

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Aarau, vom 3. und 4. Oktober 1975

Autor(en): [s.n.]

Objektyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

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

Heft 2

PDF erstellt am: **30.06.2024**

Nutzungsbedingungen

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

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

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

Haftungsausschluss

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

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Aarau, vom 3. und 4. Oktober 1975

Präsident: Prof. VERENA MEYER, Universität Zürich
Vizepräsident: Prof. PH. CHOQUARD, EPF Lausanne
Sekretär: Prof. F. WALDNER, Universität Zürich
Büromitglieder: Dr. W. HUBER, Balzers AG, Balzers
Prof. P. HUGUENIN, Université de Neuchâtel

Allgemeiner Teil

1. Mitglieder

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: B. BATLOGG (Zürich), A. BENZ (Zürich), E. BERGMANN (Genf), R. CASPARIS (Buchs), T. DREYFUS (Jerusalem), H. GUYER (Zürich), P. HAENGGI (Basel), U. HOECHLI (Zürich), W. HOFMAN (Zürich), U. KIEBELE (Basel), K. KROMPHARDT (Bonn), T. LIESLER (Bern), M. PAULI (Basel), A. POCHELON (Lausanne), W. REICHART (Zürich), P. ROGGWILLER (Zürich), M. ROSSINELLI (Zürich), W. SCHOECHLIN (Bern), U. SMITH (Balzers), ELISABETH STOCKER (Lausanne), F. STOCKER (Bern), H. WIEHL (Bern).

Damit zählt die Gesellschaft zurzeit 1137 Einzelmitglieder, 8 Kollektivmitglieder und 14 Bibliothek-Mitglieder.

2. Geschäftssitzung vom 3. Oktober 1975

- Mitteilungen: Vom 1. bis 6. September 1975 fand in München auf Einladung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die erste gemeinsame Herbsttagung der drei Physikalischen Gesellschaften Deutschlands, Oesterreichs und der Schweiz statt. Die Möglichkeit und Wünschbarkeit weiterer gemeinsamer Tagungen mit Physikalischen Gesellschaften von Nachbarländern soll geprüft werden.
- Wahl: Prof. J. LANG, ETH Zürich, wurde als Rechnungsrevisor anstelle des zurücktretenden Prof. J. KERN, Université de Fribourg, gewählt.

Wissenschaftlicher Teil

16 Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik erscheinen in der Zeitschrift 'Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik' (ZAMP) 27/1 (1976).

PHYSIK DER KONDENSIERTEN MATERIE

Elektrische Leitfähigkeit (EIL)

Application of Continued Fraction Method to Superionic Conductors and the Debye Relaxation Model

by P. FULDE

(Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, BRD)

and L. PIETRONERO, W. SCHNEIDER and S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Centre, CH-5401 Baden, Switzerland)

The response functions of some non-Hamiltonian, dissipative systems, are determined using the continued fraction method. The frequency dependent conductivity corresponding to the thermal motion of a particle in a sinusoidal potential is computed and its relation to superionic conductors is discussed. We also calculate the polarizability of a particle in a double well and compare it with the Debye model.

Ion Dynamics in Superionic Conductors and Ionic Liquids

by P. BRÜESCH, L. PIETRONERO and H. R. ZELLER

(Brown Boveri Research Centre, CH-5401 Baden, Switzerland)

The frequency dependent ionic conductivity $\sigma(\omega)$ of the superionic conductor α -AgI and its molten salt has been determined from reflectivity measurements in the far infrared. A similar behaviour is observed in the two cases. A simple model is used to analyze the results in which the dynamics of the conducting ions is described in terms of the thermal motion of a particle in a periodic potential.

Local Order in the Solid Electrolyte α -HgAg₂I₄

T. HIBMA

(Brown Boveri Research Centre, CH-5401 Baden, Switzerland)

In solid electrolytes the ions which are responsible for the conduction are distributed more or less statistically over a number of sites which exceeds the number of ions. Consequently these compounds are highly disordered. The residual local order which is still present can be studied by means of diffuse X-ray scattering. Among the

solid electrolytes based on AgI the compound HgAg_2I_4 is of particular interest, because the average crystal structure of the conducting α -phase is relatively simple. Per unit cell of this zincblende type phase, three cations are statistically distributed over four sites.

Diffuse X-ray patterns show that locally the ions are ordered in needle shaped domains.

Electrical Behaviour of $\text{ZnO-Bi}_2\text{O}_3$ Based Ceramics

by H. P. KLEIN and B. KNECHT

(Brown Boveri Research Centre, CH-5401 Baden, Switzerland)

The highly non-linear electrical properties of semiconducting ceramics based on the system $\text{ZnO-Bi}_2\text{O}_3$ [1] with addition of other oxides have been investigated. The non-linearity is conveniently described by the parameter $\alpha = d \log I / d \log V$; our samples have $\alpha \sim 50$ for current densities between 10^{-3} and 10 Am^{-2} , decreasing to $\alpha \sim 2$ at 10^8 Am^{-2} . Point to point measurements with a micromanipulator as well as results on the whole device combined with the determination of the grain size show that the non-linearity arises at the grain boundaries; the voltage drop across these is close to 2 V for a current density of 10 Am^{-2} ; this value shows little scatter from grain to grain and is nearly independent of the ZnO concentration in the range 88% to 97% ZnO.

Reference

[1] M. MATSUOKA, T. MASUYAMA and Y. ILIDA, Jap. J. Appl. Phys., suppl., 39, 94 (1970).

A Simple Model for ZnO-based Varistors

by J. BERNASCONI and S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Centre, CH-5401 Baden, Switzerland)

ZnO-based varistors are ceramic semiconductor devices that consist of conductive ZnO grains surrounded by thin insulating oxide (Bi_2O_3 , CoO , . . .) barriers. They have highly non-linear current-voltage characteristics with α -values ($\alpha = d \log I / d \log V$) of up to $\alpha \approx 70$ at room-temperature.

A simple model for the junction between two ZnO grains is investigated in some detail, and it is shown that the corresponding phenomena may account (at least qualitatively) for the experimentally observed non-ohmic resistance behaviour. The detailed I vs. V behavior is very sensitively dependent on the form of the density of surface states at the junction, $N_s(E)$. Measured I - V characteristics can, therefore, give valuable information about certain features of $N_s(E)$, while other important physical quantities are determined from an analysis of optical measurements.

Band und 'Hopping' Leitung in Hochohmigen ZnO Filmen

VON J. SCHOENES, K. KANAZAWA und E. KAY

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

Die komplexe dielektrische Funktion von, in einer reinen Sauerstoff Atmosphäre kathodenzerstäubten, ZnO Filmen wurde über einen weiten Frequenzbereich (10^{-2} bis 10^7 Hz) und Temperaturen zwischen -60°C und 100°C gemessen. Die systematische Analyse dieser Ergebnisse zeigt, dass die dielektrische Dispersion auf drei verschiedene Beiträge zurückgeführt werden kann: 1. Elektronenleitung in ausgedehnten Zuständen 2. Hüpfen von Elektronen zwischen einfach geladenen Sauerstoffleerstellen, wobei das Leitungsband als Zwischenzustand dient 3. Polarisierungseffekte an den Kontaktflächen.

Eine quantitative Abschätzung der Grösse der diversen Beiträge ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den beobachteten Werten.

Optik, Anregungen (OpA)

Erzwungene Thermische Streuung und 2. Schall

VON DIETER W. POHL

(IBM Forschungslaboratorium Zürich, 8803 Rüschlikon, Schweiz)

Die Schwebung zweier CO_2 Laser mit Frequenz $\nu = 0-10$ MHz wird verwendet, ein amplituden-moduliertes thermisches Gitter q in einem NaF-Kristall zu erzeugen [1]. Ein Argonlaserstrahl wird daran beinahe in Vorwärtsrichtung gestreut. Die Streulichtamplitude ist ein Mass für die Reaktion des Kristalls auf die erzwungene Fluktuation (ν, q).

Im Bereich wellenartigen Wärmetransports (zweiter Schall) wurde eine Resonanz für $\nu = c_2 \cdot q / 2\pi$ gefunden, wobei $c_2 \simeq 1,8 \cdot 10^5 \text{ cm/s}^{-1}$ die 2. Schallgeschwindigkeit ist [2]. Die beobachtete Resonanz bei ca. 6,5 MHz ist maximal bei 18 K und verschwindet bei $T \geq 25$ K. Unseres Wissens ist dies die erste experimentelle Beobachtung von 2. Schall in einem dielektrischen Kristall (ausser He) mittels Lichtstreuung.

Literatur

- [1] D. W. POHL, S. E. SCHWARZ und V. IRNIGER, Phys. Rev. Lett. 31, 32 (1973).
- [2] F. MCNELLY et al., Phys. Rev. Lett. 24, 100 (1970).

Multiphonon Absorption in Alkali-Halides

by H. BECK

(Institut für Theoretische Physik der Universität Zürich, Schönberggasse 9, 8001 Zürich)

Formal expressions for various contributions to the infrared absorption $\beta(\omega, T)$ at frequency ω and temperature T in alkali halides are given in the framework of

anharmonic lattice dynamics. For NaF the phonon spectrum is calculated using a breathing shell-model. Taking interionic potentials consistent with the latter $\beta(\omega, T)$ is evaluated numerically in the two- and three-phonon regime. Quantitative agreement with experiments is obtained.

Theorie des flüssigen He⁴ bei $T = 0$

von D. BAERISWYL

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Das Modell der kollektiven Variablen (Dichte ρ , Geschwindigkeitsfeld \vec{v}) wird benutzt, um Eigenschaften des Grundzustandes sowie der Elementaranregungen eines wechselwirkenden Bosonensystems zu diskutieren. Um die Ergebnisse mit Experimenten im flüssigen Helium zu vergleichen, werden als Daten für die numerische Rechnung die gemessenen Werte des statischen Strukturformfaktors verwendet. Hinweise über die Konvergenz der Störungsrechnung werden aus Summenregeln abgeleitet. Schliesslich werden Effekte der Quasiteilchenwechselwirkung, die insbesondere an der Schwelle des Zwei-Rotonen-Kontinuums wichtig werden, qualitativ untersucht sowie mit früheren Theorien und dem Experiment verglichen.

Raman Scattering in $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.3} \cdot 3\text{H}_2\text{O}$

by E. F. STEIGMEIER, R. LOUDON, G. HARBEKE and H. AUDERSET

(Laboratories RCA Ltd., Zurich, Switzerland)

and G. SCHEIBER

(Institut für Angewandte Physik der Universität Karlsruhe, D-75 Karlsruhe, Germany)

Raman scattering experiments on $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.3} \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ are reported between 5 and 300 K as a function of temperature. A line of A_1 symmetry detected at 44 cm^{-1} shows interesting temperature dependent properties. It is concluded from a comparison of the frequency, symmetry, and scattering intensity of this line with theoretical predictions that the excitation concerned represents the amplitude mode of the charge density wave (the line observed in infrared absorption being the phase mode). No Peierls transition is observed, but the results are consistent with a Peierls distortion present at all temperatures. The findings are correlated with inelastic neutron scattering and infrared studies. Finally, the CN stretching modes at 2189 and 2173 cm^{-1} and the water mode at 3490 cm^{-1} are studied as a function of temperature.

(A full paper has been published in *Solid State Commun.* 17, 1447 (1975).)

Hot Recombination as an Alternative to Resonant Raman Scattering

by J. VITINS and P. WACHTER

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

Many semiconductors (e.g. CdS) exhibit first-order multi-phonon inelastic light scattering using photon excitation energies larger than the band gap. This scattering

has been interpreted by Raman theory, however, our investigations on the Eu and Yb chalcogenides show that a model based on *hot recombination* is more appropriate. In this model the excited but not yet completely thermalized electron (polaron) occupies real band states, from which it emits (absorbs) $1 \cdots n$ phonons before recombining with its own hole. With increasing temperature YbS and YbSe exhibit a strong quenching of the scattering intensity. This further supports the above model, as this quenching is readily interpreted by increasing nonradiative decay. From the dependence on excitation energy (2.3–2.8 eV) we find, for the Eu chalcogenides, that the scattering intensity closely follows the $4f-5d_{t2g}$ absorption spectrum. In YbS and YbSe the scattering results from recombination either from the $5d_{eg}$ band or possibly from a $5d_{eg}$ virtual exciton.

Exzitonstruktur in KCN und in KCN-KCl-Mischkristallen

von M. BÖSCH und M. ROSSINELLI

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

Das Reflexionsspektrum von KCN-Einkristallen im Vakuum-Ultraviolett zeigt bei tiefen Temperaturen eine scharfe Linienstruktur, die wir auf Grund von Wechselwirkung zwischen Exziton und Streckschwingungen des CN^- -Moleküls interpretieren [1]. Dank gesteigerter Auflösung ist es gelungen, in reinem KCN bei He-Temperatur eine Dublett-Aufspaltung der Exzitonlinien nachzuweisen, die mit zunehmender Temperatur ausgelöscht wird. Wir haben diese Exziton-Vibron Wechselwirkung im System KCN-KCl als Funktion der Zusammensetzung über die ganze Mischkristallreihe untersucht.

Die CN^- -Exzitonlinien treten bei der gleichen Energie auf und sind bis zu Konzentrationen von etwa 60 Mol % KCl noch vorhanden. Die Dublett-Aufspaltung der einzelnen Linien ist nur noch aufgelöst in Kristallen, die weniger als 10 Mol % KCl enthalten.

Literatur

[1] M. BÖSCH, Helv. Phys. Acta 48, 416 (1975).

Geladene Sonden und Resonanzzentren (GeS)

Die Elektronen Zustandsdichte von flüssigen Quecksilber-Indium Legierungen im Bereich der Fermienergie

von P. COTTI und P. OELHAFEN

(Lab. für Festkörperphysik det ETH, 8049 Zürich)

Frühere Messungen der Photoemission an reinem flüssigem Quecksilber [1] haben das von Mott [2] postulierte Pseudogap bestätigt. Beim Zulegieren mit dreiwertigem

Indium zum zweiwertigen Quecksilber wird die Konzentration der Leitungselektronen und damit die Fermienergie erhöht. Messungen der Photoemission an flüssigen $\text{Hg}_{1-x}\text{In}_x$ Legierungen zeigen, dass das vom Quecksilber herrührende Minimum in der Zustandsdichte mit zunehmendem Indiumgehalt sukzessive aufgefüllt wird, bezüglich seiner Lage stationär bleibt und die Zustandsdichte bei der Fermienergie zunimmt. Bei genügend grossen Indium Konzentrationen ($x > 0,5$) ergaben die gemessenen Energieverteilungskurven eine Zustandsdichte, die mit derjenigen des Sommerfeldmodells übereinstimmt.

Literatur

- [1] P. COTTI, H.-J. GÜNTHERODT, P. MUNZ, P. OELHAFEN und J. WULLSCHLEGER, *Solid State Commun.* 12, 635 (1973).
[2] N. F. MOTT, *Phil. Mag.* 26, 505 (1972).

Etude de la relaxation des électrons de valence des métaux dans le processus de la photoémission

par Y. BAER et G. BUSCH

(Lab. für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

La répartition des électrons émis par un solide sous l'effet d'une radiation monochromatique est communément considérée comme représentative de la densité des états occupés. Cette interprétation peut reposer sur différentes approximations de l'état final dans lesquels la réaction des électrons passifs est totalement différente. Des expériences de photoémission par rayons X, susceptibles de mettre en évidence la nature de l'état final des électrons de valence des métaux, sont décrites et les résultats obtenus discutés.

On the Intensity Structure of the Negative Hydrocarbon (hc) Fragment Spectrum of Impurity hc in the Spark Mass Plasma from Solids – Discovery of a Structural Phase Transition with Negative Fragments

by J. T. MUHEIM

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich, Hönggerberg)

Abstract. The present work discusses the intensity-mass spectrum of negative hydrocarbon (hc^-) fragments of impurity hc from solids. It is shown that the hc^- spectrum is understandable, and fits logically into the scheme of the hc^+ phenomenology. The singularly large zero-point energy fluctuations of the hc protons make hc fragmentation the paradigm of the general asymmetry problem of molecule formation in the spark plasma. It has to be assumed that for the plasma process itself a collective solid-state quantum phenomenon is responsible in which process both nuclear and electron systems simultaneously play a large role. While the observation of a structural phase transition in the negative plasma again demonstrates the importance of the solid for the plasma formation, the fact that the nuclear mass is also involved obviously supports the possibility of the recently postulated isotope effect in the formation of molecular ions.

Introduction

It is the aim of this work to make transparent the general aufbau principle of the set $\{C_xH_y^-\}$ of negative fragments of primary impurity hc from solids. While the negative spark mass plasma in general has been little searched for up to now, quite numerous relationships and regularities could be found for positive mass spectra in the past half decade. The recent successful description of the positive hc spectrum $\{C_xH_y^+\}$ [1] has encouraged us to try a similar study with negative ions. But the treatment of negative ions is incomparably more difficult for the following reasons:

(i) Because the majority of mass lines are unassociated the mass spectrum has to be considered as completely unknown, and line identification must be based on exact-mass determinations;

(ii) hc^- fragments are the result of an utterly complicated and intricate many-body-fragmentation – and electron-resonance-absorption – process from a basically unknown state of the primary hc, which moreover is influenced by the topography of the investigated solid. It is clear that such a problem can be treated only inductively as not only the technicalities of the hc^+ spectra but also a good insight into the physical basis in general are not yet known.

(iii) The apparent intensity of any species may deviate from the true amount by up to 5 and more orders of magnitude. It is partly for this reason that the hc^- spectrum of a crystal of average degree of purity – and without cryogenic cooling of the source! – very often dominates even the most strongly electronaffin elements. This seemingly disadvantageous situation may on the other hand be helpful for the anion trace analysis in the ppb range. The hc^- fragmentation spectra are similar for all solids. In the following we treat the special case of Gd. Two different samples have been investigated: (a) commercial Gd of Research Chemical, and (b) ultra pure Gd from O. N. Carlson, USAEC, Ames. [2]

Species Identification by ‘Exact-mass’ Determination

Experimental Situation

While in positive ion mass spectra the non-suppressed impurity hc fragments vary in intensity according to the solid between 0.1–100 ppm_{mol}, in negative ion spectra the respective apparent concentrations may become dominating. This is particularly true for the C polymers C_n^- and the monohydrides C_nH^- , $n \in N$, which are comparably strong and as a rule easily identified. All remaining hc^- fragments usually are a factor of 100 to 1000 less abundant, if at all stable, or at least metastable (i.e. having a life time $>$ the ion time of flight to the detector, $\sim p \mu s$); the identification of the individual ion presupposes the determination of its mass, which in many cases ought to be known better than a milli atomic mass unit (mamu) – about $r \cdot 10^{-6}$ atomic mass. It is no easy task to attain such a high accuracy for spark plasma species using photographic detection. If the most abundant hc^- ions, C_n^- and C_nH^- , serve as a mass basis – their masses being known to 10^{-1} mamu! [3] – usually mass lines will have to be compared which differ by 2 to 3 orders of magnitude in intensity owing to the intensity drop with increasing hydrogenation. As a consequence of the deviation of the real field geometry from the ideal Mattauch-Herzog-type [4–6] the slightest intensity dependence of the line shape asymmetry makes itself felt drastically. In order to separate line defect

errors due to the ion optics as well as to the ion energy distribution [7, 8] from those arising from the photo plate evaluation technique, two independent procedures have been adopted for the latter: (i) the micrometercomparator method (C) for the direct measurement of line distances and (ii) the densitometer method (D) using a Joyce-Loebl instrument with a ratio-arm 1:50! A comparison of the experimental mass spectrographic masses $M_{\text{exp}}(MS)$ (middle column in Table I) obtained by the two methods shows that they are surprisingly equivalent within the limits of the presently attainable accuracy. It is only for very weak intensities ($n > 2$) that the D method proves definitely advantageous over the C method. The same holds for multiplets.

Average mass values have been indicated by – faute de mieux! – attributing one and the same statistical weight to the results from both methods and all exposures (in nC units). The results appear to be well reproducible to sometimes within $\Delta M = \pm 1$ mamu, and reliable to 2–5 mamu. It appears worth mentioning that spark mass evaluation on the basis of photographic detection may be capable of improvement by a factor of 10 without an excessive labour, through the improvement of the measurement of lengths to about 10^{-3} mm. There seems to exist, however, a much more serious limitation in the basically unknown shape of the species energy distribution curve, which to all appearance varies from solid to solid.

Results

The first column of Table I indicates the nominal mass and the investigated negative molecular species as constituted by the major isotope of its components, with the corresponding exact mass in atomic mass units (amu) in the last column. The second column reflects the appropriately chosen mass basis consisting of two neighbouring known masses, and column 3 shows the exposure which is proportional to the total ion charge of the individual spectrum. The medium columns finally give the individual mass values and their average obtained by C and D techniques for those cases where a determination was possible. In extreme situations where the ‘blackening’ of the line consisted of only a few Ag grains the C method is bound to fail. Summarizing the results of mass determination it may be stated that at the moment, including C_n^- , 14 pure hc^- fragments have been ascertained in the natural impurity hc^- spectrum of Gd (Res. Chem.). In ultrapure Gd (Ames) no fragments with $n \geq 3$ could be observed for similar experimental conditions. All fragments in the mono-C group CH_y^- appear to be stable or metastable. In the C_2 group only C_2^- and C_2H^- are observed intensively while mass 26 belongs to the pseudohalogen CN^- , mass 27 to the cyanic acid CNH^- , and 28 as a rule to N_2^- or CO^- . But mass 29 undoubtedly has to be attributed to $C_2H_5^-$ which is isoelectronic to ethane. This is a lucid example of the strongly stabilizing action of the electron shell of the paraffin molecule. A similar situation, by the way, has to be assumed for CH_3^- . In the C_3 group all low-hydrogenized species up to $C_3H_3^-$ can be observed while in the C_4 group $C_4H_2^-$ is missing, probably being substituted by the more stable C_3N^- . On mass 51 no doubt $C_4H_3^-$ fulfils the mass requirement. The impressive accuracy of the D method and its applicability in a range of several mass units is demonstrated by the mass of OCl^- which itself is isoelectronic with the stable FCl .

Intensity Structure of the hc^- Spectrum

The unequivocal identification of all species of a definite spectrum forms the indispensable presupposition for any discussion of the hc^- intensity structure. This is

Table I

Spark mass spectrographic mass of impurity hydrocarbon fragments in the negative mass spectrum of Gd (Res. Chem.) compared with the exact mass.

	SPECIE	BASIS	EXP (NC)	$M_{\text{EXP. (MS)}}$			M_{EXACT} (AMU)
				C	D	AVERAGE	
12	C^-						12
13	CH^-						13.0078
14	CH_2^-	C, CH	$3 \cdot 10^{-3}$	14.021	14.025	14.021 ± 0.007	14.0156
			10^{-2}	14.028	14.012		
15	CH_3^-	CH, CH_2	10^{-1} (o)	15.020	15.014	15.015 ± 0.003	15.0234
			10^{-1} (u)	15.015	15.014		
24	C_2^-						24
25	C_2H^-						25.0078
26	CN^-	$\text{C}_2, \text{C}_2\text{H}$	10^{-4}	26.006		26.000 ± 0.005	26.0031
			$3 \cdot 10^{-4}$	25.998	25.997		
			10^{-3}	25.999	25.994		
			10^{-3}	26.004 (A)			
27	CNH^-	$\text{C}_2\text{H}, \text{CN}$			27.006	27.007 ± 0.002	27.0109
			$3 \cdot 10^{-3}$	27.009	27.005		
			10^{-2}	27.009			
28	N_2^-	CN, CNH	10^{-1}	28.005		28.005	28.0062
29	C_2H_5^-	CNH, N_2	10^{-1} (o)	29.031	29.038	29.034 ± 0.005	29.0390
36	C_3^-						36
37	C_3H^-						37.0078
38	C_3H_2^-	$\text{C}_3, \text{C}_3\text{H}$	$3 \cdot 10^{-2}$		38.014	38.014 ± 0.004	38.0156
			10^{-1} (o)		38.013		
39	C_3H_3^-	$\text{C}_3, \text{C}_3\text{H}$	$3 \cdot 10^{-2}$		39.021	39.021 ± 0.004	39.0234
			10^{-1} (o)		39.020		
48	C_4^-						48
49	C_4H^-						49.0078
50	C_3N^-	$\text{C}_4, \text{C}_4\text{H}$	10^{-1} (o)		50.002	50.003 ± 0.002	50.0031
			10^{-1} (u)		50.004		
51	C_4H_3^-	$\text{C}_4, \text{C}_4\text{H}$	10^{-1} (o)		51.024	51.019 ± 0.007	51.0234
			10^{-1} (u)		51.015		
51	OCL^-	$\text{C}_4, \text{C}_4\text{H}$	10^{-1} (o)		50.966	50.963 ± 0.003	50.9638
			10^{-1} (u)		50.961		

by far less trivial than it might sound. In many situations the result of the mass determination is not at all unambiguous. Even for hydrocarbons, and more so for complex molecules which may or may not be characteristic of a solid. Even more than in the positive spectrum, the electron structure of the final negative ion, together with the prefragmentational conditions in the crystal, influences greatly the actually observed ion intensity. There is therefore a great need for additional criteria which allow to exclude all those theoretical possibilities, which – while fulfilling the mass requirement – deserve only little interest from the point of view of the presumably unstable ion electron structure. But as a matter of fact stable negative ion electron configurations do not simply represent closed electron shells (Pauli principle) as one would naively expect from the structure of neutral species.

