

Bericht der Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft vom 8./9. April 1976 in Bern

Autor(en): **[s.n.]**

Objektyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **49 (1976)**

Heft 5

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Nutzungsbedingungen

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

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

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

Haftungsausschluss

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

Bericht der Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft vom 8./9. April 1976 in Bern

Präsident: Frau Prof. Verena Meyer, Universität Zürich
Vize-Präsident: Prof. Ph. Choquard, ETH Lausanne
Sekretär: Prof. F. Waldner, Universität Zürich
Mitglieder des Büros: Dr. W. Huber, Balzers AG, Balzers
Prof. P. Huguenin, Universität Neuenburg

Administrativer Teil

1. Mitglieder

Die folgenden Neumitglieder sind in unsere Gesellschaft aufgenommen worden: M. VON ALLMEN (Bern), G. ANTES (Zug), H. BRUNNER (Arlesheim), K. VON BURG (Klus), B. COLLET (Lausanne), F. DOBREI (Winterthur), M. DUTOIT (Neuenburg), K. ETTER (Einsiedeln), H. EVEQUOZ (Lausanne), M. FISCHER (Basel), J. FUENFSCHILLING (Basel), K. GIRGIS (Zürich), M. GODET (Genf), N. GRABER (Basel), H. GRAF (Zürich), S. B. HALEY (Lausanne), E. HAUSER (Basel), B. J. HRIBOVSEK (Zürich), H. VON KAENEL (Zürich), M. LIARD (Basel), F. MEIER (Kilchberg), R. MORF (Flüh), E. A. MULLER (Genf), R. MULLER (Reinach), H. NUSSBAUMER (Zürich), S. PLESKO (Zürich), T. SCHUCAN (Basel), U. SCHMOCKER (Zürich), P. SCHWENDIMANN (Bern), G. SELE (Balzers), H. R. TSCHUDI (Lausanne), J. WALDMEYER (Basel), H. P. WEBER (Bern), L. G. WEBER (Bern), CH. ZUERCHER (Dietikon).

Die Gesellschaft besteht zur Zeit aus 1161 Einzelmitgliedern, 7 Kollektivmitgliedern und 13 Bibliotheken.

2. Generalversammlung

Der von der wissenschaftspolitischen Kommission der SPG erstellte Forschungskatalog wurde an alle SPG-Mitglieder verschickt. Er soll jetzt zum Nutzen der Forschung gebraucht werden.

Auf Anträge von SPG-Mitgliedern wurden Prof. G. Busch, Zürich, und Prof. E. Stückelberger, Genf, von der Versammlung zu Ehrenmitgliedern ernannt.

Prof. H. H. Staub wurde als Präsident des IUPAP-Nationalkomitees und SPG-Vorstandsmitglied gewählt.

3. Nächste Tagung

Die Herbsttagung 1976 findet am 8./9. Oktober in Genf statt.

Wissenschaftlicher Teil

Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik erscheinen in der 'Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik' (ZAMP) 27/4 (1976).

PHYSIK DER KONDENSIERTEN MATERIE

Halbleiter

Indirect Transition in GaSe

LE CHI THANH et C. DEPEURSINGE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Measurements at low temperature of absorption (A) and electroabsorption (EA) have been performed at the indirect edge of the layer semiconductor GaSe. Sharp and well resolved EA peaks are obtained which can be correlated to the step-like singularities found in the corresponding absorption curve taken at zero field. These structures are ascribed to the indirect exciton transition with emission of different phonons. From the energy position of the no-phonon indirect absorption process, the energies of the phonons involved in the indirect transition are deduced. The binding energy of the indirect exciton is estimated to be about 30 meV, which appears in good agreement with the value given by an effective mass calculation according to the anisotropic exciton theory.

Etude théorique de la structure de bande des différents polytypes du GaSe

Y. DEPEURSINGE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

La structure de bande des trois différents polytypes du GaSe a été étudiée théoriquement en utilisant la méthode du pseudopotentiel empirique. En l'absence de données expérimentales précises, on a supposé dans ce calcul que la structure cristalline d'une couche restait inchangée dans les trois polytypes. De plus, on a retenu les mêmes facteurs de forme des atomes Ga et Se pour les différentes structures étudiées. Avec ces hypothèses, on a constaté des variations de l'ordre de quelques dizaines de meV pour les énergies des niveaux électroniques autour de la bande interdite.

Influence des fautes d'empilement sur les excitons dans les semiconducteurs en couches

J. J. FORNEY et K. MASCHKE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

En présence de fautes d'empilement dans un semiconducteur en couches, comme le GaSe, la fonction d'onde de l'exciton est encore invariante sous les translations primitives dans le plan des couches; en revanche, dans la direction perpendiculaire aux couches, c'est une fonction localisée. Cette localisation permet de comprendre la structure fine de l'état fondamental de l'exciton, qui est observée optiquement.

Etude de la séparation de l'état fondamental du biexciton dans les semiconducteurs à bande interdite indirecte. Application à AgBr et GaSe

J. J. FORNEY et A. QUATTROPANI

(Laboratoires de physique appliquée et physique théorique, EPF-Lausanne)

Dans un précédent article, nous avons montré que le biexciton existe aussi dans les semiconducteurs à bande interdite indirecte. La dégénérescence liée à la présence d'extrema non équivalents dans la structure de bande est levée par l'interaction entre vallées.

Nous avons calculé la séparation de l'état fondamental due à cette interaction, à l'aide des fonctions d'onde proposées par Akimoto et al. [1] et par Brinkman et al. [2]. Les résultats quantitatifs obtenus pour le cas de AgBr et de GaSe dépendent de manière critique des détails de la fonction d'onde. Ce travail montre la nécessité d'une étude plus approfondie de la fonction d'onde biexcitonique.

LITERATUR

[1] O. AKIMOTO, E. HANAMURA, J. Phys. Soc. Japan 33, 1537 (1972).

[2] W. F. BRINKMAN, T. M. RICE, B. BELL, Phys. Rev. B8, 1570 (1973).

Electronic Band Structure and Charge Density in Defect Tetrahedral Crystals

F. MELONI

(Istituto di Fisica, Università di Cagliari and Gruppo Nazionale Struttura Materia-C.N.R., Cagliari, Italia, and Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, Switzerland)

F. AYMERICH and G. MULA

(Istituto di Fisica, Università di Cagliari and Gruppo Nazionale Struttura Materia-C.N.R., Cagliari, Italia)

A. BALDERESCHI

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

Abstract. The electronic properties of the semiconducting ternary compounds CdIn_2Se_4 , CdIn_2Te_4 , ZnIn_2Se_4 and ZnIn_2Te_4 which crystallize in a cubic defect tetrahedral structure, are studied in the pseudo-potential scheme. The electronic band structures of these compounds are similar to each other and show strong similarities with those of zincblende binary analogs. The valence electron charge densities are also calculated in order to study the chemical bonds in this family of semiconductors.

The ternary compounds $\text{A}^{\text{II}}\text{B}_2^{\text{III}}\text{C}_4^{\text{VI}}$ generally crystallize either in the spinel structure, characteristic of oxides and sulphides, or in several tetrahedral structures, typical of the selenides and tellurides.

The simplest tetrahedral arrangement is that of CdIn_2Se_4 and corresponds to the space group V_d^1 . Its unit cell, which is represented in Figure 1, contains only one molecule and shows close resemblance to that of zincblende. The two structures in fact have the same anion sublattice but differ in the cation positions since for the ternary compound only three quarters of the zincblende cation sites are filled with two different kinds of atoms.

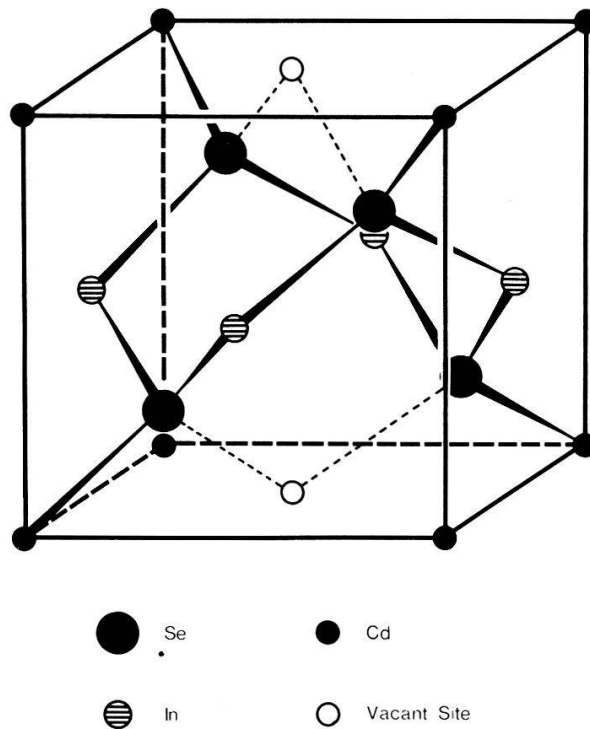


Figure 1
Cubic unit cell of CdIn_2Se_4 . The corresponding space group is V_d^1 .

The primitive cell of the V_d^1 structure can be considered as the fundamental unit of all the other tetrahedral structures of ternary compounds $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$. Besides CdIn_2Se_4 , in the present work we will also study the semiconductors CdIn_2Te_4 , ZnIn_2Se_4 , and ZnIn_2Te_4 which crystallize in the S_4^2 structure [1]. Its unit cell contains two molecules and the corresponding atomic arrangement differs from that of V_d^1 in the relative positions of rather distant neighbours. Therefore we expect that the electronic properties of these compounds are not altered appreciably if we suppose that they crystallize in the V_d^1 structure. From now on we will assume the simpler V_d^1 structure for all the compounds under investigation.

The pseudopotential method has been chosen to calculate the electronic band structure of these compounds. Even in this simple scheme, the evaluation of the electronic energy levels is rather involved since a large number of atoms is present in the unit cell.

The atomic potentials have been obtained from the model recently proposed by Aymerich, Meloni, and Mula [2] according to which the bare atomic pseudopotential is:

$$V(r) = \alpha e^{-\beta r^2} r^{-1} \sin(\gamma r) - 2Z^* r^{-1} \quad (1)$$

The parameters α , β , and γ depend on the given atom only and have been evaluated in Ref. 2 from an extensive fitting of the optical spectra of zincblende III-V and II-VI compounds. In view of the transferability of atomic pseudopotentials [3], the same values are used here. The parameter Z^* has been found [2] to depend not only on the atomic valence but also on the charge transfer associated to the ionicity of the particular compound. Since the ionicity of the crystals under study is not known, the values of Z^* have been estimated by imposing the condition that the resulting band structure should be in agreement with available experimental data [4]. The lowest

direct gap is known experimentally in all the compounds considered here but since this piece of information is not sufficient to determine uniquely the charge parameters, we have imposed the additional condition that the values of Z^* should not be too different from those valid in the III–V and II–VI compounds. The parameters used in the calculations are given in Table 1. The bare atomic potentials defined by (1), are then screened using the model dielectric function recently proposed by Schulze and Unger [5].

Table 1

Values of the atomic-pseudopotential parameters used in the calculation. The values of Z^* depend on the atom and on the particular compound. The letters in parenthesis have the following meaning: (a) CdIn_2Se_4 , (b) CdIn_2Te_4 , (c) ZnIn_2Se_4 , (d) ZnIn_2Te_4 .

	α	β	γ	Z^*	
Zn	64.673	0.2650	1.50	3.20	(c)
				3.10	(d)
Se	92.69	0.2650	1.90	5.35	(a)
				5.40	(c)
Cd	58.94	0.2260	1.28	3.20	(a, b)
				3.70	(a)
In	70.12	0.2260	1.38	3.60	(b, c)
				3.25	(d)
Te	98.44	0.2260	1.67	5.40	(b)
				5.60	(d)

The calculated band structures are very similar to each other. All the compounds are theoretically predicted to have an indirect energy gap which is about 0.2 eV lower in energy than the lowest direct gap. According to the present calculation the minimum of the conduction band is at the center of the cubic Brillouin zone whereas the maximum of the valence band is at M . Since the topmost valence band is rather flat, the exact position of the valence band maximum is difficult to locate as is evident from the calculated band structures of CdIn_2Se_4 and CdIn_2Te_4 which are given in Figures 2 and 3 respectively. It should be mentioned however that optical absorption measurements [4] in CdIn_2Se_4 and ZnIn_2Te_4 show that these materials have an indirect gap ~ 0.5 eV below the lowest direct edge. Since experimental data concerning the indirect gap have not been used in the determination of the pseudopotential parameters, the agreement between theory and experiment gives us more confidence on the values given in Table 1. The band structures of ZnIn_2Se_4 and ZnIn_2Te_4 are very similar to those of the corresponding Cd compounds and will not be given here. The only appreciable difference in the band structure of the four compounds is in the total valence band width which is larger for the selenides than for the tellurides. This is a consequence of the smaller value of the lattice constant in the selenides.

It is of interest to compare the calculated band structure of the ternary compounds with that of their zincblende analogs. This is achieved by folding the Brillouin zone of zincblende into the four times smaller zone of the ternaries. The results of the folding procedure clearly show the strong similarity between the electronic band structures calculated here and those of the binary compounds. In particular, the

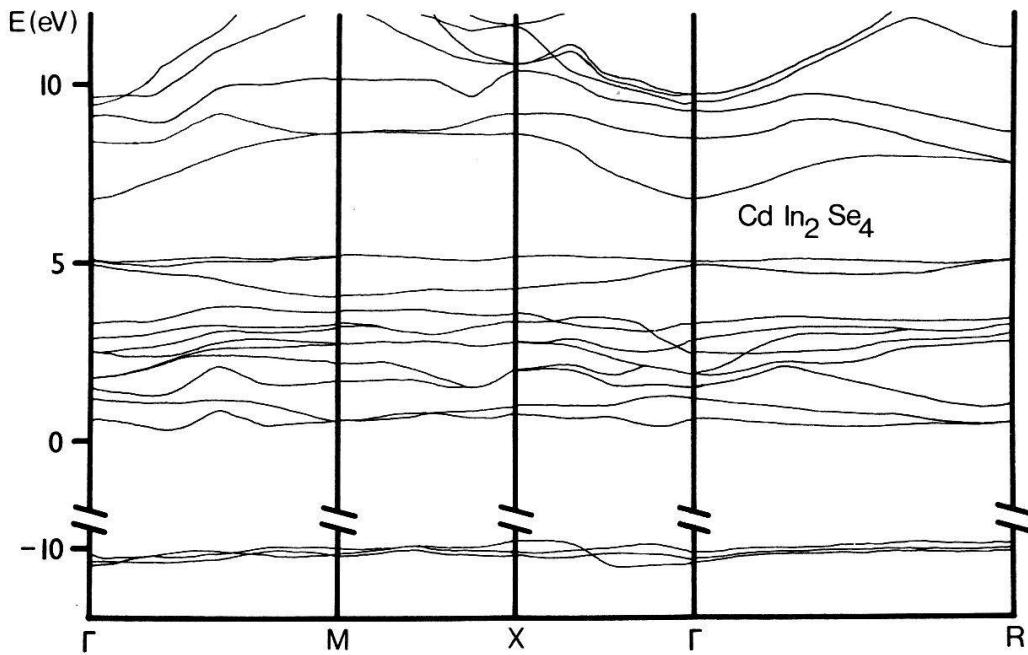


Figure 2

Electronic band structure of CdIn₂Se₄. The top of the valence band is at 5.2 eV and the lowest indirect and direct energy gaps are at 1.6 eV and 1.8 eV, respectively.

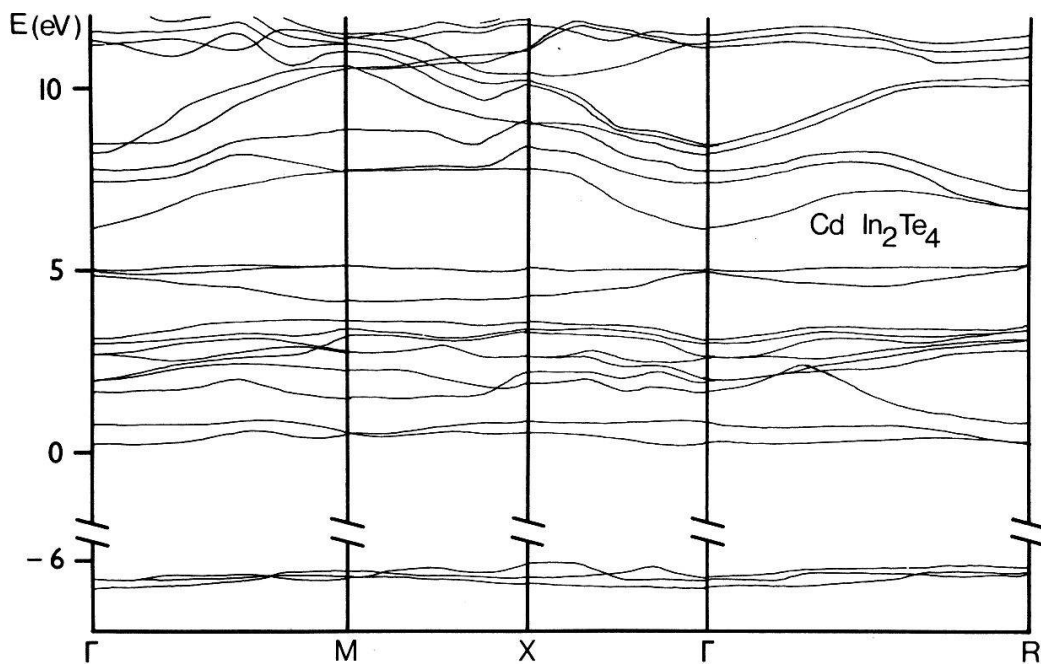


Figure 3

Electronic band structure of CdIn₂Te₄. The lowest indirect and direct energy gaps are at 1.1 eV and 1.2 eV, respectively. The valence band maximum is at 5.1 eV.

width of the upper set of valence bands in the ternary compounds is intermediate between those of III-V and II-VI crystals. This result seems to indicate that the presence of vacancies, with respect to zincblende, on the cation sublattice does not affect strongly the electronic properties. We have therefore calculated the total valence electron charge density of the ternary compounds by using the mean-value-point method [6]. The results for CdIn₂Se₄ and CdIn₂Te₄ are given in Figure 4 for

the (1, 1, 0) and the (0, 1, 1) directions. The electronic charge density in the immediate neighbourhood of the vacant site is very low. The analysis of the valence charge density throughout the unit cell shows that the electrons are mostly located near the chalcogen atoms and, like in the II–VI compounds, form partially-ionic tetrahedral bonds with the neighbouring metal atoms.

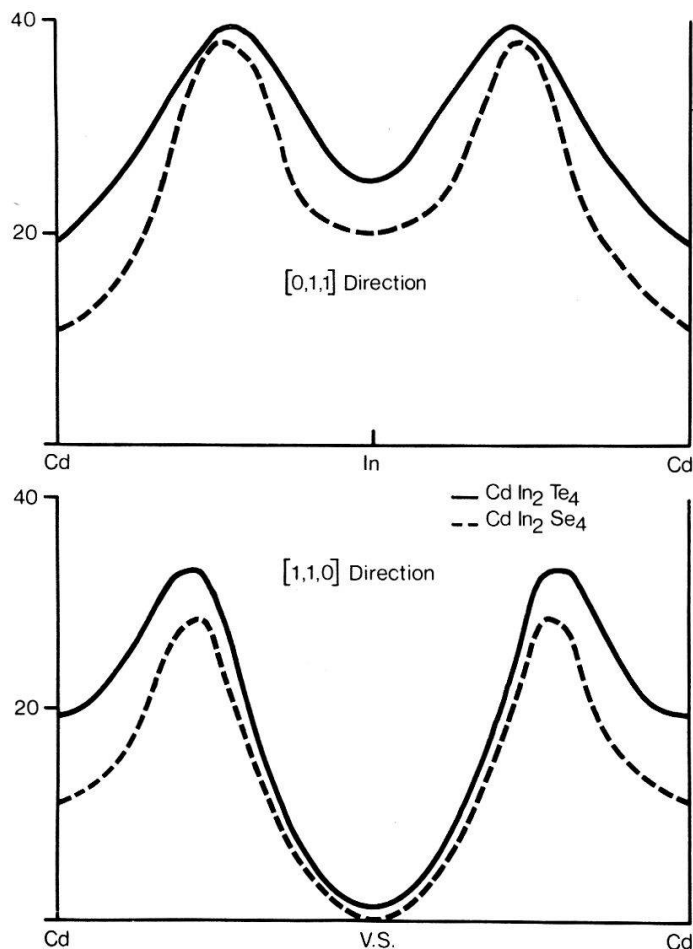


Figure 4

Total valence-electron charge density of CdIn₂Se₄ and CdIn₂Te₄ along the [0, 1, 1] and [1, 1, 0] directions in units of electrons per unit cell.

Acknowledgement

One of the authors (F. Meloni) expresses his gratitude to Prof. E. Mooser for the kind hospitality at the Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, where part of this work was performed.

REFERENCES

- [1] R. W. G. WYCKOFF, *Crystal Structures* (Interscience, New York, 1964), Vol. III, pp. 72–82.
N. A. GORYUNOVA, *The Chemistry of Diamond-like Semiconductors* (Chapman and Hall, London, 1965), pp. 159–166.
- [2] F. AYMERICH, F. MELONI and G. MULA. To be published.
- [3] M. L. COHEN and V. HEINE, *Solid State Physics*, H. EHRENREICH, F. SEITZ and D. TURNBULL ed. (Academic Press, New York, 1970) Vol. 24, p. 176.
- [4] F. RAGA. To be published.
- [5] K. R. SCHULZE and K. UNGER, *Phys. Stat. Sol. (b)*, 66, 491 (1974).
- [6] A. BALDERESCHI, *Phys. Rev. B7*, 5212 (1973).

Energy Spectrum of Acceptors in Germanium and Silicon

A. BALDERESCHI and N. O. LIPARI

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, and Xerox Corporation, Webster N.Y., USA)

The effective-mass hamiltonian for shallow acceptors in cubic semiconductors is solved with high accuracy for states with all possible symmetries. Extensive results are presented for the acceptor ground state and for a large number of excited states valid for all cubic semiconductors. For Ge and Si, where high resolution experimental data are available [1], a detailed analysis shows excellent agreement with our predictions.

REFERENCE

- [1] E. E. HALLER and W. L. HANSEN, *Solid State Commun.* **15**, 687 (1974).
M. S. SKOLNICK, L. EAVES, R. A. STRADLING, J. C. PORTAL and S. ASKENAZY, *Solid State Commun.* **15**, 1403 (1974).

Elektronische Struktur von FeS₂

B. BATLOGG, A. SCHLEGEL und P. WACHTER

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

Pyrit ist ein 3d-Band Halbleiter mit einer Energielücke von 0.95 eV. Wir haben die Transmission von 0.03 eV bis 1.1 eV und das Reflexionsspektrum von 0.03 eV bis 12 eV gemessen. Im Infraroten erscheinen fünf Phononlinien von 277 cm⁻¹ bis 431 cm⁻¹, die TO-Anregungen im Γ -Punkt ($q \approx 0$), entsprechen und bei 0.95 eV die Absorptionskante. Aus dem Reflexionsspektrum wurde mit Hilfe der Kramers-Kronig-Beziehungen der Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätsfunktion berechnet. Im hochabsorbierenden Teil des Spektrums sind Uebergänge der Art $3d_{t_{2g}} \rightarrow 3d_{eg}$ und $3p \rightarrow 3d_{eg}$ erkennbar. Eine zusätzliche Aufspaltung von 0.6 eV der Absorptionsmaxima im Bereich von 1 eV bis 9 eV wird auf eine Aufspaltung des $3d_{eg}$ -Teil-bandes aufgrund nichtkubischer Beiträge des Kristallfeldes (T_h^6 -Struktur) zurückgeführt.

Electron-Phonon Interaction in Organic Linear Semiconductors: Frequency Dependent Conductivity of TEA(TCNQ)₂

P. BRÜESCH, L. PIETRONERO, S. STRÄSSLER and H. R. ZELLER

(Brown Boveri Research Center, 5401 Baden, Switzerland)

We study the interaction between valence electrons and intramolecular vibrations of a chain of large planar molecules. The corresponding frequency dependent conductivity is shown to contain very strong structures purely due to this interaction. Recent experiments on TEA(TCNQ)₂ are analyzed in terms of this model.

Dielektrische Eigenschaften dünner Phosphornitrid-Schichten

S. VEPREK

(Anorganisch-chemisches Institut der Universität Zürich)

und J. ROOS

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Zürich)

Dünne Phosphornitrid-Schichten der Zusammensetzung P_3N_5 wurden in einem nichtisothermen Niederdruckplasma aus den Elementen dargestellt. Die Schichten weisen sehr gute dielektrische Eigenschaften auf: Dielektrische Festigkeit bis zu 10^7 V/cm, Permittivität ~ 4.4 , $\tan \delta \approx 10^{-2}$. Wegen der niedrigen Abscheidungstemperatur ($\lesssim 300^\circ\text{C}$) und einfachen Darstellung könnten dielektrische P_3N_5 -Schichten interessante Anwendungen in der Halbleitertechnologie finden (vgl. auch S. Vepřek und J. Roos, J. Phys. Chem. Solids, im Druck).

An Effective Medium Model for Site Percolation in Random Resistance Networks

STEPHEN B. HALEY

Institut de Physique Théorique, Université de Lausanne,
(Bâtiment des Sciences Physiques, CH-1015 Lausanne)

Green function techniques are used to develop an effective medium theory for determining the resistance of site percolation networks. A self-consistent effective medium is derived from the condition that the configurational average shift in resistance due to a cluster of several sites, some of which are randomly missing, be equal to zero. The results are in agreement with perturbation theory and Monte Carlo calculations in the dilute limit of missing sites.

Elektrische Leitfähigkeit

Kristall-Struktur und Ionen-Leitfähigkeit in Kupfer-Jodid

W. BÜHRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, EIR, 5303 Würenlingen)

Kupfer-Jodid kristallisiert in drei Phasen γ , β und α mit Umwandlungstemperaturen von 369°C und 407°C , der Schmelzpunkt liegt bei 605°C . Die Hochtemperatur-Modifikation α -CuI zeigt eine hohe Leitfähigkeit, herrührend von der statistischen Verteilung der Cu-Ionen auf viele mögliche Plätze in leitenden Kanälen. Die aus elastischen Neutronenstreuungsmessungen bei verschiedenen Temperaturen (γ , β und α) bestimmten Strukturparameter widersprechen den älteren Röntgen-Daten. Die Mechanismen der Phasenumwandlungen und der Ionenleitfähigkeit werden diskutiert.

Ionenleitung in Wolframoxhydraten

H. R. ZELLER und H. U. BEYELER

(Brown Boveri Forschungszentrum, 5401 Baden)

Thermisch aufgedampfte WO_3 -Filme sind röntgenamorph und enthalten ca. 0.7 H_2O pro Formeleinheit. Sie sind gute Leiter für Protonen und lassen sich leicht und reversibel elektrolytisch reduzieren. Wasserfreie und kristalline Filme sind viel schlechtere Leiter und lassen sich nur schwer reduzieren.

Die drastisch erhöhte Ionenleitfähigkeit und chemische Reaktivität des amorphen, wasserhaltigen Films lässt sich durch die spezifische Nahordnung der WO_6 Oktaeder erklären. Die kurzreichweitige Ordnung wird durch H_2O stabilisiert.

Nahordnung der Kationen in Ionenleitern mit Hollandit – Struktur

H. U. BEYELER, T. HIBMA und C. SCHÜLER

Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5401 Baden

Guten Ionenleitern ist gemeinsam, dass jedem Leitung-ion mehr als ein Gitterplatz zur Verfügung steht. Eine durch Ion – Ion Wechselwirkung erzeugte Nahordnung kann die Ionenleitfähigkeit entscheidend beeinflussen. Dank der Vielfalt von ternären Oxyden, die in der eindimensionalen Kanalstruktur von Hollandit kristallisieren, ist es möglich in diesen Ionenleitern die Nahordnung in Abhängigkeit von Parametern wie Ionenradius, -Ladung, Kanalgrösse und Anzahl der Leitung-ionen zu untersuchen. Wir haben mit Hilfe diffuser Röntgenstreuung an Einkristallen den Ordnungszustand der Kationen in einer Reihe von Hollanditen bestimmt. Aus den Resultaten kann der Einfluss der einzelnen Parameter auf den Ordnungsgrad ermittelt werden.

The Continuous Solid Electrolyte Transition in $((\text{C}_5\text{H}_5\text{NH})\text{Ag}_5\text{I}_6)$

T. HIBMA and P. BRÜESCH

(Brown Boveri Research Centre CH-5401 Baden)

Amongst the solid electrolytes on the basis of AgI the salt pyridinium pentasilver hexaiodide $((\text{C}_5\text{H}_5\text{NH})\text{Ag}_5\text{I}_6)$ is of particular interest, because the transition to the solid electrolyte phase occurs without considerable structural changes. A continuous disordering of the Ag^+ ions takes place from almost complete order at -40°C to almost complete disorder at 125°C . In order to study the nature of this transition we have measured the conductivity, specific heat and diffuse X-ray scattering of single crystals of this material. In discussing these results, special attention will be paid to the role of correlations between the conduction ions.

Highly Non-Linear Current-Voltage Characteristics : A Possible Mechanism

J. BERNASCONI, M. LIETZ and S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Center, 5401 Baden)

The degree of non-linearity of I - V characteristics is usually measured by the quantity $\alpha = d \log I / d \log V$. An example for a device with very high α -values are the so-called ZnO-varistors ($\alpha_{\max} > 50$ at room-temperature). We propose a mechanism for the current across the junction between two ZnO-grains and calculate $\alpha(V)$ for a simple model-junction. It is shown that, for large enough voltages, a tunneling-current out of deep interface-states can regulate the barrier-height in such a way that α becomes extremely large. With reasonable model-parameters we can reproduce the observed $\alpha(V, T)$ -behavior of ZnO-varistors.

Frequenzabhängigkeit der Wechselstromphotoleitung in PVK-TNF

J. SCHOENES¹ und K. KANAZAWA

(IBM Research Laboratory, San Jose, California 95193, USA)

Eine Frequenzabhängigkeit der Dunkelleitfähigkeit der Form $\sigma_D \sim \omega^s$ wurde bisher in zahlreichen Substanzen mit lokalisierten Zuständen beobachtet. In diesem Beitrag, berichten wir über die erste Messung einer stark frequenzabhängigen Photoleitfähigkeit.

Die Photoleitung des organischen 'charge-transfer' Komplexes Polyvinyl-carbazol-Trinitrofluorenol (PVK-TNF) lässt sich im Frequenzbereich 10^4 - 10^7 Hz als $\sigma_{ph} \sim \omega^n$ darstellen. Der Exponent n nimmt mit abnehmender Temperatur von 0.25 bei 300K auf 0.8 bei 100K zu und sättigt bei tieferen Temperaturen. Die Ergebnisse weisen auf ein Hüpfen der Photoladungsträger hin und werden mit Driftbeweglichkeitsmessungen verglichen.

¹⁾ Jetzige Adresse: Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, 8093 Zürich, Hönggerberg.

Contribution des processus Umklapp à la fréquence de diffusion electron-phonon dans le Cadmium à basse température

W. M. MACINNES, P. A. PROBST, B. COLLET et R. HUGUENIN

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

La fréquence de diffusion électron-phonon (ν_{ep}) pour les électrons localisés au bord de la lentille de la 3^{ième} bande du Cadmium varie avec la température plus rapidement que T^5 . Cette dépendance inhabituelle peut difficilement être interprétée par des collisions sous petits angles. Nous proposons de l'expliquer par une forte contribution des processus Umklapp entre la 3^{ième} et la 2^{ième} bande de la surface de Fermi. Nous montrons que les formules proposées par Gantmakher [1] et par Gasparov [2] décrivent bien le comportement de $\nu_{ep}(T)$ observé dans le Cadmium et

permettent d'expliquer la variation avec la température de la résistivité de l'Aluminium.

LITERATUR

[1] V. F. GANTMAKHER, Rep. Prog. Phys. 37, 317 (1974).

[2] V. A. GASPAROV, JETP 66, 1492 (1974).

Temps de relaxation liés à la pénétration d'un champ magnétique basse fréquence dans le Cadmium

B. COLLET, W. M. MACINNES, P.-A. PROBST et R. HUGUENIN

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

La dépendance en fonction de la température T et de la fréquence Ω de la profondeur de peau mesurée par l'effet de taille en radio fréquence [1] a été analysée à l'aide de la formule donnant la profondeur de peau classique $\delta(\Omega, \tau_1(T), \tau_2(T), \dots)$. L'effet des dimensions finies des échantillons se manifeste nettement dans nos résultats, et la formule classique a été modifiée pour en tenir compte. Les temps de relaxation ainsi obtenus confirment les résultats des mesures de résistivité 'bulk' [2] suggérant que ρ_{\parallel} devient plus petit que ρ_{\perp} à basse température. Ces observations sont en accord avec l'hypothèse d'une forte contribution des processus Umklapp à la diffusion électron-phonon des électrons qui ont leur vitesse \perp à l'axe c .

LITERATUR

[1] W. M. MACINNES et al., Helv. Phys. Acta 48, 522 (1975).

[2] J. E. A. ANDERSON et C. M. HURD, Phys. Rev. B12, 501 (1975).

Dimensional Effects in Type-I Thin Film Superconductors in the Current State

N. FEDOROV and L. RINDERER

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

The results of an investigation of the temperature and field dependence of critical currents in thin films of tin and lead are presented. The films are 1000 Å–10 000 Å thick, the magnetic field is parallel to the surface of the films. Special attention has been paid to the anomalies in the vicinity of critical temperature, which are proposed to be connected with the thickness of films and such parameters as the coherence length $\xi(T)$ and the magnetic field penetration depth $\lambda(T)$, according to Ref. [1], [2]. Thermal effects are also discussed.

REFERENCES

[1] E. D. CRESCENZO et al., Phys. Rev. B(1), 7(7), 5058 (1973).

[2] L. G. HAYLER et al., Phys. Rev. B11, -924, N5 (1975).

Destruction de la supraconductivité par un courant dans un fil creux

D. ROBIN, F. ROTHEN et L. RINDERER

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

Nous présentons des mesures de la dynamique de la destruction de la supraconductivité de première espèce, par un courant $I > I_c$, dans un fil cylindrique creux d'étain pur. Ces mesures sont comparées avec la théorie [1]. La relation courant-tension a également été mesurée et laisse apparaître une destruction progressive de la couche mixte [2] lorsque le courant augmente; le taux de cette destruction est beaucoup plus important que celui que Gor'kov attribue à la présence du champ électrique à l'intérieur de la couche mixte [3].

LITERATUR

- [1] F. ROTHEN and W. BESTGEN, *Phys. Kondens. Materie* 12, 311 (1971).
- [2] I. L. LANDAU and YU V. SHARVIN, *JETP Lett.* 10, 121 (1969).
- [3] L. P. GOR'KOV and O. N. DOROKHOV, *Sov. Phys.-JETP* 40, 956 (1974).

Mesure de la résistance thermique d'une frontière entre phase normale et phase supraconductrice

P. BONNARD, J. M. SUTER¹⁾ et L. RINDERER

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

On sait depuis longtemps [1] que la résistance thermique d'un supraconducteur de type I peut être notablement plus élevée dans l'état intermédiaire que dans l'état pur de plus grande résistivité thermique. Nous avons observé cet effet dans le cas d'une structure d'état intermédiaire bien définie, contrôlée par l'observation directe à l'aide d'une méthode magnéto-optique à haute résolution [2]. Nous en déduisons la résistivité thermique d'une frontière entre phase normale et phase supraconductrice, dans le cas où le courant de chaleur est perpendiculaire à ces frontières. Avec un échantillon de plomb de haute pureté, nous avons effectué des mesures préliminaires qui montrent l'effet combiné de la réflexion des électrons par les frontières de phase [3] et de la conduction phononique dans l'état supraconducteur.

LITERATUR

- [1] K. MENDELSSOHN et J. L. OLSEN, *Phys. Rev.* 80, 859 (1950).
- [2] P. LAENG et L. RINDERER, *Cryogenics* 12, 315 (1972).
- [3] A. F. ANDEREEV, *Sov. Phys. JETP* 19, 1228 (1964).

¹⁾ Actuellement à l'Université de Nijmegen, Fysisch Laboratorium, Toernooiveld, Pays Bas.

Flux Flow Resistivity of Superconducting Indium Thin Film

T. TAKAYAMA¹⁾

(Department of Physics, Faculty of Science, Kyushu University, Fukuoka, Japan)

Dependences of the flux flow resistivity ρ_f of vacuum deposited In thin films on temperatures and magnetic fields were obtained in a range of reduced temperatures $0.5 \sim 0.99$. A linear dependence of ρ_f on magnetic fields was obtained in low fields over the whole temperatures range. The temperature dependence of the viscosity coefficient of the flux flow state were derived and compared with the microscopic theory [1]. Good agreement was obtained in the temperatures range $0.5 \sim 0.90$. At the vicinity of T_c , however, quite large discrepancy was found.

REFERENCE

[1] L. P. GOR'KOV and N. B. KOPNIN, Sov. Phys. JETP 37, 183 (1973).

¹⁾ Present address: Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, Lausanne-Dorigny.

Quantum Oscillation of a Moving Vortex Lattice

P. MARTINOLI, O. DALDINI, C. LEEMANN and B. VAN DEN BRANDT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, 8093 Zürich)

We report the observation of radiofrequency (*rf*) electric fields in the flux flow régime of type II superconducting films with periodically modulated thickness when vortex motion is driven by a d.c. transport current. The emitted electromagnetic radiation is a manifestation of a Josephson-like supercurrent oscillation arising from coherent vortex motion in the one-dimensional periodic pinning potential represented by the thickness modulation. Evidence for the *rf*-oscillation is found when the value of the transverse magnetic field corresponds to matching of the vortex lattice to the periodic film structure.

Photoelektronen

Spin Polarization of Photoelectrons from La-Doped EuO near T_c

F. MEIER and H. RUPRECHT

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Hönggerberg, 8093 Zürich)

A puzzling result of spin polarized photoemission from EuO is that at light energies where only 4*f*-electrons are emitted the polarization P of the photoelectrons is not the expected 100% at $\sim 10\text{K}$, but only about 50%. To explain this depolarization a number of spin-flip scattering mechanisms have been invoked. Each scattering mechanism has its characteristic T -dependence. Therefore $P(T)$ was measured for 2% La-doped EuO with $h\nu = 5\text{ eV}$ and $75 < T < 130\text{K}$ in an applied field of 20 kG.

It turned out that the polarization becomes nonzero at the bulk transition temperature and then rises steeply with decreasing T . Over the limited temperature interval investigated, $P(T) \sim \text{const} \cdot M(T)$, where $M(T)$ is the static magnetization. This preliminary result suggests that the main depolarization process does not depend strongly on T .

Winkelverteilung der Photoemission aus EuO (100)

P. MUNZ

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Zusätzlich zur Analyse der Gesamtheit der emittierten Photo-Elektronen, d.h. der Elektronen, die in allen Richtungen emittiert werden, wird die Energieverteilung der Elektronen, die in bestimmter Richtung ausgesandt werden, gemessen und ihre Abhängigkeit vom Emissionswinkel untersucht. Bei EuO sind im Photoenergiebereich bis zu 10 eV sowohl Bandzustände als auch lokalisierte Zustände am Photoemissionsprozess beteiligt und äussern sich in charakteristischer Weise in der Winkelverteilung der emittierten Elektronen.

Die Abhängigkeit der Photoemission aus flüssigem Quecksilber von der Polarisationsrichtung des eingestrahltten Lichtes

P. COTTI, S. E. KNUDSEN, P. OELHAFEN

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETHZ)

Ein altes Problem der Photoemission ist die Frage, inwieweit beim Anregungsprozess der Oberflächeneffekt beteiligt ist. Experimentell kann diese Frage durch Messung der Polarisationsabhängigkeit der Quantenausbeute untersucht werden, vorausgesetzt, dass die vorliegende Probe amorph ist und eine verschwindende Oberflächenrauigkeit besitzt.

Wir haben deshalb die Quantenausbeute der Photoemission aus flüssigem Quecksilber für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes, schief einfallendes Licht sowie die optische Reflexion im Energiebereich von 4,5 bis 5,6 eV gemessen. Daraus ergibt sich, dass der Volumeneffekt der dominierende Anregungsmechanismus der Photoemission aus flüssigem Quecksilber ist.

Die Unsicherheiten bei der Interpretation derartiger Messungen, die auf Oberflächenrauigkeit oder auf eine langreichweitige Ordnung in der Kristallstruktur zurückzuführen sind, entfallen bei Untersuchungen dieser Art an flüssigen Proben.

Die Richtungsverteilung der Photoelektronen aus flüssigem Quecksilber

P. COTTI, S. E. KNUDSEN, P. OELHAFEN

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETHZ)

Wie Mahan 1970 [1] gezeigt hat, ist es möglich, durch Messung der Richtungsverteilung niederenergetischer Photoelektronen, Informationen über die Transparenz

der Oberflächenpotentialbarriere zu erhalten. Für Untersuchungen dieser Art sind flüssige Metalle besonders gut geeignet.

Wir haben die Richtungsverteilung der Quantenausbeute der aus flüssigem Quecksilber emittierten Photoelektronen sowie die Richtungsabhängigkeit der Energieverteilung bei senkrechter Einstrahlung im UV-Bereich von 4.5 bis 6.2 eV gemessen. Die experimentellen Werte können mit Hilfe des Dreistufenmodells quantitativ erklärt werden, wenn für den Emissionsprozess die Energie- und Richtungsabhängigkeit der Transparenz der Oberflächenpotentialbarriere berücksichtigt werden.

LITERATUR

[1] G. D. MAHAN, Phys. Rev. B2, 4334 (1970).

Photoemission and Electron-Spin-Polarization Studies on Fe_3O_4 : Comparative Probes for the Ionic Nature of 3d-State Excitations

S. F. ALVARADO, M. ERBUDAK and P. MUNZ

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

Photoelectron spin polarization ($h\nu < 11$ eV), a differential probe for relative intensities of spins up and down, and energy distribution curves ($5 < h\nu < 90$ eV), an additive measure for all the spin contributions, are obtained from magnetite (Fe_3O_4) to support the atomic theory of the single ion in a crystal field model. Earlier photoemission studies [1] on wustite (FeO) are reinterpreted on the basis of the present more complete results. The data are used to determine the shapes and positions of the filled oxygen $2p$ bands and the $3d^{n-1}$ final states of iron ions, as well as the intraatomic Coulomb correlation energy U_{eff} , crystal field splittings of the $3d^{n-1}$ multiplets, and the Racah parameter for the multiplets of the Fe^{2+} ion in an octahedral site.

REFERENCE

[1] D. E. EASTMAN and J. L. FREEOUF, Phys. Rev. Lett. 34, 395 (1975).

Zentren und Varia

Détermination des énergies de migration thermique des centres V_K dans CsI

J.-P. PELLAUX

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Le iodure de césium purifié puis doté en centres F présente, après irradiation X ou β effectuée à $T < 50\text{K}$, des pics de thermoluminescence associée à la migration thermique des centres V_K . L'analyse spectrale montre essentiellement deux émissions



situées à 338 et 495 nm [1]. Les mécanismes de recombinaison ont été identifiés et les énergies d'activation de migration thermique des centres V_K ont été déterminées. On obtient $\Delta E = 130$ meV pour la migration linéaire (saut à 0°) et $\Delta E = 198$ meV pour la migration par saut de 90° .

LITERATUR

[1] J.-P. PELLAUX, T. SIDLER, A. NOUAILHAT et M. A. AEGERTER, Solid State Commun. 13, 979 (1973).

Recombinaison radiative par effet tunnel dans les halogénures alcalins

O. THIÉBAUD et M. A. AEGERTER

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Après irradiation X à basse température d'halogénures alcalins (p. ex. CsI) dotés en ions monovalents (TL^+ , Na^+), on observe une intense phosphorescence associée à un transfert électronique par effet tunnel entre centres V_K et électrons piégés sur les impuretés voisines (TI° , Na°) et suivi d'une recombinaison radiative. La variation temporelle est indépendante de la température et suit une loi $I = A \cdot t^{-1}$ [1]. La cinétique de la phosphorescence est étudiée en présence d'un fort champ magnétique ($< 6T$) dans les limites $0 < H/T < 3.5 T/K$. On observe une diminution de son intensité en fonction de H/T pour CsI:Na uniquement. La dépendance temporelle reste décrite dans les deux cas par une loi similaire $I(t, H/T = cte) = A'(H/T)t^{-1}$. Ces résultats peuvent être expliqués par un modèle de transfert électronique par effet tunnel fonction du spin de la paire de défauts. Ces propriétés devraient permettre la détection optique de la RPE des défauts précités.

LITERATUR

[1] T. SIDLER, Thèse, Université de Neuchâtel (1976).

Etude des dégâts de radiation dans la glace à basse température par la canalisation de protons

I. GOLECKI, F. RUDOLF et C. JACCARD

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Le désordre réticulaire produit par des protons de 100 keV dans la glace monocristalline a été étudié entre -188°C et -156°C , en mesurant l'effet de la canalisation le long de l'axe c , avec des doses allant jusqu'à 10^{15} protons/cm². A température fixe, le rendement minimal croît avec la dose jusqu'à saturation. A -188°C la valeur de saturation est voisine de l'unité, indiquant une amorphisation complète du cristal à la profondeur mesurée. A des températures plus élevées, les valeurs de saturation décroissent progressivement. La valeur de la pente initiale des courbes du rendement minimal en fonction de la dose varie de trois ordres de grandeur entre -188°C et -156°C , indiquant un processus thermiquement activé. Une dépendance du courant

des protons n'est observée qu'entre -162°C et -170°C . Ceci indique l'existence d'un mécanisme de restauration dépendant de la température, en compétition avec la création des dégâts par le faisceau. Comme prévu, le rendement minimal extrapolé à dose nulle est indépendant de la température en dessous de -162°C .

'Size' Effekte am spektralen thermischen Emissionsvermögen von LiF-Schichten und KCl-Mikrokristallen

R. KÄLIN und F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ)

Das Verhalten von LiF-Schichten und von KCl-Mikrokristallen im fernen Infrarot wurde durch Messung der spektralen Emission untersucht. Die beobachteten Banden von LiF-Schichten auf metallischer Unterlage werden bestimmten 'virtual modes' zugeordnet.

Drei verschiedene Typen von KCl-Mikrokristallen wurden untersucht: Kuben, Oktaeder und solche mit unregelmässiger Gestalt. Die Spektren aller drei Formen zeigen ein dominantes Emissionsmaximum im Reststrahlenband. Die Lage dieses Maximums ist praktisch unabhängig von der Form des Kristalls und der Bedeckungsdichte. Zusätzlich tritt in der Nähe der TO-Frequenz eine Resonanzlinie auf. Die relative Intensität dieser Resonanz hängt von der Bedeckungsdichte der Mikrokristalle auf der Probenfläche ab.

Coriolis Coupling in Symmetric-Top Molecules in Liquids

K. MÜLLER and F. KNEUBÜHL

(Solid State Physics Laboratory ETH, Zurich, Switzerland)

Kubo's linear response theory [1] provides the tool for an interpretation of the band shapes of rotating molecules with the aid of time-dependent angular correlation functions (ACFs) [2]. These ACFs result from the Fourier transform of the corresponding band profiles. They give a detailed description of the average motion of the electric transition dipole of the appropriate band in a molecular time-scale.

Gordon [3] has proposed a useful model of the molecular reorientation of diatomic molecules in dense media, which excels the pure rotational diffusion introduced by Debye [4]. In this model the reorientation is accomplished by free rotation, which is interrupted by short collisions. These collisions should occur in times short in comparison with the period of free rotation. Every collisional event changes the molecular angular momentum, yet it does not alter the spatial orientation of the molecular frame and of the electric transition dipole.

St. Pierre and Steele [5] applied Gordon's model to symmetric-top molecules. Thereby they neglected Coriolis coupling of first order, which can occur in the perpendicular transitions of these molecules. Coriolis coupling causes the electric dipole to rotate around the molecular axis with a circular frequency, which differs from that of the molecular frame. In this paper we extend the calculations of St. Pierre and Steele to symmetric-top molecules with Coriolis coupling of first order.

According to Teller [6] Coriolis coupling in isolated symmetric-top molecules is equivalent to a rotation of the transition dipole of the degenerate vibration in the molecule-fixed frame with the circular frequency [7]

$$\Omega_C = -\zeta \cdot K_z / I_z$$

ζ and K_z designate the Coriolis coupling constant and the axial component of the rotational angular momentum \mathbf{K} . For a molecule in a dense medium we assume in addition that every collisional event can cause a change of the direction of the transition dipole by the dephasing angle ξ in the molecule-fixed frame. ξ varies statistically in the interval $[-\pi, +\pi]$ with an even distribution. Furthermore the orientation of the molecular frame should not be changed by the collisions.

Consequently the angle $\Phi(t)$ between the direction of the transition dipole and the direction of the x -axis (or y -axis) in the molecule-fixed frame can be represented by

$$\Phi(t) = \sum_{j=1}^N \Omega_C \cdot \Delta t_j + \sum_{j=1}^N \xi_j \tag{1}$$

Δt_j and N denote the duration of the j th period of free rotation and the number of collisions at the time t , respectively. $\Phi(0)$ equals zero.

By introduction of the angle $\Phi(t)$ of eq. (1) to the calculations of St. Pierre and Steele we obtain the ACFs of perpendicular transitions in symmetric-top molecules which include Coriolis coupling of first order and the dephasing of the rotation of the transition dipole by collisions.

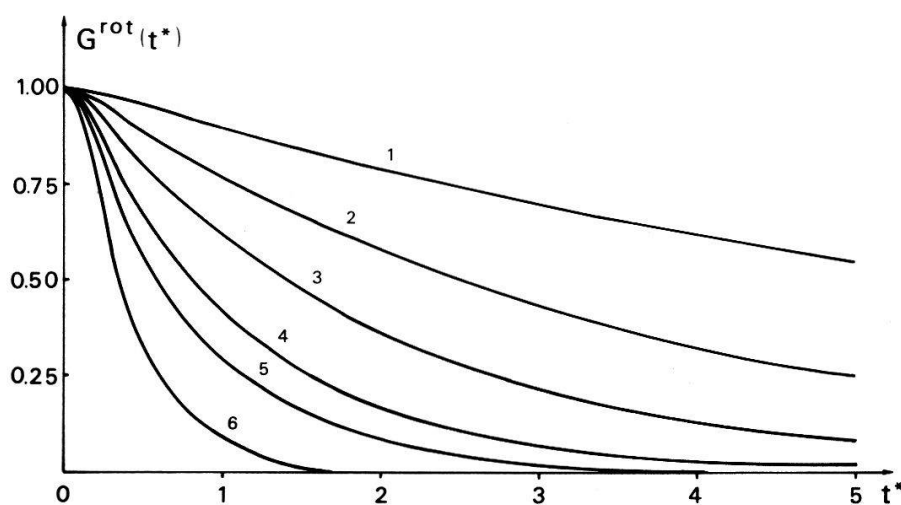


Figure 1
Theoretical ACFs of the methyl iodide molecule with the parameters $\zeta = 1.0$, $\beta^* = 8.0$ and $x = 1.0(1)$, $0.98(2)$, $0.95(3)$, $0.90(4)$, $0.80(5)$ and $0.70(6)$.

