

# Rapport de la session d'automne de la Société Suisse de Physique à Lucerne, du 13 et 14 octobre 1972

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **46 (1973)**

Heft 1

PDF erstellt am: **05.07.2024**

## **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.

## Rapport de la Session d'Automne de la Société Suisse de Physique à Lucerne, du 13 et 14 Octobre 1972

Président: Prof. E. HEER, Université de Genève  
Vice-président: Prof. J. L. OLSEN, ETH Zürich  
Secrétaire: Prof. M. GUENIN, Université de Genève  
Membres du bureau: Prof. W. BAUMGARTNER, ETH Zürich  
Prof. K. A. MÜLLER, IBM Rüschlikon

### Partie administrative

#### 1. Membres

Les membres ordinaires suivants ont été reçus au sein de notre Société: B. BALMER (Zürich), W. BORER (Neuhausen), S. CHAKRABORTY (Würenlingen), P. GÜNZBURGER (Bern), P. KAUFMANN (Zürich), B. KNECHT (Cambridge), P. LAENG (Lausanne), T. LEDERGERBER (Basel), C. LIEVRE (Lausanne), P. MEYSTRE (Lausanne), A. R. NICOLL (Baden), A. J. PERRY (Baden), K. SATTLER (Zürich), CH. WEINMANN (Lausanne), A. WIDMER (Zürich), U. ZIMMERMANN (Zürich).

Maintenant, la Société se compose de 930 membres individuels et de 34 membres collectifs.

#### 2. Séance administrative

- L'assemblée générale a élu les professeurs J. KERN (Fribourg) et P. MARMIER (Zürich) comme vérificateurs des comptes pour les exercices 1972 au printemps 1975.
- Elle a décidé la création d'une commission de politique scientifique et a nommé le professeur K. P. MEYER (Berne) à sa présidence.
- Elle a en outre décidé le maintien de la commission d'orientation professionnelle et a élu le Dr. W. J. MERZ (Zürich) comme président.
- Le professeur W. KÜNDIG (Zürich) a été élu président de la commission de collaboration interuniversitaire.
- Les présidents de ces 3 commissions permanentes sont élus pour une période de 2½ ans, jusqu'à la session de printemps 1975.
- Le procès-verbal de cette séance, qui comprend des informations détaillées ainsi que d'autres décisions, a été distribué aux membres de la SSP.

#### 3. Prochaine Session

La session de printemps 1973 de la SSP aura lieu les 4 et 5 mai 1973 à Neuchâtel.

## Physique de la Matière Condensée

### Magnonen Dispersion in $\text{TbAl}_2$

VON W. BÜHRER

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

und M. GODET

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

Ausführliche Publikation folgt später.

### Der Debye-Waller-Faktor in Magnetischen Schichtkristallen

VON P. RÜEGSEGGER, A. B. DENISON<sup>1)</sup> und W. KÜNDIG

(Physik-Institut, Universität Zürich)

Der rückstossfreie Faktor kann in axial symmetrischen Kristallen geschrieben werden wie:  $f(\theta) = f_{\parallel} \cos^2 \theta + f_{\perp} \sin^2 \theta$ . Die Intensitäten der sechs Komponenten des  $\text{Fe}^{57}$  Mössbauer Pulverspektrums verhalten sich dann unter der Annahme einer Magnetisierung parallel zur Symmetrieachse wie  $3I_1:2I_2:I_1:I_1:2I_2:3I_1$  mit  $I_1/I_2 = (2f_{\parallel} + 3f_{\perp})/(f_{\parallel} + 4f_{\perp})$ . Für physikalisch realistische Werte von  $0.5 < f_{\parallel}/f_{\perp} < 2$  erwartet man für  $I_1/I_2$  Resultate zwischen 0.89 und 1.15. Mössbauerspektren der magnetischen Schichtkristalle  $\text{FeCO}_3$  und  $\text{RbFeF}_4$  ergeben für dieses Verhältnis Werte von  $1.55 \pm 0.05$  und  $1.52 \pm 0.05$ . Die aus den Resultaten folgende unrealistisch grosse Anisotropie von  $f_{\parallel}/f_{\perp} \simeq 7$  ist umso erstaunlicher als  $\text{FeCO}_3$  oberhalb der Néel Temperatur (38K) keine Anisotropie des Debye-Waller-Faktors zeigt. Die Anisotropie des  $f$ -Faktors in magnetischen Schichtkristallen kann daher kaum mit gewöhnlichen Gitterschwingungen erklärt werden.

<sup>1)</sup> A. B. Denison Gastdozent von der University of Wyoming, Laramie, Wy., USA.

### Mössbauer-Spektroskopie an Superparamagnetischem $\text{Fe}_3\text{O}_4$

VON P. ROGGWILLER und W. KÜNDIG

(Physik-Institut, Universität Zürich)

Mit Hilfe des Mössbauer-Effekts wurde das magnetische Verhalten von Magnetit-Teilchen ( $D \sim 100 \text{ \AA}$ ) untersucht. Bei  $80^\circ\text{K}$  zeigt das Spektrum magnetische Hyperfeinaufspaltung. Mit steigender Temperatur verschwindet diese Aufspaltung, so dass bei  $250^\circ\text{K}$  nur noch eine unaufgespaltene Linie beobachtet wird. Das Zusammenbrechen der magnetischen Aufspaltung erklärt sich durch thermisch angeregte Fluktuationen der Magnetisierungsrichtung. Die Relaxationszeit der Fluktuationen kann durch  $\tau = \tau_0 \exp(KV/k_B T)$  beschrieben werden ( $KV =$  magnetische Anisotropieenergie).

Wie gezeigt wird genügen, im Vergleich zum Paramagnetismus, schon geringe äussere Magnetfelder ( $\sim 1$  kG bei  $300^\circ\text{K}$ ) um die Magnetisierung der Teilchen auszurichten. Wird mit zunehmender Temperatur  $\tau$  kleiner als die Larmorzeit des Kerns, dann verschwindet die Hf-Aufspaltung. (Superparamagnetismus.)

### **Eine Paramagnetische Schicht an der Oberfläche eines Heisenberg Ferromagneten**

VON G. BUSCH, K. SATTLER UND H. C. SIEGMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik der E.T.H.-Z. Hönggerberg, 8049 Zürich, Schweiz)

Wir berichten über neue photoelektrische Experimente an ultrareinen Oberflächen von magnetischen Einkristallen. Gemessen wurde die Spinpolarisation von Photoelektronen bei verschiedenen Photonenenergien als Funktion des äusseren Magnetfeldes an reinem und dotiertem EuO. Durch Annahme einer starken Änderung des Molekularfeldes beim Übergang vom Kristallinnern zur Oberfläche können die photoelektrischen Magnetisierungskurven erklärt werden. Die Änderung des Molekularfeldes ist abhängig vom Dotierungsgrad.

### **Photoemission aus Dotiertem EuO**

VON G. BUSCH, P. COTTI, E. KALDIS UND P. MUNZ

(Laboratorium für Festkörperphysik der E.T.H., 8049 Zürich)

Beim Zulegieren von Gadolinium zu Europiumoxyd bilden sich in der Energielücke zusätzliche Zustände, die wir mit Hilfe der Photoemission untersucht haben [1].

Der Einfluss verschiedener Dotierungen auf die Energieverteilungen, die Ionisierungsenergie und die Austrittsarbeit wurde untersucht. Die Messungen deuten darauf hin, dass die optischen Uebergänge, welche die Absorptionskante und die erste Absorptionsspitze bilden, in dieselben angeregten Energiezustände führen.

#### *Literatur*

[1] P. COTTI und P. MUNZ, *Helv. Phys. Acta* **45**, 19 (1972).

### **Magnetische Kernresonanz von $^1\text{H}$ und $^{195}\text{Pt}$ im quasi-eindimensionalen Leiter $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.3}(\text{H}_2\text{O})_n$**

VON D. BRINKMANN UND R. BRUGGER

(Physik-Institut, Universität Zürich)

Die Kernresonanz von  $^1\text{H}$  und  $^{195}\text{Pt}$  wurde in der Komplexverbindung  $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.3}(\text{H}_2\text{O})_n$  untersucht, die einen nahezu eindimensionalen Leiter darstellt. Aus der Aufspaltung der H-Resonanzen konnten die Lagen der Wasserstoffatome bestimmt werden. Temperaturabhängige Bewegungen wurden beobachtet. Die durch die Leitungselektronen bedingte Knight-Verschiebung von Pt wurde im Intervall 77–110 K gemessen. Sie ist temperaturunabhängig. Die Verschiebung beträgt (bei konstanter Frequenz)  $+3.5\%$  für  $c\parallel H$  und  $+5.5\%$  für  $c\perp H$ .

Ein Artikel erscheint in *Physics Letters*.



## H<sup>+</sup> im Saphirgitter

von B. GÄCHTER und H. BLUM  
(Lab. Phys. Chem. ETH Zürich)

Co<sup>2+</sup> kann man im Saphirkristall Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> am Al<sup>3+</sup> Platz einbauen. ESR-Experimente zeigen neben den axialen Spektren von Co<sup>2+</sup> mindestens 12 weitere zum Teil sehr schwache Liniengruppen. Diese stammen von Co<sup>2+</sup> am Al-Platz des Gitters dessen Sitesymmetrie gestört wurde. Die Symmetrie dieser 12 zusätzlichen Liniengruppen untereinander zusammen mit gemessenen IR-Banden lassen den Schluss zu, dass es sich bei der Störung um H<sup>+</sup> handelt, das zwischen 2 Sauerstoffatomen des Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Gitters eingebaut wird.

## Structure de Bande d'un Réseau CFC sous Cisaillements

par M. POSTERNAK et S. STEINEMANN  
(Institut de physique expérimentale de l'Université de Lausanne)

Nous discutons, dans l'approximation des liaisons fortes, les modifications de structure de bandes liées à l'introduction des distorsions de cisaillement dans un réseau cfc. L'apparition de points critiques distincts, primitivement dégénérés, est une conséquence de la réduction de symétrie. La densité d'états n'est modifiée essentiellement qu'aux énergies correspondant à de telles singularités. Si le niveau de Fermi se trouve dans le voisinage d'un point critique, les propriétés électroniques peuvent être très sensibles aux distorsions.

## Propriétés Élastiques sous Pression de Quelques Métaux de Transition de la Cinquième Période

par C. WEINMANN et S. STEINEMANN  
(Institut de physique expérimentale de l'Université de Lausanne)

La technique de mesure des modules élastiques par l'intermédiaire des vitesses de propagation d'ondes ultrasonores a été mise au point pour des échantillons sous pression hydrostatique. L'appareillage permettant d'obtenir des pressions jusqu'à 7000 kg/cm<sup>2</sup> est décrit, ainsi que l'équipement de mesure.

Les mesures ont été faites à température ambiante pour le niobium, le molybdène et le palladium. Les différentes contributions sont discutées, en particulier la contribution de structure de bande.

## Résonance Acoustique Nucléaire par Couplage Électrique Quadrupolaire dans l'Aluminium

par J. BUTTET  
(Dépt. de Physique de la Matière Condensée, Université Genève)

La transition acoustique nucléaire  $\Delta m = 2$  a été observée à 77°K et 300°K en générant des ondes transverses et longitudinales dans un monocristal d'Aluminium.

Le signal, de faible amplitude, est attribué au couplage électrique quadrupolaire. La mesure absolue de l'intensité du signal permet de déterminer les termes du tenseur reliant le gradient de champ électrique à la déformation relative, nous obtenons en choisissant  $Q = 0,14$  barns :

$$|S_{44}| = 3 \cdot 0 \cdot 10^{15} (\pm 20\%) \text{ Stat Cb/cm}^3; |S_{11} - S_{12}| = 2 \cdot 5 \cdot 10^{15} (\pm 20\%) \text{ Stat Cb/cm}^3$$

Les largeurs de raie  $p-t-p$  égales à  $4,8 (\pm 10\%)$  Gauss lorsque le champ magnétique est parallèle à  $[100]$  et  $[110]$  sont en bon accord avec l'expression théorique du second moment pour le couplage électrique quadrupolaire.

### Concentration of the Normal Phase in the Intermediate State in Long Rectangular Plates

by J.-M. SUTER, P. LAENG and L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

*Abstract.* For the case of a long rectangular plate in a slanting magnetic field, we have calculated the concentration  $x_n$  of the normal phase taking into account the finite dimensions of the plate by suitably defined demagnetizing coefficients. We have determined  $x_n$  experimentally from measurements of the thermal resistivity of a sample of tin (purity 99.9%) and have compared these results with the theoretical predictions.

A relation for the concentration  $x_n$  of the normal phase in an infinite plate subject to a slanting magnetic field  $\vec{H}^a$  smaller than the critical  $H_c(T)$  and making an angle  $\beta$  with the surface of the plate has been given by Sharvin [1]:

$$x_n^{\text{Sh}} = \frac{|\vec{B}|}{\mu_0 |\vec{H}|} = \frac{h \sin \beta}{\sqrt{1 - h^2 \cos^2 \beta}} \quad (1)$$

where  $\vec{B}$  and  $\vec{H}$ ,  $|\vec{H}| = H_c(T)$ , are the magnetic induction and field in the sample and  $h = |\vec{H}^a|/H_c(T)$  the reduced applied field.

However, specimens always have finite dimensions and it may be necessary to know  $x_n$  with a greater accuracy than that resulting from Sharvin's approximation. This is effectively the case in thermal conductivity measurements when long rectangular plates are used [2]. In the following we calculate an expression for  $x_n$  for such a plate subject to a slanting magnetic field whose projection on the plate is directed along its longest dimension. The resulting relation is checked by comparison with experimental values deduced from thermal resistivity measurements on an impure tin sample.

Let us consider the situation defined in Figure 1. The applied field is in the  $Oxz$  plane and make an angle  $\beta$  with the surface of the plate. Although demagnetizing coefficients are defined only for ellipsoids, experiment shows that intermediate state structures are homogeneous in plates except near the edges. Thus we may substitute for our sample an ellipsoid, choosing, for example, the inscribed one. In this case the magnetic fields inside the specimen are given by:

$$H_i = H_i^a - D_i M_i, \quad \sum D_i = 1 \quad (i = x, y, z)$$

$$B_i = \mu_0 (H_i + M_i)$$

and

$$B_i = \mu_0 x_n H_i, \quad \text{with} \quad |\vec{H}| = H_c.$$

When  $\beta = 0$ , the external field is only slightly disturbed by the presence of the specimen, so that we may suppose that  $D_x \simeq 0$ ; the two other demagnetizing coefficients are then related by  $D_y + D_z = 1$ , and these circumstances greatly simplify the calculation. We obtain:

$$x_n = \frac{h \sin \beta}{\sqrt{1 - h^2 \cos^2 \beta}} \cdot \frac{1}{D} - \frac{1 - D}{D} = x_n^{\text{Sh}} \cdot \frac{1}{D} - \frac{1 - D}{D} \quad (2)$$

where  $D \equiv D_z$ , the principal demagnetizing coefficient. For  $D = 1$ , we find again Sharvin's result.

Relation (2) shows in addition that the homogeneous intermediate state does not exist if

$$h < h_i = \frac{1 - D}{\sqrt{\sin^2 \beta + (1 - D)^2 \cos^2 \beta}} \quad (3)$$

since in this case  $x_n$  becomes smaller than zero. As is well known, the experiments show that there exists a reduced field below which flux penetration is reversible and confined in the edges (S-I transitions [3]).

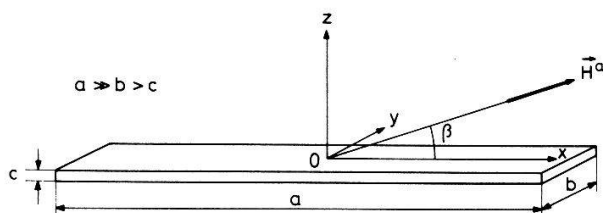


Figure 1

Sample and field geometry. The field is in the  $Oxz$  plane.

To check relations (2) and (3) we prepared a tin sample (dimensions  $107 \times 10.15 \times 1.04$  mm) of low enough purity (99.9%) in order to avoid size effects in the thermal resistivity measurements [2]. The principal demagnetizing factor  $D$  for the inscribed ellipsoid was 0.91 [4]. With the usual stationary heat flow method we measured the constant temperature thermal resistivity as a function of the applied field, using the geometry of Figure 1. Figure 2 shows a typical thermal resistivity cycle. The hysteresis is due to structural differences in the intermediate state obtained in S-I and N-I transitions [3]. The sudden slope change of the increasing field curve occurs when the 'bulk' flux penetration begins and uniquely defines  $h_i$ . Part AB (see Fig. 2) was obtained by starting from a frozen flux-free superconducting state. At point C, we inverted the applied field so that all frozen flux was expelled from the sample (part CB) before the new 'bulk' penetration at  $h_i$ . Of the whole cycle, only part AB is reversible.

The reduced field for the start of 'bulk' penetration,  $h_i$ , was determined as a function of the angle  $\beta$  (Fig. 3). Satisfactory agreement with experiment is obtained by putting  $D \equiv D_i = 0.767$  in relation (3). This value is well determined, as can be seen from Figure 3.

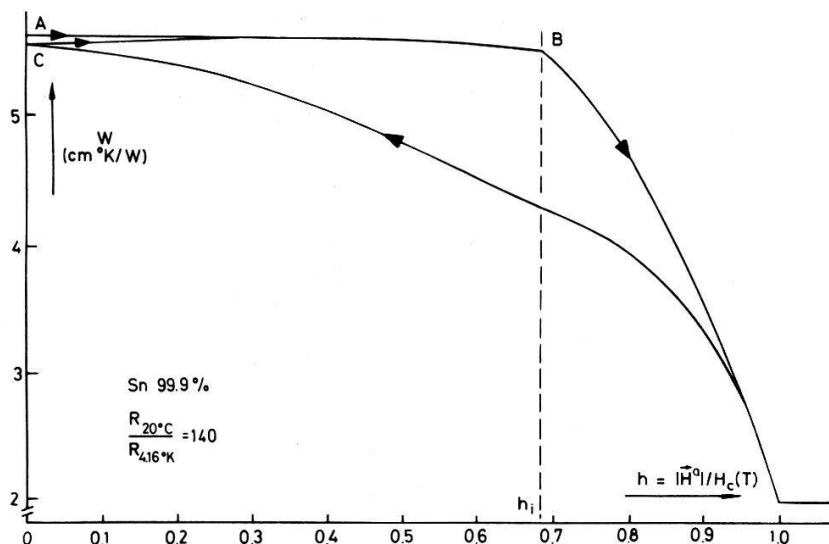


Figure 2

Thermal resistivity cycle as a function of the reduced applied field.  $T = 1.7^\circ \text{K}$ . Angle between field and plate surface:  $\beta = 15^\circ$ . *A*: frozen flux-free superconducting state. *B*: beginning of 'bulk' penetration. *C*: superconducting state with frozen flux. The field was inverted at point *C*.

For  $\beta = 15^\circ$ , direct observation of the intermediate state structure showed that we obtained a regular laminar structure, directed along the field projection on the plate, if we decreased the applied field from a reduced value greater than 1 down to  $h$  such that  $0.7 \leq h \leq 0.96$  [2]. In this case we can calculate the concentration  $x_n$  from the measured intermediate state resistivity if we know the resistivities of the normal and superconducting states. Figure 4 shows the comparison of the calculated values of  $x_n$  obtained from the data with the theoretical predictions (relations (1) and (2)). For  $h > 0.85$ , that is for  $x_n > 0.3 \simeq 1 - D_i$ , the agreement with relation (2) is good if one introduces an effective demagnetizing coefficient  $D \equiv D_{\text{eff}} = 0.855$ , which is again rather well determined. However, only qualitative agreement is found with Sharvin's (infinite plate) result (1). For concentrations smaller than  $1 - D_i$  sample defects delay flux expulsion from the sample, so that the discrepancy between the theoretical and experimental values increases as the field is reduced.

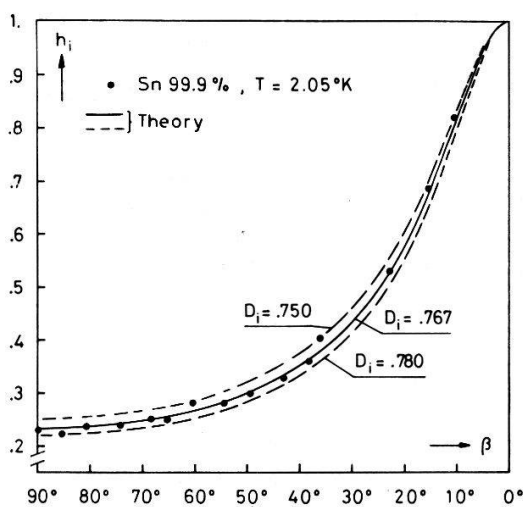


Figure 3

Threshold reduced field for 'bulk' penetration as a function of the angle  $\beta$  between applied field and plate surface.

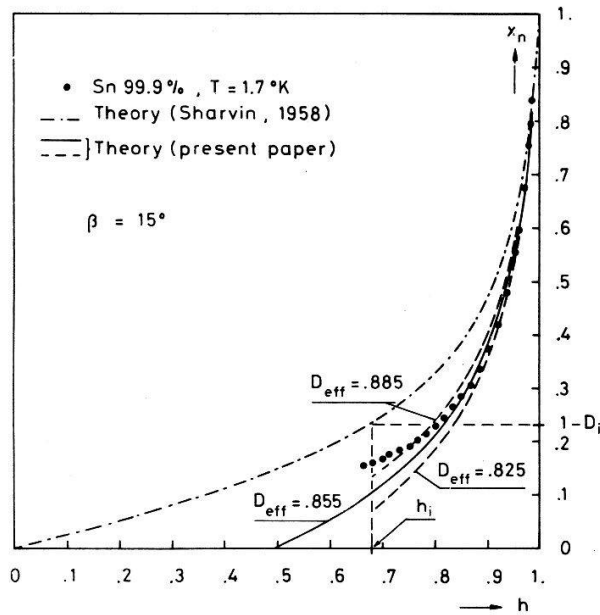


Figure 4

Concentration of the normal phase as a function of the reduced applied field. Angle between applied field and plate surface:  $\beta = 15^\circ$ . ● experimental values calculated from thermal resistivity measurements ( $N-I$  transitions).

In conclusion, we see that if we may neglect the effect of sample defects, relation (2) allows us to calculate with a good accuracy the concentration of the normal phase in a long rectangular plate in the situation pictured in Figure 1. Transitions  $N-I$  allow us to define an effective demagnetizing coefficient  $D_{\text{eff}}$  which approaches that of the inscribed ellipsoid. The threshold reduced field  $h_i$  for 'bulk' penetration defines another demagnetizing coefficient  $D_i$ , smaller than  $D_{\text{eff}}$ . This latter fact can be explained if one remembers that edge effects delay the 'bulk' flux penetration [5].

#### References

- [1] I. V. SHARVIN, Sov. Phys. JETP 6, 1031 (1958).
- [2] J.-M. SUTER and L. RINDERER, Helv. Phys. Acta 45, 857 (1972).
- [3] F. HAENSSLER and L. RINDERER, Helv. Phys. Acta 40, 659 (1967).
- [4] J. A. OSBORN, Phys. Rev. 67, 351 (1945).
- [5] P. LAENG, F. HAENSSLER and L. RINDERER, J. of Low Temp. Phys. 4, 533 (1971).

## A Dynamic Intermediate State Under the Influence of a Heat Current

by P. LAENG and L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, Lausanne)

*Abstract.* We report direct observation of a dynamic intermediate state in lead under the influence of a heat current. Transverse as well as parallel motions have been observed. Preliminary results are discussed and compared with the existing theory.

It has been suggested first by Gorter [1] that the boundaries separating the volumes of normal and superconducting phases in the intermediate state of a type-I superconductor could move in the presence of an electric field, the direction of the



motion being perpendicular to that of the field. Experimental evidence of such a dynamic intermediate state has been obtained by Sharvin [2] and by Solomon [3] for the particular case of flat specimens subjected to transverse or oblique magnetic field and carrying an electric current. As pointed out by Sharvin [4] the motion of the  $n$ - $s$  boundaries should produce a temperature difference in the specimen and thus be closely related to thermal effects since latent heat of transition is absorbed or released when the metal goes from the superconducting into the normal phase and vice versa. In a recent paper Andreev and Dzhikaev [5] have proposed a complete system of equations describing the dynamics of the intermediate state which contains the coupled equations of electrodynamics and heat conduction. It results in particular from their calculation that motion of the structure should be possible under the unique influence of a temperature gradient. We report here for the first time direct observation of a dynamic intermediate state in the presence of a heat current [6]. Preliminary

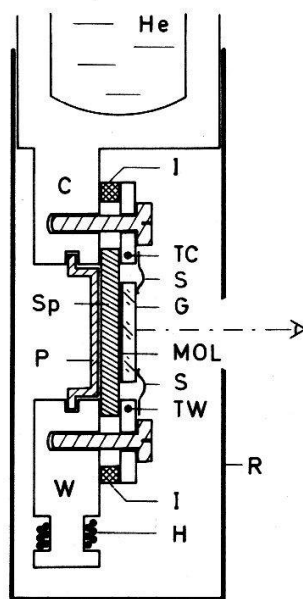


Figure 1

results obtained with a lead specimen are discussed and a modification to the existing theory is proposed to explain our observations.

