

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 45 (1972)  
**Heft:** 6

**Vereinsnachrichten:** Rapport de la session de printemps de la Société Suisse de Physique à Berne, du 21 et 22 avril 1972

**Autor:** [s.n.]

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 16.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Rapport de la Session de printemps de la Société Suisse de Physique à Berne, du 21 et 22 avril 1972

Président: Prof. E. HEER, Genève  
Vice-président: Prof. J. L. OLSEN, Zurich  
Secrétaire: Prof. M. GUENIN, Genève  
Membres du bureau: Prof. W. BAUMGARTNER, Zurich  
Prof. K. A. MÜLLER, Ruschlikon

### Partie administrative

#### 1. Membres

Les membres ordinaires suivants ont été reçu au sein de notre Société: P. ANLIKER (Bern), G. BONANI (Zurich), R. BRENIKOEFER (Neuchâtel), W. DEY (Zurich), H. R. ENZ (Dornach), G. GUERRI DALL'ORO (Lausanne), G. GÜNTHERODT (Zurich), B. JAYET (Lausanne), J. B. JEANNERET (Neuchâtel), H. JONES (Genève), H. KAMM (Zurich), P. KELLER (Baden), MERLINI (Lausanne), M. MICHALAKIS (Lausanne), S. OHANESSIAN (Lausanne), M. PETTY (Baden), D. T. PIERCE (Zurich), W. RÜEGG (Zurich), SARI (Lausanne), U. SIEGENTHALER (Bern), H. SUTER (Genève), G. SZALOKY (Bâle), J. P. SCHNEEBERGER (Lausanne), J. SCHOENES (Dübendorf), Ch. STOLLER (Zurich), R. STUDER (Niederscherli), H. TIZIANI (Zurich), P. WYSSMANN (Effretikon).

Maintenant, la Société se compose de 928 membres individuels et de 37 membres collectifs.

#### 2. Séance administrative

- La Société a honoré la mémoire du Dr. Preiswerk, décédé récemment.
- Le secrétaire a fait rapport sur l'enquête faite en automne 1971 concernant l'extension des activités de la SSP. 23,8% des membres ont répondu au questionnaire, et le comité a fait des propositions pour agir dans le sens de la volonté de la majorité des membres.
- Le professeur A. Müller a fait rapport un nom du comité de rédaction des HPA et a proposé à l'Assemblée une réduction de la contribution aux frais de publication de Fr. 20.—à Fr. 10.—par page. Cette proposition a été acceptée par l'Assemblée.
- Le professeur Kneubühl a fait rapport sur l'activité de l'office de placement de la SSP.

#### 3. Prochaine Session

La Session d'automne 1972 de la SSP aura lieu dans le cadre de la réunion annuelle de la SHSN, les 13 et 14 octobre 1972, à Lucerne.



## Physique de la matière condensée

### Effekt der Spin-Bahn-Kopplung auf den Halleffekt flüssiger Übergangsmetalle

von A. TEN BOSCH und W. BALTENSPERGER

(Theoretische Physik, ETH, Zürich)

Bei der Messung des Halleffektes erzeugt das Magnetfeld  $B$  eine Spinpolarisierung senkrecht zum Strom  $j$ . Damit verursacht die Spin-Bahn-Kopplung eine Störung der Elektronendichte und führt zu einer elektrischen Polarisation senkrecht zu  $B$  und zu  $j$ . Der Hallkoeffizient erhält dadurch einen Zusatzterm. Der elektrische Widerstand flüssiger Übergangsmetalle kann durch Streuung an einem Resonanzniveau bei der Energie  $E_d$  beschrieben werden [1]. Unter Berücksichtigung der Aufspaltung von  $E_d$  durch die Spin-Bahn-Kopplung ergibt sich die  $t$ -Matrix zu:  $t = t_0 + t_{s0}$  [2]. Die Störung der Elektronendichte durch  $t_{s0}$  wird mit einer Resolventenmethode [3] berechnet, wobei der Widerstand durch  $t_0$  gegeben ist.

#### Literatur

- [1] R. EVANS, D. A. GREENWOOD und P. LLOYD, Phys. Lett. 35A, 57 (1971).
- [2] A. FERT und O. JAOU, Phys. Rev. Lett. 28, 303 (1972).
- [3] J. M. LUTTINGER und W. KOHN, Phys. Rev. 109, 1892 (1958).

### Effet Overhauser en champ faible ou quasi-nul

par R. SECHEHAYE, B. BORCARD, E. HILTBRAND et G. BÉNÉ

(Laboratoire de Résonance magnétique nucléaire, Jussy)

L'étude du magnétisme nucléaire dans les champs faibles et particulièrement dans le champ magnétique terrestre est rendu difficile par la très faible aimantation nucléaire. Il a été possible de surmonter cet handicap par plusieurs techniques complémentaires dont les principales sont: La prépolarisation en champ élevé—l'emploi de gros échantillons—un soin particulier dans les techniques d'amélioration du rapport signal sur bruit [1].

L'effet de polarisation dynamique [2] ou effet Overhauser étendu aux substances non métalliques est une technique qui offre d'intéressantes perspectives. Nous examinons ici son application aux champs faibles et très faibles.

La polarisation nucléaire  $I_z$  obtenue en saturant une transition électronique est donnée par [2]:

$$I_z = I_0 - f\rho(S_z - S_0).$$

$I_0$  et  $S_0$  sont les polarisations nucléaire et électronique à l'équilibre thermique.

L'interaction électron-noyau étant prépondérante dans les liquides étudiés,  $f \simeq 1$ . Dans le cas des liquides peu visqueux (spectre blanc), le facteur de couplage  $\rho$  vaut  $+\frac{1}{2}$  si le couplage électron-noyau est dipolaire, cas envisagé ici.

Les niveaux d'énergie du radical stable tétraméthyl-2,2,6,6-pipéridone 4-oxyle 1 ou tanone [3], calculables par les formules de Breit-Rabi, sont au nombre de six (Fig. 1).

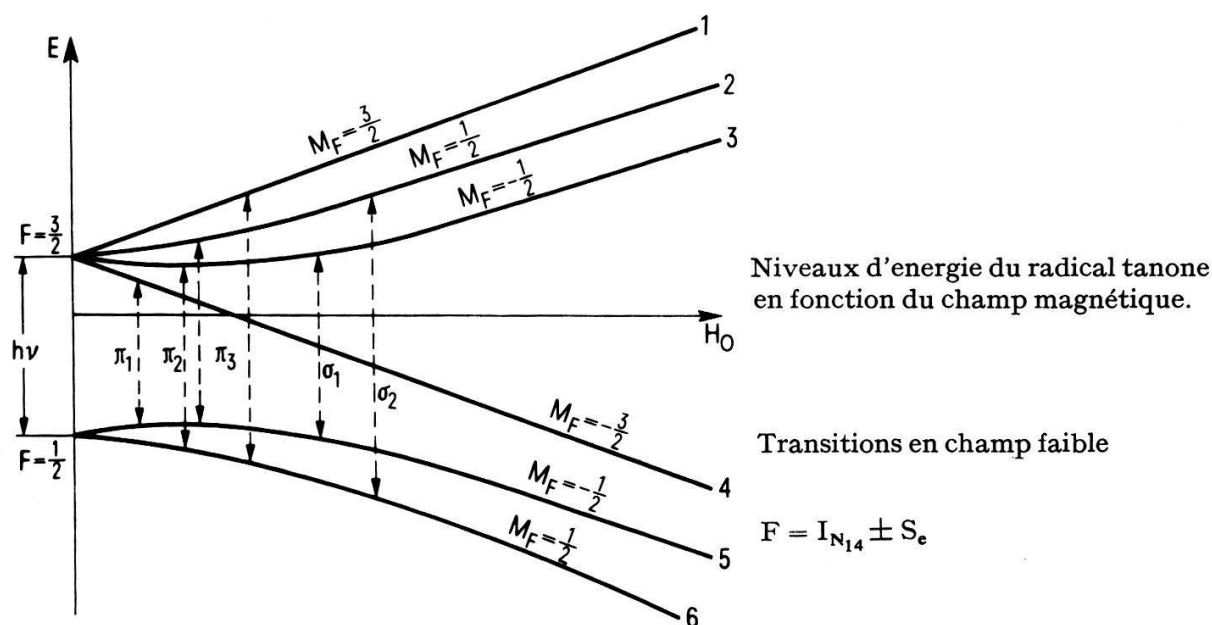


Figure 1

En champ faible on peut dénombrer cinq transitions haute fréquence, trois transitions  $\pi(\pi_1, \pi_2 \text{ et } \pi_3)$  et deux transitions  $\sigma(\sigma_1 \text{ et } \sigma_2)$  [4]. Si l'on sature par exemple la transition  $\pi_3$ , ce qui est réalisé expérimentalement, alors :

$$S_z - S_0 = -\frac{2}{9} \frac{\nu}{\nu_s} S_0,$$

expression dans laquelle  $\nu$  est la fréquence d'interaction hyperfine qui, d'après nos mesures, vaut 67,70 MHz si l'on utilise l'eau comme solvant,  $\nu_s$  la fréquence électronique de précession dans le champ magnétique terrestre. Ce dernier valant à Jussy 0,46 Oersteds,  $\nu_s = 1,40$  MHz. Notre première relation devient :

$$I_z = I_0 \left( 1 - \frac{660}{9} \frac{\nu}{\nu_s} \right), \quad \text{du fait que } \frac{S_0}{I_0} = \frac{\gamma_e}{\gamma_p} = -660.$$

Ce qui conduit au résultat final :

$$m \text{ (facteur multiplicatif)} = \frac{I_z}{I_0} = -3550.$$

Les résultats théoriques pour les cinq transitions sont rassemblés dans le tableau de la Figure 2, qui contient également les résultats expérimentaux obtenus avec du tanone dissout dans de l'eau à raison d'un millième de mole par litre.

Les expériences ont été effectuées de deux façons différentes, en passage lent, en précession libre. Les spectromètres utilisés, déjà écrits [5, 6], ont été en outre équipés d'un système d'irradiation haute fréquence comportant un générateur suivi d'un amplificateur de puissance équipé d'un mesureur de taux d'onde stationnaire. L'émission se fait dans une spire de cuivre, placée à l'extrémité d'un câble coaxial (perte 40%). Cette spire est couplée à une bobine hélicoïdale accordée comportant 3 spires de fil de cuivre (diamètre 3 mm) entourant l'échantillon cylindrique de 550 cm<sup>3</sup>.

TRANSITIONS	$F, M_f \leftrightarrow F, M_f$	FREQUENCES MHz $x = 0.0207$	Polarisation nucléaire Théorique couplage dipolaire	Polarisation protonique expérimentale $m$ (EAU)
$\pi_1$ $4 \leftrightarrow 5$	$\frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$\pm \nu(1 - \frac{2x}{3}) = 66,75$	+3350	+910 $\pm$ 30
$\pi_2$ $2 \leftrightarrow 5$ $3 \leftrightarrow 6$	$\frac{3}{2}, \frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}, \frac{1}{2}$	$\nu = 67,70$	0	0
$\pi_3$ $1 \leftrightarrow 6$	$\frac{3}{2}, \frac{3}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}, \frac{1}{2}$	$\pm \nu(1 + \frac{2x}{3}) = 68,65$	-3550	-1100 $\pm$ 35
$\sigma_1$ $3 \leftrightarrow 5$	$\frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$\pm \nu(1 - \frac{x}{3}) = 67,20$	+1675	—
$\sigma_2$ $2 \leftrightarrow 6$	$\frac{3}{2}, \frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}, \frac{1}{2}$	$\pm \nu(1 + \frac{x}{3}) = 68,20$	-1775	—

Figure 2

Le transformateur ainsi formé est placé dans le solénoïde de réception. Le couplage de la spire et de la bobine est critique et son réglage conditionne l'obtention d'une polarisation maximale.

En passage lent dans le champ magnétique terrestre, le facteur multiplicatif maximal obtenu est :

$$m = -1100 \pm 35.$$

En précession libre, avec un champ polarisant de 50 milli-Oersteds on a mesuré :

$$m = -1040 \pm 40.$$

Ce facteur pourrait être amélioré car il est obtenu loin de la saturation et  $\nu_s$  étant ici plus faible que dans le champ terrestre, la théorie prévoit un facteur  $m$  maximal plus grand.

Il n'a pas été possible de séparer les transitions  $\pi$  et  $\sigma$  même en orientant l'axe de la bobine haute fréquence parallèlement au champ terrestre et en irradiant à faible puissance. Les mesures rassemblées Figure 3 montrent, à partir de la polarisation nucléaire enregistrée à différentes fréquences et pour une même puissance haute fréquence, que les raies électroniques  $\pi_1$  et  $\sigma_1$  sont plus larges que les raies  $\pi_3$  et  $\sigma_2$ . On s'aperçoit également que le spectre se resserre à faible puissance. Le signal obtenu alors fournit une valeur de  $\nu$  égale à 67,70 MHz.

On remarquera que le facteur expérimental d'amplification (-1100) s'écarte appréciablement du facteur théorique (-3550) dans le cas, valable pour l'eau, d'un couplage purement dipolaire. Si un tel écart peut s'expliquer partiellement par la relaxation du radical entre ses six niveaux dont nous n'avons pas tenu compte, ou par une valeur un peu différente du facteur de fuite, il semble bien d'après nos premières mesures que la raison principale soit le fait que l'irradiation saturante des transitions  $\pi_3$  et  $\sigma_2$  influe également sur les transitions  $\pi_1$  et  $\sigma_1$ , qui fournissent, elles, une polarisation dynamique de signe opposé et combattent donc l'effet des deux premières.

Nous envisageons de poursuivre cette étude pour mieux isoler l'effet de la transition  $\pi_3$  et appliquer cette méthode à l'étude de l'interaction indirecte du proton avec des noyaux rares ( $C_{13}$ ,  $N_{15}$ ) à leur concentration naturelle.

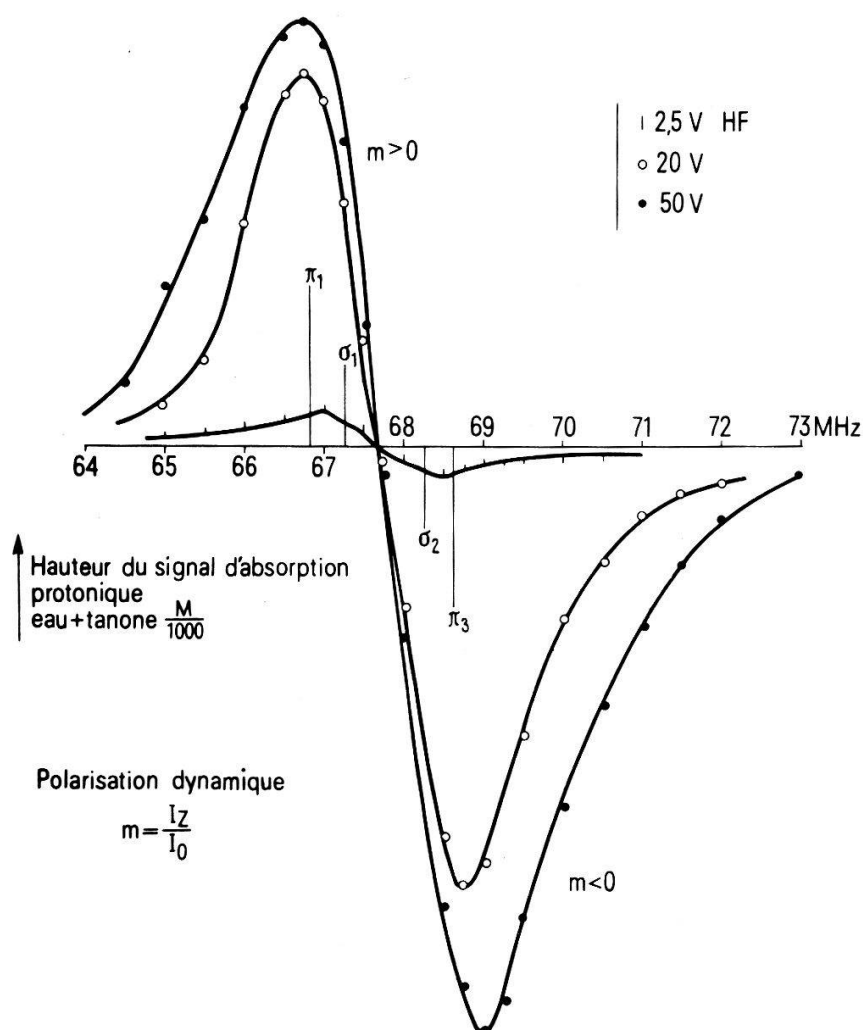


Figure 3

Nous tenons à remercier le professeur Jefford et le docteur Boschung de l'Institut de Chimie de Genève ainsi que le groupe de Chimie organique physique du Centre d'études nucléaires de Grenoble pour leur aide.

#### Bibliographie

- [1] G. J. BÉNÉ, *Revue roum. Phys.* **15**, 891 (1970).
- [2] I. SOLOMON, *Jl. Phys. Radium* **19**, 837 (1958).
- [3] R. BRIÈRE, H. LEMAIRE et A. RASSAT, *Bull Soc. Chimie Fr.* **11**, 3273 (1965).
- [4] A. LANDESMAN, *Jl. Phys. Radium* **20**, 937 (1959).
- [5] R. SECHEHAYE et P. DREYFUSS, *Z. angew. Math. Phys.* **21**, 660 (1970).
- [6] M. MERCK, R. SECHEHAYE, A. ERBEIA et G. BÉNÉ, *Proc. 14° Coll. Ampère, session 21*, **6**, 952 (1967).

### Lorenzzahl von festem und flüssigem Gallium

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

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Frühere Bestimmungen der Lorenzzahl von flüssigem und festem Gallium aus Messungen der thermischen und elektrischen Leitfähigkeit lieferten Resultate, die erheblich von dem theoretischen Wert abweichen, der sich aufgrund des Modells

elastisch gestreuter Elektronen ergibt. Diese Abweichungen stehen im Widerspruch zu den Erfolgen dieses Modells. Es war uns nun möglich, die Lorenzzahl von festem und flüssigem Gallium direkt zu bestimmen. Wir erhielten temperaturunabhängige Werte, die mit dem theoretischen Wert sehr gut übereinstimmen.

### **Resonanzstreuung in flüssigen Übergangsmetallen**

von G. BUSCH, H.-J. GÜNTHERODT und H. U. KÜNZI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die elektronischen Eigenschaften flüssiger normaler Metalle können gut mit dem Modell freier Elektronen verstanden werden. Der elektrische Widerstand wird in der Ziman-Theorie durch Pseudopotential und Korrelationsfunktion  $a(K)$  beschrieben. Für die Erklärung der vorliegenden experimentellen Widerstandsdaten der flüssigen Übergangsmetalle Mn, Fe, Co, Ni und ihrer Legierungen müssen die 3d-Resonanzzustände dieser Metalle berücksichtigt werden. Eine Erweiterung der Ziman-Theorie für reine flüssige Übergangsmetalle und ihre Legierungen ist möglich, wenn das Pseudopotential durch die  $t$ -Matrix ersetzt wird.

### **Vielteilcheneffekte bei der Emission von spinpolarisierten Photoelektronen aus nichtkristallinen magnetischen Halbleitern**

von M. CAMPAGNA und H. C. SIEGMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die Rolle der Coulomb-Korrelation beim Photoemissionsprozess aus nichtkristallinen magnetischen Halbleitern wird theoretisch untersucht.

Wenn die magnetischen Elektronen der lokalisierten Momente im Energieniveauschema weit von den durch die Nichtkristallinität erzeugten lokalisierten Elektronenzuständen getrennt sind, zeigt es sich, dass die Messung der Elektronen-Spin-Polarisation in Funktion der Photonenenergie die Bestimmung von  $U$  erlaubt. Messungen wurden am metastabilen paramagnetischen GdP durchgeführt. Für dünne Schichten, die durch Kondensation des Dampfes auf ein bei 4,2°K gehaltenes Substrat entstanden sind, erhält man  $U \approx 0,7$  eV.

### **Paarwechselwirkung und magnetische Relaxation von $\text{Yb}^{3+}$ in $\text{YPO}_4$ und $\text{YAsO}_4$**

von H. KALBFLEISCH, H. KUMBERG und M. STENGEL

(Physikalisches Institut der Universität Karlsruhe, Westdeutschland)

Mit Hilfe einer Mikrowellenmethode wurde das magnetische Relaxationsverhalten der  $\text{Yb}^{3+}$ -Ionen in  $\text{YPO}_4$  und  $\text{YAsO}_4$  untersucht. Das Einionenmodell reicht zur Interpretation der Temperatur- und besonders der Winkelabhängigkeit (Winkel zwischen Magnetfeld und tetragonaler Kristallachse) der Relaxationszeiten nicht aus. Zur Klärung des Sachverhaltes wurden deshalb die Wechselwirkungen von nächsten und übernächsten Nachbarn in kernspinfreien Kristallen mit verschiedenen  $\text{Yb}^{3+}$ -Konzentrationen studiert.

## **Oberflächenimpedanz von Supraleitern: Eine neue Summenregel**

von G. BRÄNDLI<sup>1)</sup> und A. J. SIEVERS

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

Mit einer neuen Methode zur Untersuchung von Metallen im fernen Infraroten ist der Oberflächenwiderstand von Pb und Pb-In-Legierungen in einem weiten Frequenzbereich quantitativ gemessen worden. In Metallen wie Pb mit starker Elektron-Phonon-Kopplung kann elektromagnetische Strahlung bekanntlich indirekt Phononen erzeugen, was bei tiefen Temperaturen den Oberflächenwiderstand im Bereich der Phononenfrequenzen vergrößert. Die vorliegenden Messungen zeigen einen engen Zusammenhang zwischen diesem Effekt und der Energielücke auf, indem sie im Normal- und Supraleiter für den über Frequenz integrierten Oberflächenwiderstand denselben Wert ergeben. Diese Summenregel lässt sich mit den Kramers-Kronig-Beziehungen für die Oberflächenimpedanz erklären.

<sup>1)</sup> Brown, Boveri und Cie, Abt. ZLP, 5401 Baden.

## **Neutronenbeugungsuntersuchung der chemischen und magnetischen Struktur von CuF<sub>2</sub>**

von P. FISCHER

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

D. SCHWARZENBACH

(Institut für Kristallographie und Petrographie, ETH, Zürich)

und H. GAMSJÄGER

(Institut für anorganische und allgemeine Chemie der Universität Bern)

Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung.

## **Neutron Diffraction Studies of Re(Rare-Earth)-Al<sub>2</sub> Compounds**

by A. H. MILLHOUSE

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

H.-G. PURWINS and E. WALKER

(Département physique de la matière condensée, Genève)

To be published in *physica status solidi* (b).

---

<sup>1)</sup> Gegenwärtig: Brown Boveri & Cie, Laboratorium für angewandte Physik und Messtechnik, Baden.



## Crystalline Electric Field Levels in the Neodymium Monopnictides determined by Neutron Spectroscopy

by A. FURRER

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

J. KJEMS

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

and O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

To be published in J. Phys. C.

## Einfluss eines transversalen Magnetfeldes auf die magnetische Ordnung eines Systems induzierter Momente

von J. MEHNER

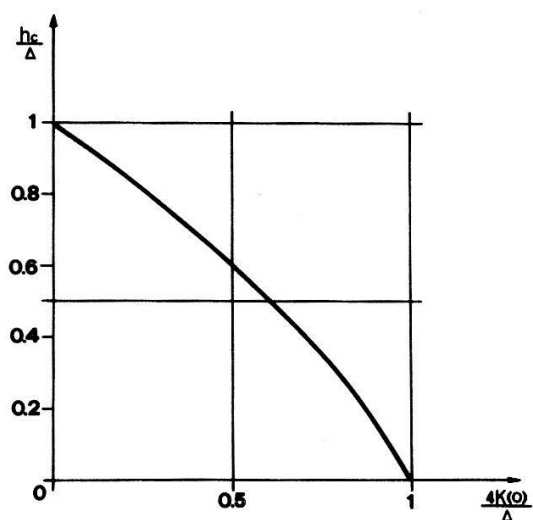
(Laboratoire de physique appliquée, EPF, Lausanne)

*Zusammenfassung.* Für ein einfaches Modell eines Systems induzierter Momente in einem äusseren Magnetfeld werden auf der Grundlage einer Molekularfeldtheorie die thermodynamischen Eigenschaften studiert. In dem Van Vleck Paramagnetismus zeigenden System lässt sich durch das Magnetfeld ferromagnetische Ordnung erzwingen. Der Übergang von der paramagnetischen zur ferromagnetischen Phase ist von zweiter Art. Die Curietemperatur ist eine mit ansteigendem Feld monoton wachsende Funktion, im Gegensatz zu normalen anisotropen Ferromagneten.

Das magnetische Verhalten von Verbindungen der seltenen Erden (SE) wird vom Verhältnis zwischen der Austausch- und der Kristallfeldwechselwirkung bestimmt. In Salzen der SE dominiert im allgemeinen das Kristallfeld, und die Austauschwechselwirkung, welche gewöhnlich anisotrop ist, d.h. die Symmetrie der lokalen Umgebung des SE-Ions widerspiegelt, wird als Störung der Kristallfeldeffekte behandelt. Von besonderem Interesse ist der Fall eines Singulettgrundzustandes des SE-Ions im Kristallfeld, der bei Nicht-Kramers Ionen (Gesamtdrehimpuls  $J$  ganzzahlig) auftreten kann. Diese Systeme zeigen keine normale Ordnung, da der Grundzustand kein magnetisches Moment besitzt. Vielmehr muss das Verhältnis zwischen der Austauschwechselwirkung (Fouriertransformierte  $K(0) = \sum_i K_{ij}$ ,  $K(0) > 0$  für ferromagnetischen Austausch) und der Kristallfeldaufspaltung  $\Delta$  zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Niveau die Schwellenbedingung

$$4K(0)/\Delta = 1 \quad (1)$$

erfüllen. Unterhalb des Schwellenwertes zeigt das System Van Vleck Paramagnetismus, während oberhalb der Singulettgrundzustand spontan mit den angeregten Zuständen mischt und einen energetisch tieferliegenden, polarisierten Grundzustand bildet [1, 2, 3, 5]. In solchen Systemen lässt sich, selbst wenn die Schwellenbedingung (1)



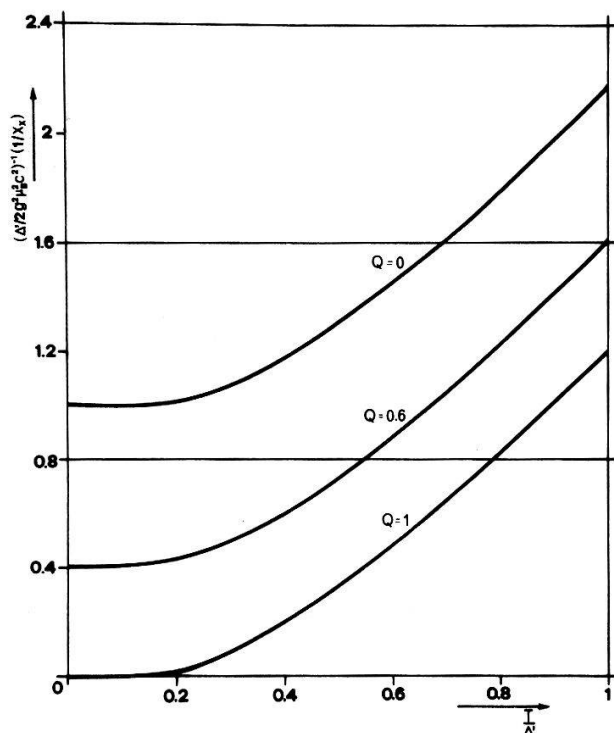
Figur 1

Das kritische Magnetfeld als Funktion des Verhältnisses von Austausch und Kristallfeldwechselwirkung.

nicht erfüllt ist, durch Anlegen eines Magnetfeldes senkrecht zur leichten Achse des anisotropen Systems ein Phasenübergang zweiter Art erzwingen.

Das einfachste Modell zur Beschreibung obiger Eigenschaften ist ein Spin-1-Ising-Modell mit uniaxialer Einionenanisotropie in einem äusseren Magnetfeld. Der Hamiltonoperator dieses Systems hat die Gestalt

$$\mathbb{H} = \sum_i \{ \Delta J_{iz}^2 - g\mu_B H J_{iz} \} - \sum_{\langle ij \rangle} K_{ij} J_{ix} J_{jx} \quad J = 1. \quad (2)$$



Figur 2

Inverse Suszeptibilität als Funktion der Temperatur für verschiedene Werte unter- und oberhalb des Schwellenwertes.



Alle Bezeichnungen haben die übliche Bedeutung. Als Eigenfunktionen des Kristallfeldhamiltonoperators werden die Drehimpulseigenfunktionen zu  $J = 1$  gewählt. Die freie Energie dieses Systems ergibt sich in Molekularfeldnäherung zu [4]:

$$F(T) = -kT \ln \left\{ 2 \exp \left[ \left( \frac{3}{2} \alpha - 1 \right) \frac{\Delta}{kT} \right] \cosh \frac{\eta}{2kT} + 1 \right\} + \alpha \Delta + K(0) \langle J \rangle^2$$

$$\eta = \left\{ \Delta'^2 + 16K^2(0) \frac{1}{\alpha} \langle J \rangle^2 \right\}^{1/2}$$

$$\Delta' = \Delta(2 - \alpha) \quad 1 \leq \alpha \leq 2.$$
(3)

Die magnetische Energie  $h = g\mu_B H$  ist mit dem Parameter  $\alpha$  durch

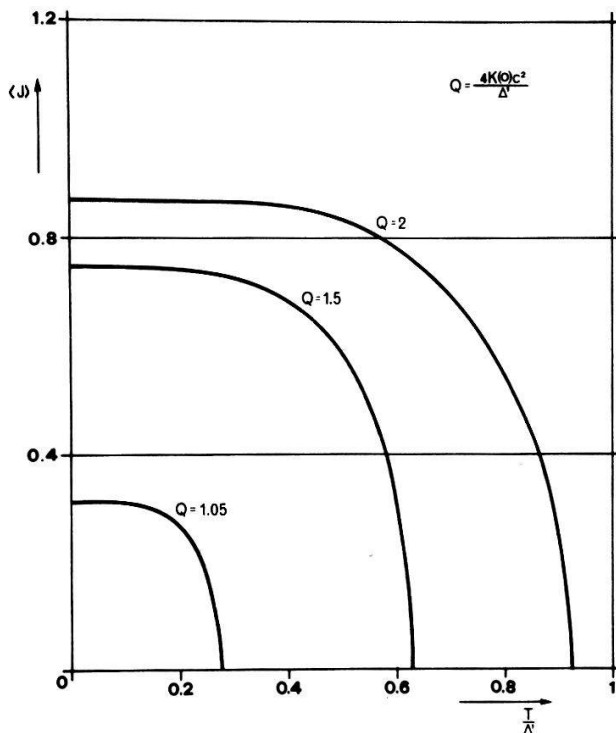
$$h^2 = \Delta^2(\alpha - 1)^2 - \frac{\alpha - 1}{\alpha} 4K^2(0) \langle J \rangle^2$$
(4)

verknüpft. Die Schwellenbedingung und das kritische Feld (Fig. 1) für das Auftreten magnetischer Ordnung bei  $T = 0K$  ergeben sich zu

$$16K^2(0) \{ \alpha(2 - \alpha)^2 \Delta^2 \} = 1$$
(5)

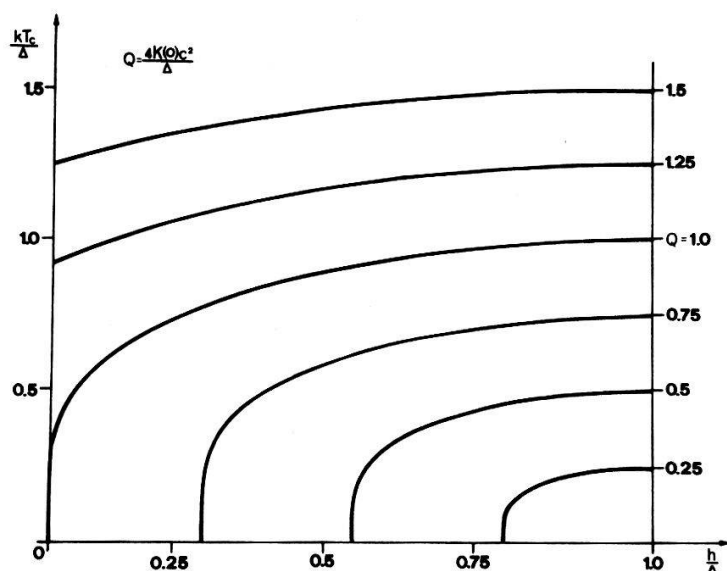
$$h_{cr} = \frac{\Delta}{3} \left\{ 1 \mp 4 \cos \left( \frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos \left[ \mp \left( 1 - 27 \frac{K^2(0)}{\Delta^2} \right) \right] \right) \right\} \frac{K^2(0)}{\Delta^2} \geq \frac{1}{27}.$$

Figuren 2 und 3 zeigen die Suszeptibilität bzw. die Spontanmagnetisierung  $\langle J \rangle$  für verschiedene Werte oberhalb des Schwellenwertes (5). Figur 4 zeigt die Curietemperatur



Figur 3

Die spontane Magnetisierung als Funktion der Temperatur für einige Werte oberhalb der Schwelle.



Figur 4

Die Übergangstemperatur  $T_c$  als Funktion des äusseren Magnetfeldes für verschiedene Werte des Verhältnisses von Austausch- und Kristallfeldenergie.

$T_c$  als Funktion des äusseren Magnetfeldes für verschiedene Werte ober- und unterhalb des Schwellenwertes (1). Die Curietemperatur ist eine mit ansteigendem Feld monoton wachsende Funktion. Damit hat man die Möglichkeit zu entscheiden, ob die Ordnung eines Systems auf induzierten oder auf normalen magnetischen Momenten beruht, da im letzteren Fall  $T_c$  mit ansteigendem Feld monoton fällt und bei einem kritischen Magnetfeld verschwindet.

#### Literatur

- [1] B. BLEANEY, Proc. R. Soc. [A] 276, 19 (1963).
- [2] G. T. TRAMMELL, Phys. Rev. 131, 932 (1963).
- [3] Y. L. YANG und B. R. COOPER, Phys. Rev. 185, 696 (1969).
- [4] J. MEHNER, to be published.
- [5] B. R. COOPER, J. appl. Phys. 40, 1344 (1969).

## Increase of Superconducting Critical Currents by a Periodic Distribution of Ferromagnetic Particles

by S. H. AUTLER

(IPE, Université de Lausanne, Lausanne)

We assume a two-dimensional array of ferromagnetic particles on the surface of a thin type II superconductor in a transverse magnetic field, with a particle at the center of each fluxoid. The pinning force,  $P$ , and critical current increase,  $\Delta J_c$  are calculated as a function of the magnetic field strength and the characteristics of the magnetic particles and the superconductor.

For certain choices of parameters,  $P$  and  $\Delta J_c$  as great as  $10^{-6}$  dynes and  $10^6$  amperes/cm<sup>2</sup> are predicted. These should be readily observable. We will discuss an experiment for setting up the assumed conditions and measuring critical currents and other properties of the system.

## Angular Dependence of Fluctuations of the Superconducting Order Parameter in a Magnetic Field

by T. AOMINE and L. RINDERER

(Institut de physique expérimentale, Université de Lausanne)

The electrical conductivity,  $\sigma'$ , in the magnetic field due to fluctuations of the superconducting order parameter of two-dimensional Al films has been measured as a function of the angle,  $\theta$ , between the magnetic field and the film plane. It is found that  $\sigma'$  at a fixed value of  $H - H_c(\theta)/H_c(\theta)$  is almost independent of  $\theta$  except for small  $\theta$ ; where  $H_c(\theta)$  is the critical field at  $\theta$ .

Above  $T_{c0}$ , the critical temperature in the absence of a magnetic field, the effect of normal electrons on the fluctuations in the superconducting transition is found to be important in addition to the term which the Aslamazov-Larkin theory [1] considers. This effect is particularly evident for clean samples [2–5]. Furthermore we know that this effect is suppressed by an appropriate pair breaking agency, i.e. a magnetic field parallel to the film surface [6–8], or by magnetic impurities [9].

On the other hand, below  $T_{c0}$  and above  $H_c(\theta)$  it is not clear whether the fluctuations can be explained solely by the AL theory, or by the interactions between normal and super electrons in addition to the AL theory.

For the experiments on the angular dependence of fluctuations we refer to the theory of Clarke and Tilley [10] and to Aoi's theory [11] in which  $\sigma'$  is calculated in terms of the AL theory, but interactions between normal and super electrons are not taken into account.

According to the Aoi's theory  $\sigma'$  is written as follows:

$$\sigma' = \frac{e^2}{16\hbar d} \cdot \frac{T}{T_{c0} - T} \cdot \frac{F(\rho)}{H \sin \theta} \cdot H_{c\perp} \quad (1)$$

where

$$F(\rho) = 2(\rho - 1) \left[ \psi \left( 1 + \frac{\rho}{2} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\rho}{2} \right) \right] + \frac{4}{\rho} - 2.$$

$$\rho \simeq 2 \sqrt{1 + \left( 2 \frac{H_{c\perp} \cos \theta}{H_{c\parallel} \sin \theta} \right)^2} \cdot \frac{H - H_c(\theta)}{H + H_c(\theta)}.$$

$\Psi$  = the digamma function

$d$  = the film thickness

$H_{c\parallel}, H_{c\perp}$  = the critical field at  $\theta = 0$  and  $\theta = 90^\circ$ , respectively

Our specimen is a two-dimensional Al film with  $d (=55 \text{ \AA}) < \xi(T)$  ( $\xi(T)$ ; the temperature dependent coherence length) and with  $T_{c0} = 2.140^\circ \text{K}$ . In this specimen the fluctuations above  $T_{c0}$  in case of zero field and a parallel field are qualitatively explained by the interactions between normal and super electrons in addition to the AL theory.

The experimental results of the Al film with  $d = 55 \text{ \AA}$  and with  $T_{c0} = 2.140^\circ \text{K}$  are shown in Figure 1. Here, in the case of  $T/T_{c0} = 0.988$ ,  $\sigma_n/\sigma'$  ( $\sigma_n$  is the normal state electrical conductivity) is plotted against  $H$  for different values of  $\theta$ .

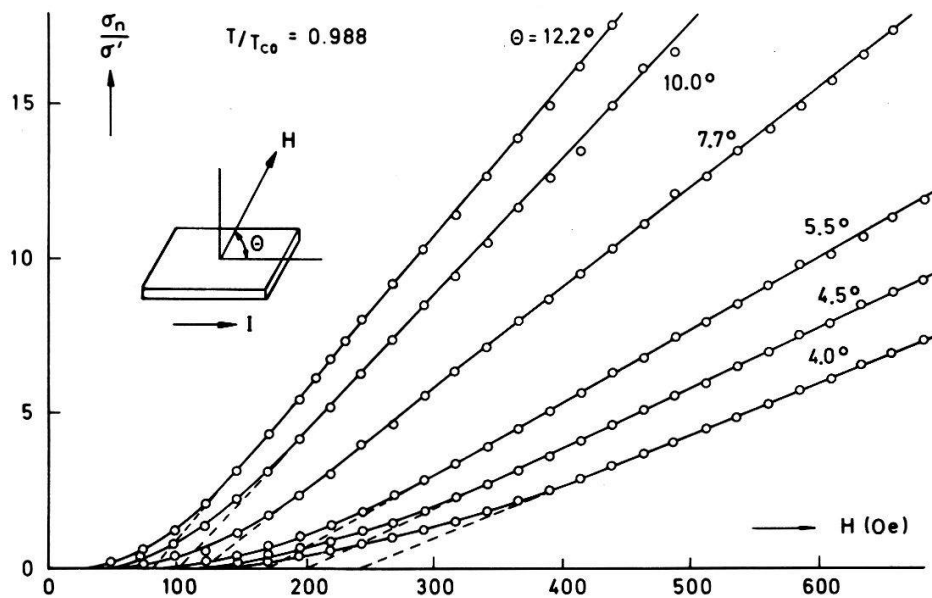


Figure 1

$\sigma_n/\sigma'$  vs.  $H$  as a function of  $\theta$  for an Al film with  $d = 55 \text{ \AA}$  and with  $T_{c0} = 2.140^\circ\text{K}$ .

In this study  $H_c(\theta)$  is defined as the magnetic field at which the observed linear  $\sigma_n/\sigma'$  vs.  $H$  intersects the  $H$  axis. The values of  $H_c(\theta)$  determined thus, and also the angular dependence of  $H_c(\theta)$  are in agreement with the theory [11, 12].

The experimental  $\sigma_n/\sigma'$  far from  $H_c(\theta)$  is a linear function of  $H$  for any angle and the observed slope  $d(\sigma_n/\sigma')/dH$  is larger than predicted by the theory. This enhanced value of  $\sigma'$  in our experiment might be interpreted as the result of interactions between normal and super electrons.

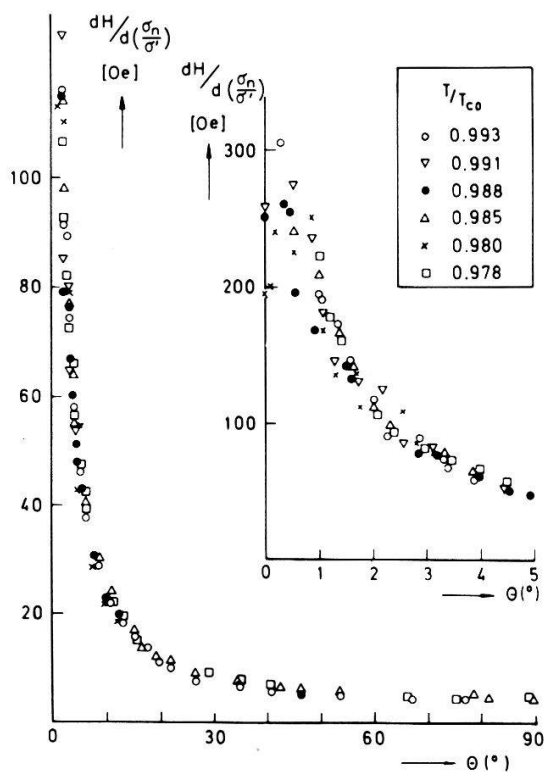


Figure 2

Angular dependence of  $dH/d(\sigma_n/\sigma')$  for the same film as in Figure 1.

If we plot the inverse slope of the linear part of the curves of  $\sigma_n/\sigma'$  vs.  $H$ , i.e.  $dH/d(\sigma_n/\sigma')$  against  $\theta$ , we get the result as shown in Figure 2. The fact that  $dH/d(\sigma_n/\sigma')$ , except at small angles, has the same angular dependence as  $H_c(\theta)$  is in good agreement with Equation (1).

We wish to thank the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique for financial support of this work.

#### References

- [1] L. G. ASLAMAZOV and A. I. LARKIN, Phys. Lett. 26A, 238 (1968); Soviet Phys. Solid State 10, 875 (1968).
- [2] R. S. THOMPSON, Phys. Rev. [B] 1, 327 (1970).
- [3] J. KELLER and V. KORENMAN, Phys. Rev. Lett. 27, 1270 (1971).
- [4] B. PARTON, Phys. Rev. Lett. 28, 1273 (1971).
- [5] J. E. CROW, A. K. BHATNAGAR and T. MIHALISIN, Phys. Rev. Lett. 28, 25 (1972).
- [6] J. E. CROW, R. S. THOMPSON and M. A. KLENIN, Phys. Rev. Lett. 24, 377 (1970).
- [7] K. KAJIMURA and N. MIKOSHIBA, J. Low Temp. Phys. 4, 331 (1971).
- [8] T. AOMINE and L. RINDERER, J. Low Temp. Phys. 6, 323 (1972).
- [9] R. A. CRAVEN, G. A. THOMAS and R. D. PARKS, Phys. Rev. [B] 4, 2185 (1971).
- [10] G. E. CLARKE and D. R. TILLEY, J. Phys. [C] 3, 2448 (1970).
- [11] K. AOI, Z. Phys. 246, 71 (1971).
- [12] M. TINKHAM, Phys. Rev. 129, 2417 (1963).

### Mesure de la différence de potentiel en fonction du courant dans un supraconducteur du type II placé dans un champ magnétique transversal

par A. BESSON, T. AOMINE et L. RINDERER

(Institut de physique experimentale, Université de Lausanne)

Nous mesurons la différence de potentiel  $V$  apparaissant le long d'un échantillon supraconducteur du type II parcouru longitudinalement par un courant  $I$ , en présence d'un champ magnétique transversal  $H$ . Les courbes  $V(I)$  présentent deux régions de caractères distincts: une partie non linéaire suivie d'une partie rectiligne.

Ainsi que le montre la Figure 1, notre échantillon se présente sous la forme d'une

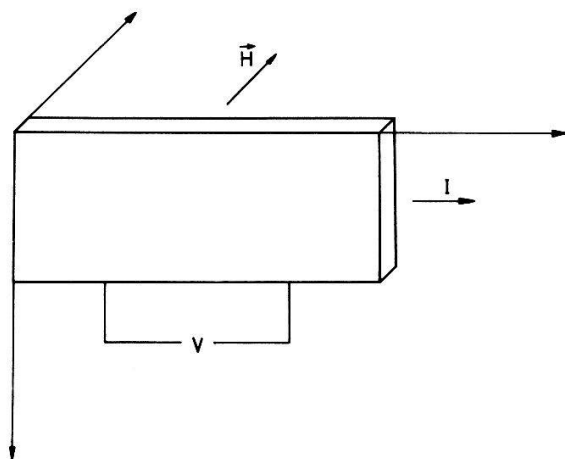


Figure 1  
Géométrie de l'échantillon.

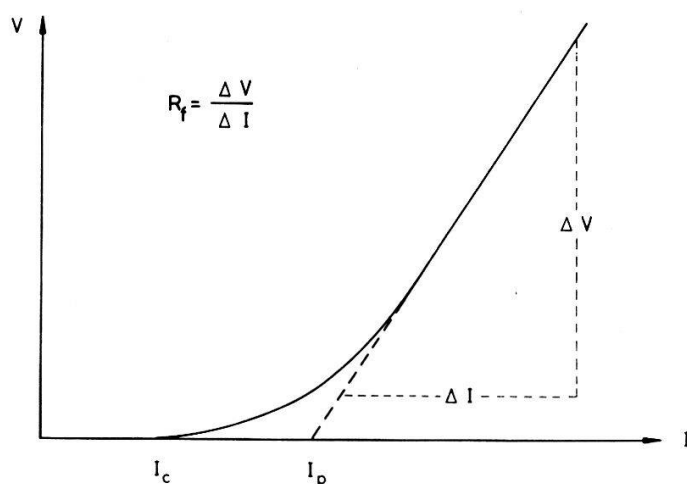


Figure 2

Allure générale des caractéristiques  $V(I)$  à champ magnétique  $H$  et température  $T$  fixés.

plaque mince. A champ magnétique  $H$  et température  $T$  fixés, les caractéristiques  $V(I)$  ont l'allure indiquée sur la Figure 2. Nous analysons séparément les parties linéaire et non linéaire obtenues avec un échantillon de  $\text{Nb}_{0,73}\text{Ta}_{0,27}$ .

*Analyse de la région non linéaire:* les grandeurs reportées en abscisse  $i = I/I_p$  et en ordonnée  $v = V/R_f I_p$  de la Figure 3 sont telles que les parties linéaires des courbes  $V(I)$  viennent coïncider avec la droite d'équation  $v = i - 1$ . Farrell et al. [1], voyant que les courbes  $v(i)$ , tracées dans diverses conditions de température, de champ magnétique et pour différents alliages de Pb-In, s'inscrivaient dans une étroite bande, en conclurent que la causalité physique de la non-linéarité devait être recherchée dans un phénomène indépendant de l'échantillon.

Notre spécimen exhibe une non-linéarité plus importante que ceux de Farrell et al. Nous pensons qu'il peut y avoir, d'un échantillon à l'autre, des différences quantitatives et qualitatives dans les centres de «pinning» dont l'interaction avec les tubes de flux est probablement à l'origine de la non-linéarité. En étendant l'interprétation de Kim

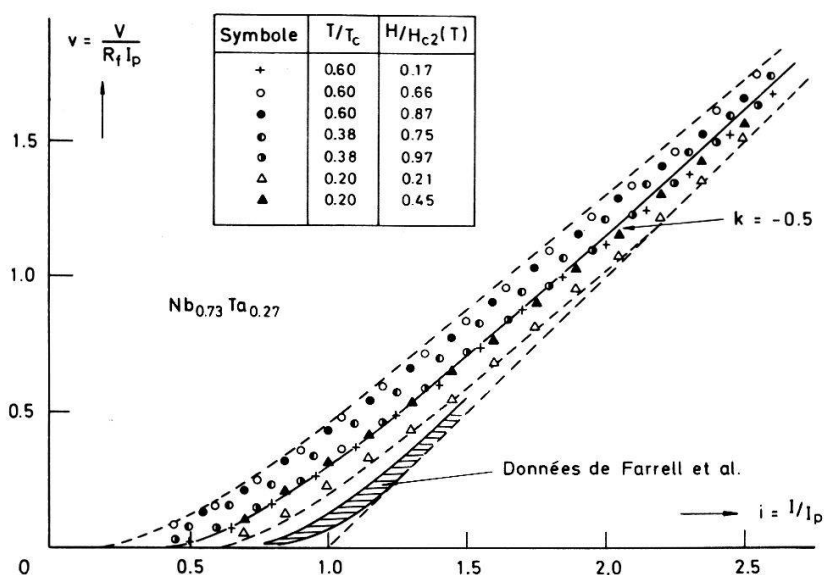


Figure 3

Analyse de la région non linéaire:  $v(i)$  pour différents champs magnétiques et températures. La bande hachurée représente les résultats de la référence [1].

et al. [2], nous pourrions émettre l'hypothèse que la partie non-linéaire des courbes  $V(I)$  reflète la coexistence dans un même échantillon, de plusieurs genres de centres de «pinning» interagissant plus ou moins fortement avec les tubes de flux.

Sherrill et Payne [3] ont proposé un autre modèle pour rendre compte de la non-linéarité. Ils obtiennent pour les caractéristiques  $V(I)$  l'équation  $V = R_f(I - I_c)^2 / (I - kI_c)$ . Notre spécimen ne peut présenter de caractéristiques  $V(I)$  satisfaisant à cette équation que si nous choisissons des valeurs de  $k$  négatives, ce qui n'a aucune signification physique. Nous avons représenté sur la Figure 3 la courbe théorique de Sherrill et Payne pour  $k = -0,5$ . Nos résultats mettent donc en cause la validité des hypothèses de Sherrill et Payne.

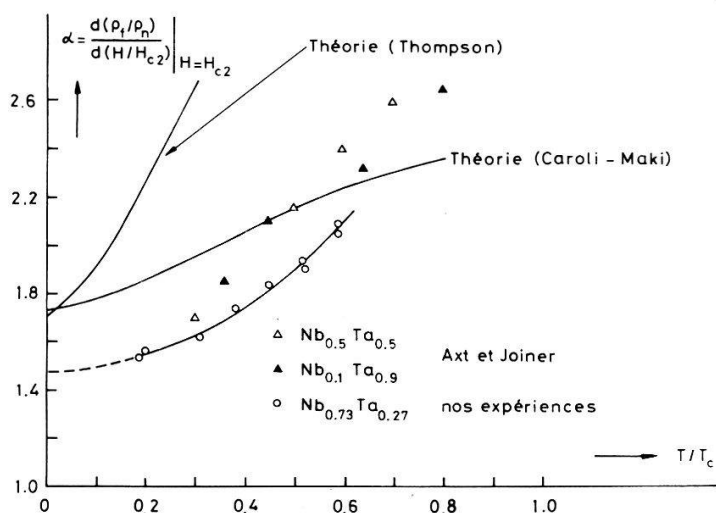


Figure 4

Analyse de la région linéaire: le paramètre  $\alpha$  est reporté en fonction de la température réduite  $T/T_c$ , ainsi que les courbes théoriques des références [5, 6].

*Analyse de la région linéaire:* nous avons étudié comment le rapport des résistivités  $\rho_f/\rho_n$  (quantité proportionnelle à  $R_f$ ) varie avec le champ magnétique  $H$ , à plusieurs températures. Il est judicieux d'introduire le paramètre

$$\alpha = \left. \frac{d(\rho_f/\rho_n)}{d(H/H_{c2})} \right|_{H=H_{c2}}.$$

Kim et al. [2] suggèrent que, pour une température nulle, le rapport  $\rho_f/\rho_n$  varie linéairement avec le champ magnétique jusqu'à ce que celui-ci atteigne la valeur du champ critique  $H_{c2}$  (0°K). Ceci impliquerait  $\alpha(T/T_c = 0) = 1$ . Notre courbe expérimentale ne passe pas par ce point et l'assertion de Kim et al. n'est pas vérifiée.

Les mesures d'Axt et Joiner [4], tout comme les nôtres, sont en désaccord aussi bien avec la théorie de Thompson [5] qu'avec celle de Caroli et Maki [6]. Il faut peut-être en rechercher la cause dans le fait que l'une des hypothèses postulées par les théoriciens, à savoir que le libre parcours moyen électronique est beaucoup plus petit que la longueur de cohérence, n'est pas forcément réalisée dans les échantillons utilisés.

#### Références

- [1] D. E. FARRELL, I. DINEWITZ et B. S. CHANDRASEKHAR, Phys. Rev. Lett. **16**, 91 (1966).
- [2] Y. B. KIM, C. F. HEMPSTEAD et A. R. STRAND, Phys. Rev. **139**, A1163 (1965).
- [3] M. D. SHERRILL et J. E. PAYNE, Phys. Lett. **38A**, 313 (1972).



- [4] C. J. AXT et W. C. H. JOINER, *Phys. Rev.* **171**, 461 (1968).
- [5] R. S. THOMPSON, *Phys. Rev. [B]* **1**, 327 (1970).
- [6] C. CAROLI et K. MAKI, *Phys. Rev.* **164**, 591 (1967).

## **Magneto-Optical Investigation of the Intermediate-State of Indium**

by P. LAENG and L. RINDERER

(Institut de physique expérimentale, Université de Lausanne)

A high resolution magneto-optical technique [1] has been used to investigate the intermediate-state in indium disks. The observations were performed with an apparatus combining a metal dewar fitted with an optical access to the helium bath and a stereo-microscope, one channel of which was modified to provide the illumination. This solution avoids the use of a beam splitter which would result in the loss of about three-quarters of the light and introduce some parasitic depolarizing effects. Careful attention was given to the preparation of the magneto-optic layers [2] and to the choice of the glass materials for the cold and warm windows in order to increase the sensitivity of the technique. With the present apparatus, satisfactory magneto-optical contrast was obtained with critical magnetic fields as low as 30 Gauss. However, the resolution was limited to about  $5 \mu$  by the optical system.

A motion picture showing the flux entering or leaving an indium disk subjected to an increasing or decreasing magnetic field has been made. The particular case of flux penetration after sudden application of a field lower than the critical field was studied to test results previously obtained with the powder technique [3], and good agreement was found. Further results on the intermediate state of indium will appear later.

### *References*

- [1] H. KIRCHNER, *Phys. Lett.* **26A**, 671 (1968).
- [2] P. LAENG and L. RINDERER, *Cryogenics*, **12**, 315 (1972).
- [3] P. LAENG, F. HANSSLER and L. RINDERER, *J. Low Temp. Phys.* **4**, 533 (1971).

## **Mise en évidence expérimentale d'un nouvel effet de dimension affectant la conductivité thermique des supraconducteurs du type I dans l'état intermédiaire**

par J.-M. SUTER et L. RINDERER

(Institut de physique expérimentale, Université de Lausanne)

D'après un calcul de A. F. Andreev [1], la résistivité thermique dans un état intermédiaire composé de lamelles, parallèles entre elles et au courant de chaleur, est augmentée considérablement par les réflexions des électrons aux parois interphases dès que le libre parcours moyen électronique  $l$  dans le métal normal dépasse la largeur  $a_n$  des domaines normaux de l'état intermédiaire.

Dans le but de mettre en évidence expérimentalement cet effet de dimension, nous avons mesuré la résistivité thermique de deux plaques polycristallines d'étain de mêmes dimensions (épaisseur: 1 mm) placées dans un champ magnétique longitudinal très oblique (angle avec la surface de la plaque:  $15^\circ$ ). A  $1,7^\circ\text{K}$  et dans l'état normal,



$l$  [2] est de l'ordre de  $6 a_{\min}$  pour Sn 1 et de  $0,15 a_{\min}$  pour Sn 2, où  $a_{\min}$  est la plus petite périodicité de l'état intermédiaire à cette température [3].

Les courbes de résistivité obtenues en fonction du champ magnétique présentent, dans les deux échantillons, la même hystérèse très prononcée, que nous mettons en relation avec les différentes structures d'état intermédiaire observées [3]. Un maximum de résistivité qui, à  $1,7^\circ\text{K}$ , atteint 1,5 fois la valeur dans l'état supraconducteur, est observé avec Sn 1 aussi bien en champ croissant que décroissant; par contre, rien de semblable avec Sn 2.

Les structures d'état intermédiaire obtenues – réduisant le champ à partir de sa valeur critique  $H_c$  jusqu'à  $H$  tel que  $0,7 \leq H/H_c \leq 0,96$  sont constituées de lamelles parallèles traversant les échantillons de part en part parallèlement au courant de chaleur, conformément au modèle théorique [1]. Pour ces structures également, Sn 1 présente une résistivité thermique anormalement élevée par rapport à celle de Sn 2 dans le même état, ce qui est qualitativement en accord avec [1]. Néanmoins la comparaison quantitative s'avère difficile, du fait que l'une des hypothèses essentielles du modèle n'est pas satisfaite: la conductivité de l'état normal pour  $H = H_c$  est seulement deux fois plus élevée à  $1,7^\circ\text{K}$  que celle de l'état supraconducteur, à cause de la magnéto-résistance élevée, si bien qu'il n'est pas possible de négliger la conductivité des domaines supraconducteurs.

#### Références

- [1] A. F. ANDREEV, Soviet Phys. JETP 20, 1490 (1965).
- [2] J.-M. SUTER, B. KNECHT, M. GENOUX, D. ROBIN et L. RINDERER, Helv. phys. Acta 44, 575 (1971).
- [3] J.-M. SUTER et L. RINDERER, Helv. phys. Acta 43, 500 (1970).

### Détermination du libre parcours moyen de certains électrons du cadmium à l'aide de l'effet dimensionnel en radio-fréquences

par P. A. PROBST, R. HUGUENIN et S. B. SOFFER

(Institut de physique expérimentale, Université de Lausanne)

Nous avons mesuré à l'aide de l'effet perpendiculaire le libre parcours moyen  $l_p^{-1}$  limité par les phonons. Nos mesures ont porté sur les électrons de la «lentille» du Cd, dans deux directions cristallines principales, auxquelles correspondent des orbites électroniques circulaires et quasi-elliptiques.

Les résultats expérimentaux montrent que la dépendance de  $l_p^{-1}$  en fonction de la température peut être décrite par une relation linéaire,  $l_p^{-1}(T) \sim T^n$ , où  $n = 5,6$  pour les orbites circulaires et  $n = 4,2$  pour les orbites «elliptiques». Une combinaison linéaire de terme en  $T^3$  et  $T^5$  ne rend pas compte, dans les deux cas, des résultats obtenus.

### Effets de faibles concentrations d'impuretés sur les pics de Hasiguti et sur la restauration de l'anomalie de module dans l'or

par O. MERCIER, A. ISORÉ et W. BENOIT

(Laboratoire de génie atomique de l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne)

*Abstract.* The authors are trying to analyse the differences which appear by measuring the variations of the modulus defect and the Hasiguti's peaks. 5 N gold samples (wires of 1 mm  $\phi$ ) have been cold-worked by torsion at low temperature ( $-196^\circ\text{C}$ ) and measured by means of an

inverted pendulum. A hypothesis based on the migration of impurities, such as hydrogen, oxygen, nitrogen and carbon atoms, seems to be quite an acceptable explanation.

*Zusammenfassung.* Die Autoren versuchen die durch das Messen der Hasigutimaxima und der Moduländerung erhaltenen Unterschiede zu erklären. Die Proben sind kaltverformte Drahten aus reinem Gold (5 N). Die Fremdatomenwanderung (wie z.B. Stickstoff, Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlenstoff) scheint eine annehmbare Hypothese zu sein.