Figures 1 and 2 show the apparent intensity of ions ranging in their mass (more precisely: mass/charge) from 12–43 amu as a function of the exposure. Most fragments are due to organic contaminations which before or during the experiment came

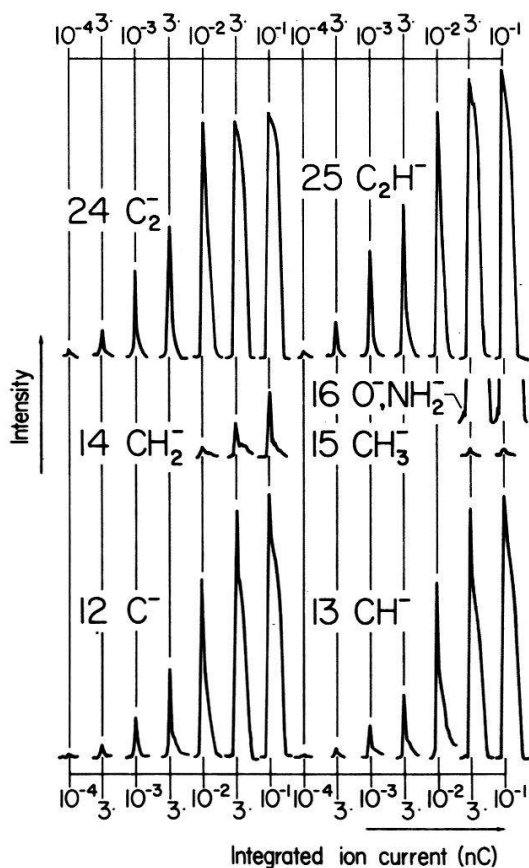


Figure 1
Intensity of negative molecular ions ($M = 12-25$ amu) in the spark plasma from Gd (Res. Chem.) as a function of the exposure.

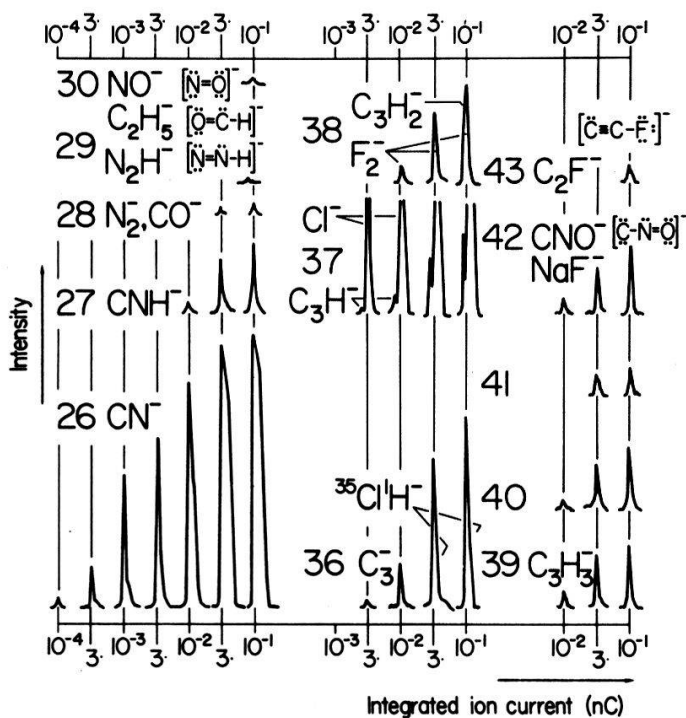


Figure 2
Intensity of negative molecular ions ($M = 26-43$ amu) in the spark plasma from Gd (Res. Chem.) as a function of the exposure.

into contact with the crystal. The observed resulting intensity is undoubtedly due to different contributions: such as fragments formed from large primary hc molecules on outer or inner crystal surfaces or small fragments already existing in regular substitutional or interstitial positions, or from contaminations having their origin in the residual gas of the source and being deposited on the crystal in the course of the experiment by one or the other of a great many of possible processes (e.g. condensation of carbon on the electrodes [9], and elemental recondensation [10]). In the following we wish to look more closely into the details. Masses 12 and 13 correspond to $^{12}\text{C}^-$ and $^{12}\text{C}^1\text{H}^-$ as the almost equal intensities preclude the isotope $^{13}\text{C}^-$ having only an abundance 1.1%. With C^- and CH^- as a basis we are able to determine CH_2^- and CH_3^- , being about 100 and 1000 times less plentiful, respectively. According to Table I $^{14}\text{N}^-$ with a mass 14.0031 amu may be excluded on mass 14. Recent measurements suggest the electronaffinity of nitrogen (for values and citations see e.g. the compilation [11]) to be negative ($\text{EA}_{\text{N}} = -0.21 \div -0.27$ eV) which pleads against the stability of N^- in the plasma. It is not known to this author whether N^- is metastable, and if so, how long. CH_3^- is utterly faint and probably only observable because it is isoelectronic with methane. The strongly electronaffin O gives always rise to an intense line O^- on mass 16, which may be associated with NH_2^- . NH_2^- has a stable valence shell octet electron quanticule $\{\text{e}_8^{-8}\}$, while CH_4 appears to be definitely unstable.

In the C_2 group C_2^- and C_2H^- are formed similarly strong. $^{24}\text{Mg}^-$ can be precluded both from the isotopic ratios and the negative EA ($-0.32 \div -0.22$ eV). With these molecules as a certain basis masses 26–30 become identifiable. On mass 26 (Fig. 2) CN^- – chemically very similar to Cl^- – is always plentiful. CN^- has a 10 electron quanticule $\{\text{e}_{10}^{-10}\}$ which quite generally speaking appears to play an outstanding rôle in the negative spark plasma. For the crystal structures A_1 and A_3 C_2H^- appears to be the most plentiful ion. Cyanic acid CNH^- is about 100 times less plentiful. Contrary to all expectations C_2H_3^- is not present on mass 27 as a plentiful ion. $M = 28$ belongs to N_2^- or CO^- . Probably there is $\text{EA}_{\text{N}_2} > 0$. $M = 29$ is at least a doublet whose left component (larger mass!) corresponds to C_2H_5^- which is isoelectronic to ethane, and therefore particularly stable. The right component shows a mass defect of 2.1 mamu relative to C_2H_5^- and belongs to N_2H^- having an $\{\text{e}_{12}^{-12}\}$ quanticule. $M = 30$ is not ascertained and, though improbable, C_2H_6^- cannot be completely precluded.

Cl^- ($\text{EA} = 3.6 \div 3.9$ eV) has a comparably large electron affinity like CN^- and is as a rule plentiful. According to the occurrence of CNH^- , $^{35}\text{Cl}^1\text{H}^-$ has to be admitted on mass 36. In fact on the right side of line 36 ClH^- appears as a barely visible (unresolved) break. From the mass defect therefore C_3^- can be ascertained as the major component. On $M = 37$ C_3H^- may be determined unequivocally, by which means the basis for the C_3 group becomes firm. $M = 38$ turns out to be an unresolved doublet whose major component is F_2^- . On the left side C_3H_2^- is just discernible. $M = 39$ belongs clearly to C_3H_3^- . Masses 40 and 41 are typical of the solid. In the case of Gd (Res. Chem.) NaOH^- , C_2O^- and NaOH_2^- , C_2OH^- form reasonable alternatives respectively though a clear decision is not possible. $M = 42$ is as a rule plentiful and presumably due to NaF^- . ($\text{EA}_{\text{NaF}} = 3.4 \div 3.7$ eV). $M = 43$ is usually weak, and of uncertain origin. Probably C_3H_7^- must be precluded. Including C_4^- , C_4H^- and C_4H_3^- we may summarize that the hc^- spectrum has an appreciably smaller number of stable or metastable hc^- fragments than the hc^+ spectrum for one and the same sample and otherwise similar conditions. It may be stated that with increasing number y of H atoms in a group the intensity of the unsaturated hydro-

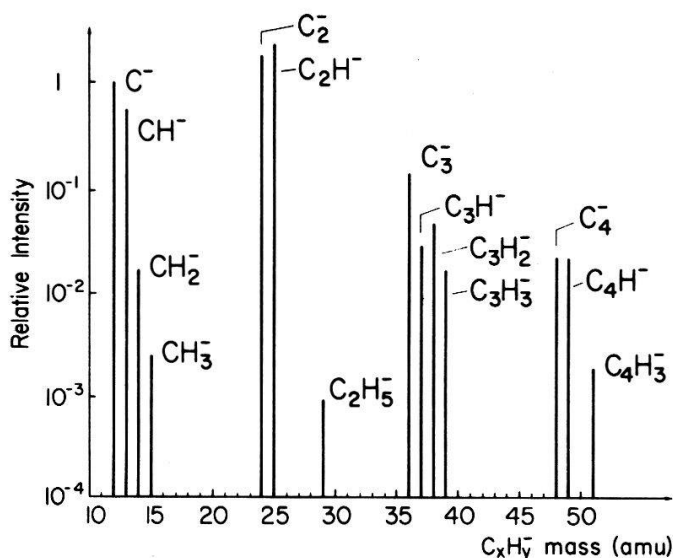


Figure 3

Average relative intensity of negative hydrocarbon fragments as a function of the mass in the spark mass plasma from Gd (Res. Chem.).

carbons $C_nH_y^-$ decreases rapidly but nonmonotonously. Only C_n^- and C_nH^- , as a rule, form plentiful ions. Figure 3 shows the average (logarithmic) intensity of up to now ascertained species in the 'natural' hc^- spectrum of Gd as a function of the fragment mass. This plot does not make any allowance for (small) crystal structure details. It must, nevertheless, be emphasized that what may be called typical or general of the hc structure (hc^+ as well as hc^-) is, no doubt, the result of the fragmentation of hydrocarbons being in contact with the solid. What would the fragmentation of the same hc in the vacuum be like under similar spark conditions is not known.

Interpretation

General Physical Background

Despite the seemingly different structures of positive and negative hc spectra it must not be overlooked that in both cases the same physical processes are at work. As there has been gained a satisfactory empirical insight into the complicated dynamics of the hc^+ fragmentation in the recent past, there remains now chiefly the task to transfer that knowhow logically into the negative spectrum. This, however, presupposes a minimum physical insight, too.

A more than merely empirical understanding of the hc^+ fragmentation became only possible when in 1974 a further (second!) valence-mass phenomenon was discovered. It was for the first time then that the essential role of the nuclear mass in the process of the diatomic species formation became manifest – i.e. indirectly by its influence via the electron shell [12]. This aspect of the mass must not be confused with the directly measured mass spectroscopic mass of Table I though, of course, both operations refer to the same physical entity. If that statement corresponded to the truth – and there is actually little doubt – a very subtle general isotope effect, manifested by mass dependent molecule formation, became predictable.

This mass feature throws now a new light on the hc phenomenology in that the

crystal structure dependent fragmentation of any solid contacting hydrocarbons appears to be related with the singularly large proton zero-point energy fluctuations. Therefore the solid hinders the free movement of protons – i.e. that movement which the protons would perform if the primary molecule were in the vacuum – in a way that depends on both crystal symmetry and actual dimensions (steric hindrance). This is equivalent to saying that fragmentation is governed by the crystal topography acting as an external field. But this again forms only part of the truth, because – as mainly suggested by the results of the positron annihilation life time – spark plasma correlation [13] – the very fragmentation is presumably preceded by a preformative collective phase state with singular properties. It goes without saying that the hc phenomenon is classically unintelligible.

If now on the one hand the role of the molecular mass became ascertained by the valence-mass phenomena, the very same phenomena revealed themselves on the other hand as the complicated result of local ‘spin experiments’ which rest on the Pauli exclusion principle. It follows therefore that in the spark plasma species formation both the nuclear system and the electronic system are simultaneously important. But only further reaching investigations can clarify the question of the separability of the individual influences of the two systems.

If one tries now to transfer the ideas – which, as a current examination shows, prove successful in the case of the relatively simple diatomic molecules – to the much more complicated hydrocarbons it becomes immediately clear, that presently at best a description may be envisaged which conforms to the numbers of both electrons and nuclei and their mutual interaction (‘solo numero’ method). It is one of the merits of C. K. Jørgensen for having revived Fajans’ early idea of quantized electron clusters [14]. These so-called quanticules are one or more (often an even number) electrons quantized with respect to one or more nuclei. The present author feels that quite commonly the actually observed plentiful molecular ions in the spark plasma do as a rule have valence shells which consist of even number quanticules. For negative ions optimum conditions appear to be given when they form 10 electron quanticules $\{e_{10}^{-10}\}$. This is most easily observed with molecules which are characteristic of the solid or for molecules produced by accidental impurities.

Probably mainly as a consequence of the interference of strong proton fluctuations the quanticule concept yet proves too simple for the hc^\pm fragmentation. This forces even more further-reaching simplifications in the basic assumptions of hc fragmentation.

The Special Situation of the hc^- Fragmentation

The hc fragmentation represents – exactly like the valence phenomena – a most intricate problem of molecule formation out of condensed matter which latter is being compelled to become unstable. The general concept to relate ‘molecular’ species with asymmetry-anisotropy based processes, while ‘atomic’ species are rather related with symmetry-isotropy [15] based processes, has proved tremendously successful in the explanation of spectra. In this light the positron annihilation life time–spark plasma correlation [13] rests on an asymmetry of primarily electronic character (spin decoupling) due to crystal real nature, while the hc phenomenon to a very large extent reflects the structure dependent asymmetry of the proton fluctuations, thus revealing a nuclear mass character. It would be premature to present any detailed model. Instead we shall try to discuss the question which factors may be made responsible for the enormous

discrimination of the species intensity, generally observed with negative spectra (see Fig. 3). In the following the influence of the solid shall be disregarded.

In order that a plasma created fragment $C_xH_y^-$ can be detected (Table II), it must (i) be required that $C_xH_y^-$ is either stable, and therefore ought to have a positive electronaffinity, $EA > 0$, or if it is metastable, then its lifetime has to be longer than its time of flight to the detector. With respect to the global influence of the electron shell of the species $C_xH_y^-$ that is being formed, it must (ii) be required that the positive species $C_xH_{y+2}^+$ which is isoelectronic with $C_xH_y^-$ is fundamentally possible. One way to guarantee this, or more strictly speaking: to take into account the inclination for a certain species to be formed, is that the neutral species C_xH_{y+1} has a positive proton affinity. Similarly it is required that the isonuclear $C_xH_y^+$ is possible as well. In this case the positive proton affinity of C_xH_{y-1} may form a necessary condition. The last but one column in Table II contains, corresponding to cases (i)-(iii), the product probability for the formation of $C_xH_y^-$, $Q = \prod_i Q_i$, where Q_1-Q_3 are the qualitative probabilities assuming either the value 'favourable', F, or 'unfavourable,' U. It is expected that only F^3 values permit plentiful hc^- ions, while all other cases comprising one or more U ought to be increasingly disfavoured.

Table II

Qualitative expected and observed mass spectral intensity of negative hc fragments $C_xH_y^-$ from solids for lattice modulated spark fragmentation of primary impurity hydrocarbons. (EA electron affinity, PA proton affinity, F favourable, U unfavourable)

NEGATIVE SPECIES		POSITIVE CORRESPONDING "SOLO NUMERO"					INTENSITY OF $C_xH_y^-$	
$SP^- = C_xH_y^-$		EQUIELECTRONIC SPECIES		EQUINUCLEAR SPECIES		EXPECTED	OBSERVED	
(EA OF SP^- , EV)	EXPECTATION	$SP^+ = C_xH_{y+2}^+$	OBS. +VE INT.	$SP^+ = C_xH_y^+$	OBS. +VE INT.	$Q = \prod Q_i$		
	Q_1	(PA OF C_xH_{y+1} , EV)	Q_2	(PA OF C_xH_{y-1} , EV)	Q_3			
C^- 1.2	F	CH_2^+ 5.1	F	C^+	F	C^- F^3	VERY STRONG	
CH^- 1.65	F	CH_3^+ 5.2	F	CH^+ 6.0	F	CH^- F^3	VERY STRONG	
CH_2^- -0.95	U	CH_4^+ 5.1	F	CH_2^+ 5.1	F	CH_2^- F^2U	WEAK	
CH_3^- 2.0	F	CH_5^+	(U)	CH_3^+ 5.2	F	CH_3^- (F^2U)	VERY WEAK	
CH_4^-	U	CH_6^+	U	CH_4^+ 5.1	F	CH_4^- FU^2	-	
C_2^- 3.1	F	$C_2H_2^+$	F	C_2^+	F	C_2^- F^3	VERY STRONG	
C_2H^-	F	$C_2H_3^+$	F	C_2H^+	F	C_2H^- F^3	VERY STRONG	
$C_2H_2^-$	U	$C_2H_4^+$	F	$C_2H_2^+$	F	$C_2H_2^-$ F^2U	-	
$C_2H_3^-$	F	$C_2H_5^+$ 6.8	F	$C_2H_3^+$	F	$C_2H_3^-$ F^3	-	
$C_2H_4^-$ -1.81	U	$C_2H_6^+$	F	$C_2H_4^+$	F	$C_2H_4^-$ F^2U	-	
$C_2H_5^-$ 1.40	F	$C_2H_7^+$	(U)	$C_2H_5^+$ 6.8	F	$C_2H_5^-$ (F^2U)	VERY WEAK	
$C_2H_6^-$	U	$C_2H_8^+$	U	$C_2H_6^+$	F	$C_2H_6^-$ FU^2	-	
C_3^- 1.8	F	$C_3H_2^+$	F	C_3^+	F	C_3^- F^3	VERY STRONG	
C_3H^-	F	$C_3H_3^+$	F	C_3H^+	F	C_3H^- F^3	STRONG	
$C_3H_2^-$	U	$C_3H_4^+$	F	$C_3H_2^+$	F	$C_3H_2^-$ F^2U	STRONG	
$C_3H_3^-$	F	$C_3H_5^+$	F	$C_3H_3^+$	F	$C_3H_3^-$ F^3	STRONG	
$C_3H_4^-$	U	$C_3H_6^+$	F	$C_3H_4^+$	F	$C_3H_4^-$ F^2U	-	
$C_3H_5^-$ 2.1	F	$C_3H_7^+$	F	$C_3H_5^+$	F	$C_3H_5^-$ F^3	-	
$C_3H_6^-$	U	$C_3H_8^+$	F	$C_3H_6^+$	F	$C_3H_6^-$ F^2U	-	
$C_3H_7^-$	F	$C_3H_9^+$	(U)	$C_3H_7^+$	F	$C_3H_7^-$ (F^2U)	VERY WEAK ?	
$C_3H_8^-$						$C_3H_8^-$	-	
C_4^-	F	$C_4H_2^+$	F	C_4^+	F	C_4^- F^3	STRONG	
C_4H^-	F	$C_4H_3^+$	F	C_4H^+	F	C_4H^- F^3	STRONG	
$C_4H_2^-$	U	$C_4H_4^+$	F	$C_4H_2^+$	F	$C_4H_2^-$ F^2U	-	
$C_4H_3^-$	F	$C_4H_5^+$	F	$C_4H_3^+$	F	$C_4H_3^-$ F^3	WEAK	

Unfortunately the EA is known only for very few unsaturated hc, so that it must be assumed that Q_1 for $C_nH_y^-$ with increasing number of H atoms within a C_n group alters in the rhythm of $EA \geq 0$. This means that according to whether y is an odd or even natural number there is an electron with an unsaturated spin ($S = \frac{1}{2}$) or an electron pair ($S = 0$) respectively at the neutral C_nH_y . In case y is odd there is a tendency to complete the 2 electron shell or quanticule. Hence EA is expected to be positive and thus Q_1 favourable.

As the unsaturated hc have throughout positive proton affinity unfavourable cases occur for Q_2 only if there is H oversaturation. As both CH_3^- and $C_2H_5^-$ are ascertained species (Table I) it follows according to the present picture that carbonium CH_5^+ – which has never been observed by the present author – as well as the homologue $C_2H_7^+$ must at least exist during the life time of the plasma ($\sim 10^{-9}$ s). In accordance with the Pauli principle this is only possible by excitation of one of the K-shell electrons of the carbon atoms. It belongs however to the essence of the spark that the collective phase state (metaplasma) enables very highly excited energy states which among other facts lead to high degrees of atomic ionization [16]. The existence of species such as CH_3^- and $C_2H_5^-$ confirm therefore merely what is already known by atomic ion spectra. The proton affinity of CH_5 , or generally C_nH_{2n+3} , appears to be negative throughout. The condition (iii) is trivially favourable in all cases. Its value is manifested if we take regard of the influence of the crystal structure. In the last column finally the qualitative expectations and experimental findings have been juxtaposed for 25 hc^- . Considering the primitiveness of the model the agreement looks fairly good. Possibly the missing of fundamentally allowed species, such as $C_2H_3^-$, may be ascribed to their low intensity. On the other hand species may be metastable up to a millisecond. Quite generally then a drastic decrease in intensity is observable with rising proton number. A possible interpretation of this fact consists in saying that the hc^- fragment in the state of the metaplasma cannot withstand the increasing proton zero-point pressure, and thus becomes unstable. And this so much more easily as there comes in addition the (latent) cloud expanding action of the final negative ion surplus electron. An extra stability is on the other hand provided by the paraffin isoelectric configuration $C_nH_{2n+1}^-$. So nonmonotony of the hc^- spectrum may as a rule be related with (even number) quanticules. It is interesting to note, as visualized by Figure 3 that there appears to exist a correspondence between individual $C_nH_y^-$ groups having either an even or an odd number n of carbon atoms; C_n groups with $n = 1.3$ allow more fragments than those with $n = 2.4$. We may finally turn to the crystal structure influence on hc^- fragmentation.

On the Observation of a Structural Phase Transition by Means of hc^- Fragments

While up to now the general aspects of the hc^- fragmentation have been discussed, we shall enter now briefly into the particular influence of the crystal structure on this phenomenon. As already mentioned the hc^- spectrum provides only a few plentiful fragments which can act as carriers of information. Therefore any systematic study of negative fragments would require incomparably more experience than was the case with positive fragments [1]. In practice only 4 ions C^- , CH^- , C_2^- and C_2H^- may be used. It is therefore tempting to search for the presumably small difference effects by producing a phase transition [16] intentionally and looking for any variations.

Owing to the present understanding, the expected intensity variations are to a large extent predictable: (i) H atoms have a singularly small nuclear mass, and there-

fore their zero-point fluctuation is singularly large. In virtue of this property protons are most apt to serve as 'atomic' crystal structure sensors. This situation is fully analogous to that one of the first valence phenomenon [17], where on a rather 'sub-atomic' level the valence electrons of the crystal fill the valence (spin) holes of strongly electronegative (impurity) elements, such as divalent O and monovalent F, in order to complete their valence shell. In doing so they can provide information about the spin valence of the solid. There is no need nor a possibility to deny the actual role of ordinary temperature – which as a rule is not precisely known – as it is not of primary importance for the spark phenomenon in general and hc fragmentation in particular, but nevertheless may render impossible the ultimate precision in the 'exact-mass' determination (Table I). It can therefore be stated that true structure information can be hoped only from proton holding fragments, i.e. CH^- and C_2H^- , while C^- , and C_2^- , owing to their 'heavy' masses serve as roughly structure independent references.

(ii) With respect to the change of the intensity of C_nH^- itself to C_n^- the structure rules for the hc^+ fragmentation [1] together with the ideas on which the results of Table II were based, will prove helpful. According to those rules a phase transformation $A_{1,3} \rightarrow A_2$ causes the intensities of CH^+ , CH_2^+ and CH_3^+ to decrease and that one of CH_4^+ to increase. (The latter probably at the cost of the less hydrogenized species!) This is the essence of the 'intra group rule' for the mono-C group. From these facts we have the following situation: CH_3^+ and CH^+ are respectively isoelectronic and isonuclear with CH^- . According to our 'solo numero' model the CH^- equivalent positive species decrease for $A_{1,3} \rightarrow A_2$, and ergo so does CH^- itself. With statement (i) this means also a decrease relative to C^- . A fully analogous situation presents itself for C_2H^- . The C_2 group of the hc^+ spectrum to which belong the C_2H^- equivalent species C_2H_3^+ and C_2H^+ is being damped out considerably with respect to the mono-C group if the crystal undergoes a transformation into the body-centered cubic high temperature phase. This forms the essence of the 'inter group rule'. For the very same reason as above an intensity decrease of C_2H^- may be expected with respect to C_2^- .

Figure 4 presents these facts on the example of the crystal structure phase transformation $A_3 \rightarrow A_2$ for ultrapure Gd (Ames). It can be seen that the transformation occurs for a doubling of the ac pulse duration $100 \rightarrow 200 \mu\text{s}$ and otherwise constant pulse rate, 30 p/s, and ac voltage, 40 kV. The decrease of the intensity of the monohydrides during the transformation from the close-packed hexagonal to the wider body-centered cubic phase is visualized by rising and falling arrows. At the same time NaF^- , very much like C_2^- and C^- , does not alter appreciably in full accord with the expectation. A similar result has been obtained for the $A_1 \rightarrow A_2$ transition of Fe.

