

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 53 (1980)
Heft: 4

Vereinsnachrichten: Bericht über die Herbsttagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Winterthur, am 17. + 18. Oktober 1980

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 23.02.2026

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

Bericht über die Herbsttagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Winterthur, am 17. + 18. Oktober 1980

Der Vorstand der SPG

Präsidentin Frau Prof. I. Zschokke, Universität Basel
Vize-Präsident Prof. P. Dinichert, L.S.R.H. Neuchâtel
Sekretär Dr. I. Sick, Universität Basel

Uebrige Vorstandsmitglieder:

Prof. H. P. Baltes, Landis & Gyr, Zug, Wissenschafts-Politik	(78)
Dr. P. Brüesch, BBC, Baden, Kondensierte Materie	(78)
Prof. Ch. Gruber, EPFL, Lausanne, Theorie	(78)
Prof. A. Heym, EPFL, Lausanne, Angewandte	(77)
Prof. M. Peter, Uni. Genf, I.U.P.A.P.	(79)
Dr. G. R. Plattner, Uni. Basel, H.P.A.	(80)
Prof. H. Rudin, Uni. Basel, Interuniversitäre Zusammenarb.	(77)
Prof. P. Truöl, Uni. Zürich, Kern- u. Teilchen	(78)
Dr. H.-J. Wiesmann, BBC, Baden, Berufssituation	(79)

Protokoll der Generalversammlung vom 17. Oktober 1980

Anwesend: 40 Personen

ad 1) Protokoll der GV vom 10.4.1980 (Zürich)

Keine Einwände; das Protokoll ist genehmigt.

ad 2) Mitteilungen des Büros

- Die Präsidentin verweist auf die revidierten Statuten, die jedem Mitglied im September zugeschickt wurden.
- Für die Einreichung von Tagungsbeiträgen ist – in Zusammenarbeit mit den Fachgruppenpräsidenten – ein neues Formular erstellt worden, das zum ersten Mal vor der Frühjahrstagung 1981 verschickt wird.

ad 3) Bericht über die Sitzung des Vorstands vom 16.10.1980

- Herr Prof. Dr. G. Harbeke (RCA Zürich) wird als Kandidat zur Wahl in die 'Semiconductor and Insulator Section' der EPS empfohlen. Die Nomination wird einstimmig angenommen.
- Die Mitglieder werden gebeten, sich dazu zu äussern, ob in Zukunft nur noch eine SPG-Tagung pro Jahr stattfinden soll. Alle geäusserten Voten plädieren für die Beibehaltung von zwei Tagungen.

ad 4) *Wahl eines Mitglieds in die HPA-Redaktionskommission*

Der Vorstand schlägt der GV Herrn Prof. Dr. D. Brinkmann, Uni. Zürich, vor. Herr Brinkmann wird einstimmig gewählt.

ad 5) *Mitteilungen der Fachgruppenpräsidenten*

Keine

ad 6) *Mitteilungen der Kommissionspräsidenten*

- Herr Peter: Die I.U.P.A.P. hat soeben eine Sitzung abgehalten, an der ein Reglement für das Komitee verabschiedet wurde.
Ferner drückt Herr Peter sein Bedauern darüber aus, dass der Bund die Stipendiengelder für Studenten aus der Dritten Welt gekürzt hat. Er weist darauf hin, dass die I.U.P.A.P. aus eigenen Mitteln kleine Stipendien vergibt.
- Herr Baltes: Die Wissenschaftspolitische Kommission hat die Umfrage für den Katalog 1980 abgeschlossen. Im Namen der Kommission dankt er allen, die die Mühe auf sich genommen haben, die Fragebogen auszufüllen. Der Wissenschaftsrat hat für die Antwortung Fr. 10.000.-- bewilligt. Der Katalog wird mehr Information enthalten als der von 1975. Die Kommission hat ein neues Mitglied: An die Stelle des zurückgetretenen Prof. Huguenin tritt Prof. Dändliker (Neuchâtel). Ausserdem hat die Kommission angefangen Firmen zu besuchen, um den Kontakt mit der Industrie weiter auszubauen.
- Herr Wiesmann: Der Bericht über die 'Berufssituation der Physiker in der Schweiz' ist fertiggestellt. Einige Aspekte der Umfrage und ihrer Resultate werden erläutert. Der Beschluss der gestrigen Vorstandssitzung, den Bericht durch Schlussfolgerungen und Empfehlungen zu ergänzen und ihn dann im Frühjahr der GV vorzulegen wird – nach Rückfragen zu einzelnen Punkten – akzeptiert.

ad 7) *Vorstellung des Büros 1981–1983*

Die GV wird informiert, dass Prof. Dinichert als Präsident, Prof. Beck als Sekretär und Neuchâtel als neuer Sitz des Büros vorgesehen sind. Gewählt wird das Büro im Frühjahr 1981.

ad 8) *Diverses*

- Herr Erdös als unser Delegierter bei Europhysics News bittet, ihm schriftlich Vorschläge zur Verbesserung der Zeitschrift einzureichen und möglichst auch Artikel für Europhysics News zu verfassen.
- Die Präsidentin empfiehlt der Mitgliederversammlung die neu herausgegebene Zeitschrift 'European Journal of Physics', deren erste Nummer ausgezeichnet geraten sei.
- Es wird bekannt gegeben, dass im Februar 1981 eine Akademie der Technischen Wissenschaften gegründet werden soll.
- Das Sekretariat nimmt die Anregung entgegen, in Zukunft im Bulletin ein Autoren-Verzeichnis zu führen und die Uebersichtsvorträge auch im Zeitplan aufzuführen.

Physik der Kondensierten Materie

Magnetismus und gemischte Valenz

Antiferromagnetische Fernordnung und Kristallstruktur von UI_3

P. FISCHER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, CH-5303 Würenlingen)

A. MURASIK

(Swierk Research Establishment, 05-400 Otwock, Polen)

und W. SZCZEPANIAK

(Technical University, 05-370 Wrocław, Polen)

Durch Neutronenbeugungsuntersuchungen einer polykristallinen Probe wurden die Strukturparameter von UI_3 mit orthorhombischer PuBr_3 -Struktur (Raumgruppe Cmcm [1]) bei 293 und 4.2 K verfeinert. Unterhalb von 2.7 K ordnet UI_3 antiferromagnetisch ($\vec{k} = (\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2})$, $\vec{\mu} \parallel \vec{a}$). Das geordnete magnetische Moment beträgt bei 1.3 K $\mu_U = (1.98 \pm 0.05) \mu_B$. Die Resultate werden im Vergleich zu makroskopischen magnetischen Messungen an Uran-Halogeniden [2] diskutiert.

LITERATUR

[1] J. H. LEVY et al., *Acta Cryst. B* **31**, 880 (1975).

[2] E. R. JONES, JR. et al., *J. Chem. Phys.* **60**, 2088 (1974).

Neutronenspektroskopische Untersuchungen verdünnter f -Elektronen Systeme

A. FURRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, CH-5303 Würenlingen)

und O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, CH-8093 Zürich)

Die magnetischen Eigenschaften der f -Elektronen Systeme können mittels einer phänomenologischen Theorie enthaltend Kristallfeld- und Austausch-Wechselwirkungen sehr gut verstanden werden. A priori Berechnungen der phänomenologischen Konstanten sind allerdings ungenau, so dass verlässliche Kristallfeld- und Austausch-Parameter vorwiegend aus experimentellen Daten resultieren. Besonders vorteilhaft sind Experimente an verdünnten Systemen, weil dabei keine kooperativen Phänomene auftreten. Es wird gezeigt, dass mittels neutronenspektroskopischer Untersuchungen verdünnter f -Elektronen Systeme

die phänomenologischen Konstanten direkt bestimmt werden können. Die Interpretation der für verschiedene Cer- [1] und Uran-Verbindungen gemessenen Energiespektren basiert im wesentlichen auf der Tatsache, dass in verdünnten Systemen magnetische Cluster gebildet werden. Die detaillierte Energieniveaustuktur der Cluster beeinflusst verschiedene physikalische Eigenschaften wie z.B. die thermodynamischen und Transporteigenschaften und insbesondere in Supraleitern die Konzentrationsabhängigkeit der Sprungtemperatur und das obere kritische Feld.

LITERATUR

- [1] A. FURRER und O. VOGT, J. Phys. C13, L549 (1980).

Optische Eigenschaften von Cersulfid (CeS)

M. KÜNG, J. SCHOENES und F. HULLIGER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Ce besitzt die ausgedehntesten $4f$ -Elektronenzustände aller Lanthanide. Es stellt sich daher die Frage, ob ähnlich wie bei dem Aktinid-Salz US [1] eine starke $f-d$ Wechselwirkung (Hybridisierung) in CeS auftritt. Um dies zu untersuchen, haben wir das Reflexionsvermögen (R) von CeS-Einkristallen zwischen 0.03 und 12 eV gemessen. Im Reflexionsspektrum lassen sich deutlich zwei Gebiete unterscheiden. Für niedrige Photonenenergien zeigt R typisch metallisches Verhalten (100% für $\hbar\omega \rightarrow 0$ eV) und ein ausgeprägtes Plasmaminimum bei 3 eV. Die zwischen 3.5 und 12 eV auftretenden Strukturen, hingegen, können $3p \rightarrow 5d$ Interband-Übergängen zugeordnet werden. Damit verhält sich CeS nicht wie US sondern analog zu LaS oder auch GdS ohne starke $f-d$ Hybridisierung. Eine Zerlegung der optischen Spektren in Intra- und Interbandübergänge ergibt ein 'freies' Leitungselektron pro Cer-Atom.

LITERATUR

- [1] J. SCHOENES, O. VOGT and J. KELLER, Solid State Commun. 32, 873 (1979).

Theorie der Kantenverschiebungen in dotierten und nicht-dotierten Eu-Chalkogeniden

W. NOLTING

(Physikalisches Institut, Röntgenring 8, D-8700 Würzburg)

und A. M. OLEŚ

(MPI für Festkörperforschung, Heisenbergstr. 1, D-7000 Stuttgart)

Die für die ferromagnetischen Eu-Chalkogenide experimentell beobachtete Rotverschiebung (RV) der optischen Absorptionskante wird einer Wechselwirk-

ung zwischen lokalisierten 4f-Momenten und angeregtem Bandelektron zugeschrieben ($s-f$ Modell). Es wird eine Theorie vorgestellt, die die folgenden zwei Fragen beantwortet: (1) Warum zeigen EuO, EuS und EuSe unterschiedliche RV, obwohl sie in fast allen Modellparametern übereinstimmen? (2) Warum genügen minimale Leitungselektronendichten, um die RV beträchtlich zu reduzieren?

Raman scattering from quasi-two-dimensional mixed magnet: $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Cl}_4$

Z. IQBAL,¹⁾ H. AREND and P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, CH-8093 Zürich)

Abstract. Raman scattering from $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Cl}_4$ single crystals are reported, with x varying from 1 to less than ~ 0.7 . At x near 0.7, a new Raman spectrum showing the characteristics of a disordered crystal and decreased Jahn-Teller distortion, is observed at temperatures down to 6 K.

The compounds of general formula $(\text{C}_n\text{H}_{2n+1}\text{NH}_3)_2\text{MX}_4$ ($\text{M} = \text{Cu}, \text{Mn}$ and Fe ; $\text{X} = \text{Cl}, \text{Br}$; $n = 1, 2, 3$), which approximate the 2D (isotropic) Heisenberg model, have been extensively investigated [1]. These compounds consist of quadratic layers of the transition metal ions, which are surrounded by corner-sharing halogen octahedra. Recently, there has been some interest in mixed systems such as $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Cl}_4$ (abbreviated $\text{C}_1\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x}$), in which the copper compound is ferromagnetic within the layers ($T_c \approx 9$ K) and the manganese compound is antiferromagnetic ($T_N \approx 47$ K). The mixed crystals with x in the medium range are red in colour, whereas the pure copper and manganese salts are yellow and light pink respectively. Preliminary optical absorption measurements [2], however, do not show a dramatic shift of the optical absorption edge which is located near 2.48 eV in the pure copper compound [3]. More interesting is the observation of a new ESR signal in red crystals of the mixed compound $\text{C}_1\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x}$ [4]. In this paper we report briefly on Raman scattering from the mixed $\text{C}_1\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x}$ crystals.

The Raman spectra were recorded in the back-scattering geometry in the spectrometer system described previously [5], using ca. 20 mW of laser power at either 488.0 or 514.5 nm. The crystals of the pure copper compound (abbreviated C_1Cu) and the mixed compound were solution grown and were obtained as thin platelets parallel to the layer plane.

Figure 1 (A and B) shows the Raman spectra in the $10\text{--}450\text{ cm}^{-1}$ region of C_1Cu for a diagonal (XX) and off-diagonal (XY) scattering tensor element. Peaks in three regions (i) 284 cm^{-1} (ii) 245 cm^{-1} (iii) $170\text{--}189\text{ cm}^{-1}$, are observed at 300 K. Lines above 500 cm^{-1} are extremely weak. The spectra of C_1Cu are closely similar to that of the corresponding diammonium copper salt reported recently [5], indicating that the spectra of C_1Cu are also resonance-enhanced and hence dominated by the vibrations of the CuCl_6 octahedra. By analogy with the

¹⁾ Now at: Institute of Inorganic Chemistry, University of Zürich

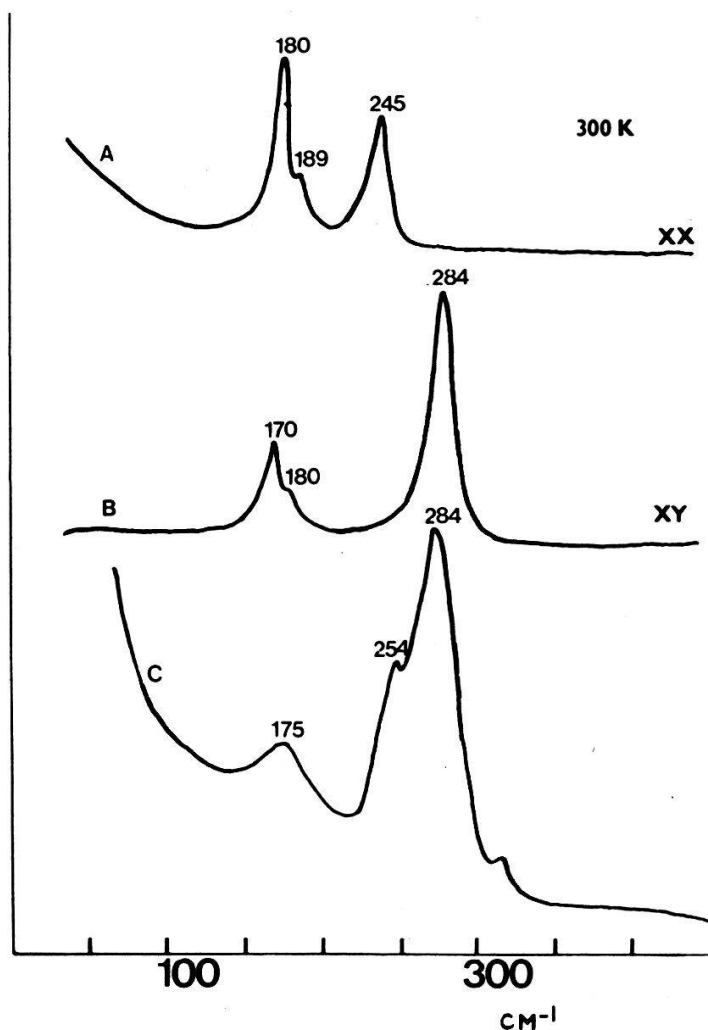


Figure 1

A and B. Polarized Raman spectra of $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ in the 0 to 450 cm^{-1} range at 300 K; C. unpolarized Raman spectrum of $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Cl}_4$ ($x \sim 0.7$)

diammonium salts, the lines in the spectral regions (i), (ii) and (iii) can be assigned to asymmetric Cu–Cl layer stretching, Cu–Cl stretching orthogonal to the layers and symmetric Cu–Cl layer stretching and deformation vibrations, respectively. The frequency separation between the stretching modes within and orthogonal to the layers is likely to be a result of the sizeable Jahn-Teller distortion in the copper salts. In the diammonium cadmium salt, which is not Jahn-Teller distorted, a single Cd–Cl stretching frequency is observed [6]. Similar observations have been made on the manganese salts, which consist of weakly distorted octahedra [6].

The spectrum of the mixed compound $\text{C}_1\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x}$ is similar to that of the pure copper salt when x is greater than ~ 0.7 . At x near 0.7, a new spectrum is observed as shown in Fig. 1(C). At 6 K (Fig. 2) the lines become somewhat narrower and some weaker features are observed. The main peak shows only partial polarization and remains asymmetrical in lineshape even at 6 K, indicating that the structure is disordered. This disorder is likely to give rise to a 'tail' in the optical absorption near 2.48 eV and account for the red color of the mixed crystals. By analogy with the pure copper salt, the line at 280 cm^{-1} (Fig. 2) can be assigned to the asymmetric stretching mode of the mixed layer and the second

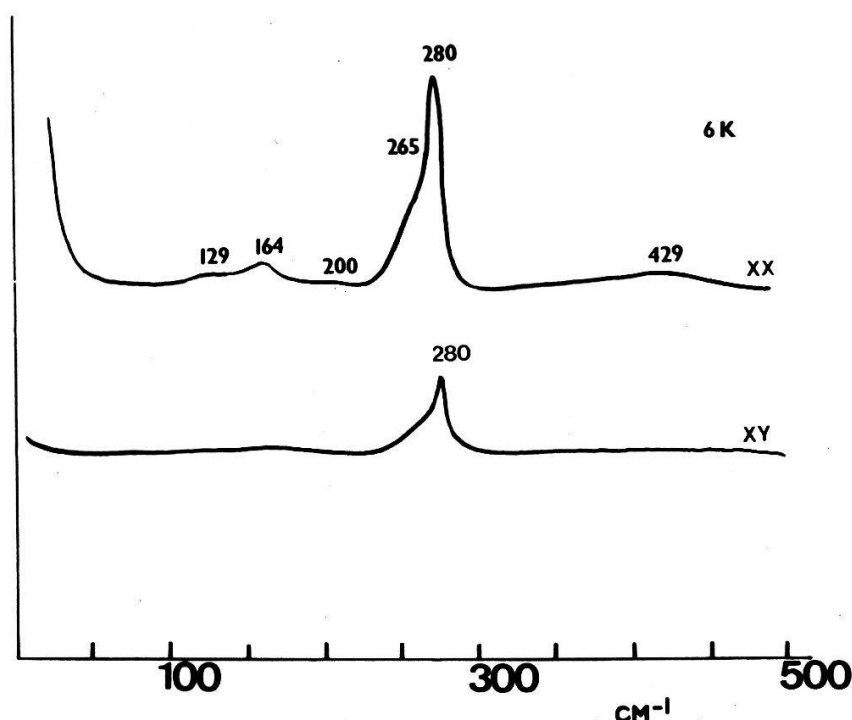


Figure 2
Polarized Raman spectra of $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Cl}_4$ ($x \sim 0.7$) at 6 K

feature at 265 cm^{-1} , which is shifted upwards relative to the line in the pure copper compound, possibly due to reduced Jahn-Teller distortion in the octahedra with increasing Mn content, can be assigned to the stretching mode orthogonal to the layers. The weaker lines did not show an appreciable temperature dependence in the 6–50 K temperature range, thus precluding their assignment to one or two magnon scattering. For crystals with x lower than ~ 0.7 , the Raman spectrum remained similar to that in Fig. 1(C), but became somewhat broader and weaker.

REFERENCES

- [1] L. J. de JONGH and A. R. MIEDEMA, *Adv. Phys.* 23, 1 (1974).
- [2] P. WACHTER, unpublished results.
- [3] H. AREND, J. SCHOENES and P. WACHTER, *Phys. Stat. Sol. (b)* 69, 105 (1975).
- [4] D. BARBERIS, H. HAGEN, J. METTLER, H. REIMANN, F. WALDNER and H. AREND, *J. of Mag. Mat.* 15–18, 747 (1980) and D. Barberis – private communication.
- [5] Z. IOBAL, H. AREND and P. WACHTER, *J. Phys. C* 13, 4757 (1980).
- [6] Z. IOBAL, H. AREND and P. WACHTER, *J. Phys. C* – in press and unpublished results.

Exact renormalization groups: the braced ladder in a magnetic field

H. CARL

(Institut de Physique Théorique, Université de Lausanne, CH-1015 Dorigny)

The renormalization group theory is applied to an Ising spin system consisting of two parallel one-dimensional Ising chains in mutual interaction, including

external magnetic field. Distinct renormalization groups are constructed in exact closed form for the pure and for different mixed, ferromagnetic and antiferromagnetic systems. Exact recursion relations are derived and fixed point linearization yields relevant and irrelevant operators. We obtain also approximate equations for thermodynamic properties and magnetization. At last we study fixed distributions for the random Ising-ladder.

Magneto-optical spectra and dielectric tensor elements of magnetite (Fe_3O_4) between 0.5 and 4.3 eV

XU-XIN ZHANG,¹⁾ J. SCHOENES and P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

The complex polar Kerr effect (rotation and ellipticity) of magnetic single crystals has been measured at room temperature between 0.5 and 4.3 eV. Using these magneto-optical data together with the optical constants, the diagonal (ϵ_0) and the off-diagonal (ϵ_1) tensor elements of the dielectric function of magnetite have been derived. Three well separated magneto-optical transitions have been identified. At about 0.75 eV one strong transition in both the ϵ_0 and ϵ_1 spectra is found which most likely corresponds to a double transition with a 'diamagnetic' line shape. Two other single transitions with 'paramagnetic' line shapes at about 1.85 and 2.90 eV have been observed. The results will be discussed within the framework of charge transfer, Fe $3d^n \rightarrow 3d^{n-1} 4s$ orbital promotion processes taking into account $3d^{n-1}$ finite state effects and crystal field transition.

¹⁾ On leave from the Institute of Physics, Academia Sinica, Peking

Magnonen in der Raman-Streuung an Magnetit

I. MÖRKE, A. STASCH und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Unterhalb der Verwey-Transition bei $T_v \approx 120$ K ordnen die Fe^{2+} und Fe^{3+} -Ionen auf den Oktaeder-Plätzen. Diese Ionen bestimmen die elektrischen und magnetischen Eigenschaften. Wir analysieren, ob man mit Hilfe der Magnonen den Verwey-Übergang beobachten kann. Die Ordnung der Fe-Ionen wurde im Hamiltonoperator über die Annahme eingeführt, dass die Austauschwechselwirkung von der Ladung der Ionen abhängt. Wir haben eine Dispersionsrelation für die Magnonen in z-Richtung der Brillouin-Zone berechnet. Daraus folgt, dass sich der dispersionslose, 3-fach entartete Zweig unterhalb T_v aufspaltet. Da im Raman-Effekt dispersionslose Magnonen am leichtesten zu beobachten sind, sind diese Zweimagnonenanregungen von grossem Interesse.

Ein druckinduzierter Halbleiter-Metall-Übergang in $\text{TmSe}_{0.17}\text{Te}_{0.83}$

H. BOPPART und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Im $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$ Legierungssystem wird durch Veränderung des TmSe – TmTe Verhältnisses ein Halbleiter-Metall-Übergang beobachtet. Im metallischen Bereich sind die Tm-Ionen in einem zwischenvalenten Zustand. In dieser Arbeit untersuchten wir den druckinduzierten Halbleiter-Metall-Übergang für $\text{TmSe}_{0.17}\text{Te}_{0.83}$ durch kontinuierliche Messungen des spezifischen elektrischen Widerstandes und des spezifischen Volumens am gleichen Einkristall bis 35 kbar. Der Halbleiter-Metall-Übergang bei 20 kbar ist kontinuierlich und oberhalb dieses Druckes sind die Tm-Ionen in einem zwischenvalenten metallischen Zustand. Schon im halbleitenden Bereich stellt man durch die druckinduzierte Abnahme der Energielücke eine erhöhte $4f$ – $5d$ Mischung fest.

Electrical resistivity, thermopower and specific heat of the intermediate valence system YbCu_x

D. JACCARD, A. JUNOD and J. SIERRO

(Département de Physique de la Matière Condensée, CH-1211 Geneva 4, Switzerland)

Abstract. Electrical resistivity and thermopower have been measured from 1.5 to 300 K for the intermetallic compounds YbCu , YbCu_2 , $\text{YbCu}_{3.5}$, $\text{YbCu}_{4.5}$, $\text{YbCu}_{6.5}$ and amorphous $\text{Yb}_{72}\text{Cu}_{28}$. The anomalies in the transport properties and the high electronic specific heat of $\text{YbCu}_{3.5}$ and $\text{YbCu}_{4.5}$ are due to the valence instability of ytterbium.

Introduction

In the ytterbium-copper phase diagram [1, 2], five phases appear at the compositions YbCu , YbCu_2 , $\text{YbCu}_{3.5}$, $\text{YbCu}_{4.5}$ and $\text{YbCu}_{6.5}$. Some experimental work [1–5] has shown that the valence of ytterbium is intermediate in this system. The magnetic susceptibility of YbCu [3] can be explained by assuming for the magnetic $4f^{13} (5d6s)^1$ configuration of ytterbium, an energy of 4500 to 6000 K above the non-magnetic $4f^{14}$ configuration. In YbCu_2 a slight tendency to the trivalent state of ytterbium is reflected by both the abnormally small unit cell volume for a divalent compound [4] and the magnetic susceptibility consistent with an energy difference of 2900 K between the two configurations [5]. The magnetic measurements below room temperature [1] suggest that $\text{YbCu}_{3.5}$ is an intermediate valence compound (IVC) and further indicate that in $\text{YbCu}_{4.5}$, ytterbium is close to the trivalent state. The susceptibility of this compound follows a Curie-Weiss law with $\mu = 4.22\mu_B$ compared with $\mu = 4.54\mu_B$ for the free trivalent ion. Surprisingly $\text{YbCu}_{6.5}$ is divalent [2]. Structure and valence of the YbCu_x phases are summarized in Table 1. These interesting valence instabilities have led us to measure the transport properties and the specific heat of the YbCu_x compounds. For comparison we also investigated the amorphous phase $\text{Yb}_{72}\text{Cu}_{28}$ obtained by liquid-quenching at the eutectic composition.

Table 1

Compound	Structure type	Valence
YbCu	FeB (orth.)	divalent
YbCu ₂	CeCu ₂ (orth.)	nearly divalent
YbCu _{3.5}	unknown	IVC
YbCu _{4.5}	unknown	IVC
YbCu _{6.5}	CaCu ₅ (hex.)	divalent

Sample preparation

The compounds were prepared from 3N ytterbium and 5N copper. Stoichiometric amounts of starting materials were put in an outgassed tantalum tube with both ends squeezed in high-current clamps and then melted for 10 minutes by resistance heating in 10^{-5} Torr vacuum. During the melting the tube was mechanically vibrated and reversed several times in order to ensure good homogeneity. After cooling to room temperature, the tantalum container was sealed in an evacuated silica tube and annealed for at least a week at the following temperatures: YbCu 430°C, YbCu₂ and YbCu_{3.5} 580°C YbCu_{4.5} 720°C and YbCu_{6.5} 800°C. X-ray powder diagrams and metallographic examination indicate single phase compounds to better than 95% and agree with references [1] and [2].

Results and discussion

YbCu, YbCu₂ and YbCu_{6.5}

The temperature dependence of the resistivity and the thermopower of YbCu, YbCu₂ and YbCu_{6.5} are shown in Figs. 1 and 2. These results can be

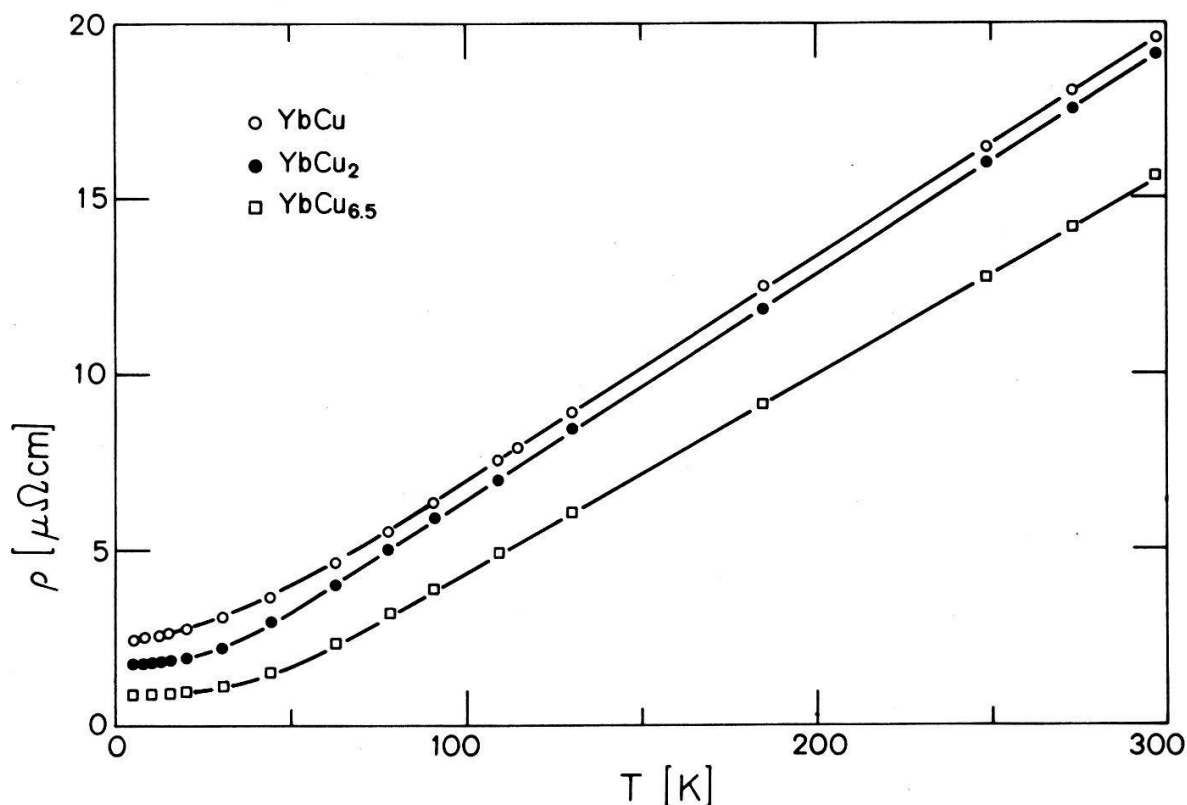


Figure 1
Temperature dependence of the resistivity of YbCu, YbCu₂ and YbCu_{6.5}.

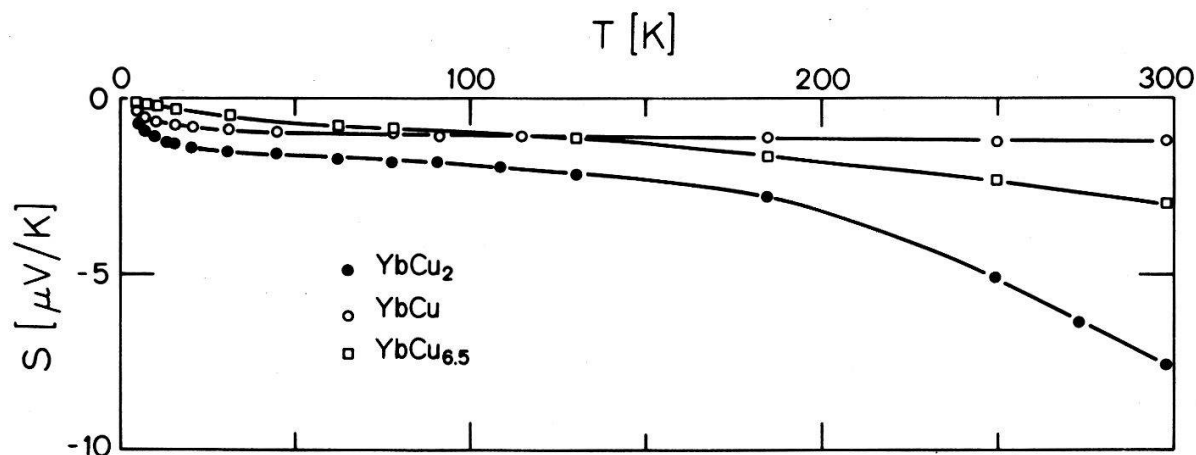


Figure 2

Temperature dependence of the absolute thermopower of YbCu, YbCu₂ and YbCu_{6.5}.

described by a nearly free electron model as expected for a divalent compound where the conduction band is formed by the copper and ytterbium s electrons. However the thermopower of YbCu₂ shows a negative deviation from linearity above 200 K which reflects the tendency of ytterbium towards intermediate valence in this compound.

YbCu_{3.5} and YbCu_{4.5}

In contrast with the divalent compounds, YbCu_{3.5} and YbCu_{4.5} show properties typical of an IVC: high electronic specific heat, high resistivity and giant thermopower. The lower temperature specific heat is shown in Fig. 3. A plot of

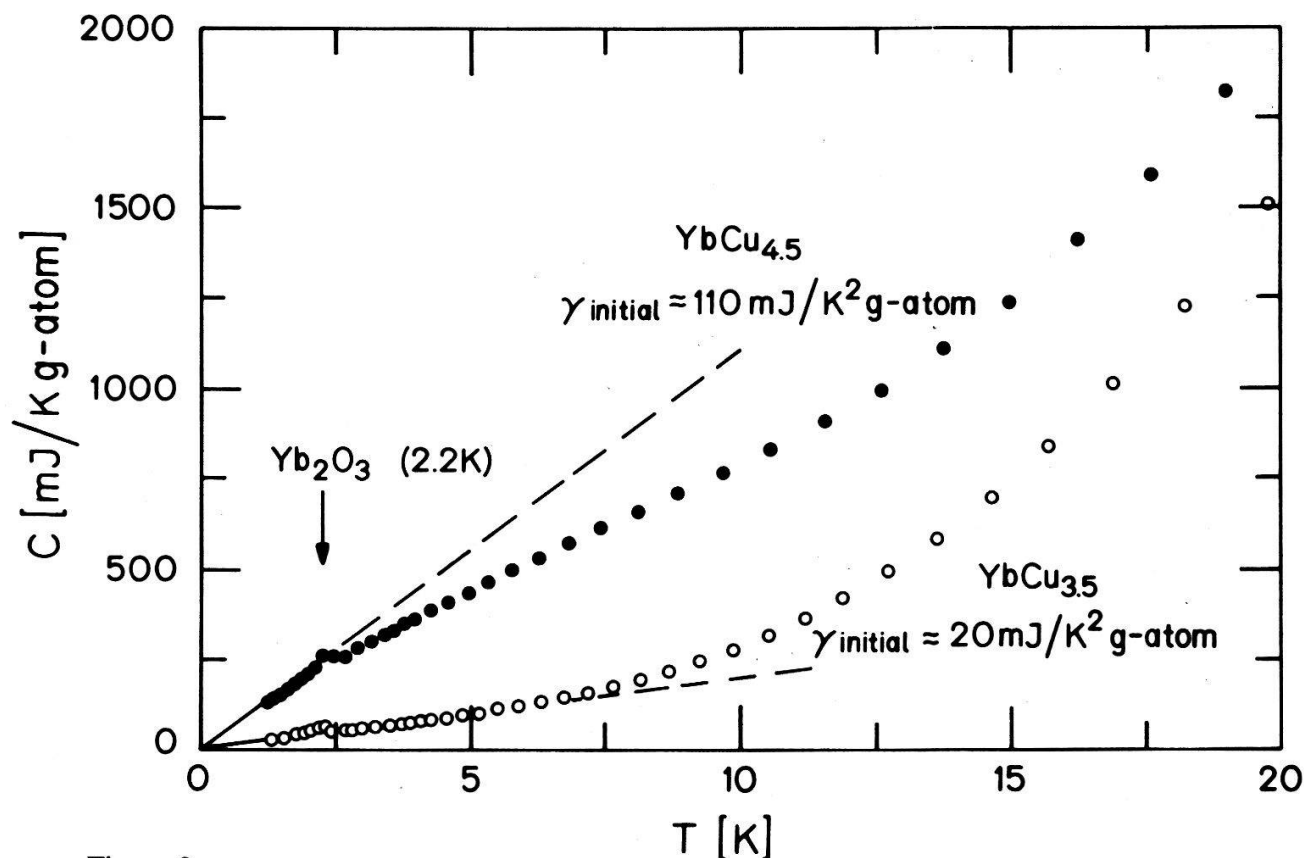


Figure 3

Low temperature dependence of the specific heat of YbCu_{3.5} and YbCu_{4.5} (1 gram-atom means 1/4.5 resp. 1/5.5 mole).

the total specific heat C/T vs T^2 gives by extrapolation to $T=0$ the coefficient γ of the linear term. One finds

$$\begin{aligned}\gamma_{\text{initial}} &= 600 \text{ mJ/K}^2 \text{ mole for YbCu}_{4.5} \text{ and} \\ \gamma_{\text{initial}} &= 90 \text{ mJ/K}^2 \text{ mole for YbCu}_{3.5}.\end{aligned}$$

The error in these values is large (about 10%) due to the nonlinearity at low temperatures and the presence of traces ($<0.5\%$) of magnetic Yb_2O_3 . Since no isotypic compound is known we cannot obtain the electronic part C_{el} of the specific heat by subtraction as a function of temperature. However the measurements indicate a maximum of C_{el} between 10 and 20 K for $\text{YbCu}_{4.5}$.