La mesure du frottement intérieur et de l'anomalie de module est bien adaptée à l'étude des stades II et III de restauration. En effet, ces stades de restauration sont sensibles à la présence simultanée des dislocations et des défauts ponctuels intrinsèques et extrinsèques. Or, l'anomalie de module, selon le modèle de Granato et Lücke [1], est proportionnelle à  $\Delta l^2$  ( $\Delta$  = densité des dislocations,  $l$  = longueur moyenne entre

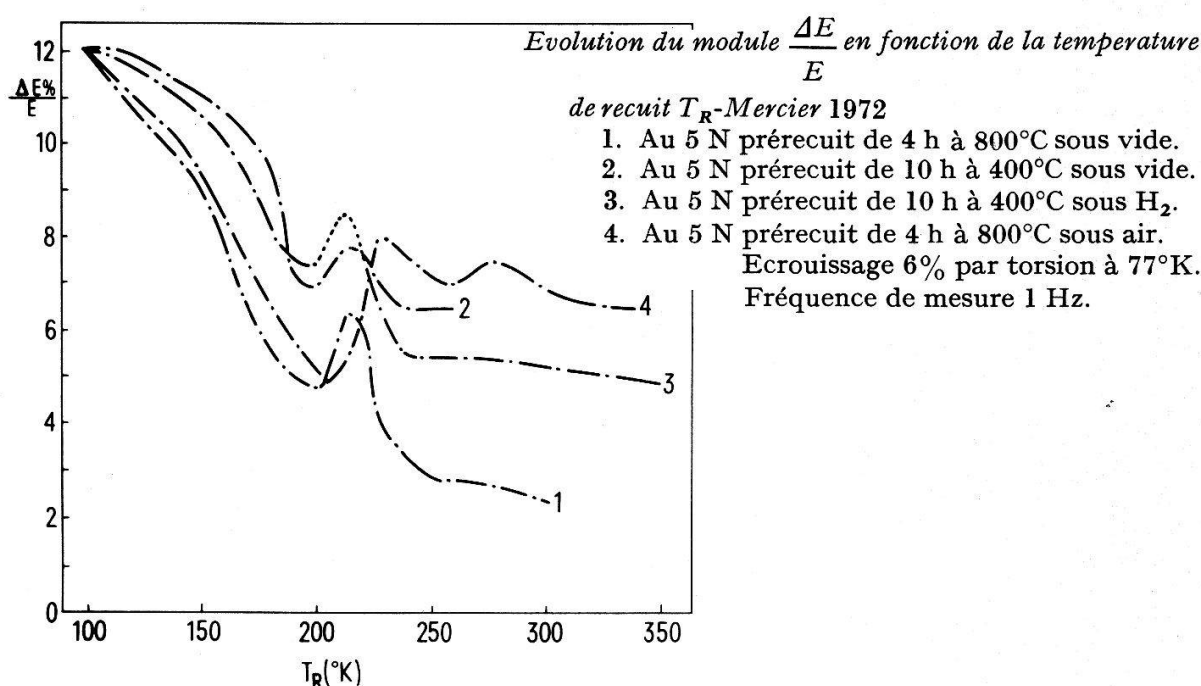


Figure 1  
Evolution de l'anomalie de module en fonction de la température de recuit.

les points d'ancrage) et les pics de Hasiguti sont des phénomènes de relaxation qui permettent de mettre en évidence la présence d'un défaut particulier sur les dislocations.

Sur la Figure 1, l'anomalie de module, mesurée sur des échantillons d'or 5 N écrouis par torsion à la température de l'azote liquide, est reportée en fonction de la température de recuit. Les diverses courbes correspondent à des prérecuits différents (températures de recuit différentes, recuits effectués sous vide, sous atmosphère d'hydrogène ou dans l'air); par contre l'échantillon a subi chaque fois le même taux d'écroûissage et a été mesuré dans des conditions identiques. Nous pouvons faire diverses constatations. D'une part, la température du prérecuit influence l'amplitude des stades sans en modifier la forme. Nous pouvons expliquer ceci par le fait qu'à 400°C, le métal venant de recristalliser, possède encore un réseau de dislocations assez

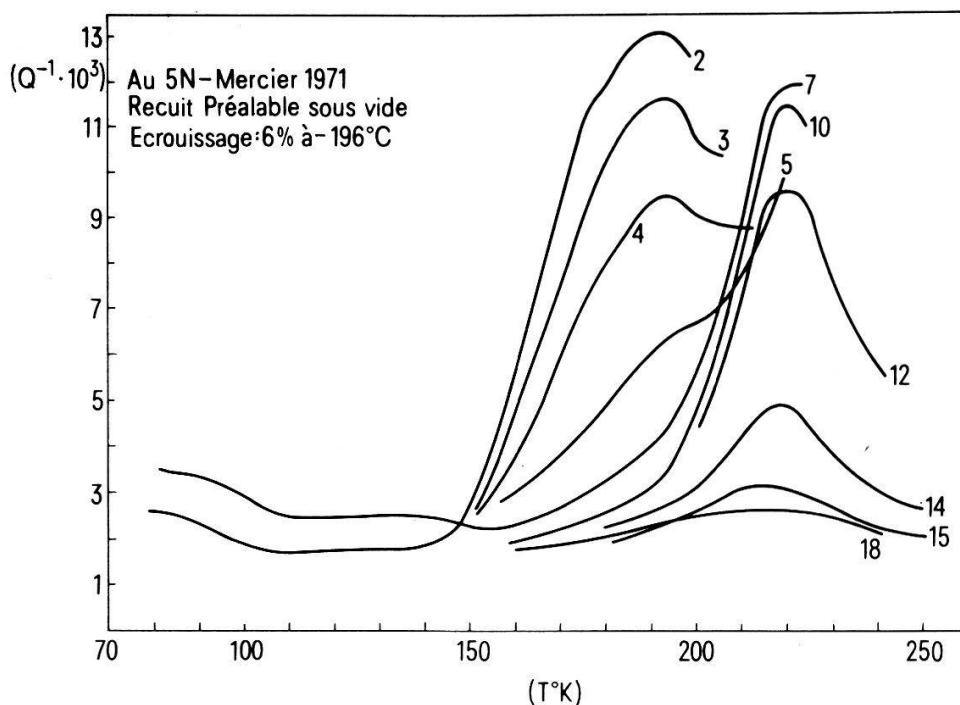


Figure 2  
Mesure du frottement intérieur au cours de recuits linéaires successifs.

important, alors qu'à 800°C, celui-ci est de densité très faible. D'autre part, un recuit sous atmosphère d'hydrogène permet de mettre en évidence un épinglage des dislocations vers 190°K, épinglage qui n'apparaît pas sur les autres courbes. Le phénomène pourrait être mis en liaison avec l'hydrogène introduit par le prérecuit. Enfin, un recuit sous air modifie les variations de l'anomalie de module entre les températures de 200°K et 270°K, c'est-à-dire au stade III.

Sur les Figures 2 et 3 sont reportés les résultats obtenus en frottement intérieur sur deux échantillons d'or 5 N similaires, écrouis à froid, dont l'un a été prérecuit sous vide et l'autre sous air. Sur la première figure apparaissent deux pics de relaxation, l'un vers 190°K, l'autre vers 270°K. Les différentes courbes ont été obtenues après des recuits successifs. Le premier pic, appelé pic  $P_2$ , a déjà souvent été observé [2, 3], le deuxième, que nous appellerons  $P_4$  n'a, à notre connaissance, jamais été mentionné. Sur la deuxième figure, nous constatons qu'un pic supplémentaire apparaît vers 140°K, c'est le pic  $P_1$  [2]; le pic  $P_2$  est élargi du côté des hautes températures. On pourrait l'expliquer par la présence du pic  $P_3$  vers 210°K. Le pic  $P_4$  a par contre diminué de hauteur. Remarquons que ces résultats ne concordent pas exactement avec ceux obtenus par Benoit [2], qui n'a observé que les pics  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$ , et ceux obtenus par Bays [3], qui n'observe qu'un pic  $P_2$  très peu élargi. Les variations de l'anomalie de module sont également différentes d'un auteur à l'autre. On peut en conclure que soit les variations de l'anomalie de module, soit les pics de Hasiguti sont sensibles aux prérecuits et à la qualité de l'or choisi (même pour des puretés supérieures à 5 N).

Nous pensons donc que les impuretés jouent un rôle important dans les phénomènes observés. Avant l'écrouissage, les impuretés se situent principalement sur les dislocations et les joints de grains. Lors de l'écrouissage, les dislocations sont désancrées et par la suite, par des recuits successifs, des impuretés (hydrogène, azote, oxygène, carbone en particulier) vont migrer à nouveau vers les dislocations. Par contre, pour des

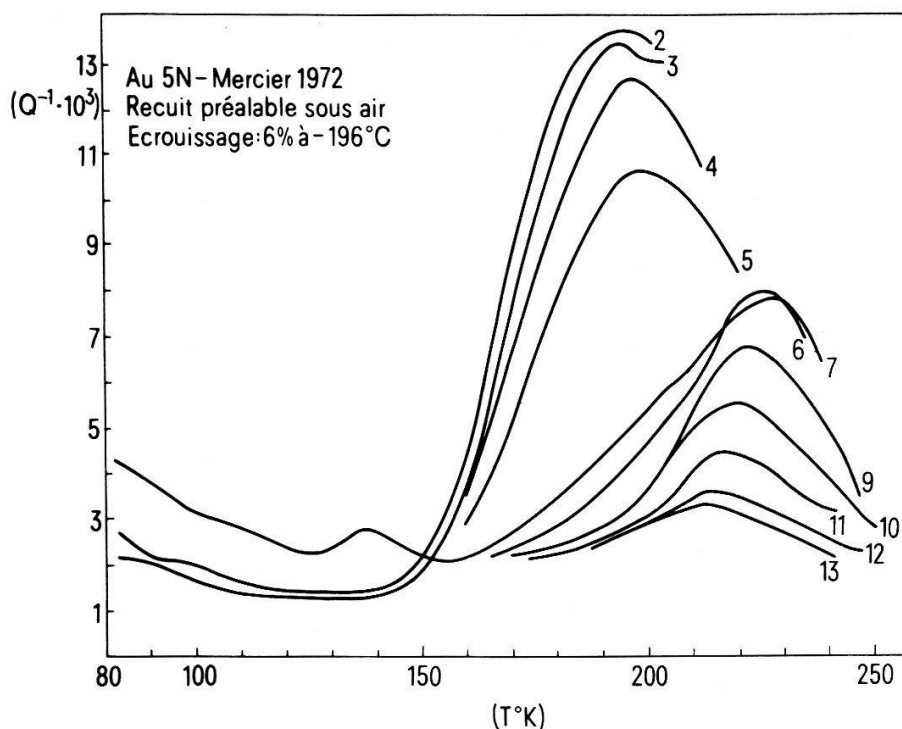


Figure 3  
Mesure du frottement intérieur au cours de recuits linéaires successifs.

échantillons irradiés, les impuretés ne quittent pas les dislocations, elles ne sont donc pas détectées.

#### Bibliographie

- [1] A. GRANATO et K. LÜCKE, J. appl. Phys. 27, 283 (1956).
- [2] W. BENOIT, Mém. Sc. Rev. Métal. LXVI, no 10 (1969).
- [3] B. BAYS, Mém. Sc. Rev. Métal., LXVIII, no 9 (1971).

### Etude, par mesure du frottement intérieur, de l'influence des défauts ponctuels sur la recristallisation de l'argent

par A. ISORÉ, O. MERCIER et W. BENOIT

(Laboratoire de génie atomique de l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne)

Lorsqu'on écrouit un métal, il emmagasine une certaine partie de l'énergie mécanique fournie sous forme défauts ponctuels (lacunes et interstitiels) et de dislocations. La recristallisation comprend un ensemble de processus au cours desquels le cristal restitue la plus grosse part de l'énergie emmagasinée; c'est alors que le réseau déformé est complètement remplacé par un réseau plus parfait ayant une très faible densité de dislocations. Les défauts ponctuels quant à eux, se restaurent bien avant les dislocations, cependant on a souvent observé que leur présence, ou leur absence dans le cristal, influe beaucoup sur la recristallisation [1].

L'impureté constitue une autre classe de défauts dont l'influence est également très importante.

Les résultats que nous présentons ici rendent compte de l'effet des impuretés et de la température d'écroissage sur la recristallisation d'échantillons d'argent. Des mesures de frottement intérieur  $Q^{-1}$  et de défaut de module  $\Delta E/E$  ont été faites à 20°C, dans une installation de flexion sur des barreaux vibrant à 3 kHz, après des recuits isochrones de 1 heure à des températures  $T_R$  croissantes.

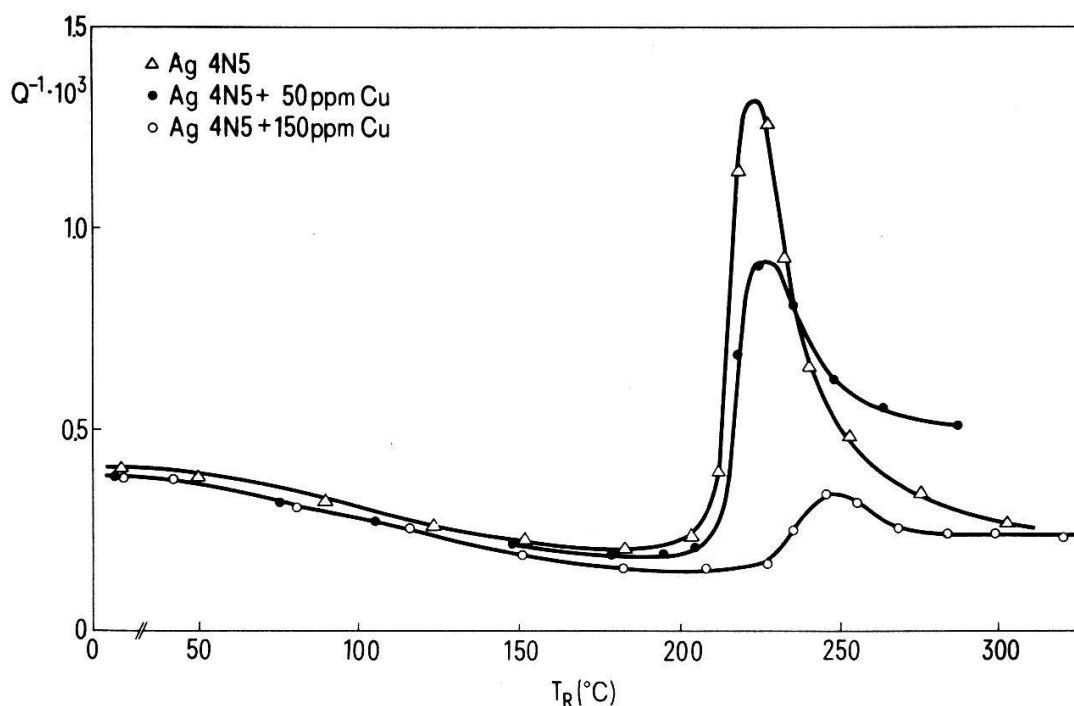


Figure 1

Evolution du frottement intérieur  $Q^{-1}$  en fonction des températures de recuit  $T_R$  dans des échantillons d'argent de puretés différentes, laminés de 7% à température ambiante.

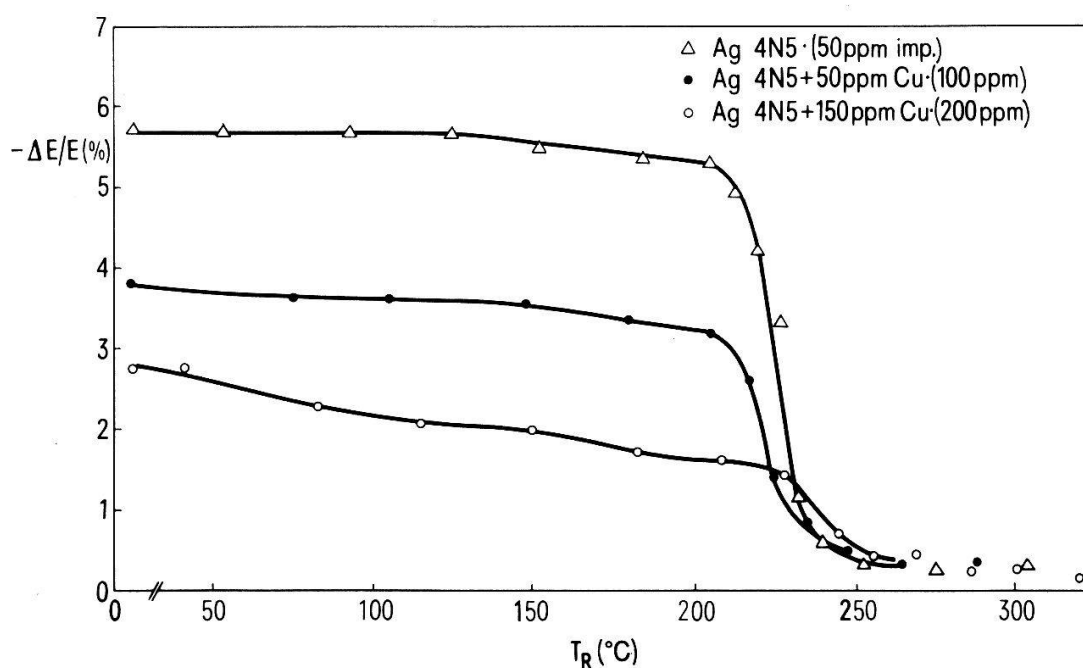


Figure 2

Evolution du défaut de module  $\Delta E/E$  en fonction des températures de recuit dans des échantillons d'argent de puretés différentes, laminés de 7% à température ambiante.

### 1. Influence des impuretés

Les courbes des Figures 1 et 2 montrent l'évolution, respectivement, du frottement intérieur et du défaut de module en fonction des températures de recuit pour des échantillons d'argent de puretés différentes, laminés de 7% à température ambiante. Nous avons reporté les principaux résultats dans le tableau (voir à la fin).

Les échantillons (2), (3) et (4) ont été obtenus à partir d'un même lingot qui a été ensuite dopé en impuretés de cuivre; d'après les résultats obtenus sur ces échantillons, on voit que la température de recristallisation, qui correspond à la température du maximum de  $Q^{-1}$ , ou à la température de chute de  $\Delta E/E$ , augmente avec la teneur en impuretés. Par contre, l'échantillon (1) plus pur mais contenant des impuretés de natures différentes, recristallise à plus haute température. Ceci montre bien que la «nature» de l'impureté peut jouer un rôle parfois bien plus important que la «quantité». C'est ainsi que Lücke [3], a montré que le retard de la recristallisation croît dans le même sens que l'effet de taille des impuretés.

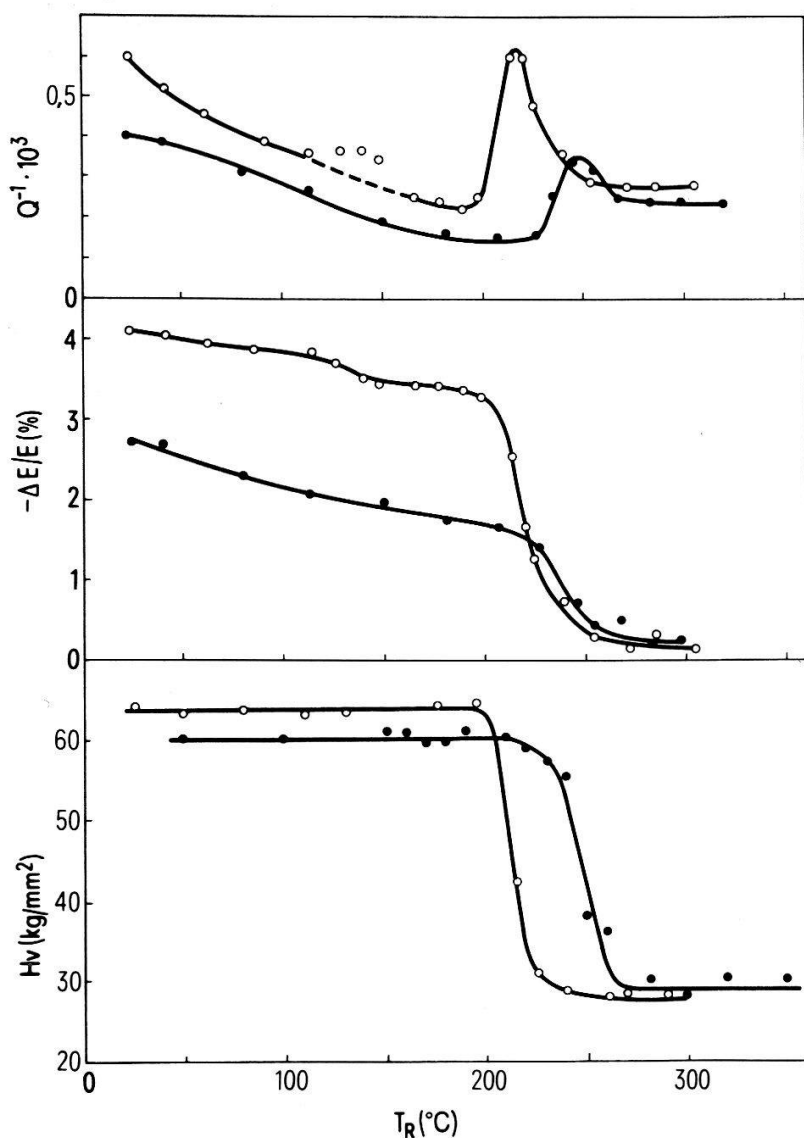


Figure 3

Evolution du frottement intérieur, du défaut de module et de la microdureté  $H_v$  d'échantillons d'argent de pureté 4N5 + 150 ppm Cu, laminés de 7% à température ambiante (+), et à  $-196^\circ\text{C}$  (°)



Considérons la hauteur des maxima de frottement intérieur: elle augmente lorsque la concentration en impuretés  $C_i$  diminue, on ne voit plus d'effet de la nature de l'impureté. Une explication peut être obtenue à partir des théories du frottement intérieur de Granato et Lücke qui prévoient que l'on a  $Q^{-1} \sim \Delta l^4$  ( $\Delta$  étant la densité des dislocations glissiles, et  $l$  leur longueur libre) [4]. Au cours de la recristallisation, la montée du frottement intérieur est due à une croissance de  $l$  [2]; or, si nous considérons que les impuretés jouent le rôle d'ancres des dislocations et qu'il n'y a pas désancrage au cours de nos mesures, l'augmentation de  $l$  sera d'autant plus faible que  $C_i$  sera importante.

## 2. Ecrouissage à basse Température (Fig. 3)

Les variations de  $Q^{-1}$ ,  $\Delta E/E$  et  $Hv$  (microdureté Vickers), permettent de constater qu'un échantillon d'argent de pureté 4N5 + 150 ppm Cu écroui à  $-196^\circ\text{C}$  recristallise  $35^\circ\text{C}$  avant un échantillon de même pureté écroui à  $25^\circ\text{C}$ , et même avant un échantillon de pureté 4N5 écroui à  $25^\circ\text{C}$ . Il faut noter également que l'échantillon écroui à basse température présente un maximum de frottement intérieur beaucoup plus élevé, ainsi que des variations de défaut de module similaires à celles d'un échantillon plus pur. Tout se passe comme si l'échantillon traité à basse température ignorait les impuretés qu'il contient.

Ce phénomène a souvent été observé et attribué aux lacunes introduites en surconcentration dans le cristal déformé à basse température [5, 6]. Cette interprétation est contestable. Bien que nous ayons observé une baisse de la température de recristallisation après irradiation aux  $\gamma$  d'un échantillon d'argent préalablement écroui [1], d'autres auteurs [7], ont observé qu'une irradiation prolongée aux  $\alpha$  pouvait aussi entraîner un retard de la recristallisation. Or, par irradiation on introduit également des lacunes en surconcentration dans le métal. En outre, les phénomènes observés après irradiation sont très différents de ceux obtenus par écrouissage à basse température: le défaut de module évolue de manière très différente et la baisse de la température de recristallisation obtenue par irradiation est beaucoup moins importante lorsqu'elle est effectivement observée (voir [1]); il est donc probable que l'effet produit par un écrouissage à basse température n'est pas dû aux seules lacunes et qu'il faut considérer le fait que la taille des cellules d'écrouissage diminue avec la température de déformation [8], et que l'on observe des variations identiques de la taille des grains recristallisés.

	Ag 4N 8 <sup>(1)</sup> [2]	Ag 4N 5 <sup>(2)</sup>	Ag 4N 5+ <sup>(3)</sup> 50 ppm Cu	Ag 4N 5+ <sup>(4)</sup> 150 ppm Cu
Température du maximum de $Q^{-1}$ ( $^\circ\text{C}$ )	260	222	226	248
Hauteur du maximum de $Q^{-1}$ ( $\times 10^3$ )	3	1,35	0,95	0,35

## Bibliographie

- [1] A. ISORÉ et W. BENOIT, *Helv. phys. Acta* **45**, 25 (1972).
- [2] A. ISORÉ et W. BENOIT, *Mém. Soc. Rev. Métal.* **69**, 223 (1972).
- [3] K. LÜCKE et K. DETERT, *Acta Met.* **5**, 628 (1957).
- [4] A. GRANATO et K. LÜCKE, *J. appl. Phys.* **27**, 583 (1956).
- [5] H. D. MENGELBERG, M. MEIXNER et K. LÜCKE, *Acta Met.* **13**, 835 (1965).

- [6] J. GOBRECHT et M. FELLER-KNIEPMEIER, *Z. Metallk.* 62, 405 (1971). M. FELLER-KNIEPMEIER et J. GOBRECHT, *Acta Met.* 19, 569 (1971).
- [7] A. BEYER et R. SIZMANN, *Phys. Stat. Sol.* 26, 359 (1968).
- [8] D. H. WARRINGTON, *Proceedings of the European Regional Conference on Electron Microscopy*, Delft 1961, p. 354.

### **Etude des transitions de phase martensitiques dans le système binaire niobium–ruthénium**

par C. P. SUSZ et F. HEINIGER

(Institut de physique de la matière condensée, Genève)

L'analyse aux rayons X à température ambiante montre que le système Nb–Ru près de la concentration équiatomique est caractérisé par la succession de trois phases (une phase cubique, une phase tétragonale et une phase orthorhombique), la maille élémentaire se déformant d'une manière continue et non displacive en fonction de la concentration de Ru.

Nous avons étudié ces transformations martensitiques en fonction de la température et de la concentration par analyse thermo-différentielle, mesures de la résistivité à hautes et basses températures et par analyses aux rayons X à hautes températures. Dans l'ensemble les propriétés sont comparables à celles du système V–Ru pour lequel une transition électronique a été observée.

### **Photon Energy Dependence of Spin Polarization of Photoelectrons from Cesium Co**

by G. BUSCH, M. CAMPAGNA, D. T. PIERCE and H. C. SIEGMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Photoelectrons from cesiated Co films exhibit a positive spin polarization with magnetic moments preferentially parallel to the magnetization. Measurements were made on samples with work functions from 2.5 to 3.3 eV over a range of photon energies from 2.8 to 5.5 eV in order to minimize accidental occurrence of a positive polarization only for a particular transition. The negative polarization expected in the Stoner–Wohlfarth–Slater band model of ferromagnetism with either a direct or non-direct transition interpretation of the photoemission process is inconsistent with the experimental data. Many body effects offer possible explanations of the experimental results.

### **Destruction de la supraconductivité par un courant dans un cylindre soumis à un champ magnétique longitudinal**

par F. ROTHEN et D. ROBIN

(IPE, Université de Lausanne, Lausanne)

La dynamique de la destruction de la supraconductivité (type I) a été étudiée théoriquement dans le cas d'un fil cylindrique soumis à la fois à un courant et à un champ magnétique longitudinal. Durant la pénétration du flux magnétique dans le



cylindre, la composante de l'induction magnétique parallèle à l'axe augmente à mesure que l'on s'approche du centre du cylindre. C'est une conséquence de la forme particulière que revêt la loi d'Ampère dans l'état intermédiaire [1]. La relation de ce phénomène avec l'effet paramagnétique [2] est discutée.

#### *Bibliographie*

- [1] A. F. ANDREEV, Sov. Phys. JETP 26, 865 (1968).
- [2] K. STEINER et H. SCHÖNECK, Phys. Z. 44, 346 (1943).

### **Das $\text{Fe}^{3+}-V_0$ Zentrum in der tetragonalen Phase des $\text{SrTiO}_3$**

von TH. VON WALDKIRCH, K. A. MÜLLER und W. BERLINGER  
(IBM-Forschungslabor, Rüschlikon)

Die Analyse des EPR-Spektrums des Eisen-Sauerstoff-Fehlstellenpaares ( $\text{Fe}^{3+}-V_0$ ) in  $\text{SrTiO}_3$  wurde von der kubischen 0,1-Phase [1] auf die tetragonale  $I4/mcm$ -Tieftemperaturphase ausgedehnt und speziell bei 78°K durchgeführt. Die K-Band-Spektren erklären sich restlos aus der Tieftemperaturstruktur. In der kubischen Phase sind die Spektren axial, während in der tetragonalen für Zentren, deren Achse senkrecht zur Domänenachse liegt, orthorhombische Terme  $E(T)(S_x^2 - S_y^2)$  im Spin-Hamiltonoperator zu berücksichtigen sind mit  $E(T) [\text{cm}^{-1}] = 1,82 \cdot \phi^2(T)$ , wobei  $\phi$  der Drehparameter der Sauerstoff-Oktaeder ist. Das Spektrum ist für Struktur- und Dynamikuntersuchungen der Phasenumwandlung von Bedeutung.

#### *Literatur*

- [1] E. S. KIRKPATRICK, K. A. MÜLLER und R. S. RUBINS, Phys. Rev. 135, A86 (1964).

### **EPR-Untersuchungen zur Dynamik im $\text{SrTiO}_3$ in der Umgebung der Phasenumwandlung**

von TH. VON WALDKIRCH, K. A. MÜLLER und W. BERLINGER  
(IBM-Forschungslabor, Rüschlikon)

Die lokalen Fluktuationen im  $\text{SrTiO}_3$  in der Nähe von  $T_c$  zeigen sich deutlich in der EPR-Linienbreite des  $\text{Fe}^{3+}-V_0$ -Zentrums [1]. Sie wurde zwischen 4 und 300°K mit grosser Genauigkeit gemessen und zeigt bei  $T_c \sim 105^\circ\text{K}$  ein ausgeprägtes Maximum. Die Daten geben Information über den kritischen Exponenten der Korrelationslänge sowie über die Korrelationsanisotropie. In Kristallen, die unterhalb  $T_c$  in eine eindomäne Probe transformieren, zeigt der Temperaturverlauf der Linienbreite interessante Anisotropien auch oberhalb von  $T_c$ , die darauf hinweisen, dass die Fluktuationen schon oberhalb  $T_c$  anisotrop sind.

#### *Literatur*

- [1] K. A. MÜLLER, *Lecture III in Structural Phase Transitions and Soft Modes* (hg. v. E. J. Samuelsen, E. Andersen und J. Feder; Universitetsforlaget, Oslo 1971), p. 85.

## Critical Dynamics at Structural Transitions for $T \geq T_c$

by T. SCHNEIDER

(IBM Zurich Research Laboratory, Rüschlikon, Switzerland)

We develop a theory of critical dynamics for the rotations of the  $\text{BO}_6$  octahedra in  $\text{ABO}_3$  perovskites at  $T \geq T_c$ , which accounts for the conventional soft mode and a central peak. The central peak is predicted to appear whenever the conventional and 'isothermal' phonon frequencies differ considerably. The theory also accounts for an acoustic soft mode and a central peak.

## Anwendung der Exciton-Phonon-Kopplung auf das UV-Spektrum von festem CO

von G. ZUMOFEN

(Laboratorium für physikalische Chemie, ETH, Zürich)

Der dipolerlaubte Übergang des CO-Moleküls bei 1500 Å zeigt bei genauerer Untersuchung ausgeprägte Störungen, deren Erklärung ein eingehendes Studium voraussetzt. Mehrere molekülinterne Vibrationsbanden sind beobachtbar und zeigen eine systematische Variation verschiedener Excitoneffekte von Bande zu Bande, so dass sich dieses Spektrum ausserordentlich gut als Test für die Bewährung von Modellrechnungen eignet. Neben den Coulombexcitonen, dem Polaritoneffekt und den «Two-particle-states» wurde die Exciton-Phonon-Kopplung untersucht, die für Linienverschiebung und Linienformen verantwortlich ist. Modellrechnung und Anwendung werden dargestellt.

## Instabilitäten bei der Zucht von Eis-Einkristallen

VON JÖRG BILGRAM

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die Dichte-Inversion des Wassers bei 4°C führt in einer Bridgmanzucht zu einer instabilen Wasserschichtung über dem Eis. Beim Erreichen einer kritischen Rayleighzahl stellt sich Konvektion ein. Bei hohen Flußsäurekonzentrationen ( $C_{\text{Lösung}} > 5 \cdot 10^{-2}$   $C_{\text{Eis}} > 10^{-4}$  Mol/Liter) verschiebt sich das Dichtemaximum zu tieferen Temperaturen, und die Konvektion verschwindet. Nun setzt in Übereinstimmung mit der Theorie von Mullins und Sekerka ein instabiles Wachstum ein, das zu trüben Kristallen führt. Auf Grund dieser Überlegungen wurde eine Czochralski-Anlage konstruiert, die die Zucht von hochdotierten ( $C_{\text{Eis}} > 10^{-3}$  Mol/Liter) klaren Einkristallen erlaubt.

## Kernquadrupolwechselwirkung von $\text{I}^{127}$ im $\text{Ag}_2\text{H}_3\text{IO}_6$

von J. ROOS und R. KIND

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Ähnlich wie  $(\text{NH}_4)_2\text{H}_3\text{IO}_6$  zeigt auch das isomorphe Silbersalz  $\text{Ag}_2\text{H}_3\text{IO}_6$  eine zweistufige Phasenumwandlung, welche sich allerdings über einen grösseren Tempera-

turbereich (235K–195K) erstreckt. Die Untersuchung der EFG-Tensoren am Ort der Jodkerne, die sich in den Zentren von nahezu regulären Sauerstoffoktaedern befinden, gibt Aufschluss über die Struktur der Phasen und den Verlauf der Phasenumwandlung. Wegen der grossen Linienbreiten der Jodübergänge konnten auch hier die Resonanzen nur durch Crossrelaxation über das Protonen-Spinsystem nachgewiesen werden. In der Zimmertemperaturphase  $R\bar{3}$  wurde bei 295K eine NQ-Kopplungskonstante  $e^2qQ/h = 48,06 \pm 0.04$  MHz mit  $\eta = 0$  bestimmt. Der Temperaturkoeffizient ist positiv und beträgt  $\sim 40$  kHz/grad.

Die Messungen der antiferroelektrischen Tieftemperaturphase zeigen ein sehr komplexes Spektrum, welches der auftretenden Überstruktur und der Symmetrierniederung entspricht.

### **Dünne Schichten von ZnO als Ultraschallwandler für den GHz-Bereich**

von H. W. LEHMANN und R. WIDMER

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Dünne Schichten von ZnO, das einen relativ hohen piezoelektrischen Kopplungskoeffizienten besitzt, wurden durch reaktive Kathodenzerstäubung von Zn in  $O_2$  hergestellt. Normalerweise wachsen die ZnO-Schichten mit ihrer  $c$ -Achse senkrecht zur Unterlage auf (longitudinale Wandler). Durch geeignete Wahl des Materials der Unterlage und Lage des Substrates relativ zum Zn-Target konnten nun zum ersten Male sehr gut haftende und hochisolierende ZnO-Schichten hergestellt werden, in denen die  $c$ -Achse in der Ebene des Substrates liegt (transversale Wandler). Röntgenographische sowie rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen ergeben ergänzende Informationen über Struktur und Textur der Schichten, deren spezifischer Widerstand zwischen  $10^8$  und  $10^{11}$  Ohm cm beträgt.

### **Zeeman-Splitting of the B-Line in N-Doped GaP at Low Magnetic Fields**

by L. KRAUSBAUER and W. CZAJA

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Photoluminescence spectra of N-doped GaP-crystals exhibit a pair of emission lines (A and B) which are due to the annihilation of an exciton bound to the isoelectronic trap nitrogen. The B-line is 5-fold degenerate and can therefore split in a crystal field and/or by a Jahn-Teller effect.

We have measured the B-line in low magnetic fields ( $H \leq 20$  kOe) in order to obtain a possible zero-field splitting from these measurements by extrapolation to  $H = 0$ . The experimental Zeeman-spectra were corrected by a deconvolution procedure in order to account for the finite width of the slit function of our spectrometer. The results of our measurements are the following:

1. We obtain a zero-field splitting of the B-line of 0.01 meV or less [1]. This value is an order of magnitude smaller than the corresponding one in GaP:Bi (0.28 meV) [2, 3].
2. From the behaviour of the Zeeman components as a function of the magnetic field, we conclude that at zero magnetic field the 3-fold degenerate  $\Gamma_4$  energy

level lies above the 2-fold degenerate  $\Gamma_3$  level. This is opposite to the case of GaP:Bi.

These results tend to indicate that the zero-field splitting of the nitrogen B-line is due to a crystal field effect. It cannot be interpreted as a dynamic Jahn-Teller effect since the observed phonon spectra of the A- and B-line show that phonons, which are necessary to create a dynamic Jahn-Teller effect, do not couple to the N-impurity. This is again different to GaP:Bi. For Bi Morgan [3] ascribed the zero-field splitting of the B-line to a dynamic Jahn-Teller effect, which is possible because of the observed phonon spectrum. The crystal field effect for isoelectronic traps in GaP is considered by Morgan to be small. This makes our experimental small absolute value for GaP:N plausible. In addition, the symmetry of the observed splitting is as one would expect from crystal field theory for nearest neighbours [4].

On the other hand, the radius of an exciton bound to N is known to be 70–80 Å. Therefore, if one interprets the experimental zero-field splitting of the B-line as a crystal field effect, one has to include the interaction of 'atoms' more distant than nearest neighbours alone. This would indicate that as a result the exciton feels an anisotropic dielectric constant in GaP.

Such an interpretation would point towards J. C. Phillips [5] considerations concerning the binding mechanisms of isoelectronic traps. We believe that the anisotropic corrections of the dielectric constant which give rise to the B-line splitting have the same origin as the anisotropic screening which is responsible for the binding of an exciton to a N-impurity.

#### References

- [1] The zero-field splitting of 0.05–0.08 meV we reported at the fall meeting of the SPG, Fribourg 1971 (Helv. phys. Acta 45, 61 (1972) has a different but so far unknown origin.
- [2] P. J. DEAN and R. A. FAULKNER, Phys. Rev. 185, 1064 (1969).
- [3] A. ONTON and P. N. MORGAN, Phys. Rev. [B] 1, 2592 (1970).
- [4] A  $J = 2$  level splits in a cubic field with tetragonal coordination of the nearest neighbours in such a way that the 3-fold degenerate  $\Gamma_4$  state lies above the 2-fold degenerate  $\Gamma_3$  state.
- [5] J. C. PHILLIPS, Phys. Rev. Lett. 22, 285 (1969).

### Bandkantenexzitonen in PbI<sub>2</sub>

VON G. HARBEKE

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

F. G. BASSANI und E. TOSATTI

(Universität Rom)

Bisher sind zwei verschiedene Interpretationen des  $E \perp c$ -Exzitonenpektrums der Schichtstrukturverbindung PbI<sub>2</sub> gegeben worden. Wir haben nun aus Reflexionsmessungen unter schräger Inzidenz auf die Schichtebene sowie aus direkten Messungen die relevanten Exzitonenparameter für  $E \parallel c$  bestimmt. Diese Ergebnisse bestätigen die Deutung von Nikitine et al. mit einer grossen, bisher nicht erklärten Grundzustandsanomalie.

Aus Messungen an  $\text{PbI}_2$ - $\text{CdI}_2$ -Legierungen konnten wir schliessen, dass die Wellenfunktionen von Elektron und Loch wesentlich aus atomaren Pb-Funktionen gebildet werden. Das führt zu einer neuen «central cell»-Korrektur, einem repulsiven Beitrag zum Potential. Der daraus abgeschätzte Wert für die Verschiebung des Grundzustandes ist in nahezu quantitativer Übereinstimmung mit dem beobachteten Wert.

## **Absorption Broadening in the Brillouin Spectra of Silicon and Germanium**

by J. R. SANDERCOCK

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

The first Brillouin scattering measurements on silicon and germanium are reported. As a result of the high absorption, the light sees only a few wavelengths' extent of the phonon and so from the uncertainty principle the peaks become broad. The measured line-shapes have been analysed to give the real and imaginary parts of the refractive indices.

## **Théorie de la magnétorésistance négative dans les semi-conducteurs avec bande d'impuretés**

par B. GIOVANNINI et F. T. HEDGCOCK

(Département de physique de la matière condensée, Genève)

Il a été démontré dans une première publication que, dans un semi-conducteur avec bande d'impuretés, on peut obtenir une magnétorésistance négative si on fait la supposition qu'il y a une grande différence de mobilités entre la bande d'impuretés et la bande de conduction. Ces résultats sont généralisés à température finie, et on montre que la résistivité varie comme  $T^{-1}$ , la magnétorésistance comme  $(H/T)^2$  à bas champs et comme  $HT$  à hauts champs.

## **Anisotropy of Hole Mobility in GaSe**

by PH. SCHMID and E. MOOSER

(Laboratoire de physique appliquée, EPF, Lausanne)

### *Introduction*

The semiconducting compound GaSe crystallizes in a layer structure [1]. Inside the layers the bonds are strongly covalent, while between layers they are very weak. We have measured the influence of this strong structural anisotropy upon the electrical transport properties.

### *Experimental procedure*

The crystals used were plates cleaved parallel to the layers from ingots grown by the Bridgman technique. Typical dimensions of the plates were  $15 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 0.7 \text{ mm}$ . Conductivity and Hall effect along the layers, i.e. perpendicularly to the  $c$ -axis,



were measured by the van der Pauw technique [2]. To measure the conductivity across the layers, four aligned, equally spaced contacts were deposited on a surface perpendicular to the  $c$ -axis. A current  $I$  flowing through the outer contacts develops a potential difference  $V$  between the inner contacts. If

$$\frac{t}{x} > \sqrt{\frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp}}}$$

where  $t$  is the sample thickness,  $x$  the probe spacing,  $\sigma_{\parallel}$  and  $\sigma_{\perp}$  the conductivities parallel and perpendicular to the  $c$ -axis, respectively, then:

$$\sqrt{\sigma_{\parallel}\sigma_{\perp}} = \frac{I}{V} \cdot \frac{1}{2\pi x}$$

The measurements were carried out between 80°K and 500°K in a magnetic field of 10 kGauss, with currents ranging from 100 nA to 1 mA.

### *Experimental results*

All measured samples were  $p$ -type, the difference between acceptor and donor concentrations being  $1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . The activation energies for the carrier concentrations ranged from 30 meV to 45 meV.

The mobility measured along the layers is described by

$$\mu_{\perp} = 35(\text{cm}^2/\text{Vs}) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-2.0} \quad T_0 = 300^\circ\text{K}$$

in the whole temperature range extending from 80°K to 500°K. This behaviour can be accounted for by Fivaz' theory [3] on homopolar optical phonon scattering in layer structures. The wide phonon spectrum required is in agreement with infrared and Raman measurements by Wieting and Verble [4].

The figure shows the mobility parallel to the  $c$ -axis plotted versus temperature for four samples.

Optical examination showed plastic deformation in samples 7 and 9, which might explain the low mobilities found for these samples. At high temperature,

$$\mu_{\parallel} \propto T^{-n}$$

with  $n \geq 2$ .

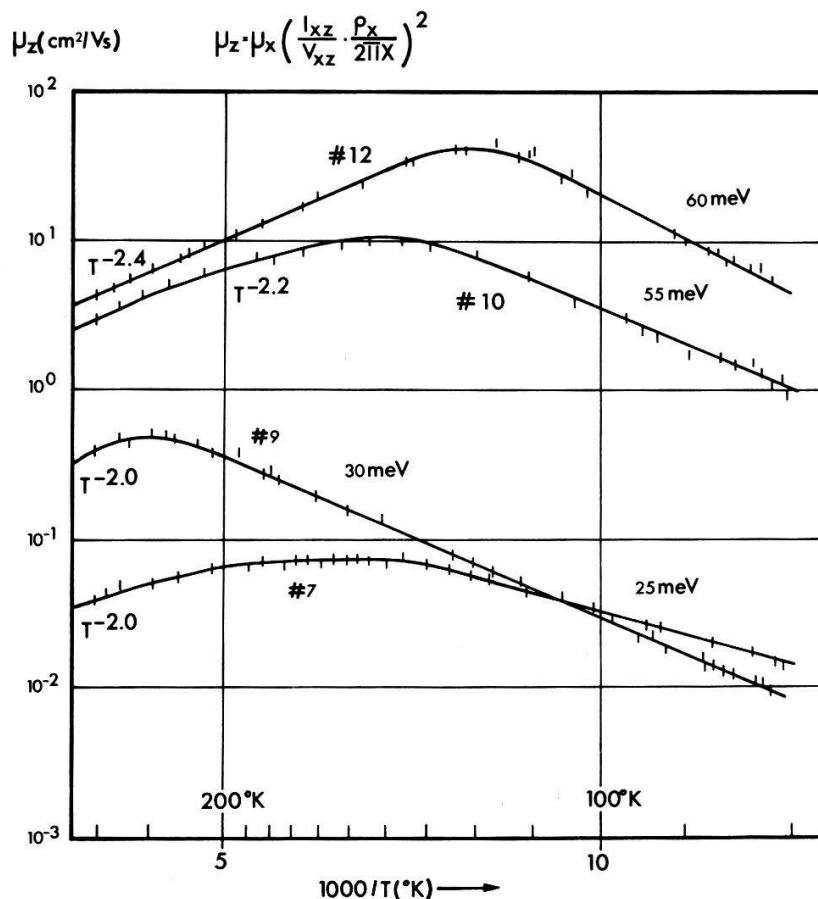
Fivaz' theory predicts  $n = 3$  at high temperatures. The observed anisotropy  $\mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$  for samples 10 and 12 (about 7 at 300°) is consistent with a width of the valence band along  $\vec{k}_c$  of the order of 50 meV. This is in satisfactory agreement with Schlüter's band calculation [5]. At low temperature,

$$\mu_{\parallel} \approx 300(\text{cm}^2/\text{Vs}) \cdot \exp(-\Delta E/kT)$$

where  $\Delta E$  is of the order of 30 to 60 meV and decreases with the applied electric field.

A similar exponential behaviour has been observed by Tredgold and Clark [6] in  $n$ -type GaSe between 450°K and 600°K, and by Gowers and Lee [7] in  $\text{SnS}_2$ .

Further measurements will be carried out in order to ascertain whether these results reflect intrinsic properties of the material.



Hole mobility of *p*-type GaSe parallel to the *c*-axis.

The authors are indebted to the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique for financial support.

#### References

- [1] Z. S. BAZINSKY, D. B. DOVE and E. MOOSER, *Helv. phys. Acta* **34**, 373 (1961).
- [2] L. J. VAN DER PAUW, *Phil. Res. Rep.* **13**, 1 (1958).
- [3] R. FIVAZ and E. MOOSER, *Phys. Rev.* **163/3**, 743 (1967).
- [4] T. J. WIETING and J. L. VERBLE, *Phys. Rev. [B]* **15/4**, 1473 (1972).
- [5] M. SCHLÜTER, *The Electronic Structure of GaSe*, Thesis, EPF, Lausanne, Switzerland (1972).
- [6] R. H. TREDGOLD and A. CLARK, *Solid St. Commun.* **7**, 21 (1969).
- [7] J. P. GOWERS and P. A. LEE, *Solid St. Commun.* **8**, 1447 (1970).

### Génération de deuxième harmonique optique dans le GaSe

par A. MERCIER et F. LÉVY

(Laboratoire de physique appliquée, EPF, Lausanne)

**Résumé.** Le coefficient de susceptibilité non linéaire du GaSe a été déterminé à partir des mesures d'intensités de deuxièmes harmoniques réfléchies. Sa valeur  $d = (1,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-7}$  stvolt $^{-1}$  cm est en accord avec les prévisions semi-empiriques.

Le GaSe est un semi-conducteur à structure cristalline en couche. On distingue les trois polytypes  $\beta$ ,  $\gamma$ , et  $\epsilon$ , se différenciant par le type d'empilement régulier des

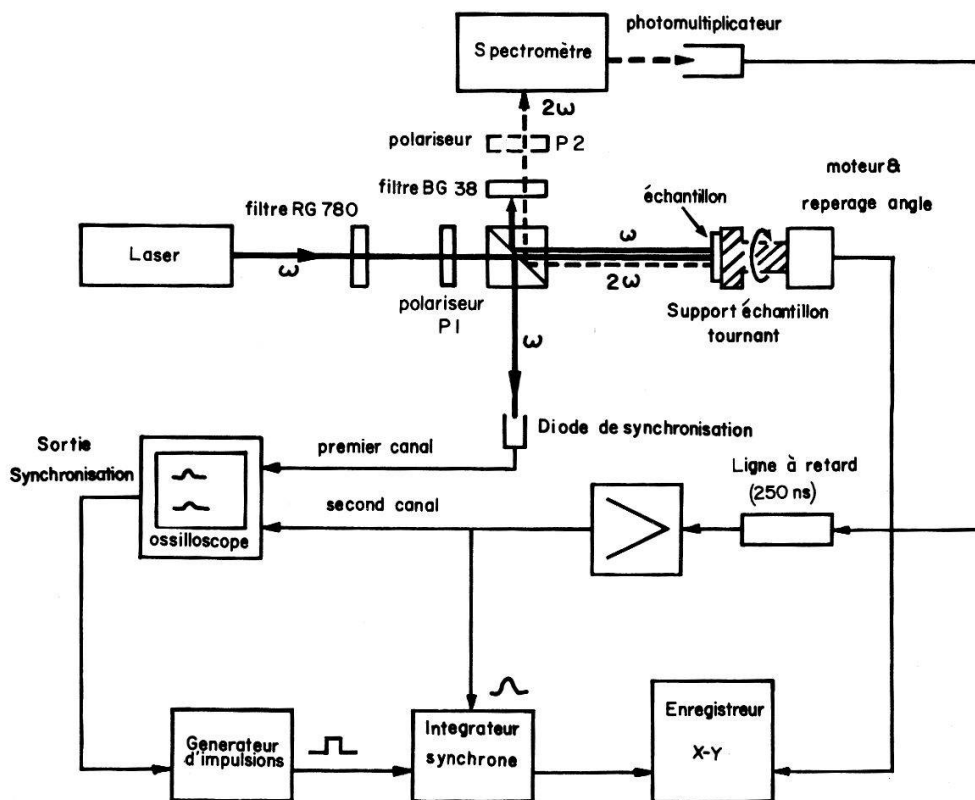
couches, les unes sur les autres. Le type des monocristaux produits par la méthode de Bridgman n'est pas pur, mais est normalement un mélange de  $\gamma$  et  $\epsilon$ . Le monocristal possède dans ce cas la symétrie du groupe ponctuel  $C_3$ . Le tenseur de susceptibilité non linéaire de deuxième harmonique se réduit alors à [1]:

$$(d_{ij}) \equiv \begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & -d_{11} \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Nous avons déduit la valeur du coefficient  $d$  (GaSe)  $= (d_{11}^2 + d_{22}^2)^{1/2}$  par une mesure en réflexion perpendiculaire sur la face (001) relativement à  $d_{36}$  (KDP) mesuré par la technique des franges de Maker [2].

Les échantillons de GaSe produits par la technique de Bridgman sont clivés selon des plans perpendiculaires à l'axe  $z$ , confondu avec l'axe  $c$  du cristal, en lamelles de 0,5 à 1 mm d'épaisseur. L'échantillon peut tourner autour de son axe  $z$  (Fig. 1). Nous envoyons le faisceau d'un laser pulsé du type Nd:YAG, de longueur d'onde de  $1,064 \mu$  et d'intensité de crête d'environ 1 kW, normalement à la face clivée du GaSe et mesurons l'intensité du rayon réfléchi de  $0,532 \mu$ . Le champ électrique de deuxième harmonique réfléchi vaut [3]:

$$|E_{2\omega}^{R\perp}| = \frac{-4\pi}{(n_{2\omega} + 1)(n_{2\omega} + n_{\omega})} |P_{\perp}^{NL}|.$$



Configuration expérimentale: mesure du coefficient de génération de deuxième harmonique par réflexion perpendiculaire.



L'intensité du rayon réfléchi vaut alors:

$$I_{2\omega}^R = \frac{128\pi^3}{c} \cdot (F)^2 \cdot (t_\omega^1)^4 \cdot p^2(\vartheta) \cdot d^2(\text{GaSe}) \cdot (I_\omega^{\text{inc}})^2$$

où

$$F = \frac{1}{(n_{2\omega} + 1)(n_{2\omega} + n_\omega)} \quad \text{et} \quad t_\omega^1 = \frac{2}{(n_\omega + 1)}$$

est le facteur de transmission de  $E_\omega$ ,  $\vartheta$  est l'angle entre l'axe  $x$ , perpendiculaire à l'axe  $a$  du cristal, et la direction de polarisation du rayon incident. Le facteur géométrique  $p(\vartheta) = 1$ , si l'intensité réfléchie  $I_{2\omega}^R$  totale est mesurée (sans le polariseur  $P_2$ , Fig. 1) et  $p(\vartheta) = -\sin(3\vartheta + \varphi)$  si seule la composante de  $I_{2\omega}^R$  selon une direction particulière de polarisation est mesurée (avec  $P_2$ , Fig. 1).

La mesure de  $I_{2\omega}^R(\vartheta)$  avec ou sans polariseur a permis de vérifier ces relations. Nous en avons déduit la valeur:

$$d(\text{GaSe}) = 1,7 \pm 0,5 \cdot 10^{-7} \text{ st volt}^{-1} \text{ cm}$$

relativement à la valeur  $d_{36}(\text{KDP}) = 1 \cdot 10^{-9} \text{ st volt}^{-1} \text{ cm}$  [2].

Le résultat de cette mesure a été confirmé par d'autres mesures, faites récemment selon la technique des franges de Maker, dont le détail sera publié ultérieurement.

R. C. Miller a proposé une relation semi-empirique permettant de calculer l'ordre grandeur des coefficients de susceptibilité non linéaire [4]:

$$d_{2\omega}^{\text{NL}} \approx \sigma [\chi^L(\omega)]^3$$

avec

$$\chi^L(\omega) = (n^2(\omega) - 1)/4\pi \quad (\text{susceptibilité linéaire})$$

et

$$\sigma = 1,46 \cdot 10^{-6} \text{ st volt}^{-1} \text{ cm} \quad (\text{paramètre phénoménologique}).$$

Selon de relation  $d(\text{GaSe}) = 1,9 \cdot 10^{-7} \text{ st volt}^{-1} \text{ cm}$ , cette valeur est très proche de celle que nous avons mesurée.

### Bibliographie

- [1] J. G. BERGMAN et S. K. KURTZ, Mater. Sci. Eng. 5, 235 (1970).
- [2] J. JERPHAGNON et S. K. KURTZ, Phys. Rev. [B] 1, 1739 (1970) et J. appl. Phys. 41, 1667 (1970).
- [3] N. BLOEMBERGEN et P. S. PERSHAN, Phys. Rev. 128, 606 (1962).
- [4] N. BLOEMBERGEN, Com. Sol. State Phys. 2, 161 (1969).

## Pseudopotential-berechnung der elektronischen Ladungsdichte in GaSe

von M. SCHLÜTER

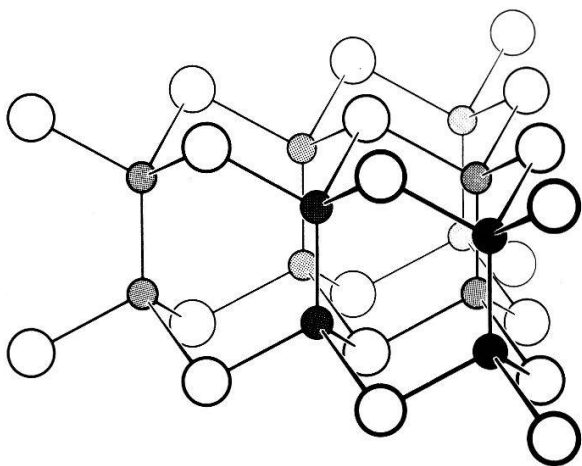
(Laboratoire de physique appliquée, EPF, Lausanne)

Die Berechnung der elektronischen Struktur eines Festkörpers liefert neben dem Energiespektrum  $E_n(k)$  auch die zugehörigen Kristallwellenfunktionen  $\varphi_n(r, k)$  ( $n$  = Bandindex). Die entsprechende Observable ist  $|\varphi_n(r, k)|^2 d\Omega$  und gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Elektron in Zustand  $k$  in dem Volumen  $d\Omega$  des Kristalls gefunden

werden kann. Zur Berechnung der Dichteverteilung des  $n$ -ten Valenzelektrons in der Einheitszelle hat man die Wahrscheinlichkeiten aller  $k$ -Zustände eines Bandes aufzusummieren.

Die Summation, die über alle Zustände der Brillouinzone läuft, wird durch eine gewichtete Summe über die in der Bandstrukturberechnung berücksichtigten, hochsymmetrischen  $k$ -Punkte ersetzt. Diese Näherung ist um so besser, je weniger der Charakter der Wellenfunktion eines Bandes, also der Blockfaktor, von  $k$  abhängt; sie ist um so besser, je flacher die Bänder sind. In vorliegender Arbeit wurde über 35  $k$ -Punkte in der hexagonalen Brillouinzone summiert.

Eine weitere Ungenauigkeit tritt in den Wellenfunktionen  $\varphi_n(r, k)$  auf. Diese Funktionen wurden im vorliegenden Fall mittels der Pseudopotentialmethode berechnet [1]; sie besitzen somit nicht raschen Oszillationen der wahren Wellenfunktionen in der Nähe der Ionenrümpfe. Das Fehlen der Oszillationen bewirkt, dass die «Pseudodichte» in der Nähe der Ionenrümpfe etwas höher ist, als die wahre Elektronendichte.



Figur 1

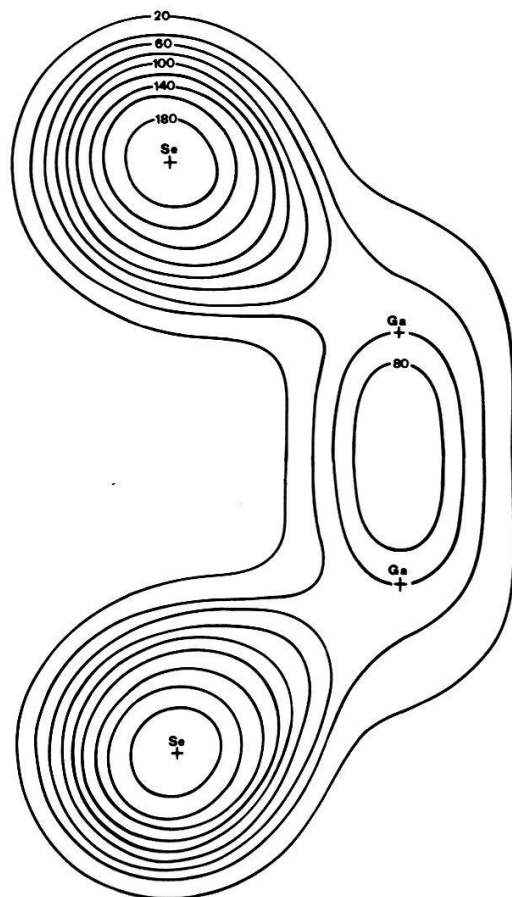
Teil einer Schicht von GaSe. Die grossen offenen Kreise entsprechen den Se-Atomen, die kleinen Kreise den Ga-Atomen.

In dem physikalisch interessanten Überlappungsbereich zwischen den Atomen tritt diese Ungenauigkeit nicht auf, da dort Kristallwellenfunktion und Pseudowellenfunktion im wesentlichen identisch sind.

Zur Diskussion der Ergebnisse sei an die Kristallstruktur von GaSe erinnert. GaSe kristallisiert in einer Schichtstruktur [2]; jede Schicht (Fig. 1) umfasst vier dichtgepackte Atomebenen in der Reihenfolge Se–Ga–Ga–Se. Aufgrund der starken kovalenten Bindung innerhalb der Schichten, verglichen mit der schwachen Van-der-Waals-Koppelung zwischen den Schichten, sind die Elektronen im wesentlichen auf den Bereich der Schichten lokalisiert. Wir betrachten die Elektronendichte  $\rho_n(r)$  für  $r$ -Punkte einer (110)-Ebene, die zwei Se- und zwei Ga-Atome pro Einheitszelle und pro Schicht enthält. Die Werte von  $P_n(r)$  sind in Form von Höhenlinien in dieser Ebene dargestellt.

Eine detaillierte Diskussion der Ladungsdichten, getrennt für einzelne Bandgruppen ist in [1] zu finden. Figur 2 zeigt die Summe der Dichteverteilungen aller Valenzelektronen. Die Elektronen sind stark an den Atomen und längs der Bindungen lokalisiert; dies ist eine Folge der «offenen» molekulartigen Struktur von GaSe. Aus

dem Schwerpunkt der negativen Ladung innerhalb einer halben Schicht und dem Schwerpunkt der positiven Punktladungen ergibt sich ein schwaches Dipolmoment von  $p \approx 0,5 e \text{ \AA}$  pro halber Einheitszelle, dem eine effektive Ladung von  $\pm 0,4 e$  an den Atomen Ga und Se entspricht. Dieser Wert basiert auf einer Rechnung, in der der spezielle Van-der-Waals-Charakter der Bindung zwischen den Schichten nicht berücksichtigt wurde. Aus dem berechneten Dipolmoment ergibt sich nur eine geringe Ionizität für die Ga-Se-Bindung. Dieses Ergebnis scheint vernünftig; wesentlich



Figur 2

Ladungsverteilung aller Valenzelektronen von GaSe in der Einheitszelle einer Schicht, dargestellt in der (110)-Ebene. Die Lagen der vier Atome Se–Ga–Ga–Se sind angegeben. Die Elektronendichte ist aufgetragen in Einheiten  $e/\Omega$  ( $\Omega$  = Volumen der Einheitszelle).

grössere Ionizitäten würden zur Instabilität der Struktur führen, da die Repulsion Ga–Ga in der Schichtmitte zu stark anwachsen würde.

Der Verfasser dankt dem Schweizerischen National fonds zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschung für die Zurverfügungstellung finanzieller Mittel, sowie Herrn Ph. Schmid für die Präsentation des Vortrages.