Summary

In this work we have tried to show that the spark plasma hc^- fragment spectrum of accidental hc impurities in a solid shows a general aufbau or structure on which that part of the fragmentation that depends on the crystal structure of the investigated solid is being superposed as a minor though clearly observable effect. The hc^- spectrum may be considered as the most intricate result of the mutual interactions of nuclear and electron systems of both the primary hc and of the solid. It is mainly by the asymmetrizing action of the topography of the latter that the hc proton zero-point fluctuation becomes involved and gives rise to the structure dependent fragmentation. The physics of the hc fragmentation forms part of the collective (many-body) processes of the general problem of spark plasma species formation out of matter

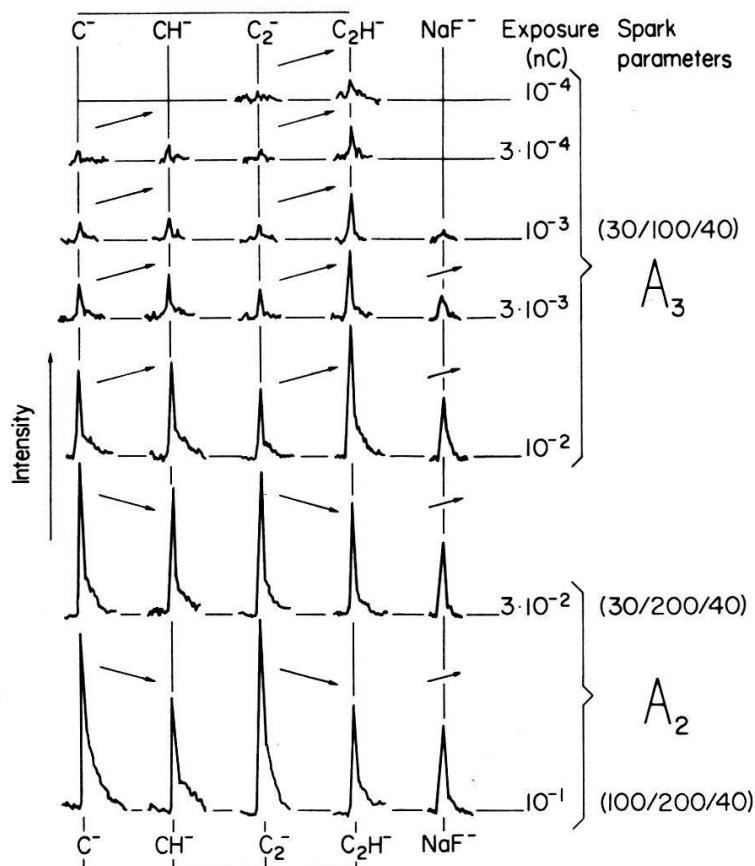


Figure 4

Spark plasma $A_3 \rightarrow A_2$ transformation of Gd (Ames) observed with hc fragments for an increase of the r.f. pulse duration $100 \rightarrow 200 \mu\text{s}$, and otherwise constant pulse repetition rate (30 p/s) and spark voltage (40 kV).

in the condensed state. The question of the temperature is of a complicated nature. Thermal relaxation can no doubt be observed in experiments involving a crystal phase transformation by the study of hc. It is important to notice that the occurrence of the phase transformation hardly implies that the crystal lattice in the momentary spark spot has a temperature that corresponds to the 'thermal' transition temperature of the transformation (e.g. for Gd, $T_c = 1262^\circ\text{C}$). The role of the crystal lattice during disintegration – seen by the atomic vibrations (quantum oscillations as well as phonons) – is probably much better compared with a situation similar to a soft mode, but where the thermal agitation is replaced by quantum oscillations which occur in an environment of chemical debonding. The elastic instability of the solid is provoked by the electron avalanche caused by the blown-in primary electrons. It is quite thinkable that the lattice can in principle be at a very low absolute temperature. (This is contrary to the early assumption [16].) Most of the present results stem from investigations on Gadolinium but they have a universal aspect insofar as it turns out to be true that (most) atoms have an average size definitely greater than that one of the H atom or what might be analogous to it in terms of its fluctuations.

For the present work we have profited of the outstanding performance of the mass spectrograph MS 702 of AEI Scientific Apparatus and photographic detection. But that development again would never have become possible without the endeavours of a great many of European and American mass spectroscopists during the past four decades (or even five, including photography). The author wishes to express his thanks

to professor G. Busch for his constant support, PD Si Yuan for many helpful hints and discussions, Prof. O. N. Carlson, USAEC, Ames, for kindly leaving him a sample of ultrapure Gd, and Mr. B. Köhler for his apt help.

References

- [1] J. T. MUHEIM, *Frühjahrstagung SPG, Zürich (1975)*, Helv. Phys. Acta 48, 444 (1975).
- [2] O. N. CARLSON, F. A. SCHMIDT and D. T. PETERSON, *J. Less-Common Met.* 39, 277 (1975).
- [3] L. A. KONIG et al., *1961 Nuclidic Mass Tables*.
- [4] J. MATTAUCH und R. HERZOG, *Z. Phys.* 89, 786 (1934).
- [5] H. EWALD und H. HINTENBERGER, *Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie* (Verlag Chemie, 1953).
- [6] R. F. HERZOG, in *Trace Analysis by Mass Spectrometry*, edited by A. J. AHEARN (Academic Press, 1972), p. 57.
- [7] Y. BOULIN et F. DEGREVE, *Vème réunion de l'AFSMAS, Ostende, mai 1975 compte rendu* to appear in *Journal of European Spectroscopy News*.
- [8] J. R. WOOLSTON and R. E. HONIG, *Rev. Sci. Instr.* 35, 69 (1964); and *Twelfth Annual Conference on Mass Spectrometry, Montreal, 1964, Paper 57*.
- [9] F. DEGREVE, *2ème Colloque de spectrométrie de masse à étincelles St Nizier/Grenoble, mai 1972*.
- [10] M.-R. GAUNEAU et G. BOUVY, *IIIème réunion de l'AFSMAS, ONERA Chatillon/Paris, juin 1973*.
- [11] W. J. WEDENEJEW et al., *Energien chemischer Bindungen, Ionisationspotentiale und Elektronenaffinitäten* (VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1971).
- [12] J. T. MUHEIM, *Vème réunion de l'AFSMAS, Ostende, mai 1975* to appear in *Journal of European Spectroscopy News*.
- [13] J. T. MUHEIM und H. SURBECK, *Frühjahrstagung SPG, Zürich (1975)*, Helv. Phys. Acta 48, 446 (1975).
- [14] C. K. JØRGENSEN, *Oxidation Numbers and Oxidation States* (Springer, 1969), p. 245.
- [15] J. T. MUHEIM, Helv. Phys. Acta 48, 17 (1975).
- [16] J. T. MUHEIM, *Proc. 10th R.-E. Res. Conf. Arizona*, Vol. I (USAEC Techn. Inf. Center, Oak Ridge, Tenn., USA 1973), p. 208.
- [17] J. T. MUHEIM, *Mat. Res. Bull.*, 7, 1417 (1972).

Spinpolarisation von Feldemittierten Elektronen aus einkristallinen Ni-Oberflächen

VON M. CAMPAGNA, T. UTSUMI und D. N. E. BUCHANAN

(Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey 07974)

Wir beschreiben eine Apparatur zur Messung der Elektronen-Spinpolarisation (ESP) bei der Feldemission. Die Herstellung reiner Oberflächen von Feldemissionsspitzen aus orientierten einkristallinem Draht wird mittels Feldverdampfung in einem Vacuum von $1.5 \cdot 10^{-10}$ Torr und bei $\sim 150^\circ\text{K}$ erreicht. Eine ausheizbare supra-leitende Spule erlaubt die Erzeugung statischer Magnetfelder am Ort der Spitze. Die Feldemissionsbilder werden auf einem Schirm beobachtet und die gewünschte kristallographische Richtung wird mit einer 'probe-hole' in Schirm ausgewählt. Eine solche Anordnung zeigt sich als unerlässlich, wenn man eine sinnvolle ESP-Messung bei der Feldemission aus verschiedenen kristallographischen Richtungen durchführen will. Wir diskutieren Resultate für W(110) ($P \approx 0$) und verschiedene (hkl) Richtungen von Ni, wo kleine ESP-Werte beobachtet worden sind ($< 5\%$). Eine Abhängigkeit der ESP vom Magnetfeld bis ca. 100 G hinunter konnte nicht festgestellt werden.

Charge and Spin Densities Measured with Positive Muons in Metals

by P. F. MEIER

(SIN, 5234 Villigen)

The enhancement of conduction electron density at the position of a positive muon implanted into a metal is calculated in a simple model. The values obtained for the Knight shift are of the correct order of magnitude to explain the measurements.

The muon spin precession in ferromagnetic metals is discussed and the spin density enhancement at the muon is calculated.

Mössbaueruntersuchungen am 2-dimensionalen Antiferromagneten $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{FeCl}_4$

VON H. KELLER und W. KÜNDIG

(Physik-Institut der Universität Zürich)

und H. AREND

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Von polykristallinen $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{FeCl}_4$ -Proben wurden Mössbauerspektren im Temperaturbereich von 9–300 K gemessen. Oberhalb der Néel-Temperatur $T_N = 96$ K wird ein reines Quadrupolspektrum beobachtet (298 K: $\frac{1}{2}eQV_{zz} = (2,228 \pm 0,008)$ mm/s). Unterhalb T_N ergibt die Ausgleichsrechnung, dass der axial symmetrische Feldgradient V_{zz} senkrecht zum Magnetfeld H am ^{57}Fe -Kern steht, d.h. die Schichten sind parallel zu sich selbst magnetisiert. Das auf 0 K extrapolierte Hyperfeinfeld beträgt $H(O) = (283 \pm 3)$ kOe. Im Temperaturbereich $0,02 < (1 - T/T_N) < 0,3$ wird die Magnetisierung $M(T)$ resp. das Hyperfeinfeld durch die Funktion $M(T)/M(O) = H(T)/H(O) = D(1 - T/T_N)^\beta$ gut beschrieben. Die angepassten Parameter D , β und T_N betragen: $D = 1,12 \pm 0,02$, $\beta = 0,217 \pm 0,012$ und $T_N = (96,00 \pm 0,08)$ K. Die Resultate werden mit dem planaren XY-Modell [1], das $\beta \approx 0,2$ voraussagt, verglichen.

Literatur

[1] M. E. FISHER, Rev. Mod. Phys. 46, 597 (1974).

NMR-Untersuchungen von strukturellen Phasenübergängen in der Schichtstruktur $(\text{CH}_3\text{ND}_3)_2\text{MnCl}_4$

VON D. BRINKMANN und U. WALTHER

(Physik-Institut der Universität Zürich)

und H. AREND

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die Deuteronen- und Protonen-Kernresonanz in $(\text{CH}_3\text{ND}_3)_2\text{MnCl}_4$ wurde bei den strukturellen Phasenübergängen von 257 K und 394 K untersucht, ergänzt durch

einige Protonen-Messungen in $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$ und $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$. Es wurde gefunden, dass die N-C-Bindung um die Schichtnormale sprungweise zwischen vier Potentialmulden rotiert. Der Neigungswinkel der Bindung gegenüber der Normalen ist durch die Besetzungswahrscheinlichkeiten für diese Mulden bestimmt. In den Änderungen dieser Wahrscheinlichkeiten mit der Temperatur spiegeln sich der stetige und unstetige Phasenübergang wider. Die Methyl-Gruppe rotiert frei um die N-C-Bindung, zumindest in der unteren tetragonalen und in der orthorhombischen Phase.

Supraleitung und Plastische Kristalle (SuL)

The Influence of Perpendicular Magnetic Fields on the Far-Infrared Absorption of Pure and Impure Superconducting Films

by J. W. HENDRIKS, H. R. OTT¹⁾ and P. WYDER

(Physics Laboratory, University of Nijmegen, Toernooiveld, Nijmegen, The Netherlands)

Abstract. We have measured the far-infrared absorption between 10 and 25 cm^{-1} of superconducting niobium and lead films exposed to perpendicular magnetic fields. We observe a drastic change of the absorption spectra compared with the zero field situation already at fields of the order of a few percent of the perpendicular critical field. In the dirty limit, the results can be interpreted using a local model on the basis of the Abrikosov-Gorkov-theory of pair-breaking effects. Considerable deviations from this local model due to non-local effects are seen in the clean case.

Studies of pair-breaking effects in superconductors were initiated by Abrikosov and Gorkov [1] with their pioneering theoretical investigation of the influence of paramagnetic impurities on various properties of superconductors. Later Maki and Fulde [2] were able to show that under certain conditions, also the influence of magnetic fields, currents and contact with normal metals ('proximity effect') can be understood in the framework of the pair-breaking concept. Apart from the more popular and widely used tunneling technique, far infrared spectroscopy is another powerful tool to study the microscopic aspects of such pair-breaking effects. The first measurements of this kind were reported by Martin and Tinkham [3] who investigated the absorption of thin lead films in parallel magnetic fields. Their results could not be interpreted with existing theories and the authors claimed that part of the disagreement between experiments and theory was due to magnetic field components perpendicular to the film plane.

In order to investigate the influence of a perpendicular magnetic field on the electromagnetic absorption of a thin superconducting film we have now measured the far-infrared absorption spectra of thin lead and niobium films exposed to magnetic fields of different strengths and a direction perpendicular to the film plane. The films were evaporated on thin (0.2 mm thick) circular quartz substrates. For lead,

¹⁾ Permanent address: Laboratorium für Festkörperphysik, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Switzerland.

conventional evaporating techniques were used while for niobium, the evaporation was made with electron gun heating [4]. The film thicknesses were measured interferometrically to be $520 \pm 20 \text{ \AA}$ for the niobium film and $420 \pm 20 \text{ \AA}$ for the lead film. Simultaneously with the samples for the absorption experiments, films for measurements of the critical temperature T_c and the critical field H_c were evaporated on glass substrates. The residual resistance ratio r was $r \simeq 2$ in the case of niobium and $r \simeq 45$ in the case of lead.

A detailed description of the experimental set-up and the data collection will be published elsewhere and we give only a very short account of these aspects. The far-infrared radiation was produced with a simple grating monochromator described earlier [5]. The absorption was measured for wavelengths between 10 and 25 cm^{-1} at a temperature of 1.3 K. The absorption was monitored with a two bolometer system, one or both acting as a thermometer measuring the sample-absorption directly and the other being a reference bolometer.

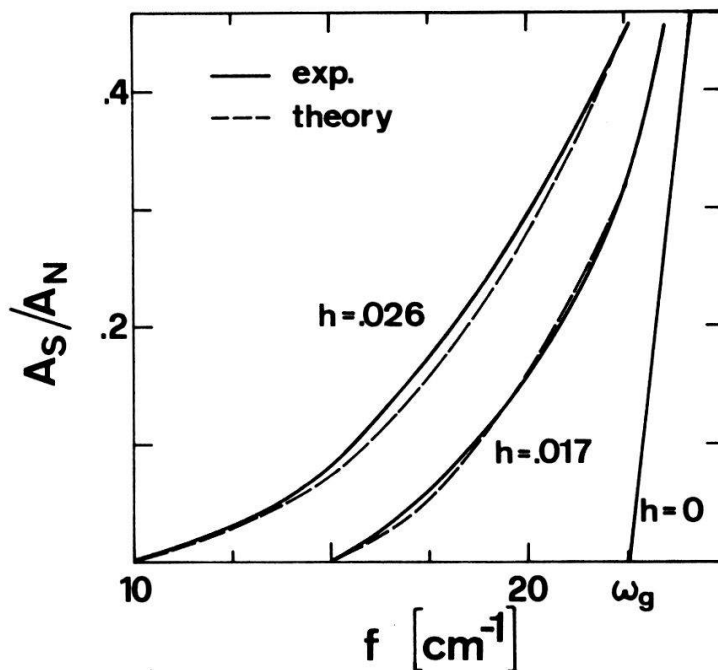


Figure 1

Far-infrared absorption of a superconducting Nb film in a perpendicular magnetic field, normalized to the normal state absorption. ($h = H_{\perp}/H_{c\perp}$, $T = 1.3 \text{ K}$, $d \simeq 520 \text{ \AA}$, $H_{c\perp} = 26.5 \text{ kOe}$, $T_c = 9.0 \text{ K}$, $r \simeq 2$.)

In Figure 1 we show the normalized absorption A_s/A_n ($s =$ superconducting state, $n =$ normal state) for the niobium film in various magnetic fields perpendicular to the film plane. The results for the lead film are shown in Figure 2. The most striking feature in both cases is the large absorption below the zero field gap frequency ω_g even for magnetic fields of the order of a few percent of the perpendicular critical field $H_{c\perp}$.

It has long been realized that thin films behave like type II superconductors [6]. The currents flowing to produce the vortices give rise to a pair-breaking mechanism in terms of the Abrikosov-Gorkov theory [1], resulting in a spatial dependent order-parameter $\Delta(r)$. It seems of interest to study, whether a static vortex model can account for the experimental results. Based on work of Skalski, Betbeder-Matibet and Weiss [7] it is possible to calculate the local absorption $A(r)$ as a function of $\Delta(r)$; the total

absorption is then given by averaging this local absorption over one vortex. We have approximated the vortex profile $\Delta(r)$ by a two-step function, using position and height of the steps as two adjustable parameters while the size of the vortex is given by flux quantization. For each value of $h = H_{\perp}/H_{c\perp}$ we have chosen these parameters in such a way as to adjust the absorption at the frequency where A_s/A_n vanishes, and at the frequency of the zero-field energy gap ω_g . As can be seen from Figure 1, the low frequency absorption of the impure niobium film can be described rather accurately by this model, while the same procedure gives no satisfactory agreement between theory and experiment in the case of the rather pure lead film (Fig. 2). This is due to the fact

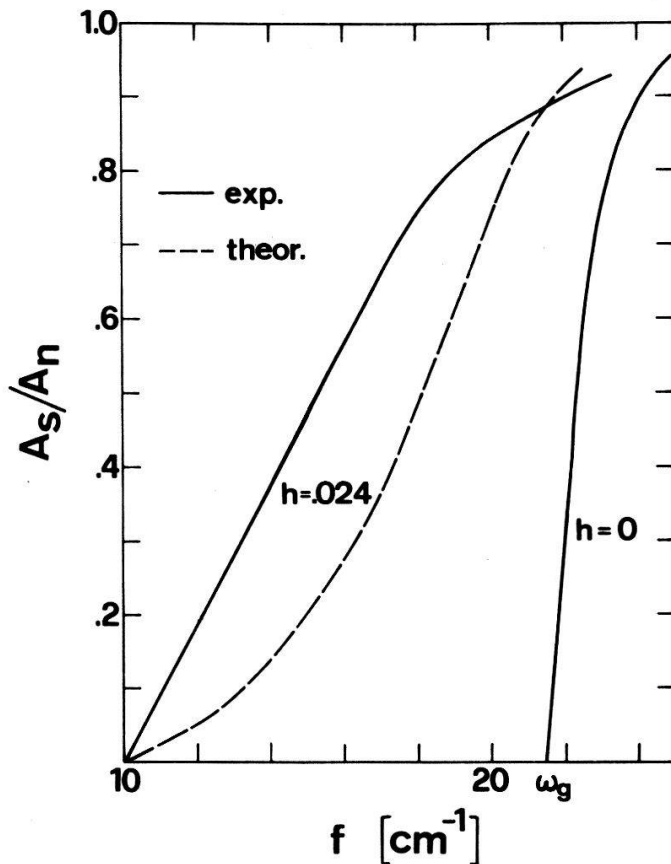


Figure 2
Far-infrared absorption of a superconducting Pb film in a perpendicular magnetic field, normalized to the normal state absorption. ($h = H_{\perp}/H_{c\perp}$, $T = 1.3$ K, $d \simeq 420$ Å, $H_{c\perp} = 1.7$ kOe, $T_c = 7.2$ K, $r \simeq 45$.)

that our approach described above is local in nature, assuming that the mean free path in our films is much shorter than the coherence length. This condition is very well met in our niobium film but not fulfilled in the case of lead. Mean-free-path effects in the superconducting properties [8] as well as non-local effects in the electrodynamic analysis have to be taken into account. In addition, for a complete theoretical description of the absorption spectra, strong coupling effects have to be considered in both cases which have been neglected entirely in our analysis.

More detailed accounts of this work will be given elsewhere.

Part of this work has been supported by the Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie (F.O.M.) with financial support from the Nederlandse Organisatie voor Zuiver-Wetenschappelijk Onderzoek (Z.W.O.).

References

- [1] A. A. ABRIKOSOV and L. P. GORKOV, Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz. 39, 1781 (1960) [Sov. Phys. – JETP 12, 1243 (1961)].
- [2] K. MAKI and P. FULDE, Phys. Rev. 140, A1586 (1965).
- [3] W. S. MARTIN and M. TINKHAM, Phys. Rev. 167, 421 (1968).
- [4] We are very grateful to Dr. H. MOOIJ, Delft University of Technology, for preparing the Nb samples.
- [5] M. V. DORIGO, J. H. M. STOELINGA and P. WYDER, Z. Angew. Math. Phys. 20, 565 (1969).
- [6] M. TINKHAM, Phys. Rev. 129, 2413 (1963).
- [7] S. SKALSKI, O. BETBEDER-MATIBET and P. R. WEISS, Phys. Rev. 136, A1500 (1964).
- [8] S. STRÄSSLER and P. WYDER, Phys. Rev. 158, 319 (1967).

Anisotrope Druckabhängigkeit der supraleitenden Parameter von *In*-Sn Legierungen

von H. R. OTT, und M. J. SKOVE¹⁾

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

An Einkristallen von *In*-Sn Legierungen (0–12 at% Sn in *In*) mit verschiedenen Orientierungen wurden die Längenänderungen beim Uebergang von der supraleitenden zur normalleitenden Phase in äusseren Magnetfeldern als Funktion der Temperatur gemessen. Aus den experimentellen Daten können die uniaxialen Druckkoeffizienten des kritischen Feldes H_c und der kritischen Temperatur T_c berechnet werden. Die beobachteten Effekte werden auf topologische Änderungen der Fermifläche mit zunehmender Sn-Konzentration zurückgeführt.

¹⁾ Ständige Adresse: Department of Physics, Clemson University, Clemson, S.C. 29631, USA.

Effets d'ordre cristallin dans le composé V_3Ga

par R. FLÜKIGER, J. L. STAUDENMANN, A. JUNOD, et A. TREYVAUD

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

et P. FISCHER

(ETHZ Inst. f. Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Nous avons déterminé le paramètre d'ordre cristallin dans le composé V_3Ga à l'aide de la diffraction aux rayons X et de la diffraction neutronique. Ces deux méthodes sont discutées en détail.

A une variation de paramètre d'ordre de $S = 0,95$ à $S = 0,98$ correspond une importante variation de T_c , de la susceptibilité magnétique et de la chaleur spécifique électronique.

Ces résultats sont présentés et comparés avec ceux obtenus sur d'autres alliages du type A 15, notamment V_3Au , V_3Pt , Nb_3Pt , Mo_3Os , $Cr_{0,72}Os_{0,28}$ et Nb_3Al .

Densité Électronique dans des alliages supraconducteurs: I – Analyse par rayon X de V_3Si á température ambiante

par J. L. STAUDENMANN, P. COPPENS¹⁾ et J. MULLER

(DPT de Phys. de la Matière Condensée, 32, bd. d'Yvoy, 1211 Geneve 4 et Laboratoire de Phys. du Métal CNRS, CEDEX 166, 38 Grenoble-Gare)

Nous avons analysé une sphère monocristalline de 0,022 cm de diamètre à l'aide de la diffraction des Rayons X. Les cartes de densité électronique dans V_3Si montrent que le Si donne environs 2 électrons et que les liaisons entre les V sont très importantes: 0,79 e Å^{-3} au point milieu.

¹⁾ Adresse permanente: State Univ. of New-York at Buffalo, Chemistry Department, Acheson Hall, Buffalo/NY 14214 USA.

Hydrodynamique du couplage entre la réorientation moléculaire et les modes acoustiques dans un cristal plastique; Calcul du spectre de diffusion

par E. COURTENS

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

On développe un modèle qui décrit le couplage entre la réorientation de molécules anisotropes et les modes acoustiques dans un cristal plastique. Le modèle prédit l'apparition dans les spectres Brillouin dépolarisés de deux modes suramortis et de composantes de cisaillement ayant la forme de lignes de résonance, en parfait accord avec l'expérience.

Beobachtung einer neuen Kopplung zwischen Scherschwingung und molekularer Reorientierung in einem plastischen Kristall

von T. BISCHOFBERGER und E. COURTENS

(IBM Forschungslaboratorium Zürich, 8803 Rüschlikon, Schweiz)

Besitzen plastische Kristalle Moleküle mit starker optischer Anisotropie, so macht sich die molekulare Reorientierung im depolarisierten Rayleigh-Spektrum des quasielastisch gestreuten Lichtes bemerkbar. Zusätzlich erwartet man einen Beitrag von Scherschwingungen (transversale, akustische Schwingungen) als zusätzliche Komponente zu diesem Spektrum. Erste Untersuchungen an einem plastischen Kristall, Succinonitril zeigen:

(a) die Scherschwingung und die molekulare Reorientierung sind stark gekoppelt, d.h., die Komponente der Scherschwingung zeigt kein Lorentz-Verhalten, sondern eine typische Resonanzlinienform.

(b) die Reorientierung der Moleküle wird durch zwei Relaxationszeiten beschrieben.

Seltene Erden und amorphe Legierungen (SeE)

Magnetische Anregungen in Holmium-Phosphid

VON A. FURRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, EIR, 5303 Würenlingen)

und E. KALDIS

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8049 Zürich)

Erscheint demnächst in Magnetism and Magnetic Materials – 1975 (AIP Conf. Proc.).

Magnetische Eigenschaften von CeP und $Ce_{1-x}(La_{0,76}Y_{0,24})_xBi$

VON G. MEIER¹⁾ und W. HÄLG

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, EIR, 5303 Würenlingen)

und O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Mittels Neutronenbeugung wurden polykristallines CeP sowie ein Einkristall von $Ce_{0,95}(La_{0,76}Y_{0,24})_{0,05}Bi$ untersucht. Beide Ce-Monopnictide weisen die einfache antiferromagnetische Ordnung I (fcc) auf. Ähnlich dem reinen CeBi [1] tritt bei $Ce_{0,95}(La_{0,76}Y_{0,24})_{0,05}Bi$ unterhalb 13 K zusätzlich die antiferromagnetische Phase IA (fcc) auf.

Literatur

[1] J. W. CABLE and W. C. KOEHLER, AIP Conf. Proc. 5, 1381 (1972).

¹⁾ Unterstützung dieser Arbeit durch den Schweiz. Nationalfonds.