From the specific heat results one can evaluate the $4f$ density of states at the Fermi level $N_f(E_F)$. Then using the Hirst model [6] of an IVC, assuming a Lorentzian $4f$ band of half-width Δ centered at an energy E_0 one can write

$$N_f(E) = \frac{y\Delta}{\pi} \cdot \frac{1}{(E-E_0)^2 + \Delta^2} \quad (1)$$

with

$$y = Q^-(1-z) + Q^+z \quad (2)$$

where z and $1-z$ are the probabilities of a given rare earth ion being in a $4f^{n-1}$ or $4f^n$ state respectively and $Q^-(1-z)$ the number of occupied states below the Fermi level. $Q^- = 8$ and $Q^+ = 1$ for ytterbium ions if an LSJ spin orbit ground level is taken as the interconfiguration fluctuation manifold.

By comparison with the IVC YbCuAl [7] and YbAl_3 [8] we estimate $z \cong 0.85$ for $\text{YbCu}_{4.5}$ and $z \cong 0.7$ for $\text{YbCu}_{3.5}$. Then with equation (1) we calculate the values $T_\Delta = \Delta/k_B$ and $T_0 = (E_F - E_0)/k_B$ given in Table 2. The electrical resistivity and the thermopower are shown in Figs. 4 and 5. The residual resistivity of $\text{YbCu}_{3.5}$ is small and comparable to that of the divalent compounds but the room temperature resistivity is four times greater. A broad maximum appears at about 150 K. The resistivity of $\text{YbCu}_{4.5}$ shows a maximum at the temperature T_Δ and always has a high value. The negative thermopowers of both compounds show a giant peak at T_Δ .

Since the f density of states is much larger than the s or d at the Fermi level, s , $d-f$ scattering dominates and the relaxation time τ can be evaluated with a two band model [9]

$$\frac{1}{\tau} \cong \frac{1}{\tau_{s,d-f}} \alpha[N_f(E)]_{E=E_F} \quad (3)$$

Table 2

Compound	Valence	$N_f(E_F)$ [states/eV·Yb atom] (both spins included)	T_Δ [K]	T_0 [K]	S_{cal} (1.5 K) [$\mu\text{V/K}$]	S_{exp} (1.5 K) [$\mu\text{V/K}$]
$\text{YbCu}_{4.5}$	2.85	255	26	8	-9.2	-9
$\text{YbCu}_{3.5}$	2.7	38	128	149	-3.3	-0.4

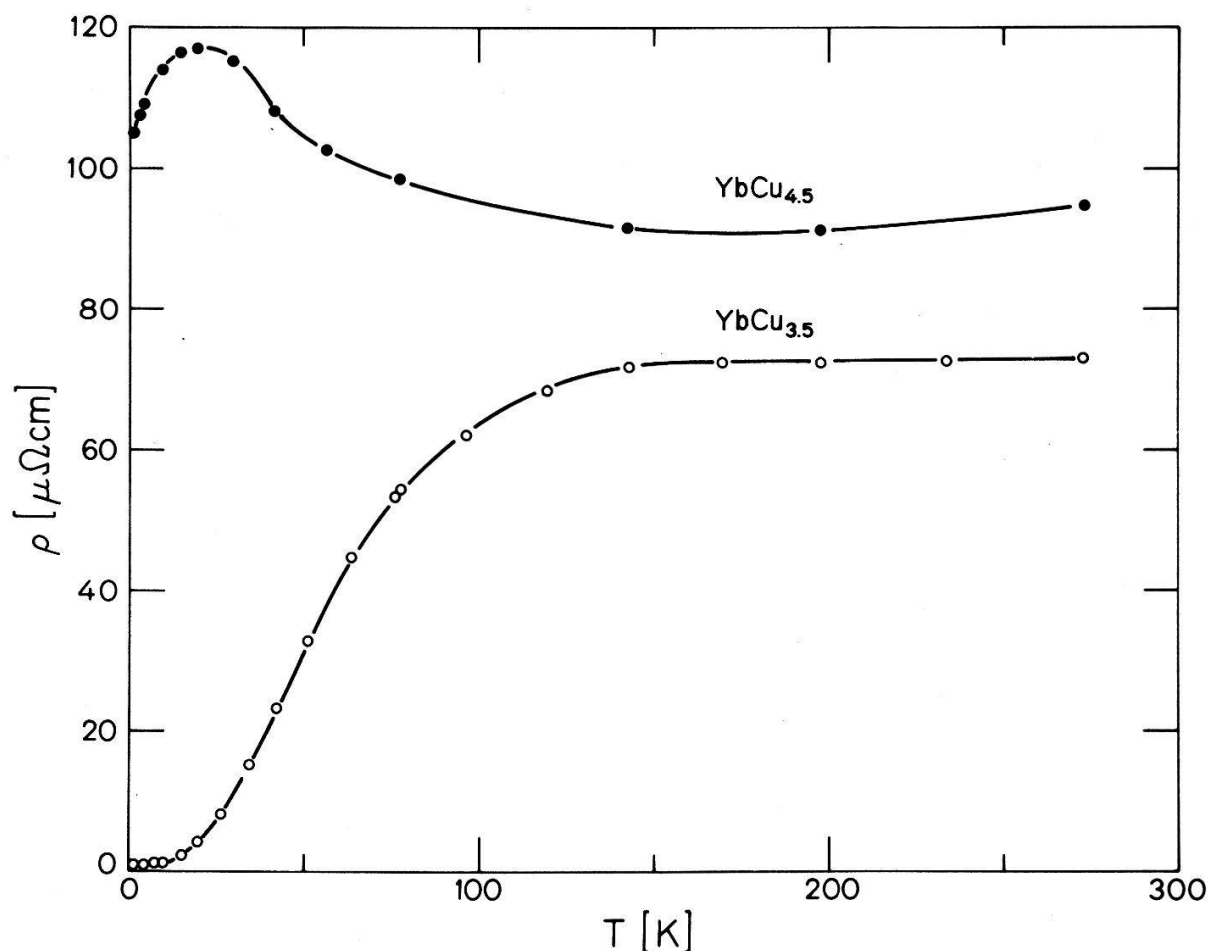


Figure 4

Temperature dependence of the resistivity of YbCu_{3.5} and YbCu_{4.5}.

and the thermopower S is given by

$$S = -\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3|e|} \left[\frac{3}{2E_F} - \frac{1}{N_f(E)} \frac{\partial N_f(E)}{\partial E} \right]_{E=E_F} \quad (4)$$

At low temperature the first term in S is small and S depends then mainly on the logarithmic derivative of $N_f(E)$ at E_F . With the Lorentzian f band of equation (1) and for $T \ll T_\Delta$ one obtains

$$S = -566 T \frac{T_0}{T_0^2 + T_\Delta^2} \mu V/K \quad (5)$$

Experimental and calculated values of the thermopower at 1.5 K are given in Table 2. A very good fit is obtained for YbCu_{4.5}, but we must keep in mind that eq. (5) depends strongly on the assumed band shape and that eqs. (3) and (4) are valid only for $T < T_\Delta/10$. For YbCu_{3.5} the fit is rather bad. However the residual resistivity of this compound is low, indicating that the $s, d-f$ scattering is not predominant at very low temperature. According to the Nordheim-Gorter rule, if ρ_f is the $s, d-f$ scattering contribution to the total resistivity ρ , then S is reduced by a factor ρ_f/ρ . At 10 K ρ_f/ρ is large enough to give a better fit between S_{cal} and S_{exp} .

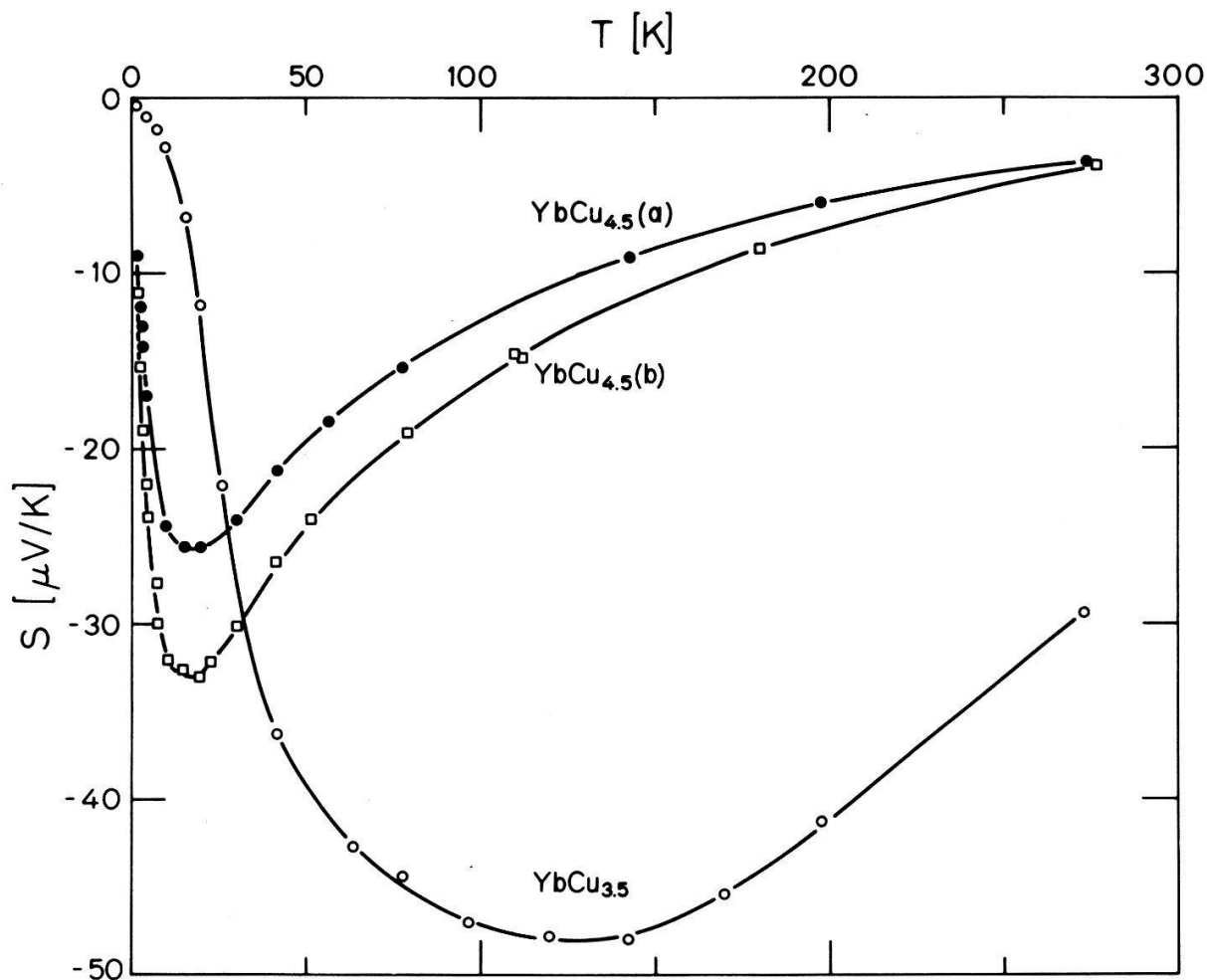


Figure 5

Temperature dependence of the absolute thermopower of $\text{YbCu}_{3.5}$ and $\text{YbCu}_{4.5}$. (a) and (b) refer to two different samples prepared in the same conditions.

Finally we remark that similar calculations can be made for other IVCs as YbCuAl , YbCu_2Si_2 or YbAl_3 . However more work is still necessary to understand the IVC transport properties.

Amorphous $\text{Yb}_{72}\text{Cu}_{28}$

The electrical resistivity ρ and the thermopower S of amorphous $\text{Yb}_{72}\text{Cu}_{28}$ are shown in Fig. 6. The high constant resistivity between 1.5 and 300 K corresponds to a short electron mean-free-path L of the order of the interatomic spacing so that additional thermal disorder cannot further reduce L . Ytterbium is probably divalent in this compound and using as first approximation a free electron model [10] we calculate $E_F \approx 3.2$ eV and $L = 5.4$ Å.

The thermopower is linear with temperature and is described by

$$S = -\frac{\pi^2 k_B^2}{3|e|} \cdot \frac{T}{E_F} \left(\frac{3}{2} + m \right)$$

where m is the energy dependence of the relaxation time. For amorphous

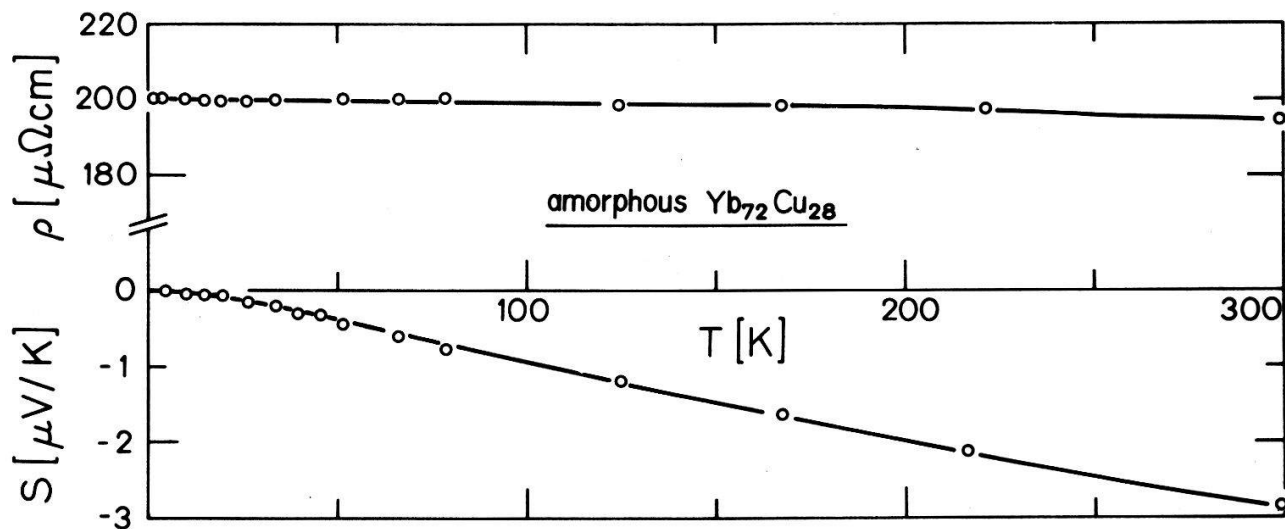


Figure 6

Temperature dependence of resistivity and absolute thermopower of amorphous $\text{Yb}_{72}\text{Cu}_{28}$.

$\text{Yb}_{72}\text{Cu}_{28}$, L is constant so that $m = -\frac{1}{2}$ and

$$S = -\frac{\pi^2 k_B^2}{3|e|} \cdot \frac{T}{E_F}$$

Inserting $E_F = 3.2 \text{ eV}$ one finds at 300 K $S = -2.3 \mu\text{V/K}$ which is close to the experimental value of $S = -2.85 \mu\text{V/K}$.

Thus the transport properties of amorphous $\text{Yb}_{72}\text{Cu}_{28}$ are consistent with ytterbium in the divalent state. No evidence of valence instabilities has been observed in this highly disordered metal.

Acknowledgements

We wish to thank R. Cartoni for his useful technical assistance, F. Liniger for the metallographic studies and Prof. E. Bucher for providing us with the amorphous samples. This work was partly supported by the Swiss National Science Foundation.

REFERENCES

- [1] A. IANDELLI and A. PALENZONA, *J. Less Common Metals* 25, 333 (1971).
- [2] J. HORNSTRA and K. H. J. BUSCHOW, *J. Less Common Metals* 27, 123 (1972).
- [3] D. DEBRAY, B. F. WORTMANN and S. METHFESSEL, *Phys. Rev. B* 14, 4009 (1976).
- [4] A. R. STORM and K. E. BENSON, *Acta Cryst.* 16, 701 (1963).
- [5] J. C. P. KLAASSE, J. W. E. STERKENBURG, A. H. M. BLEYENDAAL and F. R. DE BOER, *Solid State Commun.* 12, 561 (1973).
- [6] L. L. HIRST, *Phys. Rev. B* 15, 1 (1977).
- [7] H. J. LEDER and G. CZYCHOLL, *Z. Phys.* B35, 7 (1979).
- [8] B. C. SALES and K. D. WOHLLEBEN, *Phys. Rev. Lett.* 35, 1244 (1975).
- [9] R. D. BARNARD, *Thermoelectricity in Metals and Alloys*, p. 149. Taylor and Francis, London (1972).
- [10] N. F. MOTT and E. A. DAVIS, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, p. 8. Clarendon Press, Oxford (1979).

Pressure dependence of electrical resistivity and thermopower: Valence transition in YbCu_2 and TmSe

D. JACCARD, F. HAENSSLER and J. SIERRO

(Département de Physique de la Matière Condensée, CH-1211 Geneva 4, Switzerland)

Abstract. We have measured the pressure dependence of the electrical resistivity and the thermopower of YbCu_2 , TmS and TmSe up to 70 kbar. In YbCu_2 the pressure induces a valence change of ytterbium from 2 to 2.5 at 70 kbar. In the intermediate valence compound TmSe a pressure of 30 kbar shifts the thulium valence from 2.75 to 3. Above 30 kbar TmSe behaves like TmS .

Introduction

An intermediate valence situation for a rare earth (RE) ion arises when the two electronic configurations $4f^{n-1}(5d6s)^1$ and $4f^n$ compete for energy stability. Experimental and theoretical work [1] has shown that this phenomenon implies a large $4f$ electron density near the Fermi level and that even weak hybridization can induce transitions between localized orbitals and itinerant band states. Obviously these electronic interactions have a profound effect on the conduction electron scattering which can be investigated by measuring the electronic transport properties. External hydrostatic pressure always favours the upper valence state of RE ions since the ionic radius of the trivalent RE is considerably smaller than the divalent. Thus pressure is an important experimental parameter to study intermediate valence compounds (IVC).

The possibility of a pressure induced valence transition in YbCu_2 is suggested by the following facts. (i) Stoichiometrically, YbCu_2 is bounded by divalent YbCu [2] and intermediate valent $\text{YbCu}_{3.5}$ [3]. (ii) The magnetic susceptibility of YbCu_2 is consistent with a magnetic $4f^{n-1}(5d6s)^1$ configuration lying 0.25 eV above the $4f^n$ [4]. (iii) All RECu_2 compounds have the CeCu_2 structure except LaCu_2 [5] so that a valence change from divalent to trivalent seems possible without structure change. (iv) The unit cell volume [5] is abnormally small for a divalent compound. (v) The transport properties of YbCu_x phases [6] indicate that YbCu_2 behaves at room temperature as a normal metal while $\text{YbCu}_{3.5}$ is an IVC with high resistivity and giant thermopower. For TmS and TmSe the situation is just the reverse. Thulium is trivalent in TmS [7] and shows an intermediate valence of 2.75 in TmSe [8]. Other work [8, 9] has shown for this compound a shift towards the trivalent state under pressure. Our previous study of the thermopower of these compounds [10] suggests that thermopower S is a good parameter to follow the valence transition under pressure since at room temperature $S = 22 \mu\text{V/K}$ for TmS and $S = -13 \mu\text{V/K}$ for TmSe .

Experiment

We use a conventional multianvil press to generate a pressure up to 80 kbar within a 12 mm pyrophyllite cube. Figure 1 shows the core of the pressure cell. A sample of $5 \times 1 \times 0.3 \text{ mm}^3$ is inserted into two discs of silver chloride (AgCl) acting as pressure transmitting medium. For TmSe the measurement has to be rapid

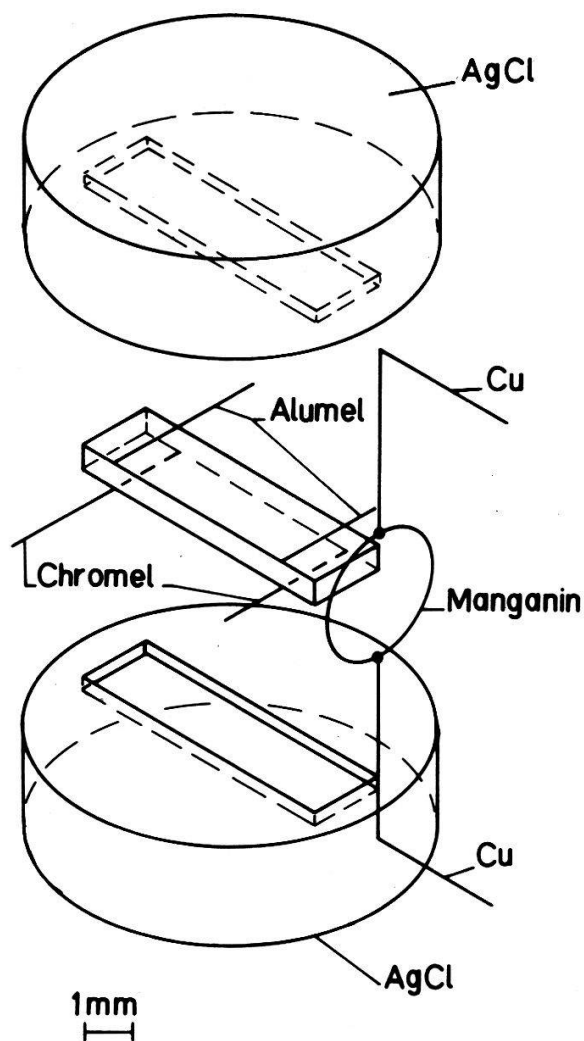


Figure 1
Schematic diagram of the pressure cell.

enough to prevent chemical reaction. Calibration of the pressure is obtained by observation of the bismuth transitions at 25.5 and 76.7 kbar. The error between 15 and 80 kbar is of the order of ± 2 kbar. Below 15 kbars the error depends strongly on the way the gaskets are formed at low pressure.

Our method of measuring thermopower is similar to that proposed by Conan et al. [11]. A small temperature gradient is applied along the sample by a manganin resistor. As pick up leads of the thermal voltage we use two Chromel (Chr) and two Alumel (Al) wires. The thermoelectric coefficients of these alloys are constant to better than 1% in the pressure range studied [12]. With a thermal gradient of 1 K, the simultaneous measurement of the thermoelectric voltages in the circuit Chr/X/Chr and Al/X/Al allows us to calculate the absolute thermopower of sample X with an accuracy of 5%.

For resistivity measurements we use the Chromel and Alumel wires as a standard four-probe dc circuit. However the current density is not homogeneous at the voltage connection leading to a slight underestimation of the resistance. The compressibility of the samples was neglected and the errors on the resistance and the resistivity are 5% and 10% respectively.

Results and discussion

YbCu₂

The resistivity ratio and the thermopower of YbCu₂ are shown in Fig. 2. The rise in resistivity and the giant thermopower can be understood using the Hirst model [14]. When the pressure rises, the energy difference ΔE between the $4f^{13}(5d6s)^1$ and the $4f^{14}$ configuration diminishes and a narrow peak in the $4f$ density of states $N_f(E)$ appears below the Fermi level leading to a predominant $s, d-f$ scattering of the conduction electrons by the heavy $4f$ states. If the $4f$ band is highly degenerate, the two-band model predicts a resistivity contribution $\rho_f \alpha [N_f(E)/N_{s,d}(E)]_{E=E_F}$ and a negative thermopower $S_f \alpha [\partial \ln N_f(E)/\partial E]_{E=E_F}$. Applying the Nordheim-Gorter rule we write the thermopower as $S = (\rho_{th}/\rho)S_{th} + (\rho_f/\rho)S_f$ where ρ_{th} and S_{th} are thermal contributions and $\rho = \rho_{th} + \rho_f$. In comparison to the results obtained for the YbCu_x phases at room temperature, one deduces that the two terms of S are approximately equal for YbCu₂ at normal

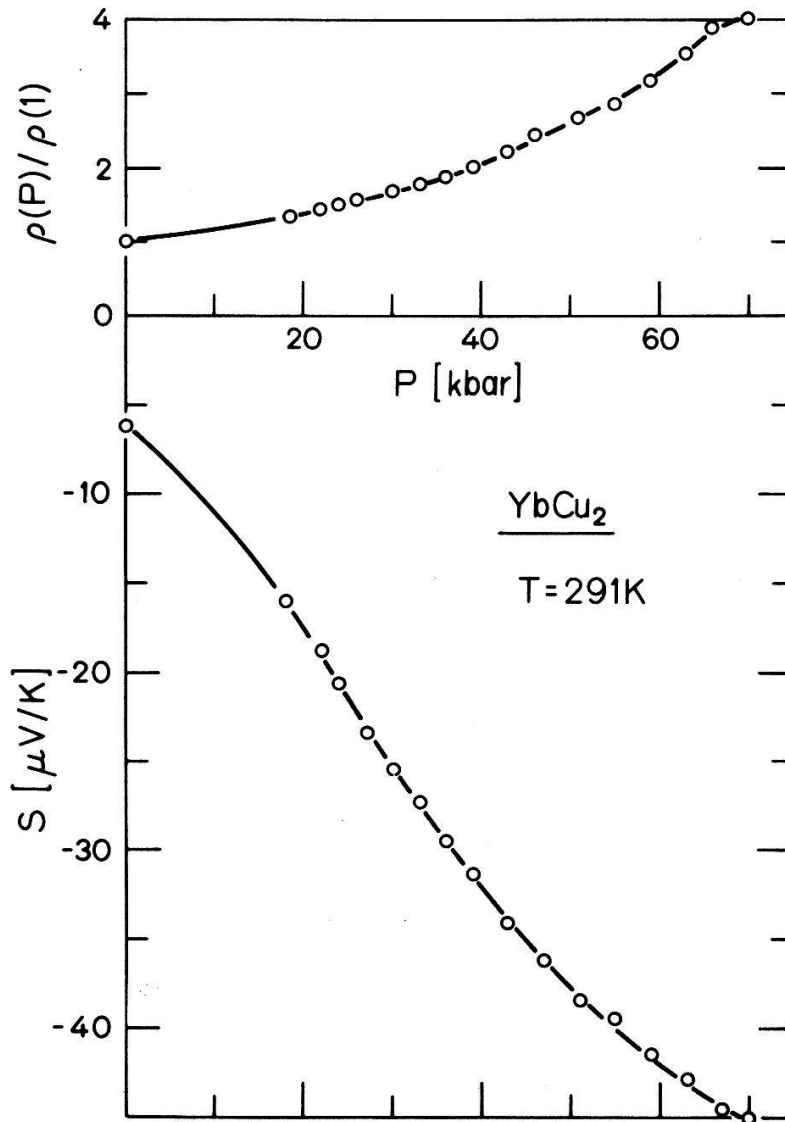


Figure 2

Pressure dependence of the absolute thermopower and the estimated resistivity ratio for YbCu₂ at 291 K.

pressure, whilst at 70 kbar the second term dominates and $S_f \cong -80 \mu\text{V/K}$. Such a high value is typical of an IVC.

The pressure dependence of the thermopower of YbCu_2 is qualitatively described by the two band model with appropriate resistivity weighting if one assumes a narrow Lorentzian band centred at energy $kT_0 = 0.2 \text{ eV}$ below the Fermi level and decreasing to 0.15 eV for a pressure of 20 kbar. For higher pressures the effective degeneracy temperature T_F becomes lower than room temperature and the approximation breaks down.

From the curvature of the thermopower curve between 50 and 70 kbar one can predict a minimum at a somewhat higher pressure followed by an increase towards smaller negative values at still higher pressure. If we compare this extrapolation with the normal pressure thermopowers of $\text{YbCu}_{3.5}$ and $\text{YbCu}_{4.5}$ and taking the intermediate valence as 2.7 and 2.85 [6] for these compounds, we estimate a valence of 2.5 for YbCu_2 at 70 kbar.

TmS and TmSe

The pressure dependence of the thermopower of TmS and TmSe is shown in Fig. 3. To interpret these curves we write as above $S = (\rho_{\text{th}}/\rho)S_{\text{th}} + (\rho_f/\rho)S_f$. Then

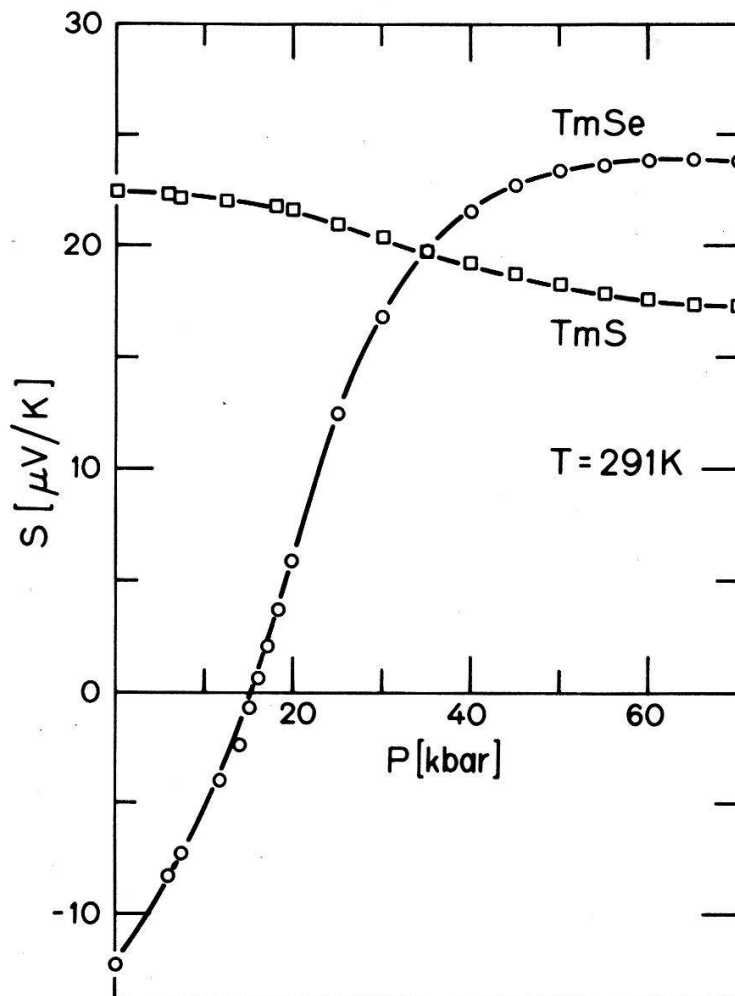


Figure 3

Pressure dependence of the absolute thermopower of TmS and TmSe at 291 K.

in trivalent TmS the large and positive thermal term is pressure independent. The f term is small and positive since the $4f^{13}$ state lies above the Fermi level and vanishes at high pressure when TmS is perfectly trivalent. Thus $S_{th} \cong 17 \mu V/K$ at room temperature.

The very different pressure dependence of the thermopower of TmSe originates from the f term. If we take the same thermal contribution as TmS and the resistivity given in [7] for TmS and [8] for TmSe, we calculate $S_f \cong -45 \mu V/K$ for TmSe at normal pressure. When the pressure rises the valence of TmSe shifts towards trivalent and the S_f contribution diminishes. By 30 kbar it vanishes indicating TmSe is then trivalent. This pressure is higher than estimated in [8] and [9]. A discrepancy remains between the negative sign of the measured thermopower S_f and the positive sign suggested by the Hirst model. Indeed for a valence greater than 2.6 the logarithmic derivative of $N_f(E)$ is positive with the $4f^{13}$ level just above the Fermi level and then $S > 0$. However this model is no longer adequate if the f band is non-degenerate at room temperature.

Acknowledgments

We wish to thank R. Cartoni for his helpful technical assistance and Prof. E. Bucher for providing us with some of the samples. This work was partly supported by the Swiss National Science Foundation.

REFERENCES

- [1] For a review see *Valence Instabilities and Related Narrow Band Phenomena* (Edited by R. D. Parks). Plenum Press, New York (1977).
- [2] D. DEBRAY, B. F. WORTMANN and S. METHFESSEL, *Phys. Rev. B* **14**, 4009 (1976).
- [3] A. IANDELLI and A. PALENZONA, *J. Less-Common Metals* **25**, 333 (1971).
- [4] J. C. P. KLAASSE, J. W. E. STERKENBURG, A. H. M. BLEYENDAAL and F. R. DE BOER, *Solid State Commun.* **12**, 561 (1973).
- [5] A. R. STORM and K. E. BENSON, *Acta Cryst.* **16**, 701 (1973).
- [6] D. JACCARD, A. JUNOD and J. SIERRO, this issue.
- [7] E. BUCHER, K. ANDRES, F. J. DI SALVO, J. P. MAITA, A. C. GOSSARD, A. S. COOPER and G. W. HULL JR., *Phys. Rev. B* **11**, 500 (1975).
- [8] B. BATLOGG, H. R. OTT, E. KALDIS, W. THÖNI and P. WACHTER, *Phys. Rev. B* **19**, 247 (1979).
- [9] R. P. GUERTIN, S. FONER and F. P. MISSELL, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 529 (1976).
- [10] D. JACCARD, J. SIERRO and E. BUCHER, *Solid State Commun.* **31**, 713 (1979).
- [11] A. CONAN, G. GOUREAUX and M. ZOATER, *Rev. Phys. Appl.* **6**, 383 (1971).
- [12] F. P. BUNDY, *Progress in Very High Pressure Research* (Edited by F. P. Bundy, W. R. Hibbard Jr. and H. M. Strong), p. 256. Wiley, New York (1961).
- [13] L. L. HIRST, *Phys. Rev. B* **15**, 1 (1977).

Dielektrische Eigenschaften, Supraionenleiter und Molekülkristalle

Hundert Jahre Piezoelektrizität

J. TICHÝ

(Sekundarlehrantsschule des Kantons St. Gallen, CH-9000 St. Gallen)

Schon lange vor der Entdeckung der Piezoelektrizität war der pyroelektrische Effekt bekannt. Auf seine Beobachtung lässt sich möglicherweise bereits aus

Schriften des griechischen Philosophen Theophrastus (372–287 v. Chr.) schliessen. Die Kenntnis ihres merkwürdigen Verhaltens wurde mit Turmalinkristallen zu Beginn des 18. Jahrhunderts aus Ceylon nach Europa gebracht, wo der Turmalin darauf oft als 'Ceylonscher Magnet' bezeichnet wurde. Linnaeus gab ihm 1747 den Namen 'lapis electricus', die elektrische Natur der Erscheinung wies jedoch erst Aepinus 1756 nach. Die Bezeichnung Pyroelektrizität führte 1824 Brewster ein.

Einen Zusammenhang auch zwischen mechanischer Wirkung und elektrischer Polarisation zu finden bemühten sich schon Haüy und Becquerel. Ihre Versuchsanordnungen führten jedoch im wesentlichen zum Auftreten der sogenannten Reibungselektrizität.

So wird die Entdeckung der Piezoelektrizität doch mit Recht den Gebrüdern Jacques und Pierre Curie zugeschrieben. Sie berichteten 1880 – ohne ihn vorherhand so zu benennen – zunächst über den direkten piezoelektrischen Effekt [1]. Der reziproke piezoelektrische Effekt wurde 1881 von Lippmann [2] aufgrund thermodynamischer Überlegungen vorausgesagt und noch in demselben Jahr durch die Curies [3] auch experimentell nachgewiesen. Die heute übliche Bezeichnung piezoelektrischer Effekt wurde von Hankel [4] vorgeschlagen.

Die somit eingeleitete Arbeit auf dem Gebiete der Piezoelektrizität kann man nicht getrennt von der Entwicklung der gesamten Physik werten. Insbesondere die Entdeckung der Ferroelektrizität, zu der die Feststellung einer Reihe von Anomalien des Seignettesalzes im Jahre 1920 durch Valasek [5] führte, und des akustoelektrischen Effektes 1961 durch Hutson, McFee und White [6] erweiterten wesentlich den Problemkreis. Ganz besonders wurde jedoch das Interesse für die Piezoelektrizität durch ihre zahlreichen und sehr wichtigen technischen Anwendungen angeregt.

Gegenwärtig werden jährlich mehrere Hundert Arbeiten veröffentlicht, die sich mit der Piezoelektrizität beschäftigen. Die Schwerpunkte der wissenschaftlichen Arbeit sind dabei:

1. Mikrophysikalische Theorie. Es wurde bereits eine Reihe von Modellen vorgeschlagen, die eine Berechnung der piezoelektrischen Konstanten aus Verschiebungen der Atomkerne sowie Änderungen der Valenzelektronendichten durch eine Verzerrung des Kristallgitters ermöglichen.

2. Akustoelektrischer Effekt. In piezoelektrischen Halbleitern kann man erreichen, dass ein entlang der Ausbreitung einer Ultraschallwelle angelegtes elektrisches Gleichfeld den Ladungsträgern eine Driftgeschwindigkeit erteilt, welche die Schallgeschwindigkeit übersteigt und dadurch eine kohärente Emission von Phononen erlaubt.

3. Ferroika. So werden Kristalle bezeichnet, in denen man durch eine äussere Wirkung eine Umorientierung der Domänen oder Zwillinge erreichen kann. Primäre Ferroika sind Ferroelektrika, Ferromagnetika und Ferroelastika. In sekundären Ferroika unterscheiden sich Domänen oder Zwillinge erst durch eine durch äussere Wirkung induzierte Zustandsänderung. Es werden insbesondere die ferrobielastischen und ferroelastoelektrischen Eigenschaften des immer noch wichtigsten piezoelektrischen Einkristalles – des α -Quarzes – untersucht.

4. Nichtlineare Effekte. Man bemüht sich um die Erweiterung der Theorie des elastischen Dielektrikums auf piezoelektrische Materialien. Es erweist sich als nützlich, zur Definition der Materialkonstanten höherer als zweiter Ordnung Zustandsgrössen zu benützen, die analog zur thermodynamischen Spannung eingeführt sind.

