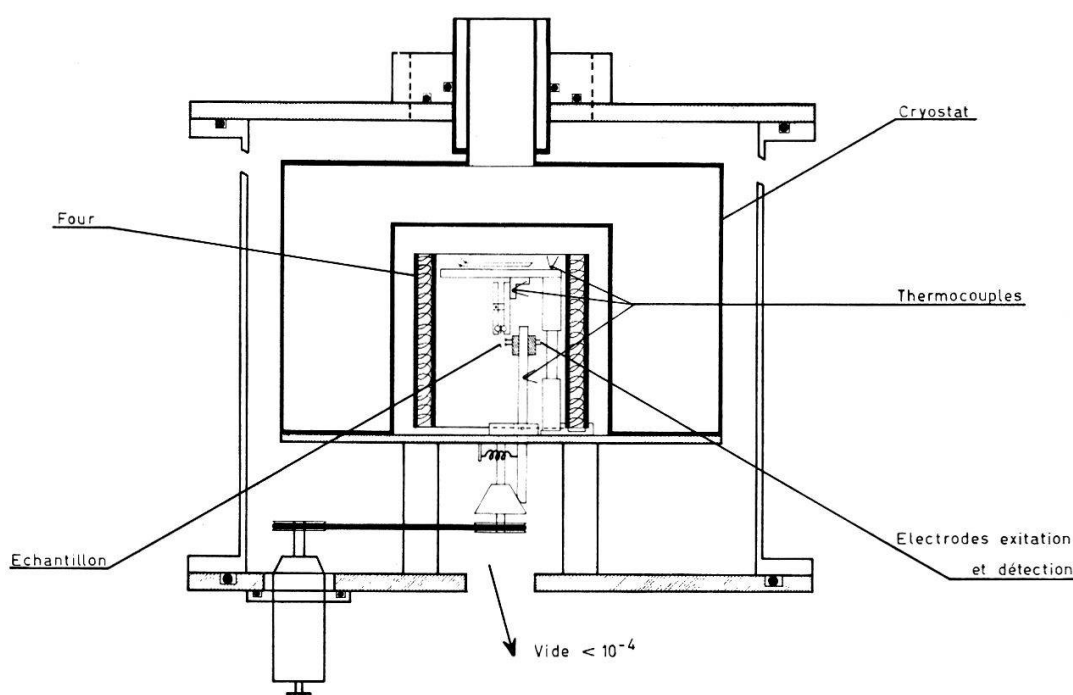


Figure 1

Dispositif de vibrations de lames minces.

Actuellement, un nouveau dispositif permet d'étirer des échantillons dans l'installation même et à la température de l'azote liquide.

Le recuit isochrone représenté sur la figure 2 a été obtenu sur un échantillon laminé à 17% à la température ambiante. La fréquence de vibration est de 200 Hz. On observe à basse température la fin du pic de Bordoni puis à -60°C et -20°C deux autres pics. Les recuits isochrones effectués tous les 25°C pendant une heure provoquent la disparition de ces pics entre 200 et 300°C pour le pic de Bordoni et entre 50 et 150°C pour les deux autres.

Des mesures analogues effectuées sur d'autres échantillons à des fréquences et pour des écrouissages différents ont montré

- que la température et l'amplitude des pics observés dépendent de l'écrouissage effectué, ce qui rend difficile la comparaison des résultats pour le calcul des énergies de relaxation.

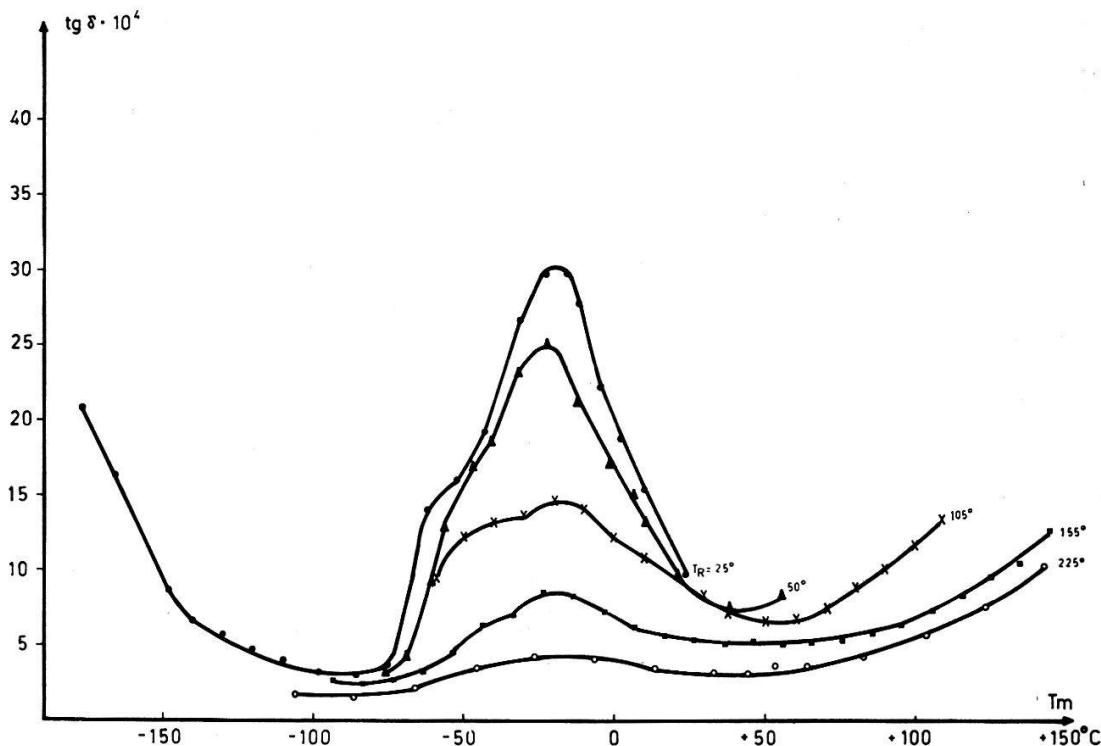


Figure 2

Restauration d'un pic de frottement interne à 200 Hz Ecouissage 17%.