'Crystal Field' in Liquid Rare Earth Metals

by A. H. MILLHOUSE and A. FURRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, EIR, 5303 Würenlingen)

Published in Phys. Rev. Lett. 35, 1231 (1975).

Electron Energy Loss Spectroscopy (EELS) of $f \rightarrow d$ Transitions in Rare Earth Compounds: TmSe

by J. E. ROWE, M. CAMPAGNA and S. B. CHRISTMAN

(Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey 07974, USA)

and E. BUCHER

(Universität Konstanz, D.775 Konstanz)

The applicability of Electron Energy Loss Spectroscopy (EELS) for studying excitations of f -electrons in metallic RE-compounds has been investigated. The

characteristic energy loss spectra of 100 eV electrons has been measured for the mixed valence compound TmSe cleaved in ultrahigh vacuum using a cylindrical mirror analyzer geometry [1]. Both Tm^{2+} and $Tm^{+3} f \rightarrow d$ transitions are identified by comparison with X-ray photoemission results. The transition energies are 1.9, 5.5, 8.4, 12.1, and 14.8 eV. These energies are consistent with a $4f$ correlation energy, $U_{eff} = 6.5 \pm 0.5$ eV and a $5d$ crystal-field splitting $10 Dq = 1.8 \pm 0.5$ eV. An approximate energy-level scheme for all possible $f \rightarrow d$ transitions in TmSe will be discussed.

References

- [1] J. E. ROWE and H. IBACH, Phys. Rev. Lett. 31, 102 (1973).

Elektronenstruktur amorpher Legierungen von Übergangsmetallen

VON M. FISCHER, H.-J. GÜNTHERODT, E. HAUSER, H. U. KÜNZI, M. LIARD und R. MÜLLER
(Institut für Physik, Universität Basel, Basel)

Der elektrische Widerstand, der Hall-Koeffizient und die magnetische Suszeptibilität von amorphen Legierungen (Metglas 2826A, Allied Chemical) wurden von Zimmertemperatur bis zum Kristallisationspunkt ($580^\circ K$) untersucht. Bei der Kristallisationstemperatur treten drastische Änderungen für alle drei untersuchten Eigenschaften auf, die damit stark unterschiedliche Werte für den amorphen und kristallinen Zustand zeigen. Die im amorphen Zustand beobachteten temperaturunabhängigen hohen Widerstandswerte und die positiven Hall-Koeffizienten entsprechen den von flüssigen Legierungen mit ähnlicher Zusammensetzung bekannten Werten. Es liegt daher nahe, die elektronischen Transporteigenschaften dieser amorphen Legierungen bei höheren Temperaturen auch durch d -Resonanzzustände zu erklären.

Deformationen in Metallen (DeM)

Etude de l'évolution du réseau de dislocations de l'aluminium pur après fatigue à 80 K par frottement intérieur et diffraction rayons X

par B. TIRBONOD et B. VITTOZ

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

A paraître dans Scripta Metallurgica.

Elektronenmikroskopische Untersuchungen von Versetzungsanordnungen in Aluminium nach zyklischer Verformung

VON R. GOTTHARDT

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

Die mit 500 Zyklen bei 80 K wechselverformten Proben zeigen eine relativ grosse Anzahl von kleinen Versetzungsringen und Dipolen, wie sie nach anderen

Verformungsarten bzw. nach Verformung bei Raumtemperatur nicht zu beobachten sind. Eine temperaturabhängige Anzahl dieser Versetzungsringe (Durchmesser bis zu 300 Å) führt eine auffällige, langandauernde Hin- und Herbewegung aus, die zur Untersuchung der Beweglichkeit der Versetzungsringe benützt werden kann. Beobachtungen bei verschiedenen Temperaturen zeigen, dass die Versetzungsringe erst oberhalb einer Temperatur von ca. -20°C beweglich werden. Nach einer Anlassbehandlung der kompakten Probe von 1 h bei 200°C bzw. nach Aufheizen der dünnen Probe im Mikroskop bis 180°C sind keine Versetzungsringe bzw. Dipole mehr zu beobachten. In ähnlich vorbehandelten Proben tritt ein Maximum der inneren Reibung bei 240 K auf, wenn die Probe vorher bei einer Temperatur von $260\text{ K} < T < 460\text{ K}$ angelassen wurde. Ein Vergleich zeigt ein erstaunliches Zusammenfallen der Temperaturabhängigkeit der beiden Phänomene. Dies führt zu der Annahme, dass das Auftreten von Versetzungsringen und Dipolen und die beobachtete hohe Beweglichkeit für das Erscheinen eines Maximums der inneren Reibung nach Wechselverformung bei 80 K von grosser Bedeutung sind.

Restauration du réseau des dislocations après recristallisation

par P. STADELMANN, W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne)

Il a été observé [1] que l'apparition des nouveaux grains s'accompagne d'une forte augmentation du frottement intérieur pendant la recristallisation d'éprouvettes d'argent. Ce fort amortissement a été attribué au réseau de dislocations des nouveaux grains. La restauration de ces dislocations peut alors être suivie de manière quantitative. Les auteurs proposent un modèle pour cette restauration et le comparent aux mesures obtenues pendant la recristallisation de l'Ag, du Cu et de l'Al.

Références

[1] A. ISORÉ, O. MERCIER et W. BENOIT, *Mém. Sci. Rev. Mét.* 70, 509 (1973).

Pic de Bordoni dans de l'or faiblement allié

par C. BONJOUR et W. BENOIT

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

L'étude du pic de Bordoni a été effectuée pour mettre en évidence l'influence des impuretés substitutionnelles sur la mobilité des dislocations dans les alliages dilués d'or. En ce qui concerne le frottement intérieur, ces impuretés agissent de deux manières opposées:

- d'une part, l'énergie d'interaction dislocations-défauts étant faible [1], on observe, dans le domaine de température compris entre 100 et 200 K, une augmentation du fond due au désancrage thermomécanique [2] (Fig. 1).

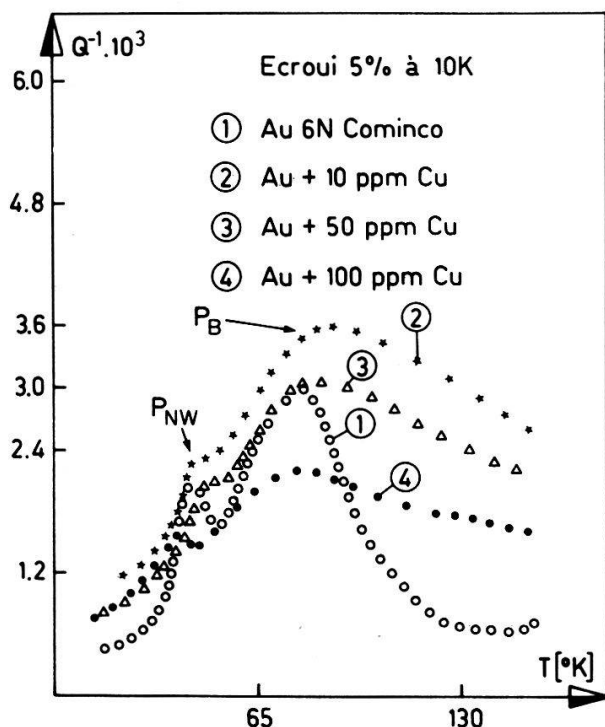


Figure 1
Pic de Bordoni et de Niblett et Wilks pour 4 échantillons de pureté différente écrouis de 5% à 10 K.

– d’autre part, une interaction à longue distance produit un blocage des dislocations, donc une diminution du frottement intérieur (pic et fond) (Fig. 1).

Pour expliquer ces résultats expérimentaux, nous avons essayer de relier cette interaction à longue distance, provoquant une diminution de l’amortissement, au durcissement des solutions solides [3–5]. Celui-ci résulte d’une interaction entre les dislocations et les atomes de soluté. Cette interaction est liée à la valeur de la contrainte critique τ_c qui a été calculée par de nombreux auteurs [6–8].

Une dislocation dans un cristal contenant des atomes substitutionnels est soumise de la part de ceux-ci à un effet à longue distance dû aux contraintes internes induites par les facteurs de taille et de module caractéristiques de ces impuretés. Cet effet crée un champ de contrainte autour de la dislocation, ce qui provoque une force de rappel :

$$F = \alpha \mu \epsilon^{4/3} c^{7/6} u = Ku \tag{1}$$

avec μ = module de glissement

ϵ = coefficient dépendant des facteurs de taille et de module calculé par [4] et [7]

c = concentration

u = déplacement de la dislocation ; $\alpha = 4\pi/750$

L’équation d’équilibre de la dislocation s’écrit :

$$\sigma b = Ku - T \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \tag{2}$$

avec σ = contrainte appliquée, T = tension de ligne.

En intégrant (2) le long d’une ligne de dislocation de longueur L , on obtient l’expression de sa déformée (Fig. 2). Nous remarquons que le terme de rappel dû aux

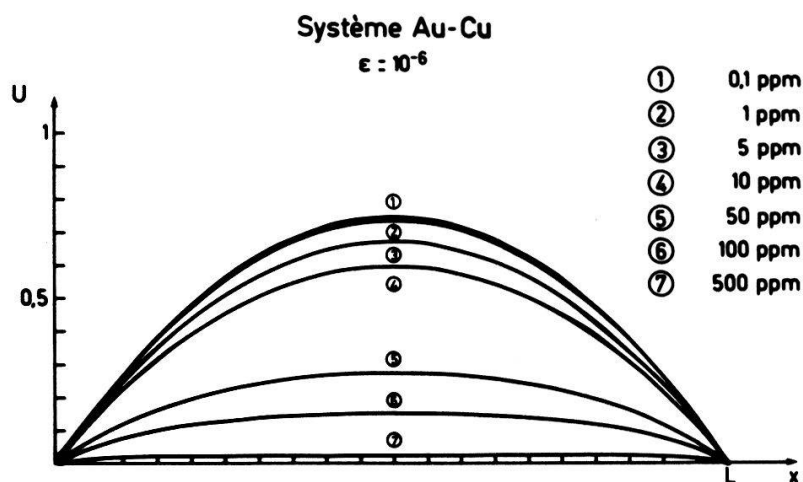


Figure 2
Evolution de la déformée d'une dislocation pour différentes concentrations.

impuretés devient significatif par rapport à la tension de ligne pour une concentration comprise entre 10 et 50 ppm d'impuretés.

Si l'on veut analyser le mécanisme de relaxation dû aux dislocations se déplaçant dans le cristal sous l'effet d'une faible contrainte, il faut ajouter à l'équation (2) un terme de viscosité:

$$\sigma b = Ku + Bu - T \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (3)$$

Le terme B peut par exemple décrire le mouvement des dislocations et être responsable d'un maximum de frottement intérieur, alors que le terme K caractérise l'effet des impuretés sur le mouvement des dislocations et est responsable des variations observées sur le pic et le fond de frottement intérieur (Fig. 3).

Sur cette figure, on remarque une brusque chute du pic de frottement intérieur pour une concentration d'impuretés comprise entre 10 et 50 ppm. De plus, la température du pic se déplace vers les basses températures.

Dans le modèle que nous venons de décrire, nous avons supposé que le mécanisme responsable du pic de Bordoni n'est pas en relation directe avec la présence des

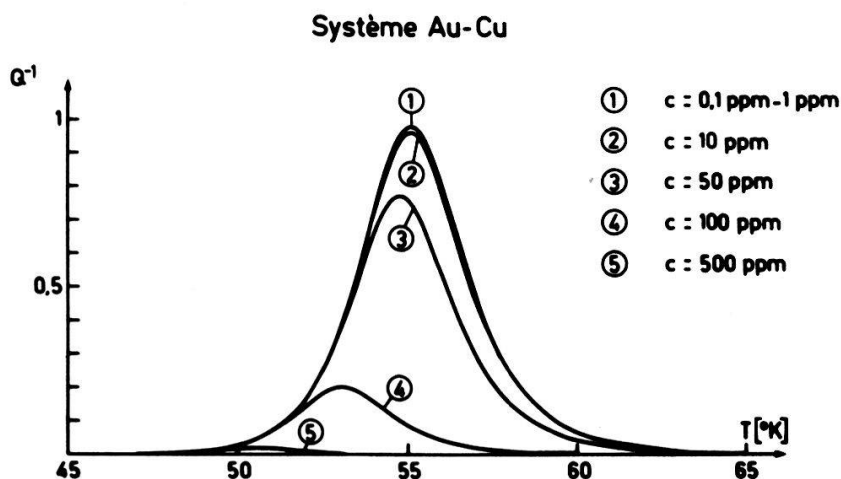


Figure 3
Evolution du maximum de frottement intérieur pour différentes concentrations.

impuretés [9]. Toutefois, comme nous l'avons signalé au début, il est probable qu'une interaction à courte distance, thermiquement activée, produise une augmentation du fond et un léger déplacement du pic vers les hautes températures. Nous devons encore introduire cet effet dans notre modèle, pour donner une évolution plus correcte de la variation du pic de Bordoni en fonction de la concentration en impuretés substitutionnelles.

Références

- [1] J. M. PEREZ, Thèse INSA, Lyon (1970).
- [2] L. J. TEUTONICO, A. GRANATO, et K. LÜCKE, *J. Appl. Phys.* 35, 220 (1964).
- [3] N. F. MOTT, *Imperfections in nearly perfect Crystals* (1952), pp. 173-196.
- [4] R. L. FLEISCHER, *The Strengthening of Metals* (1964), pp. 93-140.
- [5] KOVACS et ZSOLDES, *Dislocations and Plastic Deformation* (1973), pp. 229-239.
- [6] R. L. FLEISCHER, *Acta Met.* 9, 996 (1961); *Acta Met.* 11, 203 (1963).
- [7] R. M. ASSIMOV et B. R. RIDAGHI, *J. Appl. Phys.* 39, 4144 (1969).
- [8] R. LABUSCH, *Crystal Lattice Deform.* 1, 1, (1969); *Phys. Stat. Sol.* 41, 659 (1970).
- [9] W. BENOIT, G. FANTOZZI, C. ESNOUF, à paraître dans *Nuovo Cimento*.

Pic de Bordoni dans les métaux cfc

par W. BENOIT et C. BONJOUR

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

A paraître dans *Nuovo Cimento*.

Bandstruktur und experimentelle Methoden (BaE)

Optical Properties of Sulphur Nitride Polymer (SN)_x

by F. LÉVY¹⁾, H. KAMIMURA²⁾, A. J. GRANT and A. D. YOFFE

(Cavendish Laboratory, Cambridge)

Oriented thin films on mylar and single crystals of (SN)_x polymer have been prepared by sublimation of S₄N₄ through silver wool in vacuum. The optical transmission of thin films has been measured in the visible and infrared. The absorption is compared with reflectivity measurements on single crystals. Two optical phonon modes have been measured at 684 and 997 cm⁻¹. The electrical conductivity of thin films of (SN)_x polymer can be increased by suitable doping with halogen gas molecules.

Films of a subnitride (probably S₅N₂) have been grown from sulphur in a nitrogen RF discharge. The differences in the optical properties of this material and (SN)_x have been demonstrated.

¹⁾ Laboratoire de Physique Appliquée, EPF, Lausanne.

²⁾ University of Tokyo.

The experimental results are interpreted in terms of a single chain band structure which is characterised by two overlapping conduction bands. In this calculation the single chain is metallic in character and resists a Peierls type distortion.

The Low Energy Absorption Edge in MoS₂ and MoSe₂

by A. M. GOLDBERG and A. R. BEAL

(Cavendish Laboratory, Cambridge)

and F. LÉVY

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF, Lausanne)

The optical transmission spectrum of thick single crystals of 2H-MoS₂ and 2H-MoSe₂ has been measured below the A exciton energy for each material. The absorption coefficients have been calculated. The optical absorption starting at 1.1–1.2 eV has been attributed to indirect *d-d* transition. In this interpretation there appears to be considerable *d-p* valence band overlap giving rise to further higher absorption below the strong A, B excitons which are associated with direct transitions from a *p*-like valence band. The results will be discussed with reference to available band structure calculations.

A detailed report on this work is published in *Phil. Mag.* 32, 367 (1975).

Pseudopotential Electronic Band Structure of the Semiconductor CsAu

by A. BALDERESCHI and F. MELONI

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, and University of Cagliari, Cagliari, Italy)

Atomic model potentials of Cs and Au are constructed which closely fit not only the lowest atomic term values but also the 6*s* valence-electron wave function outside the core region. These model potentials are used to study the electronic band structure of CsAu by the pseudopotential method and predict its semiconducting behaviour in agreement with experiment. The top of the valence band and the bottom of the conduction band occur respectively at the points *R* and *X* of the simple cubic Brillouin zone and are separated by ≈ 2.5 eV. A study of the valence electron charge distribution shows a considerable ionicity of the compound with the 6*s* valence electron of Cs being transferred to Au to close the 6*s* shell of the latter. This anion behaviour of Au in CsAu is consistent with the electronegativity of the constituents (2.4 for Au against 0.7 for Cs).

Speed of Response of Photocurrents in CdSe

by H. KIESS and B. BINGGELI

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

The experimental investigations involve measurements of the photocurrent as a function of light intensity, I-V-characteristics with light intensity as parameter, and the rise and decay of the photocurrents at different light levels. The photocurrents were measured with a logarithmic amplifier so that the rise of the current could be observed from the dark to the steady-state value, the latter exceeding the dark value by several orders of magnitude. The photocurrent-light intensity characteristic shows a supralinear and, at high light intensities, a saturation regime. The analysis of this characteristic gives trap distributions for the electrons and the holes. Since the traps determine the time constants for the rise and decay of the photocurrents, measurements of the time constants should confirm the afore derived trap distributions. Indeed, consistency can be obtained if certain assumptions of the de-trapping of electrons and holes are made.

Zweideutigkeit der Polarisierung im Eisgitter

von M. HUBMANN

(Lab. für Festkörperphysik der ETHZ, Zürich)

Die Leitfähigkeit von Eis wird mit der Bewegung von Punktdefekten (Orientierungsdefekte und Ionendefekte) erklärt. Die Defekte bewirken eine frequenzabhängige Leitfähigkeit und eine Relaxations-Dispersion der Dielektrizitätskonstanten. Die Theorie auf Grund der Bewegungskinetik ergibt eine unterschiedliche statische Dielektrizitätskonstante in den beiden Grenzfällen, wo entweder die Orientierungsdefekte oder die Ionendefekte dominieren. Es wird gezeigt, dass dies in Übereinstimmung mit dem Experiment ist. Diese Ergebnisse werden mit der Theorie von Kirkwood verglichen. Bei Dominanz der Orientierungsdefekte werden den Molekülen Dipolmomente zugeordnet, beim Ueberwiegen der Ionendefekte den Bindungen. Auf diese Weise ist es möglich, die beiden Grenzwerte qualitativ wie quantitativ zu erklären. Somit ergibt sich die Tatsache, dass sich das Eis auf zwei verschiedene Arten polarisieren lässt. Welche Art auftritt, wird durch den Typ des katalysierenden Defektes bestimmt.

Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung.

Verdampfung von Festkörpern bei hohen Temperaturen II; YbTe, EuTe

von E. KALDIS, W. PETELER und A. SIMANOVSKIS

(Lab. f. Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die Verdampfung von Festkörpern bei sehr hohen Temperaturen ist bisher wenig untersucht worden, da messtechnische Schwierigkeiten bestehen und es an Information fehlt über den Einfluss der Kontamination (durch Restgase, Tiegel usw.) auf den

Verdampfungsmechanismus. Die freie Verdampfung von YbTe wurde von 1050–1350 C gravimetrisch nach der Langmuirmethode untersucht. Daraus ergab sich die Dampfdruckgl. für YbTe: $\log P_{\text{Yb}} \text{ atm} = -2,0 \cdot 10^4/T + 12,4$ mit $\Delta H_{298}^v = 186 \text{ kcal/mol}$ und $\Delta S_{298}^v = 66 \text{ cal/mol} \cdot \text{Grd}$ vergl. mit den Werten für EuTe: $\log P_{\text{Eu}} \text{ atm} = -2,08 \cdot 10^4/T + 6,7$, $\Delta H_{298}^v = 197 \text{ kcal/mol}$, $\Delta S_{298}^v = 68 \text{ cal/mol} \cdot \text{Grd}$. Ebenfalls untersucht wurde die Verdampfung von YbTe unter Gleichgewichtsbed. nach der Knudsen-effusionsmethode bei 1300–1900 C. Ausmass und Mechanismus der Kontamination wurde bei EuTe und YbTe mit dem Rasterelektronenmikroskop und EDAX an abgeschreckten Kristallflächen studiert. Stabilisierung von Kanten und Ecken der Kristallstufen durch die Kontamination führt zu Lochkeimbildung an Defekten der Oberfläche.

ANGEWANDTE PHYSIK UND ANDERE DOMÄNEN

Holographische Speicherung von Farbbildern

VON M. T. GALE und K. KNOP

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Bildebenen-Hologramme haben die angenehme Eigenschaft, dass sie in weissem Licht ausgelesen werden können. In der Form eines Oberflächenrelief-Phasenhologramms lassen sich zudem einfach und billig replizieren durch Prägen in Plastic (ähnlich wie Schallplatten). Eine Anwendung fürs 'Micropublishing' liegt daher nahe.

Es werden die Qualitätseigenschaften von farbcodierten Bildebenen hologrammen diskutiert (Linearität, Farbbereich, Auflösung, Helligkeit) und ein System mit optimierten Parametern vorgestellt.

Anwendung von KNbO_3 -Kristallen für elektrooptische Modulatoren mit extrem kleiner Halbwellenspannung¹⁾

VON P. GÜNTER

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, 8049 Zürich)

Ausgehend von den gemessenen Koeffizienten des elektrooptischen Tensors von KNbO_3 werden verschiedene Anordnungen zur Modulation des Laserlichtes diskutiert. Im Vordergrund steht dabei die Ausnützung des grössten elektrooptischen Koeffizienten $r_{42} = 380 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$. Es wurde eine Anordnung gefunden, die gegenüber dem normalerweise zur Messung dieses Koeffizienten verwendeten Kristallschnittes eine Ausnützung des Geometriefaktors erlaubt. Ein Modulator bestehend aus zwei Kristallen dieser Anordnung hat eine Halbwellenspannung von nur 16 V bei $\lambda = 457.9 \text{ nm}$. Ein solcher Modulator kann also mit konventionellen Transistorschaltungen angesteuert werden.

¹⁾ Dieser Beitrag wurde vom Schweiz. Nationalfonds unterstützt.

Neutralgastemperatur im Sauerstoffplasma¹⁾

VON P. KOCIAN

(Laboratoire de Physique appliquée, EPF-Lausanne)

Die Messung der Gastemperatur im Sauerstoff bietet eine Möglichkeit die Vorstellungen über die Reaktionen in verschiedenen Formen des Sauerstoffplasmas zu überprüfen. Es wurde die Neutralgastemperatur in allen drei Formen, d.h. in der H-Form, in der T-Form und in der Schlauchentladung in der Abhängigkeit vom Druck, Entladungsstrom und Elektronentemperatur gemessen. Die Messungen wurden mit verschiedenen Thermoelementen und mit dem Quecksilberthermometer durchgeführt. Die möglichen heterogenen Reaktionen an der Oberfläche der Thermo-elemente und des Thermometers und ihr Einfluss an die Ergebnisse wurden diskutiert.

¹⁾ Dieser Beitrag wurde vom Schweiz. Nationalfonds unterstützt.

Frequency Shifts in Nuclear Spin System

by E. HILTBRAND, B. BORCARD, R. SECHEHAYE and G. J. BÉNÉ

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

I. Introduction

Non-resonant interactions were mainly investigated in the atomic range [1] and the aim of this work was not to perform on the nuclear level the same experiments which have been done and understood on the electronic level but to complete the study of cases which cannot be fully explored in the electronic range. Thus, past works on non-resonant excitation have been limited to the study of the cases, where amplitude and frequency of the exciting field are big compared to the amplitude of static field and the Larmor frequency of the system.

We made experiments on nuclear magnetism of protons in liquid samples in the earth's magnetic field after prepolarization:

(a) Using dynamic polarization [2] the sensitivity is strongly enhanced.

(b) It is very easy to make alternating or rotating fields much larger or much smaller than the earth's magnetic field (0.5 Oe) and the corresponding proton's Larmor frequency.

(c) The study of this system is very easy because of the long relaxation times and of the possibility to vary them strongly.

II. Excitation by a Rotating Field

We begin by studying the simple case of a system with spin $\frac{1}{2}$ to which we apply two magnetic fields:

- a static magnetic field H_0 directed along the Z -axis.
- a rotating magnetic field of amplitude H_1 and frequency ω , situated in the XY plane, perpendicular to the Z -axis.

If γ is the gyromagnetic ratio of the nuclei, we can define

$$\begin{aligned}\omega_0 &= 2\pi\nu_0 = \gamma H_0, & \text{Larmor frequency} \\ \omega_1 &= 2\pi\nu_1 = \gamma H_1 \quad \text{and} \quad \omega = 2\pi\nu\end{aligned}$$

To calculate the interaction we use the concept of an effective field defined in a coordinate system rotating around the Z -axis at the frequency ω .

The amplitude of the effective field is:

$$H_e = \left[\left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 + H_1^2 \right]^{1/2}$$

The magnetization of the spin system – spins without interactions – will precess, in the rotating coordinate system around the effective field H_e at the frequency

$$\omega_e = 2\pi\nu_e = \gamma H_e$$

We then have in the laboratory coordinate system the 3 frequencies

$$\begin{aligned}\delta\nu_{01} &= \nu'_{01} - \nu_0 = (\nu - \nu_0) + [(\nu - \nu_0)^2 + \nu_1^2]^{1/2} \\ \delta\nu_{02} &= \nu'_{02} - \nu_0 = (\nu - \nu_0) - [(\nu - \nu_0)^2 + \nu_1^2]^{1/2} \\ \delta\nu_{03} &= \nu'_{03} - \nu_0 = \nu - \nu_0\end{aligned}$$

The third frequency is in fact not observable but near the resonance condition. Far from this condition we observe only the component near the Larmor frequency without RF excitation. The amplitude of the other component falls rapidly to zero (Fig. 1) where the thickness of the line is roughly proportional to the amplitudes.