5. Suche nach neuen piezoelektrischen Materialien und Studium ihrer Eigenschaften. Nebst Einkristallen beschäftigen sich zahlreiche Arbeiten mit piezoelektrischen Keramiken, dünnen Schichten und in letzter Zeit zunehmend mit Polymeren. Trotz Problemen mit der Stabilität der Eigenschaften und Relaxationserscheinungen kann man die Aussichten auf praktische Anwendungen bei Polymeren als vielversprechend bezeichnen. Ein besonderes Kapitel bildet das Studium der Piezoelektrizität der Knochen, das bereits zu neuen medizinischen Behandlungsmethoden führte.

Zur ersten bedeutsamen praktischen Anwendung des piezoelektrischen Effektes verhalf – wie leider oft in der Geschichte der Wissenschaft und Technik – erst die Entwicklung militärischer Geräte im Ersten Weltkrieg. Langevin benützte piezoelektrisch erzeugte Ultraschallwellen zur Ortung der Unterseeboote und im weitem auch für Messungen der Meerestiefe. Dies erweckte die Aufmerksamkeit von Cady. Er beschrieb 1921 den ersten piezoelektrischen Resonator und regte seine Anwendung zur Stabilisierung der Frequenz von Radiosendern sowie in Frequenzfiltern an. Heute bezeichnet man ihn – seine Monographie [7] bleibt ein unbestrittenes Grundwerk – als ‘Vater der modernen Piezoelektrizität’. Um das Jahr 1920 herum erkannte man ebenfalls die Möglichkeit, mittels des direkten piezoelektrischen Effektes Kräfte, Drücke und Beschleunigungen zu messen und schuf somit die Grundlagen der piezoelektrischen Messtechnik.

Die gegenwärtige Anwendung der piezoelektrischen Elemente in der Nachrichten-, Ultraschall- und Messtechnik und insbesondere ihr Masseneinsatz in Uhren, Funkgeräten, Farbfernsehgeräten, Taschenrechnern, Feuerzeugen usw. begründet die Annahme, dass heute in industrialisierten Ländern einige piezoelektrische Elemente pro Kopf benützt werden. Dies unterstreicht wohl nachdrücklich genug die Bedeutung der Piezoelektrizität hundert Jahre nach ihrer Entdeckung.

LITERATUR

- [1] J. CURIE and P. CURIE, Bull. Soc. min. de France 3 (1880) 90; C. R. Acad. Sci. 91 (1880) 294.
- [2] G. LIPPMANN, Ann. chim. phys. 24 (1881) 145.
- [3] J. CURIE and P. CURIE, C. R. Acad. Sci. 93 (1881) 1137.
- [4] W. G. HANKEL, Abhand. der math.-phys. Klasse d. K. Sächs. Gesellsch. d. Wissensch. 12 (1883) 457.
- [5] J. VALASEK, Phys. Rev. 15 (1920) 537.
- [6] A. R. HUTSON, J. H. MCFEE, and D. L. WHITE, Phys. Rev. Letters 7 (1961) 237.
- [7] W. G. CADY, *Piezoelectricity*. New York: Dover 1964.

Zur Messung der nichtlinearen piezoelektrischen Konstanten

E. KITTINGER, G. A. REIDER und J. TICHÝ

(Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck, A-6020 Innsbruck)

Die thermodynamische Definition der Materialkonstanten beruht auf einer Reihenentwicklung des thermodynamischen Potentials, das der Wahl der unabhängigen Variablen entspricht. Für die elektrische Enthalpie H_2 gilt bei

adiabatischen Prozessen

$$\begin{aligned}
H_2(V_{ij}, E_i, S) - H_2(O, O, S) = & \frac{1}{2} c_{ijkl} V_{ij} V_{kl} + \frac{1}{6} C_{ijklmn} V_{ij} V_{kl} V_{mn} \\
& - \frac{1}{2} \epsilon_{ij} E_i E_j - \frac{1}{6} \epsilon_{ijk} E_i E_j E_k - e_{ijk} E_i V_{jk} - \frac{1}{2} r_{ijkl} E_i E_j V_{kl} \\
& + \frac{1}{2} f_{ijklm} E_i V_{jk} V_{lm},
\end{aligned} \quad (1)$$

wobei V_{ij} die Deformation, E_i die elektrische Feldstärke, S die Entropie, c_{ijkl} und C_{ijklmn} die elastischen Konstanten zweiter und dritter Ordnung, ϵ_{ij} und ϵ_{ijk} die dielektrischen Konstanten zweiter und dritter Ordnung, e_{ijk} die piezoelektrischen Moduln und r_{ijkl} die Elektrostriktionskonstanten bedeuten. Die hier interessierenden Konstanten f_{ijklm}

$$f_{ijklm} = \frac{\partial^3 H_2}{\partial E_i \partial V_{jk} \partial V_{lm}} = - \frac{\partial e_{ijk}}{\partial V_{lm}} = \frac{\partial c_{ijkl}}{\partial E_i} \quad (2)$$

erlauben zwei Interpretationen: In der Zustandsgleichung für die dielektrische Verschiebung D_i beschreiben sie die Deformationsabhängigkeit der piezoelektrischen Moduln, d.h. die Nichtlinearität des piezoelektrischen Effektes. In der Zustandsgleichung für die mechanische Spannung hingegen können sie auch als Feldabhängigkeit der elastischen Moduln aufgefaßt werden (elektroelastischer Effekt).

Die Messung dieser Konstanten kann dementsprechend nach zwei verschiedenen Prinzipien erfolgen. Der erste Weg wurde bei Quarz erstmals von Graham [1] mit Schock-Kompressionsexperimenten erfolgreich beschritten. Die zweite Möglichkeit hat Hruska [2] erstmals benutzt. Er untersuchte die Änderung der Resonanzfrequenz piezoelektrischer Elemente (vorwiegend Stäbe) unter dem Einfluß eines elektrischen Gleichfeldes. Die Maxwellsche Relation (2) ist jedoch nur gültig, wenn unter V_{ij} der endliche Lagrangesche Deformationstensor und unter E_i die materielle Feldstärke verstanden wird und wenn die c_{ijkl} als Ableitungen nach der thermodynamischen Spannung aufgefaßt werden [3]. Dies ist in der von Hruska verwendeten Theorie der Stabschwingungen nicht berücksichtigt. Daher dürfen die von ihm ermittelten Größen nicht ohne weiteres mit den 'thermodynamischen' Konstanten identifiziert werden.

In unseren Experimenten untersuchen wir die Ausbreitungsgeschwindigkeit von freien Ultraschallwellen mit Hilfe von Laufzeitmessungen. Analog zur Theorie, die von Thurston und Brugger [4] für die Messung der elastischen Konstanten dritter Ordnung entwickelt wurde, behandeln wir den Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Laufzeit in einer mechanisch freien Probe. Für eine Welle mit der Ausbreitungsrichtung N_i , der Verschiebungsrichtung U_i und der 'natürlichen', d.h. auf die Dimensionen der Probe im feldfreien Zustand bezogenen Ausbreitungsgeschwindigkeit W ergibt sich daraus für die Ableitung der charakteristischen Größe $w = \rho_0 W^2$ nach der an die Probe angelegten elektrischen Spannung ϕ der Ausdruck

$$\left(\frac{dw}{d\phi} \right)_{\phi=0} = 2w(0) U_r U_s \left(-\frac{M_i}{L_0} \right) d_{irs} + U_r U_s \left(-\frac{M_i}{L_0} \right) N_j N_m (d_{iab} C_{rjsmab} + f_{irjms}) \quad (3)$$

wobei M_i die Richtungskosinus des materiellen elektrischen Feldes und L_0 den Elektrodenabstand bei $\phi = 0$ bedeutet. Eine ähnliche Beziehung in [5] ist von den

darin enthaltenen Voraussetzungen her für unsere experimentelle Situation nicht anwendbar.

Der Vorteil unserer Methode gegenüber der Schockkompression liegt einerseits im wesentlich geringeren experimentellen Aufwand, vor allem aber darin, daß durch Messung bei hinreichend vielen Ausbreitungsmoden prinzipiell alle Komponenten dieses Materialensors bestimmt werden können.

Aus bisherigen Messungen an Rechtsquarz erhielten wir die folgenden Ergebnisse:

$$f_{11111} = 1.55 \text{ C m}^{-2}$$

$$f_{12121} = \frac{1}{2}(f_{11111} + f_{12222}) = 0.3 \text{ C m}^{-2}$$

$$|f_{12323}| < 0.04 \text{ C m}^{-2},$$

wobei die Orientierung der Kristallachsen gemäß IEEE Standard 1978 gewählt ist [6].

Gegenüber der strengen Theorie von Nelson [7] stellt die von uns für die Auswertung der Messungen verwendete Gleichung (3) eine gewisse Vereinfachung dar, die im einzelnen noch zu prüfen ist. Für Quarz allerdings scheint sie bei der von uns erreichten Meßgenauigkeit gerechtfertigt zu sein. Die Messungen sind noch nicht abgeschlossen. Daher müssen die angeführten Werte noch als vorläufig bezeichnet werden.

LITERATUR

- [1] R. A. GRAHAM, Phys. Rev. B6, 4779 (1972).
- [2] K. HRUSKA, Czech. J. Phys. B11, 150 (1961); B12, 338 (1962); B13, 307 (1963); B14, 309 (1964).
- [3] R. N. THURSTON, in 'Waves in Solids', Handbuch der Physik, Hrsg. S. Flügge, Band VIa/4 (Springer-Verlag Berlin, 1974).
- [4] R. N. THURSTON und K. BRUGGER, Phys. Rev. 133A, 1604 (1964).
- [5] A. I. KOROBOW und V. E. LYAMOV, Sov. Phys. Solid State 17, 932 (1975).
- [6] IEEE Standard on Piezoelectricity, ANSI-IEEE Std 176-1978.
- [7] D. F. NELSON, J. Acoust. Soc. Am. 63, 1738 (1978).

Polarizability of impurities near a polar lattice instability $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3:\text{Li}$

U. T. HÖCHLI,

(IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon, Switzerland)

D. RYTZ

(Laboratoire de Physique Expérimentale, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1007 Lausanne, Switzerland)

and H. THOMAS

(Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel, Switzerland)

Abstract. The dielectric susceptibility of Li ions is strongly enhanced by the lattice polarizability of the potassium tantalate-niobate host. Neither mean-field nor Onsager theory accounts quantitatively for the enhancement observed.

The role of the dopant Li (for K) in KTaO_3 has been the subject of several recent investigations [1, 2, 3]. The main result is that Li has a local dipole moment

of $p = 0.86$ ($\text{\AA} \times \text{unit charge}$) in terms of which, infrared absorption, nuclear magnetic resonance [4] and electret polarization data have been explained [5]. Dielectric dispersion has also been reported: For frequencies ω_- small compared to a certain (hopping) frequency ω_h , the Li dipoles follow the applied field, and thus contribute to the total susceptibility, whereas for frequencies ω_+ above ω_h (but below any host relaxation) the susceptibility observed is that of the host. The susceptibility difference $\chi(\omega_-) - \chi(\omega_+)$ is thus attributed to the polarizability of the Li dipoles, and the frequency ω_h is interpreted as the rate of thermal hopping between equivalent off-center Li sites.

The polarizability of Li in KTaO_3 depends in a peculiar way on temperature. Independent Li dipoles which move fast enough to acquire thermal equilibrium in the presence of an applied ac electric field, would show a Curie-law behavior with a susceptibility

$$\chi_{\text{Li}}^0 = cp^2/3kTa^3, \quad (1)$$

where c is the Li concentration [ratio $\text{Li}/(\text{K} + \text{Li})$], and $a = 4 \times 10^{-10}$ m the lattice constant. [Expression (1) may be derived in exact analogy to that of polar molecules [6].] We immediately note that polarizability data reported up to now exceed by far the results given by the above expression [3]. Therefore, we wish to present data providing a clue to the origin of this giant polarizability. As possible origin, we quote susceptibility enhancement due to the combination of Li-Li and Li-host interactions, and clustering or condensation of the Li subsystem [7]. Of course, it is clear that more than one kind of mechanism may contribute simultaneously, but we shall restrict ourselves to low Li concentration [8] (at most a few percent) and to the proximity of a polar instability with a resulting lattice polarizability in the order of $\epsilon \sim 500$ or more. We have thus varied both the Li and the Nb concentration in KTaO_3 , the latter being known to shift the polar instability (which is only incipient in KTaO_3) to nonzero temperatures. We show our polarizability data in Fig. 1 where the imaginary part of the dielectric constant is plotted vs its real part [9]. Extrapolation of the deformed semicircles to the real axis yields the values $\epsilon(\omega_-)$ and $\epsilon(\omega_+)$. We find that $\chi(\omega_-) - \chi(\omega_+)$ depends on lattice polarizability, but is proportional to the Li concentration as long as $c \leq 0.02$ and T is sufficiently high. This immediately rules out Li clustering or condensation in the concentration range considered.

On the other hand, the $\chi(\omega_-) - \chi(\omega_+)$ observed exceeds the 'bare' Li value resulting from Eq. (1) by one order of magnitude for $\text{KTaO}_3:\text{Li}$, and by two orders of magnitude for $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3:\text{Li}$. It is a monotonous function of lattice susceptibility (but not of temperature), and takes its maximum at the transition from the cubic to the ferroelectric phase.

The susceptibility enhancement is thus due to the fact that the dipoles see a local ordering field E_{eff} arising from the polarizability of the lattice. One has

$$P_{\text{tot}} = \left(c\chi_{\text{Li}}^0 + \sum_{\text{host ions}} c_i\chi_i^0 \right) E_{\text{eff}} \quad (2)$$

and

$$E_{\text{eff}} = \mu_{\text{tot}} E, \quad (3)$$

where χ_{Li}^0 and χ_i^0 are the bare susceptibilities of the Li ions and the host ions, respectively, and μ_{tot} is the enhancement factor of the field. Equations (2) and (3)

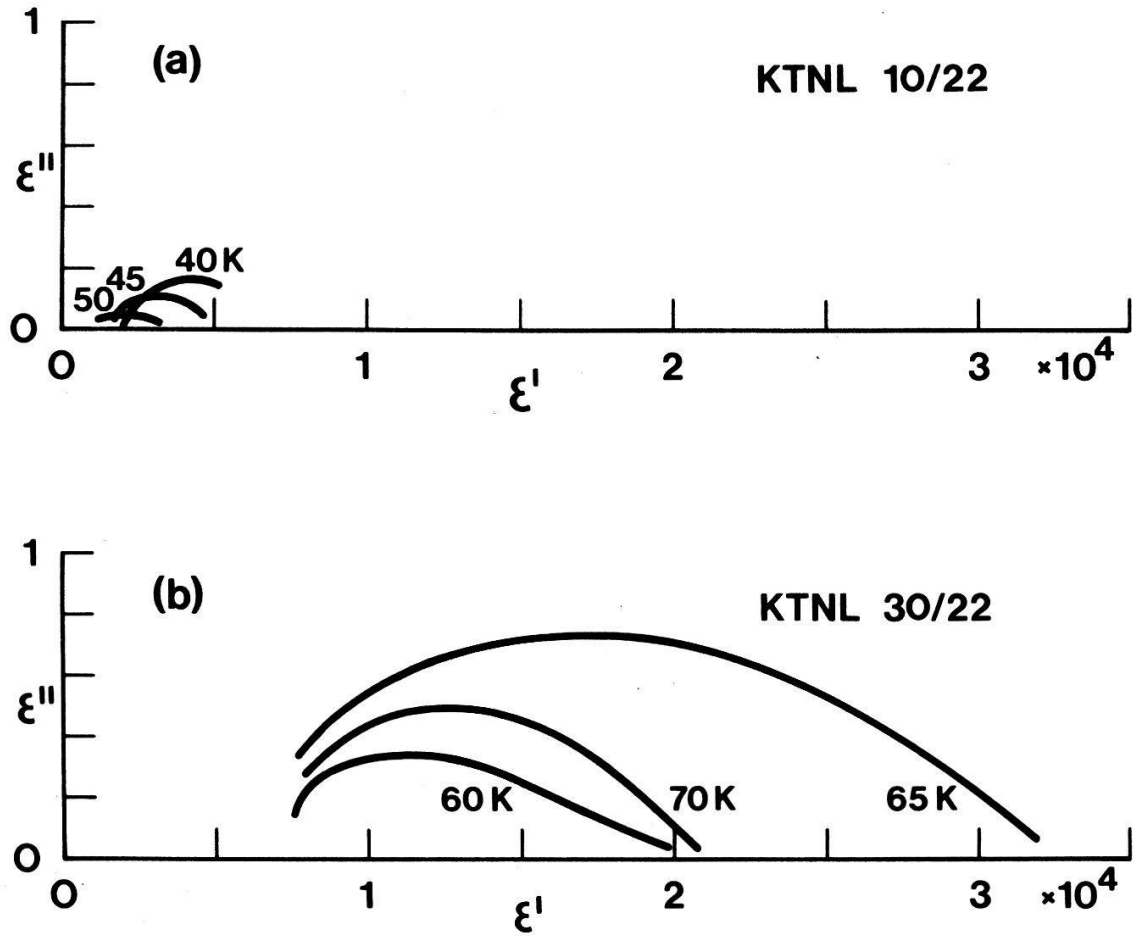


Figure 1

Cole-Cole plot of dielectric susceptibility in KTaO_3 doped with 2.2% Li and with Nb. (a) small Nb doping (1%), $\epsilon_{\text{host}} \sim 10^3$ at 50 K, (b) large Nb doping (3%), $\epsilon_{\text{host}} \sim 7 \times 10^3$ at 60 K.

yield

$$\chi_{\text{tot}} = \chi(\omega_-) = \left(c\chi_{\text{Li}}^0 + \sum_{\text{host}} c_i\chi_i^0 \right) \mu_{\text{tot}}. \quad (4)$$

In the same way, for the host contribution alone one obtains

$$\chi_{\text{host}} = \chi(\omega_+) = \sum_{\text{host}} c_i\chi_i^0 \mu_{\text{host}}, \quad (5)$$

whence

$$\frac{\chi_{\text{tot}}}{\mu_{\text{tot}}} = \frac{\chi_{\text{host}}}{\mu_{\text{host}}} + c\chi_{\text{Li}}^0. \quad (6)$$

It remains to calculate the enhancement factor μ . Mean-field theory ($E_{\text{eff}} = E + P/3\epsilon_0$) vastly overestimates the effect, yielding $\mu_{\text{M.F.}} = (\epsilon + 2)/3$. Therefore, we use Onsager's theory [10] where the orienting field is that inside an empty cavity, $E_{\text{eff}} = E + E_{\text{cav}}$, yielding

$$\mu = \frac{3\epsilon}{2\epsilon + 1}. \quad (7)$$

For $\epsilon_{\text{host}} \gg 1$, $\epsilon_{\text{tot}} \gg 1$, one has $\mu_{\text{host}} = \mu_{\text{total}} = \frac{3}{2}$, whence

$$\chi_{\text{tot}} = \chi_{\text{host}} + \frac{3}{2} c \chi_{\text{Li}}^0. \quad (8)$$

Comparison with the data shows that this result considerably underestimates the susceptibility enhancement. This is in marked contrast to the findings [11] in KBr:OH, where Onsager theory [10] does account for the susceptibility under equivalent conditions.

Systematic measurements as functions of concentrations, temperature, and lattice susceptibility are in progress.

REFERENCES

- [1] Y. YACOBY and S. JUST: Solid State Commun. 15, 715 (1974).
- [2] K. H. HOECK and H. THOMAS: Z. Phys. B36, 151 (1979).
- [3] U. T. HOECHLI, H. E. WEIBEL and L. A. BOATNER: Phys. Rev. Lett. 41, 1410 (1978).
- [4] J. J. v.d. KLINK and F. BORSA: Proc. Colloque Ampère, Leipzig 1979.
- [5] U. T. HOECHLI, H. E. WEIBEL and L. A. BOATNER: J. Phys. C 12, L563 (1979).
- [6] P. DEBYE: *Polar Molecules*, Dover 1928, New York, p. 106.
- [7] B. FISHER and M. W. KLEIN: Phys. Rev. Lett. 37, 756 (1976).
- [8] B. I. HALPERIN and C. M. VARMA: Phys. Rev. B14, 4030 (1976).
- [9] K. S. COLE and R. H. COLE: J. Chem. Phys. 9, 341 (1941).
- [10] L. ONSAGER, J. Am. Chem. Soc. 58, 1486 (1936).
- [11] K. KNOP, G. PFISTER and W. KAENZIG, Phys. Kondens. Materie 7, 107 (1968).

Electron-phonon coupling in the isoelectronic trap iodine in AgBr

W. CZAJA

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPFL, Av. Ruchonnet 2, CH-1003 Lausanne, Switzerland)

The electronic part of the iodine related emission (luminescence) and absorption (i.e. the zero phonon line) is well understood at least in the limit of sufficiently low iodine concentration where the iodine impurities can be treated as isolated entities. It has been shown recently [1] that the isoelectronic trap model can explain the low temperature properties of the zero phonon emission even in fine details. Arguments based on both, the electron affinity difference and on the electron negativity difference between iodine and bromine [1] suggest that the hole is the particle bound first to iodine and is expected to be localised rather strongly. We do not discuss here the stability of this binding process and refer for this question to the literature [2]. The electron bound to the localised hole is nearly free, the experimentally determined radius of the electron orbit is $a = 20 \text{ \AA}$ [3].

Accepting the isoelectronic trap model it should be realised that the largest oscillator strength in emission and in absorption as well is not concentrated at the zero phonon transition. Whereas in emission a qualitative description of the phonon assisted transitions has been given [1], the absorption spectrum is still unexplained. Earlier attempts to apply a configuration coordinate model have been shown to be not appropriate [4]. The adiabatic approximation fails due to the strongly varying charge distribution between the excited state (bound exciton) and the ground state of the impurity.

Another consequence of the charge distribution is a negligible iodine related

ionic polarisation of the lattice. As long as the radius of the electron orbit is smaller than the electron polaron radius [5]

$$\left(\frac{\hbar}{2m_e\omega(L0)}\right)^{1/2} > a$$

it is only the electronic part of the polarisation which comes into play, i.e. $\epsilon = \epsilon_\infty$ and $m_e = m_e^{\text{band}}$. The electron polaron radius has been calculated to be 32 Å which is larger than the experimentally determined value of a .

For the iodine related absorption then, we propose a mechanism based on electronic processes related to the isoelectronic trap model. Faulkner [6] has calculated analytically the absorption coefficient for the isoelectronic trap GaP:N in an effective mass approach but beyond the Born approximation. He has found good agreement with experiment. We have adapted Faulkner's theory to AgBr:I which apart from using different band parameters amounts to interchange electron and hole effective masses since GaP:N is more attractive for an electron in contrast to AgBr:I which is attractive for a hole. The result of the calculation is shown in Fig. 1. Three processes contribute to the absorption of a photon with an energy larger than the zero phonon line:

- (a) generation of a bound hole and a free electron,
- (b) generation of a free electron-hole-pair,
- (c) generation of a free exciton.

contrary to the case of GaP:N, where all three processes contribute with about

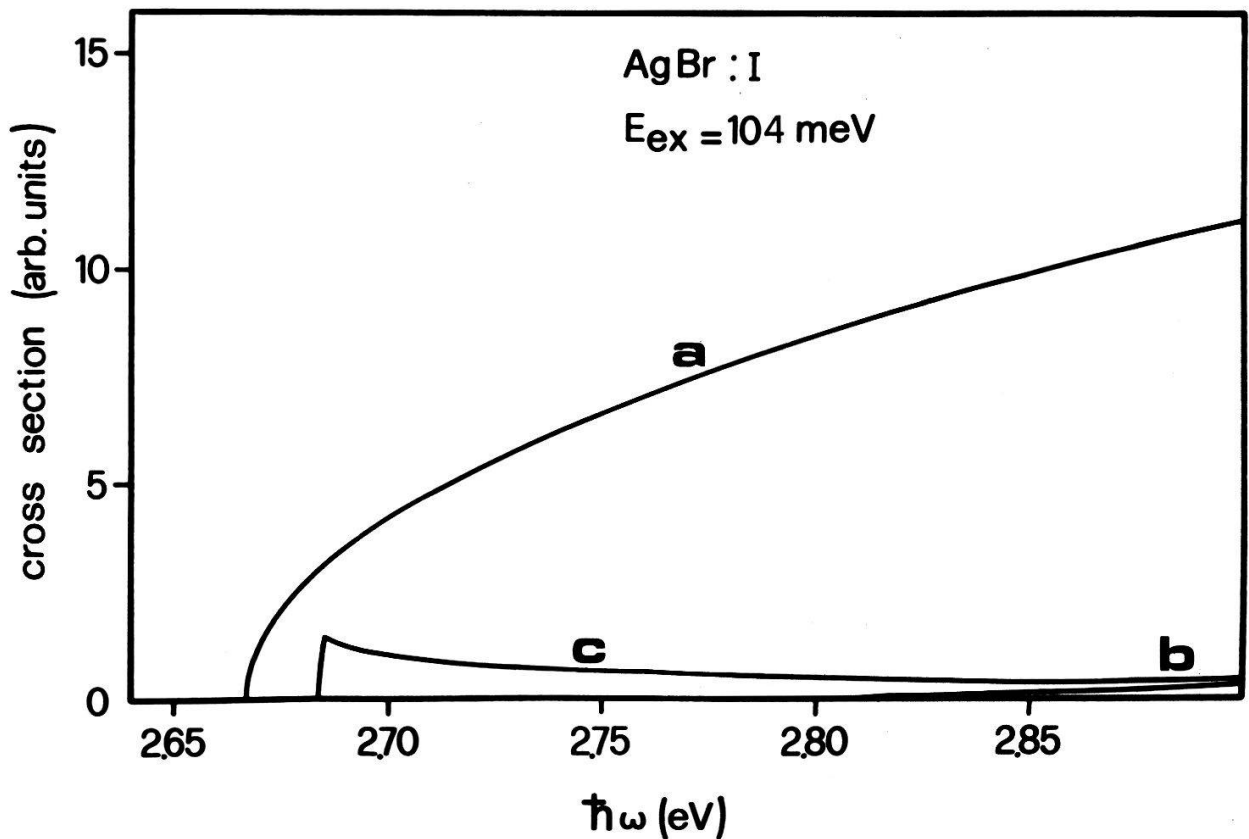


Figure 1
Absorption cross section for the contributions defined in the text.

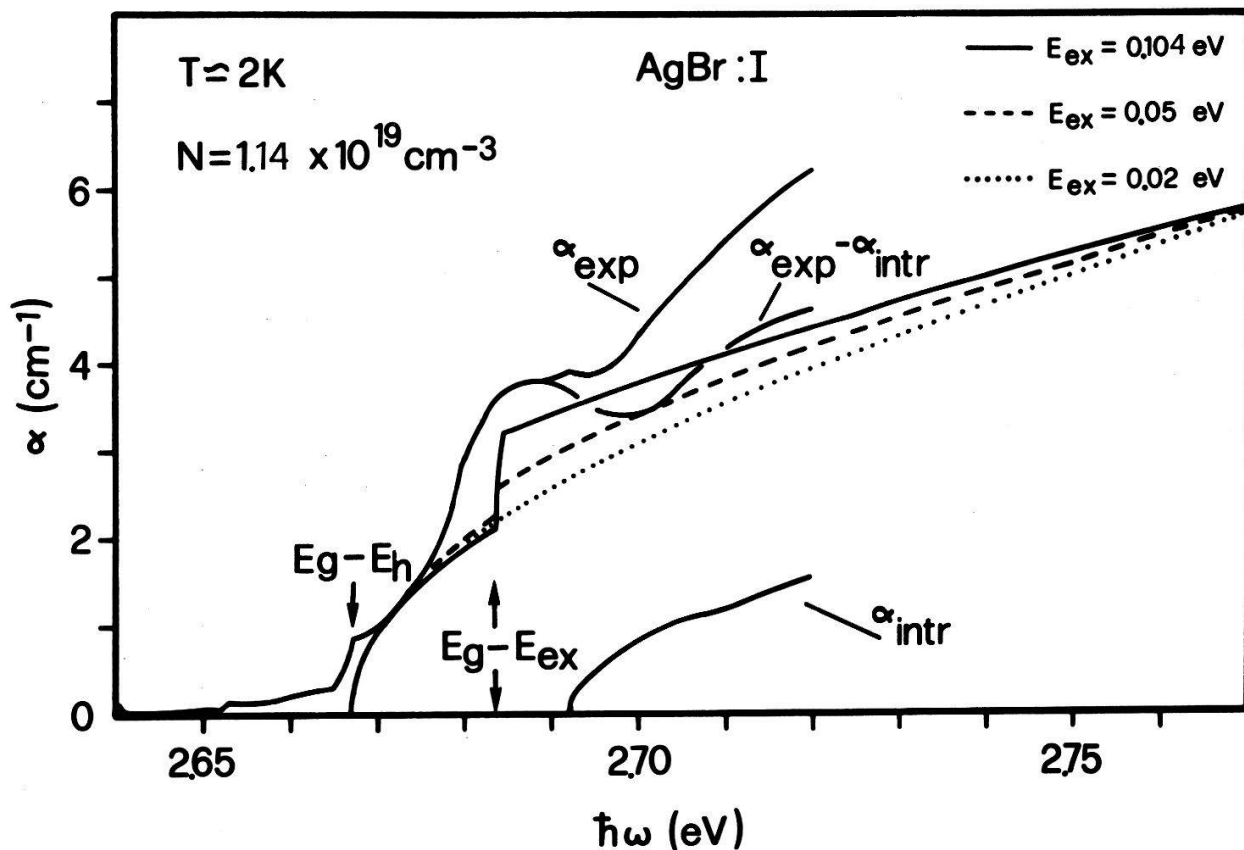


Figure 2

Superposition of processes (a), (b) and (c) fitted to the measured absorption. $E_g - E_{ex}$ = exciton gap, $E_g - E_h$ = energy corresponding to the electron removed from the trap. These two values have been determined experimentally; comp. (1).

the same weight, for AgBr:I the first process is by far dominating. The change of relative importance of the three processes from GaP:N to AgBr:I is to be attributed to the different band structure. This result is in qualitative agreement with expectations since iodine is used as sensitizer in photographic AgBr emulsions.

Figure 2 shows a superposition of the three processes compared with an experimental low temperature absorption curve taken from the literature [7]. The fitting parameter is the transition matrix element common to all three processes. Evidently the iodine related absorption (intrinsic absorption subtracted from the experimental curve) is well represented. The third contribution is sensitive to the free exciton binding energy. Our calculation definitely favours the value of $E_{ex} = E_{\infty} = 104$ meV [8], i.e. the 'high frequency' exciton binding energy. Although, at its threshold (2,685 eV) the calculation of contribution (c) still has to be improved, in the tail region (2.75 eV and larger) the approximations used are reliable and already there a larger exciton binding energy has a marked effect.

In conclusion, we believe that the iodine related absorption coefficient in AgBr is well described by the theory of Faulkner [6]. More theoretical as well as experimental work is necessary to assess the agreement with experiment.

Finally, we gratefully acknowledge fruitful discussions with K. Maschke and A. Baldereschi.

REFERENCES

- [1] W. CZAJA and A. BALDERESCHI, J. Phys. C12, 405 (1979).
- [2] A. BALDERESCHI, J. Lumin. 7, 79 (1973).
- [3] A. P. MARCHETTI and D. S. TINTI, Phys. Letters 69A, 353 (1979).
- [4] W. CZAJA, Paper read at the EPS Annual Condensed Matter Conference, Antwerp, April 1980.
- [5] H. HAKEN, Z. Physik 146, 527 (1956).
- [6] R. A. FAULKNER, Phys. Rev. 175, 991 (1968).
- [7] H. KANZAKI and S. SAKURAGI, J. Phys. Soc. Japan, 27, 109 (1969).
- [8] E. O. KANE, Phys. Rev. B18, 6849 (1979).

Der elektronische Beitrag zur Leitfähigkeit des gemischten Leiters AgCrS_2 und ähnlicher Verbindungen

T. HIBMA und P. BRÜESCH

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden-Dättwil)

Viele Einlagerungsverbindungen von Uebergangsmetall-dichalcogeniden mit einer Schicht-Struktur und Formel M_xTX_2 sind gemischte Leiter, d.h. nicht-stöchiometrische Verbindungen, die sowohl gute Ionenleiter als auch elektronische Leiter sind. In AgCrS_2 ist die Leitfähigkeit der Ag^+ -Ionen in der ungeordneten Phase oberhalb von 400°C sehr hoch ($0.3(\Omega\text{cm})^{-1}$). Die elektronische Leitfähigkeit hingegen ist verhältnismässig klein, was auf die Lokalisierung der d -Valenzelektron schliessen lässt. Der elektronische Anteil zur Leitfähigkeit steigt drastisch an, wenn Cr teilweise durch V oder Ti ersetzt wird. Aus den Strom-Spannungscharakteristiken von polarisierten elektrochemischen Zellen vom Typ $\text{Ag}/\text{AgCrS}_2/\text{Pt}$ kann der Beitrag der Elektronen und Löcher separat bestimmt werden. Aus diesen Messungen sowie aus ESCA-Untersuchungen können Schlüsse bezüglich der Valenzbandstruktur dieser Verbindungen gezogen werden.

Optische und gitterdynamische Untersuchungen am zweidimensionalen Supraionenleiter AgCrS_2

P. BRÜESCH und T. HIBMA

(BBC Forschungszentrum, CH-5405 Baden-Dättwil)

An polykristallinen Proben und Einkristallen von AgCr_2 wurden zwischen -135°C und 450°C Reflexions- und Transmissionsmessungen im fernen Infrarot ($7\text{--}500\text{ cm}^{-1}$) durchgeführt. Die Spektren werden mit Hilfe eines gitterdynamischen Modells diskutiert. Von besonderem Interesse ist ein Mode bei ca. 30 cm^{-1} , dessen Frequenz stark temperaturabhängig ist. Es werden die Bedeutung dieses $q=0$ Modes sowie der TA-Phononen am Zonenrand für die Ionenleitung diskutiert.

^{109}Ag -Kernresonanz im Superionenleiter RbAg_4I_5

D. BRINKMANN, H. LOOSER, M. MALI und J. ROOS

(Physik-Institut, Universität Zurich, CH-8001 Zürich)

Unsere bisherigen Kernresonanzuntersuchungen [1] an den 'Käfig'-Ionen ^{87}Rb haben wir auf die mobilen Ionen ^{109}Ag ausgedehnt. Da die Quadrupolrelaxation der Käfig-Kerne nur von Teilchen-Korrelationen, die magnetische Relaxation der mobilen Kerne jedoch von Teilchen- und Spin-Korrelationen abhängt, sind wesentliche Unterschiede im Relaxationsverhalten der beiden Kerne zu erwarten, was unsere Experimente bestätigen. Sowohl in den gemessenen Aktivierungsenergien wie auch im kritischen Verhalten am Phasenübergang bei 208 K wurden diese Unterschiede beobachtet.

LITERATUR

- [1] D. BRINKMANN, W. FREUDENREICH, H. LOOSER, M. MALI und J. ROOS, Proc. Intern. Conf. 'Fast Ion Transport in Solids', North-Holland, 605 (1979).

Quantenmechanische Interferenzerscheinungen bei Exzitonenreaktionen in Molekulkristallen

J. FÜNFSCHILLING und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel, CH-4056 Basel)

M. CHABR und U. WILD

(ETH Zürich, CH-8093 Zürich)

Viele Exzitonenreaktionen in organischen Kristallen, wie z.B. die Fission und Fusion von Exzitonen, sind spinabhängig. Wenn es gelingt Spin-polarisierte Exzitonen anzuregen, dann wird die Reaktionsrate u.a. auch von der Entwicklung der Spinpolarisation bestimmt, was zu oszillierenden Reaktionsraten führen kann.

Es ist uns gelungen erstmals solche Oszillationen, sog. Quantumbeats, in der Fluoreszenz von Tetrazenkristallen nachzuweisen. Die Analyse der Quantumbeats liefert neue Informationen über die Wechselwirkung von Frenkelexzitonen, die im Vortrag diskutiert werden.

Supraleiter und Metalle

Commensurate and incommensurate lattices of superconducting vortices

J. R. CLEM

(Ames Lab-USDOE and Dept of Phys., Iowa State Univ., Ames, USA)

and P. MARTINOLI

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

Using a continuum approximation, we study the interaction of a 2-dim. lattice of superconducting vortices with a 1-dim. periodic pinning potential. The model is very similar to the one recently discussed by Pokrovsky and Talapov [1] and represents a natural generalization of previous work [2] by one of us, where pinning induced lattice distortions were studied in the harmonic approximation. It predicts the existence of a critical mismatch between lattice parameter and period of the pinning field, where a transition from a commensurate to an incommensurate phase of the vortex lattice occurs. Peak structures in the $I_c(B)$ -curves of thickness modulated superconducting films [3] are interpreted as experimental evidence for such a transition and their temperature dependent shape discussed within the framework of the present model.

REFERENCES

- [1] V. L. POKROVSKY and A. L. TALAPOV, Phys. Rev. Letters 42, 65 (1979).
- [2] P. MARTINOLI, Phys. Rev. B17, 1175 (1978).
- [3] O. DALDINI et al., Phys. Rev. Letters 32, 218 (1974).

