Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 40 (1967)

Heft: 4

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, vom 28. und 29. April 1967

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 14.12.2025

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

© 1967 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Société Suisse de Physique – Società Fisica Svizzera
Nachdruck verboten – Tous droits réservés – Printed in Switzerland

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, vom 28. und 29. April 1967

Präsident: Prof. Dr. O. HUBER, Fribourg
Vizepräsident: Prof. Dr. K. P. MEYER, Bern
Sekretär: Prof. Dr. F. HEINRICH, Zürich
Vorstandsmitglieder: Prof. Dr. E. BALDINGER, Basel
Prof. Dr. J.-M. JAUCH, Genf

Allgemeiner Teil

1. *Jahresbericht des Vorstandes*

Die Gesellschaft hat im Berichtsjahr das Patronat für folgende Veranstaltung übernommen: «Cours de perfectionnement de l'Association Vaudoise des Chercheurs en Physique».

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: Frl. LISELOTTE KRAUSBAUER (Zürich) und die Herren H. BALTES (Zürich), H. BEBI (Zürich), P. BOSCHUNG (Arlesheim), D. BRINKMANN (Zürich), R. CANTZ (Dornach), CHR. DEUTSCH (Bern), L. DUBAL (Genf), J.-P. DUFEY (Genf), K. FLÜCKIGER (Bern), CHR. GÄHWILLER (Zürich), A. GOBBI (Zürich), V. GORGÉ (Bern), P. GRIDER (Bern), R. HAEFER (Kollbrunn), E. HALLER (Basel), A. HUBER (Zürich), K. KÜNZI (Bern), U. LUTZ (Schinznach-Dorf), U. MATTER (Zürich), CHR. NEF (Bern), J. OBERHOLZER (Genf), J.-L. PERRENOUD (Zürich), H. v. PHILIPSBORN (Princeton), A. QUATTROPANI (Genf), L. A. SCHALLER (Fribourg), R. SCHMID (Baden), P. SCHÜBELIN (Genf), J. SCHWEIZER (Bern), C.-R. STEINER (Neuchâtel), A. STRICKER (Basel), J.-F. VALLEY (Zürich), A. VENEZIA (Genf), U. ZIMMERLI (Meyrin), sowie die Firma HEBERLIN & Co. AG, Wattwil als Kollektivmitglied.

Damit zählt die Gesellschaft zurzeit 759 Mitglieder.

2. *Jahresabrechnung:* Rechnungsabschluss per 7. März 1967

Einnahmen

Mitgliederbeiträge	Fr.	5 744.63
Autorenbeiträge für Tagungsberichte	Fr.	12 440.—
Überweisung von Postcheck auf Bank	Fr.	10 000.—
Nettozinsen des Bankguthabens	Fr.	187.60
Rückerstattung Verrechnungssteuer	Fr.	64.50
	Fr.	28 436.73

Ausgaben

Überweisung auf Bankkonto	Fr.	10 000.—
Druckkosten H. P. A. und ZAMP	Fr.	5 088.95
Schreib- und Versandarbeiten	Fr.	2 124.—
Papier, Couverts	Fr.	472.80
Diverses (Büromaterial, Porti usw.)	Fr.	993.80
PTT- und Bankspesen	Fr.	43.30
Spesen für Frühjahrs- und Herbsttagungen 66/67	Fr.	1 949.35
	Fr.	20 672.20

Einnahmen	Fr.	28 436.73
Ausgaben	Fr.	20 672.20
Saldo	Fr.	7 764.53

Vermögen am 28. Februar 1966	Fr.	19 932.34
Saldo	Fr.	7 764.53
Vermögen am 7. März 1967	Fr.	27 696.87

Das Vermögen der Gesellschaft befindet sich:

auf Postcheck-Konto Zürich	Fr.	10 146.67
auf Zürcher Kantonalbank	Fr.	17 550.20
	Fr.	27 696.87

Die Rechnungsführung wurde durch die Revisoren Prof. P. MARMIER und Prof. J. MÜLLER geprüft und für richtig befunden.

Auf Antrag des Vorstandes werden diese beiden Herren für ein weiteres Jahr als Revisoren gewählt.

3. *Bericht des Redaktionskomitees der HPA*

(Vorgetragen durch den Redaktor der HPA, Herrn Prof. Dr. E. WANDERS)

L'année 1966 a vu la parution de 8 fascicules formant le volume 39. Ce volume comporte 696 pages, dont 100 sont consacrées aux Comptes-rendus des Séances de la Société Suisse de Physique.

La participation des auteurs aux frais de publication est maintenue à Fr. 20.– par page pour 1967.

Le Comité de Rédaction a décidé d'augmenter l'intérêt de la Revue en publiant des articles de synthèse; ces articles devraient présenter les développements récents dans un domaine particulier de la physique. Les premiers articles de synthèse paraîtront en 1967. Le Rédacteur serait heureux de recevoir des suggestions concernant les sujets qui mériteraient d'être traités et les auteurs auxquels ils pourraient être confiés.

4. *Gründung einer Europäischen Physikalischen Gesellschaft*

Herr Prof. Dr. K. P. MEYER als Präsident des an der Herbsttagung 1966 gegründeten Arbeitsausschusses zur Prüfung der mit diesem Projekt zusammenhängenden Fragen berichtet über die Arbeit des Ausschusses. Alle europäischen Länder begrüssen die Gründung einer solchen Gesellschaft. Das Arbeitskomitee der S.P.G. wird insbesondere die Aufgabe haben, bei der Ausarbeitung der Statuten mitzuwirken.

Die Vollversammlung billigt die bisherige Arbeit des Ausschusses und ermächtigt ihn, im bisherigen Sinne die Arbeiten fortzusetzen.

5. *Schweizerisches Nationalkomitee für Physik*

Prof. Dr. PAUL HUBER, Basel, orientiert kurz über die Tätigkeit dieses Komitees im Rahmen der JUPAP im Berichtsjahr.

6. *Wahlen*

Der Präsident der SPG unterbreitet der Vollversammlung folgende Vorschläge zur Wahl des neuen Vorstandes:

Präsident:	Prof. Dr. K. P. MEYER, Bern
Vizepräsident:	Dr. P. DE HALLER, Winterthur
Sekretär:	Prof. Dr. F. KNEUBÜHL, Zürich

Zur Bestätigung werden als weitere Mitglieder des Vorstandes vorgeschlagen:

Prof. Dr. E. BALDINGER, Basel
Prof. Dr. J.-M. JAUCH, Genf (als Präsident des Redaktionskomitees HPA)

Die Vollversammlung stimmt diesen Vorschlägen zu und verdankt die Tätigkeit des alten Vorstandes, sowie die wertvolle Mitarbeit unserer Sekretärin, Frau ANNI STAUB, Zürich.

7. *Herbsttagung 1967*

Die Herbsttagung 1967 findet im Rahmen der 147. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft am 29. September bis 1. Oktober 1967 in Schaffhausen statt. Als Jahrespräsident fungiert Dr. H. HÜBSCHER (Präsident der Naturforschenden Gesellschaft Schaffhausen). Die Hauptvorträge sind dem Thema «Erdwissenschaften» gewidmet und finden am Samstagvormittag statt. Für die Sektionssitzungen stehen der Samstagnachmittag und der Sonntagvormittag zur Verfügung.

8. *Zusammenarbeit zwischen S.P.G. und Industrie*

Der Präsident der SPG hatte zum erstenmal einige zwanglos ausgewählte *Industrien* gebeten, Vertreter zur Physikertagung zu entsenden. Er schlug vor, dass in einer ersten freien Aussprache die Modalitäten diskutiert werden, welche zu einer

fruchtbaren Zusammenarbeit zwischen der SPG und der Schweizer Industrie führen könnte. So empfing der Vorstand der SPG am 28.4.67 etwa 25 Industrieabgeordnete. In der Begrüssung wurde besonderen Wert darauf gelegt, ein Physiker sei so auszubilden, dass er fähig sei, ein Problem zu erkennen, dieses als Modell zu erfassen und rechnerisch und/oder experimentell zu dessen Lösung beizutragen. Dabei soll ein guter Physiker imstande sein, nicht nur sein Spezialgebiet zu bearbeiten, obwohl er während seiner kurzen Ausbildungszeit oft nur auf diesem Gebiete die Arbeitsmethoden der Physik kennenlernen konnte. Gerade hier ergab sich eine rege Aussprache mit der Feststellung, dass der Physiker allzuoft sein «Spezialgebiet» bearbeiten wolle. Hier liege die grosse Verantwortung der Hochschule, Physiker so zu erziehen, dass sie auch bereit seien, sich mit Industrieproblemen zu beschäftigen. Viele hätten nur den Wunsch in der reinen Forschung tätig zu bleiben. Es sei deshalb notwendig, dass die Hochschule sich darüber Rechenschaft ablege, mit was für Problemen sich die Industrie beschäftige und umgekehrt sollten die Industrien darüber orientiert sein, was an den Hochschulen erforscht werde. Ein besserer, gegenseitiger und dauernder Kontakt könne nur fruchtbar sein. Deshalb wurde eine kleine Arbeitsgruppe gebildet, welche diese erste Kontaktnahme auswertet und weitere Vorschläge unterbreitet. Sie soll auch den Kreis der zu begrüssenden Industrien erweitern und zur Lösung der schwierigen Probleme beitragen, die sich in Grundlagen- und angewandter Forschung stellen, sowohl an den Hochschulen wie auch in der Industrie. Zum Schluss wurde ein Projekt einer «Arbeitsgemeinschaft für Laserfeinwerktechnik» unterbreitet zu welchem die Industrie Stellung zu nehmen hat.

9. *Plenarvorträge*

Am Samstag, den 29. April 1967 wurden folgende Hauptvorträge gehalten:

Prof. Dr. Herwig Schopper, Institut für experimentelle Kernphysik der Techn. Hochschule Karlsruhe

«$\beta\gamma$-Zirkularpolarisation und β-Übergangsmatrixelemente»;

Prof. Dr. A. Thellung, Institut für Theoretische Physik der Universität Zürich

«Quantenhydrodynamische Erscheinungen in He II».

Wissenschaftlicher Teil

Die Sitzungen wurden von den folgenden Herren präsidiert: Dr. E. O. Schulz-DuBois (Bern), Prof. Dr. H. Oeschger (Bern), Prof. Dr. C. Jaccard (Neuenburg), Prof. Dr. H. Gränicher (Zürich), Dr. W. Czaja (Zürich), Dr. P. Junod (Zürich), PD Dr. J. Kern (Fribourg), Dr. H.-J. Leisi (Zürich), Prof. Dr. J. P. Blaser (Zürich).

34 Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik erscheinen in der «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik» (ZAMP) *18*, 591 (1967).