III. Experimental Study

We now summarize the results obtained in a rotating field on nuclear moments under conditions presented here up. The measurement of the nuclear resonant frequencies is made by the direct determination of the damping oscillation frequencies observed when the magnetization in the initial state makes a big angle with the magnetic field. Our preliminary results for the amplitudes have been deduced from the extrapolated value of the free induction decay at $t = 0$.

The frequency range of the study is:

$$\begin{aligned}-4000 \text{ Hz} &< \nu < 6000 \text{ Hz} \\ 0 &< \nu_1 < 350 \text{ Hz} \\ \nu_0 &= 1973 \text{ Hz}\end{aligned}$$

For measurements with constant H_1 and variable ν we can see on the same diagram (Fig. 2):

- The points obtained between 0 and ± 4000 Hz.
- The theoretical curves corresponding to the equations giving $\delta\nu_{01}$ and $\delta\nu_{02}$.

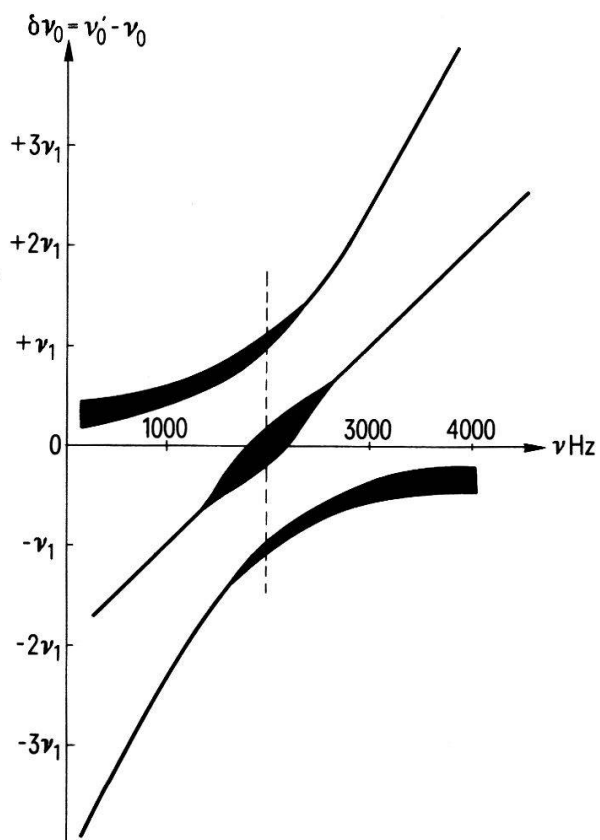


Figure 1

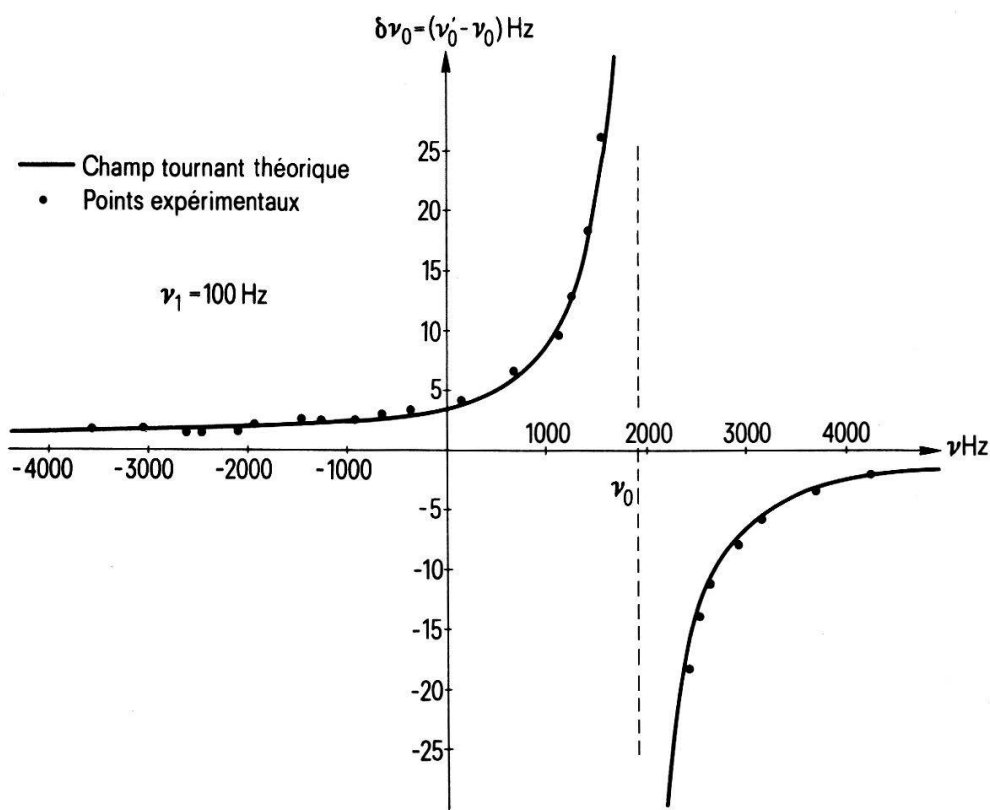


Figure 2
 $\delta\nu_{01,2}$ versus ν between -4000 and $+4000$ Hz.

III. Excitation in Alternating Field

Non-Resonant Dispersion Shift

As we know, the Bloch–Siegert effect is a non-resonant effect observed at the resonance frequency if the system is excited by an alternating field and not a rotating one. The effect, to the lowest order, is a shift of the maximum of the absorption curve and of the symmetry centre of the dispersion curve. When the system is excited by a non-resonant alternating field, the difference $\delta\nu_0$ between the frequency of the maximum of the wing, ν'_0 and the Larmor frequency ν_0 without excitation is not the same as in a rotating field. As for the Bloch–Siegert effect, this is due to the other rotating component.

The theoretical analysis of this phenomenon has to be completed so we just present here our first experimental results. The study has been done for the entire frequency range:

$$\begin{aligned} \nu &\geq \nu_0 && \text{(for } \nu_0 = 1973 \text{ Hz)} \\ 0 < \nu < 6000 \text{ Hz} && (\nu_1 < \nu_0) \end{aligned}$$

Main results

For ν_1 up to 350 Hz, the shift $\delta\nu_0$ is – with the alternating field and for $\nu_1 < \nu_0$ – practically the algebraic sum of the shifts of the two rotating components with the same values $|\nu|$. We can see on Figure 3 the calculated values of these shifts and the resultant points for the alternating field. We have the relation:

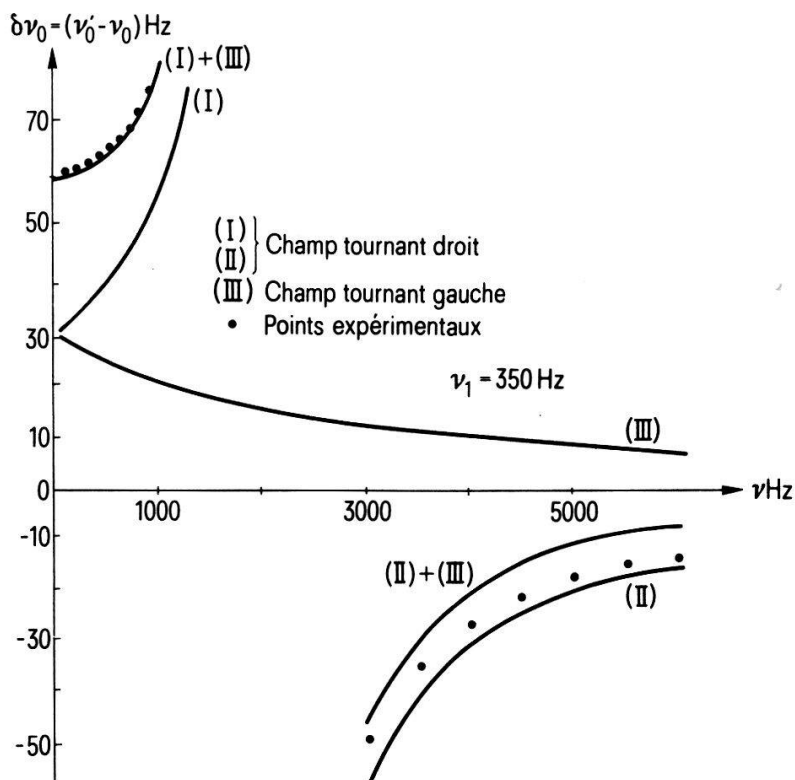


Figure 3

$$\delta\nu_0(\nu\sim) = \delta\nu_0(\widehat{\nu}) + \delta\nu_0(\widetilde{\nu})$$

We note for $\nu > \nu_0$ a non-linearity which increases as ν_1 does. $\widehat{\nu}$ = right rotating component. $\widetilde{\nu}$ = left rotating component.

The non-resonant shifts of the dispersion may have an enormous relative value due to the fact that near zero frequency the two rotating components have shifts of the same sign and similar amplitudes.

Our aim is now to get a theoretical approach to these results.

References

- [1] A. KASTLER, *Proc. of the AMPERE Internat. Summer School II Basko-Polje, 1971*, edited by R. BLINC.
 [2] R. SECHEHAYE, et al. *H.P.A. 45*, 1972.

Polarisation dynamique en champ magnétique faible

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

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève,
 32, boulevard d'Yvoy, 1211 Genève 4)

La polarisation dynamique des noyaux par les spins électroniques de radicaux dissous dans des liquides peu visqueux conduit à des facteurs de polarisation importants en champ magnétique faible. Le radical utilisé est le 'tanone' dont la molécule contient un spin électronique S non apparié au niveau de la liaison $N^{14}-O^{16}$ [1]. Ce spin S en interaction avec le spin I' du noyau N^{14} conduit à 6 niveaux d'énergie [2, 3], calculables par les formules de Breit et Rabi [4-6]. Les irradiations de 6 transitions électroniques du radical sont possibles en champ faible. La saturation d'une transition a pour effet d'influencer la polarisation nucléaire \tilde{I}_z des noyaux du solvant (polarisation \tilde{I}_0 à l'équilibre thermique), cette polarisation étant liée à la polarisation électronique \tilde{S}_z des électrons du radical (polarisation \tilde{S}_0 à l'équilibre thermique) par la formule [7, 8]:

$$\tilde{I}_z = \tilde{I}_0 - \frac{1}{2} \cdot f(\tilde{S}_z - \tilde{S}_0)$$

Les noyaux étudiés étant les protons de spin I , on admet en effet que le couplage ' $I - S$ ' dans les liquides peu visqueux est purement dipolaire [9-11]. Ce sont les transitions électroniques π_1 et π_3 [3, 6] qui fournissent les écarts de polarisations électroniques $(\tilde{S}_z - \tilde{S}_0)$ les plus grands et qui produisent donc les facteurs de polarisation nucléaire les plus élevés, bien que de signe contraire. Le facteur

$$m_3 = \frac{\tilde{I}_z}{\tilde{I}_0} = 1 - \frac{1}{2} \cdot f\left(\frac{\tilde{S}_z - \tilde{S}_0}{\tilde{I}_0}\right)$$

relatif à la transition électronique π_3 , a été systématiquement calculé et mesuré dans plusieurs solvants organiques à 22°C. l'évaluation du facteur multiplicatif de la polarisation protonique m_3 prévu nécessite le calcul de l'écart ($\tilde{S}_z - \tilde{S}_0$) dans le cas de la transition π_3 , et la connaissance du facteur de fuite $f = 1 - T_1/T_1^\circ$ [4, 8, 12]. T_1 est le temps de relaxation spin-réseau de liquide contenant le radical. T_1° est le temps de relaxation spin-réseau du liquide pur. Voir le tableau qui contient les résultats et les calculs obtenus pour les différents solvants étudiés.

Tableau I

Substance à 22°C	ν_3 MHz	f	m_3 prévu	m_3 mesuré
H ₂ O	68,9	0,655 ± 0,05	-2605 ± 200	-1200 ± 40
H ₂ O ^{a)}				-1400 ± 50
CH ₂ O à 40% dans H ₂ O	67,6	0,580 ± 0,05	-2260 ± 160	-950 ± 35
CH ₃ CO CH ₃	63,2	0,571 ± 0,05	-2080 ± 150	-1015 ± 40
CH ₃ OH	65,0	0,690 ± 0,05	-2588 ± 180	-1100 ± 40
(CH ₃) ₂ SO	63,7	0,609 ± 0,06	-2235 ± 220	-1110 ± 40
C ₂ H ₅ OH	65,5	0,720 ± 0,05	-2710 ± 190	-1110 ± 40
CH ₂ Br ₂	63,6	0,836 ± 0,06	-3060 ± 230	-1650 ± 100
CH ₂ Br ₂ ^{a)}				-1720 ± 120

a) Avec radical deutéré.

H_T = Champ magnétique terrestre = 0,4596 Oe.

Concentration radicalaire = 10⁻³ mole/litre.

La Figure 1 montre les signaux détectés en passage lent [13] avec l'eau désoxygénée et la détermination du facteur m_3 correspondant qui se fait de la façon suivante: Plusieurs signaux de dispersion du solvant, sans irradiation haute fréquence, sont enregistrés. Quelques signaux protoniques du même solvant sont ensuite enregistrés, la transition π_3 étant irradiée et les conditions étant par ailleurs identiques. On vérifie que tous les signaux ont même largeur. La hauteur moyenne du petit signal étant k et celle du grand K , $m_3 = K/k$, le signe de ce rapport dépendant du déphasage entre petits et grands signaux.

On constate dans tous les cas une différence entre valeur mesurée et valeur prévue du facteur m_3 . Cet écart s'explique essentiellement par le recouvrement des raies électroniques π_1 et π_3 . L'aile de la courbe π_1 , qui donne un facteur $m_1 > 0$, influence la raie π_3 , qui donne un facteur $m_3 < 0$, ce qui réduit considérablement la valeur de $|m_3|$. Des raies électroniques plus fines améliorent nettement le résultat: c'est ce que l'on constate par l'emploi de radical deutéré. La présence d'impuretés et d'oxygène dissous, qui élargissent les raies, est à éviter [14, 15]. Il existe pour chaque solvant une concentration radicalaire (autour de 10⁻³ mole par litre), une puissance d'irradiation électronique et une température optimales [11, 16]. Les courbes de la figure 3 de la référence [3] sont dues à la composition de deux lorentziennes (π_1 et π_3)

$$y_1 = \frac{a}{1 + x^2} \quad \text{et} \quad y_3 = \frac{b}{1 + (x - c)^2}$$

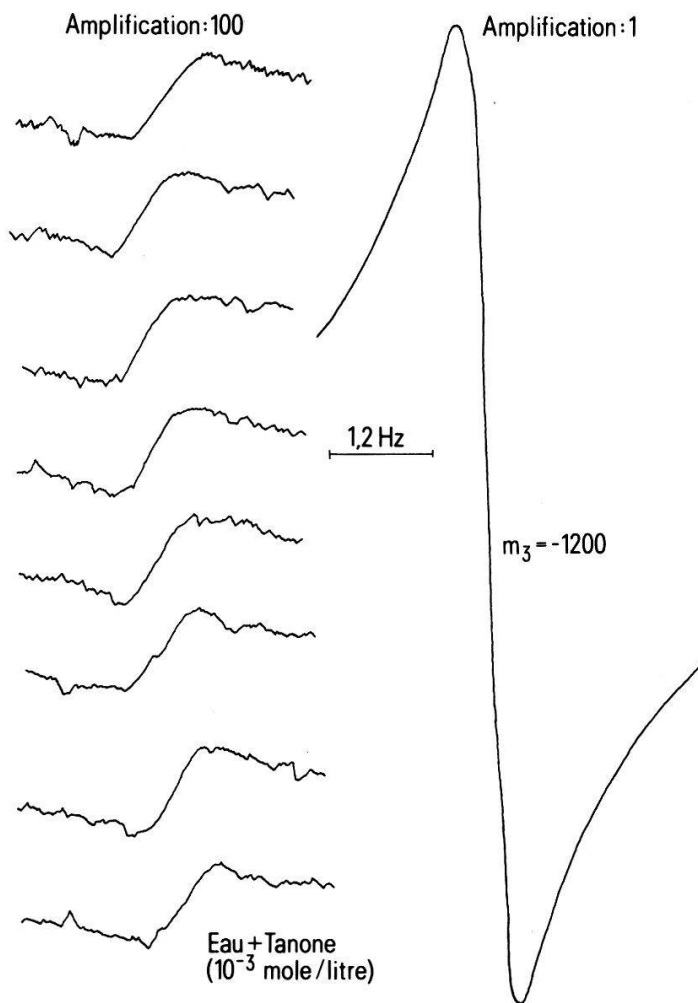


Figure 1

a et b sont les hauteurs respectives. c est l'intervalle de fréquence entre π_1 et π_3 . Le facteur m est donné, pour chaque valeur de la fréquence ν d'irradiation électronique par $(y_1 - y_3)$.

Les valeurs expérimentales de a , b et c sont dénotées a' , b' et c' . Dans le cas de l'eau soumise à une irradiation telle que $m_3 \text{ mesuré} = -950 \pm 30$ on a pu reproduire l'allure de la courbe expérimentale en choisissant

$$\lambda = \frac{a'}{a} = \frac{b'}{b} = 0,475 \pm 0,05$$

On peut raisonnablement supposer que le facteur m'_3 que l'on s'attend théoriquement à obtenir est égal à $0,475 \cdot m_3 \text{ prévu} = 0,475 \cdot (-2605) = -1240 \pm 225$. Ce résultat est en bon accord avec l'expérience comme on s'en aperçoit en se reportant au tableau de mesures, d'autant que λ ne doit pas changer beaucoup pour une irradiation électronique plus élevée (dispersion).

Cet effet de recouvrement des raies a été corroboré par les résultats obtenus en agissant sur l'amplitude du champ constant H_0 , que l'on a fait varier entre $0,374 \cdot H_T$ et $2,25 H_T$ (H_T étant la valeur du champ magnétique terrestre). Connaissant le rapport m_{3T} dans H_T , avec un signal de hauteur K_T , le facteur de polarisation m_3 dans un

champ H_0 , avec un signal de hauteur K_0 est [8, 12]:

$$m_3 = m_{3T} \cdot \frac{H_T}{H_0} \cdot \frac{K_0}{K_T}$$

Experimentalement, le rapport m_3 le plus élevé a été obtenu dans un champ $H_0 = 0,3$ Oe. Mais, comme attendu, le meilleur agrément entre expérience et calcul théorique, mesuré par le facteur $\beta = m_{3 \text{ mesuré}}/m_{3 \text{ prévu}}$, se reconte pour la valeur maximale du champ H_0 , comme on peut le voir sur la courbe de la Figure 2 tracée à partir des

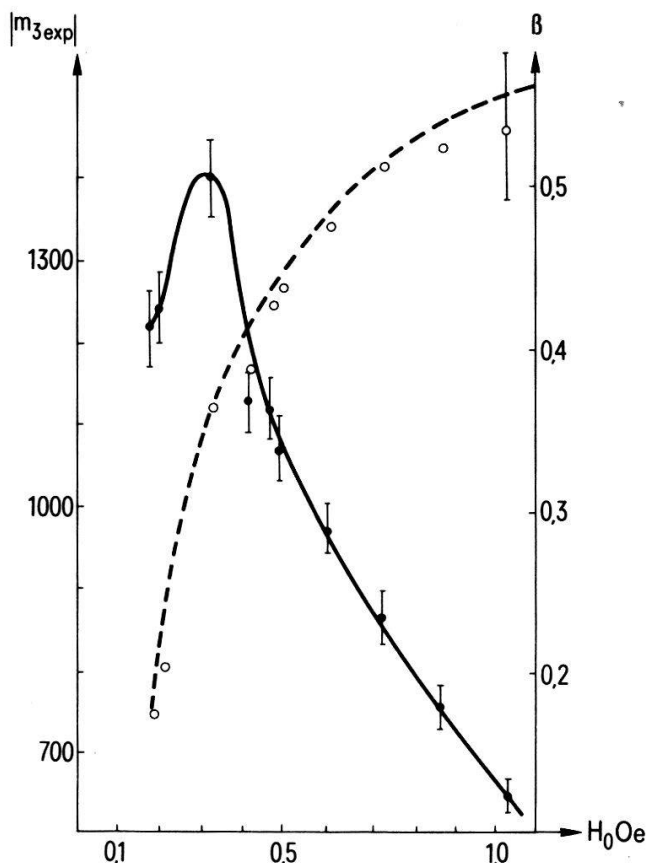


Figure 2

résultats obtenus avec le méthanol. En effet, plus le champ est élevé, tout en restant faible, et plus π_1 est éloignée de π_3 , d'où un moindre effet de recouvrement.

L'effet de polarisation dynamique a permis l'amélioration du signal sur bruit de spectromètres travaillant dans le champ magnétique terrestre. Des spectres protoniques de composés présentant des couplages entre protons et noyaux rares tels que C^{13} , ont pu être enregistrés [6, 8].

Bibliographie

- [1] R. BRIÈRE, H. LEMAIRE et A. RASSAT, Bull. Soc. Chimie Fr. 11, 3273 (1965).
- [2] J. P. LLOYD et G. E. PAKE, Phys. Review 94, 579 (1954).
- [3] R. SÉCHEHAYE, B. BORCARD, E. HILTBRAND et G. BÉNÉ, H.P.A. 45, 842 (1972).
- [4] G. BREIT et I. I. RABI, Phys. Review 38, 2082 (1931).
- [5] A. LANDESMAN, JI. Phys. Radium Fr. 20, 937 (1959).

- [6] R. SÉCHEHAYE, B. BORCARD, E. HILTBRAND et G. BÉNÉ, H.P.A. 46, 408 (1973).
- [7] I. SOLOMON, Phys. Review 99, 559 (1955); Jl. Phys. Radium Fr. 19, 837 (1958).
- [8] R. SÉCHEHAYE, thèse no. 1658, Genève (Suisse).
- [9] W. MÜLLER-WARMUTH & alt., Zeitsch. Naturf. 25a, 1696 (1970); Zeitsch. Naturf. 25a, 1688 (1970).
- [10] R. A. DWEK & alt., Mol. Phys. 13, 27 (1967); Proc. Roy. Soc. 291A, 487 (1966).
- [11] R. BESSON, Thèse (1973), Grenoble (France).
- [12] R. SÉCHEHAYE, Adv. Mol. Relaxation Processes, 7, 121 (1975).
- [13] R. SÉCHEHAYE et P. DREYFUSS, z. Angew. Math. Phys. 21, 660 (1970).
- [14] G. CHIAROTTI, G. CRISTIANI et L. GIULOTTO, Nuovo Cimento 5, 863 (1955).
- [15] H. S. SANDHU, J. Chem. Phys. 44, 2320 (1966).
- [16] K. D. KRAMER, W. MÜLLER-WARMUTH et J. SCHINDLER, J. Chem. Phys. 43, 31 (1965).

Contrôle individuel de radioprotection par thermoluminescence Etude des caractéristiques du système Harshaw

par J. F. VALLEY, G. PACHE et P. LERCH

(Institut de radiophysique appliquée, César Roux 29, 1005 Lausanne)

1. Introduction

Après avoir été pendant de nombreuses années le seul instrument de contrôle individuel externe, le film photographique est remplacé progressivement par de nouvelles méthodes de mesure, en particulier la thermoluminescence, dans le domaine des rayonnements X , γ et β [1]. Les avantages réciproques des deux systèmes ont été largement discutés dans la littérature [2]. Différentes installations de mesure par thermoluminescence ont été commercialisées, en particulier le système 2271 de la firme Harshaw.

Les tests préliminaires publiés par les producteurs [3] sont restreints et une étude quantitative complète des caractéristiques dosimétriques de l'installation, nécessaire à sa mise en service, a été effectuée. Les paramètres liés aux problèmes thermiques (annealing, fading, etc.) ont été analysés dans une première étape [4]. Les performances du système, reproductibilité, gamme de mesure, réponse en énergie et directionnelle, sensibilité aux UV ainsi que l'incidence des résultats obtenus sur les conditions d'exploitation, sont présentés.

2. Dosimètre et porteur

Pour la mesure du rayonnement β et γ le dosimètre comporte 2 pastilles ($\sim 3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$) de LiF (Li naturel). Le porteur comprend une fenêtre pour la pastille 1 et un filtre d'aluminium et de plastique (200 mg/cm^2) sur la pastille 2. Une feuille de papier (10 mg/cm^2) le rend étanche à la lumière. Afin d'éviter toute contamination du dosimètre, celui-ci est enfermé dans un sachet plastique (10 mg/cm^2) thermosoudé.

3. Reproductibilité

La reproductibilité intrinsèque du dosimètre, mesurée dans des conditions de laboratoire et sans traitement thermique, s'est avérée largement indépendante du

nombre d'utilisations du dosimètre (tests effectués après 10, 50 et 100 lectures). L'écart standard sur 10 mesures est de 0,5%.

Le système de lecture comprend quelques éléments (doigt chauffant, photomultiplicateur) susceptibles de produire une dispersion dans l'évaluation des doses. L'erreur statistique mesurée (écart standard) due à ces phénomènes est de 3%.

4. Bruit de fond, gamme de mesure, linéarité

Le bruit de fond du dosimètre, mesuré sur une période de 7 mois, donne un accroissement linéaire de la dose de 5,5 mrad par mois, dose s'additionnant au bruit de fond original d'environ 1 mrad.