Experiments on vortex lattice melting in thickness modulated superconducting films

P. MARTINOLI and M. NSABIMANA

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

Pinning and flux flow of superconducting vortices in very thin ($d \sim 100 \text{ \AA}$) Al-films showing a 1-dim. periodic thickness modulation have been investigated. It is found that above a temperature T_M , which depends on the normal state sheet resistance of the films, (i) peak structures in the $I_c(B)$ -curves, reflecting matching of the vortex lattice to the periodic film structure at $T < T_M$, disappear, (ii) interference steps, showing up in the I-V-curves of films exposed to RF radiation at $T < T_M$, broaden out and gradually disappear and (iii) there are drastic deviations of the I-V-curves from the usual flux flow shape at $T < T_M$ reflecting the onset of driven motion of independent 'brownian' vortices in the periodic potential at $T > T_M$. These results are interpreted as preliminary evidence for a transition of the vortex lattice to the liquid-like phase predicted by recent theories of dislocation-mediated melting of 2-dim. crystals.

Observation of quantum interference effects of a moving flux line lattice in a superconducting indium film

T. TAKAYAMA, A. K. RAYCHAUDHURI and L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne, Switzerland)

Interference effects [1] between a superimposed rf current on a dc current and a moving magnetic flux line lattice in the flux flow state of a type II superconductor have been observed in a vacuum-deposited indium thin film. Steps in the current-voltage characteristics are induced under the conditions where Fiory's relation is satisfied and the triangular lattice of singly quantized flux lines are appropriate. Interferences are observed in magnetic fields from $0.03 H_{c2}$ to $0.9 H_{c2}$, at temperatures between $0.5 T_c$ and $0.99 T_c$ and at rf frequency from 5 Mc to 260 Mc, at which measurements have been done.

REFERENCE

[1] A. T. FIORY, Phys. Rev. Lett. 27, 501 (1971).

Etude par microscopie électronique de couches supraconductrices de structure A15 des systèmes Nb-Sn et Nb-Si

H. DEVANTAY

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

et P. BUFFAT

(Institut Interdépartemental de Métallurgie, EPFL, CH-1007 Lausanne)

Des couches supraconductrices de structure A15 des systèmes Nb-Sn et Nb-Si ont été préparées par réaction chimique en phase vapeur (CVD). Les premières étapes de la croissance et la microstructure ont été étudiées par microscopie électronique à balayage (SEM) et à transmission (TEM). Dans le cas de la structure A15 métastable du système Nb-Si, nous avons déterminé la structure de la première étape de croissance par microdiffraction d'aire sélectionnée (SAD); permettant ainsi de comprendre les résultats de températures supraconductrices obtenus dans les couches.

$K_{0.3}MoO_3$: ein neuer eindimensionaler Leiter mit Peierls Übergang

G. TRAVAGLINI und P. WACHTER

(Laboratium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

P. MARCUS und C. SCHLENKER

(Groupe des transitions de phase, CNRS BP 166X, F-38042 Grenoble Cédex, France)

Die blaue Bronze $K_{0.3}MoO_3$ ist für ihren Metall-Halbleiter Uebergang bei 180 K bekannt. Die Kristallstruktur ist monoklin, wobei MoO_6 Oktaeder in der

b -Achse und $[102]$ Richtung eine Schichtstruktur aufbauen. Für senkrecht auf diese Schicht einfallendes Licht wurde die Reflektivität, parallel und senkrecht zu b polarisiert, im Spektralbereich von 0.03–12 eV bei Temperaturen zwischen 10 K und 300 K gemessen. Bei 300 K und für eine Polarisation $(P) \parallel b$ ist die Reflektivität metallisch mit einer Plasmakante bei 1.5 eV und für $P \perp b$ ist sie halbleitend mit einer Absorptionskante bei 0.5 eV und zeigt scharfe Linien für $\hbar\omega < 0.12$ eV. Bei $T < 180$ K wird das Spektrum in der halbleitenden Richtung im wesentlichen nur schärfer, während für die metallische Richtung nun ebenfalls ein halbleitender Charakter mit einer Energielücke von 0.15 eV gefunden wird. Die optischen Messungen zeigen damit die Eindimensionalität dieses Materials, das bei 180 K einen Peierls Übergang macht.

Radio-frequency size effect measurements of the Fermi surface dimensions of zinc and cadmium

W. M. MACINNES, B. COLLET and R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne)

New measurements of the Fermi surface calipers of zinc and cadmium have been obtained from the orientation dependence of the RFSE signals. In zinc clear evidence has been obtained for the third band 'needles'. We confirm previous measurements of the FS dimensions [1] and have used the precise determination of the angular dependence of the calipers to obtain the radius of curvature of the third band electron 'lens' in the $\langle 0001 \rangle$ direction. In cadmium this value is larger than the free electron FS radius, in agreement with perpendicular field RFSE measurements [2].

REFERENCES

- [1] R. C. JONES, R. G. GOODRICH and L. M. FALICOV, Phys. Rev. 174, 672 (1968); O. L. STEENHAUT and R. G. GOODRICH, Phys. Rev. B1, 4511 (1970).
- [2] M. BERSET, W. M. MACINNES and R. HUGUENIN, Solid State Commun. (to be published); M. BERSET, W. M. MACINNES and R. HUGUENIN, Helv. Phys. Acta 50, 381 (1977).

Temperature dependence of the electron scattering frequency in zinc

B. COLLET, W. M. MACINNES and R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne)

New measurements of the scattering frequency $\nu(T)$ of electrons on extremal orbits on the 2nd and 3rd band Fermi surface sheets of Zn. The signal strength in zinc is much weaker than in Cd because of larger numbers of dislocations defects and/or impurities. Generally, as has been observed [1], the T dependence of $\nu(T)$ is weaker than in Cd. In our new measurements this is particularly apparent for the 2nd band orbits. Furthermore, deviations from initial T^3 dependence for $\nu(T)$

occur at higher temperatures in Zn than in Cd as is to be expected from certain difference in their band structures.

REFERENCE

- [1] A. MYERS, R. S. THOMPSON and R. ALI, J. Phys. F: Metal Physics 4, 1707 (1974).

Frottement intérieur sous irradiation aux électrons (peaking effect)

J. A. CARO et M. MONDINO

(Laboratoire de génie atomique, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

Les caractéristiques du 'peaking effect' (maximum de frottement intérieur en fonction du temps d'irradiation) ont été déterminées sur des échantillons poly et monocristallins de Cu 5N sous flux d'électrons de 1,5 MeV à 350 K. L'effet est indépendant de la fréquence dans le domaine 10^2 – 10^5 Hz, il est fonction du nombre total de défauts ponctuels créés dans le réseau, ϕt , et sa dépendance avec l'amplitude de vibration est en corrélation avec celle du fond.

L'observation du peaking sur des monocristaux n'intervient que pour des amplitudes de vibration supérieures à 10^{-6} et montre que la structure de l'échantillon influence seulement le niveau d'amplitude de vibration auquel le peaking apparaît.

La comparaison avec des modèles existants permet de conclure qu'un modèle basé sur la dynamique du réseau décrit ces résultats de manière la plus satisfaisante.

Versetzungen in der martensitischen Phase einer CuZnAl Legierung

R. GOTTHARDT

(Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

Über die mikroskopischen Vorgänge während der martensitischen Phasenumwandlung ist nur wenig bekannt. Die innere Reibung in der martensitischen Phase ist im allgemeinen grösser als in der austenitischen Phase. Ein solches Ergebnis kann durch die Bewegung von Versetzungen erklärt werden. Mit Hilfe von elektronenmikroskopischen Beobachtungen von in-situ spannungs-induzierter Phasenumwandlungen wird untersucht, ob neue Versetzungen auftreten, welche Bedeutung sie für die Umwandlung haben und ob sie die Ergebnisse der Messungen der inneren Reibung erklären können. – Zusätzlich zu den Versetzungen in den Phasengrenzen konnten innerhalb der martensitischen Phase Versetzungen beobachtet werden, die sehr oft einen Stapelfehler begrenzen und die sich mehrheitlich in der Nähe der Phasengrenzen befinden.

Scattering by the lattice strain in Al-Li and the theory of cohesion in dilute heterovalent alloys

G. SOLT

(Institut de Physique Théorique, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne)

and K. WERNER

(Institut für Festkörperforschung, KFA Jülich, D-5170 Jülich)

Elastic diffuse scattering of slow neutrons due to the lattice distortion around solute Li atoms in Al host has been observed. The wave number dependence of the cross section is characteristic to the structure of the strain field in the solvent. To explain the scattering picture and the related lattice contraction in the dilute Al-Li alloy, which has long been known as a striking exception from Vegard's law, theoretical expressions for the total energy and lattice equilibrium of dilute heterovalent alloys are worked out and applied to Al-Li. The interplay of cohesive forces leading to the contraction of the average lattice spacing and to the observed structure of the scattering pattern is analyzed in the framework of the electron liquid – pseudopotential theory. For a heterovalent solute both 3d and 4th order non-linear screening are shown to have an important contribution in determining the lattice strain at long distance from the solute, changing appreciably the scattering curves for the particular case of Al-Li.

Isenthalpic nucleation¹⁾

E. MEYER

(Instituto da Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro, Bl. A-4, Cidade Universitária, Rio de Janeiro, Brasil)

The range of supercooling of liquids is usually explained by the nucleation theory of Turnbull and Fisher [1, 2], which is a modification of the Volmer-Weber-Becker-Doering theory for the supercooling of vapours [2–5]. Both theories consider nucleation as an isothermal phenomenon, postulate the existence of 'heterofluctuations' and assume the interfacial free energy to be constant (independent of the curvatures of the nucleus-surface).

In contrast to this a simple approximate thermodynamic model of isenthalpic nucleation (at constant external pressure), or isenergetic nucleation (at constant volume), is proposed for the supercooling of liquids. Simple fluctuations are considered instead of 'heterofluctuations', with the help of which the limit of (meta-) stability is attained at maximum supercooling, where isenthalpic nucleation can occur with increasing entropy. The interfacial free energy is supposed to decrease with very small radii of curvature (of the nucleus) as has been proposed already by Gibbs [6]. This model shows considerably higher supercoolings than found by Turnbull et al. [2, 7, 8], similar to values observed by Takagi [9], Palatnik and Komnik [10, 11] and Gladkikh et al. [12] in thin metallic films.

¹⁾ Work supported by CNPq – FINEP.

REFERENCES

- [1] D. TURNBULL and J. C. FISHER, J. Chem. Phys. 17, 71 (1949).
- [2] J. W. CHRISTIAN, *The Theory of Transformations in Metals and Alloys*, Pergamon (1965).
- [3] R. BECKER and W. DOERING, Ann. Phys. (5) 24, 719 (1935).
- [4] J. FRENKEL, *Kinetic Theory of Liquids*, Dover 366 (1955).
- [5] L. LANDAU and E. LIFCHITZ, *Statistical Physics*, Pergamon 474 (1958).
- [6] W. GIBBS, *Thermodynamics*, V. I, The Scientific Papers, Dover 255 (1961).
- [7] D. TURNBULL, J. Appl. Phys. 21, 1022 (1950).
- [8] J. H. HOLLOMON and D. TURNBULL, Progr. in Metal Phys. 4, 333 (1953).
- [9] M. TAKAGI, J. Phys. Soc. Japan 9, 359 (1954).
- [10] L. S. PALATNIK and YU. F. KOMNIK, Sov. Phys. Doklady 4, 196 (1959).
- [11] YU. F. KOMNIK, Sov. Phys. Solid State 6, 2309 (1965).
- [12] N. T. GLADKICH, R. NIEDERMAYER and K. SPIEGEL, Phys. Stat. Sol. 15, 181 (1966).

Müonen- und Positronen-Spektroskopie

Direct measurement of the muonium hyperfine frequency in semiconductors

E. HOLZSCHUH, W. KÜNDIG and B. D. PATTERSON
(Physik-Institut, Universität Zürich, CH-8001 Zürich)

In muonium in zero external field, the muon spin oscillates with the hyperfine frequency ν_0 . We report the direct measurement of ν_0 by the μ SR-method using an apparatus of high time resolution. The measurements were performed on a weakly doped Si-crystal at 110 K and on a high-purity Ge-crystal at 15 K. The results are $\nu_0(\text{Si}) = 2011.8 \pm 0.5$ MHz and $\nu_0(\text{Ge}) = 2358.5$ MHz (preliminary). These values are much more accurate than those obtained by the usual two-frequency method in an external field of 200 G.

The anomalous muonium state in diamond

W. KÜNDIG, E. HOLZSCHUH, P. F. MEIER, B. D. PATTERSON and K. RÜEGG
(Physik-Institut, Universität Zürich, CH-8001 Zürich)

J. P. F. SELLSHOP and M. STEMMET
(University of the Witwatersrand, Johannesburg)

and H. APPEL
(Physik-Institut, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe)

Diamond has been investigated as part of our muon spin rotation (μ SR) research program in the elemental semiconductors. Measurements on a powder sample [1] at 6 K showed two muonium states, similar to those in Si [2] and Ge [3], which have been named 'normal' muonium (Mu) and 'anomalous' muonium (Mu*). Measurements on a single crystal have recently been made which have allowed the determination of the Mu* hyperfine parameters.

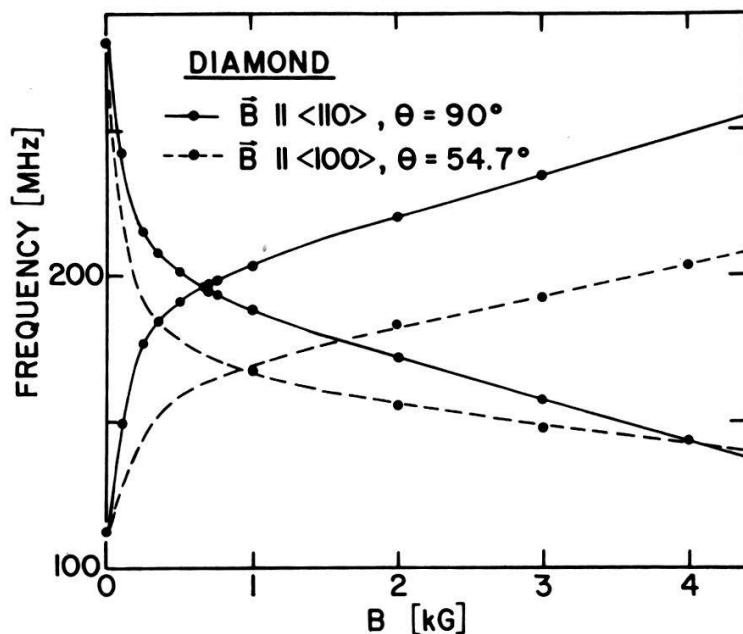


Figure 1

The Mu^* -precession frequencies as a function of applied field for two crystal orientations. The curves are given by the Hamiltonian in Eq. 1.

Mu^* -states in Si and Ge are well described by the anisotropic spin Hamiltonian:

$$H = A_{\parallel} I_z S_z + A_{\perp} (I_x S_x + I_y S_y) - g_e \mu_B^e \vec{S} \cdot \vec{B} - g_{\mu} \mu_B^{\mu} \vec{I} \cdot \vec{B}, \quad (1)$$

where the z -axis corresponds to a $[111]$ -crystal axis. The observed μSR -frequencies are given by energy level differences of the Hamiltonian.

Measurements of the Mu^* -precession frequencies were made on a 46 ct.

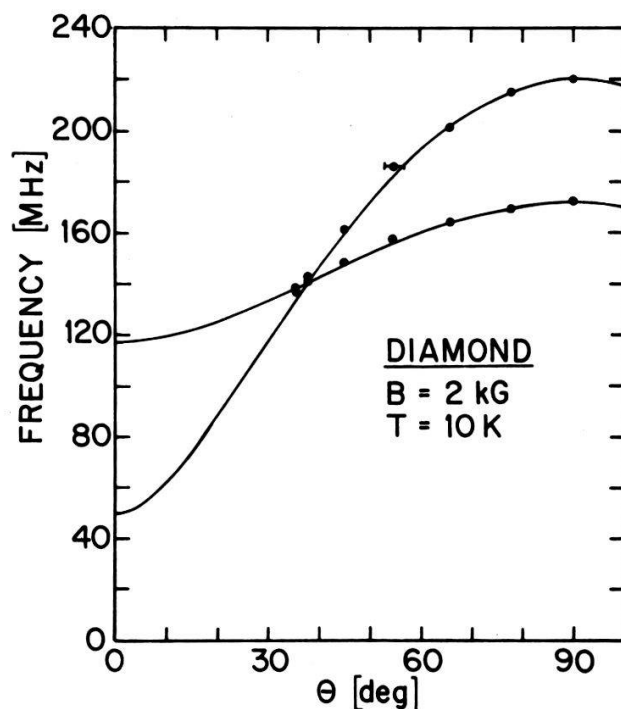


Figure 2

The Mu^* -precession frequencies as a function of θ , the angle between the applied field and the $[111]$ -symmetry axis of the Mu^* -state. The curves are from the Hamiltonian in Eq. 1.

diamond (a cube with edge length 14 mm) at 4 K. Data were taken as a function of applied field (Fig. 1) and of the angle θ between the field and the [111]-axis (Fig. 2).

The data are again well-described by (1) with the symmetry axis along [111]. Preliminary hyperfine parameters are compared with those for Si and Ge in Table 1. The diamond values agree well with the results of zero-field powder measurements [1].

Table 1
Hyperfine coupling constants Mu and Mu^*

	Mu	Mu^*	
	A (MHz)	$A_{\parallel}$ (MHz)	$A_{\perp}$ (MHz)
Diamond	3700	-167.9 ± 0.1	392.4 ± 0.1
Silicon	2012	16.8	92.0
Germanium	2361	26.8	130.7
Vacuum	4463	—	—

Also included in Table 1 are the (isotropic) hyperfine constants for normal muonium. It is interesting to note that all the hyperfine constants for diamond are in magnitude substantially larger than those for Si and Ge. The decrease in A (Mu) observed in semiconductors from that in vacuum is usually ascribed to the polarizability of the muon host causing a partial screening of the muon charge and hence a 'swelling' of the electron wave function. A larger hyperfine constant implies a more vacuum-like atom, as one would expect if the lattice spacing increases. This type of argument has been successfully applied [4] to Si and Ge, but diamond, with its much smaller lattice constant, cannot be consistently treated [1] in this picture.

A further disparity between Si and Ge on the one hand and diamond on the other is apparent from the relative signs of $A_{\parallel}$ and $A_{\perp}$ for Mu^* : while of the same sign for Si and Ge, they have opposite signs for diamond. This indicates an anisotropic contribution to the hyperfine interaction which is much larger in diamond than in the other elemental semiconductors. To date no microscopic theory for Mu^* exists.

REFERENCES

- [1] E. HOLZSCHUH, S. ESTREICHER, W. KÜNDIG, P. F. MEIER, B. D. PATTERSON, J. P. F. SELLSHOP, M. C. STEMMET and H. APPEL, Proc. Conf. Hyperfine Interact., Berlin, 1980.
- [2] B. D. PATTERSON, A. HINTERMANN, W. KÜNDIG, P. F. MEIER, F. WALDNER, H. GRAF, E. RECKNAGEL, A. WEIDINGER and T. WICHERT, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1347.
- [3] E. HOLZSCHUH, H. GRAF, E. RECKNAGEL, A. WEIDINGER, T. WICHERT and P. F. MEIER, Phys. Rev. B20 (1979) 439.
- [4] J. S. WANG and C. KITTEL, Phys. Rev. B7 (1973) 713.

Myon-Diffusion in elektronenbestrahltem Eisen

H. GRAF, T. MÖSLANG, E. RECKNAGEL, A. WEIDINGER und TH. WICHERT

(Universität Konstanz, D-7750 Konstanz)

und G. BALZER

(Universität Bochum, BRD)

Positive Myonen (μ^+) besitzen in hochreinen Fe-Kristallen bis hinab zu tiefen Temperaturen hohe Beweglichkeit [1]. Damit ist es im Fe möglich, den Einfang von μ^+ in Leerstellen zu studieren, wobei der Einfang durch das Auftreten einer neuen Frequenz erkennbar sein sollte. Eine der Einkristallproben wurde bei 10 K mit Elektronen bestrahlt und nach Anlassen auf Temperaturen zwischen 80 K und 220 K wurden μ SR-Messungen durchgeführt. Ab 90 K wird neben der bekannten Frequenz von 49.8 MHz eine neue Frequenz von 30.2(2) MHz beobachtet, die oberhalb der bei 250 K bekannten Erholungsstufe wieder verschwindet [2]. Die Daten werden im Rahmen eines einfachen Trapping-Models erklärt.

LITERATUR

[1] H. GRAF, et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1333

[2] J. NIHOUL, in *Vacancies and Interstitials*, Amsterdam 1970, p. 839

Positronenannihilation in Graphit-Intercalationsverbindungen

E. CARTIER und F. HEINRICH

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich)

P. PFLUGER und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel)

2γ -Winkelkorrelationsmessungen in der Orientierung c -Achse $\perp$ γ -Emission in Donor- (Kalium) und Akzeptor- (SbCl_5 , ICl , IBr) intercaliertem Graphit ergeben folgende Resultate: In Donor-Verbindungen stimmt die Korrelationsfunktion mit derjenigen von reinem Graphit nahezu überein, sofern die Stufenzahl $n \geq 5$. Für $n < 5$ jedoch ändert sich die Korrelationsfunktion sprunghaft. Die Resultate werden aus der durch die Ladungsverteilung hervorgerufenen Coulombabstoßung der Positronen erklärt, die zu einer annähernd 2-dimensionalen Bewegung der thermalisierten Positronen führt. – Bei Akzeptor-Intercalanten findet die Annihilation unabhängig von n aus einem gebundenen, quasifreien Zustand [Anion; e^+] statt. Der Vergleich von experimentellen und berechneten Korrelationsfunktionen ermöglicht eine Identifikation der anionischen Spezies in Intercalanten.

Electrical field dependence of the positron transmission in polymers

F. HEINRICH and A. SCHILTZ

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, CH-8093 Zürich)

and W. OSOBA

(Silesian University Katowice, Poland)

As shown in a previous paper [1] at least 3 difference effects contribute to the variation of the positron implantation profiles in polymers caused by external electric fields: (i) An energy transfer and a focussing during the slowing-down period [2], (ii) a drift motion of the thermalized positron [3] and (iii) a decrease of the positronium formation probability in non-polar polymers [4]. Effect (i) seems to be by far the most significant. In order to investigate this effect independently of the others, transmission experiments in high density polyethylene and acrylic-glass (Plexiglas®) were carried out. Positrons from a ^{64}Cu -source enter the disk-shaped sample (thickness x). Both sides of the sample are coated with evaporated Ag-layers forming the high voltage electrodes. The transmitted positrons pass a $6\text{ }\mu\text{m}$ Al-foil (optional) and a 1 mm layer of air preventing the detection of thermal and epithermal positrons; then they are stopped in a brass target. The annihilation radiation emerging from the target is seen through narrow slits and detected with NaJ(Tl)-scintillation counters. Measurements

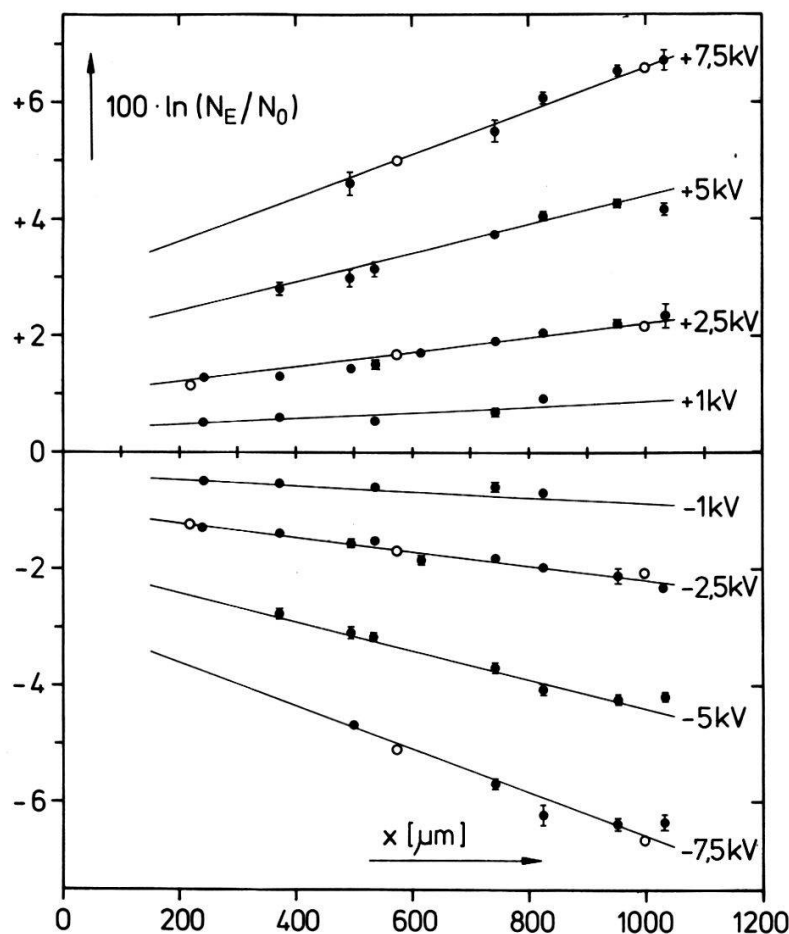


Figure 1

$\ln(N_E/N_0)$ for high density polyethylene versus sample thickness x for different values of the high voltage (positive if accelerating positrons).

were performed in the range $-140 \leq \vec{E} \leq +140$ kV/cm and $x = 0.2-1.05$ mm. The attenuation of positrons follows an exponential law $\exp(-\mu_0 x)$ [3, 5], where μ_0 (field off) can be calculated from empirical formulae [5]. Thus, the counting rates N_E and N_0 are related to the absorption coefficients μ_E and μ_0 (indices E and 0 for field on and off, respectively) by $\ln(N_E/N_0) = (\mu_0 - \mu_E)x$. This quantity is plotted in Fig. 1 vers. x for different values of the applied voltage. The latter as well as the field strength E are positive if accelerating positrons.

From these data the relative change of the absorption coefficient caused by the electric field is found to be linearly dependent on both x and E :

$$\frac{\Delta\mu}{\mu_0} \equiv \frac{\mu_E - \mu_0}{\mu_0} = -Ea(1 + c\mu_0 x)$$

μ_0 can be calculated [5] or derived from implantation measurements. μ_0 and the parameters a and c are summarized in Table 1.

Table 1

Material	$\mu_0[\text{cm}^{-1}]$	$a[\text{cm/kV} \cdot 10^3]$	c
Polyethylene, non-polar ($\rho = 0.95 \text{ g cm}^{-3}$)	27.0 ± 0.6	0.138 ± 0.005	0.51 ± 0.03
Acrylglass, polar (Plexiglas®)	34.0 ± 0.7	0.097 ± 0.005	0.56 ± 0.04

Using these data the relative change of the implantation profile by an electric field can be calculated and compared with the experimental data. The agreement is quite satisfactory. On the other hand, it becomes evident that the field-dependence of the attenuation coefficient μ overshadows all other effects mentioned above. A more detailed publication is in preparation. This work is supported by the Swiss National Science Foundation.

REFERENCES

- [1] F. HEINRICH, *Helv. Phys. Acta* 51, 433 (1978).
- [2] R. PAULIN, *Proc. 5th Int. Conf. Positron Annihilation*, pg. 611 (1979).
- [3] W. BRANDT and R. PAULIN, *Phys. Rev. B* 15, 2511 (1977).
- [4] A. BISI, F. BISI, A. FASANA and L. ZAPPA, *Phys. Rev.* 122, 1709 (1961); M. RAMA RAO and A. P. PATRO, *Appl. Phys.* 22, 317 (1980).
- [5] M. MOURINO, H. LÖBL and R. PAULIN, *Phys. Letters* 71A, 106 (1979).

Photoemission, Oberflächen und Wasserstoffspeicher

Etude des états électroniques du graphite par spectroscopies à haute énergie

Y. BAER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, CH-8093 Zürich)

La densité des états occupés dans le graphite a été étudiée par photoémission excitée par rayons X (XPS) alors que juste au-dessus du niveau de Fermi (E_F) les

états inoccupés ont été déterminés par la mesure du rayonnement de freinage produit par un faisceau d'électrons incident sur l'échantillon (Bremsstrahlung Isochromat Spectroscopy: BIS). Les résultats ainsi obtenus sont compatibles avec les calculs de bande existants. Le spectre des pertes d'énergie au seuil d'excitation du niveau $1s$ montre par contre que la présence d'un trou dans une couche profonde modifie sérieusement la densité des états au-dessus de E_F . Les conséquences de cette modification pour la forme de la ligne $1s$ sont discutées.

Bestimmung von Übergangsmetall-Legierungsbildungswärmen aus Photoemissionsdaten

P. OELHAFEN

(Institut für Physik der Universität Basel, CH-4056 Basel)

Am Beispiel von 7 Übergangsmetall-Legierungen mit aufgespaltenen d -Bändern wird gezeigt, wie aus Photoemissionsdaten (Valenzbandspektren und Rumpfelektronen Bindungsenergieverschiebungen) Legierungsbildungswärmen (ΔH) bestimmt werden können. Das Modell basiert auf den folgenden Annahmen: (a) ΔH wird durch die d -Band Eigenschaften der Legierung allein bestimmt, (b) die Rumpfelektronen geben keinen Beitrag zu ΔH , (c) die d -Elektronen Ladungsverschiebung beim Legieren kann vernachlässigt werden und (d) die d -Band Schwerpunktsverschiebungen beim Legieren können aus Photoemissions-Valenzbandspektren bestimmt werden. Die so bestimmten ΔH -Werte werden mit direkt gemessenen Legierungsbildungswärmen und mit berechneten Werten (aus Bandstrukturechnungen) verglichen.

Lattice relaxation at aluminium surfaces

R. MONNIER and J. P. PERDEW¹⁾

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, CH-8093 Zürich)

It is shown, on the basis of a semi-selfconsistent density-functional calculation of the equilibrium position of the first lattice plane at the low index faces of aluminium, that the screening of the ionic relaxation dipole by the electrons is essentially perfect, demonstrating that geometrical predictions based on 'frozen profile' approximations are meaningless. Our results for the close-packed [111] surface confirm the recent LEED analysis of Jona et al. and definitely rule out the possibility of a 8% contraction suggested by the surface EXAFS study of Bianconi and Bachrach.

¹⁾ Permanent address: Dept. of Physics, Tulane University, New Orleans.

Wasserstoffabsorption in $\text{Fe}_{0.85}\text{Mn}_{0.15}\text{Ti}$

P. CHARPIÉ, A. SEILER, F. STUCKI und L. SCHLAPBACH

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich)

Die zur Speicherung von H_2 eingesetzte intermetallische Verbindung FeTi muss zur Aktivierung auf 400°C erwärmt werden und ist in hohem Masse empfindlich gegenüber Verunreinigungen des H_2 , was auf das Fehlen der Oberflächensegregation bei 20°C zurückgeführt wurde. Die teilweise Substitution des Fe durch Mn soll diese Nachteile beheben [1].

Mit Photoelektronenspektroskopie und magnetischen Messungen haben wir Aktivierung und Oberflächensegregation von $\text{Fe}_{0.85}\text{Mn}_{0.15}\text{Ti}$ bei schwacher Sauerstoffbegasung untersucht. Mn oxidiert vor dem Ti und bewirkt dadurch – im Unterschied zum reinen FeTi – schon bei 20°C eine geringe Oberflächensegregation. Die Aktivierung ist allerdings immer noch bedeutend schwieriger als bei LaNi_5 .

LITERATUR

- [1] P. GOODELL und G. SANDROCK, J. Less Common Metals 73, 161 (1980).

Neutronen- und Röntgenbeugungsuntersuchungen am Wasserstoffspeichersystem Mg_2Ni

J. SCHEFER und P. FISCHER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, CH-5303 Würenlingen)

F. STUCKI und L. SCHLAPBACH

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, CH-8093 Zürich)

K. YVON und J.-J. DIDISHEIM

(Laboratoire de Cristallographie aux Rayons X, Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

Mg_2Ni bildet mit Wasserstoff das Hydrid Mg_2NiH_4 [1]. Mit 3.8 Gew.% H_2 zeigt es ein wesentlich besseres Verhältnis als FeTi [2]. Die Struktur von Mg_2Ni verfeinerten wir mit Röntgen- und Neutronenbeugungsuntersuchungen. Bei 235°C zeigt Mg_2NiD_4 eine Änderung der Struktur [3]. Die Hochtemperaturphase (β') besitzt kubische Symmetrie ($\text{Fm}3\text{m}$).

LITERATUR

- [1] J. J. REILLY and R. H. WISWALL, JR., Inorg. Chem. 7, 2254 (1980).
[2] J. SCHEFER et al., Mat. Res. Bull. 14, 1281 (1979).
[3] J. SCHEFER et al., J. Less-Common Met. 74, 65 (1980).

Ordnung – Unordnung Phasenumwandlung in ZrV_2D_x

J.-J. DIDISHEIM und K. YVON

(Laboratoire de Cristallographie aux Rayons X, Université de Genève, 24, quai Ernest Ansermet, CH-1211 Genève 4)

und P. FISCHER

(Institut für Reaktortechnik, ETHZ, CH-5303 Würenlingen)

In der deuterierten kubischen Laves Phase ZrV_2D_x , $x \lesssim 5$, sind die Deuterium Atome auf zwei Arten von Zwischengitterplätzen verteilt. Beide entsprechen tetraedrischen Lücken in der Metallatompäckung, wovon die einen von 2Zr und 2V Atomen (Typ Zr_2V_2) und die anderen von 1Zr und 3V Atomen (Typ ZrV_3) gebildet werden. Die Besetzung dieser Zwischengitterplätze wurde in Abhängigkeit des Deuterium Gehaltes x studiert [1, 2]. Wir berichten hier über eine ähnliche Untersuchung in Abhängigkeit der Temperatur in $\text{ZrV}_2\text{D}_{3.6}$. Die kubische Phase transformiert bei 325 K in eine tetragonal verzerrte Tieftemperaturphase (Raumgruppe $\text{I4}_1/a$, $a \leq a_{\text{cub}}/\sqrt{2}$, $c \geq a_{\text{cub}}$). Die Kristallstruktur wurde mittels Neutronen- und Röntgenbeugung untersucht [3]. Unterhalb der Umwandlungstemperatur ordnen sich die D Atome auf den energetisch günstigeren Zr_2V_2 Lagen. Die Tieftemperaturphase hat die ideale Stoechiometrie ZrV_2D_4 und ist bei 230 K vollständig geordnet.

Die Arbeit wurde vom Schweizerischen Nationalfonds (Nationales Forschungsprogramm 'Energie', Wasserstoffspeicherung) unterstützt.

LITERATUR

- [1] J.-J. DIDISHEIM, K. YVON, D. SHALTIEL, P. FISCHER, P. BUJARD und E. WALKER, Solid State Commun. 32, 1087 (1979).
- [2] J.-J. DIDISHEIM, K. YVON, P. FISCHER und D. SHALTIEL, J. Less Common Met. 73, 355 (1980).
- [3] J.-J. DIDISHEIM, K. YVON, P. FISCHER und P. TISSOT, Solid State Commun. zu erscheinen.

Amorphe Halbleiter, flüssige und metallische Gläser

Lasererzeugte metallische Gläser

M. VON ALLMEN

(Institut angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Metallische Gläser sind während der letzten 20 Jahre mittels sog. splat-cooling-Methoden hergestellt worden. Typische Abkühlraten bei diesen Methoden sind bei 10^7 K/s oder weniger, was bei ausgewählten Systemen für nahe-eutektische Zusammensetzungen zur Glasformierung ausreicht. Kurze Laser Pulse ermöglichen Abkühlraten von 10^{10} K/s oder mehr und führen zu Glasformierung in einem weit grösseren Materialbereich. Wir haben ein Verfahren entwickelt, um metallische Gläser in Form dünner Filme (≈ 200 nm) gegebener

Zusammensetzung herzustellen und zu untersuchen. Dabei dienen 30 ns Pulse eines Nd Lasers als Energiequelle. Untersuchungen an Metall-Silizium Systemen haben bereits metallische Gläser unüblicher Zusammensetzung ergeben. Thermische Zersetzung der amorphen Filme führt u.U. zur Bildung metastabiler kristalliner Zwischenphasen mit interessanten Eigenschaften. Prinzipielle Eigenschaften der laserinduzierten Glasformierung und mögliche Anwendungen werden diskutiert.

Les potentiels effectifs à deux particules et la structure des métaux liquides simples

H. BECK et R. OBERLE

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

Nous calculons des potentiels ioniques effectifs à deux particules pour les métaux liquides simples polyvalents en tenant compte du libre parcours moyen fini des électrons de conduction. Ces potentiels effectifs déterminent la structure, représentée par le facteur de structure $S(k)$. La partie répulsive du potentiel produit un $S(k)$ semblable à celui des sphères dures. Par contre, nous avons trouvé que la partie oscillante à longue portée du potentiel donne lieu à un épaulement dans $S(k)$ sur le flanc droit du premier pic.

Time resolved photoluminescence from tail-states in glow discharge α -Si¹⁾

W. CZAJA and S. KURITA²⁾

(Laboratoire de Physique Appliquée, Ecole Polytechnique Fédérale, CH-1003 Lausanne, Switzerland)

In our earlier work we have shown that time resolved photoluminescence in weakly hydrogenated undoped amorphous silicon has the following characteristic properties at 77 K [1]:

(a) There are two emission bands centered around 1.29 eV and 1.46 eV. The higher energetic band decaying considerably faster than the lower energetic one. For what follows we concentrate on the more slowly decaying lower energetic emission.

(b) A variation of the position of the maxima of the luminescence bands from sample to sample turned out to be due to a variation of the optical gap E_{opt} (defined in the usual way, e.g. [1]) due to a variation of the hydrogen content around 8–12%.