To illustrate the second term in eq. (1), the collision term, we present in Figure 1 particular ACFs $G^{\text{rot}}(t^*)$ of the transition dipole μ , which are defined by

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

The unit of time is given by $(I/kT)^{1/2}$. The parameters x and β^* denote the expression $\langle \cos \xi \rangle$ and the normalized collision frequency.

As an experimental example Figure 2 represents the ACF $G^{\text{rot}}(t)$ of the degenerate infrared active vibration ν_6 of liquid methyl iodide together with a theoretical ACF, which includes Coriolis coupling and the dephasing of the rotation of the transition

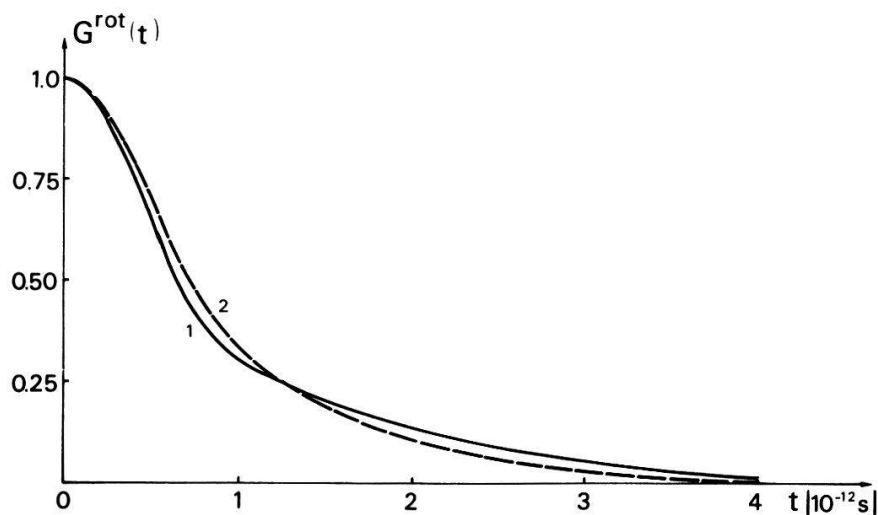


Figure 2

- (1) Experimental ACF of the vibration ν_6 of liquid methyl iodide, determined by W. G. Rothschild.
 (2) Corresponding theoretical ACF with the parameters $\zeta = 0.19$, $\beta^* = 8.3$ and $x = 0.9$.

dipole. The parameter $\zeta = 0.19$ of the theoretical curve is the vapor phase value. The experimental curve was determined by W. G. Rothschild [8].

The agreement between the experimental and the theoretical curve is satisfying, although some of Gordon's hypotheses are obviously not adequate to the molecular rotation in liquid methyl iodide:

- (i) The assumption of collisions, which are interrupted by periods of free rotation, represents a very rough approximation of the interaction of the polar CH_3I -molecules.
- (ii) The rotational angular momentum of the prolate CH_3I -molecule is distributed preferably along the molecular axis, in contrast to the assumption made by Gordon.

Nevertheless, our extended model represents a useful description of the rotational motion of a transition dipole of a molecule in the liquid state and the agreement between experimental and theoretical ACFs, or vibration-rotation spectra, is considerably improved in comparison to the theories neglecting Coriolis coupling and the dephasing of the rotation of the transition dipole.

REFERENCES

- [1] R. KUBO, *J. Phys. Soc. Japan* 12, 570 (1957).
- [2] R. GORDON, *J. Chem. Phys.* 43, 1307 (1965);
B. KELLER and F. KNEUBÜHL, *Helv. Phys. Acta* 45, 1127 (1972).
- [3] R. GORDON, *J. Chem. Phys.* 44, 1830 (1966).
- [4] P. DEBYE, *Polar molecules* (Dover Publ., New York, 1954).
- [5] A. G. St. PIERRE and W. A. STEELE, *J. Chem. Phys.* 57, 4638 (1972).
- [6] E. TELLER, *Hand- und Jahrbuch der Chem. Physik*, Vol. 9, Sec. II, eds. A. EUCKEN and K. L. WOLF (Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1934).
- [7] K. MÜLLER and F. KNEUBÜHL, *Chem. Phys.* 8, 468 (1975).
- [8] W. G. ROTHSCHILD, *J. Chem. Phys.* 51, 5187 (1969).

Optisch induzierte Brechungsindexänderung in Fe dotiertem KNbO_3

P. GÜNTER und U. FLÜCKIGER

(Lab. für Festkörperphysik ETH, 8049 Zürich)

J. P. HUIGNARD und F. MICHÉRON

(Lab. Thomson CSF, 91401 Orsay, France)

Die holographischen Messungen der optisch induzierten Brechungsindexänderung (Light damage) von $\text{KNbO}_3:\text{Fe}$ können mit unseren Photoleitfähigkeitsmessungen an denselben Kristallen interpretiert werden. Bei 'undotiertem' KNbO_3 ist die lichtinduzierte Brechungsindexänderung eine Grössenordnung kleiner als bei LiNbO_3 und kann durch relativ kleine elektrische Felder beeinflusst werden. Je nach Feldrichtung wird das durch den 'photovoltaischen Effekt' aufgebaute Raumladungsfeld durch Photoleitfähigkeit vergrössert oder verkleinert. Neben den beiden oben erwähnten Beiträgen zum Raumladungsfeld wird durch Diffusion von Ladungsträgern ein zusätzliches Feld aufgebaut. Der Einfluss der Diffusion hängt von der Gitterkonstanten Λ des aufzunehmenden Hologramms ab und ist vernachlässigbar für $\Lambda > 2 \mu\text{m}$. Mit abnehmendem Λ nimmt der Diffusionsbeitrag zu und ist für $\Lambda = 0.35 \mu\text{m}$ etwa zwei Grössenordnungen grösser als die beiden andern Effekte.

Oberflächenschicht in Perovskit Oxyden

U. T. HÖCHLI

(IBM Forschungslaboratorium, Zürich, 8803 Rüschlikon, Schweiz)

Oberflächenschichten wurden erstmals [1] in BaTiO_3 erkannt aufgrund von Strukturanalysen an kleinen Partikeln. Ausgedehnte Untersuchungen [2, 3] befassten sich danach mit Transporteigenschaften und dem ferroelektrischen Schaltvorgang in BaTiO_3 . Es zeigte sich, dass die Oberfläche das Schalten behinderte und zwar desto stärker, je dünner die Probe. In dieser Arbeit werden Untersuchungen über das Verhalten von Oberflächen gegenüber kleinen Störungen zusammengefasst und es werden Schlüsse gezogen über die Eigenschaften der Oberflächen der Perovskite BaTiO_3 , KTaO_3 und SrTiO_3 .

Die Methode der kleinen Störungen ist nur auf eine hinreichend dicke Oberflächenschicht anwendbar. Der wesentliche Parameter ist also die Eindringtiefe der unkompensierten Ladung, auch Debye-Länge l_D genannt. Sie beträgt in einem einfachen Raumladungsmodell [4]

$$l_D = (\varepsilon \varepsilon_0 V_B / n_d e)^{1/2}. \quad (1)$$

Sie wird dort gross wo die Dielektrizitätskonstante ε maximal wird, ferner wo eine Spannung V_B zwischen Dielektrikum und metallischer Oberfläche besteht und wo die Anzahl ionisierter Donatoren n_d klein ist, entweder auf Grund der Reinheit des Kristalls (BaTiO_3) oder infolge Ausfrierens (KTaO_3 , SrTiO_3).

Unter dem Einfluss eines statischen elektrischen Feldes werden kubische Kristalle doppelbrechend und es ist möglich, auf Grund der Transmission von

polarisiertem Licht das mittlere interne elektrische Feld längs des Lichtweges zu bestimmen. Es ist [3]

$$\Delta n = gP^2 = g(\varepsilon \varepsilon_0 E_{\text{int}})^2. \quad (2)$$

Es zeigt sich, dass die Transmission von gold-bedampften SrTiO₃ bei 4 K und $E_{\text{ext}} = 800$ kV/m, ortsabhängig [5] ist und nur im Mittel der Doppelbrechung entspricht, die anhand von Gleichung (2) zu erwarten wäre, falls $E_{\text{int}} = E_{\text{ext}}$. Die Erklärung dafür ist, dass das externe Feld zunächst an der Oberfläche, bei steigender Intensität auch weiter im Innern, Ladungen über makroskopische Distanzen verschiebt, die nach der Poisson-Gleichung zu einem Zusatzfeld führen.

Ein Mass für die Inhomogenität ist das Moment [6] der Feldverteilung, welches bei mechanischen Verbiegungen infolge des elektrostriktiven Effektes auftritt. Das Moment der Feldverteilung wird quantitativ bestimmt durch Messung von elektroakustischen Eigenschaften einer dünnen Probe bei einer Biegersonanz. Das Moment zeigt die gleichen Eigenschaften wie die optisch bestimmte Inhomogenität der Probe: Es ist sehr klein für eine kurzgeschlossene abgekühlte Probe, steigt mit dem angelegten Feld, bleibt minutenlang erhalten nach Abschalten des Feldes und steigt weiter bei der Umkehr der Feldpolarität. Anhand des Raumladungsmodells kann die gespeicherte Ladungsdichte und deren Verteilung abgeschätzt werden: In KTaO₃ bei 4 K und 800 kV/m ergeben die optischen Daten $\partial P/\partial z \sim \rho \sim 11$ C/m³ und die akustischen Daten ein Moment $M_p = \int P(z)z dz = 40$ nC für die 3.28 mm dicke Probe. Daraus folgt [6] mit $M_p = \rho l_t^3/12$, dass $\rho = 14.5$ C/m³. Die experimentelle Abweichung zwischen der akustisch und optisch bestimmten Ladungsdichte wird durch die Inhomogenität der Störstellenverteilung n_d in der Probe erklärt. In Tabelle 1 wird der Mittelwert eingetragen. KTaO₃ zeigt fast identisches Verhalten. In BaTiO₃ wird die Ladungsverteilung $\partial P/\partial z = \rho(z)$ nur gerade bei $T_c = 405$ K homogen, aber dort ohne angelegtes Feld. Schon bei wenigen Zehntelgraden Erwärmung findet der Uebergang zu dünnen Oberflächenschichten statt. Das Anlegen eines Feldes dürfte den Temperaturbereich für dicke Oberflächenschichten vergrössern, bringt aber wegen Erwärmung der Probe technische Probleme.

Tabelle 1 zeigt eine Uebersicht über die Raumladungsschicht in den drei untersuchten Perovskiten KTaO₃, SrTiO₃ und BaTiO₃. Die beiden Tief-temperatur-

Tabelle 1
Ladungsdichte und Temperatur- und Feldbereich der dicken Oberflächenschicht $l_D > l_t$.

	SrTiO ₃	KTaO ₃	BaTiO ₃
T_c (K)	0 ^{a)}	0 ^{a)}	405
E (kV/m)	800	800	0
ρ (C/m ³)	25	13	1000
n_d (ppm)	10^{-2}	10^{-2}	1
Minimal-Feldstärke bei T_c	100 kV/m	100 kV/m	0
Maximaltemperatur bei $E = 1$ MV/m ($T - T_c$)	120	40	0.3

^{a)} SrTiO₃ und KTaO₃ werden nicht ferroelektrisch, zeigen aber die maximale dielektrische Anomalie bei OK. Die Messungen sind innerhalb einiger K temperatur-unempfindlich.

Dielektrika haben sehr ähnliches Raumladungsverhalten. Die Bildung allfälliger struktureller Domänen im SrTiO_3 scheint die Raumladung nicht zu beeinflussen. In beiden Proben sind insbesondere nach dem Aufladen interne elektrische Felder in der Grössenordnung von 10^4 V/m gespeichert, die das dielektrische Verhalten beeinflussen, ähnlich wie ein angelegtes Vorfeld.

Der irreversible Anteil der dielektrischen Sättigung wurde im KTaO_3 experimentell zu $\Delta\epsilon/\epsilon_0 \sim 10^{-3}$ bestimmt und stimmt in der Grössenordnung mit der Sättigung durch Raumladung überein. Das starke irreversible dielektrische Sättigungsverhalten der SrTiO_3 ($\Delta\epsilon/\epsilon \sim 10^{-1}$) ist also nur zum kleinen Teil [7] auf Raumladung zurückzuführen, aber hauptsächlich auf Umklappen von Domänen im externen Feld.

Im BaTiO_3 wurde bei T_c im Nullfeld eine Ladungsdichte von ~ 1000 C/m³ gemessen, was einer Donatorenkonzentration von etwa 1 ppm entspricht. Die Eindringtiefe nimmt schon bei 1 K Erwärmung soweit ab, dass sie optisch nicht mehr aufgelöst werden kann.

Ausgedehnte Raumladungszonen in Perovskiten sind eine Konsequenz der dielektrischen Anomalie und sind am ausgeprägtesten bei den Tieftemperatur-Dielektrika SrTiO_3 und KTaO_3 .

LITERATUR

- [1] W. KAENZIG, Phys. Rev. 98, 549 (1955).
- [2] E. FATUZZO und W. J. MERZ, *Ferroelectricity* (North Holland, Amsterdam, 1967).
- [3] F. JONA und G. SHIRANE, *Ferroelectric Crystals* (Pergamon Press, Oxford 1962).
- [4] E. SPENKE, *Elektronische Halbleiter* (Springer Verlag, Berlin 1955), S.115–123.
- [5] U. T. HÖCHLI, *Proceedings of the International Cryogenics Engineering Conf., Grenoble, May 1976*, to be presented.
- [6] U. T. HÖCHLI, J. Phys. C. 8, 3896 (1975).
- [7] H. BURKARD und K. A. MUELLER, *Helv. Phys. Acta*, to be published.

Constantes élastiques de PrAl_2 et NdAl_2 et effets du champ cristallin

M. GODET et H.-G. PURWINS

(Département de Physique de la Matière Condensée, 1211-Genève 4)

Nous avons mesuré la vitesse ultrasonore des monocristaux de PrAl_2 et de NdAl_2 de 4.2 à 280°K. Pour certains modes, la vitesse du son augmente avec la température dans la phase paramagnétique. Nous avons interprété ce fait en terme d'interaction des déformations avec le champ cristallin.

Metalle und Legierungen

Erweiterung der Zimanschen Theorie des elektrischen Widerstands auf flüssige Metalle der Seltenen Erden und ihre Legierungen

B. DELLEY, H.-J. GÜNTHERODT, E. HAUSER und H. U. KÜNZI

(Institut für Physik, Universität, Basel)

Der grosse Erfolg der Zimanschen Theorie des elektrischen Widerstands ist die Erklärung negativer Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstands. Diese

treten für zweiwertige Metalle wie z.B. Zn oder Legierungen von ein- mit höherwertigen Metallen auf. Bei solchen Systemen liegt Sk_F (der Durchmesser der Fermikugel) in der Nähe von K_p (der Wellenzahl des ersten Maximums des Struktur factors). Da diese negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstands auch bei flüssigem Eu, Yb, Ce-Sn, Gd-Sn, La-Sn beobachtet wurden, liegt es nahe die Zimansche Theorie auf diese Metalle und Legierungen auszudehnen. Eine solche Erweiterung wird im Zusammenhang mit durchgeführten Rechnungen für flüssiges Ba, das mit Eu bis auf die 4f-Elektronen isoelektronisch ist, diskutiert.

Untersuchungen am Pseudogap von flüssigen Ga-Te und In-Te Legierungen

M. FISCHER und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik, Universität, Basel)

Die magnetische Suszeptibilität in den Systemen Ga-Te und In-Te wurde von Zimmertemperatur bis 1000°C gemessen. Starke diamagnetische Abweichungen vom idealen linearen Verhalten der Suszeptibilität als Funktion der Konzentration werden beobachtet. Diese diamagnetische Abweichung nimmt mit steigender Temperatur wieder ab. Die Resultate werden diskutiert anhand von theoretischen Modellen über flüssige Halbleiter und verglichen mit Messungen der elektrischen Leitfähigkeit und des Halleffekts.

Untersuchungen an Metglas 2826A

M. FISCHER, H.-J. GÜNTHERODT, H. U. KÜNZI, M. LIARD, R. MÜLLER und H. RUDIN

(Institut für Physik, Universität, Basel)

G. GÜNTHERODT und N. J. SHEVCHIK

(Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart)

Es wird über Röntgen- und Neutronenstreuexperimente, Messung des elektrischen Widerstands, des Hall-Koeffizienten, der magnetischen Suszeptibilität und Untersuchungen der XPS an Metglas 2826 ($\text{Fe}_{32} \text{Ni}_{36} \text{Cr}_{14} \text{P}_{12} \text{B}_6$) von Allied Chemical berichtet. Die Untersuchungen wurden im amorphen und kristallinen Zustand ausgeführt. Eine direkte Untersuchung dieser Legierung im flüssigen Zustand ist schwierig. Da sich das fünfkomponentige Metglas wie eine pseudobinäre Legierung $\text{T}_{82} \text{N}_{18}$ verhält (T entspricht etwa Fe und N dem viervalenten Ge), wurden die Daten mit einer flüssigen $\text{Fe}_{82} \text{Ge}_{18}$ Legierung verglichen. Wir finden eine sehr gute Übereinstimmung der Eigenschaften im amorphen und flüssigen Zustand. Die Kombination der in beiden Zuständen erhaltenen Information ermöglicht eine umfassende Erklärung der beobachteten Resultate.

Vergleich von amorphen und flüssigen $\text{Pd}_{81}\text{Si}_{19}$ und $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ Legierungen

H.-J. GÜNTHERODT, H. U. KÜNZI, M. LIARD und R. MÜLLER

(Institut für Physik, Universität, Basel)

C. C. TSUEI

(IBM Research Center, Yorktown Heights, N.Y., USA)

R. HASEGAWA

(MRC, Allied Chemical, Morristown, N.J., USA)

Untersuchungen am fünfkomponentigen Metglas 2826A zeigten eine grosse Aehnlichkeit von Eigenschaften im amorphen und flüssigen Zustand. Allerdings war es nicht möglich diese Legierung direkt im flüssigen Zustand zu untersuchen. Eine solche Möglichkeit bieten aber die beiden binären Legierungen $\text{Pd}_{81}\text{Si}_{19}$ und $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ (Metglas 2605, Allied Chemical). Für sie wurde der elektrische Widerstand und der Hall-Koeffizient im amorphen, kristallinen und flüssigen Zustand gemessen. Im amorphen und kristallinen Zustand wurde auch die Röntgenstreuung untersucht. Wir beobachten eine gute Uebereinstimmung von elektrischem Widerstand und Hall-Koeffizienten im amorphen und flüssigen Zustand. Damit ist es möglich die Zimansche Theorie des elektrischen Widerstands für flüssige Uebergangsmetalle auf amorphe Legierungen anzuwenden.

Stress Dependence of the Fermi Surface of Transition Metals: Molybdenum¹⁾

M. POSTERNAK and W. B. WAEBER

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, 1015 Lausanne-Dorigny, Switzerland)

W. JOSS

(Laboratorium für Festkörperphysik, Eidgenössische Technische Hochschule, Hönggerberg, 8049 Zürich, Switzerland)

Abstract. We present a theory of the stress dependence of extremal orbits on the Fermi surface of a metal allowing to establish the link between any band structure model and experimental measurements. Numerical calculations in terms of the hybridized NFE-TB model are correlated with a complete set of experimental results for molybdenum.

1. Introduction

There are experimental methods which study extremal orbit areas on the Fermi surface (FS) under stress. A powerful technique has been developed by Griessen (1973), which combines the effects of magnetostriction and the observation of de Haas-van Alphen oscillations in order to obtain experimental values for the stress derivatives of extremal cross sections of the Fermi surface. This is indeed useful new information that may be related to deformation potentials and to the stress depen-

¹⁾ Work supported in part by the Swiss National Science Foundation and by the Jubiläumsfond ETH.

dence of model parameters, which in turn are linked up with the one-electron potential used. Hence, it must be possible to obtain valuable information about the slope of this potential. Calculations along this route have been done in the case of simple metals under uniaxial stress by Griessen and Sorbello (1972) and similar preliminary studies on molybdenum have been carried out by Posternak et al. (1975). However, these calculations have been performed for particular cases and numerical methods have been employed to find the theoretical values of stress derivatives. What is needed is a theory which describes analytically, in terms of a general band structure the stress dependence of extremal orbits on the Fermi surface. In order to unambiguously relate the theoretical expressions, evaluated in terms of the band structure model parameters, to the experimental data, one hopes thereby to get more equations than there are parameters to be determined, e.g. by a least square method. It is the purpose of this communication to outline a theory in terms of any band structure whatsoever and to establish a solid link with the experiment. We shall then substitute a model for the band structure, appropriate for molybdenum, we shall relate the theoretical values thus obtained with the complete set of measurements that have been made by Griessen et al. (1976) and subsequently we shall draw some conclusions concerning the model used.

2. Theory of the Stress Dependence of FS Cross Sections

The goal of this section is to arrive at an explicit expression for the first order stress derivative of an extremal area in terms of the orbit variation induced by the distortion. The first thing to do, therefore, is to establish an exact definition of what we mean by an extremal orbit on the Fermi surface.

In terms of a deformation parameter ρ (to fix the ideas we think of an uniaxial [001] deformation characterized by the ratio, say $\rho = a/c$) a plane orbit on the Fermi surface at a distance $k_{\underline{H}}(\rho)$ from the origin may be described by the following set of orbit points \underline{k}

$$C_l(\rho) = \{\underline{k} \mid \varepsilon_n(\underline{k}, \rho) = E_F(\rho); (\underline{k}, \underline{\hat{H}}) = k_{\underline{H}}(\rho); G_\rho \text{ symmetry}\}. \quad (1)$$

l is an orbit index representing the triple $l = (n, \underline{\hat{H}}, G_\rho) = 1, \dots, L$, $\varepsilon_n(\underline{k})$ is the band structure, E_F the Fermi energy and $\underline{\hat{H}}$ the unit vector in the direction of the magnetic field \underline{H} . In the deformed state the Fermi surface has to reflect the point group symmetry G_ρ of the deformation tensor applied. We may combine the two equations defining the orbit $C_l(\rho)$ in order to obtain the equation for the latter to be

$$\tilde{\varepsilon}_{n, \underline{H}}(\underline{k}_\perp(\rho)) \equiv \varepsilon_n(\underline{\hat{H}}k_{\underline{H}}(\rho) + \underline{k}_\perp, \rho) - E_F(\rho) = 0 \quad (2)$$

we decomposed \underline{k} into $\underline{k}_\parallel + \underline{k}_\perp$, a component parallel and perpendicular to the field \underline{H} , where $\underline{k}_\parallel = \underline{\hat{H}}k_{\underline{H}}(\rho)$ and $(\underline{k}_\perp, \underline{\hat{H}}) = 0$, of course. The equilibrium ($\rho = 1$) orbit $\bar{C}_l(1) = C_m$ (with $m = (n, \underline{\hat{H}}) = 1, \dots, M$) is then described by the equation

$$\varepsilon_n(\underline{\hat{H}}k_{\underline{H}}(1) + \underline{k}_\perp) - E_F(1) = 0, \quad (3)$$

where the corresponding areas are given by

$$A_m = \iint_{D_m} d\sigma = \frac{1}{2} \int_{C_m} (\underline{\hat{H}} \wedge \underline{k}_\perp, d\underline{l}). \quad (4)$$

D_m is the domain enclosed by the orbit C_m . The situation described above is visualized in Figure 1 for any typical part of the Fermi surface.

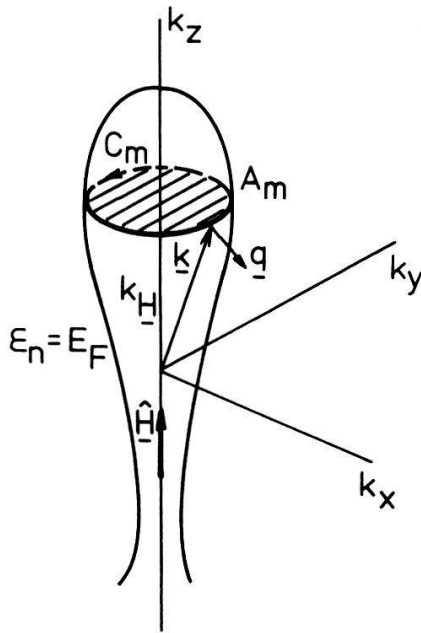


Figure 1

A schematic Fermi surface sheet with an extremal orbit area indicated. Note the three quantities which characterize an extremal orbit and the corresponding stress derivative of the area, that is to say the energy band index n , the magnetic field direction \hat{H} and the stress induced change q of an orbit point.

The variable transformation, induced by the deformation, in the plane of the orbit may be characterized by

$$k_{\perp}(\rho) = k_{\perp} + (\rho - 1) \left. \frac{dk_{\perp}(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=1} \tag{5}$$

(q in Figure 1 has to be identified with the derivative in equation (5)) and by

$$\left(\left. \frac{dk_{\perp}(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=1}, \hat{H} \right) = 0. \tag{6}$$

The equation that determines the transformation (5) may be obtained by expanding both members of (2) into a Taylor series in powers of $(\rho - 1)$ up to first order. By setting $k_{\perp} = \sum_{\alpha} k_{\perp}^{\alpha} e_{\alpha}$, with $(e_{\alpha}, e_{\beta}) = \delta_{\alpha\beta}$, we find the following result

$$\left. \frac{dk_{\perp}(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=1} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} [(\partial_{k_{\alpha 1}} \varepsilon_n)(k)]^{-1} \left\{ ((\nabla_k \varepsilon_n)(k), \hat{H} k_H'(1)) + \left. \frac{\partial \varepsilon_n(k, \rho)}{\partial \rho} \right|_{\rho=1} - E_F'(1) \right\}, \tag{7}$$

where for the argument k on the right hand side of (7) we have to substitute $k = \hat{H} k_H(1) + k_{\perp}^{\alpha} e_{\alpha}$. Note that (7) is a general result valid for any band structure $\varepsilon_n(k)$ whatsoever and for any given direction \hat{H} of the magnetic field H .

The stress dependent areas corresponding to the (closed) orbits $C_i(\rho)$ are found to be²⁾

$$A_i(\rho) = \iint_{D_i(\rho)} d\sigma = \iint_{D_m} J_{\rho} d\sigma', \tag{8}$$

²⁾ $A_i(\rho)$ takes on stationary values when $k_H(\rho)$ is chosen appropriately.

where the Jacobian of the variable transformation (5) is defined in terms of (7) by

$$J_\rho = \det\left(\frac{dk_\perp(\rho)}{d\underline{k}_\perp}\right) = \det\left\{\mathbb{1} + (\rho - 1)d\left(\frac{dk_\perp(\rho)}{d\rho}\bigg|_{\rho=1}\right)/d\underline{k}_\perp\right\}. \quad (9)$$

From (8) we obtain immediately the strain derivative of extremal areas at $\rho = 1$ to be given by

$$A'_i(1) = \iint_{D_m} \frac{dJ_\rho}{d\rho}\bigg|_{\rho=1} d\sigma' = \int_{C_m} \left(\frac{dk_\perp(\rho)}{d\rho}\bigg|_{\rho=1}, d\underline{n}\right) \quad (10)$$

where we applied the Gauss theorem (with $d\underline{n} = \underline{n}ds$, \underline{n} is the unit vector normal to the contour C_m and ds is the infinitesimal on $\overline{C_m}$), since we have

$$\frac{dJ_\rho}{d\rho}\bigg|_{\rho=1} = \text{Tr}\left\{d\left(\frac{dk_\perp(\rho)}{d\rho}\bigg|_{\rho=1}\right)/d\underline{k}_\perp\right\} = \text{div}\left(\frac{dk_\perp(\rho)}{d\rho}\bigg|_{\rho=1}\right). \quad (11)$$

Equation (10) and (9) represent the solution of the problem. There are, though, three remarks worth to be added.

(i) The partial derivative $(\partial\varepsilon_n/\partial\rho)_{\rho=1}$ appearing in (7) may contain (model) parameters that are explicit functions of $\underline{R} \in \mathbb{R}^3$ or $\underline{g} \in \mathbb{T}^*$ where the latter are reciprocal lattice vectors. However, any two vectors $\underline{R} \in \mathbb{R}^3$ and $\underline{K} \in \mathbb{R}^{-3}$ are related by the invariance relation

$$(\underline{R}(\rho), \underline{K}(\rho)) = (\underline{R}, \underline{K}), \quad \forall \rho \quad (12)$$

which expresses the duality between direct and reciprocal space. In $(\partial\varepsilon_n/\partial\rho)_{\rho=1}$ any variation of \underline{R} , that is to say $(d\underline{R}/d\rho)_{\rho=1}$, for example, may and has to be expressed in terms of $(d\underline{K}/d\rho)_{\rho=1}$ by force of (12).

(ii) The Fermi energy E_F and its first order variation $E'_F(1)$ may be treated as adjustable parameters or they may be determined (by simply derivating with respect to ρ) from the equation³⁾

$$n = 2 \int_0^{E_F(\rho)} N_\rho(E) dE \quad (13)$$

where n is the number of electrons per atom, which remains invariant with deformation, and $N_\rho(E)$ is the density of states (for one direction of spin) defined by

$$N_\rho(E) = \sum_m \frac{v_c}{(2\pi)^3} \int_{BZ(\rho)} \delta(E - \varepsilon_m(\underline{k}, \rho)) d^3k. \quad (14)$$

By (13), E_F and E'_F depend on the band model parameters. Waeber and Averbuch (1976) have shown that $E'_F(1)$ is equivalent to the first order deformation potential $\mathcal{D}_1(E_F)$ indicating the average change of the energy levels $\varepsilon_n(\underline{k})$ at the Fermi energy E_F , induced by the deformation applied. They have shown that $\mathcal{D}_1(E)$ is given by

$$\mathcal{D}_1(E) = \frac{N^{d_1}(E)}{N(E)}, \quad (15)$$

³⁾ Equation (13) should, in fact, figure in (1) as a further condition on \underline{k} via the function $E_F(\rho)$.

where the energy functions

$$N^{d_1}(E) = \sum_m \frac{v_c}{(2\pi)^3} \int_{BZ} d_1^{(m)}(\underline{k}) \delta(E - \varepsilon_m(\underline{k})) d^3k \tag{16}$$

are presently being calculated numerically for various transition metals (Waeber and Pfersich, 1976), and

$$d_1^{(n)}(\underline{k}) = \left. \frac{d\varepsilon_n(\underline{k})}{d\rho} \right|_{\rho=1} \tag{17}$$

is the first order deformation potential in the \underline{k} -representation⁴⁾. Hence, we have

$$E'_F(1) = \mathcal{D}_1(E_F), \tag{18}$$

where E_F is determined by equation (13) taken at $\rho = 1$. The latter should in fact be added as a third condition on (3).

(iii) The only parameters in this theory which we did not yet entirely specify are $k_{\underline{H}}(1)$ and $k'_{\underline{H}}(1)$ in $k_{\underline{H}}(\rho) = k_{\underline{H}}(1) + (\rho - 1)k'_{\underline{H}}(1)$. One thing we do know about $k_{\underline{H}}(\rho)$ from equations (8) and (1): it indicates the distance from the origin at which there is an extremal orbit on the deformed Fermi surface. In principle $k_{\underline{H}}(\rho)$ may be determined from the extremum condition

$$\left. \frac{\partial A_l(\rho, x)}{\partial x} \right|_{x=k_{\underline{H}}(\rho)} = 0 \tag{19}$$

where $A_l(\rho, x)$ is defined as in (8), but with the contour $C_l(\rho, x)$ obtained by equation (2) with $k_{\underline{H}}(\rho)$ replaced by x . At equilibrium ($\rho = 1$) equation (19) gives immediately $k_{\underline{H}}(1)$ and $k'_{\underline{H}}(1)$ may then be obtained from (6) and (7).

Finally, we may suppose that in general the band structure ε_n is given in terms of a certain number, say s , model parameters p_i , thus

$$\varepsilon_n = \varepsilon_n(p_1, \dots, p_s). \tag{20}$$

Hence, by equating (4) and (10) respectively with the experimental data we obtain two sets of equations

$$A_{m, \text{exp}} = A_m(p_1, \dots, p_s), \tag{21a}$$

$$A'_{l, \text{exp}} = A'_l(p_1, \dots, p_s, p'_1, \dots, p'_s) \tag{21b}$$

in terms of at most $2s$ parameters (p'_i denote derivatives of p_i with respect to ρ evaluated at $\rho = 1$) which in the case where $L + M > 2s$ may be determined by a least square method or the like.

3. Band Model for Molybdenum and Numerical Calculations

The model hamiltonian used in our calculations has been introduced by Pettifor (1969) and it is of the form

$$H_M(E_d, W) = \left(\begin{array}{c|c} s & h \\ \hline h & d \end{array} \right) \tag{22}$$

⁴⁾ $\mathcal{D}_1(E)$ is called the density of states mean of $d_1^{(n)}(\underline{k})$ or the first order deformation potential in the energy E -representation.

with the usual meaning (see for example Heine, 1969) of the four blocks indicated in the matrix (22). The important point in this context is the fact that all matrix elements of H_M are expressed in terms of only two parameters E_d and W of which we give their physical meaning in due course. A second reason as to why we have chosen to take this model is the stipulation by Pettifor according to which a certain function of E_d and W appearing in the matrix elements of the h - and d -blocks of (22) should approximately be invariant by changing the crystal structure. This property makes his model very appealing to use in studies of the kind we discuss in this work because this reduces the stress dependence of the parameter E_d to appear in the d -block only, if one ignores the small matrix components of the potential in the s -block of (22).

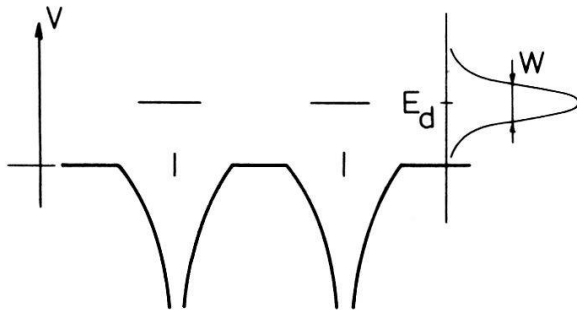


Figure 2

The typical form of the muffin-tin potential with flat interstitial regions and spherical symmetry within the atomic spheres. Virtual d -levels and the corresponding resonances are indicated.

The one-electron potential used in H_M is the model potential known as the muffin-tin potential (see Figure 2) also used, e.g., in the KKR method of energy band calculations. The physical meaning of the model parameters is the following. E_d is the position ($> \text{zero}$ of the potential) and W is the width of 'resonant- d -states' which may be looked at as virtual bound states (Friedel, 1956) of finite life time \hbar/W . Values of other constants that specify the model hamiltonian are given in Table 1.

For reasons of cutting short the calculations of A'_i , we have performed them (see Posternak, 1976) with an approximate function $q(\underline{k})$ of a form that gives the simple

Table 1

(For the notation and the meaning of the parameters we refer to Pettifor's (1969) paper.)

Lattice constant (au)	a	5,9468
Slater-sphere radius (au)	r_i	2,46
Splitting parameter	β	0,6
d -band parameters (Ryd)	d'_0	0,12
	$dd\sigma_1$	-0,0863
	$dd\pi_1$	0,0471
	$dd\delta_1$	-0,0071
	$dd\sigma_2$	-0,0406
	$dd\pi_2$	0,0174
	$dd\delta_2$	-0,0021
	$dd\sigma_3$	-0,0019
	$dd\pi_3$	0,0004
	$dd\delta_3$	-0,0000
Elastic constants (10^6 bar)	c_{11}	4,5002
	c_{12}	1,7292

expression

$$A'_l = \int_{C_m} \frac{1}{\varepsilon_{n, \rho}} [\varepsilon_{n, \rho} - E'_F(1)] dk_x \quad (23)$$

for an orbit located on the axes of distortion (which is supposed to be [001]). Furthermore, the vectors $\underline{g} = (g_1, g_2, g_3) \in T^*$ in $\varepsilon_{n, \rho} = (\partial \varepsilon_n / \partial \rho)_{\rho=1}$ have been supposed to vary approximately like

$$\underline{g}(\rho) = \underline{g} + (\rho - 1)(-Cg_1, -Cg_2, (1 - C)g_3) \quad (24)$$

(see Griessen and Sorbello, 1972) where C is given by

$$C = \frac{c_{12}}{c_{11} + 2c_{12}} \quad (25)$$

in terms of elastic constants (see Table 1). Of course, the lattice vectors \underline{R} vary with ρ according to (12) and (24).

The experimental results for Molybdenum have been taken from Griessen et al. (1975) and they have been correlated with our calculations according to (10). We note, however, that the values corresponding to the cercles of the neck and the lenses respectively have not been used in these calculations, since they would necessitate to include spin-orbit coupling in the band model, which for simplicity has been neglected. In total we obtained six equations of the type (21a) and 12 equations of the type (21b) for the determination of the five parameters E_d , E'_d , E_F , E'_F and W .

Table 2

Experimental and Theoretical Values of Extremal Molybdenum Fermi Surface Areas (au) and their Uniaxial [001] Stress Dependence. Model- and Fermi parameters in (Ryd).

Orbit	Axis	\hat{H}	A_{exp}	A_{th}	$\left. \frac{d \ln A}{d \rho} \right _{\text{exp}}$	$\left. \frac{d \ln A}{d \rho} \right _{\text{th}}$
Lens	001	010	0,0138	0,0117	$3,32 \pm 0,55$	-0,55
	100	010	0,0138	0,0117	$-0,14 \pm 0,14$	0,55
	100	001	0,0138	0,0117	$-0,17 \pm 0,03$	0,55
Ball	100	100	0,0844	0,0876	$0,00 \pm 0,14$	0,28
	001	001	0,0844	0,0876	$1,38 \pm 0,14$	-1,11
Octahedron	100	100	0,401	0,421	$0,00 \pm 0,11$	-0,28
	001	001	0,401	0,421	$1,11 \pm 0,55$	1,66
Ellipsoid	110	100	0,0797	0,0814	$-2,49 \pm 0,69$	-2,22
	101	100	0,0797	0,0814	$2,49 \pm 0,55$	3,60
	101	001	0,0797	0,0814	$1,94 \pm 0,55$	1,94
	101	010	0,0805	0,0623	$2,49 \pm 0,42$	3,60
	110	001	0,0605	0,0623	$-2,49 \pm 0,28$	-2,77
			$E_F = 0,542$	$W = 0,158$	$E_d = 0,430$	
			$E'_F = 0,043$		$E'_d = 0,025$	

The results thus obtained are resumed in Table 2 and for reasons of the approximations made in the calculations they have to be regarded as preliminary. Nevertheless they permit some definite conclusions to be drawn.

4. Discussion and Summary

The theory of the stress dependence of extremal cross sections on the Fermi surface of a metal has been formulated in terms of a general band structure. Thus it should be applicable to simple metals as well as to transition metals or any metallic compounds.

As far as the band model used in this work is concerned we have tested for the first time Pettifor's hypothesis, concerning the invariance of the above mentioned function of the resonant parameters E_d and W with respect to a distortion of the lattice. The compatibility obtained of the overdetermined system of equations according to (21) may be taken as a confirmation of both the validity of the model and its inherent hypothesis as well as the validity of the theory developed in this work.

The value obtained for E'_F which equals the average deformation potential at the Fermi energy, is of the same order of magnitude as the values determined by Das et al. (1973) for the hydrostatic pressure derivative of the palladium Fermi energy. A detailed discussion of this point has been presented in Posternak et al. (1975).

As for the discrepancies for some of the orbits on the lenses and balls we may not for certain conclude that they should be attributed entirely to an inadequacy of the muffin-tin potential used, since in the calculations performed certain approximations have been invoked which may have distorted the results in an uncontrolled way. Furthermore, despite the model being practical with respect to the number of parameters, it is nevertheless hard to see any direct relation between the potential and the information contained in the stress dependence of the resonant parameters.

In order to put into evidence a possible systematic discrepancy we propose similar studies for other transition metals. As for the latter we may announce a forthcoming publication (Posternak et al., 1976) where we shall include measurements on palladium and perform complete calculations, without approximations, as prescribed by (7).

Acknowledgements

We would like to thank Dr. P. Weiss for helpful discussions and Dr. R. Griessen for providing experimental results prior to publication.

REFERENCES

- S. G. DAS, D. D. KOELLING and F. M. MUELLER, *Solid State Commun.* *12*, 89 (1973).
J. FRIEDEL, *Can. J. Phys.* *34*, 1190 (1956).
R. GRIESSEN and R. S. SORBELLO, *Phys. Rev.* *B6*, 2198 (1972).
R. GRIESSEN and R. S. SORBELLO, *J. Low Temp. Phys.* *16*, 237 (1974).
R. GRIESSEN, D. J. STANLEY, E. FAWCETT, M. POSTERNAK and W. JOSS, *Electronic Properties of Solids under High Pressure*, Leuven (1975).
V. HEINE, *The Physics of Metals 1, Electrons* Cambridge, UP, 1-61 (1969).
D. G. PETTIFOR, *J. Phys.* *C2*, 1051 (1969).
M. POSTERNAK, W. B. WAEBER, R. GRIESSEN, W. JOSS, W. VAN DER MARK and W. WEIGARD, *J. Low Temp. Phys.* *21*, 47 (1975).
M. POSTERNAK, PhD thesis, University of Lausanne (1976).
M. POSTERNAK, W. B. WAEBER and W. JOSS., 1976 (to be published).
W. B. WAEBER and P. AVERBUCH, 1976 (to be published).
W. B. WAEBER and CH. PFERSICH, 1976 (to be published).

Electronic Structure of $Pd_{1-x}H_x$ from De Haas-van Alphen Measurements

R. GRIESSEN, J. JACOBS, F. D. MANCHESTER and Y. DE RIBAUPIERRE

(University of Toronto, Toronto, Canada)

De Haas-van Alphen torque measurements on $Pd_{1-x}H_x$ ($0 < x < 0.03$) measured in fields up to 110 kOe and at 1.3 K show that i) the frequencies corresponding to extremal cross-sections of the pockets at point X and L of the Brillouin zone are *independent* of the hydrogen concentration and ii) the Dingle temperature which is a measure of the relaxation time of the electrons depends only weakly on the hydrogen content. These results are discussed in terms of existing band structure models [1].

REFERENCE

- [1] C. D. GELATT, JR., J. A. WEISS and H. EHRENREICH, Solid State Commun., to be published.

The Spin-Density-Wave Q-Vector of Chromium under Stress

R. GRIESSEN, D. J. STANLEY and E. FAWCETT

(University of Toronto, Toronto, Canada)

The uniaxial stress dependence of the Fermi surface of antiferromagnetic chromium has been measured using the combined oscillatory magnetostriction and torque method. The experimental results are very similar to that of paramagnetic molybdenum [1] and tungsten. This leads to the surprising result that the pressure dependence of the spin-density-wave Q -vector in chromium is about two orders of magnitude smaller at 1.3 K than at the Néel temperature $T_N = 311$ K.

REFERENCE

- [1] R. GRIESSEN, D. J. STANLEY, E. FAWCETT and J. M. PERZ, Proc. Int. Conf. Low Temp. Physics LT 14, vol. 3, 157 (1975).

Der Einfluss von Versetzungen auf den De Haas-Van Alphen Effekt in Aluminium

W. WEJGAARD und W. VAN DER MARK

(Lab. f. Festkörperphysik, ETHZ (Hönggerberg))

Die Dämpfung der de Haas-van Alphen (dHvA)-Oszillationen gibt Auskunft über die Lebensdauer τ_0 der Elektronen auf Extremalbahnen um die Fermifläche. Der dHvA-Effekt ermöglicht deshalb die Bestimmung der Lebensdauer $\tau_0(k)$ in Funktion des Ortes auf der Fermifläche. Erste Messungen in Al mit geringen Konzentrationen an Ga, Ge oder Mg als Streuzentren [1] widersprechen den theoretischen Erwartungen. Die Resultate lassen sich jedoch deuten aus dem Einfluss von Versetzungen

auf die dHvA-Amplituden. Eine Abschätzung dieses Einflusses mit Hilfe der Theorie von Watts [2] zeigt, dass kleine Versetzungsdichten ($\sim 10^8/\text{m}^2$) ausreichen, um die Dämpfung der dHvA-Amplituden zu dominieren. Die Rechnung reproduziert die beobachtete Anisotropie, und zeigt ausserdem, dass der Einfluss der Versetzungen in Al mindestens 10 mal grösser ist als in Cu.

LITERATUR

- [1] W. VAN DER MARK und W. WEJGAARD, *Helv. Phys. Acta* 48, 429 (1975).
 [2] B. R. WATTS, *Phil. Mag.* 24, 1151 (1971).

Méthode de mesure du coefficient de diffusion chimique dans l'état liquide d'alliages binaires de métaux

M. KEITA

(Université de Lausanne, Institut de Physique Expérimentale, Bâtiment des Sciences Physiques – Dorigny)

H. U. KÜNZI

(Institut für Physik, Universität, Basel)

Une nouvelle méthode de mesure du coefficient de diffusion chimique dans les alliages binaires de métaux à l'état liquide est présentée. Elle adopte la géométrie classique du 'capillaire-reservoir' et fait appel pour la détermination de la concentration à une mesure de résistivité. La méthode permet de suivre dans le temps le processus de diffusion (mesure en continu). Elle atteint aisément une précision de 10% sur le coefficient de diffusion avec une reproductibilité de l'ordre de 5%.

Bestimmung des Strukturfaktors von flüssigen, leichten Seltenen Erden durch Neutronenstreuung

H. RUDIN

(Institut für Physik, Universität, Basel)

A. H. MILLHOUSE, P. FISCHER und G. MEIER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, EIR, 5303 Würenlingen)

Im Widerspruch zu den Messungen von Enderby [1] an flüssigem Lanthan und Cer, fanden Breuil et al. [2] ein anomales Verhalten des Strukturfaktors $S(Q)$ im Bereich grosser Impulsüberträge Q . Unsere Resultate für La, Ce und Pr bei 1012°C zeigen gute Uebereinstimmung mit [1]. Der Beitrag magnetischer Streuung beim Cer ist kleiner, als unter Annahme eines lokalisierten 4f-Elektrons im spektroskopischen Zustand $^2F_{5/2}$ zu erwarten wäre. Im Falle von Pr ist die Annahme von zwei 4f-Elektronen im Zustande 3H_4 mit dem Experiment verträglich.

LITERATUR

- [1] J. E. ENDERBY and V. T. NGUYEN, *J. Phys. C8* L112 (1975).
 [2] M. BREUIL et G. TOURAND, *Phys. Lett.* 29A 506 (1969).

Untersuchungen kleiner Versetzungsringe in Al nach zyklischer Verformung bzw. e^- - und n -Bestrahlung

R. GOTTHARDT

(Laboratoire de Génie Atomique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

Der Vergleich elektronenmikroskopischer Beobachtungen von Al-Proben nach zyklischer Verformung bei 78 K [1] mit Messungen der inneren Reibung führte zu der Vermutung, dass kleine bewegliche Versetzungsringe für das Auftreten eines zusätzlichen Maximums bei 240 K [2] verantwortlich sind. Um einen solchen möglichen Zusammenhang zu untersuchen, wurden unterschiedlich vorbehandelte Proben (verschiedene Versetzungsdichten) mit Elektronen (3 MeV) und schnellen Neutronen ($\geq 0,1$ MeV) bestrahlt. Anschliessend wurde jeweils die innere Reibung gemessen und elektronenmikroskopische Beobachtungen durchgeführt.

Es zeigte sich, dass die Bestrahlung ausgeheizter Proben (niedrige Versetzungsdichte) zu keinem messbaren Maximum führte, während an Proben mit höheren Versetzungsdichten ein kleines Maximum zu beobachten war. An Proben, die keine Versetzungsringe aufwiesen, wurde kein zusätzliches Maximum gefunden.

Einige der Ringe zeigten im Mikroskop eine charakteristische Bewegung [1]. Ihre Anzahl war am grössten, wenn die Probe vorher bis 365 K aufgeheizt wurde. Nach einer solchen Behandlung wurde auch das grösste Maximum der inneren Reibung gemessen. Mit grosser Wahrscheinlichkeit sind also für das Auftreten eines Maximums sowohl Versetzungen, als auch bewegliche Versetzungsringe notwendig.

Die Tatsache, dass gleitfähige Versetzungsringe ($\mathbf{b} = \frac{1}{2}\langle 110 \rangle$) erst nach Aufheizen bis 365 K beweglich werden, zeigt, dass die Gleitzyylinder zunächst blockiert sind (z.B. durch Leerstellen, Verunreinigungen, u.s.w.). In den während des Aufheizens frei gewordenen Gleitzyindern bleiben die Versetzungsringe beweglich bis zu verhältnismässig tiefen Temperaturen (≤ 240 K).

Zusätzliche Untersuchungen müssen zeigen, inwieweit die Bewegung der Versetzungsringe allein oder eine durch sie kontrollierte Bewegung von Versetzungsabschnitten für das Maximum der inneren Reibung verantwortlich ist.

REFERENZEN

- [1] R. GOTTHARDT, in *Proc. 6th European Congress on Electron Microscopy* (1976, Jerusalem), Veröffentlichung demnächst.
 [2] B. TIRBONOD and B. VITTOZ, *Scripta Met.* 9, 1033 (1975).

Etude de l'effet des atomes substitutionnels sur la mobilité des dislocations dans des alliages binaires fortement dilués

C. BONJOUR et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique de l'EPF-Lausanne)

Les auteurs ont développé une théorie de frottement intérieur associé à un effet à longue et courte distance des atomes substitutionnels. Les calculs basés sur cette théorie conduisent aux résultats suivants: la hauteur du pic de frottement intérieur

diminue avec la concentration d'impuretés substitutionnelles alors que le fond présente un maximum en fonction de la concentration.

Les prédictions de la théorie ont été comparées aux caractéristiques du spectre de frottement intérieur dans des alliages Au-Cu, Au-Pt et Au-Ag, déformés à basse température. Un accord satisfaisant est constaté qui laisse supposer que les approximations de la théorie élastique de l'interaction dislocations – impuretés substitutionnelles sont correctes.

Influence des déformations sur la précipitation dans un alliage Al-Ag 30% poids étudiée par mesures de frottement intérieur

R. SCHALLER et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

Dans un alliage Al-Ag 30% poids, les précipités γ' composés d'Ag₂Al et de structure hexagonale (hc), ne peuvent nucléer que sur les fautes d'empilement de la matrice qui est cubique faces centrées (cfc). Aussi, la possibilité qu'une dislocation se dissocie en deux partielles bordant une faute d'empilement, montre bien l'influence des déformations sur une solution solide sursaturée: augmentation de la densité des germes pour les précipités γ' (cf. [1] et [2]).