Allgemeine Physik

Symmetry Analysis of Anomalous Hyperfine Structure

by R. T. Shuey and H. R. Zeller
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

In an increasing number of cases the observed HFS of atoms in either the free or crystalline state cannot be explained by a conventional Hartree-Fock wave function. We discuss how the symmetry of the correlated many-electron wave function defines a maximum number of hyperfine parameters. Application is made to the molecule ion O_{22}, where from EPR in alkali halides we deduce an anomalous $[\Psi(0)]^2$, an orbital $\langle 1/r^3 \rangle$, and two spin $\langle 1/r^3 \rangle$. A detailed publication will be submitted shortly.

Die relative Lichtausbeuteverteilung grossflächiger Plastik-Scintillationszähler

von P. Grieder
(Physikalisches Institut der Universität Bern, Schweiz)

Die relative Lichtausbeuteverteilung grossflächiger Plastik-Scintillationszähler wurde anhand der Impulshöhenverteilung als Funktion der Position, für minimum ionisierende Teilchen, an fünf Zählern verschiedener Geometrie genau untersucht. In zwei Fällen wurden je zwei Lichtleiter-Photovervielfacherkombinationen, deren Impulse durch ein schnelles Impulsadditionssystem addiert wurden, an einen Scintillator gekoppelt, was eine bedeutende Verbesserung der Zähleruniformität zur Folge hatte. Ebenfalls wurde dadurch die Kurzzeitauflösung um ungefähr einen Faktor zwei verbessert. Die hauptsächlichen Ergebnisse wurden graphisch dargestellt. Diese Arbeit wird demnächst in detailierter Form veröffentlicht werden.

On the Use of the Pressure Bar Gauge in Plasma Physics Research

by Ieuan R. Jones
(Laboratoire de Recherches sur la Physique des Plasmas, Lausanne[1]))

The time variation of pressure at points inside a plasma is difficult to measure because, firstly, it requires the use of a gauge which can respond faithfully to pressures of 0.01–0.1 atm. which, typically, vary in times of a few microseconds or less. This requirement immediately points to the use of a piezoelectric or ferroelectric material for the pressure-sensing element of the gauge. The second, and main, difficulty arises from the fact that the resulting high impedance gauge must be used in

[1]) Financed by the «Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique».

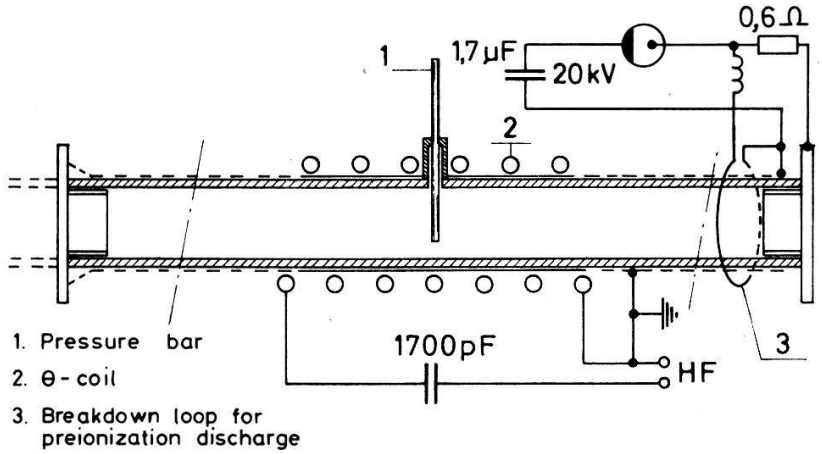


Figure 1

Schematic diagram of θ-pinch experiment.

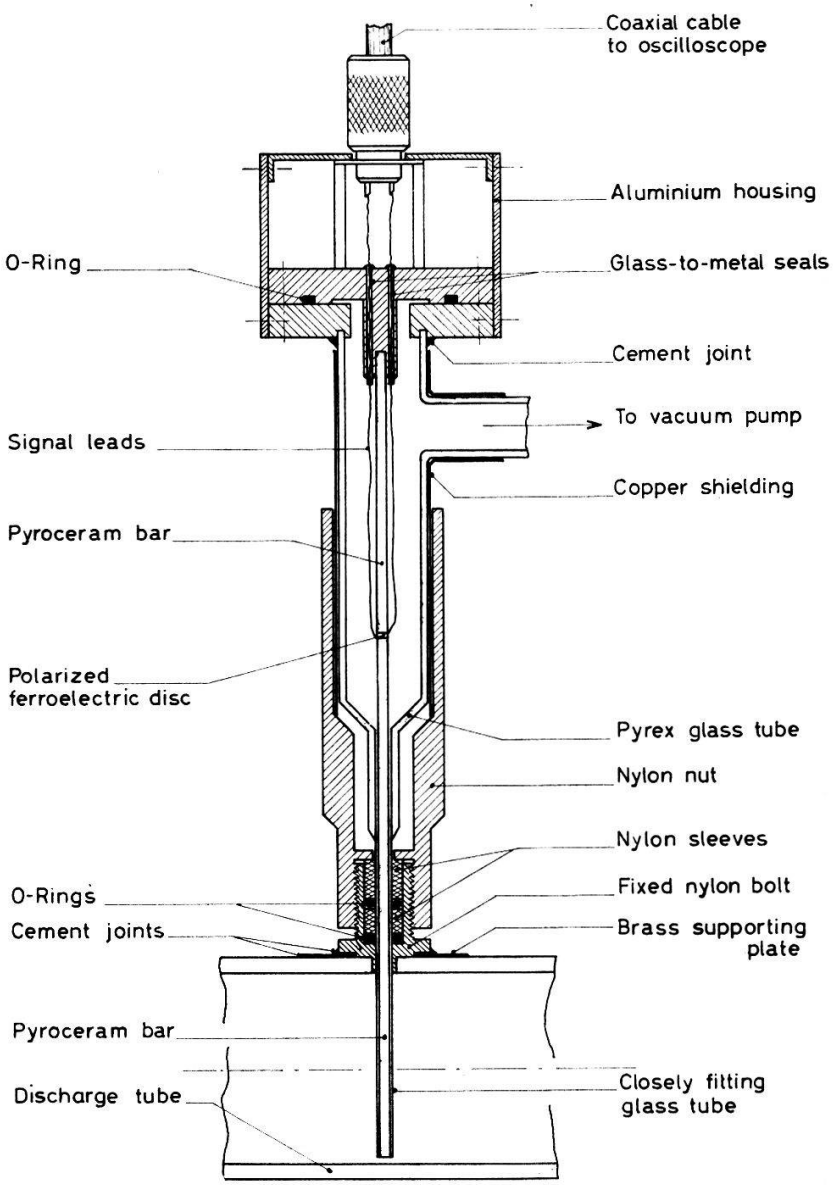


Figure 2

Constructional details of pressure bar gauge.

the presence of the intense electromagnetic disturbance characteristic of plasma physics research.

Plasma pressures can be measured by means of the pressure bar gauge. This gauge works as follows. The unknown pressure is applied to one end of a circular cylinder of elastic material. This initiates propagation of an elastic stress pulse composed of longitudinal waves along the bar; from a study of this pulse at some station along the length of the bar, the variation of the applied pressure with time is deduced. The most satisfactory way of detecting the propagating stress pulse is by means of a piezoelectric disc sandwiched into the bar. If the piezoelectric material is acoustically matched to the bar material or if the thickness of the disc is small compared with wavelengths of the elastic waves involved in the pulse propagation, then the stress pulse traverses the piezoelectric disc without reflection and the charge consequently liberated at its faces may be measured oscillographically. In addition to its adequate rise time the pressure bar gauge possesses the great advantage of not being unduly susceptible to electromagnetic distortions of its signals. The transit time of the stress pulse along the bar can be so chosen that by the time the piezoelectric signal occurs, all electromagnetic sources of disturbance have died away.

The use of the pressure bar gauge in plasma physics research may be illustrated by reference to pressure measurements made in this laboratory on a high-frequency (4.8 Mc/s), high power (12 Mwatts) θ-discharge. Figure 1 shows the location of the pressure bar with respect to the θ-coil; it enters the discharge tube radially, midway along the length of the coil. Constructional details of the gauge are shown in Figure 2. The diameter of the bar is 0.29 cm and its overall length is 21.0 cm. A PZT-4 polarized ferroelectric disc of 0.30 cm diameter and 0.05 cm thickness is cemented into the bar 12.3 cm from the measuring end. A stress pulse takes 20.9 μsec to travel from the measuring end to the ferroelectric disc.

The pressure bar gauge was amplitude calibrated in a conventional diaphragm shock tube. This method of calibration also yielded the response of the gauge to a step-function pressure loading. The rise-time was measured to be 0.93 μsec.

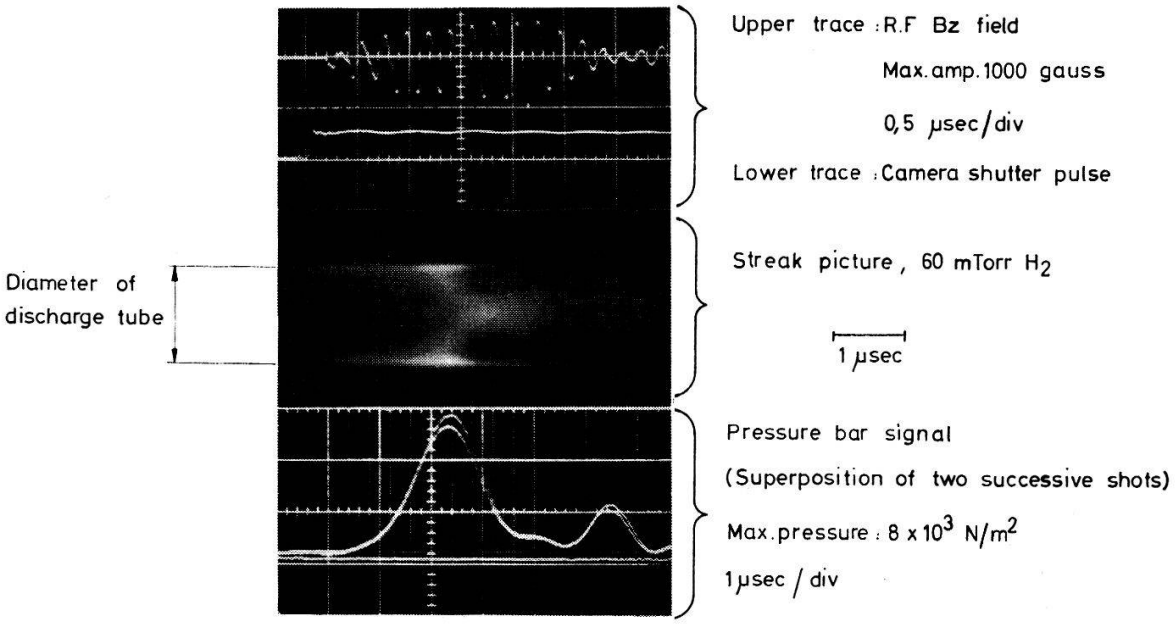


Figure 3

Figure 3 shows the gauge signal obtained when the measuring end of the pressure bar was situated at the axis of the discharge tube and also a corresponding radial streak photograph showing the dynamical behaviour of the plasma. The streak photograph shows that the plasma, following an initial implosion, expands radially and then collapses a second time towards the axis of the discharge tube. The pressure bar records two pressure pulses which correlate well in time with these two contractions of the plasma. The peak pressure measured in the first pulse represents a thousand-fold increase in pressure over the initial filling pressure (60 mTorr of H_2).