(c) Using UV-excitation of about 3.7 eV the first initial decay (of the 1.29 eV band) is exponential with a time constant of about 18 ns. The subsequent decay

¹⁾ Reported in part also at the Spring Meeting, March 1980, of the German Phys. Soc.

²⁾ Present address: Faculty of Engineering, Yokohama Nat. University, Yokohama, Japan.

follows a power law, first $t^{-1/2}$ and at long times $t^{-1,1}$. The existence of a decay proportional to a power of t is a direct indication for the existence of many parallel decay channels with different times.

(d) The luminescence decay kinetics seems to be sample independent and a rather universal feature.

In pursuing our earlier work we have investigated the excitation energy dependence of the time resolved luminescence at a temperature of 77 K. The spectral distribution of the luminescence intensity observed at various times after excitation does not display new features compared to the spectra published in ref. [1], except for a less pronounced definition of the double-peak at zero-time delay.

The luminescence decay is shown in Fig. 1, excitation energy 2.02 eV. Again, as compared to the results at 3.7 eV excitation [1], nothing drastic has changed. We find the same initial decay of 18 ns, we find the $t^{-1/2}$ behaviour and we find at long times the $t^{-1,1}$ dependence.

If one reduces the excitation energy to 1.7 eV which is slightly below the optical gap of this sample (1.76 eV), one observes: The initial time constant has increased to 24 ns and in the intermediate range one has a $t^{-2/3}$ instead of a $t^{-1/2}$ dependence. However, the decay characteristics at long time remains the same as before.

We propose that at long times the e - h -distribution in the tail-states is thermalised. The ever present $t^{-1,1}$ dependence can then be easily understood with the aid of traps. The whole problem reduces to a problem well known in luminescence which has been treated for instance by Randall and Wilkins [2]. Following these authors we introduce the following assumptions:

- (1) One type of charge carrier (as for instance h) is practically immobile and only the motion of the other partner (say e) is responsible for the kinetics.
- (2) The luminescence intensity I is proportional to the escape-probability W for the electron to leave a trap of depth E , $W = se^{-E/kT}$, retrapping neglected. The prefactor s could vary slowly with temperature. The energy E is measured with respect to the conduction band mobility edge.

Allowing for a distribution of traps with respect to energy, $N(E) dE$ being the density of traps in the interval E and $E + dE$, we obtain the general expression

$$I(t) = C \int_0^{\infty} N(E) s e^{-E/kT} \exp[-st e^{-E/kT}] dE. \quad (1)$$

The integral of Eq. (1) can be calculated analytically for two limiting cases of $N(E)$. We are interested in only one of them:

$$N(E) = A e^{-\alpha E} \Rightarrow I(t) \sim t^{-(1+\alpha kT)}. \quad (2)$$

In deriving Eq. (2) the simplification $st \gg 1$ has been used which means that we are limited to sufficiently long times with respect to $1/s$, where s is of the order of the phonon frequencies. The known density of states distribution for α -Si [3] suggests the assumption of an exponential energy distribution for the tail-states. The photoluminescence decay curve of Fig. 1 yields

$$\alpha kT = 0.1 \quad \text{at} \quad T = 77 \text{ K}, \quad \alpha \approx (65 \text{ meV})^{-1}. \quad (3)$$

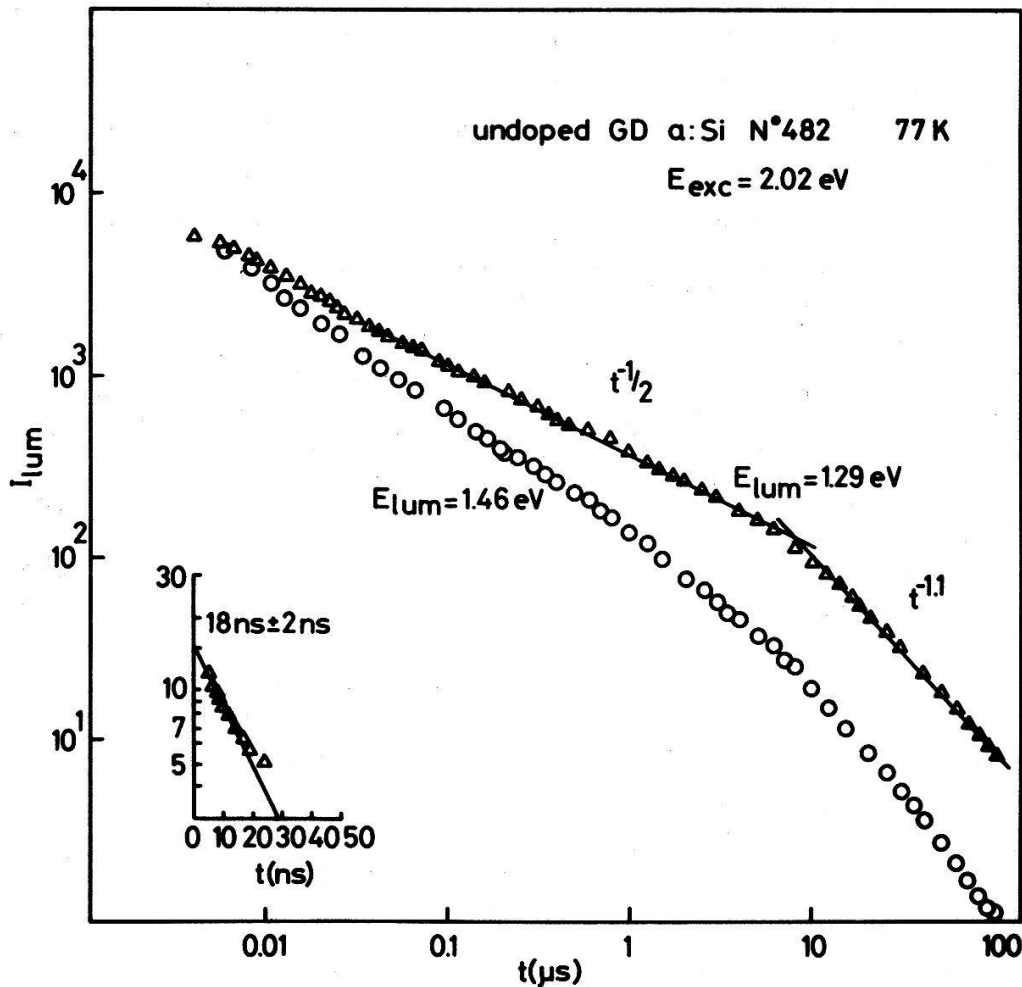


Figure 1

Luminescence decay at an excitation energy of 2.02 eV. The insert shows the initial exponential decay with a time constant of 18 ns.

The parameter α is a measure of the steepness of the trap distribution and it is in reasonable agreement with the value of $(40 \text{ meV})^{-1}$ derived in Ref. [4] from time resolved photocurrent measurements. The time dependence of Eq. (2) also suggests a temperature variation of the exponent, an effect which has been observed in Ref. [5].

For even longer delays than $100 \mu\text{s}$ the time dependence may exceed $t^{-\beta}$ with $\beta = 1.1$, values $\beta > 1.1$ are conceivable. Such a behaviour might be indicative for a steepening of the trap distribution which in fact is to be expected.

In view of our interpretation of the long time behaviour of the luminescence decay as a *thermalised* trap- controlled recombination process, Fig. 1 indicates that a time of about $\tau_{\text{th}} \approx 10 \mu\text{s}$ is necessary to reach thermal equilibrium.

An interesting consequence of our interpretation of the long time photoluminescence decay in undoped *a*-Si can be formulated for *n*-type *a*-Si. We expect that the *n*-type doping provides sufficient electrons which fill the deepest trap states at low temperatures. Since these electrons have no holes to recombine with, they represent a stable electron concentration in these traps which in turn will push the time necessary to establish thermal equilibrium to shorter values. An indication of such behaviour has been found in recent experiments performed by Austin et al. [6] which are displayed in Fig. 2. We have also found indications for

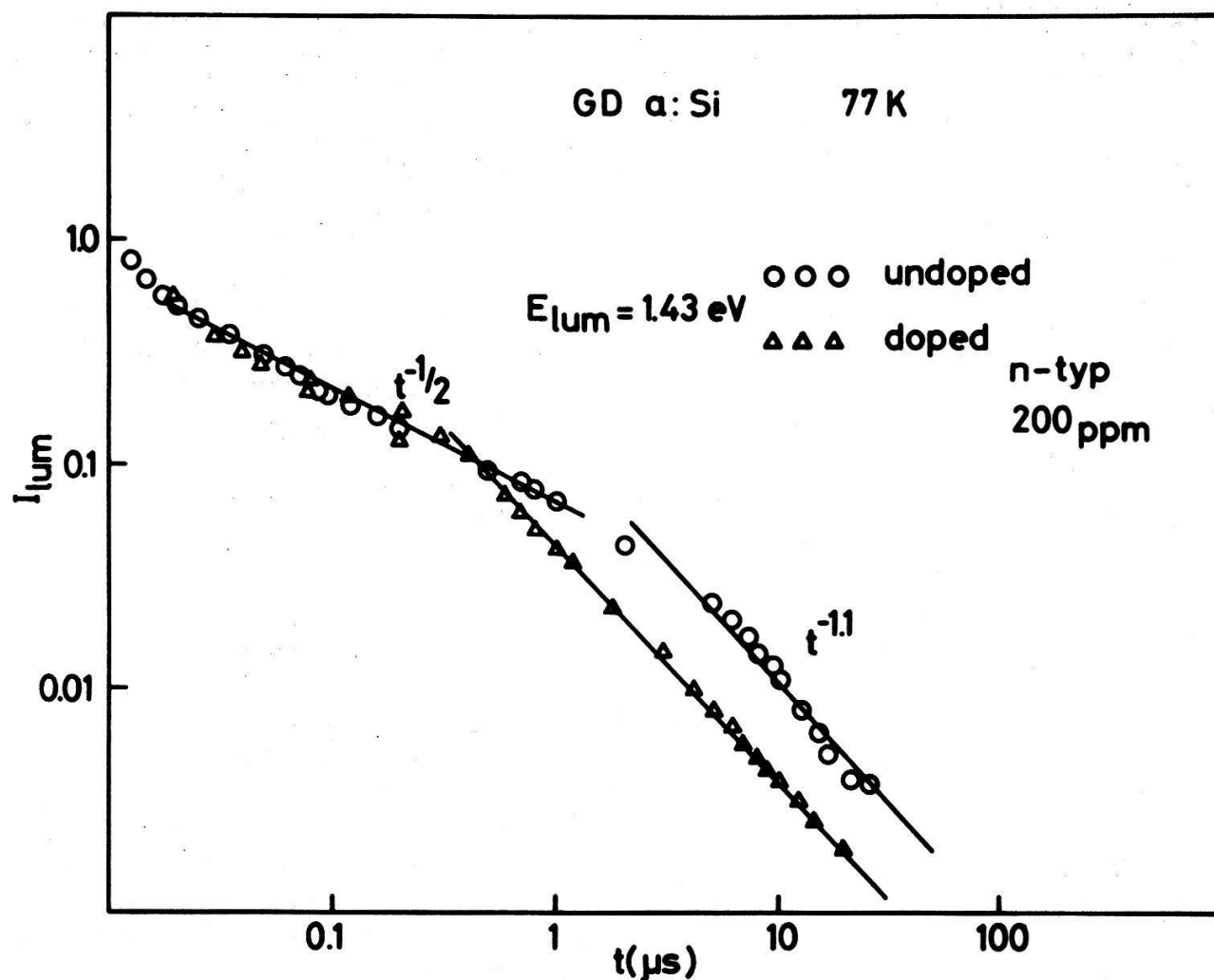


Figure 2

Change of the onset of thermalised decay upon *n*-type doping.

the same behaviour. It should be mentioned, however, that for these measurements samples, undoped and phosphorus doped, should have ideally the same defect concentration, otherwise this effect will be washed out. This requirement renders these experiments rather difficult.

A further interesting question is concerned with the influence of *p*-type doping on the thermalisation process. Experiments in this direction are in progress.

The samples used have been undoped glow-discharge a-Si layers grown on glass or quartz substrates by the group at the University of Dundee in Scotland. Sample thickness was about 1 μm . We are grateful to Prof. W. E. Spear for supplying these samples.

REFERENCES

- [1] S. KURITA, W. CZAJA and S. KINMOND, *Solid State Comm.* 32, 879, 1345 (1979).
- [2] J. T. RANDALL and M. H. F. WILKINS, *Proc. Roy. Soc. A* 184, 390 (1945).
- [3] W. E. SPEAR, *Adv. in Physics* 26, 81 (1977).
- [4] J. M. HVAM and M. H. BRODSKI, *Bull. APS* 25, p. 384, March 1980, and preprint.
- [5] C. TSANG and R. A. STREET, *Phys. Rev. B* 19, 3027 (1979).
- [6] I. G. AUSTIN, T. S. NASHASHIBI, T. M. SEARLE, P. G. LECOMBER and W. E. SPEAR, *J. Noncryst. Solids* 32, 373 (1979).

Spectrométrie de masse des particules neutres dans la décharge silane-argon; application du silicium amorphe hydrogène¹⁾

P. KOCIAN, J. M. MAYOR, S. BOURQUARD et E. MERK

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPFL, Av. Ruchonnet 2, CH-1003 Lausanne)

Nous avons construit un système d'échantillonnage pour spectromètre quadropole qui permet d'obtenir une bonne représentation des particules neutres influençant la croissance des couches de α -Si:H dans la décharge silane-argon. Nous présenterons les corrélations obtenues entre paramètres macroscopiques et microscopiques du plasma, population des neutres et propriétés des films déposés.

¹⁾ Ces travaux sont supportés par le NEFF.

Properties of polycrystalline silicon deposited at 80°C

S. VEPŘEK, Z. IQBAL, H. R. OSWALD and A. P. WEBB

(Institute of Inorganic Chemistry, University of Zürich, CH-8057 Zürich)

Polycrystalline silicon films have been prepared in a temperature range 80–400°C and at deposition rates up to $\sim 3 \text{ Å sec}^{-1}$. Their Raman spectra show several features which are correlated with X-ray diffraction measurements and attributed to crystalline and amorphous-like components. Optical absorption, infra-red spectra, preliminary data on dark conductivity and some further properties are reported.

Hyperfine parameters from nonresonant luminescence effects and spin memory of F center pairs in alkali halides

A. MEZGER and C. JACCARD

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

In a static (100) magnetic field, the luminescence of F centers in KCl shows peaks at 1134, 1516, (790) Gauss, attributed to 4th (3d) nearest neighbouring nuclei with equal Zeeman and hyperfine energies. Electronic spin memory loss for KCl, NaCl and KBr are in the ratio $1:(4.5 \pm 1):(11 \pm 3)$.

Studies of a localized exciton near a Na⁺ impurity in CsI:Na crystal

A. KAYAL, Y. MORI¹⁾ and J. ROSSEL

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

The efficient blue luminescence (420 nm band) of CsI crystal doped with Na impurity can occur under UV excitation. Decay times of this luminescence have been measured between 4.2 and 300 K; the band is due to a singlet+triplet localized exciton at low temperature. The recombination luminescence which originates in triplet states has been investigated experimentally with $H_0 \parallel \langle 100 \rangle$ (exciton axis). Magnetic Circular Polarisation is observed whereby a level crossing resonance is identified. Electron Spin Resonance is optically detected. The observations can be described with the following effective spin Hamiltonian ($S = 1$)

$$\mathcal{H} = g_Z \beta H_0 S_Z + D(S_Z - \frac{2}{3}) + E(S_x^2 - S_y^2) + \sum_i \vec{I}_i \cdot \vec{A}_i \cdot \vec{S}$$

with $g_Z = 1.87$, $D/\beta = 41$ KG and $E/\beta = -9.5$ KG, $\sum_i \vec{I}_i \cdot \vec{A}_i \cdot \vec{S} \approx H_{ex} = 245$ G.

¹⁾ Present address: Osaka City University, Japan.

Spectre de frottement intérieur caractéristique des fontes grises

P. MILLET et R. SCHALLER

(Laboratoire de génie atomique, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

Les fontes grises sont fréquemment utilisées en construction à cause de leur forte capacité d'amortissement des vibrations. L'étude de cette propriété physique requiert une analyse complète du spectre de frottement intérieur avec une recherche des mécanismes microscopiques d'amortissement. La mesure du frottement intérieur des matériaux biphasés (matrice et précipités de graphite) que constituent les fontes grises, montre que le spectre est composé de plusieurs pics de relaxation. Il est semblable à celui présenté par le graphite pur. En conclusion, l'amortissement présenté par les fontes est dû à des relaxations anélastiques dans la phase graphite. De plus, la valeur du frottement interne dépend de la morphologie et du volume des précipités de graphite.

Susceptomètre à squid dans 8.5 Tesla

MARCO PELIZZONE et ANDRÉ TREYVAUD

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

Nous avons construit un susceptomètre à squid permettant de mesurer la susceptibilité et l'aimantation dans un champ magnétique jusqu'à 8.5 Tesla. La

sensibilité est de $1.66 \cdot 10^{-10}$ emu/gr pour un échantillon de 1 gr. Les différentes échelles permettent de mesurer une variation de moment magnétique entre $8 \cdot 10^{-5}$ emu et 1.6 emu à fond d'échelle. Grâce à un anti-dewar à flux la température de l'échantillon peut varier entre 1.6 et 250 K. Les premières mesures de test confirment les avantages d'un tel appareillage et montrent une excellente résolution ainsi qu'une excellente reproductibilité.

Angewandte Physik und andere Domänen

Optisch gepumpte cw Dimer-Laser

R. SCHMIELE und E. GENEUX

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Molekulares Tellur und Jod wurden optisch gepumpt. Pumpquelle war ein Ar-Ionenlaser mit seinen 476.5, 488.0 und 514.5 nm-Linien. Es konnten im Tellur bei 800 K durch die beiden blauen Linien Uebergänge zwischen Rotations-Vibrations-Niveaus des Grundzustands und des B-Niveaus angeregt werden. Die zwischen diesen beiden elektronischen Zuständen emittierten diskreten Laserlinien lagen im Wellenlängenbereich von 550–670 nm. Jod wurde bei Zimmertemperatur mit der grünen Linie gepumpt. Wir beobachteten resultierende Linien im nahen Infrarot von 1000 bis 1230 nm.

Emissionseigenschaften eines ultravioletten Thalliumbromid Photodissoziations-Lasers

P. BURKHARD, W. LÜTHY und T. GERBER

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

In Thallium wurden 5 ns UV-Laserpulse bei 377.6 nm durch Photodissoziation des TlBr-Moleküls erzeugt. Die Emission eines ArF-Excimerlasers mit einer Wellenlänge von 193 nm wurde verwendet, um das Molekül zu dissoziieren unter gleichzeitiger Anregung des freiwerdenden Thalliumatoms. Die Effizienz des Tl-Lasers lag bei optimalen Betriebsparametern in der Größenordnung von 2×10^{-4} . Das zeitliche und spektrale Verhalten der Tl UV-Laserlinien wird anhand von experimentellen Daten diskutiert.

Doppelbrechungsmessungen in Monomode-Glasfibern

P. LABUDDE, H. P. WEBER und P. ANLIKER

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Die durch innere Spannungen spontan vorhandene Doppelbrechung in Glasfibern und die daraus resultierende Polarisationsänderung des transmittierten Lichtes sind für Anwendungen in der optischen Kommunikation und integrierten Optik von Bedeutung.

Es wird über die an verschiedenen Monomode-Fibern vorgenommenen Polarisationsmessungen berichtet und die Resultate werden miteinander verglichen. Als kleinsten Wert für die Doppelbrechung fanden wir eine Fiber mit einer Phasenverschiebung von ca. 90° pro 1 m Faserlänge.

Messeinrichtung zur Polarisationsanalyse von Licht

G. BADERTSCHER und H. P. WEBER

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Zur Beschreibung des Polarisationszustandes von elliptisch polarisiertem Licht in der Poincaré-Darstellung sind Lage der Hauptachsen und Elliptizität die Beschreibungsgrößen. Unter Verwendung einer rotierenden Polaroidfolie als einzigem beweglichem Element und eines Mikrocomputors zur Datenaufnahme und Auswertung wird in einer Messzeit von <1 Sekunde der Polarisationszustand mit Ausnahme des Drehsinnes ermittelt. Eine Genauigkeit der Parameter von $\pm 1^\circ$ wurde für Serienmessungen an Licht, das durch Glasfasern transmittiert wurde, erreicht.

Interferenzerscheinungen im Spektrum von breitbandigen Lichtquellen

F. HEINIGER, F. LAERI und T. TSCHUDI

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Werden Weisslichtinterferenzstreifen spektral zerlegt, so treten im Spektrum dunkle Linien auf, die ihrerseits als Interferenzstreifen zu deuten sind. Zur theoretischen Klärung dieser Interferenzstreifen muss einerseits die chaotisch-stochastische Abstrahlung der Weisslichtquelle, andererseits das zeitliche Verhalten der verwendeten optischen Komponenten betrachtet werden. Als Anwendung ergeben sich eine Vielzahl von Experimenten: beispielsweise Dickenprofilmessungen, Messung der Dispersion eines Mediums, Holographie in der Zeitdomäne.

Bildverstärker für aktives kohärent-optisches Rückkopplungssystem

B. SCHNEEBERGER, F. LAERI, F. HEINIGER und T. TSCHUDI

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Optische Rückkopplungssysteme ermöglichen 2-dimensionale analoge Rechenoperationen in Echtzeit. Um analog der elektronischen Rückkopplung die Vielfalt der Filteroperationen rein optisch zu realisieren, ist ein kohärenter Lichtverstärker notwendig. Ein solcher Verstärker darf die Phasenlage des Signallichtes nicht verändern. Farbstofflösungen als Verstärkermedien sind seit einiger Zeit bekannt. Wir haben Versuche mit einem Blitzlampen-gepumpten Dye-Verstärker als aktivem Element für einen kohärent-optischen Rückkopplungskreis durchgeführt.

Charge-Coupled-Device-Camera: Elektrooptische Registrierung von Bildern mit raschem Ablauf in digitaler Form

N. KÄMPFER und W. SCHÖCHLIN

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Eine CCD-Kamera ist eine Kamera, die es erlaubt Bilder auf elektrooptische Art aufzunehmen. Als Bildsensor wird eine Matrix von Photodioden verwendet. Diese Art Sensor hat gegenüber andern Sensoren wesentliche Vorteile: Im Gegensatz zu Film ist es möglich digitale Bildanalysen durchzuführen, ferner hat man eine zuverlässige Sensorgeometrie und jedes Pixel wird gleichzeitig belichtet.

Dem ursprünglichen auf die Diodenmatrix abgebildeten Objekt entspricht dort ein Ladungsmuster. Dieses wird auf serielle Weise ausgelesen und an einer Diode als eine Serie analoger Spannungspulse detektiert. Ähnlich wie bei einem Fernsehbild kann das CCD-Bild auf einem Bildschirm dargestellt werden. Ferner hat man die Möglichkeit das analoge Signal zu digitalisieren und auf diese Weise die CCD-Matrix gewissermassen als Computerauge zu benützen. Somit ist der Einsatz dort ideal, wo eine grosse Anzahl Bilder anfällt, die beispielsweise mit einander verglichen werden sollen.

Eine Anwendung dieser Art hat die Gruppe für solare Radioastronomie der Universität Bern. Wir untersuchen rasch veränderliche Eruptionen auf der Sonne sowohl im Radio- wie auch im optischen Bereich. Im roten Licht der Wasserstofflinie $H\alpha$ bei $6563 \text{ \AA}$ äussern sich diese Eruptionen gewissermassen als helles Aufflackern. Die zeitliche Struktur solcher Eruptionen wird mit einer CCD-Matrix untersucht.

Systembeschreibung

Bei der verwendeten Matrix handelt es sich um einen 100×100 Elemente umfassenden CCD-Sensor der Firma Fairchild. Eine einzelne Diode hat eine Abmessung von $18 \times 30 \mu$ und die gesamte Sensorfläche beträgt $3 \times 4 \text{ mm}^2$. Eine maximale Bildrate von 500 Bildern pro sec ist möglich.

Das Sonnenbild wird durch eine Linse auf die Matrix abgebildet. Zwischen Linse und Matrix befindet sich ein Interferenzfilter von $0.5 \text{ \AA}$ Bandbreite bei $6563 \text{ \AA}$. Die Belichtungszeit beträgt 35 ms. Das von der Matrix gelieferte analoge Signal wird mit 8 bit Auflösung digitalisiert. Die gesamte Systemsteuerung geschieht durch einen Minicomputer TI 990/4. Für die Auswertung der Daten auf einem Grosscomputer müssen die Daten auf 9 track Tape geschrieben werden. Die Tapesteuerung und Datenaufbereitung geschieht durch einen Microcomputer TM 990/101. Das System erlaubt eine Bildrate von ca 1 Bild pro sec falls ganze Bilder gespeichert werden und entsprechend schneller falls Ausschnitte gespeichert werden. Die Couputerauswertung erlaubt:

- Bilder in 8 Graustufen auf schnellem Lineprinter oder aber auf einem Schreibmaschinenterminal zu drucken
- Darstellung als Contourplot mit Isophoten
- Dreidimensionale Darstellung
- Statistik
- Bildvergleich.

Messungen von Konzentration und Isotopenverhältnissen $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ an Luft- CO_2

D. KAMBER, H. OESCHGER und U. SIEGENTHALER

(Physikalisches Institut der Universität Bern, CH-3012 Bern)

Im Zusammenhang mit dem Problem des weltweiten CO_2 -Anstiegs sind Daten über CO_2 -Quellen und Senken notwendig. Durch Absorption von Luft- CO_2 auf Natronlauge und Austreiben im Labor ist es möglich, an derselben Luftprobe CO_2 -Konzentration (volumetrisch) und $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ -Verhältnis (massenspektrometrisch) zu bestimmen.

Messungen an Berner Stadluftproben ergaben eine sehr gute Korrelation zwischen CO_2 -Gehalt und $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$, die auf Beimischungen von Verbrennungs- CO_2 oder biosphärischem CO_2 zurückgeführt wird. Es wurde ebenfalls ein Zusammenhang zwischen CO_2 -Gehalt und Wetterlage beobachtet.

Vibrationsisolierung eines Gravitationswellendetektors

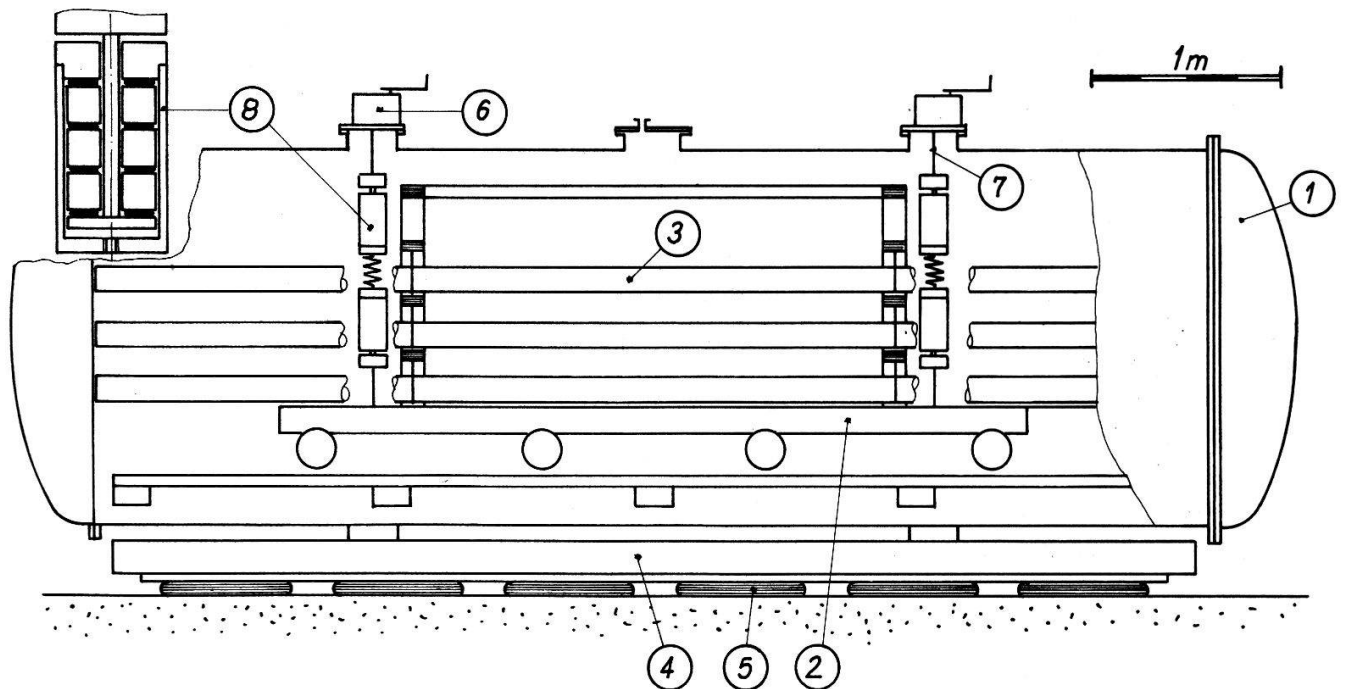
D. G. MAEDER

(D.P.N.C., Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

und Y. WELTÉ

(Sulzer AG., Winterthur)

Nach Einstein's Relativitätstheorie ist zu erwarten, dass sich bei kosmischen Katastrophen, wie etwa dem Kollaps eines Sterns mit anschliessender Supernova-Explosion, Störungen des Gravitationsfeldes wellenförmig ausbreiten. Solche



Figur 1

Längsschnitt der Gravitationswellen – Antenne.

Gravitationswellen (GW) können die Erde, sowie auch geeignet angeordnete Testmassen im irdischen Labor, zu Schwingungen anregen. Seit etwa 10 Jahren wurden eigentliche Antennen für GW-Ausbrüche (Pulse von $\ll 1$ sec Dauer) konstruiert [1], ohne dass bisher ein zuverlässiger Nachweis von GW-Signalen gelungen wäre.

Trotz des – je nach Quelle – erwarteten gewaltigen Energieflusses von bis zu 10^5 J/m^2 (Zerstrahlung einer Sonnenmasse im Milchstrassenzentrum) werden GW-Experimente durch die äusserst schwache Kopplung erschwert: beispielsweise würde die ganze Erde als 'Detektor' nur wenige J absorbieren. Ein Resonanzdetektor von 2000 kg nähme bestenfalls etwa 10^{-22} J auf, d.h. wesentlich weniger als die thermische Anregung jedes einzelnen Schwingungsmodus bei Zimmertemperatur. Dank dem hohen Gütefaktor derartiger GW-Antennen ($Q > 10^5$), in Verbindung mit geeigneten Transduktoren (PZT8) und rauscharmen Verstärkern, lässt sich das thermische Rauschen weitgehend herausfiltern: so z.B. beim GW-Detektor der Universität Genf (Fig. 1), bestehend aus 2030 kg Avional (Al-Cu-Mg) auf 300 K, wo die effektive Temperatur am Filterausgang nur noch 4 K beträgt [2]. Damit wird die theoretische Empfindlichkeitsgrenze für Supernovas in unserer Milchstrasse knapp erreicht; um die Empfindlichkeit weiter zu steigern, werden andernorts mit flüssigem Helium gekühlte Antennen gebaut, wobei kürzlich eine effektive Temperatur von 12 mK erreicht wurde [3].

Bei allen diesen Experimenten spielt die Abschirmung der Antennenmasse eine entscheidende Rolle. Als *indirekten* Schutz benützen wir 'Veto'-Signale (Seismometer, Mikrophon, Radioantenne), welche die Detektordaten ungünstig machen. Die *direkten* Isolationsvorkehrungen werden im folgenden näher beschrieben.

Der aus 10 mm starkem Stahl angefertigte Vakuumtank (in Fig. 1: ①) ergibt bereits eine merkliche Schwächung niederfrequenter magnetischer Störungen; zudem ist die ganze Anlage von einem Faradaykäfig umgeben. Gegenüber freier

Luft gewährt der Vakuumtank bei 10^{-5} bar eine Geräuschdämpfung von etwa 110 dB. Zusätzlich sind die Laboratoriumswände durch eine 5 cm dicke Schalldämmung von der Nachbarschaft isoliert.

Die Aufteilung der Antennenmasse in 18 'Moduln' von je 113 kg wählten wir vor allem der leichteren Handhabung wegen. Ein solches Kollektiv ist einem einzelnen Detektor von gleicher Gesamtmasse äquivalent [4]; allerdings mussten die individuellen Resonanzen auf wenige mHz abgeglichen werden, um mit einer einzigen Verstärker+Filterkette auszukommen. Die Moduln (Fig. 1: ③) sind einzeln mit Nylonschnüren an einem 600 kg schweren Wagen ② aufgehängt, dessen Masse als mechanisches Filter wirkt. Der Wagen erlaubt, das ganze System ausserhalb des Vakuumtanks zu montieren; nach dem Einfahren wird er an vier 'Kaminen' ⑥ mittels Nylonseilen ⑦ vom Geleise abgehoben und bildet als 0.4 Hz-Pendel ein sehr wirksames Isolationsglied gegen alle *Horizontal* bewegungen des Tanks.

Obwohl die Elektronik praktisch nur auf die longitudinale Grundschiwingung der 6 m langen Moduln anspricht ($f = 425$ Hz, $\Delta f \approx 1.5$ Hz), zeigten Vorversuche eine sehr störende Empfindlichkeit auf *vertikale* Erschütterungen, welche auf eine nichtlineare Kopplung zwischen Längs- und Biegeschwingungen zurückzuführen ist [5]. Die modulare Bauweise begünstigt diesen Effekt, weil die Biegeresonanzen dünnerer Zylinder bei tieferen Frequenzen liegen, und diese allgemein schwieriger zu dämpfen sind. Von den 7 tiefsten Biegefrequenzen unserer Moduln (Aussen- $\varnothing = 13$ cm, Innen- $\varnothing = 9$ cm), nämlich 20/54/104/172/254/354/470 Hz, wird aber die erste dank der Aufhängung nahe den Knotenpunkten kaum angeregt. Die besonders hartnäckige, z.B. durch vorbeifahrende Lastwagen erzeugte 54 Hz-Komponente haben wir vor allem durch Luftkammern ⑤ unter einer das Ganze tragenden Plattform ④ gedämpft. Bei Verwendung von 12 schwach gepumpten Autoreifenschläuchen (0.3 bar) wird die vertikale Eigenfrequenz ≈ 3 Hz, woraus sich bei 54 Hz eine Dämpfung von 45 dB ergibt. Ausserdem haben wir die 4 Tragseile ⑦ durch je zwei Massen ⑧ von 30 kg unterteilt (total $4 \times 2 \times 30 = 240$ kg), welche untereinander mit Federn verbunden sind ($k = 6 \cdot 10^5$ N/m); diese liefern bei 54 Hz eine zusätzliche Dämpfung von 38 dB. Eigenresonanzen der Federn (130...500 Hz) wurden in üblicher Weise durch Gummipolster zwischen Stahlringen absorbiert (⑧, vergrösserter Ausschnitt in Fig. 1). Bei höheren Frequenzen wirkt sich auch die Elastizität der Nylon-Tragseile aus (je $6 \cdot 10^6$ N/m), sodass sich die Aufhängung wie ein Tiefpassfilter dritter Ordnung verhält. Bei der Arbeitsfrequenz von 425 Hz beträgt die Dämpfung bereits 120 dB; auch liegen die benachbarten Biegeresonanzen (No. 6, 7) weit ab.

Abschliessend können wir feststellen, dass die Isolierung mechanischer Resonatoren von mehreren Tonnen bis zum thermischen Rauschen auch in unruhiger Umgebung durchaus realisierbar ist.

LITERATUR

- [1] D. H. DOUGLAS and V. B. BRAGINSKY, in *An Einstein Centenary Survey*. S. W. Hawking and W. Israel, Editors. Cambridge University Press, 1979.
- [2] Y. WELTÉ, *Recherche d'ondes gravitationnelles à l'aide d'un détecteur résonant de 2 tonnes*. Thèse No. 1975, Université de Genève (Oct. 1980).
- [3] W. M. FAIRBANK et al., Stanford University, Cal. 94305 (Persönliche Mitteilung, Sept. 1980).
- [4] D. MAEDER, *Helv. Phys. Acta* 45, p. 983 (1972).
- [5] A. H. NAYFEH and D. T. MOOK, *Nonlinear Oscillations* John Wiley & Sons, New York 1979.

Transducer characterization using laser pulse generated stress waves

D. G. MAEDER, P. RYSER, B. I. SANDERSON and A. SILLOU

(D.P.N.C., Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

In previous acoustic emission (AE) experiments [1] with a bending machine, transducers of different resonant frequencies were bonded to a bar-shaped specimen with a silver epoxy. In order to compare sensitivities of successive transducer-bar assemblies, a reciprocity [2] method was at first used. The observation of the electrical response of the transducers (Fig. 1) after excitation of one transducer by a narrow-band RF pulse of a chosen frequency, enables the determination of transducer efficiency, coupling and bar attenuation in the selected band. However, this method requires the use of similar transducers at both ends and is therefore unsuitable for multiple-frequency assemblies. Spectral calibration of an AE monitoring system requires simulation of a point-like mechanical disturbance of short duration. The spark method [2] was found impractical because of shielding difficulties and sample erosion effects. Thermo-elastic stress wave generation by an impinging laser IR pulse has the advantage of being a contactless reproducible method [3].