#### Literatur

- [1] M. SCHLÜTER, erscheint demnächst in *Il Nuovo Cimento B*.
- [2] F. JELLINEK und H. HAHN, *Z. Naturf. [B]* **16**, 713 (1961).

## Electroluminescence dans le GaSe

par J. P. VOITCHOVSKY et E. MOOSER

(Laboratoire de physique appliquée, EPF, Lausanne)

### *Introduction*

Le seleniure de gallium est un composé semi-conducteur à large gap ( $\sim 2$  eV) présentant une forte anisotropie cristalline [1]. Les mesures d'absorption, à basse température, montrent l'existence d'un exciton direct sensible aux fautes d'empilement [2].

Nous avons observé, en électroluminescence, plusieurs lignes qui peuvent être attribuées à un exciton lié. Un modèle est proposé pour rendre compte de la multiplicité de ces lignes.

### *Technique expérimentale*

Les monocristaux de GaSe sont préparée par la technique de Bridgman à partir de substance pure (99,9999%).

Les échantillons, détachés du lingot par clivage, ont une surface de 1–2 cm<sup>2</sup> et une épaisseur variant entre 0,1 et 1 mm. Les contacts électriques sont obtenus par application d'un eutectique Ga, Hg, Tl sur les faces fraîchement clivées. Nous avons obtenu un champ électrique perpendiculaire au plan des couches en disposant les contacts sur les faces opposées du cristal et avec une composante dans le plan des couches avec des contacts sur une même face.

Les mesures ont été faites aux températures de 77°K et de 2°K par immersion de l'échantillon dans le liquide réfrigérant.

Une technique de détection en phase, après chopping de la lumière émise, nous a permis de résoudre le spectre électroluminescent au-delà de 0,5 meV.

### *Résultats et discussion*

Contrairement à [3] et [4], les spectres électroluminescents (Fig. 1, 2) ne semblent pas dépendre de la direction du champ appliqué, ni de son intensité jusqu'à 3 kV cm<sup>-1</sup> (correspondant à un courant de 1 A). Une étude des courbes courant-tension permet de penser que le mécanisme d'injection est régi par un effet Frenkel à 77°K et par un effet tunnel à 2°K, ce qui est compatible avec le fait que la barrière de potentiel entre le contact métallique et le GaSe est de l'ordre de 1,0 eV [5]. La lumière émise se présente sous forme de points, généralement un ou deux, toujours proches de la cathode.

Le spectre mesuré à 77°K (Fig. 1) se compose aux hautes énergies de deux raies fines situées à 2,113 et 2,098 eV respectivement. Leur largeur à mi-hauteur de 6 meV correspond à  $kT$  à cette température. Leur position en énergie est déplacée d'environ 3 meV vers les basses énergies par rapport aux deux premiers états de l'exciton libre mesurés en absorption [6]. Le dédoublement de ces raies déplacées de 5 meV vers les hautes énergies a été une fois observé.

La relation entre l'intensité de la lumière émise  $\Phi$  et le courant dans l'échantillon  $I$  pour l'état  $n = 1$  de l'exciton, peut s'écrire:

$$\phi = I^n$$

avec  $n = 1,5$  jusqu'à 100 mA, 1,0 jusqu'à 400 mA et 0.8 jusqu'à 1 A.

A plus basse énergie apparaissent encore quatre larges raies à 2,0764, 2,0355, 2,0042 et 1,9370 eV qui sont probablement des recombinaisons liées à des impuretés ou au gap indirect situé 50 meV sous le gap direct [6].

La Figure 2 montre un résultat typique obtenu à 2°K.

Près du gap direct (2,1277 eV à 4,2°K [2]) les 12 premières lignes peuvent être réparties en deux groupes A et B de même structure qui sont séparés par une énergie de 21 meV. La largeur à mi-hauteur de ces raies est de 2–3 meV, soit 10 kT, ce qui peut être dû au fait que la définition est limitée par la perfection du cristal [7].

La ligne A<sub>1</sub> correspond exactement à l'état  $n = 1$  de l'exciton mesuré en absorption [2].

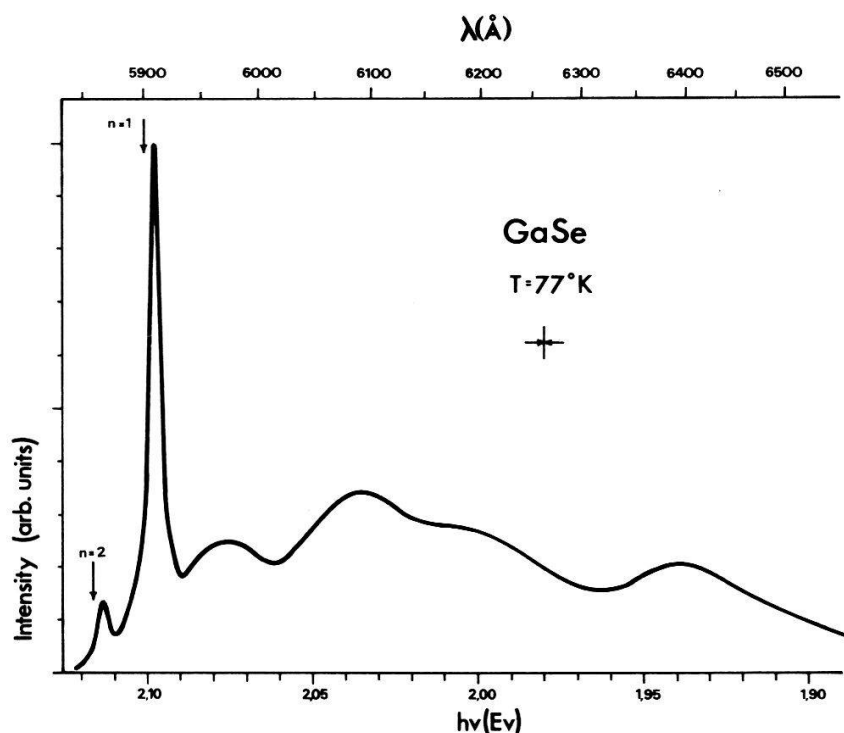


Figure 1

Spectre électroluminescent à 77°K avec une excitation électrique constante (généralement 50 V, 10 mA). Les flèches indiquent les positions des deux premiers états de l'exciton mesuré en absorption.

Il est possible que ces recombinaisons soient celles d'un exciton lié à un accepteur neutre substitué à un atome de Ga. En effet, le GaSe utilisé est de type  $p$  ( $N_A - N_D = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) et l'énergie d'ionisation  $E_A$  de ces états déduite des mesures de conduction électrique est de l'ordre de 100 meV [8]. A 2°K, d'autre part, il existe certainement suffisamment d'accepteurs neutres. D'après le calcul de Sharma et Rodriguez [9] et en prenant un rapport des masses effectives  $m_e^*/m_h^* = 0,2$  on trouve une énergie de liaison pour l'exciton d'environ  $0,12 E_A$ , soit 12 meV.

Dû à la position relative de deux couches successives, il existe, dans les modifications  $\gamma$  et  $\epsilon$ , deux positions non équivalentes de l'accepteur.

Or, la distance entre deux couches successives est la même que le rayon de Bohr de l'accepteur.

Qualitativement, on peut donc s'attendre à ce que l'influence de la plus proche couche sur  $E_A$  est grande et qu'elle donne naissance aux groupes A et B.

Les fautes d'empilement ne modifient le voisinage de l'accepteur qu'au niveau de la seconde plus proche couche. Elles sont au nombre de sept différentes possibles pour chaque site inéquivalent initial.

Leur influence sur l'énergie d'ionisation de l'accepteur étant moins grande que celle de la plus proche couche, elles expliqueraient la multiplicité des raies de chaque groupe.

Il est aussi possible de concevoir que les groupes A et B représentent des transitions liées à des accepteurs de nature différente ou encore que le groupe B est une réplique phononique du groupe A.

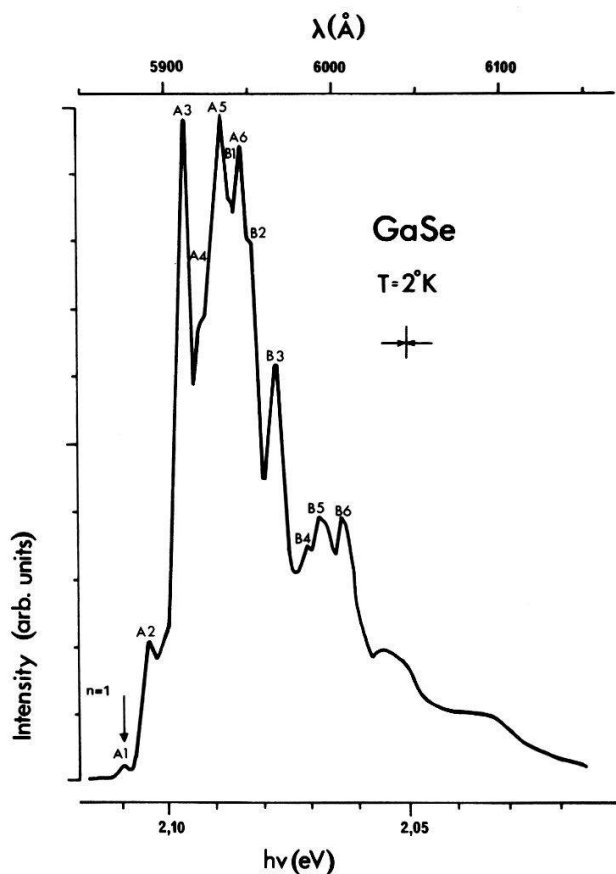


Figure 2

Spectre électroluminescent à 2°K (excitation 100 V, 0,5 mA DC). La flèche indique l'état fondamental de l'exciton mesuré en absorption.

Enfin, il est remarquable que les lignes A1, A3, A5, A6, B3, B5, B6 correspondent à celles obtenues en photoluminescence par Cingolani [10].

Ce travail a été réalisé grâce au soutien financier du Fonds National de la Recherche Scientifique.

### Bibliographie

- [1] Z. S. BANZINSKY, D. V. DOVE et E. MOOSER, *Helv. phys. Acta* **34**, 373 (1961).
- [2] J. L. BREBNER et E. MOOSER, *Phys. Lett.* **24A**, 5, 274 (1967).
- [3] G. A. AKHUNDOV et A. G. BAGIROV, *Soviet Phys. Semicond.* **4/5**, 805 (1970).
- [4] A. CINGOLANI et A. LEVIALDI, *Il Nuovo Cimento* **558**, 146 (1968).
- [5] ST. KURTIN et C. A. MEAD, *J. phys. Chem. Solids* **29**, 1865 (1968).



- [6] E. AULICH, J. L. BREBNER et E. MOOSER, *Phys. St. Solid* **31**, 129 (1969).
- [7] M. A. GILLES, P. T. BAILEY et D. E. HILL, *Phys. Rev.* **174**, 3, 898 (1968).
- [8] PH. SCHMID et E. MOOSER, paraîtra prochainement dans *Helv. phys. Acta*.
- [9] R. R. SHARMA et S. RODRIGUEZ, *Phys. Rev.* **159**, 3, 649 (1967).
- [10] A. CINGOLANI, A. MINARFA et F. EVANGELISTI, paraîtra prochainement.

### **Paraelektrisches System mit sehr kleiner Nullfeldaufspaltung**

von W. KÄNZIG und K. KNOP

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Das paraelektrische Verhalten von Dipolen auf Gitterplätzen in Alkalihalogeniden wird bei tiefen Temperaturen durch die Nullfeld aufspaltung  $\Delta$  der tiefsten Energieniveaus charakterisiert. Bei allen bekannten Systemen ist  $\Delta/k_B \geq 0,2$  °K. Bei tieferen Temperaturen werden diese Systeme uninteressant.

Wir haben die Dielektrizitätskonstante von KCl:OH<sup>-</sup> längs  $\langle 001 \rangle$  unter zweiachsigem Druck in der (001)-Ebene untersucht. Der Hydroxyldipol besitzt dann nur noch die beiden Gleichgewichtsorientierungen  $\langle 001 \rangle$  und  $\langle 00\bar{1} \rangle$ . Das System hat eine Nullfeldaufspaltung  $\Delta/k_B < 25$  m °K. Die Verwendung als Sekundärthermometer und die Erzeugung tiefster Temperaturen durch Depolarisation werden diskutiert.

### **Détection optique de la RPE et de la luminescence des centres F dans KCl: effet du blanchiment**

par P. A. SCHNEGG, Y. RUEDIN, M. AEGERTER et C. JACCARD

(Institut de physique, Neuchâtel)

Sera publié ultérieurement.

### **Etude du désordre thermique dans AgBr par canalisation de protons**

par M. ROULET, H. HUBER et C. JACCARD

(Institut de physique, Neuchâtel)

Sera publié ultérieurement.

### **Effet de champ électrique statique sur la thermoluminescence de KI:Tl irradié à basse température**

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

(Institut de physique, Neuchâtel)

Sera publié ultérieurement.

## Dielektrisches Alterungsverhalten von reinen Eis- $I_h$ -Einkristallen

von R. TAUBENBERGER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

An senkrecht und parallel zur  $c$ -Axe geschnittenen, Au-bedampften Dreielektrodenproben aus zonengeschmolzenen Eis-Einkristallen wurde in einem Zeitraum von 75 Tagen wiederholt der Verlauf der komplexen Dielektrizitätskonstanten im Frequenzbereich 0,3 Hz bis 0,3 MHz teils bei konstanter Temperatur, teils nach Temperatur bzw. Drucksprüngen gemessen. Das Dispersionsverhalten in diesem Frequenzgebiet wird dominiert von zwei starken, um etwa den Faktor  $10^3$  getrennten Absorptionspeaks, von denen uns primär nur die Druckabhängigkeit der höherfrequenten, von Defekten der Protonenkonfiguration verursachten Relaxationsdispersion interessiert [1]. Die niederfrequenten gelegene ändert ihre Dispersionsparameter um etwa das Fünffache, die höherfrequente dagegen nur um etwa 10%.

### Literatur

- [1] R. TAUBENBERGER, M. HUBMANN und H. GRÄNICH, *Helv. phys. Acta* **44**, 567 (1971).

## Entropy Fluctuations and Landau Model for Structural Transitions of Second Order

by R. K. WEHNER and R. KLEIN

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

*Abstract.* A lattice dynamical treatment of the isothermal and adiabatic susceptibilities is discussed with relation to the Landau model for second-order phase transitions. The role of entropy fluctuations in the fluctuation spectrum of the order parameter and possible consequences for critical scattering are investigated.

The basis of the Landau model is a series expansion of the free energy density in powers of the order parameter  $\eta$ , which for highly symmetric systems contains only even orders

$$F(\eta) = F_0(T) + \frac{a'}{2}(T - T_c)\eta^2 + \frac{b}{24}\eta^4 + \dots \quad (1)$$

This expression implies the existence of entropy fluctuations which give rise to a difference between the isothermal susceptibility  $\chi_T = (\partial^2 F / \partial \eta^2)^{-1}$  and the corresponding adiabatic susceptibility  $\chi_s$ , given by ( $C_\eta$ , specific heat)

$$\frac{1}{\chi_T} - \frac{1}{\chi_s} = -\frac{T}{C_\eta} a'^2 \eta^2. \quad (2)$$

With regard to structural phase transitions, for which a rather detailed knowledge in terms of a phonon picture exists [1], it is of interest to derive the thermodynamic quantities in (2) from a lattice dynamical theory. We interpret  $\eta$  as the thermal average value of the normal coordinate of a non-overdamped critical phonon mode  $o$ ,

$$\eta = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_o}} \langle A_o \rangle \quad (3)$$

and we assume that this mode can, by suitable choice of the primitive cell, be considered as a zone-center mode. The appropriate dynamical susceptibility is then given by the frequency- and wavevector-dependent retarded Green function or the self-energy  $\Pi$ , respectively,

$$\frac{1}{\chi(Q\Omega)} = \omega_Q^2 - \Omega^2 + 2\omega_Q \Pi(Q\Omega) = 2\omega_Q G_\Omega(A_Q|A_Q)^{-1} \quad (4)$$

so that in analogy to the discussion in [2]

$$\chi_T = \lim_{Q \rightarrow 0} \lim_{\Omega \rightarrow 0} \chi(Q\Omega), \quad (5)$$

$$\chi_S = \lim_{\Omega \rightarrow 0} \lim_{Q \rightarrow 0} \chi(Q\Omega).$$

According to (1), temperature fluctuations are coupled nonlinearly to the order parameter

$$\delta F(\eta) = -S_0(T) \delta T + \frac{a'}{2} \delta T \eta^2. \quad (6)$$

This coupling arises from anharmonic phonon-phonon interactions; we express it in terms of entropy fluctuations

$$\frac{C_\eta}{T} \delta T \approx \delta S \equiv \sqrt{\frac{\hbar C_\eta \omega_2}{2T}} A_2. \quad (7)$$

The latter can be described by a collective coordinate  $A_2$  of a heat transporting mode 2 with frequency  $\omega_2$ , which behaves approximately like an overdamped classical oscillator i.e. formally like a phonon [3].

The interaction Hamiltonian, responsible for the coupling in (6) is of the form

$$H' = \frac{1}{2} \sum_{1,1'} V_3(1,1',2) A_1 A_{1'} A_2, \quad (1 = Q, 1' = Q'), \quad (8)$$

where the cubic interaction coefficients are proportional to the parameter  $a'$ . Representing  $A_2$  in terms of the Wigner operator, one can relate this effective cubic anharmonicity explicitly to the quartic anharmonicity of the lattice potential, e.g. the model potential of Pytte and Feder [1].

The two lowest-order contributions to the self-energy are given by the diagrams *a* and *b* of the Figure. Diagram *a* constitutes an approximation in which order parameter and entropy fluctuations behave like a pair of coupled oscillators, leading to a three-component fluctuation spectrum of the order parameter. The intensity ratio of the central peak and the doublet follows in agreement with (2) as the Landau-Placzek ratio

$$R_{LP} = \frac{\chi_T - \chi_S}{\chi_T} = \begin{cases} 3a' T / (C_\eta b), & T < T_c \\ 0, & T > T_c. \end{cases} \quad (9)$$

Diagram *a* exhausts the difference (2) between the thermostatic susceptibilities. In this approximation, there is no dominating central peak near  $T_c$ , for which  $R_{LP}$  should diverge.

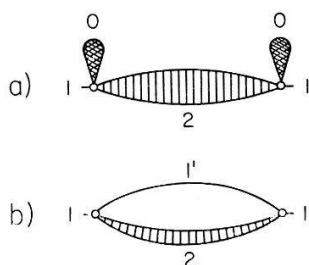
Diagram *b* contributes to the susceptibility in the form

$$\Delta \frac{1}{\chi(Q, \Omega)} = 2\omega_1 \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{1'} |V_3(1, 1', 2)|^2 G'_{\Omega}(A_1^+, A_2^+ | A_1, A_2) \right\}, \quad (10)$$

where a 'two-phonon' Green function in the Hartree approximation enters. In the high-temperature limit the contribution to the static susceptibility follows from (10) as being proportional to the fluctuations of the order parameter

$$\Delta \frac{1}{\chi(Q, \Omega = 0)} = -\frac{Ta'}{C_{\eta}} \sum_{1'} \frac{\hbar}{2\omega_{1'}} \left\{ \langle A_1^+, A_{1'} \rangle - \langle A_0 \rangle^2 \delta_{1',0} \right\}. \quad (11)$$

This part of the static susceptibility has recently been derived by Feder [4] from statistical considerations of the fluctuations of  $\eta$ . Within our dynamical theory we can interpret this part as being due to inelastic scattering of the quanta of the order parameter by the entropy fluctuations. From the point of view of perturbation theory this



Self-energy diagrams of phonon mode 1 related to the order parameter fluctuation with wavevector  $Q$ . The entropy propagator 2 represents ladder diagrams.

only leads to broadening of the adiabatic phonon line but not to a structure at zero frequency, and to no change of the Landau–Placzek ratio. The susceptibility  $\chi_s$  defined by Feder appears here as a high-frequency susceptibility, the value of which allows no conclusion about the spectral distribution of the fluctuations. This would require the details of the frequency-dependence of (10).

### References

- [1] E. PYTTE and J. FEDER, Phys. Rev. 187, 1077 (1969).
- [2] R. K. WEHNER and R. KLEIN, Physica 52, 92 (1971).
- [3] R. K. WEHNER and R. KLEIN, Physica, to be published
- [4] J. FEDER, Solid St. Commun. 9, 2021 (1971).

## Lebensdauermessung der Minoritätsträger in reinem Silizium bei kleinen Injektionsstärken

von J. VITINS und R. AESCHLIMANN

(Institut für technische Physik an der ETH, Zürich)

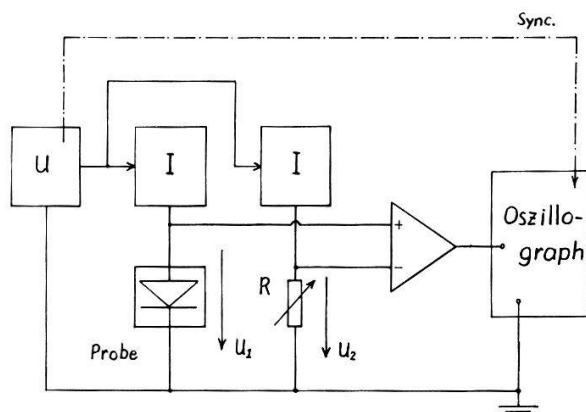
### Einleitung

Die folgende Messmethode, bei der die Lebensdauer der Minoritätsträger an *n*- und *p*-Typ Ge and Si gemessen werden kann [1], hat sich vor allem bei der Messung an Bauelementen bewährt, wozur Injektion der Minoritätsträger *pn*-Übergänge verwendet

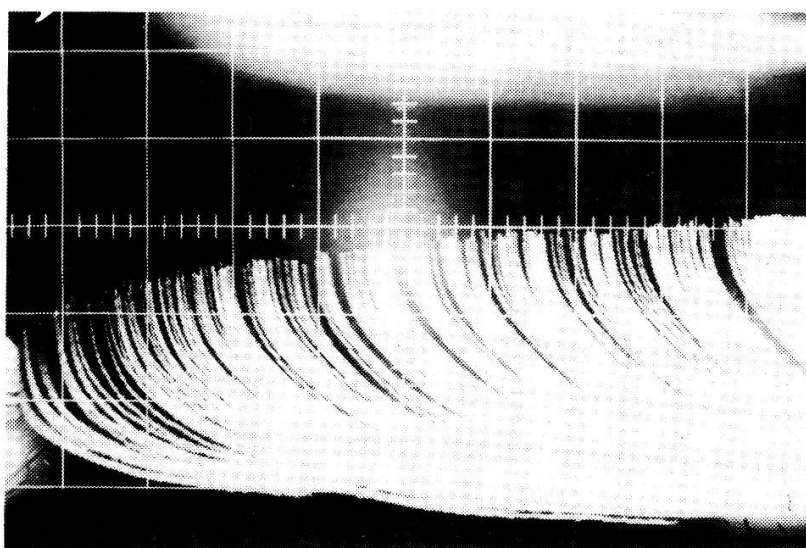
werden. Erfolgt die Injektion durch Spitzen, so können an reinem Ge gute Resultate erzielt werden. An reinem Si hingegen wird die Messung mit Spitzen äusserst schwierig infolge der geringen Injektionsrate [2] und auftretenden Instabilitäten [3, 4]. Bei der Verwendung einer empfindlichen Brückenschaltung und von Injektionsstromstärken von kleiner als 1,0 mA können obige Schwierigkeiten behoben werden.

### Beschreibung der Methode

In Figur 1 ist im Blockschema die Messapparatur dargestellt. Der Spannungs-Rechteckimpulsgenerator  $U$  liefert Doppelspannungsimpulse an zwei identische



Figur 1  
Blockschema zur Messung der Spannungsmodulation.



Figur 2  
Rekombinationsverlauf an 1–1,5  $\Omega$  cm  $p$ -Si.  $x$ -Achse: 250  $\mu$ s/cm,  $y$ -achse: 10 mV/cm.

Impedanzwandler I. Die Stromdoppelimpulse werden durch die Probe in Vorwärtsrichtung und durch den Referenzwiderstand  $R$  geleitet. Die Differenz  $U_1 - U_2$  wird verstärkt und oszillographiert.

Mit dem ersten Stromimpuls werden Minoritätsträger in die Probe injiziert. Da der Strom durch die Probe konstant bleibt, sinkt die Spannung über der Probe im Verhältnis zur injizierten Minoritätsträgerkonzentration. Nach dem ersten Stromimpuls nimmt die Überschusskonzentration ab infolge der Rekombination. Der dem ersten Impuls folgende zweite Impuls tastet mit der vorderen Flanke die noch

vorhandene Überschusskonzentration ab. Durch Verändern der Impulsverzögerung beschreibt die vordere Spitze des zweiten Impulses den zeitlichen Rekombinationsverlauf, wie in Figur 2 dargestellt wird.

Die verwendeten Spitzendioden wurden nur schwach formiert. Bei Proben von spez. Widerstand von 1 bis 14  $\Omega$  cm ist die Überschusskonzentration unmittelbar unterhalb der Spitze in der Grössenordnung der Gleichgewichtskonzentration. Infolge der annähernd radialen Verteilung der Überschusskonzentration,  $\Delta n \sim 1/r \cdot \exp-r/L$ , ist eine ortsabhängige Messung möglich. Es konnten Lebensdauerwerte von etwa 1  $\mu$ s bis über 1000  $\mu$ s gemessen werden.

### Ergebnisse

Es wurden Messungen an reinen Si-Wafers durchgeführt, wobei die mittlere Streuung der Einzelmessungen weniger als 10% betrug. In der Tabelle sind die gemessenen Werte dargestellt, wobei als injizierender Kontakt Au- und W-Spitzen und eine grossflächige kalt aufgedampfte Au-Schottkydiode verwendet wurden [3].

Gemessene Lebensdauerwerte in  $\mu$ s

	W-Spitze	Au-Spitze	Au-Schottkydiode
1,2 $\Omega$ cm, <i>n</i> -Typ	820	845	
5–7 $\Omega$ cm, <i>n</i> -Typ	800	955	955
10–14 $\Omega$ cm, <i>n</i> -Typ	985	1050	
1–1,5 $\Omega$ cm, <i>p</i> -Typ	1110	1100	
9 $\Omega$ cm, <i>p</i> -Typ	990	1020	

Messungen mit W-Spitzen zeigen gegenüber Au-Spitzen nur eine schwache Erhöhung der Rekombinationszentrendichte. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung bei der Verwendung von Au-Spitzen und grossflächigen Au-Schottkydioden.

### Literatur

- [1] W. G. SPITZER, T. E. FIRLE, M. CUTLER, R. G. SHULMAN und M. BECKER, J. appl. Phys. 26 414 (1955).
- [2] I. BRAUN und H. K. HENISCH, Solid St. Electron. 9, 981 (1966).
- [3] H. LEMKE, Phys. St. Solid 12, 115 (1965).
- [4] Scientia sin. Peking 14, 181 (1965).

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

von B. F. GÄCHTER und H. BLUM

(Laboratorium für Physikalische Chemie, 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.



### **Kramers-Kronig-Analyse der Reflexion von EuO bei Zimmertemperatur im Spektralbereich 0–14 eV**

VON G. GÜNTHERODT UND P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die Reflexion von EuO wurde bei Zimmertemperatur für Photonenergien von 0,05 bis 13,8 eV gemessen. Im gleichen Intervall wurden die optischen Konstanten gemäss der Kramers-Kronig-Beziehung berechnet. Die geeignete Wahl der Extrapolation des Messintervalls erfolgte durch Anpassung der Energielücke und Vergleich der berechneten optischen Konstanten mit den von uns früher im Bereich 0,5 bis 5,8 eV unabhängig bestimmten. Über das gesamte letztere Intervall konnten wir eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentell ermittelten optischen Konstanten erzielen. Eine Erweiterung des von uns vorgeschlagenen Energieniveauschemas zu höheren Energien wird versucht.

Der Verlauf der optischen Konstanten im Gebiet der Reststrahlbande sowie im Bereich der Plasmaresonanz von dotiertem EuO wird diskutiert.

### **Optische Eigenschaften der metallischen und halbleitenden Phase von SmS**

VON G. BUSCH, E. KALDIS UND P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Der bei einem Druck von 6,5 kbar auftretende nicht kontinuierliche Halbleitermetall-Phasenübergang von SmS [1] hat in letzter Zeit grosses Interesse auf sich gezogen. Zur Klärung der hängigen Probleme ist ein Energieniveauschema unerlässlich. Zur experimentellen Bestimmung einiger dazu notwendiger Parameter wurde die optische Absorption an Einkristallen bei 300K an der halbleitenden Phase und die Reflexion an der metallischen, transformierten Phase untersucht. Minimale Absorption tritt beim Halbleiter bei 0,037 eV auf, und beim Metall findet man eine Plasmakante bei etwa 2,5 eV. Der Phasenübergang entsteht durch Überführung von  $\text{Sm}^{2+}$  in  $\text{Sm}^{3+}$ , wobei die gegenüber EuS bei SmS stark verkleinerte Aktivierungsenergie durch den angeregten Zustand  $4f^5(^6H_J, ^6F_J) 5d_{2g}$  verständlich wird.

#### *Literatur*

- [1] A. JAYARAMAN, V. NARAYANAMURTI, E. BUCHER und R. G. MAINES, Phys. Rev. Lett. 25, 1430 (1970).

### **Effet Raman dans un liquide anisotrope**

par J. P. HEGER et R. MERCIER

(Laboratoire de physique expérimentale de l'EPF, Lausanne)

*Résumé.* Un spectrographe Raman de faible ouverture a été construit dans le but de mettre en évidence un certain nombre de niveaux d'énergie de molécules de liquides anisotropes. Des résultats obtenus sur le MBBA (*p*-Méthoxybenzilidene-*p-n*-Butylaniline) sont présentés et comparés avec ceux obtenus sur les produits servant à la synthèse du MBBA.

*Abstract.* A small aperture Raman spectrometer has been constructed to allow the study of certain energy levels of some anisotropic liquids. Results obtained for MBBA (*p*-Methoxybenzilidene-*p*-*n*-Butylaniline) are shown and compared with results obtained for the chemical compounds used in the synthesis of MBBA.

### Introduction

Nous qualifierons ici de «liquide anisotrope» un liquide ayant atteint une plage de température dans laquelle il se présente mécaniquement comme un liquide, et optiquement comme un corps biréfringent. Cette phase intermédiaire entre l'état cristallin et l'état liquide isotrope est spécifique aux substances mésomorphes [1].

L'observation sous microscope polarisant permet de distinguer plusieurs structures parmi les liquides anisotropes. Le corps considéré dans cette étude se classera parmi les mésomorphes nématiques.

L'étude des liquides anisotropes peut essentiellement se réduire à une étude du comportement d'un paramètre d'ordre à grande distance dans la phase mésomorphe:

$$S = \frac{1}{2} \langle \cos^2 \theta - 1 \rangle$$

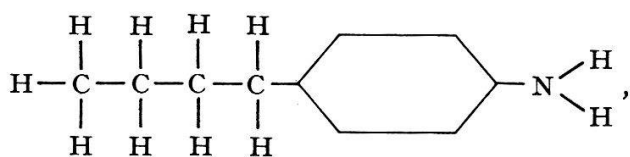
où  $\theta$  est l'angle entre le grand axe d'une molécule et la direction locale de l'axe optique de la région considérée. Le comportement de  $S$  peut être envisagé en fonction d'un certain nombre de paramètres dont le plus important est la température.

L'intérêt d'utiliser la spectroscopie Raman dans l'examen de tels corps réside en la possibilité d'étudier les divers modes propres ou couplés des molécules de la substance considérée et d'obtenir par là les valeurs de l'énergie des différentes interactions moléculaires.

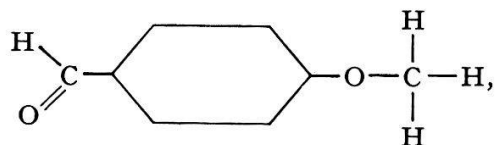
### Partie expérimentale

Les substances étudiées sont:

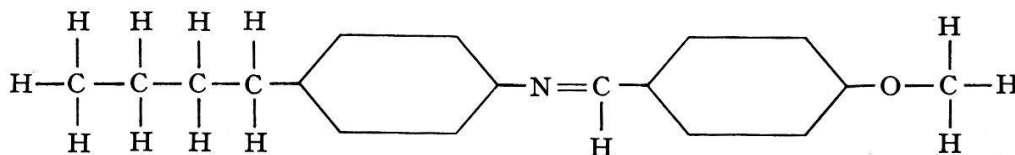
- a) la *p*-*n*-Butylaniline (abrégé en B.A.), de formule chimique:



- b) le *p*-Methoxybenzaldehyde (abrégé en M.B.), de formule chimique:



- c) la *p*-Methoxybenzilidène-*p*-*n*-Butylaniline (MBBA), nématique entre 20 et 41°C, de formule chimique:



Les produits a et b sont issus des Laboratoires K & K (N<sup>os</sup> de cat. respect. 6791 et 12656,) tandis que le MBBA est le produit standard fourni par les Laboratoires Frinton. Il faut remarquer que le MBBA, résultant de la synthèse de a) et b) est un corps instable s'hydrolysant facilement à température ordinaire pour redonner les constituants de départ.

Le dispositif expérimental utilisé pour l'étude des corps b) et c) est schématisé par la Figure 1. Ce dispositif comporte trois parties:

1. *Emission*: L'échantillon, placé dans un tube de verre d'un diamètre intérieur de l'ordre de 3 mm est éclairé par «en-dessous» par un faisceau lumineux issu d'un Laser Spectra-Physics, modèle 141, émettant 250 mW dans la raie à 4880 Å. L'observation de lumière diffusée se fait dans un plan horizontal, soit perpendiculairement à la direction du faisceau incident. Une partie de la lumière diffusée dans ce plan passe par une fente réglable qui constitue l'entrée d'un monochromateur.

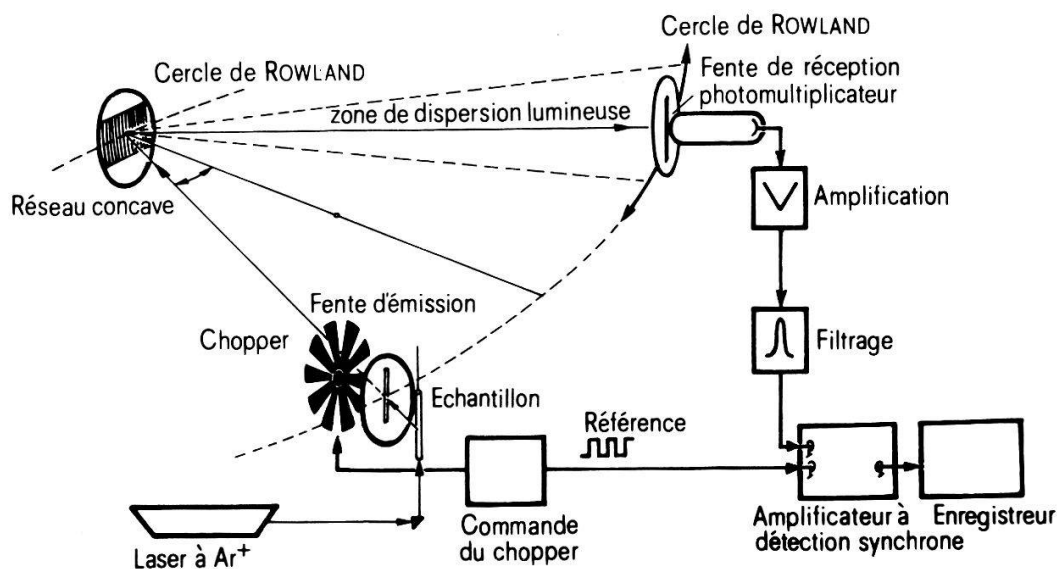


Figure 1  
Spectromètre Raman.

2. *Monochromateur*: On désigne sous ce nom un ensemble: fente d'entrée—réseau—fente de sortie, tous trois assemblés en montage de Rowland.

Le réseau, de marque Bausch & Lomb, de distance focale de 1 m, gravé à raison de 600 traits/mm, est concave et caractérisé par un pouvoir dispersif de 10 Å/mm sur le cercle de Rowland. Il est blazé pour  $\lambda = 3000$  Å dans le premier ordre.

La lumière émise par la fente d'entrée est dispersée par le réseau qui forme, pour une longueur d'onde donnée, une image sensiblement stigmatique de la fente d'entrée sur le cercle de Rowland, à condition de procéder à l'observation au voisinage du plan de symétrie horizontal du réseau.

La fente de sortie, réglable également, permet l'analyse de la densité spectrale de la lumière dispersée par le réseau, par balayage le long du cercle de Rowland.

3. *Détection*: Derrière la fente de sortie se trouve placé un photomultiplicateur I.T.T. FW 130 accompagnant le mouvement de celle-ci.

L'analyse des signaux lumineux détectés par le photomultiplicateur se fait par amplification et détection synchrone.

L'ouverture numérique de ce monochromateur est de l'ordre de  $f/15$ .

Il faut noter enfin la *p-n*-Butylaniline est un corps de teinte foncée se prêtant mal, du fait de son pouvoir absorbant, à une analyse par spectroscopie Raman. Il a donc été procédé à son analyse par voie Infrarouge sur un spectromètre Pye-Unicam SP 1000 balayant entre 16 et  $2,5 \mu\text{m}$  (resp.  $625$  et  $3800 \text{ cm}^{-1}$ ) au travers d'une cellule à fenêtre de NaCl d'épaisseur  $13 \mu\text{m}$  [2], par référence à une cellule identique contenant de l'air.

### Resultats et discussion

Le tableau regroupe une série de raies I.R. et Raman avec leur interprétation dans le cas où cela a été possible [3-4].

Les Figures 2, 3 et 4 représentent successivement :

- le spectre I.R. par transmission de la *p-n*-Butylaniline,
- le spectre RAMAN du *p*-Methoxybenzaldehyde,
- le spectre RAMAN du MBBA, ces trois corps étant étudiés à température ambiante.

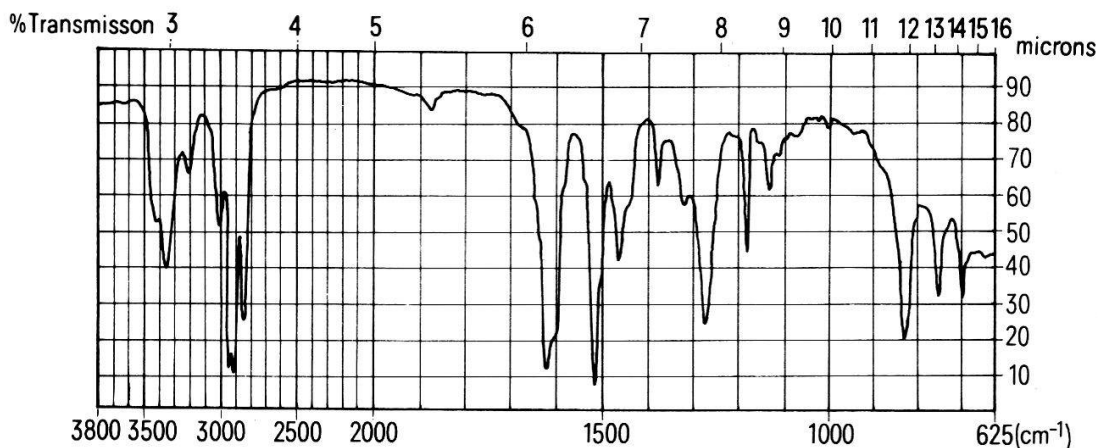


Figure 2  
Spectre I.R. de la *p-n*-Butylaniline.

Nous constatons que certaines raies du MBBA ne peuvent être interprétées aisément d'après les données de la littérature. Cependant, il serait possible, grâce à des moyens de calculs appropriés, d'attribuer certaines de ces raies à des mouvements spécifiques de groupement atomiques.

Nous constatons également que la zone des fréquences balayées ne permet qu'une investigation des mouvements intramoléculaires. Il est peu vraisemblable, selon nous, de trouver dans la zone comprise entre  $600$  et  $1600 \text{ cm}^{-1}$  des raies provenant d'interactions intermoléculaires. Celles-ci sont en effet excitées à des fréquences sensiblement plus basses: entre  $10$  et  $200 \text{ cm}^{-1}$  [5-9], soit dans le MBBA, soit dans d'autres liquides anisotropes nématiques.

Une telle étude est limitée par les qualités optiques insuffisantes de notre appareillage optique sous sa forme actuelle. En effet, la longueur de la plage de diffusion élastique et quasi-élastique s'avère nettement trop grande dans le spectre du MBBA pour permettre une investigation de la zone qui nous intéresse.

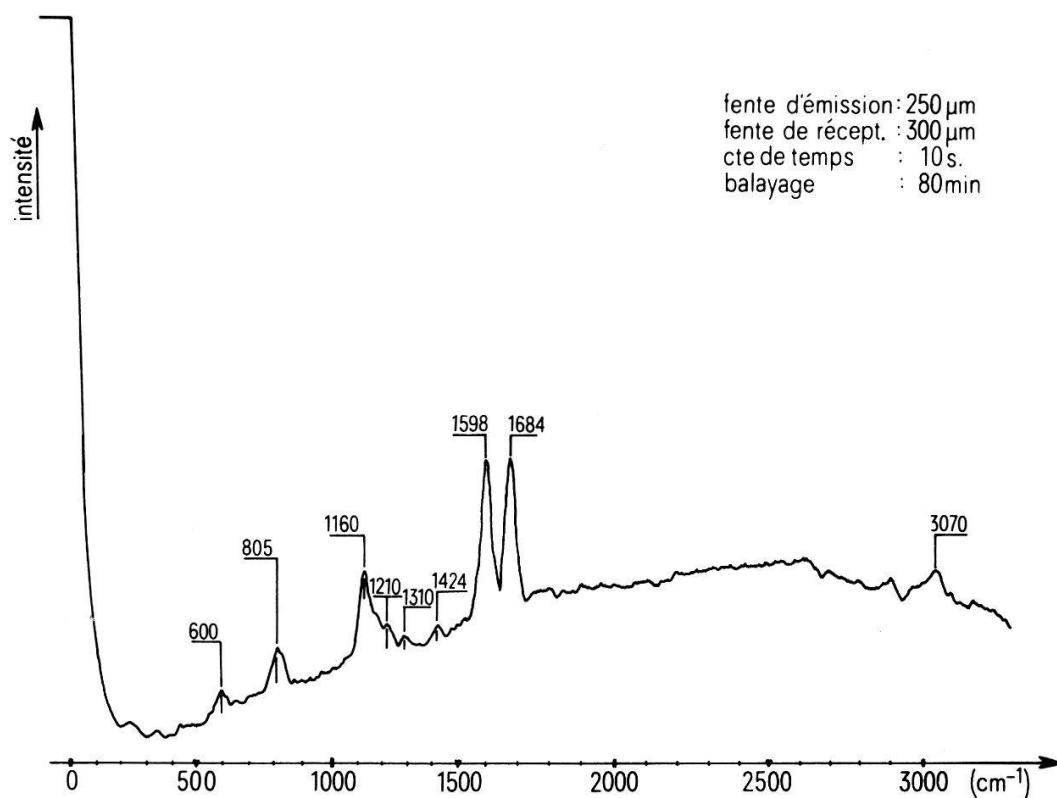


Figure 3  
Spectre Raman du *p*-Methoxybenzaldehyde.

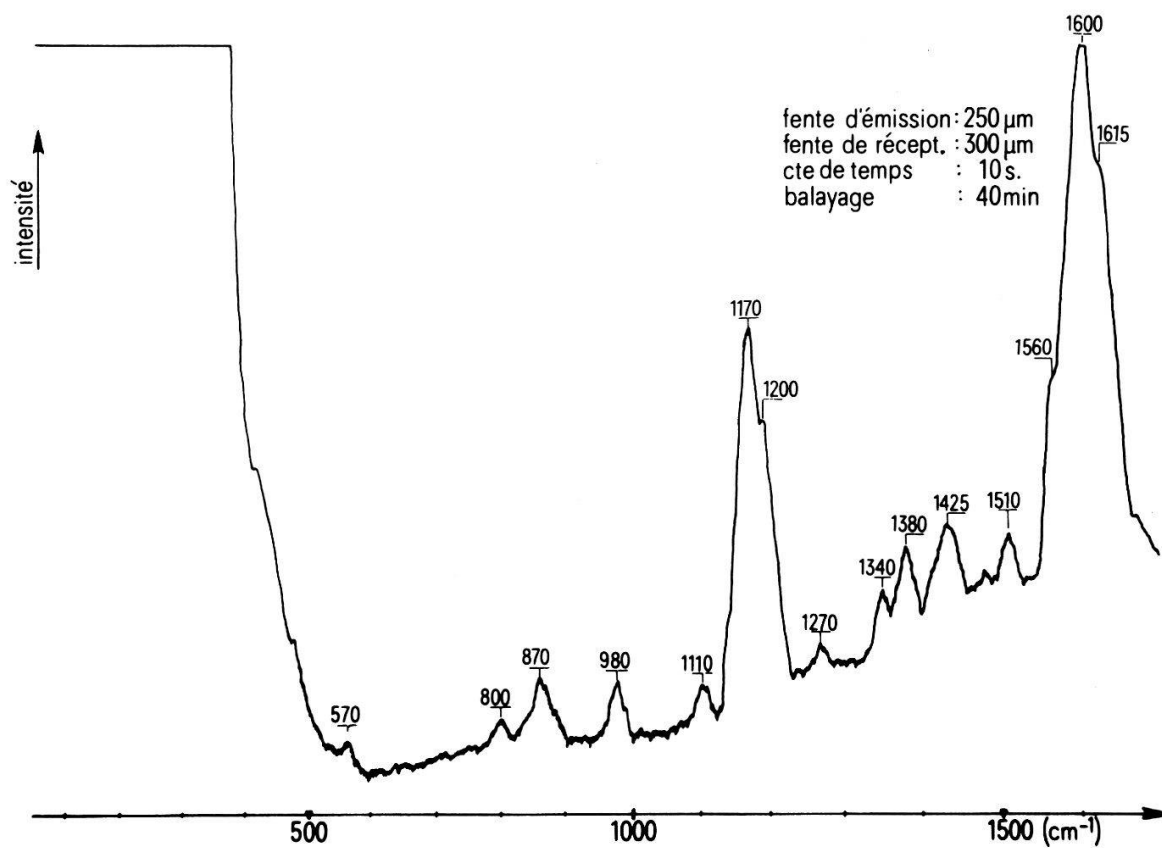


Figure 4  
Spectre Raman du MBBA.

### Conclusion

Les résultats présentés ici devront être complétés par des mesures effectuées sur un appareillage sensiblement amélioré dans sa partie optique.

Ces mesures nous permettront d'aborder un travail plus spécifiquement consacré à une investigation des raies Raman basse fréquence, de corps mésomorphes, en fonction de la température et de suivre l'évolution de ces raies lors de ce processus.

Raies I.R. et Raman de la B.A., du M.B. et du MBBA entre 570 et 1600  $\text{cm}^{-1}$ .

B.A. ( $\text{cm}^{-1}$ )	M.B. ( $\text{cm}^{-1}$ )	MBBA ( $\text{cm}^{-1}$ )	Interprétation des raies
1623			Cisaillement $\text{NH}_2$
		1615	Vibration $\text{O}-\text{CH}_3$ asymétrique
1600	1598	1600	} Vibration de valence de l'anneau benzénique
		1560	
1520			Non interprété
			Déformation $\text{C}-\text{NH}_2$
		1510	Non interprété
1465			Cisaillement $\text{CH}_2 + \text{CH}_3$
	1424	1425	} Vibration $\text{O}-\text{CH}_3$ symétrique
		1380	
1378			Déformation $\text{CY}_3$
	1310	1340	Non interprété
			Déformation plane $\text{CHO}$
1273		1270	} Vibration de valence $\text{C}=\text{N}$
	1210		
			Déformation plane $\text{CHO}$
		1200	Ordre de grandeur d'énergies d'activation groupe $\text{CH}_3$ [6]
1180		1700	} Déformation plane de l'anneau benzénique
	1160		
1130			Cisaillement des 4 H adjacents de l'anneau benzénique
			Rocking $\text{CH}_2$
		1110	Non interprété
990		980	} Déformation plane de l'anneau benzénique
		870	
825			Non interprété
	805		Caractéristique para
		800	} Non interprété
750			
690			Balancement des 4 H adjacents de l'anneau benzénique
	600		Déformation de l'anneau par sextants
			Non interprété
		570	Ordre de grandeur d'énergie d'activation du groupe butyl [6]

### Bibliographie

- [1] G. FRIEDEL, *Ann. Phys.* 18, 273 (1922).
- [2] R. RECHSTEINER, travail de Diplôme EPFL (1971).
- [3] C. CARRIGOU-LAGRANGE et al., *Spectrochim. Acta* 12, 305 (1958).
- [4] L. J. BELLAMY, *The I.R. Spectra of Complex Organic Molecules* 2nd ed. (John Wiley, New York, 1958).
- [5] N. M. AMER, Y. R. SHEN et H. ROSEN, *Phys. Rev. Lett.* 24/13, 718 (1970).
- [6] B. J. BULKIN, D. GRUNBAUM et A. V. SANTORO, *J. Chem. Phys.* 51/4, 1602 (1969).
- [7] B. J. BULKIN et T. PROCHASKA, *J. chem Phys.* 54/2, 635 (1971).
- [8] W. J. BORER, S. S. MITRA et C. W. BROWN, *Phys. Rev. Lett.* 27/7, 379 (1971).
- [9] J. BILLARD et al., *C.R.A.S., Paris [B]* 273, 1105 (1971).



## The Kapitza Resistance of a Fermi Liquid: Single-Particle versus Zero-Sound Couplings

by M. J. RICE

(Brown Boveri Research Center, Baden, Switzerland)

F. W. SHEARD and G. A. TOOMBS

(Physics Department, University of Nottingham, Nottingham, England)

*Abstract.* We discuss some results of a many-body theory of the Kapitza resistance of a Fermi liquid which enables the single-fermion and zero-sound contributions to be unambiguously calculated.

It has been suggested [1, 2] that the origin of the low-temperature Kapitza resistance (KR)  $R$  between liquid  $\text{He}^3$  and a non-magnetic solid might well be just the inelastic scattering of *individual fermion quasiparticles* (QP) from the surface atoms of the solid boundary. This interpretation would be quite different from the acoustic mismatch picture [3] in which the vibrational quanta of the solid surface atoms are transferred to the *zero-sound modes* of the Fermi liquid (FL). Both interpretations lead to the limiting low-temperature  $T^{-3}$  law for  $R$ , but an important feature giving possible credulity to the single-particle interpretation was the prediction [1] that the latter should depend on the properties of the FL only through its being proportional to the inverse fourth power of the Fermi wavevector  $k_F$ , a dependence well confirmed by the experimental work [4]. By contrast the zero-sound KR was predicted [3,5] to show, in addition, an inverse proportionality to the zero-sound velocity  $c_0$ , a dependence that should have caused very significant deviations from the observed  $k_F^{-4}$  dependence.

We have recently completed a many-body theory of the KR which allows both contributions to the KR to be unambiguously calculated. Here we present, briefly, some results of this new approach.

The interaction  $H_{\text{int}}$  between the FL and the vibrational levels  $\hbar\omega$  of the solid interface is written as

$$H_{\text{int}} = \sum_{\omega} \sum_{\mathbf{k}} \sum_q C_0(\mathbf{k}, q) \sqrt{\frac{\hbar}{2M\omega}} \cdot (b_{\omega} + b_{\omega}^+) a_{\mathbf{k}+q} a_{\mathbf{k}} \quad (1)$$

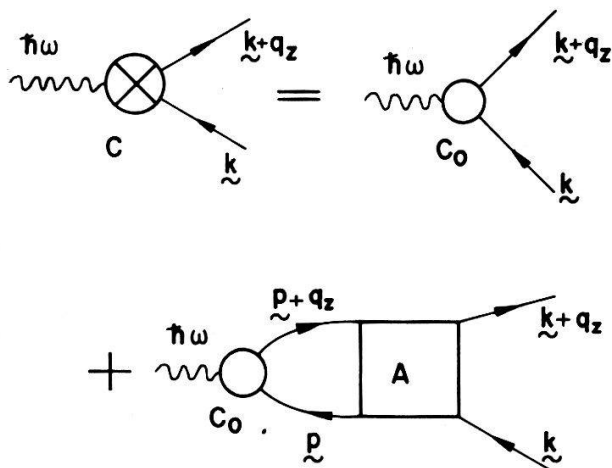
where  $a_{\mathbf{k}}^+$  and  $b_{\omega}^+$  denote, respectively, creation operators for the quasiparticle momentum state  $\hbar\mathbf{k}$  and vibrational level  $\hbar\omega$ ,  $M$  denotes the mass of the solid surface atom and  $C_0(\mathbf{k}, q)$  denotes an unknown coupling constant. The effect of  $H_{\text{int}}$  is to create quasi fermion-hole pairs of total momentum  $\hbar q$  in the *direction of the wall motion*. Because of the interactions between quasiparticles, the latter fermion-hole pairs interact with other fermion-hole pairs in the FL. This many-body effect gives rise to a 'dynamical screening' of the original coupling  $C_0(\mathbf{k}, q)$ , producing a net effective FL-wall coupling which we denote by  $C(\mathbf{k}, q; \omega)$ . The latter may be calculated according to the diagrams shown in the Figure and is

$$C(\mathbf{k}, q; \omega) = C_0(\mathbf{k}, q) - \sum_{\mathbf{p}} C_0(\mathbf{p}, q) X_{\mathbf{p}q}(\omega) A_{\mathbf{p}\mathbf{k}}(q, \omega) \quad (2)$$

where  $X_{\mathbf{p},q}(\omega)$  and  $A_{\mathbf{p}\mathbf{k}}(q, \omega)$  denote, respectively, the fermion-hole propagator and scattering amplitude of the bulk FL.  $|C(\mathbf{k}, q; \omega)|^2$  will determine the energy flux crossing

the solid-FL interface and, hence, the KR. In the limit  $T \rightarrow 0$ , only small values of  $\omega$  and  $q$  need to be considered. For  $\omega, q \rightarrow 0$ ,  $C(\mathbf{k}, q; \omega)$  has the physical interpretation of being the force exerted by the stationary surface on the quasiparticle in the momentum state  $\hbar\mathbf{k}$ . This force must be balanced by the flux of momentum carried by the quasiparticle from the interior of the FL [1]. This condition determines the relevant magnitude of the unknown coupling constant  $C_0(q, \mathbf{k})$ .

The single-particle contribution  $R_{sp}$  to the KR arises from contributions from  $C(\mathbf{k}, q; \omega)$  for which  $\omega < qv_F$  ( $v_F$  = Fermi velocity) and, apart from numerical factors,



is identical to the result obtained in [1]. *It is independent of explicitly 'Fermi-liquid effects'.* The zero-sound contribution  $R_{zs}$  arises from the zero-sound pole ( $\omega > qv_F$ ) in  $A_{pk}(q, \omega)$  and for the special case of the FL which is characterized by the single Landau parameter  $F_0$  we find  $R_{zs}^{-1} = R_{sp}^{-1} \phi(c_0/v_F) = (2/3)(c_0/v_F) R_{sp}^{-1}$  (for  $c_0/v_F > 1.8$ ), where

$$\phi(x) = 4 \left[ x - \frac{1}{2} x^2 \ln \left( \frac{x+1}{x-1} \right) \right]^2 / \left[ \frac{x}{x^2-1} - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{x+1}{x-1} \right) \right] \quad (3)$$

$\rightarrow 0$ , as  $x \rightarrow 1$ .

These results show that  $R_{zs}/R_{sp} \simeq 40\%$  at low  $\text{He}^3$ -pressures while at the highest  $\text{He}^3$ -pressures this ratio is reduced to  $\simeq 12\%$ . Thus although the single-particle contribution does not completely dominate the KR, as previously guessed [1] on the basis of the observed  $k_F^{-4}$  law, it nevertheless makes a significant contribution to the total KR.

The full account of this work will be submitted to the Physical Review.

#### References

- [1] M. J. RICE, Phys. Rev. Lett. 27, 92 (1971).
- [2] M. J. RICE and G. A. TOOMBS, Phys. Rev. 5A, 2259 (1972).
- [3] I. L. BEKAREVICH and I. M. KHALATNIKOV, JETP 12, 1187 (1961).
- [4] A. C. ANDERSON, J. I. CONNOLLY and J. C. WHEATLEY, Phys. Rev. A 135 910 (1964).
- [5] J. GAVORET, Phys. Rev. A 137, 721 (1965).

## Kristallwachstum als nichtlineares Nichtgleichgewichtsproblem

von S. STRÄSSLER

(Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden, Schweiz)

Wir diskutieren die gerichtete Erstarrung von verdünnten und eutektischen Legierungen. Es wird gezeigt, dass dieses Wachstum meistens nicht durch eine lineare Theorie beschrieben werden kann. Deshalb verliert das Prinzip der minimalen Entropieproduktion seine Bedeutung. Ein Vorschlag für ein anderes Prinzip wird erläutert.

## Ein Positroniumartiger Zustand in KCl

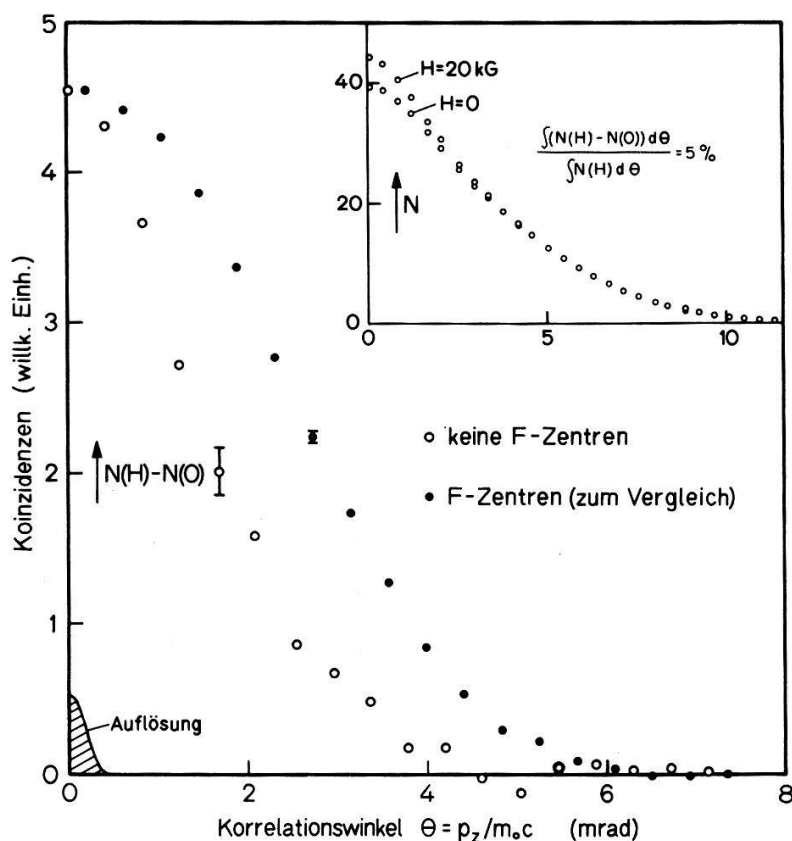
von D. HERLACH

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Neuere Messungen der Lebensdauerspektren und der Winkelkorrelation der Annihilationsquanten von Positronen in mit  $F$ -Zentren dotiertem KCl haben gezeigt, dass das Elektron-Positron-Paar in der Anionlücke einen Positronium(Ps)-ähnlichen gebundenen Zustand bildet: in der Winkelkorrelation tritt eine schmale Komponente auf [1], und im Lebensdauerspektrum wird eine dritte, langlebige Komponente beobachtet [2]. Die Intensität beider Effekte kann durch äussere Magnetfelder beeinflusst werden [3, 4], was sich durch die Mischung von Singulett- und Triplett-Wellenfunktionen eines Ps-ähnlichen Zustandes erklären lässt.

Kürzlich haben Bisi et al. [5] gefunden, dass auch in *ungefärbten* Alkali-Halogeniden (LiF und NaCl) die in fast allen ionischen Substanzen auftretende zweite Komponente im Lebensdauerspektrum von einem äusseren Magnetfeld in ähnlicher Weise beeinflusst wird. Die Autoren schliessen daraus, dass auch in ungefärbten Kristallen die Bildung eines Ps-ähnlichen Zustandes möglich ist. — Ziel der vorliegenden Arbeit war es, diese Hypothese mit einem Winkelkorrelationsexperiment zu prüfen. Dabei galt es zu berücksichtigen, dass bei jedem Annihilationsexperiment in Alkali-Halogeniden durch die Positronenbestrahlung  $F$ -Zentren entstehen: in einer KCl-Probe wurde nach 100 h Bestrahlung mit 1 mC  $^{22}\text{Na}$  eine mittlere Zentrenichte von etwa  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  gemessen. Dieser Färbungseffekt ist auch bei Lebensdauer-messungen nicht zu vernachlässigen, obwohl dort sehr viel schwächere Quellen benützt werden: wegen der stark verschiedenen experimentellen Anordnungen sind bei beiden Messmethoden die Bestrahlungsdosen im effektiven Probenvolumen von der gleichen Grössenordnung (bei 10 mC in der Winkelkorrelation bzw. 10  $\mu\text{C}$  in Lebensdauer-messungen annihilieren etwa  $5 \times 10^8$  Positronen pro  $\text{cm}^3$  und s). Für den Nachweis eines Ps-ähnlichen Zustandes in ungefärbtem KCl ist es daher unerlässlich, die Bildung von  $F$ -Zentren *während* der Messung zu verhindern. Dies haben wir durch Einstrahlen von Licht im  $F$ -Band mit einer Intensität von etwa  $10^{16} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erreicht. Dabei fand, im Gegensatz zu additiv gefärbten Kristallen, keine Konversion zu  $M$ - oder  $R$ -Zentren, sondern völliges Ausbleichen der  $F$ -Zentren statt. — Die Winkelkorrelation der Annihilationsquanten wurde einmal ohne, einmal mit einem äusseren Magnetfeld von 20 kGauss parallel zur Positronenpolarisation gemessen (Figur, oben rechts): im Magnetfeld erscheint deutlich eine schmale Komponente

(tatsächlich ist dies nur die magnetische Verstärkung der folglich in der Winkelkorrelation zu  $H = 0$  verborgenen Komponente) mit einer Intensität von 5%, was die Existenz eines Ps-ähnlichen Zustandes bestätigt. Der Vergleich (Figur, unten) zeigt, dass diese schmale Komponente (Kreise) nur etwa halb so breit ist wie die bei gefärbtem KCl beobachtete (Punkte)—also rührt sie sicher nicht von  $F$ -Zentren her, und das für den Effekt verantwortliche Elektron-Positron-Paar ist offensichtlich schwächer lokalisiert als Ps in einer Anionlücke.