Simulateur analogique de transistor

par D. Maeder et G. Vuilleumier
(Laboratoire de Physique Nucléaire de l'Université de Genève[1]))

Pour étudier de plus près le fonctionnement d'un transistor aux alentours de sa fréquence de coupure f_t, nous avons développé une méthode analogique, ceci en vue de perfectionner notre «single event sampling oscilloscope» [1].

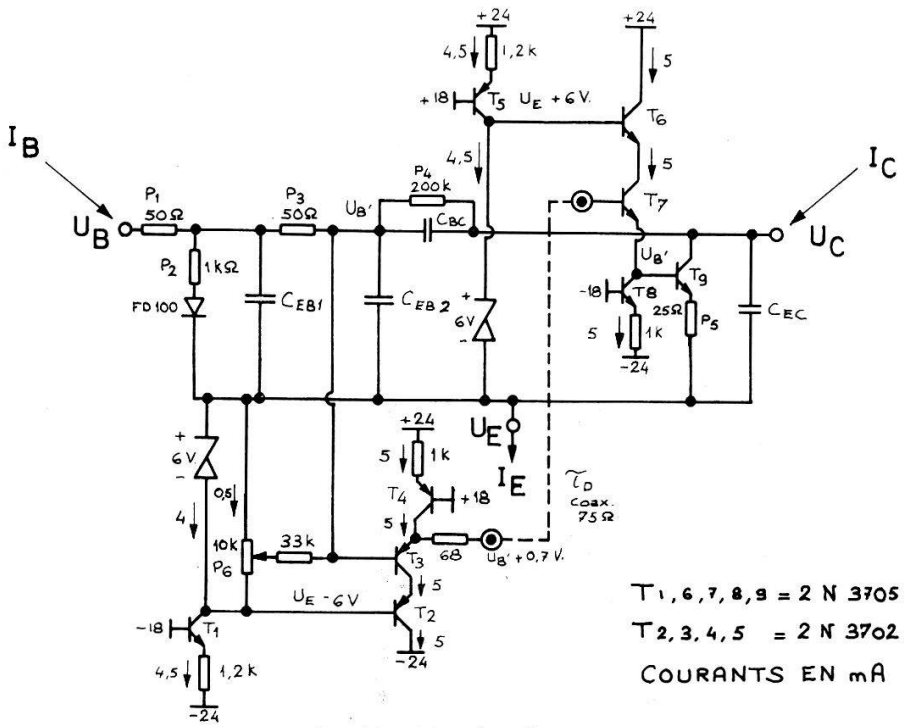


Schéma du simulateur

Ce circuit, donné par la figure 1, tient compte d'un retard (réglable), fonctionne dans les trois montages fondamentaux et reproduit les non-linéarites du transistor à analyser telles qu'elles se manifestent à des fréquences inférieures. Le retard interne

[1]) Travail subventionné par la Commission pour l'encouragement de la recherce scientifique.

du simulateur, de 15 ns, est suffisamment petit pour permettre l'étude analogique des phénomènes les plus rapides en dilatant le temps d'un facteur 1000 seulement.

Nous avons vérifié à l'aide de ce circuit les conditions de self-oscillation, données par la réaction de U_C sur U_B, et par la transconductance g_m critique suffisante pour bréer sur C un signal d'amplitude $|U_C|$. La fréquence propre est alors déterminée en conne approximation par le retard seul selon la relation: $\omega = \pi/\tau_D$.

Ce circuit permet d'autre part une évaluation rapide des réponses en domaine t tenant compte du retard, celles-ci étant difficilement calculables, puisque leurs Laplaciennes sont transcendantes.

De plus amples détails paraîtront prochainement dans «Electronics Letters».

Bibliographie

[1] D. Maeder, Z. angew. Math. Phys. *15*, 426 (1964); Helv. phys. Acta *37*, 594 (1964).

Résonances de cohérence dans le référentiel tournant

par E. Geneux et G. J. Béné
(Institut der Physique de l'Université de Genève)

On écrit et résoud les équations de Bloch dans le cas suivant: une aimantation M_0 créée par un champ statique H_0 est soumise à l'influence d'un champ magnétique tournant à la fréquence ω, d'amplitude H_1 et modulé en amplitude à la fréquence Ω, la profondeur de modulation étant h_1. On suppose $T_1 = T_2$; on peut montrer que M_z peut s'exprimer de la manière suivante, lorsque la condition de résonance habituelle est remplie $\omega_{Larmor} = \omega$:

$$M_z = \frac{M_0}{T_1^2}\left(A_0\left(\frac{\gamma h_1}{\Omega}\right) + \sum_{p=-\infty}^{+\infty} A_p\left(\frac{\gamma h_1}{\Omega}\right) e^{ip\Omega t}\right)$$

où

$$A_0 = \frac{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2(\gamma h_1/\Omega)}{(1/T_1^2) + (\gamma h_1 - n\,\Omega)^2}, \qquad A_p = \frac{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\gamma h_1/\Omega)\, J_{n+p}(\gamma h_1/\Omega)}{(1/T_1^2) + (\gamma h_1 - n\,\Omega)^2}.$$

On retrouve la dépendance typique des résonances de cohérence obtenue dans des travaux précédents [1], en particulier l'indépendance de la largeur de raie de l'amplitude du champ provoquant la résonance.

Une publication plus détaillée paraitra plus tard.

Bibliographie

[1] Aleksandrov et al., J.E.T.P. *45*, 503 (1963); Favre, Geneux, Phys. Lett. *8*, 190 (1964); Cohen Tannoudji, C.R.A.S. *260*, 5231 (1965).

Hochenergiephysik

Conséquences de $S(U(3) \times U(3))$ dans la diffusion baryon-baryon

par J. Oberholzer et H. Ruegg
(Institut de Physique Théorique de l'Université de Genève)

Une version détaillée sera publiée prochainement.

Generalized Localizability

by J. M. Jauch and C. Piron
(Institut de Physique Théorique, Université de Genève)

The axioms given by Wightman for the localizability of relativistic elementary particles are slightly generalized so that the notion of localizability can also be applied to particles with mass zero which were not localizable in Wightman's sense. An explicit construction of the generalized position operator for the photon is given.

First Operational Experience with the New Magnetostrictive Wide Gap Wire Chambers in the CERN Missing Mass Experiment

by P. Schübelin, Bern
(Collaboration CERN – Universities of Berne, Geneva, Paris)

Two large area magnetostrictive wide gap chambers, built by the University of Berne in collaboration with CERN, have been tested in a production run of the CERN missing mass experiment.

Results on the performance of the chambers and some physics are presented.

Production du X° dans la réaction $\pi^- p \to X^\circ n$

par Groupe CERN–ETH

Avec le même dispositif expérimental qui servit à l'étude de la désintégration chargée de l'η, on a cherché à observer le X° dans son mode de désintégration $X^\circ \to \pi^+ \pi^- \eta$. Le X° était produit à des impulsions incidentes de 1500 à 1520 MeV/c, voisines du seuil (1450 MeV/c). Les π^+ et π^- étaient enregistrés dans la chambre à étincelles magnétique. Un système de compteurs détectait le neutron dont le temps de vol était mesuré. Des limites sur ce temps de vol, imposées en cours d'expérience, permettaient de sélectionner une bande de masse d'environ 18 MeV/c^2 de largeur autour de la masse du X°. Le diagramme de masse manquant aux deux pions et au neutron montre nettement un pic à la masse du η. Cette analyse partielle portant sur 25,000 candidats a permis de mettre en évidence quelque 220 $X^\circ \to \pi^+ \pi^- \eta$.

Ein Experiment zur Bestimmung des Verhältnisses von neutralen zu geladenen nuklear aktiven Teilchen der kosmischen Strahlung

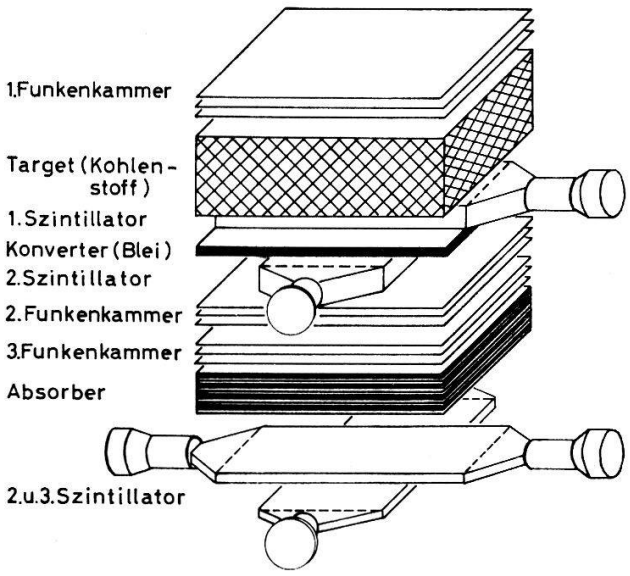
von P. Grieder und P. Le Coultre
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Unter nuklear aktiven Teilchen der kosmischen Strahlung versteht man vor allem Protonen, Neutronen, ihre Antiteilchen und $\pi^{\pm}$-Mesonen. Von Interesse sind hier jene, die genügend Energie haben, um bei Kernstössen neue nuklear aktive Teilchen erzeugen zu können. Unser gesuchtes Verhältnis lässt sich formal folgendermassen darstellen:

$$\frac{n+\bar{n}}{p+\bar{p}+\pi^{\pm}} = f(x, E)$$

n, $\bar{n}$, p, $\bar{p}$, $\pi^{\pm}$ = Zahl pro Zeiteinheit einfallender Neutronen, bzw. Antineutronen, Protonen, Antiprotonen und $\pi^{\pm}$-Mesonen. x = atmosphärische Tiefe. E = Energie der Teilchen.

Die Art, wie sich das Verhältnis mit der atmosphärischen Tiefe ändert, liefert einen Schlüssel zur Art der Kernwechselwirkung bei sehr grossen Energien. Das unten beschriebene Experiment soll hierzu einen Beitrag leisten, indem bei einer bestimmten atmosphärischen Tiefe (976 gcm^{-2}) das Verhältnis und seine Energieabhängigkeit ermittelt werden. Theoretische Werte wurden mit Hilfe des Zweizentrenmodells von Pal und Peters [1] berechnet. Experimentelle Resultate unterhalb 800 gcm^{-2} anderer Forschungsgruppen sind mit grossen Fehlern behaftet, und genauere Aussagen über die Energieabhängigkeit werden nicht gemacht.