A pulsed GaAs laser diode (SG2012, $\lambda \sim 0.9 \mu\text{m}$) beam is projected either directly onto the transducer face (Fig. 2 (1) for quasi plane wave generation, (2) for point source simulation), or onto a specimen to simulate an AE event (Fig. 2 (3)). After 80 dB amplification, the signal is sampled at a rate of 5 MHz by a transient recorder and is averaged over several excitations by a Z80 microprocessor. Data are stored on floppy disks and subsequently analysed by a T4051 graphic console [1]. Figure 3 shows some results obtained with 1 MHz-transducers using the arrangement of Fig. 2 (1).

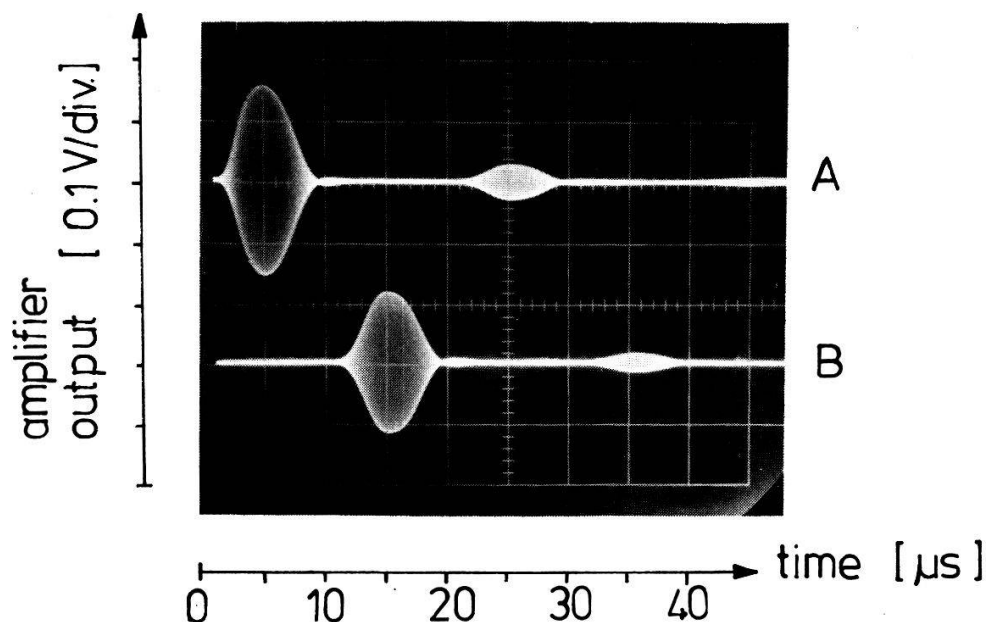


Figure 1

Responses of identical transducers coupled to the same sample after excitation of transducer (A) by a narrow-band RF pulse. Successive echo time intervals correspond to double bar length travel times for longitudinal waves (50 mm long aluminium bar, at 5 MHz).

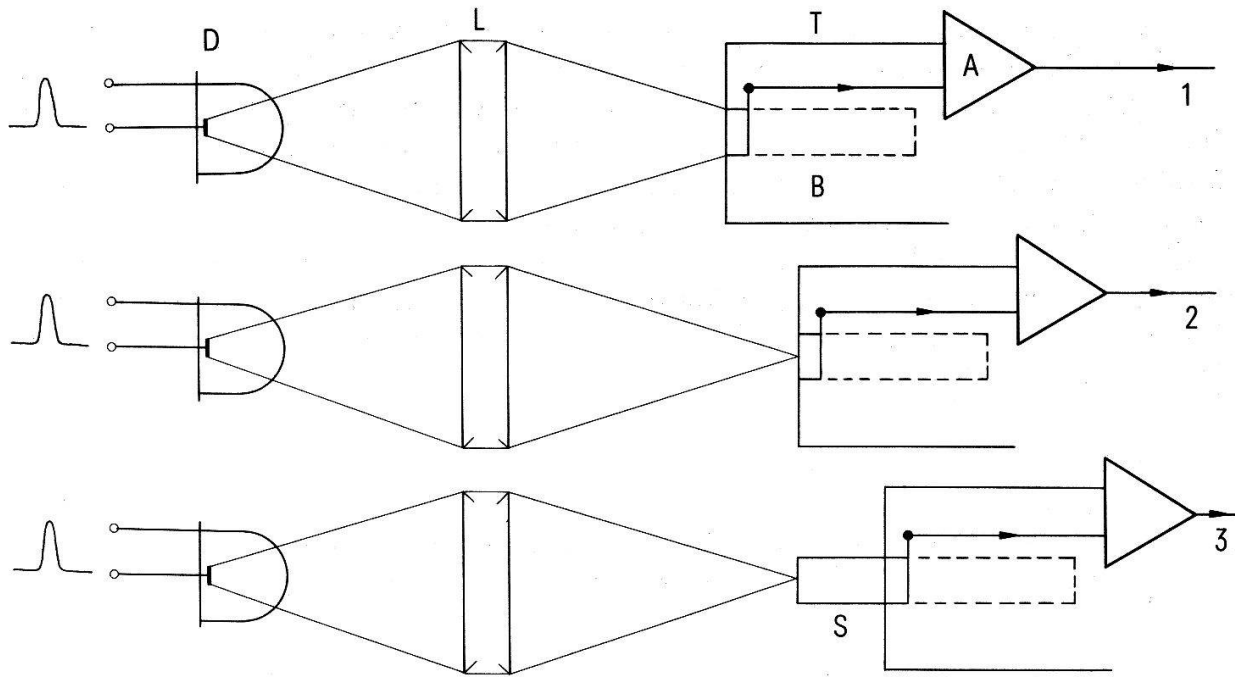


Figure 2

Laser diode testing system: *D* diode, *L* focussing lenses, *A* amplifier, *B* backing, *S* sample, *T* device under test, with PXE5 disk glued inside; (1), (2) and (3) see text.

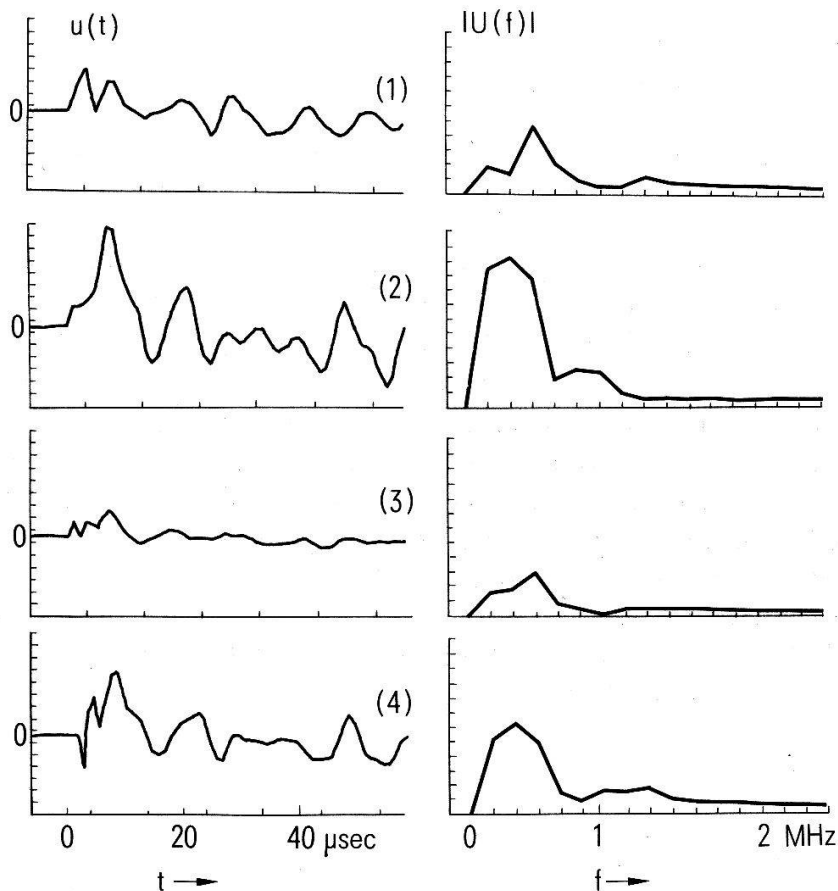


Figure 3

Time $u(t)$ and frequency $U(f)$ domain analysis of recorded transducer outputs in arbitrary but constant units. (1) single disk transducer, (2) multi-element transducer (4 disks), (3) as (1) with backing (16 mm PXE5 $\varnothing = 5$ mm cylinder), (4) as (2) with backing.

A typical transducer contains one or several piezo-electric disks ($\varnothing = 5$ mm, thickness 2 mm PXE5) enclosed in a copper cylinder. Close contact to the sample is assured by a thin sheet of Cu-Be foil backed by epoxy material to ensure rigidity. If a certain number of pairs of mutually oppositely polarized disks are bonded together, a multi-element transducer is obtained. This configuration and the use of backing produces a net gain at higher frequencies as compared to a single disk unbacked transducer. Low frequency peaks due to radial modes and their overtones seem difficult to dampen and investigations are under way with this experimental set-up to determine necessary backing and electrode properties to achieve this goal.

REFERENCES

- [1] D. G. MAEDER, B. I. SANDERSON and A. SILLOU, *Helv. Phys. Acta* 52 (1979).
- [2] W. MASON, *Physical Acoustics* Vol. XIV Chap. 4 Acad. Press, New York (1979).
- [3] J. S. BARKER, *Stress wave generation in solids using a low power laser* Report UCLA-ENG-7600 (1975).

Magnetische Verluste von Elektroblech bei hohen Induktionen

H. R. BOESCH und U. FELLER

(Labor für Angewandte Physik und Messtechnik, AG Brown Boveri & Cie., CH-5401 Baden)

In modernen elektrischen Maschinen (Motoren, Generatoren) wird das magnetische Material bis weit in die magnetische Sättigung hinein angesteuert. Für die Berechnung und Entwicklung solcher Maschinen müssen die magnetischen Eigenschaften des eingesetzten Elektroblechs deshalb bis zu hohen Induktionen bekannt sein. Wegen der sehr kleinen Leistungsfaktoren im Bereich der magnetischen Sättigung sind selbst moderne elektronische Wattmeter für Verlustmessungen nur bis zu einer Induktion von etwa 1.8 T einsetzbar. Bei Brown Boveri wurde deshalb eine Apparatur entwickelt, auf der die Verluste nach einem thermischen Verfahren gemessen werden. Mit dieser Einrichtung können die magnetischen Eigenschaften von Elektroblech bis zu Induktionen von 2.2 T untersucht werden. Dank einem Leistungsverstärker mit elektronischer Rückkopplung können die Messungen bei verschiedenen Frequenzen und verschiedenen, wohldefinierten Zeitverläufen der Induktion durchgeführt werden. Damit kann die Messeinrichtung auch für Grundlagenuntersuchungen über die physikalische Natur der Ummagnetisierungsprozesse verwendet werden.

Rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen zum Weissbruch von Polycarbonat

M. DETTENMAIER und H. H. KAUSCH

(Laboratoire de Polymères, EPFL, 32, chemin de Bellerive, CH-1007 Lausanne)

und P. STADELMANN

(Institut Interdépartemental de Métallurgie, EPFL, CH-1007 Lausanne)

I. Einleitung

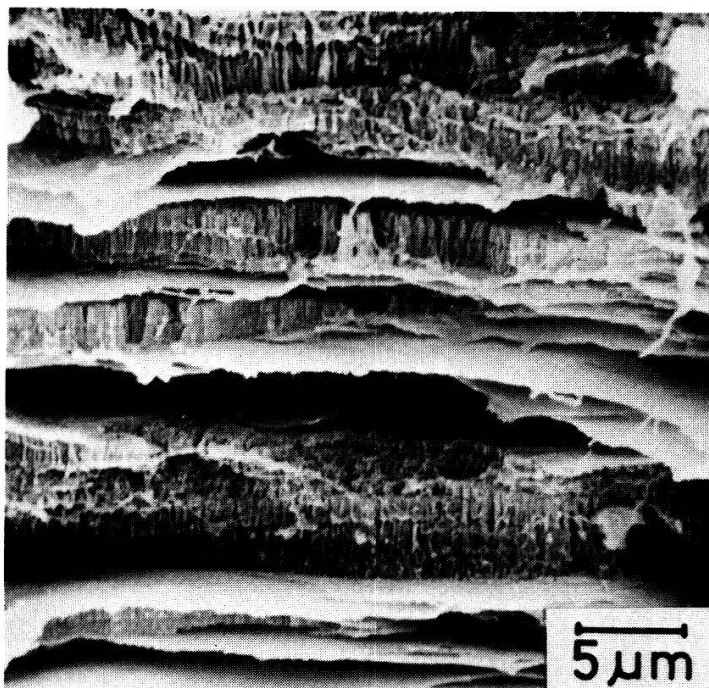
Der Weissbruch und die Ausbildung von Mikroreckzonen (englisch: crazes) sind zwei an Kunststoffen beobachtete Phänomene, die eng miteinander verknüpft sind. Neben der reinen Scherverformung stellt die Ausbildung von Mikroreckzonen einen zweiten wichtigen plastischen Deformationsmechanismus dar, der für das Bruchverhalten polymerer Werkstoffe von grosser Bedeutung ist (s. z.B. [1]). Mikroreckzonen sind fibrilläre Strukturen, die Hohlräume enthalten und damit einen niedrigeren Brechungsindex als ihre Umgebung aufweisen. Die intensive Lichtstreuung einer Vielzahl solcher Mikroreckzonen lässt eine Probe weiss erscheinen. Durch Zerstörung der Fibrillen bei entsprechend hoher mechanischer Belastung bilden sich aus den Hohlräumen Risse, die zum sogenannten Weissbruch der Probe führen. Im folgenden wird am Beispiel des Polycarbonats (PC) gezeigt, dass der Weissbruch mit der Entstehung einer speziellen Art von Mikroreckzonen verbunden sein kann. Die Struktur dieser Mikroreckzonen wird mit Hilfe der Rasterelektronenmikroskopie näher untersucht.

II. Experimentelles

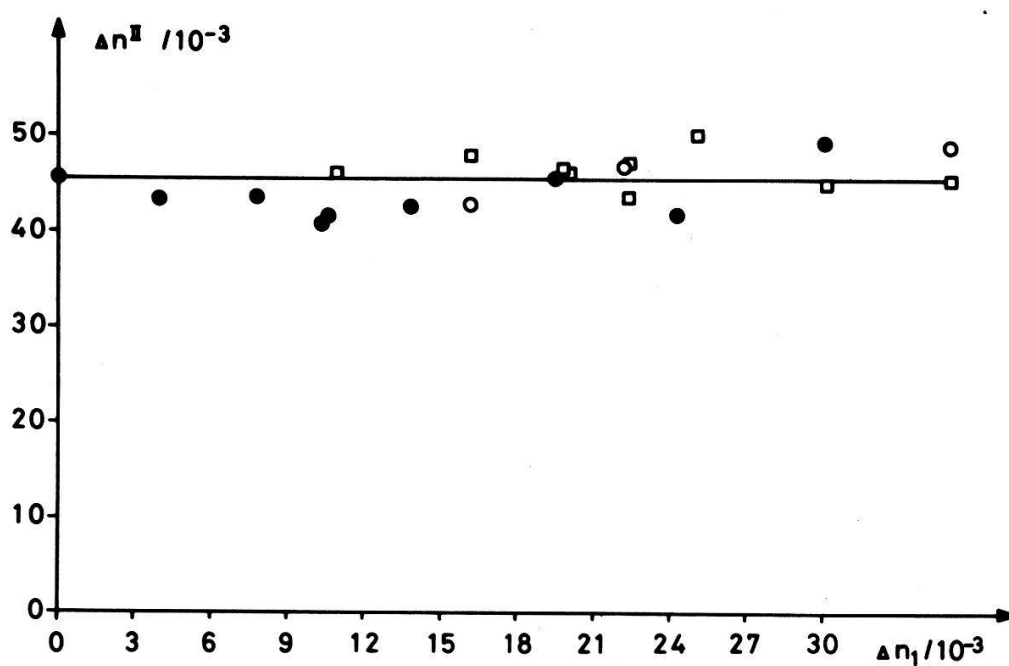
Die Untersuchungen wurden an 1 mm dicken Makrolon-Platten der Firma Bayer durchgeführt. Um die Struktur der Mikroreckzonen freizulegen, wurden die Probenoberflächen mit Sauerstoffionen geätzt und anschliessend mit Gold bedampft, so dass ein Aufbau von Oberflächenladungen weitgehend vermieden werden konnte.

III. Ergebnisse und Diskussion

Nicht vororientierte und vororientierte PC Proben wurden bei Temperaturen von 120–140°C mit einer Geschwindigkeit von 0.28–3.5%/min verstreckt. Die in der Literatur im allgemeinen beschriebenen Mikroreckzonen, die wir als Mikroreckzonen I bezeichnen wollen, treten bereits vor dem Fließpunkt des Materials auf. Sie bilden sich bevorzugt an Oberflächendefekten oder Verunreinigungen im Innern der Probe. Bei weiterer Ver Streckung bildet sich oberhalb des Fließpunktes bei relativ hohen Spannungen und Dehnungen spontan eine Vielzahl sehr kleiner Mikroreckzonen, im folgenden Mikroreckzonen II genannt, die die Probe weiss erscheinen lassen. Bei anhaltender Belastung bricht die Probe, so dass die für den Weissbruch typischen Merkmale vorliegen.



Figur 1
Fibrilläre Struktur der Mikroreckzonen II in Polycarbonat.



Figur 2
Doppelbrechung Δn^{II} bei der Bildung der Mikroreckzonen II als Funktion der Doppelbrechung Δn_I von Polycarbonat im vororientierten Zustand;

- (□) $T = 119^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 0.28\%/min$;
 (○) $T = 129^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 0.28\%/min$;
 (●) $T = 129^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 3.60\%/min$.

Aus Untersuchungen mit Hilfe der Röntgenkleinwinkelstreuung ist bekannt, dass die Mikroreckzonen I aus 20–40 nm dicken Fibrillen aufgebaut sind [2]. Ihre Beobachtung mit dem Rasterelektronenmikroskop ist schwierig. Dagegen kann, wie Fig. 1 zeigt, die fibrilläre Struktur der Mikroreckzonen II sehr gut erfasst werden. Hier werden Fibrillen mit einem sehr viel grösseren Durchmesser, nämlich 100–300 nm, gefunden. Die unterschiedlichen Fibrillendurchmesser spiegeln den unterschiedlichen Deformationszustand der Matrix während der Bildung der Mikroreckzonen I und II wieder. Die Mikroreckzonen II entstehen erst nach einer gewissen Gesamtorientierung ($\Delta n^{\text{II}} = 45 \cdot 10^{-3}$) der Matrix. Wie Fig. 2 zeigt, ist diese Orientierung zumindest in dem von uns untersuchten Bereich unabhängig von der Temperatur, Ver Streckungsgeschwindigkeit und Vororientierung (Δn_1) der Proben.

Verdankung

Die Arbeit ist Teil eines Projektes, das vom Schweizer Nationalfonds gefördert wurde. Herrn W. Dufour danken wir für die Hilfe bei den hier durchgeführten Untersuchungen.

LITERATUR

- [1] H. H. KAUSCH, *Polymer Fracture*, Berlin-Heidelberg, Springer 1979.
- [2] M. DETTENMAIER und H. H. KAUSCH, *Polymer*, 21, 1232 (1980).

Fabrication et propriétés de longs microponts supraconducteurs en aluminium

O. LIENGME et P. MARTINOLI

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

Dans le cadre de recherches sur des supraconducteurs à une dimension hors équilibre, des microponts d'aluminium de 2 μm de large et jusqu'à 320 μm de long ont été préparés par photolithographie en utilisant pour la réduction de l'image un microscope de rétroprojection en illumination de Kohler. L'effet de l'achromatisme des lentilles a été minimisé en optimisant la position de la lentille d'illumination. L'aluminium est déposé sous un vide de 10^{-5} Torr à des vitesses variant autour de 20 Å/sec et à des épaisseurs de 800 à 1500 Å, ce qui donne des libres parcours moyens électroniques de 100 à 600 Å et des températures critiques autour de 1.2 K. Un réfrigérateur à dilution est utilisé pour produire les basses températures nécessaires. Enfin nous présentons les caractéristiques courant-tension de nos ponts montrant la nucléation de Phase Slip Centers.

In situ Temperaturbestimmung von Festkörpern während der Laser-Bestrahlung

H. GILGEN, R. SALATHÉ und Y. RYTZ-FROIDEVAUX

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Bei der Materialbearbeitung mittels kontinuierlich arbeitender Laser wird das Material im Fokus im Millisekundenbereich erhitzt. Die Berechnung der maximalen Temperatur im Fokus ist nur näherungsweise möglich, da die relevanten Materialparameter (Wärmeleitfähigkeit, Diffusion der Ladungsträger etc.) temperatur-, orts- und zeitabhängig sind. Wir haben die Temperatur in direktem Halbleitermaterial durch Messung der Rotverschiebung im Lumineszenzlicht ermittelt. Die Ergebnisse werden mit den Resultaten einer pyrometrischen Messmethode im Bereich von $1.6\text{--}3.5\text{ }\mu\text{m}$ verglichen. Die zweite Methode kann allgemein bei der Bearbeitung von Festkörpern angewandt werden.

Laserunterstützte Abscheidung von Metallschichten aus der Gasphase

Y. RYTZ-FROIDEVAUX, R. P. SALATHÉ und H. H. GILGEN

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Laserinduziertes Wachstum von dünnen Metallfilmen auf Quarzglas-substraten ist in einer Gaszelle, durchspült von Wasserstoff mit Dimethylcadmium (Partialdruck 10 Torr), beobachtet worden. Als Lichtquelle wurde ein fokussierter Argon-Laserstrahl im Dauerstrichbetrieb bei 514 nm verwendet. Bei dieser Wellenlänge wird das Licht weder auf dem Quarzglassubstrat noch in der Gas-mischung ($\alpha < 10^{-3}\text{ cm}^{-1}$) absorbiert. Das Wachstum der Filme ist durch Trans-missionsmessungen mit einem He-Ne-Laser untersucht worden. Die Wachstums-geschwindigkeit ist abhängig von der Leistungsdichte des Argon-Lasers. Mögliche Wachstumsmechanismen werden diskutiert.

Note on the diagnostic of plasma in silan

P. KOCIAN

(Laboratory of Applied Physics, Federal Institute of Technology, Lausanne, Switzerland)

Basic difficulty to produce cheap *a*-Si solar cells is the inhomogeneity of *a*-Si thin films deposited in a silan glow-discharge. It is well known that the properties of the films prepared by glow-discharge deposition method depend on the plasma conditions. We have found contrary to other molecular gases that the axial inhomogeneity in silan discharge occurs. We have investigated this nonuniformity in dependence on the geometry of the discharge tube namely on the position of the gas inlet. We have investigated the influence of these inhomogeneities on the film growth and on the optical absorption of the films.

Possible relation between electrochemical precipitation of human blood and intravascular thrombosis

M. R. E. BICHARA

(Ecole de Physique, Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

A simple physical experiment is designed to measure the precipitation potential of the various cellular elements of blood on metal electrodes. It was found that human erythrocytes and leucocytes deposit semireversibly on both Pt and Au at a reproducible potential of $+0.33 \pm 0.02$ V w.r.t. the reversible H_2 electrode and a pH of about 7.4. The precipitation potential change approx. by 85 ± 15 mV per unit of pH change over the range between 6.5 and 9.0. If protein elements of blood have similar properties then a hypothesis can be put forward that elements of suitable electrochemical character at the pH of blood would indeed inhibit the prescription of protein and cellular elements on the surface of such an intravascular material in the form of, say, a vascular prosthesis. Hence, although such a simple process is not all that is involved in such a complex one as the human blood clotting, useful information may be gained from a study of this phenomenon.

Eigenschaften semitransparenter Metallfilme niedriger Austrittsarbeit für MIS Solarzellen

P. MUNZ und K. KIRSCHBAUM

(Universität Konstanz, Fakultät für Physik, D-7750 Konstanz)

MIS Solarzellen mit kontinuierlichem Metallfilm zeigen noch nicht ebenso gute Wirkungsgrade wie Zellen mit der sogenannten 'Grating Struktur'. Bei diesen Zellen mit kontinuierlichem Film, die von besonderem Interesse sind wegen ihres einfachen Aufbaus, sind die Eigenschaften des semitransparenten Metallfilmes von besonderer Wichtigkeit. Die Filme müssen neben der Fähigkeit, hohe Barrieren im Basismaterial induzieren zu können, bei hinreichend niedrigem Flächenwiderstand möglichst hohe optische Transparenz aufweisen. Die Eigenschaften von Filmen alternativer Barrierenmetalle im Dickenbereich von 100 Å, die Zellen mit Wirkungsgraden höher als 10% ergeben können, werden diskutiert.

Ellipsometric measurements of ultrathin oxide films on Si

G. KRAGLER, P. MUNZ and E. BUCHER

(Universität Konstanz, Fakultät für Physik, D-7750 Konstanz)

Abstract. Since the behavior of MIS-transitions used for photovoltaic energy conversion is essentially determined by the properties of the isolating layer we are interested in determining the

thickness and refractive index of ultrathin oxide films on Si. Our analysis shows how to obtain good results in spite of the uncertainty of the refractive index of the substrate and the inaccuracies in the angle of incidence and the measured ellipsometric angles.

The problems

The direct ellipsometric method successfully applied for thick oxide films fails for layers below 100 Å. The errors in the measured ellipsometric angles Ψ and Δ (about 0.02°), the inaccuracy in the angle of incidence Φ (usually a few hundredths of a degree) and the uncertainty in the index of refraction of the substrate NS (varying from 4.05 to 4.14) do not permit any reasonable solution for the thickness D and the index of refraction NF of the film, as directly calculated from

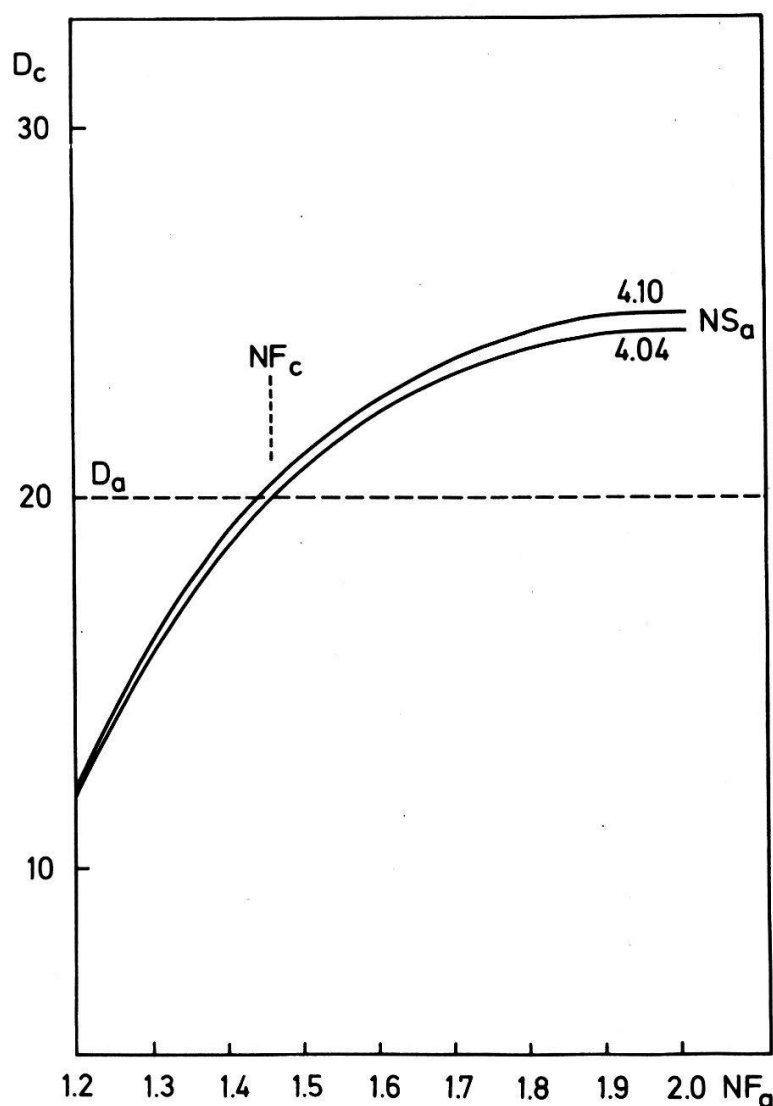


Figure 1

Calculated thickness D_c in dependence of the actual index of refraction of the film NF_a .

NS_a : actual index of refraction of the substrate

$NS_c = 4.05$ (assumed index of refraction of the substrate)

$NF_c = 1.458$ (assumed index of refraction of the film)

$D_a = 20$ Å (actual film thickness)

$\Phi_a = 70^\circ$ (actual angle of incidence)

$\lambda = 5461$ Å.

the ellipsometric equation

$$\operatorname{tg} \Psi \cdot e^{i\Delta} = f(NM, NF, KF, D, NS, KS, \Phi, \lambda)$$

where NM , (NF, KF) , (NS, KS) are the indices of refraction of ambient, film and substrate, respectively. We assume $KF = 0$.

Since it is important to obtain at least a rough estimate for the oxide thickness the following method is frequently used in the literature [1, 2]: Assuming NF to be known (now called NF_c), i.e. that of bulk SiO_2 , one only needs Δ in order to calculate an approximate thickness, called D_c . It can be shown that D_c will not essentially be affected by the uncertainty in NS and the inaccuracy in Φ but to a great extent by the ignorance of the actual value of NF , called NF_a , as is shown in Fig. 1. Here, as in the sequel the subscript a refers to the actual value, c to an assumed or calculated one. It is known from literature that, in contrast to thick oxide films on Si, the index of refraction of very thin oxides may strongly differ from that of bulk SiO_2 . The reason for this are inhomogeneities such as porous structures, Si-implantations and SiO_x ($0 < x < 2$)-interfaces. Therefore, it will be necessary to take into account the possibility that NF_a may vary from 1.2 to about 2.0. This uncertainty in NF_a leads to an error in D_c ranging from 12 to 25 Å as given in the example of Fig. 1.

Moreover, when comparing MIS-diodes with oxide films prepared in different manners, not only D but also NF itself should be a characteristic quantity to be measured.

The method

For calculating both NF and D , one needs an additional equation. This requires the variation of one of the external parameters. According to an analysis of Ibrahim and Bashara [3] multiple-angle-measurements (MAI) give rise to correlations between NF and D . By applying a least-squares program the solutions for NF and D will depend sensitively on initial estimates. We therefore suggest to vary the index of refraction of the ambient (MIA = multiple index of ambient). By calculating the first derivatives of Δ with respect to NF and D it can be shown that we get a system of independent equations for NF and D which provide stable solutions. Since ellipsometric measurements in liquids are troublesome we therefore use only two different ambients with NM_1 and NM_2 . The corresponding ellipsometric angles are Δ_1 and Δ_2 . We look for solutions of NF and D by means of a least-squares fit:

$$\left. \begin{array}{l} NM_1, \Delta_1, \Phi_1, NS, KS, \lambda \\ NM_2, \Delta_2, \Phi_2, NS, KS, \lambda \end{array} \right\} \xrightarrow{\text{Least squares}} NF, D$$

It can be shown that depending on the choice of the indices of refraction for the ambients, there may be a considerable inaccuracy in D and NF due to the uncertainty of NS and, above all, due to the statistical errors in Φ . Moreover, when using an optical cell there is an additional inaccuracy in Φ if the light beam differs from normal incidence onto the cell windows.

Therefore, it turns out to be necessary to correct the angle of incidence by numerical calculation following a method of Riedling [4]. By means of NF_c , suitably chosen, the computed Φ , called Φ_c , will be within $\pm 0.01^\circ$ of its correct

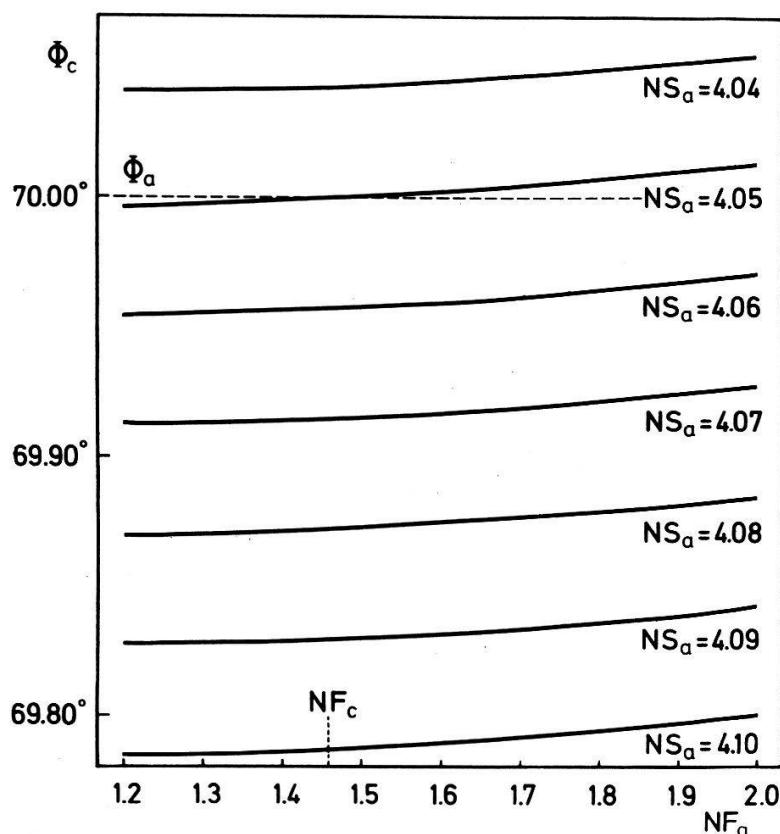


Figure 2

Calculated angle of incidence Φ_c in dependence of the actual index of refraction NF_a . The parameters are the same as given in Fig. 1.

value. This will be true even if the index of refraction of the ambient differs from unity. However, the method depends sensitively on the correct value of NS . An uncertainty of ± 0.01 in NS will already shift Φ_c by several hundredths of a degree as is shown in Fig. 2 for $NM = 1$. Nevertheless, our investigations result in the fact that, in spite of this systematic error in Φ_c due to the uncertainty of NS when correcting the statistical error in Φ , it is possible to obtain good solutions for NF and D and, simultaneously, to compensate the error caused by an incorrect NS directly. The following chart exhibits the complete procedure of the experiment and numerical computation. Boldface letters denote known values.

- (1) Ellipsometric measurements of Δ and Ψ in two different ambients:
Medium 1: NM_1 , Φ_{a1} , Δ_1 , Ψ_1 Medium 2: NM_2 , Φ_{a2} , Δ_2 , Ψ_2
- (2) Choice of suitable values: NF_c , NS_c
- (3) Numerical correction of the angle of incidence:

$$\Delta_1, \Psi_1, NM_1, NF_c, NS_c \rightarrow \Phi_{c1} \quad \Delta_2, \Psi_2, NM_2, NF_c, NS_c \rightarrow \Phi_{c2}$$

- (4)
$$\left. \begin{array}{l} \Delta_1, NM_1, \Phi_{c1}, NF_c, NS_c \\ \Delta_2, NM_2, \Phi_{c2}, NF_c, NS_c \end{array} \right\} \xrightarrow{\text{Least squares}} NF, D$$

Regarding Φ_{c1} and Φ_{c2} , the statistical error caused by misalignment and non-normal incidence of the light-beam will be corrected, but Φ_{c1} and Φ_{c2} may be affected by a considerable systematic error due to NS_c different from NS_a . But the effect of this systematic error, however, will be compensated to great extent when NS_c (not NS_a) is used in the least-squares program. With this procedure not only the inaccuracy in the angle of incidence but also the error due to the uncertainty in NS itself will thus be corrected. A computer-simulated example clearly

demonstrates the efficiency of our method:

Actual values: $NM_1 = 1.392$ $NM_2 = 1.357$ $D_a = 20 \text{ \AA}$ $NF_a = 1.4$ $NS_a = 4.08$
 $\lambda = 5461 \text{ \AA}$

Errors without corrections:

$NS: \pm 0.05$ $D: \pm 1 \text{ \AA}$ $NF: \pm 0.03$
 $\Phi: \pm 0.05^\circ$ $D: \pm 3 \text{ \AA}$ $NF: \pm 0.006$

Assumed values: $NF_c = 1.8$ $NS_c = 4.05$

Result (for exact Δ and Ψ , containing already the error due to NF_c and NS_c)

$D = 20.18 \text{ \AA}$ $NF = 1.400$

Additional errors:

$\Delta: \pm 0.02^\circ$ $D: \pm 0.3 \text{ \AA}$ $NF: \pm 0.000$
 $\Psi: \pm 0.01^\circ \rightarrow \text{stat.}$ $\Phi_c: \pm 0.006^\circ$ $D: \pm 0.4 \text{ \AA}$ $NF: \pm 0.001$

First measurements are performed and will be published elsewhere.

LITERATURE

- [1] S. R. RAIDER et al, J. Electrochem. Soc. 122, 413 (1975).
- [2] J. F. WAGER C. W. WILMSEN in: *The Physics of SiO₂ and Its Interfaces*, ed. S. T. Pantelides, Pergamon, 1978.
- [3] M. M. IBRAHIM und N. M. BASHARA, JOSA 61, 1622 (1971).
- [4] K. RIEDLING, Thin Sol. Films 61, 335 (1979).