Le bruit de fond résiduel en fonction de la dose a été mesuré pour une irradiation unique [4]. Afin de vérifier si cet effet est non-cumulatif, facteur déterminant pour la durée d'utilisation d'un dosimètre, le bruit de fond après une dose de 20 rad a été mesuré pour différents fractionnements. Les résultats, donnés au Tableau I, confirment l'hypothèse cidessus.

Tableau I
Bruit de fond résiduel en fonction du fractionnement pour une dose accumulée de 20 rad

Nombre d'irradiations	Bruit de fond
1 × 20 rad	35 mrad
10 × 2 rad	10 mrad
50 × 0,4 rad	1,5 mrad
100 × 0,2 rad	1,0 mrad

La gamme de mesure du système s'étend de 10 mrad à 1000 rad et les déviations de la linéarité de l'ordre de 25% sont systématiquement corrigées.

5. Réponse aux rayonnements β et γ

Les sources de radiation utilisées pour l'étude de la réponse en énergie γ comprennent une série de faisceaux *RX* fortement filtrés (voir Tableau II) et le rayonne-

Tableau II
Caractéristiques des faisceaux *RX* de calibration

Tension (kV)	Filtration totale	CDA (mm)	E_{eff} (keV)	ΔE^a (keV)
20	0,15 mm Al + 1 mm Be	0,1 (Al)	~10	—
25	2 mm Al + 1 mm Be	0,7 (Al)	17 ^{b)}	8 ^{b)}
40	0,1 mm Cu + 4 mm Al + 1 mm Be	2,3 (Al)	30 ^{b)}	12 ^{b)}
50	0,3 mm Cu + 1 mm Be	3,5 (Al)	40 ^{b)}	17 ^{b)}
100	1 mm Cu + 4 mm Al + 1 mm Be	0,65 (Cu)	70 ^{b)}	32 ^{b)}
135	5 mm Cu + 5 mm Al	1,8 (Cu)	100 ^{b)}	39 ^{b)}
190	1 mm Pb + 2,5 mm Sn + 5 mm Al	3,5 (Cu)	150 ^{b)}	41 ^{b)}
280	2 mm Pb + 1 mm Sn + 5 mm Al	5 (Cu)	200 ^{b)}	76 ^{b)}

^{a)} Largeur à mi-hauteur.

^{b)} Valeurs obtenues par spectrométrie.

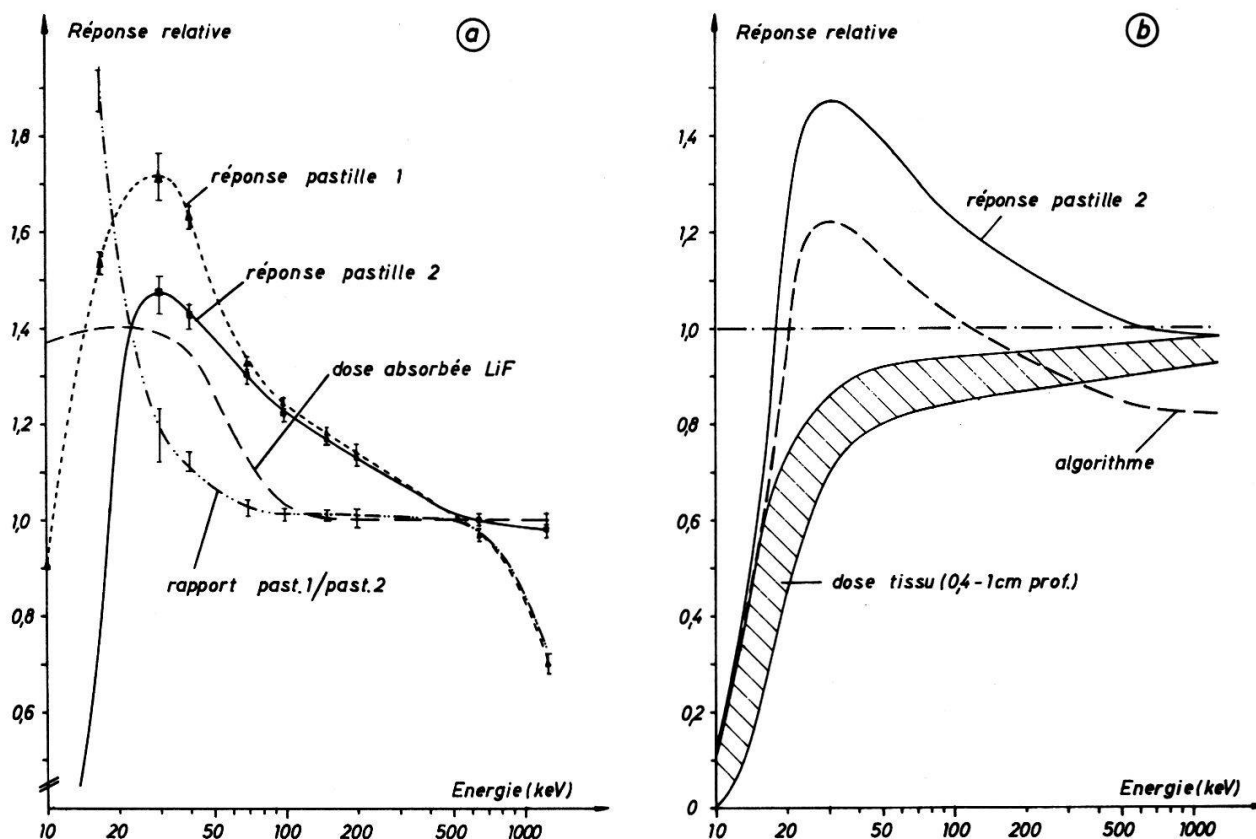


Figure 1
Réponse relative du dosimètre en fonction de l'énergie du rayonnement γ .

ment du ^{137}Cs et du ^{60}Co . La réponse relative (normée à 1 pour le ^{60}Co) à une radiation délivrant une dose absorbée donnée dans le tissu a été mesurée et est représentée à la Figure 1a pour chacune des pastilles. La réponse mesurée est supérieure à la courbe théorique obtenue en admettant que le signal est proportionnel à la dose absorbée dans le LiF. Ce phénomène n'est que partiellement explicable par la diffusion du porteur. La chute de la réponse aux basses énergies est due à l'atténuation du rayonnement. Le rapport (α) de la réponse des deux pastilles augmente rapidement vers les basses énergies et permet de définir deux groupes de rayonnement, le point de coupure étant situé à $\alpha = 2$ (~ 15 keV).

Pour le premier groupe ($\alpha < 2$; $E > 15$ keV) la mesure de la pastille 2 permet d'évaluer la dose absorbée. Sur la Figure 1b cette réponse est comparée à la valeur de la dose absorbée sous une épaisseur de 0,4 à 1 cm de tissu, grandeur à mesurer selon les recommandations internationales [5]. La valeur obtenue en divisant la réponse de la pastille 2 par 1,2 approche de manière satisfaisante (-10% ; $+35\%$) la dose au tissu sur toute la plage d'énergie. Dans la zone où l'erreur est maximale (40 keV) l'utilisation de spectres larges (correspondant aux conditions habituelles) réduit l'écart à 25%.

Le deuxième groupe ($\alpha > 2$) comprend les rayons X mous et le rayonnement β . La dose mesurée sur la pastille 1 correspond à la dose en surface du tissu pour les rayons X entre 10 et 17 keV et pour le rayonnement β à la dose moyenne dans le tissu entre 20 mg/cm² et 250 mg/cm². La corrélation à la dose en surface pour différentes sources β a été mesurée avec une chambre à extrapolation et les résultats sont donnés au Tableau III. Pour une énergie maximale β inférieure à 500 keV le dosimètre est insensible.

Tableau III
Réponse relative au rayonnement β en fonction de la dose surface dans le tissu.

Source	Energie maximale	Réponse relative	
		pastille 1	pastille 2
^{90}Sr - ^{90}Y	0,536 et 2,24 MeV	80%	25%
^{204}Tl	0,770 MeV	22%	0%
^{147}Pm	0,230 MeV	0%	0%

6. Réponse directionnelle

Pour 3 rayonnements (40 keV, 100 keV et ^{60}Co) la réponse directionnelle du dosimètre a été mesurée et est représentée à la Figure 2. La déviation observée est maximale à 40 keV pour une incidence rasante. L'écart entre la réponse normale (0°) et la valeur moyenne sur l'angle solide complet est cependant inférieur à 10%.

7. Sensibilité aux UV

Lors d'irradiations aux UV l'information mémorisée par le dosimètre est perturbée par deux phénomènes concurrentiels: transfert d'électrons dans les pièges thermoluminescents et fading accéléré. L'utilisation de lampes UV dans différents laboratoires contrôlés par notre service nous a conduit à étudier l'influence de ces effets sur la réponse du dosimètre. Les mesures ont été effectuées en exposant les dosimètres à 50 cm d'une lampe UV (General Electric G 15 T8) de 15 W. Les résultats obtenus pour un dosimètre sans dose préalable ou irradié à 200 mrad sont représentés à la Figure 3. La variation du transfert avec la dose accumulée est manifeste pour les dosimètres sans porteur, alors que le dosimètre placé dans le porteur est insensible à l'exposition UV.

8. Conditions d'utilisation

L'étude effectuée a permis de fixer les conditions suivantes d'utilisation en routine:

- les dosimètres sont calibrés individuellement
- les dosimètres sont lus à intervalles réguliers
- l'appareil de mesure est contrôlé tous les 20 dosimètres à l'aide d'une source de lumière de référence
- l'ensemble de mesure est contrôlé tous les 100 dosimètres à l'aide d'un dosimètre irradié à une dose donnée
- les doses inférieures à 10 mrad ne sont pas prises en considération
- les dosimètres ayant reçu une dose unique supérieure à 3 rad sont éliminés.

Pour les conditions définies ci-dessus les caractéristiques du système dosimétrique sont comparées au Tableau IV avec les valeurs limites recommandées par l'EURATOM [5].

9. Conclusions

L'étude systématique et quantitative des caractéristiques d'un système dosimétrique nous apparaît nécessaire avant sa mise en service. Cette étude permet de

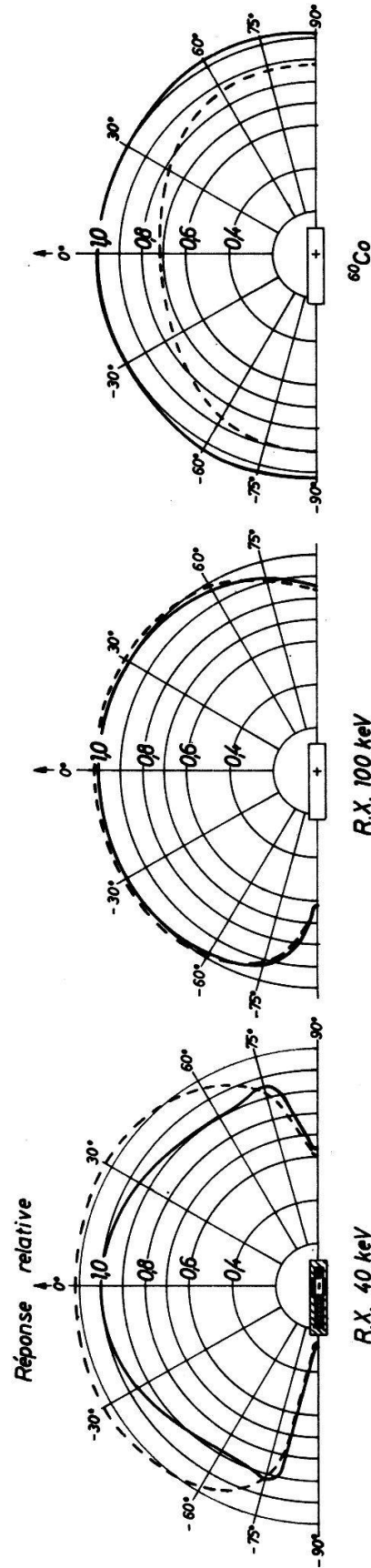


Figure 2
 Réponse directionnelle du dosimètre au rayonnement γ . --- pastille 1, — pastille 2

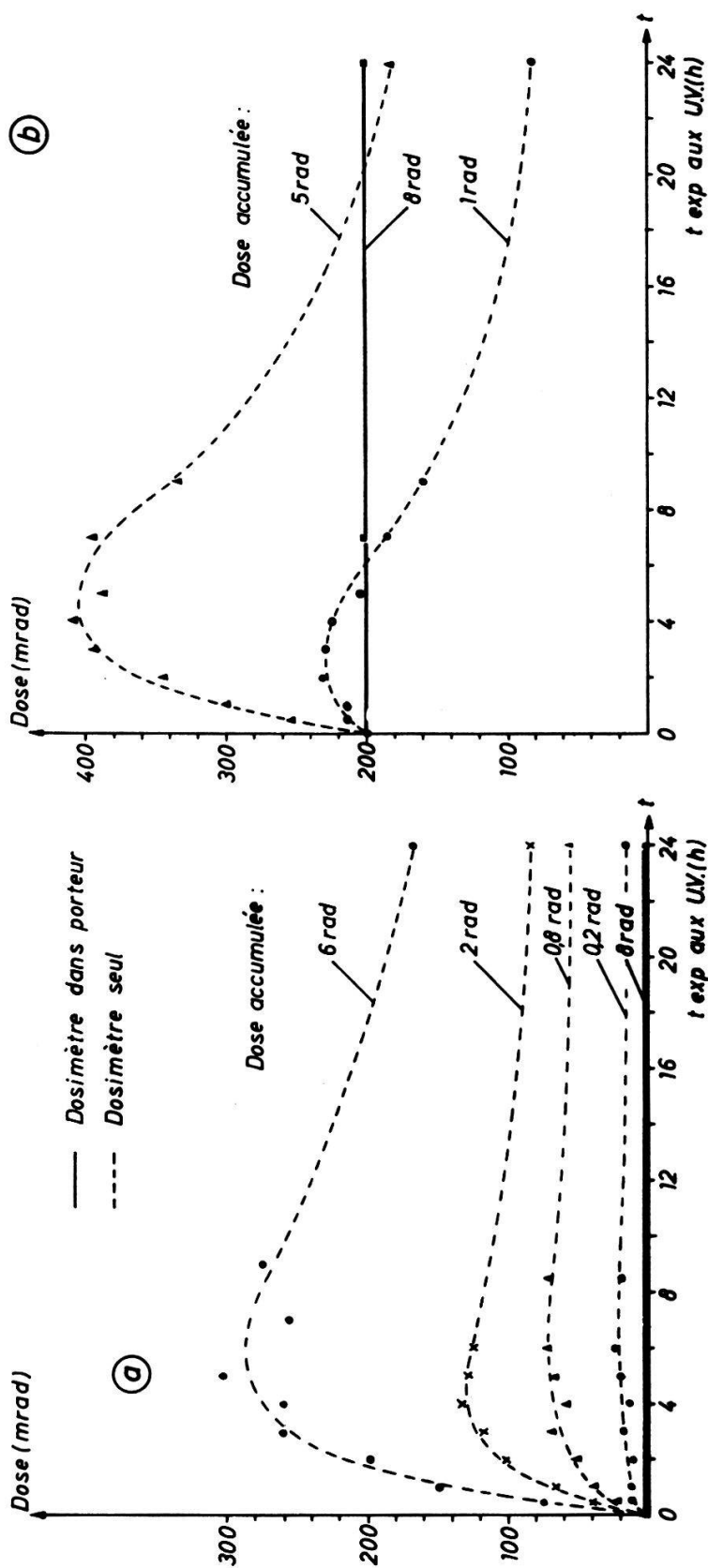


Figure 3
Sensibilité du dosimètre aux UV (a) sans irradiation préalable, (b) avec une irradiation préalable de 200 mrad.

Tableau IV

Comparaison des caractéristiques dosimétriques du système aux recommandations internationales [5]

Caractéristiques	valeurs mesurées	valeurs limites admises
seuil de détection	10 mrad ($\sigma = 30\%$)	40 mrad
dose maximale	1000 rad	100–1000 rad
plage de mesure γ	10 keV–1 MeV	10 keV–1 MeV
erreur due à la dépendance énergétique	–10%; +35%	–20%; +40%
erreur directionnelle ^{a)} à 40 keV	–10%	$\pm 30\%$
plage de mesure β	$E_{\beta}^{\max} > 0,5$ MeV	$E_{\beta}^{\max} > 0,5$ MeV
erreur due à des effets secondaires (fading, humidité, lumière)	4%	10%
reproductibilité du dosimètre	2% ^{b)}	10% ^{b)}
reproductibilité de l'évaluation	6% ^{b)}	10% ^{b)}

^{a)} Mesurée selon [5].

^{b)} Incertitude à 95% de confiance.

s'assurer que l'appareil remplit bien le cahier des charges fixé, de définir des conditions d'utilisation adaptées aux exigences locales et d'acquérir, par une connaissance suffisante du système, la confiance indispensable à son exploitation en routine.

Bibliographie

- [1] F. ATTIX, *Health Physics* 13, 219 (1967).
- [2] K. BECKER, *Health Physics* 12, 955 (1966).
- [3] F. M. COX and A. C. LUCAS, *Health Physics* 27, 339 (1974).
- [4] J. F. VALLEY, G. PACHE and P. LERCH, in *Proc. 4th Int. Conf. on Luminescence Dosimetry*, Krakow-Poland, Vol. 3, p. 977 (1974).
- [5] *Technical Recommendations for Monitoring the Exposure of Individuals to External Radiation*. Commission of the European Communities, EUR 5287 e (1975).

Pompage optique et émission spontanée

par P. THOMANN et P. CORNAZ

(Laboratoire d'optique physique EPFL, 2, av. Ruchonnet, 1003 Lausanne)

Nous avons calculé la dynamique du pompage optique induit dans l'état fondamental d'un atome par une irradiation intense. Sous certaines conditions initiales, le processus dépend de manière critique du modèle utilisé pour décrire l'émission spontanée. Une expérience est proposée sur la base des prédictions contradictoires des descriptions quantique et néoclassique de Jaynes.

Zwei-Elektron-ein-Photon Übergänge bei Schwerionenkollisionen

von Ch. STOLLER, W. WÖFLI, G. BONANI, M. SUTER und M. STÖCKLI

(Laboratorium für Kernphysik ETHZ, 8049 Zürich)

Während Schwerionenkollisionen bei mittleren Energien (~ 0.8 MeV/amu) können mehrere Löcher in den inneren Atomschalen erzeugt werden. Bei Ni–Ni,

Ni-Fe, Fe-Ni und Fe-Fe Kollisionen wurden deutliche Linien im Röntgenspektrum beobachtet, die von einem korrelierten 2-Elektron-Übergang in die 2-fach ionisierte K-Schale herrühren müssen, weil die gesamte Zerfallsenergie in Form eines einzigen Photons freigesetzt wird.

Die Anisotropie der bei Schwerion-Atom Kollisionen erzeugten nichtcharakteristischen Strahlung

VON W. WÖFLI, CH. STOLLER, G. BONANI, M. SUTER UND M. STÖCKLI

(Laboratorium für Kernphysik ETHZ, 8049 Zürich)

Dünne isotonenreine Fe- und Ni-Folien wurden mit 40 MeV $^{56}\text{Fe}^{6+}$ und $^{58}\text{Ni}^{6+}$ -Ionen bestrahlt und die Anisotropie der dabei erzeugten nichtcharakteristischen Röntgenstrahlung bestimmt. In allen 4 Fällen wurde in der Nähe des K-Übergangs im vereinigten Atom typische Fluktuationen beobachtet, die darauf hindeuten, dass zwischen den sich während der Kollisionszeit gebildeten molekulartigen Zuständen Röntgenübergänge auftreten.

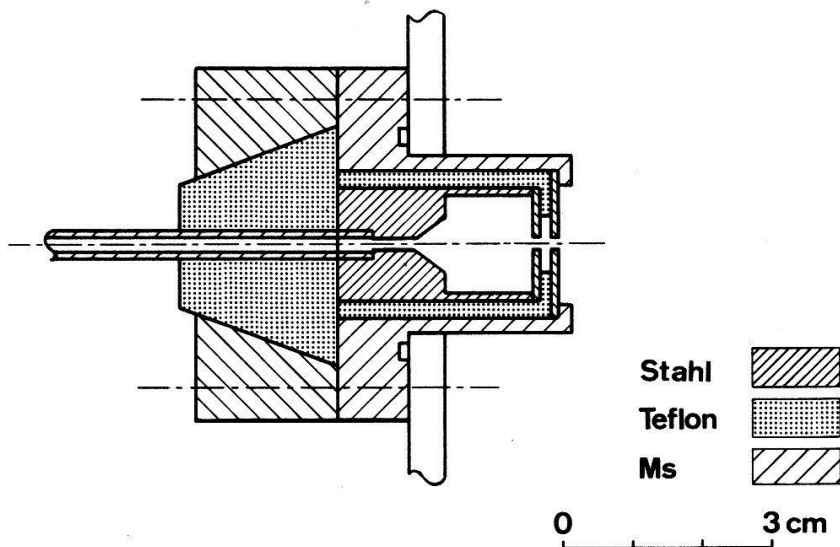
Reinigung von Oberflächen mit einer einfachen niederenergetischen Argon-Kanone

VON J. BRUNNER UND M. THÜLER

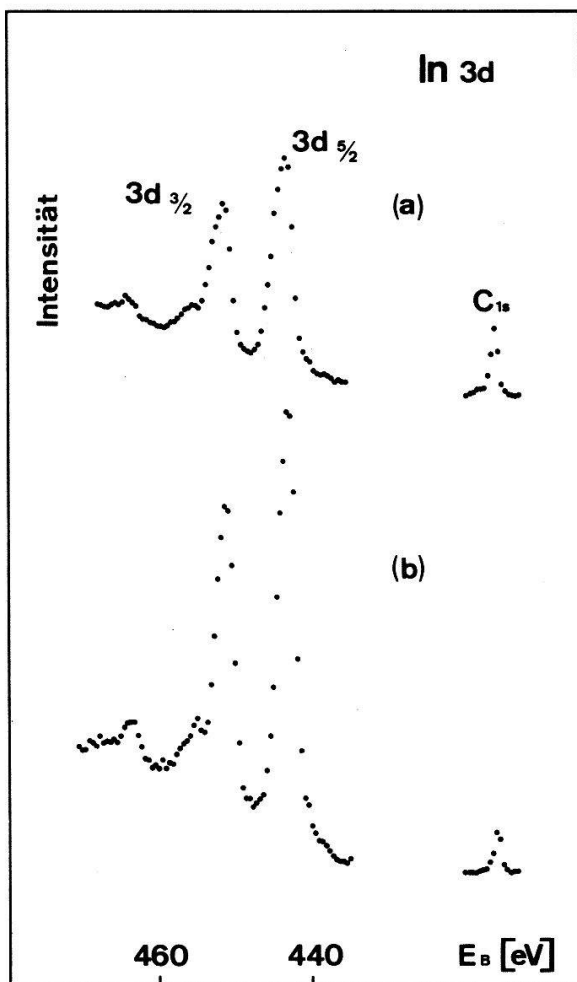
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Spektroskopie der Röntgen-Photoelektronen (XPS) und der Auger-Elektronen (AES) hat sich bei der Untersuchung von Oberflächen hervorragend bewährt. Die mit dieser Methode im Festkörper erfassbare Probentiefe wird durch die inelastische freie Weglänge der Elektronen bei den entsprechenden Energien bestimmt. Aus experimentellen Bestimmungen dieser Grösse geht hervor, dass nur Elektronen aus einer Tiefe von ca. 20 Å nennenswert zur Intensität einer Photolinie beitragen. Bei AES ist diese Dicke entsprechend kleiner. Daher ist es wesentlich, die Probenoberfläche möglichst frei von Fremdstoffen zu halten. Meistens ist diese Bedingung im Ultrahochvakuum bei höheren Temperaturen erfüllt. Es gibt jedoch Fälle, bei denen diese Arbeitsbedingungen nicht erfüllbar sind. Ein tieferer Schmelzpunkt oder eine andere Phasenumwandlung, die Gefahr der Diffusion bei zusammengesetzten Proben und bei dünnen Schichten schliessen oft das Ausheizen der Probe aus. Ein anderer Weg zur Oberflächenreinigung ist die Bestrahlung mit Argonionen. Übliche Argonkanonen liefern Ionen mit Energien zwischen 100 eV und einigen keV. Diese Methode bringt Nachteile mit sich, die sich unter Umständen sehr störend auswirken können. Die Bombardierung einer Probe mit hochenergetischen Ionen verursacht eine Materialabtragung, die meistens Strukturschäden zur Folge hat. Hochenergetische Ionen können ferner erwiesenermassen implantiert und nur durch nachträgliches Ausheizen der Proben beseitigt werden [1, 2].