Experimentelle Anordnung

Der Aufbau der in Bern in Betrieb stehenden Anlage ist in der Figur dargestellt. Das Prinzip zur Bestimmung des gesuchten Verhältnisses ist das folgende: Angenommen, das einfallende Teilchen sei geladen und habe eine Energie von mehr als 10 GeV. Es durchdringt die 1. Funkenkammer, erleidet im Target als nuklear aktives Teilchen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit (Targetdicke = 48 gcm^{-2}) einen Stoss, durch den neue Teilchen erzeugt werden, vor allem π^{+}-, π^{-}- und π^{0}-Mesonen. Die $\pi^{\pm}$ und das einfallende Teilchen fliegen, falls sie genügend Energie haben, durch die gesamte

Apparatur. Die π^0 zerfallen noch im Target in γ-Strahlung, welche im 2,5 cm dicken Bleikonverter eine Photon-Elektron-Kaskade auslöst. Diese durchdringt die 2. und die 3. Funkenkammer und wird im Absorber absorbiert. Da eine Koinzidenzbedingung an die Photomultiplikatorensignale der vier Szintillatoren gestellt wird, ist es uns möglich, den oben beschriebenen Vorgang zu erfassen. Ein Triggergenerator führt bei Vierfachkoinzidenz einen negativen Hochspannungsimpuls auf die mittlere Platte jeder der drei Funkenkammern. In der 1. Kammer werden also in beiden Zwischenräumen je ein Funke und in den Zwischenräumen der 2. und 3. Kammer viele Funken zu beobachten sein.

Handelt es sich nicht um ein geladenes einfallendes Teilchen, sondern um ein neutrales, so treten nur unten Funken auf. Ein Spiegelsystem ermöglicht es, stereoskopische Aufnahmen zu machen, aus welchen die Koordinaten der Funken abgelesen werden können. Aus der Zahl der Aufnahmen mit einem einzigen Funken pro Zwischenraum und aus derjenigen ohne Funken in der 1. Funkenkammer kann auf das gesuchte Verhältnis geschlossen werden. Die 2. und die 3. Funkenkammer dienen zur Bestimmung der Einfallsrichtung.

Das Fermi-Modell zur Beschreibung der Kernwechselwirkung bei hohen Energien, das Zweizentrenmodell sowie experimentelle Ergebnisse liefern Beziehungen zwischen der total erzeugten Teilchenzahl und der Energie des einfallenden Teilchens. Aus der gemessenen Impulshöhe des Szintillationszählers unmittelbar unter dem Target kann, dank der guten Uniformität des Detektors und einer Eichung, auf die Zahl der erzeugten $\pi^{\pm}$ und damit auf die Energie des einfallenden Teilchens geschlossen werden. Ferner wird gleichzeitig die Höhe der Impulse aus dem 2. Szintillationszähler gemessen, und diese ist dann zur Zahl der im Konverter erzeugten Elektron-Positron-Paare proportional. Hier gilt eine aus der Theorie der Photon-Elektron-Kaskade gewonnene und experimentell gut gestützte Beziehung zwischen der Zahl Elektronenpaare und der Energie der vom π^0-Zerfall herrührenden γ-Strahlung. Der Vergleich der Energieabschätzungen aus dem 1. und aus dem 2. Szintillator gibt Auskunft, ob das Ereignis richtig erfasst wird.

Bei den bisherigen Messungen verlangten wir im 1. Szintillator mindestens drei minimalionisierende Teilchen, im 2. mindestens vier und in den zwei untersten mindestens eines; dies entspricht einer untern Grenze der Einfallsenergie von etwa 20 GeV. Der aus 800 Ereignissen erhaltene Wert für das gesuchte Verhältnis von ungeladenen zu geladenen nuklear aktiven Teilchen beträgt $0{,}50 \pm 0{,}06$. Der Fehler von $\pm$ 12% rührt hauptsächlich von der Unsicherheit in der Erfassung der seitlich einfallenden Teilchen her. Durch den bevorstehenden Zusatz weiterer Funkenkammern unter dem Konverter wird die Einfallsrichtung besser bestimmt werden können. Die gleichzeitige Verkleinerung der geometrischen Ausmasse des Targets wird Schwierigkeiten in der Interpretation von Ereignissen im Energiegebiet zwischen 10 und 100 GeV beheben. Dadurch wird der Fehler weniger als $\pm$ 6% betragen.

Sobald das Verhältnis für verschiedene Energieintervalle gut bestimmt ist, soll das Verhältnis von neutralen zu geladenen nuklear aktiven Teilchen nahe der Luftschauerachse gemessen werden.

Literatur

[1] Yash Pal and B. Peters, *Meson Production at High Energies and the Propagation of Cosmic Rays through the Atmosphere.* Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk *33*, no. 15 (1964).

Mesure du moment magnétique de l'hyperon Σ^+

par G. Charrière, M. Gailloud et P. Rosselet
(actuellement au CERN)
et B. Wanders et R. Weill
(en collaboration avec CERN, Bristol, Munich et Rome)

Va faire prochainement l'objet d'une publication détaillée.

Conjugaison de charge dans la désintégration $\eta \to \pi^+ \pi^- \gamma$

par Groupe CERN–ETH

Dans le lot de données ayant déjà livré un test de l'invariance de C [1] dans la désintégration $\eta \to \pi^+ \pi^- \pi^0$ nous avons isolé un échantillon de 1600 $\eta \to \pi^+ \pi^- \gamma$. L'asymétrie de ces événements se monte à $+ 1{,}5\%$ avec une erreur statistique de $\pm 2{,}5\%$. L'analyse se poursuit dans le but d'obtenir le rapport de branchement $(\Gamma/\eta \to \pi^+ \pi^- \gamma)/(\Gamma\, \eta \to \pi^+ \pi^- \pi^0)$ et de tester différentes conjectures concernant les éléments de matrices régissant ces deux transitions.

Bibliographie

[1] A. M. Cnops et al., Phys. Lett. *22*, 546 (1966).

The Associated Production Reaction $\pi^- p \to \Lambda^0 K^0$ at 5, 7 and 12 GeV/c

by CERN-ETH Group

Apart from the $K\bar{K}n$ production and K^- and $\bar{p}$ charge exchange reactions, the analysis of which is now completed, approximately 17000 single V^0 decays (K_1^0, Λ^0 or $\bar{\Lambda}^0$) with incoming π^- have been detected in our magnet spark chamber. In many cases kinematic identification of the observed process was successful. Forward-going Λ^0's produced in the associated production reaction correspond to a c.m.s. meson scattering angle close to 180°; approximately 250 events of this type were found. Preliminary results indicate that the cross section, integrated over the interval $0 \leqslant u_{max} - u \leqslant 0.6$ (GeV/c)^2, is 1.25 ± 0.27, 0.45 ± 0.09 and 0.11 ± 0.03 μb at 5, 7 and 12 GeV/c respectively. The differential cross section $d\sigma/du$ is peaked backwards with an exponential slope b compatible with -5 (GeV/c)$^{-2}$ at all energies. The Λ^0 appears to be totally polarized at 5 and 7 GeV/c and highly polarized at 12 GeV/c.

Étude d'étoiles nucléaires produites dans l'émulsion photographique par des protons de 3 GeV/c et des antiprotons de 3 GeV/c et 5 GeV/c

par C. Metzger et E. Jeannet
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Une publication sera soumise prochainement à la rédaction de Helvetica Physica Acta.

Étude expérimentale de fragments de Be^8 émis dans les interactions $\bar{p}$-noyau à 5 GeV/c dans l'émulsion nucléaire

par J. Daetwyler et G. Czapek
(Physikalisches Institut der Universität Bern)
et E. Jeannet
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Un article sera soumis prochainement à la rédaction de Helvetica Physica Acta.

Der Prozess $\pi^- p \to K^0 \bar{K}^0 n$ bei 5, 7 und 12 GeV/c

von CERN–ETH Gruppe

Die Erzeugung von $K\bar{K}$-Paaren ist mit der grossen Magnet-Funkenkammer am CERN untersucht worden. Die vollständigen Daten sind jetzt analysiert. Die grosse Zahl von Ereignissen (total 2560) erlaubt, einige Eigenschaften von Mesonresonanzen mit geradzahligem Spin und positiver Parität abzuklären. Bei tiefer invarianter $K\bar{K}$-Masse existiert eine $J^P = 0^+$ Resonanz neben einer möglichen grossen s-Wellen Streulänge. Die Zerfälle $f^0 \to K_1 K_1$ und $A_2 \to K_1 K_1$ sind nachgewiesen worden. Weiter wird die nicht-resonante Erzeugung von $K\bar{K}$-Paaren diskutiert.

Zur Interpretation der Winkelverteilung in Rückwärtsrichtung beim Prozess $\pi^- p \to \Lambda K^0$

von CERN–ETH Gruppe

Die beobachteten steilen Maxima der Winkelverteilung in Rückwärtsrichtung können im Rahmen eines Austauschmodells durch Austausch von Baryonen erklärt werden. Es wird gezeigt, dass die experimentellen Daten eine «Reggesierung» des ausgetauschten Baryons verlangen. Dies führt zu Voraussagen der Baryonpolarisation, die mit der gemessenen Polarisation im Prozess $\pi^- p \to \Lambda K^0$ verglichen werden.

The DALITZ "Quark-Antiquark L-Excitation" Model and the Experimental Evidence for the Four $L = 2$ Nonets

by L. Dubal
(University of Geneva)

An attempt has been made to classify heavy mesons using the DALITZ "Q-$\bar{Q}$ L-excitation" model [1]. This model implies that each rotational excitation level should consist of four nonets, whose quantum numbers are $P = (-1)^{L+1}$ and $C = (-1)^{L+S}$, corresponding to the states formed by the addition of an internal spin S (as quarks are, if they exist, fermions of spin $^1/_2$, the spin of a Q - $\bar{Q}$ system can take the value 0 or 1) to an internal orbital angular momentum L to give the total angular momentum $\underline{J} = \underline{L} + \underline{S}$.

This model claims to be able to classify *all* mesons with I-spin less or equal to one. Using the notation of ROSENFELD et al. [2], the following table summarizes the analysis of the data presented at this session. The assignment of J^{PC} and I-spin is of course speculative, but it permits obtaining satisfactory agreement with spin orbit splitting predictions as well as with GELL-MANN-OKUBO mass formula. (A more detailed interpretation of these data will be presented in my thesis.)