D'autre part, ces mêmes γ' sont responsables de l'apparition d'un pic de frottement intérieur que le modèle théorique de Schoeck et Bisogni [3] attribue à la relaxation anélastique des dislocations partielles bordant les précipités, la hauteur du pic étant proportionnelle à la longueur totale de ces partielles par unité de volume.

Conformément à ces deux remarques, nous avons observé un pic de frottement intérieur plus grand dans les échantillons déformés plastiquement de 2% après trempe que dans les échantillons simplement trempés.

RÉFÉRENCES

- [1] R. B. NICHOLSON, J. NUTTING, Acta Met. 9, 332 (1961).
- [2] J. A. HREN, G. THOMAS, Trans. AIME 227, 308 (1963).
- [3] G. SCHOECK, E. BISOGNI, Phys. Stat. Sol. 32, 31 (1969).

Magnetische Ordnung

Spinwellen im eindimensionalen, anisotropen Antiferromagnet CsNiCl₃

U. TELLENBACH¹⁾

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, EIR, 5303 Würenlingen)

H. AREND

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8049 Zürich)

Mit Hilfe der inelastischen Neutronenstreuung wurde die Existenz wohldefinierter Spinwellen in CsNiCl₃ oberhalb des Ordnungspunktes ($T_N = 4.5$ K)

¹⁾ Unterstützung dieser Arbeit durch den Schweiz. Nationalfonds.

nachgewiesen. Die Messungen bestätigen eine theoretische Voraussage von Loveluck and Lovesey [1], nämlich, dass die Dispersion $\langle \omega^2 \rangle_x^{1/2}$ der x -Komponenten des Spins verschieden ist von derjenigen der z -Komponenten, d.h. $\langle \omega^2 \rangle_z^{1/2}$.

LITERATUR

[1] J. M. LOVELUCK and S. W. LOVESEY, J. Phys. C: Solid State Physics 8, 3857 (1975).

Wechsel der antiferromagnetischen Strukturen bei $\text{Ce}_x(\text{La}_{0.76}\text{Y}_{0.24})_{1-x}\text{Sb}$ und $\text{Ce}_x(\text{La}_{0.76}\text{Y}_{0.24})_{1-x}\text{Bi}$

G. MEIER¹⁾ und W. HÄLG

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, EIR, 5303 Würenlingen)

O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8049 Zürich)

Neutronenstreuexperimente an den obgenannten verdünnten Systemen bestätigen den dominanten Einfluss von anisotropem Austausch und Kristallfeld auf die magnetischen Eigenschaften der Ce-Monopnictide. $\text{Ce}_x(\text{La}_{0.76}\text{Y}_{0.24})_{1-x}\text{Sb}$ weist bei einer Ce-Konzentration von $x \leq 0.80$ eine einfache antiferromagnetische Ordnung I auf (wie bei CeP und CeAs). Bei $\text{Ce}_{0.70}(\text{La}_{0.76}\text{Y}_{0.24})_{0.30}\text{Bi}$ hingegen findet man ähnlich CeSb eine inkommensurable antiferromagnetische Phase.

¹⁾ Unterstützung dieser Arbeit durch den Schweiz. Nationalfonds.

Magnetische Ordnung von CeN, NdN und HoN

P. FISCHER und W. HÄLG

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, EIR, 5303 Würenlingen)

E. KALDIS und C. ZÜRCHER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8049 Zürich)

Zur Bestimmung der magnetischen Ordnung wurden Neutronenbeugungsmessungen an erstmals [1] hergestellten überstöchiometrischen Nitriden von Ce, Nd und Ho durchgeführt. Bei $\text{CeN}_{1.05}$ wurde entsprechend partiell vierwertigem Cer im Temperaturbereich von 1.5 bis 293 K keine kohärente magnetische Neutronenintensität beobachtet. $\text{NdN}_{1.09}$ ordnet unterhalb von $T_C = 29$ K ferromagnetisch (magnetisches Moment = $2.5 \mu_B$ bei 4.4 K). Bei $\text{HoN}_{1.03}$ besteht im wesentlichen ferromagnetische Nahordnung, die wahrscheinlich durch Defekte wie Nichtstöchiometrie bedingt ist.

LITERATUR

[1] G. BUSCH, E. KALDIS, E. SCHAUFELBERGER-TEKER und P. WACHTER, Les Eléments des Terres Rares I, 359, CNRS (1970).

Dispersion der Magnonen in NdAl_2

A. FURRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, E.I.R., 5303 Würenlingen)

H.-G. PURWINS

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université, 1211 Genève 4)

Mittels inelastischer Neutronenstreuung wurde die Dispersion der Magnonen im kubischen Ferromagneten NdAl_2 ($T_c = 77$ K) bei 4.2 K untersucht. Es wurden insgesamt sechs transversale und zwei longitudinale Magnonenäste beobachtet, welche sich in befriedigender Weise mit Hilfe einer isotropen Heisenberg-Austauschwechselwirkung und eines kubischen Kristallfeldes beschreiben lassen. Diese Beschreibung ist im Einklang mit früheren Magnetisierungsmessungen [1].

LITERATUR

- [1] G. J. COCK, L. W. ROELAND, H.-G. PURWINS, E. WALKER und A. FURRER, *Solid State Commun.* 15, 845 (1974).

High-Field Magneto-Optical Studies of Yttrium Iron Garnet (YIG)

R. V. PISAREV¹⁾, J. SCHOENES and P. WACHTER

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

The Faraday rotation (FR) of YIG was measured in magnetic fields up to 100 kG for temperatures between 5 and 300 K. Above magnetic saturation ($H \gtrsim 5$ kG) and below ≈ 260 K the FR decreases with increasing field and decreasing temperature. Special emphasis was paid to the field variation of the rotation. The slope $S = \partial\theta_F/\partial H$ has its smallest absolute value at low temperature (e.g., $S = -0.9$ deg/cm/kG at $T = 6$ K for $\lambda = 0.8\mu$). At $T = 300$ K, S amounts to -1.0 deg/cm/kG. Experimental results are compared with values obtained in a model which takes into account the antiparallel orientation and magnetic susceptibilities of octahedral and tetrahedral iron sublattices of YIG.

¹⁾ Permanent adress: A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of the Academy of Sciences of the USSR, Leningrad 194021, USSR.

Propriétés magnétiques d'alliages NiV

F. ACKER et R. HUGUENIN

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

Nous mesurons l'aimantation d'alliages NiV voisins de la concentration critique de disparition du ferromagnetisme, en fonction du champ (0–69 kOe) et de la température (1,5–150°K). En particulier nous déterminons avec précision la variation thermique de l'aimantation à basses températures et en champ élevé. Les résultats

expérimentaux peuvent être décrits par le modèle itinérant, après soustraction d'une contribution importante due aux amas magnétiques (clusters). Nous estimons que 10% seulement des atomes de nickel appartiennent à ces amas, dans le cas d'un alliage critique ($\sim 90\%$ Ni).

Zustandsgleichung und kritisches Verhalten ferro- und antiferromagnetischer Isingmodelle mittels Renormierungsgruppe

R. MORF und S. SARBACH

(IBM Forschungslaboratorium Zürich, 8803 Rüschlikon, Schweiz)

Das kritische Verhalten zweidimensionaler ferro- und antiferromagnetischer Isingmodelle wurde mittels approximativer Renormierungsgruppengleichungen [1] berechnet. Die Resultate werden mit den Ergebnissen von Reihenentwicklungen verglichen.

LITERATUR

[1] L. P. KADANOFF, Phys. Rev. Lett. 34, 1005 (1975).

Phasenumwandlungen

Coupling of the CDW and the water mode in $K_2Pt(CN)_4Br_{0.3} \cdot 3.2H_2O$

E. F. STEIGMEIER, D. BAERISWYL, G. HARBEKE and H. AUDERSET

(Laboratories RCA Ltd., Zürich, Switzerland)

G. SCHEIBER

University of Karlsruhe, Karlsruhe, Germany

In previous work [1] we have observed the amplitude mode of the charge density wave (CDW) in $K_2Pt(CN)_4Br_{0.3} \cdot 3.2H_2O$ (KCP) by means of Raman scattering. New measurements made on deuterated material, $K_2Pt(CN)_4Br_{0.3} \cdot 3.2D_2O$ (KCP*), show the same mode but shifted from 44 cm^{-1} to 38 cm^{-1} , maintaining the symmetry properties and temperature dependence of frequency and linewidth. This considerable isotope effect is interpreted in terms of a coupling of the CDW with the water stretching mode, which by the deuteration is shifted from 3493 cm^{-1} in KCP to 2560 cm^{-1} in KCP* according to the change in atomic mass. Both of these modes exhibit $A_1(z)$ symmetry. At 5 K the resulting decoupled amplitude mode frequency of the CDW is 57 cm^{-1} , and the coupling energy about 140 cm^{-1} . Using the intensity variation of the water mode with temperature as a measure for the coupling energy we can reproduce the observed increase of the amplitude mode frequency with temperature. At 300 K the coupling between the two features has practically vanished probably due to disorder in the water alignment. These results show that the motion of the

water molecules, which are located in-between the Pt chains, is strongly involved in the eigenvectors of the CDW [2].

REFERENCE

- [1] E. F. STEIGMEIER, R. LOUDON, G. HARBEKE, H. AUDERSET and G. SCHEIBER, *Solid State Communications* 17, 1447 (1975).
 [2] A full paper is submitted to *Solid State Communications*.

Softening of the Charge Density Wave at the Superstructure Transition in 2H-TaSe₂

E. F. STEIGMEIER, G. HARBEKE and H. AUDERSET
 (Laboratories RCA Ltd., Zurich)

F. J. DiSALVO
 (Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey)

Raman scattering measurements have been performed on 2H-TaSe₂ between 5 and 300 K. At 5 K, three modes, not previously observed, are reported at 24.5 cm⁻¹, 48 cm⁻¹ and 81 cm⁻¹. The 24.5 cm⁻¹ mode is temperature independent in frequency and clearly due to the rigid-layer vibration. The mode of 48 cm⁻¹ softens towards 120 K, the transition temperature from the incommensurate Peierls distorted to the undistorted phase [1], with concurrent linewidth broadening. The mode of 81 cm⁻¹ appears to be connected with the transition, at 90 K, from the commensurate to the incommensurate superstructure. Both modes are interpreted as $2k_F$ modes of the charge density wave which can be observed in light scattering due to the Peierls distortion.

REFERENCE

- [1] D. E. MONCTON, J. D. AXE, F. J. DiSALVO, *Phys. Rev. Letters* 34, 734 (1975).

Lokaler Jahn-Teller Effekt unter dem Einfluss eines strukturellen Phasenübergangs

K. H. HÖCK und H. THOMAS
 (Institut für Physik, Universität Basel)

Wir betrachten eine Jahn-Teller (JT) Störstelle mit elektronischem E_g -Grundzustand in einem Nicht-JT-Kristall, der einen displaziven Phasenübergang erfährt. Die vibronische Kopplung an das Kontinuum des weichen Phononenzweiges (Multimoden-JT-Effekt) beschreiben wir durch ein effektives Single-Mode-Modell. Es ergibt sich eine kritische Verstärkung des lokalen JT-Effekts bei Annäherung an T_c . Wir untersuchen den Einfluss dieses Verhaltens auf die Reduktionsfaktoren des Ham-Effekts sowie die Temperaturabhängigkeit der durch die JT-Störstelle induzierten Gitterverzerrung.

Evidenz für die quantenmechanische Unterdrückung der ferroelektrischen Phasenumwandlung in SrTiO_3 aus Suszeptibilitäts- und Elektrostriktionsmessungen

H. BURKARD¹⁾

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, 8093 Zürich)

K. A. MÜLLER

(IBM Forschungslaboratorium, 8803 Rüschlikon)

Die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ϵ_{110} und $\epsilon_{1\bar{1}0}$ ($0.035 < T < 300$ K) und die Druckabhängigkeit von $\epsilon_{1\bar{1}0}$ ($0.8 < T < 4$ K) von einkristallinen SrTiO_3 Kristallen wurden untersucht. Oberhalb der strukturellen Phasenumwandlung bei $T_a = 105$ K befolgen ϵ_{110} und $\epsilon_{1\bar{1}0}$ die Beziehung $\epsilon(T) = C/(T - T_c)$ mit $T_c \cong 36$ K. Bei tieferen Temperaturen findet man eine Abweichung vom Curie-Weiss Gesetz. Die Messungen haben gezeigt, dass $\epsilon(T)$ im untersuchten Temperaturbereich $0.3 - 4$ K (bzw. für eine Probe $0.035 - 4$ K) konstant ist. Unter uniaxialem Druck σ ändert die inverse dielektrische Suszeptibilität $\gamma = 4\pi/(\epsilon_{1\bar{1}0} - 1)$ linear mit σ : $\gamma = \gamma_0 + Q \cdot \sigma$. Der Elektrostriktionskoeffizient Q und γ_0 sind für $T < 4$ K ebenfalls temperaturunabhängig. Aus diesen Resultaten wird geschlossen, dass die ferroelektrische Phasenumwandlung durch quantenmechanische Nullpunktschwingungen unterdrückt wird.

¹⁾ Jetzige Adresse: Brown Boveri & Cie, Abt. ZLP, 5401 Baden.

Quantenmechanische Unterdrückung der ferroelektrischen Phasenumwandlung in SrTiO_3 : Diskussion

K. A. MÜLLER und T. SCHNEIDER¹⁾

(IBM Forschungslaboratorium Zürich, 8803 Rüschlikon, Schweiz)

Bei sinkender Temperatur folgt die DK, ϵ , im SrTiO_3 oberhalb der antiferrodistortiven P.U. bei $T_a = 105$ K einem Curie-Weiss Gesetz mit $T_c(n = 3) = 36$ K. Unterhalb T_a ist der Kristall tetragonal. Die gemessenen $\epsilon_{\parallel} < \epsilon_{\perp}$ sind kleiner als das berechnete $\epsilon(n = 3)$. Das mit $1/\epsilon_{\perp}$ extrapolierte T_c^* liegt bei so tiefen Werten, dass die zugehörigen Ti Ionenverschiebungen für $T < T_c^*$ kleiner werden als die abgeschätzten Nullpunktschwingungs-Amplituden. Somit erfolgt eine quantenmechanische Unterdrückung der Ferroelektrizität. Die Mechanismen für die Verschiebung von $T_c^* < T_c$ gegen tiefere Temperaturen werden diskutiert.

¹⁾ Jetzige Adresse: IBM Thomas J. Watson Research Center, Yorktown Heights, N.Y. 10598, USA.

Schichtstrukturen

Optische Messungen an Schichtmagneten $(\text{CH}_2)_2(\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$

H. AREND, H. VON KÄNEL und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH 8049 Zürich, Hönggerberg)

Die optische Absorption wurde an $(\text{CH}_2)_2(\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ zwischen 4.2 K und 300 K im Spektralbereich von $0.45\mu\text{m}$ bis $2.5\mu\text{m}$ gemessen. In dieser Substanz sind die magnetischen Cu^{2+} Ionen in Schichten angeordnet und oktaedrisch von Cl umgeben. Das Absorptionsspektrum zeigt ein bei 300 K asymmetrisches Absorptionsband (intra 3d-Übergänge in Cu) in der Gegend von $0.8\mu\text{m}$. Bei tiefen Temperaturen spaltet dieses entsprechend dem zunehmenden Kristallfeld auf und schiebt als ganzes zu höheren Energien. Die Absorptionskante rührt von einem Ladungsübergang von Cl zum Cu her. Die Kantenenergie zeigt zuerst bei abnehmender Temperatur eine in T lineare Zunahme, unterhalb von 100 K verhält sie sich annähernd quadratisch. Unterhalb ca. 34 K tritt eine zusätzliche Blauverschiebung (um ca. 0.02 eV bis 0 K) auf, die das Einsetzen antiferromagnetischer Ordnung anzeigt. Die Form der magnetischen Kantenverschiebung deutet auf ein eher 3-dimensionales Verhalten hin. Für den Néelpunkt ergibt sich 33 ± 2 K.

Kernresonanzuntersuchungen an der Schichtstruktur $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3\text{CuCl}_4$

H. KAMMER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, 8093 Zürich)

Die perowskitartige Schichtstrukturverbindung Aethylen-Diammonium-Kupfertetrachlorid ordnet bei $T_N = (36 \pm 2)$ K antiferromagnetisch. Sie ist für Untersuchungen im magnetisch geordneten Gebiet deshalb besonders geeignet, weil sie, wie mit reiner Kernquadrupolresonanzspektroskopie am Cl^{35} -Kern gezeigt wurde, im ganzen Existenzbereich bis hinunter zu 36 K keine strukturellen Phasenumwandlungen aufweist.

Für die hier vorgelegten Messungen wurden die Protonen der vier NH_3 -Gruppen in der Einheitszelle ($P2_1/b$, $Z = 2$) gegen Deuteronen (D) ausgetauscht. Da die Deuteronen, im Gegensatz zu Protonen, ein Quadrupolmoment Q haben, tritt neben die Zeemanwechselwirkung \mathcal{H}_Z die Quadrupolwechselwirkung \mathcal{H}_Q :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_Z + \mathcal{H}_Q = -\gamma_D h H_0 I - \frac{eQ}{4I(2I-1)} \sum_{\mu=-2}^{+2} F_{\mu} Q_{-\mu}$$

In diesem Ausdruck beschreibt der zweite Term die Wechselwirkung der quadrupolaren Ladungsverteilung des Kerns (Deuterons) mit dem Gradienten des elektrischen Feldes (EFG) am Ort des Kerns. Der elektrische Feldgradient ist ein symmetrischer Tensor 2. Stufe mit Spur 0, er kann also durch fünf Komponenten beschrieben werden: In seinem Hauptachsensystem sind dies

— Die Quadrupolkopplungskonstante $\frac{e^2 q Q}{h}$, mit $eq = \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} = V_{ZZ}$,

— der Asymmetrieparameter $\eta = \frac{V_{XX} - V_{YY}}{V_{ZZ}}$, $0 \leq \eta \leq 1$,

— die drei Eulerschen Winkel, welche die Orientierung der Hauptachsen im Raum festlegen.

Im vorliegenden Fall ist die Quadrupolwechselwirkung nur eine Störung der Zeemanenergie, deshalb spalten die Energierme so auf, dass man zwei Absorptionsresonanzlinien erhält, welche symmetrisch zur magnetischen Kernresonanzfrequenz

$$\nu_{\text{Zeeman}} = \gamma H_0 / 2\pi, \quad \text{mit } H_0 = 21.14 \text{ kOe}$$

liegen. Misst man diese Aufspaltung in Funktion der Orientierung im H_0 -Feld, so können daraus die Feldgradienten am Ort der Deuteronen vollständig bestimmt werden. In der magnetisch geordneten Phase erzeugen die auftretenden inneren magnetischen Felder überdies eine zusätzliche Zeemanaufspaltung.

Bei Zimmertemperatur zeigt das Deuteronenspektrum von $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3\text{-CuCl}_4$ vier Linien, welche den EFG der beiden schnell rotierenden, physikalisch inäquivalenten ND_3 -Gruppen innerhalb der Einheitszelle zugeordnet werden. Die EFG am Ort der Deuteronen können deshalb nicht einzeln aufgelöst werden, weil die ND_3 -Gruppen mit einer Frequenz rotieren, welche wesentlich höher ist als die Larmorfrequenz von etwa 14 MHz. Deshalb werden die drei Einzelgradienten je zu einem Gruppengradienten ausgemittelt. Die Quadrupolkopplungskonstante beider Gruppengradienten beträgt 51 kHz bei einem Asymmetrieparameter von 8%.

Kühlt man die Substanz ab, so verändern sich das Spektrum vorerst praktisch nicht. Erst bei (108 ± 5) K beobachtet man eine sprunghafte Verdreifachung der Linienzahl. Die Rotation der ND_3 -Gruppen friert somit ein; deshalb sind jetzt die einzelnen EFG am Ort der Deuteronen der beiden physikalisch inäquivalenten ND_3 -Gruppen sichtbar. Innerhalb der Messgenauigkeit haben alle sechs Plätze dieselbe Quadrupolkopplungskonstante von 177 kHz, bei verschwindendem Asymmetrieparameter. Die Richtung der Z-Hauptachsen weicht nur verhältnismässig wenig von den röntgenographischen ermittelten ND-Richtungen ab (maximal 10°).

Unterhalb des Néelpunktes verändert sich das Spektrum der Deuteronen nochmals sprunghaft. Die nun auftretenden spontanen inneren magnetischen Felder bewirken eine zusätzliche Zeeman-Aufspaltung des Spektrums. Daraus können Rückschlüsse auf die inneren Felder und die magnetische Struktur gezogen werden. Die Interpretation der Spektren ist noch nicht abgeschlossen. Die inneren Felder am Ort der Deuteronen können aber schon jetzt grob auf einige 100 Oe abgeschätzt werden.

NQR-Spektroskopie an den chloridperowskitartigen Schichtstrukturen $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$ und $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CdCl}_4$

R. KIND, S. PLESKO und J. ROOS

(Lab. f. Festkörperphysik ETH, 8049 Zürich)

Bisherige Arbeiten [1, 2] haben gezeigt, dass die strukturellen Phasenumwandlungen in diesen Verbindungen im wesentlichen durch die Dynamik der Alkylammonium-Gruppen bedingt sind. Mit sinkender Temperatur tritt in beiden

Substanzen dieselbe ungewöhnliche Phasenfolge auf:

I4/mmm	Cmca	$P4_2/ncm$	$P2_1/c$
tetragonal	orthorhombisch	tetragonal	monoklin

Mittels NQR-Spektroskopie wurden besonders die interessante tetragonale Phase $P4_2/ncm$, sowie die zugehörigen Umwandlungen $Cmca-P4_2/ncm$ und $P4_2/ncm-P2_1/c$ untersucht. Letztere sind durch eine sprunghafte Änderung des NH_3 -Bindungsschemas charakterisiert.

LITERATUR

- [1] G. CHAPUIS, H. AREND and R. KIND, *Phys. Stat. Sol.* 31, 449 (1975).
 [2] R. KIND and J. ROOS, *Phys. Rev.* B13, 45 (1976).

Raman Scattering in MoO_3

M. PY, PH. SCHMID and J. VALLIN

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Molybdenum trioxide is usually described as a layer structure. The orthorhombic unit cell (space group D_{2h}^{16}) contains 16 atoms belonging to 2 adjacent sheets. Group theory predicts 24 Raman active and 17 IR active modes.

Raman spectra have been measured on oriented single crystals in several scattering geometries. The experimental results are checked against a valence-force-field calculation of the vibrational modes with nearest neighbour interaction only. Some aspects of the chemical bonding in this compound are discussed, in particular with respect to the three types of Mo-O bonds encountered in this structure.

Resonanzen und Positronen

Interaction spin-spin de centres dans $SrCl_2$

J. M. DE SIEBENTHAL et H. BILL

(Département de Chimie-Physique, Université de Genève)

Par des mesures R.P.E., nous avons identifié des centres moléculaires dus à la présence d'oxygène dans des monocristaux de $SrCl_2$ [1]. Récemment des paires ont été observées. Le modèle et les propriétés magnétiques de ces paires seront discutés.

LITERATUR

- [1] A publier.

EPR et ENDOR d'ions S dans des monocristaux à structure en couche

D. NICOLLIN et H. BILL

(Département de Chimie-Physique, Université de Genève)

Nous avons étudié le comportement d'ions à l'état S (Eu^{2+} et Gd^{3+}) dans des monocristaux répondant à la formule générale MeXY dans laquelle $\text{Me} = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$ et $X, Y = \text{F}, \text{Cl}, \text{Br}$ et I avec $X \neq Y$.

EPR in MoO_3 Single Crystals

R. JURYSKA

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

H. BILL

(Laboratoire de Physico-Chimie du Solide, Université de Genève)

The ESR spectra in MoO_3 are discussed in order to examine the nature of defects responsible for the blue coloration, which is observed in nonstoichiometric crystals. The spectrum indicates an interaction of one electron with two magnetically non-equivalent molybdenum nuclei. Moreover, the whole spectrum is split by an interaction with a nuclear spin equal $\frac{1}{2}$, which could be due to hydrogen. Crystals grown in atmospheres with different hydrogen isotopes are investigated in order to identify the nucleus with the spin $\frac{1}{2}$.

The symmetry and the principal values of g and A tensors are given.

The Detection of Muonium in Water

MARIO CAMANI, FREDY N. GYGAX, WALTER RÜEGG, ALEXANDER SCHENCK and HUGO SCHILLING

(Laboratorium für Hochenergiephysik ETH-Zürich, c/o Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, CH-5234 Villigen)

PAUL W. PERCIVAL and HANNS FISCHER

(Physikalisch-Chemisches Institut der Universität Zürich, Rämistrasse 76, CH-8001 Zürich)

HEINZ GRAF

(Physik Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich)

To be published in 'Chemical Physics Letters'.

Muon Spin Rotation (μ SR) in Single Crystal Iron and Cobalt¹⁾

H. GRAF, W. KÜNDIG, B. D. PATTERSON, W. REICHART and P. ROGGWILLER

(Physik-Institut der Universität Zürich)

M. CAMANI, F. N. GYGAX, W. RÜEGG, A. SCHENK and H. SCHILLING

(Laboratorium für Hochenergiephysik ETH-Zürich, Zürich, Switzerland)

Abstract. Experimental results of μ SR measurements in single crystal Fe and Co are presented. The local magnetic field seen by interstitial positive muons in Co shows an unexpectedly strong temperature dependence and large discontinuities. The importance of the dipolar contribution to the local field has been established. A sharp increase of the relaxation rate with decreasing temperature in Fe at about 150 K can be explained in terms of thermal diffusion with an activation energy of 45 meV.

In the μ SR-technique, polarized positive muons from the parity-violating pion decay are stopped in the target to be investigated. The muon spin precesses in a local magnetic field B_μ with the Larmor frequency $\omega/2\pi$ until the muon decays with a mean lifetime of $\tau_\mu = 2.2 \mu\text{s}$. (1 kG corresponds to 13.55 MHz). The positrons in the parity-violating decay are emitted preferentially along the muon spin direction. For muons initially polarized in the beam direction, the time dependent angular correlation pattern between the incoming muon and the decay positron may be written [1] as

$$W(\theta, t) = N[B + \exp(-t/\tau_\mu)(1 + A \exp(-t/T_2) \cos(\omega t + \theta))],$$

where N is a normalization constant, B is the background, and A is the asymmetry

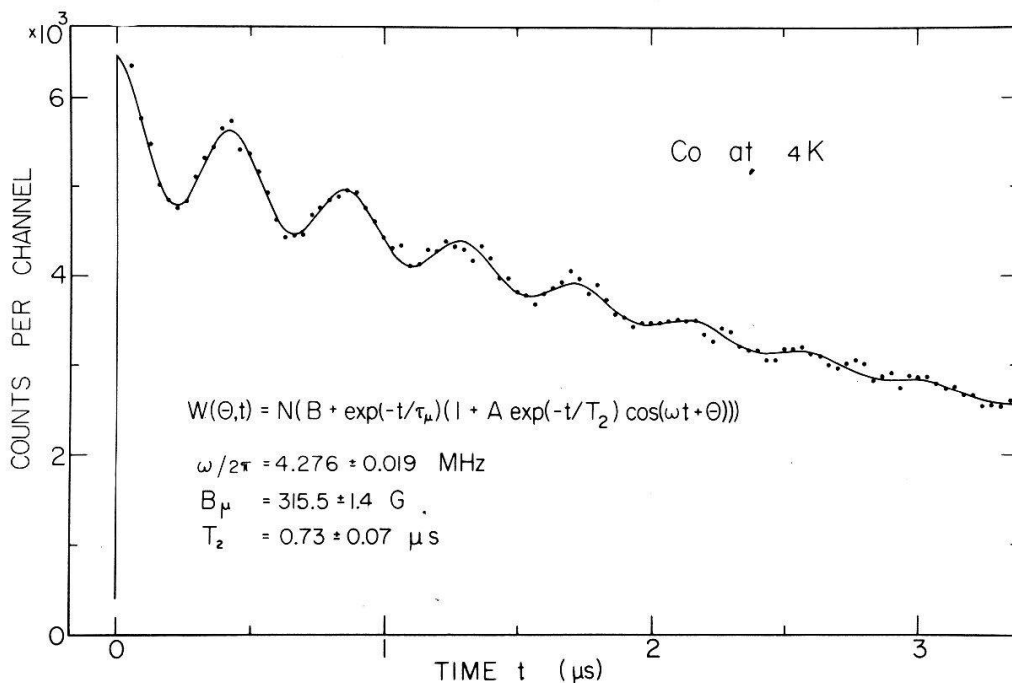


Figure 1

μ SR histogram for a Co single crystal measured at 4 K and zero external field. Each of the plotted points is the sum of 20 time channels. The indicated values of the parameters were found with a least squares fit.

¹⁾ Supported by the Schweizerische Nationalfonds.

parameter. The damping of the asymmetry is described by a relaxation time T_2 . The parameters of interest in these experiments are B_μ and T_2 .

In a typical experiment at the superconducting muon channel at SIN, a sample of about 10 g may be measured with acceptable statistics in 20 min. (Figure 1). Two positron detectors at $\theta = 0^\circ$ and $\theta = 90^\circ$ are used in most experiments. The 90° detector can be used to determine the sign of the local magnetic field.

The first μ SR experiments at SIN were concerned with the ferromagnets Fe and Co.

Iron

The μ SR-pattern from a single crystal of Fe was measured in zero external field as a function of temperature in the range $4 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$. At room temperature, a single local field of $B_\mu = -3.575 \pm 0.003 \text{ kG}$ was measured, in approximate agreement with earlier measurements [2, 3]. The relaxation rate $1/T_2$ was observed [4] to increase with decreasing temperature (see Figure 2). Due to rapid relaxation, the Larmor precession could not be seen below 100 K.

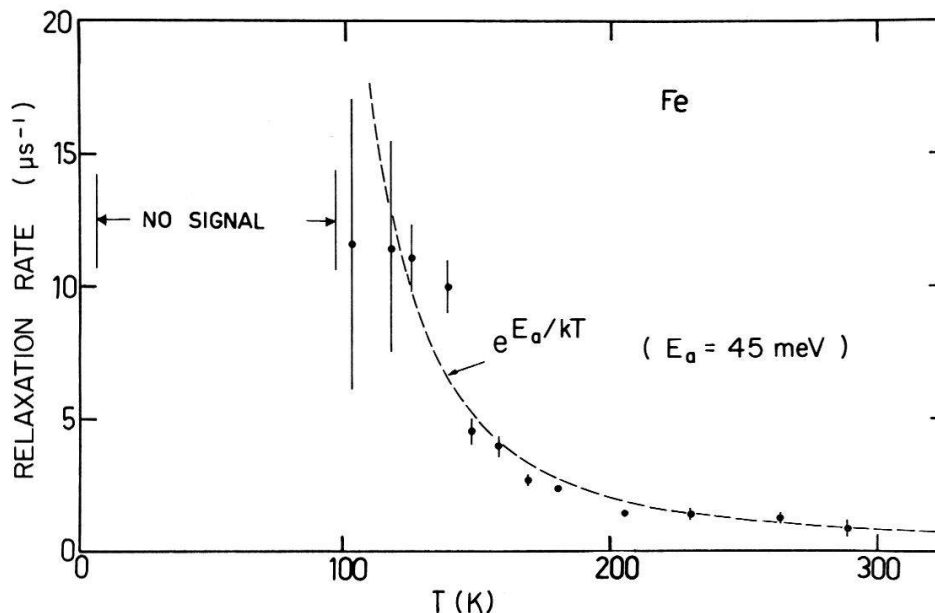


Figure 2

Relaxation rate $1/T_2$ as a function of temperature T for Fe. The rate can be fitted with an activation energy E_a as indicated.

The fact that above 100 K only a single field is observed indicates that the muons diffuse among either the tetrahedral or the octahedral interstitial sites of the bcc iron lattice. For zero externally applied field, the iron spins point along the $[100]$ axis, and the various tetrahedral or octahedral sites have different local fields due to the dipolar contributions from the neighbouring iron cores. Due to the cubic symmetry of the iron lattice, however, rapid diffusion of the muons will average the dipolar contributions to B_μ to zero, leaving only the Lorentz field and the isotropic hyperfine field contributions [3]. As the temperature is lowered, the diffusion of the muon slows down, and the averaging process becomes incomplete. This results in a damping of the precession pattern and a corresponding line broadening in the frequency spectrum. It can easily be shown that the line width $\Gamma = 1/T_2$ of a motionally narrowed line is

proportional to the hopping time τ of the diffusing muons in the limit of small τ . The activation energy E_a for the thermally activated diffusion was found to be approximately 45 meV (Figure 2). At sufficiently low temperatures, the muons are expected to be localized at various stopping sites. However, even at 4 K, the appearance of several distinct precession components was not observed.

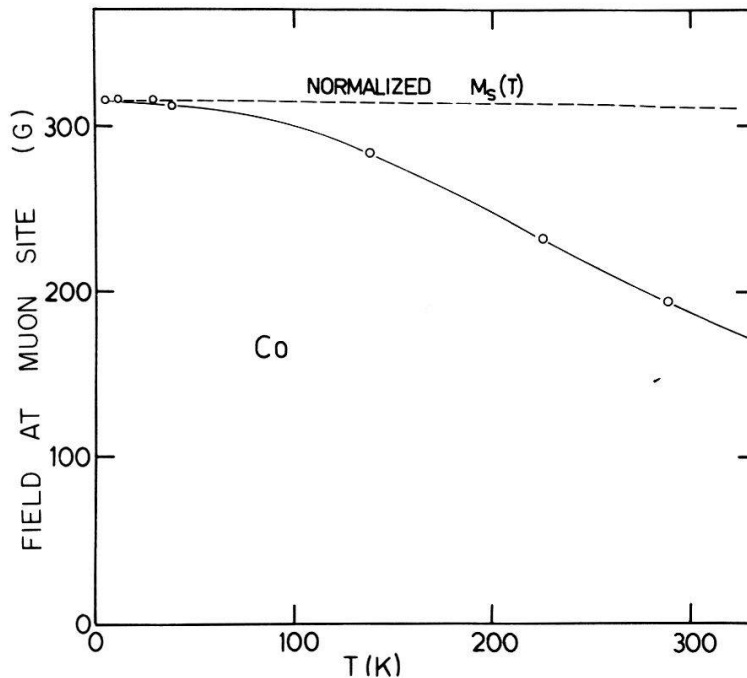


Figure 3
Local field B_μ in Co as a function of the temperature T . The dashed curve is the normalized saturation magnetization.

Cobalt

The field B_μ was measured in a single crystal of Co as a function of temperature. Figure 3 shows the temperature dependence of B_μ for a Co crystal measured in zero external magnetic field. In the temperature range investigated, B_μ decreases much more rapidly than the saturation magnetization. The easy axis in Co changes from the hexagonal axis to one in the basal plane at 540 K. At 720 K, a phase transition to the fcc structure occurs. These two transitions are reflected in the μ SR-pattern as abrupt changes in B_μ ($B_\mu(400 \text{ K}) = 135 \text{ G}$, $B_\mu(660 \text{ K}) = 380 \text{ G}$, $B_\mu(875 \text{ K}) = 760 \text{ G}$).

One possible explanation of the rapid variation of B_μ with temperature in the hexagonal phase (Figure 3) may be the temperature dependent c/a ratio [5], which could strongly influence the dipolar field contribution to B_μ . A similar rapid decrease of the local field has been observed in Mössbauer experiments [6] on ^{119}Sn in Co. It is possible that the observed dependence of $B_\mu(T)$ has an origin similar to those proposed for the effect with Sn.

In the cubic ferromagnets Fe and Ni, the local field B_μ is independent of the externally applied field up to the point at which the sample is saturated [3]. This is the phenomenon of magnetic shielding. The dependence $B_\mu(H_{\text{ext}})$ is shown for a single crystal of Co at 289 K in Figure 4. As the external field is increased, B_μ begins immediately to increase. This effect is due to the changing orientation of the Co spins during the magnetization process, and it gives a direct measure of the dipolar con-

tribution to the local field. For the case of fcc Co, where dipolar fields are expected to cancel by symmetry, $B_\mu(H_{\text{ext}})$ behaves normally.

By the use of a second positron detector at an angle of $\theta = 90^\circ$, it is possible to determine the sign of the local field B_μ . In this way it was found that at room temperature, B_μ for Co is positive, and B_μ for Fe is negative.

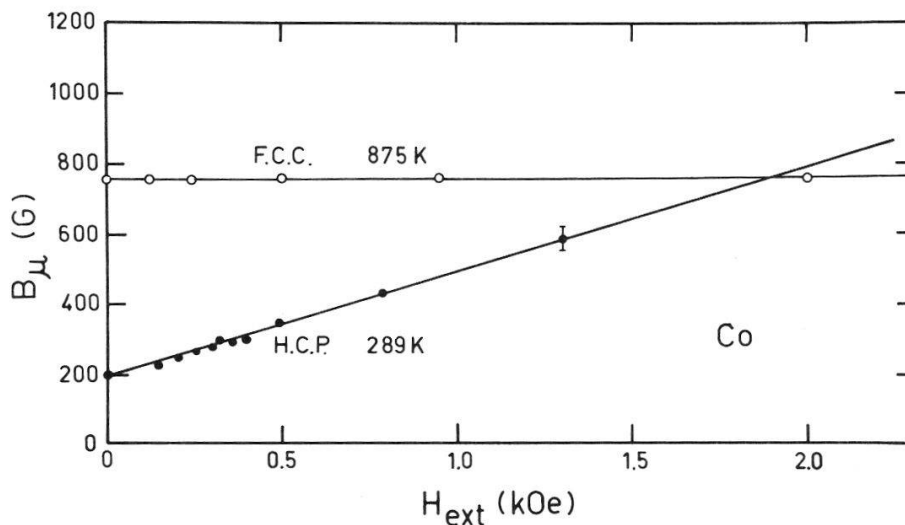


Figure 4

Local field B_μ as a function of the applied field H_{ext} for room temperature h.c.p. and high temperature f.c.c. Co. The increase of B_μ with H_{ext} below saturation in h.c.p. Co is due to dipolar field contributions.

REFERENCES

- [1] J. H. BREWER, K. M. CROWE, F. N. GYGAX and A. SCHENCK, *Muon Physics* (ed. V. W. Hughes and C. S. Wu, Academic Press, New York, 1975).
- [2] M. L. G. FOY, N. HEIMAN and W. J. KOSSLER, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1064 (1973).
- [3] I. I. GUREVICH, A. I. KLIMOV, V. N. MAIOROV, E. A. MELESHKO, B. A. NIKOLSKY, V. I. SELIVANOV and V. A. SUETIN, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **69**, 339 (1975).
- [4] I. I. GUREVICH, A. N. KLIMOV, V. N. MAIOROV, E. A. MELESHKO, B. A. NIKOL'SKII, V. S. ROGANOV, V. I. SELIVANOV and V. A. SUETIN, *JETP Lett.*, **18**, 332 (1973).
- [5] S. MÜLLER, PH. DÜNNER and N. SCHMITZ-PRANGHE, *Z. Angew. Phys.*, **22**, 403 (1967).
- [6] A. P. JAIN and T. E. CRANSHAW, *Phys. Lett.*, **25A**, 421 (1967).

Positronenannihilation in Cu und Zn bei grossen elektrischen Stromdichten

F. HEINRICH und A. OGGENFUSS

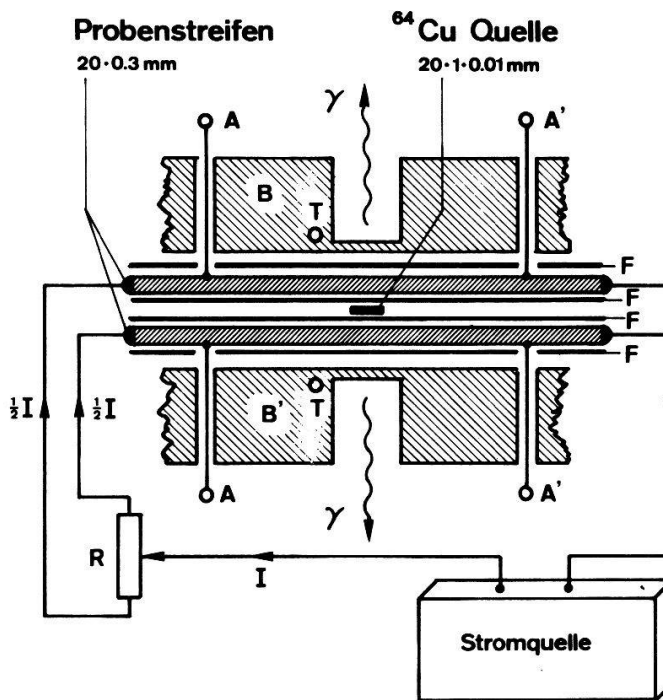
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Abstract. A recently reported influence of high current densities in Cu and Zn on the 2-quanta positron annihilation was not found, even at much higher current densities. Measurements have been performed on carefully annealed samples and samples which have been quenched from near the melting point. Similar results have been obtained at 79° K.

In einer kürzlich erschienenen Publikation [1] berichteten Rozenfeld et al. über eine erstaunlich starke Deformation der Winkelverteilung von Annihilationsquanten aus polykristallinen Proben (Cu und Zn), die von einem elektrischen Strom durchflossen werden; insbesondere bei Zink tritt bereits bei einer Feldstärke von 0,2 mV/cm

ein deutlicher, von der Stromrichtung abhängiger Asymmetrieeffekt auf. Diese Beobachtungen werden von den Autoren nicht erklärt und würden, falls sie sich bestätigen, eine Revision bisheriger Vorstellungen über die Positronenannihilation in Metallen erfordern.

Wir haben daher diese Untersuchungen unter günstigeren experimentellen Bedingungen, sowie bei 65 mal höheren Stromdichten wiederholt [2]. Besondere Sorgfalt wurde dabei auf eine geeignete Anordnung der Proben und der ^{64}Cu -Positronenquelle verwendet: die 'Sandwich'-Geometrie (Figur 1) und die Aufspaltung



Figur 1

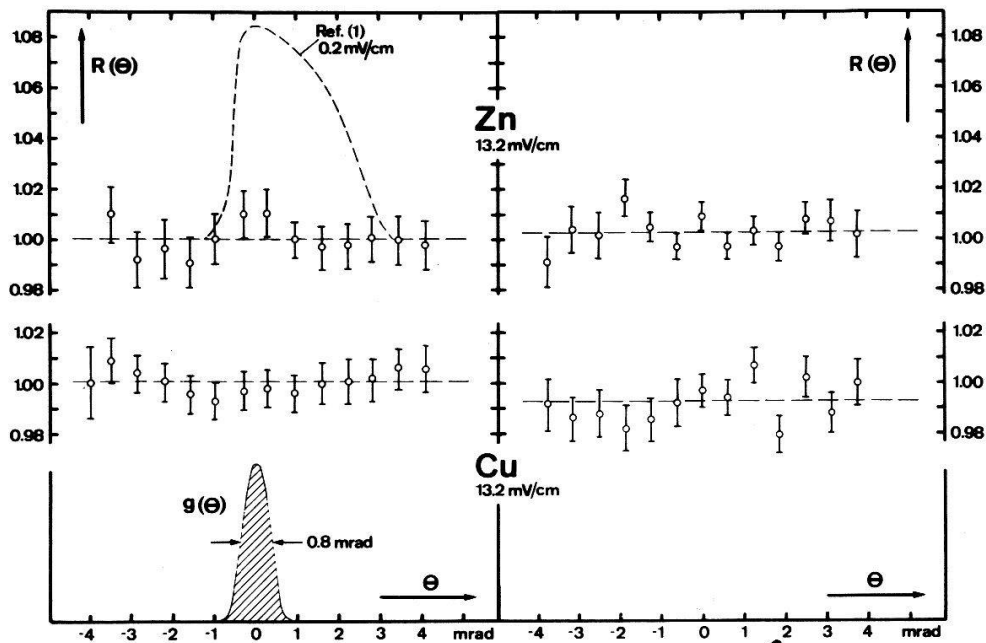
Probenanordnung. Die Probenstreifen und die Quelle sind zwischen den Aluminiumkühlblöcken B und B' eingeklemmt. AA': Spannungssonden, T: Thermoelemente, F: Mylarfolien 2,5 μ .

des Probenstromes I (Cu: 2×473 A; Zn: 2×134 A) in zwei gleiche Teile gewährleistet eine Kompensation des durch den Strom erzeugten Magnetfeldes in der Umgebung der Quelle und verhindert somit Verfälschung der Messresultate durch positronenoptische Effekte. Die mit γ -Fenstern versehenen Kühlblöcke B sorgen dafür, dass die Proben temperatur 30°C nicht überschreitet.

Die Messungen wurden mit einer konventionellen 2γ -Korrelationsapparatur [3] durchgeführt. Die Resultate für hochreine, sorgfältig getemperte Proben sind in Figur 2 (links) dargestellt. $R(\theta)$ ist das Verhältnis der bezüglich Untergrund und Halbwertszeit von ^{64}Cu [4] korrigierten Koinzidenzraten mit bzw. ohne Probenstrom, $g(\theta)$ stellt die geometrische Auflösung dar. Obwohl die hier verwendete elektrische Feldstärke von 13,2 mV/cm bedeutend höher ist, als der Wert von 0,2 mV/cm [1] lässt sich in $R(\theta)$ im Bereich von $\theta = \pm 4$ mrad innerhalb enger Fehlergrenzen (einige Promille) *keinerlei Struktur* erkennen.

Da Positronen mit hoher Wahrscheinlichkeit in Defekten (z.B. Vakanzen) eingefangen werden, und die Möglichkeit nicht ausgeschlossen werden kann, dass der von Rozenfeld et al. beobachtete Effekt mit Elektromigration von Vakanzen zusammenhängt, haben wir analoge Messungen an Cu- und Zn-Proben vorgenommen, die bis dicht unter den Schmelzpunkt erhitzt und rasch abgeschreckt wurden. Die

Vakanzkonzentrationen beim Schmelzpunkt liegen um einen Faktor ca. 10^5 für Zn und ca. 10^{15} für Cu über den entsprechenden Vakanzdichten bei Zimmertemperatur. Es darf erwartet werden, dass wenigstens ein Teil dieser Defektstruktur nach dem Abschrecken erhalten bleibt. Die Messresultate an so behandelten Proben sind in Figur 2 (rechts) dargestellt. Auch hier kann innerhalb enger Fehlergrenzen *kein* Effekt des Stromdurchganges erkannt werden.



Figur 2

Resultate für Cu und Zn, links getemperte, rechts abgeschreckte Proben. $R(\theta)$ ist das Verhältnis der Koinzidenzraten bei einem Feld von 13,2 mV/cm bzw. 0. Die horizontalen gestrichelten Linien sind die gewichteten Mittelwerte aller Messpunkte. Die gestrichelte Kurve im linken Figurenteil stellt das Resultat von Rozenfeld et al. bei 0,2 mV/cm dar.

Analoge Messungen an getemperten Proben wurden zudem bei 79°K durchgeführt mit den Resultaten

$$\overline{R}(\theta < 0) / \overline{R}(\theta > 0) = 1,00 \pm 0,01$$

für Cu bei 2,02 mV/cm und Zn bei 4,6 mV/cm.

D.h. auch hier konnte *kein* signifikanter Effekt des elektrischen Feldes festgestellt werden.

Diese Arbeit wurde vom Schweizerischen Nationalfonds finanziell unterstützt. Herrn Dr. K. K. Kwasnitza, Brown Boveri & Cie. AG, Zürich danken wir für die Ueberlassung des Hochstromnetzgerätes, den Herren R. Spring und U. Zimmermann für technische Assistenz und Diskussionsbeiträge.

LITERATUR

- [1] B. ROZENFELD, A. BARANOWSKY and J. JERIE, Phys. Lett. 53A, 154 (1975).
- [2] F. HEINRICH und A. OGGENFUSS, Phys. Lett. 55A, 441 (1976).
- [3] F. BADOUX und F. HEINRICH, Helv. Phys. Acta 39, 441 (1966).
- [4] F. HEINRICH und G. PHILLIPIN, Helv. Phys. Acta 41, 431 (1968).
- [5] L. M. CLAREBROUGH, R. L. SEGALL, M. H. LORETTO and M. E. HARGREAVES, Phil. Mag. 9, 377 (1964).

Positronenannihilation in deformierten AgBr Kristallen

H. SURBECK

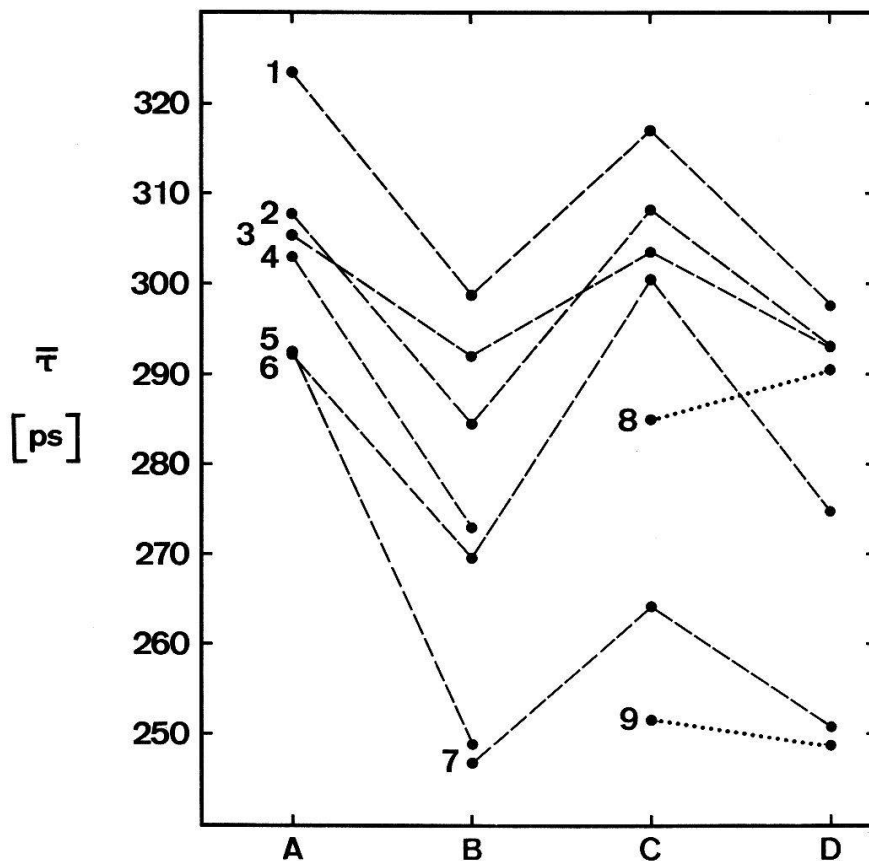
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Abstract. A third positron lifetime component of approx. 650 ps is produced by mechanical deformation of AgBr crystals. It disappears completely when the crystals are annealed at 200°C. Even at room temperature the crystals recover slowly. The additional lifetime component is ascribed to positrons trapped at dislocations.