In the present investigation the structure of the intermediate state was directly observed with a high resolution magneto-optical technique [7]. More information about our optical device may be found elsewhere [8]. The specimen, Sp (see Fig. 1), a cold rolled square plate ( $20 \times 20 \times 0.5$  mm) of pure lead, was mounted vertically in the insulation vacuum of a metal cryostat. One edge of the plate was attached to the extremity of a liquid helium-filled copper finger, C, and the opposite edge to a copper block, W. A heater, H, was wound onto this block and two carbon thermometers, TC and TW, were epoxied into the small copper pieces clamping the specimen. Heat flow through the thermometers was reduced using brass screws and two PTFE fitting pieces, I. The glass plate, G, supporting the evaporated magneto-optical layer, MOL, was lightly pressed against one face of the specimen with two springs, S. To prevent bending of the sample it was necessary to support it on the opposite face with a brass plate, P. A copper radiation shield, R, with a hole for the observation, was screwed to the copper finger and surrounded the whole assembly. A second shield connected to

the liquid nitrogen vessel and the outer case of the cryostat fitted with a room temperature window have been omitted in Figure 1. The free distance between the thermal contacts C and W was about 15 mm and the field of view was a circle 8 mm in diameter centered in the middle of the specimen.

Once the system had been cooled down to the liquid helium range, no important drift in the temperatures indicated by TC and TW, which might be due to the presence of the glass and brass plates, was detected after a heat current through the specimen had been switched on or off. As a result, from the high electrical conductivity and thermal diffusivity of the sample, the relaxation time for the specimen to change from a static equilibrium state without heat current to a stationary dynamic state with heat current was of the order of a second. It was also verified that the heat link due to the thermal radiation from the room temperature window was negligible with respect to the intensities of the heat current needed to move the structure.

The observations reported in the following were made with the magnetic field,  $\vec{H}_a$  applied transverse to the lead plate. It was found that at applied fields close to the critical, the disordered structure tended to rearrange under the influence of the heat

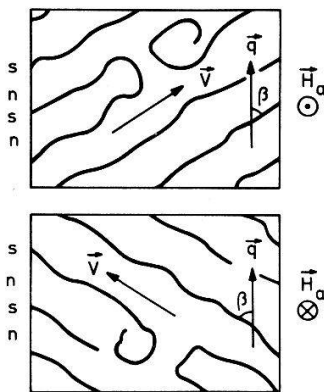


Figure 2

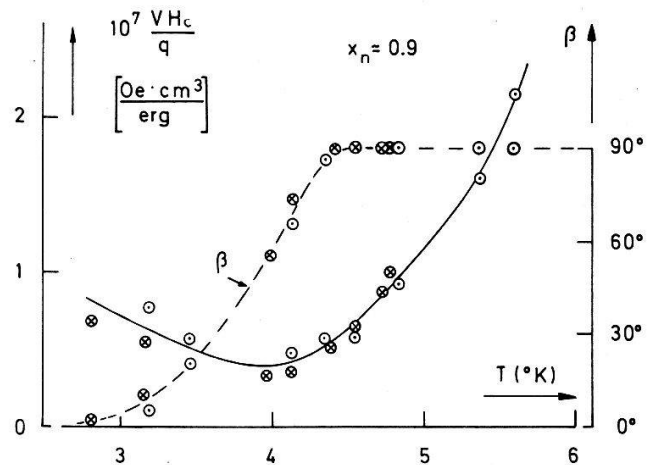


Figure 3

current and to form a parallel set of alternating normal and superconducting layers making an angle  $\beta$  with the direction of the heat current (see Fig. 2). However, the rearrangement was far from perfect and the whole structure was seen to move without appreciable deformation in the general direction of the layers. The conditions to obtain a regular flow of the structure were found to be high concentration of the normal phase,  $x_n \simeq H_a/H_c$ , and sufficiently large heat fluxes  $q$ . At low applied field the structure was actually scarcely influenced by the heat current and only intermittent and local displacements occurred. In particular, up to now, it was not possible to get a flux tube structure into motion.

We have plotted in Figure 3 the observed temperature dependence of the angle  $\beta$  and that of the (normalized) rate of motion  $V H_c / q$  for  $x_n = H_a / H_c \simeq 0.9$ . The intensities of the heat fluxes  $q$  used for these measurements were comprised between 3 and 6 W/cm<sup>2</sup>. Figure 3 shows that at high temperatures the layers and the motion are transverse to the heat current. In this case the sense of the flow is reversed when the applied magnetic field is reversed and is given by the unit vector  $\vec{V}/V = \vec{q} \wedge \vec{H}_a / (q H_a)$ . As the temperature is lowered the structure changes its orientation continuously so that at the presently



lowest attainable temperature the layers and the motion are quite parallel to the heat current. It must also be noted that the rate of motion  $VH_c/q$  has a minimum near 4°K and increases rapidly with  $T$  in the high temperature range.

The effect we have just described presents some qualitative features similar to the current-induced motion of superconducting domains reported by Solomon and Harris [9]. These authors have observed, in the presence of an electric current, a transverse motion of a structure formed mostly by long superconducting laminae oriented perpendicularly to the current. As we have in the present case no external electrical current and only heat is flowing through our specimen, the present effect must be considered as a pure thermoelectric one. In addition the sharp change in the orientation of the structure and in the direction of the motion with the temperature seems to indicate the existence of two distinct competitive driving mechanisms.

As is well known, the velocity of a  $n$ - $s$  boundary is given by the condition of continuity of the tangential component of the electric field and one gets:

$$V = \frac{c}{H_c^2} [\vec{E} \wedge \vec{H}] \cdot \vec{n} \quad \text{with} \quad \vec{V} = V\vec{n}$$

where  $\vec{E}$  and  $\vec{H}$ ,  $|\vec{H}| = H_c$ , are the electric and magnetic fields in the normal phase and  $\vec{n}$  is the normal to the boundary. Thus our observations imply that there exist an electric field in the normal phase associated to the presence of the temperature gradient imposed in the specimen. At high temperatures,  $\vec{E}$  and the heat flux  $\vec{q}$  are parallel and point in the same direction, while at low temperature  $\vec{E}$ ,  $\vec{q}$  and  $\vec{H}$  form a (right-handed) orthogonal set of vectors. Andreev and Dzhikaev [5] have calculated in their paper the kinetic coefficients (resistivity, heat conduction and thermoelectric tensors) for different types of possible structure. They conclude that in the presence of a temperature gradient, parallel motion would be due to the difference  $(\kappa_n - \kappa_s)$  between the heat conductivities of the normal and superconducting phases, and transverse motion to the Leduc-Righi effect in the normal phase. In addition both effects would depend on the latent heat of transition  $Q$  and cancel with vanishing  $Q$ . This latter property is in contradiction with our observation that the rate of motion increases rapidly as  $T$  goes to  $T_c$ . On the other hand we have noted only slight flux precession [10] in this specimen which indicates that non-diagonal terms in the electrical resistivity and heat conduction may be neglected in a first approximation.

However, this disagreement disappears if we introduce the thermoelectric coefficient  $\alpha_N$  of the normal phase, which has been neglected by Andreev and Dzhikaev. This coefficient is proportional to the temperature and, according to Steele's measurements [11], particularly important in pure lead. For  $T$  near  $T_c$  the latent heat  $Q$  and the difference between the heat conductivities  $\kappa_n$  and  $\kappa_s$  vanish so that the electric field in the normal phase and the rate of motion of the structure are readily obtained:

$$\vec{E} = -\frac{\alpha_N}{\chi_n} \vec{q} \quad \text{and} \quad \vec{V} = -\frac{c\alpha_N}{H_c^2 \chi_n} [\vec{q} \wedge \vec{H}].$$

These relations are in qualitative agreement with our observations and show that the velocity will become infinite as  $T$  tends to  $T_c$  while the quantity  $VH_c/q$  remains finite. Introducing the value of  $\alpha_N$  obtained by Steele [11],  $c\alpha_N = -\mu c T$  with  $c\mu = 2.2 \text{ esu}/(^{\circ}\text{K})^2$ , and  $\kappa_n \simeq 3 \cdot 10^7 \text{ erg/sec cm } ^{\circ}\text{K}$  (experimental estimation), one gets for  $T = T_c$ :  $VH_c/q \simeq 10^{-7} \times 5.3 \text{ Oe cm}^3/\text{erg}$  which is the same order of magnitude as our results.

At lower temperatures the structure should change its orientation for there must exist a component of the electric field perpendicular to the heat current. This component is due to the microscopic currents which are indispensable in the normal phase to keep the intensity of the magnetic field equal to  $H_c(T)$  in the presence of a temperature gradient. Thus the mechanism proposed by Andreev and Dzhikaev should be dominant in this case. However, further comparison with the theory is presently not yet possible since certain data on the transport coefficients of the pure phases are still missing.

### *Acknowledgements*

The authors wish to thank Dr. F. Rothen for an interesting discussion and A. Mahé for help during the preparation of the experiment. This work was performed with the financial support of the Fond National Suisse pour la Recherche Scientifique.

### *References*

- [1] C. J. GORTER, *Physica* 23, 45 (1957).
- [2] YU. V. SHARVIN, *JETP Lett.* 2, 183 (1965).
- [3] P. R. SOLOMON, *Phys. Rev.* 179, 475 (1969).
- [4] YU. V. SHARVIN, *Proc. of the Tenth Intern. Conf. on Low Temp. Physics, Moscow 1966, Vol. IIB.*
- [5] A. F. ANDREEV and YU. K. DZHIKAEV, *Soviet Phys. JETP* 33, 163 (1971).
- [6] This new effect was illustrated in a motion picture presented at the autumnal meeting of the Swiss Society for Physics, Lucerne, October 1972.
- [7] H. KIRCHNER, *Phys. Letters* 26A, 651 (1968).
- [8] P. LAENG and L. RINDERER, *Cryogenics* 12, 315 (1972).
- [9] P. R. SOLOMON and RICHARD E. HARRIS, *Phys. Rev.* B3, 2969 (1971).
- [10] F. HAENSSLER and L. RINDERER, *Phys. Letters* 16, 29 (1965).
- [11] M. C. STEELE, *Phys. Rev.* 81, 262 (1951).

## **Capillary and Pinch Instability of Current-Liquefied Wires**

by E. MEYER and L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne, Switzerland)

The instability of an (infinite) cylinder, subject to capillary forces only, has been treated by Rayleigh [1, 2] for the case when this cylinder consists of an incompressible and inviscid liquid. This theory has been generalized by Murty to take into account additionally the pinch forces of an axial electric current [3]. He was able to explain with this theory an experiment of Dattner, Lehnert and Lundquist, who tried to simulate a pinched gas discharge with a mercury jet through which an axial current was passed [4].

We have used this same theory to explain the disintegration of current-liquefied wires. In a quenching technique for liquid metals, which we have described before [5–7], we use metal wires which are liquefied by a condenser discharge. The liquid wire

disintegrates in a 'chain' of liquid spheres, with a well-defined break-up wavelength. We have measured this periodicity photographically as a function of the electric current, which was determined at the instant when the wire became liquid. Our measurements agree qualitatively with Murty's theory, but the experimental mean break-up wavelengths are 10–20% longer than the theoretical ones.

The disintegration of wires which have been liquefied by 'slow' condenser discharges, as in our case, have been explained in the literature by the so-called 'unduloid theory' of Kleen [8–13], or by Rayleigh's theory [6, 14, 15]. Both of these theories are unable to explain the often observed fact that the disintegration wavelength shortens with higher current densities [13], for they do not take account of the pinch forces.

Nevertheless, Rayleigh's theory gives a good first approximation of the phenomenon. On the contrary, Kleen's 'unduloid theory' has to be considered as erroneous. The mathematical figure of an unduloid [16, 17] is similar to the figure which appears in the experiment, but it is an equilibrium figure (with constant mean curvature) which cannot describe a dynamic phenomenon. In addition, if the 'amplitude' of an unduloid is changed, both the periodicity and the volume changes also. These facts lead to strong physical contradictions in Kleen's 'unduloid theory'.

### References

- [1] J. W. S. RAYLEIGH, *Theory of Sound* (2nd ed.), Vol. 2 (Dover 1945), pp. 351–375.
- [2] S. CHANDRASEKHAR, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Oxford 1961), pp. 515–576.
- [3] G. S. MURTY, *Arkiv Fysik* 18, 241 (1960).
- [4] A. DATNER, B. LEHNERT and S. LUNDQUIST, Second U.N. Geneva Conf. P/1708, 325–327 (1958).
- [5] E. MEYER and L. RINDERER, *Phys. Letters* 28A, 677 (1969).
- [6] E. MEYER and L. RINDERER, *Verhandl. DPG* 5, 441 (1970).
- [7] E. MEYER and L. RINDERER, *Helv. phys. Acta* 45, 9 (1972).
- [8] W. KLEEN, *Ann. Phys.* 11, 579 (1931).
- [9] W. G. CHACE and H. K. MOORE, *Exploding Wires*, Vol. 1–4 (1959, 1962, 1964, 1968).
- [10] W. G. CHACE and M. A. LEVINE, *J. Appl. Phys.* 31, 1298 (1960).
- [11] W. G. CHACE, Ref. [9], Vol. 3, pp. 1–7.
- [12] J. NASIŁOWSKI, Ref. [9], Vol. 3, pp. 295–313.
- [13] S. H. SMITH, *J. Appl. Phys.* 41, 3918 (1970).
- [14] E. B. CARNE, *Trans. AIEE* 72 (3), 593 (1953).
- [15] S. V. LEBEDEV, *Sov. Phys. JETP* 5, 243 (1957).
- [16] CH. DELAUNAY, *J. de Mathématiques* 6, 309 (1841).
- [17] H. MINKOWSKI, *Enc. der math. Wiss.* 5 (1), 558 (1903).

## Effet de Champ Électrique sur la Luminescence de KI Dote en Ions Divalents

par A. NOUAILHAT, R. PERRENOUD, M. AEGERTER et J. ROSSEL

(Institut de Physique Neuchâtel)

Les cristaux de KI dotés en ions divalents (Eu, Sr) et irradiés à basse température ( $X, \beta$ ) présentent en thermoluminescence (TL) des pics spécifiques très sensibles à l'action d'un champ électrique appliqué au cristal: on observe une augmentation importante de l'émission lumineuse instantanée et un changement de la cinétique. Le

champ électrique provoque également un effet similaire sur la phosphorescence (PH), les deux phénomènes (TL et PH) étant liés. L'action du champ électrique en TL est de translater globalement les pics vers les basses températures, ce qui correspond physiquement à une diminution des énergies d'activation mises en jeu lors de la libération des charges piégées. On suggère que ces dernières sont les électrons trappés sur des complexes 'ions divalents-lacunes cationiques'. L'action du champ sur la phosphorescence à très basse température serait de stimuler le tunnelling entre paires 'complexe + électron et trous self trappés voisins'.

### **Wechselwirkung von Triplett-Excitonen in Dotierten Anthracen-Kristallen**

von J. FÜNFSCHILLING und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Angewandte Physik der Universität Basel)

Die intermolekulare Uebertragung der Triplettenergie im System Anthracen (Wirt)-Tetracen (Gast) wird untersucht. Der zeitliche Verlauf und die Intensität der verzögerten Wirt- und Gastfluoreszenz von mehreren Kristallen gleicher Geometrie werden in Funktion der Dotierung gemessen. Die Tetracendotierung der untersuchten Kristalle variiert von  $10^{-7}$  bis  $10^{-5}$  mol/mol. Für zeitabhängige Anregung des Wirtes wurde eine intensive Xenon-Blitzlampe verwendet, für stationäre Anregung eine Xenon-Bogenlampe. Die Messresultate lassen sich durch ein Modell beschreiben, in welchem neben verschiedenen Anihilationsprozessen zwischen freien und beim Gast eingefangenen Triplettexcitonen zusätzliche, durch den Gast eingeführte Excitonentraps berücksichtigt werden.

### **Photoluminescence du GaSe A 4.2°K**

par A. MERCIER et J. P. VOITCHOVSKY

(Laboratoire Physique Appliquée EPF-Lausanne, Suisse)

Le Seleniure de Gallium est un semiconducteur présentant un gap indirect d'environ 2 eV et un gap direct 50 meV plus grand. Le cristal est excité au moyen d'un laser du type Nd:YAG pulsé. La puissance de crête est de 200 kw/cm<sup>2</sup> et l'énergie des photons est supérieure au gap d'environ 200 meV. Nous avons mesuré plusieurs échantillons provenant de différents monocristaux produits par la technique de Bridgman. Ces expériences ont permis de trouver une série de raies d'émission caractéristiques de tous nos échantillons. Une étude de la variation du spectre d'émission en fonction de l'intensité d'excitation et de la température permettra d'identifier ces différentes raies.

(Cette recherche a été subventionnée en partie par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.)

## Urbach-Regel in Polaren Halbleitern

von J. WULLSCHLEGER

(Ciba-Geigy Photochemie Ltd., CH-1700 Fribourg)

und S. STRÄSSLER und W. R. SCHNEIDER

(Brown Boveri Research Center, CH-5401 Baden)

Wir finden, dass die Absorption ( $K$ ) unterhalb der Bandkante in AgBr und AgCl konsistent ist mit dem empirischen Gesetz:

$$d(\log K)/d\omega = (2\sigma_0/\Omega_0) \tanh(\hbar\Omega_0/2k_B T).$$

Es wird gezeigt, wie dieses Gesetz mit Hilfe einer einfachen mikroskopischen Theorie hergeleitet werden kann.

## Schwellen- und Gedächtnisschalter in Hoch Dotierten, 'Amorphen' Ferromagnetischen Halbleitern

von P. WACHTER

(Lab. f. Festkörperphysik, ETH Zürich)

Reines und kristallines EuO ist ein bekannter ferromagnetischer Halbleiter mit  $T_c = 69$  K. Ersetzt man  $\text{Eu}^{2+}$  durch  $\text{Gd}^{3+}$  so bewirkt der Gd Donor eine Zunahme der Leitfähigkeit und von  $T_c$ . Wird so hoch dotiert, dass man sich in der Nähe des Mott Uebergangs befindet, so wird das Gd in 'Clustern' eingebaut. Dies führt zu einer starken lokalen Gitterverzerrung, die ihrerseits eine Verschmierung der  $4f$ -Zustände und, in der Nähe der Gd Clusters, ein Ueberlappen der Donorzustände mit dem Leitungsbandrand bewirkt. Der Boden des Leitungsbandes wird also ortsabhängig 'gebirgig' sein. Wir können diesen Zustand 'amorph' nennen. Es werden eine Reihe von Experimenten vorgelegt, die diese Ansicht bestätigen sollen. Eine interessante Konsequenz dieser Annahme ist das Auftreten des Ovshinsky Effekts. Sowohl Schwellen- wie Gedächtnisschalter konnten verifiziert werden. In der Nähe von der Curie Temperatur ist magnetisches Schalten möglich.

## Spezifische Wärme von $\text{KO}_2$ Kristallen

von A. ZUMSTEG, M. ZIEGLER, M. BÖSCH und W. KÄNZIG

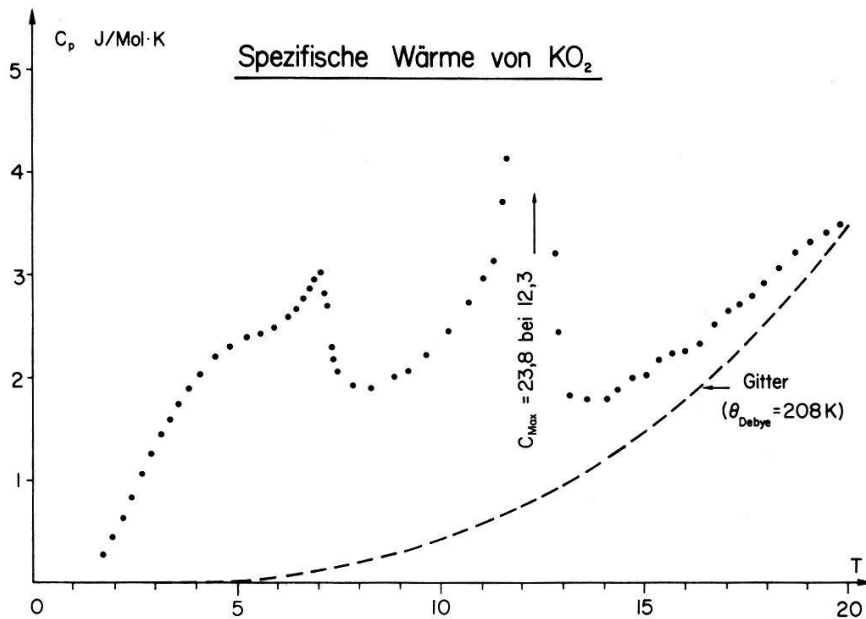
(Laboratorium für Festkörperphysik, Zürich)

$\text{KO}_2$  ist ein Ionenkristall, dessen Anion das magnetische Molekilion  $\text{O}_2^-$  ist. Bei Zimmertemperatur besitzt  $\text{KO}_2$  die Kalziumkarbidstruktur. Beim Abkühlen erleidet  $\text{KO}_2$  bei 230 K, 197 K, 10,5 K Phasenumwandlungen, deren Natur noch nicht genau abgeklärt ist, und wird bei 7,1 K antiferromagnetisch [1, 2]. Suszeptibilitätsmessungen zeigen bei der 10,5 K-Umwandlung eine ausgeprägte thermische Hysteres; beim Aufwärmen erscheint sie erst bei 12,1 K [3]. Aus der Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität zwischen 7,1 K und 12,1 K würde man auf ein paramagnetisches



Verhalten in diesem Temperaturintervall schliessen. In Feldern von 70 kOe zeigt sich aber metamagnetisches Verhalten [4]. Bei der 10,5 K-Umwandlung verändern sich die magnetischen Eigenschaften sehr stark, was darauf hinweist, dass die magnetischen Wechselwirkungen eine wesentliche Rolle spielen. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung der Entropie der Umwandlungen bei 7,1 K und 12,1 K.

Klare, durchsichtige  $\text{KO}_2$  Einkristalle von quaderförmigem Habitus von etwa 0,1 mm Grösse und honiggelber Farbe wurden durch Rekristallisation von kommerziellem  $\text{KO}_2$ -Pulver im flüssigen Ammoniak gewonnen. 400 mg dieser Kristalle wurden in einer Cu-Patrone mit 70 Torr He Gas bei Zimmertemperatur eingeschlossen. Bei der Messung muss der Wärmekontakt durch ein Austauschgas hergestellt werden; denn wenn man die Kristalle zusammenpresst, wird das Gitter dermassen beschädigt, dass die Umwandlung bei 12 K nicht mehr feststellbar ist.



Die Figur zeigt die Temperaturabhängigkeit der molaren spezifischen Wärme von  $\text{KO}_2$ . Die ausgeprägte Anomalie bei 7,1 K zeigt keine Divergenz und entspricht dem Néel-Punkt [2]. Die Spitze bei 12,3 K entspricht einer Strukturänderung [2]. Aus der thermischen Hysterese der Suszeptibilität und der Andeutung latenter Wärme schliesst man auf eine Umwandlung erster Ordnung.

Die totale Entropie beträgt  $0,40R\ln 2$  bei 7,1 K und  $1,10R\ln 2$  bei 20 K. Die Messwerte zwischen 14 K und 20 K lassen sich durch folgende Beziehung approximieren:

$$c = a \cdot T^3 + \frac{b}{T^2}$$

wobei  $a = 4,3 \cdot 10^{-4} \text{ J/Mol} \cdot \text{K}^4$ ,  $b = 120 \text{ J} \cdot \text{K/Mol}$ .

Der erste Term entspricht einer Debye Temperatur von 208 K, wenn nur translatorische Freiheitsgrade des  $\text{K}^+$  und des  $\text{O}_2^-$  angeregt werden. Das ist der Fall, denn die Streckfrequenz des  $\text{O}_2^-$ -Moleküliions beträgt  $1150 \text{ cm}^{-1}$ , und die Librationsfrequenz ist von der Grössenordnung  $100 \text{ cm}^{-1}$  [5].

Der zweite Term rührt von der Aenderung einer kurzreichweitigen Ordnung her. Oberhalb 20 K nimmt die entsprechende Entropie noch um  $0,03R\ln 2$  zu.

Man könnte nun versuchen, die Umwandlungsentropie aufzuteilen in einen magnetischen Teil, in Vibrationsentropie und einen Anteil aus einer kristallographischen Umwandlung. Da  $\text{KO}_2$  ein Spin  $\frac{1}{2}$  System ist, würde die magnetische Entropie im total ungeordneten Zustand  $R \ln 2$  betragen. Die nicht-magnetische Entropie bei 20 K wäre also  $(1,10 + 0,03 - 1)R \ln 2 = 0,13R \ln 2$ . Wir glauben nicht, dass eine solche Aufteilung sinnvoll ist; denn bei einem  $p$ -Elektronensystem sind besonders grosse Wechselwirkungen zwischen der magnetischen Ordnung und der Gitterstruktur zu erwarten.