Spectroscopic symbol	J^{PC}	I	G	Candidate
$^3D_1$	1^{--}	1	+	$\varrho_V(1630) \to 2\pi$ [3], [4], [5], [6], [7], [9], [10]
				$\to 4\pi$ [3], [8], [19]
		0	−	ω (1690) $\to \omega\pi\pi$ [15]
				$\to K^* K$ [16]
$^3D_3$	3^{--}	1	+	$\varrho_V(1750) \to 2\pi$ [3], [9], [4], [7]
				$\to 4\pi$ [3], [12], [13]
		0	−	ω (1848) $\to \omega\pi\pi$ [15]
$^3D_2$	2^{--}	1	+	$\varrho_A(1700) \to \varrho\pi\pi$ [3], [14]
$^1D_2$	2^{-+}	1	−	π (1630) $\to 3\pi$ [3], [17], [12], [19]
				$\to \omega\varrho$ [15]
		0	+	η (1832) $\to \varrho^0\pi\pi$ [14]
				$\to K_1^0[K^0]\, n\pi^0$ [16]
		$^1/_2$		K (1800) [20], [21], [22], [23]

References

[1] R. H. DALITZ, Theoretical Physics Dept., Oxford University. (*Symmetries and the Strong Interactions* (Report Berkeley Conf. 1966).

[2] A. H. ROSENFELD, A. BARBARO-GALTIERI, W. J. PODOLSKY, L. R. PRICE, P. SODING, C. G. WOHL, M. ROOS, and W. J. WILLIS, *Table of Elementary Particles* (UCRL-8030/1967).

[3] B. LEVRAT, C. A. TOLSTRUP, P. SCHUBELIN, C. NEF, M. MARTIN, B. C. MAGLIC, W. KIENZLE, MARIA N. FOCACCI, L. DUBAL and G. CHICOVANI, Bern-CERN-Kopenhagen-Geneva Collab. (PL 22 No. 5, p. 714).

[4] A. FORINO et al., Bologne-Orsay-Saclay Collab. (PL 19 No. 1, p. 65).

[5] M. GOLDBERG, F. JUDD, G. VEGNI, H. WINZELER, P. FLEURY, J. HUG, R. LESTIENNE, G. DE ROSNY and R. VANDERHAGEN, CERN-Ecole Polytechnique (PL 17 No. 3, p. 354).

[6] N. BISWAS, N. M. CASON, I. DERADO, V. P. KENNEY, J. A. POIRIER, W. D. SHEPHARD and E. H. SYUN, University of Notre Dame, Indiana (preprint).

[7] A. F. GARFINKEL et al., University of Wisconsin (pictorial atlas, Berkeley Conf.).

[8] E. BALYA, O. BALYA, V. A. BELYAKOV, N. N. KLANITSKAYA, E. S. KUSNETSOVA, A. MIKHYL and M. SABEU, JINR (Pl-2963).

[9] J. C. CRENNELL et al., Brookhaven National Lab. and City College of the City of New York (PRL 18 No. 9, p. 67; BNL preprint No. 10460 and 10999).

[10] M. DEUTSCHMANN et al., Aachen-Berlin-CERN Collab. (PL 18 No. 3, p. 351).

[11] F. CONTE et al., Gêne, Hamburg, Milan Saclay Collab. (PL 22 No. 5, p. 702).

[12] P. SLATTERY, H. KRAYBILL, B. FORMAN and T. FERBEL, Rochester Yale Collab. -(preprint UR-857 153).

[13] M. DEUTSCHMANN et al., Aachen-Berlin-CERN Collab. (PL 20 No. 1, p. 82).

[14] J. A. DANYSZ, B. R. FRENCH, J. B. KINSON, V. SIMAK, J. CLAYTON, P. MASSON, A. MUIRHEAD and P. RENTON, CERN-Liverpool Collab. (CERN/D.Ph. II/Phys. 67-3 and PL 24 B No. 5, p. 309).

[15] J. A. DANYSZ, B. R. FRENCH and V. SIMAK, CERN (CERN/D.Ph. II/Phys. 67-1).

[16] B. R. FRENCH, J. B. KINSON, R. RIGOPOULOS, V. SIMAK, F. MCDONALD, G. PETMEZAS and L. RIDDIFORD, CERN-Birmingham Collab. (CERN/TC/Phys. 66-31).

[17] A. FORINO et al., Bari-Bologna-Florence-Orsay Collab. (PL 19 No. 1, p. 68).

[18] I. A. VETLISKY, U. M. GUSZAVIN, G. K. KLIGER, V. Z. KOLGANOV, A. V. LEBEDEV, G. S. LOMKAZI and V. T. SMOLJANKIN, ITEP (PL 21 No. 5, p. 579).
[19] W. J. KERNAN, D. E. LYON and H. B. CRAWLEY, Iowa University (PRL 15 No. 20, p. 803).
[20] J. BARTSCH et al., Aachen-Berlin-CERN-London(I.C.)-Vienna Collab. (PL 22 No. 3, p. 357).
[21] DORNAN et al. (Pictorial atlas, Berkeley Conf.).
[22] L. DUBAL, P. BAREYRE, C. BRICMAN, G. CHICOVANI, M. N. FOCACCI, W. KIENZLE, B. LEVRAT, B. C. MAGLIC, M. MARTIN and J. SEGUINOT, Bruxelles-Caen-CERN-Geneva-Saclay-Tbilissi Collab. (CERN preprint for the Berkeley Conf.).
[23] B. C. SHEN, I. BUTTERWORTH, C. M. FU, G. GOLDHABER, S. GOLDHABER and G. THRILLING, U.C.R.L. (PRL 17, p. 726).

Neue Methode zur Untersuchung höchstenergetischer Kernprozesse in der Kosmischen Strahlung

von P. GRIEDER
(Physikalisches Institut der Universität Bern, Schweiz)

und K. HANSEN und P. MÖLLER
(Niels Bohr Institut Kopenhagen, Dänemark)

Im Bereich der Höchstenergiephysik ($E > 10^{12}$ eV) verwendet man entweder Kernemulsionsplatten in Ballons oder grosse Luftschaueranlagen zur Untersuchung der Stossprozesse. Im ersten Falle erhält man relativ viel Information über die Kinematik und Multiplizität einzelner Stösse, die Zählrate ist aber sehr klein. Im zweiten Falle erfasst man gewaltige Schauern von Teilchen, die innerhalb kurzer Zeitintervalle auftreten und die eine Akkumulation vieler Prozesse darstellen, welche jeweils durch ein einziges Primärteilchen beim Durchgang durch die Atmosphäre ausgelöst werden. Die Messung besteht in diesem Falle aus einem «Sampling» einer grossen Fläche innerhalb dieser Zeitintervalle, und die Auswertung basiert hauptsächlich auf Teilchendichteverteilungen und Energiespektren. Die Zählrate ist gegenüber Kernemulsionsexperimenten gross, die erhaltene Information aber relativ gering.

Ende 1964 haben Y. PAL und B. PETERS den Vorschlag gemacht, dass schwere Teilchen, die im Luftschauerprozess entstehen und unter geeigneten Bedingungen eine Geschwindigkeit haben können, die kleiner ist als die des Lichtes, durch ihre zeitliche Verzögerung gegenüber der Schauerfront nachgewiesen werden könnten, vorausgesetzt, dass sie in grosser Höhe entstehen und bis auf die Erde durch die Atmosphäre dringen. Diese Methode wurde 1965 in zwei Experimenten zur Untersuchung der eventuellen Existenz quarkähnlicher Teilchen angewendet [1–5]. Das Experiment verlief negativ, doch wurde ein relativ grosser Anteil energetischer Müonen ($E \geq 2$ GeV) mit Verzögerungen bis zu 1000 ns gegenüber der Schauerfront vorgefunden, deren Existenz nicht ohne weiteres zu erklären war. Allerdings können Fluktuationen in der mittleren Stosslänge der Nukleonen und Coulombstreuung der Müonen Verzögerungen gegenüber der Schauerfront bewirken. Es frägt sich aber, ob die zeitliche Verteilung der Müonen und der nuklear aktiven Teilchen, zusammen mit Teilchendichteverteilungen und Energiespektren eine stärkere Stossmodellabhängigkeit in sich schliessen als die bisherigen Untersuchungen, bei denen nur die zwei letzteren Grössen (Teilchendichteverteilungen und Energiespektren) verwendet wurden, und die nicht sehr modellempfindlich sind. Ist dies der Fall, dann wäre der Einschluss der zeitlichen Verteilungen der identifizierbaren Teilchen bei Luftschauer-

experimenten von grossem Wert. Diese Überlegungen gaben den Anlass zu einer genaueren Untersuchung theoretischer und experimenteller Art des gesamten Problems.

In experimenteller Hinsicht steht in Bern eine neue Anlage kurz vor ihrer Vollendung, deren Aufgabe es ist, vorerst das Zeitverzögerungsspektrum der Müonen gegenüber der Schauerfront in Abhängigkeit ihrer Energie für Luftschauern mit kleinen Zenithwinkeln zu bestimmen. Später, nach dem weiteren Ausbau der Anlage, wird noch der Abstand von der Schauerachse und die Schauergrösse in die Messung mit einbezogen. Die Anlage besteht aus einer Gruppe schneller Plastikscintillatoren, die als Schauerdetektoren dienen, und einem Müonenabsorptionsspektrometer mit hoher Zeitauflösung. Der Spektrometer wird 50 ns nach dem Eintreffen der nur etwa 3 bis 10 ns breiten Schauerfront, die durch die Schauerdetektoren registriert wird, während 1000 ns aktiviert. Die Energieauflösung ist in vier Intervalle aufgeteilt, 100–300 MeV, 300–500 MeV, 500–1000 MeV und > 1 GeV. Die Detektoren des Spektrometers bestehen aus fünf Plastikscintillatoren. Ihre Abmessungen betragen $100 \times 50 \times 5$ cm. Als Absorptionsmaterial wird Stahl verwendet.

Die theoretische Untersuchung besteht hauptsächlich aus einer grossen Monte-Carlo-Rechnung, die die gesamte Luftschauer, einschliesslich der Müonen, jedoch ohne die Elektron–Photonkomponente, für primäre Protonen als Funktion deren Energie simuliert. Um unnötige Komplikationen der ohnehin schon sehr komplexen Rechnung bei den ersten Untersuchungen zu umgehen, wurde die initiale Richtung der primären Protonen als vertikal angesetzt. Die Rechnung verliert dadurch keineswegs ihren allgemeinen Charakter, vereinfacht aber einen direkten Vergleich mit dem Experiment, da vorerst nur Schauern mit kleinen Zenithwinkel durch die Apparatur ausgewählt werden. Der Rechnung liegt ein vereinfachtes Isobaren-Feuerballmodell mit Nukleonen–Antinukleonen Paarerzeugung zu Grunde, einschliesslich elastischer Kernstreuung, Ionisationsverluste und Vielfachstreuung für Müonen. «Strange Particles» werden nicht berücksichtigt. Die Schauerentwicklung wird in den drei räumlichen Dimensionen und der Zeit berechnet. Beliebige Beobachtungshöhen können gewählt werden, und jedes Teilchen wird durch acht Parameter genau identifiziert. Von den insgesamt fünfzig initialen Parametern sind drei von besonderem Interesse. Diese sind die Elastizitäten μ_N und μ_π für Nukleonen, beziehungsweise Pionen, sowie der Faktor α, der den Anteil der Feuerballenergie angibt, der in Nukleonen–Antinukleonen Paarerzeugung übergeht.