Multiple epitaxial parameters measurements by complex reflection coefficient in the GHz band

M. R. E. BICHARA

(Ecole de Physique, Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

A non-destructive general and exact method of parameters measurements, where permittivity, permeability, conductivity and thickness are indeed finite quantities, is given using the complex reflection coefficient by guided or free space waves on a single or the combination of several stacked layers of epitaxially deposited films backed or not by a highly electrically reflective surface. Each layer might have one or more parameters different from those of the adjacent layers.

The derivation of the formulae used is given and the theoretical results are compared with those obtained experimentally, including layers thicknesses going from larger than skin effect depths to right down to one tenth of the wavelength used.

Pulvérisation cathodique par radiofréquence et caractérisation physique de couches minces de InSe

R. BICHSEL, K. SOLT et F. LEVY

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPFL, Av. Ruchonnet 2, CH-1003 Lausanne)

Des couches minces semiconductrices de InSe ont été préparées par une technique de pulvérisation cathodique RF. La procédure de déposition mise au

point permet de fabriquer des échantillons stoechiométriques de façon reproductible. L'influence des différents paramètres de la pulvérisation sur les propriétés physiques a été étudiée.

La résistivité électrique a été mesurée entre 20 et 300°C. Elle dépend exponentiellement de la température ($\rho \sim \exp(\Delta E/kT)$). Sa valeur est étroitement liée à la température du substrat (T_s) lors de la déposition. Pour $T_s = 150^\circ\text{C}$, la résistivité est inférieure de trois ordres de grandeur par rapport à celle obtenue à $T_s = 20^\circ\text{C}$. Le seuil d'absorption optique a été mesuré à des énergies de 1.8–2 eV. Le seuil de photoconduction est situé dans le même domaine d'énergie.

Anregung von Oberflächenplasmonen an dünnen Metallschichten durch Energieübertragung von lumineszierenden Zentren

M. MEIER und W. LUKOSZ

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

Oberflächenplasmonen an dünnen Metallschichten können durch benachbarte lumineszierenden Zentren angeregt werden. Bei unseren Experimenten wird eine auf ein Glassubstrat aufgedampfte etwa 10 nm dicke fluoreszierende Schicht (Emitter: Eu (III)-Ionen, Emissionswellenlänge $\lambda = 612\text{ nm}$) an eine z.B. 35 nm dicke Silber- oder Goldschicht angenähert, die sich auf einem hochbrechenden Prisma befindet. Dabei wird die Dicke d des Luftspaltes zwischen $d \gg \lambda$ und $d = 0$ variiert. Beobachtet wird eine sehr starke Abnahme der Fluoreszenz-Lebensdauer mit d . Gemessen wird auch die Richtcharakteristik des emittierten Lichts. Ein Vergleich von gemessenen und theoretisch berechneten Richtcharakteristiken erlaubt es d sehr genau zu bestimmen.

Untersuchungen der zweiten-harmonischen-Emission in lasererzeugten Plasmen

P. SCHWARZENBACH, J. BALMER, P. LAEDRACH und H. P. WEBER

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Die Emission von Strahlung bei der doppelten Frequenz des ins Plasma einfallenden Laserlichts (Nd:Glas, 1054 nm, 35 psec) manifestiert das Vorhandensein nicht-linearer Prozesse in der Laser/Plasma-Wechselwirkung. Zur Untersuchung dieser Effekte wurden zeitintegrierte Messungen von Spektrum und Intensität bei der entsprechenden Wellenlänge ($\lambda_{2\omega_0} = 527\text{ nm}$) durchgeführt. Bei einem Einfallswinkel des Laserlichts von 20° bezüglich der Normalen zur Targetoberfläche (Plexiglas) wurde die Abhängigkeit der $2\omega_0$ -Emission von Intensität und Polarisation des eingestrahnten Lichtes ermittelt. Das von der Theorie vorausgesagte $I_{2\omega_0} \propto I_{\omega_0}^2$ -Gesetz konnte experimentell bestätigt werden. Messungen der spektralen Verschiebung der $2\omega_0$ -Emission lieferten zudem Werte für die Expansionsgeschwindigkeit der kritischen Dichte-Region ($v \sim 10^7\text{ cm/s}$).

Mesure de la température ionique par diffusion Thomson dans un tokamak

M. DUPERTUIS, R. WATTERSON, M. SIEGRIST, P. MORGAN, R. BEHN et M. GREEN

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom – Confédération Suisse, EPFL, CH-1007 Lausanne)

La diffusion de la lumière laser par un plasma est utilisée depuis longtemps pour mesurer la température et la densité électronique.

Les lasers à gaz moléculaire de haute puissance rayonnant dans l'infrarouge lointain seront disponibles dans un proche avenir, et permettront de mesurer la température ionique (T_i) dans un tokamak. Par une simulation Monte Carlo de cette expérience et de l'analyse électronique des signaux nous investiguons l'effet de la variation de plusieurs paramètres: bruit, paramètre de diffusion α , puissance du laser, durée de l'impulsion, conditions de plasma, ... sur la précision de la mesure de T_i .

Stationary potential jumps in a plasma

CH. HOLLENSTEIN, M. GUYOT and E. S. WEIBEL

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom – Confédération Suisse, EPFL, CH-1007 Lausanne)

The existence of localized stationary potential jumps with $e\phi/kT_e \approx 5-10$ in a current carrying plasma with $v_d < v_{te}$ is demonstrated. High frequency noise around f_{pe} is found on the high potential side of the jump. Ion acoustic turbulence with $10^{-3} < W/nT_e < 0.2$ is observed on the low potential side and peaks around the transition region. High anomalous resistivity is found on the high potential side, with a maximum value within the jump.

Kern- und Teilchenphysik

Mesure de la distribution angulaire de la réaction $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ entre 513 et 583 MeV

F. FOROUGHI, P. CHATELAIN et J. PIFFARETTI

(Institut de Physique de l'Université, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

B. FAVIER et S. JACCARD

(S.I.N., CH-5234 Villigen)

CH. WEDDIGEN et J. HOFTIZER

(Kernforschungszentrum, Postfach 3640, D-7500 Karlsruhe, BDR)

Les résultats obtenus seront discutés et comparés à des prédictions théoriques. On examinera l'influence d'une éventuelle résonance dibaryonique dans la voie 1D_2 .

The $d + d \rightarrow \alpha + \pi^0$ reaction

J.-P. EGGER, J. L. BEVERIDGE, F. GOETZ, P. GRETILLAT, C. LUNKE and E. SCHWARZ
(Institut de Physique de l'Université, CH-2000 Neuchâtel)

A. BOUDARD, G. BRUGE and L. FARVACQUE
(DPh N/ME, Saclay)

J.-P. DIDELEZ and R. FRASCARIA
(Institut de Physique Nucléaire, F-Orsay)

C. PERRIN
(Institut des Sciences Nucléaires, F-Grenoble)

and B. M. FREEDOM
(Physics Department, University of South Carolina, Columbia)

As a test of the validity of charge symmetry, the reaction $d + d \rightarrow \alpha + \pi^0$ is an excellent candidate (Ref. 1). It is forbidden hadronically unless it proceeds via virtual η^0 production and $\pi - \eta$ mixing, or isospin mixing in the d , π^0 or α . It has never been observed. The lowest differential cross section limit obtained so far is 19 pb/sr CM by Banaigs et al. (Ref. 2). We started a new search for this reaction at the SATURNE II machine at Saclay by placing the target close to the extraction and using the SPES I beam line and spectrometer as a spectrometer for the α -particle. We hope to measure a cross section of the order of 0.1 pb/sr which is compatible with electromagnetic production of the π^0 .

Background tests were carried out by first tuning the SPES I system with α -particles of the desired energy (330 MeV alphas for 500 MeV incident deuterons) delivered by SATURNE II and then study α production with deuterons on CD_2 and mylar and titanium foils which might be used as windows for a liquid deuterium target. First background results indicate an excellent α identification by energy loss and time of flight and a sufficiently low background rate in the target vicinity enabling a coincidence with a π^0 detector. However a strong α production under 0° in mylar and titanium (~ 100 nb/sr lab = 2 nb/sr CM) was also measured. The design of a suitable π^0 or γ detection system should allow for a measurement of the order of ~ 0.1 pb/sr CM with 2 or 3 weeks of beam time.

REFERENCES

- [1] E. M. HENLEY, in *Isospin in Nuclear Physics*, ed. D. H. Wilkinson, North-Holland Publishing Co., Amsterdam; p. 15.
- [2] J. BANAIGS et al., *Phys. Letters* 53B (1974) 390.

M2-Resonance fragmentation in the series ^{16}O , ^{18}O , ^{19}F

C. J. MARTOFF, J. A. BISTIRLICH, K. M. CROWE, M. KOIKE, J. P. MILLER, S. S. ROSENBLUM and W. A. ZAJC

(Lawrence Berkeley Laboratory)

H. W. BAER

(Los Alamos Scientific Laboratory)

A. H. WAPSTRA

(Institut voor Kernfysisch Onderzoek)

G. STRASSNER and P. TRUÖL

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

An inclusive hard photon spectrum from $^{19}\text{F}(\pi^-, \gamma)$ has been obtained, using stopped π^- from the LAMPF Low Energy Pion Channel, and an e^+e^- pair spectrometer with 850 keV FWHM photon energy resolution. The total radiative branching ratio is $(2.40 \pm 0.38)\%$ per stopped pion, with less than $\frac{1}{10}$ of this appearing as structure in the photon spectrum. The nearly smooth spectrum is contrasted with the published ^{16}O and $^{18}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ -spectra [1], which had respectively 27% and 21% of the photons in sharp peaks identified with $E1$ - and $M2$ -particle hole resonances.

REFERENCES

- [1] G. STRASSNER et al., Phys. Rev. C20, 248 (1979).

Measurement of the photon asymmetry in $^{40}\text{Ca}(\mu^-, \nu_\mu \gamma)^{40}\text{K}^*$ by a stroboscopic method

A. FRISCHKNECHT, P. SPIERENBURG, W. STEHLING, P. TRUÖL and E. WINKELMANN

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

W. DAHME and R. KOPP

(Sektion Physik, Universität München, D-8000 München)

J. C. ALDER, C. JOSEPH, J. P. PERROUD and D. RUEGGER

(Institut de Physique Nucléaire, Université de Lausanne, 1015 Lausanne)

Radiative muon capture exhibits a striking sensibility to the induced pseudo-scalar part of the semileptonic weak interaction [1]. Among the observables the muon spin photon angular correlation distinguishes itself from the other measurable quantities such as the photon spectrum or the total reaction yield by its relatively small model dependence, i.e. the choice of the nuclear response function or higher order terms in the transition operator enter only as small corrections [2–5]. In the absence of pseudoscalar coupling photons are preferentially emitted along the muon spin, the asymmetry parameter $\Gamma(E_\gamma)$ in the

correlation function ($\cos \theta = \vec{S}_\mu \vec{P}_\gamma / |\vec{S}_\mu| |\vec{P}_\gamma|$)

$$N(E_\gamma) = A(E_\gamma)(1 + \Gamma \cos \theta)$$

is equal to one, independent of energy. For the Goldberger-Treiman value of the ratio of the induced pseudoscalar (g_p) to the axial-vector coupling constant $g_p/g_A \cong 8$ one finds $\Gamma \cong 0.7$, also fairly independent of energy. Previous measurements of this quantity have yielded conflicting results: $\Gamma = 0.9 \pm 0.5$ [6] and $\Gamma \leq -0.32 \pm 0.48$ [7], where the latter result is believed to be troubled by unknown neutron contaminations.

We report here the results from a short feasibility study aimed at testing a novel technique as well as confirming the sign of Γ . Our experiments fully exploits the unique time structure and high muon intensities available at SIN. Muons degraded in energy stop in a $8 \times 8 \times 4 \text{ cm}^3$ metallic ^{40}Ca -target placed into the 0.374 tesla homogeneous field of a NMR-magnet. The field is chosen to match the precession frequency of the muon spin to the RF-frequency of the cyclotron. Thus all muons precess in phase and the time-difference between the detected photon and the RF-burst provides a measurement of the muon spin direction at the time of the capture. Photons are detected in a double arm NaI-spectrometer. Each arm consists of a charged particle veto counter, a 2 cm thick NaI-converter, a plastic Čerenkov-counter discriminating electrons against protons and other slow fragments, a timing scintillator and a total absorption NaI ($\phi = 27 \text{ cm} \times 34 \text{ cm}$). The whole array was encased in Pb, polyethylene and Cd-shielding and partly covered with cosmic ray anticounters. With this arrangement neutrons from ordinary muon capture are not detected and the resolution could be improved over previous set-ups [6] by adding the pulse heights from the converter and the large NaI. Typical photon resolution is 12% (FWHM) with a combined solid angle of 65 msr and a detection efficiency of 30%. The energy calibration of the detector relied on sources with appropriate gain factors, electrons from bound muon decay and the radiative pion capture spectrum from the pion contamination of the beam. The known asymmetry ($A_e = -\frac{1}{3}$) of the Michel-spectrum provided us with a standard for the product of the beam polarisation ($P_\mu \cong 0.8$), the muon depolarisation during the atomic cascade ($D_\mu \cong 0.16$) and other depolarisation factors arising from the finite width of the beam burst, timing resolution, and angular acceptance ($D_{e\mu} \cong 0.9$).

In a 30 h run we collected 1900 photons from radiative muon capture in the energy region between 55 and 90 MeV after subtraction of the radiative pion capture, the magnetic pole tip, and cosmic ray background. The time spectra of these events and the electron runs were fitted to the function

$$N^{\gamma,e} = N_0^{\gamma,e} e^{-t/\tau_\mu} (1 + \alpha^{\gamma,e} \cos(\omega t + \phi))$$

with

$$\tau_\mu = \text{lifetime of } \mu^- \text{ in } ^{40}\text{Ca}$$

$$\alpha_{\gamma,e} = \Gamma_{\gamma,e} \cdot P_\mu D_\mu D_{e\mu}$$

$$\omega = 2\pi \cdot 50.65 \text{ MHz}$$

$$\phi_{1,2} \cong 90^\circ, 270^\circ \text{ for the two detector arms (1, 2)}$$

We find $\alpha_{\gamma 1,1}(E_\gamma < 55 \text{ MeV}) = -0.048 \pm 0.018$, $\alpha_{\gamma 1,2}(55 < E_\gamma < 90 \text{ MeV}) = 0.23 \pm 0.10$ and $\alpha_{e1}(E_e > 15 \text{ MeV}) = -0.033 \pm 0.005$ for one arm and $\alpha_{\gamma 2,1} = -0.044 \pm 0.026$, $\alpha_{\gamma 2,2} = -0.24 \pm 0.20$, $\alpha_{e2} = -0.057 \pm 0.012$ for the second. The

average over both arms yields

$$\Gamma_\gamma = -\alpha_{\gamma,2}/(3\alpha_e) = 0.82 \pm 0.76.$$

This result confirms the positive sign expected by the theory and furthermore demonstrates that the new method will – with improved statistics – allow to determine g_p in nuclear matter.

REFERENCES

- [1] H. P. C. ROOD and H. A. TOLHOEK, Nucl. Phys. 70, 658 (1965).
- [2] P. CHRISTILLIN, CERN TH-2862 (1980).
- [3] H. P. C. ROOD and A. F. YANO, Nucl. Phys. A228, 333 (1974).
- [4] M. GMTRO et al., Czech. J. Phys. to be published; Dubna JINR P2-12942, 12986.
- [5] R. S. SLOBODA and H. W. FEARING, Nucl. Phys. A340, 342 (1980).
- [6] R. D. HART et al., Phys. Rev. Lett. 39, 399 (1977).
- [7] L. DI LELLA, I. HAMMERMAN and L. M. ROSENSTEIN, Phys. Rev. Lett. 27, 830 (1971).

Mesure des sections efficaces totales des hyperons Σ^- et Ξ^- sur l'hydrogène et le deutérium

S. F. BIAGI,⁶⁾ M. BOURQUIN,³⁾ A. J. BRITTEN,⁶⁾ R. M. BROWN,⁷⁾ H. BURCKHART,⁴⁾ A. A. CARTER,⁶⁾ J. R. CARTER,²⁾ CH. DORE,⁵⁾ P. EXTERMANN,³⁾ M. GAILLOUD,⁵⁾ C. N. P. GEE,⁷⁾ W. M. GIBSON,¹⁾ J. C. GORDON,⁷⁾ R. J. GRAY,⁷⁾ P. IGO-KEMENES,⁴⁾ W. C. LOUIS,⁷⁾ T. MODIS,³⁾ P. MUHLEMANN,³⁾ J. PERRIER,³⁾ PH. ROSSELET,⁵⁾ B. J. SAUNDERS,⁷⁾ P. SCHIRATO,³⁾ H. W. SIEBERT,⁴⁾ V. J. SMITH,¹⁾ D. P. STICKLAND,¹⁾ K. P. STREIT,⁴⁾ R. TAVANO,³⁾ J. J. THRESHER⁷⁾, and R. WEILL⁵⁾

(Universités de Bristol (1), Cambridge (2), Genève (3), Heidelberg (4), Lausanne (5), Londres (6) et Laboratoire Rutherford (7))

Avec le faisceau d'hyperons chargés du CERN, nous avons mesuré les sections efficaces totales (Σ^-p), (Σ^-d), (Ξ^-p) et (Ξ^-d) entre 70 et 135 GeV/c avec une précision de 1%. Nous observons une augmentation significative avec l'énergie. Nos résultats sont en excellent accord avec un seul modèle phénoménologique, celui de Lipkin, qui utilise l'additivité des quarks, modifiée par une composante supplémentaire du Poméron.

Coincident emission of neutrons and charged particles following negative pion capture in ^{12}C

P. HEUSI, R. ENGFER, E. A. HERMES, H. P. ISAAK, H. S. PRUYS, F. W. SCHLEPÜTZ and A. ZGLINSKI
(Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich)

T. KOZLOWSKI, U. SENNHAUSER and H. K. WALTER
(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH Zürich, CH-5234 Villigen)

1. Introduction

Due to energy and momentum conservation, a stopped π^- is absorbed in the nucleus by at least two nucleons. In order to determine the relative importance of

the different absorption mechanisms, the coincident emission of neutrons and charged particles was studied.

In the quasideuteron model the π^- is absorbed by a pair of nucleons (np or pp pair), leading to the emission of two primary nucleons ($n-n$ or $n-p$) at a relative angle of 180° . Both particles are expected to have kinetic energies of 56 MeV. The Fermi-motion of the absorbing nucleons and nucleon-nucleus final-state-interactions smear out the relative angle and the energy distribution of the emitted particles. The statistical value of the ratio R of (np) to (pp) pairs that can absorb the π^- is $R = 2N/(Z-1)$. Deviations from this value are expected due to spin and isospin effects i.e. different correlations of the nucleons in the absorbing (np) and (pp) pairs [3]. In the quasideuteron model the emitted d and t must be considered as products of nucleon-nucleus final-state-interactions, e.g. pick-up processes. In a quasioalpha model the rest energy of the π^- is transferred to four nucleons in a primary process. This mechanism may lead to the direct emission of deuterons and tritons.

2. Experiment

The present experiment was carried out at the $\pi E3$ pion channel of the Swiss Institute for Nuclear Research (SIN). Charged particles were measured with a $\Delta E(\text{Si}) - E(\text{Ge})$ telescope, which allowed clean separation of different hydrogen isotopes. Neutrons were detected with 8 organic liquid scintillators; the neutron energy was determined by a time-of-flight measurement (1.17 m flight path, 1.5 ns

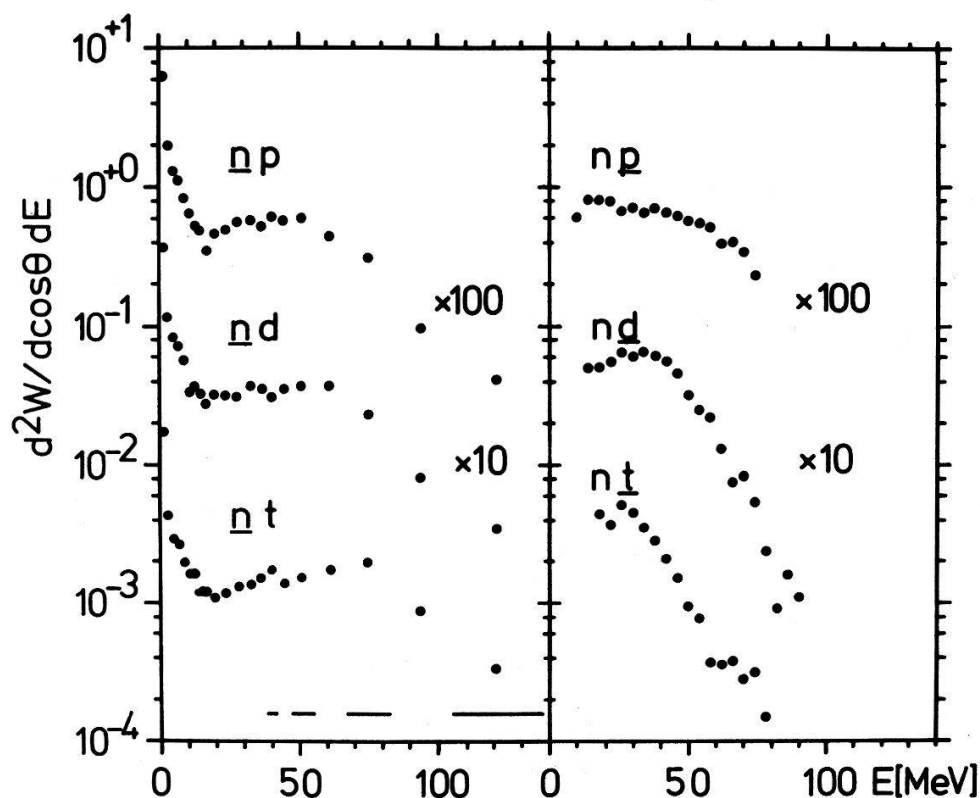


Figure 1

Energy spectra of neutrons emitted in coincidence with a charged particle ($20 \text{ MeV} < E_p < 76 \text{ MeV}$; $E_d, E_t > 20 \text{ MeV}$) and energy spectra of charged particles emitted in coincidence with neutrons ($E_n > 20 \text{ MeV}$). The ordinate is normalized to $[\text{MeV } \pi^- \text{-stop}]^{-1}$. The horizontal bars in the n -spectra represent the energy resolution due to the time resolution of the time-of-flight measurement.

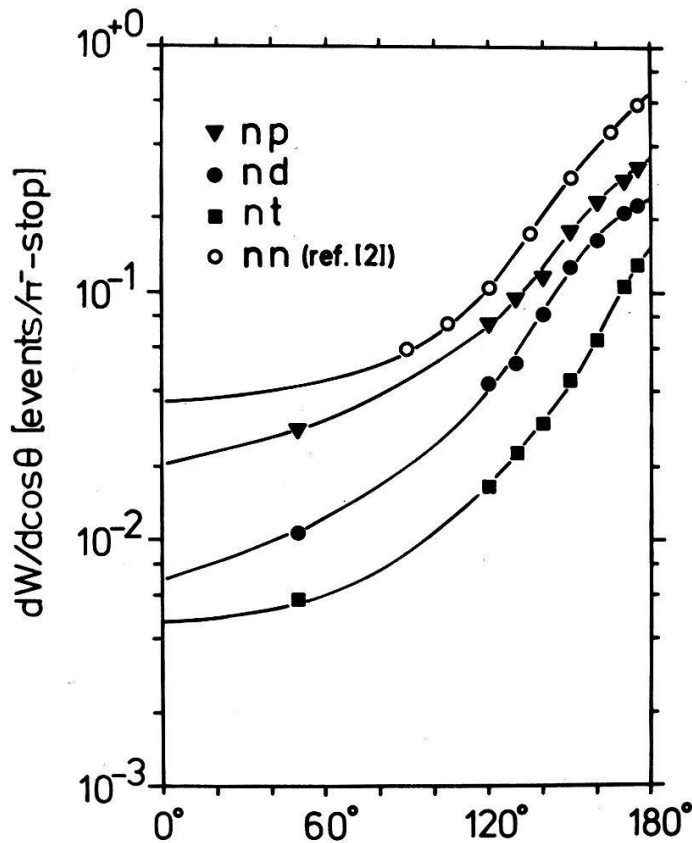


Figure 2

Angular distribution of emitted $n-n$ and n -charged particle pairs for ^{12}C ($E_n, E_d, E_t > 20$ MeV; $20 \text{ MeV} < E_p < 76$ MeV). The solid lines show the extrapolated distributions used for integration.

FWHM time resolution). Neutrons and γ 's were separated in the off-line analysis by pulse-shape-discrimination. The number of stopped π^- was determined by comparing the single p and d spectra with those of Pruys et al. [1].

3. Results

Figure 1 shows the neutron and charged particle spectra for $n-p$, $n-d$ and $n-t$ coincidences measured at a relative angle of 180° . The enhancement at 50–60 MeV in the n -spectrum for $n-p$ coincidences can be explained in the quasideuteron model as the direct emission of primary neutrons. The low energy part of the spectrum is governed by particles that lost energy by final-state interactions. Below 5 MeV the spectrum stems mainly from evaporation neutrons. The $n-d$ and $n-t$ spectra also show an enhancement but shifted to higher energies. The mean neutron energies (of neutrons with energy above 20 MeV) increase from 53 MeV for $n-p$ to 56 MeV and 65 MeV for $n-d$ and $n-t$. In the corresponding charged particle spectra the mean energies decrease with increasing mass of the charged particle. This behaviour could be explained by π^- -absorption on heavier clusters (e.g. $^3\text{He}' + \pi^- \rightarrow d + n$; $^4\text{He}' + \pi^- \rightarrow t + n$). The angular distributions for $n-p$, $n-d$ and $n-t$ coincidences together with the $n-n$ angular distribution of Hartmann et al. [2] are shown in Fig. 2. The shapes of all the distributions are very similar. Extrapolation and integration of the angular

Table 1

Probability for high energetic $n-n$ and n -charged particle emission following π^- capture in ^{12}C . ($E_n, E_d, E_t > 20 \text{ MeV}$; $20 \text{ MeV} < E_p < 76 \text{ MeV}$). The value for the $n-n$ coincidences is obtained from Ref. [2] without subtraction of the isotropic contribution.

Probability [$/\pi^-$ -stop]	
$n-n$	$20 \pm 4\%[2]$
$n-p$	$13 \pm 3\%$
$n-d$	$7 \pm 2\%$
$n-t$	$3 \pm 1\%$

distributions gives the yields for the different coincidences (see Table 1). Neglecting nucleon-nucleus final-state-interaction effects a preliminary value for R can be given as $R = 1.5 \pm 0.5$. Due to final-state-interaction this value is a lower limit only.

REFERENCES

- [1] H. S. PRUYS et al., SIN preprint PR 80-009, submitted to Nucl. Phys. (1980).
- [2] R. HARTMANN et al., Nucl. Phys. A308, 345 (1978).
- [3] K. SHIMIZU and A. FAESSLER, Nucl. Phys. A306, 311 (1978).

Absolute Ly- α yields for beam foil excitations of protons between 0.3 and 2.0 MeV

U. STRAUMANN and P. TRUÖL

(Physik-Institut, Universität Zürich, CH-8001 Zürich)

Beam foil excitation of protons and other positive ions is a well established technique in atomic physics [1]. A few years ago, it was proposed [2] to extend this technique to exotic atoms, especially to the spectroscopy of the hitherto unobserved ponium atom, a bound state of a positive pion and an electron. A ponium atom excited into a $2p$ -state could for instance be created by passing slow pions through thin foils and detected by its Ly- α radiation. Since the excitation cross-sections depend only on the velocity of the particle, not on its mass, one may use proton data in the design study for such an experiment. Though the energy dependence of the proton cross-section, at least for energies below 0.2 MeV is known [3, 4], absolute cross-sections could not be found in the literature. The measurements described below extend the energy interval up to 2 MeV and furthermore report absolute cross-sections.

The experimental set-up used at the 1.5 and 5.5 MeV Van-de-Graff accelerators in Zürich consisted of a vacuum vessel with a movable target holder which supported a $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ carbon foil, a Faraday cup to integrate the beam current, and a photomultiplier with apertures defining a solid angle of $\Delta\Omega = 0.31 \text{ msr}$ for radiation emitted along a $\Delta x = 1.3 \text{ mm}$ section of the proton beam

behind the foil. Further details can be found elsewhere [5]. Variation of the distance between foil and decay region allowed to verify the characteristic life time of 1.6 nsec of the $2p$ -level. The photomultiplier (EMR 542 6-08-18) was equipped with a Cs-I photocathode of known quantum efficiency $\eta = 18 \pm 2\%$ and a LiF-entrance window. The absorption edge of this window and the response of the photocathode provided a detection range between 7 and 11.8 eV. The low excitation yields especially for higher energies required vacua in the target chamber below 2×10^{-6} torr to suppress interaction with gas atoms. The measured yield as a function of the distance x to the foil was fitted to the expression.

$$Y = A + Be^{-x/x_0}.$$

The background term A originates in approximately equal portions from long lived higher excited levels and the chamber gas. The probability p for an incoming proton to emerge from the foil in a $2p$ -state is given by

$$p = \frac{Bx_0}{N_0} \frac{1}{\Delta\Omega\Delta x} \cdot \frac{1}{\eta}$$

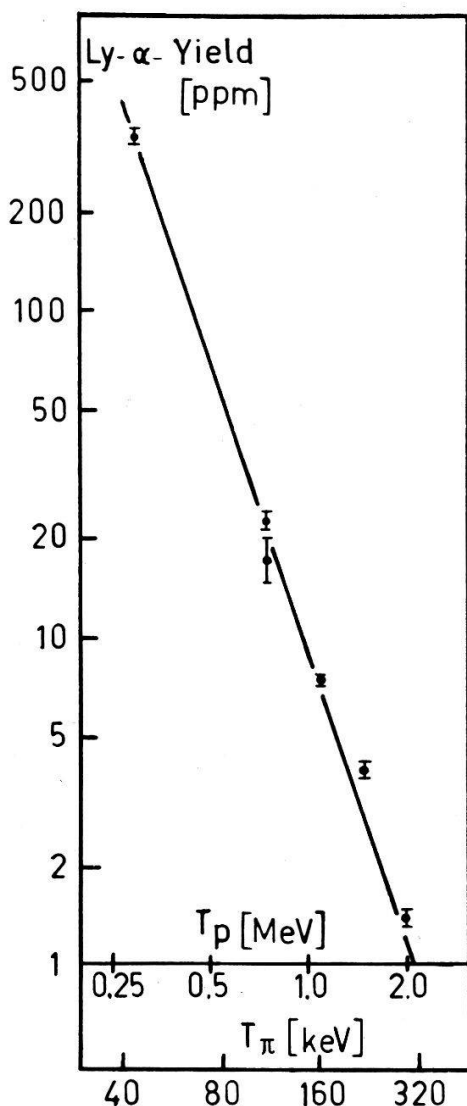


Figure 1

Ly- α -yield per incoming proton as a function of proton energy. The lower scale indicates the equivalent pion energy.

with N_0 = number of incoming protons and $x_0 = \nu \cdot \tau$ = product of proton velocity and level life time. Figure 1 shows the results for the variation of p with the kinetic energy T which follows

$$p = \alpha \cdot T^{-3}.$$

The value of the constant $\alpha : (9.5 \pm 1.6) \cdot 10^{-6} \text{ MeV}^3$ agrees with theoretical expectations. Garcia [3] estimates for the cross-section on free atoms for $T \gg 10 \text{ keV}$

$$\sigma = 2\pi e^4 U_B \left(\frac{m_e}{m_p} T \right)^{-3},$$

where U_B is the binding energy after the reaction. Our value for α results if the average active thickness of graphite is taken to be 1.3 monolayers.

The data of Tielert et al. [4] which give the neutralisation probability below 0.2 MeV and furthermore show that the $2p$ -fraction remains constant (the absolute value is not given) allow us to extrapolate our data to lower energies, and to estimate pionium production yields. At SIN typically $10^9 \pi^+ \text{ sec}^{-1}$ are obtainable at $T_\pi = 50 \text{ MeV}$. Passing this beam through a 10 g/cm^2 degrader results in an estimated [6] differential yield at very low pion energies ($T_\pi \leq 0.300 \text{ MeV}$) of $dN/dT_\pi = 18 \times 10^{-3} |\text{MeV}^{-2}| T_\pi$ which, folded with the above cross-section, gives $9 \times 10^{-8} \text{ Ly-}\alpha\text{-photons}$ per incoming pion. If we assume an elliptical mirror geometry with 50% efficiency of 100 msr solid angle [2] a count rate of 0.8 sec^{-1} is obtained, about twice the dark count rate of the detector. Furthermore, vacua of about 10^{-9} torr are needed to suppress the background from gas interactions which we determined to be $1.8 \times 10^{-2} \text{ torr}^{-1} \text{ mm}^{-1} \times p$ independent of energy. Not unexpectedly, our results indicate that a pionium search is difficult, but not without hope.

REFERENCES

- [1] M. G. BERRY, Rep. Prog. Phys. 40, 155 (1977).
- [2] E. GENEUX, M. CAMANI, W. RÜEGG, A. SCHENCK and P. TRUÖL, SIN-Letter of Intent R 74-02; A. Schenck, private commun.
- [3] J. D. GARCIA, Nucl. Instr. Methods 90, 295 (1970).
- [4] R. TIELERT et al., Z. f. Physik 264, 129 (1973).
- [5] U. STRAUMANN, Diploma Thesis, University of Zurich, 1979, unpublished.
- [6] P. G. SEILER and H. HOFER, private commun.

Statistische Analyse der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte im System ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$

M. HUGI, L. JARCZYK, J. LANG, M. LIPÍŃSKI, R. MUELLER, J. SROMICKI, A. STRZAŁKOWSKI, E. UNGRICHT und H. WITALA

(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Techn. Hochschule, CH-8093 Zürich und Physik-Institut Jagellonische Universität Krakau, 30059 Krakau, Polen)

Untersuchungen zur Existenz von nicht-statistischen Fluktuationen oder Resonanzen in Reaktionen mit schweren Ionen wurden im System ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ durch-

geführt. Dazu wurden Anregungsfunktionen von vielen Reaktionskanälen (p , d , t , α und ^8Be für verschiedene angeregte Zustände des Endkernes sowie elast. Streuung) im Energiebereich von 6 bis 15 MeV im Schwerpunktsystem sowohl für mehrere Vorwärts- wie Rückwärtswinkel gemessen. Viele dieser Kurven zeigen insbesondere unter Rückwärtswinkeln ausgeprägte Maxima. Zur Abklärung der Frage, ob tatsächlich Resonanzen vorliegen, werden verschiedene statistische Tests (Anzahl korrelierte Maxima, Deviations- und Korrelationsfunktionen) durchgeführt und die Messungen mit Hauser-Feshbach Rechnungen verglichen.

Measurement of the energy loss of alpha particles in carbon dioxide

HANS BICHSEL

(1211, 22 Ave. East, Seattle, WA 98112)

and R. H. HILKO

(Univ. of New Mexico, Los Alamos, 87545)

The Bethe-Bloch theory of stopping power [1] (including binding corrections), supplemented with a z^3 term, describes the experimental data well for gases with known I -values (N_2 , O_2 , CH_4) for protons and alpha particles with energies above 0.5 MeV/u, with a single parameter b needed in the z^3 term. For gaseous CO_2 , energy losses were measured with 6.062 and 8.785 MeV alpha particles. A silicon surface barrier detector was used to measure the residual energies of the particles after traversing variable absorber thicknesses [2]. Using the value of $b = 1.8$ used for the other gases, an I -value of (85 ± 1) eV was found for CO_2 . The average deviation of the data from the theoretical function is less than 0.05% for energies between 2.5 and 8.5 MeV.

REFERENCES

- [1] F. BLOCH, Ann. Physik, 16, 285 (1933).
- [2] C. C. HANKE and HANS BICHSEL, Mat.-Fys. Medd. 38, No. 3 (1970).

Etude d'un détecteur Cerenkov à aérogel, avec collection de lumière indirecte

C. TRACHSEL, D. PERRIN et R. SCHWARZ

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

Résumé. Un détecteur Cerenkov à aérogel de silice, d'indice 1,058 est décrit. La collection de lumière sur la photocathode d'un tube du 2" est faite au moyen d'un miroir ellipsoïdal. Les propriétés optiques du bloc d'aérogel utilisé (indice de réfraction n_r , coefficients de diffusion μ_D et d'absorption μ_A) sont mesurées. La détermination du nombre moyen de photoélectrons recueillis, l'efficacité de

détection et une courbe de seuil pour des antiprotons d'impulsion comprise entre 2,5 et 4,0 GeV/c sont présentées. La séparation de pions et de muons de 400 MeV/c d'impulsion est évaluée.

Introduction

La motivation de ce travail était double. Le premier objectif était d'évaluer la possibilité de collecter la lumière Cerenkov émise par un aérogel au moyen de miroirs remplaçant les parois diffusantes utilisées habituellement dans ce genre de construction. Ce procédé impose la proximité du photomultiplicateur (PM) et de l'aérogel, de même que le choix de PM ayant une photocathode de grand diamètre. Ces deux conditions rendent très difficile l'utilisation de tels détecteurs à proximité immédiate ou dans des champs magnétiques importants. La collection de lumière par un système de miroirs et de guides de lumière (comme elle se fait dans le cas de compteurs à scintillation) pourrait pallier ces inconvénients. Le second but était de réaliser un compteur pouvant signer avec une bonne efficacité les muons contaminant un faisceau de pions de grande intensité et ayant une impulsion de 400 MeV/c.