- Qu'il existe 4 pics différents entre celui de Bordoni et la température ambiante (situés pour une fréquence de 300 Hz aux environs de -110°C , -60°C , -20°C et 0°C).
- Que la plupart de ces pics se restaurent à la température ambiante et qu'il sera par conséquent nécessaire pour les étudier de procéder à des écouissages à plus basse température.

Bibliographie

- [1] W. BENOÎT et B. SECRÉTAN, *Helv. phys. Acta* 35, 521 (1963).

Le champ cristallin et ses conséquences dans certaines combinaisons paramagnétiques des terres rares

par G. BUSCH, P. JUNOD, A. MENTH et O. VOGT

(Laboratoire de Physique du Solide, Ecole Polytechnique Fédérale, Zurich (Suisse))

Le paramagnétisme des composés du Pr, Sm, Tm et Yb avec les anions du 5^e groupe (N, P, As, Sb) est interprété sur la base d'un Hamiltonien comprenant le champ cristallin, mais négligeant l'énergie d'échange magnétique.

La décomposition du multiplet fondamental donne lieu à des anomalies de SCHOTTKY de la chaleur spécifique, dont nous avons calculé le comportement en fonction de la température. La largeur totale du multiplet fondamental est proportionnelle à a_0^{-5} lorsque pour un ion terre rare donné on varie l'anion (a_0 = constante du réseau).

Epinglage des dislocations par les défauts d'irradiation dans l'Argent

par R. C. FORNEROD et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

Résonance paramagnétique de Eu^{++} dans KI

par F. PORRET et E. LAMBERT

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Nous avons enregistré les spectres de résonance paramagnétique électronique de Eu^{++} dans KI en fonction de l'orientation du monocristal dans le champ magnétique. L'étude de la position des groupes de raies de structure hyperfine nous a conduit au résultat suivant: le champ cristallin à l'endroit du ion Eu^{++} n'a pas la symétrie cubique du cristal mais la symétrie orthorhombique. Ce changement est attribué à l'association du ion Eu^{++} avec une lacune cationique en position de plus proche voisin, l'axe ion-lacune dirigé selon [110], comme cela a été trouvé dans d'autres cristaux [1]. Nous avons établi un hamiltonien de spin tenant compte de la symétrie du champ cristallin et des 12 orientations possibles des associations. Les paramètres de l'hamiltonien déterminés à partir de la position des raies confirment le modèle proposé.

Bibliographie

[1] R. RÖHRIG, Phys. Letters 16, N° 1, 20 (1965).

The Existence of Slonczewski-Modes in Absence of Complete Orbital Degeneracy

by K. A. MÜLLER and W. BERLINGER

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 RüschlikonZH, Switzerland)

It can be shown that SLONCZEWSKI modes [1] may exist in absence of complete orbital and vibrational degeneracy (Jahn-Teller effect). This is done by redefining the normal coordinates in presence of the perturbing field which removes the degeneracy. We have shown this for the simple case of an orbitally degenerated doublet in O_h symmetry which couples to a J-T active E_g mode in the presence of a perturbing crystal field of C_{4v} symmetry (potential $V_{C_{4v}}$). The condition is $V_{C_{4v}} < 2 E_S$ where E_S is the Jahn-Teller stabilization energy.

Experimental indication for the existence of such states has been obtained from an axial (C_{4v}) Ni^{3+} EPR spectrum in SrTiO_3 . In this case the line broadening is exponential as a function of temperature and nearly the same as that observed for the cubic Ni^{3+} (O_h symmetry) in this crystal [2] [3]. An exponential line broadening has now also been observed for a Ni^{3+} on a regular Ti site in TiO_2 rutile where the symmetry is rhombic and thus the degeneracy of the E ground state is partially lifted. The relaxation time of Ni^{3+} in TiO_2 obeys the relation $T_1 = 2,5 \times 10^{-9} \exp 435 \text{ cm}^{-1}/kT$ [2].

References

- [1] J. C. SLONCZEWSKI, Phys. Rev. *131*, 1596 (1963).
 [2] U. HÖCHLI and K. A. MÜLLER, Phys. Rev. Letters *12*, 730 (1964);
 U. HÖCHLI, K. A. MÜLLER, and P. WYSLING, Phys. Letters *15*, 5 (1965).
 [3] R. S. RUBINS, K. A. MÜLLER, and W. BERLINGER, to be submitted for publication.

Magnetisches Verhalten von Eu (Se,S) und Eu (Se,Te) Mischkristallen

von G. BUSCH, P. SCHWOB und O. VOGT
 (Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Mischkristalle der Zusammensetzung $\text{EuSe}_{1-x}\text{S}_x$ und $\text{EuSe}_{1-y}\text{Te}_y$ ($x, y < 30\%$) wurden durch Sublimation hergestellt. Ihre magnetischen Eigenschaften wurden zwischen 2° und 300°K bei verschiedenen äusseren Drücken untersucht. Eine monotone Abhängigkeit der Austauschkopplung vom interatomaren Abstand wurde für hohe Fremdionenkonzentrationen gefunden. Bei kleinen Konzentrationen und kleinen Magnetfeldern tritt eine Abweichung auf, die sich vor allem durch ein reduziertes spontanes Moment manifestiert, in einem Konzentrationsgebiet, wo Antiferromagnetismus erwartet würde.