Schmale Komponente in der Winkelkorrelation von ungefärbtem KCl.

Dass schon die allein von der magnetischen Verstärkung herrührende schmale Komponente 5% der gesamten Winkelkorrelation ausmacht, lässt vermuten, dass ein sehr grosser Teil aller Positronen den Ps-ähnlichen Zustand bevölkert. Dies bedeutet aber, dass maximal bis zu 25% der bei  $H = 0$  gemessenen Korrelation auf Annihilationen aus dem gebundenen Zustand zurückzuführen sind. Eine genaue Bestimmung dieses Anteils würde wertvolle Auskunft über das Schicksal der Positronen in Alkali-Halogeniden liefern, ist aber aus dem vorliegenden Experiment nicht möglich. Auch im Zusammenhang mit den Messungen an gefärbten Kristallen—die dort beobachteten magnetischen Effekte sind natürlich Überlagerungen der Beiträge von zwei verschiedenen Ps-ähnlichen Zuständen—ist es deshalb wichtig, den in ungefärbtem KCl auftretenden Zustand genauer zu untersuchen. Von besonderer Bedeutung sind dabei die Stärke der Bindung und die Herkunft des daran beteiligten Elektrons, die Wechselwirkung mit den Gitterionen sowie Mechanismus und Ort der Lokalisierung. Einige dieser Fragen könnten vielleicht durch Lebensdauermessungen an ungefärbten Kristallen bei wirksamer  $F$ -Zentren-Unterdrückung geklärt werden.

## Literatur

- [1] D. HERLACH und F. HEINRICH, Phys. Lett. 31A/2, 47 (1970).
- [2] A. DUPASQUIER, Lett. Nuovo Cimento 4/1, 13 (1970).
- [3] A. BISI, A. DUPASQUIER und L. ZAPPA, J. Phys. [C] 4, L 33 (1970).
- [4] D. HERLACH und F. HEINRICH, Helv. phys. Acta 45, 10 (1972).
- [5] A. BISI, A. DUPASQUIER und L. ZAPPA, J. Phys. C.: Solid State Phys. 4, L310 (1971).

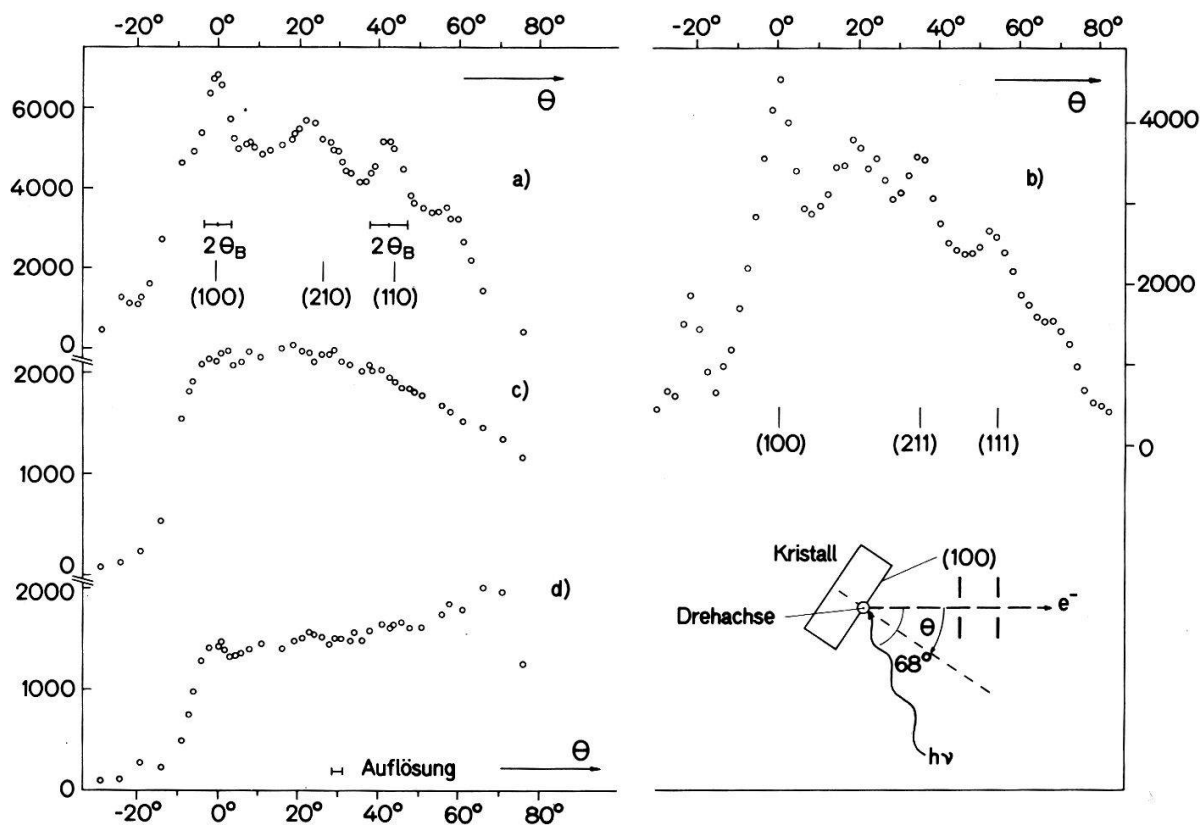
## Winkelverteilung der Photoelektronen von NaCl-Einkristallen

von J. BRUNNER, M. SIEGRIST und H. ZOGG

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Zur Untersuchung der durch Röntgenstrahlung in einer Probe ausgelösten Photo- und Auger-Elektronen haben wir ein hochauflösendes, doppelfokussierendes Spektrometer gebaut. Es handelt sich um ein magnetisches, eisenfreies  $\pi\sqrt{2}$ -Instrument. Im wesentlichen wurde die geometrische Anordnung von Nordberg [1] übernommen. Die experimentelle Linienbreite des  $N_{VI,VII}$ -Dubletts des Golds beträgt 1,5 eV, wovon 0,9 eV durch die Breite der verwendeten Al- $K_\alpha$ -Strahlung verursacht wird.

Damit wurde die Winkelabhängigkeit der aus NaCl-Einkristallen ausgelösten Photoelektronen untersucht. Das Spektrometer wird fest auf eine Photolinie eingestellt und die Intensität als Funktion der Kristallorientierung gemessen [2, 3].



a)  $Cl_{2p}(Al-K_\alpha)$ , NaCl-Einkristall, Drehachse  $\langle 001 \rangle$ , b) idem, Drehachse  $\langle 011 \rangle$ , c) idem, polikristalline Probe, d)  $C_{1s}(Al-K_\alpha)$  auf NaCl-Einkristall.



Die Figur zeigt die Winkelverteilungen der  $\text{Cl}_{2p}$ -Linie ( $E_{\text{kin}} = 1288 \text{ eV}$ ) für die Drehachsen  $\langle 001 \rangle$  (a) und  $\langle 011 \rangle$  (b).

Die Spaltfläche des Kristalls war in beiden Fällen eine (100)-Ebene. Die Intensitätsverteilung der  $\text{C}_{1s}$ -Linie (d), die durch Verunreinigung der Oberfläche zustande kommt, und die analoge Messung an einer polikristallinen Probe (c) sind durch geometrische Effekte erklärbar. Unter der Annahme, dass Elektronen an Kristallebenen Bragg-Reflexionen erfahren, ist nur für die ausgeprägteren Maxima aus der Lage und Breite eine eindeutige Zuordnung möglich. Für diese wird die nach De Wames [4] vorausgesagte Linienbreite ( $2\theta_{\text{Bragg}}$ ) tatsächlich beobachtet. Messungen an anderen Photo- und Auger-Linien zeigen schmale Strukturen, die vorläufig noch keine befriedigende Interpretation gefunden haben.

#### Literatur

- [1] R. NORDBERG et al., Ark. Fys. 37, 489 (1968).
- [2] K. SIEGBAHN et al., Phys. Scr. 1, 272 (1970).
- [3] C. S. FADLEY et al., Phys. Lett. 35A, 375 (1971).
- [4] R. E. DE WAMES et al., Acta Cryst. [A] 24, 206 (1968).

### Anomales Verhalten der Photoelektronenlinien von NaCl

VON J. BRUNNER, M. SIEGRIST UND H. ZOGG

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die Energieverteilung der durch Röntgenstrahlung in NaCl ausgelösten Photoelektronen wurde gemessen. Dabei beobachtet man, dass sich das Intensitätsverhältnis der Photolinien  $\text{Cl}_{3s} : \text{Cl}_{3p}$  (Valenzband) zeitlich verändert. Dieser Effekt zeigt sich sowohl bei Einkristallen wie auch bei polykristallinen Proben und bleibt auch dann erhalten, wenn das Röntgenspektrum statt durch Be durch Al-Fenster filtriert wird. Untersuchungen über die Verunreinigung der Probenoberfläche während des Experimentes zeigen, dass dieser Effekt dadurch nicht erklärt werden kann.

### Eichung der Isomerieverschiebung von $^{57}\text{Fe}$

VON P. RÜEGSEGGER UND W. KÜNDIG

(Physik-Institut der Universität Zürich, Zürich)

Die mit Mössbauerspektroskopie gemessene Isomerieverschiebung ist proportional zum Produkt  $\Delta R/R \cdot \Delta |\psi(0)|^2$ .  $\Delta R/R$  ist der relative Unterschied des Kernladungsradius im angeregten Zustand und Grundzustand,  $\Delta |\psi(0)|^2$  die Differenz der Elektronendichten am Kernot von Quelle und Absorber. Für den 14-keV-M1-Übergang des  $^{57}\text{Fe}$  ist der Konversionskoeffizient  $\alpha \propto |\psi(0)|^2$ . Durch Messung der Lebensdauer des angeregten Zustandes in verschiedenen chemischen Umgebungen und Bestimmung der IS an den gleichen Proben konnte relative Kernradiusänderung als  $\Delta R/R = -(3,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$  bestimmt werden. Diese Bestimmungsmethode erlaubt eine Eichung der IS von  $^{57}\text{Fe}$  ohne die bis jetzt nötigen Annahmen über die Elektronenwellenfunktionen.



## Magnetische Kernresonanz von $^{17}\text{O}$ im Rutil mit Hilfe von dynamischer Kernpolarisation

VON CH. GABATHULER

(Physik-Institut der Universität Zürich, Zürich)

Die dynamische Kernpolarisation hat sich als taugliche Methode erwiesen, um schwache Kernresonanzen sichtbar zu machen. So konnte z.B. die Winkelabhängigkeit der NMR-Linien von  $^{17}\text{O}$  in natürlicher Häufigkeit in  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$  [1] ausgemessen werden. In gleicher Weise ist es uns nun auch gelungen, das  $^{17}\text{O}$ -Spektrum in  $\text{TiO}_2:\text{Cr}^{3+}$  zu analysieren. Für  $^{17}\text{O}$  mit  $I = 5/2$  und  $\gamma = 0,5772$  (MHz/kG) beträgt  $e^2qQ/h = 1,497 \pm 0,004$  (MHz) und  $\eta = 0,868 \pm 0,005$ . Das Hauptachsensystem des FGT ist der Richtung nach durch die lokale Symmetrie des Sauerstoffs fixiert. Die z-Achse fällt mit der (1,1,0)-oder der  $(\bar{1},1,0)$ -Richtung zusammen.

Aus der Temperaturabhängigkeit der Intensitäten der einzelnen NMR-Linien ergibt sich ein positives Vorzeichen für  $e^2qQ/h$ .

### Literatur

- [1] E. BRUN, B. DERIGHETTI, E. E. HUNDT und H. H. NIEBUHR, Phys. Lett. 31A, 416 (1970.)

## Gitterdynamik von Cäsium-Fluorid

VON W. BÜHRER

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

Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung.

## Optisches Transmissionsspektrum des quasi-eindimensionalen Leiters $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3} \cdot 3(\text{H}_2\text{O})$

VON D. KUSE und H. R. ZELLER

(Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden)

Wir haben früher berichtet, dass Einkristalle der Verbindung  $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3} \cdot 3(\text{H}_2\text{O})$  für parallel zur optischen Achse polarisiertes Licht die optischen Eigenschaften eines Metalls, für senkrecht dazu polarisiertes Licht jedoch die eines Isolators bzw. Halbleiters zeigen [1]. Wir haben bei achsensenkrechter Polarisation das Transmissionsspektrum im sichtbaren und nahen Ultrarot bis  $R = 11,5 \mu\text{m}$  gemessen und finden neben einer elektronischen Absorptionskante bei  $\lambda = 0,45 \mu\text{m}$  mit einem langen Ausläufer und zahlreichen Gitterschwingungsbanden eine wahrscheinlich elektronische kontinuierliche Ultrarotabsorption.

### Literatur

- [1] D. KUSE und H. R. ZELLER, Phys. Rev. Lett. 27, 1060 (1971).

## Simple Model for the Frequency-Dependent Conductivity and Dielectric Constant of Nearly One-Dimensional Metallic Conductors

by M. J. RICE and J. BERNASCONI

(Brown-Boveri Research Center, Baden)

A simple model [1, 2] of linear metallic strands interrupted by completely insulating lattice defects leads to an interesting series of predictions for the a.c. conductivity and dielectric constant of the type of nearly-one-dimensional metallic conductor formed by the mixed-valency planar complexes of Pt. Perhaps the most striking prediction is that of a giant unidirectional static dielectric constant, the order of magnitude of which is given by the square of the number of metallic atoms 'boxed' within the mean length of separation of defects.

### References

- [1] D. KUSE and H. R. ZELLER, Phys. Rev. Lett. 27, 1060 (1971).
- [2] M. J. RICE and J. BERNASCONI, Phys. Lett. 38A, 277 (1972).

## Some Consequences of the Interrupted Strand Model of Nearly-One-Dimensional Metallic Conductors

by J. BERNASCONI and M. J. RICE

(Brown-Boveri Research Center, Baden)

We consider a model of linear metallic strands and introduce a random distribution of insulating interruptions. This leads to a replacement of the defect-free strand by a sequence of one-dimensional 'metallic boxes' with a well-defined probability distribution of boxlengths. We determine the density of states, Fermi energy, specific heat and magnetic susceptibility of such a system, and derive expressions for the low-temperature frequency-dependent conductivity and dielectric constant.

## Reflexionsmessungen an Einkristallen von $K_2Pt(CN)_4Br_{0.3}(H_2O)_n$ im fernen Infrarot

VON P. BRÜESCH UND F. LEHMANN

(Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden)

Reflexionsmessungen bei 20°C von  $K_2Pt(CN)_4Br_{0.3}(H_2O)_n$ -Einkristallen im fernen Infrarot ( $25 \mu < \lambda < 250 \mu$ ) zeigen eine ungewöhnlich hohe optische Anisotropie. Die Reflexion  $R$  von senkrecht zu den Pt-Ketten polarisiertem Licht ( $E \perp z$ ) ist verhältnismässig klein ( $20\% < R < 40\%$ ) wie für ein dielektrisches Material; dagegen ist die Reflexion von parallel zu den Pt-Ketten polarisiertem Licht ( $E \parallel z$ ) hoch ( $R \approx 86\%$ ) und praktisch unabhängig von der Wellenlänge. Die Messungen für  $E \parallel z$  sind in guter Übereinstimmung mit der aufgrund des Modells der unterbrochenen Pt-Ketten [1] berechneten Reflexion ( $R_{\text{theor.}} \approx 88\%$ ) und bestätigen das nahezu eindimensionale metallische Verhalten dieser Verbindung.

### Literatur

- [1] M. J. RICE and J. BERNASCONI, Phys. Lett. 38A, 277 (1972).

## Optische Konstanten des eindimensionalen metallischen Leiters



von P. BRÜESCH und J. BERNASCONI

(Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden)

Mit einem Absolut-Reflektometer (Laser als Lichtquelle, Si-Solarzelle bzw. Golayzelle als Detektor) haben wir die Reflexion in Abhängigkeit des Einfallswinkels von Einkristallen von  $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3}(\text{H}_2\text{O})_n$  gemessen. Die Messungen wurden bei folgenden Laser-Wellenlängen durchgeführt:  $\lambda = 33910 \text{ \AA}$ ,  $11520 \text{ \AA}$ ,  $6328 \text{ \AA}$  (He Ne-Laser) und  $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ ,  $4880 \text{ \AA}$ ,  $4579 \text{ \AA}$  (Ar-Laser). Ausgehend von den Fresnelschen Gleichungen für anisotrope Medien wurden aus diesen Messungen mit Hilfe eines Computerprogramms die optischen Konstanten bestimmt.

## Pt-Mössbauer-Messungen an $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3} \cdot 3(\text{H}_2\text{O})$

von W. RÜEGG

(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH, Zürich)

D. KUSE und H. R. ZELLER

(Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden)

Die elektrische Leitfähigkeit des eindimensionalen Leiters  $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3} \cdot 3(\text{H}_2\text{O})$  ist bei tiefen Temperaturen thermisch aktiviert. Um zu entscheiden, ob dies durch einen Metall-Isolator-Übergang mit Lokalisierung der Leitungselektronen an einzelnen Pt-Atomen hervorgerufen wird, haben wir ein Mössbauer-Absorptionsspektrum aufgenommen. Lokalisierung würde bei  $T = 0$  zu 85%  $\text{Pt}^{2+}$ , 15%  $\text{Pt}^{4+}$  und damit zu einer Asymmetrie in der Mössbauerlinie führen. Die bei  $4,2^\circ\text{K}$  gemessene Linie ist symmetrisch mit einer Isomerieverschiebung von  $-1,7 \text{ mm/sec}$ . Wir schliessen daraus, dass kein Metall-Isolator-Übergang im obigen Sinn stattfindet.

## Magnetic Susceptibility $\chi$ of $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3} \cdot 2,3(\text{H}_2\text{O})$

by A. MENTH and M. J. RICE

(Brown-Boveri Research Center, Baden)

Low temperature measurements of  $\chi$  show a temperature dependent diamagnetic susceptibility, which can be separated into a dominant temperature independent diamagnetism  $\chi_D$  plus a temperature dependent paramagnetism  $\chi_p$ .  $\chi_p$  cannot be described by a Curie law alone. The results will be discussed on the basis of a model of linear metallic strands interrupted by insulating lattice defects and of a one-dimensional Hubbard-model.

## Die elektrische Leitfähigkeit eindimensionaler Leiter

von H. R. ZELLER

(Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden)

Bei eindimensionalen Leitern spielen Gitterdefekte eine fundamental andere Rolle als bei 2- und 3dimensionaler Leitung. Defekte in einer metallischen monoatomaren Kette führen schon bei geringer Barrierenhöhe zu einer Lokalisierung der Leitungselektronen auf einzelne Kettenabschnitte. Auch wenn der Tunnelwiderstand zwischen benachbarten Ketten bzw. der Unterbrechungen klein ist, ist das System bei  $T = 0$  trotzdem ein Isolator. Der Grund dafür liegt darin, dass erstens innerhalb der Kettenabschnitte das Anregungsspektrum der Elektronen diskret wird (infolge der Randbedingungen) und dass zweitens die Übertragung eines Elektrons von einem Kettenabschnitt auf den anderen eine Coulomb-Anregungsenergie erfordert. Ein Analog-Computer-Experiment gibt gute Übereinstimmung mit an eindimensionalen Leitern gemessenen Daten.

## Anisotroper Seebeck-Effekt in $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.3} \cdot 3(\text{H}_2\text{O})$

von D. KUSE und H. R. ZELLER

(Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden)

Die von uns beobachtete Temperatur- und Richtungsabhängigkeit des Seebeck-Effektes in Einkristallen von  $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.3} \cdot 3(\text{H}_2\text{O})$  sind qualitativ verträglich mit der Vorstellung, dass die in metallähnlicher Dichte entlang den isolierten Platinketten vorhandenen Ladungsträger bei tiefen Temperaturen durch Störungen der Kettenperiodizität lokalisiert werden. Mit steigender Temperatur nimmt die Leitfähigkeit in Kettenrichtung mehr und mehr metallischen Charakter an.

## Elektronische Eigenschaften der Silberchalkogenide

von P. JUNOD, B. KILCHÖR und J. WULLSCHLEGER

(CIBA-GEIGY Photochemie AG, Fribourg)

Das Verhältnis der Elektronenleitfähigkeit zur Ionenleitfähigkeit in den Verbindungen  $\text{Ag}_2\text{S}$  und  $\text{Ag}_2\text{Se}$  hängt bekanntlich stark von der Stöchiometrie ab. In reiner Form sind diese Verbindungen als Elektronenleiter zu betrachten [1]. Wir zeigen neue Messungen der optischen Absorption und der Photoleitfähigkeit, welche diese Behauptung bestätigen. Bei Zimmertemperatur sind  $\text{Ag}_2\text{S}$ ,  $\text{Ag}_2\text{Se}$  und  $\text{Ag}_2\text{Te}$  Halbleiter. Oberhalb einer kritischen Temperatur verwandeln sich  $\text{Ag}_2\text{S}$  und  $\text{Ag}_2\text{Se}$  in eine kristallographische Form des Typus  $\alpha\text{-AgJ}$ , in welcher die Kationen statistisch auf einer grossen Anzahl von möglichen Gitterplätzen verteilt sind. Die elektrischen Leitfähigkeiten dieser ungeordneten Phasen werden verglichen mit denjenigen der entsprechenden Schmelzen.

### Literatur

- [1] P. JUNOD, *Helv. phys. Acta* 32, 567 (1959).

## Optische Absorption der Silberhalogenide im Bereich hoher Temperaturen

von P. JUNOD und J. WULLSCHLEGER

(CIBA-GEIGY Photochemie AG, Fribourg)

Wir haben die optische Absorption der drei Silbersalze AgCl, AgBr und AgJ zwischen Zimmertemperatur über den Schmelzpunkt bis etwa 1000°K gemessen. Alle 3 Verbindungen wiesen eine starke Rotverschiebung der Absorptionskante mit zunehmender Temperatur auf (*ca.*  $10^{-3}$  eV pro Grad). Die Form einer Absorptionskurve als Funktion der Lichtenergie kann durch ein exponentielles Gesetz beschrieben werden, wobei der Exponent proportional zu  $1/kT$  ist (Urbach Regel). Die Messresultate werden anhand verschiedener Modelle diskutiert.

## Effet de la pression sur la croissance cristalline de TII dans un gel

par F. LÉVY et E. MOOSER

(Laboratoire de physique appliquée, EPF, Lausanne)

*Résumé.* On a fabriqué des monocristaux des modifications cubiques et orthorhombiques dans des gels de silice. La modification cubique est stabilisée par la pression exercée par le gel et le changement de structure peut être décrit sur la base d'un schéma énergétique de liaisons.

### Introduction

Deux modifications du iodure de thallium sont connues [1]: à température ambiante, la structure est orthorhombique et le TII, type  $\alpha$  peut être considéré comme un cristal en couches caractérisé par

1. une seule liaison courte Tl-I (3,34 Å),
2. des chaînes en zig-zag d'atomes Tl, dans la direction de l'axe cristallin  $\tilde{c}$  (distance Tl-Tl = 4,07 Å).

Cette structure, avec un nombre de coordination égal à sept est un compromis entre les structures du type NaCl (nombre de coordination six) et du type CsCl (nombre de coordination huit). Au-dessus de 170°C ou à température ambiante sous pression hydrostatique de 5 kbar, le iodure de Thallium cristallise dans une structure du type CsCl:  $\beta$ -TII.

Des expériences de croissance cristalline de TII dans des gels de silice ont montré que des monocristaux des deux modifications croissent dans des conditions semblables avec des habitus et des mécanismes de croissance différents.

### Expérience

Dans des éprouvettes cylindriques ou en forme de U, on fait réagir l'acétate de thallium (solution aqueuse 0,25 M) avec l'iodure de Potassium (solution aqueuse 0,05 M) dans un gel de densité spécifique variant entre 1,04 et 1,06 g cm<sup>-3</sup> (pH = 4 environ). Après 15-20 jours, des monocristaux de TII cristallisent; les trois types suivants de cristaux se présentent en plus grande quantité:

- des aiguilles jaunes, longues de plusieurs centimètres et de section de quelques  $10^{-2}$  mm<sup>2</sup>;



- des feuilles minces, jaunes, maclées, dont la croissance en forme d'ailes de papillon est générée par la macle;
- des cubes rouges avec des faces en terrasses étagées (trémies concaves) qui deviennent, à un stade ultérieur, des étoiles à huit branches irrégulières.

Ces cristaux rouges, de la modification cubique, sont stabilisés, à température ambiante par la pression exercée par le gel, supérieure à 5 kbar. Extraits du gel, ces cristaux se transforment dans la modification orthorhombique, caractérisée par sa couleur jaune.

### *Croissance cristalline*

La croissance cristalline des cristaux de  $\beta$ -TII dans le gel illustre le cas d'une vitesse de croissance dans la direction  $[111]$ , trop rapide par rapport à la vitesse de diffusion des constituants Tl et I dans le gel. Ce mécanisme produit des cristaux cubiques avec des faces terrassées, aux arêtes proéminentes. Cet habitus est schématisé

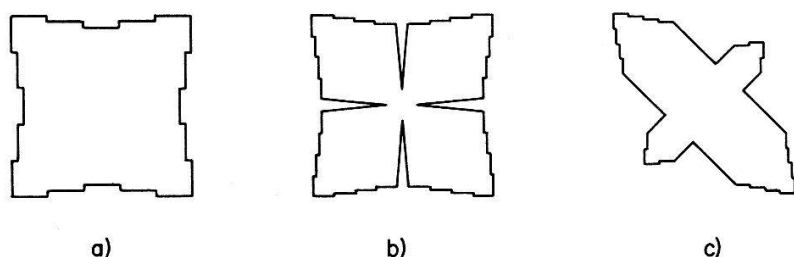


Figure 1

Schéma dans deux dimensions de trois stades de croissance de monocristaux de TII cubique.

dans le diagramme à deux dimensions de la Figure 1a. En croissant, le monocristal se décompose en huit petits cubes séparés par des gorges dans lesquelles la solution n'est plus assez concentrée pour engendrer la croissance cristalline (Fig. 1b). La croissance plus rapide des arêtes extérieures des cubes (région de plus grande supersaturation) produit finalement des étoiles à huit branches de longueur variable mais symétriques deux à deux (Fig. 1c).

### *Changement de phase*

Le changement de structure cristalline des cristaux de TII transforme la phase cubique (structure typiquement ionique) dans la phase orthorhombique (structure caractérisée par des liaisons directionnelles). L'angle de  $86,5^\circ$  entre les deux liaisons des cations proches voisins suggère des liaisons essentiellement dues à des orbitales de caractère  $p$ . Deux électrons par atome Tl sont impliqués dans ces deux liaisons au caractère plus covalent. Il reste un électron de la couche  $6s6p$  non saturée pour satisfaire la liaison avec l'anion, ce qui correspond au fait qu'une seule liaison plus courte Tl-I existe, dans la direction parallèle à l'axe  $\vec{b}$  du cristal. Cette situation suggère le schéma énergétique de liaison de la Figure 2a.

Les états  $6p$  de Tl forment deux demi-états liants par atome associés à deux demi-états antiliants. Le troisième état Tl ( $6p$ ) disponible reste non-liant, inoccupé. L'état Tl ( $6s$ ) constitue avec l'un des états I ( $5p$ ) les combinaisons liantes, respectivement antiliantes représentant la liaison Tl-I. Les deux autres états I ( $5p$ ) restent



non-liants et sont probablement occupés. La différence d'énergie moyenne entre les états liants ou non-liants occupés et les états antiliants ou non-liants inoccupés est assez grande pour qu'une bande interdite apparaisse.

Le schéma de liaison de la Figure 2b correspond au cas supposé purement ionique de la phase cubique, avec un transfert total de charge de l'ion  $\text{Tl}^+$  à l'ion  $\text{I}^-$ . Ce schéma est en accord avec la structure de bande calculée pour  $\text{TlBr}$  [2, 3], et la bande interdite entre une bande de valence de caractère  $\text{Tl } (6s) + \text{I } (5p) + \text{I } (5s)$  et une bande de conduction de caractère  $\text{Tl } (6p)$  aurait une largeur de 2,8 eV [4].

Le changement de phase correspond à une transformation du schéma de liaison selon la représentation de la Figure 2c. Il est caractérisé par un accroissement de la

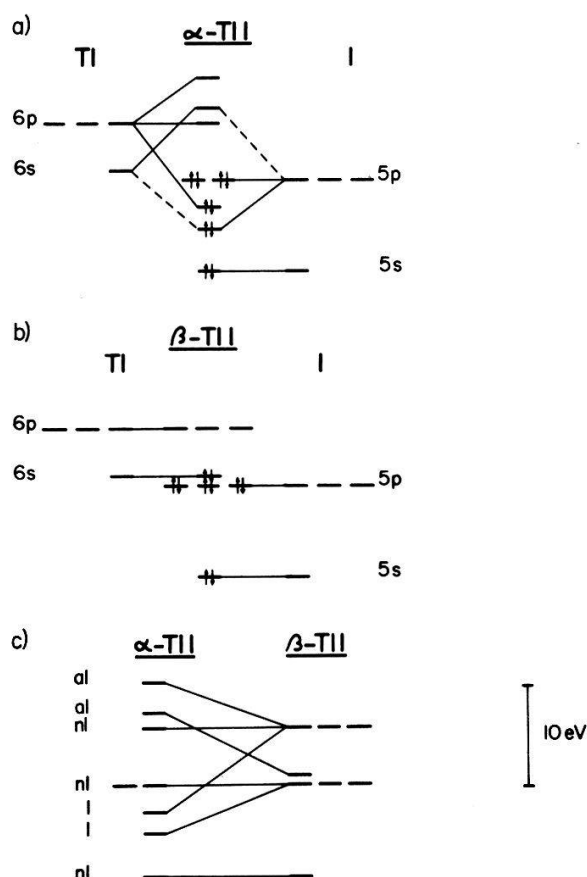


Figure 2

Schémas de liaison de TlI : a) modification orthorhombique, plus covalente; b) modification cubique, plus ionique; c) transformation correspondant au changement de phase.

bande d'énergie interdite lors du passage de la phase cubique ( $\beta$ ) à la phase orthorhombique ( $\alpha$ ). Ces considérations empiriques nécessitent une vérification expérimentale par des mesures optiques.

Nous tenons à remercier M. H. Berger pour sa collaboration technique et nous exprimons notre reconnaissance au Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique pour son aide financière.

#### Bibliographie

- [1] G. A. SAMARA, L. C. WALTERS et D. A. NORTHROP, J. phys. Chem. Solids 28, 1875 (1967); G. A. SAMARA, Phys. Rev. 165, 959 (1968).
- [2] A. J. GRANT, W. Y. LIANG et A. D. YOFFE, Phil. Mag. 22, 1129 (1970).
- [3] H. OVERHOF et J. TREUSCH, Solid St. Commun. 9, 53 (1971).
- [4] R. Z. BACHRACH, Solid St. Commun. 7, 1023 (1969).

## Bestimmung der Hauptachsen des G-Tensors von Ferricytochrom $b_5$ aus NMR-Messungen

von REGULA M. KELLER und K. WÜTHRICH

(Institut für Molekularbiologie und Biophysik, ETH, Zürich)

Cytochrom  $b_5$  ist ein Hämoprotein mit einem MG von 11000, das aus einer Polypeptidkette und einer Protohäm-IX-Gruppe besteht. Es kann z.B. aus der Leber von Säugetieren isoliert werden.

Wir unternahmen Protonenresonanzmessungen bei 220 MHz an  $D_2O$ -Lösungen des diamagnetischen reduzierten und des paramagnetischen oxydierten Proteins im physiologischen Temperatur- und pH-Bereich. Das Spektrum besteht aus den Resonanzen von etwa 550 Protonen der Polypeptidkette und 30 Protonen der Hämgruppe. Durch lokale Magnetfelder, herrührend von Ringströmen aromatischer Gruppen und vom ungepaarten Elektron des Eisens, werden einzelne dieser Resonanzen zu ungewöhnlichen Positionen verschoben. Diese Positionen und ihre Temperaturabhängigkeit lassen sich aufgrund der Einkristallstruktur, welche kürzlich röntgenographisch bestimmt wurde, erklären und erlauben, die Hauptachsen des G-tensors annähernd festzulegen.

## Surface de Fermi et déformation uniaxiale

par R. GRIESSEN et J. L. OLSEN

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich

Pour des métaux simples comme l'aluminium, l'indium et le zinc, il est possible de calculer la surface de Fermi à l'aide de la méthode du pseudopotentiel. En général, il suffit de considérer un nombre restreint d'ondes planes orthogonalisées (OPW) pour obtenir une bonne description de la surface de Fermi, les éléments matriciels  $V_{kk'}$  couplant deux ondes planes étant considérés comme paramètres. Ces paramètres sont déterminés, dans la plupart des cas, en comparant, les résultats obtenus à l'aide de l'effet de deHaas-van Alphen. Le but de ce travail est de montrer que ces valeurs décrivent étonnamment bien l'effet d'une tension uniaxiale sur la surface de Fermi.

Pour déterminer la variation d'une aire extrême  $A$  de la surface de Fermi soumis à une tension uniaxiale  $\sigma$  nous mesuré le moment de torsion  $\tau$  associé à l'effet de de Haas-van Alphen et la magnétostriction oscillatoire  $\epsilon$  de monocristaux d'aluminium, d'indium et de zinc entre 1,2 et 4,2 K dans des champs magnétiques allant jusqu'à 22 kOe. Alors  $(1/A) (\partial A / \partial \sigma) \propto \epsilon / \tau$ . La grandeur  $(1/A) (\partial A / \partial \sigma)$  jouit de deux propriétés:

1. Elle est particulièrement grande pour de petites orbites.
2. Elle ne dépend pas de l'orientation du champ magnétique pour les orbites extrêmes appartenant à une partie donnée de la surface de Fermi.

## Volumenänderung beim supraleitenden Übergang in Blei und Aluminium

von H. R. OTT und J. L. OLSEN

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Aus der Druckabhängigkeit des kritischen Feldes und der kritischen Temperatur von Supraleitern kann die Druckabhängigkeit  $\gamma_e$  der elektronischen spezifischen

Wärme abgeleitet werden. Der gleiche Koeffizient kann auch aus Messungen der thermischen Expansion bei tiefen Temperaturen bestimmt werden. In Blei und Aluminium zeigen die Werte für  $\gamma_e$ , die mit den verschiedenen Methoden gewonnen werden, grosse Abweichungen. Aus Messungen der Volumenänderung beim supraleitenden Übergang können ebenfalls Daten über die Druckabhängigkeit des kritischen Feldes gewonnen und mit Werten aus direkten Messungen verglichen werden.

Die vorliegende Arbeit berichtet über Messungen dieser Art an Blei und Aluminium. Speziell bei der Auswertung der Daten von Blei wurde der Einfluss der starken Wechselwirkung gemäss einer theoretischen Arbeit von Carbotte [1] berücksichtigt. Die Diskussion der experimentellen Resultate ist auf die oben erwähnte Diskrepanz ausgerichtet.

#### *Literatur*

- [1] J. P. CARBOTTE, Phys. Rev. [B] 4, 82 (1971).

### **Current Noise with Time-Dependent Impurity Scattering**

by G. S. COHEN

(Département de physique de la matière condensée, Université de Genève)

An analysis is made of the feasibility of using the current-current correlation function to measure the capture time of an atom absorbed on a metal surface. The random impurity scattering problem is generalized to allow the possibility of time-dependent impurity positions, and standard Green's function techniques are used to calculate the correlation function of the current in terms of the correlation function of the occupancy of an impurity site. The calculation is performed at finite temperature since the effect of temperature is to drastically reduce the amount of information on the time-dependence that can be extracted from the electron system. The result can formally be expressed in terms of the solution to a summation equation.

### **Duality Relation for an Ising Model with Four-Spin Interactions in the Presence of a Magnetic Field**

by A. HINTERMANN

(Laboratoire de physique théorique, Ecole polytechnique fédérale, Lausanne, Switzerland)

An Ising model on a  $N_1 \times N_2$  square lattice with nearest neighbour four-spin interactions in the presence of a magnetic field is investigated. There is a one-to-one correspondence between the terms of the high temperature expansion of the partition function and the Boltzmann factors of the configurations of a lattice gas with up to four particle interactions. Writing this lattice gas in terms of spin variables, the interactions reduce to a magnetic field term and a nearest neighbour four-spin interaction, thus giving a self-duality relation for the model [1].

#### *Reference*

- [1] A. HINTERMANN, Phys. Lett. 39A, 243 (1972).

## Distribution and Density of Zeros of the Partition Function for a One-Dimensional Ising Model

by A. HINTERMANN

(Laboratoire de physique théorique, Ecole polytechnique fédérale, Lausanne, Switzerland)

We consider an Ising model defined on a  $2 \times N$  (quadratic) strip in presence of an external field. The Hamiltonian contains interactions between two nearest neighbour spins in the short direction and between four nearest neighbour spins. The locus and the density of the zeros in the fugacity plane  $z = \exp(-2\beta H)$  are calculated. The locus is given by an equation of fourth order whose coefficients depend on the two-spin interaction only. For vanishing two-spin interaction, the equation of the locus factorizes and gives two circles centred at  $z = \pm i$  passing through  $z = 1$ . The density of zeros is a function of the four-spin interaction only and has the same behaviour as the density of zeros for the one-dimensional nearest neighbour Ising model [1].

### Reference

- [1] A. HINTERMANN, to be published.

## Computer Experiments in a Two-Dimensional Ising Model

by E. STOLL and T. SCHNEIDER

(IBM Zürich Research Laboratory, Rüschlikon, Switzerland)

We have investigated the two-dimensional Ising model (a square lattice with nearest-neighbor interaction between the spins) using the Monte-Carlo method. The spontaneous magnetization was computed, and its temperature dependence was compared with the rigorous result of Onsager. In addition to this we have calculated the isothermal susceptibility and the equation of state. The above-mentioned quantities were also investigated as a function of the total number of spins in the lattice.

## Spin $\frac{1}{2}$ Lattice System: Group Structure and Duality Relation

by D. MERLINI and C. GRUBER

(Laboratoire de physique théorique, Ecole polytechnique fédérale, Lausanne, Switzerland)

Properties of general lattice systems are investigated using the group properties of such systems. The duality transformation is generalized and is expressed in terms of exact short sequence between the groups associated with one lattice and the groups associated with the dual lattice. A general method is given to construct explicitly a dual lattice for any lattice system and is illustrated with some 2- and 3-dimensional models. In particular it is shown that the 2-dimensional triangular lattice with 3-body forces is self-dual [1].

### Reference

- [1] D. MERLINI and C. GRUBER, J. Math. Phys., November (1972).

## Position des racines complexes de la fonction de partition du modèle d'Ising à couplage antiferromagnétique

par S. SARBACH et FRANZ RYS

(Seminar für Theoretische Physik, ETH, Zürich)

Utilisant un théorème sur les racines des polynômes à plusieurs variables complexes de degré un par rapport à chacune [1], on construit un domaine du plan complexe en  $z = \exp(-\beta\mu_0 H)$  contenant toutes les racines de la fonction de partition du modèle d'Ising antiferromagnétique. Elles ne s'approchent de l'axe réel positif qu'aux températures suffisamment basses, démontrant: l'absence de points critiques, donc de transitions de phase pour hautes températures. Pour des basses températures, des points critiques, avec un champs critique  $H_c \neq 0$  ne peuvent pas être exclus; des transitions métamagnétiques sont possibles.

### Bibliographie

- [1] D. RUELLE, Phys. Rev. Lett. 26, 303 (1971).

## A Solvable Electron Network Model

by PH. CHOQUARD

(Laboratoire de physique théorique, Ecole polytechnique fédérale, Lausanne, Switzerland)

A network model consisting of node points connected by one-dimensional bonds is developed for electrons in molecules and crystals [5]. Wave functions, energy levels and density of states can be calculated exactly. The model encompasses as special cases those of E. Montroll [1], C. A. Coulson [2] and L. Pauling [3]. The eigenvalue equations are given in particular for the S.C., F.C.C. and B.C.C. crystals with nearest neighbour interactions.

A key point concerns the boundary conditions to be imposed on the first derivatives of the, generally complex, wave functions at the node points. If  $\psi(\vec{x}, E)$  is a solution of  $H\psi = (\vec{p}^2/2m + V)\psi = E\psi$  on a given bond, the said condition is shown to derive from the general equation:

$$\frac{1}{2} \operatorname{div} (\psi^* \vec{\nabla} \psi + \psi \vec{\nabla} \psi^*) = \frac{2m}{\hbar^2} \psi^* (V - E) \psi + \frac{1}{2} |\vec{\nabla} \psi|^2. \quad (1)$$

The case of potentials which are singular at the node points can thus be treated. In the case where  $V(\vec{x})$  is not singular, Rudenberg [4] 'conservation condition' is obtained after partial integration of (1).

### References

- [1] E. W. MONTROLL, J.M.P. 11, 635 (1970).  
 [2] C. A. COULSON, Proc. Phys. Soc., Lond. 67, 608 (1954).  
 [3] L. PAULING, J. chem. Phys. 4, 673 (1936).  
 [4] K. RUDENBERG, J. chem. Phys. 21, 1509 (1952).  
 [5] PH. CHOQUARD, Lecture notes *Phonons & Electrons II*, section 3.1 (1971).



## Fibré tangent sur l'espace de phase et règles de commutation

par P. B. SCHEURER

(Département de physique théorique, Genève)

On donne à l'espace de phase la structure d'un fibré tangent sur l'espace-temps.  $P_i$  est un vecteur tangent, donc une dérivation sur l'anneau des fonctions  $C^\infty(M^4)$ , et  $Q^j$  une fonction coordonnée. Il s'en suit des règles de commutation classiques. On obtient le principe de correspondance quantique quand le référentiel purement géométrique est adapté à l'existence de la dimension physique de longueur et qu'on postule une condition d'isotropie pour la différentielle de l'action. La base et la fibre étant la même variété  $M^4$ , on discute la signification de la transformation canonique:  $J: x| \rightarrow p$  et  $p| \rightarrow -x$ .

### Bibliographie

C. r. Soc. Phys. Hist. nat. Genève, séance du 17-2-1972.

## Equivalence de l'action et de l'entropie III. Les 3 principes

par P. B. SCHEURER

(Département de physique théorique, Université de Genève)

Cette communication en généralise deux autres, présentées antérieurement [1].

Pour un système dynamique (libre), on donne à l'espace de phase la structure d'un fibré, tangent et/ou cotangent, de base espace-temps  $x \in M^4$  et de fibre quantité de mouvement-énergie  $p \in M^4$  [ $M^4$ : variété de Minkowski]. L'action  $A(x)$  agit sur la base. Pour un système thermodynamique (isolé), on construit les mêmes fibrés, de base  $p \in M^4$  et de fibre  $\zeta \in M^4$ . L'entropie  $S(p)$  agit sur la base.  $\zeta$ , étant de genre spatial, se comporte formellement comme  $ix$ , quand on identifie la fibre du 1<sup>er</sup> fibré avec la base du 2<sup>e</sup> (l'énergie est la même).

En écrivant les différentielles de l'action:

$$dA(x) = m_0 \omega_\mu \omega^\mu d\tau = p_\mu dx^\mu$$

[ $\omega^\mu$ : quadrivitesse, normalisée à  $\omega_\mu \omega^\mu = -c^2$ ;  $\tau$ : temps propre;  $m_0$ : masse au repos] et de l'entropie:

$$dS(p) = \theta_0 \omega_\mu \omega^\mu dm_0 = \zeta_\mu dp^\mu$$

[ $\theta_0 - T_0^{-1}$  est la température naturelle au repos, et  $T_0$  la température absolue au repos], on met en évidence la dualité de ces deux grandeurs, avec la relation formelle  $\theta_0 = i\tau$ . L'entropie se comporte ainsi comme une action sur  $\{p\}$ , ce qui entraîne au moins les deux conséquences suivantes:

1. L'entropie est soumise aux mêmes règles de quantification géométrique sur  $\{p\}$  que l'action sur  $\{x\}$ . De même qu'on construit le principe de correspondance  $-i\hbar\partial/\partial x^\mu = p_\mu$  [2] en tenant compte de la dualité des plans tangent et cotangent et de la praxiconjugaison de  $p$  et de  $x$  dans la relation  $ip_\mu \lambda_\mu = \hbar$  [pour tout  $\mu$ ;  $\hbar$ : constante d'action de Planck sur  $2\pi$ ], on construit également les équations  $k\partial/\partial p^\mu = \zeta^\mu$ , dont



la solution généralise la distribution canonique de Gibbs. [ $k$ : constante d'entropie de Boltzmann]. Au lieu d'une amplitude de probabilité comme pour l'action, on a une probabilité à cause de la réalité de  $\zeta$  dans la relation  $\zeta_\mu p_\mu = k$ , pour tout indice  $\mu$ , qui se comporte formellement comme  $i p_\mu \lambda_\mu = \hbar$  (on a posé  $\hbar = k$ ).

2. Réciproquement, les trois principes de la thermodynamique sont valables pour la dynamique. En effet, paramétrisant  $x^\mu(\tau)$  et  $p^\mu(\tau)$ , le 2<sup>e</sup> principe de la thermodynamique s'écrit:  $dS(p)/d\tau = \zeta_\mu dp^\mu/d\tau = \zeta_\mu K^\mu \geq 0$  [ $K^\mu$ : quadriforce] et on écrira de même pour la dynamique:

$$dA(x)/d\tau = p_\mu dx^\mu/d\tau = p_\mu \omega^\mu = -m_0 c^2 \leq 0.$$

L'hypothèse que la masse est non négative revient ainsi à l'énoncé du 2<sup>e</sup> principe!

Quant au 1<sup>er</sup> principe de la dynamique, il se ramène à l'hyperboloïde de masse relativiste (ce qui montre la situation «relativiste» de la thermodynamique, où l'espace des états a une métrique hyperbolique relativement à l'énergie!), dont la différentiation donne

$$dE = v_i dp^i + dE_0 \sqrt{1 - \beta^2}.$$

A  $v = \text{constante}$ , le dernier terme du 2<sup>e</sup> membre représente moins la variation du lagrangien relativiste, identifiable à la chaleur, et le 1<sup>er</sup> terme: le travail.

Si, par le 3<sup>e</sup> principe, l'entropie est bornée inférieurement (à 0 selon la convention de Planck), l'action relativiste l'est supérieurement (à 0 par cohérence).

En outre, relativement à l'action, on peut définir un cycle de Carnot, formé de deux isocycles (à fréquence constante) et de deux isopraxes (à action constante). Les isopraxes ( $dA = -E_0 d\tau = 0$ ) exigent soit la nullité de  $E_0$ , soit celle de  $d\tau$ , conditions réalisées par le photon. Un tel cycle s'applique aux sauts de l'électron dans l'atome entre deux niveaux d'énergie, puisque l'énergie coulombienne peut s'écrire  $E_{cb} = \alpha \hbar \nu$  [ $\alpha$ : constante de structure fine;  $2\pi r = c\nu^{-1}$ ].

Ainsi dynamique et thermodynamique apparaissent comme deux concrétisations d'un même schéma général: celui de la représentation de l'évolution d'un système physique par la donnée d'une courbe paramétrée dans une variété différentiable. Les limites de ce schéma sont liées à la nécessité d'un équilibre (existence d'une température ou d'une masse propre définies). De ce fait, un tel schéma ne peut pas rendre compte des interactions par collisions [3].

### Bibliographie

- [1] Helv. phys. Acta 44, 587 (1971) pour I; Helv. phys. Acta 45, 35 (1972) pour II.
- [2] Fibré tangent sur l'espace de phase et règles de commutation, dans ce même numéro.
- [3] L'évolution d'un système physique comme courbe paramétrée dans une variété différentiable. Portée et limites de cette représentation, par P. B. SCHEURER, à paraître.

## On A. M. Polyakov's Analysis of Two Points Correlation Functions

by PH. CHOQUARD and A. HINTERMANN

(Laboratoire de physique théorique, Ecole polytechnique fédérale, Lausanne, Switzerland)

In his microscopic description of critical phenomena, A. M. Polyakov [1] claimed that for  $T > T_c$ , the asymptotic behaviour of the specific heat density  $C(R)$  of 3-dimensional ferromagnetic Ising spin systems would behave as  $[1/(\ln R)^2]G^2(R)$ ,

$G(R)$  being the spin-spin correlation function. Since this prediction contradicts results first obtained by W. J. Camp and Fisher [2] and later generalized by us [4], namely that  $C(R) \propto (1/R)G^2(R)$ , we have examined the origin of this discrepancy, which is serious because Polyakov's asymptotic behaviour of  $C(R)$  is weaker than Camp and Fisher's one in the 3-dimensional case.

The complete Fourier transform of  $C(R)$  contains a sum of products of form factors times propagator functions times vertex corrections. Polyakov approximated this expression by:

- a) equating to a constant the form factors,
- b) equating to one the propagator functions,
- c) choosing a geometric series of two particle bubbles for the vertex corrections.

The point is that approximation b violates the sum rules introduced before [3]. A proper implementation of the latter shows that the amplitude of his asymptotic behaviour of  $C(R)$  vanishes identically. It remains, however, to investigate both in the 3- and 2-dimensional case the first non-vanishing contribution to the specific heat density of Polyakov's vertex corrections.

#### References

- [1] A. M. POLYAKOV, Soviet Phys. J.E.T.P. 28, 533 (1969).
- [2] W. J. CAMP and M. FISHER, Phys. Rev. Lett. 26, 73 (1971).
- [3] PH. CHOQUARD, Helv. phys. Acta 45, 36 (1972).
- [4] PH. CHOQUARD and A. HINTERMANN, Helv. phys. Acta 45, 38 (1972).

## Thermodynamics of an Elastic Ferroelectric Model

by P. FAVRE, A. HINTERMANN and S. P. OHANESSIAN

(Laboratoire de physique théorique, Ecole polytechnique fédérale, Lausanne, Switzerland)

Elastic degrees of freedom have been introduced in the Hamiltonian of a rigid 16 vertex model. In the framework of the modified KDP model of Wu [1], the exact partition function has been obtained by Coplan [2]. Here, we take the electric energy equal to the dipole moment times the constant external field, thus modifying Coplan's Hamiltonian [3]. The thermodynamic properties of the model (specific heats, compressibility, polarization, susceptibility, ...) are calculated. We obtain a finite and continuous polarization for all temperature, while the susceptibility diverges as  $(T - T_c)^{-1/2}$  whereas Coplan's polarization diverges at infinite temperature. However, Coplan's and our specific heats are the same since calculated at zero field.

#### References

- [1] F. Y. WU, Phys. Rev. 168, 539 (1968).
- [2] L. A. COPLAN, Phys. Lett. 35A, 309 (1971).
- [3] Coplan considers up to quadratic terms in displacements, whereas his linear terms do not yield the total dipole moment.

## Phase Transitions, Symmetry Breaking and Asymptotic Properties of the Goldstone Mode Frequency

by T. SCHNEIDER

(IBM Zürich Research Laboratory, Rüschlikon, Switzerland)

Using the nonrelativistic analogue of the Goldstone theorem and the theory of Mori, the Goldstone mode frequency is given in terms of the order parameter and the long wavelength form of static susceptibilities. The damping rate is predicted to tend to zero in the long wavelength limit as the square of the mode frequency. It is shown that the temperature dependence of the Goldstone mode frequency is, quite generally, proportional to that of the order parameter itself. The general results are applied to the isotropic Heisenberg ferro- and antiferromagnet and superfluid helium. These results confirm the predictions derived from the dynamical scaling hypothesis.

## The Asymptotic Distribution of Eigenvalues for the Wave Equation and boundary Effects in Thin Film Phonon Emission

by H. P. BALTES

(Institut für theoretische Physik, Freie Universität Berlin, FB 20)

We investigate refinements of the smoothed asymptotic distribution of the eigenvalues of the scalar wave equation in a three-dimensional finite domain  $G$  with Dirichlet or Neumann conditions on the boundary surface  $\partial G$ . For our calculations,  $G$  is a general cylinder or prism of volume  $V$ , surface area  $S$ , and length  $L$ , and has the arbitrary cross section  $g$ . We assume that  $g$  is a simply connected two-dimensional domain with a piecewise smooth boundary curve  $\partial g$  of length  $\gamma = \sum \gamma_i$  and with corners of angles  $\alpha_j$ . Let  $N(k)$  denote the number of eigenvalues  $k_n$  not exceeding  $k$  in the limit of large  $k$  and assume that  $N(k)$  is smoothed in order to eliminate its fluctuating part by means of some averaging procedure [1, 2, 3]. Using time-independent Green functions [2,4] we calculate  $N(k)$  with the aid of the results for the related two-dimensional (membrane) problem [5] and obtain.

$$\bar{N}_{D(N)}(k) = Vk^3/6\pi^2 (\mp) Sk^2/16\pi + (CL\pi + \gamma/8\pi) k (\mp) C/2 \quad (1)$$

with the remainders  $\bar{O}(k^{-r})$  with real positive  $r$  for polygonal cross sections and  $\bar{O}((\log k)^2)$  for curved  $\partial g$ , where

$$C = (12\pi)^{-1} \sum_i \int_{\gamma_i} \kappa(\gamma_i) d\gamma_i + 24^{-1} \sum_j (\pi/\alpha_j - \alpha_j/\pi) \quad (2)$$

where  $\kappa(\gamma_i)$  denotes the curvature of the arc  $\gamma_i$  of  $\partial g$ . The above expansion comprehends the well known result for the cube-shaped domain [1]. The curvature contribution to the linear term is consistent with the curvature term known for *smooth* boundaries  $\partial G$  [2]. For a circular cylinder with radius  $R$  and length  $L$  the linear term reads

$k(R/4 + L/6\pi)$ . The contribution per unit lengths of an edge of angle  $\alpha$  is  $k(\pi/\alpha - \alpha/\pi)/24$ . This result can be compared with Fedosov's formula for polyhedra [6]. His edge term has the erroneous opposite sign.

Let us apply our result (1) to the theory of thermal phonon radiation of thin metallic films deposited on a dielectric crystal. Adopting the Debye model, Weis [7] developed this theory under the assumption of 'infinite thickness'. E.g. for the longitudinal waves we find the following relative correction of the spectral phonon density  $\rho_{l,0}(\nu, T)$  valid for thick films:

$$\rho_l/\rho_{l,0} \approx 1(\mp)(1/4L + \gamma/8\sigma)(c_l/\nu) + (\gamma/16\pi\sigma L)(c_l/\nu)^2 \quad (3)$$

with  $c_l$  = velocity of sound,  $L$  = thickness,  $\sigma$  = area, and  $\gamma$  = circumference of the phonon source. For the constantan sample with  $L = 500 \text{ \AA}$ ,  $\sigma = 1 \text{ mm}^2$ , and  $\gamma = 4 \text{ mm}$  used by Herth and Weis [8], this reads  $\mp 2.62 \times 10^{10} \nu^{-1} [\text{sec}] + 4.15 \times 10^{16} \nu^{-2} [\text{sec}^{-2}]$ , where  $\nu$  denotes the frequency. For the total phonon radiation flux per unit contact area we find

$$P = P_0 \left\{ 1(\mp) \frac{c_l^{-2} + 2c_l^{-1}}{c_l^{-2} + 2c_l^{-2}} \frac{\hbar}{k_B T} \frac{S}{V} \frac{15\zeta(3)}{2\pi^3} + \mathcal{O}(T^{-2}) \right\} \quad (4)$$

with  $\zeta(3) = 1.202$ . Here,  $P_0 \sim T^4$  is valid in the limit of infinite thickness [7]. Ideal acoustic impedance match and zero temperature for the transmitting dielectric medium are assumed. For constantan films, (4) reads  $P = P_0 \cdot \{1(\mp)122/T[K] L[\text{\AA}]\}$ . The author is well aware of the fact that the assumption of Dirichlet or Neumann boundary conditions made for the calculation of (3) and (4) represents an idealization.

As a further possible application of the expansion (1) we mention the phonon specific heat of small lead particles measured recently [9]. A respective theoretical study is in progress [10].

#### References

- [1] F. H. BROWNELL, *J. Math. Mech.* **6**, 119 (1957).
- [2] R. BALIAN and C. BLOCH, *Ann. Phys.* **60**, 401 (1970).
- [3] H. P. BALTES and F. K. KNEUBÜHL, to appear in *Helv. phys. Acta* **45**, (1972).
- [4] H. P. BALTES, *Phys. Lett.* **38A**, 523 (1972).
- [5] K. STEWARTSON and R. T. WAECHTER, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **69**, 353 (1971).
- [6] B. V. FEDOSOV, *Soviet Math. Dokl.* **5**, 988 (1964).
- [7] O. WEIS, *Z. angew. Phys.* **26**, 325 (1969).
- [8] P. HERTH and O. WEIS, *Acustica* **21**, 162 (1969).
- [9] V. NOVOTNY, P. P. M. MEINCKE and J. H. P. WATSON, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 901 (1972).
- [10] H. P. BALTES and E. R. HILF, to be published.

## Equilibrium Field Theory of Classical Ionic Fluids

by PH. CHOQUARD

(Laboratoire de physique théorique, Ecole polytechnique fédérale, Lausanne, Switzerland)

We consider a classical system, at the equilibrium temperature  $T$ , of  $N$  identical particles, with charge  $Ze$ , immersed in a uniform neutralizing background in a cubic box of volume  $V$  and we assume periodic boundary conditions. The stability of this system, in the thermodynamic limit  $N \rightarrow \infty$ ,  $V \rightarrow \infty$ ,  $N/V = \rho$  finite, has yet been

neither proved nor disproved<sup>1)</sup>. At present we therefore must rely on either a cut-off procedure in  $k$  space to assert, or on numerical and some analytical evidences [1, 2] to believe, that there is a finite domain in the  $\beta, \rho$  plane ( $\beta = 1/K_B T$ ) within which the system is in a stable equilibrium state. Since the system is characterized by the dimensionless parameter  $\Gamma = \beta(Ze)^2(4\pi\rho/3)^{1/3}$ , it is natural to expect the stability domain to be bounded by a limiting value of  $\Gamma = \Gamma(\beta, \rho)$ . Available data [1,2] suggest that the system becomes unstable at  $\Gamma \cong 3$ .

The relative simplicity of this model has stimulated extensive analytical and numerical studies (see [1, 2] for references). As an alternative to current investigations we have developed a field theoretical (F.T.) treatment of the model, well suited to dealing with renormalized screening effects in dense plasma. This formulation is based on an application of Hori's formula for the partition function of the system [3]. It relates the calculation of density-density correlation functions  $\rho^2 S(k)$  to the calculation of internal field-internal field correlation functions, called  $D(k)$ . The latter satisfies Dyson's equation:

$$D(k) = \beta v(k) - \beta v(k) \sum (k, D) D(k) \quad (1)$$

where<sup>2)</sup>  $\beta v(k) = \kappa^2/k^2$  in the Coulomb case with  $\kappa^2 = 4\pi\beta(Ze)^2$ ,  $\sum(k, D)$  is the self-energy depending upon the set of  $D$  functions, and:

$$S(k) = \sum (k, D) \{1 + \beta v(k) \sum (k, D)\}^{-1} \quad (2)$$

In the harmonic, or random phase approximation,  $\sum(k) = 1$  and (1) and (2) yield the familiar linear Debye-Hückel approximation. In general we can write  $\sum(k, D) = 1 + \sigma(k, D)$  where  $\sigma(k, D)$  represents the self-energy corrections and we have, with  $h(k) \equiv S(k) - 1$ :

$$h(k) = \sigma(k, D) - \sum (k, D) D(k) \sum (k, D). \quad (3)$$

At this stage it proves useful to introduce the new correlation function

$$L(k) \equiv \sum (k, D) D(k) \sum (k, D). \quad (4)$$

Inspection of the self-energy fragments which make up  $\sigma(k, D)$  and  $h(k)$  indicates indeed that by a suitable incorporation of vertex correction, fewer new fragments can be expressed in terms of the correlation functions  $L(k)$ . In other words the original self-energy  $\sum(k, D)$  becomes a function  $\sum'(k, L)$  and (4) together with (1) become our new self-consistent equations.

