

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 47 (1974)  
**Heft:** 1

**Vereinsnachrichten:** Rapport de la session d'automne de la Société Suisse de Physique  
à Lugano, les 19 et 20 octobre 1973

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

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 16.03.2025

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

## Rapport de la Session d'Automne de la Société Suisse de Physique à Lugano, les 19 et 20 Octobre 1973

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

### Partie administrative

#### 1. Membres

Les membres ordinaires suivants ont été reçus au sein de notre Société: D. BAERISWYL (Zürich), B. BALMER (Sursee), H. BESSON (Genève), M. BISSIG (Schattdorf), H. BLATTMANN (Küsnacht), A. TEN BOSCH (Berlin), A. BOSSART (Rapperswil), K. BRAND (Genève), PH. G. BRAUNSCHWEIG (La Chaux-de-Fonds), P. BUCHER (Bern), CH. BUXBAUM (Baden), M. CHABR (Basel), J.-F. CHAPUIS (Bôle), J.-P. CHASSOT (Hegnau), A. CHÂTELAIN (Lausanne), O. DALDINI (Aranno), P. DESCOUTS (Genève), H. P. DREYER (Ebnat-Kappel), J. EICHENBERGER (Feldmeilen), R. ENGFER (Villigen), J.-D. ESTOPPEY (Genève), O. EUGSTER (Bern), R. FIVAZ (Lausanne), L.-D. FLURI (Genève), D. GAINON (Neuchâtel), J.-D. GANIERE (Lausanne), J.-P. GENOUD (Carouge GE), M. GLOR (Basel), R. GOTTHARDT (Lausanne), L. G. GREENIAUS (Genève), P. HAJICEK (Urtenen), R. HARTMANN (Brugg), M. HASLER (London), P. J. HIRT (Lausanne), H. HOFER (Villigen), F. HOOP (Zürich), R. HUBER (Neuhausen a/Rheinfall), R.-D. JUPPE (Niederwil), R. KELLER (Bern), O. KRISEMENT (Münster/Westfalen), C. LECHANOINE (Genève), W. A. R. LÜTHY (Bern), J. MARASCO (Chavornay), M. MARTIN (Genève), H.-P. MATTER (Genève), M. MATTHEY (Lausanne), CH. MÄTZLER (Bern), G. MAURER (Lausanne), H. A. MEIER (Untereingstringen), R. MINDER (Basel), P. MINKOWSKI (Pasadena, USA), B. MOREL (Genève), J. MÜLLER (Ostermundigen), P. MUNZ (Zürich), D. POHL (Rüschlikon), J.-P. PORCELLANA (Lausanne), H. PRUYS (Villigen), A. RAEMY (Fribourg), G. RASCHE (Zürich), J. RAPPAZ (Lausanne), J. RIEKER (Payerne), D. ROBIN (La Tour-de-Peilz), S. ROSSOPOULOS (Yverdon), O. SAGER (Balzers FL), G. SALVADE (Lugano), H. SEIFERT (Zürich), CH. SELLEM (Lausanne), J. SPICHTIG (Zürich), A. SÜSSTRUNK (Baden), R. SCHÄDLER (Rapperswil), G. SCHAEERER (Worblaufen), J. SCHLÜSSEL (Zürich), H. SCHMIEDER (Emmenbrücke), C. SCHWAB (Nidau), H. SCHWARZ (Näfels), J.-L. STÄHLI (Zürich), A. STEVEN (Basel), U. STUDER (Zürich), H. TANNENBERGER (Genève), P. THOMANN (Lausanne), M.-T. TRAN (Lausanne), H.-P. TSCHANZ (Liebefeld), S. VEPREK (Zürich), G. VUILLEUMIER (Genève), J.-P. VOITCHOVSKY (Genève), R. WALSER (Genève), C.-A. WAVRE (Blonay), E. WIESENDANGER (Zürich), H.-J. WIESMANN (Baden), F. WOLLNER (Lausanne), G. ZAMBELLI (Lausanne), Y. ZEITOUN (Lausanne), E. ZUBKOVSKA (Zürich).



La Société comprend 1082 membres individuels, 8 membres collectifs, 13 bibliothèques et 14 membres exempts de cotisations.

### 2. *Séance administrative*

Le procès-verbal de la séance administrative du 20 octobre 1973 sera distribué aux membres.

### 3. *Prochaine Session*

La Session de Printemps 1974 de la SSP aura lieu les 26 et 27 avril 1974 à Berne.

## **Physique de la Matière Condensée (PMC)**

### **Etude par RPE des centres $X_2^-$ dans les halogénures de césium**

par J. J. PILLOUD, M. AEGERTER et C. JACCARD

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Sera publier ultérieurement.

### **Paires de centres $F$ dans KCl: Influence du champ magnétique et de la RPE sur la constante d'absorption**

par M. ECABERT, P. A. SCHNEGG, M. A. AEGERTER et C. JACCARD

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Sera publier ultérieurement.

### **Untersuchung der magnetischen Wechselwirkungen zwischen $Er^{3+}$ -Ionen in $YVO_4$ mit Hilfe der Elektronenspin-Resonanz**

von W. HILLMER und H. KUGLER

(Phys. Inst. Univ. Karlsruhe)

Das Elektronenspin-Resonanzspektrum von kernspinfreien  $Er^{3+}$ -Ionen in  $YVO_4$  zeigt eine ausgeprägte Satellitenstruktur, die von der magnetischen Wechselwirkung zwischen  $Er^{3+}$ -Ionen auf verschiedenen Gitterplätzen herrührt. Aus diesen Satellitenspektren wurden die Parameter des anisotropen Anteils des magnetischen WW-Tensors für fünf verschiedene  $Er^{3+}$ -Paare bestimmt.

Die experimentell bestimmten Parameter lassen sich für alle  $\text{Er}^{3+}$ -Paare weitgehend durch magnetische Dipol-Dipol-WW erklären, kleinere Abweichungen durch magnetische Multipol-WW bzw. Superaustausch.

### Messung "verbotener" $\Delta M = 0$ und $\Delta M = 1$ EPR-Übergänge an den Nicht-Kramers-Ionen $\text{Ho}^{3+}$ , $\text{Tm}^{3+}$ und $\text{Tb}^{3+}$ in Kristallen mit Zirkonstruktur

VON W. HILLMER UND G. SCHWAB

(Phys. Inst. Univ. Karlsruhe)

Lokale Verzerrungen, bzw. die Jahn-Teller-Kopplung führen dazu, daß an Nicht-Kramers-Ionen, die in den tetragonalen Kristallen  $\text{YAsO}_4$ ,  $\text{YPO}_4$  und  $\text{YVO}_4$  ein Dublett als Grundzustand besitzen,  $\Delta M = 0$  – bzw.  $\Delta M = 1$  – Übergänge gemessen werden konnten. Für  $\text{Ho}^{3+}$  in  $\text{YAsO}_4$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  in  $\text{YAsO}_4$  und  $\text{YVO}_4$  und  $\text{Tb}^{3+}$  in  $\text{YPO}_4$  wurden die Aufspaltungsfaktoren und Hyperfeinkonstanten bestimmt. Eine Aufspaltung des Dubletts durch die lokale Störung konnte in keinem Fall festgestellt werden, die Resonanzen zeigen die von der Theorie geforderte anomale Linienform.

### Punktdefekte in Eis am Crossover

VON J. BILGRAM

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, CH-8049 Zürich)

Die dielektrische Debye-Dispersion in Eis kann mit Hilfe von zwei Arten von Punktdefekten erklärt werden [1–2], die am Crossover ihre Eigenschaften als Majoritäts- bzw. Minoritätsträger austauschen. Am Crossover verschwindet  $\Delta\epsilon$  der Debye-Dispersion. Das führt zu einer Beziehung zwischen der Leitfähigkeit am Crossover  $\sigma_c$ , der Mobilität der Defekte  $\mu$  und der Defektkonzentration  $C$ , in der als weitere Grösse nur noch die Elementarladung  $e$  vorkommt, jedoch nicht die effektive Ladung der Defekte:  $\mu = \sigma_c / eC$ .

Damit erhält man mit Hilfe von Messergebnissen aus verschiedenen Laboratorien [3–5] für beide Defektsorten übereinstimmend eine Mobilität von etwa  $10^{-3} \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bezogen auf  $0^\circ\text{C}$  und eine Aktivierungsenergie von  $0,24 \text{ eV}$ . Das und andere Überlegungen lassen für schwach dotiertes und reines Eis den Schluss zu, dass die Hochfrequenzleitfähigkeit und die Relaxationszeit von Bjerrumdefekten, jedoch die Niederfrequenzleitfähigkeit von Aggregaten aus Ionen und Bjerrumdefekten bestimmt wird. Eine ausführliche Veröffentlichung ist in Vorbereitung.

#### Literatur

- [1] C. JACCARD, *Physik kondens. Materie* 3, 99 (1964).
- [2] H. GRÄNICHER, in *Physics of Ice*, Herausgeber N. RIEHL (Plenum Press, New York 1969).
- [3] G. C. CAMPLIN und J. W. GLEN, in *Physics and Chemistry of Ice*, Herausgeber E. WHALLEY, p. 256 (Roy. Soc. of Canada, Ottawa 1973).
- [4] M. HUBMANN, in *Physics and Chemistry of Ice*, p. 194.
- [5] A. H. RUNCK, privat Mitteilung (M.I.T. Lab. Ins. Res.).

## Radio Frequency Size Effect in Cadmium in a Perpendicular Magnetic Field

by W. M. MACINNES, R. HUGUENIN and P. A. PROBST

(Institut de physique expérimentale, Université de Lausanne)

A radio frequency size effect (RFSE) has been observed in thin high-purity single crystal samples of cadmium, with surface normals  $(11\bar{2}0)$  and  $(0001)$ , when the magnetic field  $H$  is perpendicular to the surface of the sample. (In the usual RFSE experiments,  $H$  is parallel or slightly tilted with respect to the surface.) The RFSE- $H_{\perp}$  signal is periodic in  $H$ . The period is proportional to the curvature of that part of the Fermi surface whose electrons produce the signal. The amplitude of the periodic signal is field-dependent. This modulation results from an interference between the spatial trajectories of the RFSE- $H_{\perp}$  electrons and the spatial variation of the RF electric field, thereby enabling details of this field distribution near the surface of the sample to be probed. For the first time, the RFSE- $H_{\perp}$  signal has been observed to be temperature-dependent. In studying the angular and  $T$  dependence of these signals, we have deduced the  $T$  dependence of the total mean free path (MFP) as in the tilted field effect. Both the phonon limited MFP ( $T$ -dependent) and the impurity limited MFP ( $T$ -independent) are anisotropic in cadmium.

## Détermination de la fréquence de Larmor de spins nucléaires soumis à un champ constant et à un champ RF non résonnant

par E. HILTBRAND, C. PIRON<sup>1)</sup>, R. SECHEHAYE, B. BORCARD et G. BENE

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

Nous donnons ci-dessous les résultats expérimentaux obtenus par l'action d'un champ magnétique non résonnant sur un système de spins nucléaires soumis à l'action d'un champ magnétique statique homogène.

Dans les expériences décrites ici, les protons de l'eau (ou du méthanol) sont placés dans un champ homogène et constant (champ magnétique terrestre  $H_0$ , fréquence de Larmor pour les protons  $\nu_0 = (\gamma H_0/2\pi) \simeq 1970$  Hz avec  $\gamma =$  rapport gyromagnétique des protons) et soumis à l'action d'un champ RF oscillant,  $H_1 \cos 2\pi\nu t$ , perpendiculaire au champ  $H_0$ . Pour faciliter l'analyse des résultats  $H_1$  sera indiqué en Hz par la relation

$$\nu_1 = \frac{\gamma H_1}{2\pi}.$$

### 1. Expériences

Deux méthodes ont été employées pour la mesure de la fréquence de Larmor  $\nu'_0$  du système ci-dessus, ou de l'écart  $\Delta\nu_0 = \nu'_0 - \nu_0$ .

- A) Les noyaux sont polarisés dans un champ  $H_p$  perpendiculaire à  $H_0$ ; le champ  $H_1 \cos 2\pi\nu t$  est fourni par une bobine d'axe perpendiculaire à  $H_p$  et à  $H_0$ , et à

l'instant  $t = 0$ ,  $H_p$  est brutalement coupé. On observe la précession libre de l'aimantation dans le champ  $\vec{k}H_0 + \vec{j}H_1 \cos 2\pi\nu t$  [1].

B) Le système de noyaux est soumis au champ

$$\vec{k}H_0 + \vec{j}H_1 \cos 2\pi\nu t$$

et l'on détermine par résonance dans une 2<sup>e</sup> bobine d'axe  $\vec{i}$  perpendiculaire au plan  $j, k$  la fréquence  $\nu'_0$  de Larmor pour des valeurs données de  $H_1$  et de  $\nu$  en variant  $H_0$  en grandeur à l'aide de bobines correctrices.

On a, dans les deux cas, amélioré la précision des pointés, en amplifiant le signal par effet Abragam-Overhauser [2]. Il est à noter que les résultats obtenus par les deux méthodes, avec ou sans amplification Overhauser, sont parfaitement cohérents.

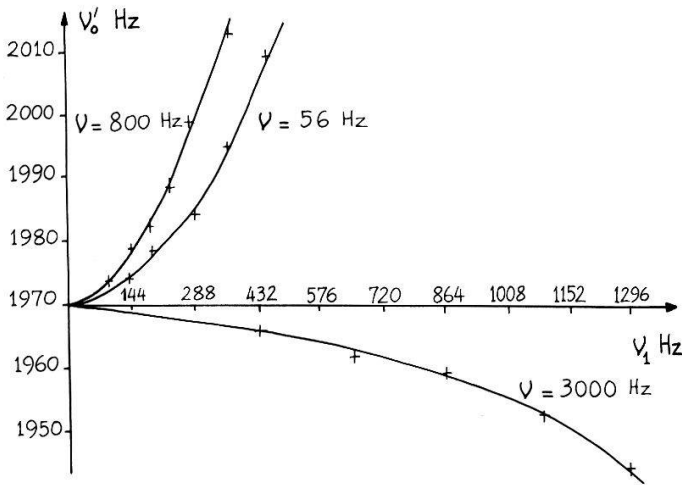


Figure 1  
 $\nu'_0$  en fonction de  $\nu_1$  ( $<1300$  Hz) pour  $\nu = 800, 56$  et  $3000$  Hz.

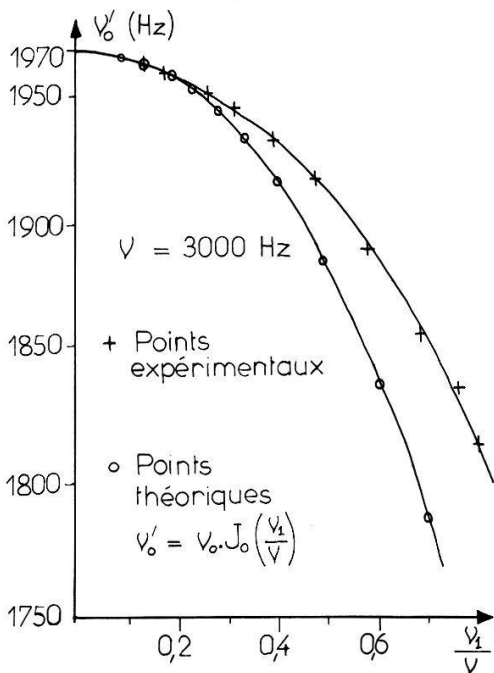


Figure 2  
 $\nu'_0$  en fonction de  $\nu_1/\nu$  pour  $\nu = 3000$  Hz,  $0 < \nu_1 < 2000$  Hz.

Les mesures ont été faites pour :

$$\nu = 3000, 800, 500, 200, 56, 30, 20, 12 \text{ Hz}$$

$\nu_1 =$  compris entre 0 et 2500 Hz.

La figure 1 dans laquelle on a porté  $\Delta\nu_0$  en fonction de  $\nu_1$  avec  $\nu$  comme paramètre donne les résultats expérimentaux les plus significatifs pour  $\nu_1 \leq 900$  Hz. La figure 2 donne pour  $\nu = 3000$  Hz une comparaison entre les résultats expérimentaux et la courbe théorique (voir plus bas) pour

$$0 \leq \nu_1 < 2000 \text{ Hz.}$$

## 2. Analyse théorique

### 1. $\nu > \nu_0$

J. H. Shirley [3] a étudié la solution de l'équation de Schrödinger lorsqu'un système à deux états est soumis à un fort champ oscillant. Lorsque  $\nu_0 \ll \nu$  ou  $(\nu\nu_1)^{1/2}$ , l'énergie des niveaux  $E$  est donnée par

$$E = n\nu - \frac{\nu_0}{2} J_0\left(\frac{\nu_1}{\nu}\right).$$

$J_0$  = fonction de Bessel d'ordre zéro,  $n$  = entier.

Un problème similaire a été étudié par Cohen-Tannoudji et al. [4] qui obtiennent pour le facteur de Landé d'atomes libres lorsque  $\nu \gg \nu_0$ .

$$g'_0 = g_0 J_0\left(\frac{\nu_1}{\nu}\right).$$

Cette expression est en excellent accord avec leurs résultats expérimentaux.

Nos résultats expérimentaux (fig. 2) sont en très bon accord (écart max. 2%) avec l'expression [5]

$$\nu'_0 = \nu_0 J_0\left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)$$

dérivée de l'expression plus haut pour les valeurs

$$\nu_0 = 1970 \text{ Hz, } \nu = 3000 \text{ Hz } 0 < \nu_1 < 2000 \text{ Hz.}$$

### 2. $\nu < \nu_0$

Nous avons fait une analyse du phénomène par la méthode approchée de Bloch et Siegert [6] et sommes conduits à l'expression (valable lorsque  $\nu_1 < \nu_0 - \nu$ )

$$\nu'_0 \simeq \nu_0 \left( 1 + \frac{\nu_1^2}{(\nu_0 + \nu)(\nu_0 - \nu)} \right).$$

Le tableau I résume les résultats.

Tableau I  
 Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques pour  $\nu < \nu_0$

$\nu = 20$ Hz			$\nu = 56$ Hz			$\nu = 800$ Hz		
$\nu_1$	$\nu'_0$ th.	$\nu'_0$ exp.	$\nu_1$	$\nu'_0$ th.	$\nu'_0$ exp.	$\nu_1$	$\nu'_0$ th.	$\nu'_0$ exp.
72	1970,7	1972	72	1970,7	1971,5	115,2	1972,0	1975
144	1972,6	1974	144	1972,6	1974,8	172,8	1974,5	1981
216	1975,9	1979,5	216	1975,9	1980	230,4	1978,1	1991
288	1980,5	1988	288	1980,5	1987	238	1982,6	2004
360	1986,5	2000	360	1986,5	1998	345,6	1988,2	2017

Etant donné la faible largeur de bande de l'appareil récepteur, nous n'avons pu obtenir les fréquences latérales  $\nu'_0 \pm n\nu$  prévues par la théorie que pour  $\nu < 30$  Hz.

Une meilleure approximation valable pour l'ensemble du domaine  $\nu \lesssim \nu_0$  est en cours d'élaboration.

## Remerciements

Les auteurs remercient M. Guenin<sup>2)</sup>, ainsi que MM Geneux (Lausanne), Cohen-Tannoudji (Paris) et Series (Reading) pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et les fructueuses discussions qui en ont résulté.

## Références

- [1] M. PACKARD et R. VARIAN, Phys. Rev. *93*, 941 (1954).
- [2] A. ABRAGAM, Phys. Rev. *98*, 1729 (1955).
- [3] J. H. SHIRLEY, Phys. Rev. *138*, B979 (1965).
- [4] C. COHEN-TANNOUDJI et S. HAROCHE, C.R. Acad. Sci. Paris *262*, 37 (1966); J. de Physique *30*, 153 (1969).
- [5] E. HILTBRAND, R. SECHEHAYE, B. BORCARD et G. J. BÉNÉ, C.R. Acad. Sci. B*277*, 531 (1973).
- [6] F. BLOCH et A. SIEGERT, Phys. Rev. *57*, 522 (1940).

<sup>2)</sup> Département de physique théorique de l'Université de Genève.

## Coriolis-Kopplung in axialsymmetrischen Molekülen

VON K. MÜLLER UND F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Der Einfluss der Coriolis-Kopplung in zweifach entarteten Vibrationen axial-symmetrischer Moleküle auf die Winkelautokorrelationsfunktionen wird theoretisch untersucht. Die Resultate werden angewendet auf experimentelle Korrelationsfunktionen einfacher axialer Moleküle, z.B.  $\text{CHCl}_3$ , in der Gasphase und im gelösten Zustand.

## Soft Acoustic Modes in Elastic Layers with Electrostatic Surface Forces

by R. K. WEHNER

(Laboratories RCA Ltd., 8048 Zurich)

and W. R. ROACH

(RCA Laboratories, Princeton/New Jersey)

Electrostatic forces due to surface charges are suited to induce mechanical instabilities of surfaces. On the basis of a detailed investigation of the electrostatic field near deformed conducting surfaces the acoustic modes of elastic layers are calculated. The critical modes and their relation to the surface modes are studied. The investigated effects are of technical interest for light valves and image projection systems.

## Optical Observations of Second Sound Resonances

by A. C. MOTA<sup>1)</sup> and J. L. OLSEN

(Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Laboratorium für Festkörperphysik,  
Zürich, Switzerland)

In the abstracts of a recent meeting of this society we announced [1] the observation of waves on the free surface of liquid helium II due to standing waves of second sound.

A description of the experimental method used showing photographs of such patterns in a cylindrical cavity has recently appeared [2].

The experimental work has continued using a cylindrical cavity exited at the axis, and it has been found that a wide range of resonance patterns can be seen. These patterns appear at clearly defined frequencies and a frequency change of less than 0.5% is sufficient to make them disappear. The problem of calculating the resonance frequencies for this case is similar to that solved by Lord Rayleigh for ordinary sound waves in a similar configuration. The frequencies are given by

$$J'_n(z) = 0,$$

with  $z = \omega R/c$ , where  $\omega$  is the angular frequency of the thermal wave,  $c$  the velocity of second sound, and  $J'_n$  is the first derivative of the Bessel function  $J_n$  of order  $n$ .

In Table I we show some observed resonance frequencies together with the corresponding values of  $z$  computed using an approximate second sound velocity at the initial temperature of observation. In addition the values of  $z$  for the zeros of  $J'_0(z)$ ,  $J'_1(z)$ , and  $J'_2(z)$  are shown. Further resonances up to *ca.* 15,000 Hz were observed. The slight discrepancy between the observed and calculated values of  $z$  are due to a gradual change of bath temperature during the experiment. More carefully controlled observations are in progress.

---

<sup>1)</sup> On leave of absence from the University of California, San Diego, La Jolla, California.



Table I

Heating frequency $\omega/4\pi$	$z_{\text{exp}}$	$z$ at zeros of		
		$J'_0(z)$	$J'_1(z)$	$J'_2(z)$
		0.00		
			1.84	
645	3.83	3.83		3.05
			5.33	
1182	7.02	7.02		6.71
1413	8.47		8.54	
				9.97
1702	10.2	10.2		
1939	11.7		11.7	
				13.2
2222	13.3	13.3		
2474	14.8		14.9	
2700	16.2			16.3
2751	16.5	16.5		
2295	17.9		18.0	
				19.5
3292	19.5	19.6		
3512	21.0		21.2	
3770	22.6			22.7
		22.8		
4035	24.2		24.3	
4281	25.7			25.8
		25.9		
4549	27.3		27.5	
4798	28.9			29.0
4844	29.0	29.0		
5063	30.4		30.6	
5316	31.9			32.1

The standing waves created in the surface by second sound differ fundamentally from those usually encountered on a liquid surface. Normally a standing wave has nodes where no motion is observed, and in between at the antinodes the surface moves between extreme levels above and below that of the nodes. The surface distortion caused by standing waves of second sound is upward at the second sound nodes but always downward to the antinodes. Thus the direction of the surface slopes in our case is the same at all times. A simple modification of the Schlieren technique employed has made it possible to verify this.

A more detailed account of this work is in preparation.

### Acknowledgments

We are very grateful to Mr. P. Caminada for his help with these experiments. This work was supported financially by the Schweizerischer Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

*References*

- [1] J. L. OLSEN, *Helv. Phys. Acta* **46**, 35 (1973).  
 [2] J. L. OLSEN, *Physica* **69**, 136 (1973).

**Non-Quadratic Vibrational Specific Heat Enhancement of Grains**

by H. P. BALTES<sup>1)</sup> and G. MAGENS

(Institut für Theoretische Physik II, Freie Universität Berlin, W. Germany)

and E. R. HILF

(Institut für Kernphysik, Technische Hochschule Darmstadt, W. Germany)

Refined asymptotic expansions, including surface and curvature terms of the thermodynamic functions of perfect gases enclosed in a finite box [1, 2], are not sufficient to describe the low-temperature behaviour of systems with less than a few hundred particles. As the energy level spacing  $\hbar\Delta\omega$  is no longer small compared to the thermal energy  $k_B T$ , the summation over eigenstates cannot be replaced by integration over an analytic density of states.

As an example we discuss the vibrational specific heat of small spherical particles with free surfaces in terms of a simplified elastic continuum model [3] using the scalar wave equation with Neumann boundary conditions. A refined analytical mode density would lead to the low-temperature specific heat

$$C_{\text{vib}} = c_3 T^3 + c_2 T^2 R^{-1} + \mathcal{O}(TR^{-2}) \quad (1)$$

where  $R$  denotes the radius of the spherical grain and where  $c_3$  and  $c_2$  are positive constants. Hence an enhancement  $\Delta C = C - C_{\text{bulk}}$  quadratic in temperature is predicted as the first-order correction. The result (1) is valid only in the temperature range  $\hbar\Delta\omega k_B^{-1} \ll T \ll \Theta_{\text{Debye}}$ , where  $\Delta\omega$  denotes the difference between two adjacent vibrational modes. If, however,  $\hbar\Delta\omega \approx k_B T$ , we calculate the non-quadratic enhancement

$$\Delta C = 3 \sum_l \sum_s \frac{(2l+1) x_{l,s}^2 \exp x_{l,s}}{4\pi R^3 k_B (\exp x_{l,s} - 1)^2} \quad (2)$$

with  $x_{l,s} = \hbar v a'_{l,s} / k_B T R$  where  $v$  denotes some effective sound velocity and where  $a'_{l,s}$  denotes the  $s$ th zero of the derivative of the  $l$ th spherical Bessel function.

The result (2) explains the non-quadratic specific heat enhancement measured recently [4] for free spherical lead and indium grains of 22 Å and 37 Å diameters at temperatures well below the superconducting transition temperature  $T_c$ , say  $T \lesssim T_c/2$ , where the electronic specific heat is negligible. In the normally conducting state, the size dependence of the electronic specific heat can be calculated by analogous, though more sophisticated, summations involving the Bessel zeros  $a_{l,s}$  in the case of spherical shape. A comprehensive study is in progress [5].

*References*

- [1] E. R. HILF, *Z. f. Naturf.* **25A**, 1190 (1970).  
 [2] H. P. BALTES, *Appl. Phys.* **1**, 39 (1973).

[3] E. W. MONTROLL, J. Chem. Phys. 18, 183 (1950).

[4] V. NOVOTNY, P. P. MEINCKE and J. H. WATSON, Phys. Rev. Lett. 28, 901 (1972), and preprint.

[5] H. P. BALTES and E. R. HILF, Solid State Comm. 12, 369 (1973); H. P. BALTES, G. MAGENS and E. R. HILF, to be published.

<sup>1)</sup> Permanent address: Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis 8 Gyr A.G., 6301 Zug, Switzerland.

## Verdampfung von Festkörpern bei Hohen Temperaturen EuTe

von E. KALDIS und A. SIMANOVSKIS

(Lab. f. Festkörperphysik, ETH-Z, 8049 Zürich)

Die Verdampfung von EuTe wurde gravimetrisch mit der Knudsen-Effusions- und der Langmuir-Methode der freien Verdampfung im Temperaturbereich von 1200–2050°C untersucht. Den Berechnungen wurde die dissoziative Sublimation  $\text{EuTe(f)} \rightleftharpoons \text{Eu(g)} + \text{Te(g)}$  zu Grunde gelegt. Lineare Interpolation der Meßwerte der Knudsen-Methode ergab nach Verfeinerung mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate die Dampfdruckgleichung  $\log P(\text{Torr}) = -1,92 \cdot 10^4 \cdot (1/T) + 9,53$  und die Enthalpie- und Entropie-Werte der Verdampfung  $\Delta H_{298}^0 = 182,0$  kcal/Mol,  $\Delta S_{298}^0 = 64,6$  cal/Mol grd. Eine formelle Berechnung des Verdampfungskoeffizienten  $\alpha = P_L/P_K$  ergab einen Wert von  $\sim 0,3$  (bei 1800°C), ein Hinweis dafür, daß der geschwindigkeitsbestimmende Schritt bei der Verdampfung die Oberflächenreaktion ist.

## Einige Experimente am Schmelzpunkt von Natrium

von E. LÜSCHER und G. FRITSCH

(Physik-Department, Technische Universität, München)

Wir berichten über das Verhalten thermodynamischer Größen von hochreinem Natrium am Schmelzpunkt (Temperaturauflösung 1 mK). Zusätzlich werden Resultate über Schallgeschwindigkeiten in den Hauptkristallrichtungen diskutiert. In einem Temperaturbereich von etwa 40 mK unterhalb des Schmelzbegins ergeben sich Abweichungen von dem bisher bekannten Verlauf. Es wird versucht, aufgrund der Lage der Metastabilitätsgrenzen eine Interpretation der Resultate im Rahmen eines Phasenübergangs erster Ordnung zu skizzieren.

## On the Interpretation of Phonon Transport Theory for Structural Phase Transitions

by W. HESS and R. KLEIN

(Fachbereich Physik der Universität Konstanz, D 775 Konstanz)

*Abstract.* The self-energy of a long-wavelength acoustic phonon, as calculated from phonon transport theory, is interpreted in terms of macroscopic quantities. It is shown that besides entropy fluctuations a frequency dependent viscosity arises from the variations of the phonon density away from a local thermodynamic equilibrium.

In order to describe light and neutron scattering from dielectrics at very low frequency transfer (quasi-elastic scattering) the phonon self-energy  $\pi(\mathbf{Q}, \Omega)$  must be known for low frequencies  $\Omega$ , such that  $\Omega\tau_t < 1$ , where  $\tau_t$  is the relaxation time for the

thermal phonon distribution [1]. This follows from the fact that the one-phonon light-scattering spectrum can be expressed in terms of the imaginary part of the one-phonon Green function

$$G(\mathbf{Q}\Omega) = \frac{2\omega_{\mathbf{Q}}}{\omega_{\mathbf{Q}}^2 - \Omega^2 + 2\omega_{\mathbf{Q}}\pi(\mathbf{Q}\Omega)}, \quad (1)$$

where  $\mathbf{Q}$  and  $\Omega$  are wave-vector and frequency transfer of the photon, so that  $\omega_{\mathbf{Q}}$  is the frequency of the phonon to which the light couples. Of particular interest are cases in which  $\omega_{\mathbf{Q}}$  is a soft phonon connected with a structural phase transition [2]. Several scattering experiments show that besides the softening of  $\omega_{\mathbf{Q}}$  in approaching  $T_c$  there is additional quasi-elastic scattering, diverging as  $T \rightarrow T_c$  (central peak). Therefore,  $\pi(\mathbf{Q}\Omega)$  for  $\Omega\tau_t < 1$  is needed, which is provided by phonon transport theory.

From the linear response of the interacting phonon system one can calculate how the occupation numbers  $n_{\mathbf{q}}$  of thermal phonons of mode  $\mathbf{q}$  change under the application of an external perturbation of wave-vector  $\mathbf{Q}$  and frequency  $\Omega$ , described by a deformation tensor  $u(\mathbf{Q}\Omega)$ . These changes  $\delta n_{\mathbf{q}}(\mathbf{Q}\Omega)$  can be derived from the solution of a Boltzmann-like transport equation, which also determines  $\pi(\mathbf{Q}\Omega)$ . The collision operator of the transport equation has four eigenfunctions belonging to conserved quantities. If one assumes that the three-phonon normal processes are infinitely fast ( $\tau_N = 0$ ) [1], the system of thermal phonons will immediately come into a local thermodynamic equilibrium. When an externally excited sound wave runs through the dielectric, the system of interacting thermal phonons will in this case instantly follow the local equilibrium corresponding to the local deformation and local entropy (or temperature) of the sound wave. But since in reality the thermal phonons need some time  $\tau_N$  to reach a local temperature, we have certain internal degrees of freedom (the  $\delta n_{\mathbf{q}}$ ) which lag behind and introduce an additional term in the self-energy of the sound wave phonons. In the case of light scattering from molecular fluids, such mechanisms are known to arise from internal vibrations of the molecules.

The Boltzmann equation was solved in a relaxation time approximation, including deviations from local thermodynamic equilibrium. Assuming a one-branch Debye model and representing the anharmonic coupling parameters by Grüneisen parameters  $\gamma_{\mathbf{q}}$ , the self-energy is given by [3]

$$\pi(\mathbf{Q}\Omega) = \frac{TC_V Q^2}{2\omega_{\mathbf{Q}}\rho} \left\{ -(\bar{\gamma}^2 - \bar{\gamma}^2) + \frac{1}{VC_V} \sum_{\mathbf{q}} c_{\mathbf{q}} \gamma_{\mathbf{q}} (\gamma_{\mathbf{q}} - \bar{\gamma}) \frac{\Omega}{\Omega - \mathbf{Q} \cdot \mathbf{v}_{\mathbf{q}} + i/\tau} - \bar{\gamma}^2 \frac{\omega_2^2 (\Omega + i/\tau) M_{11}(Q\Omega)}{(\omega_2^2 i M_{11}/\tau) - \Omega^2 - i\Omega\gamma(Q\Omega)} \right\} \quad (2)$$

$$VC_V \bar{\gamma}^n = \sum_{\mathbf{q}} c_{\mathbf{q}} \gamma_{\mathbf{q}}^n \quad (n = 1, 2) \quad (2a)$$

$$c_{\mathbf{q}} = \frac{\hbar^2}{kT^2} n_{\mathbf{q}} (n_{\mathbf{q}} + 1) \omega_{\mathbf{q}}^2 \quad (2b)$$

$$\omega_2 = cQ/\sqrt{3} \quad (2c)$$

$$\gamma(Q\Omega) = \frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_N} (\Omega + i/\tau) M_{11}(Q\Omega) \quad (2d)$$

$$M_{11}(Q\Omega) = \frac{3\hbar^2}{VC_V kT^2} \sum_q n_q(n_q + 1) \frac{(cq_x)^2}{\Omega - \mathbf{Q} \cdot \mathbf{v}_q + i/\tau}. \quad (2e)$$

Using equation (2) in (1), the scattering spectrum can be calculated. In this note an interpretation of the terms of the self-energy in terms of macroscopic quantities will be given, in particular it is shown that the contribution arising from the eigenfunctions of the collision operator, which represent deviations of the phonon density away from local thermodynamic equilibrium [4], can be expressed as a frequency-dependent viscosity.

The propagation of a sound wave is completely specified by the generalized elastic constant

$$c(\mathbf{Q}\Omega) = \frac{\rho}{Q^2} (\omega_Q^2 + 2\omega_Q \pi(\mathbf{Q}\Omega)). \quad (3)$$

In order to interpret the various terms of  $\pi(\mathbf{Q}\Omega)$  we compare this microscopic expression with a macroscopic one: The deformation field  $u(\mathbf{Q}\Omega)$  of the sound wave produces a stress

$$\sigma(Q\Omega) = \left. \frac{\partial \sigma}{\partial u} \right|_{n_q = \text{const}} u(Q\Omega) + \sum_q \left. \frac{\partial \sigma}{\partial n_q} \right|_{u=0} \delta n_q(\mathbf{Q}\Omega) \quad (4)$$

where the second part arises from the modulation of the occupation numbers of the thermal phonons by the sound wave. Since phonon transport theory expresses  $\delta n_q(\mathbf{Q}\Omega)$  and  $\pi(\mathbf{Q}\Omega)$  through the solution of the Boltzmann equation (1), we can compare equation (3) with the expression for  $c(\mathbf{Q}\Omega)$  which follows from (4). This gives the 'harmonic' elastic constant

$$c^{(0)} = \rho \omega_Q^2 / Q^2 = \left. \frac{\partial \sigma}{\partial u} \right|_{n_q} \quad (5a)$$

and the coupling parameters

$$\left. \frac{\partial \sigma}{\partial n_q} \right|_u = - \frac{\hbar}{V} \gamma_q \omega_q. \quad (5b)$$

Using the explicit solution of the Boltzmann equation, as obtained from the relaxation time approximation, we can decompose  $\delta n_q$  into two parts,  $\delta n_q(\mathbf{Q}\Omega) = \delta n_q^{(1)} + \delta n_q^{(2)}$ , such that if  $\delta n_q$  is used in the expression for the entropy fluctuations,  $\delta S(\mathbf{Q}\Omega)$ , only  $\delta n_q^{(1)}$  contributes.  $\delta n_q^{(2)}$  consists of a part which is finite in the limit  $\Omega\tau \rightarrow 0$  and which renormalizes  $c^{(0)}$  to  $c_s$ , the adiabatic elastic constant. The rest of  $\delta n_q^{(2)}$  is due to deviations away from local equilibrium. Following Mandelstam and Leontovich [5], one considers the differences in stresses, which an adiabatic sound wave ( $\delta S = 0$ ) produces in a general non-equilibrium situation and in local equilibrium (i.e.); this difference defines the second viscosity according to

$$\sigma(Q\Omega) - \sigma^{(1.e)} \equiv \eta(Q\Omega) \dot{u}(Q\Omega). \quad (6)$$

In this way we find

$$\eta(Q\Omega) = i \frac{T}{V} \sum_q c_q \gamma_q (\gamma_q - \bar{\gamma}) \frac{1}{\Omega - \mathbf{Q} \cdot \mathbf{v}_q + i/\tau} \quad (7)$$

and the phonon self-energy, equation (2), can now be expressed as

$$\pi(Q\Omega) = \frac{Q^2}{2\omega_Q \rho} \left\{ -TC_v(\bar{\gamma}^2 - \bar{\gamma}^2) - i\Omega\eta(Q\Omega) - T\bar{\gamma} \frac{\delta S(Q\Omega)}{u(Q\Omega)} \right\}. \quad (8)$$

When this result is used in equation (1) the one-phonon response has its resonance at the adiabatic frequency and has additional structure at lower frequencies from the terms in the self-energy arising from entropy fluctuations [1] and the viscosity.

A more detailed discussion of the viscosity term and its relation to the phonon viscosity as discussed in the general theory of thermoelasticity [6], as well as light scattering spectra calculated on the basis of equation (8), will be given elsewhere.

## Acknowledgments

The authors would like to thank J. Jäckle, N. Theodorakopoulos and R. K. Wehner for many helpful discussions.