#### Referenzen

- [1] S. S. TODD, J. Am. Chem. Soc. 75, 1229 (1953).
- [2] H. SMITH, R. NICLOW, L. RAUBENHEIMER und M. WILKINSON, J. Appl. Phys. 37, 1047 (1966).
- [3] A. ZUMSTEG et al., wird in einer ausführlichen Arbeit erscheinen.
- [4] A. ZUMSTEG, M. BÖSCH, W. KÄNZIG und H. ROHRER, Helv. Phys. Acta 45, 28 (1972).
- [5] M. BÖSCH, W. KÄNZIG und E. STEIGMEIER, vorgetragen an der Tagung der Schweiz. Phys. Gesellschaft am 13.10.72.

## Molekül- und Gitterschwingungen im Natriumhyperoxid

von M. BÖSCH und W. KÄNZIG

(Labor für Festkörperphysik ETH Zürich)

und E. F. STEIGMEIER

(Laboratories RCA Zürich)

An klaren, millimetergrossen  $\text{NaO}_2$ -Einkristallen wurde das Raman-spektrum untersucht. Neben den Gitterschwingungen findet sich eine reine Molekülschwingung. Die Ramanlinie von  $1156 \text{ cm}^{-1}$  bei 300 K entspricht dem in der Literatur für die Vibrationsfrequenz des  $\text{O}_2^-$ -Zentrums vorgeschlagenen Wert. Damit lässt sich die Annahme bekräftigen, dass die Alkalihyperoxide Ionenkristalle sind, in denen das  $\text{O}_2^-$ -Molekül-Ion die Rolle des Anions spielt. Untersuchungen der Ramanstreuung zwischen 6 K und 300 K erlauben eine exakte Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der  $\text{O}_2^-$ -Streck-Schwingungsfrequenz. Die Messungen widerspiegeln die Strukturumwandlungen bei 230 K und 201 K, in guter Uebereinstimmung mit Messungen der spezifischen Wärme und mit Röntgenanalysen.

(Eine ausführlichere Arbeit erscheint später.)

## Phasenumwandlungen im $\text{LiIO}_3$

VON R. HOFMANN und H. AREND

(Lab. f. Festkörperphysik der ETH, Zürich)

Mit Differential-thermoanalyse wurde festgestellt, dass die Keimbildung der  $\beta$ -Phase die Polymorphie des  $\text{LiIO}_3$  massgebend beeinflusst [1]. Das Umwandlungsverhalten wurde nun mikroskopisch untersucht und neue Beobachtungen zum Auftreten einer  $\gamma$ -Phase gemacht.

#### Literatur

- [1] H. AREND, M. REMOISSENET und W. STÄHLIN, im Druck in Mat. Res. Bull.



## Étude par la Mesure du Frottement Intérieur et de l'Anomalie de Module du Pic $P_4$ dans l'or Ecroui à Basse Température

par O. MERCIER, A. ISORÉ et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique, EPFL)

L'écroissage à basse température d'un métal crée des dislocations et des défauts ponctuels de nature interstitielle ou lacunaire. Au cours de la restauration du métal, ces défauts migrent vers les dislocations et interagissent avec elles. On peut expliquer certains pics de frottement intérieur au moyen d'un modèle basé sur l'interaction des défauts ponctuels mobiles et des dislocations. Ce modèle est développé à partir de la théorie de Granato-Lücke [1] et de celle de Schoeck [2].

### *Modèle théorique*

Le mouvement d'une dislocation entourée d'un nuage de défauts ponctuels soumise à une force alternative, satisfait à l'équation suivante :

$$-A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + C \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - B \frac{\partial y}{\partial t} + f - \tau_i y = 0 \quad (1)$$

où :

$A$  = masse de la dislocation

$C$  = tension de ligne

$B$  = coefficient de viscosité

$f$  = force de Peach-Koehler

$\tau_i$  = contrainte due aux autres défauts.

Le coefficient de viscosité peut être expliqué par le freinage de la dislocation par le nuage de défauts ponctuels. Dans ce cas

$$B = \frac{C_d}{b} M^{-1}$$

où :

$$M = \text{mobilité des défauts du nuage} = \frac{D}{kT} = \frac{D_0 \exp(-E_M/kT)}{kT}$$

$C_d$  = concentration des défauts

$b$  = vecteur de Burgers de la dislocation

$D_0$  = coefficient de diffusion

$E_M$  = énergie de migration d'un défaut autour de la dislocation

$k$  = constante de Boltzmann

$T$  = température (°K).

Le calcul du frottement intérieur et de l'anomalie de module d'un échantillon soumis à une contrainte alternative  $\sigma = \sigma_0 \cos \omega t$  donne les résultats suivants:

$$\left. \begin{aligned} Q^{-1} &= \frac{\Delta_0 \cdot b^2 A}{\Phi} \cdot \frac{B\omega/\Phi}{1 + (B\omega/\Phi)^2} \\ \frac{\Delta E}{E} &= \frac{\Delta_0 \cdot b^2 A}{\Phi} \frac{1}{1 + (B\omega/\Phi)^2} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

avec:

$$\Phi = -A\omega^2 + \frac{C\pi^2}{l^2} + \frac{4\tau_i}{\pi}$$

$$\Delta_0 = \frac{8}{\pi^2} E g^2$$

et où:

$Q^{-1}$  = frottement intérieur

$\frac{\Delta E}{E}$  = anomalie de module

$A$  = densité de dislocation

$l$  = longueur moyenne des boucles

$E$  = module de Young

$g^2$  = coefficient tenant compte de la distribution des dislocations.

Aux basses fréquences où  $A\omega^2$  devient négligeable vis-à-vis des autres termes, les équations (2) décrivent exactement un pic de relaxation selon la théorie du solide linéaire idéal. La fréquence du maximum du pic vaut:

$$f = f_0 \exp(-E_R/kT) = \left( \frac{C\pi^2}{l^2} + \frac{4\tau_i}{\pi} \right) \cdot \frac{b}{C_a} \cdot \frac{1}{kT} D_0 \exp(-E_M/kT).$$

### Résultats expérimentaux

Le pic  $P_4$  [3] apparaît sur des échantillons d'or, de pureté 99,999%, écrouis à la température de l'azote liquide. Il est reporté sur la figure 1 pour 3 fréquences de mesures différentes. L'énergie de relaxation  $E_R$  peut être calculée à partir de la pente de la droite obtenue sur la figure 2 ( $E_R = 0,45 \text{ eV} \pm 0,05$ ). Par l'analyse d'un pic de frottement intérieur (fig. 3), cette même énergie  $E_R$  peut être calculée soit à partir de la pente asymptotique  $\text{tg} \beta$  ( $E_R = 0,42 \text{ eV} \pm 0,02$ ), soit à partir de la largeur à mi-hauteur ( $E_R = 0,41 \text{ eV} \pm 0,02$ ). Ces énergies étant comparables, on peut en déduire

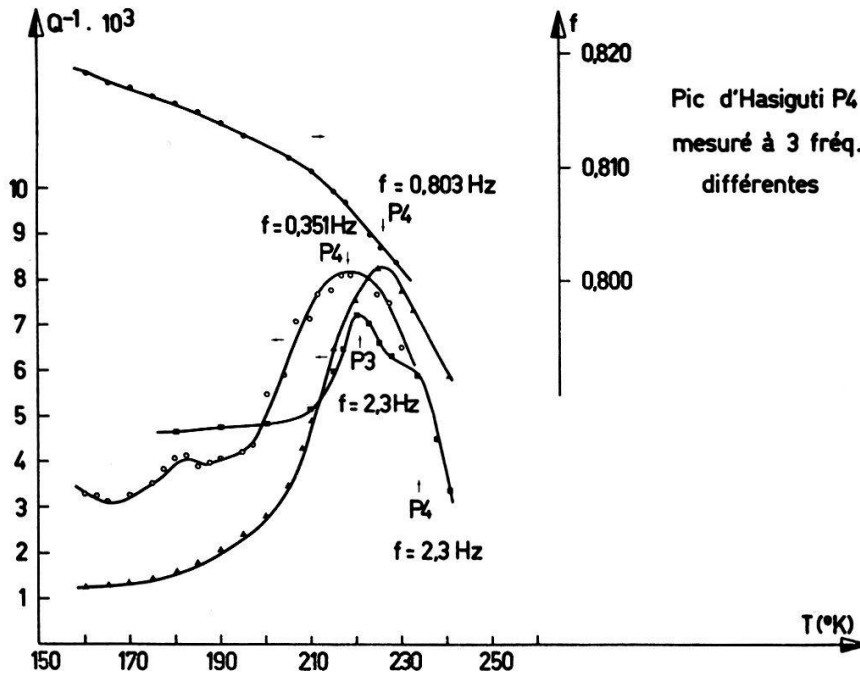


Figure 1  
Evolution du frottement intérieur et de la fréquence en fonction de la température de mesure pour des échantillons d'or écrouis par torsion à 77°K.

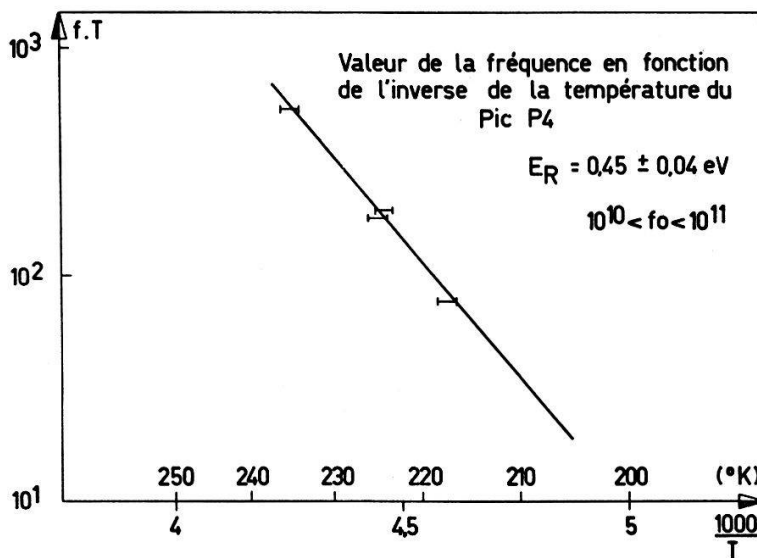


Figure 2  
Calcul de l'énergie de relaxation  $E_R$  du pic  $P_4$  à partir de la valeur de la température et de la fréquence du maximum du pic.

que ce pic est bien un pic de relaxation simple. Dans ce cas, l'anomalie de module et le frottement intérieur doivent satisfaire à la relation suivante déduite de l'équation (2) :

$$\left( \frac{\Delta E}{E} - \frac{\Delta \sigma b^2 \Lambda}{2\Phi} \right)^2 + (Q^{-1})^2 = \text{constante.}$$

Cette relation, appelée cercle de Cole-Cole, est vérifiée sur la figure 4.

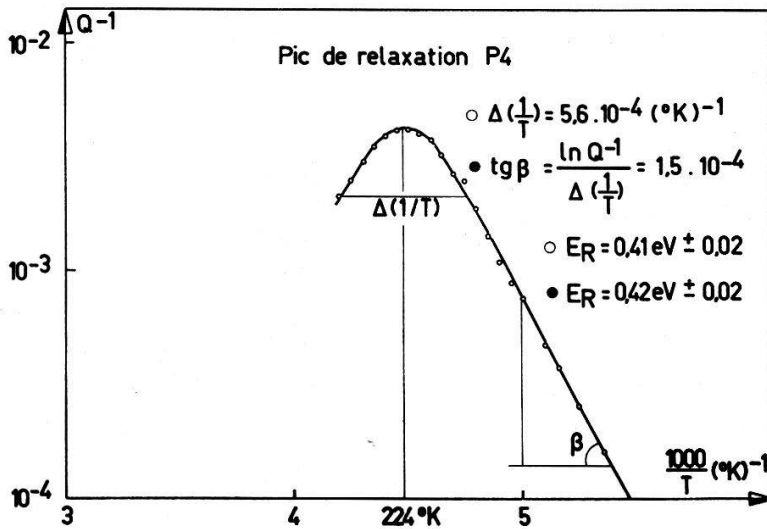


Figure 3

Représentation logarithmique du frottement intérieur en fonction de l'inverse de la température du pic P<sub>4</sub>.

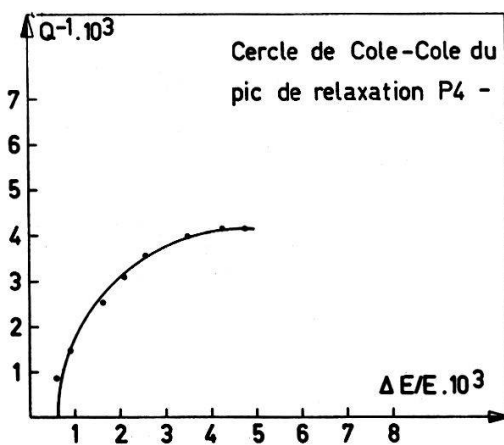


Figure 4

Cercle de Cole-Cole du pic de relaxation P<sub>4</sub>.

### Conclusions

Nous avons montré que le pic P<sub>4</sub> est bien un pic de relaxation simple. Il peut être décrit de façon satisfaisante par un modèle faisant intervenir l'interaction des dislocations avec leur nuage de défauts ponctuels. L'énergie de relaxation de ce pic correspond à l'énergie de diffusion des défauts autour de la dislocation. Les défauts pourraient être des petits amas d'interstitiels liés ou non à des impuretés.

### References

- [1] A. GRANATO et K. LÜCKE, J. Appl. Phys. 27, 583 (1956).
- [2] G. SCHOECK, Acta Met. 11, 617 (1963).
- [3] O. MERCIER, A. ISORÉ et W. BENOIT, Helv. Phys. Acta, à paraître.

## Restauration des Dislocations dans les Métaux C.F.C. Faiblement Ecrouis

par K. AKUNE, A. ISORÉ et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique, EPFL)

Plusieurs expériences ont montré que le réseau de dislocations dans l'or écroui se restaure avant le début de la recristallisation [1], tandis que dans l'argent des observations faites en microscopie électronique ne mettent pas en évidence une réorganisation des dislocations avant la recristallisation [2]. Ce travail, effectué dans le but de suivre l'évolution du réseau de dislocations dans l'or et l'argent faiblement écrouis, semble confirmer ces observations.

Des monocristaux d'or et d'argent cylindriques ( $\phi \cong 10$  mm,  $h = 15$  à 20 mm), orientés  $\langle 100 \rangle$  et  $\langle 111 \rangle$ , et de pureté 99,999%, ont été comprimés respectivement de 0,06 et 0,05% à température ambiante. Après chaque recuit de 1 heure à des températures croissantes, le frottement intérieur a été déterminé par mesure de l'atténuation d'ondes ultrasonores dans la gamme de fréquences 5–150 MHz.

### Résultats

Sur les figures 1 et 2 sont représentées quelques-unes des courbes obtenues sur l'or et l'argent. Le frottement intérieur est reporté en fonction de la température de recuit pour différentes fréquences de mesure.

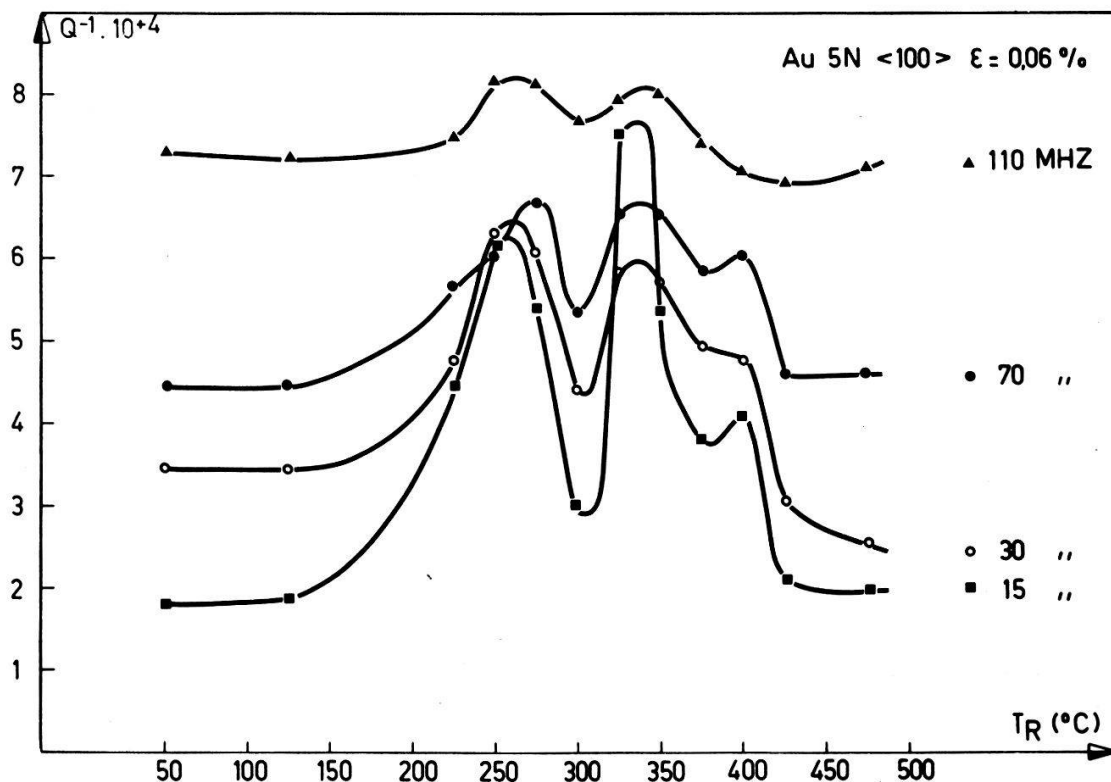


Figure 1

Evolution de frottement intérieur en fonction de la température de recuit d'un monocristal d'or comprimé 0,06% à température ambiante ( $t_R = 1h$ ).

Dans le cas de l'or, on observe deux pics de recuit vers 230 et 320°C, semblables à ceux observés par Jalanti et Benoit [1], et Bays et al. [3] sur des échantillons polycristallins. Ces deux pics ont été également observés sur d'autres monocristaux d'or écrouis par compression à des taux différents.

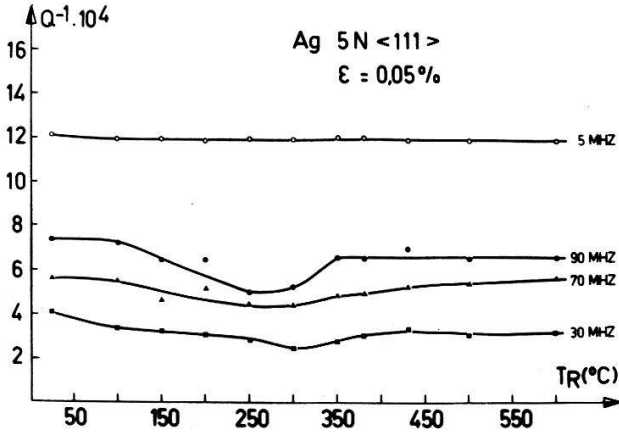


Figure 2 Evolution de frottement intérieur en fonction de la température de recuit d'un monocristal d'argent comprimé 0,05% à température ambiante ( $t_R = 1h$ ).

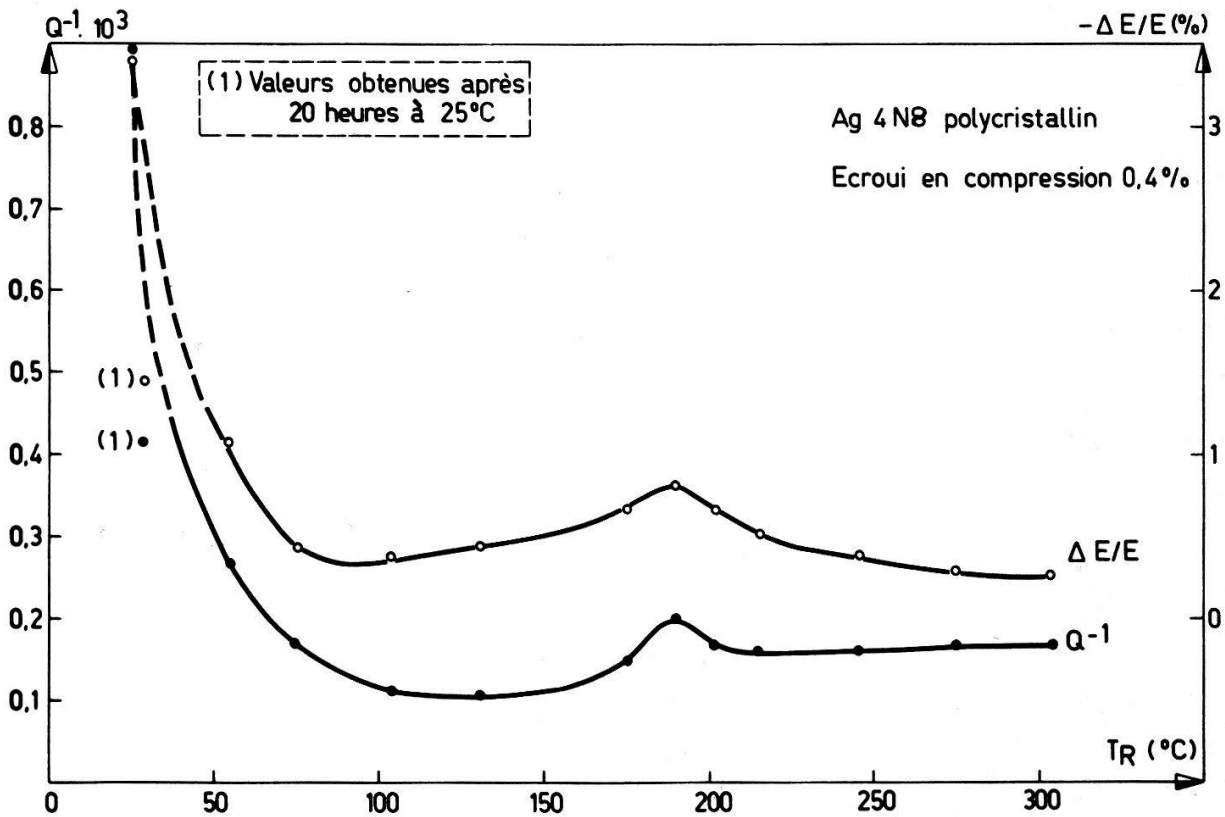


Figure 3 Variations en fonction de température de recuit, du frottement intérieur et du défaut de module d'un échantillon polycristallin d'argent 4 N5 comprimé de 0,4% vibrant en ondes transversales ( $f \cong 3$  kHz).

*Discussion*

Par attaque chimique on constate que l'échantillon d'or n'a pas encore recristallisé après un recuit à 500°C, et, par conséquent, ces pics semblent ne pas être liés à la recristallisation. D'autre part, une analyse faite à partir des théories de Granato et Lücke [4] montre que les pics de recuit observés sont associés à des très faibles variations de la densité de dislocations et qu'on peut les interpréter par une réorganisation des défauts ponctuels et des dislocations. Enfin, nous avons remarqué sur un échantillon déformé de 5%, que les mesures d'atténuation des ultrasons ne sont plus possibles lorsque la recristallisation se développe.

L'argent donne lieu à des résultats très différents. Les courbes de la figure 2 ne montrent que de faibles variations du frottement intérieur entre 150 et 350°C. Ces résultats peuvent être comparés à ceux obtenus sur des polycristaux d'argent que nous avons reportés en figure 3: on y voit l'évolution du défaut de module et du frottement intérieur d'échantillons comprimés 0,4% mesurés dans une installation de vibration en ondes transversales. La forte décroissance du début peut être attribuée à l'épinglage des dislocations par les lacunes; pour des recuits à plus haute température on n'observe qu'un pic de recuit de très faible amplitude.

Il serait intéressant de pouvoir déterminer quelle est l'origine de la différence observée dans le comportement des deux métaux. A première vue, il semble qu'on puisse l'attribuer à une différence dans les énergies de faute d'empilement. En effet, cette énergie est plus faible dans l'argent [5], ce qui implique que les dislocations y sont plus dissociées, d'où leur plus grande difficulté à se réarranger.

Nous envisageons de faire une étude comparée sur des métaux c.f.c. ayant des énergies de faute d'empilement différentes, tels que Al, Ni, Au et Ag.

*Bibliographie*

- [1] T. JALANTI et W. BENOIT, *Helv. Phys. Acta* 41, 1290 (1968).
- [2] J. E. BAILEY, *Phil. Mag.* 5, 833 (1960).
- [3] B. BAYS, W. BENOIT et P.-A. GRANDCHAMP, *J. de Phys.* 32, C2-153 (1971).
- [4] A. GRANATO et K. LÜCKE, *J. Appl. Phys.* 27, 538 (1956).
- [5] J. P. HIRTH et J. LOTHE, dans *Theory of Dislocations* (McGraw-Hill, New York 1968), p. 764.