Adsorbierte Verunreinigungen besitzen Adsorptionsenergien von einigen eV. Die Annahme scheint somit berechtigt zu sein, dass Ionen mit Energien derselben

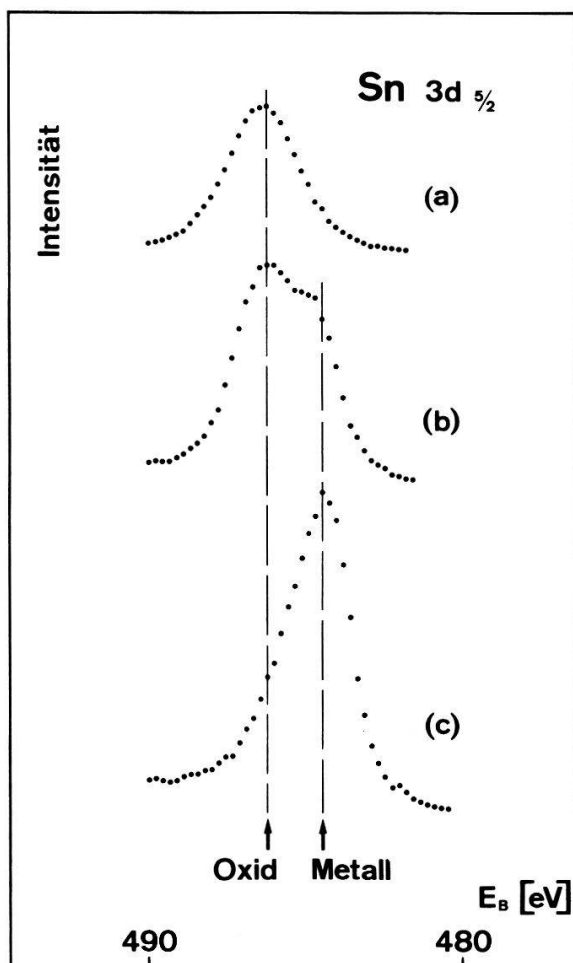


Figur 1
Geometrische Anordnung der Argonkanone.



Figur 2
(a) Indium 3d-Dublett einer mechanisch gereinigten Probe. (b) Dasselbe nach Argon-Bestrahlung.

Größenordnung zur Entfernung dieser Adsorbate genügen. Eine nach dieser Vorstellung arbeitende, niederenergetische Argonkanone wurde von Farrel [3] beschrieben. Die Ionen werden in einer zwischen zwei Blenden lokalisierten Paschen-Entladung erzeugt und beschleunigt. Bei einem Druck von ca. 0,01 Torr in der Probenkammer ist die mittlere freie Weglänge der Ionen bedeutend kleiner als der Abstand zur Probe. Durch Stöße mit Argonatomen werden die Ionen teilweise thermalisiert. Im wesentlichen haben wir die von Farrel vorgeschlagene geometrische Anordnung übernommen (siehe Fig. 1). Die Verwendung von Teflon, das gleichzeitig als Hochspannungsisolator und als Dichtungsmaterial wirkt, ist im Hinblick auf das Hochvakuum vorteilhaft. Die optimalen Blendendurchmesser und deren Abstand hängen in kritischer Weise von der Saugleistung der verwendeten Sorptionspumpe ab. Eine zu grosse Argonströmung hat eine Druckerhöhung zur Folge, die unter Umständen eine Entladung ausserhalb des Blendensystems verursacht. Nach solchen Entladungen wurde von den Blenden abgetragenes Material auf der Probe nachgewiesen. Durch geeignete Wahl der Arbeitsbedingungen können jedoch diese unerwünschten Entladungen verhindert werden. Die Reinigungswirkung an einer Metalloberfläche zeigen Figur 2 und Figur 3. Eine Indium-Probe (Schmelzpunkt 156°C) wurde 5 min. lang bei einem Ionenstrom von $10\ \mu\text{A}$ und einer Blendenspannung von 2 kV bestrahlt. Dabei hat sich die Linienintensität des $3d$ -Dubletts verdoppelt. Diese Zunahme lässt sich



Figur 3

(a) $3d_{5/2}$ -Photolinie einer stark oxydierten Zinn-Probe. (b) Dieselbe Linie nach mechanischer Reinigung der Probe. (c) Dieselbe Linie nach Argon-Bestrahlung.

durch Verminderung einer organischen Deckschicht erklären, was durch die entsprechende Abnahme der C-Linie bestätigt wird. Eine längere Bestrahlungsdauer hat eine weitere Erniedrigung der C-Linie zur Folge, ohne dass sich dabei die In-Linienintensität wesentlich ändert. Es ergibt sich daraus, dass die Dicke der kohlenhaltigen Schicht weniger als eine Atomlage beträgt. Gleiche Reinigungseffekte wurden auch bei Goldproben beobachtet. Figur 3a zeigt die $3d_{5/2}$ -Linie einer stark oxydierten Zinnprobe (Schmelzpunkt 232°C). Nach mechanischer Reinigung wurde das Spektrum Figur 3b gemessen. Die Linie ist infolge der verschiedenen Bindungsenergien im Oxyd bzw. im Metall aufgespalten. Nach der Bestrahlung ist die Oxydlinie nahezu verschwunden (Fig. 3c). Im Gegensatz zu diesem Resultat ergab die Behandlung einer teilweise oxydierten Al-Probe keine Änderung des Oxyd-zu Metall-Verhältnisses. Abschliessend sei betont, dass in den bombardierten Proben keine Argonlinie nachgewiesen werden konnte; es findet also offenbar keine Ionenimplantation statt, was die Annahme stützt, dass die Ionen weitgehend thermalisiert werden.

Referenzen

- [1] L. LEY, S. P. KOWALCZYK, F. R. McFEELY, R. A. POLLAK and D. A. SHIRLEY, *Phys. Rev.* **B8**, 2392 (1973).
- [2] S. HÜFNER, G. K. WERTHEIM and D. N. E. BUCHANAN, *Chem. Phys. Letters* **24**, 527 (1974).
- [3] T. FARREL, *J. of Phys.* **E6**, 977 (1973).

KERN- UND TEILCHENPHYSIK

FITPEAK – Programme pour le traitement automatique de grands volumes de données spectrales

par VICTOR IONESCU

(Institut de Physique, Université, 1700 Fribourg)

On présente une méthode automatique qui permet le traitement rapide et efficace de spectres obtenus, par exemple, avec des détecteurs Ge(Li), particulièrement adaptée pour le télétraitement.

Afin de réduire au minimum le volume de données à transmettre par les périphériques lents, la procédure utilise de grands fichiers, supportés par des mémoires de masse, sur lesquelles les données expérimentales brutes sont classées, transformées et conservées sous une forme appropriée pour les calculs futurs.

Un fichier complet de données étant déterminant pour la productivité générale de la procédure, on a développé une méthode qui permet la détection automatique des plus petits pics statistiquement significatifs et la résolution des doublets.

Afin de réaliser l'adaptation à la forme des pics du spectre expérimental, le programme permet un choix parmi différentes fonctions analytiques d'ajustement. Il contrôle la convergence du processus d'ajustement et la validité statistique des résultats obtenus. Des précisions comparables avec celles des étalons primaires peuvent être obtenues dans les déterminations d'énergie et d'intensité.

La procédure, écrite en FORTRAN, étant implémentée par un 'paquet' de quatre programmes 'enchaînés' est utilisable sur des ordinateurs petits et moyens.

Programmes d'acquisition de données nucléaires réalisés avec une PDP 15/20 et une PDP 11/45 associées à des interfaces CAMAC avec utilisation maximale de FORTRAN

par C. NUSSBAUM

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Afin de dépendre le moins possible du type de machine disponible pour acquérir les données physiques, l'emploi d'un langage évolué tel que le FORTRAN connu de tous les expérimentateurs, s'avère efficace.

Parmi les principaux problèmes à résoudre pour l'obtention du maximum de souplesse d'exploitation il est nécessaire: de maîtriser parfaitement le système d'interruption, d'assurer la réentrance des sous-programmes appelés à différents niveaux de priorités et d'assurer la possibilité d'exécuter plusieurs programmes simultanément.

Deux programmes ont été développés respectivement à l'Institut de Physique de Neuchâtel sur PDP 15/20 (16 K) et au SIN sur la PDP 11/45 (24 K) réservée aux basses énergies. Ces programmes permettent d'acquérir les données d'expériences nucléaires à trois corps, de traiter ces données en ligne et de présenter les résultats avec des systèmes biparamétriques sur oscilloscope.

Effet de cohérence pour les processus à N corps

par F. FOROUGHİ et G. PAULETTA

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Nous donnons une nouvelle démonstration de l'effet de cohérence [1] des processus à trois corps, dont l'extension au cas à N corps aisée. Nous discutons l'application de cet effet pour l'interaction dans l'état final $p-p$ et $\alpha-\alpha$.

Référence

[1] R. D. AMADO, Brandeis University, summer institute in theoretical physics (1967).

Studium der Dreiteilchen-Transferreaktion $^{90}\text{Zr}(p, \alpha)^{87}\text{Y}$ bei $E_p = 35 \text{ MeV}$

von H. GUYER, V. MEYER, H. H. MÜLLER und W. REICHART

(Universität Zürich)

R. WAGNER

(Universität Basel)

und H. JASICEK, H. OBERHUMMER und P. RIEHS

(Atominstytut der Oesterreichischen Hochschulen. Wien)

Die Winkelverteilungen der Reaktion $^{90}\text{Zr}(p, \alpha)^{87}\text{Y}$ wurden am Injektor-Zyklotron des SIN gemessen. Die exp. Daten werden mit DWBA-Rechnungen verglichen.

Zusätzlich zu den Clusterformfaktoren werden auch verbesserte Formfaktoren verwendet, wobei die Einteilchenzustände der transferierten Nukleonen explizit berücksichtigt werden.

A Pair Spectrometer for 20 K 150 MeV Photons

by J. C. ALDER, B. GABIOUD, C. JOSEPH, J. F. LOUDE, N. MOREL, J. P. PERROUD,
A. PERRENOUD and E. WINKELMANN

(Institut de Physique Nucléaire, Univ. de Lausanne)

D. RENKER, H. SCHMITT and C. ZUPANCIC

(Sektion Physik, Universität München)

and F. HOOP, H. VON FELLEBERG and P. TRUÖL

(Physik Institut, Universität Zurich)

A large solid angle (0.37 sr), high resolution (1 MeV) pair spectrometer is currently being installed at SIN to study radiative processes induced by pions and muons on nuclei.

It consists of a gold converter 0.09 mm thick, and a 9000 wires proportional chambers system ($213 \times 48 \text{ cm}^2$ sensitive area) placed on one side of a large window frame magnet ($240 \times 60 \times 50 \text{ cm}^3$ gap).

Construction, operation and performances of the apparatus are presented.

Diffusion proton-proton entre 400 et 600 MeV à petits angles. Mesures de la section efficace différentielle et du pouvoir d'analyse

par D. AEBISCHER, B. FAVIER, G. GREENIAUS, R. HESS, C. LECHANOINE,
J. C. NIKLÈS, D. RAPIN et D. W. WERREN

(Université de Genève, A. Junod - ETHZ)

Thèses à paraître: D. Aebischer (Genève), J. C. Niklès (Genève), A. Junod (ETHZ).

On Proton-Nucleus Elastic and Inelastic Scattering at Intermediate Energies

by C. GUSTAFSSON and E. LAMBERT

(Institut de Physique de l'Université, CH-2000 Neuchâtel, Switzerland)

In the light of the recent Saclay experimental results, the elastic and inelastic scattering of protons by nuclei is investigated within the framework of the Kerman-

McManus and Thaler multiple scattering theory. For elastic scattering the analysis includes the effects of the second order optical potential and takes fully into account the spin and isospin degrees of freedom of a realistic elementary nucleon-nucleon interaction. The inelastic scattering on ^{12}C is treated by using an eikonal DWIA. In the latter case the effects of the nuclear structure, spin and direction of the eikonal propagation are investigated.

Volle Amplitudenanalyse im Baryonaustausch-Prozess $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ bei 5 GeV/c

VON P. ASTBURY, J. GALLIVAN, J. JAFAR, M. LETHEREN, V. STEINER und J. A. WILSON
(Imperial College, London)

W. BEUSCH, M. BORGHINI und D. WEBSDALE
(CERN)

L. FLURI, K. FREUDENREICH, F. X. GENTIT und W. WETZEL
(ETH)

P. LEDU
(CEN Saclay)

und O. GUIBAN
(Genève)

Wir präsentieren eine Analyse des Experiments $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ bei 5 GeV/c und einer Impulsübertragung $-u \leq 2$ (GeV/c)². Der Prozess wurde an polarisierten Protonen (Butanol) und an einem Wasserstofftarget beobachtet. Damit konnten $d\sigma/du$ und die Polarisationsparameter P , A und R gemessen werden. Wir finden eine unerwartete Struktur in den Streuamplituden in Funktion von u . Vom experimentellen Standpunkt aus ist interessant, dass eine Amplitudenanalyse an einer Reaktion mit 1 μb Wirkungsquerschnitt möglich geworden ist. Siehe auch: P. Astbury et al., Nuclear Phys. B99 (1975) 30.

Etude expérimentale du déphasage $\pi-\pi$ dans la désintégration K_{e4}

par P. EXTERMANN, J. FISCHER, O. GUIBAN, R. MERMOD, L. ROSSELET, R. SACHOT, P. BLOCH, G. BUNCE, B. DEVAUX, A. M. DIAMANT-BERGER, N. DO-DUC, G. MAREL et R. TURLAY

(Collaboration Université de Genève/CEN-Saclay)

Nous présentons les résultats préliminaires d'une analyse portant sur 30,000 événements K_{e4} obtenus lors d'une expérience au synchrotron à protons du CERN. Le déphasage $\Delta = \delta_0^0 - \delta_1^1$ de l'interaction $\pi-\pi$ est mesuré en fonction de la masse invariante du dipion dans la région $280 < M_{\pi\pi} < 400$ MeV.

Nouvelle limite pour la règle $\Delta S = \Delta Q$ dans la désintégration K_{e4}

par P. BLOCH, G. BUNCE, B. DEVAUX, A. M. DIAMANT-BERGER, N. DO-DUC, G. MAREL, R. TURLAY, P. EXTERMANN, J. FISCHER, O. GUISAN, R. MERMOD, L. ROSSELET et R. SACHOT

(Collaboration CEN-Saclay/Université de Genève)

Notre expérience à haute statistique sur la désintégration K_{e4} a permis d'obtenir une nouvelle limite pour le rapport de branchement de la voie $\Delta S = -\Delta Q$ par rapport à la voie $\Delta S = +\Delta Q$:

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+e^-\nu)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-e^+\nu)} < 3,6 \cdot 10^{-4} \quad (\text{N.C. } 95\%)$$

Ainsi la règle $\Delta S = \Delta Q$ est confirmée au même niveau de précision dans cette voie de type purement vecteur-axial que dans la voie K_{e3}^0 de type purement vectoriel.

Eine neue obere Grenze für den Zerfall $f'(1514) \rightarrow \pi\pi$

von W. BEUSCH (CERN), A. BIRMAN (Technion Haifa), W. WETZEL (ETH) und D. WEBSDALE

(Imperial College London)

Eine glaubwürdige Erklärung der schmalen Zerfallsbreite der neuen Teilchen ψ (3100) und ψ' (3700) besteht in der Annahme, dass sie aus einem Paar von 'charmed' Quark und Antiquark aufgebaut sind. Die ausserordentlich starke Unterdrückung eines Zerfall in normale Hadronen (etwa 1/5000) folgt daraus allerdings nur unter weiteren Annahmen (Zweig – Regel). Diese werden gerechtfertigt in Analogie zum ϕ (1019), das aus strange Quarks bestehen soll und dessen Zerfall in non-strange 3π um etwa 1/100 unterdrückt ist.

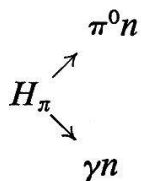
Wir bestimmen aus $\pi^-p \rightarrow K_s^0 K_s^0 n$ eine analoge, aber viel stärkere Unterdrückung ($\leq 1/800$) des Zerfalls $f' \rightarrow \pi\pi$ verglichen mit $f \rightarrow \pi\pi$. Diese neue obere Grenze (bisher $\leq 1/50$) gibt der charm-Hypothese der ψ -Teilchen zusätzliche Glaubwürdigkeit. Siehe auch: W. Beusch et al., Phys. Letters 60B (1975) 205.

Elektromagnetische Korrekturen zum Panofsky-Verhältnis

von G. RASCHE

(Theoretische Physik, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich)

Das Panofsky-Verhältnis P ist definiert als Verzweigungsverhältnis von



Es ist

$$P = 1,533 \pm 0,021.$$

Dieser Wert muss verglichen werden mit dem Panofsky-Verhältnis im Fluge

$$P_F \equiv \lim_{q \rightarrow 0} \frac{d\sigma_{0^-}}{d\sigma_{\gamma^-}}.$$

Vernachlässigt man Coulomb- und Massendifferenzkorrekturen, so ergibt sich:

$$P_F = q_0/q_\gamma (a_1 - a_3)^2 (3E_{0^+}^\pi)^{-2} \approx 1,65 \pm 0,15.$$

Wir (G. Rasche und W. S. Woolcock, wird demnächst publiziert) haben gezeigt, dass Berücksichtigung der Coulombanziehung und der Massendifferenzen zwischen π^- , π^0 und zwischen p , n den numerischen Wert von P_F um 4% erniedrigt. Diese Korrektur hat die Grössenordnung der experimentellen Fehler und wird deshalb bei den zu erwartenden genaueren Messungen am SIN wesentlich.

π^- -Sulfur: Strong Interaction in the L-Shell

by K. KAESER, L. A. SCHALLER, T. DUBLER, B. ROBERT-TISSOT, L. SCHELLENBERG
and H. SCHNEUWLY

(Institut de Physique, Université de Fribourg)

At the $\pi M1$ -channel of the SIN accelerator in Villigen, 200 MeV/c pions were slowed down in a polyethylene absorber and stopped in a sulfur target of 0.44 g/cm² thickness. A time-of-flight technique utilizing the 50 MHz proton signal from the accelerator allowed a clean separation of the pions from muons and electrons. The 'prompt' X-rays of the formed π^- -S-atom were recorded with a 2 cc planar Ge(Li) diode within a 200 ns time window after each stopped pion (1234-signal from a 4-counter telescope). Outside this time region, ²⁴¹Am and ⁷⁵Se calibration sources were measured. The stronger ones of these calibration lines passed by accidental coincidence through the 'prompt' window and served as a check for energy shifts between 'prompt' and calibration events. An average shift of 25 ± 15 eV was found. The accuracy of the energy calibration in the region of interest was 20 eV, including the absolute error of the employed calibration sources.

The strong interaction in the pionic S-atom makes itself most strongly felt in the p -shell [1]. In order to determine the energy shift, the theoretical energies without strong interaction have to be known. Taking all electromagnetic corrections to the Klein-Gordon energy levels into account (finite nuclear size, vacuum polarization, electron screening), we estimate the theoretical uncertainty to be 15 eV. The difference between the measured and the calculated energy values yields the strong interaction shift. Table I gives the $2p$ -shift obtained from the three most intense L-transitions. Our mean value, $\Delta E_{2p} = 485 \pm 30$ eV, agrees with the effective optical potential calculation by Backenstoss [1] using low energy pion scattering parameters.

Regarding the $2p$ -level width, the shortening of the lifetime due to the strong interaction can be determined by a comparison of the (mostly) Gaussian width Γ_G

Table I
Strong interaction energy shift in the 2*p*-level of π^- -S

Transition	Measured energy (keV)	Calculated energy (keV)	Shift (eV)
3 <i>d</i> -2 <i>p</i>	133.018	132.523	495 ± 30
4 <i>d</i> -2 <i>p</i>	179.192	178.728	464 ± 50
5 <i>d</i> -2 <i>p</i>	200.552	200.074	478 ± 80

of the calibration lines with the measured total width Γ . Since the strong interaction width Γ_s is Lorentzian, we have [2]

$$\Gamma_s = \Gamma \left[1 - \left(\frac{\Gamma_G}{\Gamma} \right)^2 \right].$$

Using the experimental 3*d*-2*p* width of 1237 ± 20 eV and the in-beam detector resolution of 956 ± 15 eV at 133 keV, we obtain

$$\Gamma_{2p} = 500 \pm 40 \text{ eV.}$$

The broadening of the higher L-series transitions yields larger errors due to poorer statistics. As a comparison, the theoretical optical potential calculation in Ref. [1] yields $\Gamma_{2p} = 360$ eV, while the experimental value as listed in Ref. [1] amounts to 790 ± 150 eV. A recently performed semiempirical calculation by Cheon [3] using the Γ_{2p} -data collection in Ref. [1] predicts $\Gamma_{2p} = 499$ eV, in excellent agreement with our value.

References

- [1] G. BACKENSTROSS, *Ann. Rev. Nuclear Science* 20, 467 (1970).
 [2] E. H. S. BURHOP, *High Energy Physics*, Vol. III, edited by E. H. S. BURHOP (Academic Press, New York 1969), p. 205.
 [3] IL-TONG CHEON, *Lettere Nuovo Cimento* 11, 1 (1974).

Stopped Negative Muon-Induced Fission of ^{238}U

by P. BAERTSCHI, A. GRÜTTER, H. R. VON GUNTEN, H. S. PRUYS and M. RAJAGOPALAN

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Two 80 g targets of ^{238}U -metal (4 g cm^{-2}) were irradiated with negative muons at the μ -channel of SIN. In both experiments the μ^- stop rate in the target was $4.4 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ at a proton beam intensity of $\sim 3 \mu\text{A}$.

After irradiation of about 4 h the targets were dissolved, the Uranium extracted and several fission products isolated, using adapted radiochemical carrier procedures. The purified samples were measured on calibrated GeLi gamma spectrometers. The activities thus obtained were low and the counting statistics correspondingly poor. Therefore, the results reported here should be considered as preliminary.

Fission product chain yields in μ^- induced fission were determined for the first time. Our results on seven mass chains relative to the yield of ^{91}Sr are reported in Table I and may be compared to the corresponding mean yields in 14 MeV neutron-induced fission.

Table I
Relative mass-yields in μ^- - and 14 MeV neutron-induced fission of ^{238}U .

Nuclide	Relative Mass-Yield		
	μ^- -induced fission		Neutron-induced fission 14 MeV ^{a)}
	1. Experiment	2. Experiment	
^{91}Sr	1.0	1.0	1.0
^{93}Y		1.2	1.19
^{99}Mo		1.3	1.42
^{111}Ag	0.4	0.4	0.25
^{113}Ag	0.5	0.4	0.28
^{115}Cd	0.3	0.5	0.25
^{143}Ce	0.9	0.9	1.03

^{a)} Mean yields from Ref. [1-3].

In addition to the nuclides in Table I an attempt was made to measure the yields of ^{140}Ba and ^{141}Ce . However, due to the long half lives of these nuclides, the activities produced were too low to allow evaluation.

From our determinations it can be concluded, that the mass-yield distribution in this fission mode is asymmetric as expected from the experiments of Budick et al. [4] using solid state detectors. Our preliminary results suggest a peak-to-valley ratio which is smaller than the value in 14 MeV neutron-induced fission, thus indicating a somewhat higher excitation of the compound nucleus.

From the activity of high-yield fission products and their yields in 14 MeV neutron-induced fission (assumed to be the same as in μ^- fission), the number of fissions occurring in the two targets were calculated. The probability of μ^- -induced fission (prompt and delayed) in ^{238}U as obtained in these preliminary experiments is 0.13 ± 0.05 (fissions/ μ^- stop). Our value is in agreement with the old results obtained by emulsion methods [5-7] and calculations [8], but much higher than the very recent value of 0.031 ± 0.007 obtained with an ionization chamber [9].

The authors acknowledge the technical assistance of Miss E. Rössler and Mr. E. Hermes.

References

- [1] J. BLACHOT, L. C. CARRAZ, P. CAVALLINI, C. CHAUVIN, A. FERRIEU and A. MOUSSA, J. Inorg. Nucl. Chem. 36, 495 (1974).
- [2] D. E. ADAMS, W. D. JAMES, J. N. BECK and P. K. KURODA, J. Inorg. Nucl. Chem. 37, 419 (1975).
- [3] M. RAJAGOPALAN, H. S. PRUYS, A. GRÜTTER, E. A. HERMES and H. R. VON GUNTEN, J. Inorg. Nucl. Chem. in press.
- [4] B. BUDICK, S. C. CHENG, E. R. MACAGNO, A. M. RUSHTON and C. S. WU, Phys. Rev. Lett. 24, 604 (1970).
- [5] W. GALBRAITH and W. J. WHITEHOUSE, Phil. Mag. 44, 77 (1953).
- [6] W. JOHN and W. F. FRY, Phys. Rev. 91, 1234 (1953).

- [7] G. E. BELOVITSKY, N. T. KASHCHUKKEEV, A. MIKHUL, M. G. PETRASHKU, T. A. ROMANOVA and F. A. TIKHOMIROV, JETP 38, 404 (1960).
[8] J. HADERMANN and K. JUNKER, Nucl. phys. in press.
[9] D. CHULTEM, V. COJOCARU, DZ. GANSORIG, KIM SI CHWAN, T. KROGULSKI, V. D. KUZNETSOV, H. G. ORTLEPP, S. M. POLIKANOV, B. M. SABIROV, U. SCHMIDT and W. WAGNER, Nucl. Phys. A247, 452 (1975).

Système d'acquisition de données (SINFUL) pour le spectromètre à pions (SUSI) du SIN

par R. CORFU

(Université de Neuchâtel)

et M. GREENBLATT¹⁾ et C. H. Q. INGRAM²⁾

(SIN, Villigen)

1. Matériel (Hardware)

Le système est composé d'un ordinateur PDP 11/45 de 28 K mots de mémoire, équipé des unités périphériques suivantes:

- 1 disque RK 05
- 2 dérouleurs de bande magnétique TU 10 (9 pistes)
- 1 lecteur/perforateur de ruban de papier
- 1 écran de visualisation Tektronix 4010
- 1 terminal LA-30.

La liaison avec l'appareillage électronique est assurée par 2 châssis CAMAC, reliés directement à l'ordinateur par des interfaces – contrôleurs de châssis de type JCC 11.

2. Logiciel (Software)

Le logiciel est géré par un moniteur, appelé SINFUL, qui est une adaptation de RSX11-A de DEC. Il occupe environ 4 K mots de mémoire. Le reste de celle-ci, soit environ 24 K mots, est partagé en tranches, appelées partitions et chacune d'elles peut recevoir un programme particulier ou tâche. Ainsi plusieurs tâches travaillent simultanément. Nous avons actuellement un partage en 11 partitions, la plus petite ayant une étendue de 256 mots et la plus grande d'environ 8 K mots.