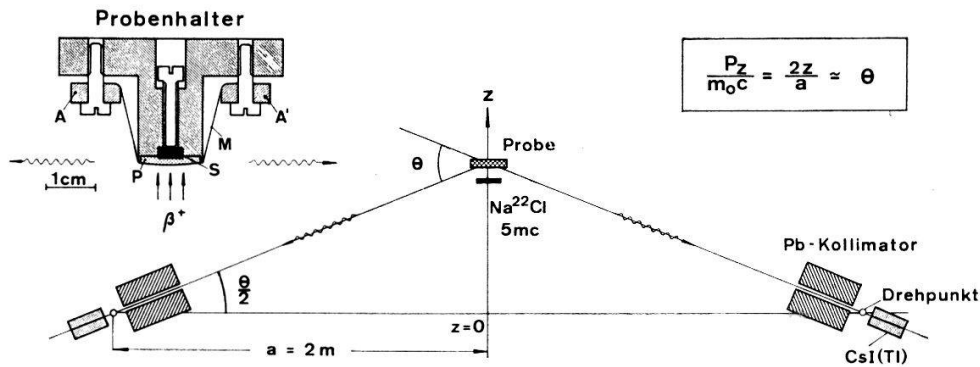
Positronenannihilation in HoSb und HoTe

von F. BADOUX und F. HEINRICH
 (Physikalisches Institut ETH, Zürich)

IANDELLI [1] zeigte auf Grund magnetischer Messungen an HoSb und HoTe, dass das Kation in beiden Verbindungen dreiwertig erscheint. Beide Substanzen kristallisieren in Steinsalzstruktur mit annähernd gleichen Gitterkonstanten. Im Rahmen eines naiven Ionenbildes $\text{Ho}^{3+}\text{Sb}^{3-}$ bzw. $\text{Ho}^{3+}\text{Te}^{2-}$ erhebt sich damit die Frage, wie sich das überzählige «Valenzelektron» im Falle des HoTe verhält. Das Interesse für dieses Elektron wurde von BUSCH und VOGT [2] erweckt, die bei magnetischen Untersuchungen an der pseudobinären Mischkristallreihe HoSb-HoTe zeigen konnten, dass das Zusatzelektron nicht in unmittelbarer Umgebung des zugehörigen Ions lokalisiert ist, so dass sich vermuten lässt, dass es sich bezüglich der Annihilation als nahezu freies Elektron verhält. Es scheint daher lohnend, das Verhalten von HoSb und HoTe bei Annihilationsexperimenten zu vergleichen.

Figur 1 zeigt die experimentelle Anordnung zur Messung der Winkelkorrelation der Annihilationsquanten.

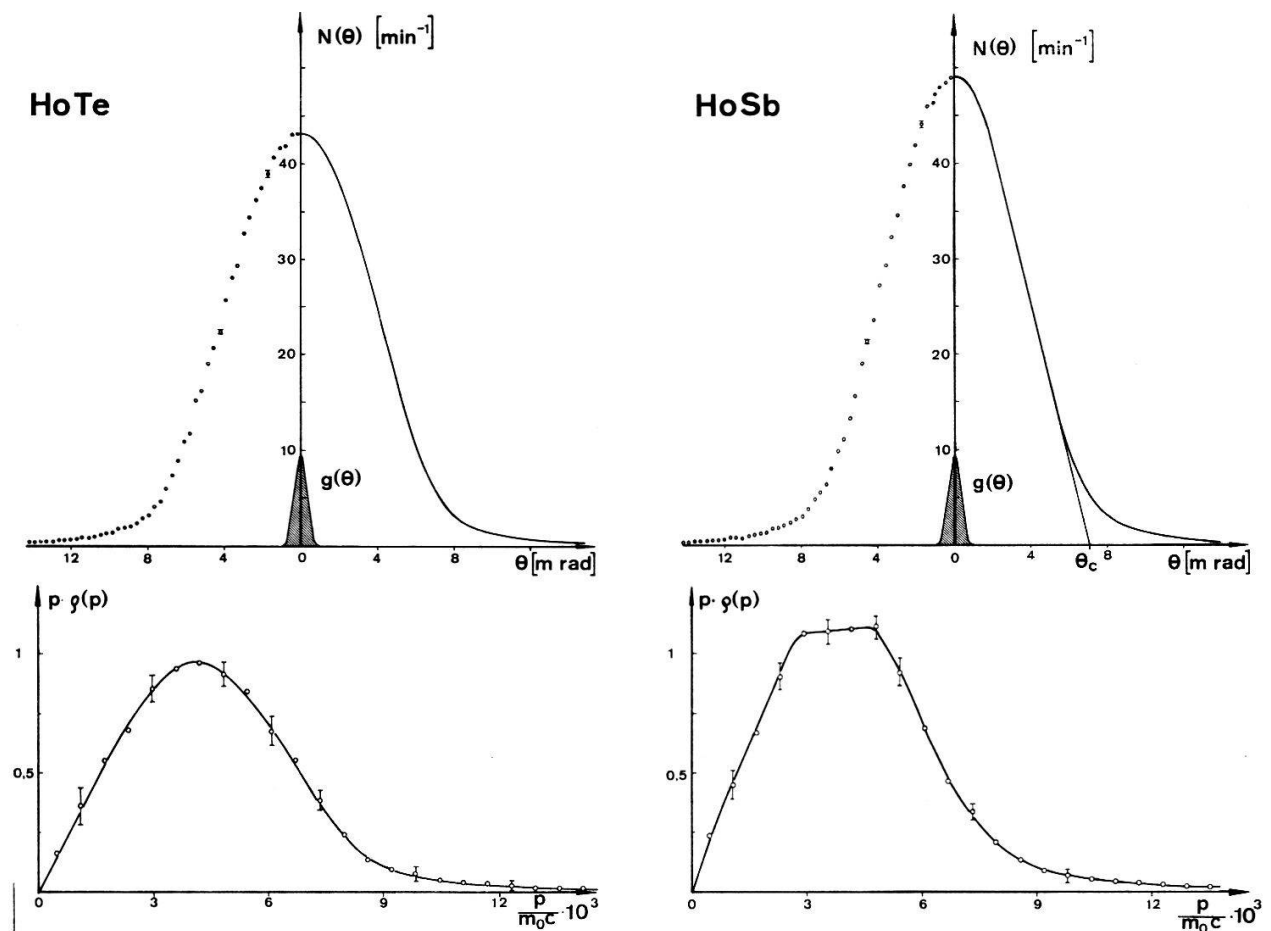
Bei Verschiebung der Kombination Quelle-Probe in z-Richtung drehen sich Kollimatoren und Detektoren mit, d. h. sie visieren stets die Probe an. Die Änderung von z erfolgt programmiert in Schritten von 0,3 mm, wobei sowohl die Koinzidenz- als auch die Einzelraten automatisch registriert werden. Durch 1-Kanal-Analysatoren wird der Photopeak und ca. $1/3$ der Comptonverteilung der 511-KeV-Strahlung ausgeblendet; die Koinzidenzauflösung beträgt $0,4 \mu\text{sec}$.