## References

- [1] R. K. WEHNER and R. KLEIN, *Physica* **62**, 161 (1972).
- [2] See, for instance, *Proceedings of NATO Advanced Study Institute on Anharmonic Lattices, Structural Transitions and Melting, 1973*, edited by T. RISTE. To be published.
- [3] R. KLEIN, in Ref. 2.
- [4] Phonon density fluctuations of this type have first been considered in relation to structural transitions by R. A. COWLEY and G. J. COOMBS, *J. Phys. ; C: Solid State Phys.* **6**, 121, 143 (1973).
- [5] L. D. LANDAU and E. M. LIFSHITS, *Hydrodynamik* (Akademie-Verlag, Berlin 1971).
- [6] W. GÖTZE and K. H. MICHEL, *Phys. Rev.* **156**, 963 (1967); G. NIKLASSON, *Fortsch. Physik* **17**, 235 (1969).

## Soft Phonon Modes

by P. F. MEIER<sup>1)</sup>

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

The concept of a soft mode characterizes the rapid decrease in frequency of certain elementary excitations in solids as the temperature is changed towards a value where a phase transition takes place. A lot of inelastic scattering experiments (both light and neutron scattering) revealed an anomalous temperature behaviour of certain phonon frequencies as a characteristic feature of structural phase transitions. The term soft phonon is now used quite generally to describe any strong temperature dependence of phonon modes.

---

<sup>1)</sup> IBM Postdoctoral Fellow of the Institute for Theoretical Physics, University of Zurich, Switzerland.



Here we discuss the softening of phonon modes in the framework of a quasi-particle picture in analogy to the Landau theory for liquid He<sup>3</sup>. Instead of considering the energy levels  $\omega_k$  [with  $k = (\mathbf{k}, \lambda)$  denoting both wave-vector  $\mathbf{k}$  and polarization  $\lambda$ ] as the basic quantities we use the corresponding occupation numbers  $n_k$  to specify the state of the system. The energy density is thus expressed as a functional of  $n_k$  and the quasi-particle energies  $\omega_k$  are given by the functional derivative

$$\omega_k = \frac{\delta E}{\delta n_k}. \quad (1)$$

A change of  $n_k$  also influences the energies  $\omega_k$  corresponding to a quasi-particle interaction  $f$ :

$$f_{kk'} = \frac{\delta \omega_k}{\delta n_{k'}} = \frac{\delta^2 E}{\delta n_k \delta n_{k'}}. \quad (2)$$

In equilibrium, the occupation numbers are given by the Bose distribution function

$$n_k = [\exp(\beta \omega_k) - 1]^{-1} \quad (3)$$

with  $\beta = (k_B T)^{-1}$ . Since  $\omega_k$  is a functional of  $n_k$  equation (3) is a very implicit expression for  $n_k$ . The derivative of  $\omega_k$  with respect to temperature is given by

$$\frac{\partial \omega_k}{\partial T} = \sum_{k'} \frac{\delta \omega_k}{\delta n_{k'}} \frac{\partial n_{k'}}{\partial T} = \sum_{k'} f_{kk'} \frac{\partial n_{k'}}{\partial T}, \quad (4)$$

whereas (3) leads to

$$\frac{\partial n_k}{\partial T} = \beta n_k (n_k + 1) \left[ \frac{\omega_k}{T} - \frac{\partial \omega_k}{\partial T} \right]. \quad (5)$$

Introducing the integral operator  $I$  which acts on phonon variables  $r_k$  according to

$$I r_k = r_k + \sum_{k'} f_{kk'} \beta n_{k'} (n_{k'} + 1) r_{k'}, \quad (6)$$

one can formally solve the system of equations (4) and (5) which yields

$$\frac{\partial \omega_k}{\partial T} = (I - 1) I^{-1} \frac{\omega_k}{T}. \quad (7)$$

For vanishing quasi-particle interaction, i.e.  $f \equiv 0$ , we have  $I \equiv 1$  and  $\omega_k$  is independent of temperature. To obtain soft phonons we need a strong interaction. Therefore, we conclude that the softening of phonon modes is driven by an enhanced influence of the quasi-particle interaction.

For phonons, these concepts were first introduced by Götze and Michel [1] in connection with a phenomenological as well as a microscopic approach to phonon hydrodynamics (see [2] for further references). Applications to structural phase transitions have recently been discussed in Refs. [2]–[4]. In the framework of the so-called renormalized harmonic approximation one derives an integral equation for



the quasi-particle interaction which can be solved under simplifying approximations. In [4] it was shown that (7) then reads

$$\frac{\partial \omega_{\mathbf{k}}}{\partial T} = \frac{M}{\omega_{\mathbf{k}}}, \quad (8)$$

where  $M$  contains contributions from all phonon branches and is not expected to show a singular behaviour. We then conclude that if the critical temperature dependence of the soft mode  $\omega_{\mathbf{k}}$  can be described by some power law  $\omega_{\mathbf{k}} \sim (T - T_c)^s$  we should have  $s = \frac{1}{2}$ . This behaviour is indeed observed for various substances, even if  $T_c$  is very low (or negative in case of incipient transitions) where the usual theoretical explanation [5] which relies on a high-temperature expansion fails.

The above considerations have to be modified, however, to account for the effects of change of the unit cell of the crystal. Besides the temperature a further set of parameters is needed to specify the equilibrium state of the crystal, namely, a matrix describing the lattice structure which, for simplicity, is assumed here to be determined by some lattice constant  $a$ . Correspondingly, the energy density is a functional of both  $n_{\mathbf{k}}$  and  $a$ .

$$E = E[n_{\mathbf{k}}, a]. \quad (9)$$

This leads to a modification of (7) which now reads

$$\frac{\partial \omega_{\mathbf{k}}}{\partial T} = (I - 1) I^{-1} \frac{\omega_{\mathbf{k}}}{T} + I^{-1} \frac{\delta \omega_{\mathbf{k}}}{\delta a} \frac{\partial a}{\partial T}. \quad (10)$$

The temperature variation of  $\omega_{\mathbf{k}}$  is thus split into two contributions, one arises from the quasi-particle interaction and one from thermal expansion. Careful measurements allow a determination of each term separately (see e.g., [6]) showing that usually the second contribution is negative and smaller than the positive first term.

Microscopic expressions for  $f$  and  $\delta \omega_{\mathbf{k}}/\delta a$  can be obtained most easily using the concept of the renormalized pair potential which is given by the convolution of the pair-correlation function with the bare potential [4, 7]. The resulting integral equations, however, can only be solved approximately and a discussion of the phase transition which goes beyond a mean-field approximation is difficult. For simple models of structural transitions where the thermal expansion is neglected and quantity  $a$  corresponds to the order parameter we find quite generally that  $I^{-1} \delta \omega_{\mathbf{k}}/\delta a$  is proportional to  $a/\omega_{\mathbf{k}}$ . Thus, without solving the dynamic problem of the phase transition needed for an explicit evaluation of  $\partial \omega_{\mathbf{k}}/\partial T$  and  $\partial a/\partial T$ , we may draw from (10) the following conclusion. For  $T > T_c$  where  $a \equiv 0$  we should have  $\partial \omega_{\mathbf{k}}/\partial T > 0$ . For  $T < T_c$  the sign of the first term in (10) remains positive but  $\partial a/\partial T < 0$ . If then  $\partial \omega_{\mathbf{k}}/\partial T$  is negative and becomes critical we have

$$\frac{\partial \omega_{\mathbf{k}}}{\partial T} \sim \frac{a}{\omega_{\mathbf{k}}} \frac{\partial a}{\partial T}. \quad (11)$$

This shows that below  $T_c$  the soft-mode frequency and the order parameter have the same critical temperature dependence. For  $\text{SrTiO}_3$  this has recently been demonstrated by Steigmeier and Auderset [8] by comparing  $\omega_{\mathbf{k}}$  with EPR data of Müller and Berlinger [9].

These qualitative arguments have, of course, to be regarded cautiously and explicit numerical model calculations are desirable. Nevertheless, it is astonishing that – besides the well-known impact of the Landau theory for static critical phenomena – the quasi-particle interaction (another idea put forward by Landau) can be applied for a discussion of dynamic critical behaviour.

#### References

- [1] W. GOETZE and K. H. MICHEL, Phys. Rev. *156*, 963 (1967); *157*, 738 (1967); Z. Physik *223*, 199 (1969).
- [2] P. F. MEIER, Solid State Commun *13*, 967 (1973).
- [3] N. SZABO, Phys. kondens. Materie *15*, 102 (1972).
- [4] P. F. MEIER, to be published in *Local Properties at Phase Transitions*, Proc. 'Enrico Fermi' Summer School, Varenna, 1973, edited by K. A. MÜLLER and A. RIGAMONTI (Academic Press, New York).
- [5] W. COCHRAN, Adv. Phys. *18*, 157 (1969).
- [6] R. P. LOWDNES and A. RASTOGI, J. Phys. C *6*, 932 (1973); G. A. SAMARA and B. MOROSIN, Phys. Rev. B *8*, 1256 (1973).
- [7] H. BECK and P. F. MEIER, Z. Physik *247*, 189 (1971) and Refs. quoted therein.
- [8] E. F. STEIGMEIER and H. AUDERSET, Solid State Commun. *12*, 565 (1973).
- [9] K. A. MUELLER and W. BERLINGER, Phys. Rev. Letters *26*, 13 (1971).

### Effects of Fluctuations on the Peierls Transition

by M. J. RICE, W. R. SCHNEIDER and S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Center, Baden)

We present a theoretical model for the quasi-one-dimensional metal  $K_2(Pt(CN)_4 \cdot Br_3(H_2O))$ . To discuss the Peierls transition we include interchain coupling and the effects of fluctuations. We find that the transition temperature is strongly reduced compared to the molecular field value.

### Die Ladungsdichten der Valenzelektronen in halbleitenden Schicht- und Kettenstrukturen

von E. MOOSER, I. CH. SCHLÜTER and M. SCHLÜTER

(Laboratoire de Physique Appliquée EPF-Lausanne)

Ausgehend von Bänderrechnungen mit der empirischen Pseudopotential Methode haben wir die Ladungsdichten der Valenzelektronen in den halbleitenden Kristallen  $SnSe_2$ ,  $PbI_2$ ,  $GaSe$ ,  $Se$  und  $Te$  bestimmt. Aus der Diskussion der Resultate ergibt sich nicht nur eine Bestätigung, sondern auch eine Verfeinerung, der weitgehend auf chemischer Intuition beruhenden Valenzbindungstheorie der Halbleiter. Interessante Aufschlüsse erhält man über die Natur der Kräfte, welche zwischen den Schichten und Ketten wirksam werden, aus denen die untersuchten Materialien bestehen. Im Falle des Tellurs haben wir den Übergang von der trigonalen in die einfach kubische Modifikation auf der Rechenmaschine simuliert. Die bei dieser Phasenumwandlung vom Halbleiter zum Metal auftretenden Ladungsdichtenänderungen werden diskutiert.

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

von P. BOHAC, A. GÄUMANN und H. AREND

(Institut für Technische Physik und Laboratorium für Festkörperphysik der ETH  
Zürich, 8049 Zürich)

Bei der Suche neuer Ferroelektrika im Rahmen von  $\text{ABCl}_3$  Verbindungen wurden bei  $\text{RbCdCl}_3$  dielektrische Anomalien gekoppelt mit einer komplizierten Phasenfolge gefunden [1]. DTA-Untersuchungen des Phasendiagrammes des Systems  $\text{RbCl}-\text{CdCl}_2$  zeigten für  $\text{RbCdCl}_3$  nur eine reversible Umwandlung bei  $114^\circ\text{C}$  (tetragonal-kubisch). Das Auftreten einer orthorhombischen Phase mit einem unterschiedlichen Umwandlungsverhalten wurde nur in wasserhaltigen  $\text{RbCdCl}_3$ -Kristallen beobachtet.

### *Literatur*

[1] M. NATARAJAN und B. PRAKASH, *Phys. stat. sol.* (1), 4, K167 (1971).

## Electron-Optical Phonon Interaction in GaSe

by PH. SCHMID

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

In the layer compound GaSe, the charge carriers are strongly scattered by optical phonons. This is explained by the crystal structure of this compound. Group theoretical arguments show that one homopolar optical mode dominates the electron-phonon interaction.

The theoretical results are in agreement with experiment and afford an interpretation of the temperature dependence of energy gap and Hall mobility of holes.

## Spectres Raman et modes phononiques des cristaux mixtes $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$

par A. MERCIER et J. P. VOITCHOVSKY

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Les composés GaS et GaSe forment une série continue de cristaux mixtes  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$ . Leur structure est en couches, la symétrie d'une couche étant hexagonale. Le groupe de symétrie de ces cristaux diffère suivant le type d'empilement des couches les unes sur les autres. Nous avons mesuré la diffusion Raman d'un rayon laser par plusieurs cristaux mixtes correspondants à des valeurs de  $x$  différentes et observé que l'énergie des modes phononiques augmente lorsque la valeur de  $x$  croît. Certains modes sont actifs dans les composés mixtes, alors qu'ils sont inactifs dans le GaS ou le GaSe. Ces résultats sont discutés sur la base des représentations irréductibles des groupes de symétrie correspondants aux différents empilements possibles des couches du cristal.

## Exciton résonnant dans le sélénure de gallium

par J. P. VOITCHOVSKY et A. MERCIER

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Nous avons mis en évidence le rôle important que joue l'exciton résonnant dans la luminescence du GaSe à basse température. La nature résonnante de l'exciton a été attestée par les mesures d'absorption optique situant l'énergie des minima indirects de la bande de conduction au-dessous de l'état fondamental de l'exciton direct.

Des mesures de l'effet photovoltaïque fournissent également un argument en faveur de l'existence de cet état résonnant de l'exciton.

## Exziton-Polaritonen in Anisotropen Kristallen

VON G. HARBEKE

(Laboratories RCA Ltd., 8048 Zürich)

und E. TOSATTI

(Cavendish Laboratory, Cambridge, England)

Die Polaritonendispersion in anisotropen Kristallen wird für ein spezielles Modell der dielektrischen Funktion eines durch ein einachsiges Kristallfeld aufgespaltenen Exzitons berechnet. Für Wellenausbreitung entlang einer allgemeinen Richtung im Kristall tritt – verglichen mit dem kubischen Fall – eine zusätzliche propagierende Mode auf. Zur Berücksichtigung der räumlichen Dispersion (endliche Exzitonmasse  $m$ ) wird die Theorie von Hopfield und Thomas auf einachsige Kristalle erweitert. Die für verschiedene Werte von  $m$  und Dicke  $t$  der Hopfield-Schicht berechneten Reflexionskurven ermöglichen die Interpretation der in verschiedenen Konfigurationen an  $\text{PbI}_2$  gemessenen Spektren.

## Bose-Einstein Condensation of Free Excitons in AgBr

by W. CZAJA and C. F. SCHWERDTFEGER<sup>1)</sup>

(Laboratories RCA Ltd., Zurich, Switzerland)

AgBr has an indirect band gap [1], [2] similar to that of germanium, however, polar effects are found to be strong, the relevant coupling constants have been determined to be  $\alpha_h = 2.8$ ,  $\alpha_e = 1.6$  [3]. We have observed free exciton emission in non-intentionally doped pure AgBr [4] in the temperature range 1.45°K to 3.5°K upon excitation with a 200 W high-pressure mercury arc lamp. A typical spectrum is shown in the figure.

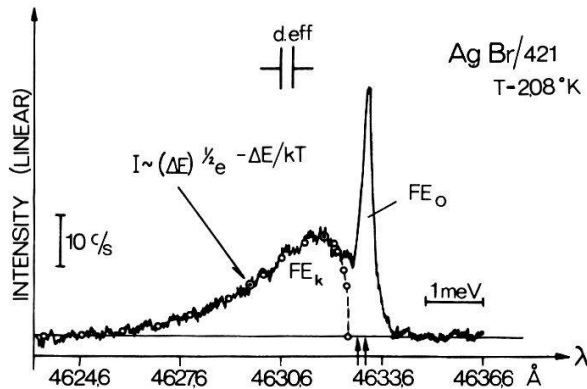
In the temperature region mentioned only the line  $FE_0$  shows a strong dependence of intensity on temperature, being practically unobservable at 3.2°K and showing some kind of saturation towards 1.5°K. All other emission remains independent of temperature over this range. In an attempt to interpret the observed spectrum, three possible

<sup>1)</sup> On leave of absence from the University of British Columbia, Vancouver, Canada.

explanations can be ruled out either on grounds of the position of the line  $FE_0$  and/or its width and/or the temperature dependence observed:

- condensation of excitons into electron-hole plasma drops,
- zero phonon emission of a bound exciton,
- emission due to dissociated bi-excitons.

The only consistent explanation which we can propose at present is that  $FE_0$  is an emission observed owing to the Bose-Einstein condensation of free excitons.



Such emission processes have been considered by Hanamura [5]. Quite recently it was suggested that Bose-Einstein condensation has been observed in a different, although related, system of excitonic molecules in CdSe [6].

More work is necessary to clarify the situation in AgBr.

#### References

- [1] F. BASSANI, R. S. KNOX and W. B. FOWLER, *Phys. Rev.* **137**, A1217 (1965).
- [2] P. M. SCOP, *Phys. Rev.* **139**, A934 (1965).
- [3] H. TAMURA and T. MASUMI, *Solid State Comm.* **12**, 1183 (1973).
- [4] We are grateful to Dr. P. Junod and the CIBA-GEIGY Fribourg for supplying us with these AgBr crystals.
- [5] EIICHI HANAMURA, *Solid State Comm.* **11**, 485 (1972).
- [6] H. KURODO, S. SHIONOYA, H. SAITO and E. HANAMURA, *J. Phys. Soc. Japan* **35**, 534 (1973); *Solid State Comm.* **12**, 533 (1973).

## Classification des états du biexciton en tenant compte de l'énergie d'échange<sup>1)</sup>

par F. BASSANI

(Istituto di Fisica, Università di Roma)

J.-J. FORNEY

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

et A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

### 1. Introduction

Plusieurs auteurs [1] ont publié récemment des calculs de l'énergie de liaison de la molécule excitonique dans les semiconducteurs. Il semble maintenant bien établi

<sup>1)</sup> Travail subventionné par le Fonds National de la Recherche Scientifique et par la Convention Inter-Cantonale Vaud-Neuchâtel-Genève pour l'Enseignement du 3e Cycle de la Physique en Suisse Romande (CICP).



que le système composé de deux électrons excités dans la bande de conduction et deux trous dans la bande de valence possède un état lié pour toutes les valeurs de  $\sigma = m_e/m_h$  ( $m_e$  et  $m_h$  sont les masses effectives des électrons de conduction et de valence respectivement). Ces calculs sont tous basés sur un hamiltonien modèle à 4 particules (2 électrons et deux trous), qui néglige complètement les effets d'échange à  $N$  électrons. L'objet de ce travail est de généraliser au cas du biexciton le traitement de l'énergie d'échange développé pour l'exciton par Onodera et Toyozawa [2]. Dans ce but nous construisons un système équivalent à 4 particules qui reproduit tous les effets d'échange à  $N$ -corps. En négligeant le couplage spin-orbite, nous pouvons classer les états possibles du biexciton en multiplets du spin total. Enfin nous discutons qualitativement les niveaux d'énergie du biexciton.

## 2. Fonctions d'onde et opérateurs à 4 particules

Pour décrire le biexciton nous introduisons les fonctions de base d'un espace de fonctions à 2 électrons et 2 trous :

$$\theta \begin{pmatrix} L & L' \\ M & M' \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(\varphi_L(\mathbf{r}_1) \varphi_{L'}(\mathbf{r}_2) - \varphi_{L'}(\mathbf{r}_1) \varphi_L(\mathbf{r}_2)) (\psi_M^*(\mathbf{r}_3) \psi_{M'}^*(\mathbf{r}_4) - \psi_{M'}^*(\mathbf{r}_3) \psi_M^*(\mathbf{r}_4)). \quad (1)$$

Les  $\varphi_L$  sont les fonctions de Bloch de la bande de conduction. Les  $\psi_M$  sont les fonctions de Bloch de la bande de valence. Les indices majuscules contiennent implicitement le spin.

Nous écrivons ensuite un hamiltonien effectif à 4 particules  $\mathcal{H}^{(4)}$  tel que ses éléments de matrice entre les fonctions du type (1) soient identiques à ceux de l'hamiltonien à  $N$  électrons dans la base des déterminants de Slater à  $N - 2$  électrons de valence et 2 électrons de conduction.

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{(4)} = h_1 + h_2 - h_3 - h_4 + \frac{e^2}{\epsilon} \left[ \frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{r_{34}} - \frac{1}{r_{13}} - \frac{1}{r_{14}} - \frac{1}{r_{23}} - \frac{1}{r_{24}} \right] \\ + V_{\text{ex}}^{13} + V_{\text{ex}}^{14} + V_{\text{ex}}^{23} + V_{\text{ex}}^{24} \end{aligned} \quad (2a)$$

On a :  $h_i \varphi_L(\mathbf{r}_i) = E_c(L) \varphi_L(\mathbf{r}_i)$  et  $h_j \psi_M(\mathbf{r}_j) = E_v(M) \psi_M(\mathbf{r}_j)$ .

La polarisation du cristal en présence du biexciton s'exprime par la constante diélectrique  $\epsilon$  qui écrante l'interaction de Coulomb. Les termes  $V_{\text{ex}}^{ij}$  rendent compte des effets d'échange avec les  $N - 2$  électrons de valence. On peut les interpréter comme opérateurs d'échange électron-trou et ils ont la forme [3] :

$$V_{\text{ex}}^{ij} \equiv \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \iint d^3 r'_i d^3 r'_j \delta(\mathbf{r}'_i - \mathbf{r}'_j) \frac{e^2}{\epsilon |\mathbf{r}'_i - \mathbf{r}_i|} \dots \quad (2b)$$

Les fonctions d'onde des électrons  $\varphi_L$  et des trous  $\psi_M^*$  sont représentés comme produits d'une fonction spatiale et d'une fonction de spin qui prend les valeurs  $\alpha$  (spin  $\uparrow$ ) et  $\beta$  (spin  $\downarrow$ ) :

$$\varphi_L(\mathbf{r}) = \varphi_l(\mathbf{r}) S(\mathbf{r}) \quad \text{et} \quad \psi_M^*(\mathbf{r}) = \psi_m^*(\mathbf{r}) s^*(r).$$

Pour les trous la fonction qu'on utilise est le conjugué complexe de la fonction qui caractérisait l'électron de valence avant d'être excité dans la bande de conduction.

Ainsi définies les fonctions d'onde, le spin total du système est décrit par l'opérateur:

$$\mathbf{T} = \tau_3 \otimes \tau_4 (\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_3 + \mathbf{S}_4) \tau_3^{-1} \otimes \tau_4^{-1}$$

où les  $\mathbf{S}_i$  sont les opérateurs de spin électronique habituels et  $\tau_j$  est l'opérateur de renversement du temps agissant sur les fonctions d'argument  $x_j$ . En particulier:

$$\tau_j \alpha^*(\mathbf{r}_j) = \beta(\mathbf{r}_j) \quad \text{et} \quad \tau_j \beta^*(\mathbf{r}_j) = -\alpha(\mathbf{r}_j).$$

On vérifie que l'opérateur  $\mathbf{T}$  agissant sur les combinaisons linéaires appropriées des  $\theta \begin{pmatrix} L & L' \\ M & M' \end{pmatrix}$  définies par (1) a les mêmes valeurs propres que l'opérateur du spin total

du système à  $N$ -électrons. Comme, en l'absence d'interaction spin-orbite, on peut séparer la partie de spin de la partie spatiale dans la fonction d'onde, on construit, à partir des 16 produits  $s_1(\mathbf{r}_1)s_2(\mathbf{r}_2)s_3^*(\mathbf{r}_3)s_4^*(\mathbf{r}_4)$  les fonctions propres  $|T, t\rangle$  de  $(\mathbf{T})^2$  et  $T_z$ . Elles se groupent en 6 multiplets:

$$2 \text{ singulets: } |0^{--}, 0\rangle, |0^{++}, 0\rangle$$

$$3 \text{ triplets: } |1^{+-}, t\rangle, |1^{-+}, t\rangle, |1^{++}, t\rangle \quad t = -1, 0, +1$$

$$1 \text{ quintuplet: } |2^{++}, t\rangle \quad t = -2, -1, 0, 1, 2.$$

Nous n'avons pas donné ici la forme explicite de ces fonctions, mais la notation utilisée révèle leurs propriétés de symétrie: les signes en exposant indiquent que la fonction de spin est symétrique (+) ou antisymétrique (-) par rapport à l'échange des deux électrons (1er signe) ou des deux trous (2e signe). Pour que la fonction totale soit antisymétrique, nous multiplions chaque fonction de spin par une partie spatiale aux symétries opposées. Ainsi les fonctions à 2 électrons et 2 trous auront la forme:

$$\left| \begin{matrix} l & l' \\ m & m' \end{matrix}, T^{\mu\nu}, t \right\rangle \equiv \Psi^{\bar{\mu}\bar{\nu}} \left( \begin{matrix} l & l' \\ m & m' \end{matrix} \right) \left| T^{\mu\nu}, t \right\rangle \quad (3)$$

où  $\bar{\nu} \equiv -\nu$ ,  $\bar{\mu} \equiv -\mu$  et  $\Psi^{\bar{\nu}\bar{\mu}}$  est l'une des 4 combinaisons de fonctions de Bloch:

$$\frac{1}{2}(\varphi_l(\mathbf{r}_1) \varphi_{l'}(\mathbf{r}_2) \pm \varphi_{l'}(\mathbf{r}_1) \varphi_l(\mathbf{r}_2)) (\psi_m^*(\mathbf{r}_3) \psi_{m'}^*(\mathbf{r}_4) \pm \psi_{m'}^*(\mathbf{r}_3) \psi_m^*(\mathbf{r}_4)).$$

### 3. L'équation du biexciton

Puisque l'hamiltonien  $\mathcal{H}^{(4)}$  ne couple pas les différents états  $|T^{\nu\mu}, t\rangle$ , nous construisons la fonction d'onde du biexciton de vecteur d'onde total  $\mathbf{Q}$  comme combinaison linéaire des fonctions de base (3), appartenant à un état de spin donné:

$$\Phi(\mathbf{Q}, T^{\nu\mu}, t) \equiv \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} A^{\bar{\nu}\bar{\mu}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}) \Psi^{\bar{\nu}\bar{\mu}} \left( \begin{matrix} -\mathbf{k} + \frac{\mathbf{q}}{2} + \frac{m_e}{M} \mathbf{Q}, & \mathbf{k} + \frac{\mathbf{q}}{2} + \frac{m_e}{M} \mathbf{Q} \\ \mathbf{k}' + \frac{\mathbf{q}}{2} - \frac{m_h}{M} \mathbf{Q}, & -\mathbf{k}' + \frac{\mathbf{q}}{2} - \frac{m_h}{M} \mathbf{Q} \end{matrix} \right) |T^{\nu\mu}, t\rangle. \quad (4)$$

A partir de l'équation aux valeurs propres:  $\mathcal{H}^{(4)} \Phi(\mathbf{Q}) = E(\mathbf{Q}) \Phi(\mathbf{Q})$  on obtient de manière analogue à ce qu'on fait pour l'exciton [4], les équations qui déterminent les



transformées de Fourier des  $A^{\nu\mu}$  dans l'approximation de la masse effective. Elles ont la forme:

$$\{\Delta E_{cv}(\nabla_{\mathbf{r}}, \nabla_{\mathbf{r}'}, \nabla_{\mathbf{R}}, \mathbf{Q}) + U(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{R}) + \sum (T^{\nu\mu}) U_{\mathbf{ex}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{R}) - E(\mathbf{Q})\} F^{\bar{\nu}\bar{\mu}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{R}) = 0 \quad (5)$$

où

$$F^{\nu\mu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{R}) \equiv \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} \exp [i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}' + \mathbf{q} \cdot \mathbf{R})] A^{\nu\mu}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}).$$

Avec le choix d'indices fait dans (4), nous avons:

$$\mathbf{r} \equiv \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1, \quad \mathbf{r}' \equiv \mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_3 \quad \text{et} \quad \mathbf{R} \equiv (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4)/2.$$

De plus, le vecteur d'onde  $\mathbf{Q}$  est associé au mouvement du centre de masse:

$$\mathbf{R}_0 \equiv \frac{m_e}{M}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) + \frac{m_h}{M}(\mathbf{r}_3 + \mathbf{r}_4), \quad M = 2(m_e + m_h).$$

Les  $F^{\nu\mu}$  peuvent être considérées comme les fonctions enveloppe du biexciton. Les indices  $\nu\mu$  indiquent leurs propriétés de symétrie par rapport à l'échange des électrons ( $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ ) et des trous ( $\mathbf{r}' \rightarrow -\mathbf{r}'$ ).  $\Delta E_{cv}$  résulte du remplacement de  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k}'$  et  $\mathbf{q}$  par  $-i\nabla_{\mathbf{r}}$ ,  $-i\nabla_{\mathbf{r}'}$  et  $-i\nabla_{\mathbf{R}}$  dans les deux différences d'énergie de bande qui représentent les énergies cinétiques des 4 particules.  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{R})$  est la somme des potentiels de Coulomb entre les 4 particules et coïncide avec le potentiel utilisé jusqu'ici pour le biexciton [1]. Le terme supplémentaire provenant des termes (2b) peut s'écrire:

$$\begin{aligned} \sum (T^{\nu\mu}) U_{\mathbf{ex}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{R}) = \sum (T^{\nu\mu}) J \left\{ \delta \left( \mathbf{R} + \frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2} \right) + \delta \left( \mathbf{R} + \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{2} \right) \right. \\ \left. + \delta \left( \mathbf{R} - \frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2} \right) + \delta \left( \mathbf{R} - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (6a)$$

où  $J$  est la même intégrale d'échange que pour l'exciton. On peut la prendre constante si l'on suppose que les deux paires électron-trou sont créées par la lumière et ont donc un vecteur d'onde transverse [cf. réf. 2, équ. (2.4)].

Enfin le terme d'échange est affecté, pour chaque multiplet, d'un facteur numérique  $\sum (T^{\nu\mu})$ , qui provient du produit scalaire des fonctions de spin sous l'effet des opérateurs  $V_{\mathbf{ex}}^{ij}$  (2b). Ces facteurs valent:

$$\begin{aligned} \sum (0^{++}) = 3/2, \quad \sum (0^{--}) = \sum (1^{+-}) = \sum (1^{-+}) = \frac{1}{2} \\ \sum (1^{++}) = 1, \quad \sum (2^{++}) = 0 \end{aligned} \quad (6b)$$

#### 4. Discussion

Si l'on néglige les termes d'échange électron-trou (6), les quatre  $F^{\nu\mu}$  sont les solutions, de symétries appropriées, de la même équation aux valeurs propres qui a été résolue pour l'état le plus bas [1]. Pour l'ensemble des états possibles, on peut faire les considérations suivantes:

Dans la limite  $\sigma = (m_e/m_h) \ll 1$ , qui correspond à la molécule d'hydrogène  $H_2$ ,  $F^{++}$  et  $F^{+-}$ , symétriques par rapport à l'échange des deux électrons, ont l'énergie la plus basse. Elles sont confondues dans l'approximation de Heitler-London qui fixe les deux noyaux. Si on permet aux noyaux de vibrer, on voit que les niveaux d'ordre pair du spectre de vibration de la molécule (et en particulier l'état fondamental) correspondent à  $F^{++}$  et les niveaux impairs à  $F^{+-}$ . Leur écart d'énergie est de 0,04 Rydberg (0,54 eV) pour  $H_2$  et augmente proportionnellement à  $(m_p/m_h)^{1/2}$ ,  $m_p$  étant la masse du proton. Dans la limite opposée  $\sigma \gg 1$ , ce sont  $F^{++}$  et  $F^{-+}$  qui forment les états les plus bas. Pour  $\sigma = 1$ ,  $F^{+-}$  et  $F^{-+}$  doivent avoir la même énergie.

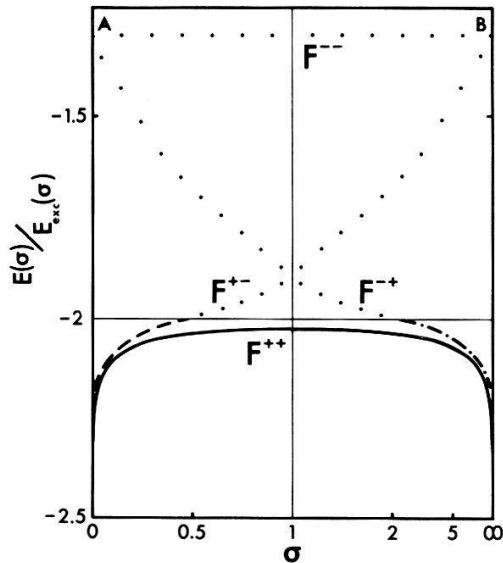


Figure 1  
Schéma qualitatif de  $E(\sigma)/E_{\text{exc}}(\sigma)$  en fonction de  $\sigma$  avec

$$E_{\text{exc}}(\sigma) = \frac{m_e e^4}{2(1 + \sigma) \hbar^2 \epsilon^2} = \text{énergie de liaison de l'exciton.}$$

*Etats liés  $E < -2$*

- a) ——— énergie de l'état fondamental selon Brinkman et al. [1] correspondant à la fonction  $F^{++}$ .
- b) - - - - énergie correspondant à  $F^{+-}$ .
- c) - · - · - énergie correspondant à  $F^{-+}$ .

*Energies de répulsion  $E > -2$*

Extrapolations donnant grossièrement l'énergie de répulsion entre deux excitons pour les diverses configurations. Le point A donne l'énergie de répulsion de deux atomes H dans la configuration triplet à la distance d'équilibre de la molécule  $H_2$ . Le point B est l'analogue de A pour  $\sigma \rightarrow \infty$ .

A partir des résultats de Brinkman et al. [1] pour l'énergie de la molécule excitonique en fonction de  $\sigma$  (résultats valables pour  $F^{++}$ ), et des calculs pour la molécule  $H_2$ , qui donnent aussi l'énergie de  $(F^{--}, F^{-+})$ , nous avons tracé sur la figure 1 un schéma qui représente l'énergie des différents états du biexciton, en fonction de  $\sigma$ . Les courbes se réfèrent à la distance d'équilibre dans l'état lié. On voit que les états décrits par  $F^{+-}$  et  $F^{-+}$  ne seront liés que dans un domaine limité de  $\sigma$ , et que l'état  $F^{--}$  n'est jamais lié.

Enfin, les contributions de l'échange électron-trou introduisent une séparation supplémentaire entre les énergies de répulsion correspondant aux fonctions de spin

$|0^{++}\rangle$ ,  $|1^{++}\rangle$  et  $|2^{++}\rangle$  associées à  $F^{--}$ . Les trois autres états  $|0^{--}\rangle$ ,  $|1^{+-}\rangle$  et  $|1^{-+}\rangle$  associés respectivement à  $F^{++}$ ,  $F^{-+}$  et  $F^{+-}$  sont déplacés, en première approximation, de la même énergie  $J/2$ . Comme pour le cas de l'exciton, cette contribution d'échange n'affecte que les états tels que  $|\bar{F}(\rho = 0)|^2 \neq 0$  où  $\rho$  est l'une des 4 distances électron-trou:  $\mathbf{R} \pm (\mathbf{r} \pm \mathbf{r}')/2$ .

Il est important de noter que, dans les substances pour lesquelles il existe des estimations théoriques numériques de  $J$  [3] et de l'énergie de liaison du biexciton [1], on constate que ces deux énergies sont comparables. Par conséquent, les corrections d'échange introduites ici sont essentielles pour la comparaison avec l'expérience.

#### Références

- [1] W. F. BRINKMAN, T. M. RICE et B. BELL, Phys. Rev. B8, 1570 (1973); O. AKIMOTO et E. HANAMURA, Solid State Comm. 10, 253 (1972).
- [2] Y. ONODERA et Y. TOYOZAWA, J. Phys. Soc. Japan 22, 833 (1967).
- [3] P. ROHNER, Phys. Rev. B3, 433 (1971).
- [4] Cf réf. 2, équ. (1.6) et (1.3).

### Einfluss eines Magnetfeldes auf die Wechselwirkung von Triplet-Exzitonen in dotierten Anthrazenkristallen

VON M. CHABR, J. FÜNFSCILLING, V. V. TSCHARNER und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Angewandte Physik der Universität Basel)

Bei der Annihilation von zwei Triplet-Exzitonen in Anthrazenkristallen wird der energetisch höher gelegene Singlettzustand angeregt, der unter Emission der verzögerten Fluoreszenz in den Grundzustand übergeht. In dotierten Kristallen wird neben der Wirtfluoreszenz auch die verzögerte Gastfluoreszenz beobachtet. Wir haben die Abhängigkeit der verzögerten Fluoreszenz von der Richtung und von der Feldstärke eines Magnetfeldes in mit Tetrazen (Gast) dotierten Anthrazenkristallen (Wirt) für Wirt und Gast gemessen. Durch das Magnetfeld wird sowohl die Wirt-Wirt wie auch die Wirt-Gast Exzitonen Annihilation beeinflusst. Die Resultate geben Auskunft über die Orientierung der Gastmoleküle im Anthrazenkristall und über die Kinetik der Triplet-Exzitonen in dem untersuchten System.

### Optische Eigenschaften von GdS, GdSe, GdTe und LaS

VON G. GÜNTHERODT und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich, 8049 Zürich, Hönggerberg)

Die Reflektivität von Einkristallen der Gd-Chalkogenide und von LaS wurde bei Zimmertemperatur im Spektralgebiet von  $40 \mu\text{m}$  bis  $12 \text{ eV}$  gemessen. Die optischen Konstanten wurden mittels der Kramers-Kronig Analyse bestimmt. Durch diese Analyse konnte eine Kopplung der Plasmaresonanz der Leitungselektronen mit optischen Interbandübergängen und der dominante  $d$ -Charakter des Leitungsbandes nachgewiesen werden. Die Beiträge der Leitungselektronen und der Interbandübergänge zur Dielektrizitätsfunktion wurden separiert. Die 'gekoppelte' Plasmaresonanz

zeigt eine stark Verschiebung von etwa 3 eV nach 1 eV mit zunehmendem Atomgewicht der Anionen, was einer abnehmenden Ladungsträgerkonzentration entspricht. Eine analoge Verschiebung wurde für verschiedene Stöchiometrien der Proben gefunden, d.h. von Anion-Fehlstellen zu Kation-Fehlstellen. Die Position des 4f-Niveaus in GdS ergab sich durch Vergleich mit LaS zu 9 eV unterhalb  $E_F$ .