We now propose the F.T. version of the hyper-netted-chain (H.N.C.) approximation to the pair distribution function  $g(r)$  of the system and then, in order to study the long-distance behaviour of  $g(r)$ , we shall present a self-consistent, asymptotic form of the H.N.C. approximation. If  $v(r)$  is the bare interaction between two particles in a fluid,  $c(r)$  the direct correlation function and  $h(r) = g(r) - 1$ , the H.N.C. approximation reads, in its usual form:

$$h(r) = \exp[-\beta v(r) + t(r)] - 1 \quad (5)$$

$$t(k) = c(k) \{1 - c(k)\}^{-1} c(k) \quad (6)$$

$$c(r) = h(r) - t(r). \quad (7)$$

<sup>1)</sup> E. Lieb (private communication).

<sup>2)</sup> Notice that  $f(k) = \rho \tilde{f}(k)$  where  $\tilde{f}(k)$  is the Fourier transform of any  $f(r)$  occurring in the text.



In the F.T. version,  $\beta v(r)$ ,  $c(r)$  and  $t(r)$  are respectively replaced by the effective interaction  $L(r)$  and by two other functions  $\psi(r)$  and  $\chi(r)$  such that, in making use of (3) and (4) to derive (11) and (12)

$$\Sigma'(k) \equiv \{1 - \psi(k)\}^{-1} \quad (8)$$

$$h(r) = \exp[-L(r) + \psi(r)] - 1 \quad (9)$$

$$\chi(k) = \psi(k)\{1 - \psi(k)\}^{-1}\psi(k) \quad (10)$$

$$\psi(r) = h(r) - \chi(r) + L(r) \quad (11)$$

$$L(k) = \{1 - \psi(k)\}^{-1}\beta v(k)\{1 - \psi(k) + \beta v(k)\}^{-1} . \quad (12)$$

The conversion of this to the usual form can be made in pointing out that:

$$c(r) = -\beta v(r) + \psi(r). \quad (13)$$

We readily check indeed that:

$$L(r) - \chi(r) = \beta v(r) - t(r)$$

To study the long-distance behaviour of  $g(r)$  it is now appropriate to write:

$$h(r) = \exp[-L(r)] - 1 + \chi(r) + 0\{(\exp[-L(r)] - 1)\chi(r)\}.$$

Designating by  $h_1(r)$  the first three terms of the above expansion we find, from (11):

$$\psi_1(r) = \exp[-L(r)] - 1 + L(r). \quad (14)$$

This is the expression for the lowest order self-energy fragment. Together,  $L(k, \psi_1)$  given by (12) and (14) describe a self-consistent, asymptotic form of the H.N.C. approximation. The corresponding function  $h_1(k)$  reads:

$$\begin{aligned} h_1(k) &= \psi_1(k) + \chi_1(k) - L(k, \psi_1) \\ &= \frac{-\beta v(k) + \psi_1(k)}{1 + \beta v(k) - \psi_1(k)}. \end{aligned} \quad (15)$$

It is seen to preserve the Ornstein-Zernicke relation.

#### References

- [1] F. DEL RIO and A. E. DE WITT, *Phys. Fluids* 12, 791 (1969).
- [2] K. T. BERGSEN, *Phys. Rev. [A]* 1, 1783 (1970).
- [3] S. HORI, *Progr. theor. Phys.* 7, 578 (1952); A. M. POLYAKOV, *Soviet Phys. J.E.T.P.* 28, 538 (1969), Appendix; PH. CHOQUARD, *Seminar Lectures in Statistical Physics*, Urbana, Ill. (1971)



## Onset of Short-Range Order in Ionic Fluids

by PH. CHOQUARD and R. R. SARI

(Laboratoire de physique théorique, Ecole polytechnique fédérale, Lausanne, Switzerland)

A classical ionic fluid or one-component plasma is characterized by the self-explanatory parameter  $\Gamma = (Ze)^2(4\pi\rho/3)^{1/3}(K_B T)^{-1}$ . Monte-Carlo calculations carried out by Brush et al. [1] have shown that for  $\Gamma > 2$  the pair distribution function is no longer a monotonic function of distance, but begins to show damped oscillations which reflect the onset of short-range order in the fluid. Carrying out a self-consistent, asymptotic analysis of (12) and (14) discussed in the preceding paper, a theoretical value of  $\Gamma_c = 1.0$  has been found [2]. This value is smaller than the ones reported up to now [3]. However, disregarding self-consistency requirements of the present theory enables us to make contact with del Rio and de Witt analysis and to understand why their seemingly better value of  $\Gamma_c = 1.8$  is not as reliable.

### References

- [1] S. G. BRUSH, H. L. SAHLIN and E. TELLER, J. chem. Phys. **45**, 2102 (1966).
- [2] R. R. SARI, diploma thesis (1971).
- [3] F. DEL RIO and H. E. DE WITT, Phys. Fluids, **12**, 791 (1969).

## Statistical Description of Elementary Processes

by L. P. HORWITZ

(Department of Theoretical Physics, University of Geneva)

It is assumed that, for certain classes of phenomena, measurements which are carried out in the laboratory to characterize the physical system do not form (non-trivially) a complete set. The existence of the wave operator is then not sufficient to define asymptotic states in the corresponding scattering theory. The phenomena of induced dispersion and symmetry breaking are discussed. For the second-quantized spin zero field satisfying the Klein-Gordon equation, it is shown that the assumption of locality implies that the energy momentum can only be a trivial function of the unmeasured observables.

(Research supported in part by the U.S. National Science Foundation [grant GP-23304], the Swiss National Science Foundation, and Battelle Memorial Institute.)

## Sur l'invariance des equations de Maxwell

par C. PIRON

(Département de physique théorique, Genève)

Un article détaillé paraîtra ultérieurement.

## Description du gaz parfait à l'aide des états cohérents

par S. P. OHANESSIAN et A. QUATTROPANI

(Laboratoire de physique théorique, EPF, Lausanne)

Dans cette note nous montrons qu'à l'aide des états cohérents, il est possible d'exprimer la grande fonction de partition d'un gaz parfait classique en terme d'une théorie de champ.

Le point de départ est un système de bosons, dont l'Hamiltonien exprimé en seconde quantification s'écrit :

$$H = \sum_{\vec{k}} \epsilon_{\vec{k}} a_{\vec{k}}^{\dagger} a_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2}{2m} \int d^3x \vec{\nabla} \psi^{\dagger}(\vec{x}) \vec{\nabla} \psi(\vec{x}) \quad (1)$$

où

$$\epsilon_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad \text{et} \quad \psi(\vec{x}) = \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} a_{\vec{k}}.$$

Nous définissons une théorie de champ à partir des éléments de matrice diagonaux de  $H$  :

$$\begin{aligned} \langle \alpha | H | \alpha \rangle &= E_{\alpha} = \sum_{\vec{k}} \epsilon_{\vec{k}} \alpha_{\vec{k}}^* \alpha_{\vec{k}} \\ &= \frac{\hbar^2}{2m} \int d^3x \vec{\nabla} \psi^{\dagger}(\vec{x}) \vec{\nabla} \psi(\vec{x}) \end{aligned}$$

où  $N$  est l'opérateur nombre de particules,  $\mu$  le potentiel chimique et  $|\alpha\rangle = \{\alpha_{\vec{k}}\} |\alpha_{\vec{k}}\rangle$  un état cohérent au sens de Glauber; le ket  $|\alpha_{\vec{k}}\rangle$  étant défini par  $a_{\vec{k}} |\alpha_{\vec{k}}\rangle = \alpha_{\vec{k}} |\alpha_{\vec{k}}\rangle$ . La densité de particules est  $n = \psi^*(\vec{x})\psi(\vec{x})$ . L'équation de mouvement du champ  $\psi(\vec{x}) = \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} \alpha_{\vec{k}}$  est l'équation de Schrödinger.

Nous définissons à partir de  $(E_{\alpha} - \mu N)$  la grandeur :

$$\tilde{\mathcal{Z}}_c(\beta, \mu) = \prod_{\vec{k}} \frac{1}{\pi} \int d^2 \alpha_{\vec{k}} \frac{e^{-\beta(\epsilon_{\vec{k}} - \mu)|\alpha_{\vec{k}}|^2}}{\Gamma(|\alpha_{\vec{k}}|^2 + 1)} = \prod_{\vec{k}} \int_0^{\infty} dx_{\vec{k}} \frac{e^{-\beta(\epsilon_{\vec{k}} - \mu)x_{\vec{k}}^2}}{\Gamma(x_{\vec{k}} + 1)}. \quad (3)$$

$\tilde{\mathcal{Z}}_c$  tend asymptotiquement ( $\beta\mu \gg 1$ ) vers la grande fonction de partition de gaz parfait  $\tilde{\mathcal{Z}}_c(\beta, \mu)$  qui s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{Z}_c(\beta, \mu) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{\beta\mu N}}{N!} \prod_i (2\pi\hbar)^{-3} \int d^3q_i d^3p_i e^{-\beta \vec{p}_i^2/2m} \\ &= \prod_{\vec{k}} \sum_{n_{\vec{k}}=0}^{\infty} \frac{e^{-\beta(\epsilon_{\vec{k}} - \mu)n_{\vec{k}}}}{n_{\vec{k}}!}. \end{aligned} \quad (4)$$

La formule de Ramanujan [1] permet l'étude du comportement asymptotique de  $\tilde{\mathcal{Z}}_c(\beta, \mu)$ .

Soit  $\phi(x)$  une fonction réelle pour laquelle la transformée de Laplace existe. La formule de Ramanujan s'écrit :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \phi(n) - \int_0^{\infty} dx \phi(x) = \int_0^{\infty} dx \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \phi(n)(-x)^n}{x\{\pi^2 + (\log x)^2\}}. \quad (5)$$

Choisissons :

$$\phi(x_{\vec{k}}, \beta, \mu) = e^{-\beta(\epsilon_{\vec{k}} - \mu)x_{\vec{k}}} / \Gamma(x_{\vec{k}} + 1).$$

alors :

$$\mathcal{Z}_c(\beta, \mu) = \prod_{\vec{k}} \sum_{n_{\vec{k}}=0}^{\infty} \phi(n_{\vec{k}}, \beta, \mu)$$

et

$$\tilde{\mathcal{Z}}_c(\beta, \mu) = \prod_{\vec{k}} \int_0^{\infty} dx_{\vec{k}} \phi(x_{\vec{k}}, \beta, \mu).$$

Dans la suite  $e^{-\beta(\epsilon_{\vec{k}} - \mu)}$  sera noté  $y_{\vec{k}}$ .

En appliquant (5) à chaque  $\phi(x_{\vec{k}}, \beta, \mu)$  on obtient la relation suivante :

$$\mathcal{Z}_c(\beta, \mu) = \prod_{\vec{k}} e^{y_{\vec{k}}} \left( 1 - \frac{\int_0^{\infty} dx_{\vec{k}} \frac{e^{-y_{\vec{k}} x_{\vec{k}}}}{x_{\vec{k}}\{\pi^2 + (\log x_{\vec{k}})^2\}}}{e^{y_{\vec{k}}}} \right).$$

La correction apparaissant dans la parenthèse, tend vers zéro avec  $\beta\mu \rightarrow +\infty$ . En effet, on peut montrer que l'intégrale est monotone décroissante, inférieure à l'unité, alors que  $e^{y_{\vec{k}}}$  est monotone croissante. Donc  $\lim_{\beta\mu \rightarrow \infty} \tilde{\mathcal{Z}}_c(\beta, \mu) = \lim_{\beta\mu \rightarrow +\infty} \mathcal{Z}_c(\beta, \mu)$ .

Les corrections ne sont cependant petites que pour des densités très élevées. (Ainsi pour  $n = 1,5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  et  $T \simeq 100^\circ \text{K}$  l'erreur est de l'ordre de 15%). Si l'on tient compte (dans l'approximation de Hartree-Fock par exemple) de l'interaction entre les particules, les corrections sont négligeables pour des densités sensiblement inférieures.

La limite basse densité, ainsi que le gaz avec interaction sont à l'étude.

#### Bibliographie

- [1] G. H. HARDY, Ramanujan (Cambridge 1940).

### Sensibilité absolue aux chocs gravitationnels, d'un barreau long ayant des discontinuités

par D. MAEDER

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

Dans une lettre récente, Rasband et al. [1] ont passé en revue la sensibilité de diverses configurations d'antennes gravitationnelles. En particulier, un modèle type

"haltère" fut comparé au cylindre homogène, toutefois sans tenir compte des problèmes de disposition des transducteurs piézo-électriques (abrégié en "PX" dans ce qui suit), ni du choix optimum de leur masse relative.

Dans le cas où  $\mu \equiv (\text{masse PX}/\text{masse métallique})$  devient appréciable, l'effet des PX risque de modifier considérablement les propriétés mécaniques du système. Tout en admettant un couplage aussi fort que possible, il suffit de respecter la condition d'adaptation des sections ( $S \cdot \sqrt{Y\rho} = \text{const.}$ ) pour que ces modifications restent faibles, et faciles à calculer. Dans la mesure où l'analogie du système complet avec une ligne de transmission est correcte, ma formule simple [2] décrit avec précision l'effet d'un choc gravitationnel de courte durée. Par exemple, au centre d'un barreau de

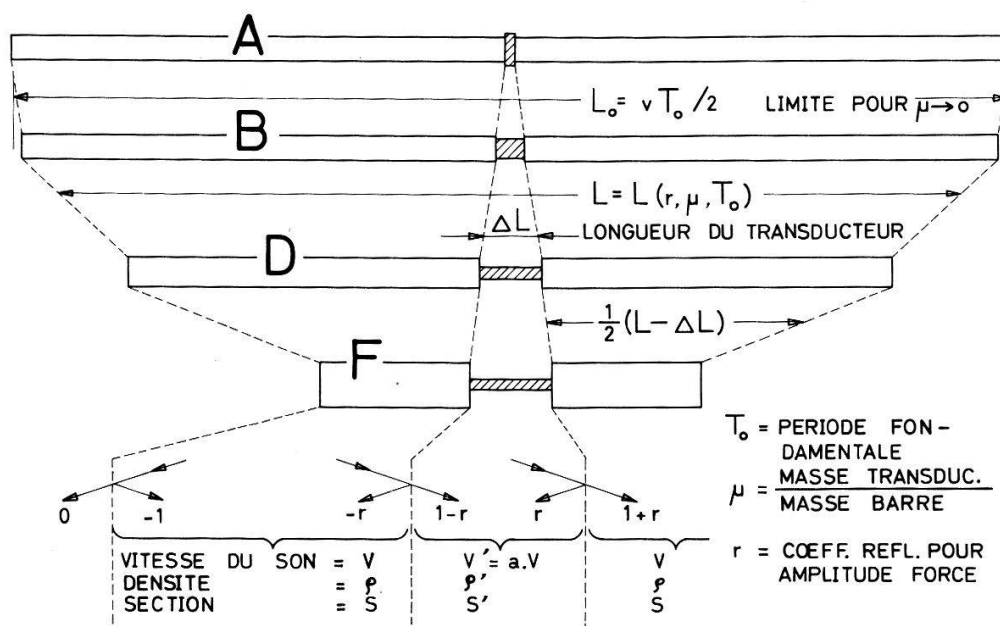


Figure 1

Quelques systèmes de mêmes période, masse totale et masse transductrice (section hachurée). Les dimensions relatives correspondent à des valeurs du coefficient de réflexion de (A)  $r = -0,5$ , (B)  $r = 0$  (cas d'adaptation parfaite), (D)  $r = +0,5$ , (F)  $r = +0,8$ , en admettant le PXE-5 et l'aluminium comme matériaux choisis, avec un rapport des masses de  $\mu = 0,05$ .

longueur  $L$ , le choc provoque des tensions élastiques suivant une forme d'oscillation triangulaire, d'amplitude

$$\hat{\sigma}_{(x=0)} = \frac{1}{2} J L \sqrt{Y \cdot \rho} \quad (1)$$

avec

$$J \equiv c^2 \int_{-\delta t}^{+\delta t} R_{1010}(t) dt, \quad \delta t \ll L \sqrt{\rho/Y}$$

En tenant compte de l'adaptation mécanique, on obtient la tension élastique dans le PX en remplaçant simplement  $Y, \rho$  dans (1) par les valeurs  $Y_{PX}, \rho_{PX}$ . Les coefficients piézo-électriques connus fournissent ensuite directement l'amplitude absolue du signal électrique pour un choc  $J$  donné [3].

L'étude du cas plus général d'un système comportant une section centrale non adaptée, caractérisée par un coefficient de réflexion  $r \neq 0$ , m'a amené à entreprendre

des calculs numériques pour une assez grande diversité d'exemples hypothétiques. Il convient d'identifier la partie centrale, de masse relative  $\mu$  (par rapport à celle des parties extérieures), avec le matériau "PX" dont la vitesse du son sera notée  $v_{PX} \equiv a \cdot v$  (en pratique,  $a \simeq 60\%$ ). La Figure 1 reproduit les relations correspondantes entre les dimensions de quelques antennes de même période, même masse totale, et même  $M_{PX}$  (soit  $\mu = 0,05$ ), qui diffèrent uniquement par les valeurs de  $r$ . Des formules récursives à deux indices (nombres de réflexions internes et aux extrémités) permettent un calcul précis de la réponse mécanique au centre de n'importe quelle configuration, extrême ou intermédiaire entre les deux cas simplifiés traités dans [1]. Pour  $\mu = 0,05$ , les

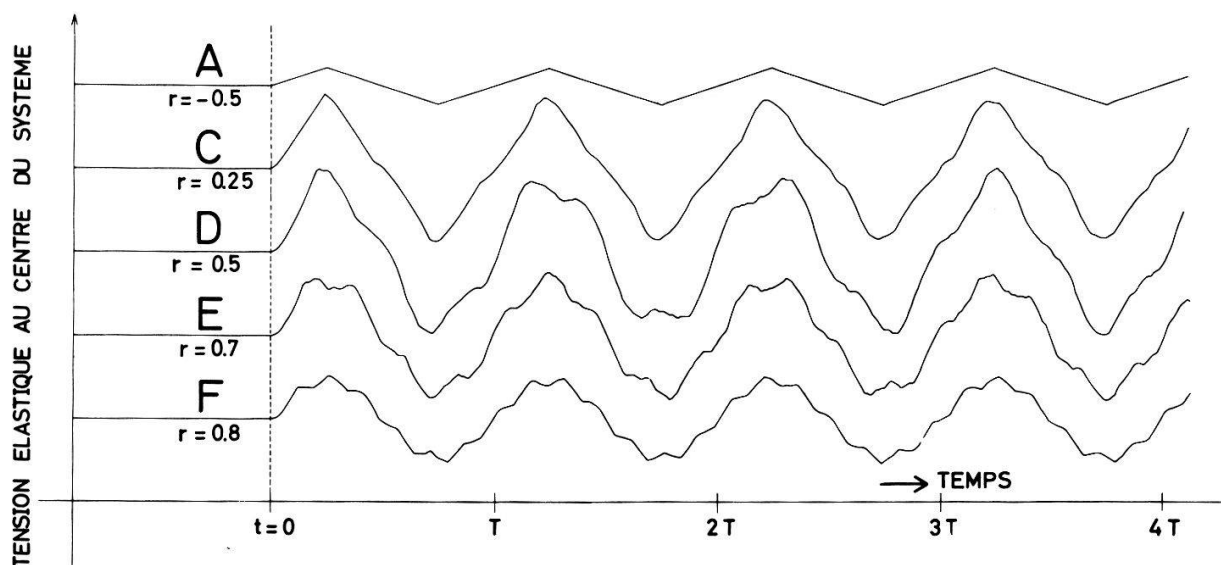


Figure 2

Réponse mécanique détaillée, en fonction du temps, de la partie centrale de quelques systèmes non adaptés. La masse transductrice est de 4,8% de la masse totale, les géométries des cas (A), (D), (F) sont reproduites dans la Figure 1.

résultats (Fig. 2) indiquent un maximum de l'amplitude de  $\sigma_{PX}$  à  $r \simeq 0,5$ ; d'autres valeurs de  $\mu$  donnent des maxima décalés, par exemple à  $r = 0,15$  (pour  $\mu = 0,2$ ) et  $r = 0,70$  (pour  $\mu = 0,01$ ). Cependant, les amplitudes  $\sigma_{PX}$ -RMS provoquées par l'excitation thermique d'un tel système vont en augmentant avec  $r$ , ce qui diminue considérablement le rapport signal/bruit pour  $r > 0$ . De plus, il faut tenir compte des possibilités de filtrage [4] qui dépendent du facteur de qualité du système, lequel aussi va en diminuant quand  $r$  est augmenté. En conclusion, on constate que  $r = 0$  donne dans tous les cas une solution assez proche de l'optimum.

Je tiens à remercier M. Vuilleumier de son aide pour la programmation de la CDC 3800. Une publication détaillée est en préparation.

#### Bibliographie

- [1] S. N. RASBAND, P. B. PIPES, W. O. HAMILTON et S. P. BOUGN, *Two Gravity-Wave Detectors: A Comparison*, Phys. Rev. Lett. 28, N° 4, 253 (1972).
- [2] D. MAEDER, *Calcul exact de la sensibilité spectrale d'un barreau long aux chocs gravitationnels*, ZAMP 22/4, 779-782 (1971).
- [3] D. MAEDER, *Transmission-Line Analysis of Gravitational Pulse Detector Response Functions*, ZAMP 22/6, 1146-1154 (1971).
- [4] D. MAEDER, *Can a Pulse Excitation Smaller than  $kT$  Be Detected?*, Electron. Lett. 7, N° 26, 767-769 (1971).

## Mesure de certains paramètres d'une barre vibrante

par MARCEL R. E. BICHARA

(Département de physique nucléaire, Université de Genève)

Une des conséquences des travaux envisagés pour détecter les ondes gravitationnelles est la mesure de certains paramètres de la barre métallique utilisée comme antenne détectrice.

Cet exposé a pour but de montrer une méthode simple et sans contacts directs avec la barre pour la mesure de ses paramètres mécaniques.

La version complète apparaîtra dans «Il Nuovo Cimento», section B, 11 juin 1972.

## Subnanosekunden-Koinzidenzauflösung mit Hilfe einer Dreiparameteranalyse

von U. PEYER, R. MÜLLER, W. WÖFLI und J. HALL

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Bei Koinzidenzmessungen geladener Teilchen, die in Halbleiterdetektoren registriert werden, ist eine gute Koinzidenzauflösung von grosser Bedeutung. Die gewünschte Auflösung kann erreicht werden, wenn die Zeitdifferenz des Eintreffens der Teilchen als dritter Parameter in die Messung eingeführt wird. Dank der sofortigen Verarbeitung in einem On-line-Computer (PDP 15) erhält man einen effizienten Messbetrieb, bei dem man bereits während der Messung jederzeit eine Auswertung der registrierten Daten vornehmen kann.

Eine Beschreibung der Arbeitsweise des verwendeten Systems erscheint in Nucl. Instrum. Meth.

## Diskriminierung schwerer Ionen mit Trackdetektoren

von R. BALZER und A. SIGRIST

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Stark ionisierende Teilchen lassen sich bekanntlich als sogenannte Tracks in Festkörpern registrieren [1]. Der dazu benötigte minimale spezifische Energieverlust  $(dE/dx)_{\text{krit}}$  ist eine Materialkonstante, so dass durch die Wahl eines geeigneten Detektormaterials zwischen verschiedenen Ionenarten und Energien unterschieden werden kann. Im Hinblick auf mögliche Schwerionenexperimente wurde deshalb das  $(dE/dx)_{\text{krit}}$  für einige geeignete Stoffe gemessen.

Die Experimente wurden bei Quarzglas und Turmalin mit Cl-Ionen aus dem Tandembeschleuniger im Energiebereich von 8 bis 30 MeV, bei Beryll (Goshenit) und Lithiumniobat mit Spaltfragmenten aus einer  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle durchgeführt, wobei für die Beziehung zwischen spezifischem Energieverlust und Ionenenergie/-ordnungs-zahl berechnete Werte [2] benützt wurden. Als Resultat wurde erhalten für Quarzglas  $15,3 \pm 0,8 \text{ MeV cm}^2/\text{mg}$ , Turmalin  $16,6 \pm 0,8 \text{ MeV cm}^2/\text{mg}$ , Beryll  $22,6 \pm 3 \text{ MeV cm}^2/\text{mg}$  und Li-Niobat  $24 \pm 4 \text{ MeV cm}^2/\text{mg}$ . Die Fehler enthalten die Unsicherheit bei der



Ätzung und eine gewisse Subjektivität bei der Beobachtung im Mikroskop und sind verständlicherweise bei den Messungen mit monoenergetischen Teilchen (Beschleuniger) kleiner als bei Messungen mit Spaltfragmenten.

Bei Spinell und Sapphir konnten keine Tracks gefunden werden, so dass diesen Materialien ein  $(dE/dx)_{\text{krit}} > 45 \text{ meV cm}^2/\text{mg}$  zugeordnet werden muss [3]. Dies führte unter anderm zur Frage, wodurch das für verschiedene Materialien unterschiedliche  $(dE/dx)_{\text{krit}}$  bedingt wird. Wie die folgende Tabelle zeigt, besteht ein empirischer Zusammenhang zwischen der Wärmeleitfähigkeit  $k$  und dem  $(dE/dx)_{\text{krit}}$ .

Material	$(dE/dx)_{\text{krit}}$ [MeV cm <sup>2</sup> /mg]	Wärmeleitzahl [cal/sec cm °K]
Glimmer [1]	13	$1,9 \cdot 10^{-3}$
Quarzglas	14,6	$3,1 \cdot 10^{-3}$
Turmalin	17,5	$7 \cdot 10^{-3}$
Li-Niobat	$24 \pm 4$	$10 \cdot 10^{-3}$
Topaz [3]	21	$12 \cdot 10^{-3}$
Beryll	$22,6 \pm 3$	$13 \cdot 10^{-3}$
Spinell	>45	$33 \cdot 10^{-3}$
Sapphir	>45	$55 \cdot 10^{-3}$

Zur Abklärung dieser Beziehung wird gegenwärtig an einem geeigneten Modell der Trackformation gearbeitet, bei dem der Energietransport im Gitter als wesentliche Grösse berücksichtigt wird.

#### Literatur

- [1] R. L. FLEISCHER, P. B. PRICE und R. M. WALKER, Ann. Rev. Nucl. Sc. 15, 1 (1965).
- [2] L. C. NORTHCLIFFE und R. F. SCHILLING, Nucl. Data Tables [A] 7 (1970).
- [3] V. P. PERELYGIN und N. KH. SHADIEVA, UDC 539.173:539.1.07. Translated from Pribery i Tekhnika Eksperimenta 4, 53–55 (1969).

## Ein schneller Neutronenmesskanal mit Spaltzähler

VON K. BEHRINGER UND J. PHILDIVS

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

### Zusammenfassung

Ein schneller Neutronenmesskanal mit einem Spaltzähler zur Analyse des transienten Reaktorverhaltens wird beschrieben. Die Stromimpulse des Detektors (Elektronensammelzeit 20–30 ns) werden ohne Vorverstärker über ein 10–15 m langes Kabel einem rauscharmen Verstärker eingegeben, welcher bei einem Stromverstärkungsfaktor von  $2,4 \cdot 10^3$  eine Anstiegszeit von  $\lesssim 2 \text{ ns}$  besitzt. Sie werden dort mit 5 ns differenziert. Der nachfolgende Diskriminator und ein schneller dekadischer Untersetzer vor einem konventionellen Impulszählgerät (10 MHz) bestehen aus den Einheiten EG&G T200/N und EG&G S110/N. Die Zählverluste erreichen bei einer mittleren (beobachteten) Impulsrate von 10 MHz etwa 15%. Bemerkenswert ist die geringe Störempfindlichkeit des Messkanals.

Die Arbeit wird demnächst als EIR-Bericht erscheinen.

## Diffusion quasi-élastique des pions de 130 MeV sur le $^{12}\text{C}$

par P. HUGUENIN et L. C. LIU

(Institut de physique, Université de Neuchâtel)

Nous avons étudié la réaction  $^{12}\text{C} (\pi^+, \pi^+ p) ^{11}\text{B}$  qui a été mesurée à 130 MeV dans une chambre à bulles à liquide lourd par le groupe de E. Bellotti [1]. Cette réaction peut être appelée quasi-élastique pour rappeler qu'aucune particule n'est créée, ou quasi-libre pour signifier que le liaison du proton dans le  $^{12}\text{C}$  ne joue qu'un rôle secondaire vis-à-vis des énergies mises en jeu. Elle est désignée aussi parfois par knock-out.

Pour rendre compte des sections efficaces mesurées, nous avons utilisé l'expression donnée par la PWIA dans les domaines cinématiques où son applicabilité ne semble pas faire de doute. Nous avons annulé les contributions de l'intérieur du noyau avec un cut-off de 2,5 fm. De plus, la section efficace, a été annulée pour les transferts d'énergie cinétique au proton inférieurs à l'énergie de séparation dans le  $^{12}\text{C}$  (système du laboratoire). Les résultats [2] de ce modèle basé sur l'approximation d'impulsion tronquée sont en bon accord avec l'expérience «toutes géométries» de la chambre à bulles.

### Bibliographie

- [1] E. BELLOTTI et al., *Proceedings of the Topical Seminar «Interactions of Elementary Particles with Nuclei»*, Trieste 1970, p. 369, and private communications.
- [2] L. C. LIU et P. HUGUENIN, en préparation.

## Study of Mass-6 System in the $^6\text{Li} (\pi^-, \gamma) ^6\text{He}$ Capture Reaction

by P. TRUÖL

(Physik-Institut der Universität Zürich)

H. W. BAER, J. A. BISTIRLICH, K. M. CROWE and J. A. HELLAND  
(Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkeley)

The mass-6 nuclei provide an interesting multiplet of  $T = 1$  states and a  $T = 0$  target for study of pion capture in its relation to other weak and electromagnetic processes and for the testing of nuclear wave functions [1]. We have measured the photon spectrum following  $\pi^-$  capture by  $^6\text{Li}$  in the range 60–150 MeV with a resolution of 2.0 MeV at 130 MeV using a pair spectrometer with wire spark chambers. A pion beam of 80 MeV produced by the LBL 184 cyclotron was brought to stop in a 204-g target of  $^6\text{Li}$ . The data analyzed to date show the presence of a  $\gamma$ -ray line at 133.5 MeV, corresponding to the formation of  $^6\text{He}$  (g.s.), and a broad continuum with a maximum near 115 MeV. The measured capture rates will be compared to theoretical calculations [2, 3] based on experimental formfactors from  $\mu$ -capture,  $\beta$ -decay and inelastic electron scattering and the PCAC-hypothesis.

### References

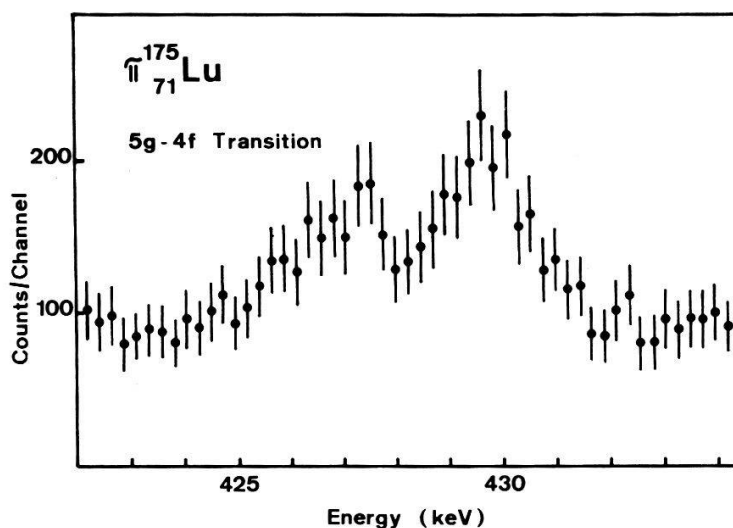
- [1] E.g. J. DELORME, Seminar on  $\pi$ -Nucleus-Interactions, Strassbourg (1971).
- [2] J. DELORME, Nucl. Phys. [B] 19, 573 (1970).
- [3] C. W. KIM and H. PRIMAKOFF, Phys. Rev. 140B, 566 (1965).

## Determination of Nuclear Spectroscopic Quadrupole Moment from Muonic $^{175}\text{Lu}$ and Observation of Quadrupole-Hyperfine Splitting in Pionic $^{175}\text{Lu}$

by W. DEY, B. AAS, P. EBERSOLD, R. ENGFER, H. J. LEISI, H. K. WALTER, F. SCHECK<sup>1)</sup> and W. U. SCHROEDER<sup>2)</sup>

(Laboratory for High Energy Physics,  
Swiss Federal Institute of Technology, Zürich, Switzerland)

The determination of nuclear spectroscopic quadrupole moments from the quadrupole splitting of electronic atoms requires the knowledge of the field gradient of the electrons at the nuclear site. This quantity is difficult to evaluate for a many-electron system and hence the values of the nuclear quadrupole moments deduced from such measurements are of considerable uncertainty [1].



5g-4f X-ray transition of pionic  $^{175}\text{Lu}$ .

A new method to measure nuclear spectroscopic quadrupole moments is to observe the quadrupole splitting of excited states of the cascade in muonic atoms for which the splitting is large enough to be observed and at the same time the point-nucleus approximation is satisfied. Furthermore, the field gradient of the muon is precisely known and the magnetic dipole interaction can usually be neglected.

From an experiment performed at the muon-channel of the CERN Synchro-cyclotron with a parasitic beam, we have observed the quadrupole splitting of the 4f-3d X-ray transition in muonic  $^{175}\text{Lu}$ . A preliminary evaluation of the data gives a nuclear spectroscopic quadrupole moment of the ground state of  $^{175}\text{Lu}$ ,  $Q = 3.46 \pm 0.06$  b. The error quoted is due to statistics. It should be mentioned that in this evaluation the following corrections have not yet been included: The relativistic effects of the muon wave functions on the  $hfs$  constant, the deviation from the perturbation calculation of the quadrupole splitting, the small effects of the finite nuclear size, the dynamic

<sup>1)</sup> and Schweizerisches Institut für Nuklearforschung Zürich, Switzerland.

<sup>2)</sup> Institut für Technische Kernphysik, TH Darmstadt, Germany.

quadrupole interaction and the relatively low intensity of the  $4f_{5/2}-3d_{5/2}$  and  $4p-3d$  transitions.

In an attempt to search for the strong-interaction quadrupole effect [2, 3], we have observed the quadrupole splitting of the  $5g-4f$  X-ray transition in pionic  $^{175}\text{Lu}$  (see Fig.). The evaluation of the data is in progress.

#### References

- [1] G. H. FULLER and V. W. COHEN, *Nuclear Data A5*, 433 (1969).
- [2] H. SCHMITT, L. TAUSCHER, G. BACKENSTOSS, S. CHARALAMBUS, H. DANIEL, H. KOCH and G. POELZ, *Phys. Lett. 27B*, 530 (1968).
- [3] F. SCHECK, *Nucl. Phys. B42*, 573 (1972).

### Study of Heavy Nuclei by $(n, \gamma)$ Reactions<sup>1)</sup>

by M. GASSER, O. HUBER, V. IONESCU, J. KERN and A. RAEMY  
(Physics Department, University of Fribourg, Fribourg, Switzerland)

Gamma ray measurements have been made following the  $(n, \gamma)$  reactions on heavy nuclei:  $^{nat}\text{Ir} (n, \gamma) ^{192}\text{Ir} + ^{194}\text{Ir}$ ;  $^{191}\text{Ir} (n, \gamma) ^{192}\text{Ir}$ ;  $^{232}\text{Th} (n, \gamma) ^{233}\text{Th}$ ;  $^{237}\text{Np} (n, \gamma) ^{238}\text{Np}$ ;  $^{241}\text{Am} (n, \gamma) ^{242}\text{Am}$ . Spectra at high and low energies were taken with a pair and anticompton spectrometer [1] and a 2.4-cc Ge(Li) detector [2]. The measurements were performed at the tangential channel of the 'Saphir' reactor, Würenlingen.

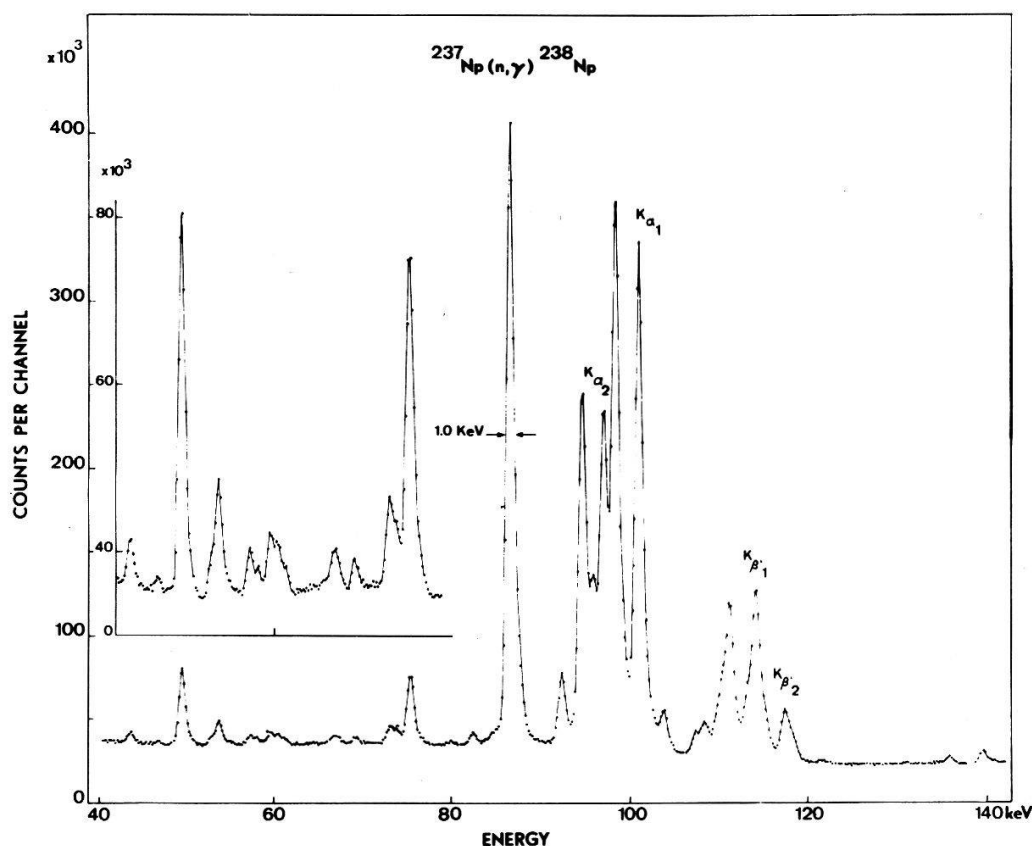


Figure 1  
Low energy portion of the  $^{237}\text{Np} (n, \gamma)$  spectrum measured with the 2.4-cc diode.

<sup>1)</sup> Work supported by the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

The thermal neutron flux at the target position is about  $2 \times 10^7$  neutrons/cm<sup>2</sup> s at a reactor power of 4 MW. Figures 1 and 2 present some sample spectra.

Natural iridium has two isotopes: <sup>191</sup>Ir (37.3%) and <sup>193</sup>Ir (62.7%). In our experiments we have used natural iridium and a target enriched to 86% of <sup>191</sup>Ir. By comparing the spectra of both reactions we can separate the contributions of each isotope.

The reason for the appearance of comparatively large <sup>28</sup>Al peaks, in the <sup>242</sup>Am spectrum (Fig. 2), is due to the encapsulation of the  $\alpha$ -active <sup>241</sup>Am powder (3.4 Curies) in Al. <sup>242</sup>Am yields primary  $\gamma$ -rays of surprisingly weak intensity since its capture cross

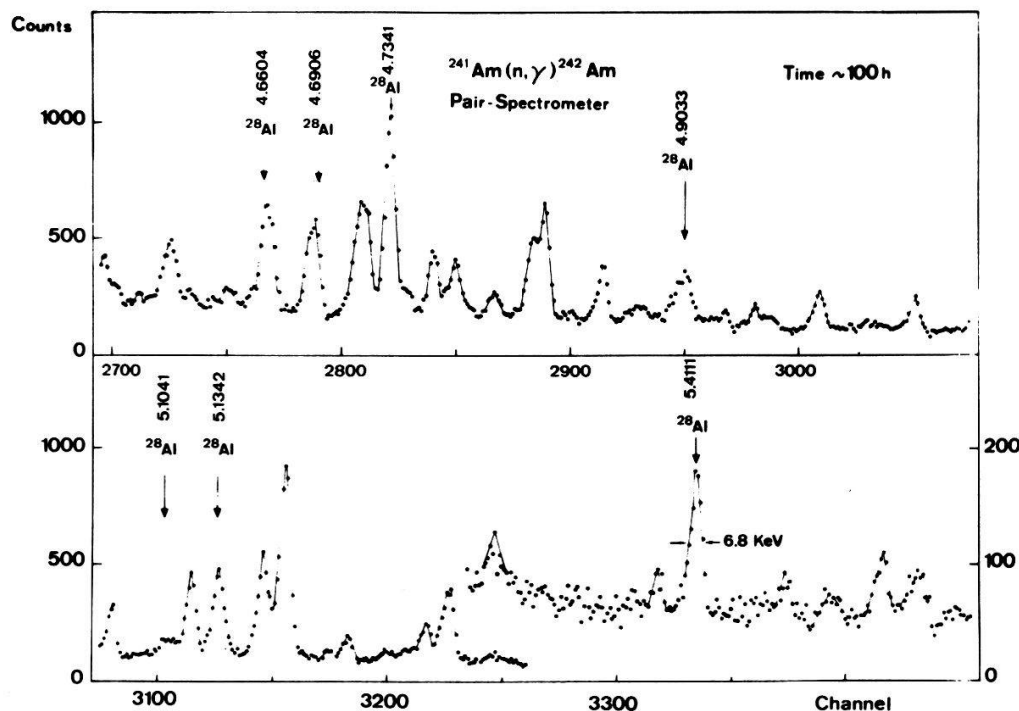


Figure 2

High energy portion of the <sup>241</sup>Am ( $n, \gamma$ ) spectrum measured with the pair spectrometer.

section is high (700 b) and our target's mass sufficient (1.1 g). There are two possible explanations. Between 2 and 4 MeV the transition density is exceptionally high so that each line, even close to the 5.475 MeV  $Q$  value, is weak. The second possibility is that the nucleus has a different deformation in the ground and in the capture state. The transitions to the first excited states are then hindered.

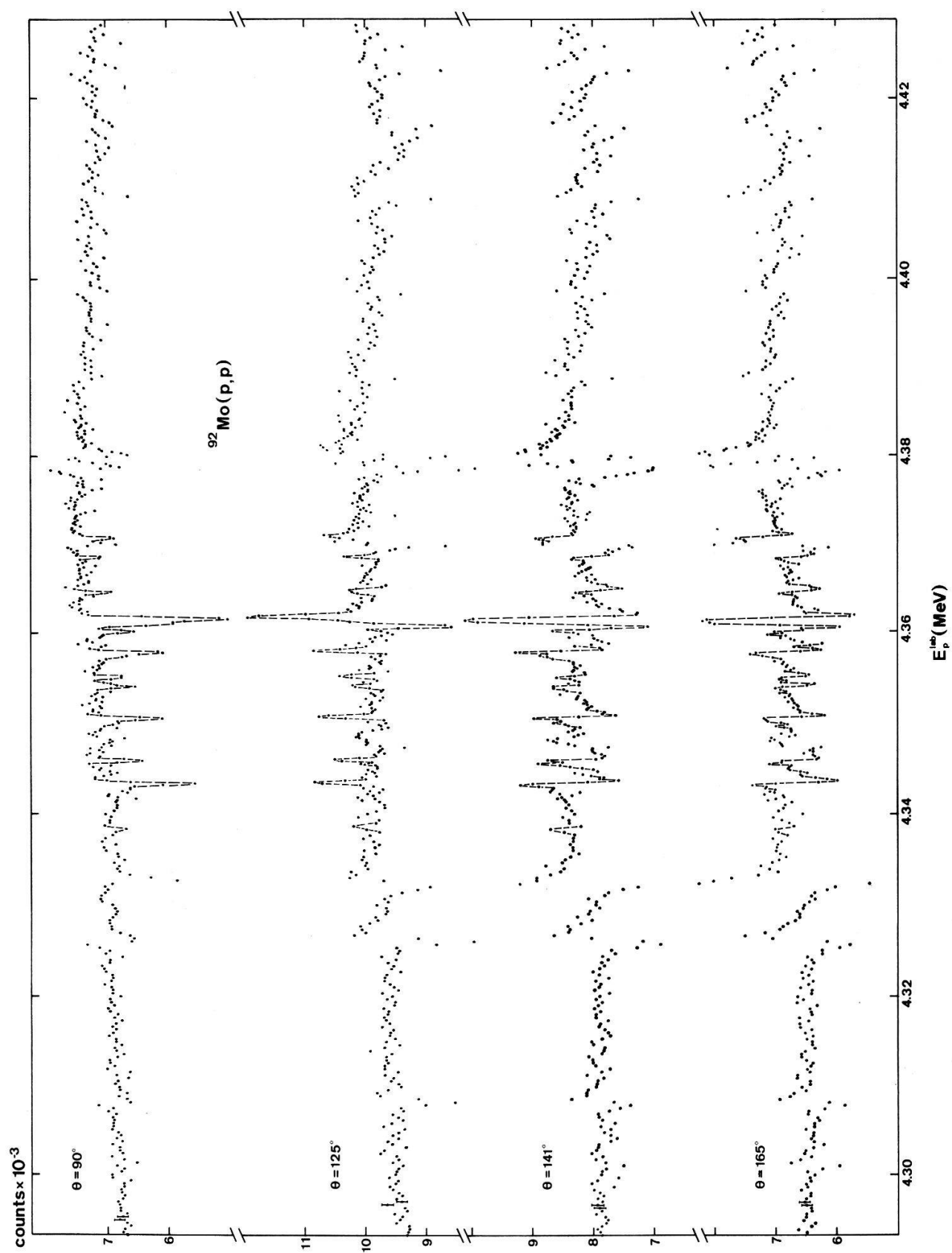
#### References

- [1] B. MICHAUD, J. KERN, L. RIBORDY and L. A. SCHALLER, *Etude de la réaction <sup>176</sup>Lu ( $n, \gamma$ ) <sup>177</sup>Lu au moyen d'un spectromètre à paires et anticompton*, Helv. phys. Acta **45**, 93 (1972).
- [2] We thank Prof. H. J. LEISI (EPF, Zürich) for lending us this diode.

### Feinstruktur von Analogresonanzen bei elastischer Streuung von Protonen an <sup>92</sup>Mo

von H. BRÄNDLE, V. MEYER und M. SALZMANN  
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Kürzlich wurden bei elastischer Streuung von Protonen an <sup>92</sup>Mo im Gebiet des Analogzustandes zum ersten angeregten Zustand ( $s\ 1/2$ ) in <sup>93</sup>Mo starke Fluktuationen festgestellt [1]. Wir haben nun mit wesentlich besserer Energieauflösung ( $\Delta E \simeq 400$





eV) im gleichen Gebiet ( $E_p = 5,3$  MeV), sowie beim analogen zum Grundzustand ( $d\ 5/2$ ) in  $^{93}\text{Mo}$  ( $E_p = 4,3$  MeV) Anregungskurven gemessen.

Bei  $E_p = 4,3$  MeV gelang es uns, zehn Resonanzen mit  $l_p = 2$  (s. Fig.) aufzulösen. Wir interpretieren sie als Feinstruktur des Grundzustands-Analogs, der bisher bei elastischer Streuung vergeblich gesucht wurde. Dass sie über einen Energiebereich von 30 keV verteilt sind, die Summe ihrer Breiten aber nur etwa 600 eV beträgt, macht verständlich, warum sie bei schlechter Energieauflösung nicht gefunden wurden.

Im Gebiet um  $E_p = 5,3$  MeV fanden wir etwa 100 Resonanzen mit  $l_p = 0$ , die sich teilweise überlappen. Die Mittelung der experimentellen Daten ergab eine Grobstruktur dieser Analogresonanz mit  $\Gamma_p = 15$  keV,  $\Gamma = 40$  keV. Der aus den Abweichungen vom Mittelwert berechnete «enhancement-factor» zeigt ausser der typischen Asymmetrie [2] deutliche Fluktuationen, welche bei den vier gemessenen Winkeln streng korreliert sind.

Eine ausführliche Arbeit wird später erscheinen.

#### Literatur

- [1] P. RICHARD et al., Nucl. Phys. [A] 174, 273 (1971).
- [2] D. ROBSON, Phys. Rev. [B] 137, 535 (1965).

### Messung elastischer Proton-Proton-Streuquerschnitte bei niedrigen Energien

VON H. MÜHRY, H. WASSMER UND E. BAUMGARTNER

(Physikalisches Institut, Basel)

Theoretische Arbeiten von Brolley [1] und Slobodrian [2] fordern präzise Messungen absoluter Proton-Proton-Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Energien.

Ein neues Experiment soll frühere Messungen von Knecht et al. [3] durch Erweiterung des Energiebereiches ergänzen. Zu diesem Zweck wurde ein differentiell gepumptes Gastarget gebaut, welches eine simultane Messung unter sechs symmetrisch angeordneten Winkeln von  $12^\circ$ ,  $25^\circ$  und  $45^\circ$  gestattet.

Im Energiegebiet zwischen 500 keV und 2000 keV wurde die experimentelle Technik so ausgebaut, dass Messungen absoluter Wirkungsquerschnitte mit einem Messfehler  $\pm 1\%$  möglich sind. Eine Zusammenstellung aller berücksichtigten Fehlerquellen und der Korrekturmethode liegt vor.

#### Literatur

- [1] J. E. BROLLEY, Aust. J. Phys. 22, 327 (1969).
- [2] R. J. SLOBODRIAN, Nuovo Cim. XL, 413 (1965).
- [3] D. J. KNECHT, P. F. DAHL, und S. MESSELT, Phys. Rev. 148, 1031 (1966).

### Vorwärtsdispersionsrelationen und elastische Streuung geladener Kernpartikel an Kernen

VON R. VIOLLIER, D. TRAUTMANN, G. R. PLATTNER UND K. ALDER

(Institut für theoretische Physik, Universität Basel)

Vorwärtsdispersionsrelationen werden auf elastische  $p^4\text{He}$ -Streuung angewendet. Die Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung ergibt eine Modifikation des bisher nur für ungeladene Kernprojekte entwickelten Formalismus. Die Streuampli-

tude wird bei niederen Energien durch den Tritonaustausch dominiert. Die in der Nähe gelegenen  $nd$ - und  $pnn$ -Austauschschnitte erschweren die Bestimmung des Polresiduums bzw. der  ${}^4\text{He}^3\text{Hp}$ -Kopplungskonstanten erheblich. Im Gegensatz zu [1] sind wir der Meinung, dass man sich für eine verlässliche Bestimmung der  ${}^4\text{He}^3\text{Hp}$ -Kopplungskonstanten auf niedrigste Energien ( $E \gtrsim 10$  MeV) beschränken muss, um den Einfluss der physikalischen Schnitte unter Kontrolle halten zu können.

#### Literatur

[1] M. P. LOCHER, preprint.

### Méthode de mesure de la période d'éléments radioactifs et différences constatées

par R. BEELER, L. BALSENC et J. LAPLACE

(Groupe du réacteur, Ecole de physique, Chimie analytique et minérale,  
Université de Genève)

La mesure de la période d'un corps radioactif peut être intéressante dans certains cas, en particulier, lors de l'analyse par activation et ceci dans le but d'identifier un corps.

Pour les isotopes de courte vie ( $5 \text{ s} < T < 5 \text{ min}$ ) il est nécessaire de commencer la mesure avec un taux de comptage élevé; en effet, la décroissance rapide peut entraîner des erreurs statistiques importantes. L'activité initiale mesurée étant élevée, les effets de temps mort ou de temps de classement peuvent devenir gênants, en particulier si l'on utilise un analyseur multicanaux en mode multiéchelle. Ceci est vrai si l'on utilise une sélection d'énergie sur un pic et qu'il y a nécessairement conversion AD. La courbe de décroissance est nettement déformée: elle n'est plus une exponentielle. Nous avons montré [1] que l'on peut tenir compte de ces effets et donner une explication raisonnable de la forme de la courbe. La fonction enregistrée est de la forme:

$$N_i = N_e(0) \frac{e^{-\lambda(t_i + \Delta t/2)}}{1 - x_0(1 - e^{-\lambda(t_i + \Delta t/2)})} \Delta t. \quad (1)$$

$N_i$ , étant le nombre de coups enregistrés dans le  $i^{\text{ème}}$  canal au temps  $t$  et pour une ouverture de canal  $\Delta t$ .

Il est nécessaire de connaître  $x_0$ , fraction de temps mort (avec ou sans conversion AD) au temps  $t = \Delta t/2$ . Le signal temps mort étant disponible sur la plupart des analyseurs multicanaux, nous utilisons directement ce signal pour la mesure de  $x_0$ . Un oscillateur ( $f = 1 \text{ MHz}$  ou  $10 \text{ MHz}$ ) permet de digitaliser la durée d'une impulsion de temps mort et une échelle, de sommer ces temps morts sur la durée d'une ou plusieurs ouvertures de canaux.

L'information enregistrée sur le multiéchelle est alors traitée en ajustant la fonction (1) par la méthode du maximum de vraisemblance. Un programme a été adapté et développé pour être utilisé sur une CDC 3800, pour minimiser la fonction:

$$\sum_{i=1}^n N(t_i) \left( 1 - \frac{N_e(0)}{N(t_i)} \frac{e^{-\lambda(t_i + \Delta t/2)}}{1 - x_0(1 - e^{-\lambda(t_i + \Delta t/2)})} \right)^2 \quad (2)$$

Pour tester la méthode, nous avons mesuré du  $^{179m}_{72}\text{Hf}$  métal et du  $^{46m}_{21}\text{Sc}$  métal, dont les périodes sont de l'ordre de 18 s; ceci dans une large gamme de temps morts, s'étendant de quelques 20 à 80%. Les mesures obtenues sont cohérentes.

A cet égard il est frappant de constater une forte dispersion de certaines périodes indiquées dans la littérature. Nous avons eu la curiosité de mesurer les périodes de différents éléments sous forme métallique et sous forme de sels. Des séries de mesures montrent que pour divers éléments il apparaît des différences non négligeables (de l'ordre de 0,5 à 1%), entre le métal et ses composés, alors que pour d'autres éléments nous n'avons pas pu déceler de différences.

Isotope	Forme	$T$ $\pm 1\sigma$ [S]	Différence [S]	relative	Limite de confiance
$^{179m}_{72}\text{Hf}$	métal	$18,67 \pm 0,04$	$0,25 \pm 0,16$	1,3%	98%
	oxyde	$18,92 \pm 0,07$			
$^{108}_{47}\text{Ag}$	métal	$146,1 \pm 1,3$	$1,9 \pm 1,5$	1,2%	98%
	nitrate	$144,2 \pm 1,0$			
$^{46m}_{21}\text{Sc}$	métal	$18,72 \pm 0,06$	non significative		95%
	oxyde	$18,81 \pm 0,06$			

La méthode proposée permet de mesurer correctement la période dans le cas d'un seul corps radioactif. Nous étudions actuellement la possibilité de l'étendre à deux ou plusieurs corps.

#### Bibliographie

- [1] R. BEELER, L. BALSENC et J. LAPLACE, J. radioanalyt. Chem. 10, (avril 1972).

## Der Aufbruch des Deuterons

VON D. TRAUTMANN, K. ALDER

(Institut für theoretische Physik, Basel)

und G. BAUR

(Max Planck, Institut für Kernphysik, Heidelberg)

Im Rahmen der DWBA wird die Behandlung des Deuteronenaufbruches im Feld eines Kernes dargestellt. Für die Beschreibung des Deuterons wird eine Hulthén-Wechselwirkung benutzt. Da keine freien Parameter in die Theorie eingehen, ermöglicht eine genaue Messung dieses Prozesses einen Test für die Genauigkeit der DWBA. Wir diskutieren zunächst die relativ einfache Behandlung des Prozesses bei niederen Energien, wo nur Coulombkräfte wirken. Die verschiedenen Möglichkeiten, die Kernwechselwirkung, die bei höheren Energien wirksam wird, zu berücksichtigen, werden darnach untersucht.

## Aufbruch des Deuterons im Feld schwerer Kerne

von L. JARCZYK<sup>1)</sup>, D. BALZER, J. LANG, R. MÜLLER und P. VIATTE

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Energie-Winkel-Korrelationen wurden bei den Reaktionen  $\text{Au}(d, pn)\text{Au}$  und  $\text{Pb}(d, pn)\text{Pb}$  für Deuteronenenergien von 12 und 10,5 MeV ausgemessen. Von den vielen theoretischen Arbeiten über den Deuteronenaufbruch lassen drei eine numerische Auswertung zu, nämlich die DWBA-Rechnungen von Gold-Wong, von Ketchum und von Landau-Lifshitz. Da bis jetzt keine numerischen Werte für diese theoretischen Arbeiten publiziert worden sind, wurden entsprechende Rechenmaschinenprogramme aufgestellt. Nur die Theorien von Ketchum und Landau-Lifshitz geben den allgemeinen Verlauf der experimentell bestimmten Energie-Winkel-Korrelationen einigermaßen korrekt wieder, doch zerigen sich unerwartet grosse Abweichungen im Absolutwert.

## Linear Relations between Polarization Parameters in Reactions with Polarized Deuterons

by F. SEILER

(Physikalisches Institut, Universität Basel)

Nuclear reactions between deuterons and light nuclei show several broad, overlapping levels at deuteron energies of several MeV. Cross-section measurements with unpolarized deuterons often give little indication of these resonant states, however, measurements of the efficiency tensor for polarized deuterons show broad but pronounced effects. This is most noticeable in the efficiencies of rank 2, which can arise from a single reaction matrix element. Resonances will therefore affect these parameters strongly and in a manner characteristic of the element responsible.

Using the Madison Convention [1], the cross-section for a deuteron beam with rank-2 polarization is given by

$$\sigma_p(\theta) = \sigma_0(\theta) \sum_q t_{2q} T_{2q}^*(\theta), \quad (1)$$

where  $\sigma_0(\theta)$  is the cross-section for unpolarized deuterons and  $T_{2q}(\theta)$  the efficiency tensor for rank-2 polarization of the deuterons. For the analysis, a Legendre polynomial expansion is performed for the normalized quantity

$$D_{2q}(\theta) = 4\pi\sigma_0(\theta) T_{2q}(\theta)/\sigma_{\text{tot}} = \sum_L d_{2q}(L) \cdot P_{L,q}(\cos \theta). \quad (2)$$

In the case of a single resonant element the even- $L$  Legendre Polynomial coefficients  $d_{2q}(L)$  are subject to linear conditions, which have been given elsewhere [2]. If two resonances overlap, some of these relations will no longer hold, depending on the spin configuration of the elements involved. In addition prominent effects may appear in the odd- $L$  coefficients.

For interference terms between a restricted class of elements, simple relationships for certain parameters  $d_{2q}(L)$  can be obtained. The combination of two elements

<sup>1)</sup> Beurlaubt von der Jagellonischen Universität, Krakow.

$R_i = \langle l'_i s'_i J_i^{\pi} | R | l_i s_i J_i^{\pi} \rangle$ , where primes denote quantities in the exit channel, can affect only coefficients  $d_{2q}(L)$  of rank  $L \leq L_{\max}$ . For the set of elements with the property

$$\left. \begin{matrix} J_1 + J_2 \\ l'_1 + l'_2 \end{matrix} \right\} \geq \Lambda = l_1 + l_2 + 2, \quad (3)$$

the rank  $L_{\max}$  is equal to  $\Lambda$  and the parameters  $d_{2q}(\Lambda)$  must satisfy

$$d_{20}(\Lambda) = -\frac{1}{4}\sqrt{6}\Lambda d_{21}(\Lambda) = \frac{1}{2}\sqrt{6}\Lambda(\Lambda-1)d_{22}(\Lambda). \quad (4)$$

Equation (4) reduces to the corresponding formulae in [2] if only one element is taken into account ( $R_1 = R_2$ ;  $\Lambda = 2l + 2$ ). Therefore contributions of a single resonance as well as interference terms between levels of equal parity can enter into the even- $L$  coefficients. The odd- $L$  coefficients, which arise exclusively from the interference of different channels, are clear indications of an overlap between levels of different parity. Consequently the number of elements responsible for a resonance-like behavior of a set of parameters  $d_{2q}(L)$ , which fulfill (4), can be restricted by virtue of conditions (3).

In general, relation (4) also applies for the highest nonzero coefficients found experimentally, even if there is no evidence of resonant structure. These coefficients are usually due to combinations of elements which satisfy condition (3), since the orbital angular momenta in the entrance channel are restricted by the centrifugal barrier. Experimental data for the  ${}^3\text{He}(\vec{d}, p){}^4\text{He}$  and the  $D(\vec{d}, p)T$  reactions [3, 4] confirm this conclusion up to rank  $L = 8$ .

#### References

- [1] Proc. of the 3rd Conf. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions (eds. H. H. Barschall and W. Haeberli, University of Wisconsin Press, 1971).
- [2] F. SEILER, *Analysis of Reactions with Polarized Deuterons (I)*, Nucl. Phys. [A] **187**, 379 (1972).
- [3] W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, A. RUH, P. A. SCHMELZBACH, R. E. WHITE and P. MARMIER, Nucl. Phys. [A] **176**, 631 (1971).
- [4] W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, R. RISLER and R. E. WHITE, communication to this conference.