Die ersten Resultate der Rechnung liegen bereits vor. Es wurden vorerst zehn Schauern berechnet, die durch primäre Protonen mit einer Energie von 5000 GeV und einem Zenithwinkel von null Grad erzeugt wurden. Für die Elastizitäten wurden $\mu_N = 0{,}75$ und $\mu_\pi = 0{,}4$ eingesetzt und für $\alpha = 0{,}25$. Die damit erhaltenen Dichte-, Energie- und Zeitverzögerungsverteilungen der verschiedenen Teilchen werden in einer späteren Arbeit zusammen mit den Resultaten für höhere Primärenergien veröffentlicht werden.

Literatur

[1] G. Damgaard, P. Grieder, K. Hansen, C. Iversen, E. Lohse, B. Peters and T. Rengarajan, Phys. Letters *17/2*, 152 (1965).

[2] G. Damgaard, P. Grieder, K. Hansen, C. Iversen, E. Lohse, B. Peters, T. Rengarajan, A. Klovning and E. Lillethun, Proc. 9th Internat. Conf. on Cosmic Rays, London, p. 808 (1965).

[3] Y. PAL and S. N. TANDON, Proc. 9th Internat. Conf. on Cosmic Rays, London, p. 727 (1965).
[4] B. K. CHATTERJEE, G. T. MURTHY, S. NARANAN, B. V. SREEKANTAN, M. V. SRINIVASA RAO and S. C. TONWAR, Proc. 9th Internat. Conf. on Cosmic Rays, London p. 802 (1965).
[5] B. K. CHATTERJEE, G. T. MURTHY, S. NARANAN, B. V. SREEKANTAN, M. V. SRINIVASA RAO and S. C. TONWAR, Proc. 9th Internat. Conf. on Cosmic Rays, London, p. 805 (1965).

Recherche d'une anisotropie dans la désintégration $\pi - \mu$

par C. B. CVIJANOVICH
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

et E. JEANNET
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Un article sera publié prochainement dans Helvetica Physica Acta.

A Detector for High Energy Gamma Rays

by CERN–ETH Group

We describe the operation of a large area gamma ray detector, useful for gamma energies of more than 500 MeV. The gammas are converted in a first lead plate and the shower produced is totally absorbed in a set of lead-scintillator counters. The conversion point is measured with wire chambers and the energy is encoded from the height of the counter pulse. Several gamma rays can be detected simultaneously, and when their source point is known, their invariant mass and total momentum can be determined. We present some results and discuss possible applications.

$\pi^- p \to \varrho^- p$ in the Absorption Model[1] [2]

by M. H. SIDDIQUE
(Institut de Physique théorique, Université de Genève)

In the peripheral model for high-energy two-body inelastic collisions, the Born-approximation amplitudes are modified to take into account the absorptive effects due to competition from other inelastic open channels. This is done to reduce the partial wave amplitudes, which may otherwise exceed unitarity limits, especially in the lower partial waves. The information concerning the absorption is inferred from the elastic scattering in the initial and the final states. The reaction $\pi^- p \to \varrho^- p$ at 4 GeV/c has been studied with this model; the model gives a good fit to the experimental data without the introduction of a form factor. An exact partial wave summation has been made instead of making large J, small scattering angle approximations as done by many others. The results at large angles indicate that the contribution from the vector meson (ω)-exchange may be important at such angles and this may modify the absorption model (assuming only pion exchange) predictions on the spin-space-density matrix elements of the ϱ-meson.

[1] A detailed account will be published elsewhere.
[2] Work supported by a Fellowship from the Swiss Federal Commission for Scholarships.

Kernphysik

γ-Spektroskopie mit Germanium-PIN-Dioden

von E. Baldinger, E. Haller und G. Matile
(Institut für angewandte Physik, Universität Basel)

Es wird kurz über unsere Fortschritte auf dem Gebiete der Ge-PIN-Dioden zur Spektroskopie bei tiefen γ-Energien berichtet.

Détecteur de rayonnements nucléaires au germanium compensé au lithium. Application à la spectrométrie γ

par P. Siffert, R. Henck, Mme Lopes da Silva et A. Coche
(Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg)

Des détecteurs Ge(Li) ayant des volumes sensibles atteignant 45 cm^3 ont été réalisés. Leur structure est soit plane, soit coaxiale (avec ou sans trou central). Les méthodes utilisées pour la préparation des diodes et leurs caractéristiques à la température de l'azote liquide sont présentées.

Les détecteurs ont été employés au cours de diverses expériences de spectrométrie γ dans un domaine d'énergie s'étendant entre 20 keV et 10 MeV.

Fluctuations des temps de montée dans les détecteurs Ge(Li) à structure coaxiale

par J. M. Kuchly, R. Stuck, P. Siffert et A. Coche
(Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg)

Les fluctuations des temps de collection des charges résultant de l'interaction des rayonnements γ dans les détecteurs Ge(Li) ont été étudiées en fonction de l'intensité du champ, de l'énergie (entre 600 et 1800keV) dans le cas de diodes planes et coaxiales, classiques et à structure symétrique. Ces dernières présentent des fluctuations en temps réduits.

Un nouvel isomère de 15 minutes dans le ^{142}Pr

par Jean Kern, G. Mauron et B. Michaud
(Institut de Physique, Université de Fribourg/Suisse)

Un nouvel isomère de $14{,}6 \pm 0{,}5$ min a été découvert dans le ^{142}Pr. La section efficace d'activation de cet isomère par capture de neutrons thermiques dans le ^{141}Pr est de $3{,}7 \pm 0{,}5$ barns. Un rapport plus détaillé sur ce sujet a paru dans Phys. Lett. *24 B* 400 (1967).

Ein neues Prinzip für die Verstärkungsstabilisierung eines Koinzidenz-Szintillationsspektrometers

von K. Behringer und E. Dubochet
(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Sowohl beim F-17 Leistungsmonitor für den Reaktor DIORIT wie auch bei einem automatischen Cu-Draht Scanner für die Messung thermischer Neutronenflussverteilungen ergab sich die Notwendigkeit einer Verstärkungsstabilisierung der Impulszählkanäle. Die Isotope F-17 und Cu-64 sind Positronenemitter und lassen sich über die Annihilationsstrahlung mit einem Koinzidenz-Szintillationsspektrometer nachweisen. Die 180°-Winkelkorrelation der Annihilations-γ-Quanten und die Verwendung grosser Kristalle ($3 \times 3''$ NaI(Tl)) führen auf eine hohe Koinzidenzzählausbeute. Die Stabilisierungsmethode benützt direkt die zu messenden 0,51 MeV Photopeaks und fixiert ihre Lage mit Zweikanaldiskriminatoren über einen Nullabgleich mit den Koinzidenzimpulsen. Der Nullabgleich in jedem Kanal basiert auf einer P-Regelung mit einem Impulsdifferenzintegrator und Rückkoppelung des analogen Regelsignals auf die Photokathode des Photomultipliers. Zur Erzielung einer ausreichenden Regelsteilheit auch bei kleinen Koinzidenzimpulsraten (von einigen Imp./sec. an aufwärts) wurde im Regelkreis eine Methode mit impulsratenmodulierten Ladungen angewandt. Die Modulation erfolgt mit einem Dreizustand-Flip-Flop, welches periodisch (50 Hz) auf Null zurückgesetzt wird. Der elektronische Aufwand für einen solchen Regelkreis ist einfach und sparsam. Die Regelcharakteristik und die vom Korrektursignalrauschen bewirkte Photolinienverbreiterung werden diskutiert.

γ-Ray Spectroscopy of the Decay $^{38}Cl \rightarrow {}^{38}A$

by Th. von Ledebur and F. C. Roehmer
(Laboratory for High Energy Physics, Federal Institute of Technology, Zürich, Switzerland)

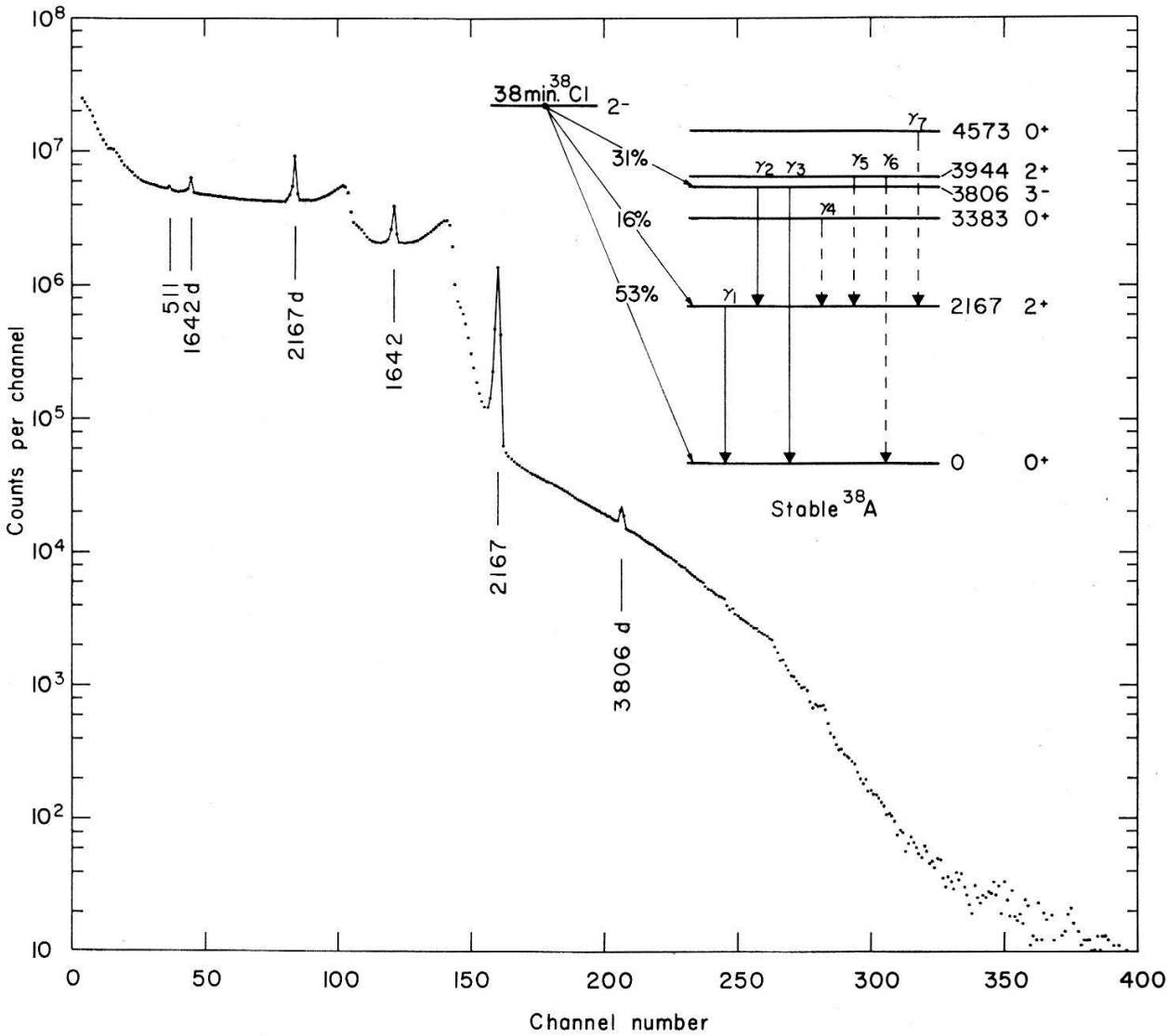
We have measured the γ-spectrum of the decay 38-min $^{38}Cl \rightarrow {}^{38}A$ with a Ge(Li) detector[1]) (sensitive volume $2.3 \cdot 0.4$ cm^3) operated at 450 V bias. A Tennelec 100 C was used as preamplifier and further amplification and analysis of the pulses were performed by an Intertechnique 400-channel analyser. Efficiency measurements for the detector have been carried out with calibrated sources[2]) of various energies in a standard geometry. They show excellent agreement with calculations by de Castro Faria et al. [1].