### Brechungsindex und Doppelbrechung von Alkalihyperoxiden

von M. BÖSCH, R. HOFMANN und W. KÄNZIG

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Brechungsindizes, Doppelbrechung und Dispersion im sichtbaren Spektralbereich wurden gemessen bei Zimmertemperatur an Einkristallen von  $\text{NaO}_2$ ,  $\text{KO}_2$  und  $\text{CsO}_2$  mit Hilfe der Interferenzmethode von Jamin-Lebedeff.  $\text{KO}_2$  und  $\text{CsO}_2$  sind optisch einachsig mit hoher Doppelbrechung. Der Tensor der elektrischen Polarisierbarkeit des  $\text{O}_2^-$ -Molekül-Ions wurde berechnet auf Grund eines Punktdipolmodells. Ein Sellmeier-Oszillator-Modell wurde an die Dispersionsdaten angepasst.

### Forced Rayleigh Scattering

by D. W. POHL, S. E. SCHWARZ<sup>1)</sup> and V. IRNIGER

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon-ZH)

A sensitive Rayleigh-scattering technique has been developed which combines the advantages of stimulated and classical scattering. Forward Rayleigh scattering (3 mrad angular separation) in NaF was observed between 300 and 20°K. The scattered intensity varies by more than four orders of magnitude within this temperature interval. Quantitative agreement with theoretical values based on the Landau-Placzek theory is found for  $T > 80^\circ\text{K}$ . Scattering rates considerably larger than expected are found for lower temperatures.

<sup>1)</sup> Present address: Dept. Electrical Engineering and Computer Sciences, University of California, Berkeley, Calif. 94720, USA.

### Magnetooptische Untersuchungen am Zweidimensionalen Ferromagnet ( $\text{CH}_3\text{NH}_3$ )<sub>2</sub> $\text{CuCl}_4$

von H. AREND und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich, 8049 Zürich, Hönggerberg)

( $\text{CH}_3\text{NH}_3$ )<sub>2</sub> $\text{CuCl}_4$  ist ein zweidimensionaler Heisenberg Ferromagnet mit  $S = 1/2$ , insofern als die  $\text{Cu}^{2+}$  Ionen in einer Schichtstruktur angeordnet sind. Die Spins liegen dabei in den Schichten und benachbarte Schichten koppeln ferromagnetisch. An

grossen, unverzwilligten Einkristallen wurde die optische Absorption von 6 eV bis  $40\mu$  Photonenergie gemessen. Der Uebergang bei der Absorptionskante im Grünen und eine Linie bei  $0,8\mu$  werden dem Cu Ion zugeschrieben, während ein linienreiches Spektrum im IR dem organischen Radikal zuzurechnen ist. Beim Abkühlen zeigen sich starke thermochromische Effekte, jedoch keine Anomalie bei  $T_c = 8$  K. Der natürliche lineare Dichroismus weist ebenfalls keine Anomalie bei tiefen Temperaturen auf. Anders dagegen der Faraday Effekt und der lineare magnetische Dichroismus. Für  $H \rightarrow O$  misst man offenbar in beiden Fällen dynamische Spinfluktuationen mit einem Maximum bei  $T_c$ , für grössere Felder als ein  $H_c$  dagegen die Magnetisierung. Für  $T > T_c$  und  $H \rightarrow O$  findet man einen kritischen Exponenten der Suszeptibilität von 1,75, was einem 2-dimensionalen Ising Modell entspricht.

### Vektoreffekt der Photoemission aus EuO

von P. COTTI und P. MUNZ

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich, 8049 Zürich, Hönggerberg)

Bei der schiefen Einstrahlung von Licht auf einen Photoemitter können die beiden Komponenten des elektrischen Feldes (senkrecht und parallel zur Einfallsebene des Lichtes) mit sehr unterschiedlicher Wirksamkeit zur Auslösung von Photoelektronen beitragen. Dieser sogenannte Vektoreffekt ist bei EuO für Photonenergien in der Nähe der Schwellenenergie sehr stark ausgeprägt. Er kann nur teilweise durch polarisationsabhängige Reflexionsverluste erklärt werden und liefert deshalb Information über den Mechanismus der Photoemission aus EuO.

### Beobachtung Magnetisch nicht gesättigter Oberflächenschicht auf Polykristallinem $\text{Eu}_3\text{P}_2$ und EuS Unterhalb der Curie-Temperatur

VON M. CAMPAGNA, K. SATTLER und H. C. SIEGMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich, 8049 Zürich, Hönggerberg)

Die Messung der Spinpolarisation  $P$  von Photoelektronen aus  $\text{Eu}_3\text{P}_2$ - und EuS-Schichten in Funktion des äusseren Magnetfeldes  $H$  bei  $4,2^\circ\text{K}$  zeigt die Existenz einer magnetisch nicht gesättigten Oberflächenschicht bei einer Temperatur  $T = T_c/6$  b.z.w.  $T = T_c/4$ . Die Kurven  $P(H)$  können mit Hilfe von Oberflächen-Spinaustauschstreueung erklärt werden. Die Messungen an Schichten stehen mit denjenigen an reinen und dotierten EuO-Einkristallen im Einklang.

### Crystal Structure of High Temperature Silver Iodide

by W. BÜHRER and W. HÄLG

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, CH-5303 Würenlingen, Switzerland)

Silver iodide is trimorphic at atmospheric pressure. Both a hexagonal ( $\beta$ -AgI) and a cubic face-centred structure ( $\gamma$ -AgI) can co-exist up to  $147^\circ\text{C}$ , where they convert to a high-temperature body-centred cubic modification ( $\alpha$ -AgI) with statistically

distributed silver atoms and high ionic conductivity. We studied a powder specimen of  $\alpha$ -AgI by neutron diffraction methods at 195 C. The results of the present experiment disagree with the X-ray work of Stroock [1], [2].

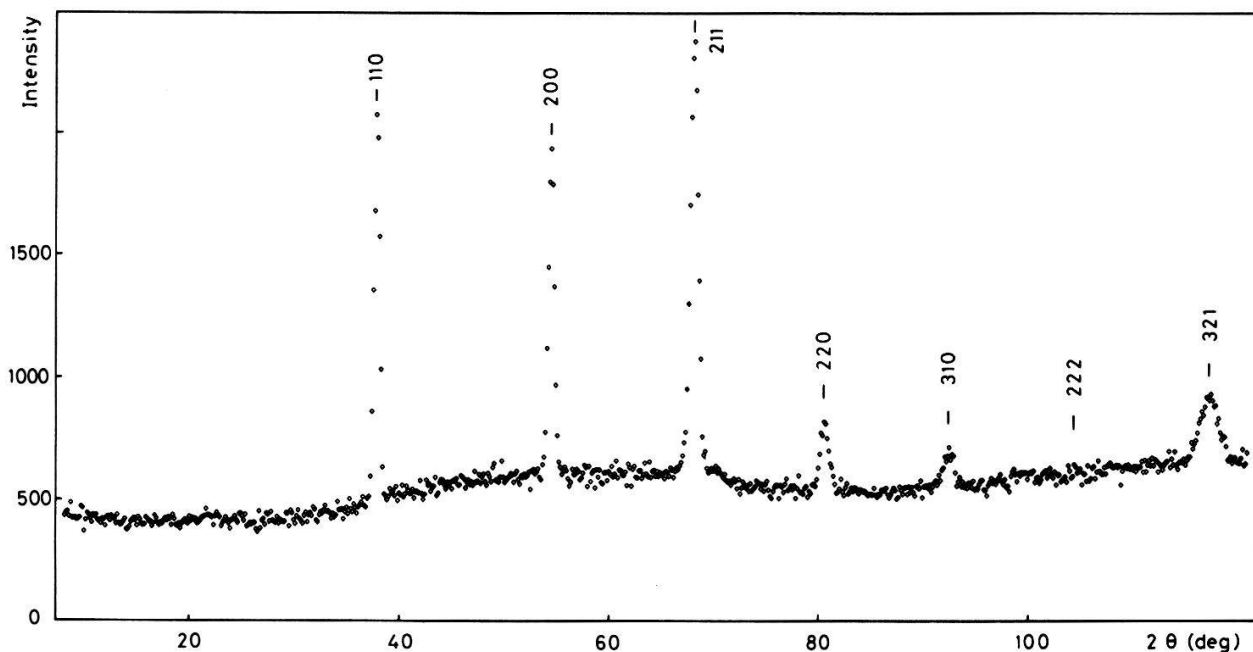


Figure 1

Measured neutron diagram of  $\alpha$ -AgI at 195 C;  $\lambda_0 = 2.32 \text{ \AA}$ .

Figure 1 shows the measured neutron diagram out to  $\sin\theta/\lambda = 0.37$ . The oscillations in the background are remarkable, indicating short-range order (liquid-like behaviour of the silver atoms), and the high Debye-Waller factor, reducing the (321)-reflection (multiplicity = 48) to a small peak. The data have been analysed by the profile method. Starting with the Stroock parameters (silver on positions  $b$ ,  $d$ , and  $h$  of space group  $Im\bar{3}m$ ), the refinement process gave a very large temperature factor for the silver atoms on the  $b$  positions. Together with geometric and coordination arguments (almost no space for the Ag atoms, only two nearest neighbours), it seems unlikely that these  $b$  positions are occupied. Consequently the other parameters were re-examined, leading to a different arrangement for the silver atoms. The best fit was obtained with a statistical distribution of the silver atoms on the 24-g sites  $(x, 0, 1/2)$ , with  $x = 0.193$ ). The values of the parameters are given in Table I.

The lattice constant is denoted by  $a$ . The parameters  $B_j$  appear in the Debye-Waller factor  $\exp[-B_j(\sin\theta/\lambda)^2]$ ; they are very large and correspond to mean ionic

Table I

Structural parameters of AgI at 195 C (space group  $Im\bar{3}m$ , silver atoms statistically distributed on the 24-g sites  $(x, 0, 1/2)$ )

$a$ [ $\text{\AA}$ ]	$5.068 \pm 0.001$
$x$	$0.193 \pm 0.001$
$B_{\text{Ag}}$ [ $\text{\AA}^2$ ]	$12.06 \pm 0.37$
$B_{\text{I}}$ [ $\text{\AA}^2$ ]	$7.93 \pm 0.21$
$RW_{\text{profile}}$	0.10
$R_{\text{nuclear}}$	0.05



displacements of 0.46 and 0.30 Å<sup>2</sup> for silver and iodine respectively.  $RW_p$  and  $R_n$  measure the goodness of fit for the profile and the integrated intensities. The  $B$ -values for silver and iodine suggest that the atomic displacements may be caused not only by the thermal vibrations but also by the disordered structure. Therefore we propose the following model for  $\alpha$ -AgI: The two silver atoms per unit cell are statistically distributed on the 24-g sites with equal probability; around the occupied positions the iodine lattice is distorted; the silver atoms can easily change places, and the mean iodine-silver configuration is represented by the oscillations in the background intensity. Thus the picture of a liquid-like state of silver atoms in an iodine lattice, as proposed by Stroock, seems to be reasonable.

Experiments at higher temperatures have been performed, but the still increasing Debye-Waller factors lead to a strong decrease in intensity at high scattering angles, making a structure determination, using powder specimens, impossible.

#### References

- [1] L. W. STROCK, Z. Phys. Chemie (B) 25, 441 (1934).
- [2] L. W. STROCK, Z. Phys. Chemie (B) 31, 132 (1936).

## Einfluss von Gasverunreinigungen auf die supraleitenden Eigenschaften von Niobium

VON J. LAMMER, E. POSADA, L. RINDERER

(Institut für Experimentalphysik, Universität Lausanne)

und H. HAHN

(National Laboratory, Brookhaven)

An drahtförmigen Niobproben wurden die Magnetisierungskurven im longitudinalen Magnetfeld zwischen 2°K und der kritischen Temperatur gemessen. Die Proben waren verschiedenen Wärmebehandlungen im Hochvakuum unterzogen worden und anschliessend mit Sauerstoff bzw. Stickstoff begast worden.

Die aus den kritischen Feldern gerechneten Suszeptibilitätswerte  $K_1$ ,  $K_2$  werden mit Messungen im niederfrequenten Magnetfeld verglichen, die zur Bestimmung der Oberflächen-Supraleitfähigkeit dienen.

Den Einfluss der Gasbehandlung auf die Suszeptibilität der Oberfläche und in der Gesamtprobe, sowie auf das Restwiderstandsverhältnis versuchen wir mit Hilfe bestehender Theorien zu interpretieren.

## Pinning Effect of Josephson Junction

by T. YAMASHITA and L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Using an analogous model of a Josephson junction, magnetic field  $H$  dependences of critical current  $I_c$  were analysed. The model consisted of a line of many small pendulums along a flexible rubber string. For a small junction,  $H-I_c$  characteristics



became Fraunhofer pattern. By analogy with the pinning effect of a type II superconductor, those of the Josephson junction were analysed for a long junction compared to Josephson penetration length  $\lambda_J$ . It was found that  $I_c$  increases by introducing a pinning center.

## **Interaction of the Vortex Lattice with a Periodic Pinning Configuration in Superconducting Films**

by O. DALDINI, P. MARTINOLI, J. L. OLSEN

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

and G. BERNER

(AFIF, ETH, Zürich)

In a recent communication<sup>1)</sup> we described a photoresistive technique to produce superconducting films with periodically modulated thickness. This method has been further improved and we are now able to obtain modulation periods,  $\lambda_g$ , of the order of  $1 \mu$  in granular Al layers. These film structures represent well-defined pinning configurations whose interaction with vortex lines can be investigated by measuring the critical currents  $I_c$  as a function of the magnetic field  $H$ . When  $\Lambda(T) > \lambda_g$ , where  $\Lambda(T)$  is the penetration depth, several peaks appear in the  $I_c(H)$  curves at characteristic values,  $H_n$ , of  $H$ .  $H_n$  satisfies the relation  $H_n = \varphi_0 / (\lambda_g/n)^2$ , where  $n$  is an integer characterizing the harmonic content of the thickness modulation. For  $\Lambda(T) < \lambda_g$ , the peaks disappear and the  $I_c(H)$  curves show a monotonic behaviour. We interpret these results as evidence for a matching effect between a two-dimensional vortex lattice, where each line carries one flux quantum, and the one-dimensional pinning structure. The quantitative behaviour of the  $I_c(H)$  curves is discussed on the basis of a simple model.

---

<sup>1)</sup> SPS – Spring session 1973.

## **Supraleitung in bistabilen Widerständen**

von A. MOSER und H. ROHRER

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon-ZH)

GaAs Schottky Dioden zeigen nach einem Formierprozess (elektrischer Durchbruch) das Verhalten eines bistabilen Widerstandes, wobei sowohl der hochohmige als auch der metallene Zustand im stromlosen Zustand stabil sind [1]. Der metallene Zustand zeigt unterhalb 6–8°K partielle oder vollständige Supraleitung je nach Art des verwendeten Schottkykontaktes (Rh, Ni, Pb). Die supraleitenden Eigenschaften des stromtragenden Filaments werden diskutiert und Schlüsse auf dessen Struktur und Schaltmechanismus gezogen.

### *Literatur*

[1] A. MOSER, Appl. Phys. Lett. **20**, 244 (1972).

## **Etude des propriétés élastiques du palladium**

par C. WEINMANN et S. STEINEMANN

(Institut de physique expérimentale de l'Université de Lausanne)

Nous analysons les diverses contributions au comportement des modules élastiques dans le cas général des métaux de transition paramagnétiques. Parmi ces effets, la contribution d'énergie de bande électronique est analysée sur la base d'un modèle de potentiel de déformation dont les valeurs peuvent être obtenues à partir des corrélations avec la susceptibilité magnétique. Une autre contribution à la variation des modules élastiques avec la température provient de l'anharmonicité. Le cas particulier du Pd est présenté. Les diverses contributions aux modules élastiques peuvent être obtenues séparément à partir des mesures à haute température et sous pression hydrostatique. Les résultats sont discutés et permettent d'obtenir la valeur des constantes de Grüneisen.

## **Modules élastiques d'alliages de Pd-Rh et Pd-Ag sous pression hydrostatique et à haute température**

par C. WEINMANN, S. STEINEMANN

(Institut de physique expérimentale de l'Université de Lausanne)

et E. WALKER

(Institut de physique de la matière condensée de l'Université de Genève)

Les modules élastiques d'alliages de Pd-Rh et Pd-Ag préparés par l'un de nous ont été mesurés entre 295 et 850°K ainsi que sous pression hydrostatique jusqu'à 7000 kg/cm<sup>2</sup>. Les diverses contributions aux modules élastiques ainsi obtenues expérimentalement sont présentées et analysées en fonction de la contribution de bande électronique selon le modèle de potentiel de déformation et en fonction de l'anharmonicité.

## **Maximum de frottement intérieur dépendant de l'amplitude dans l'or recristallisé**

par T. JALANTI, M. MONDINO et B. VITTOZ

(Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

La recristallisation est l'ensemble de phénomènes caractérisés par le changement de la structure granulaire et la modification de propriétés mécaniques d'un cristal écroui puis recuit au dessus d'une température déterminée. Elle est accompagnée par de fortes variations de frottement intérieur [1] consécutives à une diminution des contraintes internes et à un réarrangement du réseau de dislocations.

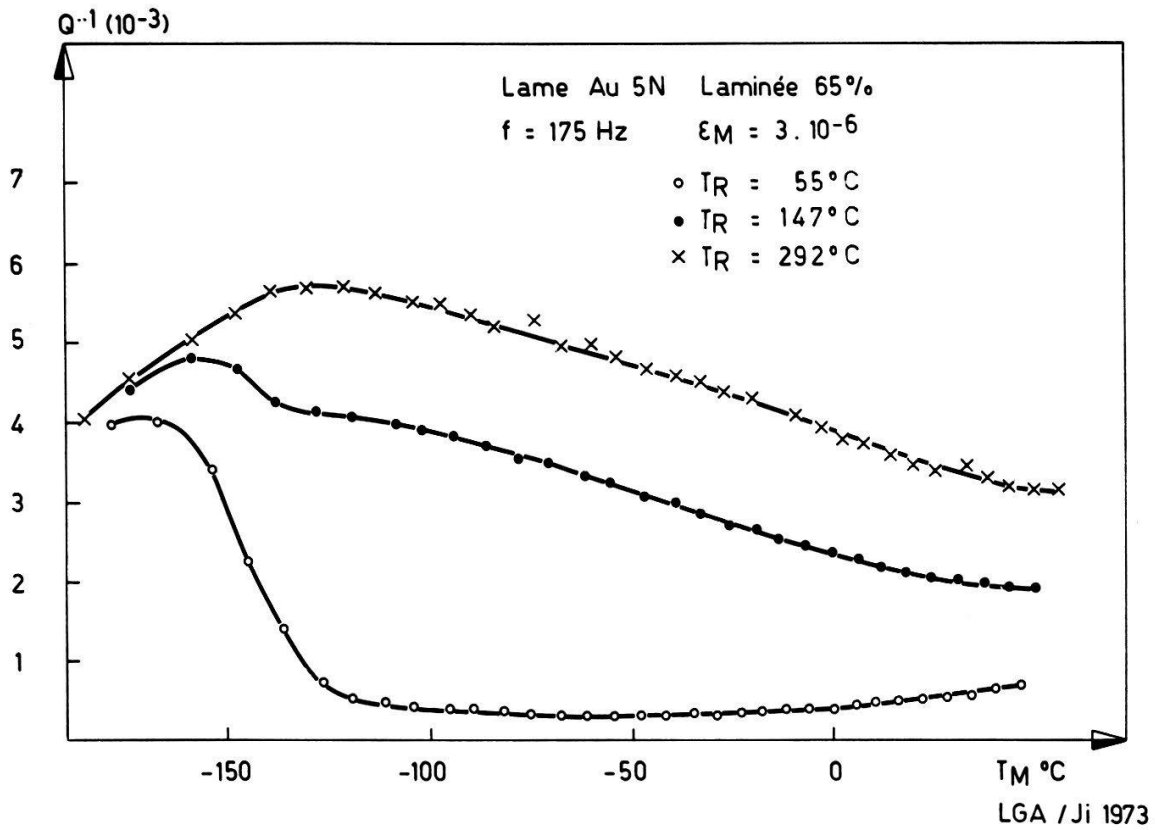


Figure 1

Frottement intérieur dans l'or écroui, en cours de recristallisation ( $T_R = 147^\circ \text{C}$ ) et recristallisé ( $292^\circ \text{C}$ ) mesuré en fonction de la température.

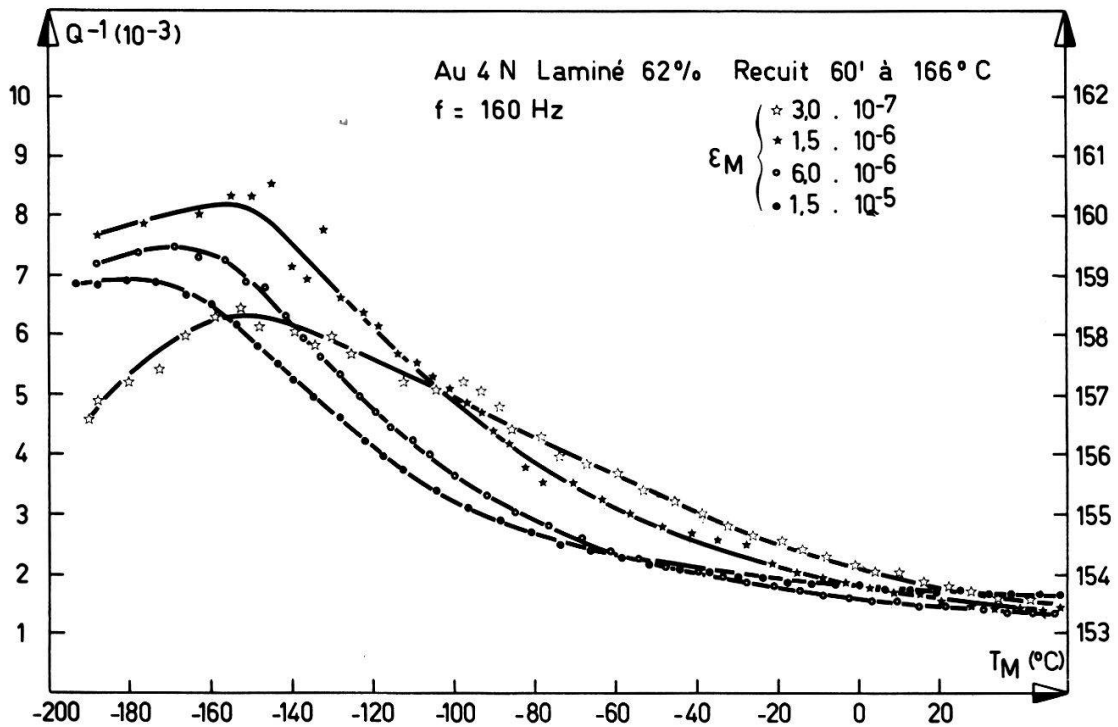


Figure 2

Frottement intérieur mesuré en fonction de la température pour quatre amplitudes de vibration différentes, métal recristallisé après fort écrouissage (62%).

Nous avons effectué des mesures de frottement intérieur sur des lames d'or contenant 100 ppm d'argent, vibrant en flexion (une extrémité encastrée) dans la gamme de fréquences 100–500 Hz. Les échantillons ont été écrouis par laminage à température ambiante après un recuit de 4 heures à 880°C.

Le frottement intérieur mesuré en fonction de la température (Fig. 1) montre que le pic de Bordoni est présent dans le métal écroui et disparaît ensuite au cours de la recristallisation en même temps qu'apparaît un nouveau pic très large. Ce fait a déjà été décrit par les auteurs [2] et un phénomène semblable a été observé dans le nickel par Sommer et Beshers [3].

Nous avons observé une forte influence de l'amplitude de vibration  $\epsilon_M$  de l'échantillon sur le comportement de ce maximum.

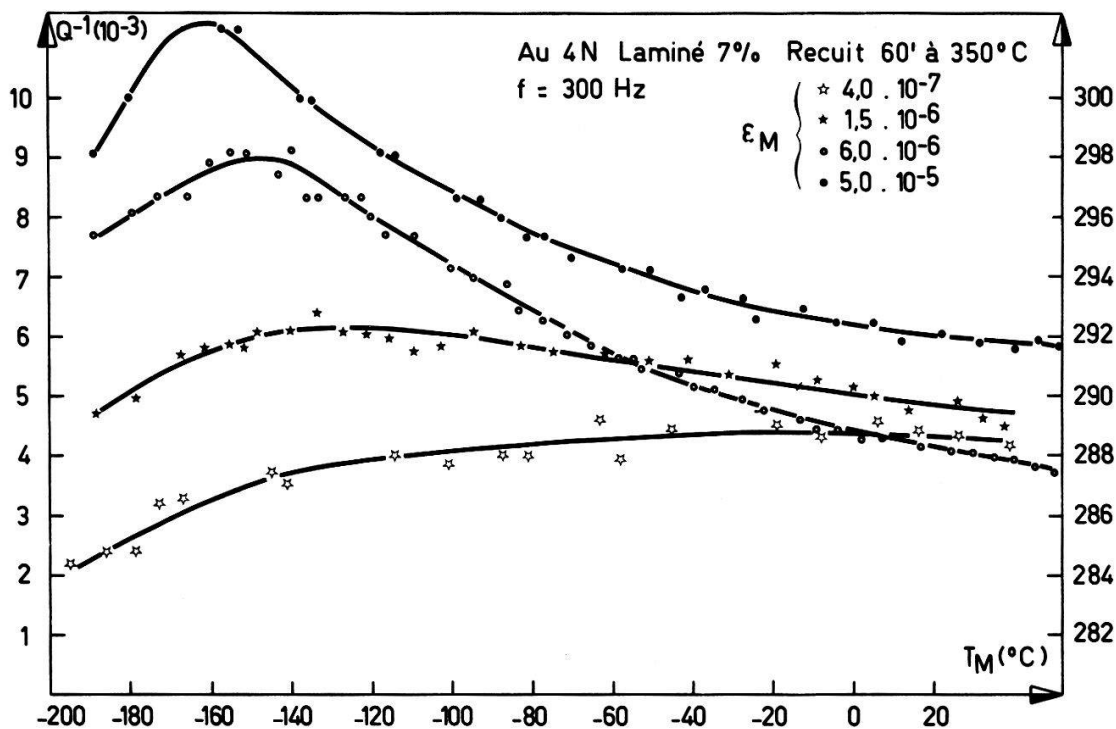


Figure 3

Frottement intérieur mesuré en fonction de la température pour quatre amplitudes de vibration différentes, métal recristallisé après faible écrouissage (7%).

Pour un échantillon fortement laminé (62% de diminution d'épaisseur), l'évolution de la hauteur du maximum n'est pas monotone avec la croissance de l'amplitude de vibration (Fig. 2): elle commence par croître fortement, puis décroît légèrement. Par contre, pour un échantillon faiblement laminé (7% de diminution d'épaisseur), la hauteur du maximum croît toujours avec l'amplitude de vibration (Fig. 3).

Pour ces deux échantillons, on observe une décroissance de la température du maximum lorsque l'amplitude de vibration augmente.

Dans le métal recristallisé, les dislocations sont moins denses et plus libres que dans le métal écroui, elles peuvent toutefois être épinglées par des impuretés, des amas d'autres défauts ponctuels. Le maximum observé peut s'expliquer avec le modèle de Granato et Lücke [4]: il serait dû à une hystérèse mécanique lors d'un processus de désépinglage-réépinglage.

Le réseau de dislocation dans le métal fortement écroui et recristallisé serait alors suffisant pour arrêter le mouvement d'une dislocation désépinglée, tandis que dans le métal faiblement écroui la dislocation peut continuer à migrer et recommencer plusieurs fois le cycle réépinglage-désépinglage et créer un frottement intérieur croissant avec l'amplitude.

#### Références

- [1] A. ISORÉ, Thèse EPFL, 1973.
- [2] T. JALANTI, M. MONDINO et B. VITTOZ, *Helv. Phys. Acta* (à paraître).
- [3] A. W. SOMMER et D. BESHES, *J. Appl. Phys.* 37, 4603 (1966).
- [4] A. GRANATO et K. LÜCKE, *J. Appl. Phys.* 27, 583 (1956).

### **Etude de la restauration des défauts ponctuels aux stades II et III de la résistivité dans des échantillons d'or ecrouis et irradiés par des mesures de frottement intérieur et d'anomalie de module**

par O. MERCIER, A. ISORÉ et W. BENOIT<sup>1)</sup>

(Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

Les défauts d'irradiation d'un métal disparaissent après des recuits effectués aux températures des stades I à IV de restauration de la résistivité [1]. Deux modèles qui seront appelés (A) et (B) dans ce texte s'opposent en ce qui concerne les types de défauts disparaissant aux différents stades.

Le stade I s'interprète par l'annihilation des paires de Frenkel proches et pour le modèle (A) par la migration à trois dimensions de l'interstitiel, suivie de la formation d'amas de défauts (di-interstitiels ou interstitiels piégés aux impuretés), tandis que pour le modèle (B) il s'interprète par la migration à une dimension de l'interstitiel 'crowdion'.

Le stade II s'interprète par la formation d'amas d'interstitiels ou par la disparition des interstitiels piégés par les impuretés.

Le stade III s'interprète par la restauration des paires de Frenkel éloignées. Dans le modèle (A), cette restauration est due à la migration de la lacune (pour l'aluminium, le platine et éventuellement l'or) ou d'un autre défaut lacunaire (pour l'argent, le cuivre, le nickel et éventuellement l'or).

Dans le modèle (B) et pour tous les métaux c.f.c., c'est la migration de l'interstitiel-haltère (dumb-bell) qui intervient.

---

<sup>1)</sup> Actuellement professeur invité à Institut für Theoretische und Angewandte Physik, Universität Stuttgart.



Le stade IV s'interprète par la restauration des amas de type lacunaire pour le modèle (A) et par la restauration des lacunes pour le modèle (B).

Les mesures anélastiques d'échantillons d'or, irradiés à basse température, aux électrons ou aux neutrons, permettent de mettre en évidence des pics, appelés pics  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  de Hasiguti [2], [3]. Le modèle le plus probable du pic  $P_2$  est basé sur un mécanisme de migration de défauts ponctuels, migration perpendiculaire à la dislocation [4]. L'énergie de relaxation du pic est alors égale à l'énergie de migration du défaut ponctuel.

Les mesures ont montré que la croissance du pic s'effectue au cours du stade II, simultanément à un épinglage des dislocations; cela signifie que des défauts ponctuels migrent vers les dislocations et interagissent avec elles. La décroissance du pic a lieu à la fin du stade II et au début du stade III, simultanément à un désépinglage des dislocations; les défauts ponctuels disparaissent des boucles de dislocation, soit par migration le long des dislocations, soit par annihilation avec des défauts de type contraire.

Les pics  $P_1$  et  $P_3$  pourraient s'expliquer par un mécanisme de migration de défauts ponctuels le long de la dislocation. Dans ce cas, l'énergie de relaxation des pics est approximativement égale à la moitié de l'énergie de migration dans le réseau du défaut ponctuel. Les mesures ont montré que la croissance du pic  $P_1$  s'effectue au cours du stade III, simultanément à un léger désépinglage des dislocations. La décroissance des deux pics a lieu à la fin du stade III et au cours du stade IV, simultanément à un épinglage des dislocations. Le pic  $P_3$  disparaît avant le pic  $P_1$  [5]. L'évolution de ces pics s'explique par la migration vers les dislocations des défauts ponctuels, responsables de leur formation. Dans une première phase, ces défauts désépinglent les dislocations par annihilation des défauts préexistants sur ces dislocations, et dans une deuxième phase, ils réépinglent les dislocations par formation d'amas.

Après irradiation les pics de Hasiguti dans le cuivre ont été également mis en évidence par Keefer et Vitt [6], König et al. [7], et dans l'aluminium par Fantozzi et al. [8]. Les irradiations ont été faites aux électrons et aux particules  $\alpha$  pour le cuivre, aux électrons pour l'aluminium.

Comparons ces résultats avec les modèles de restauration décrits au début de l'article. On peut expliquer le pic  $P_2$  par une interaction de l'interstitiel avec le champ de la dislocation. Si ce modèle rend bien compte des propriétés du pic  $P_2$ , il implique par contre la migration d'un défaut de type interstitiel au cours du stade II, ce qui est contraire au modèle B. En outre, ce modèle peut difficilement expliquer l'évolution de deux pics ( $P_1$  et  $P_3$ ) au stade III, puisqu'il suppose que seul l'interstitiel migre au cours de ce stade.

Avec le modèle (A), le pic  $P_2$  est expliqué par la migration perpendiculaire d'un défaut de type interstitiel (amas d'interstitiels). Ce défaut épingle les dislocations au cours du stade II, il disparaît par migration le long de la dislocation à la fin du stade II.

Les pics  $P_1$  et  $P_3$  sont expliqués par la migration de la bilacune et de la lacune, migration parallèle à la dislocation. Au début du stade III, ces défauts provoquent un désépinglage des dislocations par annihilation des amas d'interstitiels restants, et, à la fin du stade III et au stade IV, ils produisent un épinglage des dislocations par formation d'amas immobiles.

En conclusion, en admettant pour les pics de Hasiguti un modèle basé sur l'interaction de défauts ponctuels mobiles avec les dislocations, on montre que le modèle de restauration des défauts ponctuels basé sur la migration de défauts lacunaires au stade III est le plus probable. Mais plusieurs questions subsistent, en particulier la création de bilacunes par irradiation aux électrons semble difficile à justifier.



*Références*

- [1] W. SCHILLING, *Vacancies and Interstitials in Metals* (North-Holland, Amsterdam, 1969), p. 255.
- [2] B. BAYS, W. BENOIT et P.-A. GRANDCHAMP, *J. de Phys.* 32, C2-55 (1971).
- [3] O. MERCIER, W. BENOIT, P. MOSER, G. FANTOZZI, J. PEREZ et P. GOBIN, Fifth Int. Conf. on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Crystalline Solids, Aachen, 1973.
- [4] O. MERCIER, A. ISORÉ et W. BENOIT, Fifth Int. Conf. on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Crystalline Solids, Aachen, 1973.
- [5] W. BENOIT, *Mém. Sci. Rev. Mét.* 66, 763 (1969).
- [6] D. KEEFER et R. VITT, *Acta Met.* 15, 1501 (1967).
- [7] D. KÖNIG, J. VÖLKL et W. SCHILLING, *Phys. Stat. Sol.* 7, 577 (1964).
- [8] G. FANTOZZI, J. PEREZ, W. BENOIT, P. MOSER et Z. KABSCH, *Radiation Effects* (à paraître).

**Effet Kondo de l'ytterbium dilué dans des alliages or-argent**

par Y. TALMOR et J. SIERRO

(DPMC, Université de Genève)

Un article sera publié prochainement.

**Comportement magnétique des éléments 3d dilués dans le titane, le zirconium ou l'hafnium**

par R. TOURNAIRE et J. SIERRO

(DPMC, Université de Genève)

Un article sera publié prochainement.

**Résistivité électrique et susceptibilité magnétique du cérium dilué dans des alliages d'yttrium-scandium**

par D. ROULET, E. C. SANZ, P. DONZÉ, J. SIERRO et A. TREYVAUD

(DPMC, Université de Genève)

Un article sera publié prochainement.

## Magnetisches und nichtmagnetisches Ce in flüssigen Legierungen

VON L. SCHLAPBACH

(Lab. für Festkörperphysik ETH, 8049 Zürich)

Festes Ce erfährt unter Druck oder bei tiefer Temperatur und auch in einigen intermetallischen Verbindungen einen Phasenübergang vom magnetischen in den nichtmagnetischen Zustand, verbunden mit einem partiellen Uebergang des  $4f$ -Elektrons ins  $5d$ -Band.

Wir berichten über Messungen der magnetischen Suszeptibilität flüssiger Legierungen des Ce mit normalen Metallen verschiedener Wertigkeit und mit  $3d$ - und  $4d$ -Uebergangsmetallen. In Legierungen mit Co [1], Ni und Rh wurde ein Uebergang des Ce in den nichtmagnetischen Zustand festgestellt. Der Uebergang kann als Druckeffekt, begünstigt durch die grosse Differenz der Elektronegativität beider Legierungskomponenten, interpretiert werden.

### Literatur

[1] P. A. DORIOT, H.-J. GÜNTHERODT und L. SCHLAPBACH, Phys. Letters 37A, 213 (1971).

## Magnetic Properties of Tb-Dy Alloys

by G. MEIER, A. H. MILLHOUSE and P. FISCHER

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

To be published in Solid State Commun.

## Magnetisches Phasendiagramm von $GdVO_4$

VON W. BECHER, H. KALBFLEISCH und K. MELCHIOR

(Phys. Inst. Univ. Karlsruhe, West-Germany)

Die magnetische Suszeptibilität von  $GdVO_4$  wurde in Abhängigkeit von Temperatur und Magnetfeld untersucht. Das magnetische Phasendiagramm der Substanz wurde vollständig vermessen. Die Néel-Temperatur ergibt sich zu  $T_N = 2,47$  K. Die kritischen Felder bei  $T = 0$  K sind:  $H_c^1 = 10,8$  kOe (antiferromagnetische  $\rightarrow$  flop-Phase) und  $H_c^2 \approx 20$  kOe (flop  $\rightarrow$  paramagnetische Phase). Die Anisotropie- und Austauschfelder werden angegeben.

## Atomic Ordering and Magnetic Properties of Vanadium–Nickel and Vanadium–Cobalt A15-type Compounds

by R. M. WATERSTRAT<sup>1, 3</sup>), B. DICKENS<sup>1</sup>), J. E. COX<sup>2</sup>) and A. TREYVAUD<sup>3</sup>)

Neutron diffraction powder patterns were obtained from the vanadium–nickel and vanadium–cobalt A15-type compounds at room temperature. For  $V_3Co$ , a pattern was also obtained at 4.2 K. The results indicate that the vanadium atoms occupy the atom-chains (A-sites) while the nickel and cobalt atoms are located on the b.c.c. lattice (B-sites) to the maximum extent permitted by the alloy composition. No long-range ferro- or antiferromagnetic ordering was observed in  $V_3Co$  at 4.2 K and neither of these compounds is apparently a superconductor or ferromagnetic above 15 mK. Magnetic susceptibility data will also be presented.

---

<sup>1</sup>) National Bureau of Standards, Washington, D.C.

<sup>2</sup>) Naval Research Laboratory, Washington, D.C.

<sup>3</sup>) Département de physique de la matière condensée, Genève.

## La stabilité de la phase A15 et ses propriétés électroniques dans les alliages Mo–X et Cr–X

par R. FLÜKIGER et A. PAOLI

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

La redétermination des limites de la phase A15 dans les systèmes binaires Mo–X et Cr–X nous a permis d'établir certaines régularités dans la position de cette phase par rapport aux phases voisines. Si X est un élément de transition, la limite riche en Mo ou en Cr se situe près de  $e/a = 6,5$ : la phase A15 n'est parfois stable qu'à moins de 75% de Mo ou de Cr; les chaînes n'étant plus complètes, le caractère linéaire de la structure A15 est perdu: une description selon le modèle de Labbé-Friedel est exclue. Les systèmes pseudobinaires Mo–Ir–Re et Mo–Pt–Re ont été étudiés afin d'extrapoler le domaine de phase A15 métastable dans le binaire Mo–Re: celui-ci se situe près de la composition équi-atomique, tandis que la température supraconductrice dépasse 10°K. Nous avons déterminé le paramètre d'ordre cristallin des alliages binaires et sa variation en fonction de la température.