Figur 1

Detektoren: CsI(Tl), 70 × 50 × 5 mm, eingebettet in konische Lichtleiter. Kollimation: Bleispalte 70 × 1 mm. Quelle: Na²²Cl auf Platin-backing aufgedampft; Rückstreuung ca. 50%. Probenhalter: Aluminium. AA = Spannvorrichtung für 6-μ-Mylarfolie M; P = Pulverprobe, Oberfläche 60 × 12 mm; S = Stempel.

Da die Einzelraten fast ausschliesslich von Annihilationen in der Probe herrühren, können sie dazu benützt werden, die Resultate bezüglich zeitlicher Schwankungen und den winkelabhängigen Änderungen der γ -Absorption in der Probe zu korrigieren. Für die Aufnahme der pulverförmigen Proben dient der in Figur 1 dargestellte Probenhalter, dessen Beitrag zur Untergrundzählrate, herrührend von der Mylarfolie



Figur 2

Korrelationsfunktionen und Zustandsdichten für HoSb und HoTe. $g(\theta)$ ist die geometrische Auflösung.

und den 0,5 mm breiten Al-Rändern (je ca. 5%), gesondert gemessen und subtrahiert wurde. Mit Hilfe des Stempels S lässt sich eine leichte Wölbung (ca. 0,1 mm) der Probenoberfläche erzielen, die abrupte Änderungen in der γ -Absorption verhindert. Da die Substanzen ausserordentlich luftempfindlich sind und zudem der Beitrag von Luft zur Koinzidenzrate keineswegs vernachlässigbar ist, befinden sich Quelle und Probe in einem evakuierten Gefäss mit dünnen Al-Fenstern.

Die primäre Messgrösse ist die Korrelationsfunktion $W(p_z) \sim N(\theta)$, die sich aus der Impulsdichte $\rho(p)$ als

$$W(p_z) = 2\pi \int_{p_z}^{\infty} p \rho(p) dp ; p_z = m_0 c \frac{2z}{a}$$

ergibt. Durch Differenzieren findet man daraus sofort die Zustandsdichte $p \rho(p)$.

Figur 2 zeigt die Messresultate für HoSb und HoTe, die auf jeweils 4 unabhängigen Messungen basieren. Eine Entfaltung bezüglich der geometrischen Auflösung $g(\theta)$ erwies sich nicht als lohnend.

Im Falle des HoSb erkennt man in $p \rho(p)$ das für Ionenkristalle typische Plateau, das Annihilationen mit gebundenen Elektronen des Anions repräsentiert und dem linearen Teil in $N(\theta)$ entspricht. Extrapoliert man diesen linearen Abfall gegen Null, so findet man den «Cutoff-Winkel» θ_c , der nach FERRELL [3] die Bestimmung des Anionenradius erlaubt. Man findet $a = 15,53/\theta_c = 2,22 \text{ \AA}$, in guter Übereinstimmung mit den Paulingdaten [4] für Sb^{3-} . Für HoTe ergibt sich ein merklich abweichendes Bild. Der lineare Anstieg der Zustandsdichte mit p deutet einen metallischen Charakter an. Dagegen bricht $p \rho(p)$ nicht wie bei typischen Elektronenleitern scharf bei der Fermikante ab. Offenbar handelt es sich um eine Mischung von Annihilationen mit dem überzähligen Elektron des Tellurids und Annihilationen mit den gebundenen Elektronen von Te^{2-} . Die Messresultate stützen die Annahme, dass pro HoTe ein Elektron an das Gitter abgegeben wird.

Wir sind Dr. O. VOGT für die Präparation der Substanzen und für anregende Diskussionen zu grossem Dank verpflichtet. Dem Schweizerischen Nationalfonds danken wir für die finanzielle Unterstützung.

Literatur

- [1] A. IANDELLI, In Rare Earth Research, ed. Kleber, S. 135, New York 1961.
- [2] G. BUSCH und O. VOGT, Phys. Letters 22, 389 (1966).
- [3] R. A. FERRELL, Rev. Mod. Phys. 28, 308 (1965).
- [4] L. PAULING, The Nature of Chemical Bond, S. 514, Cornell University Press 1960.