## **Détermination du Frottement Intérieur Local lors de la Recristallisation de l'Argent Ecroui**

par W. BENOIT et A. ISORÉ

(Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne)

Au cours de la recristallisation d'un échantillon métallique, le frottement intérieur et l'anomalie de module mesurés à température ambiante varient fortement. Ces variations sont probablement dues à l'évolution du réseau de dislocations. Dans l'hypothèse d'une répartition homogène des dislocations dans tout l'échantillon on peut, à partir des mesures de frottement intérieur et d'anomalie de module, calculer la densité des dislocations et leur longueur entre points d'ancrage. Mais l'hypothèse d'une répartition homogène des dislocations n'est pas raisonnable dans un échantillon qui recristallise, d'où la nécessité de trouver une méthode de calcul du frottement intérieur local ( $Q_{\text{local}}^{-1}$ ).



En supposant simplement que la fonction  $Q_{\text{local}}^{-1}(\tau)$  existe et soit la même en chaque endroit du cristal, on montre que

$$Q_{\text{local}}^{-1}(\tau) = T^{-1} \left[ \frac{T(Q_{\text{global}}^{-1}(t))}{T(a(t))} \right]$$

où :

$T$  = transformée de Fourier

$Q_{\text{global}}^{-1}(t)$  = frottement intérieur mesuré au cours d'un recuit isotherme

$a(t)$  = dérivée de la fraction recristallisée (taux de recristallisation à l'instant  $t$ ).

L'analyse des résultats expérimentaux met clairement en évidence que dans le cas de l'argent

- il n'y a pas d'importante variation du frottement intérieur dans la matrice écrouie avant le passage du joint de recristallisation ;
- il y a une forte augmentation du frottement intérieur lors du passage du joint ;
- le frottement intérieur diminue ensuite probablement par restauration du réseau de dislocations.

### Cinétique de Recristallisation dans l'Argent Écroui par Laminage

par A. ISORÉ, O. MERCIER et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique, EPFL)

Il est clairement établi que la recristallisation primaire d'un métal écroui se produit par l'apparition (germination), puis la croissance de petits domaines presque parfaits et suffisamment désorientés par rapport à la matrice qui les entoure. Lors de l'étude de la recristallisation d'un métal, il est très important de pouvoir dissocier les deux processus et de mesurer séparément les vitesses de germination et de croissance; malheureusement, ceci n'est possible que dans des cas bien particuliers et serait très difficile à réaliser dans le cas des échantillons d'argent polycristallins que nous étudions, par contre la mesure de la fraction recristallisée pose peu de problèmes et permet d'obtenir des renseignements sur la germination et la croissance.

Nous avons étudié la recristallisation de l'argent par des mesures de défaut de module et de frottement intérieur [1, 2], et il est apparu que l'on pourrait déterminer une évolution locale du réseau de dislocations à condition de connaître simultanément les évolutions globales du défaut de module, du frottement intérieur et de la fraction recristallisée [3].

#### Résultats expérimentaux

Des expériences ont été faites sur des échantillons massifs d'argent de différentes puretés. Les courbes de la figure 1 représentent l'évolution de la fraction recristallisée  $f$ , obtenue à partir de la méthode de 'comptage de points', en fonction du temps de

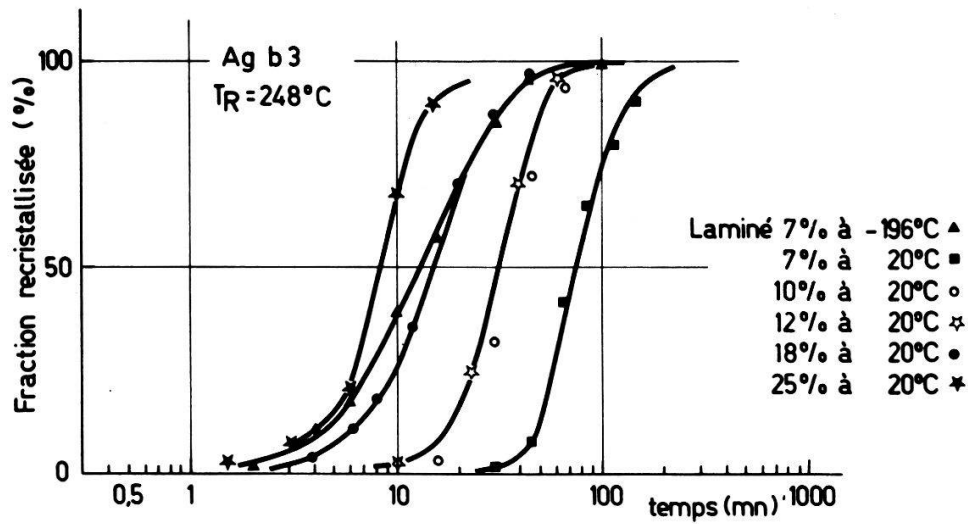


Figure 1  
Evolution de la fraction recristallisée  $f$  en fonction du temps de maintien à  $248^\circ\text{C}$ . Argent de pureté 99,98%.

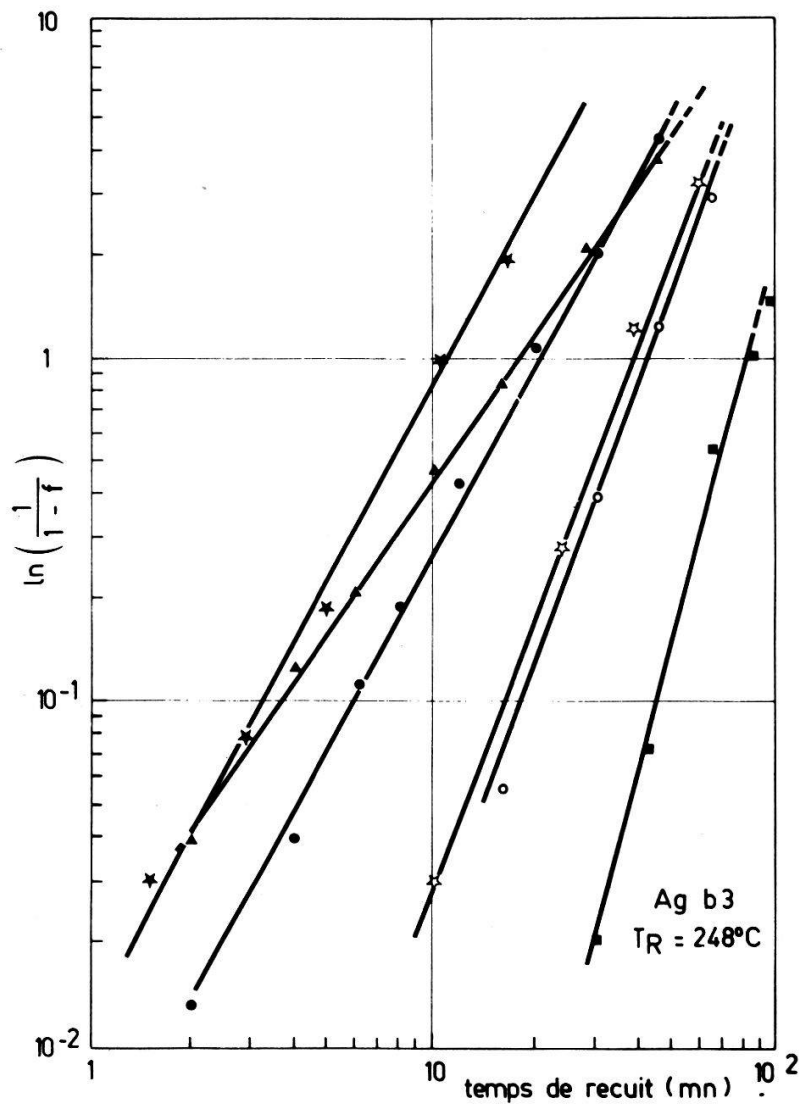


Figure 2  
Courbes  $\ln\left\{\frac{1}{1-f}\right\}$  en fonction de  $\ln t$  obtenues à partir des courbes de la figure 1.

maintien à 248°C pour des échantillons d'argent 99,98% laminés. Ces courbes ont la forme sigmoïdale généralement trouvée pour la recristallisation :

$$f = 1 - \exp(-Bt^m)$$

où  $B$  et  $m$  sont des constantes.

Tracées en échelle linéaire du temps, les courbes  $f(t)$  montrent que la recristallisation débute dès le temps  $t = 0$ .

Si nous reportons  $\ln\{\ln[1/(1-f)]\}$  en fonction de  $\ln t$  (fig. 2), nous obtenons des droites dont les pentes donnent les valeurs de  $m$  reportées dans le tableau A pour différentes puretés et différentes déformations.

Tableau A  
Variations de  $m$  en fonction du taux de déformation et de la pureté d'échantillons d'argent

	Laminage	$m$
Ag 99,98%	7% à -196°C	1,6
	7% à 20°C	3,9
	18%	2,8
	18%	2
	25%	2
Ag 99,995%	8% à -196°C	1,8
	8% à 20°C	2,4
	11%	2,6
	18%	2,5

### Discussion

Dans le cas d'une germination homogène, accompagnée d'une croissance tridimensionnelle isotrope à vitesse constante, les théories conduisent à des valeurs de  $m$  comprises entre 3 et 4 suivant le modèle adopté pour la germination [4, 5]; Ces théories donnent  $2 \leq m \leq 3$  et  $1 \leq m \leq 2$  lorsque la croissance est bi et unidirectionnelle respectivement.

Expérimentalement, les valeurs obtenues pour  $m$  varient beaucoup d'un métal à l'autre [6-10], et pour un même métal, suivant sa pureté et le type de déformation qu'il a subi. Par exemple, nous obtenons une variation de 1,6 à 3,9 dans l'argent 99,98%; il semble donc nécessaire pour interpréter les valeurs de  $m$ , de modifier les théories existantes en fonction des observations qui peuvent être faites en ce qui concerne la localisation et la croissance des germes. Bailey et Hirsh [6] ont ainsi développé des calculs à partir de l'observation microscopique de la recristallisation d'échantillons d'argent, et basée sur le fait que la germination ne se fait que par migration induite des anciens joints de grains; ils arrivent ainsi à expliquer des valeurs de  $m$  comprises entre 2 et 3.

Dans notre cas, la recristallisation ne peut pas être décrite de la même manière car, si nous observons quelques fois une migration induite des joints, celle-ci ne constitue qu'un mode mineur de germination. Plus fréquemment il se produit d'abord une germination aux anciens joints de grains, puis un envahissement progressif de la

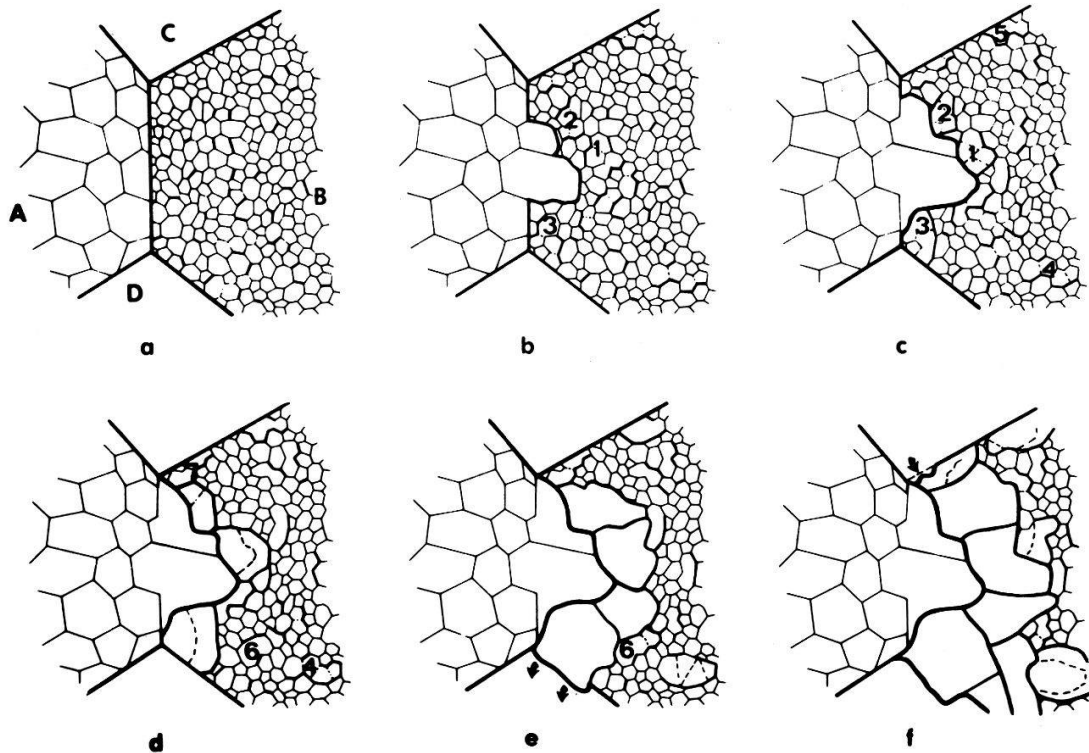


Figure 3

Représentation schématique de l'évolution de la recristallisation dans l'argent (à partir des modèles de Beck [11] et Hu [12]).

- a) structure cellulaire de la matrice écrouie;
- b) migration induite d'un joint et coalescence des cellules (1, 2 et 3);
- c), d) arrêt des premiers grains de recristallisation par les germes 1, 2 et 3, et croissance de ces derniers. Apparition et croissance du germe 5 sur un ancien joint de grains;
- e), f) arrêt des grains 1, 2 et 3 et croissance d'autres germes (dont 6).

matrice écrouie par des grains recristallisés qui apparaissent au niveau des joints des grains nouvellement formés (voir fig. 3).

#### Bibliographie

- [1] A. ISORÉ et W. BENOIT, Mem. Sci. Rev. Met. 69, 223 (1972).
- [2] A. ISORÉ, W. BENOIT et O. MERCIER, Scripta Met. 6 (10), 933 (1972).
- [3] W. BENOIT et A. ISORÉ, Helv. Phys. Acta (session octobre 1972), à paraître.
- [4] M. AVRAMI, J. Chem. Phys. 7, 1103 (1939); 8, 212 (1940); 9, 177 (1941).
- [5] W. A. JOHNSON et R. F. MEHL, Trans. AIME 135, 416 (1939).
- [6] J. E. BAILEY et P. B. HIRSH, Proc. Roy. Soc. (London) A267, 11 (1962).
- [7] P. GORDON, Trans. AIME 203, 1043 (1955).
- [8] K. DETERT et G. DRESSLER, Acta Met. 13, 845 (1965).
- [9] P. GORDON et R. A. VANDERMER, Trans. AIME 224, 917 (1962).
- [10] N. RYUM, Acta Met. 17, 831 (1969).
- [11] P. A. BECK, Advances in Physics 3, 245 (1954).
- [12] HSUN HU, dans *Recovery and Recrystallization of Metals*, AIME, edited by L. HIMMEL (Gordon and Breach Science Publishers Inc., New York, 1963), p. 311.

### Detection Optique de l'Endor de Paires de Centres F dans KCl

par P.-A. SCHNEGG, M. AEGERTER et C. JACCARD  
(Institut de physique, Université de Neuchâtel)

Ce travail sera publié prochainement.

### Crystalline Electric Field Levels in $Tm_{.25}Y_{.75}Al_2$

by A. FURRER, W. BÜHRER, H. HEER

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

and H.-G. PURWINS and E. WALKER

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

To be published.

### Crystal Field Splitting in the Cerium Monochalcogenides

by H. HEER

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

and J. KJEMS

(A.E.C. Research Establishment Risø, Roskilde, Denmark)

To be published.

### Resonanzähnlicher Buckel im Ferninfrarot-Oberflächenwiderstand von Cu:Fe

von G. BRÄNDLI<sup>1)</sup>, S. R. DERBENWICK und A. J. SIEVERS

(Lab. of Atomic and Solid State Physics, Cornell University, Ithaca, N.Y. 14850)

Mit der empfindlichen Technik paralleler Metallfolien ist der Oberflächenwiderstand von Cu mit 0,085 At.% Fe zwischen 6 und 100  $cm^{-1}$  gemessen worden. Die Differenz im Oberflächenwiderstand zwischen 4,2 K und 28 K, wo das Minimum im Gleichstromwiderstand auftritt, hat einen breiten, resonanzähnlichen Buckel bei ca. 40  $cm^{-1}$ . Diese ersten Ferninfrarotmessungen an einem Kondometall zeigen, dass unterhalb der Kondotemperatur (ca. 16 K) der elektrische Widerstand frequenzabhängig ist. Das Messergebnis entspricht Berechnungen von Murata und Wilkins, welche die Bloomfield-Hamann-Theorie erweiterten, indem sie an den magnetischen Verunreinigungen Interferenzeffekte zwischen spinabhängiger Streuung und Potentialstreuung berücksichtigten.

<sup>1)</sup> Jetzt: Brown, Boveri & Cie., AG., Labor für Angewandte Physik und Messtechnik, 5401 Baden.

## **Anisotropic Relaxation Times for Electron-Impurity Scattering on the Fermi Surface of Aluminum**

by R. S. SORBELLO

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

We describe a multiple plane-wave calculation for the anisotropic conduction-electron relaxation time on the Fermi surface of Al. The Fermi surface and the conduction-electron wavefunctions are obtained from a four-orthogonalized plane-wave calculation, while the scattering potential is taken from pseudopotential form factors, which are locally re-screened and corrected for lattice distortion around the impurities. Results are presented for anisotropic scattering by Mg, Zn, Ag, Si, and Ge impurities. We find that anisotropic scattering may play an important role in the residual resistivity and in the Dingle temperature associated with the de Haas-van Alphen effect.

(Research supported by the Schweizerischer Nationalfonds.)

## **The Stress Dependence of the Fermi Surface of Aluminum and Indium**

by R. GRIESSEN and R. S. SORBELLO

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

We have determined the stress dependence of various orbits in the third-band of the Fermi surface of Al and In by measuring the oscillatory magnetostriction associated with the de Haas-van Alphen effect. The measurements were carried out between 1.2 K and 4.2 K and in magnetic fields up to 22 kOe. The results for the stress dependence of the orbits were found to be in good agreement with the predictions of a four-orthogonalized plane-wave calculation based on a local form for the pseudopotential. By fitting our experimental data to the calculation, we were able to deduce the stress dependence of the pseudopotential matrix elements, and the slope of the pseudopotential form factor at the relevant reciprocal lattice vectors. The values obtained for the slopes are not very different from those of the Heine-Abarenkov-Animalu model potential.

(Research supported by the Schweizerischer Nationalfonds.)

## **Lorenzzahl und Thermische Leitfähigkeit von Flüssigem Hg und Hg-In**

von G. BUSCH, H.-J. GÜNTHERODT, W. HALLER und P. WYSSMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik der E.T.H. Hönggerberg, 8049 Zürich)

Die Lorenzzahl von festem und flüssigem Hg und von flüssigen Hg-In-Legierungen wurde durch eine direkte Messung mit hoher Genauigkeit bestimmt. Dazu wurde die Kohlrauschmethode auf eine kugelförmige Probe mit Konstriktion angewandt. Wir



erhielten temperaturunabhängige Werte mit Abweichungen kleiner als 1% von dem theoretischen Wert der Lorenzzahl nach dem Modell der freien Elektronen. Mit dem Wiedemann-Franz'schen Gesetz wurde die thermische Leitfähigkeit von Hg und Hg-In-Legierungen berechnet. Flüssige Hg-In-Legierungen mit etwa 70 at-% In haben bei Zimmertemperatur eine um einen Faktor 3 grössere thermische Leitfähigkeit als reines flüssiges Hg bei Zimmertemperatur.

### **Photoemission aus Festem und Flüssigem Quecksilber**

von G. BUSCH, P. COTTI, H.-J. GÜNTHERODT, P. MUNZ und P. OELHAFEN

(Laboratorium für Festkörperphysik der E.T.H. Hönggerberg, 8049 Zürich)

Wir haben die Energieverteilung der Photo-Elektronen aus festem und flüssigem Quecksilber in der Nähe der Fermikante gemessen. Die sich daraus ergebenden Informationen über die Zustandsdichte der Elektronen werden mit berechneten Zustandsdichten verglichen.

Die Austrittsarbeit wurde in Abhängigkeit der Temperatur in der Nähe des Schmelzpunktes gemessen. Ein möglicher Sprung der Austrittsarbeit beim Schmelzen müsste kleiner als 0,01 eV sein.

### **Electronic Structure of SnS<sub>2</sub> and SnSe<sub>2</sub>**

by I. CH. SCHLÜTER and M. SCHLÜTER

(Laboratoire de Physique Appliquée de l'EPF-Lausanne, Switzerland)

The local empirical pseudopotential method is used to calculate the electronic energy bands of SnS<sub>2</sub> and SnSe<sub>2</sub>. The fundamental gaps have been used to adjust the pseudopotential form factors. Comparison is made to a recent calculation by Fong and Cohen. The pseudo wave functions are used to calculate the charge distribution of electrons and holes in these layer compounds.

### **Electronic Structure of PbI<sub>2</sub>**

by I. CH. SCHLÜTER and M. SCHLÜTER

(Laboratoire de Physique Appliquée de l'EPF-Lausanne, Switzerland)

The energy bands of PbI<sub>2</sub> have been calculated by the empirical pseudopotential method. Relativistic effects have to be included in order to explain the experimentally found anisotropic selection rules. The calculated charge density distributions of electrons and holes show the 'cationic' character of valence and conduction band.



## Bestimmung der magnetischen Struktur von Ni-I-Boracit

VON W. VON WARTBURG

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung,  
5303 Würenlingen)

$\text{Ni}_3\text{IB}_7\text{O}_{13}$  besitzt unterhalb von 62 K eine sowohl magnetische wie elektrische Fernordnung [1]. Aus den Neutronenintensitäten bei 4.2 K ( $\beta$ -Phase) kann eine magnetische Ordnung der Ni-Momente hergeleitet werden, welche charakterisiert ist durch eine vorwiegend antiferromagnetische Komponente in der  $x$ - $y$  Ebene und einem kleinen ferromagnetischen Anteil in der  $z$ -Richtung. Das magnetische Moment beträgt  $\mu = gS = 3.25 \mu_B$ .

Die Hochtemperaturphase ( $\alpha$ -Phase), welche bei 77 K untersucht wurde, wird beschrieben durch die Raumgruppe  $T_d^5$ , aber mit statistisch aus der Punktlage 8b ausgelenkten Iod-Ionen.

### Literatur

- [1] E. ASCHER, H. RIEDERER, H. SCHMID und H. STÖSSEL, J. Appl. Physics 37, 1404 (1966).

## Optische Untersuchungen der Halbleiter- 'Metall' Übergänge von $\text{Ag}_2\text{S}$ und $\text{Ag}_2\text{Se}$ im Infrarot

VON P. BRÜESCH

(BBC Forschungszentrum, Dättwil)

und J. WULLSCHLEGER

(Ciba-Geigy Photochemie AG, Fribourg)

$\text{Ag}_2\text{S}$  und  $\text{Ag}_2\text{Se}$  zeigen bei  $T_c = 180^\circ\text{C}$  bzw.  $T_c = 133^\circ\text{C}$  einen Uebergang von einem halbleitenden Zustand in einen metallähnlichen Zustand [1]. Wir haben die Reflexion an diesen beiden Verbindungen zwischen  $500 \mu$  und  $2.5 \mu$  Wellenlänge unterhalb und oberhalb von  $T_c$  gemessen. Die mit Hilfe einer Kramers-Kronig Analyse bestimmten optischen Konstanten werden diskutiert.

### Literatur

- [1] P. JUNOD, Thèse (Birkhäuser, 1959).

## Spektrale Sensibilisierung der Photoleitung in Halbleitern

VON E. SCHUMACHER, R. STEIGER und J. WULLSCHLEGER

(Ciba-Geigy Photochemie AG, Fribourg)

Die Photoleitung von Halbleitern kann durch Aufbringen eines Farbstoffes, dessen Absorptionsbande im langwelligeren Spektralbereich als die Absorptionskante des Halbleiters liegt, im Bereich der Farbstoffabsorption sensibilisiert, d.h. erhöht

werden. Mit Hilfe einer von Kuhn et al. entwickelten Technik ist es möglich, optisch inerte Zwischenschichten als genau definierte Abstandhalter zwischen Farbstoff und der Oberfläche des Substrates herzustellen. Unsere Messungen an GaS + MoS<sub>2</sub>-Einkristallen und an dünnen Schichten von SNO<sub>2</sub> haben gezeigt, dass die Sensibilisierung des Photostromes quadratisch mit dem Abstand des Farbstoffes von der Oberfläche des Substrates abnimmt. Parallel zur Abnahme der Photoleitung mit zunehmender Distanz kann die Zunahme der Eigenlumineszenz des Farbstoffes beobachtet werden.