Die Lebensdauer der Positronen wird durch die am Ort des Positrons herrschende Elektronendichte bestimmt. Die vorliegenden Messungen an AgBr lassen sich mit einem Modell erklären, das für die Positronenannihilation drei Zustände unterschiedlicher Elektronendichte vorsieht. Der erste Zustand wird dem freien, thermalisierten Positron zugeschrieben, das die Valenzelektronen im wesentlichen als Elektronengas 'sieht'. Der zweite Zustand wird hauptsächlich durch das Anion bestimmt; die Annihilationsrate aus diesem Zustand entspricht dem nach Bertolaccini et al. [1] für eine ionische Substanz dieser Anionendichte zu erwartenden Wert. Für die Uebergangsrates k_{12} vom ersten in den zweiten Zustand wurden für Proben unterschiedlicher Zucht und Reinheit um $1\frac{1}{2}$ Grössenordnungen verschiedene Werte gefunden. Es ist sehr unwahrscheinlich, dass diese breite Variation von k_{12} allein durch einen Einfang der Positronen in verunreinigungsbedingte Punktdefekte erklärt werden kann: Die massenspektrographische Analyse unserer Proben zeigt, dass k_{12} nicht von der Konzentration mehrwertiger Metallverunreinigungen abhängt. Die beiden bis jetzt erwähnten Zustände führen zu einem Lebensdauerspektrum mit höchstens zwei Komponenten, was für gut getemperte AgBr Kristalle auch beobachtet wird.

In Proben, die durch Sägen, Schleifen oder Pressen deformiert wurden, erscheint eine zusätzliche lange Lebensdauerkomponente τ_3 . Offenbar wird durch diese Behandlung ein weiterer Zustand mit einer gegenüber dem 'bulk' reduzierten Elektronendichte geschaffen. τ_3 kann nicht bei allen Messungen eindeutig separiert werden; die Anwesenheit dieser Komponente dokumentiert sich jedoch stets in einer Verlängerung der mittleren Lebensdauer $\bar{\tau}$. Falls τ_3 aufgelöst werden kann, ergeben sich Werte von $400 \div 1000$ ps mit einer Häufung bei 650 ps und relativen Intensitäten bis zu 15%. Wegen dieser Schwierigkeiten bei der Zerlegung des Zeitspektrums wird hier jeweils nur $\bar{\tau}$ angegeben. Für Proben unterschiedlicher Herkunft ist in Figur 1 die Änderung von $\bar{\tau}$ in verschiedenen Stufen der mechanischen bzw. thermischen Behandlung dargestellt. Für die verschiedenen, ursprünglich einkristallinen Proben ergeben sich auch im getemperten Zustand (B, D) ausserordentlich unterschiedliche Absolutwerte für $\bar{\tau}$; sie unterscheiden sich durch die Einfangrate in den zweiten Zustand, verhalten sich jedoch bei der Deformation gleich. Die gepressten Pulverproben (8, 9) bilden eine Ausnahme: die bei der Deformation gebildeten Defekte können hier leicht an die Korngrenzen abwandern.

Lichtmikroskopische Aufnahmen angeätzter deformierter Kristalle lassen eine stark verformte Oberflächenschicht von $\sim 15 \mu\text{m}$ Dicke erkennen; aber auch die darunterliegenden Schichten weisen noch Versetzungsdichten bis zu 10^8 cm^{-2} auf (gegenüber $10^6 \div 10^7 \text{ cm}^{-2}$ in getemperten Proben). Entsprechende Lebensdauer-messungen in Figur 2 zeigen, dass nicht nur diese Oberflächenschicht für die Ver-



Figur 1

Mittlere Lebensdauer $\bar{\tau}$ in Abhängigkeit von der Vorbehandlung. Proben 1 ÷ 7: AgBr Einkristalle, Proben 8 und 9: AgBr Pulver. A: gesägt und geschliffen. B: getempert während 20 h bei 200°C unter Argon, Abkühlrate $< 15^\circ\text{C}/\text{h}$. C: gepresst, auf $\frac{1}{2} \div \frac{1}{3}$ der ursprünglichen Dicke. D: getempert. Fehler in $\bar{\tau}$: ± 3 ps.

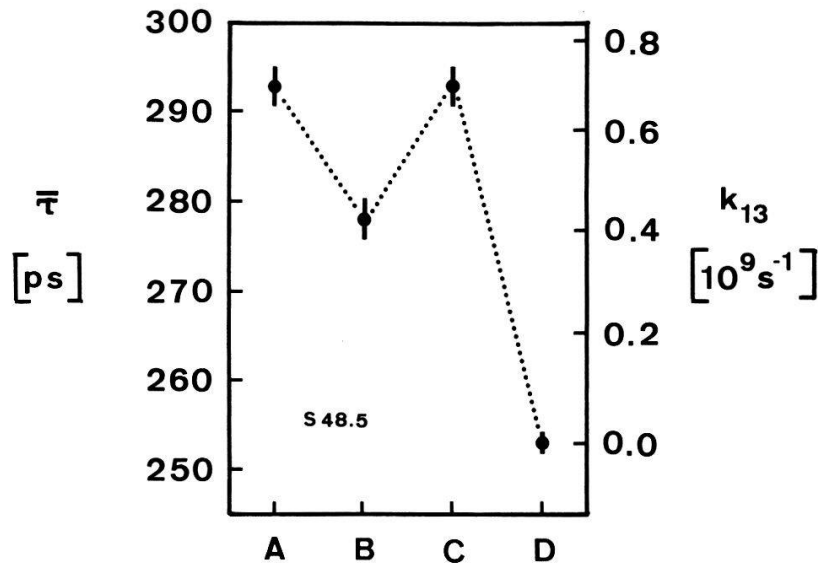
längerung von $\bar{\tau}$ verantwortlich ist, im Gegensatz zu dem, was Nieminen et al. [2] für deformierte NaCl und KCl Proben annehmen. Zusätzlich zu $\bar{\tau}$ ist auch die daraus berechnete Übergangsrate k_{13} vom ersten in den dritten Zustand angegeben.

Dass in gepressten Proben nicht eine viel grössere Defektdichte als in gesägt und geschliffenen auftritt, liegt daran, dass schon beim Pressen ein Abbau der mechanischen Spannungen durch Rekristallisation möglich wird; das Tempern beschleunigt diesen Prozess nur. Die Defekte können auch bereits bei Zimmertemperatur ausheilen, wie die Messreihe in Figur 3 zeigt. Die Zeitkonstante dafür beträgt ~ 50 h.

Einzelne Punktdefekte können für die Positronenannihilation aus diesem dritten Dichtezustand in AgBr nicht verantwortlich sein; an Punktdefekte gebundene Positronen sind so weit vom Defektzentrum entfernt, dass sie im wesentlichen die 'bulk' Elektronendichte sehen [3]. Es muss daher Positroneneinfang in ausgedehntere Defekte angenommen werden. Am wahrscheinlichsten erscheint der Einfang in Versetzungen, was schon von Kelly und Quick [4] vorgeschlagen wurde. Auch Kuramoto et al. [5] erklären ihre Lebensdauermessungen an GaAs mit diesem Mechanismus. Für Versetzungen spricht auch der Vergleich unserer Messungen mit den Leitfähigkeitsmessungen von Johnston [6] an deformierten AgBr Kristallen. Er findet bei 300 K die gleiche Zeitkonstante für die Erholung von ~ 50 h.

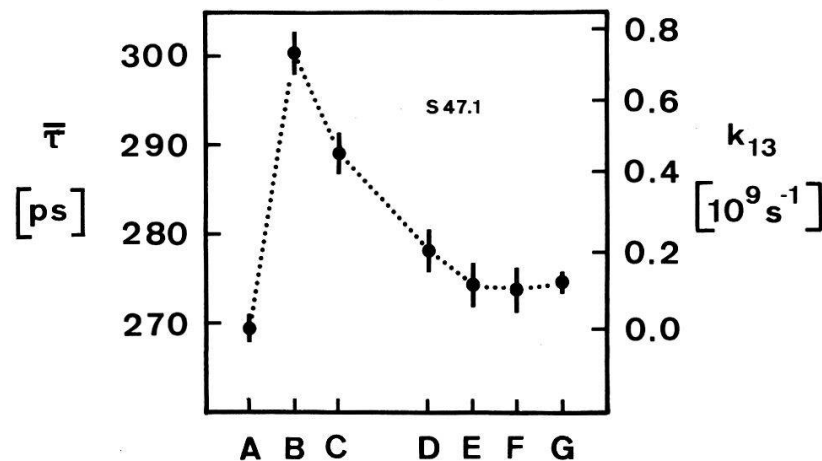
Eine andere Möglichkeit für ausgedehnte Defekte stellen Mehrfachleerstellen dar; über sie ist allerdings in AgBr nichts bekannt.

Wie unsere Messungen zeigen, kann allein schon durch Sägen oder Schleifen der Proben das Positronenlebensdauerspektrum stark verändert werden. Will man die



Figur 2

Einfluss der Oberflächenschicht auf $\bar{\tau}$. A: gesägt und geschliffen. B: ~15 µm abgeätzt. C: neu geschliffen. D: getempert.



Figur 3

Erholung bei Zimmertemperatur. A: getempert. B: gepresst. C: nach 1 Tag. D: nach 3 Tagen. E: nach 4 Tagen. F: nach 5 Tagen. G: getempert.

Resultate verschiedener Autoren miteinander vergleichen, so muss der Probenpräparation vermehrt Beachtung geschenkt werden.

Prof. Dr. F. Heinrich danke ich für sein Interesse und die Unterstützung dieser Arbeit, Dr. P. Junod von der Ciba-Geigy Photochemie A.G. in Fribourg und Dr. E. Schönherr vom MPI für Festkörperforschung in Stuttgart für die Einkristalle, die sie mir zur Verfügung stellten. Diese Arbeit wurde teilweise durch den 'Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung' finanziert.

LITERATUR

- [1] M. BERTOLACCINI, A. BISI, G. GAMBARINI und L. ZAPPA, *J. Phys. C4*, 734 (1971).
- [2] R. NIEMINEN, P. HAUTOJÄRVI und P. JAUHO, *Appl. Phys.* 5, 41 (1974).
- [3] T. M. KELLY, *Phot. Sci. E17*, 201 (1973).
- [4] T. M. KELLY and N. R. QUICK, *J. Appl. Phys.* 46/8, 3278 (1975).

- [5] E. KURAMOTO, S. TAKEUCHI, M. NOGUCHI, T. CHIBA und N. TSUDA, J. Phys. Soc. Jap. 34/1, 103 (1973).
 [6] W. G. JOHNSTON, Phys. Rev. 98/6, 1777 (1955).

Allgemeine Eigenschaften

Gesetze der Festkörperplasma-Valenzphänomenologie und ihre statistische Deutung

J. T. MUHEIM

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich, Hönggerberg)

Die Valenzphänomenologie im Funkenplasma basiert hinsichtlich ihres elektronischen (statt Massen-) Aspekts auf zwei einfachen Gesetzen: (i) Die Binär-molekülionenintensität befolgt im ab-Valenzelektronen-Quantikelraum in diagonalen Richtung 44-17 (stabile Oktetts!) für 4-bis 1-wertige Elektron(e)-Loch(h)-Kombinationen des Moleküls ab ein valenzbestimmtes (natürliches) Wachstum. Ähnliches gilt für (ee)- und (hh)-Kombinationen. (ii) Senkrecht zur stabilen Krete 44-17 zeigt die Intensität eine Gauss'sche Verteilung. Als Folge des Pauli-Prinzips sind die stabilsten molekülbildenden Quantikel nichtganzzahlig, und für ab^+ - bzw. ab^- -Ionen asymmetrisch hinsichtlich des ab^0 -Oktetts. Das transversal verlaufende Erste Valenzphänomen ist komplex, und enthält sowohl (i) wie (ii). Dies erklärt die scheinbare Spin-Symmetrie bzgl. der intermediären Valenz 5/2, und realisiert superpositionell eine Situation, die einem Pauli-Lückensatz für 'halbe' Elektronen entspricht.

Existiert ein allgemeiner Zusammenhang zwischen der Struktur des Funkenmassenplasmas und der Positronenlebensdauer für Festkörper?

J. T. MUHEIM und H. SURBECK

(Lab. für Festkörperphysik der ETHZ, Hönggerberg)

Nachdem für AgBr unterschiedlicher Herkunft eine Korrelation zwischen den Molekülionenintensitäten im Funkenmassenplasma und der mittleren Lebensdauer der Positronen in diesen Proben gefunden wurde [1], erscheint eine Korrelation von $\bar{\tau}$ mit weiteren Plasmaspezies wahrscheinlich. Bertolaccini et al. [2] geben eine empirische Beziehung zwischen der mittleren Positronen-Annihilationsrate $\bar{\lambda}(\bar{\lambda} \approx 1/\bar{\tau})$ und der Anionendichte dielektrischer Festkörper. Wir zeigen (i), dass diese Beziehung in der bisher ungeklärten Anion-Kation-Ladungszentrum-Verschiebung dielektrischer Festkörper wahrscheinlich ein sehr allgemeines Pendant besitzt; (ii) soll der spezielle Fall von realem AgBr in den allgemeinen Kontext gesetzt und anhand eines einfachen Realnaturmodells eine weitere Korrelation zwischen Verunreinigungs- und Molekülintensitäten aufgezeigt werden.

LITERATUR

- [1] J. T. MUHEIM und H. SURBECK, Helv. Phys. Acta 48, 446 (1975).
 [2] M. BERTOLACCINI, A. BISI, G. GAMBARINI und L. ZAPPA, J. Phys. C4, 734 (1971).

Verdampfung von Festkörpern bei hohen Temperaturen III. Elektronenmikroskopische Oberflächenuntersuchungen an EuTe, YbTe

E. KALDIS und W. PETELER

(Lab. f. Festkörperphysik, ETH Zürich)

Im Rahmen der Messungen der thermodynamischen Eigenschaften der beiden Verbindungen, EuTe und YbTe [1], wurden auch die Zusammenhänge zwischen der Kristallmorphologie und dem Verdampfungsmechanismus untersucht, unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses einer leichten Kontamination aus der Ofenatmosphäre auf die Verdampfung. Es zeigte sich, dass ausser dem von der Theorie bei idealen Verhältnissen vorausgesagten Verdampfen aus Stufenecken und Kanten, durch Kontamination aus der Ofenatmosphäre auch Kanten und Ecken stabilisiert werden. Als Folge dieser Stabilisierung tritt dreidimensionale Lochkeimbildung auf. Zum 1. Mal zeigte sich, dass im Laufe der Verdampfung eine Segregation bzw. ein Wachstum der Verunreinigungen auf den Stufenkanten stattfindet, was eine Selbstreinigung des Kristalles bewirkt.

LITERATUR

[1] Herbsttagung SPG in Aarau, 4. Oktober 1975.

Veränderung der physikalischen Eigenschaften von Festkörpern durch die Nichtstöchiometrie

E. KALDIS

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ)

Die bisherigen Ergebnisse einer systematischen experimentellen Untersuchung dieser Frage bei kub. Verbindungen des 1:1 Typus zeigt eine starke Veränderung der Ladungsträgerkonzentration (LtKz), die stark die magnetische Kopplung beeinflusst. Erhöhung des Verhältnisses Nichtmetall-Metall bewirkt eine Abnahme der LtKz und eine Schwächung der magnetischen Kopplung, z.B. GdN wird von ferromagnetisch und metallisch antiferromagnetisch und halbleitend [1]; die paramagnetische Curie-Temperatur $\theta = -97$ K von $\text{GdS}_{0.94}$ verschiebt sich auf $\theta = -115$ K für $\text{Gd}_{0.94}\text{S}$ [2]. Die Nichtstöchiometrie von NdS wurde als Funktion des Nd:S Verhältnisses und der Temperatur untersucht. Es scheint, dass die Nichtstöchiometrie auch Veränderungen der Fehlordnung hervorruft. Die Gitterkonstante variiert bis zu 4%o und bewirkt eine Veränderung der magnetischen Struktur von K.f.z. anti-ferromagnetischem Typ II zum tetragonalen Typ III [1].

LITERATUR

[1] E. KALDIS, J. Magn. and Magn. Materials 3, 198 (1976).

[2] W. BECKENBAUGH, G. GÜNTHERODT, R. HAUGER, E. KALDIS, J. KOPP and P. WACHTER, *Magnetism and Magnetic Materials* 1973, p. 340 (AIP 1974, NY).

[3] A. ERNST, P. FISCHER, E. KALDIS, P. SCHOBINGER (in Vorbereitung).

Advance of the Interphase Boundary of a Binary Solution

C. LIÈVRE and F. ROTHEN

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

Neumann [1] is said to have first solved the one-dimensional diffusion equation (or heat equation) in a half-space in presence of a planar moving interphase boundary. This is often referred to as the *Stefan-Problem* [2]. We have investigated the stability of this planar solution. The method that we used is the following: a non planar solution of the problem is formulated by considering a localized perturbation of the boundary.

In the diffusion case, the isothermal Stefan Problem is the following: the half-space $x > 0$ is filled with a binary solution, at the temperature T_∞ , homogeneous and constant. The concentration c_∞ of one of the components is small enough to be considered as an impurity, but nevertheless supersaturating at T_∞ . Thus precipitation occurs and a planar moving interphase boundary takes shape at $x = 0$. Assuming that the boundary formed at time $t = 0$, the problem is to determine the position $x_0(t)$ of this boundary at some later time $t > 0$. The concentration $c(x, t)$ of the impurity has to satisfy the diffusion equation (or second Fick's law)

$$D \frac{\partial^2}{\partial x^2} c(x, t) = \frac{\partial}{\partial t} c(x, t) \quad \text{for } x \geq x_0(t),$$

with the condition

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} = \frac{D}{c_s - c_l} (\mathbf{n} \cdot \nabla) c \Big|_{x=x_0(t)}$$

The constants c_s and c_l are the equilibrium values of the concentration on both sides of the phase boundary, and \mathbf{v} the velocity of the boundary. One can show that a possible solution is given by

$$c_0(\xi) = \frac{1}{1 - \operatorname{erf} \lambda} \{c_l - c_\infty \operatorname{erf} \lambda + (c_\infty - c_l) \operatorname{erf} \xi\}$$

with

$$\xi = \lambda \frac{x}{x_0}$$

where the constant λ is a solution of the equation

$$\sqrt{\pi} \lambda (1 - \operatorname{erf} \lambda) \exp \lambda^2 = \frac{c_\infty - c_l}{c_s - c_l}$$

The position $x_0(t)$ of the boundary depends on λ , through the relationship

$$x_0(t) = 2\lambda \sqrt{Dt}$$

Now we turn to the problem of stability. Let us consider a localized perturbation of the boundary

$$x = x_0(t) + a(x_0) \cdot h(\eta, \zeta)$$

where

$$\eta = \lambda \frac{y}{x_0}, \quad \zeta = \lambda \frac{z}{x_0}$$

We make the following Ansatz for the concentration

$$c(\xi, \eta, \zeta) = c_0(\xi) + (c_s - c_l) \frac{a(x_0)}{x_0} g(\xi, \eta, \zeta)$$

The function $g(\xi, \eta, \zeta)$ is a solution of

$$g_{\xi\xi} + g_{\eta\eta} + g_{\zeta\zeta} + 2(\xi g_\xi + \eta g_\eta + \zeta g_\zeta) + 2(1 + K)g = 0$$

and must satisfy the two conditions

$$g|_{\xi=\lambda} = 2\lambda^2 \cdot h(\eta, \zeta)$$

$$\frac{\partial g}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\lambda} = 2\lambda \{ (2\lambda^2 - K)h - \eta h_\eta - \zeta h_\zeta \},$$

where we have set

$$\frac{x_0}{a(x_0)} \cdot \frac{da(x_0)}{dx_0} = -K, \quad \text{i.e. } a(x_0) \propto x_0^{-K}$$

Let us choose a particular perturbation defined by

$$h(\eta, \zeta) = \chi_m(\eta) \cdot \chi_n(\zeta) \quad \text{for } m, n \in \mathbb{N}$$

with

$$\chi_j(x) = \frac{d^j}{d \times j} e^{-x^2}$$

Using the following development for g

$$g(\xi, \eta, \zeta) = \sum_{k, l=0}^{\infty} u_{kl}(\xi) \chi_k(\eta) \chi_l(\zeta),$$

we find that

$$K = m + n + 3.$$

Since m and n are positive integers, $a(x_0)$ vanishes exponentially with increasing time. Thus we can say that for such a perturbation, the planar solution is stable.

REFERENCES

- [1] Unpublished lectures; see H. WEBER: *Die Partiellen Differential-Gleichungen der Mathematischen Physik*, Vol. 2, Vieweg, Braunschweig (1901).
 [2] J. STEFAN, *Ann. Phys. Chem. (n.F.)* 42, 269 (1891).

ANGEWANDTE PHYSIK UND ANDERE DOMÄNEN

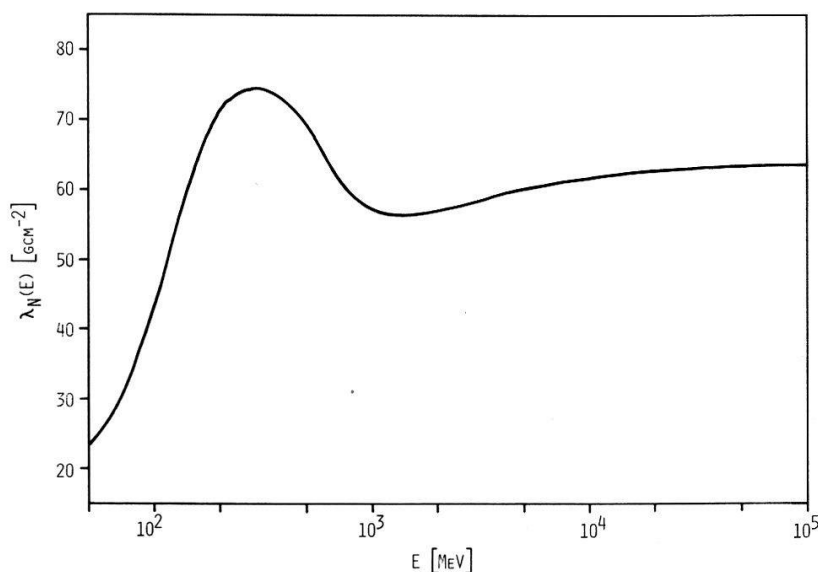
Monte-Carlo-Simulation der Nukleonenspektren der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre

E. FLÜCKIGER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Abstract. Mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms wurden die Nukleonenkaskade der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre simuliert und die sekundären Protonen- und Neutronenspektren im Energiebereich $50 \text{ MeV} \leq E \leq 100 \text{ GeV}$ bestimmt. Im Gegensatz zu früheren Berechnungen wurde dabei der Energieabhängigkeit der mittleren freien Weglänge hochenergetischer Nukleonen in Luft Rechnung getragen und die mittlere Stosslänge geladener π -Mesonen zu $\lambda_{\pi^\pm} = 75 \text{ gcm}^{-2}$ angesetzt. Die Resultate stimmen mit vergleichbaren experimentellen und theoretischen Daten für Meeres- und Bergeshöhe gut überein und bekräftigen, dass die nun vorliegende Programmversion die wirklichen Verhältnisse gut wiedergibt.

Im Zusammenhang mit Untersuchungen der Korrelation zwischen der primären kosmischen Strahlung und den Registrierungen von Neutronenmonitoren wurden neue Simulationsrechnungen der Nukleonenkaskade in der Atmosphäre durchgeführt. Dazu wurde ein Computerprogramm benutzt, welches nach der Monte-Carlo-Methode den Aufbau der kosmischen Sekundärstrahlung in zwei verschiedenen Teilprogrammen dreidimensional entwickelt [1, 2]. Im ersten Unterprogramm werden die primären und sekundären nuklearaktiven Teilchen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre verfolgt und die Positionen der einzelnen Kernreaktionen bestimmt. Für die vorliegenden Berechnungen wurden nun die dazu erforderlichen mittleren freien Weglängen in Luft neu festgelegt. Einerseits wurde die mittlere Stosslänge hochenergetischer Nukleonen, λ_N , energieabhängig angesetzt. Dabei wurde in der Folge für $\lambda_N(E)$ die in Figur 1 aufgetragene Energieabhängigkeit verwendet, welche aus den von Barashenkov et al. [3] zusammengestellten totalen Nukleon-Nukleus-Wirkungsquerschnitten für N^{14} abgeleitet worden ist. Andererseits wurde für geladene



Figur 1

Energieabhängigkeit der mittleren freien Weglänge hochenergetischer Nukleonen in der Atmosphäre.

π -Mesonen energieunabhängig $\lambda_{\pi^\pm} = 75 \text{ g cm}^{-2}$ angenommen. Das zweite Teilprogramm, welches die einzelnen Kernwechselwirkungen simuliert und die intranuklearen Kaskaden festlegt, wurde gegenüber früheren Simulationsrechnungen [4] nicht verändert.

Die sekundären Nukleonenspektren werden durch die Grösse $\bar{N}_{kij}(h, R_0, \vartheta_0)$ charakterisiert, d.h. durch die Anzahl Sekundärpartikel des Typs k im Energieintervall $E_i \pm \Delta E_i$ und im Zenitwinkelintervall $\vartheta_j \pm \Delta \vartheta_j$, die von einem mit der Steifigkeit R_0 und dem Zenitwinkel ϑ_0 in die Atmosphäre eindringenden primären Proton in der Tiefe h im Mittel erzeugt wird. Mit den neuen Simulationsrechnungen wurde nun \bar{N}_{kij} für folgende Parameterwerte bestimmt:

$$R_0 = 2.2, 3.15, 4.37, 5.74, 7.73, 10.5, 14.9, 20, 25, 30, 50, 70, 100 \text{ GV}$$

$$\vartheta_0 = 0^\circ, 24^\circ, 48^\circ$$

$$h = 40, 100, 160, 350, 650, 850, 1033 \text{ g cm}^{-2}$$

$$50 \text{ MeV} \leq E_i \leq 100 \text{ GeV}$$

$$0^\circ \leq \vartheta_j \leq 90^\circ$$

Die Resultate wurden vorerst für mittlere Sonnenaktivität und eine geomagnetische Grenzsteifigkeit von $\bar{R}_{CV} = 2.2 \text{ GV}$ nach

$$\Phi_k(E_i, \vartheta_j, h) = \frac{2\pi}{\cos \vartheta_j} \int_0^{\pi/2} \int_{\bar{R}_{CV}}^{\infty} \bar{N}_{kij}(h, R_0, \vartheta_0) \cdot \Psi_p(R_0) \cdot \cos \vartheta_0 \sin \vartheta_0 dR_0 d\vartheta_0 \quad (1)$$

aufintegriert. Dabei bedeuten

- $\Phi_{n,p}$ das differentielle sekundäre Neutronen-, resp. Protonenspektrum,
- Ψ_p das differentielle primäre Protonenspektrum und
- \bar{R}_{CV} die effektive geomagnetische Grenzsteifigkeit für Zenitrichtung.

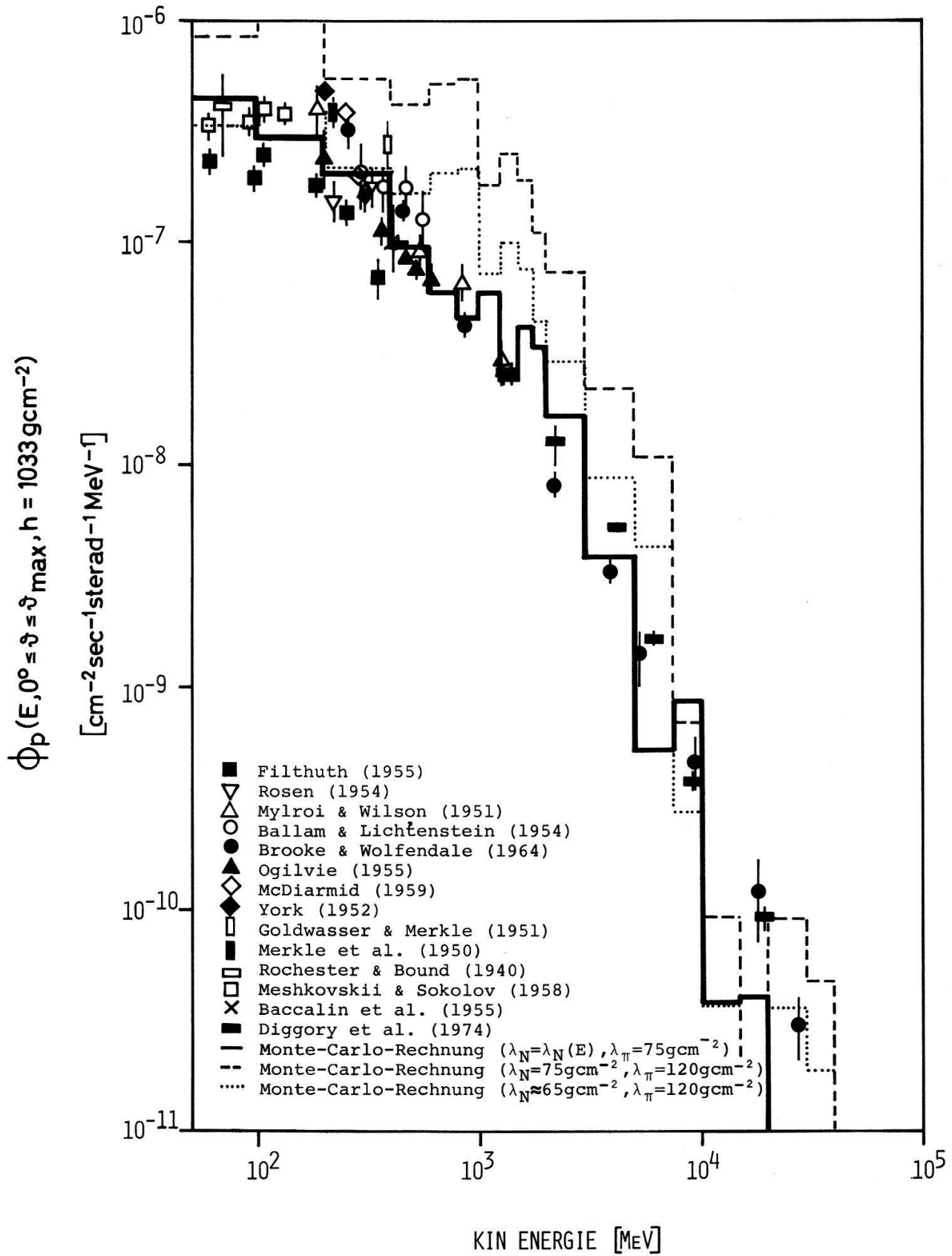
Anschliessend wurde nach dem Verfahren von Webber und Quenby [5,6] der zusätzliche Einfluss der primären α -Komponente mitberücksichtigt.

Im folgenden werden nun die Berechnungsergebnisse für die sekundären zenitalen Protonenspektren, $\Phi_p(E, 0^\circ \leq \vartheta \leq \vartheta_{\max} = 30^\circ, h)$ in den beiden atmosphärischen Tiefen $h = 1033 \text{ g cm}^{-2}$ und $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$ experimentellen Daten und den Resultaten früherer Simulationsrechnungen mit $\lambda_N = \text{const}$ und $\lambda_{\pi^\pm} = 120 \text{ g cm}^{-2}$ [4] gegenübergestellt.

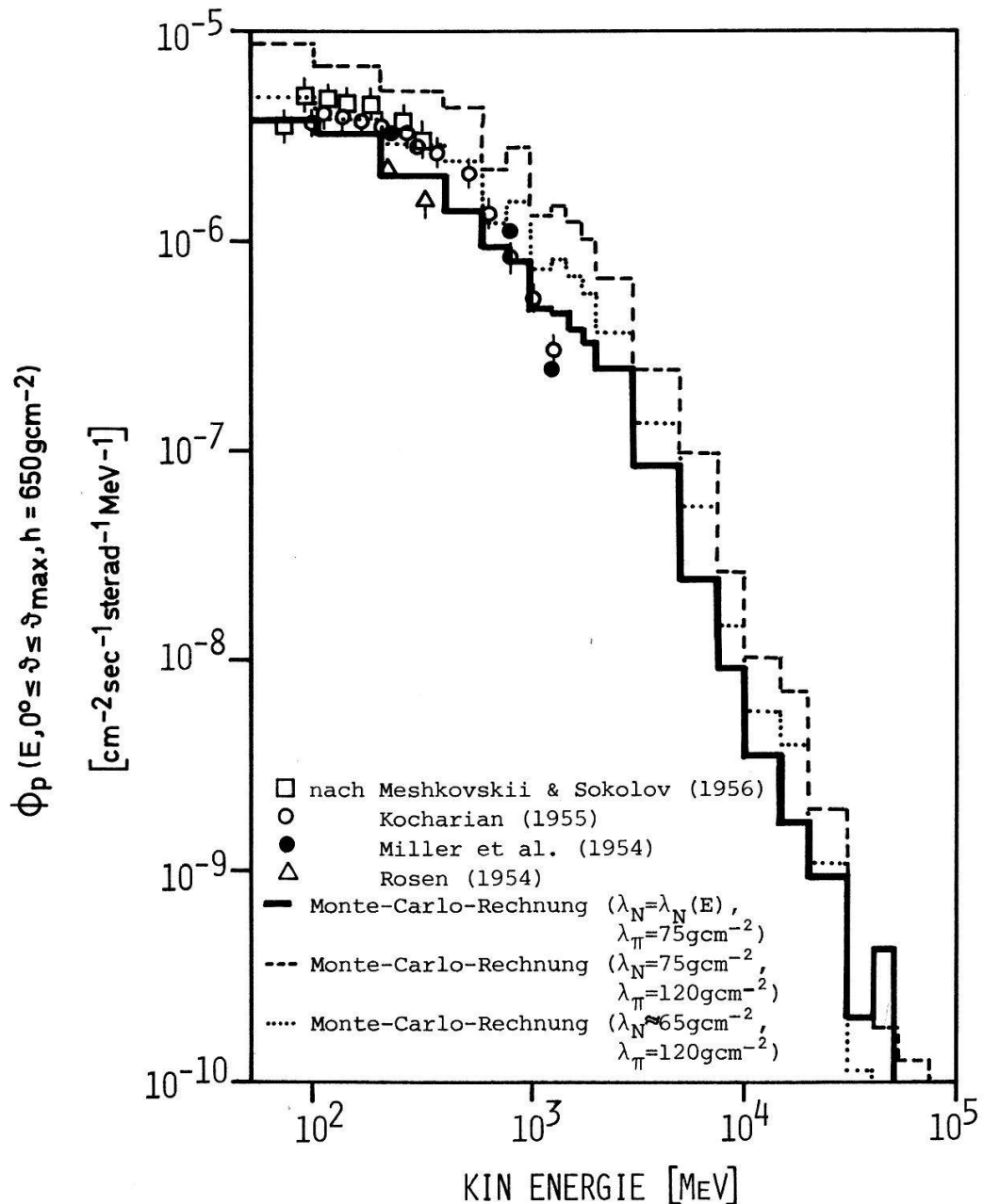
Auf Meereshöhe haben zahlreiche Autoren das differentielle Protonenspektrum gemessen [7–21]. Eine Zusammenstellung der Ergebnisse ist in Figur 2 enthalten. Der Vergleich mit den neuen theoretisch bestimmten Daten ergibt eine sehr gute Uebereinstimmung.

Für Bergeshöhe liegen ebenfalls Messresultate von Protonenspektren vor [22–25], doch mussten diese zum Teil erst auf die atmosphärische Tiefe $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$ umgerechnet werden. Wie aus Figur 3 hervorgeht, liefert auch hier die Gegenüberstellung mit unseren neusten Berechnungsergebnissen trotz der unterschiedlichen Oeffnungswinkel ϑ_{\max} der einzelnen Experimente eine gute Uebereinstimmung.

Aus den Protonenspektren ergibt sich somit, dass die Einführung einer energieabhängigen mittleren freien Weglänge für hochenergetische Nukleonen in Luft und die Anpassung der mittleren Stosslänge für geladene π -Mesonen eine wesentliche Verbesserung der Simulationsergebnisse bedeutet, und dass die wirklichen Verhältnisse durch das verwendete Monte-Carlo-Programm gut wiedergegeben werden. Demzufolge kommt nun auch den berechneten Energiespektren der Neutronen-

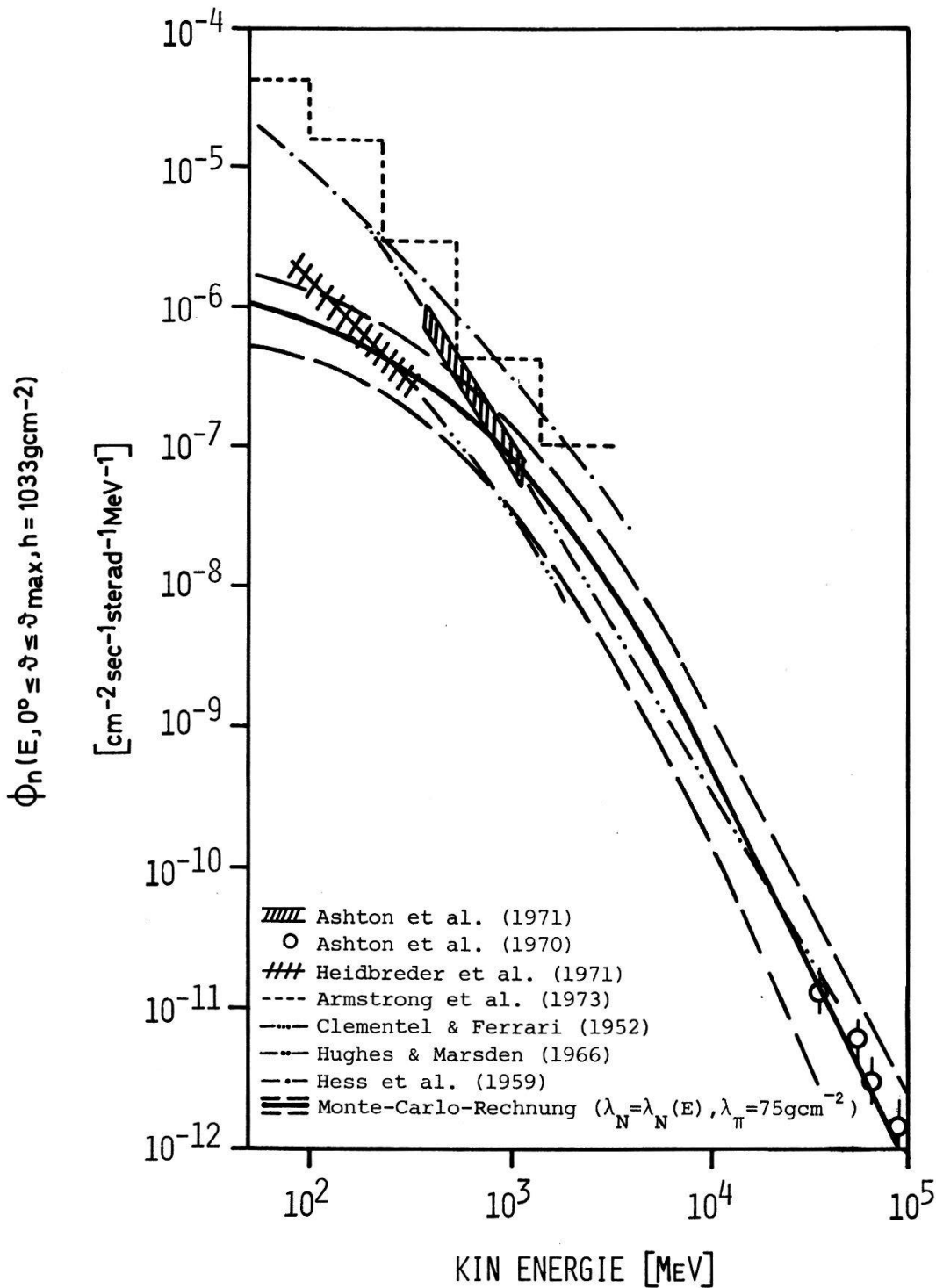


Figur 2
 Differentielles zenitales Protonenspektrum auf Meereshöhe.



Figur 3
 Differentielles zenitales Protonenspektrum in $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$.

komponente besondere Bedeutung zu. Bekanntlich erfordert eine experimentelle Bestimmung von Neutronenspektren einen grossen Aufwand und die Zahl der Experimente ist entsprechend gering. In Figur 4 sind die uns bekannten Messresultate für Meereshöhe zusammengestellt. Hess et al. [26] haben 1959 mit verschiedenen Techniken, so unter anderem unter Verwendung einer Bi-Spaltungskammer und mit Kernemulsionen, die Neutronenspektren unterhalb 1 GeV gemessen. Später haben Hughes und Marsden [27] das Energiespektrum der sekundären Neutronen aus Neutronenmonitorregistrierungen indirekt abgeschätzt. Neuere Messergebnisse liegen von Ashton et al. [28–30] vor, welche das differentielle Neutronenspektrum im Energiebereich $400 \text{ MeV} \leq E \leq 1.2 \text{ GeV}$ aus der Ladungsaustauschreaktion $n + p \rightarrow p + n$ und oberhalb 20 GeV aus Schaueruntersuchungen abgeleitet haben. Schliesslich wurden für den Energiebereich $80 \text{ MeV} \leq E \leq 300 \text{ MeV}$



Figur 4

Differentielles zenitales Neutronenspektrum auf Meereshöhe.

von Heidbreder et al. [31] Daten veröffentlicht, die nach der Methode der elastischen Zweifachstreuung von Neutronen an Protonen bestimmt worden sind. Zusätzlich zu den Messergebnissen sind in Figur 4 ebenfalls das von Clementel und Ferrari [32] theoretisch abgeleitete Neutronenspektrum sowie Monte-Carlo-Resultate von Armstrong et al. [33] eingetragen. Zum Vergleich werden nun unsere geglätteten Neutronenspektren verwendet. Die angegebenen Fehler beziehen sich dabei auf die statistischen Fluktuationen der Monte-Carlo-Simulationen. Oberhalb 700 MeV ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Daten von Hughes und Marsden

sowie von Ashton et al. Damit erweist sich das Neutronenspektrum von Hess et al. in diesem Energiebereich erneut als zu hoch. Bei kleineren Energien sind unsere Resultate zum Teil mit den Ergebnissen von Heidebreder et al. verträglich. Das Abflachen unseres theoretisch bestimmten Spektrums gegenüber den Messdaten und den weiteren Berechnungen lässt uns vermuten, dass in diesem Energiebereich die experimentellen Ergebnisse durch die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Erdoberfläche beeinflusst werden.

Zusammenfassend zeigt sich, dass mit dem nun vorliegenden Monte-Carlo-Simulationsprogramm die sekundären Protonen- und Neutronenspektren gut abgeleitet werden können. Es wird nun Gegenstand weiterer Arbeiten sein, die mit den Berechnungen erzielten Resultate über die kosmische Sekundärstrahlung, namentlich über die Neutronenkomponente, weiter auszuwerten.

Verdankungen

In erster Linie danke ich Herrn Prof. H. Debrunner, der mir das in [1, 2] beschriebene Monte-Carlo-Programm zur Verfügung gestellt und die Arbeit mit stetem Interesse verfolgt sowie mit zahlreichen Anregungen gefördert hat. Dann gilt mein Dank Herrn Dr. B. C. Raubenheimer von der Potchefstroom University for C.H.E., der an der Einführung der mittleren freien Weglänge hochenergetischer Nukleonen in Luft mitbeteiligt war. Frau Therese Véron danke ich für die Reinschrift des Manuskripts und die saubere Ausführung der Zeichnungen.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, Kredit NF 2.269.74. Die Simulationsrechnungen wurden auf der Rechenanlage IBM/370-158 der Bernischen Datenverarbeitung AG ausgeführt.

LITERATUR

- [1] H. DEBRUNNER und E. Å. BRUNBERG, *Can. J. Phys.* **46**, 1069 (1968).
- [2] H. DEBRUNNER, Habilitationsarbeit, Universität Bern (1968).
- [3] V. S. BARASHENKOV, K. K. GUDIMA und V. D. TONEEV, *Fortschr. d. Physik* **17**, 683 (1969).
- [4] H. DEBRUNNER und E. FLÜCKIGER, *Helv. Phys. Acta* **47**, 457 (1974).
- [5] W. R. WEBBER, *Handbuch der Physik* **46** (2), 234 (1967).
- [6] W. R. WEBBER und J. J. QUENBY, *Phil. Mag.* **4**, 654 (1959).
- [7] H. FILTHUTH, *Z. Naturforsch.* **10a**, 219 (1955).
- [8] A. Z. ROSEN, *Phys. Rev.* **93**, 211 (1954).
- [9] M. G. MYLROI und J. G. WILSON, *Proc. Phys. Soc.* **A64**, 404 (1951).
- [10] J. BALLAM und P. G. LICHTENSTEIN, *Phys. Rev.* **93**, 851 (1954).
- [11] G. BROOKE und A. W. WOLFENDALE, *Proc. Phys. Soc.* **83**, 843 (1964).
- [12] K. W. OGILVIE, *Can. J. Phys.* **33**, 746 (1955).
- [13] I. B. MCDIARMID, *Can. J. Phys.* **37**, 79 (1959).
- [14] C. M. YORK, *Phys. Rev.* **85**, 998 (1952).
- [15] E. L. GOLDWASSER und T. C. MERKLE, *Phys. Rev.* **83**, 43 (1951).
- [16] T. C. MERKLE, E. L. GOLDWASSER und R. B. BRODE, *Phys. Rev.* **79**, 926 (1950).
- [17] G. D. ROCHESTER und M. BOUND, *Nature* **146**, 745 (1940).
- [18] A. G. MESHKOVSKII und L. I. SOKOLOV, *Soviet Physics JETP* **6**, 424 (1958).
- [19] C. BACCALIN, P. BASSI und C. MANDUCHI, *Nuovo Cim.* **1**, 657 (1955).
- [20] I. S. DIGGORY, J. R. HOOK, I. A. JENKINS und K. E. TURVER, *J. Phys.* **A7**, 741 (1974).
- [21] A. W. WOLFENDALE, *Cosmic rays at ground level* (The Institute of Physics, London and Bristol, 1973).
- [22] A. G. MESHKOVSKII und L. I. SOKOLOV, *Soviet Physics JETP* **4**, 629 (1956).
- [23] N. M. KOCHARIAN, *Soviet Physics JETP* **1**, 128 (1955).
- [24] C. E. MILLER, J. E. HENDERSON, G. R. GARRISON, D. S. POTTER, W. M. SANDSTROM und J. TODD, *Phys. Rev.* **94**, 167 (1954).

- [25] A. Z. ROSEN, Phys. Rev. 93, 211 (1954).
 [26] W. N. HESS, H. W. PATTERSON und R. WALLACE, Phys. Rev. 116 (2), 445 (1959).
 [27] E. B. HUGHES und P. L. MARSDEN, J. Geophys. Res. 71, 1435 (1966).
 [28] F. ASHTON, H. J. EDWARDS und G. N. KELLY, J. Phys. A4, 352 (1971).
 [29] F. ASHTON, N. I. SMITH, J. KING und E. A. MAMIDZHANIAN, Acta Phys. Hung. 29, suppl. 3, 25 (1970).
 [30] F. ASHTON und R. B. COATS, Proc. Phys. Soc., Serie 2, 1, 169 (1968).
 [31] E. HEIDBREDER, K. PINKAU, C. REPPIN und V. SCHÖNFELDER, J. Geophys. Res. 76, 2905 (1971).
 [32] E. CLEMENTEL und F. FERRARI, Nuovo Cim. 9, 572 (1952).
 [33] T. W. ARMSTRONG, K. C. CHANDLER und J. BARISH, J. Geophys. Res. 78, 2715 (1973).

Die Variation der geomagnetischen Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung vom 1.4.1973 über Europa

H. DEBRUNNER und E. FLÜCKIGER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Abstract. Auf Grund der Registrierungen der Neutronenmonitorstationen Oulu, Leeds, Kiel, Utrecht, Dourbes, Zugspitze, Jungfrauoch, Pic-du-Midi, Rom und Athen wird für die zweite Tageshälfte des 1.4.1973 ein Abfall der geomagnetischen Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung über Europa nachgewiesen. Für die Messstationen mittlerer geographischer Breite, $38.0^\circ \leq \lambda_{\text{geogr.}} \leq 47.5^\circ$, betragen die maximalen Schwankungen der effektiven Grenzsteifigkeiten $0.3 \text{ GV} \leq |\Delta R_c| \leq 0.8 \text{ GV}$, wobei der relative Fehler dieser Ergebnisse $\sim 40\%$ beträgt.

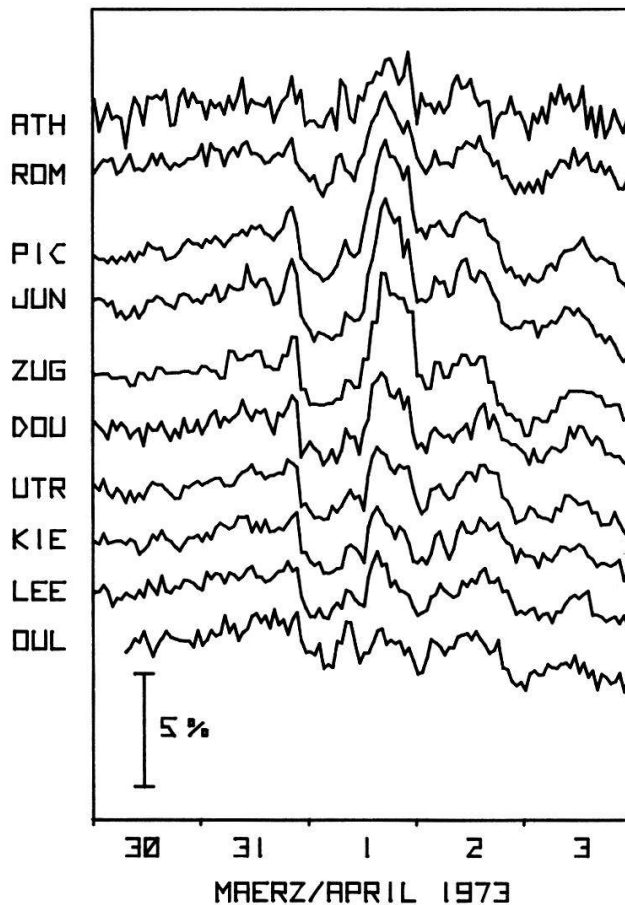
1. Einleitung

Verschiedene Autoren, wie beispielsweise Yoshida und Wada [1], Dorman [2,3] und Luzov et al. [4], haben darauf hingewiesen, dass sich Störungen im Erdmagnetfeld auch auf die geomagnetischen Effekte der kosmischen Strahlung auswirken und u.a. Schwankungen der geomagnetischen Grenzsteifigkeiten erzeugen. Vielfach wird aber das Ausmass dieser Variationen im Bereich mittlerer geomagnetischer Breiten unterschätzt. Dabei wurde in verschiedenen Arbeiten gezeigt [5–17], dass sich die effektive geomagnetische Grenzsteifigkeit in mittleren Breiten um bis etwa 1 GV verringern kann. Auch wurde in einer quantitativen Analyse [18] für die Station Jungfrauoch in den späten Nachmittagsstunden des 15.9.1974 eine Schwankung der effektiven Grenzsteifigkeit von $-(1.0 \pm 0.3) \text{ GV}$ festgehalten. Im folgenden wird nun ein Abfall der effektiven Grenzsteifigkeit der europäischen Neutronenmonitorstationen mittlerer Breite von ähnlichem Ausmass für den 1.4.1973 nachgewiesen. Es wird also bekräftigt, dass Störungen der Magnetosphäre für Bergstationen mit einer Grenzsteifigkeit von 4–5 GV Schwankungen der Neutronenmonitorintensität von $\sim 5\%$ verursachen können. Gleichzeitig wird ein Teil des Datenmaterials für eine weltweite Untersuchung derartiger magnetischer Störungen bereitgestellt.