Temperaturabhängigkeit der Austrittsarbeit von Silizium

VON R. BACHMANN, G. BUSCH und R. SCHUMACHER
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Temperaturabhängigkeit der Austrittsarbeit W der (111)-Oberfläche von hochdotiertem p -Typ-Silizium wurde im Ultrahochvakuum mit einer Kontaktpotentialmessung nach der Methode von KELVIN bestimmt. Der Vibrationskonden-

sator besteht aus einem Silizium-Plättchen, das durch Strahlung geheizt werden kann und einer beweglichen Molybdän-Sonde, deren Spitze zu einer Kugel geschmolzen worden war. Der Abgleich des Kontaktpotentials $W_{\text{Si}}(T) - W_{\text{Mo}}$ erfolgt mit Hilfe eines phasenempfindlichen Detektors mit einer Empfindlichkeit von 2 mV. Die Austrittsarbeit des Molybdän wird bestimmt durch das Kontaktpotential zu einer Referenzoberfläche (Tantal-Einkristallfolie), deren Austrittsarbeit photoelektrisch gemessen wird.

Das Ergebnis einer ersten Messung im Temperaturbereich $300 \leq T_{\text{Si}} \leq 800^\circ\text{K}$ kann wie folgt zusammengefasst werden:

Die Austrittsarbeit von *p*-Typ-Silizium hängt nicht wesentlich stärker von der Temperatur ab als die der Metalle, und es treten keine Anomalien auf.

Die Austrittsarbeit der thermisch gereinigten Oberfläche zeigt einen positiven Temperaturkoeffizienten von $(1 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} \text{ eV}/^\circ\text{K}$.

Ist die Oberfläche mit einer Fremdschicht bedeckt, welche die Austrittsarbeit erniedrigt, so steigt die Austrittsarbeit mit zunehmender Temperatur stärker an. Das Umgekehrte tritt ein, wenn die Austrittsarbeit durch Fremdschichtbedeckung erhöht wird.

Wechselwirkung akustischer Phononen mit stark temperaturabhängigen optischen Phononen (Cochran Modes)

VON E. F. STEIGMEIER UND R. KLEIN

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Im Zusammenhang mit der Cochran-Theorie der Ferroelektrika untersuchten wir die Wärmeleitfähigkeit von SrTiO_3 als Funktion der Temperatur zwischen 5°K und 300°K und eines angelegten elektrischen Gleichfeldes [1] bis zu 46 kV/cm . Das elektrische Feld war dabei parallel zur (100)-Richtung und senkrecht zum Temperaturgradienten. Die Wärmeleitfähigkeit ohne Feld zeigt eine Anomalie oberhalb des Maximums, welche durch die in Isolatoren üblichen Phonon-Relaxationsmechanismen nicht erklärt werden kann. Sie wird gedeutet durch die mit sinkender Temperatur zunehmende Entartung des transversal-optischen mit dem longitudinal-akustischen Phononenzweig [2] und die dadurch verursachte Reduktion der freien Weglänge gegenüber dem üblichen Isolatorfall. Beim Anlegen eines elektrischen Feldes tritt unterhalb von 60°K eine Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit auf; für ein Feld von 23 kV/cm beträgt die relative Änderung $\Delta K/K$ 26% bei 15°K und 150% bei 5°K , für ein Feld von 46 kV/cm 39% bei 15°K und etwa 200% bei 5°K . Die Wärmeleitfähigkeitsänderung ΔK durchläuft ein Maximum bei 15°K . Bei dieser Temperatur ist die Feldabhängigkeit gegeben durch $\Delta K \sim |E|^{0.6}$. Der Feldeffekt kann erklärt werden durch die Wechselwirkung akustischer Phononen mit *langwelligen* transversal-optischen Phononen. Anhand eines einfachen phänomenologischen Modells wird versucht, diese Ergebnisse im Detail zu erklären. Die mit Hilfe dieses Modells errechnete transversal-optische Phononenfrequenz in der Nähe von $q = 0$ steigt mit dem Feld schwächer an als man aus der Lyddane-Sachs-Teller-Beziehung erwarten würde, wenn man darin die Feldabhängigkeit der statischen Dielektrizitätskon-

stanten verwendet. Daraus wird geschlossen, dass diese Beziehung im Feldfall nicht exakt, sondern nur in modifizierter Form erfüllt ist. Die vorliegenden Messungen stützen die Cochran-Theorie für SrTiO_3 .

Literatur

- [1] A. J. SIEVERS, Bull. Am. Phys. Soc. 8, 208 (1963).
 [2] R. A. COWLEY, Phys. Rev. 134, A981 (1964).

Elektroreflexionsmessungen an Bariumtitanat

von CH. GÄHWILLER
 (Laboratories RCA, Zürich)

Die Reflexionsänderung in einem elektrischen Feld ist an BaTiO_3 im Bereich von 2,3 bis 5 eV mit linear polarisiertem Licht gemessen worden. Ein Feld von 6 kV/cm induziert eine relative Änderung $\Delta R/R$ der Reflexion von der Grössenordnung 10^{-4} bis 10^{-3} . Das Spektrum ist breitbandig und abhängig von der Polarisationsrichtung. Es unterscheidet sich deshalb wesentlich von der scharfen Linienstruktur, die bei Elektroreflexionsmessungen an Silizium und anderen Halbleitern beobachtet wird. Die Auswertung zeigt, dass die beiden Reflexionsmaxima bei 3,85 eV und 4,80 eV von dem elektrischen Feld gleich wie die Absorptionskante zu höheren Energien verschoben werden [1]. Dieses Verhalten wird nicht von dem rein elektronischen Franz-Keldysch-Effekt verursacht, sondern von der gegenseitigen Verschiebung der Untergitter der Sauerstoff- und Titanionen.