## Über die Bildung laseraktiver Moleküle in einem kontinuierlichen HCN-Laser

von H. J. SCHÖTZAU, F. KNEUBÜHL  
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH Zürich)

und S. VEPREK  
(Anorg. chem. Institut der Universität Zürich)

Anhand von Experimenten sowie von theoretischen Vorstellungen werden folgende Fragen diskutiert:

- i) Die Rolle der Wandprozesse bei der Bildung von laseraktiven HCN-Molekülen.
- ii) Einfluss der chemischen Zusammensetzung des Laser-Mediums auf die Lasertätigkeit, insbesondere auf die des chemischen Gleichgewichts.

## Pulse Delays of TEA-CO<sub>2</sub>-Laser Emissions

by M. SIEGRIST, B. ADAM and F. KNEUBÜHL  
(Solid State Physics Laboratory, Hoenggerberg ETH Zürich)

The emission of a pulsed 10.6  $\mu$  TEA-CO<sub>2</sub>-Laser with a helical electrode configuration [1] and a length of 200 cm was investigated. The pulse consists of numerous spikes and shows a width of about 150 ns. The peak power reaches 1 MW.

In particular we studied the time delay  $t_d$ , i.e. the time difference between the maximum of the pulsed discharge current and the onset of laser action, as a function of the detuning of the resonator, the peak power of the emission, the discharge voltage and the chemical composition of the gas. The experiments were performed with the aid of a fast photodrag detector (Rofin, PDR 1) with a response time of less than 1 ns in connection with a Tektronix 7904 oscilloscope and a high-speed-film camera (Steinheil M2). The resonator, consisting of a plane and a concave ( $R = 10$  m) mirror, was detuned by tilting the plane output mirror.

Figure 1 shows the delay time  $t_d$  and the peak power  $P$  as a function of the tilting angle  $\alpha$ . The decrease of the peak power  $P$  with increasing angle  $\alpha$  is a consequence of the rising losses in the resonator. The increase of the time delay  $t_d$  might be explained by the formation of higher-order modes with long build-up times [2].

In Figure 2 the logarithm of the time delay  $t_d$  is displayed as a function of the logarithm of the peak power  $P$ . This function corresponds to the relation

$$t_d (\mu\text{s}) = 6.7 \cdot P (\text{kW})^{-0.224}.$$

In addition we examined the dependence of the time delay  $t_d$  on the voltage  $V$  applied to the discharge capacitor with  $C = 0.022 \mu\text{F}$ . The results are similar to the measurements by Garside et al. [3]. However, we find the relation

$$V (\text{kV}) = 61 \cdot t_d (\mu\text{s})^{-0.84}$$

which differs quantitatively from the curves in Figure 2 of [3]. This may be due to slightly different gas mixtures. We observed a strong dependence of the time delay  $t_d$  on the ration  $\text{CO}_2:\text{He}:\text{N}_2$ .

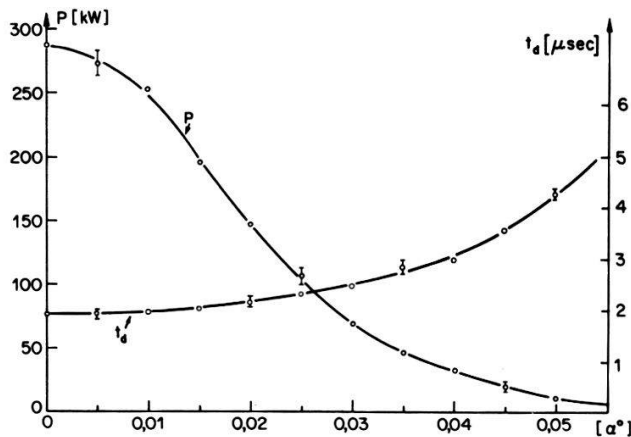


Figure 1

Pulse delay time  $t_d$  and peak power  $P$  as function of the tilting angle  $\alpha$ .

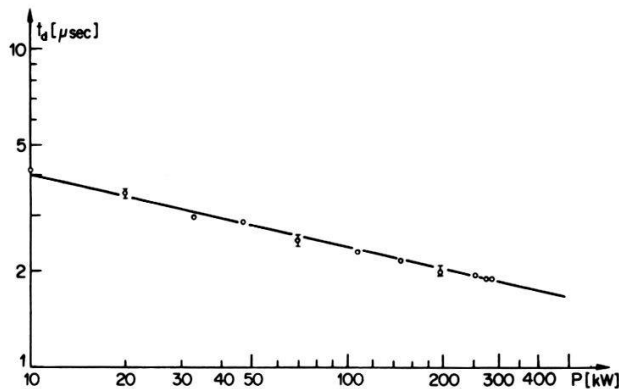


Figure 2

Pulse delay time  $t_d$  as function of the peak power  $P$ .

Laser action is obtained only for a limited range of the ratio  $\text{CO}_2:\text{He}:\text{N}_2$ . The maximum peak power is reached for  $\text{CO}_2:\text{He}:\text{N}_2 = 8\%:89\%:3\%$ . In agreement with Figure 2 this corresponds to the shortest delay time  $t_d \approx 1.9 \mu\text{s}$ . This delay varies markedly with the content of  $\text{CO}_2$  and  $\text{He}$ , respectively. On the contrary it does *not depend* on the  $\text{N}_2$  content in the range of  $\text{N}_2 = 0\%$  to  $4\%$ .

This work was supported by the Eidg. Kommission zur Förderung der Forschung.

*References*

- [1] A. J. BEAULIEU, Appl. Phys. Lett. 16, 504 (1970); R. FORTIN and M. GRAVEL, Can. J. of Phys. 49, 1783 (1971).
- [2] R. FORTIN, Can. J. of Phys. 49, 257 (1971); P. R. PEARSON and H. M. LAMBERTON, IEEE, J. of Q. El. 8, 145 (1972).
- [3] B. K. GARSIDE et al., J. Appl. Phys. 43, 2387 (1972).

### **Ein Lamellargitter-Interferometer für Transmissions-, Reflexions- und Emissionsmessungen im Spektralbereich 10–1000 cm<sup>-1</sup>**

VON K. MÜLLER, P. STETTLER, H. P. BALTES UND F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Wir haben uns die Aufgabe gestellt, die thermische Emission und das Reflexionsvermögen fester Oberflächen, sowie die Transmission von Flüssigkeiten und Festkörpern im mittleren und fernen Infrarot zu messen. Dazu wird eine zwar mässige spektrale Auflösung ( $\sim 1 \text{ cm}^{-1}$ ), dafür aber eine grosse Bandbreite ( $10\text{--}1000 \text{ cm}^{-1}$ ) benötigt. Es soll zudem auch möglich sein, mit sehr schwachen Strahlungsquellen zu arbeiten. Zu diesem Zweck haben wir ein geeignetes Gerät in Gestalt eines Lamellargitter-Interferometers realisiert.

Eine ausführliche Beschreibung wird demnächst publiziert.

### **Optische Beobachtung von Stehenden Wellen Zweiten Schalles in Helium II**

VON J. L. OLSEN

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Eine Schlieren-Methode wurde benützt, um die durch stehende Wellen zweiten Schalles in einem zylindrischen Resonator erzeugten Oberflächenwellen zu beobachten. Die Grundswingungen und eine Reihe von Oberswingungen konnten erzeugt werden. Die Quelle des zweiten Schalles ist ein Heizdraht des Durchmessers 0,1 mm. Die innere Reibung zwischen Normal- und Supraflüssigkeit führen zu einer Begrenzung des Gütefaktors des Resonators auf ca. 50.

(Diese Arbeit wurde zum Teil vom Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung finanziell unterstützt.)

### **Messungen ultrakleiner Schwingungen mit Hilfe des Mössbauereffektes**

VON W. RÜEGG, L. DECROY

(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich)

UND W. HELFENSTEIN

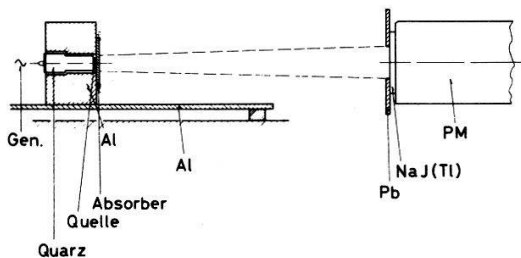
(Lehrstuhl für Automatik, ETH Zürich)

Wir möchten ein Mössbauerexperiment beschreiben, mit dem man in der Lage ist, äusserst kleine Schwingungen, im Bereich von Å und darunter, auszumessen. Wir

haben diese Messmethode entwickelt um die Schwingungen der Basilmembran im Innenohr einer Katze auszumessen.

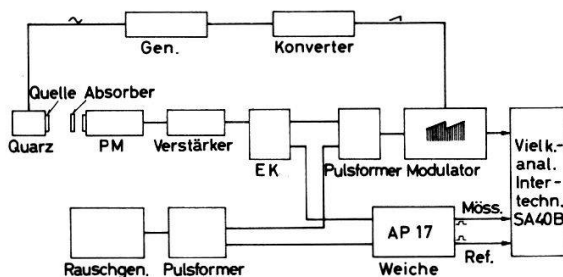
Die grosse Empfindlichkeit dieser Messmethode beruht auf der Tatsache, dass eine Mössbauerabsorptionslinie, die als Funktion der Geschwindigkeit aufgenommen wurde, in der Regel nicht um  $v = 0$  liegt, sondern um einen gewissen Betrag, die Isomerieverschiebung, verschoben ist. Wählt man nun Quelle und Absorber derart, dass die Geschwindigkeit  $v = 0$  in ein möglichst steiles Gebiet der lorentz-förmigen Absorptionslinie zu liegen kommt, so ändern schon sehr kleine Quellengeschwindigkeiten die Stosszahl. Diese Stosszahländerungen verlaufen natürlich völlig synchron mit der Bewegung und gestatten dadurch deren Analyse.

Wir haben für unsere Experimente die Quelle ( $^{57}\text{Co}$  in Pd) auf einen Quarz (Kistler 701A) montiert, siehe Figur 1, der Quarz ist in einem Aluminiumblock



Figur 1

Experimenteller Aufbau für die Messung kleiner Schwingungen.

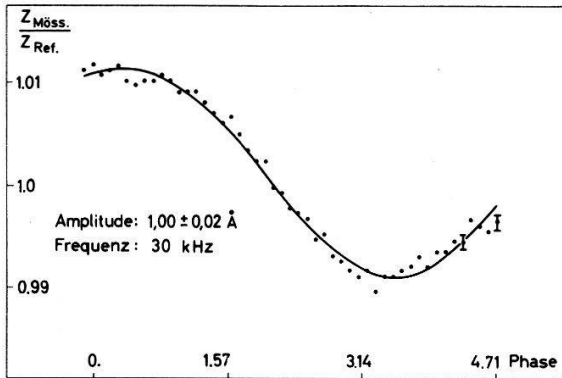


Figur 2

Blockscheema der Elektronik.

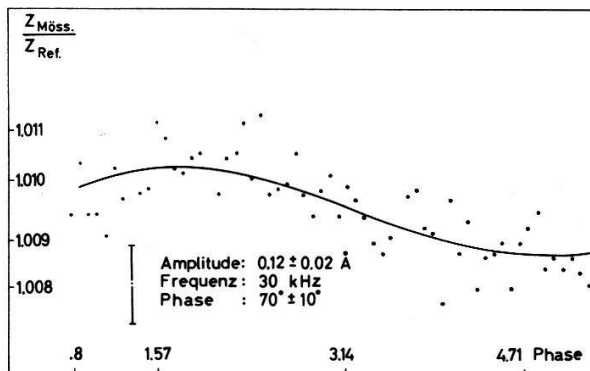
eingespannt. Am selben Block wurde der Absorber, der aus  $0,5 \text{ mg/cm}^2$   $^{57}\text{Fe}$  in  $\text{Na}_4\text{Fe}(\text{CN})_6 \cdot 10(\text{H}_2\text{O})$  besteht, befestigt. Die Strahlung wird in einem dünnen  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektor aufgefangen. Figur 2 zeigt das Blockscheema der Elektronik. Gleichzeitig mit den Detektorpulsen werden in einem Rauschgenerator Referenzpulse erzeugt. Eine Pulsformereinheit normiert alle Pulse, damit sie für die nachfolgende Modulationseinheit nicht unterscheidbar sind. In dieser Einheit werden die Pulse mit einer sägezahnförmigen Spannung amplitudenmoduliert. Die Sägezahnspannung wurde mittels eines Konverters aus der, den Quarz antreibenden Sinusspannung gewonnen. Da sie somit völlig synchron zur Bewegung verläuft, entspricht die Amplitude der damit modulierten Pulse in eindeutiger Weise einer bestimmten Phase. Die modulierten Pulse werden anschliessend in einem Vielkanalanalysator analysiert und entsprechend ihrer Pulshöhe einem bestimmten Kanal zugeordnet. Mit Hilfe einer Weiche trennt der Vielkanalanalysator die Mössbauer- von den Referenzpulsen und speichert beide Spektren separat. Dank der gleichzeitigen Aufnahme eines Referenz-

spektrums können sämtliche durch die Elektronik verursachten Störungen des Mössbauerspektrums eliminiert werden. Durch Division beider Spektren erhält man das eigentliche Bewegungsspektrum. Die Figuren 3 und 4 zeigen je ein solches, bei einer Schwingungsfrequenz von 30 000 Hz erhaltenes Spektrum. Die ausgezogene Linie, die im wesentlichen die Schwingungsform der Quelle zeigt, wurde durch eine Computer-Anpassung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gefunden. Die durch die Anpassung bestimmten Amplituden der Bewegung betragen  $1,00 \pm 0,02 \text{ \AA}$  bzw.  $0,12 \pm 0,02 \text{ \AA}$ , die Phasenverschiebung  $70^\circ \pm 10^\circ$ . Im Prinzip können auch noch kleinere Amplituden gemessen werden, nur benötigt man dazu recht lange Messzeiten



Figur 3

Mössbauerspektrum bei extrem kleinen Schwingungs-amplituden,  $A = 1,00 \pm 0,02 \text{ \AA}$ .



Figur 4

Mössbauerspektrum bei extrem kleinen Schwingungs-amplituden,  $A = 0,12 \pm 0,02 \text{ \AA}$ .

und/oder sehr starke Quellen. Die obigen Messungen wurden in normalen Laborverhältnissen, ohne vibrationsfreien Tisch und ohne besondere lärmdämpfende Massnahmen, durchgeführt. Gegenüber Messmethoden mit einem Laserinterferometer, die bei relativ grossem Aufwand fast ebenso empfindlich sind (siehe z.B. [1] und [2]), besitzt die Mössbauer-methode vor allem folgende Vorteile:

Da die Quellen extrem leicht gemacht werden können (Grössenordnung  $\mu\text{g}$ ) beeinflussen sie das Messobjekt sehr wenig, das Durchdringungsvermögen der  $\gamma$ -Strahlung ermöglicht zudem das Messen von optisch nicht zugänglichen Systemen.

#### Referenzen

- [1] R. R. BALDWIN, G. B. GORDON und A. F. RUDÉ, Hewlett-Packard Journal, Dezember 1971, 14.
- [2] W. M. HELFENSTEIN, erscheint demnächst.



## Physique Générale

### Vibrational and Rotational Relaxation Functions of Mo(CO)<sub>6</sub>

by K. MÜLLER and F. KNEUBÜHL

(Solid State Physics Laboratory, Höggerberg ETH Zürich)

Mo(CO)<sub>6</sub> represents an octahedral molecule with the four 3-fold degenerate ir-active vibrations  $\nu_6$ ,  $\nu_7$ ,  $\nu_8$  and  $\nu_9$  [1]. We measured the line shapes of  $\nu_6$ ,  $\nu_7$  and  $\nu_8$  in detail.

- i) dissolved in gaseous N<sub>2</sub> under normal conditions,
- ii) dissolved in liquid CCl<sub>4</sub> at 300°K with a concentration of 0.04 mole/l.

Subsequently we determined the corresponding dipole correlation functions by Fourier transforms centred on the proper vibrational frequencies [2]. The result is

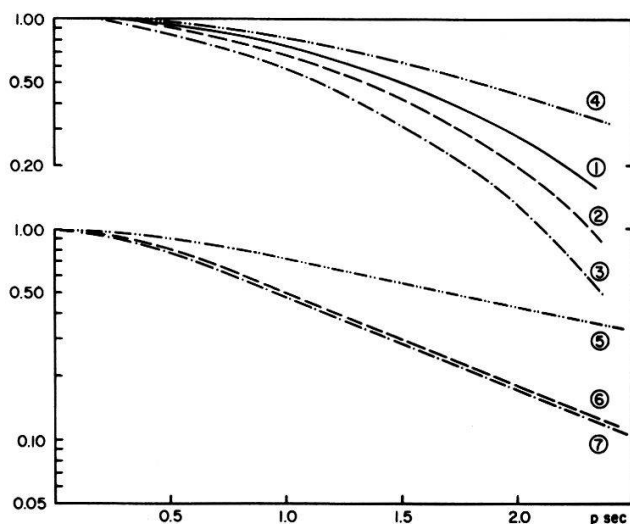


Figure 1

Correlation functions corresponding to: 1) pure rotational relaxation of Mo(CO)<sub>6</sub>, 2)  $\nu_6$  of Mo(CO)<sub>6</sub> in N<sub>2</sub>, 3)  $\nu_8$  of Mo(CO)<sub>6</sub> in N<sub>2</sub>, 4)  $\nu_7$  of Mo(CO)<sub>6</sub> in N<sub>2</sub>, 5)  $\nu_7$  of Mo(CO)<sub>6</sub> in CCl<sub>4</sub>, 6)  $\nu_6$  of Mo(CO)<sub>6</sub> in CCl<sub>4</sub>, 7)  $\nu_8$  of Mo(CO)<sub>6</sub> in CCl<sub>4</sub>.

shown in Figure 1. The time domain covers 0 to 2.5 ps, and the time resolution is close to 0.01 ps [2].

Assuming a weak coupling between the vibrational and rotational motions of the molecule we are allowed to represent the above correlation functions as products of the vibrational and rotational relaxation functions [3].

$$\int_{\text{Band}} e^{-i\omega t} I(\omega) d\omega = G^{\text{vibr}}(t) \cdot G^{\text{rot}}(t)$$

where

$$G^{\text{rot}}(t) = \langle \vec{u}(0) \vec{u}(t) \rangle$$

and

$$G^{\text{vibr}}(t) = \langle \mu(0) \mu(t) \rangle / \langle \mu(0)^2 \rangle$$

with

$\vec{u}(t)$  = unity vector with the direction of the transition dipole moment  $\vec{\mu}$ ,

$\mu(t)$  = magnitude of the transition dipole moment  $\vec{\mu}$ ,

$I(\omega)$  = normalized spectral density [2].

The octahedral symmetry of the molecule requires identical rotational relaxation functions  $G^{\text{rot}}(t)$  for all of the three vibrations  $\nu_6$ ,  $\nu_7$  and  $\nu_8$  of molecules in the same phase.

Curve 1 of Figure 1 indicates the rotational relaxation function of an ensemble of spherical tops with weak interaction and the moment of inertia of  $\text{Mo}(\text{CO})_6$  calculated by Steele [4]. This curve corresponds to a vibration-rotational band with infinite lifetime of the vibrational level.

Curves 6 and 7 represent the correlation functions of  $\text{Mo}(\text{CO})_6$  dissolved in  $\text{CCl}_4$  corresponding to  $\nu_6$  and  $\nu_8$  respectively. For times longer than 0.7 ps these functions are exponential with time constants  $\tau(\nu_6) \approx \tau(\nu_8) \approx 2.2$  ps. According to our experience [2, 5] rotational relaxation functions of large molecules (e.g.  $\text{Mo}(\text{CO})_6$ ) dissolved in  $\text{CCl}_4$  also show an exponential behaviour for times longer than 0.5 ps. This allows the conclusion that the vibrational relaxation functions of  $\text{Mo}(\text{CO})_6$  in  $\text{CCl}_4$  constitute exponentials in agreement with the theories by Morawitz and Eienthal [3], Lax and Waller [6].

Curves 2 and 3 correspond to the correlation functions of  $\nu_6$  and  $\nu_8$  of  $\text{Mo}(\text{CO})_6$  in gaseous  $\text{N}_2$ . In gaseous  $\text{N}_2$  the interaction between the  $\text{Mo}(\text{CO})_6$  molecules is expected to be weak. Thus the correlation functions can be written as a product of the vibrational relaxation function and the rotational relaxation function which is given by curve 1. The factor representing the vibrational relaxation functions is Gaussian:  $G^{\text{vibr}}(t) = \exp[-(t/\tau)^2]$  with  $\tau(\nu_6) = 5.3$  ps and  $\tau(\nu_8) = 2.8$  ps respectively.

The Gaussian indicates that the vibrational relaxation mechanisms in the gas and in the liquid solution differ. The collision times in the liquid are near 1 ps [2] whereas in the gas they are of the order of 1000 ps. Thus we expect the relaxation mechanism in the gas to be dominated by internal vibrational conversions.

The correlation functions 4 and 5 related to the  $\nu_7$  vibration of  $\text{Mo}(\text{CO})_6$  in the gas and the liquid are *exceptional*. Curve 4 lies above curve 1 related to pure rotational relaxation. This is a consequence of an *abnormal narrow line width* of the  $\nu_7$  band. It is probably due to a strong vibration-rotation interaction which is the subject of further investigations.

### Acknowledgement

We wish to thank Prof. Dr. W. Schneider, ETH Zürich, for fruitful discussions.

### References

- [1] L. H. JONES, J. Chem. Phys. 36, 9, 2375 (1962).
- [2] B. KELLER and F. KNEUBÜHL, Helv. Phys. Acta, in print.
- [3] H. MORAWITZ and K. B. EISENTHAL, J. Chem. Phys. 55, 2, 887 (1971).
- [4] W. A. STEELE, J. Chem. Phys. 38, 10, 2411 (1963).
- [5] B. KELLER, P. EBERSOLD and F. KNEUBÜHL, J. Phys. B3, 688 (1970).
- [6] M. LAX and I. WALLER, Phys. Rev. 138, 2A, 523 (1965).

## Echos de Spins et de Photons: Régime Transitoire ou Permanent

par GEORGES J. BENE

(Département de Physique de la Matière Condensée  
32, Bd. d'Yvoy 1211 Genève 4 CH)

*Résumé.* Les échos peuvent être définis, pour un système quelconque, comme un retour temporaire dans un état ordonné, cet état ayant été antérieurement détruit par une cause réversible, lorsque, par un moyen convenable, on peut inverser l'effet de cette cause réversible. Dans le cas des échos de spins, l'état ordonné est une aimantation cohérente. Il peut être une simple polarisation. La cause réversible de désordre doit être statique ou quasi statique. Si l'écho est observable en un endroit différent des zones où sont produits l'ordre initial, la destruction et le rétablissement de cet ordre, il peut être obtenu en régime permanent. De nombreux dispositifs optiques produisent un phénomène analogue à celui d'échos en régime permanent.

### I. Cas de régime transitoire

#### A. Echos de spins

Ils apparaissent au bout d'un processus qu'on peut ramener à trois étapes.

1. Réalisation d'un état ordonné — le plus souvent c'est une aimantation cohérente réalisée par une aimantation d'équilibre, suivie d'une impulsion  $\pi/2$  à l'instant  $t = 0$  [1].
2. Destruction réversible de cet état ordonné. Dans le cas des liquides c'est l'inhomogénéité spatiale statique du champ  $H_0$  appliqué pendant une durée  $\tau$  qui la produit.
3. Rétablissement de l'état ordonné — deux procédures sont couramment utilisées.
  - a) Une action de courte durée place le système des spins dans une situation telle que son abandon ultérieur dans la situation 2 (même inhomogénéité spatiale du champ) pendant une nouvelle durée  $\tau$  rétablisse temporairement l'état ordonné 1. L'exemple le plus simple est l'impulsion  $\pi$ .
  - b) Une simple inversion spatiale de la cause réversible de désordre par exemple inversion spatiale du gradient du champ  $H_0$  [2].

L'écho, ainsi obtenu à l'instant  $2\tau$ , peut jouer le même rôle que l'état ordonné initial pour obtenir de nouveaux échos.

Notons brièvement que l'aimantation cohérente initiale 1 peut être remplacée par une simple polarisation si les étapes 2 et 3b sont effectuées dans un gradient pur [3]. L'écho est évidemment une aimantation qu'on pourrait détecter par un récepteur à large bande.

La destruction de l'état ordonné, et son rétablissement (étapes 2 et 3a) peuvent, dans le cas des solides être dûs au fait que le champ magnétique local, ou le gradient du champ électrique local (si  $I > \frac{1}{2}$ ) varient en grandeur d'un noyau à un autre tout en étant statiques, ou quasi statiques [4] (élargissement inhomogène).

Evidemment, dans ce cas on peut observer des échos en champ homogène. Remarquons enfin que si l'élargissement n'est dû qu'au gradient du champ électrique, la dégénérescence par rapport au signe de  $M_z$  a pour conséquence qu'une impulsion  $\pi$  ne donne lieu à aucun écho.