## Détermination des diagrammes de phase V–Os par des mesures de la résistivité électrique à haute température et de la température de transition supraconductrice

par C. P. SUSZ et R. FLÜKIGER

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

Le domaine d'existence de la phase A15 du système V–Os est stable à haute température et se décompose eutectoïdiquement à 1580°C (cas unique avec Mo–Pt pour les phases A15).

Ces travaux nous ont incité à préciser le diagramme de phase complet par des mesures de résistivité électrique jusqu'à une température de 1800°C, de la température de transition supraconductrice  $T_c$  car toutes les phases sont supraconductrices, et par des mesures des constantes réticulaires. Les résultats sont confirmés par les observations métallographiques, les microduretés et par microsonde.

Ce système est particulièrement intéressant car la phase Al5 est stable près de la composition équiatomique et que le maximum de  $T_c$  (5,6°K) est atteint pour l'alliage le plus riche en Os (51% at Os). Ce comportement est certainement dû à l'influence des électrons  $d$  sur les chaînes, mais aussi sur les sites cubiques.

## Observation du facteur Debye-Waller anisotrope du vanadium dans $V_3Si$

par J.-L. STAUDENMANN

(Département de Physique de la Matière Condensée et Laboratoire de Cristallographie aux Rayons X – Université de Genève, 32, Bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4 (Suisse))

*Résumé.* Divers cristaux et une bille monocristalline de  $V_{,75}Si_{,25}$  ont été analysés à l'aide des rayons X sur un diffractomètre à 4 cercles Philips. Les résultats confirment que les atomes de V vibrent anisotropiquement en accord avec les propriétés de symétrie ponctuelle. L'importance de cette anisotropie est probablement en rapport avec la forte compression des V sur les chaînes. D'autre part, l'examen des graphes de Fourier montre que c'est le Si qui est donneur d'électrons.

### Introduction

Le  $V_3Si$  est de structure Al5 et appartient au groupe d'espace  $Pm\bar{3}n$  avec deux unités de formule par maille. Les atomes sont placés sur les positions spéciales suivantes : A ou V en 6c, B ou Si en 2a. Les éléments A occupent 3 chaînes orthogonales situées dans les faces du cube. Toutes les propriétés physiques de ces composés (transition supraconductrice, etc.) sont fortement influencées par la composition chimique et l'ordre à longue distance.

### Méthode expérimentale

#### a) Mesures

Les monocristaux (extraits du lingot dont la composition est vraie à 2‰ près) ont été passés sur le diffractomètre automatique à 4 cercles PW 1100 de Philips ( $MoK_\alpha$ , monochromateur mosaïque de graphite). Les différentes intensités collectionnées ont été mesurées avec le balayage  $\theta/2\theta$  entre 1 1 0 et 10 2 0 et toutes les permutations à l'intérieur d'un octant. Les corrections de Lorentz et de polarisation ont été appliquées comme il se doit. Le cristal présenté ci-dessous était de forme prismatique régulière se rapprochant de celle d'un cylindre dont les dimensions étaient  $0,03 \times 0,03 * 0,12$  mm. Dans l'hypothèse d'une forme cylindrique, cela correspond à  $\mu R \simeq 0,3$  (où  $\mu = 137,8$  cm<sup>-1</sup>) et, pour ce cristal, nous n'avons pas fait de correction d'absorption.

Pour lever les doutes dus à l'absorption, nous avons mis au point une méthode de fabrication de petites billes (diamètre de l'ordre de 0,1 mm). Cependant, en raison de l'érouissage, les résultats ne sont pas les mêmes que pour les cristaux ordinaires car la cristallinité des billes est différente. Nous essayons de lever cette difficulté.

b) *Détermination des grandeurs cristallographiques*

Les facteurs de diffusion atomiques par V et Si ont été pris dans les *Tables Internationales de Cristallographie* (1962) et les corrections dues à la dispersion anormale chez Cromer [1]. Les grandeurs cristallographiques ont été déterminées par le programme ORFLS de Busing et al. [2] modifié avec trois domaines d'affinement. Le schéma de poids employé est celui des poids absolus (en  $1/\sigma^2$  où  $\sigma$  est l'écart standard).

c) *Expression des facteurs de température*

L'expression donnant le facteur de structure en fonction de la température  $T$  est :

$$F_{hkl}^T = F_{hkl}^0 \exp(-M_T);$$

où

$$M_T = B \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} \text{ dans le cas isotrope;}$$

$$M_T = (\beta_{11} h^2 + \beta_{22} k^2 + \beta_{33} l^2 + 2\beta_{12} hk + 2\beta_{13} hl + 2\beta_{23} kl)$$

dans le cas anisotrope;

$$B = \text{facteur de température isotrope en } \text{Å}^2;$$

$$\beta_{11}, \beta_{22}, \dots, \beta_{23} = \text{coefficients du facteur de température anisotrope en } \text{Å}^2;$$

$$\frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} = \text{dépendance angulaire en } \text{Å}^2.$$

Les symétries ponctuelles des sites  $a$  et  $c$  sont traduites par des restrictions sur les facteurs de température (Peterse et Palm, [3]).

## Résultats

Dans l'hypothèse du désordre cristallin, le calcul montre que  $15 \pm 1\%$  de Si se trouvent sur les sites  $c$ , et dans celle d'une structure ordonnée mais avec une légère déviation de la stoechiométrie, la composition serait  $V_{,752}Si_{,248}$  (erreur de 0,001 sur la concentration). La comparaison de ces deux conventions ne permet pas de distinguer ces deux schémas, car nous obtenons les mêmes résultats :

site  $c$ :  $\beta_{11} = 0,0036 + 0,0001$  dans le sens de la chaîne;  
 $\beta_{22} = \beta_{33} = 0,0045 + 0,0001$  perpendiculairement à la chaîne;  
 site  $a$ :  $\beta_{11} = \beta_{22} = \beta_{33} = 0,45 + 0,02$ ;  
 facteur de confiance:  $R = 3,1\%$ ;  
 caractérisation des moindres carrés  $SW = 0,96$ .

## Discussion

a) *Contraction des atomes de vanadium*

Du fait de la compression des éléments  $A$  sur les chaînes, on peut s'attendre à ce que  $\beta_{11}/\beta_{22} < 1$ . Ce résultat est confirmé, mais il est intéressant de comparer ce rapport

avec celui exprimant la contraction de l'élément  $A$  le long de la chaîne:

$$\frac{a}{2d} = 0,88 \quad \text{où } a: \text{ constante réticulaire du } V_3Si \rightarrow a = 4,73 \text{ \AA}$$

$d$ : diamètre atomique métallique pour un nombre de coordination

$$NC = 12$$

$$d_v = 2,68 \text{ \AA}$$

Dans notre cas, nous trouvons  $\beta_{11}/\beta_{22} = 0,8$ .

### b) *Température de Debye*

L'évaluation numérique du facteur de température pour un cristal cubique a été calculée par Debye. Les différentes températures de Debye pour  $V_3Si$  sont alors:

$$V_{11}: \theta = 458 \pm 20^\circ K$$

$$V_{22}: \theta = 410 \pm 20^\circ K$$

$$Si: \theta = 522 \pm 40^\circ K$$

### c) *Transfert électronique*

Une analyse détaillée des mappes de Fourier obtenues à partir des résultats donnés plus haut montre que:

- les distribution de charges montrent l'effet des facteurs de température;
- le site  $a$  donne  $1,2 + 0,4$  électrons et, réciproquement, le site  $c$  reçoit  $0,4 + 0,2$  électrons

### *Références*

- [1] DON J. CROMER, Acta Cryst. 18, 17 (1965).
- [2] W. R. BUSING, K. O. MARTIN et H. A. LEVY, ORFLS: A Fortran Crystallographic Least-Squares Program. Report ORNL-TM-305. Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, USA, 1963.
- [3] W. J. M. PETERSE et J. H. PALM, Acta Cryst. 20, 147 (1966).

## **A Dynamic Effective Field Scheme in Rare Earth Compounds**

by A. FURRER and H. HEER

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

To be published in Phys. Rev. Letters.

## **Dynamische Austausch-Wechselwirkung in seltenen Erden Verbindungen**

by H. HEER and A. FURRER

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

To be published in Phys. Rev. Letters.



### **Crystal Field Splitting in $Ce_xY_{1-x}$ Alloys**

by A. FURRER and A. H. MILLHOUSE

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

To be published in Solid State Commun.

### **Crystal Field Effects and Magnetic Properties of the Neodymium Monochalcogenides**

by A. FURRER

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

L. WARMING

(A.E.C. Research Establishment, Risø, 4000 Roskilde, Denmark)

and E. KALDIS

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, 8049 Zürich, Switzerland)

To be published in J. Phys. Chem.

### **Kristallfeldeffekte und magnetische Eigenschaften der Neodym-Monochalkogenide**

by A. FURRER

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

L. WARMING

(A.E.C. Research Establishment, Risø, DK-4000 Roskilde)

and E. KALDIS

(Lab. für Festkörperphysik, ETH, 8049 Zürich)

To be published in J. Phys. Chem.

## **Antiferromagnetische Ordnung von Monochalkogeniden seltener Erden**

von P. FISCHER

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

P. SCHOBINGER-PAPAMANTELLOS

(Institut für Kristallographie und Petrographie)

und E. KALDIS

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung.

## **A Crystal Field Investigation on $\text{PrAl}_3$ Through Thermal, Electrical and Magnetic Measurements**

by J. V. MAHONEY<sup>1)</sup>

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

and W. E. WALLACE

(Department of Chemistry, University of Pittsburgh, Pa. 15260, USA)

To be published in J. Appl. Phys.

---

<sup>1)</sup> This work was completed while the author was at the University of Pittsburgh.

## **Theoretical Interpretation of Shallow Acceptor Spectra in Semiconductors**

A. BALDERESCHI

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Shallow acceptor states in semiconductors having the diamond and zinc-blende structure are studied using a theoretical model based on the effective mass approximation. In this model, the acceptor centre is considered as an atomic system with spin-orbit coupling where different valence bands in the impurity case correspond to different spin states in the atomic counterpart. Ground state and excited state energies are theoretically obtained for a large number of semiconductors and compared with available optical excitation spectra. The effective mass theoretical predictions are in good quantitative agreement with the experimental acceptor spectra in Ge, GaAs, and InSb. For acceptors in Si only qualitative agreement has been found due to the particularly complicated valence band structure of this material.

## **Einfluss von Struktureller Unordnung auf die Elektronischen Spektren von Halbleitern**

VON B. KRAMER

(Institut für Physik, Universität Dortmund, RFA)

K. MASCHKE

(Laboratoire Physique Appliquée EPF-Lausanne, Suisse)

und M. SCHLÜTER

(Phys. Dept., University of California, Berkeley, USA)

Berechnungen der Zustandsdichte für ungeordnete Phasen von Se und Te führen für die  $p$ -Bänder in der Umgebung des Gaps zu fast demselben Ergebnis wie im Kristallfall. Lediglich das folgende Leitungsband ist stark von der Unordnung abhängig. Dieses unterschiedliche Verhalten wird im Rahmen eines tight-binding Modells auf den unterschiedlichen Charakter der wichtigsten Überlappintegrale zurückgeführt. Dabei kann das Verhalten der Überlappintegrale bei Einführung von Unordnung aus den für die verschiedenen Bänder berechneten Elektronendichten abgeschätzt werden.

## **Parametric Excitation of Transverse and Longitudinal Waves in a Magnetized Plasma by an Inhomogeneous H.F. Electric Field**

by T. H. NGUYEN

(EPFL, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Lausanne)

Since the development of high power lasers, the problem of parametric instabilities in a plasma interacting with a high frequency electric field has received increasing interest. In the present paper we investigate the excitation of transverse and electrostatic waves, in a magnetized plasma, by an externally driven electric field of finite wavelength. We have obtained the dispersion relation for the coupled waves under consideration and calculated the threshold value of the applied field, and the maximum growth rate of the excited waves. The results are compared with those obtained in the case of an unmagnetized plasma, and that of an homogeneous (infinite wavelength) laser field.

## **Die Radialverteilung des Elektrischen Feldes und die Raumladungsverteilung im Niederdruckplasma der Molekulgase**

VON P. KOCIAN

(Laboratoire de Physique appliquée de l'EPF Lausanne)

*Abziehen.* Es wurde die Radialkomponente  $E_r$  des elektrischen Feldes und die radiale Raumladungsverteilung im Niederdruckplasma in  $N_2$  und in zwei organischen Gasen untersucht. Es

wurde die Methode der Equipotentialflächen angewandt. Die nötige Axialkomponente  $E_z$  wurde mit der Methode der beweglichen Elektrode und mit den elektrostatischen Sonden gemessen.

## 1. Einführung

Es ist wohlbekannt [1], dass die elektrische Feldstärke in der positiven Säule ausschliesslich durch die Teilchenbilanz der Elektronen bestimmt ist. Die Energie des Feldes deckt die Verluste der Ladungsträger. Die Ladungsträger werden durch Elektronenstoss erzeugt und durch Rekombination an der Wand und durch Volumenrekombination vernichtet. In den Atomgasen und in den elektropositiven Molekülgasen ist die Volumenrekombination vernachlässigbar wegen des kleinen Wirkungsquerschnittes der Rekombination der Elektronen mit den positiven Ionen [2]. In den elektronegativen Gasen muss man folgende Effekte in Betracht nehmen: 1) Anlagerung der Elektronen an Neutralpartikel (Atome, Moleküle, Radikale) und so Verluste der freien Elektronen. 2) Volumenrekombination der positiven und negativen Ionen dessen Wirkungsquerschnitte wesentlich grösser als die für Rekombination positiver Ionen mit Elektronen sind. 3) Ablagerung der Elektronen von negativen Ionen bei dem Elektronenstoss und Erzeugung freier Elektronen.

Quantitativ kann man die Prozesse in der positiven Säule im stationären Zustand durch folgende Systeme der Gleichungen beschreiben:

$$\vec{j}_i = -D_i \text{grad } n_i \mp b_i n_i \vec{E} \quad (1a)$$

$$\text{div } \vec{j}_i = Z_i - R_i \quad (1b)$$

und die Poisson-Gleichung

$$\text{div } \vec{E} = 4\pi \sum_i \rho_i \quad (1c)$$

$i = e, p, n$ .

In diesen Gleichungen die Indizes  $i = e, p, n$  beziehen sich auf Elektrenen, bzw. positive, bzw. negative Ionen. Es bedeutet:  $j_i$  = Teilchenströme,  $D_i$  = Diffusionskoeffizienten,  $n_i$  = Teilchendichten,  $b_i$  = Beweglichkeiten,  $E$  = elektrische Feldstärke,  $Z_i$  = Anzahl der Ladungsträger, welche in der Zeiteinheit erzeugt werden,  $R_i$  = Anzahl der Ladungsträger, welche in der Zeiteinheit vernichtet werden,  $\rho_i = e_i n_i$  = Raumladungen ( $e_i$  = Ladung der Partikel).

In der kreisförmigen zylindrischen Entladungsröhre vereinfachen sich wesentlich diese Systeme der Gleichungen wegen der Achsensymmetrie, wegen der azimuthalen Unabhängigkeit und wegen der Axialhomogenität der Parameter der positiven Säule. Bei Vernachlässigung der kleinen Fluktuationen in der geschichteten Säule ergibt sich

$$\vec{j}_i = -D_i \frac{dn_i}{dr} \vec{e}_r \mp b_i n_i \vec{E} \quad (2a)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r j_{ir}) = Z_i - R_i \quad (2b)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_r) = 4\pi \sum_i \rho_i \quad (2c)$$

( $\vec{e}_r$  ist Einheitsvektor in Radialrichtung.)

In den Gleichungen (2b) bedeuten:

$$\begin{aligned} Z_e &= \alpha n_e + \delta n_e n_n & R_e &= \beta n_e \\ Z_p &= \alpha n_e & R_p &= \gamma n_p n_n \\ Z_n &= \beta n_e & R_n &= \gamma n_p n_n + \delta n_e n_n. \end{aligned} \quad (3)$$

$\alpha$  ist Ionisierungsanzahl der Elektronen pro Zeiteinheit,  $\beta$  ist Anlagerungsanzahl der Elektronen pro Zeiteinheit,  $\gamma$  ist Rekombinationskoeffizient von negativen mit positiven Ionen,  $\delta$  ist Ablösungskoeffizient für Zusammenstöße von Elektronen mit negativen Ionen. In den Atomgasen und in den elektropositiven Molekülgasen verschwinden die Gleichungen mit dem Index  $n$  und im System (2b) die Koeffizienten  $\beta = \gamma = \delta = 0$ . So ergibt sich

$$j_{iz} = \mp b_i n_i E_z \quad (4a)$$

$$j_{ir} = -\frac{dn_i}{dr} D_i \mp b_i n_i E_r \quad (4b)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r j_{ij}) = \alpha n_i \quad (4c)$$

$i = e, p$ .

Elektronen und positive Ionen diffundieren von der Röhrenachse zur Wand und dort rekombinieren sie. Weil  $D_e \gg D_p$  und  $b_e \gg b_p$  ist, erfolgt die Diffusion ambipolar. Weil wir eine isolierte Wand voraussetzen, muss der radiale elektrische Strom verschwinden. Dazu gehört die Randbedingung: für  $r = R$ ,  $n_i = 0$  ( $R =$  Radius der Entladungsröhre). Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich für die radiale Trägerdichteverteilung eine Bessel-Funktion nullter Ordnung  $J_0$

$$n(r) = n_0 J_0 \left( r \sqrt{\frac{\alpha}{D_a}} \right) \quad (5)$$

und für die radiale Potentialverteilung  $V_r$

$$V_r = -D_a \ln \frac{n_0}{n(r)}. \quad (6)$$

In diesen Gleichungen bedeutet:  $n_0$  ist die Trägerdichte in der Rohrachse,  $D_a$  ist Koeffizient der ambipolaren Diffusion.

## 2. Ergebnisse

Wenn

$$V = -f(r) \quad (7)$$

die Gleichung der Equipotentialfläche ist, so ist  $E_r$  durch die Beziehung

$$E_r = \frac{\partial f}{\partial r} E_z \quad (8)$$

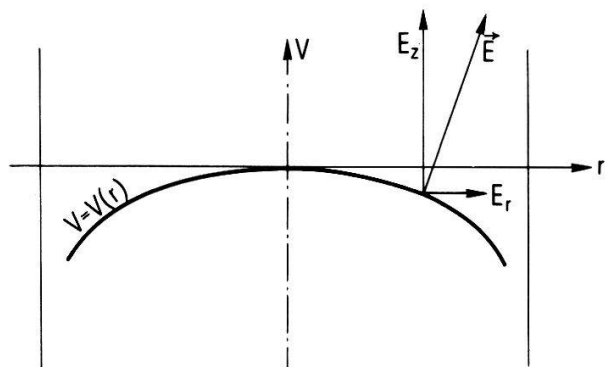
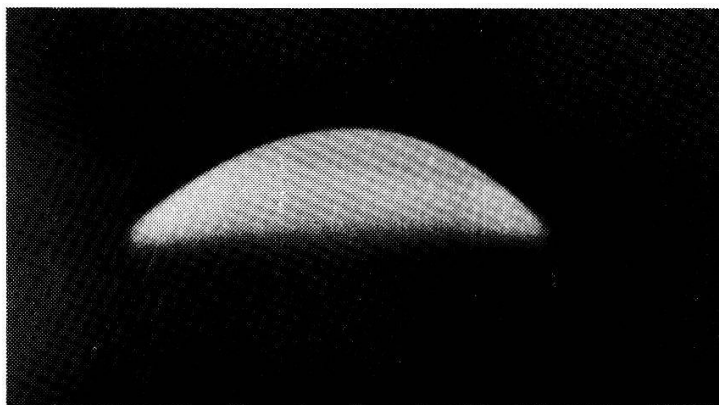


Abb. 1

Die geschichtete positive Säule im Stickstoff.  $R = 2$  cm,  $I = 15$  mA,  $p = 0,3$  Torr.

gegeben (Abb. 1). Die Axialkomponente  $E_z$  kann man mit Hilfe der zwei radialbeweglichen Sonden oder mit Hilfe der beweglichen Elektrode messen. Wir haben beide Methoden benutzt und beide haben dieselbe Ergebnisse gegeben. Die Equipotentialflächen kann man mit den Sondenmessungen feststellen oder besser photographisch; es ist wohlbekannt [3], dass die Schichten in der geschichteten Säule die Form der Equipotentialflächen einnehmen. Wir haben die zweite Methode benutzt. Wir haben diese Methode an zwei quantitativ verschiedene Fälle angewandt.

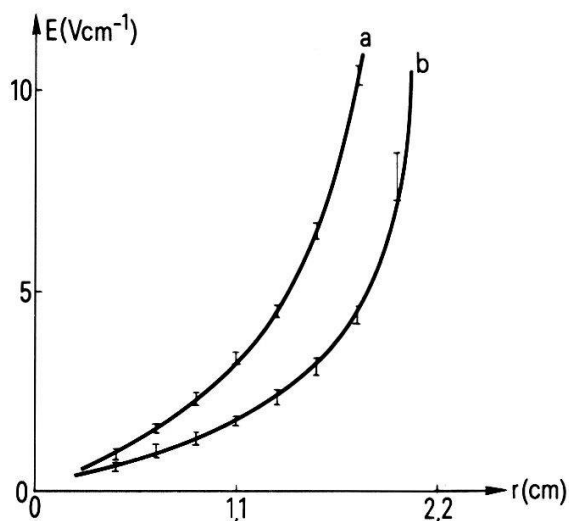


Abb. 2

Die Abhängigkeit  $E_r = E_r(r)$  im Stickstoff.  $R = 2,2$  cm,  $p = 0,2$  Torr; a)  $I = 10$  mA, b)  $I = 20$  mA.



a) *Stickstoff*

In der geschichteten Säule im Stickstoff (Abb. 1) haben wir folgende Abhängigkeiten untersucht:  $E_r(r)$ ,  $E_r(I)$ . Auf der Abbildung 2 ist die Abhängigkeit  $E_r = E_r(r)$  bei zwei verschiedenen Werten des Entladungsstromes dargestellt. In der Achse der Röhre  $E_r(0) = 0$  und dann wächst mit wachsendem  $r$ .

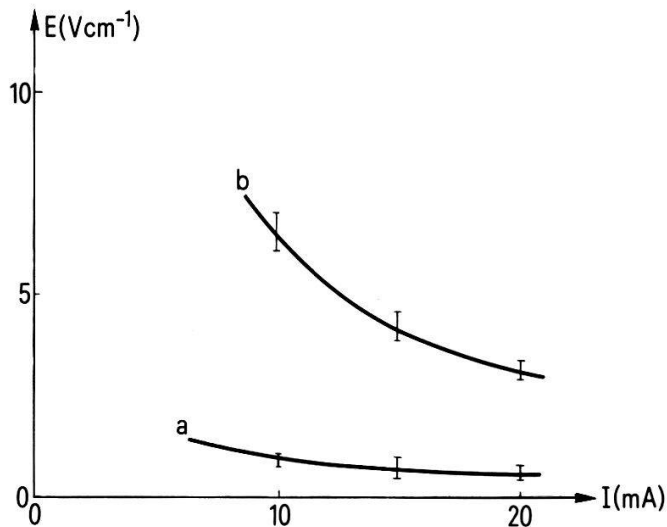


Abb. 3

Die Abhängigkeit  $E_r = E_r(I)$  im Stickstoff.  $R = 2,2$  cm,  $p = 0,2$  Torr; a)  $r = 0,7$  cm, b)  $r = 1,5$  cm.

Die Abbildung 3 zeigt die Abhängigkeit  $E_r = E_r(I)$  beim Druck 0,2 Torr in zwei verschiedenen Entfernungen von der Rohrachse. Beim, vom stromunabhängigen  $E_z$ , variiert  $E_r$  mit  $I$ , weil die Form der Equipotentialfläche vom Entladungsstrom abhängig ist in Übereinstimmung mit (6).

b) *Elektronegative Gase*

In den elektronegativen Gasen sind die Radialabhängigkeiten  $n_i(r)$ ,  $E(r)$  sehr wenig bekannt. Es ist nicht möglich das System der Gleichungen (1) oder (2) verwenden, weil die Koeffizienten  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  sehr wenig oder überhaupt unbekannt sind. Auf der Abbildung 4 ist die geschichtete Säule im Azeton dargestellt. Es handelt sich um Kegelschichten, welche die Bildung der Schlauchentladung vorgehen [4]. Aus der Gleichung des Kegels

$$\frac{r^2}{R^2} - \frac{V^2}{V_0^2} = 0 \quad (\text{R ist Radius der Röhre, und } V_0 \text{ Potential in der Rohrachse)} \quad (9)$$

wenn wir (8) anwenden, ist  $E_r$  durch die Formel

$$E_r = \left| \frac{V_0}{R} \right| E_z \quad (10)$$

gegeben. Mit Hilfe der Poisson-Gleichung kann man die Raumladungsverteilung bestimmen

$$\sum_i \rho_i = \frac{V_0 E_z}{4\pi R r} \quad (11)$$

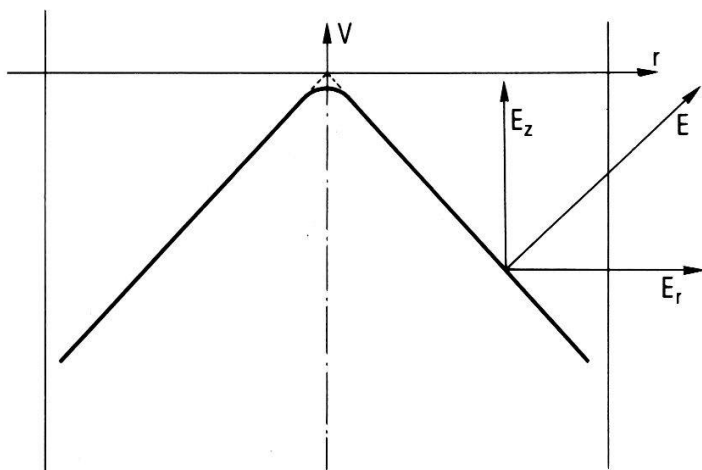
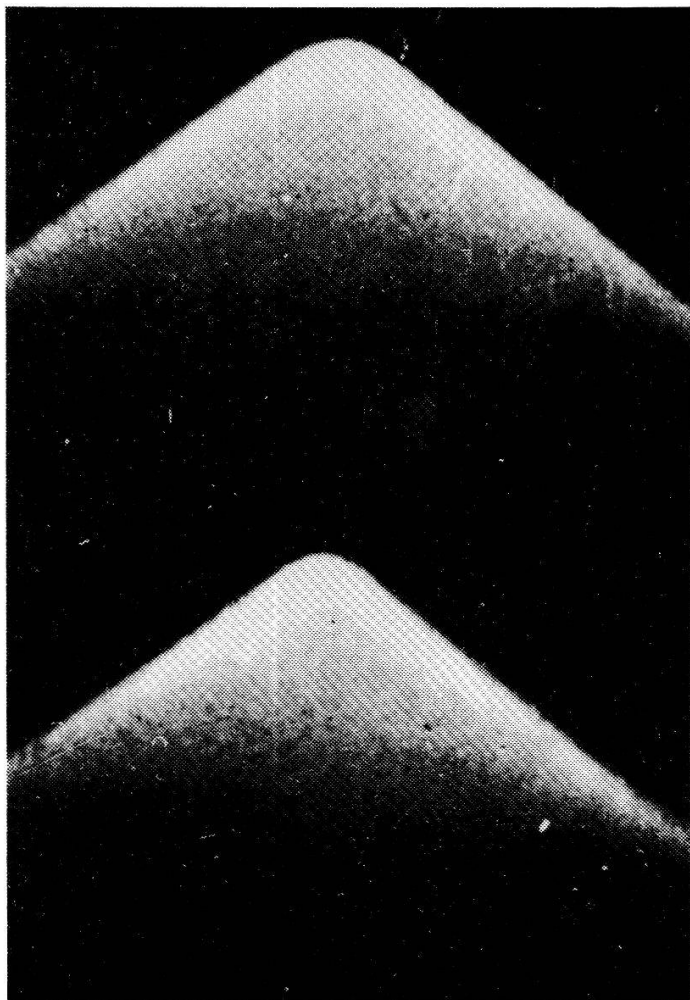


Abb. 4

Die geschichtete Säule im Azeton.  $R = 2,5$  cm,  $p = 1,5$  Torr,  $I = 30$  mA.

Die Abbildung 5 zeigt die Schichten in der hochmolekularen organischen Atmosphäre, welche Nitrozellulose enthält. Diese Form kann man als Tälerschichten bezeichnen. Den mittleren Teil dieser Schichte kann man als Ellipsoid betrachten. Seine Gleichung ist

$$\frac{r^2}{R_0^2} + \frac{V^2}{V_0^2} = 1. \quad (12)$$

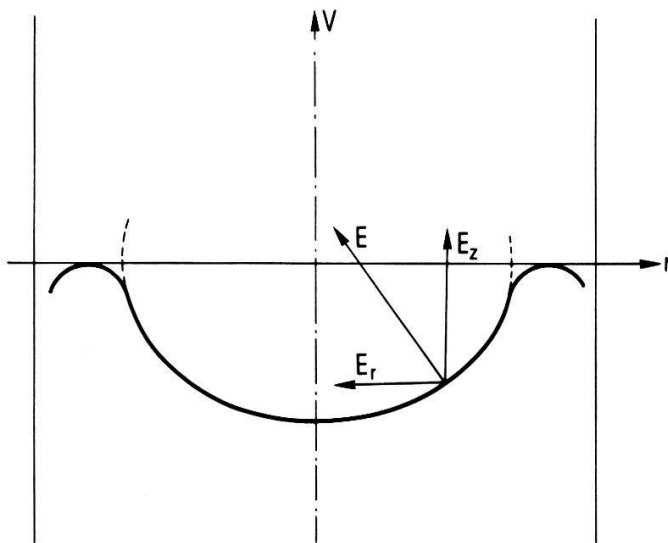
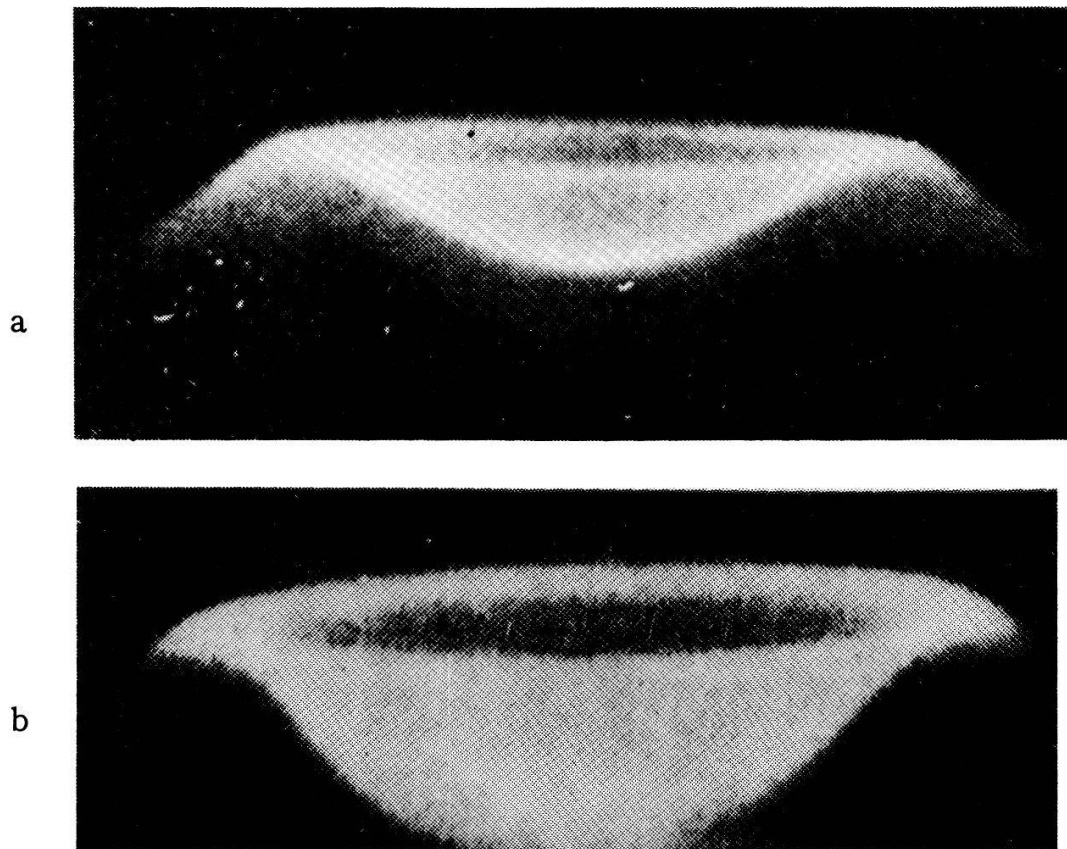


Abb. 5

Die geschichtete Säule in der hochmolekularen Atmosphäre.  $R = 4,5$  cm,  $p = 1,7$  Torr,  $I = 19$ – $100$  mA.

( $R_0$  und  $V_0$  sind Haupt und Nebenachsen des Ellipsoides.) Aus (12) und (8) kann man  $E_r$  berechnen

$$E_r = - \left| \frac{V_0}{R} \right| \frac{E_z r}{\sqrt{R^2 - r^2}}. \quad (13)$$

Durch Lösung der Poisson-Gleichung bekommen wir die Raumladungsverteilung

$$\sum_i \rho_i = - \left| \frac{V_0}{R} \right| \frac{E_z}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{R^2 - r^2}} \left( 2 + \frac{r^2}{R^2 - r^2} \right). \quad (14)$$

Aus diesen zwei Beispielen der elektronegativen Gase kann man sehen, dass unter gewissen Bedingungen und in gewissen Entfernungen von der Rohrachse die Komponente  $E_r$  positiv, d.g. in Richtung zur Wand orientiert ist, unter anderen Bedingungen negativ, zur Rohrmitte. Unter gewissen Bedingungen (Abb. 5a) hat die Wand denselben Potential wie die Achse, im Falle auf der Abbildung 5b ist Potential der Wand positiv gegen die Achse. Den Effekt kann man folgenderweise erklären: Die Elektronen, welche von der Mitte zur Wand diffundieren, werden an Neutralteilchen angelagert und bilden schwere negative Ionen, dessen Beweglichkeit  $b_n$  kleiner als der positiven Ionen ist. So entsteht gewisser negativer Ambipolareffekt, welcher die negativen Teilchen beschleunigt und die positiven bremst.

Was der Raumladungsverteilung betrifft, kann man sagen, dass in den elektronegativen Gasen, wenn  $E_r$  positiv ist, konzentriert sich die Raumladung zur Mitte der Entladungsröhre in Ubereinstimmung mit [5-7].

#### Literatur

- [1] A. VON ENGEL, *Ionized Gases* (Clarendon Press, Oxford 1965).
- [2] H. S. W. MASSEY und E. H. S. BURHOP, *Elektronic and Ionic Impact Phenomena* (Oxford 1952).
- [3] N. A. KAPZOW, *Der elektrische Strom im Vakuum und im Gas* (Berlin 1955).
- [4] P. KOCIAN, *Z. Naturf.* 17a, 627 (1962).
- [5] K. G. EMELEUS, E. W. GRAY, J. R. M. COULTER und G. A. WOOLSEY, *Int. J. Electronics* 25, 367 (1968).
- [6] P. KOCIAN, *Czech. J. Phys.* B 16, 47 (1966).
- [7] H. SABADIL, *Beitr. d. Plasmaph.* 10 (1970).

## Massenspektroskopie und Diagnostik der CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He-Niederdruckentladung

von F. CONTI, H. J. SCHÖTZAU und F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Wir haben die chemischen Reaktionen, die sich in der CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He-Niederdruckentladung abspielen mit einem Quadrupol-Massenspektrometer untersucht. Es ist möglich, die Chemie der Entladung mit vier dominierenden Reaktionen zu beschreiben. Die massenspektroskopischen Resultate stimmen mit den Arbeiten von Wiegand et al., bei denen kein Massenspektrometer verwendet wird, weitgehend überein.

## Spektroskopie und Massenspektroskopie der TEA-CO<sub>2</sub>-Laserentladungen

von H. J. SCHÖTZAU, B. ADAM, M. SIEGRIST und F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Im TEA-CO<sub>2</sub>-Laser wird immer beobachtet, dass die Ausgangsleistung bei Zunahme der Impulsrepetitionsfrequenz stark absinkt. Die Ursache ist zur Zeit

unbekannt. Wir haben daher begonnen, die verwendeten Gasmische sowohl mit IR-Spektroskopie als auch mit einem Massenspektrometer zu untersuchen. Wider Erwarten ist es bereits mit einer einfachen experimentellen Anordnung möglich, eine Abhängigkeit der chemischen Zusammensetzung des Lasergases von der Impulsrepetitionsfrequenz nachzuweisen.

## Effet des transducteurs piezo-electriques sur le facteur de qualite des resonateurs cylindriques

par M. BIDLAS, R. FUCHS et D. MAEDER

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

La sensibilité d'une expérience de détection des ondes gravitationnelles, telle qu'elle a été décrite par Weber [1] dépend d'une part de facteurs dont la signification est évidente (longueur, masse, température, bruit de l'amplificateur) et d'autre part du produit du facteur de qualité  $Q$ , multiplié par un facteur de couplage électromécanique  $\beta$ . Pour les configurations de détecteurs choisies par Weber ce coefficient  $\beta$  est relativement petit tandis que le facteur de qualité peut atteindre des valeurs très élevées. Pour un système perfectionné [2] on a récemment obtenu  $Q\beta = 180\,000 \times 0,0007 = 126$ . Le temps de résolution de tels systèmes est de l'ordre  $\tau_{\text{opt}} \approx 0,1$  sec.

Nous avons développé des détecteurs de configuration différente, connus [3, 4] sous le nom de cylindre divisé ('split bar'). Par opposition aux antennes de Weber, il s'agit ici de 'systèmes à couplage fort'. Ils sont caractérisés par les paramètres:

$$\begin{aligned} \mu &= (\text{masse transductrice/masse métallique}), \\ \kappa &= \text{coefficient de couplage piézo-électrique de la matière transductrice}, \\ Q_p &= \text{facteur de qualité de la matière transductrice}. \end{aligned}$$

Pour de tels détecteurs  $Q_{\text{sys}} \ll Q_{\text{mét}}$ ; mais le produit  $Q_{\text{sys}} \beta$  peut garder des valeurs satisfaisantes. Par contre de la relation

$$\tau_{\text{opt}} \propto \kappa^{-1} \sqrt{Q_{\text{sys}}/\mu} \quad (1)$$

on trouve des temps de résolution de quelques msec [5, 6], nettement meilleurs que ceux obtenus par les systèmes de Weber.