Literatur

- [1] CH. GÄHWILLER, Helv. phys. Acta 38, 361 (1965).

Quasi-Superconductive Transitions in Semiconductors in Strong Magnetic Fields

by CH. TERREAUX
 (Department of Theoretical Physics, The University of Liverpool)

1. It is well known that magnetic fields of sufficient strength destroy the superconductive state. Some time ago it has been conjectured by FRÖHLICH [1] that in very strong magnetic fields another ordered state with axial symmetry parallel to the field should be established at sufficiently low temperatures again, as in ordinary superconductivity, owing to the phonon induced electron interaction. More recently FRÖHLICH and the author [2] have tackled this question by using a very simple model of a superconductive semiconductor or semimetal with parabolic electronic energy-momentum relation and interaction with acoustic phonons only. In the absence of a magnetic field the results of the BCS theory (with minor changes in order to adapt the theory to the case where the electronic density is small) are valid. In a sufficient

magnetic field quantized electronic orbits are established in planes perpendicular to the field. A minimum magnetic induction B_{min} can be defined such that for $B > B_{min}$ in the ground state of the system only the lowest orbits for electrons are occupied. B_{min} is a function of the electron density only. One finds

$$B_{min} = 3.78 \cdot 10^5 \left(\frac{n}{10^{18}} \right)^{2/3} \text{ gauss,}$$

where n is the number of electrons per cc. We have shown that if $B > B_{min}$ and at sufficiently low temperature a gap is established in the electronic energy spectrum corresponding to the motion in the field direction. At sufficiently low temperature we expect therefore that the electric resistivity in this direction should either vanish or at any rate be much smaller than in the normal state. In our model the transition temperature T_1 in the presence of a magnetic induction B can be related to the transition temperature T_c for $B = 0$ (BCS results) by

$$k T_1 = \text{const } \zeta \left(\frac{B_{min}}{B} \right)^2 \left(\frac{k T_c}{\zeta} \right)^{1.76 (B_{min}/B)^2}$$

where ζ is the Fermi energy in the absence of magnetic field.

2. Two years ago SCHOOLEY et al. [3] discovered that the semiconductor SrTiO₃ does actually become superconductive with electronic concentration as low as $1.4 \cdot 10^{18}$ electrons per cc. This last figure corresponds to $B_{min} = 4.7 \cdot 10^5$ gauss which is far too large a lower limit for realisable magnetic inductions. It may well be however that even smaller electron concentrations would yield superconductivity. For this substance the ratio of the effective electronic mass compared with the free electronic mass is of the order 10. Applying our model $B_{min} = 10^5$ gauss would require an electronic density $n = 1.4 \cdot 10^{17}$ electrons per cc. This would of course lead to a very low transition temperature in the absence of a magnetic field. For $B \approx 5 \cdot 10^5$ gauss however, T_1 becomes nearly independent of T_c because $(B_{min}/B)^2$ is small, namely $T_1 \approx 0.05^\circ\text{K}$. Therefore this rough estimation seems to indicate that the conditions for the superconductive state in strong magnetic fields, if it exists, could perhaps be realised in reduced strontium titanate.

3. It must be pointed out now that our simple model does not apply to this substance. It would be possible, however, to develop a more realistic theory if more experimental details about the electron mobility in the normal state were known (requires a large range of temperatures and of electronic densities). From such measurements the strength and type (polar, non polar, etc.) of the electron-phonon interaction could be deduced and hence it should be possible not only to make more accurate predictions about the conjectured phase transition in strong magnetic fields but also in the absence of a magnetic field to check in some detail FRÖHLICH's original hypothesis about the connection between electron-phonon interaction in the normal state and the superconductive state.

References

- [1] H. FRÖHLICH, Phys. Letters 7, 346 (1963).
- [2] H. FRÖHLICH and C. TERREAUX, Proc. Phys. Soc. 86, 233 (1965).
- [3] J. F. SCHOOLEY, W. R. HOSLER, E. AMBLER, J. H. BECKER, M. L. COHEN and C. S. KOONCE, Phys. Rev. Letters 14, 305 (1965).

Unterdrückung der Oberflächensupraleitung in Blei durch eine dünne angrenzende Kupferschicht

VON GASTON FISCHER UND RUDOLF KLEIN
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Es wurde untersucht, wie die Oberflächensupraleitung in Blei durch aufgedampfte Kupferschichten beeinflusst wird; insbesondere sind das kritische Magnetfeld H_{c3} und die kritischen Oberflächenströme in Abhängigkeit der Kupferschichtdicke studiert worden. Wenn das Auftreten einer Oxydschicht an der Grenze beider Metalle vermieden wird, zeigt sich, dass das Verhältnis H_{c3}/H_{c2} mit der Kupferschichtdicke viel stärker abfällt als bisher gefunden wurde.

Eine ausführliche Arbeit ist soeben in Phys. Letters erschienen.

Etude du mouvement des tubes de flux macroscopiques dans les supraconducteurs du type I

par F. HAENSSLER et L. RINDERER
(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

Un modèle théorique très simple permet de montrer que l'effet de dérive récemment observé dans le mouvement des tubes de flux dans des échantillons d'étain et d'indium [1, 2] est dû à l'existence d'un angle de Hall considérable dans ces métaux à l'état très pur. La vitesse de ces tubes de flux dépend de la résistivité du métal, et leur trajectoire est parallèle aux équipotentielles du champ électrique moyen régnant dans l'échantillon lors de l'établissement de l'état intermédiaire ou de sa suppression. Un film cinématographique montre les mouvements de tubes de flux observables dans certains échantillons d'étain et d'indium pur et impur.