### B. Echos de photons [5, 6]

Ici, on irradie une cellule contenant un cristal ou un gaz par deux impulsions brèves venant d'un laser. La description donnée plus haut s'applique simplement :

1. La 1<sup>re</sup> impulsion crée l'état ordonné. Etat 'superradiant' caractérisé par un intense moment électrique dipolaire macroscopique oscillant.
2. Cet état ordonné perd sa cohérence de phase, soit par l'inhomogénéité des contraintes dans le cristal, soit par l'élargissement Doppler.
3. Le renversement dû référentiel par la seconde impulsion provoque la remise en phase du moment électrique oscillant.

Rappelons que la condition d'existence des échos est que le processus irréversible superposé au processus réversible ait une constante de temps supérieure à  $2\tau$ .

## II. Cas du régime permanent

### A. Echos de spins

1. Echos dans un échantillon à circulation de liquide. On peut définir en toute généralité le phénomène d'écho comme la réapparition temporaire d'un état ordonné, cet état ayant été antérieurement détruit par une cause réversible, après inversion de l'effet de cette cause de désordre. Rien dans cette définition ne fait apparaître le caractère transitoire des échos, caractère qui n'est donc pas fondamental. La seule raison qui impose dans les exemples donnés ci-dessus le caractère transitoire est le fait que les étapes 1, 2, 3a ou b ont lieu au même endroit. Comme R. J. Blume [7] l'a montré, on peut, en magnétisme nucléaire, obtenir des échos de spins en régime permanent en utilisant comme échantillon un liquide circulant dans un champ magnétique à gradient uniforme. Dans le sens de la circulation du liquide on a trois bobines équidistantes, les deux premières fournissent les impulsions  $\pi/2$  et  $\pi$  et la 3<sup>e</sup> reçoit l'écho en régime permanent.
2. Les jets de Rabi. Ce dispositif est semblable au précédent. Dans le cas ci-dessus, on utilise la séquence 1, 2, 3a; dans les jets de Rabi c'est la séquence 1, 2, 3b, et, en outre, l'état ordonné de départ est une focalisation, la cause réversible de désordre est un gradient uniforme, et l'on s'intéresse plutôt à la disparition de l'écho (focalisation au détecteur) qu'à son apparition [8].

Il est facile de se rendre compte que seules les conditions de commodité font préférer dans ces deux montages l'un ou l'autre des processus 3a ou 3b.

De nombreux dispositifs utilisés en physique peuvent être décrits à l'aide de la séquence 1, 2, 3a ou 3b. Nous nous limiterons à un seul domaine.

### B. Echos de photons

Ils se retrouvent évidemment en optique classique.

1. La focalisation d'une onde électromagnétique est très analogue au dispositif de Rabi, mais l'état ordonné est un foyer objet et la cause réversible de désordre est la dispersion rectiligne des rayons lumineux dans un milieu d'indice constant.

Le renversement du référentiel pourra être produit soit par un simple *miroir* sphérique concave (3a), soit par un dioptré sphérique convergent, (3b) qui l'un ou l'autre rétabliront la focalisation initiale, atténuée par les processus irréversibles (absorption de la lumière par le milieu).

Une lentille mince est un système 3a fonctionnant à la manière de 3b.

2. Les compensateurs optiques sont de type 3b.

- a) Le compensateur de Bravais part d'un état ordonné qui est simplement la polarisation rectiligne d'une onde monochromatique, la cause du désordre réversible est la biréfringence d'un monocristal et l'inversion du référentiel est produite par un second cristal identique au 1er, mais orienté de telle manière que les axes soient croisés.
- b) Dans le compensateur de Soleil, on part d'une onde de lumière blanche de polarisation rectiligne, les milieux transparents sont deux quartz taillés perpendiculairement à l'axe, l'un gauche, l'autre droit : on a dans le 1er dispersion chromatique des composantes et remise en phase de ces composantes dans le second.

### III. Conclusions

#### *Notons en terminant*

A. Que l'origine acoustique du mot 'écho' correspond à un phénomène du même type que ceux décrits ci-dessus. Une source d'énergie, en un point donné, provoque la vibration de l'air selon des ondes sphériques divergentes: l'existence d'un miroir acoustique concave (rocher p. ex. processus 3b) refocalise les vibrations acoustiques dans la zone où l'excitation a été faite. On peut imaginer un écho par transmission (processus 3a) par passage à travers la limite de deux milieux où la vitesse du son serait différente.

B. Qu'il serait souhaitable de proscrire en physique l'emploi du mot écho lorsque le signal reçu après une excitation n'est pas dû à la disparition et à la réapparition d'un état ordonné. Ainsi par exemple, la simple détection d'un signal lumineux, après un certain trajet de l'onde qui lui a donné naissance, peut être faite en n'importe quel point du parcours, la position du détecteur est arbitraire et on n'a pas un écho au sens donné ci-dessus.

#### *Références*

- [1] Pour les données fondamentales sur les échos de spins se reporter par exemple à A. ABRAGAM, *Les Principes du magnétisme nucléaire*, PUF 1961, chapitres II et III.
- [2] B. BORCARD et G. J. BÉNÉ, *Helv. Phys. Acta* **45**, 64 (1972).
- [3] G. J. BÉNÉ, *C.R. Acad. Sc. Paris* **271B**, 1235 (1970).
- [4] J. BUTTERWORTH, *Proc. Phys. Soc.* **86**, 297 (1965).
- [5] I. ABELLA et al., *Phys. Rev.* **141**, 391 (1968).
- [6] R. BREWER et R. SCHOEMAKER, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 631 (1971).
- [7] R. J. BLUME, *Rev. Sc. Inst.* **30**, 41 (1959).
- [8] I. I. RABI et al., *Phys. Rev.* **53**, 318 (1938).



## Rayonnement Coherent en Interaction avec un Système A 2 Niveaux: Evolution des Observables

par P. MEYSTRE, E. GENEUX, A. FAIST

(Laboratoire d'Optique Physique EPFL)

et A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique EPFL)

On considère le modèle d'un atome à 2 niveaux en interaction avec un oscillateur harmonique.

L'hamiltonien du système est le suivant:

$$H = \frac{1}{2}(-\rho I_z - \rho) + \hbar\omega b^+ b + \lambda(b I_- + b^+ I_+).$$

On calcule l'évolution des états, du moment dipolaire de l'atome, et de la statistique photons.

(Un article contenant ces résultats est soumis pour publication à «Lettere al Nuovo Cimento».)

## Energy Spectrum of a Two-Level System in Interaction with a Linearly Polarized Electromagnetic Field

by P. MEYSTRE, E. GENEUX, A. FAIST

(Laboratoire d'Optique Physique, EPF—Lausanne)

and A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF—Lausanne)

### 1. Model Hamiltonian

We consider a two-level system (TLS) with an energy shift  $2\rho$  produced by a static magnetic field  $\vec{H}_0$ .

This TLS is 'dressed' by a linearly polarized electromagnetic field whose direction of propagation is perpendicular to  $\vec{H}_0$ .

The model Hamiltonian is:

$$H = -\rho I_z + \hbar\omega b^+ b + H^{\text{int}}. \quad (1)$$

$H^{\text{int}}$  simulates the interaction between the TLS and a linearly polarized monochromatic field perpendicular to  $\vec{H}_0$ .

$$H^{\text{int}} = \lambda I_x (b + b^+). \quad (2)$$

$I_x$  and  $I_z$  are given by the Pauli matrix,  $b^+$  and  $b$  are the creation and annihilation operators,  $\lambda$  is the coupling constant between the TLS and the harmonic oscillator.

The Hamiltonian  $H$  can be represented by a  $2 \times 2$  operator matrix in the TLS Hilbert space.

$$H = \begin{pmatrix} \hbar\omega b^+ b - \rho & \lambda(b + b^+) \\ \lambda(b + b^+) & \hbar\omega b^+ b + \rho \end{pmatrix}. \quad (3)$$



By performing a unitary transformation  $U$ , it is possible to write  $H$  in a form which is separable in a main part and a term proportional to  $\rho$ .

We consider the case  $\rho \ll \hbar\omega$ , and thus we treat the problem in second-order perturbation theory.

This transformation is:

$$U = \begin{pmatrix} D^+(s) & D^+(s) \\ D(s) & -D(s) \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (4)$$

where  $D(s)$  is the displacement operator [1] and  $s = \lambda/\hbar\omega$ .

The transformed Hamiltonian is:

$$\tilde{H} = \tilde{H}_0 + \tilde{V} \quad (5)$$

with

$$\tilde{H}_0 = \begin{pmatrix} \hbar\omega(b^+ b - s^2) & 0 \\ 0 & \hbar\omega(b^+ b - s^2) \end{pmatrix} \quad (6)$$

and

$$\tilde{V} = \begin{pmatrix} 0 & -\rho D(2s) \\ -\rho D^+(2s) & 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

## 2. Eigenstates and eigenvalues

The unperturbed eigenstates have the form:

$$|\tilde{\psi}_{n\pm}^{(0)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|n\rangle|A\rangle \pm |n\rangle|B\rangle) \quad (8)$$

where  $|A\rangle$  and  $|B\rangle$  are the eigenstates of the 'naked' TLS and  $|n\rangle$  is the  $n$ th eigenstate of the harmonic oscillator.

The eigenstates corresponding to the same  $n$  are degenerated and have the energy:

$$E_n^{(0)} = \hbar\omega(n - s^2). \quad (9)$$

*Second-order corrections of the eigenvalues.* This degeneracy is removed by the perturbation.

The matrix elements which appear in the evaluation of the perturbed eigenvalues and eigenstates are related to the generalized Laguerre polynomials  $L_n^{|q|}$ :

$$\langle n|D(2s)|n+q\rangle = (\text{sign } q)^{|q|} (-s)^{|q|} e^{-2s^2} \frac{\sqrt{n!}}{\sqrt{(n+|q|)!}} L_n^{|q|}(4s^2) \quad (10)$$

$$(q = -n; -n+1; \dots; 0; 1; \dots; \infty)$$

where  $L_n^{(0)} \equiv L_n$  are the usual Laguerre polynomials [2].

In second-order perturbation theory, the eigenvalues are of the form:

$$E_{n\pm} = E_n^{(0)} \pm E_n^{(1)} + E_n^{(2)} \quad (11)$$

with

$$E_n^{(1)} = -\rho e^{-2s^2} L_n(4s^2). \quad (12)$$

$E_n^{(2)}$  has a complicated form, but for a given  $n$  is the same for both states.

*First-order corrections of the eigenstates.* In first-order perturbation theory, the eigenstates are of the form:

$$|\psi_{n\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} |n\rangle \\ \pm|n\rangle \end{pmatrix} \frac{\rho}{\sqrt{2}} \sum_{m \neq n} \frac{1}{\hbar\omega(m-n)} \begin{pmatrix} \langle n|D^+(2s)|m\rangle|m\rangle \\ \pm\langle n|D(2s)|m\rangle|m\rangle \end{pmatrix}. \quad (13)$$

### 3. Conclusion

These results show a modulation of the separation of the energy levels as a function of  $(\lambda/\hbar\omega)^2$ . This can be interpreted as a dependence of the Landé factor of the total system TLS + field; this concept was introduced by Cohen-Tannoudji et al. [3] in an analogous situation.

Our results not only permit the evaluation of the evolution of observables related to the TLS (dipole moment, etc. . . .), as in Ref. [3], but also the evolution of field observables. In particular one can calculate the photon statistics, the correlation functions, etc. . . .

### References

- [1] R. J. GLAUBER, Phys. Rev. *131*, 2766 (1963).
- [2] *Handbook of Mathematical Functions*, edited by M. ABRAMOWITZ and I. A. STEGUN, p. 773.
- [3] C. COHEN-TANNOUDJI and S. HAROCHE, Journal de Physique *30*, 153 (1969).

## Vibrational Relaxation of N<sub>2</sub> in Solid Nitrogen

by O. OEHLER, D. A. SMITH and K. DRESSLER

(Laboratorium für physikalische Chemie, ETH Zürich)

The luminescence spectrum of activated solid nitrogen shows two very strong emission lines at 1040 and 520 nm, corresponding to the transitions  ${}^2P-{}^2D$  and  ${}^2D-{}^4S$  within the ground configuration of isolated nitrogen atoms [1]. These lines are accompanied by vibrational satellites which arise from the coupling of the electronic transition in an N atom with a vibrational quantum jump in an N<sub>2</sub> molecule.

It has been shown [2] that the fine structure of the vibrational satellites permits the identification of the individual levels from  $v = 3$  to  $v = 12$  of N<sub>2</sub> in these vibron-assisted atomic emissions, and that the existence of this vibrationally hot N<sub>2</sub> originates from the excitation of the atomic luminescence through energy transfer from a molecular triplet exciton (N<sub>2</sub>, A  ${}^3\Sigma$ ) to a ground-state atom (N,  ${}^4S$ ). The broad vibrational distribution observed in the satellites may arise either promptly in the quenching of triplet N<sub>2</sub> on account of the Franck-Condon principle, or it may result from many consecutive steps of vibrational relaxation if only the highest energetically possible level is assumed to be initially populated [2, 3].

In order to distinguish between the latter two possibilities we have excited films of pure solid nitrogen with a pulsed beam of 10-keV electrons and have measured the emission intensities and decay curves of individual vibrational satellite lines with photoelectric equipment.

In agreement with previous work [1], the decay times in the atomic (phonon-induced [2]),  $^2\text{D}-^4\text{S}$  emissions were found to be in the range of 7 to 40 s, but the vibrational satellites arising from the  $v = 2$  to  $v = 12$  levels revealed a very interesting pattern of systematic temperature- and  $v$ -dependent decay curves. At all temperatures the initial vibrational distribution is broad, with a peak around  $v = 9$ , and the decay curves indicate clearly a delayed population of the lower vibrational levels through relaxation processes  $v \rightarrow v - 1$  from the initially populated higher levels. This delayed population is much more pronounced when the temperature of the solid is raised either by increased intensity of the electron beam or by depositing thicker, less efficiently cooled solid films. The relaxation rates  $v \rightarrow v - 1$  were found to be of the order of 20 to  $150 \text{ s}^{-1}$  in the thinnest and least intensely excited films (copper substrate at  $1.5^\circ\text{K}$ ).

The use of an infrared-sensitive photomultiplier (EMR 543C-01, cooled to  $-100^\circ\text{C}$ ) has enabled us to determine the decay time of the  $^2\text{P}-^2\text{D}$  emission near 1040 nm and of its vibrational satellites near 860 nm. The decay time of all of these emissions is  $10^{-3}$  s. This is so short that the influence of vibrational relaxation on the level populations is negligible. The measured distribution from  $v = 3$  to  $v = 9$  peaks near  $v = 8$  and its width agrees with that in the  $^2\text{D}-^4\text{S}$  satellites prior to the onset of relaxation.

The wide range of  $v$ -values reached in the quenching process leads to the surprising conclusion, that energy quantities amounting to many quanta of internal  $\text{N}_2$  vibration can easily be dumped into lattice vibrations in the transfer of electronic energy from the  $\text{N}_2$  triplet exciton to the trapped N atoms.

#### References

- [1] M. PEYRON, E. M. HÖRL, H. W. BROWN and H. P. BROIDA, *J. Chem. Phys.* **30**, 1304 (1959).
- [2] K. DRESSLER, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liège, 5è Série*, **20**, 357 (1970).
- [3] O. OEHLER and K. DRESSLER, *ZAMP* **22**, 769 (1971).

## Kernmagnetische Relaxation im Krypton-Gas

VON D. BRINKMANN UND H. P. SCHMID

(Physik-Institut, Universität Zürich)

Die Spin-Gitter-Relaxationszeit  $T_1$  von  $^{83}\text{Kr}$  in natürlichem Krypton-gas wurde bei Zimmertemperatur gemessen. Die Quadrupolwechselwirkung ist der vorherrschende Relaxationsmechanismus, wobei durch die Deformation der Elektronenhüllen beim Zusammenstoss zweier Kr-Atome am Kernort ein elektrischer Feldgradient erzeugt wird, der mit dem Quadrupolmoment koppelt. Vorläufige  $T_1$ -Werte von etwa 1,2 s für eine Kryptondichte von 156 Amagat sind in recht befriedigender Übereinstimmung mit einer Theorie von H. H. Staub, die annimmt, dass nur van-der-Waals-Kräfte für die Deformation der Elektronenhülle verantwortlich sind.

Ein Artikel erschein in Proc. 17th Colloque, AMPERE, Turku, Finland.

## Extraktion sehr Kleiner $\text{CO}_2$ -Konzentrationen mit Ionentauscher

VON M. MÖLL, H. OESCHGER UND B. STAUFFER  
Physikalisches Institut der Universität, 3000 Bern

Die  $\text{C}^{14}$ -Datierung von Gletschereis erfordert bisher, dass dafür einige Tonnen Eis unter Vakuum geschmolzen, die aus den Gasblasen austretenden Gase laufend abgepumpt werden und daraus das  $\text{CO}_2$  extrahiert wird. Wenn man das  $\text{CO}_2$ , gelöst in Hydrogencarbonat- und Carbonatform, direkt aus dem Schmelzwasser an einen Ionenaustauscher bindet, muss die Schmelzkavität nicht mehr laufend evakuiert werden. Die Aktivierung des Ionenaustauschers, die Ausbeute bei den erforderlichen hohen Durchflussraten und die Elution des  $\text{CO}_2$  werden beschrieben. Die Resultate eines Versuches aus der Byrd-Station, Antarktis, liegen vor.

## Formierung myonische Heliumatome

VON M. CAMANI  
(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH-Z)

Wegen der Möglichkeit, das Hyperfeinstrukturintervall von myonischem Helium ( $\text{He}^{++} \mu^- e^-$ ) und das magnetische Moment des  $\mu^-$  zu messen, ist es interessant, die Bildung dieses Atoms zu betrachten. In Helium Gas werden gestoppte Myonen eingefangen und es entstehen dabei  $\text{He}^{++} \mu^-$  Ionen. Beide Elektronen des Heliumatoms werden während des  $\mu^-$  Einfanges und der nachfolgenden Kaskade, die zum  $\text{He}^{++} \mu^-$  Grundzustand führt emittiert. Elektroneneinfang von anderen He-Atomen ist für thermische  $\text{He}^{++} \mu^-$  Ionen energetisch verboten. Sind aber Xenon Atome vorhanden, so ist Elektroneneinfang und Bildung von  $\text{He}^{++} \mu^- e^-$  aus  $\text{He}^{++} \mu^-$  als exotherme Reaktion möglich. Der Wirkungsquerschnitt für Elektroneneinfang kann sehr gross sein insbesondere wenn das  $\text{Xe}^+$  Ion im angeregten  $^2\text{P}_{1/2}$  Zustand zurück gelassen wird. Die für die Bildung von  $\text{He}^{++} \mu^- e^-$  wichtigen atomaren Prozesse werden diskutiert. Eine ausführliche Arbeit wird demnächst erscheinen: M. Camani und V. W. Hughes.

## $\gamma$ -Aktivität von Beton

VON P. BUCHER, H. OESCHGER UND P. PULFER  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

In einem geplanten Tieflabor soll durch die Wahl geeigneter Baumaterialien die radioaktive Umgebungsstrahlung so niedrig wie möglich gehalten werden. Die  $\gamma$ -Eigenaktivität zahlreicher Materialproben wurde in einer empfindlichen Messanordnung untersucht. Es konnte Beton gefunden werden, der gegenüber normalem Beton nur ca. 8%  $\gamma$ -Aktivität aufweist.

## Tritium- und Sauerstoff-18 — Profile auf dem Jungfrauoch

von U. SCHOTTERER, H. OESCHGER und U. SIEGENTHALER

(Physikalisches Institut der Universität, 3000 Bern)

Durch H-Bomben produziertes Tritium und das  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ -Verhältnis in Niederschlägen erwiesen sich als wertvolle Hilfsmittel zur nachträglichen Bestimmung mittlerer Akkumulationsraten an polaren Eiskappen. Ähnliche Messungen auf dem Jungfrauoch lassen auf stark gestörte Schichtung schliessen. In einem von zwei 6 m auseinanderliegenden Bohrprofilen wurde in 6,5 m Tiefe der Tritiumanstieg von 1963/64 gefunden, während beim anderen in 8,5 m erst die  $T$ -Konzentration von 1965 nachgewiesen wurde. Ein Vergleich der Isotopenprofile mit Messungen an den in unmittelbarer Nähe stehenden Pegeln ist daher unzulässig. Die unregelmässige Akkumulation ist auf die exponierte Lage des Jungfrauochs zurückzuführen und lässt keine allgemeinen Schlüsse auf die Aussagekraft solcher Messungen an temperierten Gletschern zu. Die Untersuchungen werden in einem geeigneteren Gebiet wiederholt.

## Résonances de Cohérence en Référentiel Tournant sur le Niveau Fondamental du Rubidium 85

par P. THOMANN, E. GENEUX et P. CORNAZ

(Laboratoire d'Optique Physique, E.P.F. Lausanne)

Nous décrivons une expérience de résonance magnétique où une aimantation  $\vec{M}_0$ , créée parallèlement à un champ magnétique statique  $\vec{B}_0$ , est soumise de plus à l'effet d'un champ magnétique perpendiculaire à  $\vec{B}_0$ , tournant à la fréquence  $\omega$ , et modulé en amplitude:  $\vec{B}_1 + \vec{b}_1 \cos \Omega t$ . Lorsque la condition de résonance habituelle  $\gamma B_0 = \omega$  est satisfaite, les équations de Bloch, écrites dans le référentiel tournant, décrivent un mouvement de précession modulée en fréquence dans un plan contenant  $\vec{B}_0$ . La solution stationnaire des équations de Bloch [1] montre que l'aimantation présente un comportement résonnant chaque fois que  $\gamma B_1 + n\Omega = 0$  ( $n$  entier). En particulier, pour la composante de  $\vec{M}$  parallèle à  $\vec{B}_0$ :

$$M_z = \frac{M_0}{T} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{J_n \left( \frac{\gamma b_1}{\Omega} \right) J_{n+p} \left( \frac{\gamma b_1}{\Omega} \right)}{(1 + (\gamma B_1 + n\Omega)^2 T^2)^{1/2}} \cos(p\Omega t + \varphi_n)$$

$$\varphi_n = \text{Arc tg}(\gamma B_1 + n\Omega) T$$

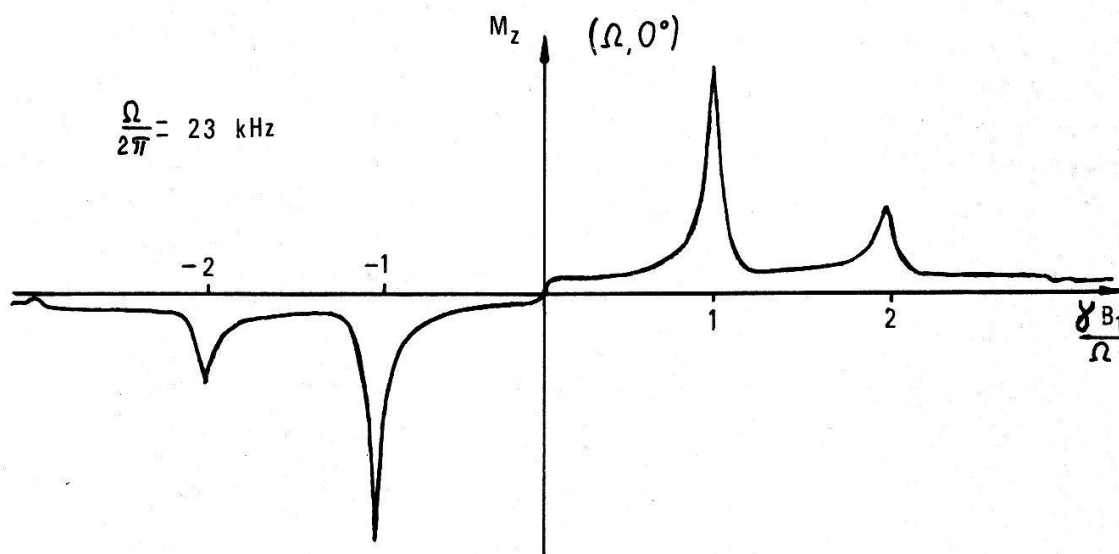
$J_n$ : fonction de Bessel d'ordre  $n$ .

Ces résonances de cohérence en référentiel tournant sont à rapprocher de plusieurs autres types de résonances de cohérence obtenus dans diverses géométries de champs magnétiques [2]. Elles ont pour particularité que l'aimantation résonnante, dans le référentiel du laboratoire, est aussi bien longitudinale que transversale.



Les résonances de cohérence en référentiel tournant ont été observées sur l'état fondamental du Rb 85. La vapeur contenue dans une cellule est orientée ( $M_0$ ) par pompage optique, au moyen de la raie  $D_1$  du Rb polarisée circulairement. Le champ  $B_0$ , parallèle au faisceau de pompage, sépare les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental. Le champ tournant sature les transitions entre sous-niveaux Zeeman, la vitesse de nutation de ces transitions étant égale à  $\gamma(B_1 + b_1 \cos \Omega t)$ . A la résonance ( $\gamma B_1 + n\Omega = 0$ ), il réapparaît une aimantation oscillante (à toutes les fréquences harmoniques de  $\Omega$ ) et statique (le long de  $B_0$ ). Les variations de l'intensité lumineuse transmise par la cellule sont proportionnelles à celles de  $M_z$  et en fournissent une mesure directe.