Nous avons mesuré les caractéristiques de plusieurs détecteurs prototypes de 22 kg, constitués de tubes en anticorrosional-100 ( $\text{tg } \delta = 3 \dots 5 \times 10^{-6}$ ) et de douze cylindres piézocéramiques (soit de PXE-4,  $Q_p = 600$ ,  $\kappa = 0,68$ ; soit PZ-11,  $Q_p = 500$ ,  $\kappa = 0,43$ ). Ces transducteurs, de section totale mécaniquement adaptée, sont fixés entre les cylindres métalliques à l'aide de colles conductrices (soit ECCOBOND 72C; soit TRACON 2902). En choisissant des cylindres piézo-céramiques de différentes longueurs, nous avons varié la masse transductrice relative,  $\mu$ . Afin d'observer les effets occasionnés par les collages, nous avons également assemblé avec les mêmes colles quelques systèmes de dimensions similaires dans lesquels les transducteurs étaient remplacés par des anneaux, soit en anticorrosional, soit en céramique de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Lorsque l'adaptation mécanique est parfaite, le facteur de qualité du système est théoriquement donné par

$$Q_{\text{sys}} \simeq Q_p \frac{1 + 2\mu}{2[\mu + (L_c Q_p / L_{\text{sys}} Q_c) + (Q_p / 2Q_{\text{mét}})]} \quad (2)$$

où  $L_c$ ,  $Q_c$  sont l'épaisseur totale des couches de colles et leur facteur de qualité. Les valeurs de  $Q_{\text{sys}}$  ont été déterminées expérimentalement soit par excitation et détection piezoélectrique pour les systèmes munis de transducteurs, soit pour les autres systèmes par l'application d'un champ électrostatique produit par des plaques situées de part et d'autre des barres au voisinage de leurs extrémités.

Le calcul théorique du facteur  $\beta$  dans la configuration choisie et la façon de le déterminer expérimentalement feront l'objet d'une publication séparée.

Table I

Caracteristiques de quelques détecteurs et d'autres assemblages collés

La longueur totale de chaque système est  $\sim 1,6$  m, la masse  $\sim 22$  kg, la fréquence fondamentale  $\sim 1600$  Hz. Les parties métalliques sont constituées de 2 tubes en A.C. 100 (Al-Mg Si 1%), de diamètre 10 cm (ext.)/6 cm (int.) et de longueur 80 cm, entre lesquels est collée une 'partie centrale' décrite dans la colonne 2. La signification de  $\mu$ ,  $Q_{\text{sys}}$ , ( $L_c/Q_c$ ) et  $\beta$  ressort du texte.

Designation	Partie centrale	Masse transductr. $\mu$ (%)	$Q_{\text{sys}}/10^3$ Théorique		Resultats Experimentaux		
			Colle ideale	$L_c/Q_c = ,02$ mm	$Q_{\text{sys}}/10^3$	$\beta$ (%)	$Q_{\text{sys}} \cdot \beta$
D 0-1	2 anneaux en A.C. 100 Diam. = 10 cm/6 cm, Long. = 2 fois 1 cm 3 couches de colle (correction = 03 mm)	0	200	(24)	13	—	—
D C-1	1 anneau en $\text{Al}_2\text{O}_3$ ( $Q \approx 1000$ ) Diam. = 10 cm/6 cm, Long. = 0,5 cm	(0,5)	67	25	23	—	—
D0. 3-1	12 cylindres en PXE-4 ( $QPX \approx 600$ ) Diam. = 1,6 cm chaque, Long. = 0,3 cm	0,25	75	26	20	0,17	34
D0. 6-1	12 cylindres en PZ-11 ( $QPZ \approx 500$ ) Diam. = 1,6 cm chaque, Long. = 1,0 cm	0,61	34	19	13	0,45	60
D0. 6-2					6,4	0,08	5
D1. 7-1	12 cylindres en PXE-4 ( $QPX \approx 600$ ) Diam. = 1,6 cm chaque, Long. = 2,0 cm	1,66	17	12	8,3	2,5	200
D1. 7-2					5	0,68	34
D1. 7-3					5	3,8	190

La table I présente les résultats expérimentaux obtenus sous vide ( $p < 0,05$  mm Hg). Les valeurs de  $Q_{\text{sys}}$  sont comparées avec les prévisions théoriques de l'équation (2), en admettant  $Q_{\text{met}} = 200\,000$  et une correction pour deux couches de colle suivant  $L_c/Q_c = 0,02$  mm. On constate un accord approximatif entre les valeurs calculées et mesurées; en particulier, on voit lorsque  $\mu$  est  $< 1\%$  que  $Q_{\text{sys}}$  est essentiellement limité par les pertes d'énergie dans la colle plutôt que par des effets de la matière transductrice. D'autre part,  $\beta$  est raisonnablement proportionnel à la masse transductrice incorporée,  $\mu$ .

En conclusion, nos résultats montrent que le produit  $Q\beta$  des systèmes à couplage fort peut atteindre des valeurs comparables à celles des meilleurs systèmes à couplage faible, malgré la forte réduction du facteur de qualité. Cette réduction permet une meilleure résolution de temps tout en allégeant le problème de filtrage du bruit.

#### Références

- [1] J. WEBER, *Left. Nuovo Cim.* 4 (14), 653 (1970).
- [2] D. BRAMANTI, K. MAISCHBERGER et D. PARKINSON, *ESRIN*, Internal Note no. 213, April 1973.
- [3] G. W. GIBBONS et S. W. HAWKING, *Phys. Rev. D* 4 (8), 2191 (1971).



- [4] D. MAEDER, ZAMP 22 (fasc. 4), 779; (fasc. 6), 1146 (1971).  
 [5] D. MAEDER, J. Phys. A, London 5 (11), 113 (1972).  
 [6] R. W. P. DREVER, Sixth International Conference on Gravitation and Relativity, Copenhagen, 5–10 July, 1971 (unpublished).

## Refractivity Measurements on Helium Gas Between 920 and 1910 Å

by MARTIN C. E. HUBER<sup>1)</sup> and GIUSEPPE TONDELLO<sup>2)</sup>

(Center for Astrophysics, Harvard College Observatory and Smithsonian Astrophysical Observatory,  
Cambridge, Mass., USA)

The wavelengths where knowledge of the refractivities of many gases ( $H_2$ , Ne, Ar, Kr, Xe, etc.) would be of great interest to atomic and molecular physics lie in the vacuum ultraviolet, i.e. in a region where conventional interferometers do not operate. Refractivities can, however, be determined in that wavelength region by comparing the wavelengths of spectral lines in vacuum and in the gas in question by use of a spectrograph. The measurements to be reported were made on He with a 3 m vacuum spectrograph. They agree with the theoretical refractivity derived by Victor, Dalgarno and Taylor (J. Phys. B 1, 13, 1968).

A more detailed paper is in press (J. Opt. Soc. Am. 64, 1974).

Research supported by NASA grant NGL-22-007-006.

---

<sup>1)</sup> Also at Gruppe für Atom- und Astrophysik, ETH, Zürich.

<sup>2)</sup> Also at Centro Gas Ionizzati C.N.R., Università di Padova, Italy.

## $\alpha$ -Spektroskopie mit einer Gitterionisationskammer

VON H. VÖLKLE, J. HALTER, O. HUBER, L. RIBORDY UND P. WINIGER

(Physikalisches Institut der Universität Fribourg)

Zum Nachweis von  $\alpha$ -Strahlern in Proben aus der Biosphäre wurde eine Messanlage mit Gitterionisationskammer aufgebaut. Durch Optimierung von Kammer und Messelektronik konnte eine gute Energieauflösung (35,5 keV FWHM für eine elektrolytischabgeschiedene Po-210 – Quelle) bei sehr schwachem Untergrund (7,2 Imp./h im Intervall von 4 bis 6 MeV) erreicht werden. Daher können Pu-239 – Aktivitäten von wenigen pCi/g mineralisierter Substanz noch gut nachgewiesen werden. Zur Aufnahme des  $\alpha$ -Spektrums werden 20 bis 30 mg des mineralisierten Probenmaterials in geeigneter Lösung auf dem Quellenträger eingedampft. Wenn nötig wird Plutonium oder Uran chemisch aus der Lösung abgetrennt (mit TiOA oder TTA) und separat gemessen.

## Détection optique du couplage alignement-orientation de l'état excité $5^3P_1$ du cadmium

par JM. E. AESCHLIMANN, P. CORNAZ, E. GENEUX et P. MEYSTRE

(Laboratoire d'Optique Physique, EPF-Lausanne)

Nous créons un 'alignement'  $\mathcal{A}_0$  [1] dans une vapeur de Cadmium à  $10^{-4}$  torr excité dans l'état  $5^3P_1$  par irradiation avec de la lumière de résonance  $\lambda = 3261$  Å

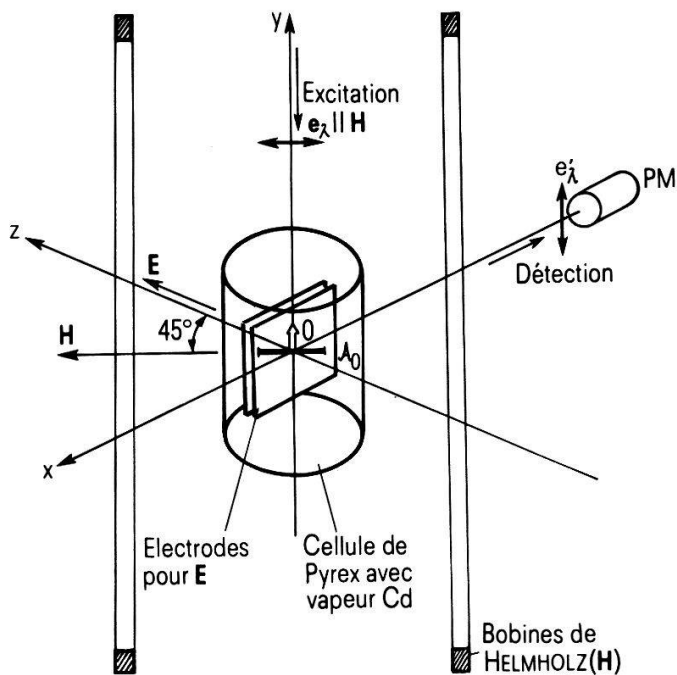


Figure 1  
Dispositif expérimental.

polarisée linéairement. Lombardi [1] et Faist [2, 3] ont montré qu'un champ électrique  $\vec{E}$  orienté à  $45^\circ$  de la direction de cet alignement couple à celui-ci une orientation  $\mathcal{O}$  perpendiculaire au plan formé par  $\vec{E}$  et  $\mathcal{A}_0$ , voir fig. 1. L'apparition de cette orientation fait évoluer la polarisation de la lumière diffusée.

Pour des raisons techniques, nous observons dans la direction  $X$  où l'orientation et l'alignement donnent la même polarisation. Mais l'application d'un champ  $\vec{H}$

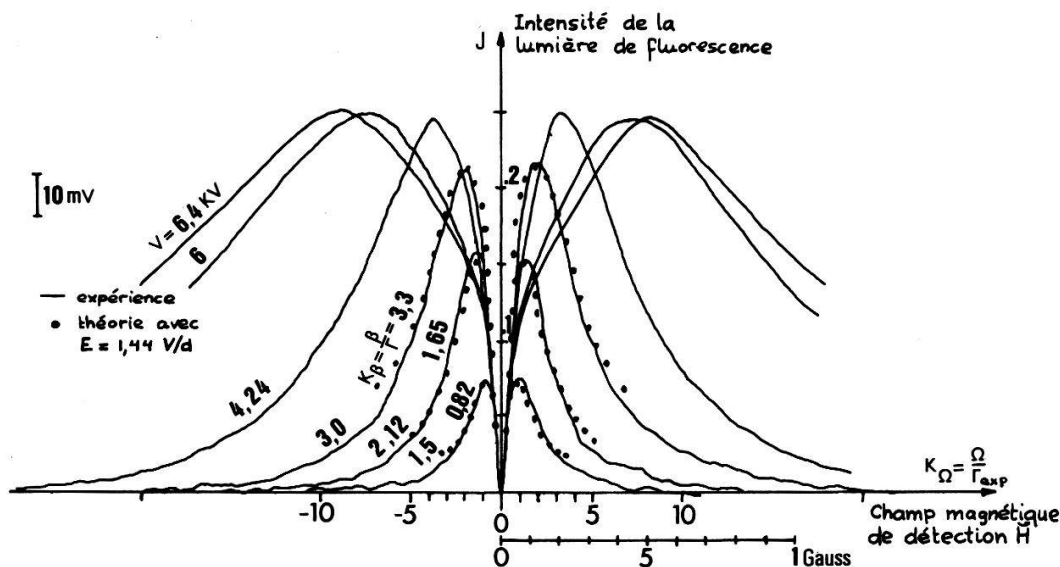


Figure 2

Effet obtenu sur  $5^3P_1$  de Cd avec un champ électrique  $\vec{E}$  continu à  $45^\circ$  de la polarisation linéaire de la lumière excitatrice ( $\parallel \vec{H}$ ). Détection à  $3261 \text{ \AA}$  avec polariseur linéaire  $\parallel Oy$ . Distance des électrodes de la cellule: 3 mm.  $\Omega = \gamma H =$  fréquence de Larmor ( $\gamma = 2,1 \text{ MHz/Gauss}$  avec  $g = 3/2$ ).  $\tau = 1/2\pi\Gamma =$  durée de vie naturelle de  $5^3P_1$  du Cd  $\cong 2,4 \mu\text{s}$ ;  $\Gamma = 66,3 \text{ kHz}$ . Ici  $\Gamma$  doit être remplacé par  $\Gamma_{\text{exp}} \cong \Gamma_{\text{Hanle}} = 125 \text{ kHz}$ ; élargissement par collisions avec des impuretés.  $\beta = AE^2 =$  séparation d'énergie par effet Stark ( $A = 0,2 \text{ Hz (kV/m)}^{-2}$ ) [6, 7].

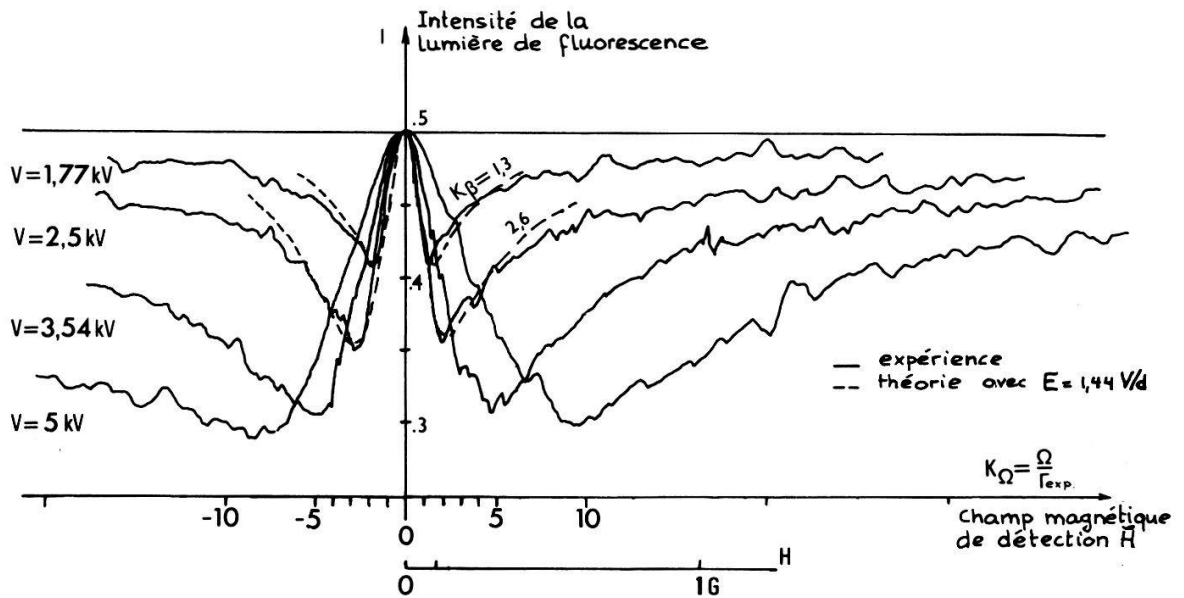


Figure 3  
Même légende que figure 2, mais détection avec polariseur  $\parallel Oz (\parallel \vec{E})$ .

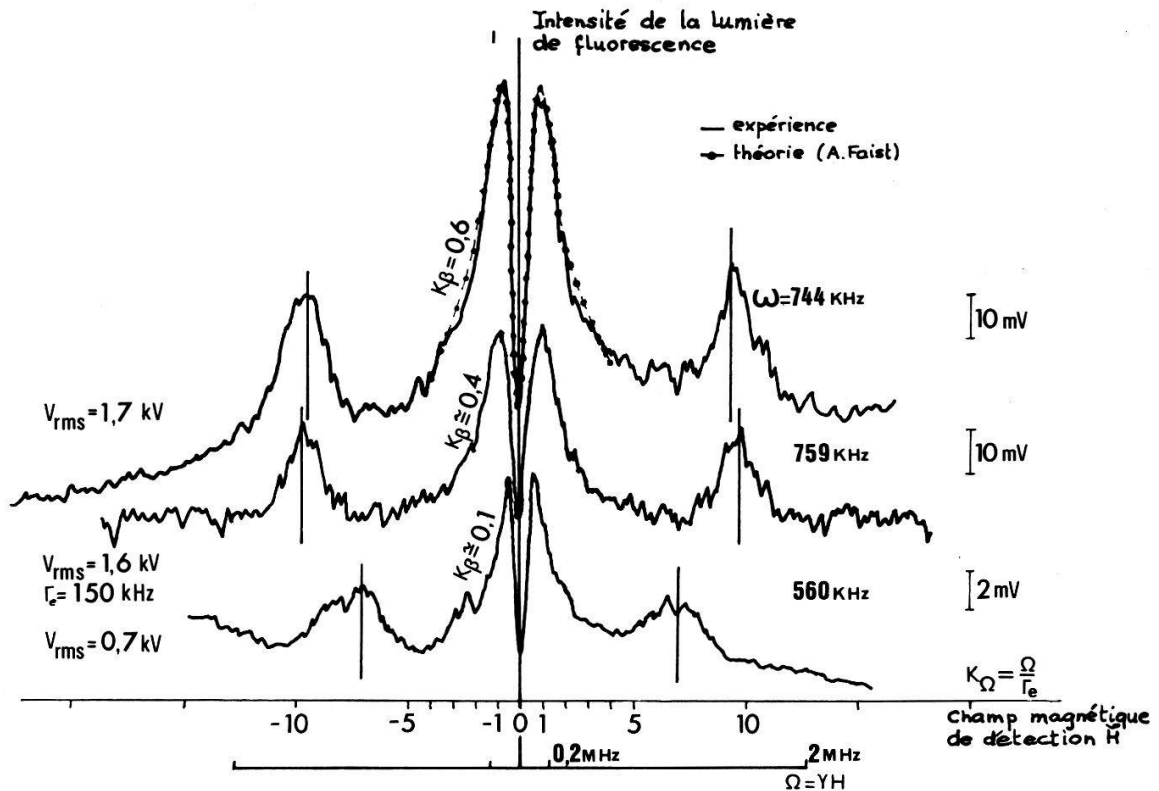


Figure 4  
Même légende que figure 2 mais avec champ électrique  $\vec{E}$  oscillant avec la pulsation  $\omega$ .

parallèle à l'alignement initial produit une dépolarisation magnétique sur la composante due à l'orientation, sans affecter l'alignement  $\mathcal{A}_0$ . Cette disposition permet donc d'observer l'orientation créée à l'aide d'un détecteur polarisé linéairement.

Pour les polarisations parallèles à  $Oy$  et  $Oz$  les résultats expérimentaux suivent la forme des courbes théoriques calculées par Faist [2, 4], fig. 2 et 3.

Ces mesures ont été réalisées dans une cellule scellée contenant des électrodes en aluminium. Les gaz résiduels provenant des électrodes produisent des collisions

dépolarisantes raccourcissant la durée de cohérence de  $2,4 \mu\text{s}$  (durée de vie de l'état  $5^3\text{P}_1$ ) à  $\tau = 1/(2\pi\Gamma) = 1,25 \mu\text{s}$ , valeur moyenne trouvée par ajustement des courbes théoriques sur des courbes expérimentales. Cet ajustement réalisé sur l'amplitude relative et la largeur extérieure des courbes fait usage de la valeur de séparation Stark  $\beta = AE^2$  avec  $A = 0,2 \text{ Hz}/(\text{kV}/\text{m})^2$  donnée par Forney et Geneux [6] et par Aleksandrov [7].

Pour obtenir un bon accord (fig. 2) nous sommes conduits à admettre un étalonnage du champ électrique qui est 1,44 fois plus grand que la valeur trouvée par le quotient de la tension par la distance des plaques. En utilisant cette dernière valeur (estimée précise à  $\pm 5\%$ ), nous obtenons un mauvais accord, aussi bien en largeur qu'en amplitude.

Ce désaccord doit être cherché dans le fait que la théorie suppose un seul temps de relaxation alors que les collisions avec des impuretés pourraient agir différemment sur l'alignement et l'orientation.

Un champ électrique  $\vec{E}$  oscillant de pulsation  $\omega$  agit par sa valeur quadratique moyenne et produit le même phénomène. On observe en plus deux pics de résonance pour  $\gamma H = \pm 2\omega$ ; figure 4.

### Références

- [1] M. LOMBARDI, Thèse, Grenoble, 1969.
- [2] A. FAIST, Thèse, Genève, 1970.
- [3] A. FAIST, *Helv. Phys. Acta* **44** (4), 519 (1971).
- [4] A. FAIST, *Helv. Phys. Acta* sous presse.
- [5] A. FAIST, E. GENEUX et P. MEYSTRE, *ZAMP* **22** (4), 772 (1971).
- [6] J. J. FORNEY et E. GENEUX, *Phys. Lett.* **20** (6), 632 (1966).
- [7] E. V. ALEKSANDROV et B. B. CHROMOV, *Optica et Spectroscopica* **18**, 545 (1965).

## Dépendance en fréquence et en intensité des résonances de cohérence de seconde espèce

A. FAIST

(Laboratoire de physique théorique, EPF-Lausanne)

En présence d'un champ électrique modulé donnant naissance à un couplage alignement-orientation, la première harmonique apparaît dans la lumière de fluorescence lorsque la valeur moyenne du champ électrique est non nulle. L'intensité de cette composante est analysée en fonction de la fréquence d'oscillation et des intensités respectives des parties statiques et oscillantes du champ électrique.

## Résonances de cohérence en référentiel tournant et résonances à quanta multiples

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

(Lab. Optique Phys. EPF-Lausanne)

L'évolution d'une collection de moments magnétiques est étudiée dans des géométries de champ voisines de celles qui produisent les résonances de cohérence en

référentiel tournant [1]. Les moments magnétiques sont placés dans un champ magnétique statique  $\vec{B}_0$  et un champ magnétique tournant  $\vec{B}_1$  perpendiculaire à  $\vec{B}_0$  et modulé en amplitude, soit :

$$-\gamma \vec{B} = (\Omega + \Omega_m \cos \omega_m t) (\cos \omega t [i] + \sin \omega t [j]) + \omega_0 [k]$$

$\gamma$  = rapport gyromagnétique;  $\omega_0$ ,  $\Omega$ ,  $\Omega_m$ : pulsations de Larmor associées au champ statique, au champ tournant et à sa modulation;  $\omega$  = vitesse angulaire de rotation du champ tournant;  $\omega_m$  = pulsation du champ alternatif (modulation).

La préparation consiste en une orientation parallèle à  $B_0$  (par pompage optique). En l'absence de modulation, et lorsque la condition de résonance habituelle est satisfaite ( $\omega = \omega_0$ ), le champ tournant détruit l'orientation initiale. Partant d'une situation où  $\Omega T \gg 1$  (saturation), on peut, en modulant l'amplitude de  $B_1$ , faire réapparaître de l'orientation de manière résonnante chaque fois que la fréquence de Larmor  $\Omega/2\pi$  associée à  $B_1$  moyen est un multiple entier de la fréquence de modulation  $\omega_m/2\pi$ .

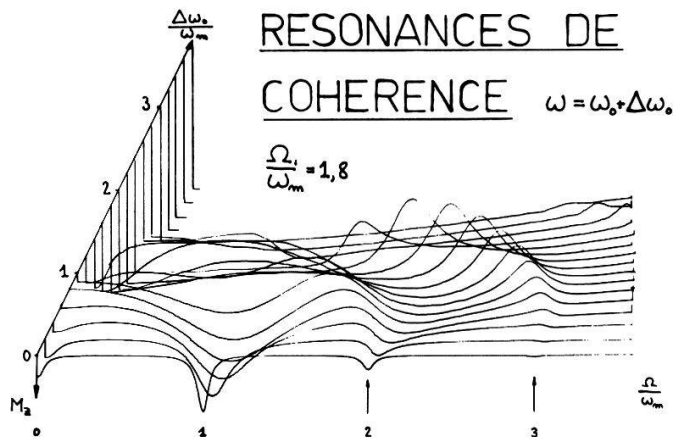


Figure 1  
Résonances de cohérence et à quanta multiples  
(simulation analogique des équations de Bloch).

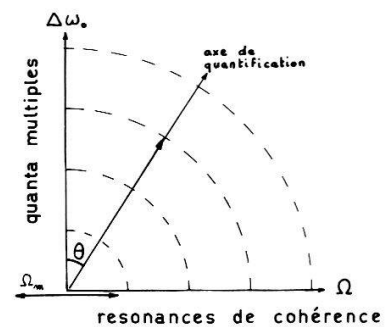


Figure 2  
Géométrie des champs dans le référentiel tournant; le pompage est // à  $\Delta\omega_0$ .

Ces résonances de cohérence se présentent de manière identique aux résonances observables en champ statique modulé avec pompage transversal [2]. Il faut remarquer que l'orientation introduite par le pompage est bien transversale par rapport au champ statique dans le référentiel tournant.

Lorsque l'on s'écarte de la condition de résonance habituelle, soit lorsque  $\omega_0 - \omega = \Delta\omega_0 \neq 0$ , on constate (fig. 1) :

- que les résonances de cohérences s'élargissent rapidement et disparaissent lorsque  $\Delta\omega_0 \cong \omega_m$ ;
- que la résonance de cohérence d'ordre  $n$  est progressivement remplacée par une résonance (en destruction d'orientation cette fois) dont le maximum décrit un arc de cercle centré à l'origine dans le plan  $(\Omega, \Delta\omega_0)$  (fig. 2). Cette résonance est une résonance à  $n$  quanta, comme il ressort de la géométrie des champs dans le référentiel tournant.

La situation la plus typique des résonances à quanta multiples est réalisée lorsque  $\theta = 0$ ; le pompage est alors longitudinal et le champ oscillant transversal ( $\sigma$ ); seules les résonances d'ordre impair sont présentes. Lorsque le champ statique s'incline sur



le champ oscillant, celui-ci acquiert une composante  $\pi$  qui fait apparaître les résonances à nombre pair de quanta.

Ces résonances à quanta multiples présentent, dès l'ordre 3, un comportement particulier: elles disparaissent complètement pour au moins une valeur de  $\theta$  différente de 0 et  $\pi/2$ , ceci quelle que soit l'amplitude du champ oscillant. Cet effet résulte de l'interférence destructive des différents processus possibles d'absorption de  $n$  quanta ( $n \geq 3$ ) [3]. Il peut être calculé en évaluant la probabilité de transition à  $n$  quanta en fonction de l'angle  $\theta$ . Dans le formalisme de l'atome habillé, le hamiltonien d'un spin 1/2 en interaction avec un champ magnétique de radio-fréquence de polarisation linéaire quelconque  $\vec{e}(\theta)$  s'écrit [4]

$$H = \underbrace{\frac{\hbar \Delta\omega_0}{2 \cos \theta} J_z + \hbar\omega a^+ a}_{H_0} + \underbrace{\lambda \vec{J} \cdot (a^+ \vec{e}(\theta) + a \vec{e}^*(\theta))}_{V} \quad \lambda \sim \Omega_m.$$

En traitant  $V$  comme une perturbation de  $H_0$ , on prévoit une résonance à  $n$  quanta chaque fois que deux états propres du hamiltonien non perturbé  $H_0$ , couplés à l'ordre  $n$  par la perturbation, sont dégénérés pour une valeur du champ statique.

On obtient, pour l'élément de matrice de la transition à 3 quanta:

$$P^{(3)} = \langle +, n-1 | V^{(3)} | -, n+2 \rangle = \frac{\Omega_m^3}{256\omega_m^2} \cos \theta (9 \sin^2 \theta - 1).$$

La contribution positive est due à l'absorption d'un photon  $\sigma^+$  et de deux photons  $\pi$ , la contribution négative à l'absorption de deux photons  $\sigma^+$  et un photon  $\sigma^-$ . La probabilité de transition s'annule lorsque  $\Omega = \omega_m$ . Comme  $P^{(3)}$  est proportionnel à  $\Omega_m^3$ , la résonance disparaît dans un intervalle angulaire d'autant plus étroit que le champ r.-f. est intense. (cf. fig. 3a et b).

Le déplacement des résonances à 3 quanta a été calculé au 2e ordre:

$$\frac{\Delta b}{b} = -\frac{\Omega_m^2}{96\omega_m^2} \cos^2 \theta \quad b = \frac{\Delta\omega_0}{\cos \theta}.$$

Ce déplacement tend vers zéro lorsque  $\theta$  tend vers  $\pi/2$ , car il ne résulte du couplage des niveaux avec le champ oscillant que par l'intermédiaire de sa composante  $\sigma$ .

Les valeurs de  $\theta$  pour lesquelles une résonance à  $n$  quanta disparaît correspondent aux valeurs de  $\Omega$  où apparaît une résonance de cohérence (d'ordre pair ou impair selon que  $n$  est pair ou impair). Néanmoins les deux phénomènes se distinguent par deux caractéristiques importantes:

- leur largeur se comporte différemment en fonction de l'intensité du champ oscillant: indépendante de  $\Omega_m$  pour les résonances de cohérence, elle est proportionnelle à  $\Omega_m^{-n}$  pour la disparition de la résonance à  $n$  quanta;
- alors que les résonances de cohérence s'interprètent, dans un diagramme d'énergie de l'atome habillé, comme des résonances de croisement de niveaux, ceux-ci n'étant couplés à aucun ordre par la perturbation, les résonances à quanta multiples résultent du couplage de paires de niveaux par la perturbation; ce sont donc des résonances d'anticroisement, dont la force passe accidentellement par zéro pour



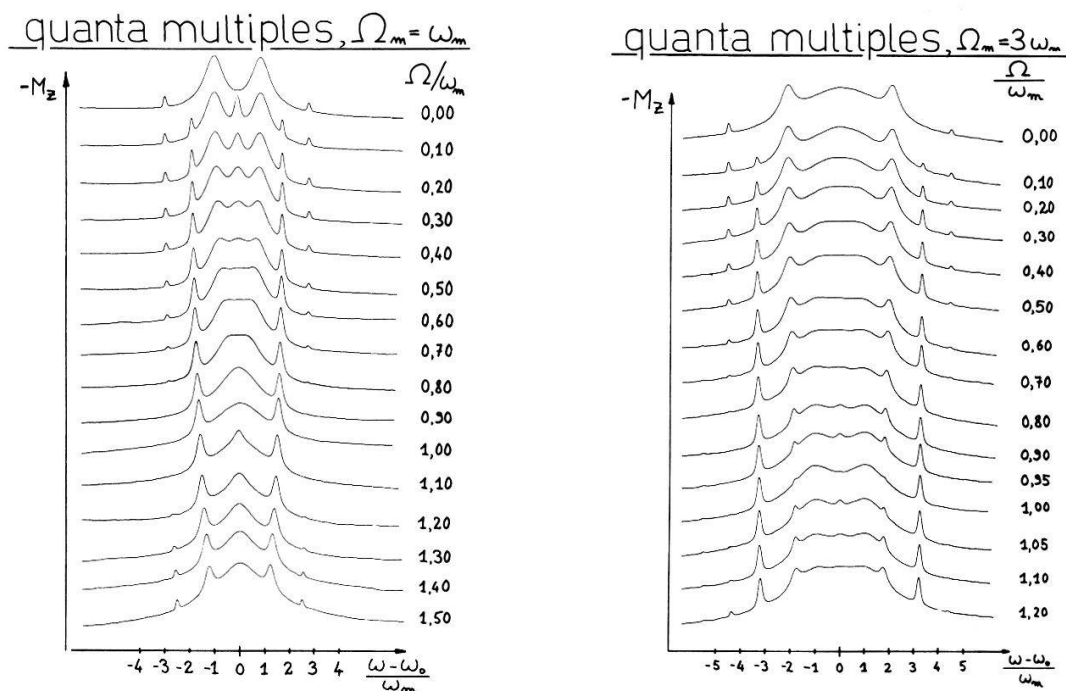


Figure 3

Aimantation statique de la vapeur de  $\text{Rb}^{85}$  ( $\omega_0/2\pi = 110$  kHz,  $\omega_m/2\pi = 3$  kHz). a)  $\Omega_m = \omega_m$ : les résonances à 1, 2 et 3 quanta sont visibles; b)  $\Omega_m = 3\omega_m$ : les résonances à 1 et 2 quanta ne sont plus séparées. Les résonances  $n = 3$  et  $n = 5$  disparaissent pour  $\Omega = \omega_m$ .

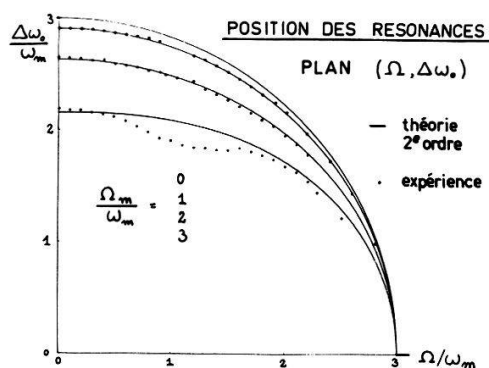


Figure 4

Position des résonances à quanta multiples.

une certaine valeur d'un paramètre. C'est un exemple d'"anticroisement empêché" tel qu'il a été récemment étudié en détail par Grynberg et al. [5].

Les résultats expérimentaux ont été obtenus sur l'état fondamental du  $\text{Rb}^{85}$  orienté par pompage optique. La composante  $M_z$  (partie statique) de l'aimantation est enregistrée en fonction de  $\Delta\omega_0$  et de  $\Omega$  pour deux valeurs de l'intensité de la modulation (fig. 3a et b). La position des résonances (fig. 4) se compare favorablement au déplacement calculé (limité au 2<sup>e</sup> ordre).

Le désaccord n'intervient qu'aux fortes intensités et suggère qu'un calcul au quatrième ordre serait nécessaire.

## Remerciements

Nous remercions MM. C. Cohen-Tannoudji et J. Dupont-Roc pour une discussion éclairante.

Ce travail a bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

### Références

- [1] P. THOMANN, E. GENEUX et P. CORNAZ, *Helv. Phys. Acta* **46**, 48 (1973).
- [2] C. FAVRE et E. GENEUX, *Phys. Lett.* **8**, 190 (1964).
- [3] S. WILKING, *Zeitschrift für Physik* **173**, 490 (1963) (étude des résonances à quanta multiples en polarisation linéaire oblique observée dans le référentiel du laboratoire).
- [4] v.p. ex. S. HAROCHE, *Ann. Phys.* **6**, 189 (1971).
- [5] G. GRYNBERG, J. DUPONT-ROC, S. HAROCHE et C. COHEN-TANNOUJDI, *J. de Phys.* **34**, 523 (1973).

## Mössbauereffekt an hydrolysierten Eisen(III)-Chloridlösungen

von W. RÜEGG, W. WILLI

(Lab. für Hochenergiephysik, ETH-Zürich)

C. ANNER und W. SCHNEIDER

(Lab. für anorg. Chemie, ETH-Zürich)

Mononukleares Eisen(III) wurde durch stöchiometrische Basenzugabe zu mehrkernigen Komplexen hydrolysiert. Mit Mössbauermessungen wurden die durch die Basenzugabe und die Alterung hervorgerufenen Polymerisationseffekte an eingefrorenen Lösungen verfolgt. Als Mass für den Polymerisationsfortschritt dient die Uebergangstemperatur, bei welcher die magnetische Hyperfeinaufspaltung wegen der kürzer werdenden Relaxationszeit verschwindet. Das innere Magnetfeld ( $H_{\text{int}} = 450 \pm 15$  kG) und die Isomerieverschiebung ( $IS = -0,42 \pm 0,04$  mm/s) sind bei fast allen Proben gleich und weisen auf  $\beta$ -FeOOH hin.

## Mössbauer- und Laserinterferometrische Messungen am Innenohr von Katzen

von W. RÜEGG, W. WILLI

(Lab. für Hochenergiephysik, ETH-Zürich)

und W. HELFENSTEIN

(Lehrstuhl für Automatik, ETH-Zürich)

Um die Funktionsweise des Innenohrs zu studieren, wurde mit einer in [1] beschriebenen Mössbauereffekt-Messmethode Amplituden- und Phasengang an verschiedenen Stellen der Basilarmembran im Innenohr einer narkotisierten Katze gemessen. Mit Hilfe eines am Steigbügel befestigten Trippelspiegels konnte mit einem Laserinterferometer [2] das akustische Signal am Eingang des Innenohrs (ovales Fenster) gemessen werden. Diese Messungen gestatten die Bestimmung der Uebertragungsfunktion des Innenohrs.

### Literatur

- [1] W. RÜEGG et al., *Helv. Phys. Acta* **46**, 35 (1973).
- [2] W. HELFENSTEIN, *Neue Technik* **5**, 207 (1973).

## **Hochempfindliche Elementenanalyse durch Messung der durch Protonen bzw. Schwerionen induzierten charakteristischen Röntgenstrahlung**

VON G. BONANI, CH. STOLLER, M. SUTER, W. WÖFLI, R. MÜLLER, U. PEYER  
und P. MARMIER

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Hönggerberg, 8049 Zürich)

Mit den neusten hochauflösenden Halbleiterdetektoren kann die charakteristische Röntgenstrahlung sämtlicher Elemente des periodischen Systems vom Kohlenstoff an aufwärts gemessen werden. Die Anregung der Röntgenstrahlung durch Protonen bzw. schwere Ionen hat im Vergleich zu den normalerweise verwendeten Photonen oder Elektronen den grossen Vorteil, dass die Ausbeute für K- und L-Röntgenlinien gross und der Kontinuums-Untergrund sehr klein ist. Zusammen ergibt dies eine hochempfindliche Methode, die es gestattet, die Art der Elemente sowie deren Konzentration in beliebigen Materialproben mit einer Empfindlichkeit im Bereich von  $10^{-12}$  Gramm nachzuweisen. Anhand eines praktischen Beispiels werden die Vorteile und die Grenzen dieser Methode diskutiert.