### S-Wave Levels Close to the Threshold of Deuteron Reactions

by F. SEILER

(Physikalisches Institut, Universität Basel)

In many reactions of deuterons with light nuclei a resonance occurs at low energies, characterized by two properties: Orbital angular momentum  $l = 0$  of the deuterons and maximum channel spin ( $s = J = i + I$ ) in the incoming channel. Hackenbroich and Seligman [1] have investigated the properties of levels near threshold and found that in many light nuclei the energetically preferred states are those of maximum orbital symmetry. The predictions made on the basis of such considerations can be verified conclusively by experiments involving tensor-polarized deuterons.

In the neighborhood of low energy levels induced by s-wave deuterons, only the resonant element need be considered in a first approximation. Using the parametrization of the preceding communication [2], this element occurs only in the  $L = 0$  term



of  $\sigma_0(\theta)$  and in the coefficients  $d_{2q}(2)$ . In this approximation these parameters satisfy the equation

$$d_{20}(2) = -\frac{1}{2}\sqrt{6} d_{21}(2) = \sqrt{6} d_{22}(2), \quad (1)$$

while the magnitude of  $d_{20}(2)$  provides an easy identification of the resonant element [3]. However, even at low energies the contributions of other  $s$ - as well as  $p$ - and  $d$ -wave elements cannot be neglected. Near the level energy it is normally sufficient to consider only interference terms between the resonant element and the competing channels. In this second approximation additional  $s$ -wave contributions leave relation (1) intact but change the magnitude of  $d_{20}(2)$ . Elements involving  $p$ -wave deuterons give rise to interference terms which appear in odd rank coefficients only. Independent of the number of such elements, the following conditions hold

$$d_{20}(1) = -\frac{1}{3}\sqrt{6} d_{21}(1), \quad (2)$$

$$d_{20}(3) = -\frac{3}{4}\sqrt{6} d_{21}(3) = 3\sqrt{6} d_{22}(3). \quad (3)$$

Correspondingly, any number of  $d$ -wave elements affect only coefficients of even rank. If nonzero, such terms are subject to the relations

$$d_{20}(2) = -\sqrt{6} d_{21}(2) = -\sqrt{6} d_{22}(2), \quad (4)$$

$$d_{20}(4) = -\sqrt{6} d_{21}(4) = 6\sqrt{6} d_{22}(4). \quad (5)$$

Equations (3) and (5) are identical to two of the conditions given in the preceding communication, while (2) and (4) are particular to this case. Equation (4) explains a persistent feature of polarization data taken near levels formed by  $s$ -wave deuterons. The term involving  $d_{22}(2)$  is usually the first to deviate appreciably from relation (1). This can be understood, since the term involving  $d_{22}(2)$  in (4), which arises from  $d$ -wave contributions, has opposite sign to the one in (1), while the relative signs of the  $d_{20}(2)$  and  $d_{21}(2)$  terms are the same in (1) and (4). A similar behavior is also observed in relations for deuterons with angular momenta  $l > 0$ .

With the aid of relations (1) to (5) and the magnitude of  $d_{20}(2)$ , tabulated in [3], the experimental identification of levels predicted by Hackenbroich and Seligman can be accomplished readily. A compilation of presently available data is given in [3].

#### References

- [1] H. H. HACKENBROICH and T. H. SELIGMAN, to be published.
- [2] F. SEILER, preceding communication.
- [3] F. SEILER, *Analysis of Reactions with Polarized Deuterons (I)*, Nucl. Phys. [A] 187, 379 (1972).

### Die $Q$ -Wert-Abhängigkeit von Transferreaktionen

von M. PAULI, K. ALDER und D. TRAUTMANN

(Institut für theoretische Physik, Universität Basel)

Im Rahmen der halbklassischen Theorie hängt der Wirkungsquerschnitt von Transferreaktionen zwischen schweren Kernen für Energien unterhalb der Coulombbarriere nur von wenigen Parametern ab. Insbesondere sind  $Q$ -Wert und Kinematik durch einen einzigen Parameter miteinander verknüpft. Diese Beziehung ist auch bei höheren Energien richtig und wird mit experimentellen Daten verglichen.



## Eine Atomstrahlapparatur zur Erzeugung von polarisierten Wasserstoffionen

von R. RISLER, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG und P. A. SCHMELZBACH

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Für eine neue polarisierte Ionenquelle zum Tandem-Beschleuniger wurde eine Atomstrahlapparatur gebaut. Die Dissoziation geschieht in einer Hochfrequenzentladung bei einem Druck von 5 bis 10 Torr. Mit einem Sextupolmagneten werden die Spinzustände getrennt. Die optimale Geometrie von Düse und Abschäler wurde zunächst mit dem Molekularstrahl untersucht. Die Ergebnisse der Atomstrahlmessungen und ihre Abhängigkeit von den apparativen Parametern werden diskutiert. Eine ausführliche Publikation erscheint später.

## Untersuchung am 4 Nukleonensystem mit Hilfe des d-d-Eingangskanal

von W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, R. RISLER und R. E. WHITE

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Die elastische Streuung von Deuteronen an Deuteronen und die Reaktionen  $D(d, p)T$  und  $D(d, n)^3\text{He}$  wurden im Energiegebiet zwischen 3 und 11,5 MeV Deuteronenenergie gemessen. Dabei wurde sowohl ein vektor- als auch ein tensorpolarisierter Deuteronenstrahl benützt, um das Vektor- und das Tensoranalysationsvermögen der Reaktionen zu bestimmen. Eine Analyse der Messresultate unter Berücksichtigung möglicher Resonanzen im  $^4\text{He}$  zwischen 24 und 30 MeV wird diskutiert. Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

## Tensoranalysationsvermögen und Wirkungsquerschnitt der Reaktion

$^6\text{Li}(d, \alpha)^4\text{He}$  im Energiegebiet von 3 bis 11, 5 MeV

von V. KÖNIG, W. GRÜEBLER, A. DEBENHAM, R. RISLER und P. A. SCHMELZBACH

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Für die Reaktion  $^6\text{Li}(d, \alpha)^4\text{He}$  wurden bei 9 Energien im Bereich von 3 bis 11,5 MeV die drei Tensoranalysationsvermögen  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  und  $T_{22}$  bestimmt. Alle Komponenten weisen in dem hier untersuchten Energiegebiet sehr grosse Werte auf.

Für die geplante Analyse dieser Daten durch Entwicklung nach Legendre-Polynomen wurde zusätzlich bei 11 Energien der differentielle Wirkungsquerschnitt gemessen.

Die Messungen sind noch nicht abgeschlossen und werden weiter fortgeführt.

## On the Reliability of Statistical Model Predictions of Relative Cross Sections

by D. O. BOERMA

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

PH. B. SMITH

(University of Groningen, Holland)

The relative cross-sections of the reaction  $^{30}\text{Si}(d, \alpha)^{28}\text{Al}/(\theta\alpha=171^\circ)$ , leading to sixteen final states in  $^{28}\text{Al}$ , have been measured in steps of 25 keV over an energy range  $E_d = 4.850$  to  $5.825$  MeV. The r.m.s. deviation between the measured cross-sections,

averaged over  $E_d$ , and Hauser-Feshbach calculations is 6.7%. However, using the statistical-fluctuation theory we find an expectation value of 32.5% for the r.m.s. deviation. In an attempt to understand this unexpected result theoretically, it was found that for certain averaging intervals the deviation can be small for all final states simultaneously, in case the number of channels in the reaction is small.

### L'interaction hyperfine d'un ion du type «non-Kramers» et son influence sur la corrélation directionnelle d'une cascade $\gamma\gamma$

par H. DIRREN

(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF, Zurich)

L'interaction hyperfine d'un ion du type «non-Kramers», dilué dans un cristal de symétrie axiale, et son influence sur la corrélation directionnelle d'une cascade  $\gamma\gamma$  ont été étudiées en détail. En présence d'un champ magnétique extérieur appliqué parallèlement à l'axe de symétrie, cette interaction est décrite par un hamiltonien de spin du type:  $K = AI_zJ_z + \Delta_x J_x + \Delta_y J_y + g_z \mu_B H_z J_z$ . Il est montré que lorsque l'axe du cristal est perpendiculaire au plan des détecteurs: 1. Les paires de niveaux avec  $m = m'$  ( $m$  étant le nombre quantique de l'opérateur nucléaire  $I_z$ ) n'interfèrent pas; elles se repoussent. 2. La perturbation de la corrélation peut être décrite par des facteurs

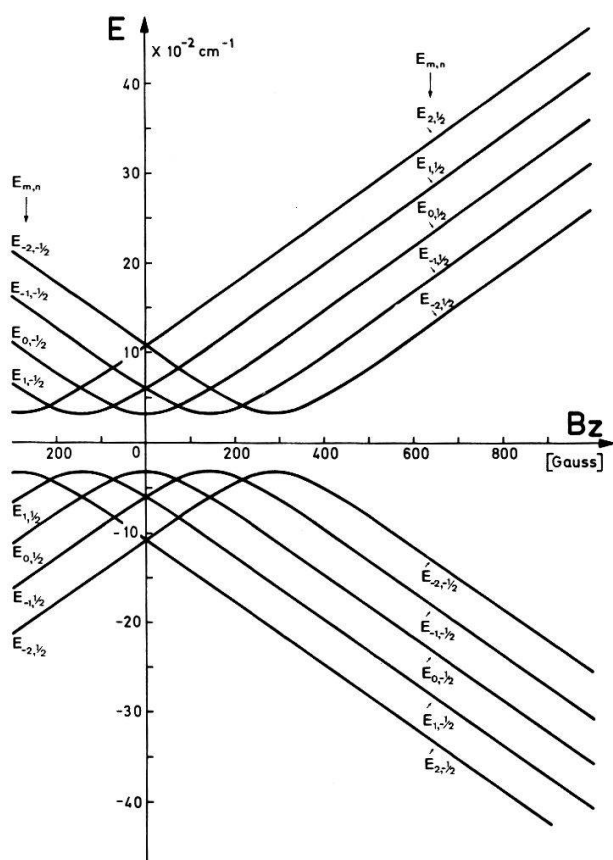


Figure 1

Interaction hyperfine de l'ion  $\text{Ho}^{3+}$  dans un monocristal d'éthylsulfate d'yttrium: spectre d'énergie en fonction du champ magnétique extérieur appliqué parallèlement à l'axe de symétrie du cristal. Le noyau occupe l'état excité  $2^+$  de 81 keV dans  $^{166}\text{Er}$ .

d'atténuation dans un développement en polynômes de Legendre. 3. La présence de l'effet Jahn-Teller entraîne l'apparition d'une résonance autour de 0 Gauss. Lorsqu'un des  $\gamma$  détectés est émis parallèlement à l'axe du cristal, la corrélation n'est pas perturbée.

Cette théorie a été appliquée au cas de la cascade  $0^+ - 2^+ - 0^+$  dans  $^{166}\text{Er}^{3+}$  suivant la désintégration  $\beta^-$  de  $^{166}\text{Ho}^{3+}$  dilué dans un monocristal d'éthylsulfate d'yttrium, l'environnement électronique étant supposé occuper le doublet fondamental de l'ion  $\text{Ho}^{3+}$ . Les niveaux d'énergie de ce système sont représentés à la Figure 1. Lorsque l'axe de symétrie du cristal est perpendiculaire au plan des détecteurs, les facteurs d'atténuation à champ magnétique extérieur nul sont les suivants:  $G_2 = 0,223$  et  $G_4 = 0,037$ . La résonance de l'anisotropie de la corrélation est très étroite dans ce cas; elle est représentée à la Figure 2.

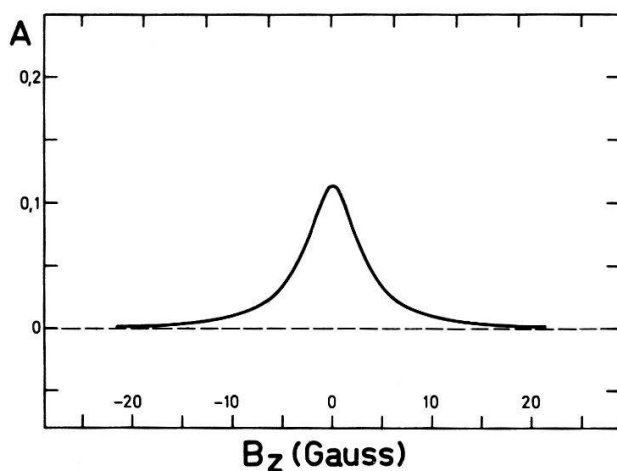


Figure 2

Anisotropie  $A = [W(180^\circ) - W(90^\circ)]/W(90^\circ)$  en fonction du champ magnétique extérieur appliqué parallèlement à l'axe de symétrie du cristal. Ce dernier est lui-même perpendiculaire au plan des détecteurs. Cette anisotropie est corrigée pour l'angle solide fini de l'expérience. Le maximum de la résonance s'élève à 15% pour l'angle solide idéal.

Le développement de cette théorie a été effectué dans le cadre d'une étude théorique et expérimentale plus générale de l'interaction hyperfine dans ce genre de cristaux; il fera l'objet d'une publication ultérieure plus détaillée dans les *Helv. phys. Acta*.

### Dependence of the Pulse-Height of Coaxial Ge(Li) Detectors on the Source-Detector Distance

by F. C. ROEHMER

(Laboratory for High Energy Physics,  
Swiss Federal Institute of Technology, Zürich, Switzerland)

Pulse-height and energy resolution of a Ge(Li) detector are dependent on the position of irradiation which may be explained by charge-carrier trapping. From these effects, studied by Sakai [1] for coaxial detectors, it follows that the pulse-height depends on the distance between the source and the detector, a fact which may be important for high precision gamma-ray spectroscopy.

Assuming an electric field strength proportional to  $r^{-1}$  Sakai [1] calculated the charge collection efficiency  $\eta(r)$  for true coaxial detectors with a  $p$ -type core

$$\eta(r) \equiv \frac{Q(r)}{n \cdot e} = 1 - (2\mu_e \tau_e V)^{-1} \left[ 0.5(r_0^2 - r^2) - r^2 \ln\left(\frac{r_0}{r}\right) \right] - (2\mu_h \tau_h V)^{-1} \left[ r^2 \ln\left(\frac{r}{r_i}\right) - 0.5(r^2 - r_i^2) \right]$$

$\mu_e, \mu_h$ : mobility of electrons and holes, respectively,

$\tau_e, \tau_h$ : carrier drift lifetime of electrons and holes, respectively,

$V$ : bias applied across the intrinsic region,

$r$ : radius of the point of ionization,

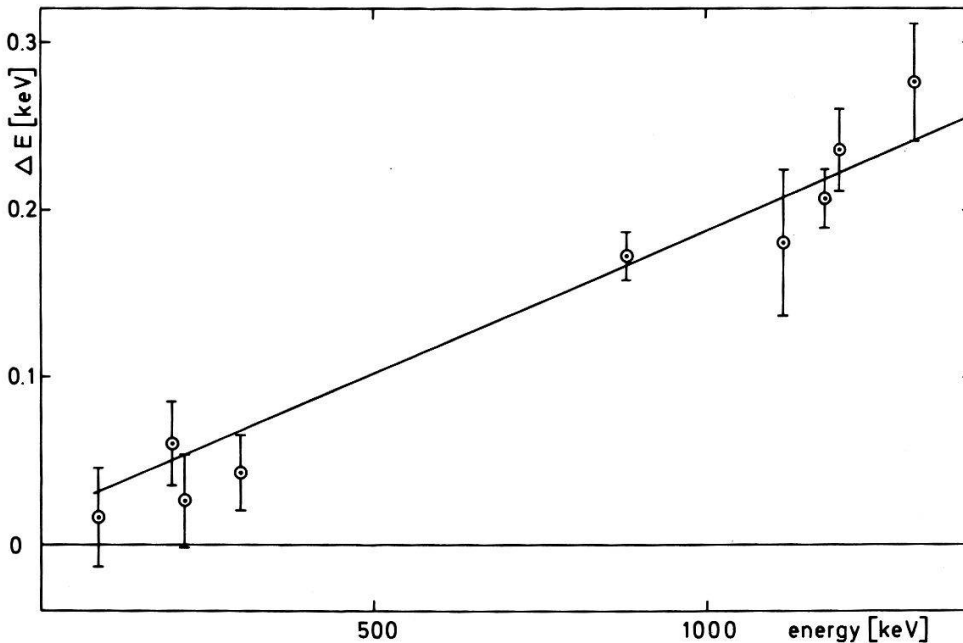
$r_i, r_o$ : inner and outer radius of the intrinsic region, respectively.

For total irradiation the mean charge at the output of the detector is

$$\bar{Q} = n \cdot e \left[ \int \rho(r) \eta(r) dr \right] \left[ \int \rho(r) dr \right]^{-1}$$

where  $\rho(r)$  is the density of ionizing events. Since  $\rho(r)$  varies with the distance  $d$  between source and detector, so does  $\bar{Q}$ .

This effect has been investigated with a 40-cm<sup>3</sup> true coaxial Ge(Li) detector ( $r_i = 0.3$  cm,  $r_o = 1.8$  cm,  $l = 4.1$  cm,  $V = 1500$  V) using two sources of <sup>160</sup>Tb, which gave within 10% equal count rates of about  $1.3 \cdot 10^4$ /sec at 1.25 and 36.8 cm distance, respectively. As references we used a <sup>137</sup>Cs source in a fixed position with respect to the detector and pulses from a very stable pulse generator (Ortec 448) fed into the test input of the preamplifier. The spectra of both sources were measured alternatively in periods of 3 min each and analyzed with a Hewlett Packard 2048 channels multichannel



Peak shift  $\Delta E$  versus gamma-ray energy for our coaxial Ge(Li) detector. The solid line represents the calculated effect assuming only hole trapping.

system (HP 5406 B). The peak positions were determined from least squares fits of a modified Gaussian plus background to the spectra.

The positions of the reference peaks were equal in both spectra within  $15 \pm 30$  eV, thus indicating that no electronic drift occurred during the measurements. All peaks of the spectrum with the source in the close position, however, were shifted to higher energies with respect to the peaks measured with the source far from the detector. This peak shift  $\Delta E$  is related to the mean charge  $\bar{Q}(d)$  by the equation

$$\Delta E = 2E_\gamma [\bar{Q}(1.25) - \bar{Q}(36.8)] [\bar{Q}(1.25) + \bar{Q}(36.8)]^{-1}$$

and is shown in the figure. A similar investigation with another pair of sources having half the activities yielded the same magnitude of the peak shift and therefore proves that this is not a count rate effect.

With the above-cited formulas we have calculated  $\Delta E$  as a function of energy for a point source in the axis of our Ge(Li) detector. In order to simplify the calculations we assumed  $\rho(r)$  to be proportional to the gamma-ray intensity at the radius  $r$ , i.e. we neglected the fact that multiple processes occur (for example a Compton-effect and a subsequent photo-effect) and also the non-zero range of primary electrons in the detector. The results of our calculations can be summarized as follows:

- a)  $\Delta E$  is positive for hole trapping and negative for electron trapping.
- b) For equal values of  $\mu\tau$  the peak shift due to electron trapping is less than that arising from hole trapping by about a factor of 3.

From the above results it follows that in our detector hole trapping is dominant. As can be seen from the figure the measured peak shift is well reproduced by our calculations if we assume only hole trapping with  $\mu_h\tau_h = 0.41 \text{ cm}^2/\text{V}$ .

#### Reference

- [1] E. SAKAI, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, 310 (1968).

## Grundzustandsdeformationen der seltenen Erden

VON U. GÖTZ, K. ALDER UND H. C. PAULI

(Institut für theoretische Physik der Universität Basel)

K. JUNKER

(EIR, Würenlingen)

Die Grundzustandsdeformationen in der Region der seltenen Erden wurden mit Hilfe der Strutinsky-Renormierung und einem Saxon-Woods-Potential berechnet. Quadrupol ( $\beta_2$ ), Hexadekapol ( $\beta_4$ ) und axial asymmetrische ( $\gamma$ -)Deformationen wurden berücksichtigt. Die Resultate für  $\beta_2$  stimmen im wesentlichen mit denen anderer Rechnungen überein. Die  $\beta_4$ -Werte sind jedoch zum Teil erheblich grösser, und es zeigt sich, dass der Hexadekapolfreiheitsgrad für die Stabilität der Übergangskerne W und Os gegenüber  $\gamma$ -Deformationen wichtig ist.

## Deformationen und Trägheitsmomente von Kernen in der Aktinidenregion

VON T. LEDERGERBER, H. C. PAULI, U. GÖTZ, M. BRACK und R. HÄRING

(Institut für theoretische Physik der Universität Basel)

Die Deformationsenergien schwerer Kerne wurden mit der Methode der Schalenkorrekturen von Strutinsky, unter Verwendung eines Woods-Saxon-Schalenmodellpotentials, berechnet. Für die Grund- und Isomierzustände von Kernen in der Aktinidenregion werden die Quadrupol- und Hexadekapolmomente angegeben sowie die Trägheitsmomente mit dem Kurbelmodell (mit Paarung) berechnet. Die Übereinstimmung mit experimentellen Werten ist befriedigend.

## Determination of Nuclear Magnetic Moments of Excited Levels Using Gaseous Sources

by TH. V. LEDEBUR

(Laboratory for High Energy Physics, ETH, Zürich)

The use of gaseous sources for the determination of nuclear magnetic moments with a time-integral angular correlation experiment has been studied. For the 40 keV level in  $^{129}\text{Xe}$  a preliminary value  $g = 0.29 \pm 0.15$  has been obtained.

## Die Winkelabhängigkeit der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung

VON H. DEBRUNNER und E. FLÜCKIGER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Zur Beobachtung der zeitlichen Variationen der kosmischen Strahlung werden seit dem Internationalen Geophysikalischen Jahr in einem weltweiten Netz von Meßstationen standardisierte Neutronenmonitore eingesetzt [1–4]. Die Totalzählraten und die Multiplizitätsverteilungen dieser Detektoren sind mit dem Primärspektrum der kosmischen Strahlung oberhalb der Atmosphäre korreliert. Für die Gesamtzählrate  $N$  eines Neutronenmonitors gilt

$$N(h, A, \chi, t) = \sum_{i_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} R_c(\vartheta_0, \varphi_0, A, \chi, t) \cdot \Psi(i_0, R_0, \vartheta_0, \varphi_0, A, \chi, t) \cdot T(i_0, h, R_0, \vartheta_0) \cdot \sin \vartheta_0 \cdot dR_0 \cdot d\vartheta_0 \cdot d\varphi_0. \quad (1)$$

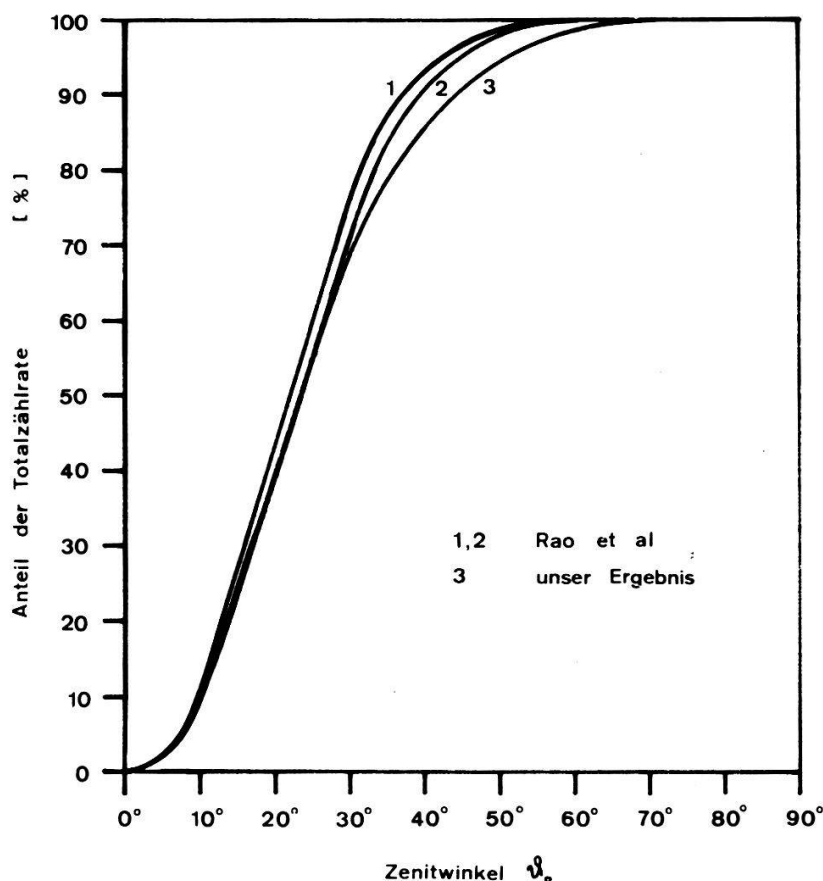
Dabei bedeuten:

- $i_0$  Typ der Primärkomponente ( $p, \alpha, \dots$ )
- $R_0, R_c$  Steifigkeit, Cutoff-Steifigkeit
- $\vartheta_0, \varphi_0$  Zenit-, bzw. Azimutwinkel der Einfallsrichtung



$\Lambda, \chi$	geographische Breite und Länge der Meßstation
$t$	Zeit
$h$	atmosphärische Tiefe
$\Psi$	diff. Primärspektrum oberhalb der Atmosphäre

Um aus Registrierungen auf Veränderungen des Primärspektrums oberhalb der Atmosphäre schliessen zu können, ist die genaue Kenntnis der Kopplungsfunktion  $T$  sowie der Abhängigkeit des Cutoff-Wertes von den entsprechenden Parametern unerlässlich. Nur zu einem geringen Teil können diese Resultate mit experimentellen



Figur

Abhängigkeit der Gesamtzählrate eines Neutronenmonitors vom Einfallswinkel der primären kosmischen Strahlung oberhalb der Atmosphäre.

Methoden gewonnen werden. Insbesondere kann auf diese Weise die Abhängigkeit der Zählrate vom zenitalen Einfallswinkel, welche für die Analyse von Anisotropien bedeutungsvoll ist, nicht bestimmt werden. Rao et al. [5] haben (1) theoretisch diskutiert. Sie setzen näherungsweise

$$T(i_0, h, R_0, \vartheta_0) = T\left(i_0, \frac{h}{\cos \vartheta_0}, R_0, \vartheta_0 = 0^\circ\right) \cdot \cos^n \vartheta_0 \quad (2)$$

mit  $0 \leq n \leq 1$ .

Die Nukleonenkaskade in der Atmosphäre genügt jedoch den Voraussetzungen zu diesem Ansatz nur unvollständig. Deshalb sind speziell für anormale Verhältnisse Fehler zu erwarten. Aus diesem Grunde haben wir im Rahmen unserer Monte-Carlo-Simulation der Nukleonenkaskade in der Atmosphäre die Funktion  $T$  für primäre

Protonen berechnet [6]. Der Vergleich unserer Resultate mit den theoretischen Ergebnissen von Rao et al. liefert folgendes:

1. Die Grosstransformation, die mit Ansatz (2) angewandt worden ist, gilt nicht für kleine Steifigkeiten bei grossen Winkeln (vgl. Tabelle).

Vergleich der berechneten Winkelabhängigkeit von  $T$  mit dem theoretischen Ansatz (2) nach Rao et al.

$R_0$ [GV]	$\frac{T(h = 650 \text{ g cm}^{-2}, R_0, \vartheta_0)}{T\left(h = \frac{650 \text{ g cm}^{-2}}{\cos \vartheta_0}, R_0, \vartheta_0 = 0^\circ\right)}$			
	$\vartheta_0 = 24^\circ$		$\vartheta_0 = 48^\circ$	
	berechnet	Rao et al.	berechnet	Rao et al.
2,2	1,9	$0,91 \leq c \leq 1$	5,6	$0,67 \leq c \leq 1$
4,37	1,2	$c$	2,6	$c$
7,73	1,1	$c$	1,4	$c$
20,0	1,0	$c$	1,4	$c$
50,0	1,1	$c$	1,6	$c$

2. Die von Rao et al. angegebenen Kopplungsfunktionen sind für Analysen primärer kosmischer Strahlungsschwankungen mit relativ kleinen Amplituden brauchbar (vgl. Figur), nicht aber für die Untersuchung ausserordentlicher Verhältnisse, wie sie beispielsweise während Solar Flares auftreten. In solchen Fällen muss der genaue Funktionsverlauf von  $T$ , wie er sich aus unseren Berechnungen ergibt, berücksichtigt werden.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds, Kredit Nr. 2.374,70. IBM Extension Suisse und das Deutsche Rechenzentrum Darmstadt.

#### Literatur

- [1] J. A. SIMPSON, *Special Report* (Institute for Nuclear Studies, University of Chicago 1955).
- [2] H. CARMICHAEL, IQSY Instruction Manual No. 7. Cosmic Rays (1964).
- [3] F. BACHELET, P. BALATA, E. DYRING und N. IUCCI, *Nuovo Cim.* **31**, 1126 (1964).
- [4] U. WALTHER, *Multiplizitätsmessungen am IGY-Neutronenmonitor auf Jungfraujoeh*. Lizentiatsarbeit (1967).
- [5] U. R. RAO, K. G. McCracken und D. VENKATESAN, *J. Geophys. Res.* **68**, 345 (1963).
- [6] H. DEBRUNNER und E. FLÜCKIGER, *Helv. phys. Acta* **44**, 241 (1971).

### Zur Temperaturabhängigkeit der Müonenkomponente der kosmischen Strahlung

von W. BOLLI und H. DEBRUNNER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Die Intensität der Müonenkomponente der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre weist eine starke Abhängigkeit vom Temperaturprofil der Atmosphäre auf. Einerseits beeinflusst die Temperatur die Entstehungshöhe der Pionen und Müonen

und somit die Wahrscheinlichkeit, dass die Müonen bis zur Beobachtungshöhe überleben. Andererseits ist auch das Verzweignungsverhältnis der Pionen für Müonenbildung und Stossprozesse temperaturabhängig.

Die Kenntnis der Temperaturkorrelation der Müonenkomponente ist von Bedeutung, um von kontinuierlichen Müonenmessungen auf die primären Schwankungen der kosmischen Strahlung oberhalb der Atmosphäre zu schliessen. Umgekehrt ist es bei bekannter Temperaturabhängigkeit und bekannter Intensität der primären kosmischen Strahlung prinzipiell auch möglich, aus Müonenregistrierungen das Temperaturprofil der Atmosphäre zu bestimmen. Um nun die Zweckmässigkeit solcher indirekter Temperaturbestimmungen zu prüfen, wurde vorerst—in Ermangelung gesicherter Ergebnisse über die Temperaturabhängigkeit der Müonenintensität—das differentielle Müonenspektrum in Abhängigkeit der atmosphärischen Tiefe, der Energie und des Einfallwinkels für einen mittleren Temperaturverlauf in der Atmosphäre nach dem eindimensionalen Modell von Dorman [1, 2] berechnet. Dabei konnten für die Höhen- und Energieabhängigkeit des Pionenerzeugungsspektrums und für die Stosslänge der Pionen experimentelle Werte benutzt werden, wie sie seinerzeit Dorman nicht zur Verfügung standen. Die entsprechenden Resultate stimmen sowohl in Meereshöhe wie in Bergeshöhe mit experimentellen Daten gut überein. Daraus wurde die Temperaturabhängigkeit der Müonenkomponente ermittelt, die sich durch

$$\frac{\delta N_{\mu}(h_0, \epsilon, \vartheta)}{N_{\mu}(h_0, \epsilon, \vartheta)} = \int_0^{h_0} W(h_0, \epsilon, \vartheta, h) \cdot \delta T(h) \cdot dh$$

ausdrücken lässt. Dabei bedeuten:

$\frac{\delta N_{\mu}(h_0, \epsilon, \vartheta)}{N_{\mu}(h_0, \epsilon, \vartheta)}$ : Relative Differenz der Müonenflüsse für die Temperaturprofile  $T(h)$  und  $T(h) + \delta T(h)$  in Abhängigkeit der atmosphärischen Tiefe  $h_0$ , der Energie  $\epsilon$  und des Einfallwinkels  $\vartheta$ .

$W(h_0, \epsilon, \vartheta, h)$ : Temperaturdichtefunktion des differentiellen Müonenflusses.

Mit den numerischen Werten der Temperaturdichtefunktion wurden dann die Fehler von Temperaturbestimmungen mittels Müonenteleskopmessungen abgeschätzt. Es zeigte sich, dass Tagesregistrierungen mit einem Teleskop von  $1\text{m}^2$  Fläche in Bergeshöhe die Atmosphärentemperatur in zwei Höhen mit einer Genauigkeit von  $\sim 1$  Grad oder in drei Höhen mit einer Genauigkeit von  $\sim 5$  Grad zu bestimmen erlauben. Bei Verwendung von zwei Teleskopen verschiedener Abschirmung sind aber weit bessere Resultate zu erwarten, da die Temperaturdichtefunktion stärker von der Energie abhängig ist als vom Einfallswinkel [3]. Die Analyse wird deshalb weitergeführt.

Diese Arbeit wurde durch den Schweizerischen Nationalfonds, Kredit 2.374.70. unterstützt.

#### Literatur

- [1] L. I. DORMAN (*Cosmic Ray Variations*. (State Publishing House for Technical and Theoretical Literature, Moscow 1957).
- [2] L. I. DORMAN, Prog. Eleme. Part. Cosmic Ray Phys. 7 (ed. Wilson and Wouthuysen; North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1963).
- [3] Y. MIYAZAKI und M. WADA, Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays 2, 591 (1970).

### Vérification expérimentale de l'action locale du courant leptonique dans la désintégration $K_{e4}$

par P. BASILE, M. BOURQUIN, J.-P. BOYMOND, A. DIAMANT-BERGER,  
P. EXTERMANN, P. KUNZ, R. MERMOD, H. SUTER, R. TURLAY et A. ZYLBERSZTEJN

(Collaboration Université de Genève-CEN Saclay)

Dans la désintégration  $K_{e4}$ , l'hypothèse du couplage local du courant leptonique au courant hadronique permet d'écrire explicitement la dépendance de la probabilité de désintégration en fonction de deux des cinq variables cinématiques qui décrivent la réaction. Cette probabilité, intégrée sur les autres variables, est comparée aux distributions expérimentales. Aucune violation de la localité n'est observée.

### Test de la conservation de la conjugaison de charge dans les annihilations $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$ et $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$

par V. VUILLEMIN, R. WEILL, M. GAILLOUD B. JAYET et PH. ROSSELET

(Institut de physique nucléaire, Université de Lausanne)

J. B. GAY, E. JEANNET et S. VALLET

(Institut de physique, Université de Neuchâtel)

Cette communication sera publiée par ailleurs.

### Search for Excited States of $^3\text{He}$ with the Reaction $p + ^6\text{Li}$ between 35 and 56 MeV

by J. L. BEVERIDGE, J. P. EGGER, F. FOROUGHI and M. ZAKI

(Institut de physique, Université de Neuchâtel)

J. L. DURAND, H. FIORE and C. PERRIN

(Institut des Sciences nucléaires, Grenoble)

Since Ajdačić et al. [1] reported evidence for the existence of a trineutron and Kim et al. [2] reported three excited states of  $^3\text{He}$  there have been a large number of searches for evidence of states of the mass three system. These searches have recently been reviewed by Šlaus [3] and by Bray et al. [4]. These reviews find the situation to date to be still very confused with some groups reporting evidence for excited states and others, even in repeating the same experiment, finding no such evidence. The general trend of experimental results however seems to indicate that there are no states in the mass three system except the  $^3\text{He}$  and triton ground states.

In the present work we have looked for  $T = \frac{1}{2}$  levels in  $^3\text{He}$  by searching for  $p$ - $d$  final state interactions in appropriate two-particle coincidence spectra from our  $p + ^6\text{Li}$  experiments carried out at incident proton energies between 35 and 56 MeV. Similar searches have been done by Valković et al. [5] at 9 and 10 MeV and Bray et al. [3] at 45 MeV with negative results. However, many spectra observed in these experiments had strong background contributions from other final state interactions or quasifree scattering.

The experiment, carried out on the cyclotron at Grenoble, was principally for the purpose of performing the Treiman–Yang test for the validity of the pole graph and all angles and incident energies were dictated by this experiment [6]. The experimental arrangement allowed the detection of the particles  $p$ ,  $d$  and  $t$  at an angle  $\theta_2$ ,  $\phi_2$  and  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$  and  ${}^4\text{He}$  at an angle  $\theta_1$ ,  $\phi_1$ . Off-line particle identification made possible the simultaneous collection of many two-particle coincidence spectra unconnected with the primary T–Y experiment.

There are three reaction channels in the  ${}^6\text{Li} + p$  reaction which may give information on the  ${}^3\text{He}$  system by the coincident detection of charged particles



Any  $p$ – $d$  final state interaction in the three-body channel must be looked for, in our case, as an enhancement on the kinematic curves for  $d$ – $\alpha$  and  $p$ – $\alpha$  coincidences since all our  $p$ – $d$  and  $d$ – $p$  coincidence spectra give a rather flat distribution and high value of

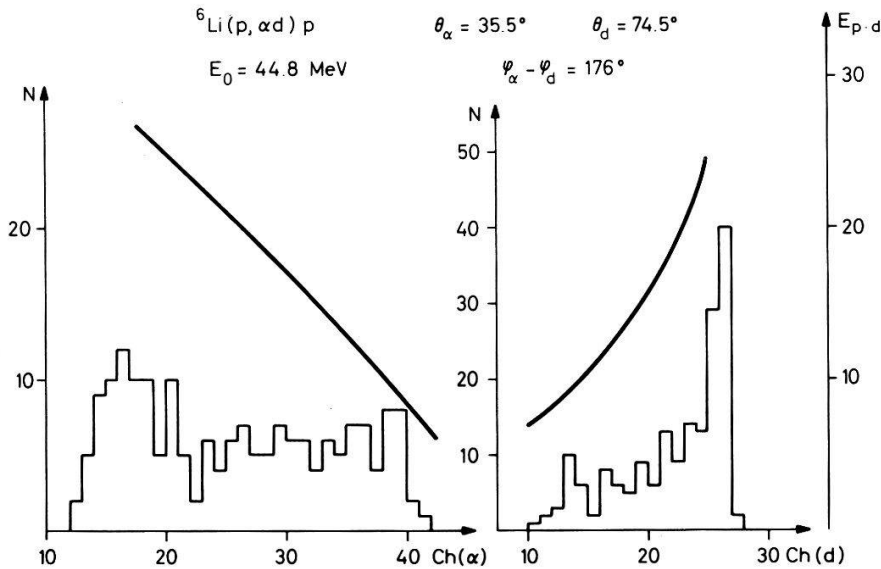


Figure 1

Projection of a  $d$ – $\alpha$  coincidence spectrum on both  $\alpha$  and  $d$  energy axes. The solid line represents the  $p$ – $d$  relative energy.

the  $p$ – $d$  relative energy and are therefore not useful in this search. A strong  $p$ – $d$  final state interaction in the four-body channels will appear as a kinematic curve in the four-body continuum in  $p$ – $t$ , or  $d$ – $d$  coincidence spectra.

The best opportunity to observe states of  ${}^3\text{He}$  in the three-body channel was provided by the  $d$ – $\alpha$  coincidence spectra since only states of  ${}^5\text{Li}$  are expected to give significant competing contributions. Seven  $d$ – $\alpha$  spectra were found, each covering a range of 12–35 MeV  ${}^3\text{He}$  excitation energy, with little interference from other final state interactions. A typical projected spectrum is shown in Figure 1. The cross-sections for these spectra, projected on one energy axis, were all found to be low ( $<50 \mu\text{b MeV}^{-1} \text{sr}^{-2}$ ) and no distinctive evidence for a  $p$ – $d$  final state interaction was seen. All cross-section fluctuations were statistical or could be attributed to the 16.64 MeV state of

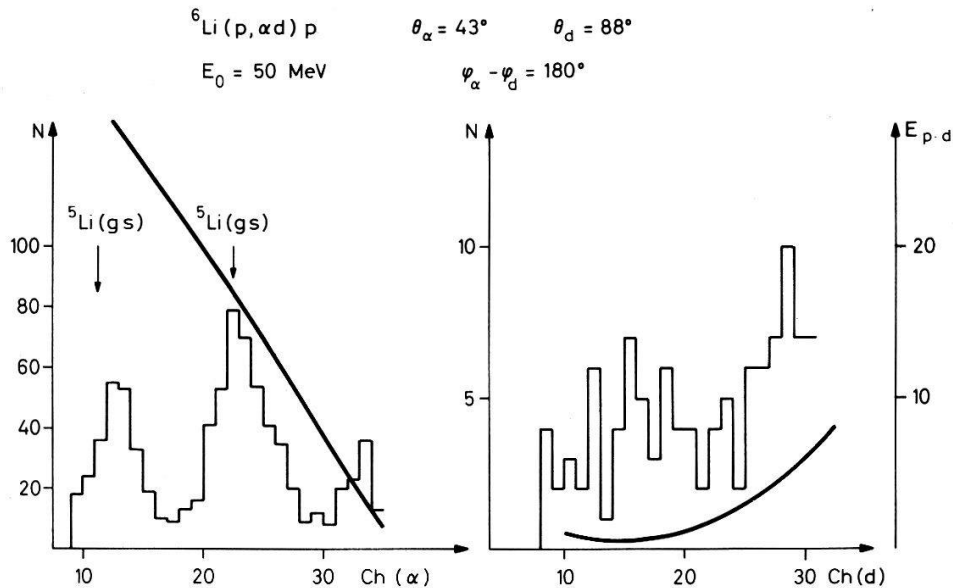


Figure 2

Projection of a  $d$ - $\alpha$  coincidence spectrum on both  $\alpha$  and  $d$  axes showing a strong  ${}^5\text{Li}$  (g.s.) enhancement. The solid line represents the  $p$ - $d$  relative energy.

${}^5\text{Li}$ . One  $d$ - $\alpha$  spectrum at 50 MeV, Figure 2, which exhibited a strong enhancement due to the  ${}^5\text{Li}$  ground state provided the opportunity to observe  ${}^3\text{He}$  excitation energies of 7–12 MeV well removed from this background resonance. No evidence for a  $p$ - $d$  final state interaction is seen in this region.

The  $p$ - $\alpha$  coincidence spectra were plagued by large backgrounds due to high proton count rates and by contributions from quasifree scattering and states of  ${}^6\text{Li}$ . However, five geometries were found where it was possible to observe  ${}^3\text{He}$  excitation energies of 8–13 MeV well separated from other expected effects. Two of these are shown in Figure 3. As with the  $d$ - $\alpha$  coincidences the projected cross-sections were low

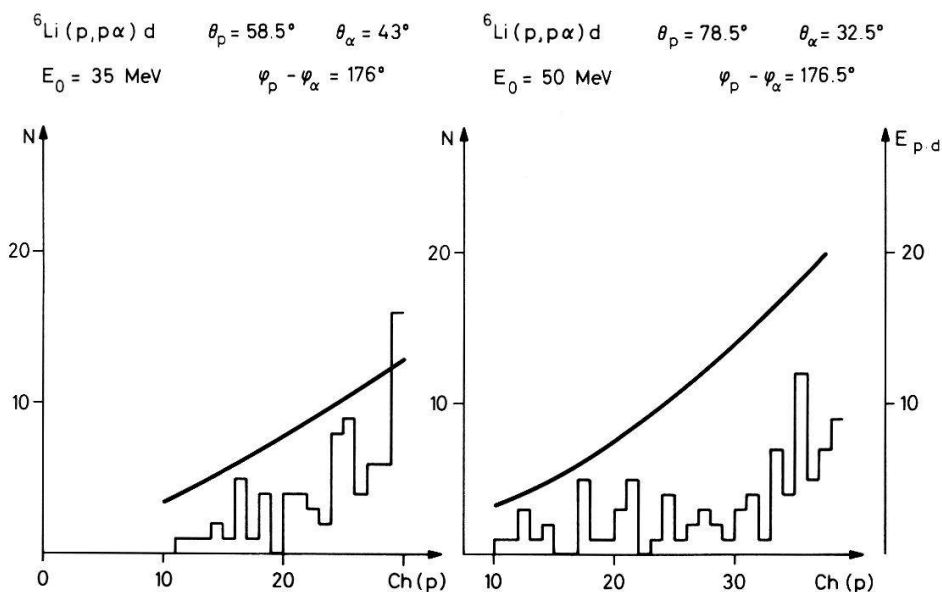


Figure 3

Two projections of  $p$ - $\alpha$  coincidence spectra on the proton energy axis. The solid line represents the  $p$ - $d$  relative energy.



( $<40 \mu\text{b MeV}^{-1} \text{sr}^{-2}$ ) and cross-section fluctuations were purely statistical. No evidence for states of  $^3\text{He}$  in this energy range were observed.

Finally, no evidence for a three-body kinematic curve in the four-body continuum was found in any of the  $p$ - $t$  or  $d$ - $d$  coincidence spectra. In these spectra  $^3\text{He}$  excitation energies from 5.5 MeV to some maximal value dependent on energy, angle and electronic discriminators are observed.

In conclusion then, we have observed no effects due to final state interactions in  $T = \frac{1}{2}$  states of  $^3\text{He}$  in the excitation energy range 5.5–35 MeV in agreement with many other experimental results. There remains however the possibility of very broad states, which cannot be seen as final state interactions or states too weakly excited to be seen in this investigation. Improved statistics would require a number of days of beam time or the folding of all our present spectra together as a function of  $p$ - $d$  relative energy.

This work was supported by the 'Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique'.

### References

- [1] V. AJDAČIĆ et. al., Phys. Rev. Lett. 14, 444 (1965).
- [2] C. C. KIM et al., Phys. Lett. 22, 314 (1966).
- [3] I. ŠLAUS, *Three Body Problem* (Ed. McKee and Rolph, North-Holland 1970), p. 337.
- [4] K. H. BRAY et. al., Phys. Rev. C3, 1771 (1971).
- [5] V. VALKOVIĆ et. al., Nucl. Phys. A106, 138 (1968).
- [6] J. L. BEVERIDGE et. al., to be published.

## Densité d'états et Jacobien

par F. FOROUGHİ et C. NUSSBAUM

(Institut de physique, Université de Neuchâtel)

Nous montrons, à partir de l'expression de la section efficace calculée dans le laboratoire, la relation qui existe entre les densités d'états et le Jacobien lors d'un changement de système. Cette relation permet un calcul rapide et simple des Jacobiens.

## Test of the Polegraph in the Reaction $^6\text{Li}(p, pd) ^4\text{He}$ at 50 MeV with the Treiman-Yang Criterion

by J. L. BEVERIDGE, R. CORFU, J. P. EGGER, J. PIFFARETTI, J. ROSSEL and E. SCHWARZ

(Institut de physique, Université de Neuchâtel)

J. ARVIEUX, J. L. DURAND and C. PERRIN

(Institut des Sciences nucléaires, Grenoble)

A detailed article to be published.

## Test der Vakuumpolarisation und Hyperfeinwechselwirkung in myonischen Atomen

VON H. BACKE<sup>1)</sup>, F. BOEHM<sup>5)</sup>, R. ENGFER<sup>2)</sup>, A. VON GUNTEN<sup>2)</sup>, R. LINK<sup>1)</sup>,  
R. MICHAELSEN<sup>4)</sup>, C. PETITJEAN<sup>2)</sup>, G. RÖSCHERT<sup>4)</sup>, B. ROBERT-TISSOT<sup>3)</sup>,  
H. SCHNEUWLY<sup>3)</sup>, L. SCHELLENBERG<sup>3)</sup>, W. U. SCHRÖDER<sup>1)</sup>,  
J. L. VUILLEUMIER<sup>2)</sup>, H. K. WALTER<sup>2)</sup> und A. ZEHNDER<sup>2)</sup>

(CERN, Genève)

Gruppenvortrag vorgetragen durch A. Zehnder

Bei den 5-4-Übergängen in schweren und mittelschweren myonischen Atomen ist die Vakuumpolarisation die grösste Korrektur zu den Bindungsenergien, die sich aus der Diracgleichung errechnen. Weitere Korrekturen für die endliche Kernaussdehnung, die Kernpolarisation, die Elektronenabschirmung usw. sind dagegen klein, und ihre Unsicherheiten betragen weniger als einige eV und sind vernachlässigbar. Diskrepanzen zwischen experimentellen und theoretischen Übergangsenergien könnten deshalb auf unkorrekte theoretische Werte für die Vakuumpolarisationskorrektur deuten. In einer neueren Arbeit [1] wurden Diskrepanzen bis zu 140 eV gemessen. Tatsächlich wurde kürzlich von Blomquist und Tauscher [2] festgestellt, daß die bisherige Berechnung der Vakuumpolarisation der Ordnung  $\alpha(\alpha z)^3$  [3] falsch war. Die Diskrepanzen reduzieren sich damit auf etwa 70 eV, immer noch außerhalb der experimentellen Fehler von etwa 20 eV.

In einer Präzisionsmessung haben wir daher die myonischen 5-4-Übergangsenergien in  $^{nat}\text{Hg}$  und  $^{203}\text{Tl}$  am Myonkanal des CERN-SC gemessen. Das schwierigste Problem ist hierbei die Energieeichung. Es galt insbesondere, eventuelle Energieverschiebungen der bisherigen Eichverfahren [4] zu kontrollieren, die dadurch entstehen können, daß die Eich- $\gamma$ -Quanten eine andere zeitliche Verteilung haben als die myonischen Röntgenquanten, die in Koinzidenz mit den gestoppten Myonen emittiert werden. Dazu wurde die  $(439,544 \pm 0,030)$  keV-Linie des ersten angeregten Niveaus in  $^{202}\text{Hg}$  benutzt. Diese Linie wird einmal beim  $\mu$ -Einfang durch die Reaktion  $^{203}\text{Tl}(\mu, n\nu)^{202}\text{Hg}^+$  erzeugt und wird damit im prompten und verzögerten myonischen Spektrum gemessen. Zusätzlich wurde diese Linie im Eichspektrum aus dem Zerfall eines  $^{202}\text{Tl}$ -Präparats gleichzeitig aufgenommen. Durch Vergleich der Lage dieser Linie im Eich- und im myonischen Spektrum wurde eine Übereinstimmung auf  $(1 \pm 17)$  eV gefunden. Unter Berücksichtigung einer Reihe weiterer Unsicherheiten wie Nichtlinearitäten, Geometrieeffekte und Untergrundanpassung ergab sich ein Gesamtfehler von  $\pm 25$  eV für die absolute Energiebestimmung bei Energien von etwa 410 keV.

Als Ergebnis der Messungen für die Energien der myonischen 5-4-Übergänge in  $^{nat}\text{Hg}$  und  $^{203}\text{Tl}$  finden wir experimentell etwa  $60 \pm 25$  eV niedrigere Werte als die theoretischen Vorhersagen. Unsere Ergebnisse sind mit den Werten von Dixit et al. [1] konsistent, wenn man die verbesserten theoretischen Berechnungen berücksichtigt. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß die höheren Ordnungen der Vakuumpolarisationskorrektur nicht korrekt sind [6].

<sup>1)</sup> Institut für technische Kernphysik der TH Darmstadt.

<sup>2)</sup> Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH, Zürich.

<sup>3)</sup> Institut de physique, Université de Fribourg.

<sup>4)</sup> Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung, Berlin.

<sup>5)</sup> California Institute of Technology, Pasadena, California.

Hyperfeinaufspaltung  $\Delta E$  für die ersten angeregten  $2^+$  Rotationszustände in myonischem  $^{190}\text{Os}$  und  $^{192}\text{Os}$ .

	$\Delta E$ (eV)	
	$^{190}\text{Os}$	$^{192}\text{Os}$
Punktkern	$1118 \pm 54$	$1345 \pm 65$
Magnetisierungsverteilung $\rho_m$ proportional der Ladungsverteilung $\rho_c$	$776 \pm 37$	$926 \pm 45$
Magnetisierungsverteilung $\rho_m$ proportional $R^2 \rho_c$	$696 \pm 34$	$830 \pm 40$
Experiment	$665 \pm 80$	$800 \pm 80$

Während der Myonenkaskade können die ersten angeregten Rotationsniveaus deformierter Kerne durch Resonanzmechanismen angeregt werden [5]. Der Kern sendet das Gammaquant anschließend in Anwesenheit des Myons im  $1s$  Zustand aus. Daraus resultiert eine Aufspaltung des Übergangs zu  $\Delta E = ((2I + 1)/I) A_1$ , wobei  $A_1$  die magnetische Hyperfeinkonstante ist. Da nun die Myonenwellenfunktion stark mit dem Kern überlappt, gibt es eine Änderung der magnetischen Hf-Aufspaltung gegenüber der Aufspaltung für einen Punktkern (Bohr-Weisskopf-Effekt) und damit hängt im myonischen Atom die Aufspaltung empfindlich von der Verteilung der Magnetisierungsdichte im Kern ab.

Aus der Verbreiterung der  $2^+ - 0^+$ -Kerngammaübergänge in myonischem  $^{190}\text{Os}$  und  $^{192}\text{Os}$  konnten wir die magnetische Hf-Aufspaltung der  $2^+$  Rotationszustände bestimmen [7]. Die experimentellen Werte werden in der Tabelle mit den Vorhersagen für Punktkerne und für ausgedehnte Verteilungen der Magnetisierungsdichte  $\rho_m$  verglichen. Die beste Übereinstimmung finden wir für die Modellannahme eines starren Rotators mit  $\rho_m$  proportional  $R^2 \rho_c$ .

Die beiden  $2^+$  Hf-Niveaus werden mit einem infolge des Resonanzmechanismus nichtstatistischen Verhältnis von  $\sim 7,2:1$  besetzt. Durch einen stark konvertierten M1-Interdublettübergang wird jedoch das obere  $5/2^+$  Niveau entvölkert. Dieser Interdublettübergang hat eine Partialbreite entsprechend einer Lebensdauer von 29 ps oder 121 ps, je nachdem ob die Aufspaltung größer oder kleiner als 625 eV (Bindungsenergie der  $N_f$ -Schale) ist. Die gemessenen Intensitätsverhältnisse von  $0,085 \pm 0,022$  bzw.  $0,067 \pm 0,013$  für  $^{190}\text{Os}$  bzw.  $^{192}\text{Os}$  sind nur mit einer Aufspaltung von mehr als 625 eV verträglich.

### Literatur

- [1] M. S. DIXIT, H. L. ANDERSON, C. K. HARGROVE, R. J. MCKEE, D. KESSLER, H. MES und A. C. THOMPSON, Phys. Rev. Lett. 27, 878 (1971).
- [2] J. BLOMQUIST und L. TAUSCHER, private Mitteilung (1972).
- [3] B. FRICKE, Z. Phys. 218, 495 (1969).
- [4] H. BACKE, R. ENGFER, U. JAHNKE, E. KANKELEIT, R. M. PEARCE, C. PETITJEAN, L. SCHELLENBERG, H. SCHNEUWLY, W. U. SCHRÖDER, H. K. WALTER und A. ZEHNDER, Nucl. Phys. A189, 472 (1972).
- [5] C. S. WU und L. WILETS, Ann. Rev. Nucl. Sci. 19, 527 (1969).
- [6] H. K. WALTER, J. H. VUILLEUMIER, H. BACKE, F. BOEHM, R. ENGFER, A. H. V. GUNTEN, R. LINK, R. MICHAELSEN, C. PETITJEAN, L. SCHELLENBERG, H. SCHNEUWLY, W. U. SCHRÖDER und A. ZEHNDER, Phys. Lett. 40B, 197 (1972).
- [7] R. LINK, L. SCHELLENBERG, H. BACKE, R. ENGFER, E. KANKELEIT, R. MICHAELSEN, H. SCHNEUWLY, W. U. SCHRÖDER, J. L. VUILLEUMIER, H. K. WALTER und A. ZEHNDER, Phys. Lett., im Druck.

**Etude des réactions  $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}n\pi$  entre 1,5 et 2,0 GeV/c**

par MME S. VALLET

(Groupe de Chambre à bulles, Universités de Neuchâtel et de Lausanne)

Une publication est en préparation.

**Etude des annihilations  $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-(\pi^0)$  à 1,1 et 1,4 GeV/c**

par J.-B. GAY

(Groupe de Chambre à bulles, Universités de Neuchâtel et de Lausanne)

Une publication est en préparation.

**Etude de la réaction  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$  entre 1,5 et 2,0 GeV/c**

par MME S. VALLET

(Groupe de Chambre à bulles, Université de Neuchâtel et de Lausanne)

Une publication est en préparation.

**Neue Unterdruckmethode für Flüssigkeiten zum Nachweis von energetischen Kernfragmenten**

von B. HAHN und H. W. REIST

(Abteilung Hochenergiephysik, Physikalisches Institut, Universität Bern)

Der Dampf über einer Flüssigkeit wird abgepumpt. Verdampfung an der freien Flüssigkeitsoberfläche wird unterbunden durch eine Ölschicht. Im so erreichten Unterdruckzustand kann die Flüssigkeit z.B. durch Spaltfragmente der Kernspaltung zum Sieden gebracht werden.

**Spin-Parity Analysis of Coherently Produced  $\pi^+\pi^-\pi^-$** by J. PERNEGR, K. FREUDENREICH, F. X. GENTIT, P. MÜHLEMANN und W. WETZEL  
(ETH, Zürich)C. BEMPORAD, W. BEUSCH, E. POLGAR and D. WEBSDALE  
(CERN)J. G. LEE and M. LETHEREN  
(Imperial College, London)G. BELLINI, M. di CORATO and G. VEGNI  
(Istituto di Fisica, Sezione INFN, Milano)

A study of the spin-parity states of the  $\pi^+\pi^-\pi^-$  system produced by high energy  $\pi^-$  beams on nuclei is in progress. We have more than 40,000 events at an incident momentum of 15.1 GeV/c and about 15,000 events at 9 GeV/c. Due to the coherent production the effective mass of the 3 pions lies in a peak of only about 400 MeV width (the  $A_1$  region) and we have therefore sufficient statistics to analyse mass bins of 10 to 20 MeV with nearly 1,000 events each. In coherent production only the unnatural parity states  $0^-, 1^+, \dots$  are supposed to be allowed; the absence of the natural parity

states, if confirmed, should reduce the ambiguities of the analysis. Preliminary results have been obtained from the study of distributions of the momenta in the  $3\pi$  decay plane.

### Antiproton-Proton Ladungsaustausch bei 8 GeV/c

von W. BEUSCH, E. POLGÁR und D. WEBSDALE  
(CERN)

K. FREUDENREICH, R. FROSCH, F. X. GENTIT und P. MÜHLEMANN  
(ETH, Zürich)

A. HARCKHAM und J. G. LEE  
(Imperial College, London)

Wir präsentieren die Analyse von 7000 Ereignissen des Ladungsaustauschs  $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$  bei 8 GeV/c. Die hohe Winkelauflösung ( $\Delta\theta \leq 1$  mrad) erlaubt eine genaue Untersuchung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nahe der Vorwärtsrichtung. Der in diesem Prozess vorhandene  $\pi$ -Austausch lässt eine Struktur mit einer charakteristischen Breite  $\Delta t \approx 0,02$  (GeV/c) $^2 \approx m_\pi^2$  erwarten; im «line reversed»-Prozess,  $p + n \rightarrow n + p$  wird eine solche Struktur beobachtet [1], unsere Winkelverteilung ist dagegen nahezu flach. Wir verwenden ein phänomenologisches Modell zum quantitativen Vergleich der beiden Ladungsaustauschprozesse bei 8 GeV/c.

#### Literatur

- [1] J. ENGLER et al., Phys. Lett. 34B, 528 (1971).

### Kohärente Produktion von $K^+\pi^+\pi^-$ an Atomkernen bei 10, 13 und 16 GeV/c

von L. D. FLURI, K. FREUDENREICH, F. X. GENTIT, P. MÜHLEMANN und J. PERNEGR  
(ETH, Zürich)

C. BEMPORAD, W. BEUSCH, E. POLGÁR und D. WEBSDALE  
(CERN)

J. G. LEE und M. LETHEREN  
(Imperial College, London)

Hochenergetische  $K^+$  erzeugen an Atomkernen  $K^+\pi^+\pi^-$  ganz analog dem Prozess  $\pi + A \rightarrow 3\pi + A$  [1]. In der Vorwärtsrichtung tritt konstruktive Interferenz zwischen den Produktionsamplituden an den einzelnen Nukleonen auf. Wir beobachten eine Winkelverteilung, die durch den Formfaktor des Kerns bestimmt ist. Im  $K\pi\pi$ -System dominiert der  $K^*(890)\pi$ -Zustand; die Verteilung der invarianten Masse zeigt ein breites Maximum in der Gegend von 1100 bis 1450 MeV.

#### Literatur

- [1] C. BEMPORAD et al., Nucl. Phys. [B] 33, 397 (1971).



## Diffusion proton–proton à petits angles (2° lab 8°) entre 290 et 570 MeV

par D. AEBISCHER, B. FAVRIER, E. HEER, R. HESS, C. LECHANOINE,  
J.-C. NIKLÈS et D. W. WERREN

(Université de Genève)

C. SERRE

(Université de Grenoble)

A. JUNOD

(ETH-SIN)

Des mesures de la section efficace différentielle de la diffusion élastique proton–proton dans la région de l'interférence coulombienne ont été réalisées au synchrocyclotron du CERN. Le dispositif expérimental comprenant essentiellement un ensemble de chambres à fils à régime proportionnel est discuté et les résultats préliminaires sont présentés.<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> D. Aebischer et al. Proceedings of the Few Particle Problem in Nuclear Interaction Conference, Los Angeles (1972).

## Statische Eigenschaften der Registrierungen von Neutronenmonitoren

von E. BORN

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Seit dem Geophysikalischen Jahr werden zur Registrierung der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung weltweit Neutronenmonitore eingesetzt [1, 2]. Die Erfahrung zeigt, dass deren Messeigenschaften nicht genügend stabil sind [3] und dass Eichungen nicht mit der erforderlichen Genauigkeit von  $\sim 1\%/10$  a realisiert werden können.