Bibliographie

- [1] W. DE SORBO, Phil. Mag. 112, 853 (1965).
[2] F. HAENSSLER et L. RINDERER, Phys. Letters 16, 29 (1965).

Size Effect of the Galvanomagnetic Properties in Ni

by A. C. EHRLICH and D. RIVIER
(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

The low temperature Hall effect and magnetoresistance was measured as a function of sample thickness in high purity polycrystalline Ni. One sample with a residual resistivity ratio of about 2000/1 was electropolished from a thickness of 1.0 mm about 0.04 mm. The measurements were made at these and several intermediate thicknesses. Very little size effect is observed. Data have also been obtained on several Ni samples whose thicknesses were obtained by cold rolling. The results are discussed in the light of existing theories.

Elektronische Struktur der Alkalimetalle im flüssigen Zustand

VON T. SCHNEIDER und E. STOLL

(Institut für Nukleartechnik ETH, Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung
am Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Auf Grund einer Störungsmethode wird die elektronische Struktur der Alkalimetalle im flüssigen Zustand berechnet. Es wird gezeigt, dass der Einfluss der Nahordnung in der Flüssigkeit auf die Dispersion der Leitungselektronen, die Fermienergie und die Zustandsdichte mit dem Einfluss der Fernordnung im festen Zustand vergleichbar ist.

Kritisches Magnetfeld dünner supraleitender Doppelschichten

VON RUDOLF KLEIN und GASTON FISCHER

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Dünne Doppelschichten aus zwei Supraleitern oder einem Supraleiter und einem normalleitenden Metall werden im parallelen Magnetfeld in der Nähe eines Übergangs zweiter Ordnung untersucht. Dazu wird die linearisierte Integralgleichung für den ortsabhängigen Ordnungsparameter unter Verwendung der Randbedingungen für den magnetfeldabhängigen Integralkern gelöst. Das dabei verwendete Verfahren ist eine Verallgemeinerung der Methode von DE GENNES [1] zur Berechnung der Übergangstemperatur T_{cns} solcher Doppelschichten. Die Ergebnisse für das obere kritische Feld $H_{cns}(T)$ der Doppelschichten werden mit dem kritischen Feld eines Einzelfilms verglichen und im Zusammenhang mit Experimenten zur Ginzburg-Oberflächen-supraleitung diskutiert. Dabei zeigt es sich, dass der Mechanismus, den KAMMERER et al. [2] für die Beschreibung der erhöhten Übergangstemperaturen dünner Filme verwenden, auch mit den sehr hohen kritischen Feldern in diesem System konsistent ist.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in Phys. Rev.

Literatur

[1] P. G. DE GENNES, Rev. Mod. Phys. 36, 225 (1964).

[2] Siehe z. B.: O. F. KAMMERER und M. STRONGIN, Phys. Letters 17, 224 (1965).

Low Temperature Specific Heat Measurements in Some Ni Based Alloys

by A. C. EHRLICH, R. EHRAT and D. RIVIER

(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

The low temperature specific heat was measured in Ni and some Ni based alloys, i.e. dilute binary Ni-Fe and Ni-Cu samples and three Ni-Cu-Fe 'pseudo-nickel' samples (ternary Ni based alloys with 28 electrons per atom). The dilute binary alloys show no anomalies while the electronic specific heat of the pseudo-nickel samples decreases strongly with decreasing Ni content, in marked contradiction to the simple rigid band model. The results are compared with Hall effect data.

Theoretische Physik

Multipolkräfte in sphärischen Kernen

VON J. HADERMANN und M. SIMONIUS

(Seminar für theoretische Physik der Universität Basel)

Bei sphärisch-symmetrischen Kernen lässt sich die Zweiteilchenwirkung nach dem Gesamtspin J von Nukleonenpaaren entwickeln. Verwendet man für ein Nukleonenpaar Bosonenkommutationsrelationen, so lassen sich die Multipolordnungen einzeln diagonalisieren. Diese Approximation ist exakt für ein Paar ausserhalb der abgeschlossenen Schale. Für mehr Paare lassen sich jedoch qualitative Aussagen machen. Die untersten Niveaus besitzen kollektive Eigenschaften. Es lassen sich so viele kollektive äquidistante Niveaus aufbauen, wie Paare ausserhalb der abgeschlossenen Schale sind. Das Energieniveauschema kann mit Hilfe eines einzigen Parameters reproduziert werden. Das Multipolmoment angeregter Zustände verschwindet nicht. Weil das Pauliprinzip nur unvollständig berücksichtigt ist, ist jedoch der crossover verboten. Für Verhältnisse von Übergangswahrscheinlichkeiten lassen sich einfache Aussagen machen.

Relaxation dans un modèle de collision

par CHRISTIAN FAVRE et PHILIPPE MARTIN

(Institut de Physique Théorique, Université de Genève)

On considère un bain thermique (B) composé d'un très grand nombre d'éléments de même nature sans interactions mutuelles. Un système d'intérêt (S) dans un état initial arbitraire est introduit dans ce bain. L'approche de l'équilibre pour le système d'intérêt est discutée au moyen d'un modèle de collisions aléatoires avec les éléments du bain. Pour illustrer la méthode, on décrira l'approche de l'équilibre dans le cas particulier de systèmes d'oscillateurs. L'hamiltonien du bain thermique sera $H_B = \sum_i w_i a_i^+ a_i$ et celui du système S , $H_S = w_S a_S^+ a_S$. Le j ème choc, de durée Δt , se produisant avec l'oscillateur du bain caractérisé par la variable aléatoire w_j , est gouverné par l'hamiltonien $H_j = w_S a_S^+ a_S + w_j a_j^+ a_j + V_j$ où $V_j = g a_S a_j^+ + g^* a_S^+ a_j$. Après un choc on a: $U(w_1) = e^{-iH_1 \Delta t}$