Résonances de cohérence en référentiel tournant



Le spectre présenté par la figure a été obtenu dans un champ  $B_0$  de 0,5 Gauss, la vitesse de rotation du référentiel tournant étant de 230 kHz (résonnante avec  $B_0$  pour Rb<sup>85</sup>). La valeur de  $b_1$ , constante au cours du balayage de  $B_1$ , optimise l'amplitude de la lère résonance ( $n = 1$ ), détectée à la fréquence  $\Omega/2\pi = 23$  kHz, en phase avec la modulation. Des résonances d'ordre plus élevé apparaissent pour une plus grande profondeur de modulation. La vérification quantitative des résultats théoriques [1] est en cours.

#### Références

- [1] E. GENEUX et G. J. BÉNÉ, Résonance de cohérence dans le référentiel tournant: communication à la S.S.P., Berne, avril 1967.
- [2] E. B. ALEXANDROV, O. B. CONSTANTINOV, B. I. PERELI et B. A. KHODOVOY, Zh. Eksp. i Teor. Fiz. 45, 503 (1963); C. FAVRE et E. GENEUX, Phys Letters 8, 190 (1964); N. POLONSKY et C. COHEN-TANNOUJJI, Comptes Rend. 260, 5231 (1965).



## Physique Nucleaire et Corpusculaire

### Gamma-Gamma-Richtungskorrelation im Zerfall von $^{125}\text{Xe}$ und $^{127}\text{Xe}$ bei hoher Gasdichte

von TH. V. LEDEBUR und R. EICHLER

(Laboratorium für Hochenergiephysik, Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich)

In Gasquellen ist die Winkelkorrelation einer Gammakaskade nach K-Einfang bei niedrigen Drücken stark geschwächt [1]. Messungen von Gygax [2] zeigen, dass diese Schwächung mit zunehmendem Druck kleiner wird. Um festzustellen, ob der ungestörte Wert der Korrelation erreicht wird, haben wir Winkelkorrelationsmessungen an Gammakaskaden in Xenon bei hoher Gasdichte durchgeführt.

Dem aktivierten Gas wurde inaktives Xenon beigemischt und die Mischung bei 9 atm Druck und  $-75^\circ\text{C}$  verflüssigt und in dünnwandige, zylindrische Stahlbehälter abgefüllt, die mit einer Kaltverschweissung geschlossen wurden. Dieses Verfahren ergab Drücke zwischen 600 und 1000 atm, was einer Dichte zwischen  $2.5$  und  $2.8 \text{ g cm}^{-3}$  entspricht. Die Quellenbehälter hatten eine Wandstärke von  $0.2 \text{ mm}$  und einen Durchmesser von  $1.5 \text{ mm}$ . Diese kleinen Dimensionen waren notwendig, da die Halbwertsdicke für  $50 \text{ keV}$  bei einer Dichte von  $3 \text{ g cm}^{-3}$   $1 \text{ mm}$  beträgt.

Tabelle 1

Kaskade (keV)	$\text{A}_2\text{G}_2$ (Gas bei hohem Druck)	$\text{A}_2\text{G}_2$ (Aluminium)	$\text{A}_2\text{G}_2$ (berechnet)
$^{125}\text{I}$			
55–188	$0.254 \pm 0.025$	$0.235 \pm 0.012$ [3]	
$^{127}\text{I}$			
172–203	$0.2143 \pm 0.0034$	$0.2233 \pm 0.0037$ [4]	
172–145	$-0.050 \pm 0.020$		
145–58	$-0.2234 \pm 0.0067$	$-0.128 \pm 0.032$ [4]	$-0.2244 \pm 0.0058$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Bei den von uns angegebenen Werten sind Korrekturen für endlichen Raumwinkel, Streuung, Quellenausdehnung und Absorption in der Quelle berücksichtigt. Die letzten beiden Korrekturterme wurden mit Hilfe eines Monte-Carlo Programmes berechnet. Die Tabelle enthält ausserdem Werte, die von anderen Autoren [3, 4] in metallischer Umgebung (Aluminium) gemessen wurden, sowie einen Wert, der sich aus den bekannten Mischungsverhältnissen dieser Kaskade berechnen lässt.

Für die 55–188 keV Kaskade in  $^{125}\text{I}$  und die 172–203 keV Kaskade in  $^{127}\text{I}$  sind die Werte für Gasquellen mit hohem Druck mit denen für Quellen in Aluminium verträglich. Für die 145–58 keV Kaskade in  $^{127}\text{I}$  stimmt der Wert, der in der Gasquelle gemessen wurde, gut mit dem berechneten Wert überein, während die Messung im Aluminium ein kleineres Ergebnis zeigt. Wir schliessen daraus, dass die Korrelation dieser Kaskade im Gas bei hoher Dichte ungestört ist, während im Aluminium noch eine Störung vorhanden ist.

Daraus geht hervor, dass Experimente an Gasquellen bei hohen Drücken eine neue Möglichkeit bieten zur Messung von ungestörten Korrelationen und von  $g$ -Faktoren.

Wir danken Herrn Prof. Dr. H. J. Leisi für seine Unterstützung und seine zahlreichen Anregungen und Herrn O. Strang für seine Geduld bei der Herstellung der Kapseln.

#### Literatur

- [1] F. N. GYGAX, J. EGGER und H. J. LEISI, in *Hyperfine Structure and Nuclear Radiations*, edited by E. MATTHIAS and D. A. SHIRLEY (North Holland, Amsterdam 1968), p. 948.
- [2] F. N. GYGAX, Doktorarbeit an der Eidgen. Techn. Hochschule, 1972 (nicht veröffentlicht).
- [3] J. S. GEIGER, Phys. Rev. *158*, 1094 (1967).
- [4] H. J. LEISI, Nucl. Phys. *76*, 308 (1966).

### Excitation Nucléaire dans l'Atome Muonique de l'Au

par B. ROBERT-TISSOT<sup>1)</sup>, H. BACKE<sup>2)</sup>, P. DEBRUNNER<sup>3)</sup>, R. ENGFER<sup>4)</sup>, W. LINDT<sup>1)</sup>, R. LINK<sup>2)</sup>, C. PETITJEAN<sup>4)</sup>, L. SCHELLENBERG<sup>1)</sup>, H. SCHNEUWLY<sup>1)</sup>, W. U. SCHRÖDER<sup>2)</sup> et H. K. WALTER<sup>4)</sup>

Les transitions muoniques de l'Au ont été mesurées au canal muon du S. C. du CERN. L'arrangement expérimental est décrit dans la référence [1].

L'analyse des transitions  $2p-1s$  et  $3d-2p$  ne peut être menée à bien qu'en tenant compte d'une excitation nucléaire. En décrivant le noyau par le modèle proposé par de Shalit (Réf. [2]) on peut calculer les probabilités d'excitation des premiers niveaux excités à l'aide de 4 paramètres. Les valeurs de départ de ces paramètres ont été prises chez Mc-Gowan et al. (Réf. [3]) et adaptées pour obtenir le meilleur fit possible des transitions  $3d-2p$  et  $2p-1s$ .

On peut en déduire le moment quadrupolaire du niveau fondamental:  $Q = (.57 \pm .01)b$ . Ce moment est obtenu pour une répartition du moment quadrupolaire suivant une fonction  $\delta$  centrée à la surface du noyau. Le choix du rayon correspondant ( $R \sim R_{\text{équiv.}}$ ) conduit à une incertitude de 10% sur le moment quadrupolaire pour les transitions considérées. L'étude en cours des transitions  $4f-3d$  permettra de réduire cette incertitude à 1-2%.

On a conjointement déterminé les valeurs  $c$ ,  $t$  d'une répartition de charge sphérique du type de Fermi, ainsi que la polarisation nucléaire sur le niveau  $1s$ . La polarisation nucléaire sur les autres niveaux a été tenue fixe aux valeurs de Skardhamar (Réf. [4]). Le fit portait sur les transitions  $3d-2p$ ,  $3p-2s$ ,  $2p-1s$  et  $2s-2p_{1/2}$ . On obtient  $c = (6.611 \pm .009)$  fm,  $t = (2.154 \pm .025)$  fm, pol. nuc.  $1s = (9.8 \pm 1.3)$  keV et l'on déduit  $R_{\text{équiv.}} = (5.4356 \pm .0016)$  fm. La valeur calculée par Skardhamar pour la polarisation nucléaire  $1s$  est 6.1 keV.

#### References

- [1] H. BACKE, R. ENGFER, U. JAHNKE, E. KANKELEIT, R. M. PEARCE, C. PETITJEAN, L. SCHELLENBERG, H. SCHNEUWLY, W. U. SCHRÖDER, H. K. WALTER et A. ZEHNDER, Nucl. Phys. *A189*, 72 (1972).

- 1) Visiteur de l'Institut de Physique, Université de Fribourg, Suisse.
- 2) Visiteur de Institut für Technische Kernphysik der TH Darmstadt, Allemagne.
- 3) Visiteur de University of Illinois, Urbana, Ill., USA.
- 4) Visiteur de Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH, Zürich, Suisse.

- [2] A. DE SHALIT, Phys. Rev. *122*, 1530 (1961).  
[3] F. K. MC-GOWAN, W. T. MILLER, R. L. ROBINSON et P. H. STELSON, Annals of Physics *63*, 1477 (1971).  
[4] H. F. SKARDHAMAR, Nucl. Phys. *A151*, 154 (1970).

### **Untersuchung der Quadrupolwechselwirkung durch Messung der gestörten Winkelkorrelation**

VON L. PH. ROESCH, F. HORBER, R. KULESSA, H. P. SEILER und P. MARMIER  
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Durch Coulombanregung mit  $^{16}\text{O}$ -Ionen von 35 und 40 MeV Energie wurden  $^{182, 184, 186}\text{W}$ -Kerne in die ersten Rotationszustände angeregt und durch den Rückstoss der Reaktion in einen Te-Einkristall implantiert. Die Winkelkorrelation der  $\gamma$ -Übergänge gibt Auskunft über Art und Stärke der Wechselwirkung zwischen dem Quadrupolmoment und dem elektrischen Feld im Kristall.

### **Bestimmung der Reichweiten von $^{13}\text{C}$ - und $^{19}\text{F}$ -Ionen in Ni und Ta**

VON R. KULESSA, P. H. BARKER, P. M. COCKBURN, H. P. SEILER und P. MARMIER  
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

$^{13}\text{C}$ - und  $^{19}\text{F}$ -Ionen im Energiebereich von 2 bis 12 MeV wurden in Ni- und Ta-Unterlagen implantiert. Die so hergestellten  $^{13}\text{C}$ - und  $^{19}\text{F}$ -Targets wurden mit Hilfe von Resonanzreaktionen analysiert. Aus den besser bekannten Reichweiten der Protonen wurden die Reichweiten der  $^{13}\text{C}$ - und  $^{19}\text{F}$ -Kerne bestimmt. Eine Ausgleichsrechnung nach kleinsten Quadraten lieferte Abbremsparameter für Lebensdauerermessungen mit Hilfe der DSA Methode.

### **Bestimmung von Lebensdauern nach der Methode der DSA**

VON H. P. SEILER, P. H. BARKER, P. M. COCKBURN, R. KULESSA und P. MARMIER  
(Laboratorium für Kernphysik der ETH Zürich)

Nach der Methode der Abschwächung der Dopplerverschiebung (DSA) wurden Lebensdauern angeregter, durch Neutrontransferreaktionen unterhalb der Coulombbarriere gebildeter Kerne bestimmt. Wegen der grossen Impulsübertragungen eignen sich Schwerionenreaktionen besonders für solche Experimente. Auf diese Weise konnte u.a. die Lebensdauer des  $^{14}\text{C}$  (6,89 MeV)-Zustandes zu  $36 \pm 4$  fs und jene des  $^{20}\text{F}$  (0,66 MeV)-Niveaus zu  $390 \pm 40$  fs bestimmt werden.

## **Einfluss der Chemischen Bindung auf die Halbwertszeit von $^{24}\text{Na}$**

VON S. CHAKRABORTY  
(EIR, Würenlingen)

Die Halbwertszeit von  $^{24}\text{Na}$  wurde sowohl in fester Verbindung ( $\text{NaCl}$ ) als auch in wässriger Lösung mit Hilfe eines Gamma-Spektrometers bestimmt. Zur Erzielung einer möglichst guten Messgenauigkeit wurde eine besondere Messanordnung verwendet. Jede Messung erstreckte sich über 6–7 Halbwertszeiten. Für jede Verbindung wurden drei Messreihen durchgeführt. Die Auswertung erfolgte durch eine optimale mathematische Approximation der Form des Photopeaks und ein neuentwickeltes Fit-Programm basierend auf der Fletcher-Methode. Innerhalb der Messgenauigkeit von  $\leq 3\%$  konnte kein Einfluss der chemischen Bindung auf die Halbwertszeit festgestellt werden. Dieses Resultat bestätigt theoretische Abschätzungen, steht aber im Widerspruch zu Publikationen anderer Autoren.

## **Evidenz für einen hard core aus $^{3,4}\text{He}(e,e)$ Messungen**

VON I. SICK  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Wirkungsquerschnitte für elastische Elektronenstreuung von  $^{3,4}\text{He}$  (oder die Ladungsverteilungen  $\rho(r)$  von  $^{3,4}\text{He}$ ) konnten bisher nur durch Rechnungen mit einem hard core in der Nukleon–Nukleon Kraft wiedergegeben werden. Diese Rechnungen erlauben es jedoch nicht direkt einzusehen weshalb die experimentellen Daten ohne hard core nicht erklärbar sind. In der vorliegenden Arbeit wird eine weitgehend modellunabhängige Analyse der für die endliche Grösse des Protons korrigierten Daten beschrieben. Die dabei bestimmten Wellenfunktionen  $\psi^2$  der Protonen im  $^{3,4}\text{He}$ , instruktiver als  $\rho(r)$  da nicht mit der Protonendichte verschmiert, zeigen eine Depression von  $\sim 30\%$  im Zentrum. Da  $1s$ -Wellenfunktionen von Standard-Potentialen kein solches Minimum produzieren, bietet diese Analyse ein gutes qualitatives Argument für die Einführung eines hard core.

## **Der Deuteronenaufbruch im Feld Schwerer Kerne Oberhalb der Coulombbarriere**

VON D. TRAUTMANN, K. ALDER  
(Institut f. theoretische Physik, Basel)

UND G. BAUR  
(Max Planck-Institut f. Kernphysik, Heidelberg)

Wir geben eine Methode an, den Aufbruch des Deuterons im Feld schwerer Kerne zu berechnen. Dabei werden sowohl die Coulombwechselwirkung wie die Kernwechselwirkung im Eingangs- und Ausgangskanal berücksichtigt. Die Rechnungen zeigen sehr gute Übereinstimmung mit neuesten Messungen.

## N-<sup>4</sup>He Dispersionsrelationen und die Struktur von <sup>4</sup>He

VON R. D. VIOLLIER, G. R. PLATTNER, D. TRAUTMANN und K. ALDER  
(Institut für theoretische Physik der Universität Basel)

Ein sorgfältiger Vergleich der <sup>4</sup>He-<sup>3</sup>He-*n* und <sup>4</sup>He-<sup>3</sup>H-*p* Kopplungskonstanten, wie sie aus elastischen Nukleon-<sup>4</sup>He-Streudaten mittels Vorwärtsdispersionsrelationen gewonnen werden, ergibt einen überraschenden Unterschied von etwa 30%. Wir diskutieren unsere Analyse und zeigen, dass dieser Unterschied durch eine 1%-Differenz der effektiven Reichweiten in den gebundenen Zuständen von *n* resp. *p* in <sup>4</sup>He erklärt wird. Wir zeigen ferner, dass aus der <sup>4</sup>He-<sup>3</sup>H-*p* Kopplungskonstanten eine asymptotische Ladungsverteilung von <sup>4</sup>He berechnet werden kann, die gut mit Elektronenstreudaten übereinstimmt.

## Auf der Suche nach Normalschwingungen im Endlichen Kern

VON H. C. PAULI  
(Institut für theoretische Physik, Basel)

Im kollektiven Modell hat der Begriff der Deformation eine zentrale Bedeutung. In der Wahl der Deformationstypen ist man grundsätzlich frei. Die Abhängigkeit der totalen Bindungsenergie im Kern von Deformationen wurde bisher für folgende Freiheitsgrade untersucht: eine Elongation (*c*), eine Einschnürung (*h*), eine links-rechts Asymmetrie (*α*). Mehr Freiheitsgrade werden rechnerisch prohibitiv. Eine genaue Untersuchung der nach Strutinsky berechneten Schalenkorrekturen zeigt, dass sie nur von den langwelligen Komponenten der Kernoberfläche abhängen; diese lassen sich immer als die ersten Glieder orthonormaler Polynome darstellen. Diese Tatsache unterstreicht die Bedeutung der Schalenkorrekturen als residuelle Quanteneffekte. Sie erlauben eine Klassifikation von Deformationen nach ihrer Wichtigkeit und stehen mit Normalschwingungen in engem Zusammenhang.

## Über die Mikroskopische Berechnung von Lebensdauern für Spontane Spaltung

VON T. LEDERGERBER und H. C. PAULI  
(Institut f. theoretische Physik, Basel)

Gestützt auf die adiabatische Annahme ist der Tensor der effektiven Masse für drei vollvariierte Freiheitsgrade (darunter links-rechts Asymmetrie) mikroskopisch im Rahmen des 'Cranking' Modelles berechnet worden. Es wird gezeigt, dass die Spaltwahrscheinlichkeit äusserst sensitiv auf 2 Grössen ist: die Wahl der Paarkraftkonstante und das Verhältnis von Coulomb-zu Oberflächenenergie der semiempirischen Massenformel. Durch geeignete Wahl der beiden Parameter kann erreicht werden, dass die Lebensdauer für Spontanspaltung, die Lebensdauer für Isomerspaltung, die Entregungswahrscheinlichkeit des Isomerezustandes und schliesslich die beiden Spaltbarrieren mit den Experimenten übereinstimmen; dies für eine Reihe von Kernen der Actiniden Region. Dies deutet darauf hin, dass die adiabatische Annahme nicht grundsätzlich falsch sein kann, und dass die Kernspaltung eventuell ein Mehrstufenprozess ist.



**Étude de la réaction séquentielle  ${}^7\text{Li}(d,n) {}^8\text{Be}^*(16.63)$ ,  
 ${}^8\text{Be}^*(16.63) \rightarrow \alpha + \alpha$  à 3 MeV**

par R. CORFU et C. NUSSBAUM

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

Un article sera publié ultérieurement.

**Neue  $T = 1/2$  Niveaux in  ${}^{13}\text{N}$  aus  $p$ - ${}^{12}\text{C}$  Streuung**

VON G. R. PLATTNER

(Basel)

und H. O. MEYER

(University of Wisconsin, USA)

Die Niveaustuktur von  ${}^{13}\text{N}$  wurde via elastische und inelastische Streuung von polarisierten Protonen an  ${}^{12}\text{C}$  untersucht. Vollständige Winkelverteilungen des Analysatorvermögens und des Wirkungsquerschnitts wurden bei 17 Protonen-Energien zwischen 9.5 und 11.5 MeV gemessen. Eine Phasenanalyse der elastischen Streudaten ergab die Existenz von sechs bislang unbekanntem  $T = 1/2$  Niveaux in  ${}^{13}\text{N}$  mit den folgenden Parametern  $J^\pi(E_x)$ :  $5/2^+$  (11.49 MeV),  $3/2^-$  (11.70 MeV),  $5/2^-$  (11.71 MeV),  $3/2^+$  (11.79 MeV),  $1/2^+$  (11.86 MeV) und  $7/2^-$  (12.14 MeV).

(Arbeit teilweise unterstützt durch die U.S. A.E.C. und durch den Schweizerischen Nationalfonds.)

**Dépolarisation dans la diffusion ( $n,d$ ) à 2.45 MeV**

par D. BOVET, S. JACCARD, J. PIFFARETTI et J. WEBER

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Des prévisions de la distribution angulaire du paramètre de Wolfenstein  $D$  à des énergies inférieures au seuil de fracture du deuton ont été publiées récemment par Jaccard et Viennet (Nucl. Phys. A180). Nous avons entrepris la mesure de  $D$  pour différents angles de diffusion à 2.45 MeV (Lab) au moyen d'un polarimètre à helium liquide complété par un solénoïde supra-conducteur.

Une simulation de l'expérience par Monte-Carlo est en préparation et une mesure de  $D$  pour la diffusion ( $n,p$ ) a été exécutée pour contrôler le bon fonctionnement du dispositif expérimental.



## Linear Relations between Rank-1 Polarizations in Nuclear Reactions

by F. SEILER

(Physikalisches Institut, Universität Basel)

The angular distributions of rank-1 polarizations for different particles in the  ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$  reaction show striking similarities [1], which have stimulated considerable theoretical interest [2, 3]. Since a number of broad resonances have been found in  ${}^5\text{Li}$ , corresponding to deuteron energies of several MeV, the effect of an overlap of two dominant matrix elements  $R_i = \langle l'_i s'_i J_i^\pi | R | l_i s_i J_i^\pi \rangle$ , has been investigated. For nuclear reactions of the type  $a + A \rightarrow a' + A'$ , with arbitrary spins  $i + I \rightarrow i' + I'$ , the Legendre polynomial expansion coefficients of the appropriately normalized vector polarization observables [4, 5] in the incident channel have been compared. If only two elements  $R_1$  and  $R_2$  are considered, the condition

$$\frac{a_{1100}(L)}{a_{0011}(L)} = (-)^{s_1 - s_2} \delta(s'_1, s'_2) \sqrt{\frac{2i+1}{2I+1}} \frac{\begin{pmatrix} i & i & 1 \\ s_1 & s_2 & I \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} I & I & 1 \\ s_1 & s_2 & i \end{pmatrix}}$$

results. For a given reaction this ratio thus depends solely on the channel spins of the two interfering elements. An analogous result for the corresponding observables in the exit channel can be obtained by the interchange of primed and unprimed quantities on the right-hand side of the equation. If  $R_1$  and  $R_2$  pertain to states of equal parity these relations hold for the coefficients of even rank  $L$ , for opposite parity the odd- $L$  coefficients are affected.

On the experimental side, sufficient data are available only for the entrance channel of the  ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$  reaction. Good agreement is obtained for the  $L=2$  coefficients at energies below 1 MeV and again between 4 and 10 MeV, showing  $s_1 = s_2 = 3/2$  to be the channel spins of the dominant elements. For the  $L=4$  coefficients the agreement is not as good, while for odd- $L$  coefficients there is no likeness at all. An examination of other data [5, 6] shows that this is due to the fact that there are more than two elements contributing strongly in this energy region where several broad levels of both positive and negative parity have been found. Since the relations given here correspond only for channel spins  $s_1 = s_2 = 3/2$  to the relation derived from direct interaction calculations [2], it appears that the level structure in  ${}^5\text{Li}$  is largely responsible for the differences between the model predictions and the experimental data.

Relations similar to the one given here can be established on the same basis between polarization observables in the incoming and outgoing channel. The dependence on the quantum numbers of the two interfering elements is more involved, however, and will be given elsewhere [6].

*References*

- [1] D. M. HARDY, S. D. BAKER, D. H. McSHERRY and R. J. SPIGER, Nucl. Phys. *A160*, 154 (1971).
- [2] B. DEFACIO and R. K. UMERJEE, Nucl. Phys. *A169*, 257 (1971).
- [3] M. TANIFUJI and K. YAZAKI, Progr. Theor. Phys. *40*, 1023 (1968).
- [4] F. SEILER and E. BAUMGARTNER, Nucl. Phys. *A153*, 193 (1970).
- [5] F. SEILER, Nucl. Phys. *A187*, 379 (1972).
- [6] F. SEILER, *Analysis of Reactions with Polarized Deuterons* (II), to be published.

### Dépolarisation d'un Faisceau Polarisé dans un Système de Transport. Matrices de Transfert

par D. RAPIN, R. HESS, J.-C. NIKLÈS et D. WERREN

(Département de physique nucléaire et corpusculaire, Université de Genève)

Lors du transport d'un faisceau polarisé, les champs magnétiques de guidage affectent la polarisation du faisceau. Un formalisme matriciel analogue à celui utilisé pour l'optique des trajectoires permet de calculer ces effets. La direction du spin d'une particule à la sortie d'un élément optique  $\vec{S}_{\text{out}}$  s'exprime à l'aide de  $\vec{S}_{\text{out}} = T \cdot \vec{S}_{\text{in}}$ , où  $\vec{S}_{\text{in}}$  est la direction du spin à l'entrée. Les matrices  $T$  ont été calculées dans le cas relativiste pour les éléments courants tels que quadropole, aimant de déflexion et solénoïde.