Ein Neutronenmonitor besteht im allgemeinen aus mehreren unabhängigen Sektionen. Unter der Voraussetzung konstanter apparativer Parameter ist die Anzahl der pro Sektion und Zeitintervall registrierten Ereignisse der Multiplizität  $j$ ,  $x^{(j)}$ , für die bei der Bildung der Totalzählrate ins Gewicht fallenden Multiplizitäten normalverteilt gemäss  $N(\mu^{(j)}, \sigma^{(j)} = \sqrt{\mu^{(j)}})$ , wobei  $\mu^{(j)}$  den mittleren Wert der  $x^{(j)}$  und  $(\sigma^{(j)})^2$  deren Varianz bezeichnet. Dementsprechend gilt auch für die total pro Sektion und Zeitintervall registrierte Anzahl Zählereignisse

$$x = \sum_{j=1}^{\infty} j \cdot x^{(j)}$$

eine Normalverteilung  $N(\mu, \sqrt{K \cdot \mu})$  mit

$$\mu = \sum_{j=1}^{\infty} j \cdot \mu^{(j)} \quad \text{und} \quad K = \sum_{j=1}^{\infty} j^2 \cdot \frac{\mu^{(j)}}{\mu}.$$

Die Grösse  $K$  lässt sich bei bekannter Multiplizitätsverteilung berechnen. Sie ist vom Typ des Monitors und vom Spektrum der sekundären kosmischen Strahlung oberhalb



des Detektors abhängig. Ausser in Perioden mit stark veränderlicher Multiplizitätsverteilung (Flares, Forbush decreases) kann sie jedoch für eine Meßstation als konstant angenommen werden. Für den IGY-Neutronenmonitor auf Jungfraujoch ergibt sich experimentell  $K = 1,70 \pm 0,07$ .

Für die Verteilung  $\varphi$  der Quotienten  $q_{ik} = x_i/x_k$  der gemäss  $N(\mu_i, \sqrt{K \cdot \mu_i})$  und  $N(\mu_k, \sqrt{K \cdot \mu_k})$  verteilten Anzahlen der in den Sektionen  $i$  und  $k$  pro Zeiteintervall registrierten Zählereignissen folgt

$$\varphi(q_{ik}) = \left(\frac{\mu_k^2}{2\pi}\right)^{1/2} \cdot \frac{\mu_i \cdot K \cdot (1 + q_{ik})}{\{K \cdot (\mu_i + \mu_k \cdot q_{ik}^2)\}^{3/2}} \exp \cdot \left\{ \frac{-\left(q_{ik} - \frac{\mu_i}{\mu_k}\right)^2}{\frac{2K}{\mu_k^2} (\mu_i + \mu_k \cdot q_{ik}^2)} \right\}.$$

Bei genügend grossen Werten von  $x_i$  und  $x_k$  kann  $\varphi$  durch die Verteilung  $N(\mu_{ik}, \sigma'_{ik})$ , die den zeitlich konstanten Mittelwert  $\mu_{ik} = \mu_i/\mu_k$  und die Varianz  $(\sigma'_{ik})^2 = K \cdot \mu_{ik}^2 \cdot (1/\mu_i + 1/\mu_k)$  aufweist, approximiert werden. Die Verteilung der Gesamtheit der während eines Beobachtungsintervalles registrierten Quotienten lässt sich, unter Berücksichtigung der zeitlichen Variationen der  $\mu_i$  und  $\mu_k$ , näherungsweise durch die Verteilung  $N(\mu_{ik}, \sigma_{ik})$  mit

$$\sigma_{ik}^2 = K \cdot \mu_{ik}^2 \cdot \overline{\left(\frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_k}\right)}$$

darstellen, wobei der Querstrich die Mittelung über das betreffende Beobachtungsintervall bedeutet.

Für die Mittelwerte  $\bar{q}_{ik}$  und die Streuungen  $s_{ik}^2$  von Stichproben, bestehend aus  $n$  Quotienten, ergeben sich die Verteilungen

$$N\left(\mu_{ik}, \frac{\sigma_{ik}}{\sqrt{n}}\right) \quad \text{und} \quad \chi_{n-1}^2\left((n-1) \cdot \frac{s_{ik}^2}{\sigma_{ik}^2}\right).$$

wenn mit  $\chi_{n-1}^2$  die Chiquadrat-Verteilung mit dem Freiheitsgrad  $n - 1$  bezeichnet wird.

Für die Analyse von Veränderungen der Detektoreigenschaften werden Abweichungen zwischen den theoretischen und experimentellen Verteilungen der  $q_{ik}$ ,  $\bar{q}_{ik}$  und  $s_{ik}^2$  untersucht. Dabei werden für die Berechnung der theoretischen Verteilungen die Schätzwerte

$$\mu_{ik} \approx \overline{\left(\frac{x_i}{x_k}\right)} \quad \text{und} \quad \sigma_{ik}^2 \approx K \cdot \mu_{ik}^2 \cdot \overline{\left(\frac{1}{x_i} + \frac{1}{x_k}\right)}$$

verwendet.

Die vorliegende Arbeit wurde vom Schweizerischen Nationalfonds, Kredit 2.374.70 von der IBM Extension Suisse und dem Deutschen Rechenzentrum Darmstadt unterstützt.

#### Literatur

- [1] J. A. SIMPSON, Special Report (Institute for Nuclear Studies, University of Chicago 1955).
- [2] H. CARMICHAEL, IQSY Instruction Manual No. 7, Cosmic Rays (1964).
- [3] K. G. MCCracken, U. R. RAO und B. W. LEFAN, Special Report (Southwest-Center for Advanced Studies, Dallas 1966).

## **Eigenschaften von Vieldraht-Proportionalflächenzählern**

von A. FLÜCKIGER, H. KASPAR und P. ROLLI

(Abteilung Hochenergiephysik Physikalisches Institut, Universität Bern)

Er werden Messergebnisse über das Verhalten der Zähler in einem Teilchenstrahl diskutiert (Proportionalität, Zeitauflösung, Ansprechwahrscheinlichkeit u.a.).

## **Performance d'un scintillateur NaI de grandes dimensions et son utilisation pour la mesure de l'échange de charge $\pi p \rightarrow \pi^0 n$**

par W. BAYER, H. HILSCHER, B. O'CONNEL, H. SCHMITT et C. ZUPANCIC

(Université de Munich)

C. JOSEPH, L. H. LE, M. T. TRAN, B. VAUCHER et E. WINKELMANN

(Institut de physique nucléaire, Université de Lausanne)

P. T. TRUÖL

(Université de Zurich)

L'homogénéité et la résolution en amplitude d'un grand scintillateur NaI de dimensions  $\phi 10,5 \times 13$  ont été mesurés auprès du SC du CERN avec différents types de particules ( $p$ ,  $e$ ,  $\gamma$ ) dans le domaine des énergies intermédiaires.

Il est actuellement utilisé pour mesurer les sections efficaces différentielles d'échange de charges de l'hémisphère avant pour des  $\pi^-$  d'énergies comprises entre 120 et 270 MeV.

## **Quelques résultats obtenus avec le spectromètre à Bosons à 25 et 40 GeV/c**

par Y. M. ANTIPOV, L. G. LANDSBERG, A. A. LEBEDEV et F. A. YOTCH

(IHEP, Serpukhov, USSR)

R. BAUD, R. BUSNELLO, M. N. KIENZLE-FOCACCI, P. LECOMTE et M. MARTIN

(Université de Genève)

G. DAMGAARD, W. KIENZLE et C. LECHANOINE

(CERN, Genève)

R. KLANNER et A. WEITSCH

(Université de Munich, Allemagne)

V. ROINISHVILI

(Institut de physique, Tbilisi, USSR)

R. D. SARD

(Université d'Illinois, USA)

Nous présentons les spectres de masse manquante obtenus dans la réaction  $\pi^- + p \rightarrow p + X^-$  dans la région de masse  $0 < M_X < 4,5$  GeV et dans l'intervalle de

transfert d'impulsion  $0,17 < |t| < 0,35 \text{ (GeV/c)}^2$ . Nous présentons aussi les résultats des diffusions élastiques  $\pi^-p$ ,  $K^-p$ ,  $\bar{p}p$  dans l'intervalle de transfert d'impulsion  $0,10 < |t| < 0,40 \text{ (GeV/c)}^2$ .

Le spectromètre permet aussi l'identification de canaux tels que:

$$\begin{aligned}\pi^- + p &\rightarrow p + \pi^- + \pi^0 \\ &\rightarrow p + \pi^- + \pi^- + \pi^+ \\ &\rightarrow p + \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^0 \\ &\rightarrow p + \pi^- + \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^+ \\ &\rightarrow p + \pi^- + K^+ + K^- \\ &\rightarrow p + \pi^- + \bar{p} + p\end{aligned}$$

### Effets de cohérence par impulsions apériodiques en magnétisme nucléaire

par B. BORCARD, E. HILTBRAND, R. SÉCHEHAYE et G. J. BÉNÉ

(Institut de physique de la matière condensée, Université de Genève)

*Résumé.* La composante à la fréquence de Larmor d'une impulsion apériodique (produite par exemple par l'étincelle de coupure ou d'inversion d'un courant électrique) est susceptible, dans un système résonant à cette fréquence, de produire les deux effets de cohérence classiques en RMN: —remise en phase des vecteurs élémentaires dispersés dans le plan de cohérence, —rotation de  $\pi/2$  de l'aimantation d'équilibre dans un champ magnétique constant.

Si nous définissons l'aimantation cohérente comme une aimantation de grandeur finie dont la direction est perpendiculaire à la direction  $OZ$  de quantification, il est clair qu'un tel état peut être obtenu par deux processus complémentaires:

- «regroupement» le long d'un rayon du plan  $XY$  perpendiculaire à la direction  $OZ$  de vecteurs élémentaires primitivement distribués dans toutes les directions de ce plan;
- rotation de  $\pi/2$  ou de  $(2k+1)\pi/2$  du vecteur aimantation primitivement orienté selon l'axe  $OZ$ .

#### A. Pseudo-échos

Il est bien connu que les échos de spins peuvent être obtenus, à partir d'un état magnétique cohérent à l'instant initial  $t=0$  (cette cohérence peut être obtenue par exemple par une impulsion  $\pi/2$  à partir d'un système aimanté en équilibre) par une suite d'impulsions  $\pi$  (ou de retournements du gradient du champ magnétique) aux instants  $\tau, 3\tau, 5\tau, \dots (2n+1)\tau$ . Les échos sont observés aux instants  $2\tau, 4\tau, 6\tau \dots 2n\tau$  lorsque le temps de relaxation  $T_2$  est plus grand que  $2n\tau$  [1].

Un phénomène nouveau a été mis en évidence, lors de l'observation des échos rotatoires à fréquence zéro [2] lorsque les inversions du champ magnétique  $H_0$  (et en même temps de son gradient) ont lieu aux instants  $2\tau, 4\tau, 6\tau \dots$ . Ce phénomène—

transitoire qui suit immédiatement l'impulsion de renversement du champ magnétique – et que nous avons baptisé «pseudo-écho» [3] a été interprété comme dû à la composante à la fréquence de Larmor  $\omega_0$  (correspondant au champ  $H_0$ ) du spectre de Fourier de l'impulsion de renversement du champ  $H_0$  dont l'effet est considérablement amplifié par l'accord du circuit à la fréquence  $\omega_0$ . Cette impulsion résonante provoque la remise en phase quasi instantanée des moments élémentaires dispersés dans le plan  $XY$  par la relaxation  $T_2$  et par l'inhomogénéité du champ  $H_0$  (cas A). En raison de la première de ces deux contributions, on ne sera pas surpris si la constante de décroissance du phénomène, plus grande que celle de la précession libre, peut atteindre, et en principe dépasser  $T_2$ .

Nous avons obtenu récemment une confirmation expérimentale de cette interprétation en remplaçant les inversions du champ par des impulsions à la fréquence de Larmor.

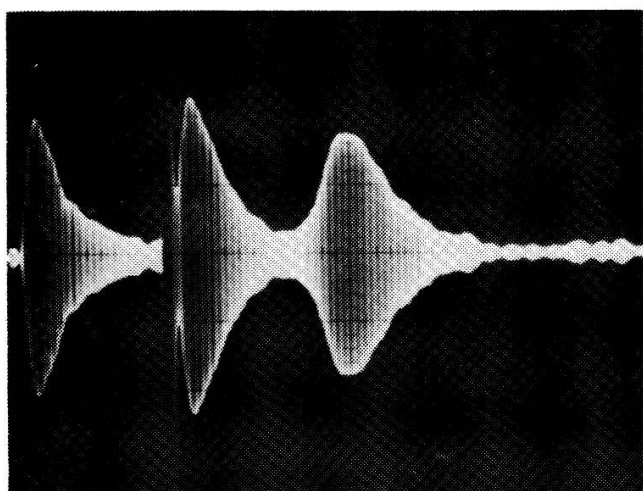


Figure 1

Les trois types de transitoires, enregistrés simultanément.

Lorsque de telles impulsions obéissent, en outre, à la condition optimum d'observations des échos ( $\theta = (2k + 1)\pi$ ) on observe simultanément le pseudo-écho, immédiatement après l'impulsion et l'écho au bout d'un temps égal à celui qui sépare l'apparition de la cohérence ( $t = 0$ ) de cette première impulsion ( $t = \tau$ ).

La Figure 1 montre sur le même enregistrement :

1. La précession libre qui suit immédiatement la mise en cohérence, à l'instant  $t = 0$ .
2. Le pseudo-écho qui suit immédiatement l'impulsion à l'instant  $t = \tau$ .
3. L'écho à l'instant  $2\tau$ .

Ce phénomène existe d'ailleurs dans les premiers échos de spins observés par E. L. Hahn [4]. La Figure 2C, p. 584 de ce travail, montre les trois transitoires indiquées ci-dessus et le pseudo-écho [2] est interprétée par l'auteur comme dû à une interférence entre la précession libre [1] et l'écho [3].

#### B. Déclenchement apériodique de la précession libre

A partir d'un système aimanté en équilibre (aimantation  $M_0$  dirigée selon l'axe  $OZ$  du champ statique  $H_0$ ), on peut obtenir un état cohérent, par exemple (cas B) à l'aide d'une impulsion  $\pi/2$  à la fréquence  $\omega_0$ . Il est important de noter que si l'angle

$\theta$  de rotation de l'aimantation, n'est pas exactement  $\pi/2$ , on aura une cohérence partielle, et les seuls cas où cette cohérence n'existe pas sont ceux pour lesquels :

$$\theta = k\pi.$$

En général, n'importe quelle impulsion a la fréquence de Larmor  $\omega_0$ , pourvu qu'elle soit assez brève, créera un état partiellement cohérent susceptible de donner naissance au phénomène de précession libre. Comme en outre le récepteur est accordé sur la fréquence de Larmor, une simple impulsion apériodique, ainsi que l'avait noté E. L. Hahn [4], p. 574, pourvu qu'elle contienne la fréquence  $\omega_0$ , dans son spectre de Fourier, est susceptible de créer une telle cohérence. Dans notre dispositif, un échantillon d'eau distillée se trouve dans le champ magnétique terrestre et l'aimantation nucléaire des protons est considérablement amplifiée (environ 1000 fois) par effet Overhauser [5]. L'oscilloscope étant prêt à enregistrer le signal de précession libre, il suffisait d'actionner l'un des interrupteurs du système *d'éclairage* du laboratoire pour que l'onde à la fréquence  $\omega_0$  du spectre de Fourier de l'étincelle produite dans l'interrupteur, captée par induction et amplifiée par le système résonant, soit suffisante pour faire pivoter appréciablement le vecteur aimantation et donner naissance au phénomène de précession libre.

Aux basses fréquences, une impulsion apériodique est en général suffisante pour faire apparaître la précession libre. Elle est beaucoup plus simple à mettre en œuvre qu'une impulsion résonante  $\pi/2$ .

#### Bibliographie

- [1] Voir par exemple: A. ABRAGAM, *Les principes du magnétisme nucléaire*, PUF 1961, chap. 2 et 3; G. J. BÉNÉ, C. r. Séanc. SPHN, Genève 6, 61-64 (1971).
- [2] B. BORCARD, E. HILTBRAND et G. J. BÉNÉ, C. r. Acad. Sci. Paris 268B, 1446 (1969).
- [3] B. BORCARD et G. J. BÉNÉ, C. r. Acad. Sci. Paris 270B, 634 (1970).
- [4] E. L. HAHN, Phys. Rev. 80, 580 (1950).
- [5] R. SÉCHEHAYE et al. Communication à cette session de la SSP, Berne, 21-22 avril 1972. HPA: soumis pour publication.

## Rayonnement cohérent en interaction avec un système à deux niveaux

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

(Laboratoire d'optique physique, EPF, Lausanne)

A. QUATTROPANI

(Laboratoire de physique théorique, EPF, Lausanne)

### 1. Introduction

Les états cohérents de Glauber ont été mis en évidence expérimentalement par toute une série de méthodes statistiques, comme le comptage de photons (Arecchi [1]) et les mesures des fonctions de corrélation (Hanbury Brown et Twiss [2]).

Ces diverses expériences montrent qu'une onde laser est décrite par un état cohérent de Glauber.

Dans cette note, on met en évidence d'autres caractéristiques de ces états en étudiant l'interaction d'un système (atomique) à deux niveaux avec un champ cir-

culairement polarisé, et on présente le comportement du système complet pour différentes conditions initiales.

En conclusion, nous montrons qu'une description du rayonnement par des états cohérents est essentielle dans le traitement des transitions dipolaires électriques, alors qu'elle ne l'est pas dans le cas magnétique.

## 2. Le modèle

Le modèle considéré est celui d'un système à deux niveaux en interaction avec un oscillateur harmonique.

L'hamiltonien du système est:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}(-\rho I_z - \rho) + \hbar\omega b^+ b + \mathcal{H}_{\text{int}} \quad (1)$$

où  $\rho$  est l'écart d'énergie entre les deux niveaux  $|A\rangle$  et  $|B\rangle$

$b^+$  et  $b$  sont les opérateurs de création et d'annihilation, avec  $[b, b^+] = 1$

$I_{\pm} = (I_x \pm iI_y) \cdot \frac{1}{2}$ , et  $I_x, I_y, I_z$  sont les matrices de Pauli.

Enfin,

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \lambda(bI_- + b^+ I_+) \quad (2)$$

correspond à l'interaction entre un champ monochromatique polarisé circulairement et un système à deux niveaux, et  $\lambda$  est la constante de couplage.

(L'hamiltonien (1) est un cas particulier de celui décrit dans [3] et ses états et fonctions propres sont connus.)

## 3. Evolution du système

Au temps  $t = 0$ , on suppose que le système atomique et l'oscillateur ne sont pas corrélés. La matrice densité du système complet s'écrit:

$$\rho(0) = \rho_{\text{I}}(0) \otimes \rho_{\text{II}}(0)$$

où I numérote le système atomique et II l'oscillateur.

Nous considérons les conditions initiales suivantes:

$$\rho_m(0) \equiv |A\rangle\langle A| \otimes |m\rangle\langle m|$$

$$\rho_\alpha(0) \equiv |A\rangle\langle A| \otimes |\alpha\rangle\langle\alpha|$$

où  $|m\rangle$  est un état propre de l'oscillateur et  $|\alpha\rangle$  un état cohérent.

A partir de ces conditions initiales, nous avons calculé les probabilités  $P_{A,m}^A$  et  $P_{A,\alpha}^A$  de trouver au temps  $t$  le système à deux niveaux dans l'état  $|A\rangle$ .

La probabilité  $P_{A,m}^A(t)$  est une fonction périodique du temps, tandis que  $P_{A,\alpha}^A(t)$  ne l'est pas.

Les résultats pour le cas résonnant  $\hbar\omega = \rho$  sont les suivants:

$$P_{A,m}^A = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \lambda \sqrt{m} \frac{t}{\hbar} \right\} \quad (3)$$

et

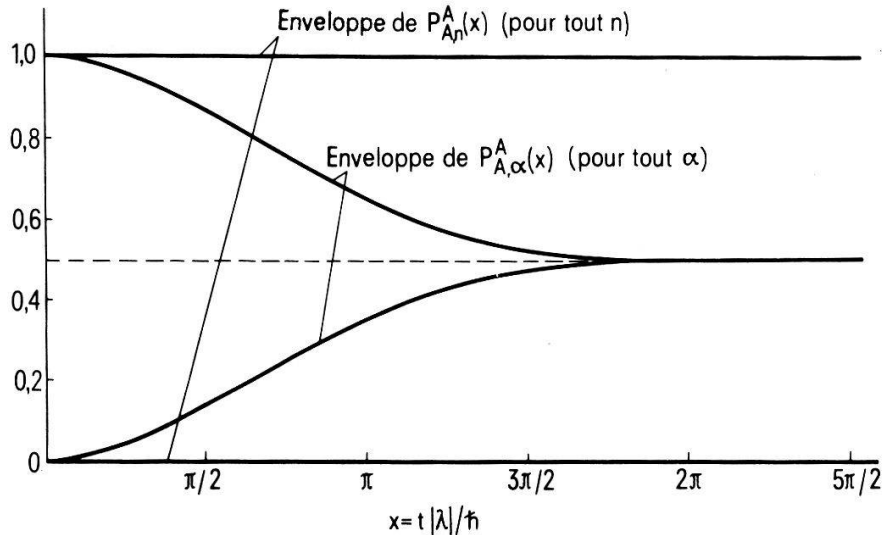
$$P_{A,\alpha}^A = e^{-|\alpha|^2} \sum_m \frac{|\alpha|^{2m}}{m!} P_{A,m}^A \quad (4)$$

où  $\alpha$  est le nombre complexe associé à l'état cohérent  $|\alpha\rangle$ .



Le représentation graphique de ces probabilité s'est donnée par la figure.

Notons encore qu'en plaçant au temps  $t = 0$  le système à deux niveaux dans un état de superposition  $\varphi_A|A\rangle + \varphi_B|B\rangle$  et l'oscillateur dans un état cohérent  $|\alpha\rangle$ , on obtient un renseignement sur la phase de  $\alpha$ . En effet, la probabilité  $P_{(A,B),\alpha}^A$  de trouver au temps  $t$  l'oscillateur dans l'état  $|\alpha\rangle$  dépend explicitement de  $|\alpha|$  et  $\arg \alpha$ .



Evolution temporelle des probabilités  $P_{A,n}^A(x)$  et  $P_{A,\alpha}^A(x)$ . La période de  $P_{A,n}^A(x)$  est  $x_n \equiv (T_n|\lambda|/\hbar = 2\pi/\sqrt{n}$ . La fonction  $P_{A,\alpha}^A(x)$  n'est pas périodique en  $x$ . Pour  $2\pi \leq x \leq 8\pi$   $P_{A,\alpha}^A(x) = 0,5 \pm 0,002$ .

#### 4. Ordres de grandeur

L'énergie d'interaction entre le rayonnement et le système à deux niveaux est donnée par l'énergie du dipôle dans le champ et est de l'ordre de  $\lambda|\alpha|$  [4]. Nous évaluons  $\lambda$  dans le cas des transitions électriques et magnétiques.

*Transition dipolaire électrique.* Pour un système à deux en interaction résonnante avec un rayonnement laser de fréquence  $\omega$ , et une cavité laser de dimensions  $1 \text{ m} \times 1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ :

$$\lambda \cong 5 \cdot 10^{-38} \sqrt{\omega} [\text{Joule}].$$

L'enveloppe de  $P_{A,\alpha}^A(x)$  prend la valeur (quasi-stationnaire)  $\frac{1}{2}$  pour  $x \cong 2\pi$  qui correspond à un temps de l'ordre de:

$$t_0 \cong \frac{2\pi}{5} \cdot 10^4 \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega}}$$

$$(t_0 \cong 4 \cdot 10^{-4} \text{ sec. pour } \omega = 10^{15} \text{ sec}^{-1}).$$

*Transition dipolaire magnétique.* Dans le cas d'une transition magnétique, les ordres de grandeur changent sensiblement. Le volume de la cavité étant de l'ordre de  $10^{-3} \text{ m}^3$ , on trouve:

$$\lambda \cong 1,4 \cdot 10^{-43} \sqrt{\omega} [\text{Joule}].$$

Cela implique :

$$t_0 \cong 4,3 \cdot 10^9 \frac{1}{\sqrt{\omega}}$$

$$(t_0 \cong 7,2 \cdot 10^6 \text{ sec} \quad \text{pour } \omega \cong 10^6 \text{ sec}^{-1})$$

$$\text{et } t_0 \cong 0,1 \text{ sec} \quad \text{pour } \omega \cong 2 \cdot 10^{21} \text{ sec}^{-1} )$$

Dans les deux cas, le temps  $t_0$  est indépendant de la puissance du rayonnement.

Il est intéressant de remarquer que contrairement au cas électrique, pour les problèmes de transitions magnétiques habituels,  $t_0$  est largement supérieur au temps d'interaction entre le spin et le champ radio-fréquence. Dans cet intervalle,  $P_{A,m}^A$  et  $P_{A,\alpha}^A$  coïncident. Il en suit que l'état cohérent  $|\alpha\rangle$  peut être remplacé par un état propre  $|n\rangle$  du rayonnement, avec  $n = |\alpha|^2$ .

### Remerciements

La tabulation de la fonction  $P_{A,\alpha}^A$  a été effectuée par Mlle M. Pahud des services généraux du Département de physique. Nous remercions M. le Professeur P. Cornaz pour les discussions fructueuses que nous avons eues.

### Bibliographie

- [1] F. T. ARECCHI et al., Proceedings of the IV International Quantum Electronics Conference, Phoenix (1966).
- [2] HANBURY BROWN et TWISS, *Nature* **177**, 27 (1956).
- [3] A. QUATTROPANI, *Phys. Kondens. Materie* **5**, 318 (1966).
- [4] C. COHEN-TANNOUDJI et N. POLONSKI, *J. Phys.* **26**, 409 (1965).

## Deperturbation of the Worley-Jenkins Rydberg Series of $N_2$

by M. LEONI and K. DRESSLER

(Laboratorium für physikalische Chemie, ETH, Zürich)

The absorption bands of the Worley-Jenkins Rydberg series belong to the two series of upper states  $c_n \, {}^1\Pi_u$  and  $c'_n \, {}^1\Sigma_u^+$ , but while the 0-0 bands of the  ${}^1\Pi_u$  series are readily observed in absorption for  $n \geq 4$  [1], the lowest members of the series are perturbed very strongly by the valence states  $b \, {}^1\Pi_u$  and  $b' \, {}^1\Sigma_u^+$  [2-4], and the higher members of the  ${}^1\Sigma_u^+$  series are so weak that their observation requires very high resolution [5].

We have performed a quantitative deperturbation of the states  $c_3 \, {}^1\Pi_u$  and  $c'_4 \, {}^1\Sigma_u^+$ , which yields data on the quantum defects,  $\Sigma$ - $\Pi$  separations, intensities,  $B$  values and  $l$ -uncoupling for the lowest members of these two Rydberg series.

The  ${}^1\Sigma^+$  states have been represented by extending and refining the vibronic treatment of Lefebvre-Brion [2]. Our interaction matrix included the 41 lowest vibronic levels ( $b', v = 0-28$ ;  $c'_3, v = 0-8$ ;  $c'_4, v = 0-2$ ), and we have used RKR oscillator functions and  $R$ -dependent electronic interaction energies to represent the diagonal and off-diagonal vibronic matrix elements. The eigenvalues and perturbed  $B$  values were fitted to the experimental data of Carroll, Collins and Yoshino [6].

Table 1  
Vibrational and rotational constants ( $\text{cm}^{-1}$ ) used in RKR representation of deperturbed electronic states.

$e$	$m$	$Y_{0m}^e$	$Y_{1m}^e$	$Y_{2m}^e$	$Y_{3m}^e$	$Y_{4m}^e$	$Y_{5m}^e$
$b$	0	100,558.0	461.01	132.257	-35.0053	5.82171	-0.559773 <sup>1)</sup>
	1	1.4578	-2.384-2	-4.227-3	6.850-4	-2.812-5	
$c_3$	0	103,300.0	2,192.20	-14.70			
	1	1.932	-3.946-2				
$o$	0	104,693.7	1,989.84	-16.020			
	1	1.750	-1.850-2				
$b'$	0	103,320.9	760.08	-4.418	0.1093	-5.42-3	5.4-5
	1	1.1548	-7.387-3	-7.498-5	1.338-6		
$c'_3$	0	103,344.0	2,201.78	-25.199	0.7874		
	1	1.9423	-2.66-2				
$c'_4$	0	114,700	2,207.2	-16			
	1	1.932	-2.02-2				

<sup>1)</sup>  $Y_{60}^b = 2.75572-2$ ,  $Y_{70}^b = -5.4613-4$ .

The deperturbed  $^1\Pi_u$  states were obtained from a similar matrix including the 17 lowest vibronic  $^1\Pi_u$  levels ( $b$ ,  $v = 0-11$ ;  $c_3$ ,  $v = 0-2$ ;  $o$ ,  $v = 0-1$ ; experimental data from [4] and [7]).

The resulting molecular constants are listed in Table 1. The position of the  $v = 0$  level for  $c_3$   $^1\Pi_u$  thus obtained (see Table 2) falls within  $2 \text{ cm}^{-1}$  of the energy extrapolated from the members  $n = 4, 5, 6$  [8] with a Rydberg-Ritz formula (with  $T_\infty = 125,666.8 \text{ cm}^{-1}$ ). When such a formula is fitted to the members  $n = 5, 6$  and 8 of the  $c'_n$   $^1\Sigma_u^+$  series [5], the extrapolated  $c'_3$  energy falls within  $5 \text{ cm}^{-1}$  of the value in Table 2, but the vibronic deperturbation of  $c'_4$  (Table 1) misses the  $n = 4$  value of the Rydberg-Ritz formula by  $120 \text{ cm}^{-1}$ . This is probably due to insufficient dimension of the interaction matrix.

The vibronic deperturbations of the  $^1\Sigma_u^+$  and  $^1\Pi_u$  states have been tested successfully by transforming the irregular band intensities of the experimental spectrum [9] into smooth vibrational progressions of the deperturbed electronic states. The resulting dipole strengths of the Rydberg 0-0 transitions are listed in Table 2.

Furthermore, the complex pattern of  $\Lambda$ -doublings reported by Carroll and Collins [4] has been reproduced by combining all  $^1\Sigma_u^+$  and  $^1\Pi_u$  levels in a common

Table 2  
Deperturbed 0-0 transitions of the Worley-Jenkins series.

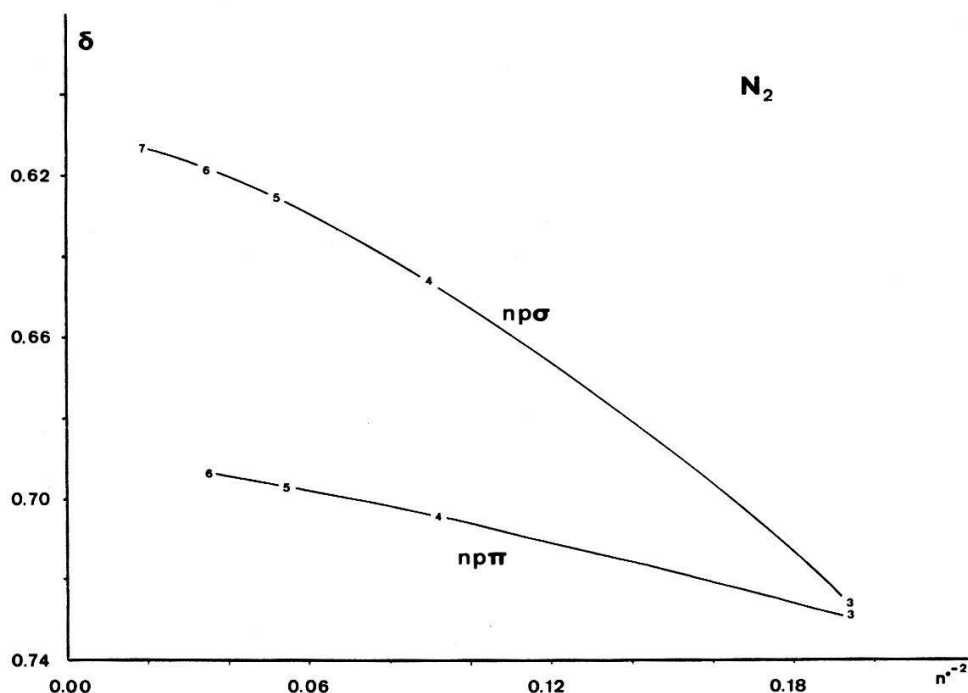
$n$	$\Lambda$	$T_0$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$ \langle n\Lambda   \hat{\mu}   X^1\Sigma_g^+ 1\Sigma_g^+ \rangle ^2$ ( $e^2 a_0^2$ )
3	$^2\Sigma_u^+$	$104438 \pm 20^1)$	$0.44^1)$
	$^1\Pi_u$	$104392 \pm 5^1)$	$0.18^1)$
4	$^2\Sigma_u^+$	$115915 \pm 100^2)$	$0.045^1)$
	$^1\Pi_u$	$115565.53^3)$	$0.026^1)$

<sup>1)</sup> Deperturbation by vibronic interaction matrix.

<sup>2)</sup> Deperturbation by Rydberg-Ritz formula.

<sup>3)</sup> Observed [8].

interaction matrix including homogeneous, rotation-vibration and heterogeneous interaction, the latter one coupling  $c_3 + c'_3$  in accordance with a perfect  $p$ -complex with  $l = 1$ . Similarly, the observed  $\Lambda$ -doubling of  $c_4$  [8] is precisely reproduced by the interaction with the neighboring homogeneously mixed  $^1\Sigma_u^+$  levels when  $l = 1$  is assigned to the deperturbed  $c_4 + c'_4$  complex. This is consistent with the effective values  $l_5^* = 0.84$  and  $l_6^* = 0.92$  which are obtained from the  $\Lambda$ -splittings of  $c_5$  and  $c_6$  [8] when these two states and the associated  $v = 0$  levels of  $c'_5$  and  $c'_6$  [5] are assumed to be pure  $l$  complexes.



Quantum defect  $\delta$  for the series  $(N_2^+X) np\sigma \ ^1\Sigma_u^+$ ,  $np\pi \ ^1\Pi_u$ , versus ionization energy ( $1/n^{*2}$ ). Each curve  $\delta(n^*)$  represents a Rydberg-Ritz formula fitted to the data of [5], [8], and Table 2.

#### References

- [1] R. E. WORLEY, Phys. Rev. 64, 207 (1943).
- [2] H. LEFEBVRE-BRION, Can. J. Phys. 47, 541 (1969).
- [3] K. DRESSLER, Can. J. Phys. 47, 547 (1969).
- [4] P. K. CARROLL and C. P. COLLINS, Can. J. Phys. 47, 563 (1969).
- [5] P. K. CARROLL and K. YOSHINO, J. Chem. Phys. 47, 3073 (1967).
- [6] P. K. CARROLL, C. P. COLLINS and K. YOSHINO, J. Phys. [B] 3, L127 (1970).
- [7] P. K. CARROLL, private communication.
- [8] G. HERZBERG and J. W. LEDBETTER, Jr., private communication.
- [9] J. GEIGER and B. SCHROEDER, J. chem. Phys. 50, 7 (1969).

### Coherence Resonances in the Alignment-Orientation Coupling Process Induced by an Electric Field

by A. FAIST

(Laboratoire d'optique physique, EPF, Lausanne)

#### Summary

The alignment-orientation coupling process is studied in the case of atomic excited states in the presence of an electric field. The basic properties are obtained by applying

a static electric field. The phenomenon is more complex in the case of an oscillating electric field and new resonances of the coherence type appear. The general properties of these new resonances are studied with the aid of computational methods.

The complete paper will be published in the HPA.

### Approche par des méthodes numériques de l'interprétation quantique de l'effet sur un système atomique d'un champ oscillant magnétique ou électrique

par A. FAIST et M<sup>lle</sup> M. PAHUD

(Laboratoire d'optique physique, EPF, Lausanne)

Exprimés dans le formalisme de la seconde quantification, les hamiltoniens relatifs à un système atomique qui interagit avec un champ oscillant magnétique ou électrique [1] peuvent s'écrire sous forme d'une matrice carrée de rang infini.

#### A. Champ magnétique

Le résultat exact de la diagonalisation de la matrice de l'hamiltonien est connu [2]. Tous les niveaux sont déplacés de la même quantité  $-\lambda^2/4\omega$  où  $\lambda$  est un coefficient

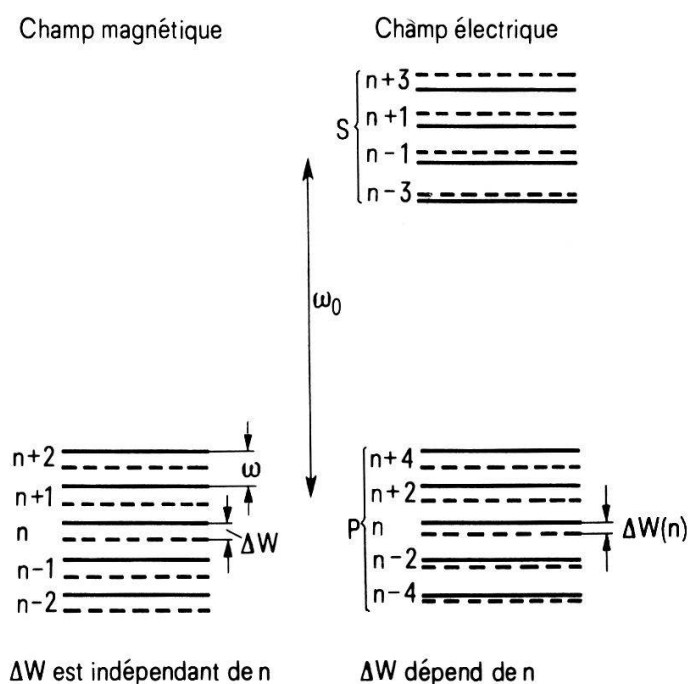


Figure 1

Déplacement des niveaux sous l'action d'un champ oscillant magnétique ou électrique.

réel et  $\omega$  la fréquence du champ de radiofréquence (fig. 1). Nous comparons le résultat obtenu numériquement par diagonalisation de matrices de rang 3, 5, 9 et 49 au résultat exact. Nous voyons sur le tableau que pour la matrice de rang 49, l'erreur relative est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-5}$  pour les 35 termes centraux ( $\lambda^2/4\omega = 0,01$ ). Notons qu'avec une matrice de rang 9 seul le terme central est voisin de la valeur théorique. Les effets

«de bord» dus à l'ordre fini de la matrice apparaissent clairement sur la figure 2. L'indépendance du déplacement par rapport à  $n$ , nombre de photons de radiofréquence associés à l'état atomique a été vérifié pour différentes valeurs de  $n$ .

### B. Champ électrique

La recherche de la solution exacte de la diagonalisation de la matrice est plus délicate du fait que le déplacement dépend de  $n$ . En nous basant sur les résultats

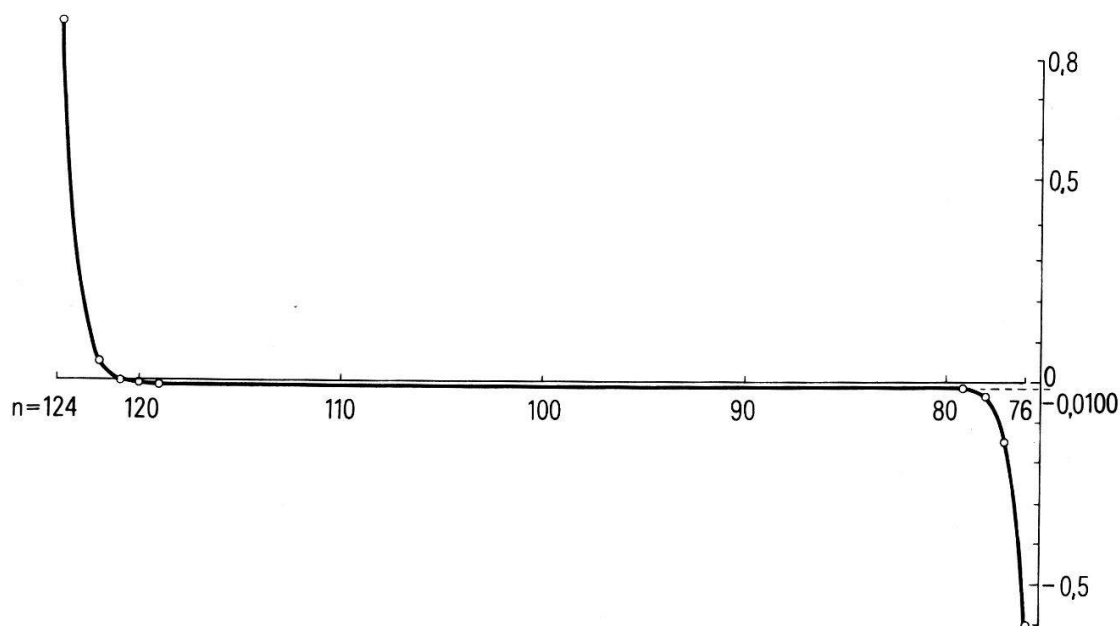


Figure 2  
Déplacement des niveaux en fonction de  $n$  pour une matrice de rang 49 (Valeur théorique:  $-0,01$ ).

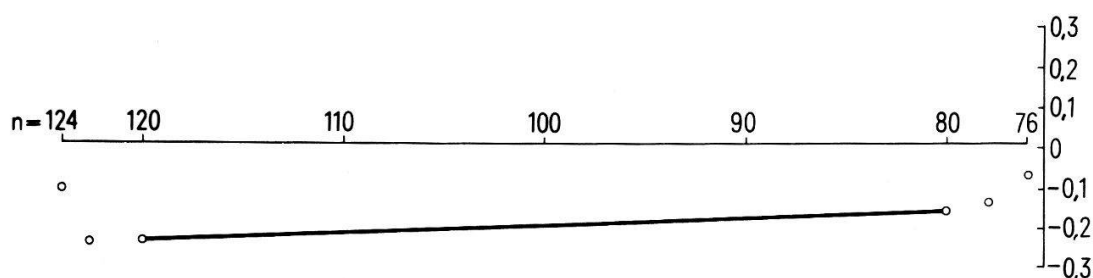


Figure 3  
Déplacement des niveaux en fonction de  $n$  pour une matrice de rang 49 (Valeur théorique:  $-10^{-3}(2n + 3)$ ).

précédents, nous diagonalisons à nouveau des matrices de rang 5, 9, 17 et 49. De la dernière, nous déduisons une valeur approchée pour le déplacement  $\Delta W(n) = -(\Delta^2/\omega_0)(2n + 3)$  où  $\Delta$  est un coefficient réel de couplage et  $\omega_0$  l'écart d'énergie entre les niveaux atomiques couplés par effet Stark. Le tableau 2 montre que l'écart par rapport à cette valeur est inférieur à  $10^{-2}$  pour les 9 termes centraux de la matrice de rang 49 et les 5 termes centraux de la matrice de rang 17. La dépendance du déplacement par rapport à  $n$  apparaît clairement sur la figure 3. Il a par ailleurs été vérifié pour différentes valeurs de  $n$ .



Tableau 1  
Champ magnétique. Déplacement d'énergie des niveaux en fonction du rang de la matrice.

Rang de la matrice	3	5	9	49	$\left(-\frac{\lambda^2}{4\omega_0}\Delta W\right) \cdot 10^9$
				$\Delta W$	
124				+0,884554	
...				.....	
117				-0,010000	+152
...				.....	
104			+0,77	-0,010000	+054
103			+0,214	-0,010000	+188
102		+0,76	+0,032	-0,010000	-061
101	+1,74	+0,2005	-0,0056	-0,011000	-243
terme central $n = 100$	-0,0033	-0,0073	-0,010014	-0,010000	+115
99	-1,73	-0,2129	-0,0137	-0,010000	+425
98		-0,74	-0,046	-0,010000	-043
97			-0,21	-0,010000	-374
..			-0,73	.....	
82				-0,010000	-348
..				.....	
76				-0,603843	

Tableau 2  
Champ électrique. Déplacement d'énergie des niveaux en fonction du rang de la matrice.

Rang de la matrice	5	9	17	49	$\Delta W$	$\left[-\frac{\Delta^2}{\omega_0}(2n+3)-\Delta W\right] \times 10^4$
...					.....	
108			-0,1025	-0,2194	+3	
106			-0,2129	-0,2132	-18	
104		-0,0989	-0,2092	-0,2092	-18	
102	-0,0971	-0,2049	-0,2061	-0,2061	-9	
terme central $n = 100$	-0,2007	-0,2012	-0,2033	-0,2033	+3	
99	-0,1042	-0,1979	-0,1972	-0,1972	-18	
96		-0,1021	-0,1932	-0,1932	-18	
94			-0,1899	-0,1900	-10	
92			-0,0976	-0,1873	+3	
..				.....	....	

### Conclusion

L'expression  $\Delta W(n) = -(\Delta^2/\omega_0)(2n+3)$  peut être comparée à celle obtenue par un calcul des perturbations au second ordre, limité aux 3 niveaux  $|S, n+1\rangle$ ,  $|P, n\rangle$  et  $|S, n-1\rangle$  pour lequel le déplacement est  $\Delta W^2(n) = -(\Delta^2/\omega_0)(2n+1)$ . Lorsque  $n$  est grand, ces deux expressions sont très voisines, ce qui montre que la contribution des autres niveaux voisins est très faible.

*Bibliographie*

- [1] A. MESSIAH, *Mécanique Quantique*, Dunod 1964.  
[2] C. COHEN-TANNOUDJI et S. HAROCHE, *C. r. Acad. Sci. Paris* 262, 37 (1966).

**Un modèle non linéaire d'interaction de populations**

par M. MICHALAKIS et CH. GRUBER  
(Laboratoire de physique théorique, Lausanne)

C. BARONI URBANI  
(Naturhistorisches Museum, Basel)

Un territoire  $D$  est divisé en  $n$  régions  $D_k$ . La population qui habite  $D$  peut aussi être divisée en deux groupes: les «mutés» et les «non mutés». Sous certaines hypothèses concernant l'évolution de la mutation, la formulation mathématique de ce modèle donne lieu à un système du premier ordre non linéaire dont la variable à déterminer est la densité de «mutés» dans la région  $D_k$ . Ce système a été résolu dans le cas des conditions initiales identiques dans chaque région  $D_k$ .

**Variationen der  $^{37}\text{Ar}$ -Aktivität in troposphärischen Luftproben**

von W. WIEST, H. H. LOOSLI und H. OESCHGER  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Veröffentlichung erfolgt später.

**Isotopenanalysen an Eis aus verschiedenen Tiefen polarer Eiskappen**

von H. OESCHGER und B. STAUFFER  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Veröffentlichung erfolgt später.

**Über das Verhalten von Gasen in Gletschern**

von P. BUCHER, H. OESCHGER und B. STAUFFER  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Veröffentlichung erfolgt später.

**Verstärkung der 4880 Å-Laserlinie und Plasmatemperaturen in der AR-Niederdruckbogensäule**

von H. R. LÜTHI und W. SEELIG  
(Institut für angewandte Physik, Bern)

Verstärkungsfaktoren der 4880 Å-Laserlinie und Plasmatemperaturen in der Ar-Niederdruckbogensäule von 12 mm  $\phi$  eines Hochleistungslasers wurden experimentell bestimmt. Die Maximalwerte der Verstärkung betragen 1% pro cm.

Die Plasmatemperaturen steigen mit dem Produkt aus Stromdichte und Rohrradius ( $jR$ ) an, erreichen Werte von  $30\,000^\circ\text{K}$  und liegen damit um etwa eine Grössenordnung höher als bei Ionenlaserentladungen kleinen Durchmessers ( $<2\text{ mm}$ ). Die Verstärkungs- und Temperaturmessungen, zeigen, dass sowohl die Elektronenstossentleerung als auch die «Resonance-Trapping-Blockade» der Ar II  $4p \rightarrow 4s$ -Laserniveaus in einem weiten Bereich vernachlässigt werden können. Als Folge der hohen Ionentemperaturen liegen die Grenzen für die Strahlungsleistung von Ar II-Lasern auch mit Entladungsröhren grossen Querschnitts ( $>1\text{ cm}^2$ ) oberhalb  $1\text{ W pro cm}^3$  aktives Volumen.

## Physique et Cybernétique

### Le monde physique comme système de signaux auto-régulés

par JEAN A. DREYFUS-GRAF

5 Avenue Grenade, Genève

(Résumé de la communication du 22-4-1972 à Berne; textes complets distribués, sur demande)

#### 1. *Les hublots nommés principes ou lois*

La physique ressemble actuellement à un paysage cosmique ou sous-marin, dont on observerait des fragments de plus en plus disparates à travers un nombre coissant de hublots, nommés «principes» ou «lois».

La nature du vide, où tout se passe semble échapper à toute vision cohérente.

Cependant nous n'avons peut-être pas encore scruté avec assez d'attention le paysage physique à travers 2 hublots récents, nommés «informatique» et «cybernétique».

Essayons d'abord d'établir certaines correspondances entre des formules de l'informatique, de l'entropie et de la mécanique ondulatoire.

#### 2. *L'informatique, l'entropie et la mécanique ondulatoire*

Selon Shannon [1], la quantité d'information statique est  $I(\text{bits}) = \log_2(1/p_i)$ , où  $p_i$  = probabilité du signal «i». L'information moyenne de  $M$  signaux «i» (normés à 1) est la négentropie  $H(\text{bits}) = \sum p_i \cdot \log_2(1/p_i)$ . On la nomme ainsi, car elle augmente avec le logarithme de l'improbabilité (et de l'ordre), alors que l'entropie thermodynamique augmente avec le logarithme de la probabilité (et du désordre).

Selon Küpfmüller [2], la capacité d'information dynamique d'un canal est  $C(\text{bits/sec}) = 2L \cdot \log_2 D$ , où  $L$  = largeur de bande (Hz), et  $D = D_{\max}/D_0$  = le nombre entier de degrés entre l'amplitude  $D_{\max}$  du signal et  $D_0$  du bruit. En multipliant  $C$  par un intervalle de temps  $\Delta t$ , on retrouve la négentropie  $H$ . L'énergie  $E$  est proportionnelle à l'amplitude au carré. L'action est  $E \cdot \Delta t$ .

Chaque bit/sec peut être considéré comme une impulsion dont la forme est définie par la fonction d'échantillonnage (sampling function)  $Sa(t) = \sin t/t$  [3]. Elle figure dans la fonction de réception d'une impulsion de Dirac par un récepteur dont la bande passante est limitée à  $L$  (Hz). Ces impulsions se retrouvent dans tous les genres de signaux, qu'il s'agisse par exemple d'influx nerveux ou du système téléphonique MIC (PCM). Leur relation d'incertitude est  $\Delta t \cdot L \geq \frac{1}{2}$ .

La fonction d'échantillonnage  $(\sin \xi)/\xi$  se retrouve dans l'équation d'onde  $\Psi$ , qui selon de Broglie [4] est associée à une masse  $m_0$  se mouvant librement à la vitesse  $v = u_g$ . D'autre part les relations d'incertitude de Heisenberg [5] sont analogues à celles établies pour la transmission de signaux quelconques.

Puisque le déplacement d'une masse peut être assimilé à celui d'un paquet d'ondes, une trajectoire corpusculaire entre 2 points peut être considérée comme une liaison ondulatoire entre un émetteur et un récepteur, impliquant des phénomènes de résonance ou de sélection. Or selon les principes de l'informatique, toute liaison ondulatoire peut être envisagée comme liaison informationnelle, transportant des signaux.

Toutefois, il y a opposition entre la vitesse  $v$  de la masse en mouvement et la vitesse de phase  $u_p$  de l'onde matérielle associée, puisque  $v \cdot u_p = c^2$ . On y retrouve l'antagonisme fondamental entre le principe de Fermat du minimum de temps et le principe de Maupertuis du minimum d'action, signifiant un maximum de temps.

Les vitesses de phase infinies peuvent être assimilées à des mises en mémoire de l'information.

Par ailleurs, le principe d'exclusion de Pauli est associé à l'entropie selon la loi de distribution de Fermi-Dirac [6]

$$S = k \sum \{Z_i \log n_i - n_i \log n_i - (Z_i - n_i) \cdot \log(Z_i - n_i)\}$$

Celle-ci se compose d'expressions analogues à l'information moyenne  $H$ , mais de sens opposé.

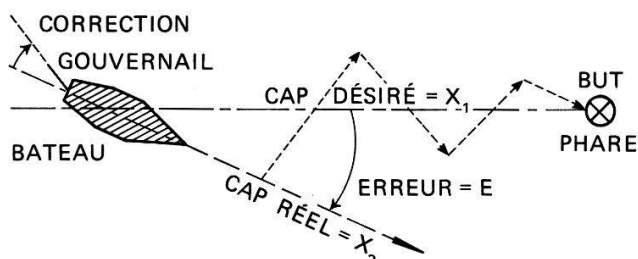
Il semble donc que le monde physique, contemplé à travers le hublot de l'informatique, puisse être interprété comme un système de signaux et d'anti-signaux soumis à des principes antagonistes, tels que de Maupertuis et de Fermat, ainsi que de l'entropie négative et positive.

Voyons maintenant si un coup d'œil à travers le hublot de la cybernétique peut donner d'autres idées encore.

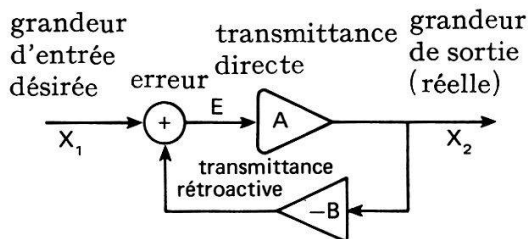
### 3. La cybernétique et ses applications à la physique

Selon l'image fondamentale a, un bateau ne peut atteindre son but que s'il connaît à chaque instant son erreur de cap, lui permettant d'imprimer les corrections nécessaires à son gouvernail (kybernon = gouverner). Ceci implique l'existence de signaux. La formule fondamentale (1) est illustrée par le schéma b, Celui-ci comprend 3 grandeurs (d'entrée [désirée]  $X_1$ , de sortie [réelle]  $X_2$  et d'erreur  $E$ ), puis 2 transmittances (directe  $A$ , rétro-active  $-B$ ), et enfin un additionneur (+). Celui-ci compare la grandeur de sortie à la grandeur d'entrée, grâce à la boucle de rétro-action.

a) Image fondamentale.



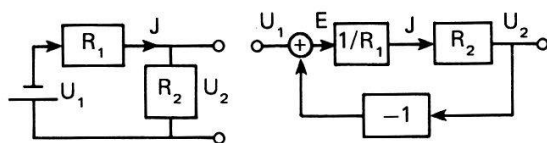
## b) Schéma et formule fondamentale [8]



$$\left. \begin{aligned} X_2 &= E \cdot A \\ E &= X_1 - B \cdot X_2 \end{aligned} \right\} X_2 = \frac{X_1}{B + 1/A} \quad (1)$$

## c) La loi d'ohm cybernétique

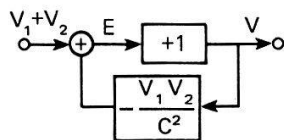
$U_1, U_2$  = tensions,  $J$  = courant  $R_1, R_2$  = résistances électriques



$$\left. \begin{aligned} U_2 &= J \cdot R_2; \quad J = \frac{E}{R_1}; \quad E = U_2 \cdot \frac{R_2}{R_1} = U_1 - U_2 \\ U_2 &= U_1 \frac{1}{1 + R_1/R_2}; \quad J = \frac{U_1}{R_1 + R_2} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

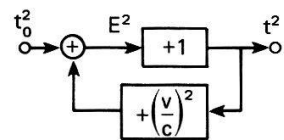
d) La relativité cybernétique [9]  $k = \sqrt{1 - (v/c)^2}$ .

Vitesse  $v$  résultant de l'addition  $v_1 + v_2$



$$\left. \begin{aligned} V &= E; \quad E = v_1 + v_2 - \frac{v_1 v_2}{c^2} \cdot v \\ v &= \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Temps propre  $T$  d'une horloge, vitesse  $v$



$$\left. \begin{aligned} t^2 &= 1 \cdot E^2; \quad E^2 = t_0^2 + \left(\frac{v}{c} t\right)^2 \\ t^2 &= \frac{t_0^2}{1 - (v/c)^2} = \frac{t_0^2}{k^2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Nous pensons que le schéma cybernétique ne s'applique pas qu'aux machines et aux être vivants, mais aussi à tout système physique [8, 9]. Il permet d'attribuer une finalité à toutes les trajectoires, ondulatoires ou matérielles.

Examinons d'abord la simple *loi d'ohm*, selon les schémas, et les équations (2). La transmittance directe est  $A = R_1/R_2$ , et la transmittance rétro-active  $-B = -1$ . Or le vide oppose aux ondes électro-magnétiques l'impédance caractéristique

$$Z_0 = \mu_0 c = 4\pi 10^{-7} \cdot 3 \cdot 10^8 = 376,7 \text{ ohms.}$$

Ces ondes peuvent donc être considérées comme auto-régulées.

Tâchons maintenant de comprendre les *lois relativistes* à l'aide des schémas d et des formules (3) et (4). Les transmittances directes sont simplement  $A = +1$ . Concernant l'addition de 2 vitesses  $v_1, v_2$ , la transmittance rétro-active est  $-B = -(v_1 v_2 / c^2)$ . Ainsi la vitesse résultante  $v$ , selon l'équation (3), ne peut jamais dépasser la vitesse  $c$  de la lumière. Concernant une horloge se déplaçant à la vitesse relative  $v$ , son *temps propre* apparaît au carré sous la forme  $t_0^2$ , et la transmittance rétro-active devient  $+B^2 = (v/c)^2$ ;  $k^2 = (1 - (v/c)^2)$  n'est autre que le coefficient relativiste élevé au carré  $(1 - \beta^2)$ , selon l'équation (4). Ce coefficient s'appliquerait aussi à toutes les autres grandeurs physiques, telles que la masse, l'énergie, la fréquence ou la température.

Nous constatons que le temps  $t$ , la longueur  $l$ , le coefficient  $k$ , etc. ne figurent qu'au carré dans la formulation cybernétique. L'auto-régulation relativiste ne peut donc d'appliquer qu'aux valeurs *positives* (irréversibles) des grandeurs physiques. Elle semble donc assécher l'acéan de trous affectés d'énergie négative, dans lequel Dirac a proposé de noyer le vide. Par contre elle semble compatible avec la vision de de Broglie qui persiste à peupler physiquement le vide de ses ondes matérielles [7].

L'auto-régulation de l'information est une grandeur essentiellement logarithmique, puisqu'elle est mesurée en bits. Selon nos publications [10-13], la loi cybernétique devient doublement logarithmique, ou de puissance  $1/B$ . Nous avons développé un schéma technique à double-boucle, qui permet de simuler cette loi.

Nous avons aussi proposé 2 nouvelles échelles [14] des «sones<sub>6</sub>» et des «mels<sub>4,5</sub>» (avec les expoants «6» et «4, 5») pour représenter la perception auditive de l'intensité, resp. de la hauteur tonale.

#### 4. Le principe de liaison cybernétique

Selon notre «principe de liaison (ondulatoire)» [15-18] nous avons essayé de combiner les principes de Fermat et de Huygens pour commencer à «voir» la structure du vide, et pour calculer ainsi la diffraction d'une onde purement sinusoïdale.

Nous nous proposons, au cours d'études ultérieures d'examiner la possibilité de combiner divers principes, tels que de Hamilton, Fermat, Boltzmann et de Broglie, avec ceux de l'informatique et de la cybernétique.

Un «principe de liaison cybernétique», conciliant des maximums d'information et de régulation avec des minimums d'action et de temps, permettrait peut-être d'obtenir une image plus cohérente du monde physique et de la nature du vide.

#### Bibliographie

- [1] J. PETERS, *Einführung in die allgemeine Informations-Theorie* (Springer-Verlag, 1967).
- [2] K. KÜPFMÜLLER, *Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichten-Übertragung* (Hirzel-Verlag, Zürich 1952), p. 44 (181), (182), (185), p. 348 (1356).
- [3] TAUB et SCHILLING, *Principles of Communication Systems* (McGraw Hill, New York 1971).
- [4-6] C. SCHAEFER, *Einführung in die theoretische Physik, III, 2* (W. de Gruyter, Berlin 1951), p. 354 (18), (19), p. 358 (22), (23), p. 410 (182).
- [7] L. DE BROGLIE, *La réinterprétation de la mécanique ondulatoire, 1* (Gauthiers-Villars, Paris 1971), p. 26 (24), p. 126 (19).
- [8] P. NASLIN, *Les régimes variables dans les systèmes linéaires et non linéaires* (Dunod, Paris 1962).



- [9] J. DREYFUS-GRAF, *Cybernétique logarithmique*, Revue du Son, N° 179 (mars 1968).
- [10] J. DREYFUS-GRAF, *Compresseurs d'amplitude et cybernétique*, Bull. Tech. PTT, Berne, N° 7 (1964).
- [11] J. DREYFUS-GRAF, *Information et cybernétique*, Cahiers Internationaux de Symbolisme, Genève et Harvre-les-Mons, N° 7 (1965).
- [12] J. DREYFUS-GRAF, *Cybernétique auditive*, Revue Acoust. Paris, N° 14 (1971).
- [13] J. DREYFUS-GRAF, *Reconnaissance de signaux et régulation d'information* (conférence du 6-3-1970), Revue Acoust., Paris, N° 18 (1972).
- [14] J. DREYFUS-GRAF, *L'oreille comme boîte grise: sonie et tonie*, Communication du 9 avril 1970 à la réunion du G.A.L.F., Collège de France, Paris (à paraître dans la Revue d'Acoustique, Paris).
- [15] J. DREYFUS-GRAF, *Liaisons quasi-optiques: Modèles d'ellipsoïdes et d'antennes spatiales, avec résultats expérimentaux*, Helv. phys. Acta 17 (1944), 245, 250.
- [16] J. DREYFUS-GRAF, *Physique des liaisons I. La théorie ellipsoïdale des liaisons ondulatoires* (Rouge & Cie, Lausanne 1946).
- [17] J. DREYFUS-GRAF, *De la théorie ellipsoïdale des liaisons ondulatoires*, Helv. phys. Acta 19, 399, 404 (1946).
- [18] WHITE et TAUBER, *Systems Analysis* (Saunders Co., 1969).