Chaque programme travaille à un niveau de priorité différent, qui est indépendant de la partition qu'il occupe. Le chargement des programmes, avec niveau de priorité et attribution des partitions peut être préparé par le système. Ceci facilite les commandes d'appel en vue de l'exécution. Notre configuration actuelle prépare le chargement de 34 programmes et nous avons réservé 6 niveaux de priorité pour le chargement et l'exécution de tâches occasionnelles.

Les langages supportés par notre système sont le MACRO 11 et le FORTRAN, à l'exception des commandes d'entrées et sorties. Une librairie contenant des routines

¹⁾ Adresse actuelle: Naudainstreet 2107, Philadelphia, Penn., USA.

²⁾ Visiteur de l'Université de Karlsruhe.

de service pour la gestion des fichiers sur disques, des bandes magnétiques, de l'écran, du terminal et du CAMAC a été développée. On peut répartir en six groupes d'affectation les diverses tâches que nous avons à disposition. Ils sont les suivants:

2.1 Communication avec le système

Ces tâches établissent le dialogue avec le moniteur résident. En particulier, elles commandent le chargement des autres tâches. Les trois premières partitions leur sont exclusivement réservées et elles bénéficient des plus hautes priorités.

2.2 Acquisition

Le programme principal, gérant l'acquisition des données, est appelé THRU. Après réception d'un LAM, il lit les modules CAMAC, stocke les événements dans un 'buffer' en mémoire, puis en transfère le contenu sur une bande magnétique (taux maximum de transfert: 1000 événements de 22 mots/s). Parallèlement THRU remplit un 'buffer' à un événement, qui est à disposition des autres tâches. THRU travaille à la plus haute priorité disponible en-dessous de celles réservées aux tâches du système.

Une série d'autres tâches (START, STOP, WAIT, COMMENT, etc.) commande l'initialisation et l'arrêt du déroulement d'une prise de données, ainsi que l'enregistrement sur bande magnétique de tous commentaires nécessaires à l'analyse 'off-line' des données.

2.3 Contrôle des éléments magnétiques

Tous les éléments magnétiques du faisceau $\pi M1$ et du spectromètre sont commandés par l'ordinateur. Trois tâches effectuent ces commandes: TUNE, BEAM et AMPS. TUNE sert à mettre les champs magnétiques correspondant à l'impulsion choisie. BEAM contrôle et enregistre périodiquement les valeurs des champs magnétiques et envoie un message d'alarme en cas de dépassement d'une fenêtre de tolérance. AMPS imprime sur le terminal les courants des bobines des éléments magnétiques.

2.4 Surveillance des détecteurs

Une série de tâches a été développée pour surveiller le comportement individuel de chaque détecteur. Il s'agit, par exemple, de la construction d'histogrammes illustrant le profil du faisceau passant à travers une chambre à fils. Toutes les données collectées par ces tâches sont enregistrées sur disque.

2.5 Visualisation

Ces tâches permettent de projeter sur l'écran du Tektronix 4010 toutes les figures enregistrées sur disques ou construites directement en mémoire.

2.6 Analyse

Un échantillon des événements est traité de façon plus complète, afin d'obtenir une surveillance globale du déroulement des expériences. Cette tâche travaille à la plus basse priorité.

The Decay of ^{161}Gd to ^{161}Tb

by M. GASSER, J. KERN and O. HUBER

(Physics Department, University of Fribourg, Switzerland)

This work will be published in Nuclear Physics.

Untersuchungen der Reaktion $^{165}\text{Ho}(\alpha, 2n\gamma)^{167}\text{Tm}$

VON V. IONESCU, J. KERN, Cl. NORDMANN und S. OLBRICH

(Physikinstitut der Universität, 1700 Fribourg)

und W. REICHART

(Physikinstitut der Universität, 8000 Zürich)

Unter den verschiedenen Reaktionen, die zum Studium der Kernstrukturen benutzt werden, sind die Reaktionen vom Typ (α, xn) durch die Eigenschaft ausgezeichnet, dass sie Niveaus mit hohem Spin bevölkern können. Die Niveaus zerfallen darauf kaskadenartig unter Aussendung von Photonen und Konversionselektronen.

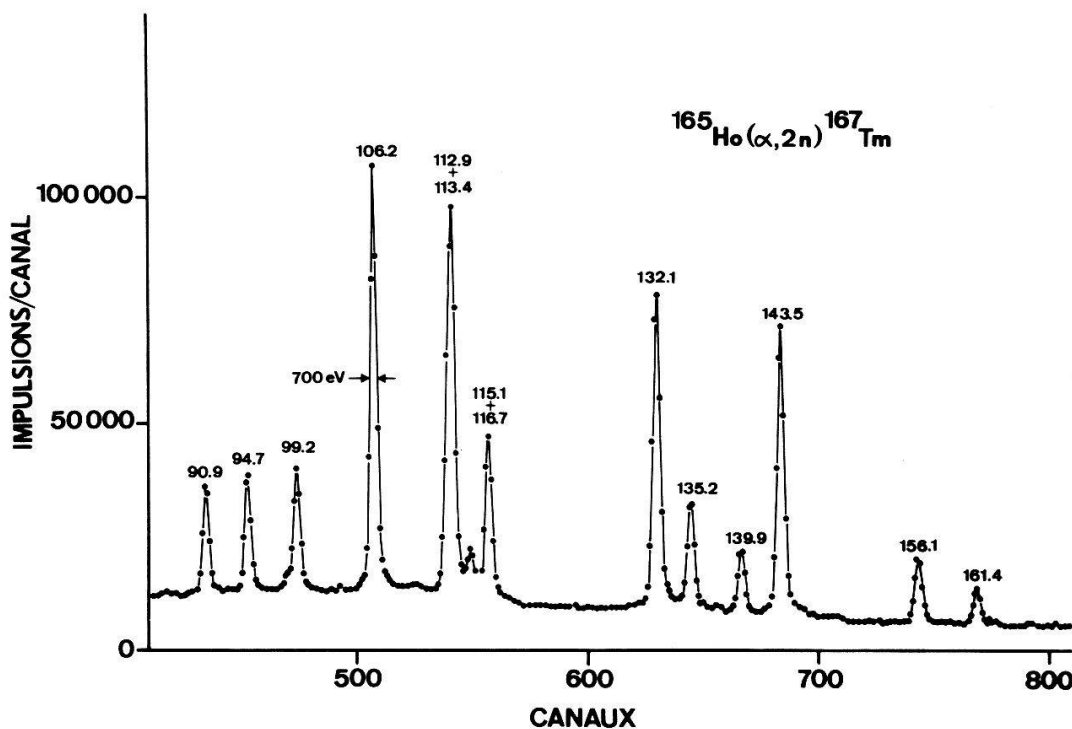
Um die Spektren der ausgesandten γ -Strahlung zu beobachten, verwendet man wegen ihrer guten Auflösung hauptsächlich Ge(Li)-Dioden. Durch γ - γ Koinzidenzen und durch Messung der Winkelverteilung der γ -Quanten in Bezug auf die Strahlachse erhält man wichtige Hinweise, die das Aufstellen des Niveauschemas erleichtern.

Das Ziel unserer Experimente besteht darin, durch verbesserte Auflösung und höhere Empfindlichkeit der Messgeräte die Voraussetzungen zu schaffen, um genauere und vollständigere Niveauschemas erstellen zu können. Sollte uns dies gelingen, dann wollen wir später auch u - u Kerne untersuchen, die bisher wegen ihrer grösseren Niveaudichte kaum mittels (α, xn) -Reaktionen studiert wurden.

Die erforderlichen Einrichtungen wie Vakuumsystem, Reaktionskammer, Faraday-Cup wurden im vergangenen Jahr konstruiert und am SIN-Zyklotron aufgestellt, ein Programm zur Registrierung und Speicherung der Daten wurde ebenfalls entwickelt. Um feststellen zu können, ob unser Messsystem funktioniert und um einen Anhaltspunkt zu bekommen, welche Messgenauigkeit wir erreichen können, haben wir die Reaktion $^{165}\text{Ho}(\alpha, 2n\gamma)^{167}\text{Tm}$ untersucht. Gleichzeitig haben wir dabei geeignete Messmethoden ausprobiert. Als Vergleichsbasis diente uns eine Publikation von Winter et al. [1].

Figur 1 zeigt einen Teil des Spektrums, gemessen mit einer Ge(Li)-Diode [2] von $2,4 \text{ cm}^3$. Durch bessere Auflösung und höhere Empfindlichkeit in unseren Experimenten gelang es uns, viele neue Uebergänge nachzuweisen. Verschiedene Linien, die in der Vergleichsarbeit nicht aufgelöst waren, wurden bei uns stark verbreitert oder sogar aufgespalten und erschienen als Dubletts, wie z.B. die Linie bei 116,7 keV. Die Genauigkeit der Resultate konnte so gesteigert werden, dass für die meisten Energien der Fehler unter 40 eV liegt. Diese Genauigkeit sollte genügen, um auch schwache Linien, die in Koinzidenzmessungen nicht mehr erkennbar sind, mit hoher Sicherheit richtig im Niveauschema einzuordnen.

Die gepulste Struktur des α -Strahls gestattet uns, prompte und verzögerte



Figur 1

Teil des γ -Spektrums der Reaktion $^{165}\text{Ho}(\alpha, 2n)^{167}\text{Tm}$. Energie der α -Teilchen: 24,8 MeV.

Spektren aufzunehmen. Dazu haben wir eine Messmethode entwickelt, die der zeitlichen Struktur des α -Strahls Rechnung trägt. In den verzögerten Spektren können wir Linien mit Halbwertszeiten zwischen 20 ns und 200 ns beobachten. Aus diesen Halbwertszeiten lassen sich Rückschlüsse auf die Art der γ -Strahlung ziehen.

In den nächsten Messungen beabsichtigen wir, ein neu entwickeltes Anti-Compton-Spektrometer einzusetzen. Wir versprechen uns davon eine weitere Verbesserung der Genauigkeit, besonders für Energien im Bereich zwischen 200 keV und 800 keV.

Literatur

- [1] G. WINTER, L. FUNKE, K. HOHMUTH, K. H. KAUN, P. KEMNITZ and H. SODAN, Nucl. Phys. A151, 337 (1970).
 [2] Wir danken Herrn Prof. L. SCHELLENBERG, der uns diesen Detektor zur Verfügung gestellt hat.

Etude de la réaction $^{237}\text{Np}(n, \gamma)^{238}\text{Np}$ et de la radioactivité parasite $^{237}\text{Np}(\alpha)$ - $^{233}\text{Pa}(\beta^-)$ - ^{233}U

par V. IONESCU et J. KERN

(Institut de Physique, Université, 1700 Fribourg)

Les spectres de haute et de basse énergie de la réaction $^{237}\text{Np}(n, \gamma)^{238}\text{Np}$ ont été observés avec des spectromètres à paires, anti-Compton et des diodes Ge(Li). L'existence de 72 transitions primaires et de 61 lignes de basse énergie a été établie. La cible étant radioactive, le spectre d'équilibre de la chaîne ^{237}Np - ^{233}Pa - ^{233}U a été également étudié. On propose un schéma partiel des niveaux du ^{238}Np , l'un des premiers noyaux

transuraniens avec un nombre impair de protons et neutrons à être étudié par spectroscopie de réaction. Quatre bandes de rotation ont été identifiées; la valeur Q de la réaction $^{237}\text{Np}(n, \gamma)^{238}\text{Np}$ a été déterminée à 5488.1 ± 0.2 keV.

Measurement of Triple Scattering Parameters in $p + {}^3\text{He}$ Scattering Below 11 MeV

by W. G. WEITKAMP, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, R. RISLER and B. JENNY

(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Techn. Hochschule, 8049 Zürich)

The triple scattering parameters $K_x^{x'}$, $K_z^{z'}$ and $K_y^{y'}$ for $p + {}^3\text{He}$ elastic scattering at 6.8, 8.8 and 10.8 MeV have been measured at three angles using a double scattering technique. A polarized proton beam from the ETH atomic beam source was used. The particles from the first target, a liquid nitrogen cooled ${}^3\text{He}$ cell were focused on to the second target, a high pressure ${}^4\text{He}$ polarimeter, by a magnetic quadrupole lens to reduce background. Typical uncertainties in the measured parameters were ± 0.04 . The results are in general agreement with an R-matrix analysis of $p + {}^3\text{He}$ scattering.

New Determination of Upper Limit for the Neutretto Mass at SIN

by M. DAUM, L. DUBAL, G. H. EATON, R. FROSCHE, J. McCULLOCH, R. MINEHART and E. STEINER
(SIN)

and C. AMSLER and R. HAUSAMMANN

(ETH Zürich)

A publication will be submitted to Phys. Lett. B.

THEORETISCHE PHYSIK

Application de la multiplication extérieure régressive aux bilans d'énergie et à l'expression des forces exercées par les champs sur leurs sources

par D. BOVET

(Laboratoires de Géotechnique et d'Hydraulique de l'Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne)

D'après Elie Cartan [1], Grassmann distinguait déjà, dans son *calcul extensif*, une multiplication extérieure *progressive* et une multiplication extérieure *régressive*; cette dernière était définie à partir d'*unités complémentaires*. Par la suite, ceux qui se sont servis du calcul différentiel extérieur se sont presque entièrement passé de la multiplication régressive; à notre avis, son emploi pourrait éviter bien des complications, et la distinction des formes *paires* et *impaires*, proposée par M. de Rham [3], donne une interprétation géométrique à la notion d'unité complémentaire.

Ayant choisi, dans l'espace-temps, un système de coordonnées (x^0, x^1, x^2, x^3) , nous poserons, pour les formes élémentaires d'espèce paire :

$$1 = [^\times], \quad dx^i = [^i], \quad dx^i \wedge dx^j = [^{ij}], \text{ etc. . . .} \quad (1)$$

la petite croix (\times) désignant l'indice vide, qui convient à la constante 1 considérée comme forme élémentaire de degré nul.

Un élément de volume étant donné, nous le désignerons par $[_\times]$, et nous le considérerons comme la forme élémentaire d'espèce impaire de dimension nulle :

$$[\times] = e_{0123} [^{0123}]. \quad (2)$$

Soient I, J, \dots des indices vides, simples ou composés; nous définirons la forme d'espèce impaire $[_I]$,

$$[_I] = e_{0123} [^J], \quad (3)$$

par la condition que l'indice composé IJ soit une permutation paire de (0123).

Les formes $[_0], [_1], [_2], [_3]$, de dimension 1, seront prises comme éléments générateurs de l'algèbre extérieure régressive; nous noterons la multiplication régressive par le signe \vee ¹⁾, et nous aurons

$$[_i] \vee [_j] = [_{ij}], \text{ etc. . . .} \quad (4)$$

Deux multiplications mixtes peuvent être définies entre formes paires et impaires :

$$[^I] \wedge [_J] = [_{JI}], \quad [^I] \vee [_J] = [^{JI}], \quad (5)$$

désignant par $J\bar{I}$ l'indice obtenu en supprimant les indices de I , supposés tous contenus dans J , après avoir eu soin de les amener par permutation circulaire, dans leur ordre, en queue de J ; de même, *mutatis mutandis*, pour $\bar{J}I$.

Soit X un champ de vecteurs

$$X = X^0[_0] + X^1[_1] + X^2[_2] + X^3[_3], \quad (6)$$

où X^0 est un intervalle de temps, et X^1, X^2, X^3 sont les composantes d'un vecteur spatial \vec{X} . La dérivée de Lie par rapport à X d'une forme d'espèce paire A est définie par

$$D_X \alpha = d\alpha \vee X + d(\alpha \vee X); \quad (7)$$

la transposée D'_X , agissant sur une forme d'espèce impaire ω ²⁾ sera donnée par

$$D'_X \omega = b(X \vee \omega) + X \vee b\omega. \quad (8)$$

Le calcul différentiel extérieur offre sans doute la manière la plus élégante d'exprimer les équations de Maxwell [2]; posons pour cela

$$\Phi = E_1 [^{01}] + E_2 [^{02}] + E_3 [^{03}] - B^1 [^{23}] - B^2 [^{31}] - B^3 [^{12}], \quad (9)$$

$$P = m [^{123}] + e^1 [^{023}] + e^2 [^{031}] + e^3 [^{012}], \quad (10)$$

$$\Psi = D^1 [_{01}] + D^2 [_{02}] + D^3 [_{03}] + H_1 [_{23}] + H_2 [_{31}] + H_3 [_{12}], \quad (11)$$

$$Q = \rho [_{0}] + j^1 [_{1}] + j^2 [_{2}] + j^3 [_{3}], \quad (12)$$

1) Afin de distinguer les deux multiplication \wedge et \vee par des monosyllabes que l'on puisse prononcer, nous proposons de lire \wedge : *tam* et \vee : *sab*; parcequ'en arabe, \wedge est le chiffre 8, qui se dit *tamania*, et \vee le chiffre 7, qui se dit *sab'a*.

2) Nous définissons le produit scalaire de α et ω par la formule $\langle \alpha, \omega \rangle = \int \alpha \wedge \omega$; la définition du bord b est impliquée par la définition de la différentiation d et l'identité qui exprime le théorème de Stokes: $\langle d\alpha, \omega \rangle = \langle \alpha, b\omega \rangle$.

où E, B, D, H, ρ et j ont leur signification habituelle; m représente la *densité de pôle magnétique* et e la *densité de force électromotrice*, que nous croyons utile d'introduire, ne fût-ce que pour assurer la généralité du développement mathématique. Cela posé, les deux groupes d'équations de Maxwell sont contenus dans les deux équations suivantes

$$d\Phi = -P, \tag{13}$$

$$b\Psi = Q. \tag{14}$$

La *densité d'action lagrangienne* est

$$\Phi \wedge \Psi = (E_1 D^1 + E_2 D^2 + E_3 D^3 - B^1 H_1 - B^2 H_2 - B^3 H_3)[_x]. \tag{15}$$

L'intégrale

$$\langle D_x \Phi, \Psi \rangle = \langle \Phi, D'_x \Psi \rangle \tag{16}$$

représente la variation, divisée par $\epsilon \rightarrow 0$, de $\langle \Phi, \Psi \rangle$ lorsqu'on translate Ψ de ϵx par rapport à Φ ou, ce qui revient au même, lorsqu'on translate Φ de $-\epsilon x$ par rapport à Ψ .

X étant fixé, $\langle D_x \Phi, \Psi \rangle$ est une fonctionnelle bilinéaire de Φ et Ψ ; mais, Φ et Ψ étant fixés, c'est une fonctionnelle linéaire de X , exprimable au moyen d'une forme paire du premier degré; en faisant usage de la définition (7), des équations (13) et (14) et de l'identité $\langle \alpha \vee X, \omega \rangle = \langle \alpha, X \vee \omega \rangle$, nous calculons

$$\langle D_x \Phi, \Psi \rangle = -\langle P \vee \Psi + \Phi \vee Q, X \rangle = -\langle F, X \rangle, \tag{17}$$

en posant

$$F = P \vee \Psi + \Phi \vee Q. \tag{18}$$

La forme du premier degré

$$F = F_0[{}^0] + F_1[{}^1] + F_2[{}^2] + F_3[{}^3] \tag{19}$$

se décompose en un scalaire F_0 et un vecteur spatial covariant \vec{F} , dont les expressions, en notations vectorielles classiques, sont respectivement

$$F_0 = e \cdot H - E \cdot j, \tag{20}$$

$$\vec{F} = mH + e \times D + E\rho - B \times j. \tag{21}$$

F_0 est la *densité de source d'énergie*; à côté du terme bien connu $-E \cdot j$, nous trouvons le terme moins familier $e \cdot H$: dans un circuit électrique alimenté par une pile, la force électromotrice a pour siège la ligne de contact de trois corps (par exemple Cu, Fe, air) [4], entourant le courant qu'elle provoque ou entretient et traversant les feuillets magnétiques qui s'appuient sur ce courant.

Dans le vecteur \vec{F} , nous reconnaissons les termes ρE et $j \times B$ qui représentent respectivement les forces de Coulomb et de Lorentz; mH est la force de Coulomb magnétique, et $e \times D$ est une 'force' exercée par l'induction électrique sur la force électromotrice.

L'interprétation générale qui convient à tous les termes de \vec{F} est la suivante: toutes les fois que, d'une façon ou d'une autre, on réussit à translater Ψ de \vec{X} par rapport à Φ , il en résulte une variation de l'intégrale de $E \cdot D - B \cdot H$ étendue à tout l'espace; et cette intégrale peut, quel que soit \vec{X} , se transformer dans l'intégrale de $-\vec{F} \cdot \vec{X}$; cette condition définit \vec{F} , et le détermine par l'équation (21).

Revenant à l'espace-temps, récrivons l'équation (17) ainsi:

$$\langle D_x \Phi, \Psi \rangle + \langle F, X \rangle = 0; \quad (22)$$

l'histoire électromagnétique d'un morceau d'univers y est décrite par des valeurs données de Φ et Ψ ; $\langle \Phi, \Psi \rangle$ est donc pour ce morceau un nombre fixe. Une variation ne saurait être que *virtuelle*: elle consiste à s'imaginer ce qui serait si les choses étaient autrement; une variation virtuelle de l'histoire électromagnétique ne peut se concevoir que comme la conséquence d'une variation virtuelle du reste de l'univers. Le terme $\langle F, X \rangle$ représente la variation virtuelle de l'action non électromagnétique; elle doit compenser exactement la variation de l'action électromagnétique, de façon que la variation totale de l'action soit nulle.

Références

- [1] ELIE CARTAN et E. STUDY, *Nombres complexes* (Enc. des Sc. math., éd. française, 15, 1908, dans *Oeuvres complètes d'Elie Cartan*, Gauthier-Villars, Paris 1953).
- [2] ELIE CARTAN, *Leçons sur les invariants intégraux* (Hermann, Paris 1922).
- [3] GEORGES DE RHAM, *Variétés différentiables. – Formes, courants, formes harmoniques* (Hermann, Paris 1955).
- [4] MAX PLANCK, *Electromagnétisme*, traduit de l'allemand (avec notes et compléments) par Ed. Labin (Alcan, Paris 1939).

On the Solution of Simple Models of Retarded Josephson Equations

by W. A. SCHLUP

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

The Cooper-pair current of a Josephson junction is non-simultaneously related to the phase-difference φ by a causal retardation kernel $F(t)$. The equation of motion for $\varphi(t)$ is then an integro-differential equation, which has a mechanical analogue in the torqued pendulum with a retarded gravitational force. If $F(t)$ is a sum of complex exponentials (Dirichlet series) this equation degenerates to a higher-order differential equation. The solution will be discussed for simple cases. As a typical feature the stationary dynamics shows a nonmonotonous $\varphi(t)$, or $\dot{\varphi}$ eventually becomes negative (retrograde motion). The solution for a non-Dirichlet $F(t)$, which has the asymptotics of the correct $F(t)$ following from BCS theory will also be discussed. Analytical solutions can also be found for certain limiting cases.

Zur Quantentheorie der Blochwände in 1-dim. Ferromagneten

von R. SCHILLING

(Theoretische Physik, ETH Hönggerberg, 8049 Zürich)

Wir beschreiben die Blochwand durch folgenden Hamiltonoperator:

$$H = - \sum_{i=1}^{N-1} \vec{S}_i \vec{S}_{i+1} + \frac{1}{2}(S_N^z - S_1^z) \text{ mit } N \text{ gerade, } S = \frac{1}{2}.$$

Anhand einiger Spektraleigenschaften von H , die für $N = \infty$ exakt bewiesen werden, lässt sich die klassische Vorstellung einer Blochwand, bei der die Magnetisierung sich längst einer Schraube dreht, widerlegen. Einige Konsequenzen der quantenmechanischen Behandlung werden diskutiert.

The Displacive Limit of Structural Phase Transitions

by H. BECK¹⁾, T. SCHNEIDER and E. STOLL

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

Structural transitions in systems like perovskites are conveniently described by the n component vector Hamiltonian

$$H = \sum_{l\alpha} \frac{p_{l\alpha}^2}{2M} + \frac{A}{2} \sum_{l\alpha} x_{l\alpha}^2 + \frac{B}{4n} \sum_l \left(\sum_{\alpha} x_{l\alpha}^2 \right)^2 - C \sum_{l,l'\alpha} x_{l\alpha} x_{l'\alpha}.$$

The transition temperature T_c is a function of the model parameters A , B , C and M . Whereas for $T_c > 0$ critical exponents are believed to be independent of those parameters, there will be a cross-over to different exponents at the displacive limit, i.e., where $T_c = 0$. We show that the conditions for this limit to be reached and the exponents at this limit are different in classical and in quantum mechanics.

¹⁾ Postdoctoral Fellow from the University of Zurich.

Equivalence of Two Exactly Soluble Models for Tricritical Points

by ST. SARBACH and T. SCHNEIDER

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

An exactly soluble n -component continuous spin model with tricritical points is shown to be equivalent, in the limit $n \rightarrow \infty$, to a one-component model with anharmonic long-range interactions.

New Particles ψ in e^+e^- Annihilation

by B. HUMPERT

(Dept. of Theor. Physics, Univ. of Geneva)

We present the important characteristics of the new particles and discuss particularities of their decay modes such as $\psi' \rightarrow \psi + \pi\pi$ and $\psi' \rightarrow \psi + \gamma\gamma$ etc. The existing theories may be split into higher symmetry schemes as follows:

- Charm schemes: SU_4
- Color schemes: $SU_3 \times SU_3$

- 4 quark schemes: eg. $SU_3 \times SU_1(z)$
- 5 quark schemes
- 6 quark schemes: eg. heavy quarks
- quark-lepton schemes: eg. $SU_4 \times SU_4$
etc.

The content of these ideas is discussed and their characteristics are explained.