$$a_S(w_1) = U^+(w_1) a_S(0) \quad U(w_1) = b(w_1) a_S(0) + c(w_1) a_1(0) \tag{1}$$

avec

$$|b(w_1)|^2 + |c(w_1)|^2 = 1 \quad \text{et} \quad |c(w_1)|^2 = |g|^2 \Delta t^2 \left(\frac{\sin \sqrt{(w_1 - w_S)^2 + 4|g|^2} (\Delta t/2)}{\sqrt{(w_1 - w_S)^2 + 4|g|^2} (\Delta t/2)} \right)^2 \tag{2}$$

après k chocs:

$$\begin{aligned} a_S(k \Delta t) &= a_S(w_1 \dots w_k) = U^+(w_1) \dots U^+(w_k) a_S(0) U(w_k) \dots U(w_1) \\ &= \prod_{j=1}^k b(w_j) a_S(0) + \prod_{j=2}^k b(w_j) c(w_1) a_1(0) + \dots + c(w_k) a_k(0). \end{aligned} \quad (3)$$

Si $W^j(w_j)$ sont les états initiaux respectifs des oscillateurs du bain à l'équilibre thermique, le nombre moyen de quanta de l'oscillateur S après une séquence de k chocs successifs ($w_1 \dots w_k$) est:

$$N_k(w_1 \dots w_k) = \text{Tr } a^+(w_1 \dots w_k) a(w_1 \dots w_k) W^S W^1(w_1) \dots W^k(w_k). \quad (4)$$

Soit $p_k(w_1 \dots w_k) dw_1 \dots dw_k$ la probabilité d'un trajet dans l'espace des fréquences correspondant à la séquence ($w_1 \dots w_k$), alors le nombre moyen de quanta de l'oscillateur S au temps $t = k \Delta t$ est:

$$N(t) = \int p_k(w_1 \dots w_k) N_k(w_1 \dots w_k) dw_1 \dots dw_k. \quad (5)$$

L'hypothèse que le bain n'a pas la mémoire de la succession des chocs et que la perturbation due à son interaction avec l'oscillateur S est négligeable permet de factoriser la probabilité:

$$p_k(w_1 \dots w_k) = \prod_{j=1}^k p(w_j) \quad (6)$$

à l'aide de 3) 4) 5) et 6), on obtient:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} + (1 - e^{-t/\tau}) N_\infty \quad (7)$$

avec la condition initiale

$$N_0 = \text{Tr } a_S^+(0) a_S(0) W^S$$

le temps de relaxation

$$\tau = - \Delta t / \log(1 - \int p(w) |c(w)|^2 dw) \quad (8)$$

et

$$N_\infty = \frac{\int p(w) (e^{w/kT} - 1)^{-1} |c(w)|^2 dw}{\int p(w) |c(w)|^2 dw}. \quad (9)$$

Si l'on fixe $g \Delta t = cte$, pour $g \ll 1$ la fonction $|c(w)|^2$ (2) a un pic prononcé au voisinage de w_S , et dans la limite $g \rightarrow 0$, la valeur d'équilibre N_∞ tend vers la distribution thermique de l'oscillateur S : $(e^{w_S/kT} - 1)^{-1}$ où T est la température du bain. Ceci a lieu pour toute fonction de probabilité continue au voisinage de w_S .

Kernstruktureffekte bei der inneren Konversion

VON D. IMBODEN, CHR. PAULI, K. ALDER

(Seminar für theoretische Physik der Universität Basel)

Die Theorie der Konversion wurde von Grund auf neubearbeitet und es hat sich gezeigt, dass die Kernstruktur in wenigen Parametern zusammengezogen werden kann, die für alle Konversionsprozesse eines bestimmten Kernüberganges gleich sind.



Sie lassen sich durch genügend viele Experimente bestimmen und können in weiteren Experimenten überprüft werden. Durch einfache Approximationen kann man im allgemeinen auf einen Parameter beschränken. Ein Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Daten wird für elektrische und magnetische Dipol- und Quadrupolübergänge gegeben.

Zusätzlich wurde eine Neuberechnung der Konversionsmatrixelemente für die K - und L -Schale durchgeführt. Wir haben nur auf schwere Kerne ($Z = 75-95$) und kleine Energien ($K = 1.0 m_e c^2$) sowie auf 4 Multipolordnungen beschränkt.

Die Übereinstimmung mit den Rechnungen von SLIV et al. ist weitaus besser als mit denjenigen von ROSE et al.

Restwechselwirkung und Paritätsregel in kollektiven Niveaus sphärisch-symmetrischer Kerne

VON U. GÖTZ, J. HADERMANN UND M. SIMONIUS

(Seminar für theoretische Physik der Universität Basel)

Die kollektive Beschreibung der unteren Energieniveaus sphärisch-symmetrischer Kerne ergibt die Paritätsregel $(-1)^\pi = (-1)^J$. Schalenmodellrechnungen zeigen, dass diese Regel von der speziellen Form der Restwechselwirkung abhängt. In der Entwicklung der Restwechselwirkung nach Gesamtspin J und Parität π von Nukleonpaaren ist für die Auswahlregel notwendig, dass der Term G^- mit $(-1)^J = -(-1)^\pi$ so klein bleibt, dass er keinen Anlass zu kollektiven Eigenschaften der entsprechenden Niveaus gibt (J. HADERMANN, M. SIMONIUS). Es zeigt sich: 1. G^- verschwindet für eine δ -Kraft. 2. Allgemein ist eine kurzreichweitige Kraft notwendig.

Diese Folgerungen gelten auch für den örtlichen Anteil einer Spin-Spin-Wechselwirkung (Tensor-Wechselwirkung).