2. Analyse und Resultate

In der vorliegenden Analyse wird die Zeitperiode vom 30.3.–3.4.1973 untersucht. In Figur 1 sind die entsprechenden Registrierungen der europäischen Neutronenmonitorstationen aufgezeichnet. Für das Ziel dieser Arbeit ist der Anstieg der kosmischen Strahlungsintensität in der zweiten Tageshälfte des 1.4.1973 von Bedeutung. In Figur 2 ist die Amplitude dieser Schwankung in Abhängigkeit der effektiven geomagnetischen Grenzsteifigkeit der Messstation dargestellt. Dabei

wurden die relativen Abweichungen der mittleren Zählraten im Intervall von 12.00–20.00 Uhr UT in Bezug auf die mittleren Zählraten in der Referenzperiode vom 4.–8.4.1973 aufgetragen. Die Variation der kosmischen Strahlungsintensität nimmt vorerst mit anwachsender Grenzsteifigkeit zu und erreicht für die drei Bergstationen Zugspitze, Jungfraujoch und Pic-du-Midi ein Maximum von 4–5%. Mit weiter anwachsender Grenzsteifigkeit wird sie dann wieder kleiner.



Figur 1

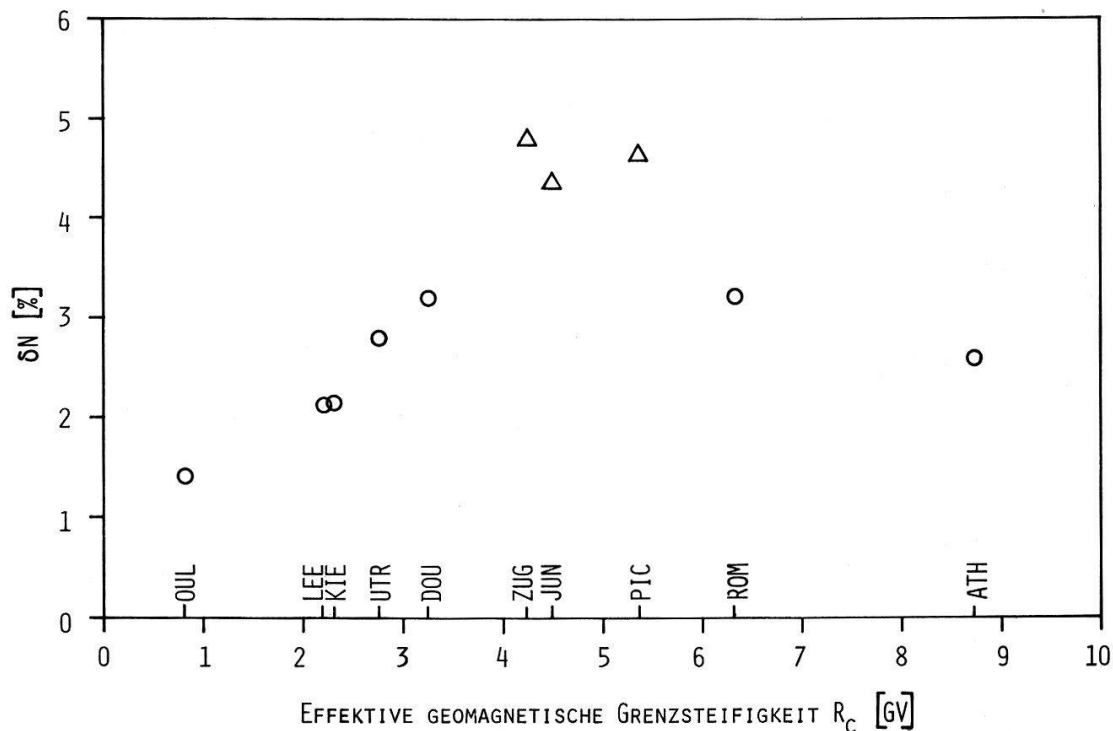
Relative Zählrate der Neutronenmonitorstationen Oulu (OUL), Leeds (LEE), Kiel (KIE), Utrecht (UTR), Dourbes (DOU), Zugspitze (ZUG), Jungfraujoch (JUN), Pic-du-Midi (PIC), Rom (ROM) und Athen (ATH) in Bezug auf den Mittelwert der Referenzperiode 4.–8.4.1973.

Auf Grund dieses Breiteneffekts konnte nun nach unseren heutigen Kenntnissen eine Zunahme der primären kosmischen Strahlungsintensität in der Beobachtungsperiode ausgeschlossen werden. Ein Einfall solarer kosmischer Strahlung hätte beispielsweise einen maximalen Anstieg der Neutronenmonitorzählrate in höheren Breiten zur Folge gehabt. Hingegen liessen sich die Messergebnisse gut mit Schwankungen der geomagnetischen Grenzsteifigkeiten erklären. Dazu wurde die mittlere Gesamtzählrate der Neutronenmonitore in der Referenzperiode vereinfacht durch

$$\bar{N}(h, R_c) = \int_{R_c}^{\infty} \bar{\Psi}(R_0) \cdot \bar{F}(h, R_0) dR_0 \quad (1)$$

beschrieben. Dabei bedeuten

h die atmosphärische Tiefe,
 R_0, R_c die Steifigkeit, resp. die effektive geomagnetische Grenzsteifigkeit,
 $\bar{\Psi}$ das mittlere differentielle Primärspektrum und
 \bar{F} die mittlere Ausbeutefunktion der Neutronenmonitore.



Figur 2

Relative mittlere Zählrate der europäischen Neutronenmonitorstationen vom 1.4.1973, 12.00–20.00 Uhr UT in Bezug auf den Mittelwert der Referenzperiode 4.–8.4.1973. O Station auf Meereshöhe; Δ Station in Bergeshöhe.

Für die Beobachtungsperiode wurde dann das Primärspektrum durch

$$\Psi(R_0, t) = \{1 + \eta(t) \cdot R_0^{-\gamma(t)}\} \cdot \bar{\Psi}(R_0) \quad (2)$$

dargestellt. Weiter wurde für den möglicherweise zeitabhängigen Cutoff-Wert

$$R_c(t) = R_c + \Delta R_c(t) \quad (3)$$

gesetzt, so dass mit den nach Dorman [19] bezeichneten normierten Kopplungsfunktionen

$$W(h, R_0, R_c) = \frac{\bar{\Psi}(R_0) \cdot \bar{F}(h, R_0)}{\bar{N}(h, R_c)} \quad (4)$$

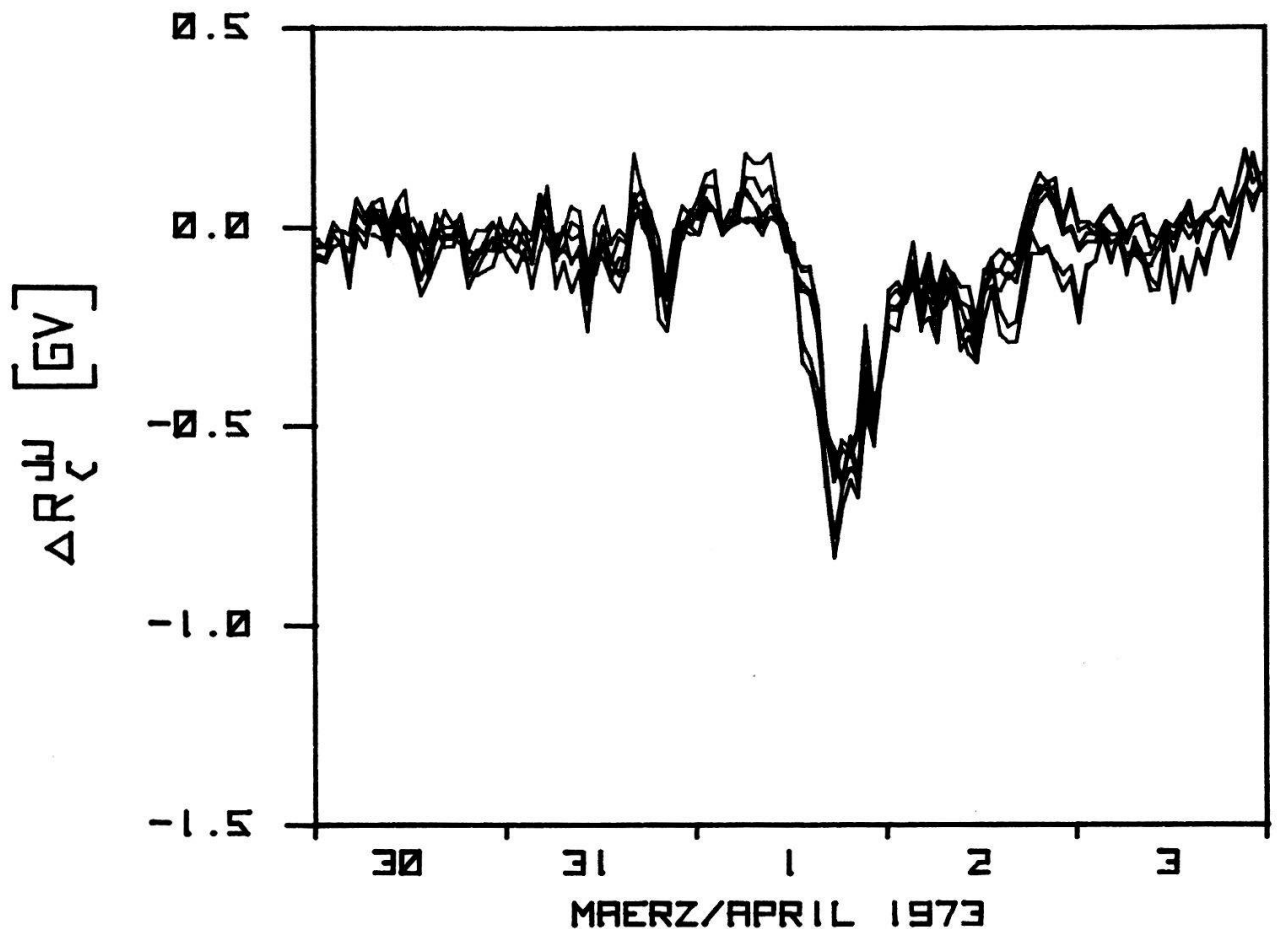
für die relativen Zählraten in der Beobachtungsperiode

$$\begin{aligned} \delta N(h, R_c, t) = & \int_{R_c + \Delta R_c(t)}^{R_c} \{1 + \eta(t) \cdot R_0^{-\gamma(t)}\} \cdot W(h, R_0, R_c) dR_0 \\ & + \int_{R_c}^{\infty} \eta(t) \cdot R_0^{-\gamma(t)} \cdot W(h, R_0, R_c) dR_0 \end{aligned} \quad (5)$$

folgte.

Das weitere Auswerteverfahren wurde bereits in früheren Arbeiten ausführlich beschrieben [18, 20]. Vorerst sind die Kopplungsfunktionen festgelegt worden, indem die heute zur Verfügung stehenden experimentellen und theoretischen Kopplungsfunktionen gemittelt wurden [21]. Dabei wurde der Sonnenaktivität im Frühjahr 1973 Rechnung getragen. Anschliessend waren die primären Spektralvariationen zu bestimmen. In Ermangelung genauer Angaben über den Exponenten der Modulationsfunktion, $\gamma(t)$, wurde entsprechend experimenteller Ergebnisse [22, 23] einmal $\gamma = 0$ und einmal $\gamma = 1.4$ angenommen. Weiter wurde die Tatsache ausgenutzt, dass Änderungen der Grenzsteifigkeit für Stationen in hohen geomagnetischen Breiten praktisch ohne Einfluss auf die Zählraten sind. Aus den Registrierungen von Oulu, Leeds und Kiel konnten somit sechs verschiedene Amplitudenfunktionen $\eta(t)$ und die entsprechenden Neutronenmonitorzählraten auf Jungfrauoch bei ungestörtem Cutoff-Wert berechnet werden. Die Differenzen dieser Resultate zur gemessenen Zählrate wurden dann auf die in Figur 3 dargestellte Variation der effektiven Grenzsteifigkeit zurückgeführt. Die Streuung der Ergebnisse liefert ein Mass für den Fehler auf Grund der Unsicherheiten im Exponenten der Modulationsfunktion und auf Grund der Monitordaten. Der Einfluss unzulänglicher Kopplungsfunktionen wurde bereits früher untersucht und führt zu einem zusätzlichen Fehler von etwa $\pm 30\%$ [5].

Analog wurden die Registrierungen sämtlicher in Figur 1 aufgeführten Stationen mit einer Grenzsteifigkeit $R_c > 4$ GV analysiert. Dabei ergaben sich fast durchwegs am 1.4.1973 zwischen 17.00–18.00 Uhr UT die grössten Schwankungen der effektiven Cutoff-Werte. Die entsprechenden Amplituden sind in Tabelle I zusammengestellt.



Figur 3
Variation der geomagnetischen Grenzsteifigkeit für die Station Jungfrauoch. (Legende siehe Text.)

Tabelle I
Schwankungen der effektiven geomagnetischen
Grenzsteifigkeiten über Europa am 1.4.1973 zwischen
17.00–18.00 Uhr UT.

Station	R_c [GV] [24]	ΔR_c [GV]
Zugspitze	4.24	$-(0.8 \pm 0.3)$
Jungfraujoch	4.48	$-(0.7 \pm 0.3)$
Pic-du-Midi	5.36	$-(0.6 \pm 0.2)$
Rom	6.31	$-(0.5 \pm 0.2)$
Athen	8.72	$-(0.3 \pm 0.2)$

3. Verdankungen

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Neutronenmonitorregistrierungen wurden uns in verdankenswerter Weise zur Verfügung gestellt von Prof. P. Tanskanen (Oulu), Prof. P. Marsden (Leeds), Dr. O. Binder (Kiel), Dr. J. Skolnik (Utrecht), Dr. J. C. Jodogne (Dourbes), Dr. D. Hovestadt (Zugspitze), Dr. M. G. Milleret (Pic-du-Midi), Dr. G. Villorosi (Rom) und Dr. A. Geranios (Athen). Ein spezieller Dank gilt Herrn Dr. M. Arens vom Naturkundig Laboratorium der Universität von Amsterdam, der an der Entwicklung der Analyseverfahren und bei ersten Untersuchungen mitbeteiligt war. Diese Arbeit wurde durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, Kredit NF 2.269.74, unterstützt.

LITERATUR

- [1] A. YOSHIDA und M. WADA, *Nature* 183, 381 (1959).
- [2] L. I. DORMAN, *Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics* (North-Holland Publishing Company, 1963) S.50 ff.
- [3] L. I. DORMAN, *Cosmic Rays* (North-Holland Publishing Company, 1974) S.452 ff.
- [4] A. A. LUZOV, A. V. SERGEEV und A. L. YANCHUKOVSKY, *Proc. 12th Int. Conf. Cosmic Rays* (Hobart), 3, 930 (1971).
- [5] I. KONDO, K. NAGASHIMA, S. YOSHIDA und M. WADA, *Proc. 6th Int. Conf. Cosmic Rays* (Moskau), 4, 208 (1959).
- [6] J. A. LOCKWOOD, *J. Geophys. Res.* 65, 27 (1960).
- [7] P. S. FREIER, *J. Geophys. Res.* 67, 2617 (1962).
- [8] C. J. HATTON und P. L. MARSDEN, *Phil. Mag.* 7, 1145 (1962).
- [9] W. R. WEBBER, *Can. J. Phys.* 40, 906 (1962).
- [10] J. A. LOCKWOOD und H. RAZDAN, *J. Geophys. Res.* 68, 1581 (1963).
- [11] M. WADA, *Rep. of Ionosphere and Space Research in Japan* 21, 223 (1967).
- [12] C. J. WOLFSON, L. L. NEWKIRK, R. A. NOBLES, G. T. REYNOLDS und M. WALT, *Proc. 10th Int. Conf. Cosmic Rays* (Calgary), S.875 ff (1967).
- [13] S. YOSHIDA, S.-I. AKASOFU und P. C. KENDALL, *J. Geophys. Res.* 73, 3377 (1968).
- [14] C. J. WOLFSON und R. A. NOBLES, *J. Geophys. Res.* 75, 5553 (1970).
- [15] S. LOUIS, Thèse, Université de Paris (1972).
- [16] S. P. AGRAWAL, A. G. ANANTH, M. M. BEMALKHEDKAR, L. V. KARGATHRA, U. R. RAO und H. RAZDAN, *J. Geophys. Res.* 79, 2269 (1974).
- [17] K. Z. ALDAGAROVA, O. A. BOGDANOVA, E. V. KOLOMEETS und V. P. PIVNEVA, *Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays* (München), 4, 1327 (1975).
- [18] E. FLÜCKIGER, H. DEBRUNNER, M. ARENS und O. BINDER, *Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays* (München), 4, 1331 (1975).
- [19] L. I. DORMAN, *Cosmic Ray Variations* (State Publishing House for Technical and Theoretical Literature, Moscow, 1957).

- [20] H. DEBRUNNER, E. FLÜCKIGER, M. ARENS, J. SKOLNIK und O. BINDER, Proc. 13th Int. Conf. Cosmic Rays (Denver), 5, 3134 (1973).
- [21] E. FLÜCKIGER, Paper presented at 4th Eur. Symp. on Cosmic Rays – Modulation Effects, Frascati (1974), Veröffentlichung in Vorbereitung.
- [22] J. A. LOCKWOOD, Space Science Rev. 12, 658 (1971).
- [23] H. Z. ALDAGAROVA, E. V. KOLOMEETS, M. A. MUSABAEV und V. T. PIVNEVA, Proc. 13th Int. Conf. Cosmic Rays (Denver), 2, 1227 (1973).
- [24] M. A. SHEA, D. F. SMART und K. G. MCCracken, AFCRL-65-705, Air Force Cambridge Research Laboratories (1965).

Produktionsquerschnitte geophysikalisch wichtiger Isotope

J. BEER, P. PULFER und M. WAHLEN

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Die Geschichte der Kosmischen Strahlung lässt sich verfolgen, indem in Meteoriten und Mondproben und in der Erdatmosphäre die Aktivitäten der radioaktiven Isotope gemessen werden, welche durch die Bestrahlung erzeugt werden. Wenn die in Frage kommenden Produktionsquerschnitte bekannt sind, kann auf Zusammensetzung, Energiespektrum und mittlere Intensität der Kosmischen Strahlung über Zeiträume geschlossen werden, welche den Lebensdauern der gemessenen Isotope entsprechen.

Für viele dieser Isotope liegen keine Messwerte von Produktionsquerschnitten vor, so dass diese aus der semiempirischen Formel nach Rudstam abgeschätzt werden müssen. Als erste Resultate eines Messprogramms am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN) sind nun die Querschnitte der Reaktionen $^{40}\text{Ar}(p, p3n)$, ^{37}Ar und $^{40}\text{Ar}(p, pn)$, ^{39}Ar für Protonenenergien zwischen 25 und 70 MeV bestimmt worden.

Measurement of the Solar Brightness Temperature between 85 and 250 μm with a Balloonborne Lamellargrating Interferometer

J. RAST and F. KNEUBÜHL

(Solid State Physics Laboratory ETH, Zurich)

E. A. MÜLLER

(Observatoire de Genève)

A measurement of the solar brightness temperature in the far infrared gives information on the radial temperature distribution in the transition region between the photosphere and the chromosphere.

The HSRA Model [1] predicts a temperature minimum in the far infrared. In order to avoid the absorption by the earth's atmosphere it is necessary to use stratospheric balloons.

A new lamellar grating interferometer was developed at the ETH Zurich. His interference modulator (Fig. 1) performs well, e.g., the signal modulation is better than 95% for wavelengths down to 30 μm .

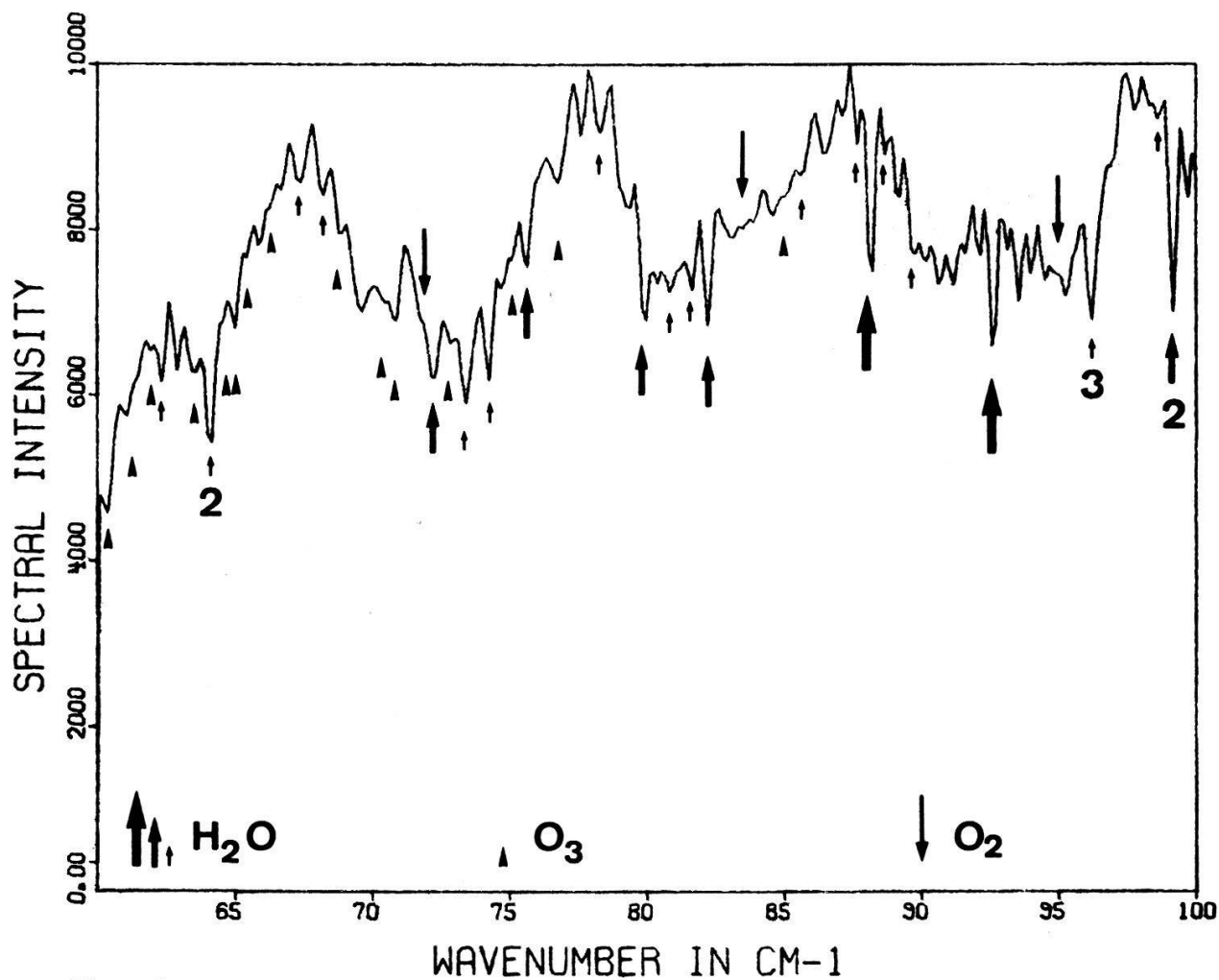
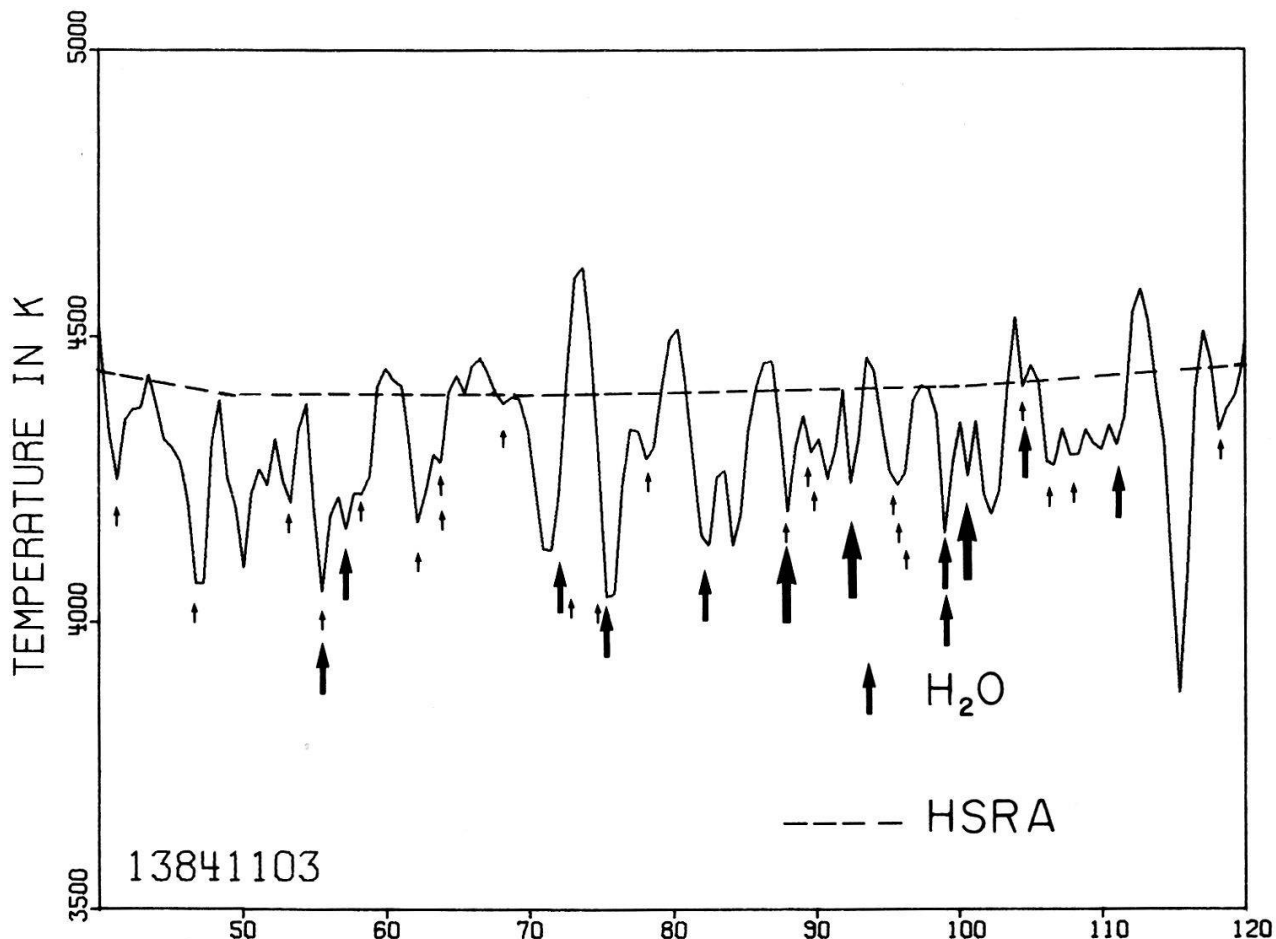


Figure 2
Solar spectrum. Spectral resolution: 0.4 cm⁻¹. Solar elevation: 47°.



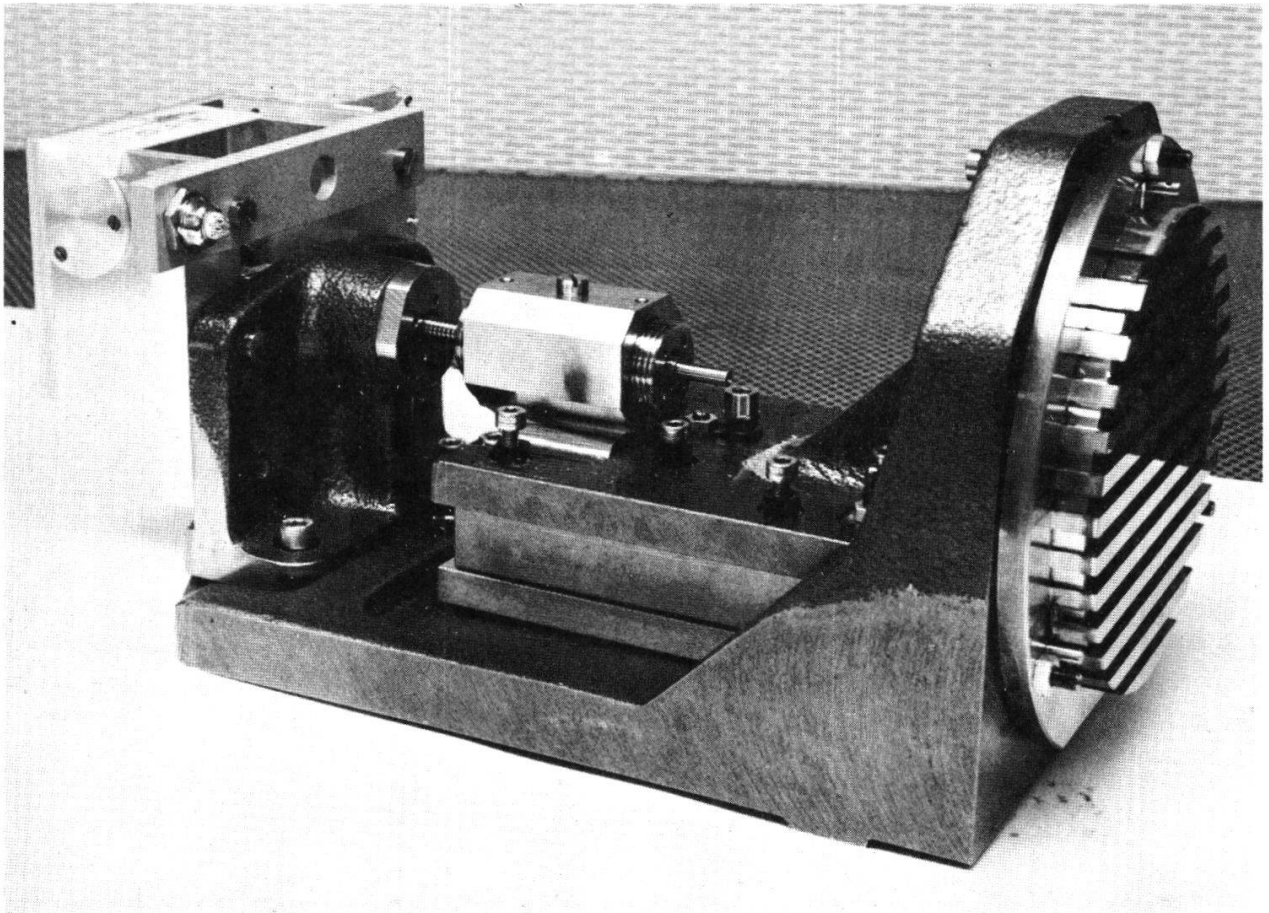


Figure 1
Lamellar Grating.

This instrument was flown the first time on 19th September 1975 in Aire/Adour (France) in the Gondola of the Geneva Observatory. Seven solar interferograms were measured at an altitude of 34.5 km (6 mb) during five hours. Four of them produced spectra with a spectral resolution better than 0.5 cm^{-1} . This resolution allows the detection of a number of stratospheric molecular absorption lines (Fig. 2).

Figure 3 shows the measured solar brightness temperature. The spectral resolution is 1.1 cm^{-1} . The absolute temperature scala is not definitive due to some calibration problems. The temperature scala presented is adapted to the absolute calibration on the occasion of a previous flight [2]. The observed brightness temperature is nearly independent of the wavenumber corresponding to the temperature minimum predicted by various models including HSRA.

This work was supported by the Schweizerische Nationalfonds.

REFERENCES

- [1] O. GINGERICH et al., *Solar Physics* 18, 347 (1971).
- [2] P. STETTLER et al., *Solar Physics* 40, 337 (1974).

Ergebnisse des Skylab 'Magnetospheric Particle Composition Experiment'

W. STETTLER und J. GEISS

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

DON L. LIND

(Astronaut Office, Johnson Space Center, NASA, Houston)

In einem Folien-Einfangexperiment wurden Energien und Isotopenverhältnisse von Edelgasen und Atomen in 430 km Höhe untersucht. Dabei konnte im Energiebereich 30–60 keV solares He-3 und He-4, das in die Magnetosphäre eingedrungen ist, identifiziert werden. Ausserdem wurde erstmalig die theoretisch erwartete starke Isotopenfraktionierung bei den Elementen Neon und Argon in der oberen Atmosphäre beobachtet.

Forschung unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

Einfallsrichtung des Sonnenwindes während der Apollo-SWC-Experimente

CH. FILLEUX, F. BÜHLER, H. CERUTTI, P. EBERHARDT und J. GEISS

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Während der ersten fünf Apollo-Mondmissionen wurden Metallfolien dem auftreffenden Sonnenwind ausgesetzt. Nach der Rückkehr sind die Häufigkeiten der eingefangenen Edelgasisotope massenspektrometrisch bestimmt worden.

Mittels der Analyse des obersten Folienabschnittes, der während der Exposition rund um den Aufrollmechanismus gewickelt war, konnten wir die mittleren Einfallsrichtungen von He³, He⁴ und Ne²⁰ auf die Mondoberfläche bestimmen. An der Apollo-16-Landestelle sind aus unseren Messungen für die einzelnen Isotope Richtungsunterschiede von 3° festgestellt worden. Diese sind vermutlich auf Separation durch Ablenkung in lokalen Magnetfeldern zurückzuführen.

Wir haben Berechnungen angestellt, die zeigen, dass Ionen aus der Mondatmosphäre im magnetischen Feld des vorbeiströmenden Sonnenwindes beschleunigt und in der aufgestellten Folie zurückgehalten werden können. Ihr Anteil soll mit demjenigen des Sonnenwindes verglichen werden.

Forschung unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

Junge und alte Gesteine im Descartes-Gebiet des Mondes

P. MAURER, P. EBERHARDT, J. GEISS, N. GRÖGLER und A. STETTLER

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

A. PECKETT und G. M. BROWN

(Department of Geological Sciences, University of Durham)

U. KRÄHENBÜHL

(Institut für anorganische Chemie, Universität Bern)

An einer grossen Zahl von 2–4 mm Gesteinsstücken aus dem Apollo-16-Gebiet wurden das Ar^{39} -Alter bestimmt, mittels Neutronenaktivierung Gehalte an Fe, Ti, Tb, Ce, Eu und La gemessen und petrographische Studien durchgeführt. Es ergaben sich Alter von 1 bis 4,2 Milliarden Jahren. Deren Bedeutung wird im Zusammenhang mit den chemisch-petrographischen Befunden diskutiert.

Forschung unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung und den British National Environment Research Council.

Zur Ursache und Verhinderung von 'Ghostpeaks' in Massenspektrometern

A. GHIEMMETTI und H. P. WALKER

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Bei Massenspektrometern sind neben der Ionenstreuung am Restgas auch Reflexionen an den Wänden und Quasireflexionen an Randfeldern bekannt, die zu erhöhtem Untergrund, zu Peakverformungen und zu sogenannten 'Ghostpeaks' führen können. Beim Ionen-Massenspektrometer für den geostationären Satelliten GEOS sind die letztgenannten Effekte besonders gross, da bei minimaler äusserer Abmessung ein möglichst hoher geometrischer Faktor benötigt wird. Die Reflexionen an verschiedenen Oberflächen und die Streuung an elektromagnetischen Randfeldern sind untersucht worden, und es wird gezeigt, wie durch geeignete Oberflächen und spezielle Blenden im Austrittsspalt das Verhältnis von 'Ghostpeak' zu erzeugendem Peak um mehr als 3 Grössenordnungen vermindert werden kann.

Forschung unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

Fortschritte in der Low Level Counting Technik dank unserem neuen Tieflabor

H. H. LOOSLI, H. OESCHGER und A. NEFTEL

(Physikalisches Institut Universität Bern)

Im neuen Tieflabor des Physikalischen Instituts ist der μ -Fluss 11 Mal geringer als im früheren Labor und der n -Fluss ist mindestens 8 Mal kleiner. Da ferner für die

Komponenten des Beton speziell radioaktivarmes Material gewählt wurde, konnten für unsere Proportionalzähler Nulleffektsreduktionen bis zu einem Faktor 4 erreicht werden. Die Bedeutung dieser Verbesserung für unsere zukünftigen Messungen und die Aufspaltung des restlichen Nulleffekts in Komponenten werden im Vortrag diskutiert.

Verwendung eines Wellenlängen-modulierten Farbstofflasers zur Reduktion des Fluoreszenzuntergrundes in Ramanspektren

J. FÜNFSCHILLING

(Institut für Physik der Universität Basel, Basel)

Die Wellenlängenmodulation eines cw-Farbstofflasers mittels eines vibrierenden Etalons ermöglicht es Ramanlinien aus einem grossen Fluoreszenzuntergrund hervorzuheben. Die Verbesserung gegenüber der konventionellen Methode ist etwa ein Faktor 10.

Im Vortrag werden anhand einiger Beispiele die Vorzüge des Verfahrens diskutiert. Grundsätzlich eignet sich diese Methode ganz allgemein zur Herabsetzung eines Fluoreszenzuntergrundes sofern die Differenz zwischen Anregungs- und Emissionslinie konstant ist.

Spatial Coherence of Planar Sources Specified from the Radiant Intensity

G. ANTES, H. P. BALTES and B. STEINLE

(Zentrale Forschung und Entwicklung, LGZ Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug, Switzerland)

In this paper we investigate an aspect of the physical optics far-field inverse scattering (POFFIS) problem, i.e., the problem of reconstructing a source or a scattering object from remotely sensed field data. We consider the calculation of the spectral spatial first-order coherence function of a quasi-monochromatic planar source from the angular distribution of the far-field intensity. The spectral spatial coherence function W is defined as the time Fourier transform of the well known [1] mutual coherence function Γ ,

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega t} \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t), \quad (1)$$

with $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ denoting positions in the source plane.

Our assumptions are as follows:

- (i) The source area as well as the typical area over which $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$ shows appreciable variations, are large compared to the square of the wavelength $\lambda = 2\pi c/\omega$. This is the usual restriction imposed by physical optics.
- (ii) The distance of the observer from the source plane is large compared to the source diameter (far-field condition).
- (iii) The source is statistically homogeneous, i.e., W depends only on the difference $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$. This condition is indispensable when only the far-field *intensity* is known.

(iv) Furthermore, we assume statistical isotropy, i.e., W depends only on $r = |\mathbf{r}|$. This assumption is made in order to simplify the calculations.

(v) The source area is large compared with the coherence area, i.e., the effective r -domain over which W differs appreciably from zero. The implications of this restriction are studied in the accompanying paper [2].

Using, e.g., the Helmholtz equations describing the propagation of the mutual coherence function [1], the inversion formula

$$W^{LF}(r, \omega) \propto \int_0^{\pi/2} d\theta \frac{\sin \theta}{\cos \theta} J_0(kr \sin \theta) I(\theta, \omega) \quad (2)$$

is easily obtained [3]. Here, $I(\theta, \omega)$ denotes the spectral intensity appearing under the angle θ with respect to the normal on the source plane, J_0 is the Bessel function of order zero, and $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$. Often W^{LF} is studied in terms of its spatial Fourier transform $F^{LF}(f, \omega)$ with f denoting the spatial frequency, $f = k \sin \theta$. The integration in (2) is extended over real angles $0 \leq \theta \leq \pi/2$, i.e., only the spatial frequencies $0 \leq f \leq k$ are taken into account. Thus the contribution due to the evanescent waves ($\theta = \pi/2, \dots, \pi/2 - i\infty$ or $f > k$) is neglected and only the low-frequency part W^{LF} of W is obtained. The role of the spatial frequencies above k is investigated in Ref. [2].

Any rotationally invariant radiant intensity $I(\theta)$ can be written as $I(\theta) = \sum_n c_n I_n(\theta)$ with $I_n(\theta) = \cos^n \theta$. Because of its linearity, the inversion (2) can be applied to each single component $I_n(\theta)$. This leads to

$$W_n^{LF}(r, \omega) \propto \binom{n}{2} \frac{J_{n/2}(kr)}{(kr/2)^{n/2}} \quad (3)$$

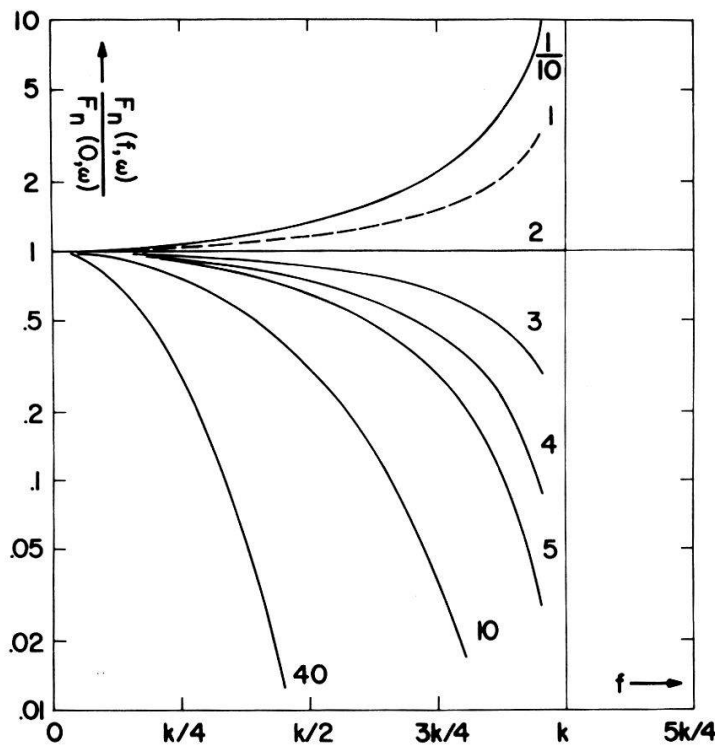


Figure 1
The normalized spatial frequency spectrum corresponding to formula (4) is shown for $n = \frac{1}{10}, 1, 2, 3, 4, 5, 10, 40$.

where $J_{n/2}$ denotes the Bessel function of order $n/2$. The corresponding spatial frequency spectrum reads

$$F_n^{LF}(f, \omega) \propto \begin{cases} [1 - (f/k)^2]^{n/2-1}, & 0 \leq f \leq k \\ 0, & f > k. \end{cases} \quad (4)$$

Table I

n	$I(\theta)$	$W_n^{LF}(r, \omega)$	$F_n^{LF}(f, \omega)$
0	const (spherical wave)	$J_0(kr)$	$\cos^{-2} \theta$
1	$\cos \theta$ (Lambertian)	$\sin(kr)/kr$ (blackbody)	$\cos^{-1} \theta$
2	$\cos^2 \theta$	$J_1(kr)/kr$	const
∞	$\delta^{(2)}(\theta)$	const (fully coherent)	$\delta^{(2)}(f)$ (plane wave)

A few examples are shown in Figure 1. Some important special cases are compiled in Table I. From inspection of (3) we observe that the degree of spatial coherence increases with increasing n , i.e., increasing directionality of the source. Appropriate definitions of the spectral coherence area are discussed elsewhere [4]. The above results are applied to quasi-twodimensional scatterers by using Schell's theorem [5].

REFERENCES

- [1] J. R. KLAUDER, E.C.G. SUDARSHAN, *Fundamentals of Quantum Optics* (W. A. Benjamin, New York, 1968).
- [2] B. STEINLE and H. P. BALTES, *Helv. Phys. Acta*, this issue.
- [3] E. WOLF and W. H. CARTER, *Opt. Comms.* 13 (1975) 205, *J. Opt. Soc. Am.* 65 (1975) 1067.
- [4] H. P. BALTES, B. STEINLE and G. ANTES, to be published in *Opt. Comms.*
- [5] A. C. SCHELL, Ph.D. Thesis, M.I.T. 1961.

Elektrodenkonfiguration und Wägeempfindlichkeit bei planen und plankonvexen AT-Schwingquarzen

HANS K. PULKER

(Grundlagenentwicklung, BALZERS AG, FL-9496 Balzers)

Masse und Fläche der Erreger Elektroden haben einen Einfluss auf die örtliche Verteilung der differentiellen Wägeempfindlichkeit bei planen Quarzen. Daraus ergibt sich eine Optimierung von Elektrodenkonfiguration und Bedampfungsapertur für den Bau des Quarzmesskopfes in Schwingquarz-Schichtdicken- und Rate-Messeinrichtungen mit konstanter integraler Wägeempfindlichkeit. Plankonvexe Quarze zeigen eine schmalere Verteilungskurve, die zudem in weiten Grenzen unabhängig von den Elektroden ist.

Die günstige Verteilung dürfte hier im wesentlichen von der Formgebung des Quarzes abhängen.

Messungen an beiden Quarzformen werden diskutiert.

Einfaches Wattmeter mit Kurzer Ansprechzeit

N. GRABER, H. R. HIDBER, K. v. BURG und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel, Basel)

Die Ansprechgeschwindigkeit eines konventionellen Wattmeters zur Messung von Lichtintensitäten wird durch die Zeit bestimmt, die das Bolometer braucht um mit der einfallenden Strahlung ins thermische Gleichgewicht zu gelangen. Für die Messung von raschen Intensitätsänderungen unterhalb 1 sec ist ein Bolometer im allgemeinen zu träge. Wir haben ein Wattmeter gebaut, in welchem die Messsonde, ein geschwärzter NTC-Widerstand, auf einen konstanten Temperaturwert geregelt wird. Die Regelleistung ist ein direktes Mass für die Leistung der einfallenden Strahlung.

Im Vortrag werden Aufbau und Funktionsweise des Instruments erläutert.

Messung der dielektrischen Dispersion im Zeitbereich

J. WALDMEYER und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel, Basel)

Es wird über ein neues Verfahren, die sog. Time Domain Spectroscopy, zur Messung des Real- und Imaginärteils der komplexen Dielektrizitätskonstanten berichtet. Gegenüber den bekannteren Methoden, welche im Frequenzraum arbeiten, bietet die hier diskutierte Messung im Zeitbereich den Vorteil, dass die dielektrische Dispersion in einer sehr kurzen Messdauer (\leq sec.) über ein breites Frequenzband bis zu 18 GHz quasikontinuierlich erfasst werden kann.

Licht-Verstärkung durch Reflexion an einem aktiven Medium

P. P. HERRMANN und W. LUKOSZ

(Professur für Optik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich)

Das Reflexionsvermögen R eines aktiven (invertierten) Mediums ist gleich dem Inversen des (Fresnel'schen) Reflexionsvermögens an einem absorbierenden Medium, wenn die Imaginärteile ε'' der dielektrischen Permeabilität des aktiven und des absorbierenden Mediums sich nur im Vorzeichen unterscheiden. Die reflektierte Welle wird also immer verstärkt ($R > 1$). Dieses Resultat [1] setzt eine genügende Dicke des aktiven Mediums voraus. Diskutiert wird das Reflexionsvermögen als Funktion des Einfallswinkels (unter- und oberhalb des Grenzwinkels der Totalreflexion) bei der Reflexion an einem optisch dünneren aktiven Medium, z.B. einer optisch gepumpten Farbstofflösung.

LITERATUR

- [1] W. LUKOSZ and P. P. HERRMANN, Opt. Comm. 17, 192–195 (1976).

Branching Ratios of Correlated and Uncorrelated Two Electron Transitions into the K-shell

CH. STOLLER, W. WÖFLI, G. BONANI, M. SUTER and M. STÖCKLI

(Laboratorium für Kernphysik ETHZ, 8093 Zürich)

Correlated two electron transitions into the doubly ionized K-shell following a heavy ion collision have been observed in Ca, Fe and Ni [1]. Further measurements allowed us to determine the branching ratio between correlated $1s^2-2s2p$ and uncorrelated $1s2s-2s2p$ transitions. The results are in good agreement with the theoretical predictions of Vinti [2].

LITERATUR

[1] W. WÖFLI, CH. STOLLER, G. BONANI, M. SUTER and M. STÖCKLI, Phys. Rev. Lett. 35, 658 (1975).

[2] J. P. VINTI, Phys. Rev. 42, 632 (1932).

Hochleistungs-Hg-Niederdruckentladung

G. BRÄNDLI und B. ELIASSON

(Abt. Elektronenröhren und Forschungszentrum, Brown, Boveri & Cie, 5401 Baden)

In Zusammenarbeit mit dem Institut für Angewandte Physik der Universität Bern gelang es, durch Anwendung der Argonionenlaser-Entladungstechnik auf Quecksilberdampf-Niederdruck die elektrische Stromdichte wesentlich zu erhöhen. Dieses Ziel wurde erreicht, ohne viel an 254 nm-Wirkungsgrad einzubüssen. Typische Werte für Stromdichte, Lampenleistung, 254 nm-Wirkungsgrad (nach 100 Betriebsstunden) und 254 nm-Fluss am Entladungsrohr sind: 6 A/cm², 1000 W, 20%, 200 mW/cm². Entsprechende Werte herkömmlicher Niederdruckstrahler (mit den Abmessungen von Fluoreszenzlampen, jedoch mit UV-durchlässigem Glas) sind: 0,08 A/cm², 30 W, 30%, 15 mW/cm².

Durch eine Weiterentwicklung der von Waymouth [1] aufgestellten Theorie lassen sich die Eigenschaften dieser Hochleistungs-Hg-Niederdruckentladung und die geeignetste Wahl der Entladungsparameter erklären.

LITERATUR

[1] J. F. WAYMOUTH, *Electric Discharge Lamps* (MIT Press Cambridge, Mass., 1971).