## **Fokussierung des Ultraschalls über eine grosse Tiefe mit einem ringförmigen Wandler**

VON C. B. BURCKHARDT, P.-A. GRANDCHAMP und H. HOFFMANN

(F. Hoffmann-La Roche & Co. A. G., Basel)

*B*-Scan liefert ein Bild eines Querschnitts durch den Körper und wird häufig verwendet in der Ultraschall-Diagnose. Der Hauptnachteil des *B*-Scans ist die schlechte seitliche Auflösung, welche vom grossen Durchmesser des Schallstrahls herrührt. Die seitliche Auflösung wird verbessert, indem der Ultraschall mit einem ringförmigen Wandler fokussiert wird. Die ringförmige Apertur erlaubt Fokussierung über eine Tiefe von 20 cm. Die Höhe der Seitenmaxima wird reduziert, indem ein Echosignal eines zweiten Pulses subtrahiert wird, das nur Echos von Objekten im Gebiet der Seitenmaxima enthält. Das System hat eine seitliche Auflösung von 2–3 mm und ist somit um fast eine Grössenordnung besser als konventionelle *B*-Scan Systeme.

## **Light Scattering and Semi-Classical Approximation**

by P. MEYSTRE, E. GENEUX

(Laboratoire d'Optique Physique, EPF-Lausanne)

A. QUATTROPANI and A. FAIST

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

*Abstract.* The implicit assumptions contained in the semi-classical approximation are discussed in the frame of a simple model describing light scattering by an isolated atom.

In two previous papers [1], we studied the evolution of an atom placed in a Perot–Fabry interferometer and irradiated by monochromatic light. Analytical forms for atomic and field observables were obtained using a simplified, but exactly solvable model.

In this note, we discuss the possibility of describing the situation in a semi-classical way.

Our model corresponds to the following experimental situation: An atom placed in a Perot–Fabry interferometer is irradiated by an intense monochromatic light mode prepared in a given state at time  $t = 0$ . The energy radiated by the atom into the eigenmodes of the Perot–Fabry is approximately equal to the energy radiated by the same atom in free space [2], and thus we take into account the cavity modes and the incident mode only.

As in Ref. [1] we use the model Hamiltonian:

$$H_Q = H_1 + H_2 + H_{12} \quad (1)$$

with

$$H_2 = \hbar\omega a^+ a \quad (2)$$

$$H_1 = -\frac{\hbar\omega_0}{2}(I_z - 1) + \sum_k \hbar\omega b_k^+ b_k + \lambda_B \sum_k (b_k I_- + b_k^+ I_+) \quad (3)$$

$$H_{12} = \lambda_A (a I_- + a^+ I_+). \quad (4)$$

The atom is described as a two-level system.  $k = k_1 \dots k_p$  denote the Perot–Fabry eigenmodes, whose creation and annihilation operators are  $b_k^+$  and  $b_k$ , respectively.  $a^+$  and  $a$  are the creation and annihilation operators of the incident mode.  $\lambda_A$  and  $\lambda_B$  are coupling constants.

The scattering of radiation on the atom is taken to be elastic, and the Rotating Wave Approximation is introduced.

$H_1$  describes the atom 'dressed' by the Perot–Fabry cavity (system S1),

$H_2$  describes the initially populated mode (system S2),

$H_{12}$  is the coupling between S1 and S2.

Our starting point is the equation of motion of the reduced density matrix for S1:

$$\rho_1(t) = \text{Tr}_{S2} \rho(t) \quad (5)$$

where  $\rho(t)$  is the density matrix of the complete system and the trace is taken over variables of the system S2.

At  $t = 0$ , the systems S1 and S2 are uncoupled:

$$\rho(0) = \rho_1(0) \otimes \rho_2(0). \quad (6)$$

We define the semi-classical approximation by the assumptions that after a time  $\Delta t$ , the evolution of S2 is governed by its free Hamiltonian  $H_2$  and S1 and S2 are uncorrelated.

These assumptions read:

$$\rho(\Delta t) = \rho_1(\Delta t) \otimes \rho_2^{\text{free}}(\Delta t). \quad (7)$$

We impose furthermore that these assumptions can be repeated after each interval  $\Delta t$ :

$$\rho(n\Delta t) = \rho_1(n\Delta t) \otimes \rho_2^{\text{free}}(n\Delta t). \quad (8)$$

Under these assumptions the equation of the reduced density matrix for S1 can be integrated by iteration.

Writing  $H_{12}$  in the form:

$$H_{12} = \lambda_A \sum_{i=1}^2 a_i I_i \quad (9)$$

with

$$\begin{aligned} a_1 &\equiv a & a_2 &\equiv a^+ \\ I_1 &\equiv I_- & I_2 &\equiv I_+ \end{aligned} \quad (10)$$

this equation reads:

$$\begin{aligned} \rho_1^I(n\Delta t) - \rho_1^I((n-1)\Delta t) &= -\frac{i\lambda_A}{\hbar} \sum_i [I_i, \rho_1^I((n-1)\Delta t)] \int_0^{\Delta t} \langle a_i^I(t') \rangle_2 e^{i\omega_i t'} dt' \\ &- \frac{\lambda_A^2}{\hbar^2} \sum_{i,j} \int_0^{\Delta t} dt' \left\{ (I_i I_j \rho_1^I((n-1)\Delta t) - I_j \rho_1^I((n-1)\Delta t) I_i) \int_0^{\Delta t-t'} e^{i\omega_i t''} \langle a_i^I(t'') a_j^I(0) \rangle_2 dt'' \right. \\ &- \left. (I_i \rho_1^I((n-1)\Delta t) - \rho_1^I((n-1)\Delta t) I_j I_i) \int_0^{\Delta t-t'} e^{i\omega_j t''} \langle a_j^I(0) a_i^I(t'') \rangle_2 dt'' \right\} \\ &\times e^{i(\omega_i + \omega_j)t'} + \dots \end{aligned} \quad (11)$$

The superscript  $I$  denotes the interaction picture, and  $\omega_i$  is given by the evolution of  $I_i$  in this picture:

$$I_i^I(t) = e^{i/\hbar H_1 t} I_i e^{-i/\hbar H_1 t} \quad (12)$$

$\omega_i = \omega_0, -\omega_0$  for  $i = 1, 2$ , respectively.

The first term of the perturbative expansion (11) contains expressions of the form  $\langle a_i^I(t') \rangle_2$ .

Introducing (10) one has:

$$\begin{aligned} \langle a_1^I(t') \rangle_2 &= \text{Tr}_{S2} \{ a e^{-i\omega t'} \rho_2(0) \} \\ \langle a_2^I(t') \rangle_2 &= \text{Tr}_{S2} \{ a^+ e^{i\omega t'} \rho_2(0) \}. \end{aligned} \quad (13)$$

These expressions are equal to zero if  $\rho_2(0)$  describes a chaotic mode but to  $\alpha e^{-i\omega t'}$ , respectively  $\alpha^* e^{i\omega t'}$ , if S2 is initially in a coherent state.

This shows that the behaviour of the reduced density matrix for S1 depends drastically on the initial state of S2. We shall discuss two borderline cases:

- A) S2 is initially in a coherent state,
- B) S2 is initially in a chaotic state.

### A) Case of a Coherent State

$$\rho_2(0) = |\alpha\rangle\langle\alpha|. \quad (14)$$

Using the factorization properties of the correlation functions of a coherent state [4] it is easy to show that the second term on the right side of expansion (11) gives a contribution in  $O(\Delta t)^2$ , when the first term gives a contribution in  $\Delta t$ . Evaluating

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\rho_1^I(n\Delta t) - \rho_1^I((n-1)\Delta t)}{\Delta t}$$

the contribution of the second term goes therefore to zero, and one gets, using equations (10),

$$\frac{\partial \rho_1^I(t)}{\partial t} = -\frac{i\lambda_A}{\hbar} \text{Tr}_{S_2} [\rho_2(0) a I_- e^{i(\omega_0 - \omega)t} + \text{h.c.}, \rho_1^I(t)]. \quad (15)$$

Using the relation

$$\frac{\partial \rho_1(t)}{\partial t} = e^{-iH_1 t/\hbar} \left\{ \frac{1}{i\hbar} [H_1, \rho_1^I(t)] + \frac{\partial \rho_1^I(t)}{\partial t} \right\} e^{iH_1 t/\hbar}, \quad (16)$$

which relates the equation of motion of the reduced density matrix in the interaction and Schrödinger pictures [3], we obtain:

$$\frac{\partial \rho_1(t)}{\partial t} = (i\hbar)^{-1} [H_1, \rho_1(t)] + \lambda_A (i\hbar)^{-1} \text{Tr}_{S_2} [\rho_2(0) a I_- e^{-i\omega t} + \text{h.c.}, \rho_1(t)]. \quad (17)$$

Therefore, in first-order perturbation theory, everything happens as if the reduced density matrix was governed by the semi-classical Hamiltonian:

$$H_{sc} = H_1 + \lambda_A (\alpha I_- e^{-i\omega t} + \alpha^* I_+ e^{i\omega t}) \quad (18)$$

where  $\rho_2(0)$  has been introduced explicitly.

This Hamiltonian is analogous to the semi-classical one used in radio-frequency spectroscopy, where the radiation is introduced *a priori* as a classical quantity (see, for instance, Ref. [5], Chap. 2).

### B) Case of a Chaotic (Thermal) Mode

The density matrix describing a chaotic mode is

$$\rho_2(0) = \frac{1}{1 + \langle n \rangle} \sum_n \left( \frac{\langle n \rangle}{1 + \langle n \rangle} \right)^n |n\rangle\langle n|. \quad (19)$$

As mentioned earlier, the first term of expansion (11) is now equal to zero, and S2 induces transitions in S1 through terms of the form  $\langle E \cdot E(\tau) \rangle$  where  $E$  is the electric field in S2.

Using assumption (8), a straightforward calculation shows that the right-hand side of equation (11) is in  $(\Delta t)^2$ , and thus  $\Delta \rho_1^I(t)/\Delta t$  vanishes at the limit  $\Delta t \rightarrow 0$ . Therefore, the factorization assumption (8) is inadequate in the case of a chaotic source. The correlations between S1 and S2 play a prominent role.



To avoid this difficulty, one can imagine the replacement of the incident mode  $\hbar\omega a^+ a$  by a set of modes:

$$\sum_{\mu} \hbar\omega_{\mu} a_{\mu}^+ a_{\mu}.$$

The interaction Hamiltonian  $H_{12}$  becomes:

$$H_{12} = \sum_{\mu} \lambda_{A,\mu} (a_{\mu} I_{-} + a_{\mu}^+ I_{+}). \quad (20)$$

This modification transforms the situation into a particular case of the widely discussed problem of damping of a system by a bath [3]. Using the Wangsness–Bloch derivation [6] of the reduced density matrix, one shows that, under the Markov approximation, a persistent contribution of the second term of expansion (11) arises for  $\omega_{\mu} = \omega_0$ , i.e. if one of the  $\omega_{\mu}$  is resonant with S1.

If this condition is satisfied, the evolution of the reduced density matrix for S2 is governed by a Wangsness–Bloch equation, which is irreversible and expresses the damping of S2 by S1. (Theory of the ‘dressed’ atom line broadening.) Consequently, this derivation does not give a semi-classical approximation, in the usual sense.

Another method consists in opening the system S2 through coupling with a classical force  $\gamma(t)$ . This system  $\tilde{S}2$  is described by the Hamiltonian:

$$\tilde{H}_2 = \hbar\omega a^+ a + \gamma(t) (a + a^+). \quad (21)$$

$\gamma(t)$  is a pumping force acting on the incident mode. The time evolution operator for  $\tilde{S}2$  reads:

$$\tilde{U}_2 = e^{-i\omega a^+ a t} D(g(t)) e^{i\phi(t)} \quad (22)$$

where [7]

$$g(t) = \frac{i}{\hbar} \int_0^t e^{i\omega\tau} \gamma(\tau) d\tau \quad (23)$$

and  $\phi$  is a phase factor playing no role here. It is easily shown that in this case the first term of expansion (11) may be different from zero for an initially chaotic state of S2. Depending on the form of  $\gamma(t)$ , different kinds of fields can be simulated.

A detailed discussion of this problem will be presented in an article in preparation. Comparison between the exact solution and the semi-classical approximation performed with S2 and  $\tilde{S}2$  will be presented.

### Acknowledgments

We wish to thank Professors C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and H. Haken, for fruitful discussions on this subject.

### References

- [1] P. MEYSTRE, E. GENEUX, A. FAIST and A. QUATTROPANI, *Let. al Nuovo Cimento* 6, 287 (1973), and to be published in *Helv. Phys. Acta*.
- [2] A. KASTLER, *Appl. Optics* 1, 17 (1962).
- [3] W. H. LOUISELL, *Quantum Statistical Properties of Radiation*, Chap. 6 (J. Wiley, New York, 1973).

- [4] R. J. GLAUBER, in *Optique et Electronique Quantique*, edited by DE WITT et al. (N.Y. 1965) (Les Houches 1964).
- [5] A. ABRAGAM, *Les principes du magnétisme nucléaire* (Bibliothèque des Sciences et Techniques Nucléaires, 1961).
- [6] R. K. WANGSNES and F. BLOCH, *Rev. Mod. Phys.* 29, 74 (1957).
- [7] PH. MARTIN and C. PIRON, in *Introduction à l'Electronique Quantique*, Xème Cours de l'AVCP, 1968.

## Implication of Poisson Formula for Classical Lattice Systems of Arbitrary Spin

by C. GRUBER and A. HINTERMANN

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF – Lausanne)

A few years ago McKean [1] derived the Kramers–Wannier duality relation for the infinite two-dimensional Ising model by means of Poisson formula for abelian groups. Recently it was suggested by Montroll [2] that this same formula could be used for arbitrary lattice systems. In the following we shall establish the following result: 'For any lattice system of arbitrary spin the low and high temperature expansion are simply related by means of Poisson formula.'

To derive such a result we associate with any lattice system a group structure which generalizes the group structure introduced for spin  $\frac{1}{2}$  [3] and which can be used similarly to study general properties of lattice systems (see e.g. Ref. [4]). This group structure will be defined by means of two groups  $G_A$  and  $G_{\mathcal{B}}$  and two homomorphisms  $\pi$  and  $\gamma$ .

A classical lattice system of spin  $s$  is defined by  $\{A, H\}$  where  $A$  is a finite set of sites; at each site  $x$  of  $A$  is associated a 'spin' variable  $s_x$  taking the value  $(0, 1, \dots, 2s)$ , and  $H$ , a function defined on the configuration space, is the energy function.

The configuration space is then identified with the group  $G_A$  defined by:

$$G_A = \times_{x \in A} G_x = \{S = (s_1, \dots, s_{|A|})\}$$

and the function  $-\beta H$ , function on the abelian group  $G_A$ , can be expanded into the Fourier series:

$$-\beta H = \sum_{\chi \in G_A^{\sim}} J(\chi) \chi$$

where  $G_A^{\sim}$  is the dual group of  $G_A$ , i.e. the character group of  $G_A$ , and is given by:

$$G_A^{\sim} = \times_{x \in A} G_x^{\sim} = \{\chi = (\chi_1, \dots, \chi_{|A|}); \chi_x \in G_x^{\sim}\}.$$

Let  $J$  be the subset of  $G_A^{\sim}$  defined as the support of the interactions:

$$J = \{\chi \in G_A^{\sim}; J(\chi) \neq 0\}$$

and  $\bar{J}$  be the subgroup of  $G_A^{\sim}$  generated by  $J$ .

It is always possible to find a subset  $\mathbf{M} = \{\chi_b\}_{b \in \mathcal{B}}$  of  $\bar{J}$  such that for all  $\chi$  in  $J$ , there exists  $(b, l)$ ,  $b \in \mathcal{B}$ ,  $l \in \{0, 1, \dots, \alpha_b - 1\}$ ,  $\alpha_b =$  order of  $\chi_b$ , such that  $\chi = \chi_b^l$ . (We could always take  $\mathbf{M} = J$  and this is the only possibility for spin  $\frac{1}{2}$ .  $\mathbf{M} = J$  was also taken for higher spins in [3]; it is however not the best choice.)

We can then proceed to define the *group of graphs*  $G_{\mathcal{B}}$  and the homomorphisms  $\pi$  and  $\gamma$ . Let

$$G_{\mathcal{B}} = \times_{b \in \mathcal{B}} G_b = \{L = (l_1, \dots, l_{|\mathcal{B}|}); l_b \in \{0, \dots, \alpha_b - 1\}\}$$

with

$$\begin{array}{ccc} G_b = \mathbb{Z}_{\alpha_b} & & \\ \pi: G_{\mathcal{B}} \rightarrow G_{\Lambda} & & \\ \downarrow & \downarrow & \\ L \mapsto \pi(L) = \prod_{b \in \mathcal{B}} \chi_b^{l_b} & & \end{array} \quad (1)$$

$$\begin{array}{ccc} \gamma: G_{\Lambda} \rightarrow G_{\mathcal{B}} & & \\ \downarrow & \downarrow & \\ S \mapsto \gamma(S) & & \end{array}$$

defined for all  $S$  by

$$\langle L; \gamma(S) \rangle_{\mathcal{B}} = \langle S; \pi(L) \rangle_{\Lambda} = \prod_{b \in \mathcal{B}} \chi_b(S)^{l_b} \quad \forall L \in G_{\mathcal{B}}, \quad (2)$$

i.e.

$$\langle L; \gamma(S) \rangle_{\mathcal{B}} = \prod_{b \in \mathcal{B}} \langle l_b; \gamma_b(S) \rangle_b$$

with

$$\langle l_b; \gamma_b(S) \rangle_b = \chi_b(S)^{l_b} \quad \gamma_b \in G_b^{\sim}$$

(where  $\langle \cdot; \cdot \rangle$  is the customary notation for characters [5]). The groups which appear in lattice systems are then simply given by the Kernels and Images of the above homomorphisms.

Let  $K \subset G_{\mathcal{B}}$  be the kernel of  $\pi$  and  $\bar{J} \subset G_{\Lambda}^{\sim}$  its image;  $K$  is the '*High Temperature Group*' (or group of closed graphs) while  $J$  is the '*Interaction Group*', subgroup of  $G_{\Lambda}^{\sim}$  generated by  $J$  introduced above; we have:

$$\bar{J} \cong G_{\mathcal{B}}/K. \quad (3)$$

Let  $\mathcal{S} \subset G_{\Lambda}$  be the kernel of  $\gamma$  and  $\Gamma \subset G_{\mathcal{B}}^{\sim}$  its image;  $\mathcal{S}$  is the '*Symmetry Group*' while  $\Gamma$  is the '*Low Temperature Group*'; we have:

$$\Gamma \cong G_{\Lambda}/\mathcal{S}. \quad (4)$$

Moreover, by definition of  $\gamma$ ,  $\mathcal{S}$  is given by:

$$\mathcal{S} = \{S \in G_{\Lambda}; \chi(S) = 1 \quad \forall \chi \in J\}, \quad (5)$$

i.e.  $\mathcal{S}$  is the annihilator of  $\bar{J}$  from which follows that [5]

$$\bar{J}^{\sim} \cong G_{\Lambda}/\mathcal{S}. \quad (6)$$

We thus obtain

$$G_A/\mathcal{S} \cong \Gamma \cong \bar{J} \cong (G_{\mathcal{B}}/K) \sim. \tag{7}$$

With this group structure the High and Low Temperature expansion of the partition function are immediately obtained; we have:

$$Z_{(\beta, A)} = \sum_{S \in G_A} e^{-\beta H(S)} = \sum_{S \in G_A} \prod_{b \in \mathcal{B}} \exp \left[ \sum_{l=0}^{\alpha_b-1} J(b, l) \chi_b^l(S) \right] \tag{8}$$

where  $J(b, l) \equiv J(\chi)$  if  $(b, l)$  is associated with  $\chi$ ,  $J(b, l) = 0$  otherwise.

From the orthogonality of characters we obtain the 'High Temperature Expansion' for the partition function:

$$Z_{(\beta, A)} = |G_A| \sum_{k \in K \subset G_{\mathcal{B}}} \prod_{b \in \mathcal{B}} f(b, k_b) \tag{9}$$

where

$$f(b, k) = \frac{1}{\alpha_b} \sum_{l=0}^{\alpha_b-1} \vartheta_b^{-kl} \exp \left[ \sum_{l'=0}^{\alpha_b-1} J(b, l') \vartheta_b^{ll'} \right] \tag{10}$$

and

$$\vartheta_b = e^{2i\pi/\alpha_b}.$$

On the other hand  $\chi_b^l(S) = \langle l; \gamma_b(S) \rangle_b$ , yields the 'Low Temperature Expansion' for the partition function:

$$Z_{(\beta, A)} = |\mathcal{S}| \sum_{\gamma \in \Gamma \subset G_{\mathcal{B}}} \prod_{b \in \mathcal{B}} \bar{f}(b, \gamma_b) \tag{11}$$

where

$$\bar{f}(b, \gamma_b) = \exp \left[ \sum_{l=0}^{\alpha_b-1} J(b, l) \langle l; \gamma_b \rangle_b \right]. \tag{12}$$

It is then easy to show that the low temperature expansion, equation (11), is directly obtained from the high temperature expansion, equation (9), by means of the Poisson formula [1].

Indeed the Poisson formula applied to equation (11) yields:

$$Z_{(\beta, A)} = |G_A| |K| \sum_{\chi \in (G_{\mathcal{B}}/K) \sim} f \sim(\chi)$$

with

$$\begin{aligned} f \sim(\chi) &= \frac{1}{|G_{\mathcal{B}}|} \sum_{L \in G_{\mathcal{B}}} \left( \prod_{b \in \mathcal{B}} f(b, l_b) \right) \chi(L) \\ &= \frac{1}{|G_{\mathcal{B}}|} \prod_{b \in \mathcal{B}} \left\{ \sum_{l=0}^{\alpha_b-1} f(b, l_b) \langle l; \gamma_b \rangle_b \right\} \end{aligned}$$

and therefore using the isomorphism, equation (7), together with the definition of  $f(b, k)$ , equation (10), we obtain the low temperature expansion, equation (11).

To conclude let us mention that it is straightforward to generalize this structure to describe some systems of continuous spins or mixed spins: The group  $G_A$  of configurations is defined by  $G_A = \times_{x \in A} G_x$  where  $G_x$  is any compact group (which may depend on  $x$ ).  $G_A$  is thus a compact group and the trace is defined by the Haar measure; on the other hand the dual group  $G_A^*$  is discrete and we define the group of interactions  $\bar{J}$  as previously. Assuming the interactions are such that  $\bar{J}$  has a finite number of generators, we can define  $G_{\mathcal{B}} = \times_{b \in \mathcal{B}} G_b$  which is discrete abelian with  $|\mathcal{B}| < \infty$ , and the generalization of the homomorphisms  $\pi$  and  $\gamma$  is trivial. Finally, the Poisson formula being valid for any locally compact group, we can again use it to derive the Low Temperature Expansion from the High Temperature Expansion.

#### References

- [1] H. P. MCKEAN, *J. Math. Phys.* **5**, 775 (1964).
- [2] E. W. MONTROLL, private communication.
- [3] D. MERLINI and C. GRUBER, *J. Math. Phys.* **13**, 1814 (1972).
- [4] W. GREENBERG, *Comm. Math. Phys.* **29**, 163 (1973).
- [5] W. RUDIN, *Fourier Analysis on Groups* (Interscience Publishers, New York, 1967).

### Variationsansätze für Vielteilchenzustände von Fermionen

VON W. BALTENSPERGER, E. ISLER<sup>1)</sup> und J. DENOTH

(Sem. Theor. Phys. ETH Zürich Hönggerberg)

Fermionenzustände der Form  $|\psi\rangle = \prod_a f_a(c_{a\uparrow}^+, c_{a\downarrow}^+) |0\rangle$  wo  $c_{a\sigma}^+$  den Erzeugungsoperator zur Bahn  $a$  und Spin  $\sigma$  und wo  $|0\rangle$  das Vakuum darstellt, enthalten repulsive Zweiteilchenkorrelationen. Das Variationsproblem führt zu einem Satz von Selbstkonsistenzgleichungen. Die Hartree-Fock-Gleichungen stellen dazu triviale Lösungen dar.

(Arbeit unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds.)

<sup>1)</sup> Am 12.8.1973 in den Bergen tödlich verunglückt.

### Temporal Coherence of a Finite Photon Gas

by H. P. BALTES,<sup>1)</sup> M. PABST

(Institut für Theoretische Physik II, Freie Universität Berlin, W. Germany)

and E. R. HILF

(Institut für Kernphysik, Technische Hochschule Darmstadt, W. Germany)

There is much current interest in temporal correlation functions of finite systems [1] and particularly in the question whether a non-exponential long-time behaviour stems from the finite size of the system or not [2]. We present one of the few soluble three-dimensional examples, viz. the temporal coherence function

$$C_E(t) \propto \langle \vec{E}(0) \vec{E}(t) \rangle$$

$$= \frac{8\pi}{L^3} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2(l^2 + m^2 + n^2)^{1/2} hcL^{-1} \cos[(l^2 + m^2 + n^2)^{1/2} \pi ctL^{-1}]}{\exp[2(l^2 + m^2 + n^2)^{1/2} hc(k_B TL)^{-1}] - 1} \quad (1)$$

of the stochastic electrical field  $\vec{E}$  belonging to the thermal radiation field enclosed in a cube-shaped cavity of edge length  $L$ .

In the thermodynamic limit of infinite volume and photon number with the finite spectral energy density described by Planck's radiation law,  $C_E(t)$  relaxes exponentially at intermediate times  $t = 7 \dots 12\Theta_1$  with the characteristic time  $\Theta_1 = h/k_B T$ , but a 'long-tail' behaviour

$$C_E(t) \sim C_0(t) = -45(\hbar/\pi k_B T)^4 t^{-4} \quad (2)$$

is predominant for  $t \gtrsim 12\Theta_1$ . The above non-exponential long-time behaviour is clearly not due to any size effect, but represents an intrinsic property of the system in question.

In the case of finite, but not too small, cavity length  $L$  obeying  $\Lambda = hc/k_B T \lesssim L$  and at times  $t$  with  $ct \lesssim c\Theta_2 = (\Lambda L)^{1/2} \lesssim L$ , we can describe  $C_E(t)$  by an asymptotic expansion in powers of  $L^{-1}$  and in terms of generalized Riemann zeta functions. Surface and shape effects enhance the long tail. For the time interval  $20\Theta_1 \lesssim t \lesssim \Theta_2$  existing if  $\Lambda \ll L$ , we calculate

$$C_E(t) \approx C_0(t) + Bt^{-2} \quad (3)$$

with  $B \rightarrow 0$  as  $L \rightarrow \infty$ . The  $t^{-2}$  term, however, does not provide the limit  $t \rightarrow \infty$ .

In the case of extremely small cavities with  $L \lesssim \Lambda$ , the sum (1) can be evaluated using a computer, because only a limited number of terms yield an appreciable contribution. We obtain an oscillatory, but not strictly periodic, long-time behaviour for  $C_E(t)$ . We find that the coherence function is qualitatively not very different from the one observed in the thermodynamic limit as long as

$$L \gtrsim \Lambda \quad \text{and} \quad t \lesssim L/c, \quad (4)$$

but that  $C_E(t)$  is completely different from the thermodynamic limit and shows long-time memory effects for  $t \gtrsim L/c$ . We conclude that by studying a finite system (e.g. by computer simulation) we can obtain information about the temporal autocorrelation of the corresponding macroscopic system if the conditions (4) (or their respective equivalents) can be taken for granted.

A comprehensive study will be published elsewhere [3].

#### References

- [1] J. L. LEBOWITZ and J. SYKES, *J. Stat. Phys.* **6**, 157 (1972).
- [2] P. MAZUR, *Physica Norvegica* **5**, 291 (1971).
- [3] H. P. BALTES, E. R. HILF and M. PABST, to be published in *Appl. Phys.* (1973).

<sup>1)</sup> Permanent address: Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis 8 Gyr A.G., 6301 Zug, Switzerland.

## Beschreibung eines Heisenberg-Ferromagneten für $T \ll T_c$ durch eine Differenzgleichung

VON R. SCHILLING UND W. BALTENSPERGER

(Seminar für Theoretische Physik, ETH, Hönggerberg, 8049 Zürich)

Aus dem Heisenberg-Modell wird unter Benutzung der Holstein-Primakoff Transformation eine Differenzgleichung für Spinwellenzustände hergeleitet. Damit können thermodynamische Größen für inhomogene Systeme berechnet werden. Als Anwendung wird die Magnetisierung im ferromagnetischen Halbraum behandelt.



## Temps de délai dans la diffusion a canaux multiples

par PHILIPPE A. MARTIN

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF – Lausanne)

On propose une définition du temps de délai qui puisse s'appliquer aux processus de diffusion à canaux multiples. Dans ce cas, l'interaction est non seulement cause de délais dans le mouvement des fragments, mais aussi de leur absorption dans d'autres canaux. Ce second phénomène provoque une avance apparente (puisque une partie des fragments disparaît du canal) qui ne doit cependant pas être comptée comme part constituante du temps de délai pour le canal considéré. Il est donc nécessaire de modifier la définition usuelle valable pour un système de diffusion simple. La définition modifiée est étudiée mathématiquement dans un modèle simplifié de diffusion avec absorption défini par un hamiltonien complexe dissipatif. On montre que la limite du temps de délai pour une région d'espace infinie existe et elle est donnée par une formule qui généralise celle d'Eisenbud-Wigner. Les pôles du resolvent sous l'axe réel dans le second feuillet donnent en général lieu à des maxima du temps de délai, ce qui confirme leur interprétation de résonances. En utilisant le formalisme des hamiltoniens effectifs des canaux, on voit que les résultats obtenus dans le modèle dissipatif sont encore formellement valables pour certains processus de diffusion dans les problèmes à  $N$  corps.

(Recherche financée par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.)

## Transporteigenschaften in anisotropen ungeordneten Systemen

VON J. BERNASCONI

(Brown Boveri Forschungszentrum, 5401 Baden)

Ungeordnete klassische Widerstands-Netzwerke (d.h. Netzwerke, in denen die einzelnen Leitwerte  $\sigma_i$  gemäss einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeitsdichte  $\rho(\sigma)$  verteilt sind) dienen als Modellsysteme für das Studium von Transporteigenschaften in ungeordneten physikalischen Systemen. Eine selbstkonsistente 'Effective-Medium-Theorie' wird verallgemeinert, so dass auch eine Beschreibung von Systemen mit einer *anisotropen Verteilung*  $\rho(\sigma)$  möglich wird. Anwendungen auf einige mathematische und physikalische Modelle führen zu interessanten Resultaten bezüglich der Leitfähigkeit und ihrer Anisotropie in anisotropen ungeordneten Systemen.

## Diffusion élastique proton-proton dans la région d'interférence nucléaire coulombienne entre 300 et 600 MeV

par D. AEBISCHER, B. FAVIER, G. GREENIAUS<sup>1)</sup>, R. HESS, A. JUNOD<sup>2)</sup>,  
C. LECHANOINE, J. C. NIKLÈS, D. RAPIN, C. SERRE<sup>3)</sup> et D. W. WERREN<sup>4)</sup>

(Université de Genève)

La diffusion élastique proton-proton a été étudiée dans la région d'interférence coulombienne à 292, 347, 424, 468 et 577 MeV. Les données ont été obtenues à l'aide

<sup>1)</sup> National Research Council of Canada Fellow.

<sup>2)</sup> Ecole polytechnique fédérale, Zürich.

<sup>3)</sup> ISN Grenoble.

<sup>4)</sup> Adresse actuelle: LAMPF.

d'un système de chambres à fils en régime proportionnel et d'une cible à hydrogène liquide. Leur analyse permet de déterminer le rapport,  $\alpha$ , de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant. Au-dessus de 2 GeV/c les résultats expérimentaux sont en bon accord entre eux et avec les prédictions théoriques [1]. Mais au-dessous de 2 GeV/c expérimentalement [2] même le signe de  $\alpha$  n'est pas clairement établi. D'autre part les modèles théoriques [1] prédisent une rapide décroissance de  $\alpha$  avec l'énergie. Il était donc important de remesurer  $\alpha$  avec une bonne précision. Le système expérimental se compose d'une cible à hydrogène liquide (15 cm de long), de compteurs à scintillation, et de chambres à fils en régime proportionnel mises directement dans le faisceau. Une mesure de temps de vol et une mesure de la perte d'énergie de la particule diffusée sont réalisées afin d'éliminer le bruit de fond dû aux réactions inélastiques  $p p \rightarrow p p \pi_0$ ,  $p p \rightarrow n p \pi^+$  et surtout  $p p \rightarrow \pi^+ d$ , réaction dans laquelle le deuteron est toujours produit vers l'avant dans le laboratoire.

L'appareillage est en ligne avec une calculatrice IBM 1800. Celle-ci calcule l'angle de diffusion et rejette tous les événements ayant un angle de diffusion inférieur à 20 mrad (soit 99% des triggers). Un schéma de l'appareillage ainsi que les résultats préliminaires sur la distribution des sections efficaces différentielles se trouvent dans les Comptes rendus de la Conférence de Los Angeles [3]. Afin de déterminer le paramètre  $\alpha$  nous avons écrit la section efficace différentielle élastique sous la forme habituelle [2].

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= |f_c + f_p|^2 \\ &= |f_c|^2 + (\operatorname{Re} f_p)^2 + (1 + \beta_p^2) (\operatorname{Im} f_p)^2 + 2\{\operatorname{Re} f_c \cdot \operatorname{Re} f_p + \operatorname{Im} f_c \cdot \operatorname{Im} f_p\}. \end{aligned}$$

L'amplitude de diffusion coulombienne  $f_c$  est donnée par

$$f_c = -\frac{2nk e^{2i\delta}}{|t|}$$

où  $n = e^2/\hbar c\beta$ ,  $k$  = l'impulsion du proton incident,  $t$  = le carré du moment de transfert, et  $\delta$  = la phase due à l'existence d'une petite partie imaginaire dans l'amplitude coulombienne. La quantité  $\delta$ , qui contient une dépendance logarithmique en fonction de  $t$  a été calculée au moyen des expressions données par West et Yennie [4] et par Locher [4], expressions en bon accord avec le traitement original de Bethe [4].

L'amplitude de diffusion nucléaire  $f_p$  est donnée par:

$$f_p = (\alpha + i) \cdot f_{0p} \cdot e^{-A_p t/2}$$

où  $f_{0p}$  est l'amplitude de diffusion indépendante de spin à zero degré reliée à la section efficace totale ( $\sigma_{\text{tot}}$ ) par le théorème optique. Le coefficient  $\beta_p$  est introduit pour tenir compte des termes dépendant de spin, et est, ainsi que  $\alpha$ , supposé constante traitement est insuffisant et peut être amélioré [7].

Dans cette paramétrisation,  $\alpha$  et  $\beta_p$  sont laissés libres, mais pour  $A_p$  et  $\sigma_{\text{tot}}$  les valeurs sont fixées d'après les résultats expérimentaux connus [5]. Nous avons tenu compte des effets suivants: de l'acceptance angulaire du système au moyen d'une méthode de Monte Carlo, de l'effet de mise en bin (correction de  $\sim 1\%$  aux plus petits angles), de la résolution spatiale (correction de  $5\%$  aux petits angles) et de la diffusion

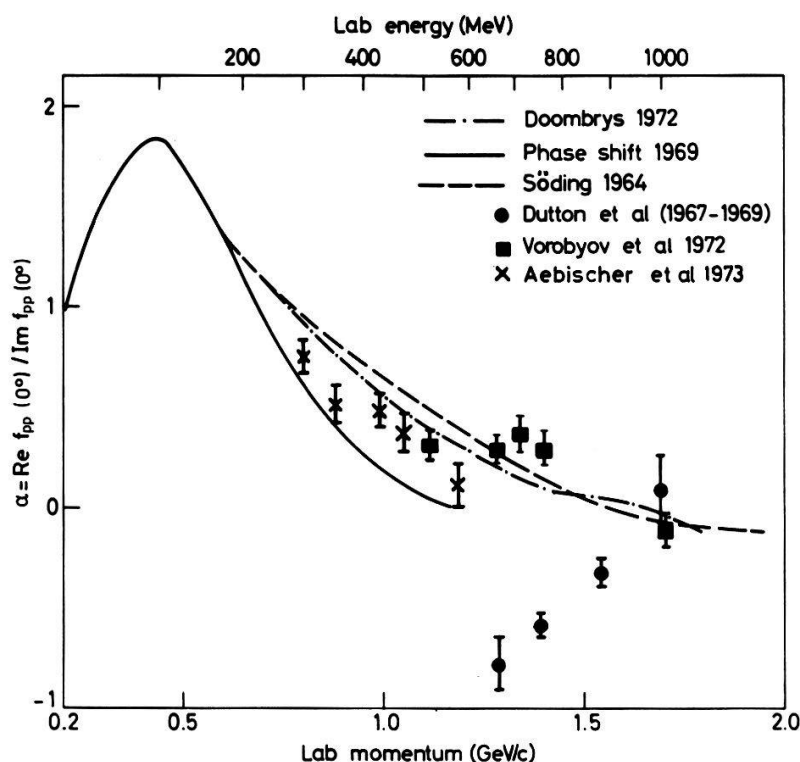


Figure 1

Comparaison de valeurs expérimentales et théoriques du rapport  $\alpha$  de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude nucléaire indépendante de spin vers l'avant.

multiple à partir de la formule de Molière [6]. (A 292 MeV, et  $2^\circ$  lab, cette correction est de 6%). La figure 1 montre la dépendance de  $\alpha$  en fonction de l'énergie incidente. Nos valeurs du rapport  $\alpha$  sont en bon accord avec les prédictions théoriques.

#### Références

- [1] P. SODING, Phys. Letters 8, 285 (1964); M. M. MACGREGOR et al., Phys. Rev. 182, 1714 (1969); O. V. DOOMBRY, Yadern. Fiz. 5, 1096 (1971).
- [2] L. M. C. DUTTON et al., Phys. Letters 25B, 245 (1967); L. M. C. DUTTON et al., Phys. Letters 26B, 679 (1968); A. A. VOROBYOV et al., Phys. Letters 41B, 639 (1972).
- [3] D. AEBISCHER et al., *Few Particle Problems in Nuclear Interactions*, édité par I. SLAUS, S. A. MOSKOWSKI, R. P. HADDOCK et W. T. H. VAN OERS (North Holland Publishing Company 1972), p. 26.
- [4] G. B. WEST and D. R. YENNIE, Phys. Rev. 172, 1412 (1968); M. P. LOCHER, Nucl. Phys. B2, 525 (1967); H. A. BETHE, Ann. Phys. 3, 190 (1958).
- [5] UCRL 20000 NN, August 1970.
- [6] M. ØVERAS, CERN Yellow Report 63.9; H. A. BETHE, Phys. Rev. 89, 1256 (1953).
- [7] D. AEBISCHER, thèse de L'Université de Genève, à paraître.