The ^{38}Cl-sources were produced by neutron activation of polychloroethylene $(-CH_2-CCl_2-)_n$ at the reactor SAPHIR of the EIR in Würenlingen. After an hour's irradiation the average activity was approximately 1 mCur. Beginning about 5 min after the activation the spectra were recorded in four periods of 15 min each. The β-radiation was absorbed with 25 mm of plexiglass.

---

[1]) Constructed by Institut für Angewandte Physik der Universität Basel, Basel, Switzerland.

[2]) ^{60}Co, ^{88}Y, ^{137}Cs, $^{144}Ce + {}^{144}Pr$, ^{203}Hg from Laboratoire de Mesure des Radioéléments, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, France.



γ-Spectrum of the decay $^{38}Cl \rightarrow {}^{38}A$. All energies are in KeV. d: double escape peak.

Prior to analysis all spectra were summed up (Figure). To check the half-life of ^{38}Cl the spectra of the first, second, third and fourth period, respectively, were also summed up. The energies of the observed γ-lines were determined using the calibrated sources mentioned above and, for the higher energy region, the γ-rays emitted in the reaction $^{12}C(n,\gamma)^{13}C$. For the evaluation of the relative intensities the absorption in the plexiglass was taken into account. The results are listed in Table 1. The relative intensity of the 3806 KeV cross-over transition was corrected for true coincidences. The pile-up, however, turned out to be smaller than 1% of the measured intensity.

Table 1

γ-Ray energies and intensities of the decay $^{38}Cl \rightarrow {}^{38}A$.

	This experiment		B. L. Robinson [2]	
	E (KeV)	Relative intensity (%)	E (KeV)	Relative intensity (%)
γ_1	2167 ± 2	100	2166 ± 5	100
γ_2	1642 ± 2	80.7 ± 2.1	1598 ± 5	85 ± 3
γ_3	3806 ± 3	0.055 ± 0.004	3760	0.049 ± 0.007

Discussion

(i) Our values for the energy of γ_1, γ_2, and γ_3 agree with those reported by other authors [3–6]. Our relative intensities agree with the results of ROBINSON [2], the energy of γ_2, however, differs from his value. In a recent paper VAN KLINKEN et al. [7] give 1643 ± 1 KeV, in agreement with our value.

(ii) HARDY et al. [8] quoted additional levels from reaction data in ^{38}A, especially at 3383 KeV (0^+), 3944 KeV (2^+) and 4573 KeV (0^+). As these levels, too, could be populated in the decay of ^{38}Cl, a search for the corresponding γ-rays was made, but without success. The upper limits for the relative intensities of these γ-lines are listed in Table 2.

(iii) Assuming a β-branching of 53% to the ground-state we can deduce from I_5 and I_6 a log ft > 7.4 for the β-transition to the 3944 KeV level. Most likely the intensity of γ_5 is much smaller than given in Table 2. If we tentatively assume the intensity ratio $I_5(\mathrm{M1},\gamma_5)/I_6(\mathrm{E2},\gamma_6)$ according to the Weisskopf estimate a log ft value as high as 9.3 results. This value is considerably higher than the log ft value of the transition to the first excited state (log ft = 6.9). If the level at 3944 KeV is, indeed, a 2^+ state such a high log ft value is interpreted as evidence for distinct differences in the structure of the two 2^+ levels.

Table 2

Upper limits of γ-ray intensities in the decay $^{38}\mathrm{Cl} \rightarrow {}^{38}\mathrm{A}$.

	E (KeV)	Relative intensity [a])
γ_4	1216	$I_4 < 4.5 \cdot 10^{-4}$
γ_5	1777	$I_5 < 1.2 \cdot 10^{-3}$
γ_6	3944	$I_6 < 3.0 \cdot 10^{-6}$
γ_7	2406	$I_7 < 1.2 \cdot 10^{-4}$

[a]) Relative to the 2167 KeV line.

References

[1] N. V. DE CASTRO FARIA et al., Nucl. Instr. *46*, 325 (1967).
[2] B. L. ROBINSON, Phys. Rev. *140 B*, 1529 (1965).
[3] I. J. TAYLOR, Nucl. Phys. *41*, 227 (1963).
[4] K. W. MARLOW, Nucl. Phys. *51*, 684 (1964).
[5] W. R. PHILLIPS, Nucl. Phys. *60*, 544 (1964).
[6] R. G. ALLAS et al., Nucl. Phys. *61*, 289 (1965).
[7] J. VAN KLINKEN et al., Phys. Rev. *154*, 1116 (1967).
[8] J. C. HARDY et al., Phys. Lett. *23*, 487 (1966).

Phase Shift Analysis of n-Alpha Scattering Data Above 24 MeV

by B. HOOP JR. and P. HUBER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Publication to appear shortly.

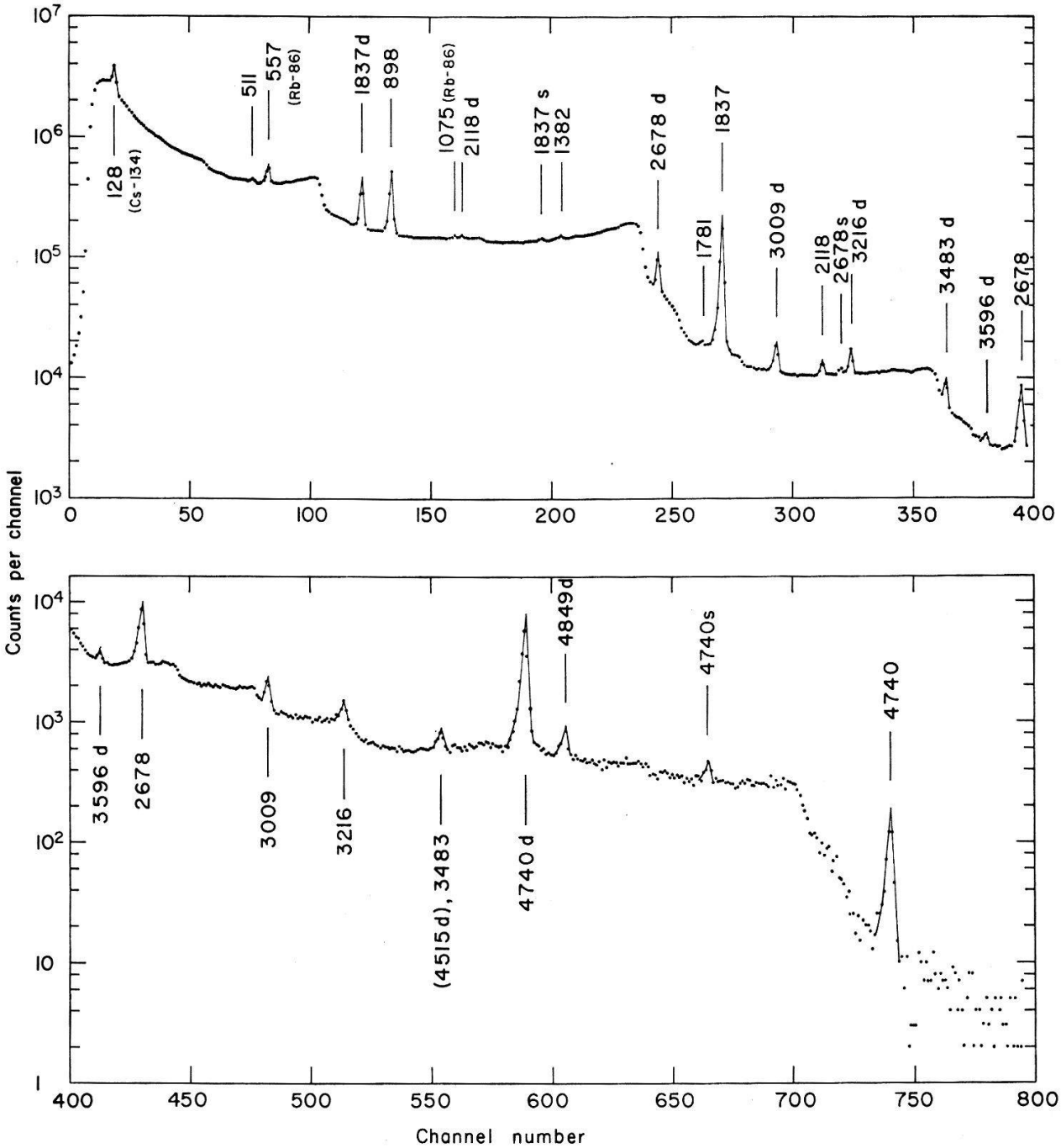
γ-Ray Spectroscopy of the Decay $^{88}Rb \rightarrow {}^{88}Sr$

by TH. VON LEDEBUR and F. C. ROEHMER

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

We have measured the γ-spectrum of the decay 17.7-min $^{88}Rb \rightarrow {}^{88}Sr$ using the Ge(Li) detector with the methods described in the preceding paper [1].

The sources were produced by neutron activation of natural $RbNO_3$ (enclosed in Mylar) at the reactor SAPHIR of the EIR in Würenlingen. A small amount of Cs gave rise to a ^{134}Cs-activity which did, however, not disturb the measurements.



γ-Spectrum of the decay $^{88}Rb \rightarrow {}^{88}Sr$. All energies are in KeV. s: single escape peak. d: double escape peak.

The energies and relative intensities of the observed γ-lines (Figure) are listed in the Table. For all γ-rays the decrease of intensities followed the half-life of ^{88}Rb which we found to be (17.7 ± 0.1) min.