Description du compteur

La disposition générale des éléments du détecteur est donnée par la Fig. 1. Le bloc d'aérogel de silice utilisé comme radiateur, est un prisme hexagonal de 85 mm sur plat et de 60 mm de hauteur, de densité apparente de 0.252 g/cm³. Il

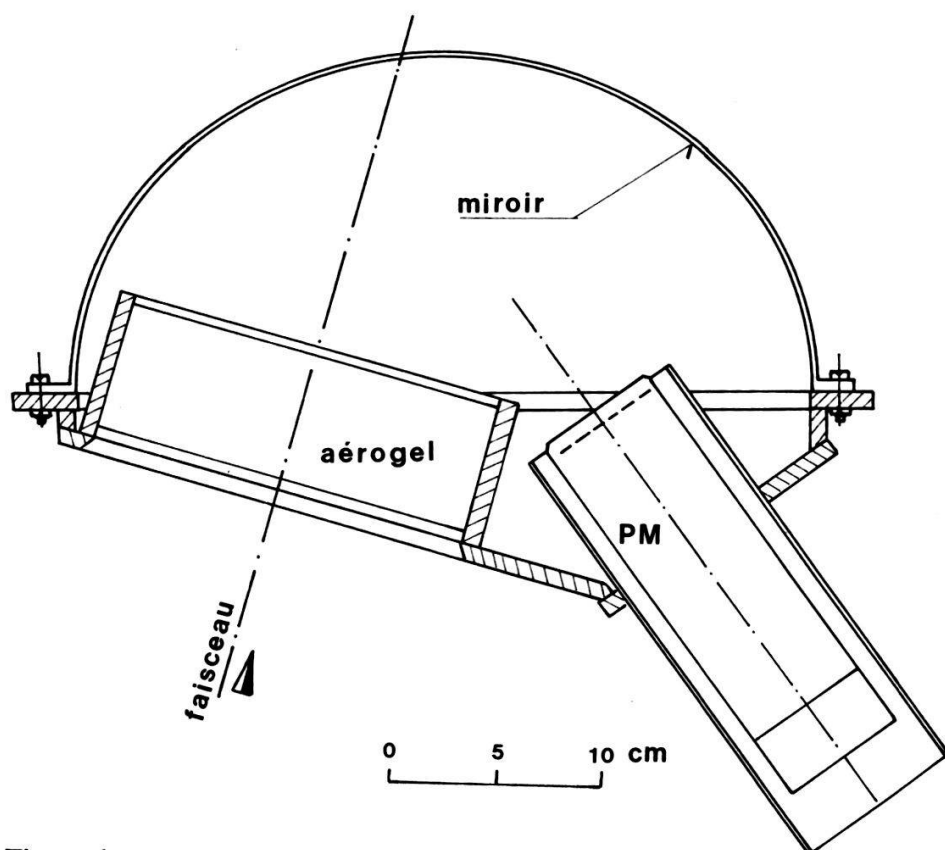


Figure 1
Disposition générale des éléments principaux du détecteur.

est centré sur l'un des foyers d'un miroir ellipsoïdal de demi-axes 172 et 159 mm. Le PM (Type XP2020Q de Philips) recueillant la lumière occupe le second foyer. Les angles formés par les axes de symétrie de l'aérogel et du PM avec les normales au plan de symétrie de l'ellipsoïde de révolution ainsi que les axes de ce dernier sont déterminés pour optimiser la quantité de lumière recueillie pour des muons ayant une impulsion de 400 MeV/c. Le miroir est obtenu par coulage d'un support mince en résine époxyde (Araldit[®]) renforcé de fibre de verre, aluminisé par évaporation sous vide. La densité superficielle du compteur dans la région du faisceau est de moins de 0.7 g/cm² pour le miroir et la fenêtre d'entrée et de 1.52 g/cm² pour l'aérogel.

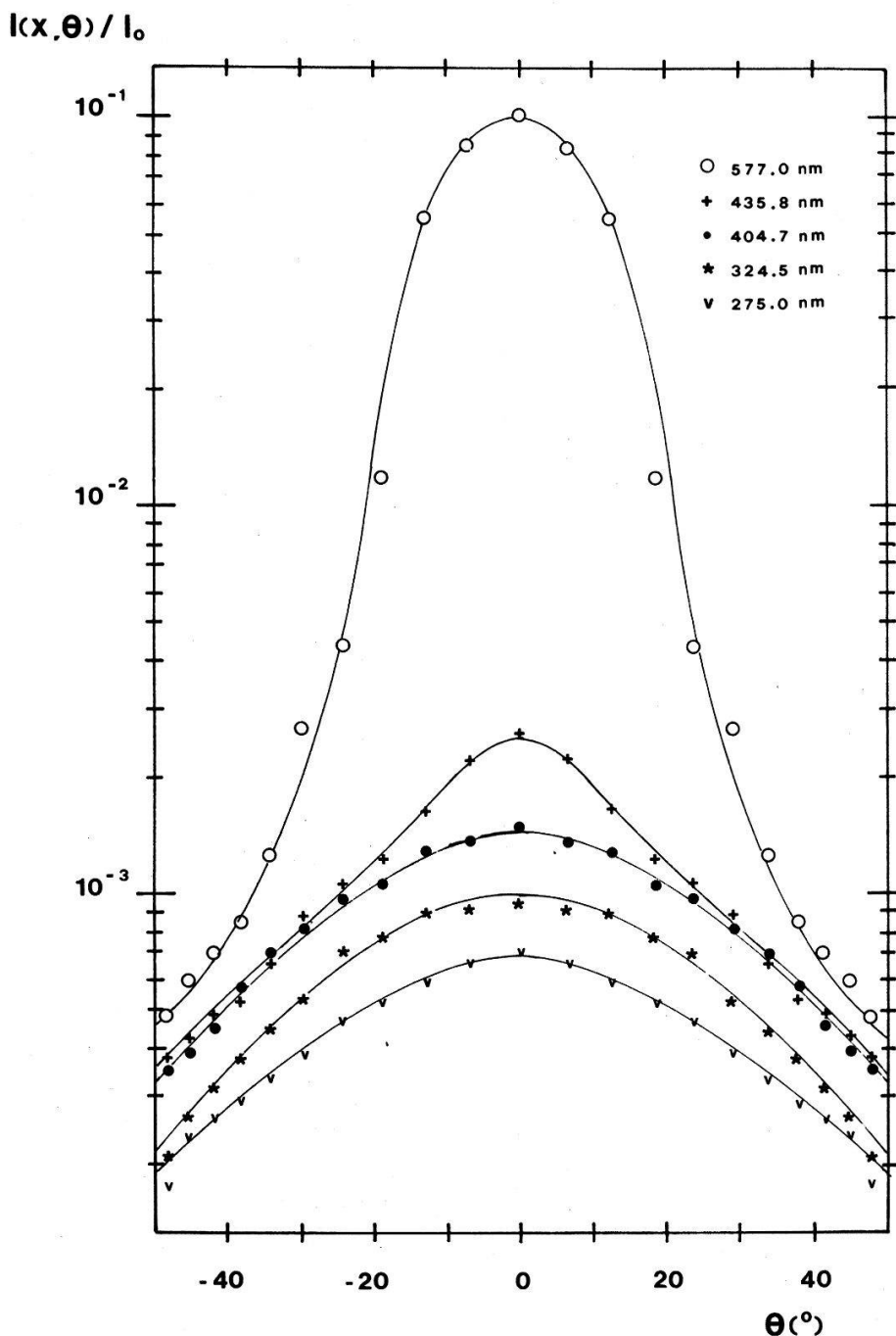


Figure 2

Distributions angulaires de la fraction de lumière émergeant du bloc sous l'angle θ avec la direction du faisceau incident.

Propriétés optiques du bloc d'aérogel

L'aérogel de silice est un corps friable, hydrophile, translucide, diffusant fortement la lumière. Les grandeurs accessibles à la mesure sont les coefficients linéiques d'atténuation globale μ , d'absorption μ_A et de diffusion μ_D ainsi que l'indice de réfraction. Ces grandeurs sont fonction de la longueur d'onde de la lumière utilisée. Il a été procédé à une mesure de l'intensité lumineuse émergent du bloc lorsqu'il est placé sur le trajet d'un faisceau de lumière monochromatique de petite section et de divergence négligeable. La fraction de lumière ressortant du bloc dans la direction du faisceau incident a été mesurée par une méthode photographique (degré de noircissement d'un film) et par une photodiode. L'évaluation plus complète rendant compte de la distribution angulaire de la lumière diffusée sous un angle θ par rapport à la direction du faisceau incident a été faite à l'aide d'un appareillage comprenant une lampe à vapeur de mercure et son système optique, des filtres interférentiels et un PM pouvant se déplacer dans tout l'angle solide aval du radiateur. Les distributions angulaires observées sont celles de la Fig. 2. Connaissant les intensités incidente I_0 et émergente sous l'angle θ après l'épaisseur x de matière traversée $I(x, \theta)$ il est possible de calculer μ , μ_A et μ_D définis par les relations

$$\mu = \mu_A + \mu_D \quad \text{et} \quad I(x, \theta = 0) = I_0 \exp(-\mu x)$$

Les valeurs obtenues pour ces coefficients sont reportées dans la Table 1. Elles sont compatibles avec celles citées dans Bourdinaud et al.¹⁾.

Table 1
Coefficients linéiques

λ nm	μ cm ⁻¹	μ_A cm ⁻¹	μ_D cm ⁻¹
577.0	0.38	0.08	0.30
435.8	0.99	0.39	0.60
404.7	1.09	0.41	0.68
324.5	1.16	0.47	0.69
275.0	1.21	0.50	0.71

Efficacité du détecteur – nombre moyen de photoélectrons recueillis

Le détecteur a été placé dans la ligne de faisceau test Q12A du CERN. Cette ligne fournit des particules négatives (e^- , μ^- , π^- , K^- , $\bar{p}$) d'impulsions comprises entre 2.4 et 4.0 GeV/c. La signature des particules est donnée par la mise en coïncidence des signaux fournis par un télescope formé de quatre compteurs à scintillation (S1 à S4) et de deux compteurs Cerenkov à gaz C_1 et C_2 . Le premier rempli d'air à pression atmosphérique signe, dans la gamme d'impulsions disponibles, les e^- , alors que le second rempli de CO₂ sous pression de 10 atm. signe les μ^- et les π^- . La section du faisceau définie par le télescope était de 1 cm². Dans ces conditions, une carte d'efficacité de détection des μ^- et π^- a été relevée en déplaçant le compteur dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. L'efficacité observée est comprise entre 98 et 99% dans une région centrale de 2 cm de diamètre et décroît ensuite rapidement jusqu'à 5 à 7% sur les bords de l'aérogel.

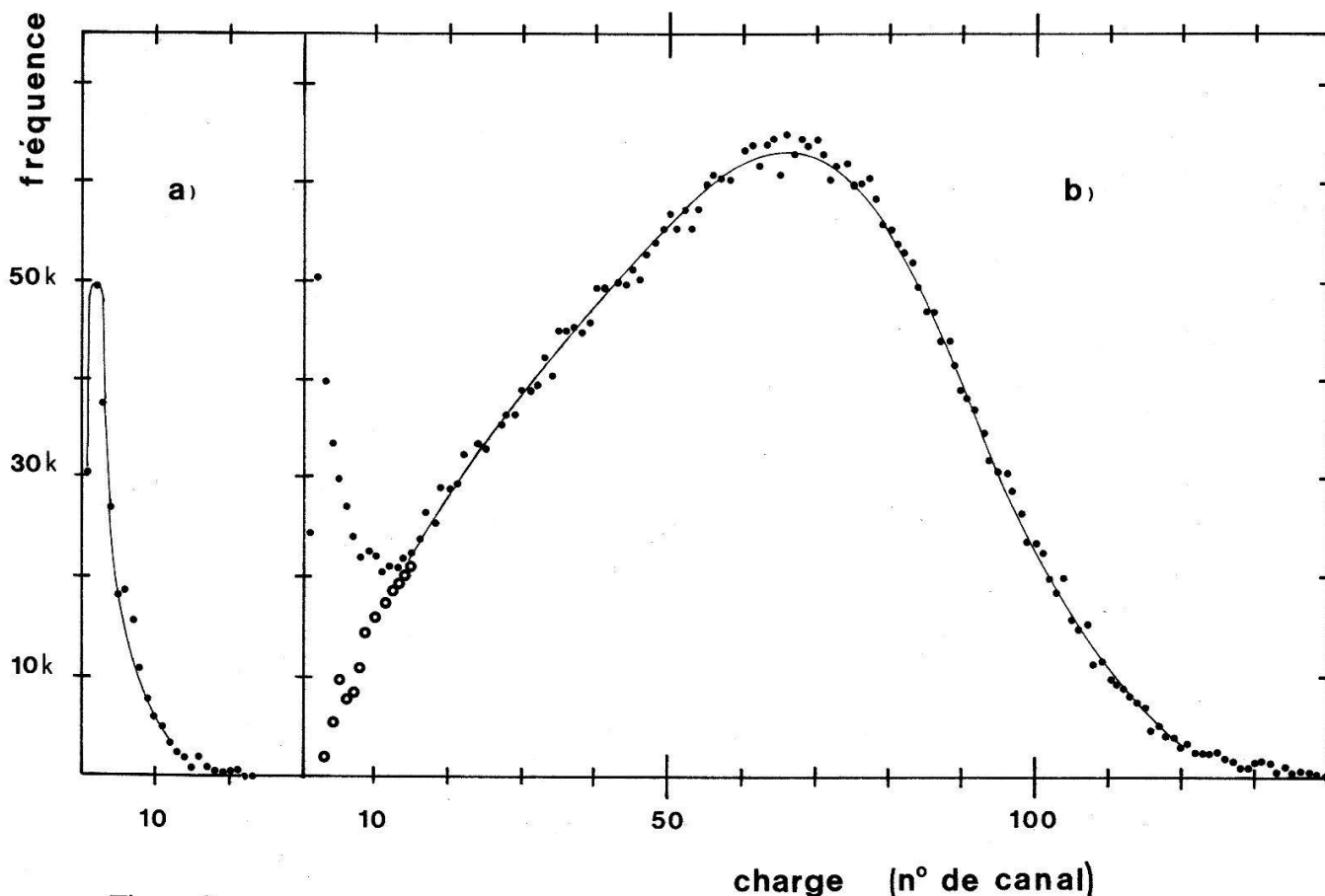


Figure 3

Spectres des hauteurs d'impulsions fournies par le détecteur:

- (a) spectre de bruit de fonds. La hauteur collectée correspond à moins de 1 photon équivalent;
 (b) spectre pour des pions incidents d'impulsion 4.0 GeV/c dans la région centrale de l'aérogel.

En supposant une distribution poissonnienne pour le nombre de photoélectrons collectés, l'efficacité proche de 99% dans la région centrale correspond à une valeur moyenne de $\bar{n}_e = 4.6^{+0.2}_{-0.3}$. Une détermination indépendante de cette quantité est fournie par la mesure de la demi-largeur à mi-hauteur et de la position du maximum du spectre des hauteurs d'impulsions fourni par le détecteur (Fig. 3). La relation entre ces deux grandeurs permet de calculer un $\bar{n}_e = 4.5 \pm 0.25$ correspondant à une efficacité de détection de $\eta = 98.9\%$. La décroissance radiale rapide de l'efficacité s'explique si l'on considère que la géométrie du compteur a été optimisée pour une impulsion des muons de 400 MeV/c. La dépendance en intensité de l'efficacité de détection a par ailleurs montré une réponse constante jusqu'à la plus forte valeur enregistrée de 5 millions de particules par seconde.

Courbe de seuil – indice de refraction du radiateur

Les antiprotons (et les K^- minoritaires dans ce faisceau) étant signés par la coïncidence $S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot S4 \cdot \bar{C}_1 \cdot \bar{C}_2$, on relève l'efficacité du compteur à aérogel pour des particules ayant répondu à ce trigger en fonction de leur impulsion dans la plage allant de 2.4 à 4.0 GeV/c. En reportant le nombre moyen de photoélectrons recueillis correspondant $\bar{n}_e$ en fonction de $1/\beta^2 = (c/v)^2$ la courbe

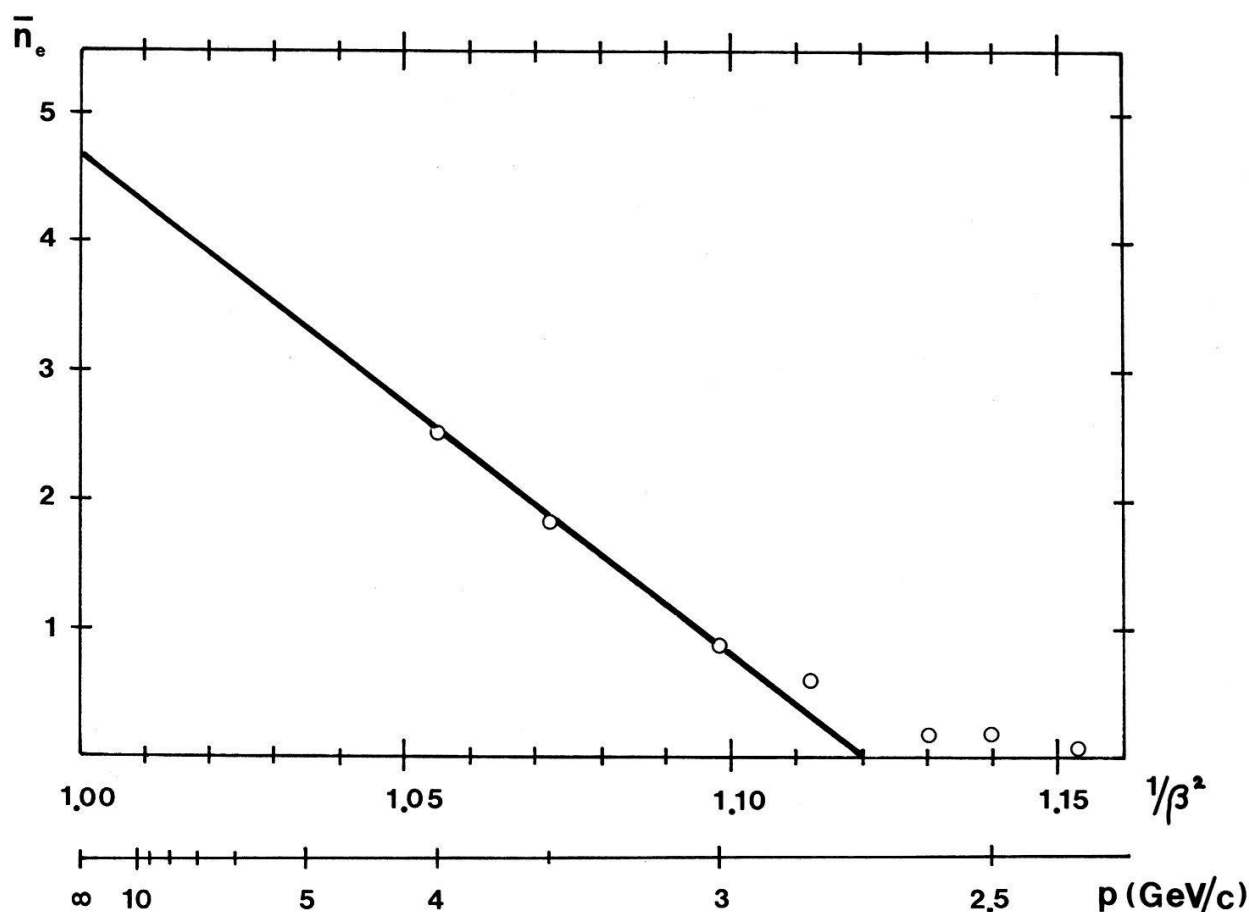


Figure 4

Courbe de seuil pour des antiprotons d'impulsion comprise entre 2.4 et 4.0 GeV/c. Le nombre moyen de photoélectrons attendus correspondant aux efficacités mesurées et reporté en fonction de $1/\beta^2$ et de l'impulsion des particules.

de seuil doit être une droite

$$\bar{n}_e = K \left(1 - \frac{1}{(\beta n_r)^2} \right)$$

n_r étant l'indice de réfraction du radiateur et K caractérisant la collection de lumière du système. Le résultat de l'ajustement par régression affine donne:

$$K = 42.8 \pm 0.2 \quad n_r = 1.058 \pm 0.003 \quad \text{et} \quad \bar{n}_e \text{ maximum} = 4.58 \pm 0.01$$

$\bar{n}_e$ max correspond à la valeur asymptotique pour $p \rightarrow \infty$ et permet de calculer une efficacité du compteur de $98.98^{+0.15}_{-0.22}\%$ (Fig. 4). Cette méthode de détermination des constantes du détecteur est la plus fiable. Elle permet de vérifier les valeurs obtenues par les autres méthodes, qui sont toutes compatibles. Pour la valeur attendue de l'indice de réfraction n_r , il est encore possible de comparer avec la valeur donnée par le fabricant de l'aérogel (CEN-Saclay) qui est de 1.053 ± 0.004 et avec la valeur donnée par la relation empirique le reliant à la densité apparente qui donne $n_r = 1 + 0.25d = 1.063 \pm 0.06$. La non linéarité pour les grandes valeurs de $1/\beta^2$ permet d'évaluer la contamination en K^- du faisceau à 3% de l'intensité des $\bar{p}$.

Estimation de l'efficacité de signature π/μ dans un faisceau de 400 MeV/c

L'extrapolation des résultats précédents, obtenus à des impulsions pour lesquelles la géométrie du compteur n'avait pas été prévue sera donc pour le moins conservatrice. Les seuils de détection des muons et des pions seront respectivement 305 et 403 MeV/c. A 400 MeV/c, alors que les π ne fourniront aucun signal, les μ produiront un nombre moyen de photoélectrons de 1.92 et seront donc détectés avec une efficacité minimale de 85.3%.

Conclusions

Ces essais montrent que la collection de lumière par miroirs est possible et que de tels détecteurs peuvent être envisagés pour la signature des contaminations de muons dans les faisceaux de pions de moyenne énergie et de grande intensité.

RÉFÉRENCE

[1] M. BOURDINAUD et al., NIM 136 (1976) 99.

Theoretische Physik**Neel ground state at critical field of 1D easy-plane $s = 1/2$ antiferromagnet**

J. KURMANN, G. MUELLER and H. THOMAS
(Institut für Physik der Universität, CH-4056 Basel)

H. BECK and M. W. PUGA
(Institut de Physique de l'Université, CH-2000 Neuchâtel)

We have found by numerical calculations and verified analytically that the ground state of the 1-dim $s = \frac{1}{2}$ planar antiferromagnet is of the Néel type at some critical value h_c of the in-plane field. Above h_c the spin correlations decay exponentially and below h_c with a power law, whereas at h_c one has true antiferromagnetic long-range order. The angle between neighbouring spins in the Néel state at h_c depends on the planar anisotropy, becoming 0° for the isotropic Heisenberg antiferromagnet and 90° for the XY antiferromagnet. Similar features are found for the general 1-dim $s = \frac{1}{2}$ biaxial XYZ antiferromagnet and for fields in arbitrary direction.

A one-dimensional Coulomb gas with $\ln x^{-1}$ interaction

PH. CHOQUARD and P. WITTEW

(Laboratoire de Physique Théorique, E.P.F.-Lausanne, CH-1006 Lausanne)

We consider a 1-D assembly of N point charges confined in a neutralising background of length L and of charge density

$$\rho_b(x) = \rho \frac{4}{\pi} \left(1 - \left(\frac{2x}{L} \right)^2 \right)^{1/2} \quad \text{with} \quad p = N/L$$

The interaction potential is $\ln |x - y|^{-1}$. The potential energy is:

$$W = \sum_{i < j} \ln |x_i - x_j|^{-1} + \sum_i \frac{4}{N} (\rho x_i)^2 - \frac{1}{2} N^2 (3/4 + \ln 4/L)$$

We show that this system is H -stable, that its ground state is a crystal with a lattice constant given asymptotically by $\pi/4\rho$ instead of $\rho^{-1}\sqrt{8}/N$ as in Dyson model (1) and we discuss some equilibrium properties of the corresponding 'incomplete' gaussian ensembles [1].

REFERENCE

[1] M. L. MEHTA, *Random Matrices*. Ch. 4 Academic Press 1967.

Bounds on partition functions and some applications

ANDRÁS SÜTÖ

(Université de Lausanne, Section de Physique, CH-1015 Dorigny)

Upper and lower bounds on the absolute value of certain kind of polynomials of several complex variables are presented and applications to locate the zeroes of partition functions are shown. The method is particularly well suited to Ising frustration models, i.e. to Ising models with non-purely ferromagnetic interactions: in some two dimensional systems the absence of phase transitions can be proved.

Electromagnetic scattering by random surfaces

A. M. J. HUISER and A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique, E. P. F. Lausanne, CH-1006 Lausanne)

H. P. BALTES

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

Rigorous electromagnetic scattering theory in the resonance region for perfectly conducting bodies requires the solution of a Fredholm integral equation of the first kind. An iterative procedure for solving this equation is presented. The

method, which converges for any reasonably behaved initial trial function and any shape of the scatterer towards the true solution, is based on a variational principle. Numerical results for various surfaces are discussed.

Brownian motion in inhomogeneous media and with interacting particles

D. RYTER

(Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel)

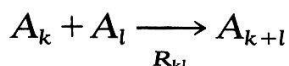
Brownian motion in media with a space-dependent temperature and density is described by Langevin equations in phase space. Elimination of the velocity shows that diffusion in x -space cannot in general be characterized by a single diffusion parameter, nor can space-dependence always be accounted for by mere assignment of some 'sense of stochastic integration' to the Langevin equation which has been reduced as in the homogeneous case. Steady solutions of the resulting equations agree with thermodynamics. Interactions between Brownian particles (leading to nonlinear Fokker-Planck equations) induce a generalization of Einstein's relation.

Problems in the kinetics of coagulation

F. LEYVRAZ

(Institut für Theoretische Physik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

We consider a system of polymers A_j ($j = 1, 2, \dots$) reacting according to the following scheme



(The reaction is taken as irreversible.) We obtain kinetic equations for the concentrations of A_j and discuss the existence of solutions for all positive times. It is shown that we cannot expect the total number of monomers to remain constant. Rather it can decrease as an effect of the formation of infinite clusters (gelation, percolation).

Zum Problem der verborgenen Parameter in der Quantenmechanik

H. R. TSCHUDI

(Kyburgstr. 26, CH-8037 Zürich)

Aufgrund des logischen Zusammenhanges zwischen theoretischen und experimentellen naturwissenschaftlichen Aussagen gelangen wir zum Schluss, dass

die Axiome I und II der Mackey'schen Axiomatik der Quantenmechanik [1] den weitest möglichen, formalen Rahmen einer quantitativen physikalischen Theorie bilden. Erstaunlicherweise kann bereits in diesem weiten Rahmen das Problem der verborgenen Parameter gestellt und auch entschieden werden. In unserem Beweis folgen wir ziemlich der wichtigen Arbeit von Kochen und Specker [2], kommen jedoch mit noch etwas schwächeren Voraussetzungen und geringerem formalen Ballast aus.

LITERATUR

- [1] G. W. MACKEY, *The mathematical foundation of quantum mechanics*, Benjamin, New York (1963).
 [2] S. KOCHEN und E. P. SPECKER, *Journal of Math. Mech.*, 17, p. 59 (1967).

Analogie entre la capillarité dans les milieux poreux et le ferromagnétisme

D. BOVET

(Institut des Sols, Roches et Fondations de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1015 Lausanne)

Les équations de Maxwell, avec le bilan d'énergie qu'on en tire [1],

$$\begin{array}{r|l} dE + \dot{B} = e & H \\ bH - \dot{D} = j & -E \\ \hline \dot{B} \wedge H + E \wedge \dot{D} - b(E \wedge H) = e \wedge H - E \wedge j & \end{array} \quad (1)$$

sont le modèle des *équations fondamentales* de toutes les théories de la physique mathématique classique. En chimie-physique, le système (1) aura pour analogue:

$$\begin{array}{r|l} d\mu + \dot{v} = -g & w \\ -bw + \dot{\rho} = \kappa & \mu \\ \hline \mu \wedge \dot{\rho} + \dot{v} \wedge w - b(\mu \wedge w) = \mu \wedge \kappa - g \wedge w & \end{array} \quad (2)$$

où μ est le *potentiel chimique*, v la *vitesse inductive* [1], ρ la *densité de matière*, w le *flux de matière*, $-g$ l'*accélération*, et κ la *densité de création de matière*. Les systèmes (1) et (2) ayant l'un et l'autre une structure donnant lieu à une *dualité*, peuvent être mis en analogie de deux manières différentes; mais si l'on précise que la densité d'*énergie dissipée* est $E \wedge j$ dans (1) et $g \wedge w$ dans (2), il n'y a plus qu'une analogie possible, qui est celle-ci:

$$\begin{array}{ll} H \leftrightarrow \mu, & E \leftrightarrow w, \\ D \leftrightarrow v, & B \leftrightarrow \rho, \\ j \leftrightarrow g, & e \leftrightarrow \kappa. \end{array} \quad (3)$$

On se restreindra aux évolutions *quasi-statiques* en supposant $\dot{D} = 0$ dans (1), $\dot{v} = 0$ dans (2). Les seules énergies qui subsistent sont alors respectivement l'*énergie magnétique* et l'*énergie chimique*. Dans l'un et l'autre cas, on fera

interagir le champ considéré avec le champ *thermique*, défini par la température absolue T (dont le gradient est $-\theta$), par la *densité spatiale d'entropie* S , le *flux d'entropie* q et la *densité de création d'entropie* σ ; toutes ces grandeurs prennent place dans les équations fondamentales et le bilan suivants [2]:

$$\frac{\begin{array}{l} dT = -\theta \mid q \\ -bq + \dot{S} = \sigma \mid T \end{array}}{T\dot{S} - b(T \wedge q) = T \wedge \sigma - \theta \wedge q}. \quad (4)$$

Cela posé, le comportement magnétique d'un matériau, de même que le comportement physico-chimique d'un fluide en milieu poreux, sont définis en principe par la donnée d'une *densité spatiale d'énergie* U , fonction de l'état du système; on aura:

$$\delta U = T\delta S + H\delta B \quad (5)$$

$$\delta U = T\delta S + \mu\delta\rho. \quad (5')$$

Les propriétés ferromagnétiques d'une part, les phénomènes capillaires d'autre part, proviennent de l'existence d'un *pli* [3] dans les fonctions $H(S, B)$ et $\mu(S, \rho)$ respectivement.

Là s'arrête l'analogie formelle; pour entrer dans le détail du comportement phénoménologique, on doit se contenter de parallélismes fragmentaires dont la détection exercera la sagacité de l'investigateur. Le cas magnétique est le plus simple; rappelons-le brièvement [4]. Défaillant de l'induction magnétique le terme $\mu_0 H$ relatif au vide, nous désignerons par B l'*aimantation*; nous déqualifions également de la densité d'énergie le terme $(\mu_0/2)H^2$. Si l'on exprime U en fonction de T et de B , on définira la *capacité thermique à aimantation constante* et le *champ magnétique moléculaire* H_m par l'équation:

$$\delta U = C\delta T - H_m\delta B. \quad (6)$$

Egalant (5) et (6) et exprimant que δS est une différentielle exacte, on établit que $(H + H_m)/T$ ne doit dépendre que de B ; on en déduit:

$$H = Tf(B) - H_m. \quad (7)$$

Cette équation peut servir de point de départ à la théorie du ferromagnétisme de Weiss-Langevin: $f(B)$, de même que H_m sont deux fonctions monotones croissantes de B ; mais H cesse de l'être au-dessous d'une certaine température, d'où le pli générateur d'instabilité.

Voyons maintenant le cas d'un fluide de masse moléculaire m régi par la loi de van der Waals; on voit aisément que, le volume spécifique étant $1/\rho$ et le covolume $1/\rho_s$, on a, pour la pression p :

$$p = rT \frac{\rho_s \rho}{\rho_s - \rho} - a\rho^2, \quad (8)$$

en désignant par $r = R/m$ la constante des gaz parfaits rapportée à l'unité de masse. De l'équation (8), on remonte au potentiel chimique en intégrant l'équation:

$$\delta\mu = \frac{\delta p}{\rho} - s\delta T, \quad (9)$$

où $s = S/\rho$ est l'entropie spécifique; dans notre cas:

$$\delta\mu = \left(r \frac{\rho_s}{\rho_s - \rho} - s\right) \delta T + \left(rT \frac{\rho_s^2}{\rho(\rho_s - \rho)^2} - 2a\right) \delta\rho, \quad (10)$$

avec la condition d'intégrabilité:

$$\frac{\partial s}{\partial \rho} = -r \frac{\rho_s}{\rho(\rho_s - \rho)}, \quad (11)$$

d'où:

$$s = -r \operatorname{Ln} \frac{\rho}{\rho_s - \rho} + s_0(T), \quad (12)$$

où s_0 ne dépend plus que de T .

L'intégration de l'équation (10) nous donne:

$$\mu = rT \left(\operatorname{Ln} \frac{\rho}{\rho_s - \rho} + \frac{\rho_s}{\rho_s - \rho} \right) - 2a\rho - \int s_0(T) \delta T; \quad (13)$$

il y a deux constantes arbitraires implicitement contenues dans l'intégrale, dernier terme de cette expression: l'une qui s'ajoute à s_0 , l'autre qui s'ajoute à μ .

Posons $2a\rho = \mu_{m0}$; nous avons:

$$\mu = Tf(\rho) - \mu_{m0} - \mu_0(T), \quad (14)$$

en analogie avec (7) si nous faisons abstraction de $\mu_0(T) = \int s_0 \delta T$. C'est cette fonction qui fait de la transformation liquide-vapeur une transition de phase de première espèce; son absence dans le cas magnétique caractérise une transition de deuxième espèce.

Forts de cette constatation, nous pouvons esquisser le cadre thermodynamique général du comportement physico-chimique d'un fluide interstitiel en milieu poreux. Nous supposons que l'état du milieu poreux ne dépend que de deux variables; soit U la densité d'énergie interne; exprimée en fonction de (S, ρ) (ρ étant la masse de fluide par unité de volume du milieu poreux), U aura pour différentielle:

$$\delta U = T\delta S + \mu\delta\rho; \quad (15)$$

si les variables indépendantes sont (T, ρ) , on aura:

$$\delta U = C\delta T - \mu_m\delta\rho, \quad (16)$$

et cette équation définit la *capacité thermique à densité constante* C ainsi que le *potentiel chimique interne* μ_m . Egalant les seconds membres de (15) et (16), et exprimant que δS est une différentielle exacte, nous obtenons:

$$\frac{\partial}{\partial T} \frac{\mu + \mu_m}{T} + \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{C}{T} = 0, \quad (17)$$

d'où:

$$\frac{\mu + \mu_m}{T} = - \int \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{C}{T} \delta T + f(\rho); \quad (18)$$

Si par exemple $C = C_0 + \rho c$, c étant la *chaleur spécifique du fluide* et C_0 la *capacité thermique du squelette* (supposées constantes), on aura:

$$\mu = Tf(\rho) - \mu_m - cT \ln \frac{T}{T_0}. \quad (19)$$

En général, μ_m est une fonction de (T, ρ) . La condition d'intégrabilité de (16) exige, dans notre exemple, que $\mu_m = -cT + \mu_{m0}(\rho)$, μ_{m0} ne dépendant que de ρ . Les équations (14) et (19) s'identifient en faisant $\mu_{m0} = 2a\rho$ et

$$\mu_0(T) = c \left(T \ln \frac{T}{T_0} - T \right).$$

RÉFÉRENCES

- [1] D. BOVET, *Le double-emploi de la vitesse en hydrodynamique*. Helv. phys. acta 52, 25–29 (1979)
- [2] D. BOVET, *Questions d'un profane aux spécialistes de la thermodynamique relativiste*. Helv. phys. acta 48, 41–44 (1975)
- [3] YUNG-CHEN LU, *Singularity Theory and an Introduction to Catastrophe Theory* (Springer-Verlag, New York, etc., 1976)
- [4] P. WEISS et G. FOËX, *Le magnétisme* (Armand Colin, Paris, 4^e éd., 1951)

Excitation spectrum of the Toda lattice: a molecular-dynamics study

T. SCHNEIDER and E. STOLL

(IBM Zurich Research Laboratory, CH-8003 Rüschlikon)

Using the molecular-dynamics technique for the classical Toda lattice, we have found phonon, soliton and second-sound excitation branches.

Solitons in quantum spin chains

M. PUGA and H. BECK

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

The dynamical correlation function $S_{zz}(q, \omega)$ for the 1- d anisotropic $s = \frac{1}{2}$ XY-model is calculated exactly. It consists of a 'magnon-like' and a 'soliton-like' part. At low T the latter has the same form as the soliton contribution to the continuum approximation of corresponding classical spin models [1], but the solitons have a different form factor. Specific quantum effects and the behaviour at higher T and large q , where lattice effects become important, are discussed.

REFERENCE

- [1] K. M. LEUNG and D. L. HUBER, Sol. State Comm. 32, 127 (1979).

Axially symmetric vibrations of a finite piezoelectric disk

H. U. SCHWARZENBACH, H. LECHNER, B. STEINLE and H. P. BALTES

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug AG, CH-6300 Zug)

and P. SCHWENDIMANN

(Institut für Theoretische Physik, Universität Bern, CH-3012 Bern)

The equations of the linear theory of piezoelectricity describe small vibrations of piezoelectric media. Using Hamilton's variational principle we solve these equations for a finite polarized piezoelectric disk. The boundary of the disk can be partially covered with electrodes. In contrast to the usual interior method of Ritz, an approximate solution is derived from the boundary method of Trefftz.

In addition to the theory, we compare some numerical results with physical measurements.