Radialverteilung der Atomkonzentration im Stickstoffplasma

P. KOCIAN

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF – Lausanne)

Es wurde die Radialverteilung der Intensität an der Wellenlänge 5820 Å im Lewis-Rayleigh Afterglow im reinen Stickstoff in Abhängigkeit vom Druck und von

den Eigenschaften der Röhrenwand untersucht. Diese Wellenlänge entspricht dem Uebergang $BP(N_2)_{v=11} \rightarrow A(N_2)_{v=7}$, und ihre Intensität ist dem Quadrat der Atomkonzentration proportional. Der Radialgradient dieser Intensität, welcher vom Druck und von der Vergiftung der Röhrenwand abhängig ist, wurde gefunden. Die Ergebnisse ermöglichen, das Radialprofil der Atomkonzentration im Lewis-Rayleigh Afterglow zu bestimmen.

Der Beitrag wurde vom Schweizerischen Nationalfonds unterstützt.

Modèle de l'excitation d'une onde acoustique par le mécanisme du 'double plasma'

E. S. WEIBEL et M. Q. TRAN

(CRPP – Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

Le 'Double Plasma' (DP) consiste en deux plasmas séparés par une grille polarisée négativement, qui sépare les électrons des deux plasmas. Les mailles de la grille sont plus fines que la longueur de Debye. En variant sinusoïdalement le potentiel d'un plasma par rapport à l'autre, on peut exciter une onde acoustique. L'équation de Boltzman-Vlasov a été résolue en profitant du grand rapport entre la longueur d'onde et l'échelle des phénomènes au voisinage de la grille. Il s'avère que le mécanisme d'excitation est non-linéaire et produit des harmoniques. Même l'amplitude de la fondamentale en régime d'excitation faible dépend d'une façon non-linéaire de l'amplitude de l'excitation.

Propagation of Ion Acoustic Solitons in a Warm Ion Plasma

M. Q. TRAN and CH. HOLLENSTEIN

(CRPP – Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

We studied the propagation of ion acoustic solitons in a one component plasma with hot ion ($T_e/T_i = 9$). Mach number and solitons width were measured and the experimental results are well described by Sakanaka's theory [1]. The number of solitons is in good agreement with the theoretical predictions of Gardner et al.'s theory [2], when ion pressure is considered in the Korteweg de Vries equation.

REFERENCES

- [1] P. H. SAKANAKA, *Phys. Fluids* 15, 304 (1972).
 [2] C. S. GARDNER et al., *Phys. Rev. Lett.* 19, 1095 (1967).

Propagation of Ion Acoustic Solitons in a Two Component Plasma

M. Q. TRAN and CH. HOLLENSTEIN

(CRPP – Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

A theoretical study [1] of the Korteweg de Vries equation in a two component plasma predicts a reduction in the soliton's amplitude as impurities are added into the

plasma. An experimental investigation of this effect has been undertaken in a Helium-Argon plasma. Preliminary results, which will be presented, confirm the theoretical predictions.

REFERENCE

[1] M. Q. TRAN, *Plasma Phys.* 16, 1167 (1974).

Technique de mesure de bruit neutronique dans un réacteur couple

J. P. GENOUD

(Laboratoire de Génie Atomique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

1. Introduction

L'étude probabiliste du couplage entre deux zones multiplicatrices de neutrons a fourni la forme analytique de la densité spectrale d'énergie d'interaction interzones [1], [2]. Cette étude a fait apparaître une pulsation ω_0 au delà de laquelle la partie réelle de cette densité spectrale change de signe. La valeur de cette pulsation est fonction de certains paramètres du réacteur, tels que: le coefficient de couplage, le temps de transfert interzones et le rapport des populations neutroniques de chacune des deux zones.

Dans le but de vérifier la validité du modèle théorique proposé, une série de mesures du bruit neutronique a été effectuée dans le réacteur du type couplé de la 'Physikalisch-Technische Bundesanstalt' de Braunschweig.

2. Description du réacteur

Le réacteur de P.T.B. de Braunschweig est du type piscine; il est constitué de deux zones multiplicatrices modérées à l'eau légère, dont le combustible, enrichi à 90% d' ^{235}U , est sous forme de plaques planes.

Entre ces deux coeurs, distants de 60 cm, un réservoir d'eau lourde (D_2O) constitue la zone dite de transition.

La puissance du système est de 1 MW. La Figure 1 montre la coupe schématique de ce réacteur avec la disposition des éléments de pilotage et de contrôle.

3. Dispositif de mesure et de traitement des fluctuations neutroniques

La Figure 2 représente la schéma de principe d'acquisition et de traitement des fluctuations neutroniques.

Les détecteurs de neutrons sont des chambres à ionisation compensées à dépôt de ^{10}B du type KNK 80 V AEG dont la sensibilité est de 10^{-13} Amp./u.f.

A la sortie de la chaîne d'amplification, décrite plus loin, une tension proportionnelle aux fluctuations neutroniques au point de mesure, est transcrite sur bande magnétique, au moyen d'un enregistreur à modulation de fréquence.

Le rapport signal/bruit obtenu par ce dispositif est de l'ordre de 40 dB et la bande passante 1,5 kHz.

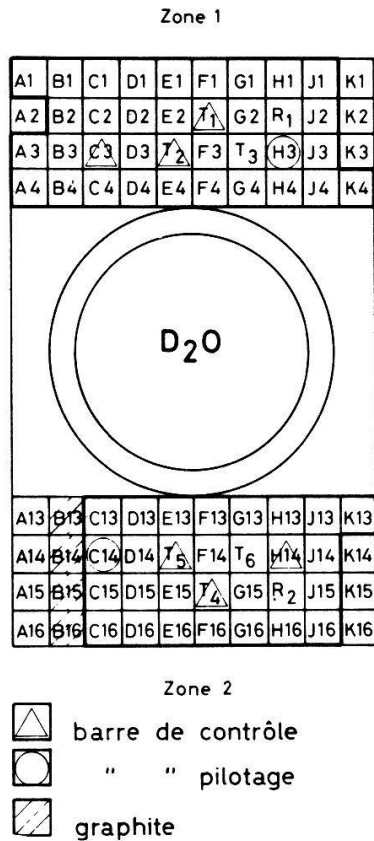


Figure 1
Configuration du coeur.

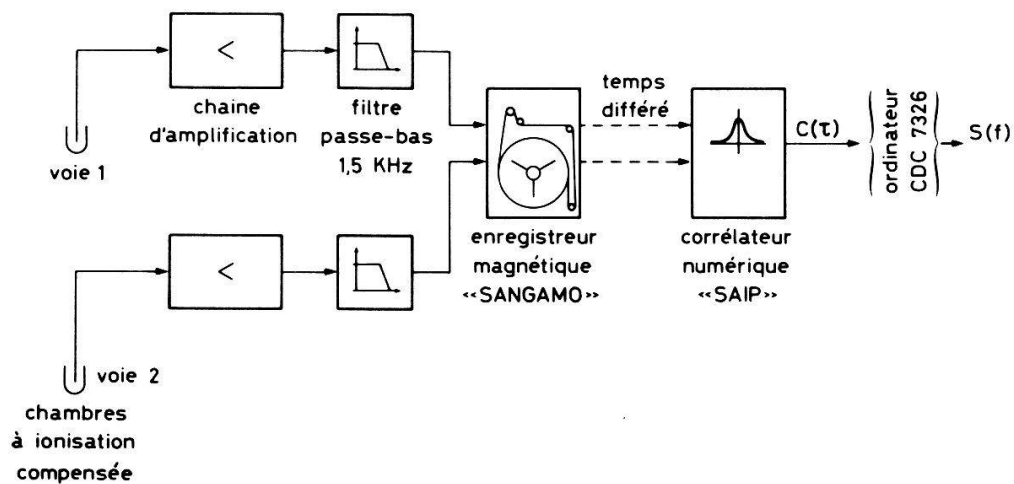


Figure 2

Le premier étage de la chaîne d'amplification est constitué d'un amplificateur opérationnel haute performance, transformant le courant d'entrée de tension. Il sert d'adaptateur entre la chambre d'ionisation et l'étage amplificateur suivant (Fig. 3). Un amplificateur différentiel permet alors d'extraire et d'amplifier jusqu'à 100 fois les composantes des tensions aléatoires contenues dans le signal délivré par la chambre d'ionisation. Enfin un filtre passe-bas du premier ordre permet d'éliminer les composantes aléatoires au delà de 1,5 kHz.

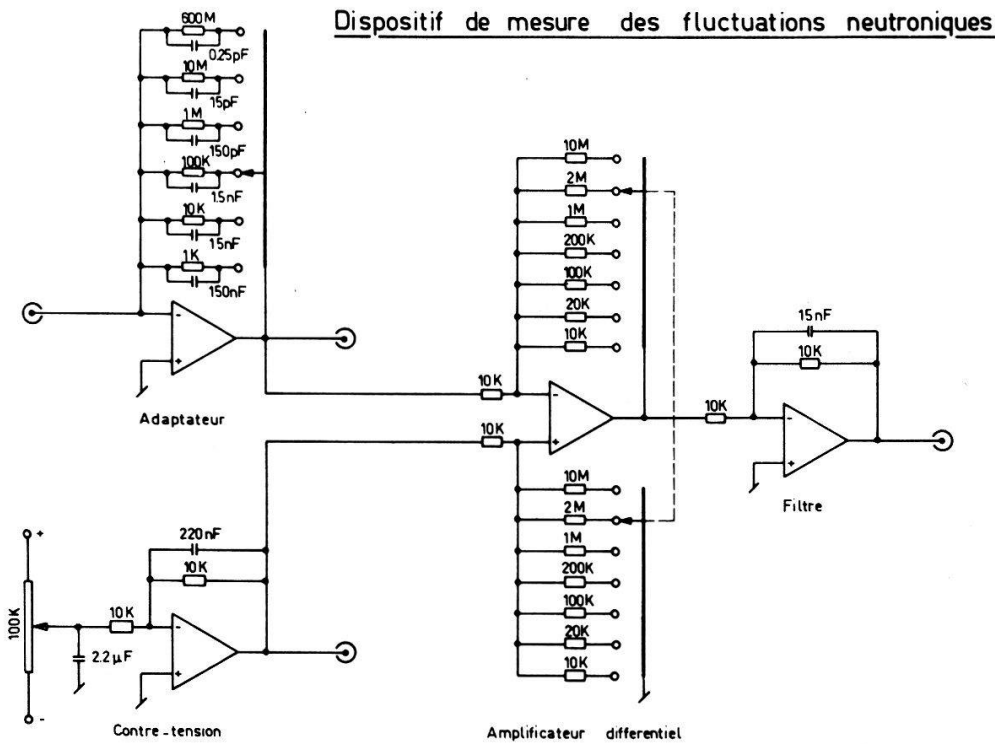


Figure 3
Dispositif de mesure des fluctuations neutroniques

Afin d'éviter les perturbations causées par le réseau, ce dispositif de mesure est alimenté par accumulateurs.

Au cours de la mesure, un enregistrement graphique des signaux délivrés par les chambres, permet de s'assurer que seules les séquences présentant un caractère de stationnarité du premier ordre, c'est-à-dire une valeur moyenne constante, sont transcrites sur bande magnétique.

Par la suite, un corrélateur échantillonnant ces signaux, permet de calculer la fonction suivante, représentée à la Figure 4.

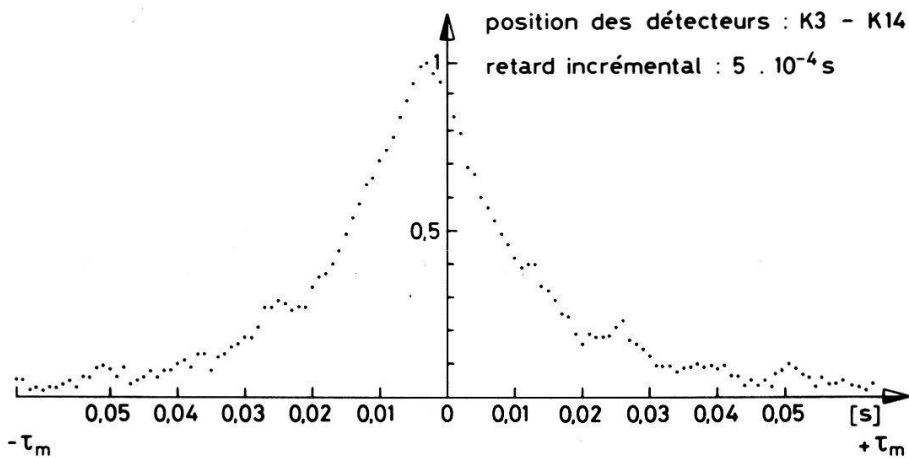


Figure 4
Fonction d'intercorrélation zone 1-zone 2.

$$C_{xy}(k\theta) = \sum_{j=N}^{T/\theta} x(j\theta) \cdot y[(j-k)\theta]$$

k : compris dans l'intervalle $[0, N]$; $N_{\max} = 512$

$$\theta = \tau \cdot \frac{v_1}{v_2} \quad \tau = \text{retard incrémental}$$

v_1 = vitesse d'enregistrement ($3\frac{3}{4}$ ips)¹⁾

v_2 = vitesse de reproduction

($\frac{15}{16}$ ips $\leq v_2 \leq 120$ ips)¹⁾

θ : pas d'échantillonnage choisi de telle sorte que: $1/\theta \geq 2fm$ où fm est la fréquence maximale significative contenue dans la densité spectrale.

L'erreur sur la fonction de corrélation, due à un temps fini d'intégration, peut s'exprimer par [3]:

$$\varepsilon = C_M \sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{B \cdot T}}$$

avec: C_M = valeur maximale de la fonction,
 B = largeur du spectre du signal [Hz],
 T = durée d'intégration [s],

ou exprimée en % de C_M

$$\varepsilon' = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{B \cdot T}}$$

La fonction d'intercorrélation représentée à la Figure 4 a été calculée avec $N = 256$ et a nécessité un temps d'intégration de 2119 secondes; d'où une erreur: $\varepsilon' \cong 0,001$.

Remarque

La dissymétrie par rapport à l'origine de la fonction d'intercorrélation est représentative du temps de transfert interzone. L'ondulation de cette fonction est due à la présence d'une fréquence parasite, d'origine supposée mécanique (pompe), que nous n'avons pu éliminer. La transformée de Fourier de $C_{xy}(k\theta)$, préalablement corrigée par une fenêtre de Hanning, nous permettra d'obtenir la densité spectrale d'énergie d'interaction interzone.

RÉFÉRENCES

- [1] J. P. GENOUD, Stochastic Study of Coupled Reactor, Annals of Nuclear Energy, vol. 2, p. 85-88 (1975).
- [2] J. P. GENOUD, Application d'une méthode stochastique à l'étude des réacteurs couplés, ZAMP, vol. 27, 1976 (à paraître).
- [3] J. MAX, Les principales méthodes de traitement du signal et leurs applications aux mesures physiques, Rapport CEA-R-4018, 1970.

¹⁾ ips: inches per second.

Détermination par une méthode stochastique de la densité spectrale neutronique d'un réacteur de puissance nulle, avec injection de bulles d'air¹⁾

M. MATTHEY

(Laboratoire de Génie Atomique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

Résumé. Un formalisme stochastique basé sur l'équation de Chapman-Kolmogorov est utilisé pour décrire le comportement d'un réacteur nucléaire de puissance nulle dans lequel sont injectées des bulles d'air. Cette source extérieure de bulles crée, par l'intermédiaire du coefficient de vide, des variations de réactivité et modifie la forme de la densité spectrale énergétique neutronique. Une analyse de cette dernière montre que, si les caractéristiques de la source de bulles sont connues, une détermination du coefficient de vide du réacteur est possible.

Modèle

Le formalisme utilisé pour la description d'un réacteur de puissance nulle soumis à un processus de Markov décrit par l'équation de Chapman-Kolmogorov est semblable à celui présenté dans [1], [2] ou [3].

Les variables aléatoires caractérisant le vecteur d'état y décrivant le réacteur sont :

N = nombre total de neutrons dans le réacteur

C = nombre total de précurseurs dans le réacteur

V = variable liée au volume total Γ_v d'air dans le réacteur, sous forme de bulles de rayon R , par la relation $V = \Gamma_v / \frac{4}{3}\pi R^3$.

La probabilité élémentaire totale de transition de l'état y' vers l'état y par unité de temps est notée $\omega(y'|y, t)$ et se calcule connaissant les événements élémentaires pouvant survenir durant Δt dans le réacteur et les probabilités associées. Le tableau ci-dessous contient la liste des événements considérés dans cette étude.

Table I

Evénement	Taux	Variation nette par événement		
		N	C	V
Capture stérile d'un neutron	$\alpha_c N$	-1	0	0
Fission libérant ν_0 neutrons, ν_1 précurseurs (probabilité $p(\nu_0, \nu_1)$)	$\alpha_f N p(\nu_0, \nu_1)$	$\nu_0 - 1$	ν_1	0
Décroissance d'un précurseur	λC	1	-1	0
Perte d'une bulle d'air	$\alpha_v V$	0	0	-1
Emission de neutrons par une source	S	1	0	0
Emission d'une bulle d'air	Ω	0	0	+1

Les moments du $n^{\text{ième}}$ ordre de la variable y relativement à la distribution $\omega(y'|y, t)$ sont définis par

$$D_n(y^n) = \frac{1}{n!} \sum_{y'} (y' - y)^n \omega(y'|y, t) \quad (1)$$

¹⁾ Recherche partiellement subventionnée par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique, subside no. 2.178.74.

ce qui permet de calculer les équations différentielles suivantes [3]:

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{y} \rangle = \langle D_1(\mathbf{y}) \rangle \quad \text{Eq. des valeurs moyennes}$$

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{y}^2 \rangle = 2 \langle \mathbf{y} D_1(\mathbf{y}) \rangle + 2 \langle D_2(\mathbf{y}^2) \rangle \quad \text{Eq. des covariances.} \quad (2)$$

Nous supposons que la probabilité de capture stérile α_c dépend linéairement de la quantité de vide V dans le réacteur.

$$\alpha_c = \alpha_{cs} - \gamma(V - V_s) \text{ l'indice } s \text{ caractérisant un état } \mathbf{y}_s \text{ connu.} \quad (4)$$

La réactivité étant donnée par

$$\rho = \frac{\alpha_f \langle v \rangle - 1 - \alpha_c}{\alpha_f \langle v \rangle} \quad (5)$$

avec $\langle v \rangle = \langle v_0 \rangle + \langle v_1 \rangle$ et $\langle v_1 \rangle = \beta \langle v \rangle$, nous pouvons définir le coefficient de vide par

$$v_c = \frac{\partial \rho}{\partial \Gamma_v} = \frac{3\gamma}{4\pi R^3 \alpha_f \langle v \rangle} \quad (6)$$

En introduisant l'état \mathbf{y}_R , caractéristique d'un réacteur stationnaire (avec source de neutrons), nous pouvons poser $\Delta \mathbf{y} = \mathbf{y} - \mathbf{y}_R$ et après linéarisation, l'équation (2) s'écrit:

$$\frac{d}{dt} \langle \Delta \mathbf{y} \rangle = \Lambda(\mathbf{y}_R) \langle \Delta \mathbf{y} \rangle \quad \text{avec } D_1(\mathbf{y}_R) = 0.$$

Dans le cas d'un réacteur stationnaire, critique, sans source, et en choisissant $\mathbf{y}_R \equiv \mathbf{y}_s$, nous pouvons écrire $\rho = 0$, $\alpha_p = -\beta/1$, $\alpha_p + \alpha_f \beta \langle v \rangle = 0$ $S = 0$ et il vient

$$\Lambda(\mathbf{y}_R) = \begin{bmatrix} \alpha_p & \lambda & \gamma N_R \\ -\alpha_p & -\lambda & 0 \\ 0 & 0 & -\alpha_v \end{bmatrix} \quad (8) \quad \text{et} \quad 2D_2(\mathbf{y}_R^2) = \begin{bmatrix} \sigma_{00} N_R & \sigma_{01} N_R & 0 \\ \sigma_{01} N_R & \sigma_{11} N_R & 0 \\ 0 & 0 & 2\Omega \end{bmatrix} \quad (9)$$

avec $\sigma_{00} = \alpha_f \langle (v_0 - 1)^2 \rangle + \alpha_{cs} - \alpha_p$ $\sigma_{01} = \alpha_f \langle (v_0 - 1)v_1 \rangle + \alpha_p$ $\sigma_{11} = \alpha_f \langle v_1^2 \rangle - \alpha_p$.

Les calculs précédents permettent de calculer la transformée de Fourier des fonctions de corrélation des variables centrées ($\langle \Delta \mathbf{y}^2 \rangle$) et d'obtenir ainsi la matrice des densités spectrales:

$$P(f) = [i\omega I - \Lambda(\mathbf{y}_R)]^{-1} \cdot 2D_2(\mathbf{y}_R^2) \cdot [-i\omega I - \Lambda^T(\mathbf{y}_R)]^{-1} \quad (10)$$

avec $I =$ matrice unité et $\omega = 2\pi f$.

Le premier élément diagonal de $P(f)$ nous donne la densité spectrale énergétique neutronique $P_{NN}(f)$ du réacteur considéré. Si nous remarquons que, numériquement, $\lambda \ll |\alpha_p|$ et $2\sigma_{01} + \sigma_{11} \ll \sigma_{00}$, nous obtenons l'approximation suivante pour $P_{NN}(f)$:

$$P_{NN}^A(f) = N_R \sigma_{00} \frac{(\omega^2 + \lambda^2) \left[\omega^2 + \alpha_v^2 + \frac{2\Omega(\gamma N_R)^2}{N_R \sigma_{00}} \right]}{\omega^2 (\omega^2 + \alpha_v^2) (\omega^2 + \alpha_p^2)} \quad (11)$$

Discussion

Nous remarquons que la densité spectrale énergétique neutronique (DSP) peut se mettre sous la forme

$$P_{NN}^A(f) = N_R \sigma_{00} \frac{\omega^2 + \lambda^2}{\omega^2(\omega^2 + \alpha_p^2)} + 2\Omega(\gamma N_R)^2 \frac{\omega^2 + \lambda^2}{\omega^2(\omega^2 + \alpha_v^2)(\omega^2 + \alpha_p^2)} \quad (12)$$

faisant apparaître un premier terme caractéristique de la source interne de bruit d'un réacteur critique de puissance nulle sans injection de bulles d'air, et un deuxième terme représentant la contribution à la densité spectrale énergétique neutronique de la source externe de bulles d'air. Nous observons également que cette contribution disparaît lorsque Ω ou v_c (donc γ) devient nul, et qu'elle n'est significative que si (cf. l'éq. (11)).

$$\frac{2\Omega(\gamma N_R)^2}{N_R \sigma_{00}} \gg \alpha_v^2 \quad (13)$$

La Figure 1 met en évidence la forme de la DSP d'un réacteur critique de puissance nulle avec injection de bulles d'air.

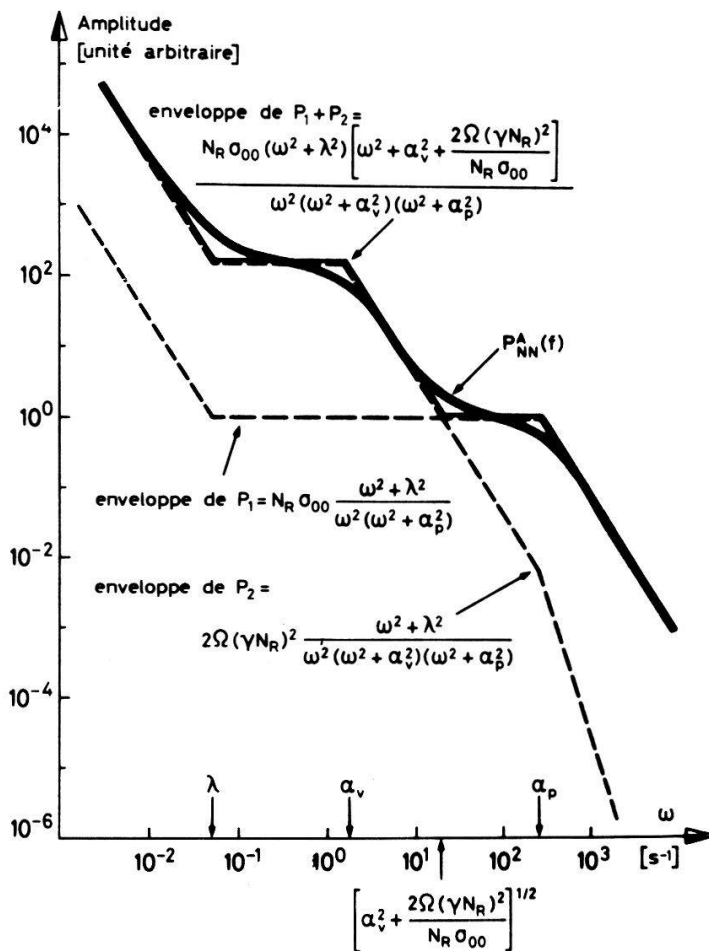


Figure 1
Densité spectrale énergétique neutronique.

Valeurs numériques utilisées [4]:

$$\begin{aligned} N_R &= 2,5 \cdot 10^8 \text{ (puissance } \sim 100 \text{ W)}, \\ \sigma_{00} &= 6 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}, \\ \lambda &= 5 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}, \\ \alpha_p &= 240 \text{ s}^{-1}, \\ \Omega &= 10^6 \text{ bulles/sec de rayon } R = 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}, \\ v_c &= -1,4 \text{ pcm/cm}^3 \Rightarrow \gamma = -2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}. \end{aligned}$$

On constate donc que si la condition (13) est réalisée, une mesure de la fréquence 'de coupure'

$$\left[\alpha_v^2 + \frac{2\Omega(\gamma N_R)^2}{N_R \sigma_{00}} \right]^{1/2}$$

est possible, ce qui doit permettre, connaissant les caractéristiques de la source de bulles utilisée (intensité, temps de transfert, rayon des bulles), de déterminer γ donc v_c , le coefficient de vide global du réacteur.

Un dispositif permettant d'injecter des bulles d'air dans le réacteur CROCUS de l'EPF-Lausanne, est actuellement à l'étude; il devrait permettre de vérifier expérimentalement la validité du modèle proposé ici.

REFERENCES

- [1] MELVIN LAX, "Classical Noise IV: Langevin Method", *Reviews of Modern Physics* 38 (1966).
- [2] MICHEL MATTHEY, "A Stochastic Study of Noise in Boiling Reactors" *Annals of Nuclear Energy*, vol. 2 (1975), pp. 271.
- [3] MICHEL MATTHEY, "Etude du bruit neutronique d'un réacteur à eau bouillante par une méthode stochastique", *Rev. Phys. Appl., Physique de la production et de l'utilisation de l'énergie* (à paraître en juillet 1976).
- [4] Valeurs numériques caractéristiques du réacteur SILENE du CE-Valduc (France), réacteur à solution liquide de fluorure d'Uranyle (concentration 71 g/l U_c).

Fréquences propres d'un système de moments nucléaires faiblement couplés dans un champ magnétique modulé en amplitude

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

(Laboratoire de Jussy, Département de Physique de la Matière Condensée, Section de Physique de l'Université de Genève, 32 bd d'Yvoy, 1211 Genève 4, Switzerland)

Résumé. La technique de précession libre après prépolarisation a été employée en vue de l'analyse du spectre des fréquences propres d'un tel système. On a aussi examiné le cas où les deux champs, constant et alternatif, ne sont pas parallèles. Nos résultats sont en accord avec les prévisions théoriques.

I – Introduction

Nous avons entrepris, dès l'automne 1973, l'analyse du spectre de fréquences d'un système de moments nucléaires faiblement couplés et plongés dans un champ magnétique comprenant:

— une composante statique et homogène (ici, le champ magnétique terrestre H_0),

— une composante périodique (champ alternatif ou champ tournant) d'amplitude H_1 et de fréquence $\omega/2\pi$.

Si γ est le rapport gyromagnétique des noyaux envisagés (ici les protons) on a les relations

$$\omega_0 = \gamma H_0 \quad \text{et} \quad \omega_1 = \gamma H_1.$$

Nous ne décrivons pas à nouveau la technique employée (voir références [1] et [2]), mais rappellerons brièvement les limites de l'exploration expérimentale:

$$\omega_0/2\pi \cong 2 \text{ kHz} \quad 0 < \omega_{1/2\pi} < 2 \text{ kHz} \quad 0 \leq \left| \frac{\omega}{2\pi} \right| \leq 6 \text{ kHz}.$$

II – Champ alternatif perpendiculaire au champ H_0

Nous devons pour la clarté de l'exposé, donner brièvement les résultats obtenus [1],

- a) Comme dans le cas de l'excitation par un champ tournant, le système est caractérisé par 3 fréquences.
- b) Ces 3 fréquences s'écartent de manière continue¹⁾ de leurs valeurs correspondant à $\omega = \omega_0$, pour laquelle elles valent,

$$\omega_a \cong \omega_0 + \omega_1 \quad \omega_b = \omega_0 \quad \omega_c \cong \omega_0 - \omega_1.$$

- c) Une seule de ces 3 transitions a une amplitude appréciable hors de la zone $\omega \approx \omega_0$.

III – Champ alternatif parallèle au champ H_0

a) *Théorie.* La solution classique est bien connue [3]. On en a donné depuis diverses solutions quantiques [4]. Nous en donnerons ici un traitement particulièrement simple où l'équation de Schrödinger s'intègre directement.

Pour un système à deux niveaux, l'équation de Schrödinger conduit, en représentation d'interaction, à un ensemble d'équations différentielles linéaires régissant l'évolution des amplitudes de probabilités b_m et b_n des deux états de spin:

$$\left. \begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} b_m(t) &= (H_1)_{mm} b_m(t) + (H_1)_{mn} e^{i\omega_0 t} b_n(t) \\ i\hbar \frac{d}{dt} b_n(t) &= (H_1)_{nn} b_n(t) + (H_1)_{nm} e^{-i\omega_0 t} b_m(t) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Dans le cas qui nous intéresse ici, H_1 parallèle à H_0 , l'hamiltonien d'interaction H_1 n'a que des éléments diagonaux, ce qui conduit très simplement aux solutions:

$$\left. \begin{aligned} b_m(t) &= C_m \exp\left(-\frac{i \omega_1}{2 \omega} \sin \omega t\right) \\ b_n(t) &= C_n \exp\left(\frac{i \omega_1}{2 \omega} \sin \omega t\right) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

¹⁾ Les écarts observés contrairement à la Figure 3 (partie à droite $\omega > \omega_0$) de la réf. 1. sont en excellent accord avec le calcul théorique au 1^{er} ordre.

D'où, dans le référentiel tournant, l'évolution de la composante transversale de l'aimantation :

$$\tilde{M}_{xy} = 2b_m(t) b_n^*(t) = \exp\left(-i \frac{\omega_1}{\omega} \sin \omega t\right) \quad (3)$$

expression qui se développe en série de fonctions de Bessel.

On se ramène dans le référentiel du laboratoire en multipliant l'expression 3 par $e^{-i\omega_0 t}$.

En résumé si, en l'absence du champ alternatif, le dipôle précesse à la fréquence de Larmor $\omega_0/2\pi$ avec une amplitude supposée égale à l'unité, le champ alternatif $H_1 \cos \omega t$ fait apparaître des fréquences latérales $\Omega p = (\omega_0 + p\omega)/2\pi$ (p entier positif, négatif ou nul) avec des amplitudes $J_p(\omega_1/\omega)$ avec J_p , fonction de Bessel de lère espèce, d'ordre p .

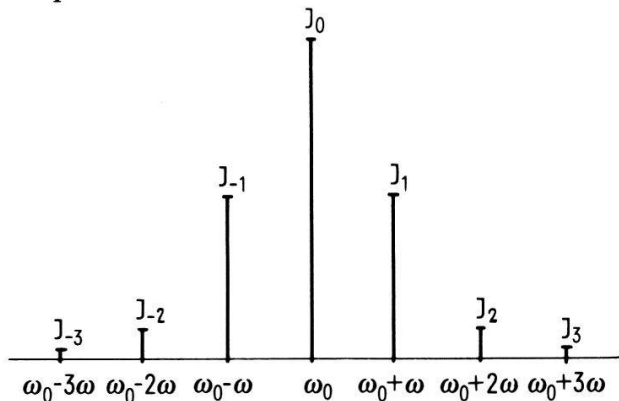


Figure 1

b) Nous avons été en mesure d'observer, pour $\omega = 100$ Hz, les fréquences ω_0 , $\omega_0 - \omega$, $\omega_0 + \omega$ et $\omega_0 - 2\omega$. Ces diverses composantes évoluent en fonction de ω_1/ω , conformément aux prévisions théoriques ($J_0, J_{-1}, J_{+1}, J_{-2}$). Sur la Figure 2 les lignes verticales correspondent à l'amplitude maximum du signal d'induction, dû à la précession libre. En pointillé nous avons les courbes de Bessel.

c) *Remarques* — Ottavi et Ribotta [5] ont observé en régime permanent, grâce à l'application d'un champ alternatif sonde $H_s \cos \Omega t$ perpendiculaire et par pré-polarisation dans un courant de liquide les fréquences correspondant à $p = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ —

— Morand et Théobald [6] ont observés en magnétisme électronique les transitions correspondant à $\omega_0 = 0$ et $p = 1, 2$ et 3—

— En champ élevé, avec ω et $\omega_1 \ll \omega_0$, les techniques classiques de résonance permettent de détecter les fréquences latérales (souvent utilisées pour l'étalonnage de H_0).

IV – Champ alternatif incliné par rapport à H_0

Cas où l'angle α du champ alternatif et du champ constant est différent de 0 ou $\pi/2$ —

Ce cas est en cours d'étude et nous ne donnons que les premiers résultats qualitatifs—

a) Pour de faibles valeurs de ω_1 (avec $\omega = 100$ Hz) on observe encore des

transitions aux fréquences

$$\Omega_p = (\omega_0 + p\omega)/2\pi \quad (p \text{ entier positif, négatif ou nul}).$$

b) Pour des valeurs croissantes de ω_1 , on remarque que la valeur de la fréquence Ω_p subit une variation continue analogue à celle observée lorsque les champs sont perpendiculaires. Il est normal d'attribuer ce glissement à la projection de $H_1 \cos \omega t$ sur le plan perpendiculaire à H_0 .

En résumé, nous observons donc la superposition de deux phénomènes :

a) le déplacement de la fréquence de Larmor

b) l'évolution des amplitudes selon la fonction de Bessel correspondante ($J_0, J_{\pm 1}, J_{\pm 2}, \dots$ etc.).

Pour observer le point b) il convient donc de réaccorder chaque fois le système de réception. Cette précaution prise, nous avons observé des signaux identiques à ceux de la Figure 2. L'analyse théorique de ce cas est en cours.

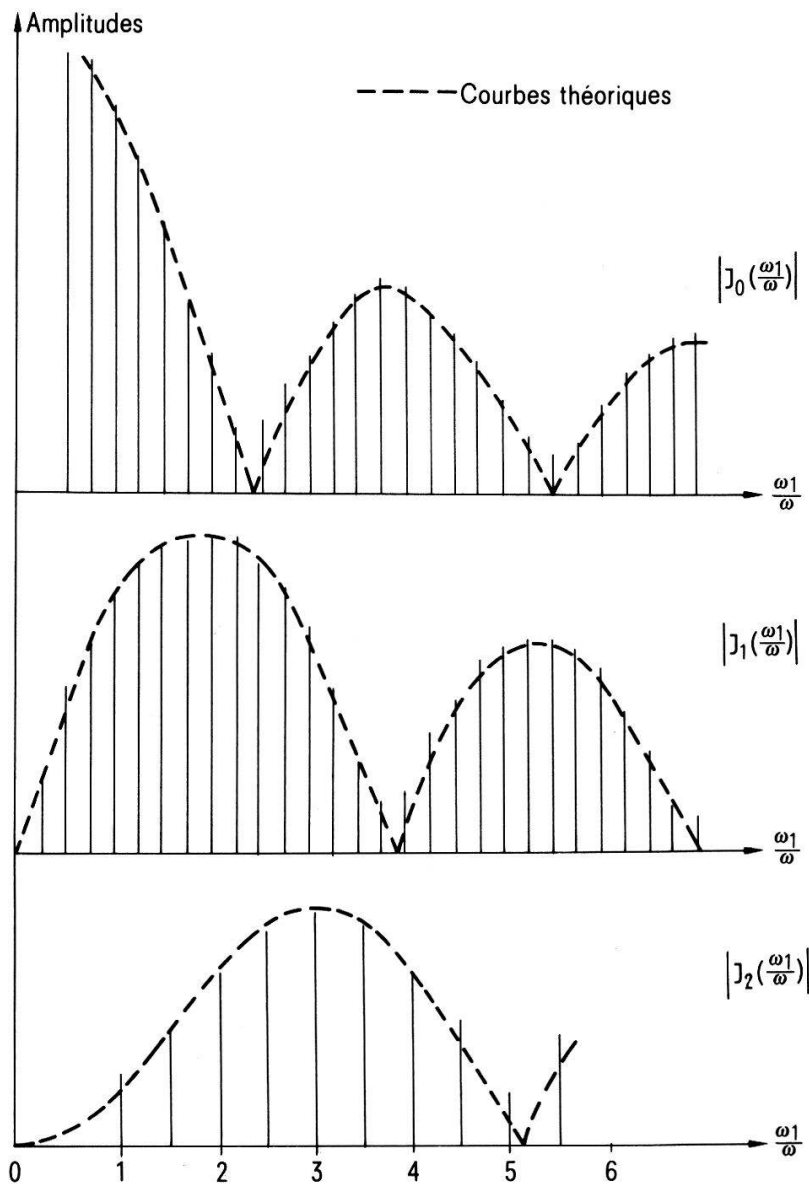


Figure 2

REFERENCES

- [1] E. HILTERBRAND, B. BORCARD, R. SECHEHAYE and G.-J. BÉNÉ, *Helv. phys. Acta* **49**, 163 (1976).
 [2] G.-J. BÉNÉ, Summer-School of Waterloo, Ont., Canada (1975).
 [3] A. ANGOT, *Complém. de Math.*, Paris.
 [4] N. POLONSKY and C. COHEN-TANNOUJJI, *J. de Phys.* **26**, 409 (1965).
 [5] H. OTTAVI and R. RIBOTTA, *C.R. Acad. Sc. t.261*, 1515 (1965).
 [6] S. MORAND and G. THÉOBALD, *C.R. Acad. Sc. t.273*, 553 (1971).

Production of Radioisotopes with 500 MeV Protons

J. HADERMANN

(EIR, Würenlingen)

The feasibility of ^{123}I production by 500 MeV protons from different target nuclei is investigated. Cross sections for spallation and peripheral reactions are calculated in the framework of a parametric representation [1] and compared to (rather scarce) experimental data. Special emphasis is put on a determination of the most unwanted ^{121}I contamination. Target nuclei ranging from Cesium to Praseodymium have been considered. In the calculation of cumulative yields a proton flux of $2.4 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2 \text{ sec}$ was taken, corresponding to the situation at the SIN beam dump position. In a 4 hour irradiation of a $2 \text{ g}/\text{cm}^2$ target ^{123}Xe activities between 650 mCi and 2 Ci were obtained for ^{141}Pr and ^{134}Ba targets, respectively. The ratio of ^{123}Xe to ^{121}Xe activities ranges from 0.5 to 4.8 for ^{130}Ba and ^{138}Ba , respectively.

REFERENCE

- [1] R. SILBERBERG and C. H. TSAO, *Astrophys. J. Suppl.* **25**, 315 (1973).

KERN- UND TEILCHENPHYSIK

Yields of (μ^-, pxn) Reactions

A. WYTTENBACH and P. BAERTSCHI

(EIR, Würenlingen)

H. S. PRUYS and E. A. HERMES

(Physics Institute, University of Zürich)

When a nucleus (with charge Z) captures a negative muon, the resulting compound nucleus deexcites almost exclusively by emission of neutrons and γ -rays, giving products with charge $Z - 1$. Emission of a proton, leading to products with charge $Z - 2$, has a very low probability. Up to now this process was only known to occur in light nuclei ($Z < 20$) with a few percent probability [1]; for medium nuclei an upper experimental limit of 1 to 3% was observed [2].

The usual experimental technique of measuring de-excitation γ -rays in time-relation to the μ -stop is not useful for detection of rare events such as (μ^-, pxn) , because these are drowned by the signals from the much more abundant (μ^-, xn)

reactions. We therefore had to resort to activation experiments. In these experiments it is possible to choose targets in such a way that the (μ^-, xn) reactions lead almost entirely to stable and/or to very short or very long-lived activities; it is thus possible to measure instable products of (μ^-, pxn) reactions practically free from interferences, and this gives the activation method the necessary sensitivity for these rare events.

The activations were performed at the SIN superconducting μ -channel. The number of muons stopped in the target was recorded by a conventional counter telescope. Targets with a thickness of 2 to 3 g/cm² were used. After activation, they were removed from the μ^- -beam and measured on a Ge(Li) detector. γ -ray spectra were evaluated by an appropriate computer program [3], and the γ -ray intensities were used to calculate activities.

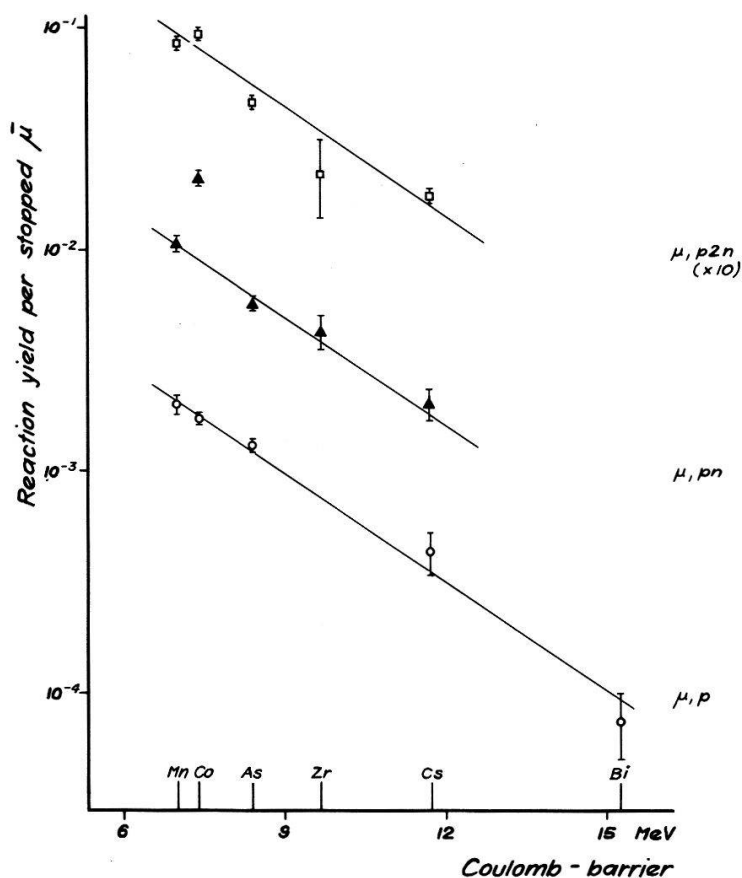


Figure 1
Experimentally determined yields of (μ^-, pxn) reactions.

Table I
Yields of (μ^-, pxn) reactions (in units of 10^{-3} /stopped μ^-)

Target	(μ^-, p)	(μ^-, pn)	$(\mu^-, p2n)$
⁵⁵ Mn	2.0 ± 0.2	10.8 ± 0.7	8.7 ± 0.1
⁵⁹ Co	1.8 ± 0.1	22.7 ± 0.6	9.8 ± 0.2
⁷⁵ As	1.3 ± 0.1	6.9 ± 0.2	4.8 ± 0.2
⁹⁴ Zr		4.3 ± 0.8	
¹³³ Cs	0.46 ± 0.02	2.4 ± 0.3	1.8 ± 0.1
²⁰⁹ Bi	0.07 ± 0.03		

The results of these measurements, some of which still have a provisional character, are given in Table I and Figure 1. The errors given are standard deviations as obtained from one to four experiments for each target; they do not take into account systematic errors associated with the μ^- -beam-monitoring or with the decay schemes used. It can be seen that the yields of all three reactions decrease approximately exponentially with the Coulomb barrier of the compound nucleus. Furthermore the relative ratios of the three reactions stay the same for all targets considered; it is thought that this can be explained by a neutron evaporation mechanism similar to the situation with (μ^-, xn) reactions (1). Indeed for a given target there is roughly a constant ratio for $x = 0, 1, 2$ between the yields of (μ, xn) reactions (as calculated for an evaporation mechanism and barring direct neutron emission (4)) and the experimentally determined yields of the (μ^-, pxn) reactions.

Future work will supplement the experimental data, and the theoretical considerations will be refined.

REFERENCES

- [1] P. SINGER, Springer Tracts in Modern Physics 71, 39 (1974);
S. CHARALAMABUS, Nucl. Phys. A166, 145 (1971).
- [2] C. PETITJEAN et al., Nucl. Phys. A178, 193 (1971).
- [3] P. A. SCHUBIGER, J. Radioanal. Chem. 25, 141 (1975).
- [4] J. HADERMANN, private communication.

Measurement of Neutrons and Charged Particles following π^- Absorption in Nuclei

W. DEY, H. P. ISAAK and H. K. WALTER

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH-Zürich)

R. ENGFER, H. GUYER, R. HARTMANN, E. A. HERMES, H. MÜLLER, H. S. PRUYS and W. REICHART

(Physik-Institut der Universität Zürich)

J. MORGENSTERN

(SIN-Visitor from Saclay, France)

1. Introduction

Due to energy and momentum conservation a π^- is absorbed in the nucleus mainly by a quasi-deuteron: $\pi^- + d \rightarrow n + n$ [1]. Other particles (n, p, d, α, γ) are emitted by secondary reactions (scattering, absorption) of these ~ 60 MeV neutrons with the nucleus [2]. In previous experiments on π^- absorption in light nuclei, energy distributions of charged particles and angular correlations between $n-n$ and $n-p$ pairs were measured [3]. γ -ray measurements indicate the possibility of π^- absorption by a α -cluster in the nucleus [4]. Highly excited rotational states were observed in experiments on π^- absorption in heavy deformed nuclei [5].

The present experiment was carried out at the π E3 pion channel of the Swiss

Institute for Nuclear Research (SIN). A beam of 120 or 170 MeV/c pions was, after moderation in graphit, stopped in the target. A conventional counter telescope was used to provide the start signal for the time of flight measurements and to measure the number of pion stops in the target.

2. Spectra of α , ${}^3\text{He}$, t , d , p

The π^- absorption in ${}^{12}\text{C}$, ${}^{181}\text{Ta}$ and ${}^{197}\text{Au}$ was investigated. Two detection systems were used for the identification of the different charged particles: a) For the low energy particles the energy and the time of flight over a flight path of 60 cm were measured simultaneously with a Si detector (1 mm); b) For the high energy part of the spectra a $\Delta E/E$ Si detector telescope (200 μ /2 mm) was used. The good separation of the different particles in the $\Delta E/E$ spectrum is demonstrated in Figure 1. The energy spectra of the observed particles is presented in Figures 2–4. Corrections for absorption in the target have been estimated using a method similar to the one given in Reference [6]. For α , ${}^3\text{He}$ and t the corrected energy spectra are also given in Figures 2–4.

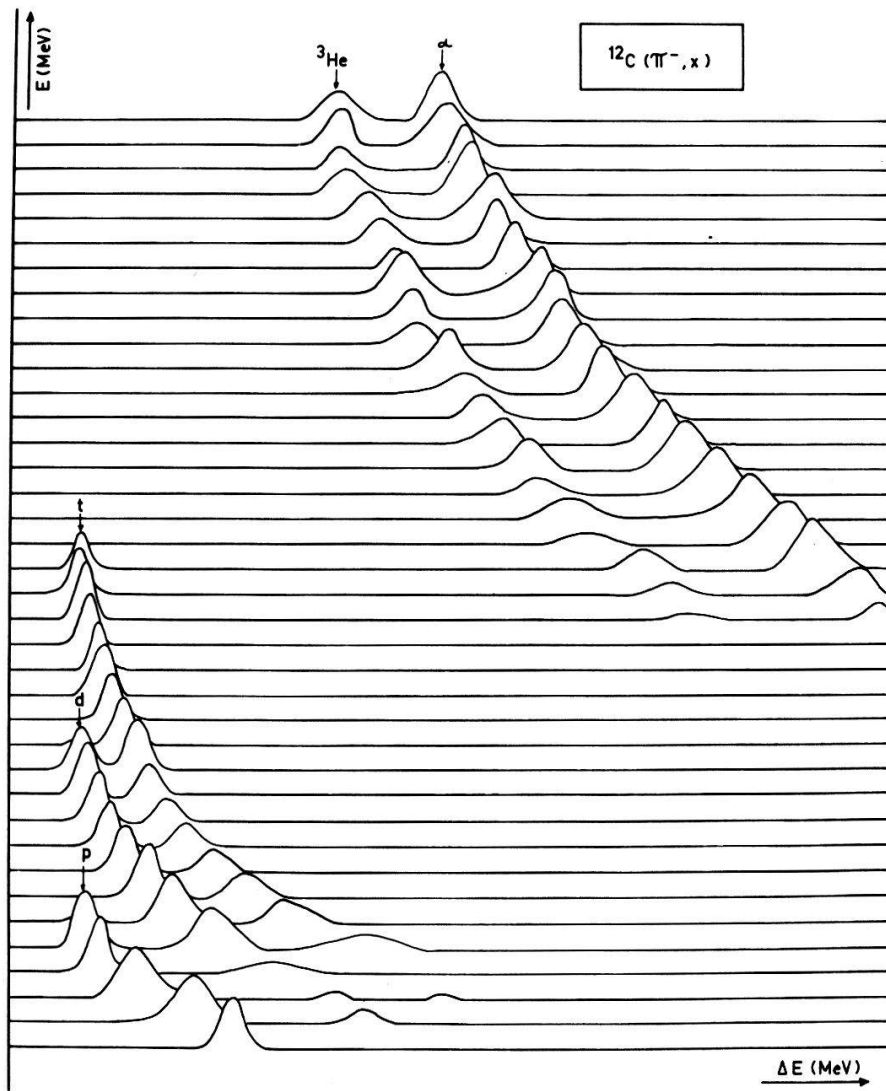


Figure 1
3-dimensional $\Delta E/E$ spectrum. The identified particles p , d , t , ${}^3\text{He}$, α are marked in the figure. The intensity scale is constant within one energy channel E , but changes for different energy channels.