### Logique Cablée de Décision Liée a un Système de Chambres a Fils en Régime Proportionnel

par D. AEBISCHER, R. HESS, B. MAURON, J.-C. NIKLÈS, J.-P. VITTET et D. W. WERREN

(Département de physique nucléaire et corpusculaire de l'Université de Genève)

Lors d'une communication précédente [1] nous avons présenté notre système de codage de traces développé pour des chambres type Charpak. Le temps mort de ces chambres étant court, il ressort qu'une logique câblée de reconstruction de trajectoires de particules devient nécessaire pour utiliser ces chambres avec un maximum de rendement. Nous présenterons ici un système modulaire utilisé au SC-CERN permettant de déterminer en  $\sim 1 \mu\text{s}$  l'angle de diffusion d'une particule et de décider ainsi l'enregistrement ou le rejet de l'événement. De nombreux tests systématiques effectués par un ordinateur IBM 1800 contrôlent la fiabilité de cette électronique.

*Bibliographie*

- [1] D. AEBISCHER et al., Nucl. Instr. Meth. *99*, 405 (1972).

### On the decay of $^{161}\text{Gd}(\beta^-, 3,7 \text{ min})$ $^{161}\text{Tb}^1$

by M. GASSER, O. HUBER, V. IONESCU, J. KERN and A. RAEMY

(Physics Department, University of Fribourg, CH-1700 Fribourg, Switzerland)

The levels of  $^{161}\text{Tb}$  populated by the  $\beta^-$ -decay of  $^{161}\text{Gd}$  (3,7 min) have been investigated by Żylicz et al. [1]. The assignment  $7/2^-5/2[532\uparrow]$  for the 585.6 keV level can only be understood if a strong Coriolis-coupling between the rotational bands  $[523\uparrow]$  and  $[532\uparrow]$  is assumed. Otherwise, the difference in energy of the levels at 585.6 keV and 480.0 keV ( $5/2^-5/2[532\uparrow]$ ) would imply an anomalously large moment

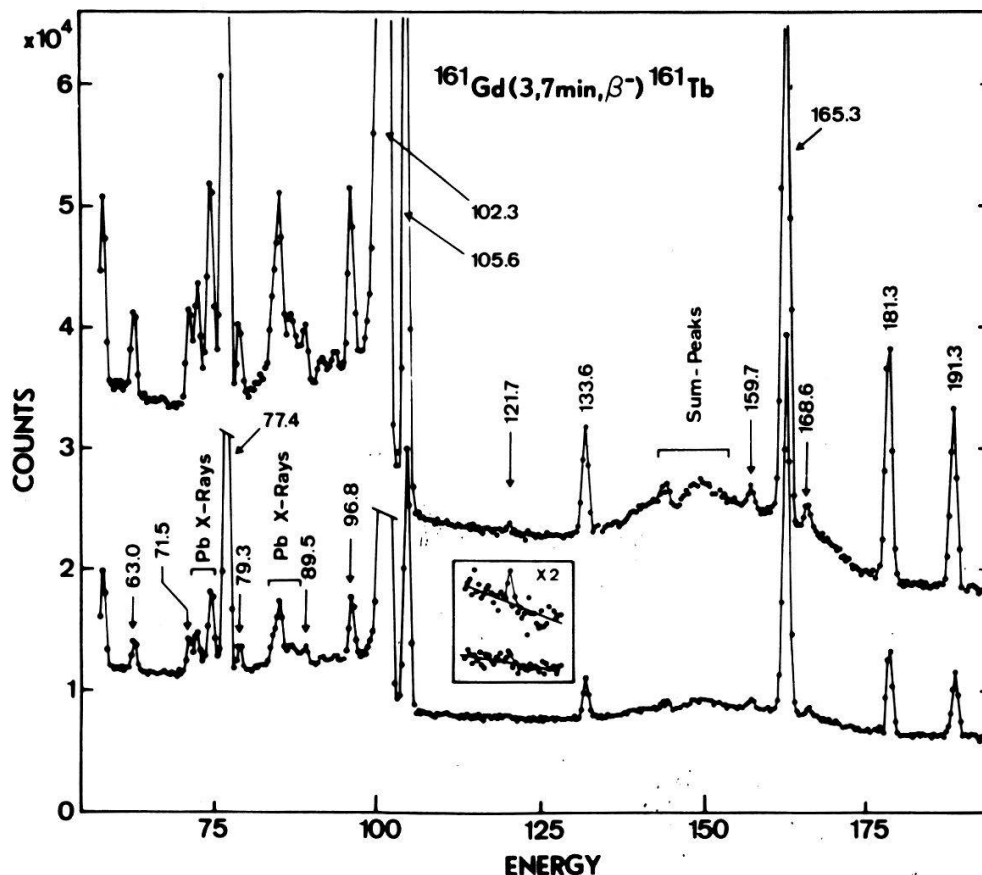


Figure 1 Low-energy part of the  $^{161}\text{Gd}$  gamma-ray spectrum.

of inertia  $\hbar/2\theta$  of about 15 keV for the  $[532\uparrow]$  band. With a coupling parameter  $A_k = -23$  keV the correct position of the known levels is reproduced. The energies of the members  $9/2^-$  of the  $[523\uparrow]$  and  $[532\uparrow]$  bands are then calculated to be at about 496 and 710 keV, respectively. A major part of the present work was devoted to a search for these levels, and furthermore some weak transitions at lower ( $\lesssim 700$  keV) and higher energies (above 700 keV) were measured with improved equipment.

The  $\gamma$ -ray spectrum of the  $^{161}\text{Gd}$  decay has been measured in the energy range from 10 to 700 keV with a 2.5 ccm Ge(Li) diode<sup>2)</sup> and from 500 to 2000 keV with a diode of 25 ccm. The resolutions were 800 eV at 122 keV for the smaller diode and 2.4 keV at 1.33 MeV for the larger one. The measurements were performed at the reactor SAPHIR (EIR, Würenlingen). Over one hundred samples of  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  (purity

<sup>1)</sup> Work supported by 'Fonds National Suisse' for Scientific Research.

<sup>2)</sup> We thank Prof. H. J. Leisi (ETH, Zurich) for the loan of this detector.

99.999%) have been irradiated in a thermal flux of  $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . After each irradiation the sample was measured twice, each measurement lasting about one half-life (3,7 min). The respective spectra were accumulated independently in each half of a ND 50/50 multichannel 4K-memory.

A  $\gamma$ - $\gamma$ -coincidence experiment, using two 25 ccm Ge(Li) detectors has also been performed. The runs were controlled by a PDP8/L computer.

The figures present portions of the measured spectra. Figure 1 shows new lines at 63.0, 71.5, 79.3, 121.7 and 159.7 keV. An additional line at 84.5 keV is partially hidden

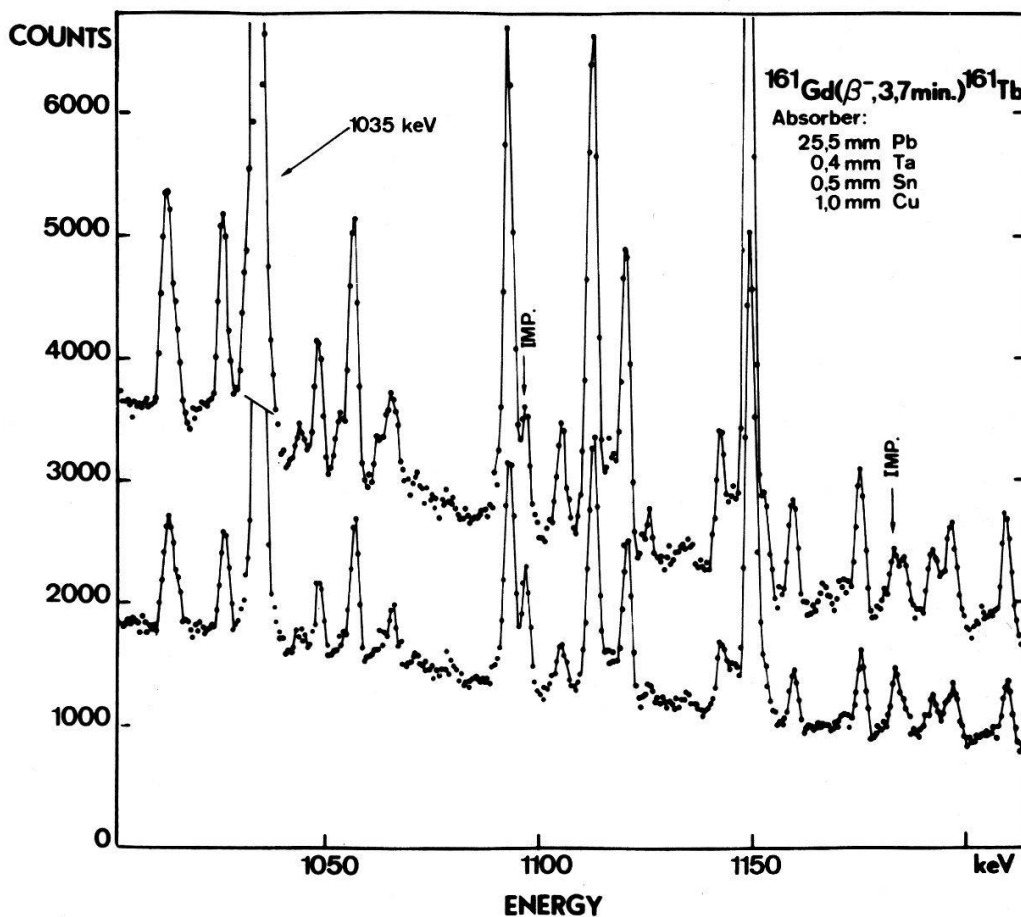


Figure 2 Part of the  $^{161}\text{Gd}$  gamma-ray spectrum in the higher energy region.

by the Pb  $K_{\beta_1}$ -X-ray peak arising from the shielding. The existence of the previously reported transitions [2] is confirmed.

A portion of the high energy spectrum is shown in Figure 2. The very intense low energy transitions were absorbed by a 2.5 cm thick plate of lead. About fifty new lines could be assigned to the  $^{161}\text{Gd}$ -decay.

The 121.7, 89.5 and 79.3 keV transitions may determine new levels at 707 and 496 keV, close to the expected energies. The 63.0 keV line can be placed between the known 480.0 and 417.0 keV levels.

Preliminary results of our coincidence measurements are in agreement with the proposed assignments.

#### References

- [1] J. ŻYLICZ, P. G. HANSEN, H. L. NIELSEN and K. WILSKY, Nucl. Phys. 84, 13 (1966).
- [2] M. GASSER, J. KERN, B. MICHAUD and O. HUBER, Helv. Phys. Acta 41, 430 (1968).

## Bestimmung der niederenergetischen Gammalinien von $^{182}\text{W}$ mit einem fokussierenden DuMond-Kristallspektrometer

von O. PILLER, W. BEER und J. KERN

(Physikalisches Institut der Universität, CH-1700 Fribourg)

Ein ausführlicher Artikel ist z.Z. im Druck in Nucl. Instr. and Meth.

## Nuclear Levels in $^{160}\text{Tb}$

by J. KERN, G. MAURON, B. MICHAUD, L. A. SCHALLER

(Institut de Physique, Université de Fribourg)

R. KOCH, B. P. K. MAIER, D. BREITIG, O. W. B. SCHULT

(Research Establishment, Risø, Denmark)

K. SCHRECKENBACH, T. V. EGIDY and W. MAMPE

(Physik-Departement der Technischen Universität, München)

Several experiments have been performed during the last years on  $^{160}\text{Tb}$ . However, it was not possible to establish a reliable level scheme and to assign Nilsson configura-

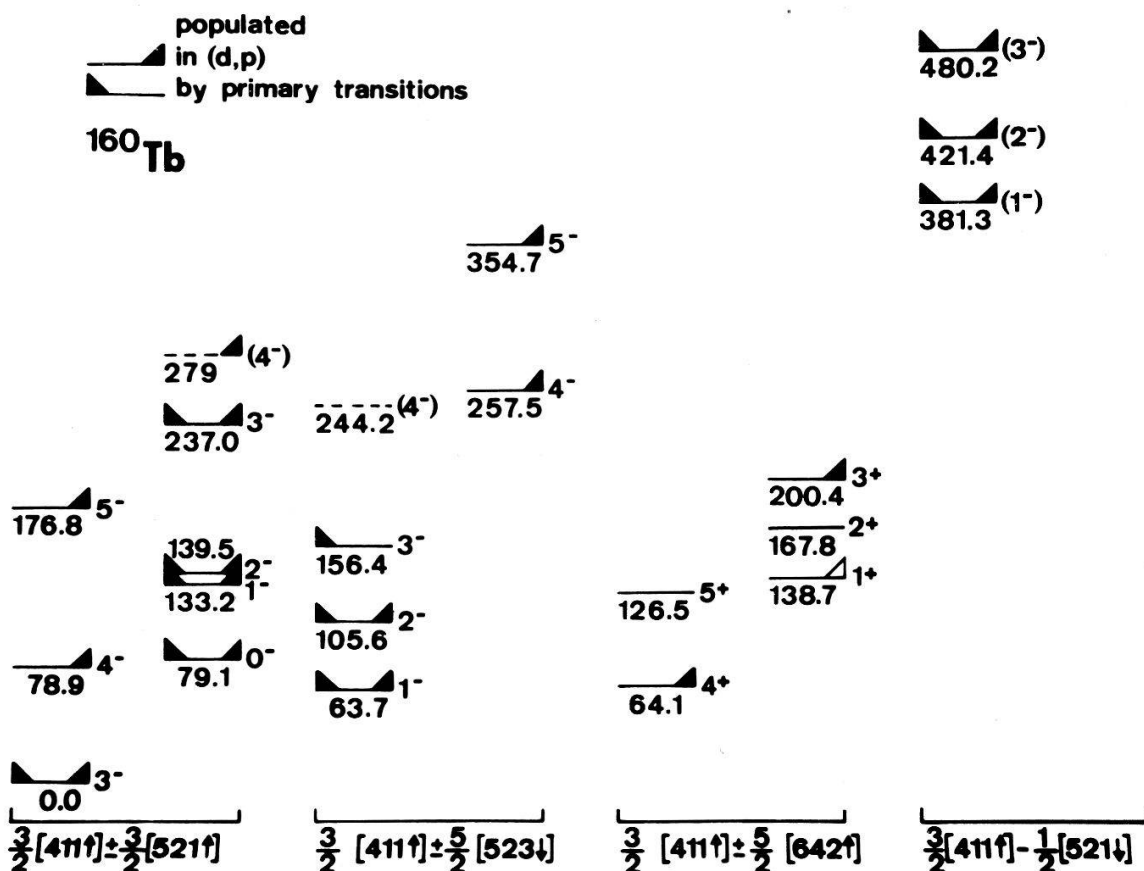


Figure 1  
Experimental level structure of  $^{160}\text{Tb}$ .

tions. New experimental results have been obtained with a crystal spectrometer at Risö, with the beta spectrometer at the FRM reactor near München and by the Fribourg group with a Ge(Li) pair spectrometer for high energy and an anti-Compton spectrometer for low energy neutron capture gamma rays. A total of 321 low and 59 high energy gamma lines were found and multipolarities have been determined for 21 transitions. With these new data, as well as with the results of former ( $d, p$ ), ( $n, \gamma-\gamma$ ) coincidence and capture gamma circular polarization measurements [1-3], a level scheme was constructed, which accommodates over 80 low energy transitions.

One expects that in the odd-odd nucleus  $^{160}\text{Tb}$  the proton configurations  $3/2^+[411\uparrow]$ ,  $5/2^+[413\downarrow]$  and  $5/2^-[532\uparrow]$  are coupled with the neutron configurations  $3/2^-[521\uparrow]$ ,  $5/2^-[523\downarrow]$ ,  $5/2^+[642\uparrow]$ , and  $1/2^-[521\downarrow]$ , resulting in 24 rotational bands. The  $3^-$  ground state band has the configuration  $p3/2^+[411\uparrow]$ ,  $n3/2^-[521\uparrow]$ . Members of the low-lying rotational bands corresponding to the  $3/2^+[411\uparrow]$  proton configuration have been found (Fig. 1). Our assignments are obtained by use of the published ( $d, p$ ) cross-sections, the observed multipolarities, the selection rules for the high energy transitions and the decay mode of the observed levels. Additional levels have been disclosed, but not yet assigned.

The knowledge of level schemes like that of  $^{160}\text{Tb}$  is basic for the understanding of more complex structures like  $^{152}\text{Eu}$  and the neutron-proton interaction in odd-odd nuclei.

#### References

- [1] G. L. STRUBLE and R. K. SHELINE, Soviet J. Nucl. Phys. 5, 862 (1967).
- [2] P. SPERR, unpublished report from the Technische Universität Munich, 1968; M. FENZL, unpublished report from the Technische Universität Munich, 1970; G. MARA, private communication.
- [3] D. BOSCH, Z. Physik, 239, 57 (1970).

## Physique Théorique

### Exact Solution of a Two-Dimensional Ising Model with Pure 3 Spin Interactions

by A. HINTERMANN and D. MERLINI

(Lab. phys. théorique, EPF-L)

The Ising model defined on the Union Jack lattice with anisotropic three-body interactions is solved exactly. The model is self-dual. Using partial trace methods we show that this model is equivalent to the Baxter model. Wannier's argument holds to locate the transition temperature. The critical indices vary continuously.



## Critical Slowing-down in the Kinetic Ising Model; Evidence for the Failure of the Dynamical Scaling Hypothesis

by T. SCHNEIDER, E. STOLL and K. BINDER

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon)

We report computer simulations of critical slowing-down in a two-dimensional kinetic Ising system consisting of a square  $n \times n$  lattice with periodic boundary conditions. The results for the divergence of the relaxation times disagree with the predictions of the dynamical scaling hypothesis and with recent estimates obtained from a high-temperature expansion method.

## Monte-Carlo Calculation of the Scaling Equation of State for the Classical Heisenberg Ferromagnet

by K. BINDER

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon)

Using a computer simulation technique the magnetization of the simple cubic Heisenberg ferromagnet with nearest-neighbour interactions is calculated in the presence of an external magnetic field. The critical exponents  $0.31 \leq \beta \leq 0.35$ ,  $1.33 \leq \gamma \leq 1.39$  and  $4.9 \leq \delta \leq 5.3$  are derived, and it is shown that the 'data' of this computer experiment obey the homogeneity assumption. The scaling function determined in this way agrees very well with the scaling function of Milosevic and Stanley, which was derived from series expansions for the face-centered cubic lattice. This agreement shows that the Heisenberg-model scaling functions are lattice-independent, as expected from the universality hypothesis.

## Hydrodynamical Description of Structural Phase Transitions

by P. E. MEIER

(IBM Research Laboratory, Zurich)

and H. BECK

(Institute for Theoretical Physics, University of Zurich)

Recent neutron scattering experiments on  $\text{SrTiO}_3$  and  $\text{KMnF}_3$  near the structural phase transition have revealed the existence of a strong central peak at  $Q_R$ , the  $R$ -corner of the Brillouin zone. Starting from a model Hamiltonian for the soft mode an expression for the structure factor  $S(k, \Omega)$  is derived. Using the microscopic theory of phonon interactions which can account for a central peak at  $k \approx 0$  near phase transitions it is shown that the special form of the dispersion curve of the soft mode implies that for  $k \approx Q_R$  the same collision processes are dominant as for  $k \approx 0$ . The resulting structure of  $S(k, \Omega)$  for  $k$  near  $Q_R$  is the same as for  $k \approx 0$  which yields a microscopic justification of the hydrodynamic description of the central peak at the  $R$ -corner.

## Stability of the Movement of an Interphase Boundary Between Normal and Superconducting Domains

by C. LIÈVRE and F. ROTHEN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

A semi-infinite type I superconductor subject at time  $t = 0$  to an overcritical magnetic field, uniform and parallel to its surface,  $\Omega$ , makes a transition to the normal state. This transition, supposed to be isothermic, is characterized at any time by the movement and the shape of the interphase boundary,  $\Sigma$ , between the domain which has become normal and the superconducting domain. If the boundary  $\Sigma$  is supposed to be planar, the distance,  $x_0$ , between  $\Omega$  and  $\Sigma$  satisfies  $x_0 \propto t^{1/2}$  [1]. We have studied the stability of this solution in two cases:

1. The shape and the position of  $\Sigma$  are slightly modified at  $t = t_0$ .
2.  $\Sigma$  being planar and the magnetic field weakly overcritical, the position of  $\Sigma$  is strongly modified at  $t = t_0$ .

In these two cases, the Pippard-Lifshitz solution describes the asymptotic behaviour of  $\Sigma$ .

### Reference

- [1] A. B. PIPPARD, *Phil. Mag.* 41, 243 (1950); E. M. LIFSHITZ, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20, 834 (1950).

## Equivalence de l'action et de l'entropie IV: Cohomologie et interdépendance des constantes universelles

par P. B. SCHEURER

(Dépt. de Physique Théorique, Université de Genève)

Soient les 1-formes d'action:  $\omega_1 = p_\mu dx^\mu$ ,  $\omega_2 = (e/c) A_\mu dx^\mu$ , et d'entropie  $\omega_3 = \zeta^\mu dp_\mu$  sur la variété de Minkowski  $M^4$ , de même dimension physique.

- 1) Seule la différentielle extérieure des formes d'action ayant un sens physique (équation de mouvement ou champ),  $\omega_1$  et  $\omega_2$  ne sont définies qu'à un cobord près: la jauge (c.à.d. on considère la classe de cohomologie de  $\omega_1$  et  $\omega_2$ ), tandis que dualement  $\omega_3$  doit être un cobord  $dS$ . Ce dernier fait est relié au 1er principe de la thermodynamique, quand on identifie relativistement chaleur et variation de masse propre.
- 2) Sur un espace-temps compact, par un corollaire du théorème de Hodge-de Rham, ces formes rendues harmoniques donnent lieu à une classe unique de cohomologie, ce qui implique une relation entre les constantes universelles  $h$ ,  $e$ ,  $c$  et  $k$ .

## Electrical Conductivity in Disordered Systems

by J. BERNASCONI

(Brown Boveri Research Center, 5401 Baden)

We investigate the temperature dependence of the hopping conductivity in a system in which the hopping of the charged particles only takes place between nearest neighbour centres. The system is simulated by a disordered classical resistance network and analysed in terms of percolation along critical paths and of an effective medium theory. The model is applied to the recent small-metal-particle experiments of Zeller.

## Kronig-Penney-Type Calculations for Electron Tunneling through Thin Disordered Dielectric Films

by E. STOLL and T. SCHNEIDER

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon)

Kronig-Penney-type calculations were used to evaluate the tunneling probability through a thin disordered film between metallic electrodes.

Our calculations indicate that the tunneling probability increases with increasing disorder.

## Exactly Soluble Microscopic Models for the Josephson Effect

by M. GUENIN and J. P. ECKMANN

(Dept. of Theoretical Physics, University of Geneva)

A new approach to the  $N$ -body problem based on the occurrence of finite rings for fermion systems showing phase coherence permits the exact solution of various models, in particular a tunneling model for the Josephson AC effect. This model yields the exact frequency-voltage relation  $\omega = 2\mu$  predicted by Josephson. Another model, rather crude and primitive but also exactly soluble, predicts that an effect analogous to the Josephson effect could also exist under certain circumstances for some normal metals, only in this case the frequency relation would be  $\omega = \mu$ , i.e. half Josephson's frequency.

## Short-Range Order in Ionic Fluids

by PH. CHOQUARD and R. SARI

(Lab. Phys. théorique, EPFL)

A self-consistent, asymptotic analysis of the H.N.C. approximation to the pair distribution function  $g(r)$  of a classical one-component plasma has recently been proposed [1]. Taking into account the effect of the first three singularities of the effective interaction defined in [1], it is found that  $g(r)$  begins to exhibit damped

oscillations, thus revealing the onset of short-range order in the fluid, at  $\Gamma_c = 0.81$  where  $\Gamma \equiv (Ze)^2/aK_B T$  is the parameter which characterizes the system.

At this stage of the theory more numerical data on  $g(r)$  are needed, in particular for larger values of  $r/a$  and for a narrower range of  $\Gamma$  values around 1.

#### Reference

- [1] PH. CHOQUARD and R. SARI, Phys. Let. 40A, 109 (1972).

## Theorie der Gerichteten Erstarrung

VON W. SCHNEIDER und S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Center, 5401 Baden)

Mit Hilfe der Methode der Green'schen Funktion wurden die Diffusionsgleichungen, welche das gerichtete Erstarren beschreiben, in eine Bewegungsgleichung für die Erstarrungsfront umgeformt. Wir besprechen die Anwendung dieser Gleichung auf Eutektika. Zum ersten Mal konnte das Gesetz  $v^2\lambda = \text{const.}$ , welches das lamellare Wachstum beschreibt, ohne 'ad hoc'-Annahmen theoretisch hergeleitet werden ( $v$  = Wachstumsgeschwindigkeit,  $\lambda$  = Lamellengrösse).