## Effet Hanle sur des niveaux se desexcitant par transition quadrupolaire électrique

par Mlle K. PEPIN, M. M. E. GENEUX et P. CORNAZ

(Laboratoire d'optique physique, EPF, Lausanne)

Nous cherchons à étudier l'évolution sous l'effet de champs magnétiques et électriques lentement variables autour de zéro d'un état  $^{2S+1}L_J$ . Il s'agit de comparer les informations sur l'évolution de cet état que l'on obtient par l'analyse de la lumière émise par transitions dipolaires et quadrupolaires électriques. Nous utilisons pour cela le formalisme des opérateurs tensoriels irréductibles [1].

On décompose tous les opérateurs  $O$  du problème sur une base d'opérateurs orthogonaux  $T_q^{[K]}$  [2] dont les éléments de matrice sont invariant sous le groupe des rotations

$$O = \sum_{kq} F_q^{(k)} T_q^{[k]}.$$

Le calcul de l'intensité lumineuse observée à travers un détecteur de polarisation et de direction caractérisée par  $\vec{a}_\lambda$  et  $\vec{k}_\lambda$  revient à déterminer l'opérateur  $B$  tel que

$$L_f = \langle B \rangle = \text{Tr } \rho B = \sum_{kq} \rho_q^{(k)} B_q^{(k)} (-1)^q.$$

Or, par la théorie des perturbations au premier ordre

$$L_f = \sum_{fjj'} H_{fj} \rho_{jj'} H_{j'f}^+ = \text{Tr } \rho B$$

avec

$$B = \sum_f (\vec{a}_\lambda \cdot \vec{p} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}})^+ |Ff\rangle \langle Ff| \vec{a} \cdot \vec{p} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}.$$

On obtient finalement:

En approximation dipolaire:

$$B_{-q}^{(k)} = C_{dip} \bar{W} \left( \begin{matrix} 1 & 1 & k \\ J & J & F \end{matrix} \right) \sum_{pp'} (a_{\lambda})_p^{(1)} (a_{\lambda})_{p'}^{(1)*} \bar{V} \left( \begin{matrix} 1 & 1 & K \\ p-p' & q & \end{matrix} \right) (-1)^{k-p} \sqrt{2K+1}.$$

En approximation quadrupolaire:

$$B_{-q}^{(k)} = C_{quad} \bar{W} \left( \begin{matrix} 2 & 2 & K \\ J & J & F \end{matrix} \right) \sum_{pp'} (a_{\lambda}^{(1)} k_{\lambda}^{(1)})_p^{(2)} (a_{\lambda}^{(1)} k_{\lambda}^{(1)})_{p'}^{(2)*} \bar{V} \left( \begin{matrix} 2 & 2 & K \\ p-p' & q & \end{matrix} \right) (-1)^{k-p} \sqrt{2K+1}.$$

où  $\bar{V}$  et  $\bar{W}$  sont respectivement les coefficients 3-j et 6-j de Wigner.

On remarque que, de par les propriétés des coefficients  $\bar{W}$ , l'analyse d'une lumière de type quadrupolaire contient des informations sur  $\rho_q^{(k)}$  avec  $0 \leq K \leq 4$  alors que  $K$  est limité à 2 dans une transition dipolaire électrique. C'est la différence essentielle entre ces deux types de rayonnement.

L'évolution sous l'effet d'un hamiltonien  $H$  d'un système atomique caractérisé par  $\rho$ , excité de manière continue et de durée de vie  $1/\Gamma$  est régie par l'équation pilote; dans notre formalisme, elle prend la forme:

$$\dot{\rho}_q^{(k)} = \frac{1}{i\hbar} \sum_{k'q'} \rho_{q'}^{(k')} \sum_{Pp} H_p^{(P)} \text{Tr}\{T_p^{[P]} [T_q^{[k']} T_q^{[k]}]\} + {}_0\dot{\rho}_q^{(k)} - \Gamma \rho_q^{(k)}$$

Lors de l'application d'un champ magnétique  $B_z$  lentement variable autour de zéro ( $H = \alpha T_0^{[1]}$ ), la solution stationnaire du problème a la forme connue

$$\rho_q^{(k)} = \frac{i\hbar {}_0\dot{\rho}_q^{(k)}}{i\hbar\Gamma + (-1)^{2J+q} g\beta B_z q}.$$

On voit apparaître le dénominateur lorentzien dont la largeur à mi-hauteur varie comme  $\Gamma/q$ .

Sous l'effet d'un champ électrique  $E_z$  lentement variable autour de zéro ( $H = \alpha T_0^{[2]}$  au deuxième ordre de perturbation), la solution dépend du moment cinétique  $J$  du niveau considéré.

Par exemple pour  $J = 5/2$ , la solution stationnaire a la forme

$$\rho_0^{(k)} = \Gamma {}_0\dot{\rho}_0^{(k)} \quad \rho_{\pm 5}^{(5)} = \Gamma {}_0\dot{\rho}_{\pm 5}^{(5)}$$

$$\rho_{\pm 1}^{(k)} = \frac{\sum_{k'} \gamma_{\pm 1}^{(k')} {}_0\dot{\rho}_{\pm 1}^{(k')}}{-\Gamma (1^2 \alpha^2 \delta^2 16 + \Gamma^2) (1^2 \alpha^2 \delta^2 4 + \Gamma^2)}$$

$$\rho_{\pm 2}^{(k)} = \frac{\sum_{k'} \gamma_{\pm 2}^{(k')} {}_0\dot{\rho}_{\pm 2}^{(k')}}{(2^2 \alpha^2 \delta^2 9 + \Gamma^2) (2^2 \alpha^2 \delta^2 + \Gamma^2)}$$

$$\rho_{\pm 3}^{(k)} = \frac{\sum_{k'} \gamma_{\pm 3}^{(k')} {}_0\dot{\rho}_{\pm 3}^{(k')}}{-\Gamma (3^2 \alpha^2 \delta^2 4 + \Gamma^2)} \quad \rho_{\pm 4}^{(k)} = \frac{\sum_{k'} \gamma_{\pm 4}^{(k')} {}_0\dot{\rho}_{\pm 4}^{(k')}}{(4^2 \alpha^2 \delta^2 + \Gamma^2)}.$$

où  $\delta$  est une constante. Le calcul effectué pour d'autres valeurs de  $J$  montre que les solutions sont des produits de lorentziennes de largeurs différentes.

### Bibliographie

- [1] U. FANO et G. RACAH, *Irreducible Tensorial Sets* (Academic Press, 1959).
- [2] U. FANO, *Rev. Mod. Phys.* 29, N° 1, 74-93 (1957).

## Application du calcul analogique à des problèmes de résonance de cohérence

par P. THOMANN, E. GENEUX et P. CORNAZ  
(Laboratoire d'optique physique, EPF, Lausanne)

L'effet des temps d'amortissement sur la forme et l'amplitude des résonances de cohérence est mal connu. Une caractéristique de ce type de résonances est leur largeur, uniquement déterminée par l'amortissement, et indépendante de l'intensité du champ de radiofréquence [1]. Selon le système étudié et le modèle utilisé, l'amortissement apparaît sous forme de temps de relaxation longitudinal et transversal (équations de Bloch) ou sous forme de durée de vies des états atomiques entre lesquels la résonance est produite.

L'influence des temps d'amortissement est bien connue lorsque ceux-ci sont égaux [1]; ce n'est plus le cas lorsqu'ils sont différents. Or cette situation est souvent réalisée dans les expériences de pompage optique sur des sous-niveaux magnétiques, et devient inévitable si l'on s'intéresse à des niveaux de parité différente.

Les équations d'évolution étudiées décrivent les résonances de cohérence dans le référentiel tournant à la fréquence de Larmor du champ statique [2].

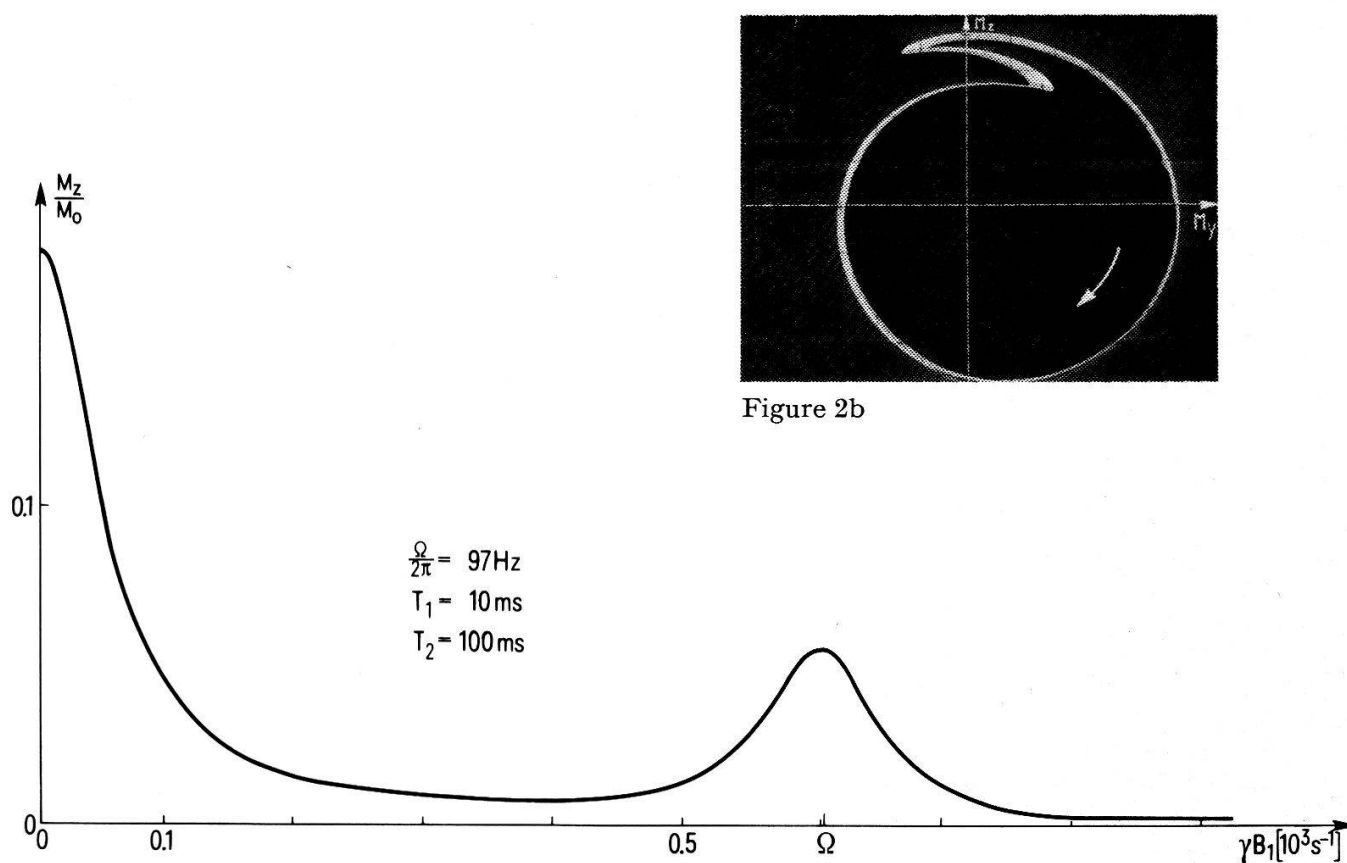
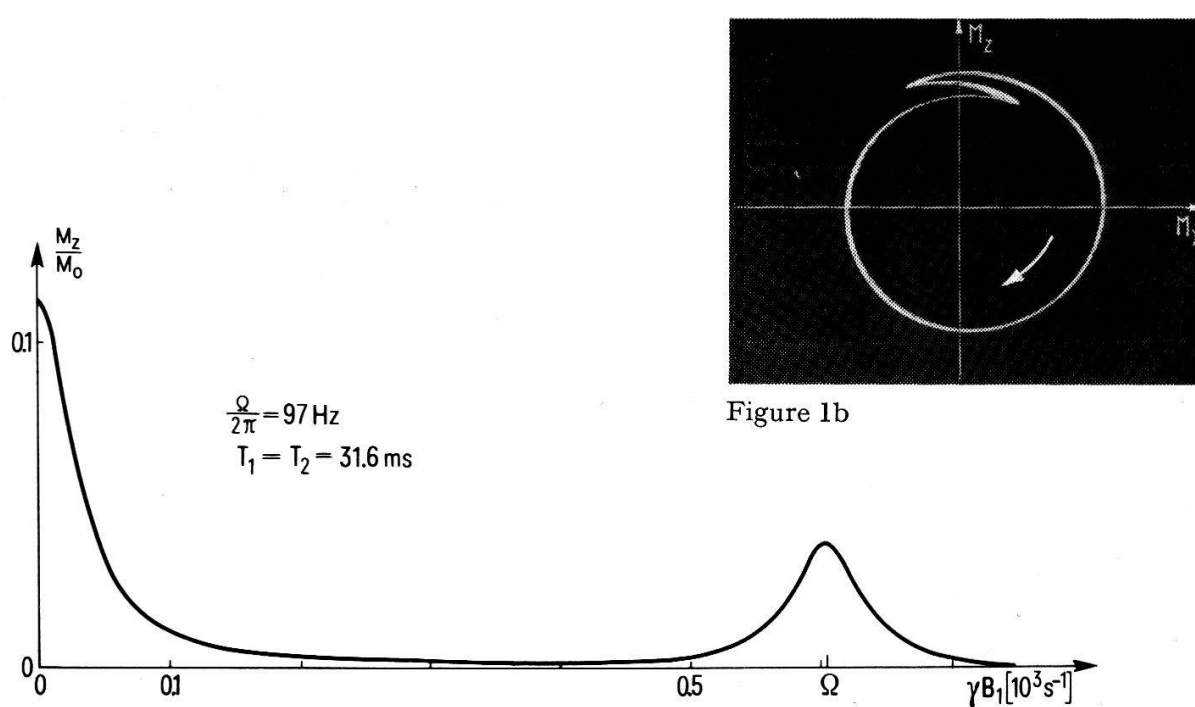
$$\begin{aligned} 1. \quad \dot{M}_x &= -\frac{M_x}{T_2} \\ 2. \quad \dot{M}_y &= -\frac{M_y}{T_2} - \gamma B M_z \\ 3. \quad \dot{M}_z &= \gamma B M_y - \frac{M_z - M_0}{T_1} \end{aligned}$$

Ce système est soluble analytiquement lorsque  $T_1 = T_2$  et  $B = B_1 + b_1 \cos \Omega t$  [2]. Il l'est encore lorsque  $T_1 \neq T_2$  mais  $b_1 = 0$ , et l'expression de  $M_z$  reste symétrique en  $T_1$  et  $T_2$ .

On peut montrer que lorsque  $T_1 \neq T_2$  et  $b_1 \neq 0$ ,  $M_z$  n'est plus symétrique en  $T_1$  et  $T_2$ . Les équations de Bloch correspondantes ont été simulées sur une calculatrice analogique. Les figures 1-4 illustrent quelques-uns des résultats obtenus:

- 1. L'amplitude des résonances, comme celle de l'effet Hanle, n'est plus fonction de  $\gamma b_1 / \Omega$  exclusivement, mais également de  $T_1$  et  $T_2$  (fig. 1a, 2a, 3a).
- 2. La largeur ne suit pas une loi en  $\sqrt{T_1 T_2}$ : on constate un élargissement des résonances de cohérence, croissant avec l'écart entre  $T_1$  et  $T_2$  (le produit  $T_1 T_2$  est

maintenu constant dans les 3 courbes fig. 1a–3a). Aux incertitudes de mesure près (dus au recouvrement partiel des résonances lorsque  $T_1$  ou  $T_2$  croît), l'élargissement est symétrique en  $T_1$  et  $T_2$  (fig. 4).



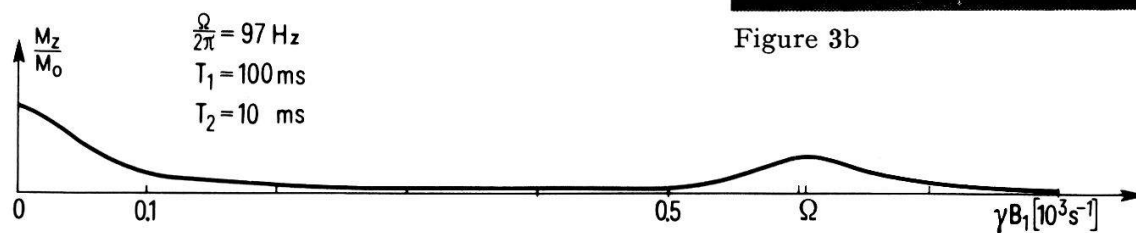


Figure 3a

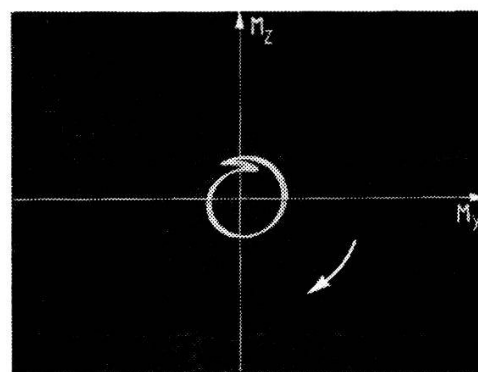


Figure 3b

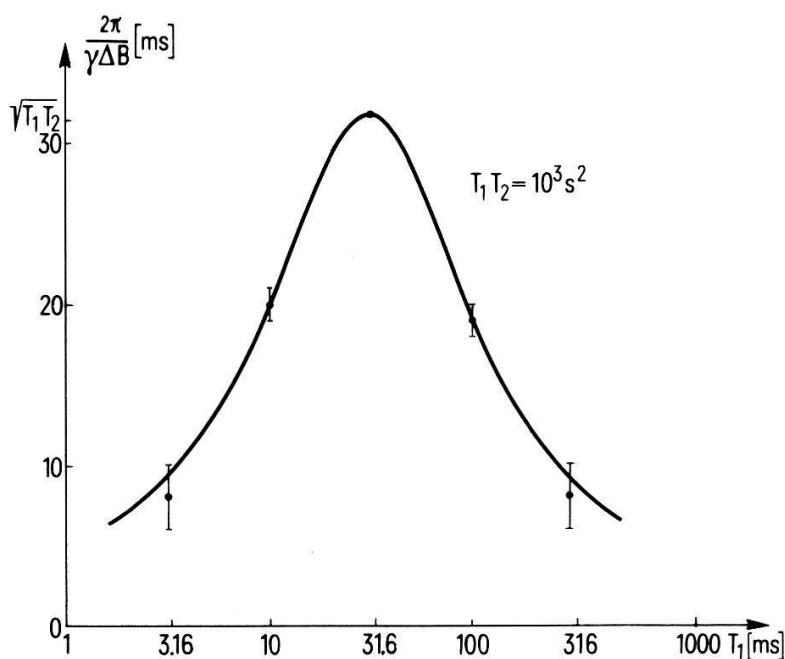


Figure 4

Les figures 1b, 2b, 3b représentent la trajectoire de  $\vec{M}$  dans le plan de son mouvement ( $Oyz$ ) correspondant à  $\gamma B_1 = \Omega = 346 \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma b_1 = 1,7 \Omega$ .

Nous remercions M. le Professeur Roch de l'Institut de Réglage automatique de l'EPF:L pour avoir mis à notre disposition la calculatrice analogique.

#### Bibliographie

- [1] ALEKSANDROV et al., J.E.T.P. **45**, 503 (1963); FAVRE et GENEUX, Phys. Lett. **8**, 190 (1964).
- [2] E. GENEUX et G. J. BÉNÉ, Helv. phys. Acta **40**, 4 (1967).

## Techniques nouvelles d'observations des échos de spins

par G. J. BÉNÉ et B. BORCARD

(Institut de physique de la matière condensée, Université de Genève)

**Résumé.** Les auteurs présentent de nouvelles techniques d'échos de spins, échos obtenus soit par des impulsions du champ constant (et non de la haute fréquence), soit à l'aide d'«anti-impulsions». Les premiers résultats expérimentaux obtenus montrent l'intérêt de ces techniques dans le domaine conventionnel (champs élevés) et dans le référentiel tournant.

On a montré antérieurement [1] que les échos de spins sont un phénomène essentiellement non résonant, ayant pour origine la dispersion réversible de la cohérence nucléaire dans le gradient d'un champ magnétique constant.

Pourtant les méthodes traditionnelles d'observation de ce phénomène [2] en font une technique dérivée de la résonance magnétique, en ce sens que le renversement du référentiel—nécessaire à la réalisation pratique de la réversibilité—est obtenu au moyen d'une impulsion résonante dont l'amplitude et la durée déterminent l'angle de rotation (en général  $\pi$ ) du plan  $XY$  dans lequel sont dispersés les moments élémentaires, plan perpendiculaire à l'axe de quantification  $OZ$ .

Dans la mesure où l'on s'astreint à utiliser un tel principe (renversement du référentiel par rotation d'un angle  $\pi$  du plan  $XY$ ), il est clair qu'on peut appliquer sans restriction les principes fondamentaux de la résonance magnétique, et en particulier celui du rôle réciproque du champ constant  $H_0$  et du champ RF de fréquence  $\omega_0$  (avec  $\omega_0 = \gamma H_0$ ,  $\gamma$  = rapport gyromagnétique des noyaux envisagés).

Ceci nous a permis d'envisager une méthode nouvelle d'obtention des échos de spins—méthode qui peut d'ailleurs aussi bien être mise en œuvre dans le référentiel tournant que dans celui du laboratoire.

### 1. *Echos de spins par impulsions résonantes du champ constant*

La principale originalité de cette technique réside dans l'emploi d'une onde permanente de radio-fréquence, de pulsation  $\omega_0$ , dont l'amplitude et la fréquence sont maintenues constantes.

A l'instant  $t = 0$ , le vecteur aimantation, de grandeur finie, est dans une direction précise du plan de cohérence  $XY$ . Tout le système est plongé dans un champ inhomogène de valeur moyenne  $H$ , différente de la valeur  $H_0$  de résonance. Les impulsions résonantes, aux instants  $\tau, 3\tau, \dots (2n+1)\tau$  (avec  $(2n+1)\tau < T_2$ , temps de relaxation spin-spin), sont obtenues au moyen de l'application soudaine du champ de résonance  $H_0$  (par une contribution  $\Delta\vec{H} = \vec{H}_0 - \vec{H}$ ) pendant le temps nécessaire à l'obtention du pivotement d'un angle  $\pi$  du plan des moments autour d'un axe de ce plan. Si la largeur de la résonance est suffisamment faible (champ  $H$  pas trop inhomogène) et si, hors résonance, le récepteur est suffisamment découplé de l'émetteur HF, la contribution  $\Delta H$  peut être petite. On peut donc par ce moyen obtenir des échos de spins au moyen d'impulsions de champ constant d'amplitude juste suffisante pour se trouver alors dans la condition de résonance.

L'orientation relative à l'instant  $t = 0$  de l'aimantation cohérente et du champ de radio-fréquence permet d'obtenir les échos multiples soit de type Carr-Purcell, soit de type Meibom Gill (voir réf. [2]).



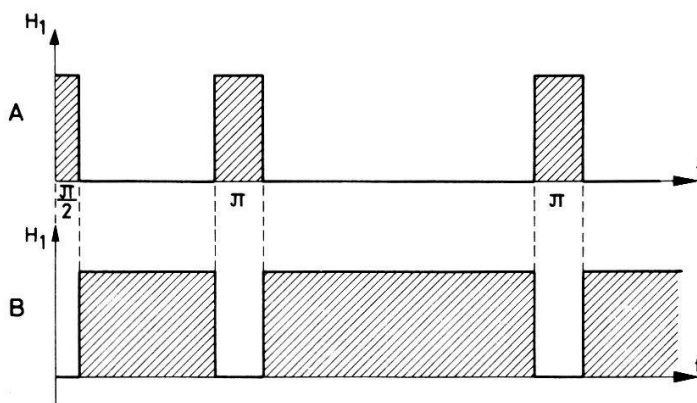
L'expérience a été réalisée dans un champ  $H$  de l'ordre de grandeur du champ magnétique terrestre, dans lequel la cohérence initiale a été réalisée par coupure brusque d'un champ prépolarisant perpendiculaire au champ  $H$ .

Comme aucun effort particulier n'avait été fait dans ces expériences préliminaires pour bien découpler, hors résonance, la bobine de réception de l'émetteur  $HF$ , il était nécessaire de modifier pratiquement d'un facteur 2 l'amplitude du champ  $H$  pour se trouver dans la condition de résonance. Nous avons pu ainsi observer des échos multiples malgré ces conditions très précaires, mais il est clair qu'une telle technique, dérivée de la méthode de R. G. Brewer et R. L. Schoemaker [3] pour observer les échos de photons à l'aide d'impulsions de champ électrique, est susceptible de présenter un certain intérêt dans le domaine conventionnel (où  $\Delta H$  peut être petit) dispensant de l'emploi d'une onde RF de grande amplitude très stable et découpée selon un programme de temps extrêmement précis.

On pourrait réaliser le même expérience dans le référentiel tournant. Dans ce cas, le champ  $H_0$  doit être homogène (sans que cette condition soit très critique) tandis que le champ RF (de pulsation  $\omega_0$ ) est inhomogène. Les impulsions  $\pi$  sont alors obtenues en sortant la zone de résonance au moyen d'un champ complémentaire  $\Delta H$  de même direction que  $H_0$ . Ce champ complémentaire est évidemment appliqué pendant une durée  $t$  telle que  $\pi = \gamma(H_0 + \Delta H)t$ .

## 2. Echos dans le référentiel tournant au moyen d'«anti-impulsions»

Cette dernière technique peut être appliquée aux méthodes classiques d'échos de spins. Au lieu d'utiliser un second champ RF (dont la fréquence  $\omega_1$  est reliée à l'amplitude  $H_1$  du premier champ RF de résonance, de pulsation  $\omega_0$ , par la relation  $\omega_1 = \gamma H_1$ )



A Programme normal d'impulsions. B Programme d'anti-impulsions.

pour réaliser les échos classiques dans le référentiel tournant, on obtiendra un résultat analogue à l'aide d'impulsions «en creux» ou «anti-impulsions». Dans cette nouvelle technique, au lieu de soumettre le système au programme classique d'impulsions RF résonantes, de durées telles qu'on obtienne une suite d'impulsions  $\pi$  après une première impulsion  $\pi/2$ , on lui appliquera un programme d'impulsions complémentaire du programme classique (figure 1). La dispersion des moments dans le plan de cohérence tournant se fait pendant l'irradiation tandis que les rotations du vecteur aimantation d'un angle  $\pi/2$  au début de la séquence, et d'un angle  $\pi$  aux instants  $3\tau$ ,  $5\tau$ , ... sont faites uniquement sous l'action du champ constant  $H_0$ , lorsque la HF est coupée. Les coupures de la HF aux instants,  $3\tau$ ,  $5\tau$  ... ont évidemment la durée  $t = \pi/\gamma H_0$ .

Bien entendu,  $H_0$  doit être homogène et  $H_1$  inhomogène. Comme dans la technique de I. Solomon [4], ces échos, obtenus par anti-impulsions, permettent de mesurer  $T_2$  sans être perturbés par l'inhomogénéité du champ  $H_1$ , ainsi que l'amplitude et l'homogénéité de ce champ  $H_1$  à l'aide d'un récepteur accordé sur la fréquence  $\omega_1$ .

#### *Bibliographie*

- [1] G. J. BÉNÉ, C. r. Séanc. SPHN, Genève 6, 61–64 (1971).
- [2] A. ABRAGAM, *Les principes du magnétisme nucléaire*, PUF 1961, chap. 2 et 3.
- [3] R. G. BREWER et R. L. SCHOEMAKER, Phys. Rev. Lett. 27, 631–634 (1971).
- [4] I. SOLOMON, Phys. Rev. Lett. 2, 301 (1959).

### **Modulation von Laserlicht in GaP-pn-Übergängen**

VON H. P. KLEINKNECHT

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Bei schrägem Durchgang von Laserlicht ( $\lambda = 0,633 \mu$ ) durch diffundierte GaP-pn-Übergänge wird durch den Pokelseffekt des Sperrschichtfeldes ein Gangunterschied zwischen den beiden Polarisationsrichtungen hervorgerufen. Dieser Gangunterschied hat ein Maximum bei einem Winkel zwischen einfallendem Strahl und Sperrschichtebene von etwa  $5^\circ$ . Wir haben also keine einfache Wellenleiterschwingung. Die Analyse des Effektes in Abhängigkeit von Diodenlänge und Sperrschichtdicke zeigt, dass er sich aus einem konstanten und einem der Diodenlänge proportionalen Anteil zusammensetzt. Die beiden Anteile können interpretiert werden als einfache Schrägdurchstrahlung der Sperrschicht einerseits und als Wellenleitereffekt andererseits. Das gibt die Möglichkeit, die Wellenleitereigenschaft bei Dioden verschiedener Diffusionstiefe zu beurteilen.

### **Untersuchungen der Gas-Festkörperoberflächen-Wechselwirkungen bei hohen Temperaturen mit Hilfe der Auger-Elektronenspektroskopie**

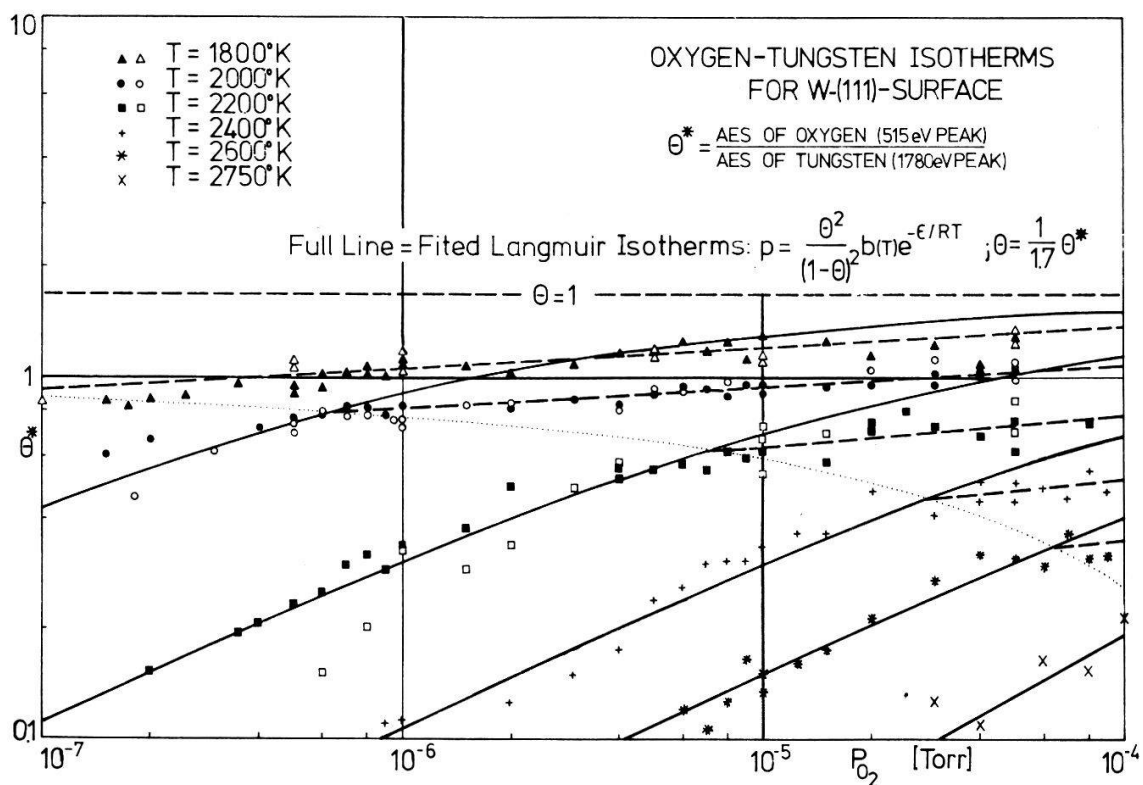
VON U. BÄNNINGER und E. B. BAS

(Institut für Technische Physik/AFIF, ETH, Zürich)

Die Auger-Elektronenspektroskopie ist eine von den wenigen analytischen Methoden, welche direkte Auskunft über die Konzentration der auf einer Festkörperoberfläche adsorbierten Fremdatome vermitteln kann. Durch geeignete apparative Ausgestaltung ist es möglich, diese Information bis zu sehr hohen Probetemperaturen zu erhalten. An einem in unserem Institut entwickelten Spektrometer ist es gelungen, hochauflösende Spektren bis zu einer Probetemperatur von  $3000^\circ\text{K}$  zu registrieren. Das Instrument ist mit einem zylindrischen Spiegelfeld-Energieanalysator ausgestattet, dessen Analyseigenschaften in einer früheren Arbeit beschrieben wurden [1]. Eine spezielle Probehalterung erlaubt, Proben von 1 bis 2 mm Durchmesser und einigen mm Länge durch Elektronenbeschuss bis auf sehr hohe Temperaturen aufzuheizen. Dank einer feinfokussierenden Elektronenkanone für Betriebsspannungen von 2 bis 20 kV kann diese kleine Probe auch unter  $15^\circ$  gegen die Probenoberfläche mit den

Primärelektronen bestrahlt werden, wobei Auger-Elektronen nur aus der Probenoberfläche ausgelöst werden.

Mit diesem Spektrometer gelingt es, die Sauerstoff-Wolfram-Adsorptions-Isotherme direkt zu ermitteln. Die Figur zeigt die Messergebnisse an einer 111-Wolframfläche für die angegebenen Temperaturen von 1800°K bis 2750°K. Die der Sauerstoffkonzentration auf der Oberfläche proportionale Grösse  $\theta^*$  ist eine relative Messgrösse, welche durch das Verhältnis der Amplituden des 515-eV-Sauerstoff-Auger-Peaks und des 1780-eV-Wolfram-Auger-Peaks gegeben ist. Durch diese Relativierung wird man von den Strahlstromschwankungen des Primärstrahles beim Sauerstoffeinlass unabhängig, wobei noch gezeigt werden konnte, dass der hochenergetische Wolfram-Auger-Peak von der Sauerstoffbedeckung praktisch unbeeinflusst bleibt. Wenn man annimmt,



dass bei Zimmertemperatur eine monoatomare Sauerstoffschicht adsorbiert wird (d.h. Bedeckung  $\theta = 1$ ), dann kann man aus der Amplitude des Sauerstoff-Auger-Peaks bei Zimmertemperatur folgende Beziehung zwischen der echten Bedeckung  $\theta$  und der Messgrösse  $\theta^*$  ableiten:  $\theta = (1/1.7) \theta^*$ . In der Figur entsprechen die ausgezogenen Kurven der nach dieser Normierung berechneten, angepassten Langmuir-Isotherme für mobile dissoziative Adsorption. Man kann feststellen, dass in unteren Partien die berechneten Kurven mit den Messresultaten gut übereinstimmen, hingegen weist jede Isotherme bei einem bestimmten  $\theta^*$  (bzw.  $\theta$ ) einen scharfen Knick mit einem nachfolgenden, bedeutend schwächeren Anstieg auf, die sich in der gewählten log-Darstellung fast geradlinig angeben lässt. In den Knickpunkten setzt ein neuer Prozess ein, über den man gewisse Modellvorstellungen entwickeln kann. Dies wird in einem anderen Ort besprochen.

Aus der unteren Partie der angepassten Isotherme lässt sich für die Adsorptionsenergie für Sauerstoff auf 111-Wolfram-Fläche ein Wert von etwa 126 kcal/mol errechnen. Dieser Wert liegt am unteren Rand der stark streuenden Literaturwerte

von 120 bis 190 kcal/mol, welche durchwegs aus den Adsorptionsuntersuchungen bei tieferen Temperaturen ermittelt worden sind. Diese erstmalige Messung der Sauerstoff-Adsorptions-Isotherme eröffnet neue Möglichkeiten für das Studium der Gas-Fest-Körper-Reaktionen.

Diese Arbeit wurde aus den Mitteln des Schweizerischen Nationalfonds für wissenschaftliche Forschung finanziert.

#### *Literatur*

- [1] E. B. BAS, U. BÄNNINGER und P. KELLER, Proc. 5th Int. Vacuum Congress (Boston 1971) and J. Vac. Sci. Technol. 9, 306 (1972).

## **Emplois d'un miniordinateur dans une installation spectrographique**

par C. DEPEURSINGE

(Laboratoire de physique appliquée, EPF, Lausanne)

Afin de procéder à une étude spectroscopique détaillée de certains semi-conducteurs dans la gamme d'énergie de 2 à 6 eV nous avons développé deux installations spectrographiques:

Une première installation permet la mesure simultanée des coefficients de transmission et de réflexion. La température de l'échantillon varie de 1,5°K à la température ambiante. La deuxième installation comprend un aimant supraconducteur. Le coefficient de transmission peut alors être mesuré dans un champ magnétique compris entre 0 et 50 kG. L'aimant est formé d'une bobine de Helmholtz et permet une étude en géométrie de Vogt et Faraday.

Un emploi pratique et rapide de telles installations nécessite la mise en œuvre d'un grand nombre d'automatismes et conduit à des calculs assez nombreux. La façon la plus efficace et la plus économique de résoudre les problèmes est de faire appel à un miniordinateur. Les principales raisons justifiant cette démarche sont:

- La réduction du nombre des organes d'interface homme/expérience. Dans la majorité des cas un téletype suffit à cette tâche.
- Le bruit d'une mesure est généralement éliminé en effectuant une corrélation du signal obtenu avec un signal de référence. Cette opération qui nécessite ordinairement l'usage d'un appareil spécialisé (lock-in amplifier, boxcar integrator, etc.) peut être effectuée par un miniordinateur convenablement programmé. Pour des fréquences inférieures à quelques dizaines de kilohertz on peut donc se passer de ces instruments coûteux.
- Un miniordinateur peut être programmé de façon à effectuer un tri des données expérimentales et concentrer ainsi l'information recueillie. Il s'avère que de nombreux résultats expérimentaux nécessitent un traitement mathématique ultérieur à l'ordinateur. Ces résultats doivent donc être stockés sous forme numérique. Si l'on veut réaliser cette opération économiquement, l'échantillonnage des résultats doit obéir à des règles précises pouvant être programmées sur mini-ordinateur.
- Une fois le miniordinateur équipé des organes d'entrées/sorties adéquats, l'ensemble des réglages que comporte une installation de mesure passe dans le

domaine du software. Par une programmation convenable on peut en effet réaliser un réglage avec toutes les caractéristiques désirées.

- Soulignons enfin la possibilité d'effectuer des programmes de mesure très complexes de façon très simple.

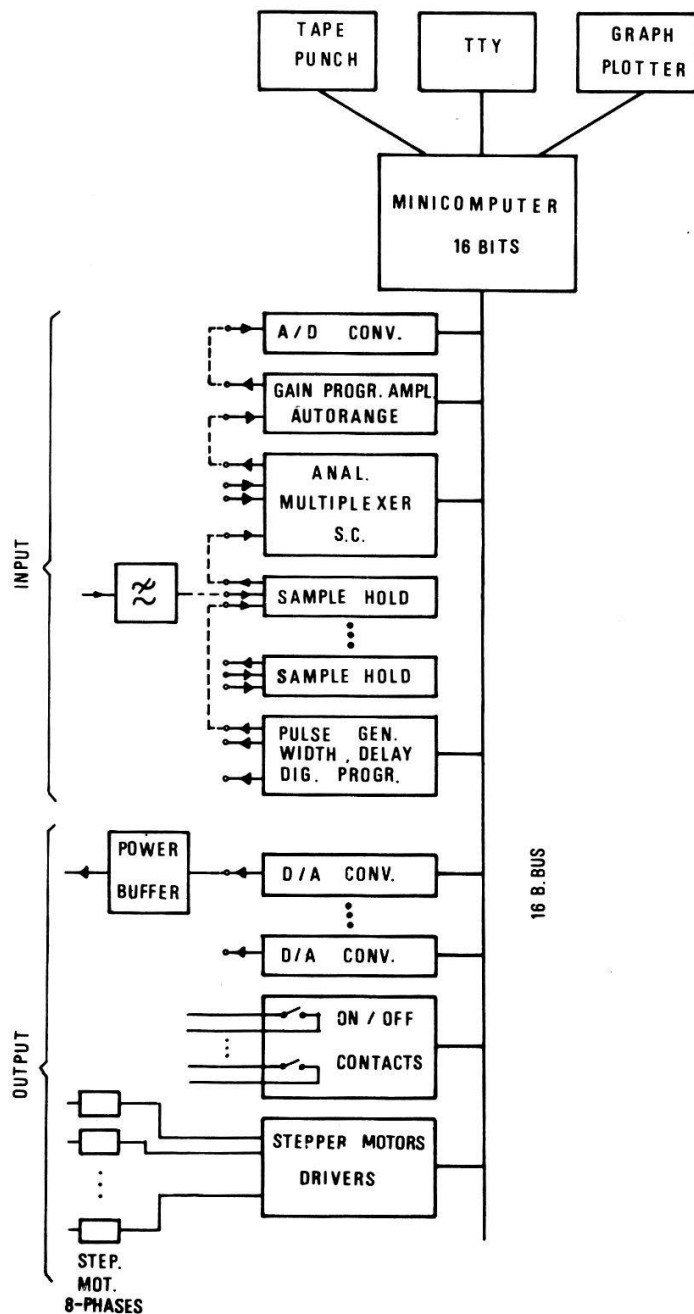


Figure 1

Organisation générale des périphériques du miniordinateur. Les connections figurant en trait interrompu sont modifiables très facilement.

La figure 1 est un schéma simplifié de la structure d'entrée/sortie que nous avons développés autour d'un miniordinateur ALPHA 16. Le conception est entièrement modulaire. Chaque module est connecté de façon standard à un bus permettant un échange bidirectionnel de données entre celui-ci et le miniordinateur.



La partie de la structure destinée à la mesure des différentes tensions (INPUT) comporte les éléments indispensables à l'opération de corrélation permettant l'élimination du bruit.

Après un étage de préfiltrage destiné à éviter toute saturation la tension est échantillonnée par un étage «sample hold» à un instant déterminé par un générateur d'impulsion programmé numériquement par le miniordinateur. Un multiplexeur analogique à semi-conducteurs sélectionne la tension désirée et la transmet à un amplificateur dont le gain est programmé par le miniordinateur. Cet amplificateur peut aussi fonctionner en autorange. La valeur du gain est alors interprétée par le miniordinateur

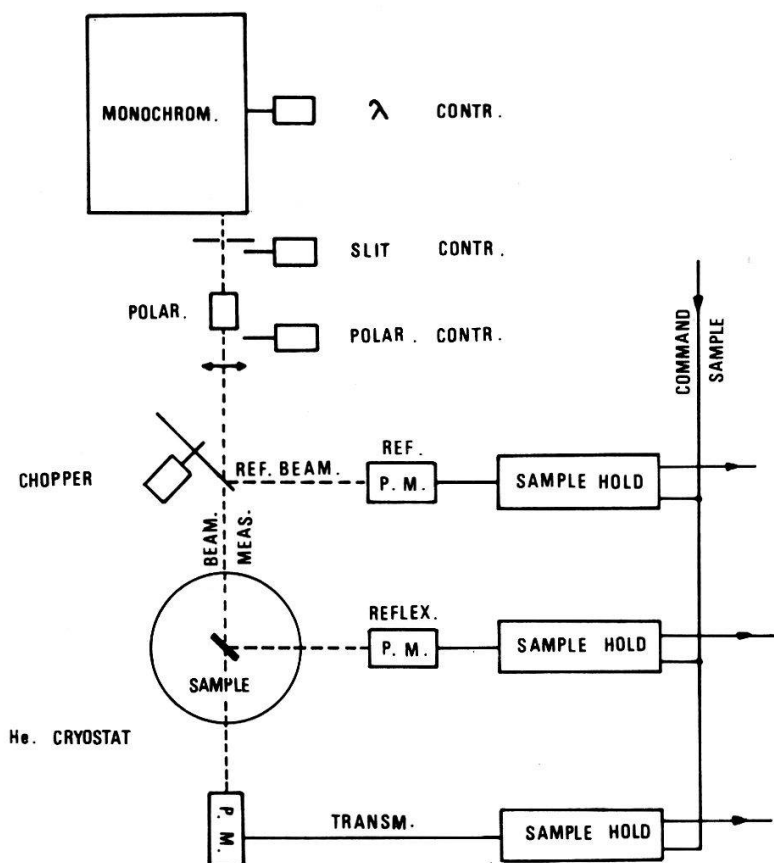


Figure 2  
Installation spectrographique.

comme exposant de la valeur de la tension représentée en virgule flottante. Finalement la tension convertie sous forme digitale est transmise au miniordinateur. En fonction du convertisseur  $A/D$  choisi, la fréquence d'échantillonnage peut atteindre 70 kHz (convertisseur de 12 bits). On peut donc traiter directement des signaux dont la largeur de bande atteint 35 kHz.

Dans la section réservée à la commande de l'installation (OUTPUT), des convertisseurs  $D/A$  fournissent des tensions qui, à l'aide d'étages de puissance, constituent des générateurs de courant et tension programmables. Un module pilote simultanément 8 moteurs pas à pas et permet ainsi le contrôle de 8 paramètres géométriques.

En ce qui concerne le software, un effort a été fait dans le but de faciliter le contact entre l'homme et l'expérience. Des routines mathématiques permettant le calcul en virgule flottante ont été développées. Cette représentation numérique facilite beaucoup



le travail de programmation. En outre elle tient compte au mieux de la précision des mesures physiques.

L'erreur relative est toujours maintenue inférieure à  $6 \cdot 10^{-5}$  au cours des calculs. Afin de permettre une forme d'échange conversationnel avec l'ordinateur donc avec l'expérience, un grand nombre de routines ont été développées correspondant chacune à une suite d'opérations à effectuer dans un ordre donné. Citons par exemple: orienter l'échantillon d'une certaine façon, changer rapidement un paramètre géométrique (longueur d'onde lumineuse), mesurer et calculer le coefficient de transmission dans une gamme de longueur d'onde donnée, etc.

D'autres routines facilitent la présentation des résultats: Les facteurs d'échelles des graphiques tracés sur enregistreur X-Y sont déterminés automatiquement, les

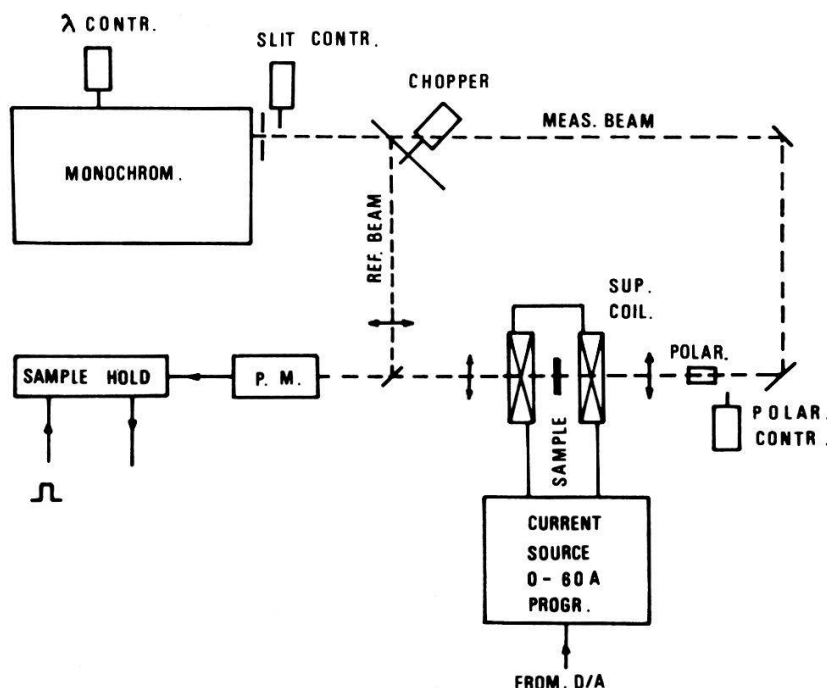


Figure 3

Installation spectrographique équipée d'un aimant supraconducteur.

axes et échelles sont tracées du même coup, les manipulations sont donc réduites au minimum: au moyen d'un téletype il suffit d'appeler dans un langage conventionnel les différentes routines; le miniordinateur donne alors les résultats demandés et indique la fin de l'exécution.

La figure 2 donne le schéma-bloc du premier dispositif de mesure spectrographique: Deux photomultiplicateurs donnent les intensités lumineuses transmises et réfléchies. Un troisième photomultiplicateur sert de référence. Les 3 tensions ainsi formées sont échantillonnées simultanément pour les 2 positions du chopper optique (faisceau lumineux traversant l'échantillon ou réfléchi sur le photomultiplicateur de référence). Les valeurs de ces tensions sont transmises au miniordinateur qui calcule exactement les coefficients de transmission et de réflexion. Pour éliminer le bruit résiduel on effectue une moyenne sur quelques centaines de mesures de  $R$  et  $T$ . Les paramètres géométriques sous contrôle de l'ordinateur sont: la longueur d'onde de la lumière, l'ouverture de la fente de monochromateur, la direction de polarisation de la lumière, le positionnement

de l'échantillon. En outre la température de l'échantillon est mesurée en permanence au moyen d'un thermomètre au germanium.

Dans la cas de l'installion équipée de l'aimant supraconducteur (voir fig. 3) la technique de mesure employée est une technique à 2 faisceaux avec un seul photomultiplicateur. Cette technique permet de minimiser les erreurs introduites par les modifications de sensibilité du photomultiplicateur en présence d'un champ magnétique résiduel. Outre la longueur d'onde le miniordinateur contrôle le champ magnétique de 0 à 50 kG au moyen d'une source de courant programmable de 0 à 60 Ampères.

En conclusion, l'introduction d'un miniordinateur dans une installation de mesure d'une certaine importance permet à l'aide d'une structure d'entrée/sortie adéquate d'effectuer des mesures complexes avec beaucoup de souplesse et de facilité. Soulignons encore que l'équipement électronique attaché au miniordinateur n'est aucunement spécialisé et s'adapte très bien à de nouvelles tâches de mesure. Seul de software dans une certaine mesure est spécifique à une expérience particulière.

Ce travail a été réalisé grâce au soutien financier du Fond National de la Recherche Scientifique.

### **Dispersion des signaux mécaniques dans les détecteurs d'ondes gravitationnelles**

par D. MAEDER

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

Une analyse détaillée de la réponse mécanique, d'un barreau long et mince, aux chocs gravitationnels a été publiée en 1971 [1]. Ces calculs furent basés sur l'analogie du barreau avec une ligne de transmission idéale. La validité de ce modèle est limitée principalement par:

- d'éventuelles réflexions internes, dues à l'incorporation des transducteurs (problème traité dans une communication séparée [2]),
- la dispersion de la vitesse de propagation en fonction de la fréquence, due au couplage inévitable entre les modes longitudinaux et radiaux.

Le signal excité par un choc gravitationnel reste stocké dans le barreau pendant un grand nombre de cycles, grâce à la réflexion parfaite aux extrémités ( $r_{\text{force}} = -1$ ). En l'absence de dispersion, le signal garderait sa forme originale (par exemple: triangulaire au centre du barreau, pour un choc de très courte durée); autrement, il sera distordu de plus en plus jusqu'à ce que toute ressemblance avec la forme originale soit perdue. La figure 1 montre, à titre d'illustration, la détérioration au cours de 12 cycles consécutifs, d'une impulsion artificielle stockée dans un système de barres de laiton ( $\phi$  9 mm, longueur totale 420 mm, transducteur inclus). Cette impulsion, beaucoup plus riche en composantes de fréquences élevées que les signaux triangulaires attendus à la suite d'un choc gravitationnel, se décompose visiblement déjà après les 3 premiers cycles. Au 10<sup>e</sup> cycle, elle s'est élargie à  $\sim 40 \mu\text{s}$ , ou 3,3% du temps écoulé. D'après la théorie [3], un écart de 3,3% entre  $v_0$  (limite BF) et  $v_{gr}(f)$  serait atteint dans cet exemple à une fréquence de 72 kHz, en accord avec la période des ondulations qui accompagnent, dans la figure 1, le flanc de descente de l'impulsion élargie (10<sup>e</sup> cycle). Une onde triangulaire garderait sa forme générale pendant plus longtemps; toutefois, pour retenir

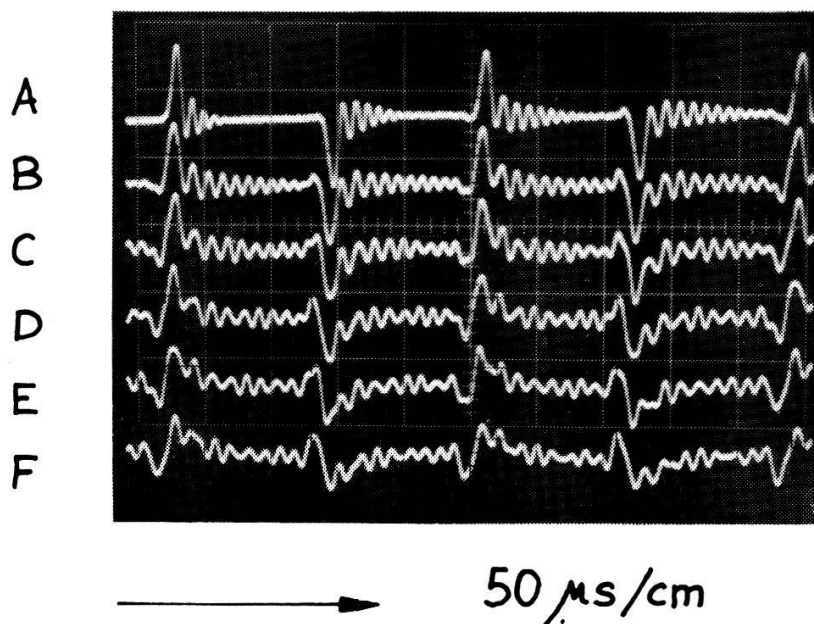


Figure 1

Stockage d'une impulsion de courte durée dans un barreau de laiton ayant un rapport  $L/R = 94$  (transducteur en PXE5 inclus). Les réflexions aux extrémités reproduisent le signal toutes les  $120 \mu s$  avec inversion du signe. Les traces A, B, C, etc. montrent successivement 12 cycles complets, à partir du premier demi-cycle (excitation du transducteur: impulsion de  $4 \mu s$  de largeur,  $80 \mu s$  avant le début de la trace A).

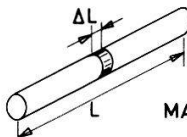
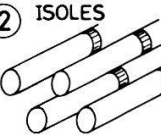
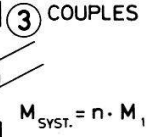
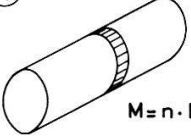
① UN SEUL CYLINDRE MINCE	SYSTEMES DE n CYLINDRES MINCES		④ UN CYLINDRE EPAIS
	② ISOLEES 	③ COUPLES 	
MASSA M <sub>1</sub>	M <sub>SYST.</sub> = n · M <sub>1</sub>		M = n · M <sub>1</sub>
AMPLITUDES MECANQUES (σ = TENSION, RMS) AUX CENTRES DES BARRES			
CHOC GRAV. σ <sub>1</sub> <sup>(3)</sup> = J L v <sub>p</sub> / 2√3	= σ <sub>1</sub> <sup>(3)</sup>	= σ <sub>1</sub> <sup>(3)</sup>	≅ σ <sub>1</sub> <sup>(3)</sup>
BR. THERM. σ <sub>1</sub> <sup>(kT)</sup> = 2 v <sub>p</sub> √k T / M <sub>1</sub>	= σ <sub>1</sub> <sup>(kT)</sup>	= σ <sub>1</sub> <sup>(kT)</sup> / √n	= σ <sub>1</sub> <sup>(kT)</sup> / √n
AMPLITUDES ELECTRIQUES (U = TENSION, RMS) ADAPTEES DANS CHAQUE CAS SUR C <sub>INPUT</sub>			
SIGNAL U <sub>1</sub> <sup>(3)</sup> = κ J L √(μ M <sub>1</sub> / C <sub>INPUT</sub> ) / 4√3	= n · U <sub>1</sub> <sup>(3)</sup>	= √n · U <sub>1</sub> <sup>(3)</sup>	≅ √n · U <sub>1</sub> <sup>(3)</sup>
BR. THERM. U <sub>1</sub> <sup>(kT)</sup> = κ √(μ k T / f(q) · C <sub>INPUT</sub> )	= √n · U <sub>1</sub> <sup>(kT)</sup>	= U <sub>1</sub> <sup>(kT)</sup>	= U <sub>1</sub> <sup>(kT)</sup>
BR. AMPL. U <sub>1</sub> <sup>(N)</sup> = √(i <sub>N</sub> · u <sub>N</sub> / C <sub>INPUT</sub> )	= √n · U <sub>1</sub> <sup>(N)</sup>	= U <sub>1</sub> <sup>(N)</sup>	= U <sub>1</sub> <sup>(N)</sup>
BR. TOTAL U <sub>1</sub> <sup>(TOT)</sup> = √(U <sub>1</sub> <sup>(kT)</sup> ² + (U <sub>1</sub> <sup>(N)</sup> )²)	= √n · U <sub>1</sub> <sup>(TOT)</sup>	= U <sub>1</sub> <sup>(TOT)</sup>	= U <sub>1</sub> <sup>(TOT)</sup>
RAPPORT SIGNAL / BRUIT			
SNR <sub>1</sub> = J L / (4√3) √(M <sub>1</sub> · f(q) / (k T + p <sub>N</sub> · f(q) / κ⁴ μ))	√n · SNR <sub>1</sub>	√n · SNR <sub>1</sub>	≅ √n · SNR <sub>1</sub>

Figure 2

Relations entre les sensibilités de systèmes de mêmes longueur ( $L$ ), masse transductrice ( $= \mu \cdot$  masse métallique), et masse totale, composés d'éléments de diamètres différents. Un système à éléments couplés travaille sur un seul amplificateur; des éléments dits «isolés» travaillent sur des amplificateurs individuels. On admet une capacité d'entrée des amplificateurs ( $C_{\text{input}}$ ) fixe, sur laquelle le transducteur respectif doit être adapté électriquement dans chaque cas; les densités de bruit des amplificateurs ( $i_N, u_N$ ) sont également considérées comme paramètres fixes.

les détails du signal original à une résolution  $\Delta t$  près, le nombre de cycles utiles sera limité approximativement à

$$N_{\max} \simeq (\Delta t/T_1)^3 (L/R)^2 \quad (1)$$

où  $T_1$  = période fondamentale,  $L$  = longueur,  $R$  = rayon. Or,  $N$  devrait être  $\gg 1$  afin de permettre un filtrage efficace du bruit thermique; on aurait donc intérêt à choisir  $L/R > 100$ .

A première vue, une telle condition semble incompatible avec le besoin d'une très grande masse. Cependant, les relations assemblées dans la Figure 2 démontrent l'équivalence d'un système de barres minces avec un seul cylindre épais de même masse totale, pour ce qui concerne le fonctionnement à la fréquence fondamentale: si les éléments minces sont couplés (connexion sur un seul amplificateur commun), l'ensemble se comporte comme un seul cylindre lourd; s'ils sont isolés (amplificateurs individuels), les sorties superposées donnent un signal plus grand (facteur  $n$ ) qui est à comparer alors aux bruits combinés (facteur  $\sqrt{n}$ ), ramenant le rapport signal/bruit à la même valeur dans tous les cas.

Pour détecter les composantes de fréquences plus élevées, les systèmes composés ont l'avantage d'une dispersion réduite (facteur  $n$ ); à part cela, un système à éléments isolés permettra une discrimination des signaux parasites dus à des dislocations spontanées. La possibilité d'orienter les éléments par groupes suivant différentes directions est un autre aspect intéressant d'un système de nombreux détecteurs, en vue de pouvoir localiser plus directement la source des signaux.

#### Bibliographie

- [1] D. MAEDER, *Calcul exact de la sensibilité spectrale d'un barreau long aux chocs gravitationnels*, ZAMP 22/4, 779-782 (1971).
- [2] D. MAEDER, *Sensibilité absolue aux chocs gravitationnels, d'un barreau long ayant des discontinuités*, Compte rendu de la réunion de printemps de la SSP, Berne 1972 (HPA, 1972).
- [3] Le résultat donné par J. W. S. RAYLEIGH, *The Theory of Sound*, 2<sup>e</sup> éd., vol. 1, p. 252 (Dover, New York 1945) peut être écrit sous la forme suivante:

$$v_{gr} \simeq v_0(1 - \frac{3}{4}\mu^2(f/f_{crit})^2)$$

avec  $v_0 = \sqrt{Y/\rho}$  = vitesse aux basses fréquences,  $f_{crit} = v_0/2\pi r$ ,  $r$  = rayon du barreau,  $\mu$  = nombre de Poisson.