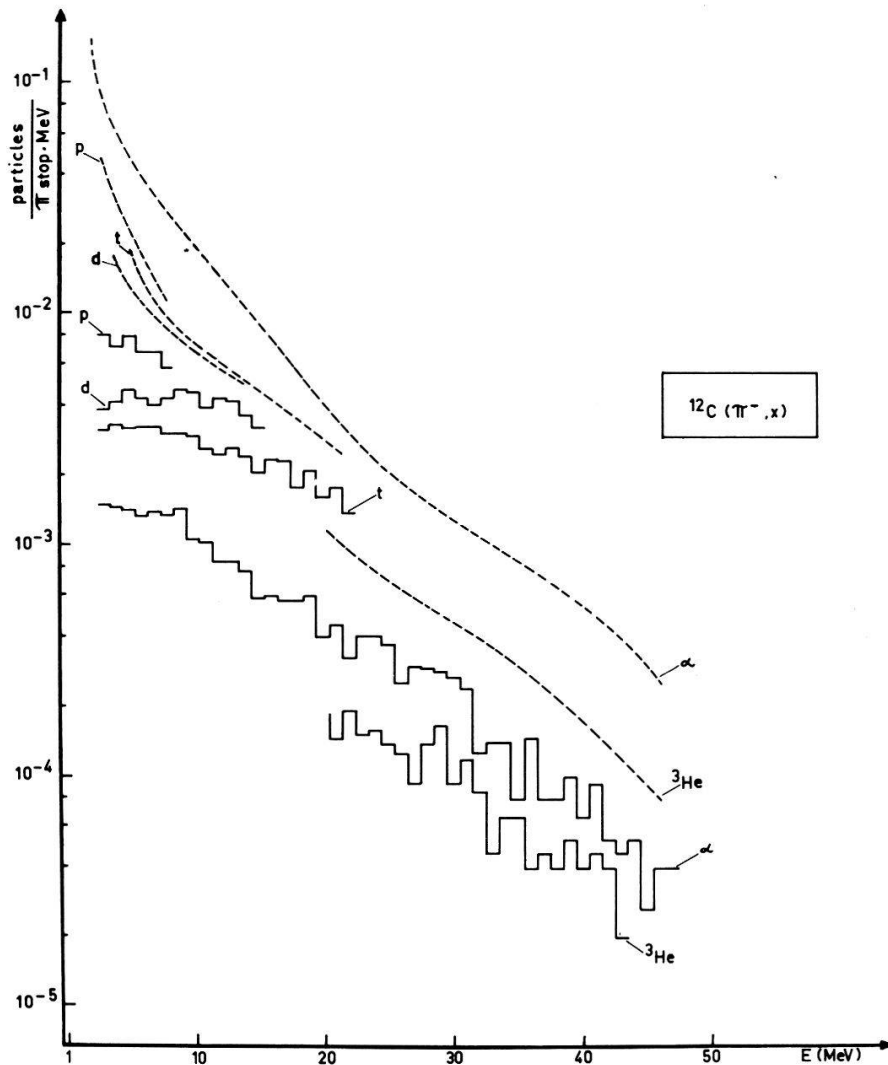


Figure 2

Energy distributions of p , d , t , ${}^3\text{He}$, α for the reaction ${}^{12}\text{C}(\pi^-, x)$. The time of flight spectrum is adjusted to the $\Delta E/E$ spectrum at 25 MeV for α , 15 MeV for t and 10 MeV for d . The lines drawn in the figure are the energy distributions resulting from the raw data after a preliminary target absorption correction. π -stop's: 1.5×10^9 , target thickness: 111 mg/cm^2 .

The observed energy spectra decay nearly exponentially with increasing energy and are consistent with evaporation spectra. In ${}^{12}\text{C}$ the emission of ${}^3\text{He}$ has been measured for the first time. In previous measurements using time of flight methods only, the ${}^3\text{He}$ cannot be separated from the more intense tritons (mainly due to the reaction $\pi^- + \alpha \rightarrow t + n$) [6].

In Ta and Au the energy spectra decay strongly at low energy with decreasing energy, showing the influence of the Coulomb barrier. Comparing ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{181}\text{Ta}$, ${}^{197}\text{Au}$, the ratio of protons to heavier particles increases with A . A $p:\alpha$ ratio of 10 has been observed in the $\text{Ta}(d; p, 4n)$ and $\text{Ta}(d; \alpha, 4n)$ reactions [7], indicating the possibility of similar mechanism for d and π^- induced reactions.

3. Spectra of neutrons

Neutron spectra have been measured by time of flight relative to a stopped π^- . The neutrons were detected in NE-213 liquid scintillators. The flight path was 1.5 m,

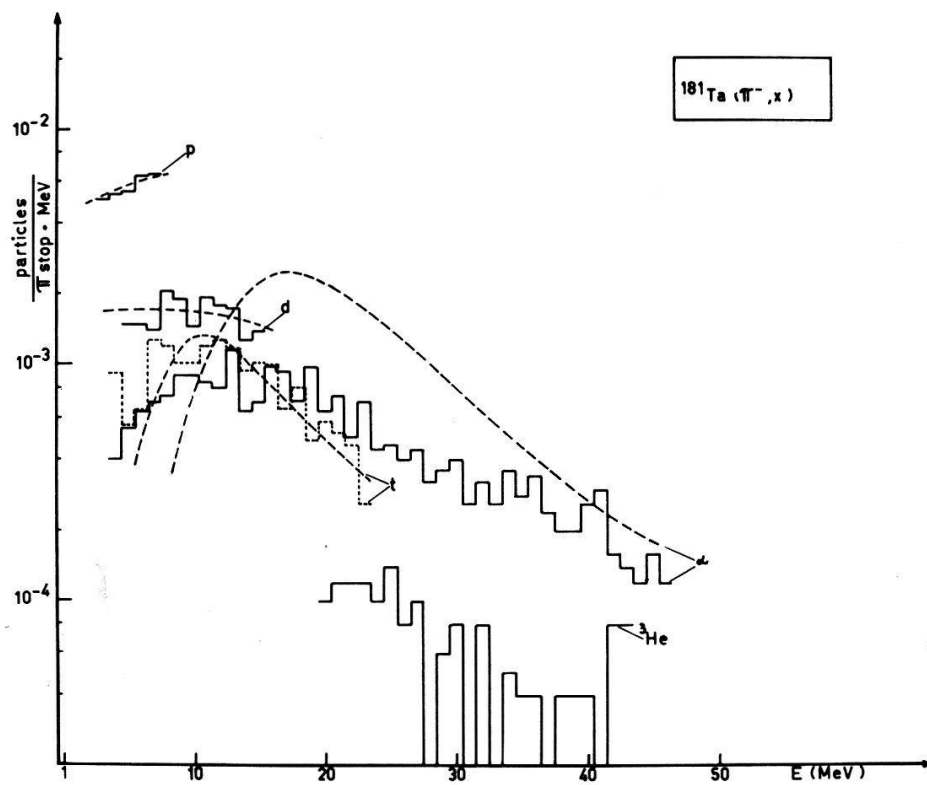


Figure 3
As Figure 2, for $^{181}\text{Ta}(\pi^-, x)$. π -stop's: 0.5×10^9 , target thickness: 85 mg/cm^2 .

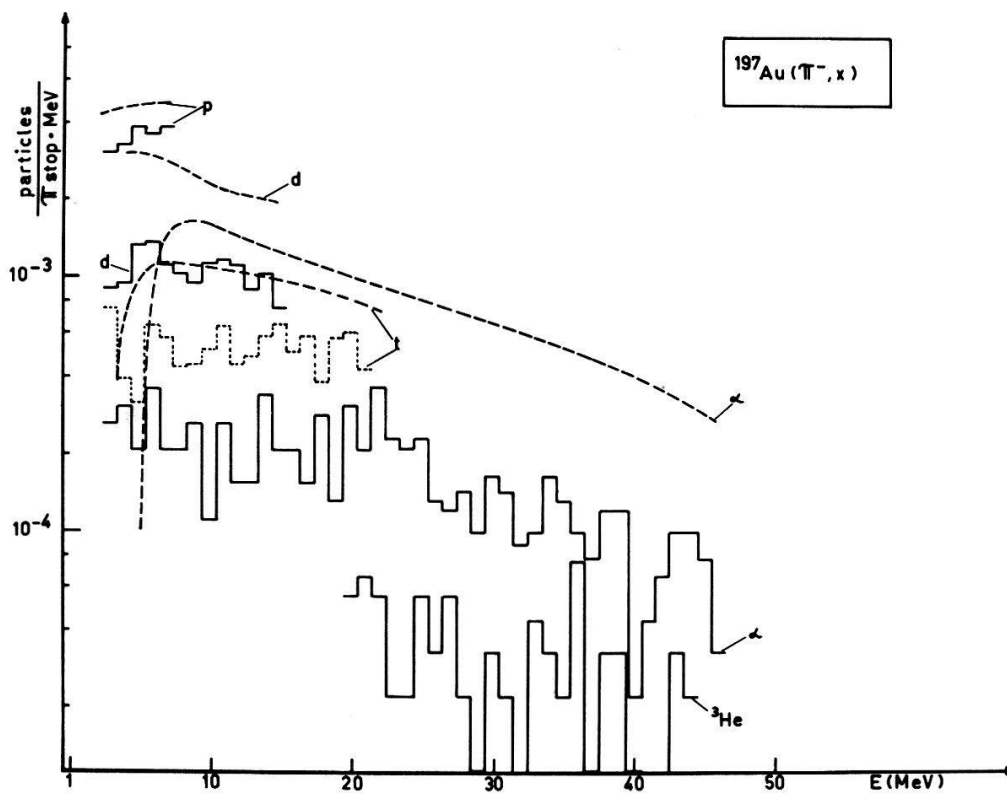


Figure 4
As Figure 2, for $^{197}\text{Au}(\pi^-, x)$. π -stop's: 1×10^9 , target thickness: 410 mg/cm^2 .

the time resolution 0.8 ns fwhm, and the n -threshold 1.8 MeV. We used two methods for efficient background-handling:

- n/γ pulse-shape-discrimination electronics suppressed γ 's to a fraction of $< 1\%$, and identified $> 95\%$ of the incoming n up to $E_n = 20$ MeV and $> 85\%$ of the n above $E_n = 20$ MeV;
- Two-dimensional spectra (time of flight and pulse-height) were stored on magnetic tape event by event.

We have measured the n -spectra for the heavy nuclei Au^{197} , Ta^{181} , Ho^{165} as well as for C^{12} . Up to now the holmium- and carbon-spectra have been evaluated and corrected for backgrounds.

In addition to a beam uncorrelated n -background (constant in the time of flight spectrum) we found an energy dependent background whose origin probably was due to n , n' reactions or scatterings in the surrounding materials and the walls of the

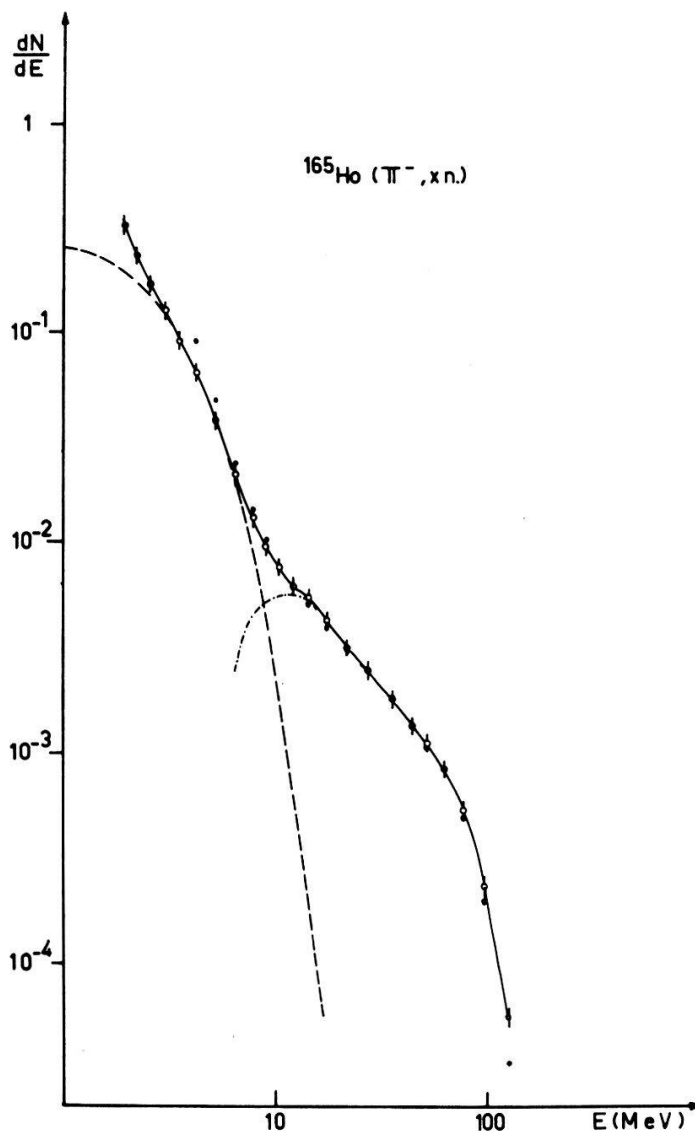


Figure 5

Energy distribution of neutrons for the reaction $^{165}\text{Ho}(\pi^-, x)$. The integral is normalized to 1. The fitted, extrapolated evaporation spectrum and the distribution of direct neutrons are indicated by the dashed and point dashed lines, respectively.

experimental area. The subtraction of this background is somewhat arbitrary as long as no further detailed studies are carried out. For $2 < E_n < 5$ MeV the data are well fitted by an evaporation spectrum $N(E) = E^{5/11} \exp(-E/\delta)$ (Fig. 5, 6). The spectra of direct neutrons are obtained by subtracting the extrapolated evaporation spectra from the measured spectra.

Table I lists the neutron yields compared to the results of other authors. Whereas the yields of evaporation neutrons from ^{165}Ho and ^{12}C differ by a factor of ~ 3 , the

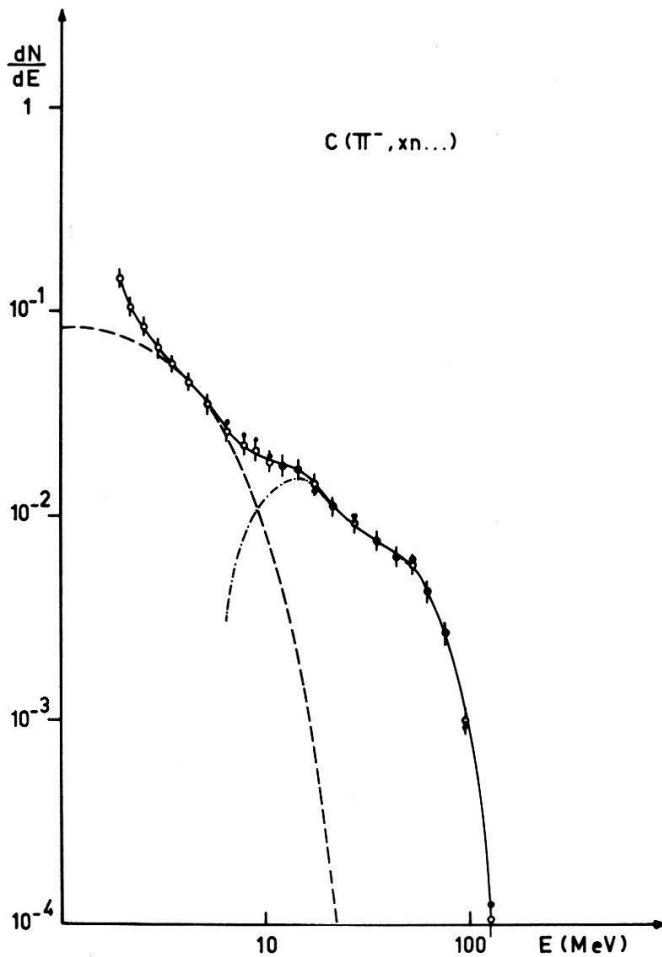


Figure 6
As Figure 5, for $^{12}\text{C} (\pi^-, x)$.

Table I
Neutron yields for different n -threshold E_n and for direct neutrons

Target	Neutron yield per stopped π^-			direct n	Reference
	$E_n > 0$ MeV	$E_n > 2$ MeV	$E_n > 20$ MeV		
Ho^{165}	10.6	6.65(78)	1.00(12)	1.65	this work
Ho^{165}	6.6				[8]
Pb	9.5(5)			2.2	[9]
Pb		3.5(4)		1.9	[10]
Pb	4.98(58)	3.74(44)		1.81(23)	[11]
C^{12}	2.77	2.17(30)	0.99(12)	1.37	this work
C^{12}		2.8(3)		2.4	[10]
C^{12}	2.92(36)	2.73(34)		1.83(23)	[11]

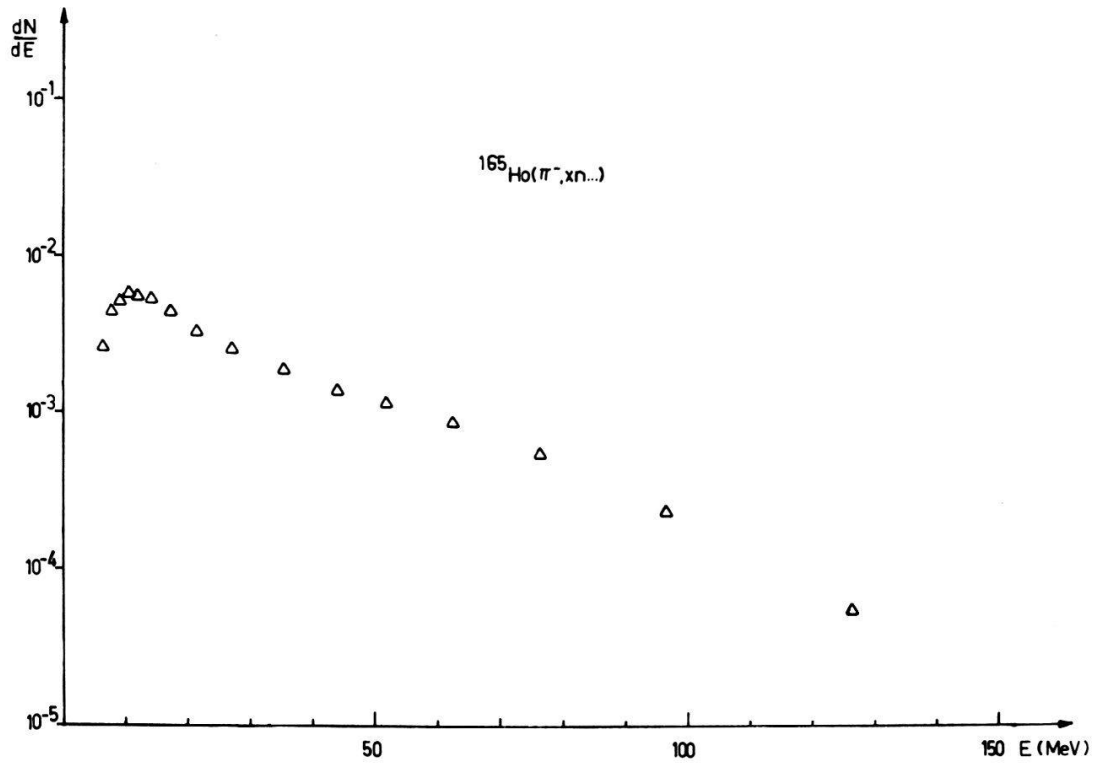


Figure 7
Energy distribution of direct neutrons for the reaction $^{165}\text{Ho}(\pi^-, x)$. The integral is normalized to 1.

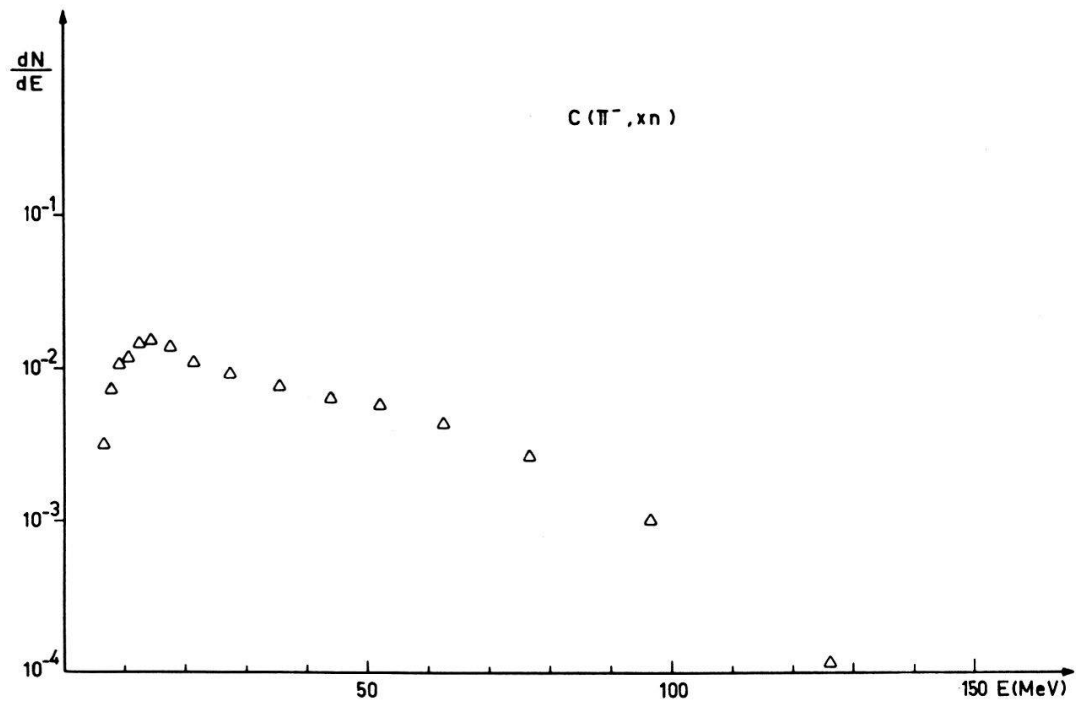


Figure 8
As Figure 7, for $^{12}\text{C}(\pi^-, x)$.

direct neutrons have comparable yields. Also the spectra of direct neutrons (Fig. 7, 8) have a remarkably similar shape for both elements.

The absorption on a quasi-deuteron would lead to ~ 60 MeV primary neutrons. The presence of lower energy direct neutrons could indicate absorption processes on clusters heavier than deuterons. More definite statements about these interesting reactions can be made as soon as more detailed background studies and coincidence measurements on energy and angular correlations have been performed.

REFERENCES

- [1] K. A. BRUECKNER et al., Phys. Rev. 84, 258 (1951).
- [2] J. HÜFNER, Phys. Rep. 21C, 1 (1975).
- [3] D. M. LEE et al., Nucl. Phys. A182, 20 (1972).
 ibid. A197, 106 (1972).
 F. CALLIGARIS et al., Nucl. Phys. A126, 209 (1969).
 R. J. BARRETT et al., Nucl. Phys. A216, 145 (1973).
- [4] H. D. ENGELHARDT et al., Nucl. Phys. A258, 480 (1976).
 C. W. Lewis et al., Phys. Lett. 47B, 339 (1973).
- [5] P. EBERSOLD et al., Phys. Lett. 58B, 428 (1975).
- [6] J. COMISO et al., Phys. Rev. Lett. 35, 13 (1975), Nucl. Instr. Meth. 133, 121 (1976).
- [7] J. BISPLINGHOFF et al., Nucl. Phys. A228, 180 (1974).
- [8] P. EBERSOLD et al., Phys. Lett. 58B, 428 (1975).
- [9] CAMPOS VENUTI et al., Phys. Lett. 9, 45 (1964) and Nuovo Cim. 34, 1446 (1964).
- [10] H. L. ANDERSON et al., Phys. Rev. 133B, 392 (1964).
- [11] P. M. HATTERSLEY et al., Nucl. Phys. 67, 309 (1965).

Produktion von myonischem Helium und myonischem Wasserstoff bei niedrigen Drucken

H. ANDERHUB, F. KOTTMANN, H. HOFER, P. LECOULTRE, D. MAKOWIECKI, O. PITZURRA, B. SAPP,
 P. G. SEILER, P. SHRAGER, M. WÄLCHLI und P. WOLFF

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETHZ und SIN)

Die Zerfallskinetik von Pionen mit einem Impuls von $p = (m_\pi^2 - m_\mu^2)/(2m_\mu) \approx 40$ MeV/c ist gerade so, dass unter 90° zur Flugrichtung sehr niederenergetische Myonen entstehen. Im vorgetragenen Experiment werden letztere in einer magnetischen Flasche gefangen, welche mit dem Targetgas gefüllt ist ($5 \div 600$ Torr). Die nach dem Einfang gebildeten myonischen Atome werden durch ihre charakteristische Röntgenstrahlung und das μ -Zerfallselektron nachgewiesen.

Präzisionsexperiment zur Bestimmung von $m_{\nu_\mu}^2$ und $m_{\pi^\pm}^2$

H. ANDERHUB, F. KOTTMANN, H. HOFER, P. LECOULTRE, D. MAKOWIECKI, O. PITZURRA, B. SAPP,
 P. G. SEILER, M. WÄLCHLI und P. WOLFF

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETHZ und SIN)

In dem z.Zt. am SIN im Aufbau befindlichen Experiment sollen π -Zerfälle im Fluge kinematisch analysiert werden. Bei Vorwärtseignissen ($\theta_{\pi\mu}$ klein) werden die Impulse des Pions (vor Zerfall) und des Myons (Zerfallsprodukt) mit dem selben

Spektrometer gemessen. Daraus können mithilfe von Impuls- und Energiesatz $m_{\nu\mu}^2$ und $m_{\pi\pm}^2$ bestimmt werden. An die Präzision aller Komponenten der Apparatur werden grosse Anforderungen gestellt. Wir berichten über den Stand der Entwicklung.

Präzisionsbestimmung des magnetischen Momentes des positiven Myons mittels einer stroboskopischen Methode [1]

M. CAMANI, F. N. GYGAX, W. RÜEGG, A. SCHENCK und H. SCHILLING

(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich)

E. KLEMP, R. SCHULZE und H. WOLFF

(Universität Mainz)

B. D. PATTERSON

(Physik-Institut, Universität Zürich)

Ziel dieser zur Zeit am SIN durchgeführten Untersuchung ist eine Verbesserung der Präzision des gemessenen Wertes des magnetischen Momentes des μ^+ , ausgedrückt in Einheiten des magnetischen Momentes des Protons (μ_μ/μ_p), dessen Genauigkeit gegenwärtig bei ungefähr 3 ppm liegt [2], zu erreichen.

Den Motivationen dieses Projektes, die zusammen mit der angewendeten Messmethode in Ref. [1] genau präsentiert werden, muss man speziell den folgenden neuen Aspekt hinzufügen: Kürzlich wurde von Hughes *et al.* [3] eine neue Messung der Myoniumhyperfeinfrequenz $\Delta\nu$ vorgenommen, die zu einer angegebenen Genauigkeit von 0.3 ppm führte. Aus diesem $\Delta\nu$ Wert und aus der Feinstrukturkonstante α , die jetzt mit einer Genauigkeit von 0.21 ppm bekannt ist [4], ist es möglich, unter Annahme der Gültigkeit der Quantenelektrodynamik, das Verhältnis μ_μ/μ_p mit einer Genauigkeit von 0.8 ppm zu berechnen. Bei einer Neubestimmung von μ_μ/μ_p mit einer Präzision von ~ 1 ppm ergibt sich folglich die ausserordentlich interessante Möglichkeit, die Gültigkeit der theoretischen QED-Korrekturen zu $\Delta\nu$ mit einer entsprechenden Empfindlichkeit zu testen.

Die in unserer Messung angestrebte Genauigkeit wird zum grössten Teil durch chemische Verschiebungseffekte des auf das Myon wirkenden Magnetfeldes begrenzt sein, wie es auch in der früheren Bestimmung [2] der Fall war. Wir glauben dieses Problem besser im Griff zu haben, indem wir die Myonen in einem System stoppen (z.B. Brom), worin nur eine bestimmte chemische Verbindung entsteht (d.h. MuBr), und wo die chemische Verschiebung für die analoge Wasserstoffverbindung (d.h. HBr) und der Unterschied der diamagnetischen Verschiebungen (in MuBr und HBr), sowie andere Effekte, mit genügender Präzision messbar oder rechenbar sind. An diesem Problem chemischer Natur wird zur Zeit gearbeitet.

Im Gegensatz zur früher gebrauchten zeitdifferentiellen Methode erlaubt die jetzt angewendete stroboskopische Technik die volle Intensität des SIN-Myonenstrahls auszunützen. So war es bereits möglich, in einer dreistündigen Messung mit einem Primär-Protonenstrahl von 15 μA das Verhältnis μ_μ/μ_p mit einer Genauigkeit, deren rein statistischer Anteil 4 ppm betrug, zu bestimmen. Verbesserungen in der Messanordnung werden noch vorgenommen, vor allem um Untergrundereignisse stärker zu unterdrücken. Es ist zu erwarten, dass für den rein statistisch bedingten

Anteil der Messgenauigkeit sub-ppm Werte mit vernünftiger Strahlzeit erreichbar sind.

REFERENZEN

- [1] SIN Research Proposal R-73-02.
- [2] K. M. CROWE et al., Phys. Rev. *D5*, 2145 (1972).
- [3] D. E. CASPERSON et al., Phys. Lett. *59B*, 397 (1975).
- [4] P. T. OLSEN und E. R. WILLIAMS; in Atomic Masses and Fundamental Constants 5 (Plenum Press New York, 1976).

Kristallspektrometermessung des $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ – Röntgenübergangs in myonischem ^{28}Si

R. EICHLER, B. AAS, W. BEER, I. BELTRAMI, P. EBERSOLD, TH. v. LEDEBUR, H. J. LEISI und W. W. SAPP
(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETHZ)

J.-CL. DOUSSE, J. KERN, A. RAEMY und W. SCHWITZ
(Physikalisches Institut der Universität Fribourg)

Wir berichten über die erste Messung einer myonischen Röntgenlinie mit Hilfe eines Kristallspektrometers. Das Experiment wurde am μ -Kanal des SIN am internen Target des μE3 -Arealis durchgeführt. Die gemessene Energie des $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ – Uebergangs wird mit der Theorie verglichen, und die Implikationen für die Vakuum-polarisationskorrektur und eine mögliche anomale Wechselwirkung zwischen Myon und Kern werden diskutiert.

Measurement of Polarization for $\pi^+ p \uparrow$ Scattering at 291.4 MeV

C. AMSLER, L. DUBAL, G. H. EATON, R. FROSCHE, S. MANGO, J. MCCULLOCH, R. MINEHART, U. ROHRER
and P. WEYMUTH

(Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, 5234 Villigen)

Using the SIN polarized proton target, we have measured $P(\theta)$ for $\pi^+ p \uparrow$ scattering at 14 angles ranging from 56° to 145° in the center of mass at an incident pion energy of 291.4 MeV. The statistical precision at each angle is typically ± 0.04 . The data have been combined with differential and total cross section measurements of Bussey et al. [1] at the same energy to obtain a set of phase shifts. The use of the polarization slightly improves the precision of the S and P wave phase shifts and, more significantly, enables us to determine the D wave phase shifts from experimental data.

REFERENCES

- [1] P. J. BUSSEY et al., Nucl. Phys. *B58*, 363 (1973).
- [2] J. R. CARTER et al., Nucl. Phys. *B58*, 378 (1973).

Coulomb-Effekte bei Dispersions-Relationen für Austauschamplituden

M. BORNAND, G. R. PLATTNER und K. ALDER

(Institut f. theoret. Physik, Universität Basel)

Wir gaben früher für phänomenologische Streuamplituden mit virtueller Anregung eines gebundenen Zustandes eine Coulomb-Modifikation an, welche ermöglicht, via Dispersionsrelation spektroskopische Information über diesen Zustand zu erhalten. Wir zeigen nun, dass für Austauschprozesse eine andere Coulombkorrektur notwendig ist. Ausgehend von der analytischen Struktur einer Austauschamplitude, die gegenüber der Potentialstreuamplitude zusätzliche, nicht triviale Coulomb-Singularitäten enthält, wird das Verfahren entwickelt und an zwei Beispielen getestet. Dabei gehen wir noch einmal auf die früher aufgetretenen Diskrepanzen in der $p + D$ Streuung ein, welche nun zum Teil verschwinden.

Einfluss stark gebundener Zustände in ^{12}C auf die elastische Streuung von Protonen bei niedern Energien

H. O. MEYER und G. R. PLATTNER

(Universität Basel)

Die Vorwärts-Amplitude der elastischen $p + ^{12}\text{C}$ Streuung wurde aus den bisher publizierten Phasenanalysen und Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts berechnet. Die Singularitäten der analytisch fortgesetzten Amplitude, bestehend aus Polen bei negativen reellen Energien können mit Hilfe der Dispersionsrelation untersucht werden. Diese Pole entsprechen dem Grundzustand des ^{13}N und dem Austausch von Ein-Loch-Zuständen des ^{11}B . Es wird gezeigt, dass auch weit von $E = 0$ entfernte Austausch-Pole einen bedeutenden Beitrag zur Amplitude bei physikalischen Energien liefern. Insbesondere kann der Einfluss des Austausches eines ^{11}B Zustandes, der einem ^{12}C mit einem Loch in der $s_{\frac{1}{2}}$ -Schale entspricht, untersucht werden.

Quasi-free α - p scattering in the $^2\text{H}(\alpha, \alpha p)n$ reaction

F. FOROUGHI, C. NUSSBAUM and G. PAULETTA

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Differential cross sections for the $^2\text{H}(\alpha, \alpha p)n$ reaction have been measured at 42 MeV incident α energy. The results have been compared with the predictions of the Cahill model.

Quasielastische Elektronenstreuung an ^3He

I. SICK

(Universität Basel)

T. DE FOREST und A. E. L. DIEPERINK

(IKO Amsterdam)

Als quantitativer Test von Faddeev Rechnungen der $^3\text{H}/^3\text{He}$ Wellenfunktionen wurde bisher im wesentlichen die elastische Elektronenstreuung verwendet. In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, inwieweit quasielastische Streuung, auf das Verhalten der Wellenfunktion im Impulsraum – anstatt Ortsraum – empfindlich, dazu komplementäre Information liefern kann. Aus den Faddeev-Wellenfunktionen von Kim et al. wurde die Spektale Funktion $S(E, p)$ bestimmt, damit die (e, e') Wirkungsquerschnitte berechnet und mit Daten bei hohem Impulsübertrag verglichen. Die Eigenschaften von S , sowie die daraus folgenden Konsequenzen für die Anwendung von Summenregeln auf $(e, e'p)$ Reaktionen werden ebenfalls diskutiert.

Etude des corrélations angulaires dans les annihilations antiproton–proton en 6, 7 et 8 pions, entre 1.1 et 1.4 GeV/c

R. WEILL, M. GAILLOUD et PH. ROSSELET

(Institut de physique nucléaire, Université de Lausanne)

J. B. GAY, M. BOGDANSKI, E. JEANNET et J. B. JEANNERET

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Les paramètres de corrélation γ ont été mesurés pour les réactions indiquées. Le formalisme proposé par G. Goldhaber et al. ne rend pas compte des résultats expérimentaux.

L'introduction de déphasages δ_0^0 dans l'interaction $\pi\pi$ permet de rendre compte d'une partie de l'effet observé.

Neuere Berechnungen von Spaltbarrieren für gg -Kerne im Bereich der Aktiniden

K. JUNKER

(EIR, Würenlingen)

Unter Benutzung des Konzeptes der dynamischen Spaltwege [1, 2] sowie der Berücksichtigung axial-asymmetrischer Deformationen an der inneren und der Massenasymmetrie an der äusseren Barriere wurden im Rahmen der Strutinsky-Theorie für etwa 60 gg Kerne im Bereich der Aktiniden (Th bis Ku) die Spaltbarrieren bestimmt. Die Bestimmung der Einteilchenenergien erfolgte mittels eines Schalenmodells mit deformierten Woods-Saxon Potential [3, 4]. Die Restwechselwirkung

wurde im Rahmen der BCS-Theorie berücksichtigt. Erstmals wurde der Einfluss axial-asymmetrischer Deformationen auf die Höhe der äusseren Barriere untersucht.

LITERATUR

- [1] T. LEDERGERBER and H. C. PAULI, Nucl. Phys. *A207*, 1 (1973).
- [2] H. C. PAULI and T. LEDERGERBER, Physics and Chemistry of Fission, Vol. I (1973), 463, IAEA, Vienna (1974).
- [3] J. DAMGARD, H. C. PAULI, V. V. PASHKEVICH and V. M. STRUTINSKY, Nucl. Phys. *A135*, 432 (1969).
- [4] K. JUNKER, Act. Phys. Austr. *43*, 221 (1975).

Mesure et étalonnage absolu du pouvoir d'analyse T_{20} de la réaction ${}^3\text{He}(\mathbf{d}, p){}^4\text{He}$ à 0° entre 0.34 et 11.60 MeV

P. A. SCHMELZBACH, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, R. RISLER, D. O. BOERMA et B. JENNY

(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Techn. Hochschule, 8093 Zürich)

Le pouvoir d'analyse tensoriel T_{20} de la réaction ${}^3\text{He}(\mathbf{d}, p){}^4\text{He}$ à 0° a été mesuré entre 0.34 et 11.60 MeV avec le faisceau de deutons polarisé de l'ETH. L'étalonnage absolu des mesures a été réalisé à 6.69 MeV à l'aide de la réaction ${}^{16}\text{O}(\mathbf{d}, \alpha_1){}^{14}\text{N}^*$ et à 3.92 et 11.56 MeV avec la diffusion ${}^4\text{He}(\mathbf{d}, d){}^4\text{He}$. Les résultats livrés par les deux méthodes sont en excellent accord. La qualité de ces mesures permet d'utiliser la réaction ${}^3\text{He}(\mathbf{d}, p){}^4\text{He}$ comme polarimètre pour déterminer et contrôler de manière continue la polarisation tensorielle d'un faisceau de deutons avec une précision supérieure à 1%.

Le pouvoir d'analyse iT_{11} de la diffusion élastique $\mathbf{d}-\alpha$ entre 2.38 et 13.60 MeV

P. A. SCHMELZBACH, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, R. RISLER, D. O. BOERMA et B. JENNY

(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Techn. Hochschule, 8093 Zürich)

Le pouvoir d'analyse vectoriel iT_{11} de la diffusion élastique $\mathbf{d}-\alpha$ a été mesuré entre 2.38 et 13.60 MeV à $\theta_{\text{Lab}} = 37.5^\circ$ et 45° avec le faisceau de deutons polarisé vectoriellement de l'ETH. Pour l'étalonnage absolu des mesures, on a utilisé un faisceau à polarisation mixte (rapport polarisation vectorielle/polarisation tensorielle connu) permettant la détermination simultanée du pouvoir d'analyse vectoriel et du pouvoir d'analyse tensoriel A_{yy} aux angles et énergies auxquels celui-ci doit être égal à 1. L'accord entre les étalonnages à 4.57 MeV et 11.88 MeV est excellent. Avec les résultats obtenus, la diffusion élastique $\mathbf{d}-\alpha$ peut être utilisée pour la détermination aisée de la polarisation vectorielle d'un faisceau de deutons avec une précision de 0.010 à 0.015.

Untersuchung der elastischen Deuteronenstreuung mit Hilfe des optischen Modells

H. R. BÜRGI, W. GRÜEBLER, P. A. SCHMELZBACH, V. KÖNIG, R. RISLER und B. JENNY

(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Techn. Hochschule, 8093 Zürich)

Messungen des Wirkungsquerschnittes und der vier Analysationsvermögen von elastisch gestreuten Deuteronen an mittelschweren Kernen werden mit Hilfe des optischen Modells untersucht. Tensorwechselwirkungen sind notwendig, um die beobachteten Tensoranalysationsvermögen T_{2q} zu beschreiben. Besonderes Gewicht wird auf die Anregungsfunktion T_{20} in Rückwärtsrichtung ($\theta = 175^\circ$) gelegt, da hier die Abhängigkeit der gesuchten Potentiale besonders empfindlich ist. Die Analyse wird mit einem Computerprogramm durchgeführt, welches die gekoppelten Wellengleichungen exakt löst.

Gleichgewichtseigenschaften von Mischungen harter Kugeln mit nichtadditiven Diametern

ERICH BERGMANN

(Battelle, Forschungszentrum Genf 1227 Carouge-Genf)

Einleitung

Wir betrachten eine aus s Komponenten bestehende Mischung von realen Gasen oder Flüssigkeiten in der die Wechselwirkung eines Moleküls der Komponente i mit einem Molekül der Komponente j die folgende Form hat [1] [2]:

$$\begin{aligned} V_{ij}(R) &= \infty & R \leq a_{ij} \\ V_{ij}(R) &= 0 & R > a_{ij}. \end{aligned} \quad (1)$$

Mischungen *nichtadditiver* harter Kugeln zeichnen sich dadurch aus, dass

$$a_{ij} = \frac{a_{ii} + a_{jj}}{2} + \Delta_{ij}, \quad \Delta_{ij} \neq 0. \quad (2)$$

Ein Spezialfall hiervon ist das Widom-Rowlinson Modell, [3] [4] mit

$$a_{ii} = a_{jj} = 0. \quad (3)$$

Hierfür wurde die von Percus und Yevick entwickelte nichtlineare Integralgleichung für die Radialverteilungsfunktion, $g(R)$, kürzlich gelöst [5]. Für $a_{11} = a_{22}$ wurde $\Delta_{12}/a_{11} = 0.2$ mit Molekulardynamik [6] und $\Delta_{12}/a_{11} = -0.1, -0.2, -0.3$ mit der Monte Carlo-Methode [7] berechnet.

Erweiterung der Theorie des skalierten Teilchens

Wir haben die Theorie des skalierten Teilchens ('scaled particle'), die ursprünglich nur für additive harte Kugeln gültig war [8], auf nichtadditive harte Kugeln erweitert. Dies gelingt dadurch, dass man allgemein für die Wechselwirkung des

skalierten Teilchens der Spezies i

$$V_{ij}(R, \lambda) = V_{ij}(R/\xi_{ij}(\lambda)). \quad (4)$$

ansetzt, wobei aber gelten soll:

$$\xi_{ij}(1) = \xi_{ji}(1) = 2\xi'_{ji}(1) = 2\xi'_{ij}(1) = 1. \quad (5)$$

Für makroskopische λ wird das skalierte Teilchen zu einem in die Flüssigkeit eingebrachten Hohlraum. Für additive harte Kugeln war dies einfach eine Hohlkugel. In binären Mischungen führen nichtadditive harte Kugeln zu einem Hohlraum, der von einer für eine Komponente undurchlässigen Membrane umschlossen ist. Die Konstanz des chemischen Potentials der membranaktiven Spezies, z.B. μ_1 , erlaubt es, die Dichte der reinen Flüssigkeit in der Kugelschale mit dem Überschuss des chemischen Potentials im Aussenraum, W_1 , zu verknüpfen. Dies führt schliesslich zur Gleichung:

$$\rho y G_{12}(\lambda = \infty; \rho, y) = p(\rho, y) - \int_0^{\theta(\rho, y)} d\theta \frac{d}{d\theta} [\ln (\Lambda_1^3 \rho (1 - y)) + W_1(\rho, y)], \quad (6)$$

wobei ρ die Dichte, y die Konzentration der Komponente 2 und p den Druck in der Mischung bezeichnen. Λ_1 ist die de Broglie Wellenlänge der Komponente 1 und $G_{12}(\lambda; \rho, y)$ ist die normierte Wahrscheinlichkeit ein Molekül der Spezies 2 an der Membrane eines skalierten Teilchens vom Typ 1 zu finden. $\theta(\rho, y)$ erhält man mit der bekannten Abhängigkeit des chemischen Potentials eines reinen harten Kugelgases von der Dichte aus

$$\mu(\theta) = \mu_1(\rho, y). \quad (7)$$

Aus der Entwicklung von $\exp(W_1)$ nach Ursell-Mayer-Funktionen kann man zeigen, dass für Werte von λ kleiner denn λ_1 die Funktion $W_1(\lambda; \rho, y)$ exakt bestimmbar ist [9], wobei man $\bar{\lambda}_1$ aus folgenden Bedingungen erhält:

$$\xi_{12}(\bar{\lambda}_1)a_{12} + \xi_{11}(\bar{\lambda}_1)a_{11} \leq a_{12}, \quad 2\xi_{12}(\bar{\lambda}_1)a_{12} \leq a_{22}, \quad \xi_{11}(\bar{\lambda}_1) \leq 1/2. \quad (8)$$

Resultate für binäre Mischungen

Die einfache Form von $\mu(\theta)$ für das Widom-Rowlinson-Modell und für die allgemeine Mischung in einer Dimension lässt in diesen Fällen die Darstellung der Lösung in Form einer transzendenten Gleichung zu. Ein Vergleich mit der exakten Lösung in einer Dimension [10] zeigt, dass die Theorie des skalierten Teilchens zu wesentlich besseren Resultaten führt als die Lösung der Percus-Yevick-Gleichung. Für das Widom-Rowlinson-Modell erhält man eine kritische reduzierte Dichte für den Entmischungsphasenübergang, $\rho_{cr}^* = 1.8208$, die im Gegensatz zum Percus-Yevick-Resultat niedriger ist, als der Wert, den man aus der einfachen 'mean-field'-Betrachtung erhält (ρ_{cr}^* (mean field) = 2 [3]).

REFERENZEN

- [1] J. L. LEBOWITZ und D. ZOMICK, J. Chem. Phys. 54, 3335 (1971).
- [2] E. BERGMANN, Mol. Phys., im Druck.
- [3] B. WIDOM, J. S. ROWLINSON, J. Chem. Phys. 52, 1670 (1970).

- [4] D. RUELLE, Phys. Rev. Lett. 27, 1039 (1972).
 [5] S. AHN und J. L. LEBOWITZ, J. Chem. Phys. 60, 523 (1974).
 [6] T. W. MELNYK und B. L. SAWFORD, Mol. Phys. 29, 891 (1975).
 [7] D. J. ADAMS und I. R. McDONALD, J. Chem. Phys. 63, 1900 (1975).
 [8] J. L. LEBOWITZ, E. HELFAND und E. PRAESTGAARD, J. Chem. Phys. 43, 774 (1965).
 [9] E. BERGMANN, Chem. Phys. Lett. 38, 385 (1976).
 [10] I. PRIGOGINE und S. LAFLEUR, Acad. Roy. Belge, Classe Sciences 40, 484, 497 (1954).

Evanescent Waves, Finite Source Area, and the Inverse Scattering Problem

B. STEINLE and H. P. BALTES

(Zentrale Forschung und Entwicklung, LGZ Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug, Switzerland)

Two main problems were left open in previous studies [1–4] of the specification of the spectral spatial coherence function of statistically homogeneous planar sources from the radiant intensity:

- (i) The relevance of the *high-frequency part* of the spectral coherence corresponding to spatial frequencies $f > k$ or to *evanescent waves* with angles $\theta = \pi/2 \dots \pi/2 - i\infty$.
 (ii) The effects due to the *finite size* of the source area, in particular in the case of spectral coherence functions showing a coherence area [3] that is not small compared with the source area.

It is a wellknown result of classical wave optics that the evanescent waves are indispensable in the expansion of a spherical wave ('point-source') into plane waves [5–7]. It was hence supposed [3] that the high spatial frequencies become more and more important with decreasing source area. Thus the questions (i) and (ii) seem to be interrelated. We study both problems simultaneously in terms of spatially homogeneous and isotropic planar sources [1–4] that are bounded by a circular aperture of radius a . We thus maintain the assumptions (i)–(iv) specified in the accompanying paper [4], but give up the restriction (v). In agreement with Schell's theorem [8] the spectral spatial coherence function $W(r, \omega)$ of the source now reads

$$W(r, \omega) = W^\infty(r, \omega) \cdot W_a(r) \quad (1)$$

where $W_a(r)$ is the transfer function of the circular aperture [9] of radius a ,

$$W_a(r) = \text{circ}(r/a) * \text{circ}(r/a) \quad (2)$$

$$= \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[\arccos \frac{r}{2a} - \frac{r}{2a} \left(1 - \frac{r^2}{4a^2} \right)^{1/2} \right], & r < 2a \\ 0, & r \geq 2a \end{cases}$$

with $*$ denoting the convolution. $W^\infty(r, \omega)$ stands for the 'free' planar source in the limit $W_a(r) \equiv 1$. We shall vary below both the size of the source and its degree of spatial coherence by considering a variety of diameters a and coherence functions $W^\infty(r, \omega)$.

We study the spectral coherence $W(r, \omega)$ and the radiant intensity $I(\theta, \omega)$ in terms of the *spatial frequency spectrum* or *angular spectrum*

$$\begin{aligned}
 F(f, \omega) &\propto \int_0^\infty W(r, \omega) J_0(rf) r \, dr \\
 &\propto I(\theta, \omega) / \cos^2 \theta
 \end{aligned} \tag{3}$$

with $f = k \sin \theta$, $k = \omega/c$, and with J_0 denoting the Bessel function of order zero. The truncated inversion or 'low-frequency' part reads

$$W^{LF}(r, \omega) \propto \int_0^k F(f, \omega) J_0(rf) f \, df \tag{4}$$

and is analogous to Equation (2) in Reference [4]. The complete inversion integral including the evanescent waves would extend from $f = 0$ to $f = \infty$.

We first study the implications of the finiteness (2) and the truncation (4) on the reconstruction of the source (1) in the case of *full coherence*, $W^\infty(r, \omega) \propto 1$, where (3) leads to

$$F(f, \omega) \propto [J_1(fa)/fa]^2. \tag{5}$$

The reconstruction of the coherence function is simulated by combining (4) and (5). This leads to

$$W^{LF}(r, \omega) \propto \int_0^k \frac{J_1^2(fa) J_0(fr)}{(fa)^2} f \, df. \tag{6}$$

Apparently the reconstructed coherence can be discussed as a function of ka . This demonstrates the interrelation of the effects due to the cut-off $f \leq k$ and those due to the finite radius a of the source. We evaluated the integral (6) numerically for $ka = 0.1, 1, 10$, and 100 . An almost faithful reconstruction of the exact spectral coherence $W(r, \omega) = W_a(r)$ is obtained in the case $ka = 100$. A rough approximation of the shape of $W(r, \omega)$ is found for $ka = 10$, whereas hardly any information can be extracted in the cases $ka = 1$ and $ka = 0.1$. (The latter case was included for completeness only; the authors are aware of the limitations of physical optics.) On the one hand, the above results stress the significance of the evanescent waves; on the other hand, the integral (6) illustrates the difficulty involved in enhancing the reconstruction by analytical continuation [9].