### Measurement of the Proton-Carbon Analysing Power between 400 and 600 MeV

by D. AEBISCHER, B. FAVIER, G. GREENIAUS<sup>1)</sup>, R. HESS, A. JUNOD<sup>2)</sup>,  
C. LECHANOINE, J. C. NIKLÈS and D. RAPIN

(Université de Genève)

In general, studies of polarization phenomena in nuclear reactions are made by means of double and triple scattering experiments. Polarized beams and/or polarized

<sup>1)</sup> National Research Council of Canada Fellow.

<sup>2)</sup> Swiss Federal Institute of Technology, Zürich.

targets, as well as methods to determine the polarization of scattered nucleons, are required. Carbon is a convenient material for use as a beam polarizer and polarization analyser. However, detailed calibration data above 400 MeV proton energy are scarce and not always consistent [1–8]. We have studied the analysing power of carbon for protons at 399, 462, 515 and 576 MeV incident proton energies in order to determine the angular dependence of the effective analysing power and to estimate the effect of inelastic channels.

A 595 MeV unpolarized proton beam, extracted from the CERN synchro-cyclotron, was polarized by an initial scattering of  $7^\circ \pm 0.25^\circ$  on a 5 cm carbon target. The energy loss in this target was  $\sim 19$  MeV. The polarized scattered beam passed through a series of three collimators after which a magnetic analysis was made to remove most inelastic particles. The beam energy could be degraded by placing various thicknesses of  $B_4C$  in the first collimator defining the scattered beam.

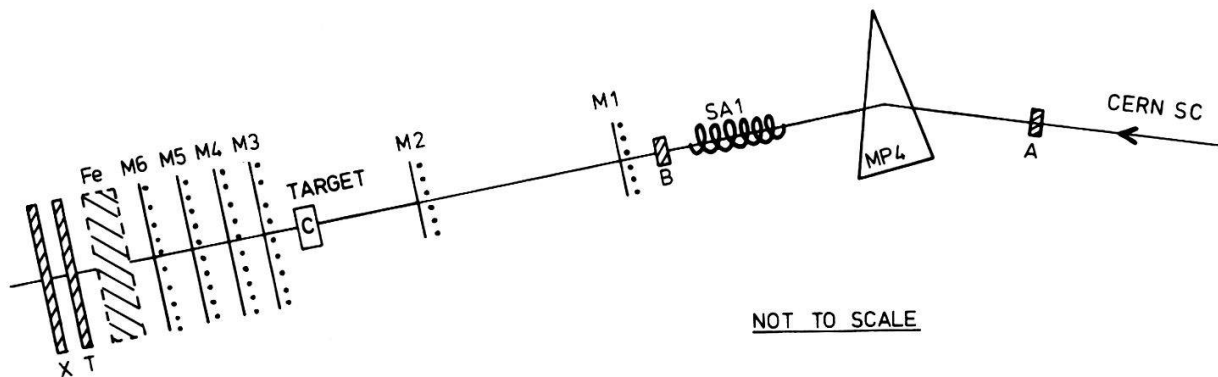


Figure 1

Schematic diagram of the apparatus after the polarizing target. MP4 bends the beam through  $25^\circ$  and SA1 is a solenoid to rotate the direction of the beam polarization. Chambers M1–M6 determine the particle trajectories. Counters A, B, X and T are used in the trigger. The Fe is used to suppress from the trigger protons below a given energy.

The scintillation counter, wire chamber system used for the measurements is shown in Figure 1. The beam intensity of  $\lesssim 10^5/\text{sec}$  allowed multiwire proportional chambers to be placed directly in the beam. Chambers M1 and M2 before the 5 cm carbon target and chambers M3–M6 after it allowed the trajectories of the incident and outgoing particles to be determined. A series of Fe plates placed after M6 could be used to limit the inelasticity of the scattering from the carbon target by stopping protons below a certain energy threshold. A coincidence between counters ABXT triggered coordinate readout from the chambers to a fast electronic coding and decision system [9, 10]. This system performed a rapid rejection of all events with scattering  $\lesssim 4^\circ$ .

The direction of the beam polarization could be changed by reversing the scattering angle at the polarizing target and the solenoid SA1 allowed the polarization to be rotated by an additional  $\pm 40^\circ$ .

The scattering of a polarized beam on a second target produces an azimuthal asymmetry in the intensity of the scattered particles given by

$$I(\theta_2 \Phi) = I_0(\theta_2) \cdot (1 + \epsilon \cos \Phi) \quad (1)$$

with

$$\epsilon(\theta_2) = P_0(\theta_1) \cdot A(\theta_2). \quad (2)$$

Here  $\epsilon$  is the observed asymmetry,  $I_0$  is the scattered intensity of an unpolarized beam,  $P_0(\theta_1)$  is the polarization of the incident beam,  $A(\theta_2)$  is the effective analysing power of the second target, and  $\Phi$  is the azimuthal angle between the planes of the two scatterings.

In the case where the two scatterings are identical (i.e. identical targets,  $\theta_1 = \theta_2$ , and elastic scattering), then from time reversal invariance

$$A(\theta) = P(\theta) = \sqrt{\epsilon(\theta)}. \quad (3)$$

In the measurements performed, the full azimuthal angle range was observed for  $4^\circ \lesssim \theta_2 \lesssim 11^\circ$ . The analysing power has been obtained from

$$A(\theta) = \frac{\pi}{2P_0} \cdot \frac{N_1(\theta) - N_2(\theta)}{N_1(\theta) + N_2(\theta)} \quad (4)$$

with

$$N_1(\theta) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I(\theta, \Phi) d\Phi \quad (5)$$

$$N_2(\theta) = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} I(\theta, \Phi) d\Phi. \quad (6)$$

The value of the beam polarization has been determined from the measured analysing power with a 576 MeV incident beam energy. It is estimated that inelastic scatters from the polarizing target only up to about 6 MeV are accepted in the trigger. The inelasticity in the analysing scatter was limited to  $\sim 32$  MeV by means of the Fe absorber. Data from the literature [11, 12] indicate that the effective analysing power for this case is about 4% lower than the incident beam polarization. The beam polarization, obtained from equations (3) and (4) for  $\theta = 7^\circ \pm 1^\circ$ , including the correction for inelastic events, is

$$P_0 = 0.372 \times (1 \pm 0.034).$$

The geometry of the wire chamber hodoscopes has been carefully checked and systematic errors in the calculation of the scattering angle in the 'off-line' reconstruction are  $\lesssim 0.01^\circ$ . Approximately equal amounts of data were collected in six directions of beam polarization and averaged. Thus instrumental asymmetries are believed to be negligible. The effects of wire chamber inefficiency are eliminated in the track reconstruction by requiring only five planes out of a possible eight. Typical track-detection efficiencies in each plane were 90–95%. Maximum likelihood tests were also made on the azimuthal angle distributions to check that they had the expected cosine dependence.

The measured analysing powers are shown in Figures 2 and 3. The limits on inelasticity are for protons scattered at  $7^\circ$ . If there was no limit, all events that resembled  $p$ -C scattering were accepted.

The results presented here are in reasonable agreement with the recent results of Glonti et al. [8] near 576 and 462 MeV. Our results are generally higher than the measurements made by Eandi et al. [4], especially for energies greater than 500 MeV. The study



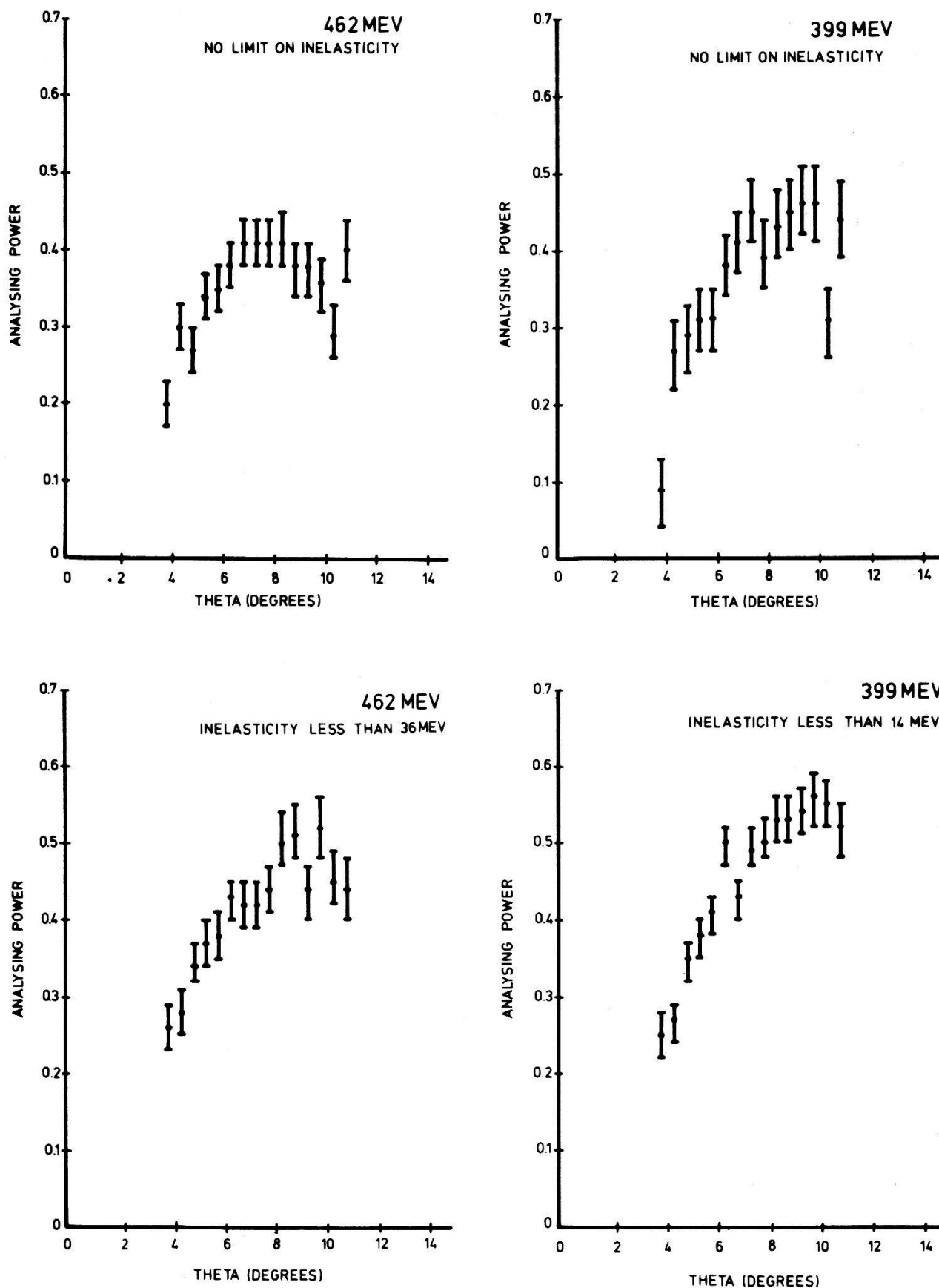


Figure 2

Analysing power of carbon for protons at incident beam energies of 399 and 462 MeV. Bins are  $0.5^\circ$  wide and errors are purely statistical. THETA is the polar scattering angle. The lower end of the range is limited by electronic rejection of events with too small scattering angle. Upper limit is determined by geometry.



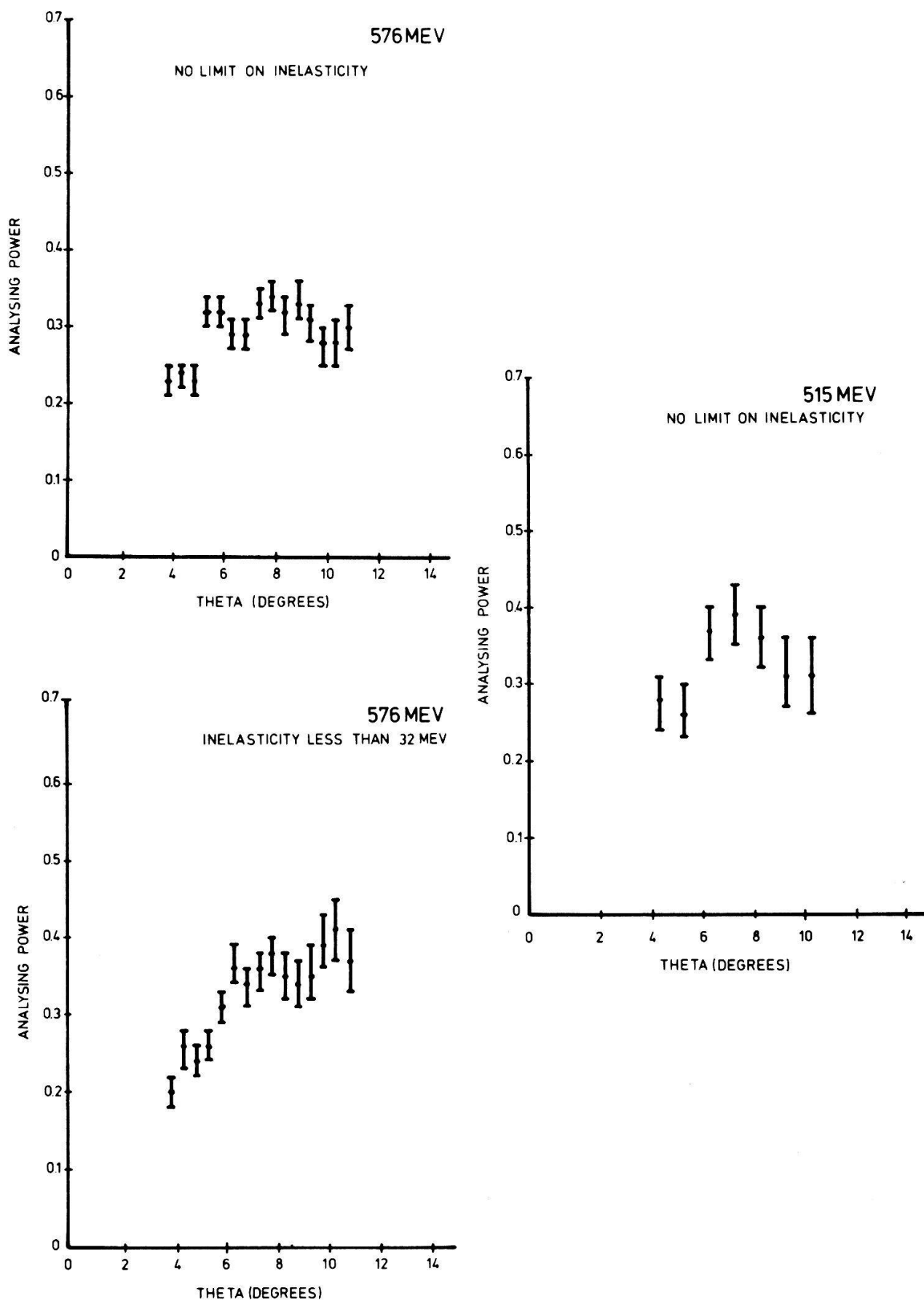


Figure 3  
Analysing power of carbon for protons at incident beam energies of 515 MeV and 576 MeV. For the 515 MeV data the bins are  $1^\circ$  wide and errors are statistical.

of inelastic scattering shows that the effective analysing power is reduced for scattering angles  $\gtrsim 6^\circ$  as has been observed at lower energies [11], but in disagreement with the results of Cheng [3, 5].

### References

- [1] E. HEIBERG, Phys. Rev. *106*, 1271 (1957).
- [2] P. G. McMANIGAL, R. D. EANDI, S. N. KAPLAN and B. J. MAYER, Phys. Rev. *137B* (1963), 620.
- [3] D. CHENG, UCRL-11926 (1965), unpublished.
- [4] R. D. EANDI, R. W. KENNEY and V. Z. PETERSON, Nucl. Instr. and Meth. *32*, 213 (1965).
- [5] P. G. McMANIGAL, R. D. EANDI, S. N. KAPLAN and B. J. MAYER, Phys. Rev. *148*, 1280 (1966).
- [6] G. COIGNET, CERN Yellow Report 66-2, unpublished.
- [7] J. BARNEY, P. KLOEPEL, P. SIMON, J. OLSEN and L. PONDROM, Nucl. Instr. and Meth. *54*, 66 (1967).
- [8] L. N. GLONTI et al., Dubna preprint P1-6362 (1972).
- [9] D. AEBISCHER et al., Nucl. Instr. and Meth. *99*, 405 (1972).
- [10] D. AEBISCHER et al., Nucl. Instr. and Meth. (to be published).
- [11] V. Z. PETERSON, UCRL-10622 (1963), unpublished.
- [12] R. BERTINI et al., Phys. Lett. *45B*, 119 (1973).

## Capture radiative des $\pi^-$ par l'hydrogène autour de la résonance P33(1236)

par M. T. TRAN, C. JOSEPH, L. H. LÊ, B. VAUCHER, E. WINKELMANN

(Institut de Physique Nucléaire de L'Université de Lausanne)

W. BAYER, H. HILSCHER, H. SCHMITT, C. ZUPANCIC

(Sektion Physik der Universität München)

et P. TRUÖL

(Univ. Zürich)

Des résultats récents de photoproduction dans la région de la 1ère résonance ont soulevé le problème de l'existence de composantes exotiques du courant électromagnétique des hadrons (composante isotensorielle, violation de l'invariance par renversement du temps) [1]. Nous avons mesuré les sections efficaces différentielles de la réaction  $\pi^- p \rightarrow \gamma n$  pour des impulsions de pions incidents de 207 à 390 MeV/c et à des angles  $\theta^*$  de  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $120^\circ$ . La détermination de ces sections efficaces, rendue difficile par la présence de la réaction – beaucoup plus probable – d'échange de charge, repose sur la localisation simultanée du gamma et du neutron et sur la mesure du temps de vol de ce dernier. La comparaison de nos résultats préliminaires à  $\theta^* = 60^\circ$  et  $90^\circ$  à ceux existants de photoproduction, ne permet pas de conclure à l'existence de courants exotiques.

### Référence

- [1] A. DONNACHIE et G. SHAW, Phys. Rev. *D5*, 1117 (1972).

## Measurement of the Differential Cross-Section for $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ between 120 and 270 MeV

by R. JENEFSKY, C. JOSEPH, B. VAUCHER, E. WINKELMANN  
(Institut de Physique Nucléaire de l'Université de Lausanne)

T. BRESSANI, E. CHIAVASSA, G. VENTURELLO  
(INFN Torino and Università di Torino)

H. SCHMITT and C. ZUPANCIC  
(Sektion Physik, Universität München)

### 1. Introduction

In 1968, Törnqvist [1] published a study of isospin invariance in  $\pi N$  backward scattering in the region  $0 \leq T_{\pi}^{\text{Lab}} \leq 600$  MeV. If  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  and  $\sigma^{\text{ex}}$  are the elastic scattering ( $\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\pm} p$ ) and charge exchange ( $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ ) nuclear cross-sections and assuming charge independence (CI), one can immediately deduce the so-called triangle inequality

$$\frac{1}{2}(\sqrt{\sigma^+} - \sqrt{\sigma^-})^2 \leq \sigma^{\text{ex}} \leq \frac{1}{2}(\sqrt{\sigma^+} + \sqrt{\sigma^-})^2 \quad (1)$$

which does not involve any dynamic model.

In examining the data available at that time, Törnqvist found a systematic violation of (1) even in the region  $\cos \theta_{\pi}^{\text{CM}} < -0.7$ , where the Coulomb contribution to the measured cross-sections can be assumed negligible above 50 MeV.

In a private communication, Törnqvist called for new measurements of  $\pi N$  scattering, especially in the region  $100 \leq T_{\pi}^{\text{Lab}} \leq 400$  MeV and  $\cos \theta_{\pi}^{\text{CM}} < -0.6$ , as existing results were affected with large experimental errors, mainly in the charge exchange channel (of the order of 30%). He noted that new charge exchange data with an error of about 10% would probably be sufficient to resolve the question.

In view of the fact that the Rutherford-Cavendish group (Bugg et al.) was at that time performing a 1% measurement at the CERN Synchro-Cyclotron of the differential cross-sections for  $\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\pm} p$  around the  $P_{33}$  resonance, we undertook the measurement of the angular distribution for  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  in the same region, thereby permitting an immediate experimental check of (1). Our goal was the determination of the differential cross-section over the angular range  $-0.98 \leq \cos \theta_{\pi^0}^{\text{CM}} \leq +0.82$  to a precision of about 7%.

### 2. Experiment

Negative pions produced by an internal Be target at the CERN Synchro-Cyclotron were transported to a 6 cm dia.  $\times$  8 cm long liquid hydrogen target by means of two quadrupole triplets and a bending magnet. A DISC Cerenkov counter was used to suppress muon and electron contamination. Outgoing neutrals were detected by ten scintillation counters distributed at angles between  $5^\circ$  and  $72.5^\circ$  with respect to the beam line and at distances of 500 to 250 cm from the target. The five forward counters were NE 110 ( $18.8 \times 18.8 \times 10$  cm<sup>3</sup>), the rear five NE 223 ( $18.8 \times 18.8 \times 5$  cm<sup>3</sup>). Flight times of detected events were measured and recorded on magnetic tape by a

PDP-15 on-line computer for subsequent off-line analysis. A typical time-of-flight spectrum is shown in Figure 1. The peak at the left corresponds to  $\gamma$ -rays from the decay  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . The peak at the right is due to the neutrons from charge exchange; its surface was extracted by interpolating the background level under the peak, thus adding a systematic error of about 3% to statistical errors of typically 2% to 3%, depending upon detector angle and beam energy. The cross-section was determined in this preliminary analysis by the thin-target approximation. Great attention was given the determination (to a precision of 5%) of neutron counter efficiencies; whereas previous measurements of charge exchange depended greatly on counter efficiencies calculated by the Monte-Carlo method [2], we felt it essential to actually measure the efficiency in the entire neutron energy range. This was done in a separate  $n, p$  scattering experiment by placing our hydrogen target in the Synchro-Cyclotron neutron beam and analyzing the recoil protons in a magnetic spectrometer with the aid of wire proportional chambers. In this way, it was possible to construct a tagged neutron beam as each detected proton corresponded to a neutron whose direction and energy were known. A detailed article on the efficiency measurement will appear later.

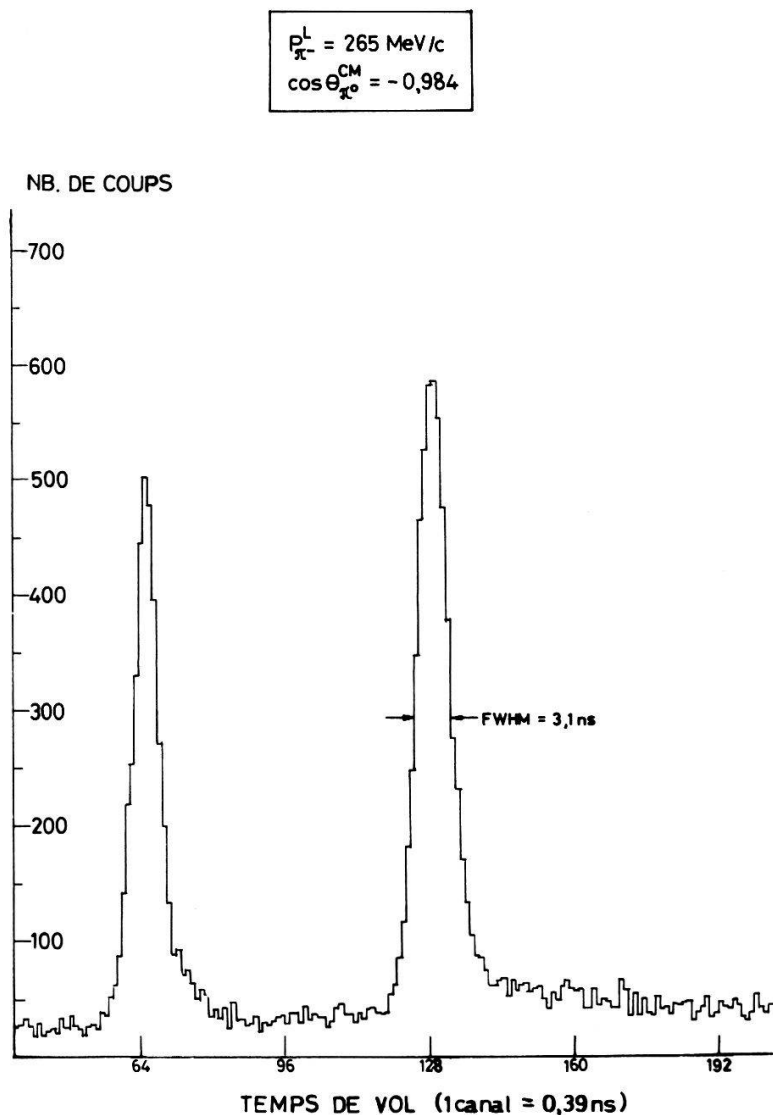


Figure 1  
Typical time-of-flight spectrum. The neutron peak from  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  is at the right; the peak at the left is due to  $\gamma$ -rays from  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

### 3. Preliminary Results

Our preliminary results for  $\cos \theta_{\pi^0}^{\text{CM}} = -0.939$  are shown in Figure 2; the error bars correspond to a total normalization error of 8%. The functions  $f_{\pm} = \frac{1}{2}(\sqrt{\sigma^+} \pm \sqrt{\sigma^-})^2$  giving the upper and lower limits of the charge exchange cross-section according to (1) were calculated from the recently published elastic scattering results of the Cavendish-Rutherford group [3]. The upper and lower pairs of dotted lines correspond to an error

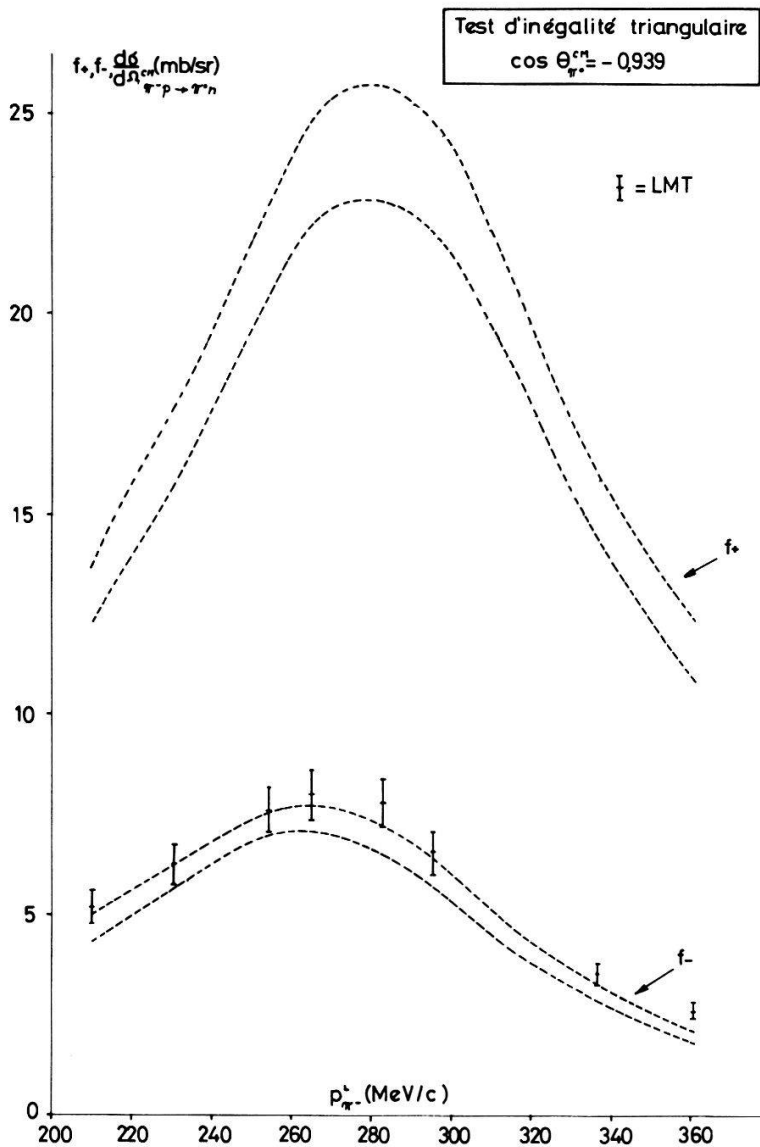


Figure 2  
 $\sigma^{\text{ex}}(\cos \theta_{\pi^0}^{\text{CM}} = -0.939)$  compared to  $f_{\pm} = \frac{1}{2}(\sqrt{\sigma^+} \pm \sqrt{\sigma^-})^2$ . See text for explanation of dotted lines.

in the elastic scattering cross-sections of 6% which includes extrapolation uncertainties. As can be seen, our results lie almost exactly on the curve defined by  $f_{-}$ , which can be readily explained by the fact that near the  $P_{33}$  resonance the  $T^{1/2}$  scattering amplitude is negligible compared to the  $T^{3/2}$  amplitude, so that (1) becomes a trivial equality. In Figure 3, the same charge exchange results are compared with the CERN 1971 phase shifts [4].

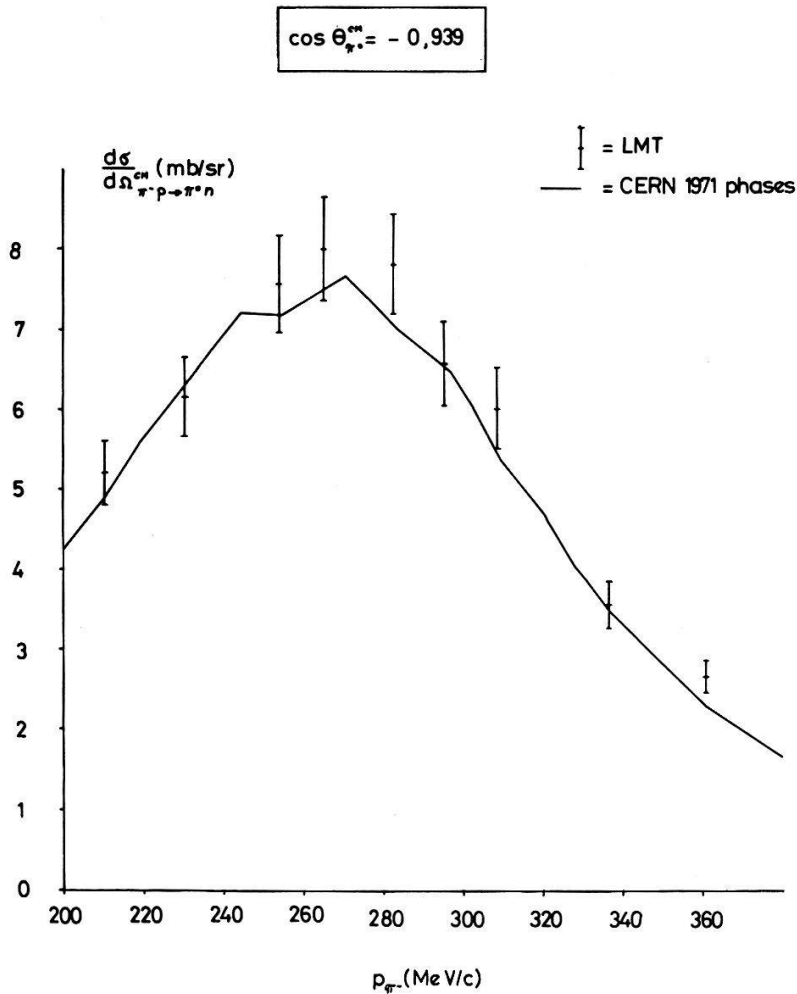


Figure 3

Same results as in Figure 2 compared to CERN 1971 phases (solid line).

In conclusion, our preliminary results are compatible with CI in the region of the  $P_{33}$  resonance. Furthermore, they appear in good agreement with the values predicted by the CERN 1971 phases.

#### References

- [1] N. TÖRNQVIST, Nucl. Phys. *B6*, 187 (1968).
- [2] R. J. KURZ, Lawrence Radiation Laboratory Report No. UCRL-11369 (1964) (unpublished).
- [3] P. J. BUSSEY, J. R. CARTER, D. R. DANCE, D. V. BUGG, A. A. CARTER and A. M. SMITH, Nucl. Phys. *B58*, 363 (1973).
- [4] S. ALMEHED and C. LOVELACE, CERN preprint TH 1408 (1971).

## Untersuchung über myonische Heliumatome

von M. CAMANI und A. SCHENCK

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH-Zürich)

Der Nachweis von polarisierten neutralen myonischen Heliumatomen  $\text{He}^{++}\mu^{-}e^{-}$  ist der erste entscheidende Schritt zu einem Präzisions-Resonanzexperiment, in dem die Hyperfeinstruktur des myoniumähnlichen Systems  $\text{He}^{++}\mu^{-}e^{-}$  vermessen werden könnte [1]. Versuche in flüssigem Helium, Myonen im Zustand  $\text{He}^{++}\mu^{-}e^{-}$  über die



Spinrotation zu identifizieren ergaben jedoch bis jetzt ein negatives Ergebnis [2, 3]. Ausserdem zeigten die in flüssigem Helium zerfallenden Myonen eine sehr kleine Restpolarisation.

$\mu^-$ -Einfang im Helium führt zur Bildung des  $\text{He}^{++}\mu^-$ -Ions. Beide Elektronen des Heliumatoms werden während des  $\mu^-$ -Einfanges und der nachfolgenden Kaskade, die zum Grundzustand des  $\text{He}^{++}\mu^-$ -Ions führt, durch Augereffekt emittiert. Elektroneneinfang von anderen He-Atomen ist für thermische  $\text{He}^{++}\mu^-$ -Ionen energetisch unmöglich, denn die Ionisationsenergie des Heliumatoms ist 24,5 eV, die des wasserstoffähnlichen Heliumatoms nur 13,6 eV. Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung während der  $\mu^-$ -Kaskade erwartet man für Atome mit Kernspin  $I = 0$ , dass die Polarisation zur Zeit des  $\mu^-$ -Zerfalles  $1/6$  der Polarisation vor der Kaskade ist [4]. Die verschwindend klein gemessene Restpolarisation in flüssigem Helium kann also nicht auf diesen Prozess zurückgeführt werden. Zusätzliche Depolarisation könnte durch Formation des molekularen Ions  $\text{He}^{++}\mu^- \text{He}$  eintreten [5]. Die niedrigeren Rotationsniveaus wären stabil und die Spin-Rotationswechselwirkung wäre stark genug, um das  $\mu^-$  während seiner Lebensdauer vollständig zu depolarisieren. (z.B. die charakteristische Depolarisationszeit im Rotationszustand  $l = 5$  ist 0,45  $\mu\text{sec}$ ). Die Formation von diesem molekularen Ion erfolgt durch Drei-Teilchen Stösse. Die Formationsrate ist aber unbekannt. Im Heliumgas wäre die Formation von  $\text{He}^{++}\mu^- \text{He}$  wegen der Seltenheit von Drei-Teilchen-Stössen stark unterdrückt, so dass die Myonen eine messbare Restpolarisation beibehalten sollten.

Experimente mit Gastargets sollten wegen der Strahlintensität der neuen Myonen-Kanäle möglich sein. Gegenüber flüssigem Helium ergibt sich ausserdem folgender Vorteil: Wird dem Heliumgas ein gewisser Anteil Xenon beigemischt (Ionisationsenergie 12,13 eV), so wird Elektroneneinfang und Bildung von  $\text{He}^{++}\mu^- e^-$  aus  $\text{He}^{++}\mu^-$  als exotherme Reaktion möglich. Eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes für den Elektroneneinfang ergibt in der adiabatischen Näherung und mit Berücksichtigung der Polarisationswechselwirkung zwischen Ion und neutralem Atom einen Wert von  $\sim 10^{-14}$  cm. Eine Xenonkonzentration von nur  $\sim 10^{-4}$  würde deshalb zur vollständigen Neutralisation aller  $\text{He}^{++}\mu^-$  Ionen genügen. Wir planen, am SIN ein Experiment durchzuführen, um die beschriebenen Prozesse zu untersuchen [6].

## Verdankung

Diese Arbeit ist aus einer Zusammenarbeit einer der Autoren (M.C.) mit Prof. V. W. Hughes entstanden.

## Literatur

- [1] V. W. HUGHES und S. PENMANN, Bull. Am. Phys. Soc. 4, 80 (1959).
- [2] V. W. HUGHES et al., Bull. Am. Phys. Soc. 5, 75 (1960).
- [3] R. T. SIEGEL et al., Phys. Rev. Lett. 20, 705 (1968).
- [4] A. P. BUKHVOSTOV, Sov. J. Nucl. Phys. 9, 65 (1969).
- [5] V. W. HUGHES, unveröffentlicht.
- [6] M. CAMANI und A. SCHENCK, SIN Experimentvorschlag R-73-03-1.

## Interaction quadripolaire dans un monocristal

par L. PH. ROESCH, R. KULESSA et F. HORBER  
(Laboratoire de physique nucléaire, ETH, Zürich)

Depuis bientôt deux ans des expériences utilisant la méthode IMPAC (ion implantation perturbed angular correlation) ont été faites au laboratoire de physique

nucléaire de l'ETHZ. Les résultats obtenus nous permettent de faire quelques remarques quant aux difficultés et aux limitations de son application dans le domaine de la détermination du moment quadripolaire de niveaux à vie courte.

La première phase du procédé utilisé consiste en une excitation coulombienne des noyaux d'une cible mince par un faisceau d'ions lourds, en l'occurrence de l'oxygène accéléré par un tandem Van de Graaff, la seconde phase est l'implantation des noyaux excités dans un monocristal où la désexcitation se fait en présence d'un champ électrique considérable. La corrélation angulaire entre les ions rétrodiffusés détectés par un détecteur annulaire semi-conducteur et les rayons gamma provenant des transitions des premiers niveaux de rotation enregistrés par un détecteur GeLi est alors perturbée par l'interaction du moment quadripolaire et du gradient du champ électrique. La corrélation angulaire peut être écrite de la façon suivante [1]:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \sum_{k_1, k_2, N_1, N_2} [(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)]^{-1/2} A_{k_1 k_2} G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) Y_{k_1}^{N_1*}(\theta_1, \varphi_1) \cdot Y_{k_2}^{N_2}(\theta_2, \varphi_2)$$

où toute l'information sur la perturbation du niveau intermédiaire est contenue dans les facteurs  $G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t)$ . Dans cet article nous voulons analyser la précision des grandeurs physiques mentionnées dans la formule ci-dessus et indiquer les difficultés à éliminer les erreurs systématiques qui réduisent la sensibilité de la méthode IMPAC.