We now vary the *degree of spectral coherence* $W^\infty(r, \omega)$ of the underlying free source. To this end, we use the set of model sources studied previously [3, 4],

$$W_n^\infty(r, \omega) \propto J \text{inc}_{n/2}(kr) \tag{7}$$

where $J \text{inc}_m(x) \equiv m! \cdot J_m(x)/(x/2)^m$ with J_m denoting the Bessel function of order m . The coherence functions (7) correspond to the radiant intensities $I_n(\theta, \omega) \propto \cos^n \theta$ and to the spatial frequency spectra $F_n^\infty(f, \omega) \propto [1 - (f/k)^2]^{n/2-1}$. The coherent source is obtained in the limit $n \rightarrow \infty$. The case $n = 1$ corresponds to the blackbody or Lambertian source. Combining (1), (2), (3), (4), and (7) we study the joint implications of the finite source area (2) and the truncation (4) in terms of the reconstructed spatial frequency spectrum $F_n^{LF}(f, \omega; a)$ rather than in terms of $W^{LF}(r, \omega; a)$. We have to evaluate integrals of the type

$$\int_0^{2a} W_a(r) J \text{inc}_{n/2}(kr) J_0(fr) r \, dr. \tag{8}$$

We calculated (8) numerically for $ka = 0.1, 1, 10,$ and 100 and for $n = 1, 2, 3,$ and 10 . The deviations of the reconstructed spectrum F_n^{LF} from the exact spectrum F_n^∞ do not depend very much on the degree of coherence of the source (7). The finiteness of the source area and the truncation of the evanescent waves manifest themselves particularly near $f = k$ or $\theta = 90^\circ$. A fair reconstruction is found for $ka = 100$ and $n = 10$. However, even for $ka = 100$, sensible deviations occur in the cases $n = 1, 2,$ and 3 for $f \gtrsim 0.9k$ or $\theta \gtrsim 65^\circ$. In the case $k = 10$, only the part $f \lesssim 0.5k$ or $\theta \lesssim 30^\circ$ is fairly reproduced. The (hypothetical) case $ka = 0.1$ always leads to the false prediction of $F^{LF} \approx \text{const.}$

As a by-product (the case $n = 1$), we solve the old problem of the *non-Lambertian behaviour of the blackbody source with finite aperture*. Marked deviations from Lambert's cosine law occur for $f \gtrsim 0.5k$ or $\theta \gtrsim 30^\circ$ in the case $ka = 10$ and for $f \gtrsim 0.95k$ or $\theta \gtrsim 70^\circ$ in the case $ka = 100$. A comprehensive study is in progress.

The *spectral coherence area* $A_n \propto \int_0^\infty W_n^2(r, \omega) r dr$ introduced in Reference [3] was re-examined for the finite sources defined by $W_a(r) \cdot W_n^\infty(r, \omega)$. We find that the divergence of A_n^∞ occurring for $n \rightarrow 1$ is removed if the finite source area is properly accounted for. Similarly, the position of the minimum ($n = 2$) of A_n^∞ is shifted to $n \approx 1$ for $ka = 10$ and $n \approx 1.8$ for $ka = 100$. This result illustrates the approximations involved in the transformation formulae introduced in References [1] and [2].

REFERENCES

- [1] E. WOLF and W. H. CARTER, *Opt. Comms.* 13, 205 (1975).
- [2] W. H. CARTER and E. WOLF, *J. Opt. Soc. Am.* 65, 1067 (1975).
- [3] H. P. BALTES, B. STEINLE and G. ANTES, *Opt. Comms.* to be published.
- [4] G. ANTES, H. P. BALTES and B. STEINLE, *Helv. Phys. Acta*, this issue.
- [5] H. WEYL, *Ann. Phys. (Leipzig)* 60, 481 (1919).
- [6] W. H. CARTER, *J. Opt. Soc. Am.* 65, 1054 (1975).
- [7] H.-G. SCHMIDT-WEINMAR, *J. Opt. Soc. Am.* 65, 1059 (1975).
- [8] A. C. SCHELL, Ph.D. Thesis (M.I.T., 1961).
- [9] J. W. GOODMAN, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York, 1968), Ch. 6.

Zur Tröpfchenbildung aus übersättigten Dämpfen

H. R. TSCHUDI

(Universität de Lausanne)

Kinetische Gleichungen werden hergeleitet und diskutiert für den Fall der Tröpfchenbildung an Kondensationskeimen (heterogene Nukleation) und für die Tröpfchenbildung aus reinen, übersättigten Dämpfen (homogene Nukleation).

a) Heterogene Nukleation: Wir leiten die kinetische Gleichung von Zeldovich und Frenkel [1] auf eine neue Art her und diskutieren die zeitliche Entwicklung der Verteilung der Tröpfchengrößen im Falle von Untersättigung und von Uebersättigung.

b) Homogene Nukleation: Im Rahmen der Thermodynamik irreversibler Prozesse wird eine kinetische Gleichung für die homogene Nukleation hergeleitet. Unter der Voraussetzung konstanter Uebersättigung berechnen wir für ein ein-

faches Tröpfchenmodell die zeitliche Entwicklung der Nukleationsrate und der totalen Kondensationsrate.

LITERATUR

[1] J. FRENKEL, *Kinetic Theory of Liquids* (Dover Publications, New York, 1955), p. 390 ff.

Quantenstatistische Eigenschaften von Photodetektoren¹⁾

U. MARTENS und F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die Statistik von Photoelektronen wurde früher meist an verschiedenen halb-klassischen Modellen untersucht, bis Glauber 1963 den idealen Detektor auch rein quantenmechanisch behandelte [1]–[5]. Dabei wurden die Wechselwirkung zwischen den Detektoratomen und der Einfluss der endlichen Bandbreite bei nicht-idealen Detektoren nicht berücksichtigt.

Für nicht-ideale Detektoren ist die Statistik der Photoelektronen jedoch stark von der Bandbreite abhängig [6].

Wir betrachten daher ein rein quantenmechanisches Modell [7]–[8], das eine Vielteilchen-Wechselwirkung im Detektor und als Folge davon zugleich eine endliche Bandbreite miteinbezieht.

I. Detektion kohärenter Strahlung

Der Detektor soll im wesentlichen aus gebundenen und freien Elektronen bestehen, die mit einem zunächst kohärenten Strahlungsfeld wechselwirken. Folgende Annahmen werden gemacht:

- (i) nicht-relativistische Näherung;
- (ii) nur direkte Uebergänge, d.h. keine intermediären Zustände;
- (iii) keine Sekundäremission;
- (iv) der Rekombinationsprozess werde vernachlässigt;
- (v) freies Strahlungsfeld, d.h. keine Wechselwirkung zwischen Strahlungsquelle und -feld.

Dann hat der Wechselwirkungsterm des Hamiltonoperators für den Detektionsprozess folgende Gestalt:

$$H_{ww}(t) = \int_V \mu \Psi_f^*(\underline{x}, t) \Psi_b(\underline{x}, t) E^+(\underline{x}, t) d\underline{x}$$

Dabei ist $E^+(\underline{x}, t)$ der Vernichtungsoperator des einfallenden Bosonfeldes mit den kohärenten Eigenzuständen $|\alpha\rangle$:

$$E^+(\underline{x}, t)|\alpha\rangle = \varepsilon_\alpha(\underline{x}, t)|\alpha\rangle$$

$$\varepsilon_\alpha(\underline{x}, t) = i \sum_l \sqrt{\hbar\omega_l/V_{\text{cav}}} \alpha_l e^{i(q\underline{x} - \omega_l t)}.$$

¹⁾ Diese Arbeit wurde im Rahmen eines von der GRD finanzierten Projektes ausgeführt.

Ψ_f^* ist der Erzeugungsoperator des Fermionfeldes der freien Elektronen und Ψ_b der Vernichtungsoperator für die gebundenen Elektronen, deren Wellenfunktionen die Schrödingergleichung für ein stationäres Gitterpotential

$$V(\underline{x}) = \sum_{\underline{k}} V_{\underline{k}} \cos(\underline{k}\underline{x})$$

erfüllen müssen.

Man berechnet die Wahrscheinlichkeit $P_n(\tau)$, n Photoelektronen im Zeitintervall $(0, \tau)$ zu zählen.

Mit Standard-Methoden für n -fache Korrelationsfunktionen [5]–[9] erhält man in der Näherung für gekühlte photoleitende Dünnschichtdetektoren

$$P_n(\tau) = \frac{f^n}{n} e^{-\langle n \rangle} \prod_{v=1}^{n-1} \left(\frac{1}{v} - \frac{g}{f^2} \right) \quad \text{für } n > 1$$

mit den Funktionen

$$f = \frac{1}{2\pi} \mu^2 I \tau m^* A \cdot \left[\frac{V_0}{2} + \text{const}(T, V_{\underline{k}}) \right] \sum_{j=-3}^3 \sigma_j$$

$$g = \frac{1}{2\pi} \mu^4 I^2 \tau^2 m^* A \cdot \left[\frac{V_0}{2} + \text{const}(T, V_{\underline{k}}) \right] \sum_{j=-3}^3 \sigma_j^2$$

$$\sigma_j = \frac{h2m}{\pi b} \left(\frac{2\pi^2 \cdot j^2}{b^2 \cdot m^*} + \frac{hc}{\lambda} - V_0 \right)^{-1/2} \left(\frac{\sin^2 \frac{b\zeta_{j+}}{2}}{\zeta_{j+}^2} + \frac{\sin^2 \frac{b\zeta_{j-}}{2}}{\zeta_{j-}^2} \right)$$

$$\frac{h}{2\pi} \zeta_{j\pm} = \left[2m \frac{2\pi^2 \cdot j^2}{b^2 \cdot m^*} + \frac{hc}{\lambda} - V_0 \right]^{1/2} \pm \frac{h}{\lambda} \pm \frac{2\pi \cdot j}{b}$$

Dabei sind

$I = |\varepsilon(\underline{x}, t)|^2$ die Intensität,
 $A =$ Detektorfläche, $b =$ Detektordicke,
 m^* bzw. $m =$ (effektive) Elektronenmasse.

Vergleichen wir nun die Verteilung der gezählten Elektronen für diesen nicht-idealen Detektor mit derjenigen für den idealen Detektor für Bestrahlung mit kohärentem Licht, das der Poissonverteilung entspricht.

Beim *idealen Detektor* bleibt die Poissonverteilung erhalten [1]:

$$P_n = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle}$$

Beim *nicht-idealen Detektor* resultieren aus der Vielteilchen-Wechselwirkung zusätzliche Quanteneffekte, die in den Funktionen f und g enthalten sind:

a) Die Verteilung der detektierten Elektronen folgt nicht mehr der Poisson-Charakteristik, d.h. der Detektor beeinflusst die Photonenstatistik, und zwar gerade im Bereich extrem niedriger Temperaturen, wo seine Empfindlichkeit und seine Quantennatur besonders gross sind.

b) Der Detektor hat eine temperaturabhängige Bandkante λ_{max} , die durch das Detektorpotential bestimmt wird. Andererseits wird die Empfindlichkeit an der

hochenergetischen Seite (λ_{\min}) durch eine Frequenzabhängigkeit der Kopplungskonstanten μ bestimmt.

c) Für grosse Zeiten gilt asymptotisch

$$f \sim \langle n \rangle$$

$$g \sim \langle n \rangle^{2-\varepsilon} \quad \text{mit } \varepsilon > 0.$$

$P_n(\tau)$ wird daher gaussverteilt, und die mittlere Photonenzahl zeigt das gleiche asymptotische Verhalten wie für den idealen Detektor:

$$\langle n \rangle \sim I\tau.$$

d) Im Grenzwert für hohe Temperaturen strebt die Statistik gegen die Poissonverteilung. Die Bandkante ist nicht mehr scharf. Wie auch klassisch zu erwarten ist, wird wieder

$$\langle n \rangle \sim I\tau.$$

Die Quantennatur und der Einfluss der Vielteilchen-Wechselwirkung gehen für hohe Temperaturen verloren, da die Fermi-Dirac-Verteilung der gebundenen Elektronen in die Boltzmann-Verteilung übergeht.

II. Detektion thermischer Strahlung

Bisher haben wir uns auf kohärente Lichtquellen beschränkt; jetzt wollen wir auch thermische Quellen betrachten.

In der Glauberschen P -Darstellung [2] wird thermisches Licht durch den Dichteoperator

$$\rho_\gamma = \int_{\mathcal{D}} \prod_k d^2\alpha_k P(\{\alpha_k\}) |\{\alpha_k\}\rangle \langle \{\alpha_k\}|$$

mit

$$P(\{\alpha_k\}) = \prod_k \frac{e^{-|\alpha_k|^2/\langle n_k \rangle}}{\pi \cdot \langle n_k \rangle}$$

und

$$\langle n_k \rangle = \frac{1}{e^{\hbar\omega_k\beta} - 1}$$

beschrieben.

Für einen nicht-idealen Detektor werde die Bandbreitfunktion $B(\omega)$ angenommen und wieder die Zählwahrscheinlichkeit $P_n(\tau)$ berechnet:

$$P_n(\tau) = \text{const} \int_0^{t_1} \dots \int_0^{t_n \leq \tau} \prod_{j=1}^n dt'_j dt''_j \hat{B}(t'_j - t_j) \cdot \text{Tr} \{ \rho_\gamma E^-(t'_1) \dots E^-(t'_n) E^+(t''_n) \dots E^+(t''_1) \},$$

wobei $B(t)$ die Fouriertransformierte von $B(\omega)$ darstellt.

Mit den von Glauber entwickelten Methoden führt man die quantenstatistischen Erwartungswerte auf klassische Dichtefunktionen zurück und berechnet so die

Uebergangsrate. Daraus lässt sich die detektierte Intensität

$$I_d = \int_{-\infty}^{\tau} \varepsilon(\tau) \varepsilon^*(t) \hat{B}(\tau - t) dt + \text{konj. kompl.}$$

bestimmen.

Bildet man die zugehörige normierte Autokorrelationsfunktion

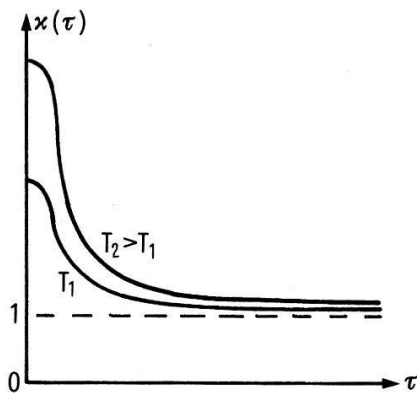
$$\kappa(\tau) = \kappa(-\tau) = \frac{\langle I_d(0) I_d(\tau) \rangle}{\langle I_d(0) \rangle^2},$$

so folgt für schmale Detektorbandbreiten $\Delta\omega$:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \kappa(\tau) = 1 + \text{const} \frac{k_B T}{\hbar \Delta\omega}$$

und

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \kappa(\tau) = 1, \quad \text{s. Figur 1.}$$



Figur 1

Normalisierte Autokorrelationsfunktion $\kappa(\tau)$ der detektierten Intensität für thermisches Licht der Hohlraumtemperatur T_i bei gegebener Detektorbandbreite.

Das ist der Bunching-Effekt [10] für die Photoelektronen eines nicht-idealen Detektors in Abhängigkeit von der Bandbreite und der Strahlungstemperatur.

LITERATUR

- [1] R. J. GLAUBER, *Phys. Rev.* **131**, 2766–2788 (1963).
- [2] R. J. GLAUBER, in: *Quantum Optics and Electronics*, edited by C. de Witt et al. (New York, 1964).
- [3] R. J. GLAUBER, in: *Quantum Optics*, edited by S. M. Kay and A. Maitland (London and New York, 1970).
- [4] T. L. PAOLI, *Phys. Rev.* **163**, 1348–1353 (1967).
- [5] R. H. LEHMBERG, *Phys. Rev.* **167**, 1152–1158 (1968).
- [6] M. ROUSSEAU, *J. Phys.* **A8**, 1265–1276 (1975).
- [7] F. ROCCA, *Phys. Rev.* **D8**, 4403–4410 (1973).
- [8] F. ROCCA and A. ARNEODO, *Z. Phys.* **269**, 205–213 (1974).
- [9] A. A. ABRIKOSOV et al., *Quantum Field Theoretical Methods in Statistical Physics*, 2nd ed. (Oxford, 1965).
- [10] L. MANDEL, in: *Progress in Optics, Vol. 2*, 2nd ed., edited by E. Wolf (Amsterdam, 1968).

Les coordonnées de Lagrange comme coordonnées non holonomes

D. BOVET

(Laboratoires de Géotechnique et d'Hydraulique de l'Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne)

Un changement de coordonnées dans une variété à n dimensions s'exprime en termes finis par n équations

$$x^{i'} = x^{i'}(x^i) \quad (i, i' = 1, 2, \dots, n), \quad (1)$$

et en différenciant, par les n formes $dx^{i'}$ en fonction des n formes dx^i :

$$dx^{i'} = A_i^{i'} dx^i. \quad (2)$$

Les dx^i et les $dx^{i'}$ étant les différentielles des fonctions x^i et $x^{i'}$ respectivement, leurs différentielles sont nulles, ce qui impose aux coefficients $A_i^{i'}$ des conditions d'intégrabilité. Mais si ces conditions ne sont pas remplies, on pourra toujours écrire

$$\xi^i = A_j^i [\xi^j], \quad (3)$$

et en inversant

$$[\xi^i] = B_j^i \xi^j, \quad (3')$$

en faisant usage de la notation

$$dx^i = [\xi^i], \quad dx^i \wedge dx^j = [\xi^i \xi^j], \text{ etc. } \dots \quad (4)$$

Les ξ^i seront alors n formes de Pfaff qui constitueront un système de coordonnées non holonomes [1] [2]; on posera

$$\xi^i \wedge \xi^j = \xi^{ij}, \quad \xi^i \wedge \xi^j \wedge \xi^k = \xi^{ijk}, \text{ etc. } \dots, \quad (5)$$

et toute forme différentielle pourra s'exprimer au moyen des ξ^i avec des coefficients qui eux, si on veut les exprimer analytiquement, devront être des fonctions de coordonnées holonomes telles que les x^i . Les ξ^i n'étant plus des différentielles, auront à leur tour des différentielles non nulles, et l'on posera

$$d\xi^k = \Omega_{ij}^k \xi^{ij}. \quad (6)$$

Les coefficients Ω_{ij}^k sont les composantes d'un tenseur que l'on nomme parfois *objet d'anholonomie* [1].

La dérivation partielle D_i par rapport à ξ^i sera définie par la condition d'invariance de la différentielle d'une fonction quelconque f :

$$df = \partial_i f [\xi^i] = B_j^i \partial_i f \xi^j = D_j f \xi^j, \quad (7)$$

ce qui nous conduit à poser

$$D_i = B_j^i \partial_j, \quad \partial_i = A_j^i D_j. \quad (8)$$

Les opérateurs D_i ne commutent plus entre eux, et l'on montre que

$$D_i D_j - D_j D_i = -\Omega_{ij}^k D_k. \quad (9)$$

La cinématique d'un corps déformable dans l'espace-temps s'exprime comme on le sait par la correspondance du système des *coordonnées de Lagrange* (a^0, a^1, a^2, a^3), où a^0 est un paramètre et (a^1, a^2, a^3) est lié à un point matériel, avec le système

des *coordonnées d'Euler* (x^0, x^1, x^2, x^3), où x^0 est le temps et (x^1, x^2, x^3) les coordonnées d'un point fixe de l'espace:

$$x^i = x^i(a^j) \quad (i, j = 0, 1, 2, 3). \tag{10}$$

Il y a un inconvénient dans l'emploi de la transformation (10) pour décrire l'évolution d'une déformation physique: c'est que si les coordonnées (a^1, a^2, a^3) sont attachées à une *molécule* au sens de la théorie cinétique, les équations (10) doivent décrire le chaos moléculaire, ce qui est inextricable. Si les coordonnées de Lagrange sont attachées à une *particule* de corps déformable, alors les équations (10) peuvent bien décrire au moyen de fonctions continues le mouvement de l'ensemble des particules de façon satisfaisante pendant un certain temps, mais, à moins qu'il ne s'agisse d'un solide élastique, en général les particules se désagrègeront progressivement en ce sens que ce qui était un petit cube au commencement d'une observation se transformera au cours du temps en un corps démesurément allongé, spiralé et ramifié qui n'aura plus aucun rapport physique avec sa forme primitive. Les particules peuvent glisser les unes par rapport aux autres sans qu'il en résulte une localisation d'énergie potentielle: c'est pourquoi la déformation rhéologique n'est pas une grandeur d'état [3].

On résout cette difficulté en renonçant à identifier les points matériels au moyen des coordonnées (a^1, a^2, a^3), et en admettant que la cinématique du corps déformable est décrite en général par un système de coordonnées non-holonomes:

$$\xi^i = A_j^i[\xi^j], \quad [^i] = B_j^i \xi^j \quad (i, j = 0, 1, 2, 3), \tag{11}$$

les ξ^i s'identifiant aux da^i dans le cas particulier où, le système étant holonome, il existe des fonctions a^i .

En mécanique classique, on suppose presque toujours que $\xi^0 = [^0]$: le 'temps de Lagrange' et le 'temps d'Euler' sont identiques. Lorsqu'il s'agit d'un solide plastique, on suppose ordinairement que les matrices A et B sont très voisines de l'unité; on pose alors

$$\beta^i = [^i] - \xi^i = v^i [^0] + \beta_j^i [\xi^j] \quad (i, j = 1, 2, 3), \tag{12}$$

avec

$$v^i = -A_0^i, \quad \beta_j^i = \delta_j^i - A_j^i; \tag{13}$$

v^i est le vecteur *vitesse*, et β_j^i est le tenseur *déformation brute*, dont la *déformation pure* est la partie symétrique, et la *rotation* la partie antisymétrique.

La différentielle de β^i

$$\begin{aligned} d\beta^i &= (\partial_0 \beta_j^i - \partial_j v^i) [^0j] + (\partial_j \beta_k^i - \partial_k \beta_j^i) [^jk] \\ &= -\gamma_j^i [^0j] + \alpha_{jk}^i [^jk] \end{aligned} \tag{14}$$

fait apparaître la *densité de fluage* γ_j^i et la *densité de dislocation* α_{jk}^i , qui constituent l'objet d'anholonomie de la transformation (11) dans ce cas particulier.

Lorsqu'il s'agit d'un fluide, qu'il soit compressible ou incompressible, on ne fait ordinairement rentrer dans la transformation (11) que la vitesse v^i , sans la supposer infiniment petite, et l'on pose

$$\xi^i = -v^i [^0] + [^i], \quad [^i] = v^i \xi^0 + \xi^i \quad (i = 1, 2, 3). \tag{15}$$

Les ξ^i ne sont donc rien d'autre que les premiers membres des équations différentielles des trajectoires.

Les relations (15) peuvent être considérées comme une *transformation de Galilée locale*. On a

$$d\xi^i = \partial_j v^i \xi^{0j}, \quad \text{d'où} \quad \Omega_{0j}^i = \partial_j v^i, \quad \Omega_{jk}^i = 0; \quad (16)$$

les composantes non-nulles de l'objet d'anholonomie sont donc les composantes du gradient de vitesse; si elles s'annulent toutes, la vitesse est constante, et l'on peut écrire $x^i = a^i + v^i x^0$: c'est une transformation de Galilée *globale*.

Pour les opérateurs de dérivation, on a, d'après (8):

$$D_0 = \partial_0 + v^i \partial_i, \quad D_i = \partial_i; \quad (17)$$

D_0 ne commute pas, à moins que la vitesse ne soit constante, avec les ∂_i , et l'on a, d'après (9):

$$D_0 \partial_i - \partial_i D_0 = -\partial_i v^j \partial_j. \quad (18)$$

Remarquons que si une forme α est exprimée en coordonnées de Lagrange au moyen des trois formes spatiales seulement

$$\alpha = \alpha_i \xi^i \quad (i = 1, 2, 3), \quad (19)$$

la substitution (15): $\xi^i = [^i] - v^i [^0]$ donnera en coordonnées d'Euler:

$$\alpha = -v^i \alpha_i [^0] + \alpha_i [^i]; \quad (20)$$

c'est exactement le procédé par lequel on passe de la forme *tronquée* à la forme *complète* d'un élément d'invariant intégral [4]; on peut dire aussi que l'expression (19) est *simplifiée* par l'usage des coordonnées de Lagrange.

Considérons enfin la *transformation de Lorentz*

$$\begin{bmatrix} \xi^0 \\ \xi^1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{ch } \beta & -\frac{1}{c} \text{sh } \beta \\ -c \text{sh } \beta & \text{ch } \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [^0] \\ [^1] \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Cette fois, le temps de Lagrange apparaît comme le *temps propre* du mobile qui suit une trajectoire définie par l'équation $\xi^1 = 0$. On vérifie facilement, en effet, que pour une ligne L satisfaisant à cette équation

$$\int_L \xi^0 = \int_L \frac{1}{\text{ch } \beta} [^0] = \int_L \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} [^0].$$

Si, contrairement à ce que l'on fait d'habitude, on suppose l'angle hyperbolique β variable, ξ^0 et ξ^1 ne seront pas holonomes, et l'on aura

$$\begin{bmatrix} d\xi^0 \\ d\xi^1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\left(\frac{1}{c} \partial_0 \text{sh } \beta + \partial_1 \text{ch } \beta\right) \\ \partial_0 \text{ch } \beta + c \partial_1 \text{sh } \beta \end{bmatrix} \xi^{01} \quad (23)$$

Formons un rectangle curviligne avec deux lignes de vie solutions de $\xi^1 = 0$, et deux lignes de genre espace satisfaisant à $\xi^0 = 0$; l'intégrale du temps propre le long de cette courbe fermée sera égale à l'intégrale de $d\xi^0$ sur la surface qu'elle renferme. C'est une manière de présenter l'*effet Langevin*.

RÉFÉRENCES

- [1] J. A. SCHOUTEN, *Tensor analysis for physicists* (Clarendon Press, Oxford 1951).
 [2] G. VRANCEANU, *Les espaces non holonomes* (Mémoires des sciences mathématiques, Gauthier-Villars, Paris 1936).
 [3] D. BOVET, *Théorie continue des dislocations et rhéologie* (Helvetica physica Acta 42, 4, 598–599 (1969)).
 [4] E. CARTAN, *Leçons sur les invariants intégraux* (Hermann, Paris 1922).

Asymptotisches Verhalten und Symmetrien von stochastischen Prozessen

P. HÄNGGI und H. THOMAS

(Institut für Theoretische Physik der Universität Basel)

Bei der Untersuchung von offenen Systemen wird die statistische Dynamik von 'coarse grained' Variablen durch eine Mastergleichung beschrieben. Wir untersuchen den Einfluss der Struktur des stochastischen Operators Γ auf die Existenz von asymptotischen statistischen Verteilungen und auf deren Abhängigkeit von der Präparation des Systems. Auch werden die Spektraleigenschaften von stochastischen Operatoren Γ studiert. Wir zeigen, dass für eine 'konservative' stochastische Matrix $\tilde{\Gamma}$ mit endlich vielen Zuständen alle Eigenwerte innerhalb eines Kreises mit dem Radius $R = \text{Max}_{(i)} \{|\Gamma_{ii}|\}$ und dem Zentrum an der Stelle $(-R)$ liegen.

Ferner werden die Folgerungen aus zwei verschiedenen Arten von Symmetrien des stochastischen Prozesses untersucht: Einerseits wird durch die Invarianz des stochastischen Operators eine Gruppe von Symmetrioperationen im Zustandsraum definiert; andererseits spielen die Auswirkungen von Symmetriebedingungen für die stationäre Verbundwahrscheinlichkeit bei Vertauschung der Zeitargumente (verallgemeinerte detailed balance) eine wichtige Rolle. Die Auswirkungen dieser Symmetrien für die n -fache Verbundwahrscheinlichkeit, die Korrelationsfunktionen und die Antwort auf eine dynamische Störung werden studiert.

Sur la dynamique stochastique des modèles d'Ising

PH. MARTIN et E. BUFFET

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

Le problème de la dynamique des systèmes d'Ising en contact avec un bain est abordé à l'aide de récents résultats de la théorie des équations maîtresses [1]. Cette méthode permet, sous certaines hypothèses, de justifier l'équation postulée par la dynamique stochastique [2]. Dans le cas du modèle d'Ising-Weiss, l'étude détaillée de l'évolution met en évidence le phénomène de bifurcation attendu, ainsi que l'influence des propriétés du bain sur la relaxation.

LITERATUR

- [1] E. B. DAVIES, *Comm. Math. Phys.* 39, 91–110 (1974).
 [2] R. J. GLAUBER, *J.M.P.* 4, 294–307 (1963).

Nonuniversal Critical Behavior and its Suppression by Quantum Fluctuations

T. SCHNEIDER¹), R. MORF and E. STOLL

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

The phase transition at $T_c = 0$, caused by variation of parameters in a lattice dynamic system, is studied by means of classical and quantum statistical mechanics. We calculate the critical exponents explicitly. They differ from those for $T_c \neq 0$. Within the frame of classical statistical mechanics they are nonuniversal, depending on a parameter. This puzzling feature is suppressed, however, by quantum fluctuations.

¹) Present address: IBM Thomas J. Watson Research Center, Yorktown Heights, N.Y. 10598, USA.

Rigorous Results on Spin 1 Models

A. HINTERMANN

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

The Asano-Ruelle method to discuss zeroes of the partition function of arbitrary spin systems, formulated in terms of the groups associated with these systems, yield general analyticity domains for the free energy density [1]. Applied to spin 1 models, this technique gives up to six analyticity domains in the $h - \mu$ plane. These domains and its implication are discussed for various spin 1 models.

REFERENCE

- [1] A. HINTERMANN and C. GRUBER, preprint.

Equation of State of an Interacting Bose Gas

S. P. OHANESSIAN

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

A model for an interacting Bose gas is considered. It is obtained by a truncation of the cluster expansion of the two-body interacting Bose gas evaluated in the basis of Glauber coherent states [1]. The model exhibits a Bose condensation and a second order phase transition.

REFERENCE

- [1] S. P. OHANESSIAN and A. QUATTROPANI, *Helv. Phys. Acta.* 46, 475 (1973).

Continued Fraction Representation of Correlation Functions

W. R. SCHNEIDER

(Brown Boveri Research Center, 5401 Baden)

A continued fraction representation of the Laplace transform of time correlation functions is given for a class of dynamical systems called pseudosymmetric (including, e.g., Markov processes with (sub-) invariant measure satisfying detailed balance with respect to an involution). The connection with Mori's continued fraction representation for Hamiltonian systems is indicated. Applications to models are discussed.

LE CHI THANH and DEPEURSINGE, C.: Indirect Transition in GaSe	686
DEPEURSINGE, Y.: Etude théorique de la structure de bande des différents polytypes du GaSe	686
FORNEY, J.J., et MASCHKE, K.: Influence des fautes d'empilement sur les excitons dans les semi-conducteurs en couches	686
FORNEY, J.J., et QUATTROPANI, A.: Etude de la séparation de l'état fondamental du biexciton dans les semiconducteurs à bande interdite indirecte. Application à AgBr et GaSe	687
MELONI, F., AYMERICH, F., MULA, G., and BALDERESCHI, A.: Electronic Band Structure and Charge Density in Defect Tetrahedral Crystals	687
BALDERESCHI, A., and LIPARI, N.O.: Energy Spectrum of Acceptors in Germanium and Silicon	692
BATLOGG, B., SCHLEGEL, A., und WACHTER, P.: Elektronische Struktur von FeS ₂	692
BRÜESCH, P., PIETRONERO, L., STRÄSSLER, S., and ZELLER, H.R.: Electron-Phonon Interaction in Organic Linear Semiconductors: Frequency Dependent Conductivity of TEA (TCNQ) ₂	692
VEPREK, S., und ROOS, J.: Dielektrische Eigenschaften dünner Phosphornitrid-Schichten . .	693
HALEY, ST.B.: An Effective Medium Model for Site Percolation in Random Resistance Networks	693
BÜHRER, W.: Kristall-Struktur und Ionen-Leitfähigkeit in Kupfer-Jodid	693
ZELLER, H.R., und BEYELER, H.U.: Ionenleitung in Wolframoxyhydraten	694
BEYELER, H.U., HIBMA, T., und SCHÜLER, C.: Nahordnung der Kationen in Ionenleitern mit Hollandit-Struktur	694
HIBMA, T., and BRÜESCH, P.: The Continuous Solid Electrolyte Transition in ((C ₅ H ₅ NH)Ag ₅ I ₆)	694
BERNASCONI, J., LIETZ, M., and STRÄSSLER, S.: Highly Non-Linear Current-Voltage Characteristics: A Possible Mechanism.	695
SCHOENES, J., und KANAZAWA, K.: Frequenzabhängigkeit der Wechselstromphotoleitung in PVK-TNF	695
MACINNES, W.M., PROBST, P.A., COLLET, B., et HUGUENIN, R.: Contribution des processus Umklapp à la fréquence de diffusion electron-phonon dans le Cadmium à basse température	695
COLLET, B., MACINNES, W.M., PROBST, P.A., et HUGUENIN, R.: Temps de relaxation liés à la pénétration d'un champ magnétique basse fréquence dans le Cadmium.	696
FEDOROV, N., and RINDERER, L.: Dimensional Effects in Type-I Thin Film Superconductors in the Current State	696
ROBIN, D., ROTHEN, F., et RINDERER, L.: Destruction de la supraconductivité par un courant dans un fil creux	697
BONNARD, P., SUTER, J.M., et RINDERER, L.: Mesure de la résistance thermique d'une frontière entre phase normale et phase supraconductrice	697
TAKAYAMA, T.: Flux Flow Resistivity of Superconducting Indium Thin Film	698
MARTINOLI, P., DALDINI, O., LEEMANN, C., and VAN DEN BRANDT, B.: Quantum Oscillation of a Moving Vortex Lattice	698
MEIER, F., and RUPRECHT, H.: Spin Polarization of Photoelectrons from La-Doped EuO near T _c	698
MUNZ, P.: Winkelverteilung der Photoemission aus EuO (100)	699
COTTI, P., KNUDSEN, S.E., und OELHAFEN, P.: Die Abhängigkeit der Photoemission aus flüssigem Quecksilber von der Polarisationsrichtung des eingestrahnten Lichtes.	699
COTTI, P., KNUDSEN, S.E., und OELHAFEN, P.: Die Richtungsverteilung der Photoelektronen aus flüssigem Quecksilber	699
ALVARADO, S.F., ERBUDAK, M., and MUNZ, P.: Photoemission and Electron-Spin-Polarization Studies on Fe ₃ O ₄ : Comparative Probes for the Ionic Nature of 3d-State Excitations . . .	700
PELLAUX, J.-P.: Détermination des énergies de migration thermique des centres V _K dans Csl	700
THIÉBAUD, O., et AEGERTER, M.A.: Recombinaison radiative par effet tunnel dans les halogénures alcalins	701
GOLECKI, I., RUDOLF, F., et JACCARD, C.: Etude des dégâts de radiation dans la glace à basse température par la canalisation de protons	701
KÄLIN, R., und KNEUBÜHL, F.: «Size»-Effekte am spektralen thermischen Emissionsvermögen von LiF-Schichten und KCl-Mikrokristallen	702
MÜLLER, K., and KNEUBÜHL, F.: Coriolis Coupling in Symmetric-Top Molecules in Liquids	702
GÜNTER, P., FLÜCKIGER, U., HUIGNARD, J.P., und MICHÉRON, F.: Optisch induzierte Brechungsindexänderung in Fe-dotiertem KNbO ₃	705

HÖCHLI, U. T.: Oberflächenschicht in Perovskit-Oxyden	705
GODET, M., et PURWINS, H.-G., Constantes élastiques de PrAl_2 et NdAl_2 et effets du champ cristallin	707
DELLEY, B., GÜNTHERODT, H.-J., HAUSER, E., und KÜNZI, H. U.: Erweiterung der Zimanschen Theorie des elektrischen Widerstands auf flüssige Metalle der Seltenen Erden und ihre Legierungen	707
FISCHER, M., und GÜNTHERODT, H.-J.: Untersuchungen am Pseudogap von flüssigen Ga-Te- und In-Te-Legierungen	708
FISCHER, M., GÜNTHERODT, H.-J., KÜNZI, H. U., LIARD, M., MÜLLER, R., RUDIN, H., GÜNTHERODT, G., und SHEVCHIK, N. J.: Untersuchungen an Metglas 2826A	708
GÜNTHERODT, H.-J., KÜNZI, H. U., LIARD, M., MÜLLER, R., TSUEI, C. C., und HASEGAWA, R.: Vergleich von amorphen und flüssigen $\text{Pd}_{81}\text{Si}_{19}$ - und $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ -Legierungen	709
POSTERNAK, M., WAEBER, W. B., and JOSS, W.: Stress Dependence of the Fermi Surface of Transition Metals: Molybdenum	709
GRIESSEN, R., JACOBS, J., MANCHESTER, F. D., and DE RIBAUPIERRE, Y.: Electronic Structure of $\text{Pd}_{1-x}\text{H}_x$ from De Haas-van Alphen Measurements	717
GRIESSEN, R., STANLEY, D. J., and FAWCETT, E.: The Spin-Density-Wave Q-Vector of Chromium under Stress	717
WEJGAARD, W., und VAN DER MARK, W.: Der Einfluss von Versetzungen auf den De Haas-Van Alphen-Effekt in Aluminium	717
KEITA, M., et KÜNZI, H. U.: Méthode de mesure du coefficient de diffusion chimique dans l'état liquide d'alliages binaires de métaux	718
RUDIN, H., MILLHOUSE, A. H., FISCHER, P., und MEIER, G.: Bestimmung des Strukturfaktors von flüssigen, leichten Seltenen Erden durch Neutronenstreuung	718
GOTTHARDT, R.: Untersuchungen kleiner Versetzungsringe in Al nach zyklischer Verformung bzw. e^- - und n -Bestrahlung	719
BONJOUR, C., et BENOIT, W.: Etude de l'effet des atomes substitutionnels sur la mobilité des dislocations dans des alliages binaires fortement dilués	719
SCHALLER, R., et BENOIT, W.: Influence des déformations sur la précipitation dans un alliage Al-Ag 30% poids étudiée par mesures de frottement intérieur	720
TELLENBACH, U., und AREND, H.: Spinwellen im eindimensionalen, anisotropen Antiferromagnet CsNiCl_3	720
MEIER, G., HÄLG, W., und VOGT, O.: Wechsel der antiferromagnetischen Strukturen bei $\text{Ce}_x(\text{La}_{0.76}\text{Y}_{0.24})_{1-x}\text{Sb}$ und $\text{Ce}_x(\text{La}_{0.76}\text{Y}_{0.24})_{1-x}\text{Bi}$	721
FISCHER, P., HÄLG, W., KALDIS, E., und ZÜRCHER, C.: Magnetische Ordnung von CeN, NdN und HoN	721
FURRER, A., und PURWINS, H.-G.: Dispersion der Magnonen in NdAl_2	722
PISAREV, R. V., SCHOENES, J., and WACHTER, P.: High-Field Magneto-Optical Studies of Yttrium Iron Garnet (YIG)	722
ACKER, F., et HUGUENIN, R.: Propriétés magnétiques d'alliages NiV	722
MORF, R., und SARBACH, S.: Zustandsgleichung und kritisches Verhalten ferro- und antiferromagnetischer Isingmodelle mittels Renormierungsgruppe	723
STEIGMEIER, E. F., BAERISWYL, D., HARBEKE, G., AUDERSET, H., and SCHEIBER, G.: Coupling of the CDW and the water mode in $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.3} \cdot 3.2\text{H}_2\text{O}$	723
STEIGMEIER, E. F., HARBEKE, G., AUDERSET, H., and DISALVO, F. J.: Softening of the Charge Density Wave at the Superstructure Transition in 2H-TaSe_2	724
HÖCK, K. H., und THOMAS, H.: Lokaler Jahn-Teller-Effekt unter dem Einfluss eines strukturellen Phasenübergangs	724
BURKARD, H., und MÜLLER, K. A.: Evidenz für die quantenmechanische Unterdrückung der ferroelektrischen Phasenumwandlung in SrTiO_3 aus Suszeptibilitäts- und Elektrostriktionsmessungen	725
MÜLLER, K. A., und SCHNEIDER, T.: Quantenmechanische Unterdrückung der ferroelektrischen Phasenumwandlung in SrTiO_3 : Diskussion	725
AREND, H., VON KÄNEL, H., und WACHTER, P.: Optische Messungen an Schichtmagneten $(\text{CH}_2)_2(\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$	726
KAMMER, H.: Kernresonanzuntersuchungen an der Schichtstruktur $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3\text{CuCl}_4$	726
KIND, R., PLESKO, S., und ROOS, J.: NQR-Spektroskopie an den chloridperowskitartigen Schichtstrukturen $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$ und $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CdCl}_4$	727
PY, M., SCHMID, PH., and VALLIN, J.: Raman Scattering in MoO_3	728

DE SIEBENTHAL, J.M., et BILL, H.: Interaction spin-spin de centres dans SrCl ₂	728
NICOLLIN, D., et BILL, H.: EPR et ENDOR d'ions S dans des monocristaux à structure en couche	729
JURYSKA, R., and BILL, H.: EPR in MoO ₃ Single Crystals	729
CAMANI, M., GYGAX, F.N., RÜEGG, W., SCHENCK, A., SCHILLING, H., PERCIVAL, P.W., FISCHER, H., and GRAF, H.: The Detection of Muonium in Water	729
GRAF, H., KÜNDIG, W., PATTERSON, B.D., REICHART, W., ROGGWILLER, P., CAMANI, M., GYGAX, F.N., RÜEGG, W., SCHENCK, A., and SCHILLING, H.: Muon Spin Rotation (μ SR) in Single Crystal Iron and Cobalt	730
HEINRICH, F., und OGGENFUSS, A.: Positronenannihilation in Cu und Zn bei grossen elektrischen Stromdichten	733
SURBECK, H.: Positronenannihilation in deformierten AgBr-Kristallen	736
MUHEIM, J.T.: Gesetze der Festkörperplasma-Valenzphänomenologie und ihre statistische Deutung	739
MUHEIM, J.T., und SURBECK, H.: Existiert ein allgemeiner Zusammenhang zwischen der Struktur des Funkenmassenplasmas und der Positronenlebensdauer für Festkörper?	739
KALDIS, E., und PETELER, W.: Verdampfung von Festkörpern bei hohen Temperaturen. III. Elektronenmikroskopische Oberflächenuntersuchungen an EuTe, VbTe	740
KALDIS, E.: Veränderung der physikalischen Eigenschaften von Festkörpern durch die Nichtstöchiometrie	740
LIÈVRE, C., and ROTHEN, F.: Advance of the Interphase Boundary of a Binary Solution . .	741
FLÜCKIGER, E.: Monte-Carlo-Simulation der Nukleonenspektren der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre	743
DEBRUNNER, H., und FLÜCKIGER, E.: Die Variation der geomagnetischen Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung vom 1.4.1973 über Europa	749
BEER, J., PULFER, P., und WAHLEN, M.: Produktionsquerschnitte geophysikalisch wichtiger Isotope	754
RAST, J., KNEUBÜHL, F., and MÜLLER, E.A.: Measurement of the Solar Brightness Temperature between 85 and 250 μ m with a Balloonborne Lamellargrating Interferometer	754
STETTLER, W., GEISS, J., und LIND, D.L.: Ergebnisse des Skylab-«Magnetospheric Particle Composition Experiment»	757
FILLEUX, CH., BÜHLER, F., CERUTTI, H., EBERHARDT, P., und GEISS, J.: Einfallrichtung des Sonnenwindes während der Apollo-SWC-Experimente	757
MAURER, P., EBERHARDT, P., GEISS, J., GRÖGLER, N., STETTLER, A., PECKETT, A., BROWN, G.M., und KRÄHENBÜHL, U.: Junge und alte Gesteine im Descartes-Gebiet des Mondes	758
GHIEMMETTI, A., und WALKER, H.-P.: Zur Ursache und Verhinderung von «Ghostpeaks» in Massenspektrometern	758
LOOSLI, H.H., OESCHGER, H., und NEFTEL, A.: Fortschritte in der Low-Level-Counting-Technik dank unserem neuen Tieflabor	758
FÜNFSCHILLING, J.: Verwendung eines Wellenlängen-modulierten Farbstofflasers zur Reduktion des Fluoreszenzuntergrundes in Ramanspektren.	759
ANTES, G., BALTES, H.P., and STEINLE, B.: Spatial Coherence of Planar Sources Specified from the Radiant Intensity	759
PULKER, H.K.: Elektrodenkonfiguration und Wäageempfindlichkeit bei planen und plankonvexen AT-Schwingquarzen	761
GRABER, N., HIDBER, H.R., VON BURG, K., und ZSCHOKKE-GRÄNACHER, I.: Einfaches Wattmeter mit kurzer Ansprechzeit	762
WALDMEYER, J., und ZSCHOKKE-GRÄNACHER, I.: Messung der dielektrischen Dispersion im Zeitbereich	762
HERRMANN, P.P., und LUKOSZ, W.: Lichtverstärkung durch Reflexion an einem aktiven Medium	762
STOLLER, CH., Wölfli, W., BONANI, G., SUTER, M., and STÖCKLI, M.: Branching Ratios of Correlated and Uncorrelated Two Electron Transitions into the K-Shell	763
BRÄNDLI, G., und ELIASSON, B.: Hochleistungs-Hg-Niederdruckentladung	763
KOCIAN, P.: Radialverteilung der Atomkonzentration im Stickstoffplasma	763
WEIBEL, E.S., et TRAN, M.Q.: Modèle de l'excitation d'une onde acoustique par le mécanisme du «double plasma»	764
TRAN, M.Q., and HOLLENSTEIN, CH.: Propagation of Ion Acoustic Solitons in a Warm Ion Plasma	764

TRAN, M.Q., and HOLLENSTEIN, CH.: Propagation of Ion Acoustic Solitons in a Two Component Plasma	764
GENOUD, J.P.: Technique de mesure de bruit neutronique dans un réacteur couple	765
MATTHEY, M.: Détermination par une méthode stochastique de la densité spectrale neutronique d'un réacteur de puissance nulle, avec injection de bulles d'air	769
BORCARD, B., HILTBRAND, E., SECHEHAYE, R., et BÉNÉ, G.: Fréquences propres d'un système de moments nucléaires faiblement couplés dans un champ magnétique modulé en amplitude	772
HADERMANN, J.: Production of Radioisotopes with 500 MeV Protons	776
WYTENBACH, A., BAERTSCHI, P., PRUYS, H.S., and HERMES, E.A.: Yields of (μ^- , $p\bar{X}n$) Reactions	776
DEY, W., ISAAK, H.P., WALTER, H.K., ENGFER, R., GUYER, H., HARTMANN, R., HERMES, E.A., MÜLLER, H., PRUYS, H.S., REICHAERT, W., and MORGENSTERN, J.: Measurement of Neutrons and Charged Particles following π^- Absorption in Nuclei	778
ANDERHUB, H., KOTTMANN, F., HOFER, H., LECOULTRE, P., MAKOWIECKI, D., PITZURRA, O., SAPP, B., SEILER, P.G., SHRAGER, P., WÄLCHLI, M., and WOLFF, P.: Produktion von myonischem Helium und myonischem Wasserstoff bei niedrigen Drucken	785
ANDERHUB, H., KOTTMANN, F., HOFER, H., LECOULTRE, P., MAKOWIECKI, D., PITZURRA, O., SAPP, B., SEILER, P.G., WÄLCHLI, M., and WOLFF, P.: Präzisionsexperiment zur Bestimmung von $m^2_{\nu_\mu}$ und $m^2_{\pi^\pm}$	785
CAMANI, M., GYGAX, F.N., Rüegg, W., SCHENCK, A., SCHILLING, H., KLEMPT, E., SCHULZE, R., WOLFF, H., und PATTERSON, B.D.: Präzisionsbestimmung des magnetischen Momentes des positiven Myons mittels einer stroboskopischen Methode.	786
EICHLER, R., AAS, B., BEER, W., BELTRAMI, I., EBERSOLD, P., VON LEDEBUR, TH., LEISI, H.J., SAPP, W.W., DOUSSE, J.CL., KERN, J., RAEMY, A., und SCHWITZ, W.: Kristallspektrometernessung des $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ -Röntgenübergangs in myonischem ^{28}Si	787
AMSLER, C., DUBAL, L., EATON, G.H., FROSCHE, R., MANGO, S., MCCULLOCH, J., MINEHART, R., ROHRER, U., und WEYMUTH, P.: Measurement of Polarization for $\pi^+ p \uparrow$ Scattering at 291.4 MeV	787
BORNAND, M., PLATTNER, G.R., und ALDER, K.: Coulomb-Effekte bei Dispersions-Relationen für Austauschamplituden.	788
MEYER, H.O., und PLATTNER, G.R.: Einfluss stark gebundener Zustände in ^{12}C auf die elastische Streuung von Protonen bei niedrigen Energien	788
FOROUGH, F., NUSSBAUM, C., and PAULETTA, G.: Quasi-free α - p scattering in the $^2\text{H}(\alpha, \alpha p)n$ reaction	788
SICK, I., DE FOREST, T., and DIEPERINK, A.E.L.: Quasi-elastische Elektronenstreuung an ^3He	789
WEILL, R., GAILLOUD, M., ROSSELET, PH., GAY, J.B., BOGDANSKI, M., JEANNET, E., et JEANNERET, J.B.: Etude des corrélations angulaires dans les annihilations antiproton-proton en 6, 7 et 8 pions, entre 1,1 et 1,4 GeV/c	789
JUNKER, K.: Neuere Berechnungen von Spaltbarrieren für gg -Kerne im Bereich der Aktiniden	789
SCHMELZBACH, P.A., GRÜEBLER, W., KÖNIG, V., RISLER, R., BOERMA, D.O., et JENNY, B.: Mesure et étalonnage absolu du pouvoir d'analyse T_{20} de la réaction $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ à 0° entre 0,34 et 11,60 MeV	790
- Le pouvoir d'analyse iT_{11} de la diffusion élastique d - α entre 2,38 et 13,60 MeV	790
BÜRGI, H.R., GRÜEBLER, W., SCHMELZBACH, P.A., KÖNIG, V., RISLER, R., und JENNY, B.: Untersuchungen der elastischen Deuteronenstreuung mit Hilfe des optischen Modells	791
BERGMANN, E.: Gleichgewichtseigenschaften von Mischungen harter Kugeln mit nicht-additiven Diametern.	791
STEINLE, B., and BALTES, H.P.: Evanescent Waves, Finite Source Area, and the Inverse Scattering Problem	793
TSCHUDI, H.R.: Zur Tröpfchenbildung aus übersättigten Dämpfen	795
MARTENS, U., und KNEUBÜHL, F.: Quantenstatistische Eigenschaften von Photodetektoren	796
BOVET, D.: Les coordonnées de Lagrange comme coordonnées non holonomes	800
HÄNGGI, P., und THOMAS, H.: Asymptotisches Verhalten und Symmetrien von stochastischen Prozessen	803
MARTIN, PH., et BUFFET, E.: Sur la dynamique stochastique des modèles d'Ising.	803
SCHNEIDER, T., MORE, R., and STOLL, E.: Nonuniversal Critical Behavior and its Suppression by Quantum Fluctuations	804
HINTERMANN, A.: Rigorous Results on Spin 1 Models	804
OHANESSIAN, S.P.: Equation of State of an Interacting Bose Gas	804
SCHNEIDER, W.R.: Continued Fraction Representation of Correlated Functions	805