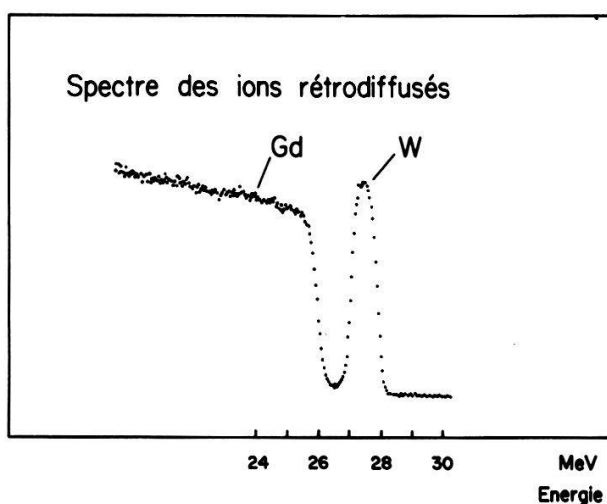


Figure 1

Spectre obtenu en bombardant une cible de W sur un monocristal de Gd avec des  $^{16}\text{O}$  de 40 MeV.

L'acquisition et l'analyse des données ont été effectuées à l'aide d'un ordinateur PDP-15, qui permet de contrôler le déroulement des mesures. Les coïncidences vraies et fortuites ont été enregistrées simultanément pour un ou deux détecteurs GeLi ou avec un ou deux détecteurs de particules. En n'utilisant qu'un détecteur de particules il est aussi possible d'accumuler séparément les spectres correspondant à diverses profondeurs d'implantation en sélectionnant deux bandes dans le spectre des ions rétrodiffusés (figure 1). La figure 2 montre les coïncidences vraies obtenues en bombardant une cible de samarium déposé par évaporation sous vide sur un cristal de Te avec des ions d'oxygène d'une énergie de 40 MeV.

Dans plusieurs publications des mesures ont été proposées et des calculs théoriques de la perturbation ont été présentés [2, 3]. Nous nous contenterons d'une énumération des différentes configurations en mentionnant leurs avantages et les difficultés

spécifiques. La figure 3 montre l'arrangement expérimental et les définitions des angles entre le faisceau incident et l'axe  $\hat{c}$  du cristal. Parmi les corrélations angulaires mesurées le plus souvent se trouvent celles où l'axe de symétrie du cristal reste fixe dans l'espace et où l'on détermine la corrélation en fonction de l'angle  $\theta$ . La théorie de la perturbation de corrélation angulaire prédit qu'aucun effet ne se produira si l'axe  $\hat{c}$  est parallèle ou perpendiculaire ( $\vartheta = 90^\circ$ ) au faisceau incident. La seconde façon de mesurer la corrélation non-perturbée est la meilleure, puisque le monocristal peut être tourné du même angle que le détecteur pour éliminer une correction pour l'absorption de la radiation

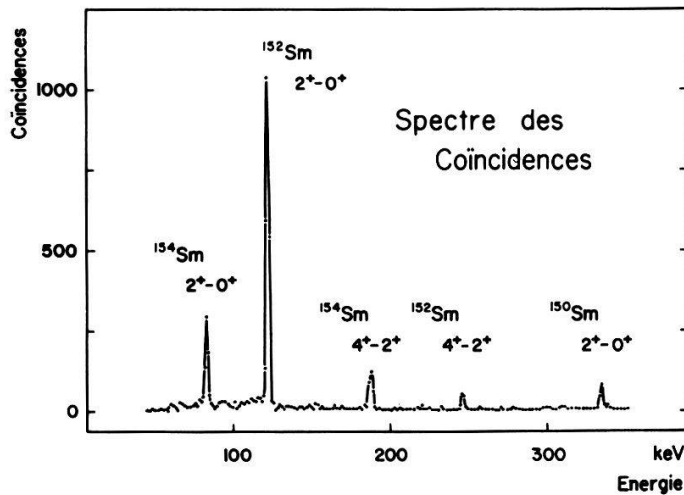


Figure 2

Mesure de coïncidences entre des ions d'oxygène rétrodiffusés et les transitions gamma des différents isotopes de Sm.

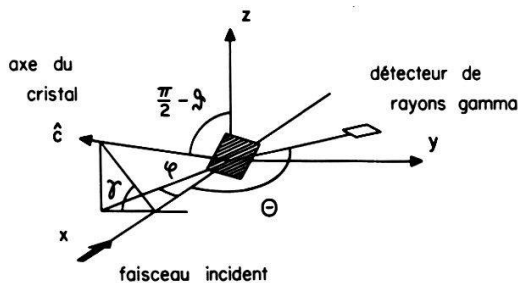


Figure 3

Arrangement de l'expérience et définitions des angles.

gamma. En laissant les détecteurs fixes et en variant les angles  $\vartheta$  et  $\varphi$  l'on obtient théoriquement des mesures très sensibles au paramètre  $\omega_0 \tau$  qui est proportionnel au produit du moment quadripolaire et du gradient du champ électrique, mais les erreurs systématiques possibles sont plus nombreuses. Il est conseillé de mesurer des corrélations en fonction de  $\theta$  en laissant  $\delta$  ( $\delta = \theta - \varphi$ ) constant c'est à-dire de tourner du même angle le cristal et le détecteur. Nous avons pu constater jusqu'à présent que les mesures angulaires en fonction de l'angle  $\gamma$  contiennent le plus d'information sur l'interaction et sont même cruciales en ce qui concerne l'interaction quadripolaire puisque tout autre effet ne devrait pas changer en fonction de  $\vartheta$  et  $\varphi$  et donnerait lieu à un bruit de fond constant. Par contre les mesures variant l'angle  $\theta$  sont très difficiles à interpréter étant donné que presque toute interaction montre un comportement

semblable et ne diffère que dans le rapport du minimum et du maximum. Or les erreurs systématiques telles que l'absorption dans le cristal mènent au même effet. Il est indispensable que de telles mesures soient analysées et évaluées avec d'autres faites sur le même cristal.

La préparation des cibles apparaît comme la partie la plus délicate de ces expériences. Il n'y a que peu de cas où l'on peut prendre le monocristal directement comme cible puisque l'on cherche d'une part des noyaux excités fortement déformés et d'autre part une structure de cristal simple où le gradient du champ électrique est symétrique par rapport à un axe. C'est la raison pour laquelle les travaux publiés jusqu'à maintenant ont été faits avec des monocristaux de structure hexagonale, tels que Te, Cd, Zn ou Gd [4, 5]. Il faut préparer soigneusement des tranches minces d'un cristal et appliquer par évaporation sous vide une couche de l'élément qui nous intéresse. Considérons par exemple une cible composée de  $400 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$  de tungstène apposé sur un monocristal de zinc. En bombardant cette cible avec des ions d'oxygène de 40 MeV,

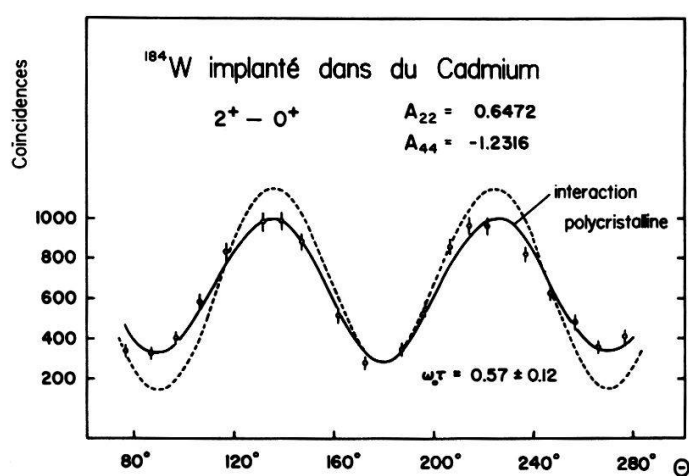


Figure 4

Corrélation angulaire mesurée en fonction de  $\theta$  pour un monocristal de Cd dont la surface avait été endommagée. Le trait interrompu représente l'interaction quadripolaire statique.

les noyaux de  $W$  excités auront une énergie comprise entre 10,5 et 11,5 MeV selon la profondeur à laquelle ils se trouvaient. La profondeur de pénétration est alors de 1 à  $1,6 \mu$  ce qui nous conduit à la conclusion que la couche endommagée de la surface ne devrait pas dépasser  $0,1 \mu$ , afin que l'interaction ait vraiment lieu dans la structure cristalline et non dans une couche oxydée et craquelée. Pour la taille des monocristaux une machine à érosion par étincelles a été utilisée avec succès. Le polissage a été effectué soit mécaniquement avec une pâte de diamant (dimension de grains un dixième de  $\mu$ ), soit avec des acides. Lors de la déposition de l'élément considéré sur la surface du cristal une couche de celui-ci peut être détruite, c'est-à-dire devenir polycristalline [6]. Il est indispensable dans chaque mesure de corrélation angulaire de prendre en considération une éventuelle contribution d'interaction polycristalline. Une superposition d'une interaction électrique et polycristalline est difficilement séparable surtout dans le cas d'une mesure en fonction de  $\theta$ . La figure 4 montre une mesure  $W$  sur Cd, où nous avons constaté une pure interaction polycristalline.

Une autre source d'erreur systématique est l'incertitude des angles et de l'alignement du monocristal. Les tailles de cristal sont analysées à l'aide de diagramme Laue afin de déterminer l'axe de symétrie à un ou deux degrés près. L'incertitude est



inférieure à 5 degrés après montage. La figure 5 démontre l'influence de l'indétermination de la position de l'axe  $\hat{c}$  sur une corrélation angulaire particulière lorsque l'axe décrit un cône de 3 degrés d'ouverture. Nous ne pensons pas qu'un ajustement plus précis soit possible en utilisant le nombre de coïncidences pour des angles symétriques.

Pour des raisons techniques les cristaux ne peuvent pas être taillés minces à volonté et à plans tout à fait parallèles. Des limitations d'appareillage ne permettent pas de mesurer sous de petits angles par rapport au faisceau incident, ce qui nous oblige à faire des corrections pour l'absorption des rayons des transitions gamma dans le cristal. Ces corrections peuvent être considérable pour un cristal de Gd d'une épaisseur de 0,3 mm et pour une énergie gamma d'environ 100 keV. Il faut donc dans tous les cas choisir des configurations géométriques telles que ces corrections soient minimales. Néanmoins l'absorption reste un facteur mal contrôlé qui peut diminuer la sensibilité des mesures.

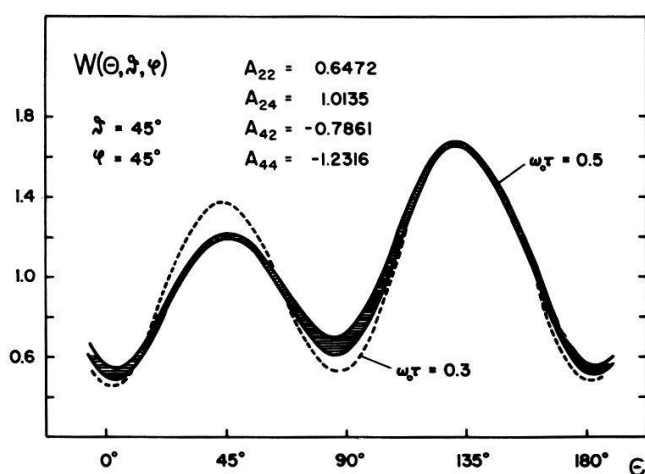


Figure 5

Influence de l'indétermination de l'axe  $\hat{c}$  du cristal, lorsque l'axe décrit un cône de 3 degrés d'ouverture calculée pour  $\omega_0 \tau = 0,5$ .

Bien des controverses ont été menées au sujet de la présence et de l'influence des dégâts causés par les radiations dans le monocristal. Bien des publications prétendent que les effets des radiations sont négligeables et que les noyaux implantés se trouvent finalement dans un environnement de monocristal. Nous avons mesuré des corrélations sensibles à l'interaction statique quadripolaire et avons exposé les cristaux pendant 13 heures à un faisceau d' $^{16}\text{O}$  d'environ 50 nA, ce qui correspond à plus de  $10^{16}$  noyaux par  $\text{cm}^2$ . Notre résultat présenté dans la figure 6 ne montre aucun changement en fonction de la dose. Nous pensons que des dégâts dus au radiations sont certainement produits dans le cristal, mais qu'ils ne se trouvent pas à la profondeur où les noyaux vont se placer. Les ions du faisceau direct ne réagissant pas avec la cible pénètrent jusqu'à une profondeur de  $25 \mu$  et ne perdent que peu d'énergie dans la région où se trouvent les noyaux implantés. Il faut avant tout sélectionner une ou plusieurs bandes du spectre des ions rétrodiffusés de façon à discriminer les noyaux qui ne pénètrent pas assez profondément. Nous avons déjà constaté que la corrélation angulaire n'était pas la même pour des particules implantées dans différentes profondeurs du cristal. Pour conclure nous pensons qu'il est préférable de déplacer fréquemment le point d'impact du faisceau.

Les coefficients  $A_{k_1 k_2}$  de la corrélation angulaire sont des produits des tenseurs statistiques décrivant l'excitation coulombienne et des coefficients gamma habituels.

Ils peuvent être calculés à l'aide du programme d'ordinateur élaboré par DeBoer et Winther [7] qui prend en considération les processus d'excitation d'ordre supérieur. Les coefficients se calculent de la façon suivante [4]:

$$A_{k_1 k_2} = A_{k_2} \cdot Q_{k_2} \cdot \int a_{k_1}^{(3)}(\theta_p, \xi) \frac{d\sigma_{\text{Ruth.}}}{d\Omega} \sin \theta_p \cdot d\theta_p$$

en tenant compte des corrections pour l'angle solide des deux détecteurs et en multipliant par la section efficace de Rutherford. L'intégration s'étend sur la surface active

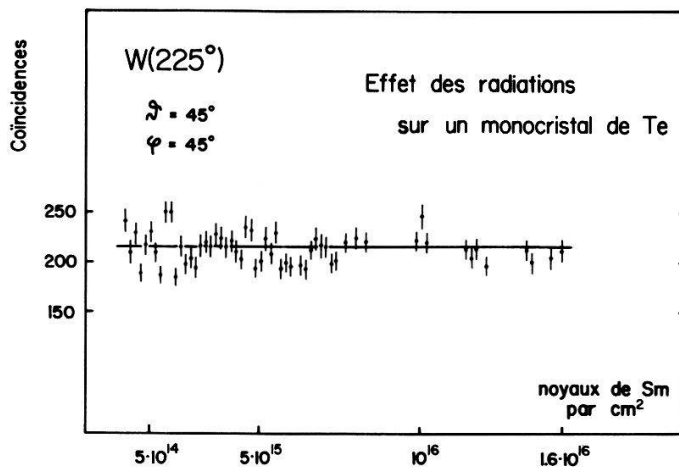


Figure 6

Jusqu'à la dose de plus de  $10^{16}$  noyaux implantés/cm<sup>2</sup> aucun effet des radiations sur le cristal est visible.

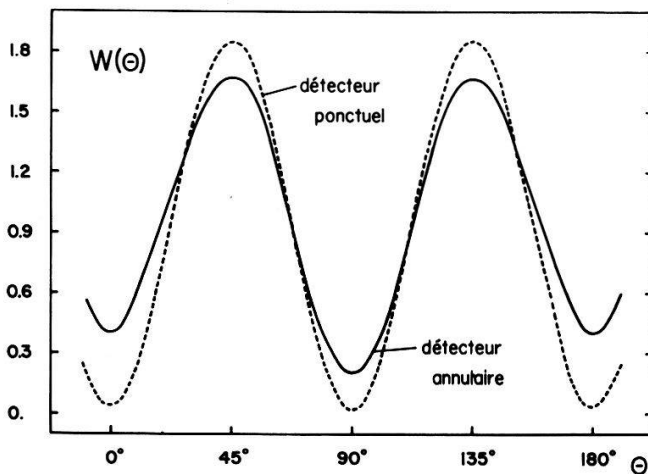


Figure 7

Corrélation angulaire calculée pour un détecteur ponctuel de particules et pour un détecteur annulaire à une distance de 2 cm de la cible (diamètres 7 et 16 mm).

du détecteur annulaire. Etant donné que l'intégrand ne dépend que légèrement de l'angle  $\theta_p$ , l'angle entre le faisceau incident et les ions rétrodiffusés, l'erreur maximale sur ces coefficients ne devrait pas dépasser 5%. La figure 7 montre deux corrélations angulaires calculées une fois pour un détecteur ponctuel et l'autre pour un détecteur annulaire et prouve que ces calculs doivent être effectués soigneusement. L'on voit une fois de plus que les erreurs systématiques se traduisent par une réduction du rapport du maximum et du minimum et peuvent par là masquer d'importantes



informations sur le genre de l'interaction subie par le noyau implanté dans les champs cristallins.

Passons maintenant à la perturbation en elle-même et aux coefficients d'atténuation  $G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t)$ . La description la plus générale se trouve dans [1]. Pour des interactions simples, dépendant du temps ou statiques, magnétiques ou électriques, symétrique ou asymétriques des expressions très simples peuvent être déduites, pour l'interaction du moment quadripolaire on obtient :

$$G_{k_1 k_2}^{NN}(t) = [(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)]^{1/2} \sum_{m, m'} \begin{pmatrix} I & I & k_1 \\ m' & -m & N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & k_2 \\ m' & -m & N \end{pmatrix} \cdot e^{-3i(m^2 - m'^2)\omega_0 t}.$$

Ce qui fait défaut dans l'analyse de corrélations angulaires perturbées c'est la connaissance détaillée des champs extranucléaires à l'emplacement de l'impureté. Les noyaux peuvent-ils prendre des places interstitielles ou remplacent-ils toujours des

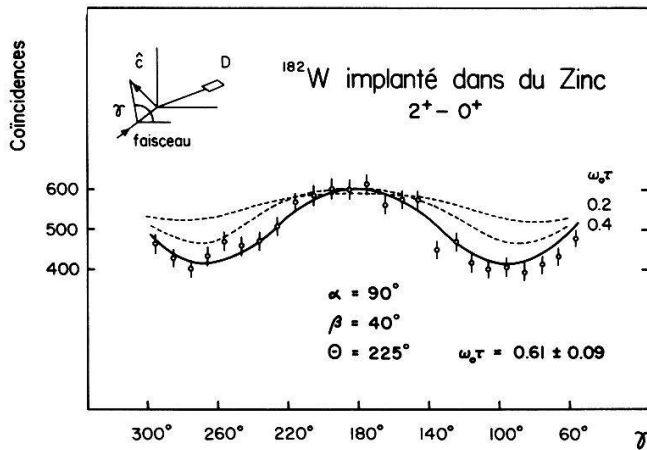


Figure 8

Corrélation angulaire mesurée en fonction de  $\gamma$  pour du  $W$  implanté dans un monocristal de zinc. Les deux traits interrompus montrent la sensibilité de ces expériences.

atomes du cristal. Avons-nous affaire à un seul gradient de champ électrique statique et symétrique ou y a-t-il aussi des interactions asymétriques et dépendant du temps causée par les radiations qui agissent en même temps. Les cristaux hexagonaux possèdent un gradient de champ électrique symétrique bien défini, mais dans certains cas, comme pour le Te, on doit tenir compte d'un paramètre  $\eta$  pour un vissage du monocristal. D'autres auteurs de telles mesures ont introduit une distribution spatiale de gradients pour tenir compte des dégâts causés par les radiations.

L'application de la méthode IMPAC est assez limitée. Puisque les gradients sont de l'ordre de grandeur de  $10^{17}$  V/cm<sup>2</sup> seul un nombre restreint de moments quadripolaires peuvent être mesurés, le paramètre  $\omega_0 \tau$  devant atteindre 0,1 au moins. Si nous voulons déterminer  $\omega_0 \tau$  avec une erreur relative de moins de 10%, il faut, comme le montre la figure 8 [8], mesurer longtemps pour des raisons de statistique puisqu'il faut expérimenter avec de faibles courants afin de ménager le cristal et de ne pas trop le réchauffer.

Les multiples erreurs indiquées ne permettent pas à la méthode IMPAC de concurrencer directement les mesures basées sur l'effet Mössbauer dans le domaine de la détermination de moments quadripolaires. Il est néanmoins possible de tirer des conclusions intéressant la physique nucléaire et la physique de la matière condensée.

*Références*

- [1] H. FRAUENFELDER et R. M. STEFFEN,  *$\alpha$ -,  $\beta$ - and  $\gamma$ -Ray Spectroscopy*, édité par K. SIEGBAHN.  
 [2] C. T. ALONSO et L. GRODZINS, *Phys. Rev. C5*, 728 (1972).  
 [3] O. KLEPPER, E. N. KAUFMANN et D. E. MURNICK, *Phys. Rev. C7*, 1691 (1973).  
 [4] C. GÜNTHER, B. SKAALI, R. BAUER et B. HERSKIND, *Nucl. Phys. A164*, 321 (1971).  
 [5] E. N. KAUFMANN, D. E. MURNICK, C. T. ALONSO et L. GRODZINS, *Hyperfine Interactions in Excited Nuclei*, p. 1033.  
 [6] R. KULESSA, L. PH. ROESCH, F. HORBER, H. P. SEILER et P. MARMIER, *Phys. Lett. A* (to be published).  
 [7] *Coulomb Excitation*, édité par K. ALDER et A. WINTHER (Academic Press Inc., N.Y. 1966).  
 [8] L. PH. ROESCH, R. KULESSA, F. HORBER, H. P. SEILER et P. MARMIER, *Phys. Rev. Lett.* (to be published).

**Modellunabhängige Bestimmung von  $G_{pp\pi^0}^2$  aus  $p$ - $p$  Streuphasen**

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

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Aus den Livermore-Streuphasen [1] wie auch aus den neuesten effective range Parametern [2] für die  $p$ - $p$  Streuung bestimmen wir die 'ungeladene' Pion-Proton Kopplungskonstante vermittels des Coulomb-modifizierten Dispersionsformalismus [3] zu  $G_{pp\pi^0}^2 = 15,4 \pm 0,3$ .

*Literatur*

- [1] M. H. MCGREGOR et al., *Phys. Rev. 182*, 1714 (1969).  
 [2] H. P. NOYES, *Ann. Rev. Nucl. Sci. 22*, 465 (1972).  
 [3] R. D. VIOLLIER et al., *Nucl. Phys. A206*, 498, 513 (1973).

**Elastische Streuung von Protonen an Polarisierten  $^3\text{He}$ -Kernen**

VON G. SZALOKY, F. SEILER, W. SCHRÖDER, U. ROHRER

(Universität Basel)

W. GRUEBLER, V. KÖNIG UND P. MARMIER

(ETH Zürich)

Die Links-Rechts-Asymmetrie von Protonen, elastisch gestreut an polarisierten  $^3\text{He}$ -Kernen, wurde bei 5 Energien zwischen 2,3 und 8,8 MeV und bei je 12 SP-Winkeln zwischen  $46^\circ$  und  $156^\circ$  gemessen. Die Targetpolarisation betrug im Mittel 19%. Die Asymmetrie ist bei 2,3 MeV klein und durchwegs positiv. Mit zunehmender Energie wird die Asymmetrie grösser (bis zu 20%), negativ bei Vorwärts- und positiv bei Rückwärtswinkeln. Eine Phasenanalyse zur Auswertung aller bisher bekannten Messungen in diesem Energiebereich ist in Vorbereitung.

## Polarisationsmessung der $n$ - $p$ -Streuung bei 14,2 MeV Neutronenenergie

VON B. LEEMANN, R. CASPARIS, M. PREISWERK, H. RUDIN und R. WAGNER

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die bei der Streuung niederenergetischer (10–30 MeV) Neutronen an Protonen beobachtete Polarisation  $A_y$  wird beschrieben durch:

$$\sigma_0(\theta_{\text{CM}}) A_y(\theta_{\text{CM}}) = \frac{3 \sin \theta_{\text{CM}}}{k^2} \sin^2 \delta_{01} [\Delta_{\text{LS}}^{\text{P}} + 5\Delta_{\text{LS}}^{\text{D}} \cos \theta_{\text{CM}}]$$

Eine Polarisationsmessung bei  $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$  ermöglicht die Bestimmung des Spin-Bahn-Kopplungstermes  $\Delta_{\text{LS}}^{\text{P}}$  für  $p$ -Wellen. Die polarisierten 14,2-MeV-Neutronen werden durch die  $T(\vec{d}, \vec{n})^4\text{He}$ -Reaktion gewonnen, wobei Vektor-polarisierte 140-keV Deuteronen in einer Atomstrahlquelle erzeugt werden. Der Strom polarisierter Deuteronen auf dem Target beträgt  $0,5 \mu\text{A}$ . Die Bestimmung der Neutronenpolarisation  $P_y$  mit Hilfe der  $^4\text{He}(\vec{n}, \vec{n})^4\text{He}$ -Streuung ergab  $p_y = 0,53 \pm 0,02$ . Das Analysatorvermögen wird mit einer Begleitpartikel-Flugzeitanordnung gemessen.

## Neutronen-Einfangquerschnitt von Tantal im Energiebereich von 0,02 eV bis 30 eV

VON F. WIDDER

(EIR Würenlingen)

Mit Hilfe des Flugzeitspektrometers am DIORIT-Reaktor und eines Moxon-Rae-Detektors wurde der Neutronen-Einfangquerschnitt von Tantal im Energiebereich von 0,02 bis 30 eV gemessen. Ziel der Messungen war die Absolutbestimmung eines neuen Standard-Einfangquerschnittes als Ergänzung zum Gold-Querschnitt. – Für die genaue Berechnung der Korrektur betreffend die  $\gamma$ -Selbstabsorption im Probenmaterial musste eine neue Methode entwickelt werden, da die üblichen, bisher verwendeten Verfahren hierfür nicht ausreichen.

## Der Zerfall von $^{152\text{m}}\text{Eu}$ (9,3 h)

VON H. S. PRUYS, E. A. HERMES und H. R. VON GUNTEN

(EIR Würenlingen)

Genauere Energien und Intensitäten der Gamma-Linien im Spektrum von  $^{152\text{m}}\text{Eu}$  wurden mit einem Ge(Li)-Detektor gemessen. Aus den Messergebnissen wurde das Zerfallsschema von  $^{152\text{m}}\text{Eu}$  konstruiert und die logft-Werte für EC und Beta-Zerfall berechnet. In  $^{152}\text{Sm}$  wurden zwei neue Uebergänge, 547,4 keV (1510,8  $\rightarrow$  963,4) und 826,0 keV (1510,8  $\rightarrow$  684,7) gefunden. In  $^{152}\text{Gd}$  wurde auf Grund der erstmals beobachteten 1756,2 keV Linie und der neuen Zuordnung der 1411,9 keV Linie (1756,2  $\rightarrow$  344,25) ein neues Niveau postuliert.

## Präzisionsmessung der Schwellenenergie $E_s$ der Reaktion $^{14}\text{C}(p, n)^{14}\text{N}$

VON TH. HINDERLING und H. H. STAUB

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die Schwellenenergie der Reaktion  $^{14}\text{C}(p, n)^{14}\text{N}$  wurde mit Hilfe des absoluten  $210^\circ$  magnetischen Spektrometers mit einer Protonstrahlaufösung von 110 eV an isotoopenreinen  $^{14}\text{C}$  targets von mehr als 3 KeV Dicke auf Nickel gemessen. Zu ihrer Herstellung wurde eine spezielle cracking Prozedur entwickelt. Das Resultat der Messung ist  $E_s = 670,90 \pm 0,09$  KeV.

## Spektroskopische Quadrupolmomente aus myonischen Röntgenübergängen und Effekte der starken Wechselwirkung in pionischen Atomen

VON W. DEY, P. EBERSOLD, H. J. LEISI, F. SCHECK<sup>1)</sup>, H. K. WALTER und A. ZEHNDER

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH-Zürich)

Die in Ref. [1] beschriebenen Experimente über die Quadrupolaufspaltung in myonischen und pionischen  $^{175}\text{Lu}$  Atomen wurden ausgewertet. Das spektroskopische Quadrupolmoment von  $^{175}\text{Lu}$  wird angegeben. Aus einem neuen Experiment an myonischen  $^{173}\text{Yb}$  Atomen wird das spektroskopische Quadrupolmoment von  $^{173}\text{Yb}$  gewonnen.

Die Auswertung der myonischen  $4f-3d$ ,  $5g-4f$  und  $5f-3d$  Uebergänge erfolgte mit einem Programm, das im Modellraum, der durch die beiden Feinstruktur-niveaus mit Kern im Grundzustand aufgespannt wird, alle Diagonal- und Nichtdiagonalmatrixelemente des elektrischen Quadrupoloperators mit relativistischen Wellenfunktionen eines Punktkernes und relativistischen Korrekturen für die endliche Kernaussdehnung berechnet. Die angeregten Kernzustände ausserhalb des Modellraumes wurden in 2. Ordnung Störungsrechnung ebenfalls mit relativistischen Myonwellenfunktionen eines Punktkernes und relativistischer Korrektur für die endliche Kernaussdehnung berücksichtigt. Die magnetische Hyperfeinenergie ist eine weitere Korrektur, die für die  $3d$  und  $4f$  Niveaus in nichtrelativistischer Punktkernapproximation berechnet wurde.

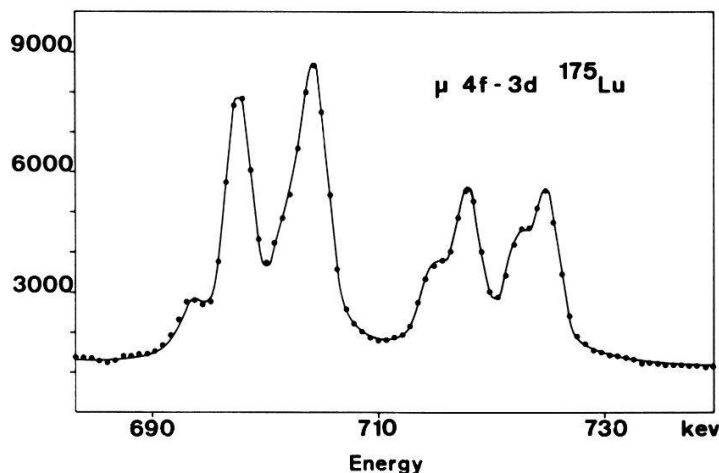
Die Hyperfeinübergangsenergien der myonischen  $4f-3d$ ,  $5g-4f$  sowie  $5f-3d$  Uebergänge wurden mit der Linienform, die aus Eichspektren gewonnen wurde, unter Berücksichtigung der Strahlungsbreiten der myonischen Röntgenübergänge gefaltet und an das gemessene Spektrum angepasst, wobei die ungestörten Uebergangsenergien freie Parameter waren. Das Quadrupolmoment für den Anfangs- und Endzustand war dasselbe, sodass das ganze Aufspaltungsbild durch einen freien Parameter beschrieben wird. Für den myonischen  $4f-3d$  Uebergang in  $^{175}\text{Lu}$  sollen die in der Auswertung berücksichtigten Korrekturen mit ihren Beträgen angegeben werden, um ein Bild über deren Wichtigkeit zu erhalten.

1) Anregung der Rotationszustände des Kerns	1,7%
2) Effekt der endlichen Kernaussdehnung	6,3%

<sup>1)</sup> Und Schweizerisches Institut für Nuklearforschung.

3) Magnetische Hyperfeinwechselwirkung	0,1%
4) Kernpolarisation (nach Ref. [2])	0,5%
5) E2 Vakuumpolarisation (nach Ref. [3])	0,6%
6) E4 Hyperfeinwechselwirkung	0,2%
7) Schwache Störlinien ( $4d-3p$ , $9g-4f$ )	0,7%
8) Isotopenverunreinigung	0,2%
9) Strahlungsbreiten	0,1%
10) Linienform (Halbwertsbreite, Asymmetrieparameter)	0,3%

Figur 1 zeigt den myonischen  $4f-3d$  Uebergang und die angepasste Funktion. Die Resultate sind in Tabelle 1 zusammengestellt.



Figur 1

Myonischer  $4f-3d$  Röntgenübergang in  $^{175}\text{Lu}$ .

Tabelle 1

Spektroskopische Quadrupolmomente der Grundzustände von  $^{175}\text{Lu}$  und  $^{173}\text{Yb}$

	Uebergang	$Q$ (barn)
$^{175}\text{Lu}$	$4f-3d$	$3,48 \pm 0,12$
	$5g-3d$	$3,51 \pm 0,13$
	$5f-4f$	$3,50 \pm 0,09$
$^{173}\text{Yb}$	$4f-3d$	$2,77 \pm 0,07$

Bei pionischen Atomen kommt zur elektromagnetischen noch die starke Wechselwirkung hinzu. Für jedes Energieniveau, das durch einen totalen Drehimpuls  $F$  charakterisiert ist, hat der Drehimpuls des gebundenen Pions eine wohldefinierte Orientierung in bezug auf die Kernspinachse, d.h. die Ueberlappung zwischen Pion- und Kernwellenfunktion ist verschieden für verschiedene  $F$ -Zustände. Somit resultiert für jedes  $F$ -Niveau der Hyperfeinstrukturaufspaltung eine verschiedene Verschiebung und Verbreiterung als Folge der starken Wechselwirkung. Eine von Scheck [4] entwickelte Theorie zeigt, dass dieser Einfluss durch folgende Gleichungen beschrieben werden kann (unter der Annahme, dass der Kern nur Quadrupoldeformation aufweist):

$$\epsilon_F = \epsilon_0 + \epsilon_2 \cdot R(F)$$

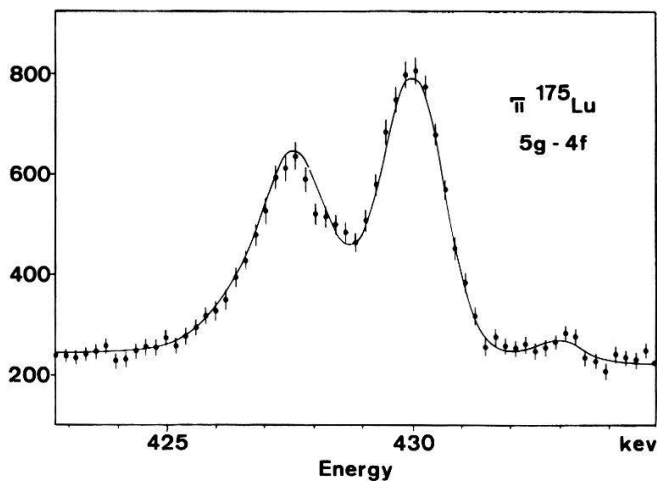
$$\Gamma_F = \Gamma_0 + \Gamma_2 \cdot R(F).$$

$\epsilon_F$  und  $\Gamma_F$  sind die Verschiebung, resp. Verbreiterung eines Niveaus  $F$ ;  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\Gamma_0$  und  $\Gamma_2$  sind Konstanten innerhalb eines Hyperfeinstrukturmultipletts,  $R(F)$  ist der Drehimpulsfaktor der elektrischen Quadrupolaufspaltung.

Im Experiment wurde der  $5g-4f$  Uebergang in pionischem Lutetium beobachtet (Fig. 2). Die Hyperfeinstrukturaufspaltung kann analog derjenigen in myonischen Atomen behandelt werden, nur wird sie jetzt bestimmt durch ein effektives Quadrupolmoment, das definiert ist durch:

$$Q_{\text{eff}} = Q[(1 + \delta_1 + \delta_2) - \epsilon_2/A_2^{(p)}]$$

wobei  $A_2^{(p)}$  die gewöhnliche Quadrupolkopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung darstellt, die mit relativistischen Pionwellenfunktionen eines punktförmigen Kernes berechnet wurde;  $\delta_1$  beschreibt den Einfluss der Ueberlappung zwischen Kern- und Piondichte und  $\delta_2$  berücksichtigt die Aenderung der Wellenfunktion des Pions durch die starke Wechselwirkung und den ausgedehnten Kern.



Figur 2  
Pionischer  $5g-4f$  Röntgenübergang in  $^{175}\text{Lu}$ .

Bei der Auswertung wurden folgende, wesentliche Anpassungsparameter verwendet: das effektive Quadrupolmoment  $Q_{\text{eff}}$ , die totale Verschiebung des Multipletts  $\epsilon_0$  und die mittlere Breite  $\Gamma_0$  des Niveaus. Für das Verhältnis  $\Gamma_2/\Gamma_0$  wurde der berechnete Wert aus [4] eingesetzt. Damit erhält man:

$$Q_{\text{eff}} = (3,63 \pm 0,06) \text{ b}$$

$$\epsilon_0 = (0,66 \pm 0,10) \text{ keV}$$

$$\Gamma_0 = (0,15 \pm 0,05) \text{ keV}$$

#### Literatur

- [1] W. DEY, B. AAS, P. EBERSOLD, R. ENGFER, H. J. LEISI, H. K. WALTER, F. SCHECK und W. U. SCHRÖDER, *Helv. Phys. Acta* **45**, 924 (1972);  
H. J. LEISI, W. DEY, P. EBERSOLD, R. ENGFER, F. SCHECK und H. K. WALTER, *J. Phys. Soc. Japan* **34** Suppl., 355 (1973);  
W. DEY, P. EBERSOLD, H. J. LEISI, F. SCHECK, F. BÖHM, R. ENGFER, R. LINK, R. MICHAELSEN, B. ROBERT-TISSOT, L. SCHELLENBERG, H. SCHNEUWLY, W. U. SCHRÖDER, J. L. VUILLEUMIER, H. K. WALTER und A. ZEHNDER, *J. Phys. Soc. Japan* **34** Suppl., 582 (1973);



- W. DEY, P. EBERSOLD, H. J. LEISI, F. SCHECK, F. BÖHM, R. ENGFER, R. LINK, R. MICHAELSEN, B. ROBERT-TISSOT, L. SCHELLENBERG, H. SCHNEUWLY, W. U. SCHRÖDER, J. L. VUILLEUMIER, H. K. WALTER und A. ZEHNDER, *J. Phys. Soc. Japan* 34 Suppl., 584 (1973).
- [2] J. M. MCKINLEY, *Phys. Rev.* 183, 106 (1969).
- [3] J. M. MCKINLEY (private Mitteilung).
- [4] F. SCHECK, *Nucl. Phys. B*42, 573 (1972).

## **Bestimmung der Ladungsverteilung der geraden Yb-Isotope aus myonischen Röntgenübergängen**

VON A. ZEHNDER, H. K. WALTER und R. ENGFER

(Institut für Hochenergiephysik der ETH-Zürich)

Von  $^{170,172,174,176}\text{Yb}$  wurden die myonischen Röntgenübergänge gemessen. Während der Kaskade werden die  $2^+$  und  $4^+$  Rotationszustände durch Quadrupolwechselwirkung angeregt. Die  $3d-2p$  und  $2p-1s$  Uebergänge werden mittels verschiedenen Quadrupolladungsverteilungen ausgewertet. Mit einer modellunabhängigen Momentenmethode wurden Isotopie-Effekte bestimmt und mit elektronischen Daten verglichen.

---

Doktorarbeit, A. Zehnder, Inst. f. Hochenergiephysik der ETH-Zürich.