Our results lead to some modifications of the so far adopted decay scheme [2] of ^{88}Rb which will be discussed in a forthcoming publication.

Table

γ-Ray energies and intensities of the decay $^{88}\text{Rb} \rightarrow {}^{88}\text{Sr}$.

E (KeV)	Relative intensity (%)
898 ± 1	65.0 ± 1.1
1382 ± 3	4.70 ± 0.56
1781 ± 4	1.05 ± 0.21
1837 ± 1	100
2118 ± 2	2.29 ± 0.14
2678 ± 1	8.01 ± 0.45
3009 ± 4	1.18 ± 0.10
3216 ± 3	0.83 ± 0.08
3483 ± 3	0.32 ± 0.06
3596 ± 4	0.067 ± 0.011
(4515 ± 5)	(~ 0.012) [a]
4740 ± 4	0.53 ± 0.06
4849 ± 6	0.044 ± 0.009

[a] The existence of this γ-transition has not been absolutely confirmed. The ratio of intensities I(3483 KeV, full energy peak) / I(3483 KeV, double escape peak), being larger by a factor of about 2 with respect to other measurements in the same energy region, indicates that there is probably a second peak at about 3483 KeV which we believe to be the double escape line of a possible 4515 KeV transition.

References

[1] Th. von Ledebur et al., Helv. phys. Acta *40*, 340 (1967).
[2] Nuclear Data Sheets, compiled by K. Way et al. (Printing & Publishing Office National Academy of Sciences, National Research Council, Washington 25, D.C.).

Neutron-Transfer Reaktionen

von J.-L. Perrenoud und E. Sheldon
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Durch Entwicklung der Coulomb T-Matrix-Methode konnten absolute differentielle und totale Wirkungsquerschnitte für Neutron-Transfer bei Reaktionen mit schweren Ionen berechnet werden und mit entsprechenden DWBA-Voraussagen verglichen werden. Dabei wurde die bisher falsche Energieabhängigkeit beseitigt. Bei Energien unterhalb der Coulomb-Barriere liessen sich durch Anpassung an experimentelle Daten vernünftige Werte für reduzierte Breiten bestimmen. Die Methode wurde ausgedehnt auf Reaktionen oberhalb der Coulomb-Barriere, und auf Transfer-Prozesse, die von einer Drehimpulsübergabe begleitet werden.

Energiereiche Gammastrahlung des ^{192}Ir

von L. Schellenberg und O. Huber
(Physikinstitut der Universität Fribourg, Schweiz)

und P. Siffert und J. M. Kuchly
(Département de Physique des Rayonnements et d'Electronique Nucléaire, Centre de Recherches Nucléaire, Strasbourg-Cronenbourg, France)

Die energiereiche Gammastrahlung des ^{192}Ir Zerfalls wurde mit Ge(Li) Detektoren untersucht. Es wurden die Gamma Energien und Intensitäten der Übergänge oberhalb 800 keV sowie einiger prominenter niederenergetischer Linien bestimmt. Die Resultate sind in sehr guter Übereinstimmung mit den mit der Methode der äusseren Konversion erhaltenen Ergebnissen. Es konnte gezeigt werden, dass zwei von anderen Autoren kürzlich dem ^{192}Ir-Zerfall zugeordneten Linien bei 1115 keV und 1459 keV Verunreinigungen von ^{65}Zn und ^{40}K zuzuschreiben sind. Neue Übergänge wurden keine gefunden, so dass keine Änderungen der Niveauschemata von ^{192}Os und ^{192}Pt notwendig sind.

Aufbruch von Deuteronen mit 14-MeV-Neutronen

von M. Brüllmann, H. Jung und D. Meier
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Das Neutronenkontinuum der D(n, $2n$)H-Reaktion wurde mit Hilfe eines schnellen Neutronenflugzeitspektrometers untersucht. Die Einfallsenergie betrug 14,1 MeV. Als Streukörper wurden D_2O und C_6D_6 verwendet, zur Bestimmung der O- bzw. C-Anteile H_2O und C. Die Messung der Spektren erfolgte im Energiebereich von 2 MeV bis zur Kontinuumsgrenze bei 8 Winkeln zwischen 7,5° und 75° (Lab.). Die Resultate werden mit theoretischen Arbeiten verglichen.

Eine ausführliche Publikation erscheint demnächst in H.P.A.

Wechselwirkung von 14,7 MeV Neutronen mit U und Th

von P. Boschung, St. Gagneux, B. Hoop jr[1]), P. Huber, Z. Lewandowski[2]) und R. Wagner
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Mit Hilfe eines verbesserten Flugzeitspektrometers wurde die Wechselwirkung von 14,7 MeV Neutronen mit U und Th untersucht. Wir analysierten die beobachteten Neutronenspektren auf inelastische und Vorspaltungs-(prefission)-Beiträge. Dabei erweist sich die Subtraktion des Anteils der Fragment-Neutronen als problematisch, da im Neutronenspektrum nur ein enges Energie-Gebiet von inelastischen

[1]) Austausch-Assistent der Universität Wisconsin, Madison, Wisconsin (U.S.A.).
[2]) Beurlaubt vom Instytut Fizyki Jadrowej Krakoie, Polen.

Beiträgen frei ist. Die im Falle des Urans bekannten Diskrepanzen der experimentell bestimmten Kerntemperaturen bei einer Anregungsenergie von ca. 12 MeV dürften in dieser Schwierigkeit ihren Ursprung haben. Die vorläufigen Analysen unserer Daten ergeben eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den theoretisch zu erwartenden Werten. Die Korrektur der Deformation des Spektrums durch Mehrfachreaktionen im Streukörper erfolgte mit Hilfe eines Monte Carlo Programms[3]). Die in den Verdampfungsspektren auftretenden inversen Querschnitte wurden durch optische Modell-Daten repräsentiert. Die Interpretation des Neutronenspektrums und die Bestimmung der Kerntemperatur erfolgte im Rahmen der Theorie von Lang und LeCouteur.

[3]) B. Hoop et al, Helv. phys. Acta, *40*, 347, 1967.

Totaler Wirkungsquerschnitt von Cadmium für Neutronen thermischer Energie

von F. Widder und J. Brunner
(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in Nukleonik.

Q-Wert Bestimmung durch paarweise Präzisionsmessung von Resonanzenergien

von W. Reichart, H. H. Staub und F. Zamboni
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Gewisse Niveaus in Compoundkernen lassen sich durch zwei verschiedene Reaktionen anregen. Durch Vergleich entsprechender Resonanzenergien in den beiden Eingangskanälen lässt sich der Energieunterschied zwischen den beiden Eingangssystemen bestimmen. Auf diese Weise wurde der Q-Wert der Reaktion $^{28}Si(\alpha,p)^{31}P$ gemessen.

Angeregte Zustände im ^{41}K

by R. Bloch and R. E. Pixley
(Physik Institut der Universität Zürich)

Thirty-nine levels in ^{41}K of approx. 280 levels observed at excitation energies ranging from 8.86 MeV to 9.41 MeV were investigated. The l values were determined by elastic scattering of protons on ^{40}A. For p-wave resonances, the ambiguity between $J\pi = {}^1/_2{}^-$ and ${}^3/_2{}^-$ was resolved by measuring the angular distribution of the gamma radiation from the reaction $^{40}A(p,\gamma)^{41}K$ and of the alpha particles from $^{40}A(p,\alpha)^{37}Cl$. For definite spin and parity, Γ_5 and $\Gamma_5/\Gamma K$ were derived from the proton elastic scattering data.

Computer Study of Multiple Interactions of Fast Neutrons with Heavy Elements

by B. HOOP JR.[1]), P. BOSCHUNG, P. HUBER, M. SEILER-COSTER and R. WAGNER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Neutron spectra resulting from the bombardment of finite samples of heavy elements with fast neutrons are distorted by multiple interactions. A computer programme has been developed to investigate these distortions in the case of 14.7 MeV neutrons incident on cylindrical samples of U and Th. The programme employs a Monte Carlo technique to trace the histories of neutrons in the samples. All pertinent experimental information has been incorporated. Post-fission neutrons are represented by a TERRELL [1] distribution. Other non-elastic neutrons, including pre-fission contributions, are treated within the framework of an evaporation model, except in the energy region where the level schemes of the target nuclei are known. The results of the computer calculations compare favourably with the experimentally observed neutron spectra [2].

References

[1] J. TERRELL, Phys. Rev. *113*, 527 (1959).
[2] P. BOSCHUNG et al., Helv. phys. Acta *40*, 345 (1967).

[1]) Research Assistant on exchange from the University of Wisconsin, Madison, Wisconsin (U.S.A.).

Messung der Polarisation der Protonen aus der D(d,p)T-Reaktion

von A. STRICKER, E. BAUMGARTNER, D. ELLGEHAUSEN, R. GLEYVOD und P. HUBER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Mit unpolarisierten Deuteronen der mittleren Energie $E = 650$ keV wurde unter vier Winkeln ($\theta_{\text{Lab.}} = 27°, 32°, 45°, 63°$) die Polarisation der Protonen der D(d,p)T-Reaktion bestimmt. Als Analysator diente ^{4}He. Zur Reduktion des durch d-d-Neutronen verursachten Untergrundes wurden die im D_2-Target erzeugten Protonen mit einem magnetischen Quadrupollinsenpaar über eine Distanz von 1,3 m auf die He-Streukammer fokussiert.

Die maximale Polarisation beträgt ca. 14%. Eine vorläufige Analyse der Messwerte mit der Formel von Fierz [1]

$$P = \frac{1}{\sigma(E, \vartheta)} \sin 2\vartheta\, A + B\,(3 \cos^2\vartheta - 1)$$

liefert die Werte

$$A = [52{,}6 \pm 2{,}4] \cdot 10^{-2}\ \text{mb}$$

$$B = [-6{,}3 \pm 3{,}1] \cdot 10^{-2}\ \text{mb}\,.$$

Literatur

[1] M. FIERZ, Helv. phys. Acta *25*, 629 (1952).

Narrow Resonances in the Proton Bombardment of ^{20}Ne

by R. Bloch, T. Knellwolf and R. E. Pixley
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Resonances in the elastic scattering of protons from ^{20}Ne have been investigated in the energy range from 1.1 to 3.9 MeV. Particular attention was given to narrow resonances which previously had not been accurately measured. The following new information was found: $\Gamma = 0.015$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 0.9$ for the $5/2^+$ resonance at 1.169 MeV; $J^\pi = 5/2^-$, $\Gamma = 0.005$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 0.7$ for the resonance at 1.504 MeV; $\Gamma = 4.4$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 1$ for the $5/2^+$ resonance at 1.955 MeV; $\Gamma \leq 0.45$ keV, $l_p = 1$ for the 3.55 MeV resonance; and $\Gamma = 3.8$ keV for the 3.825 MeV resonance. In addition, the proton binding energy in ^{21}Na was measured to be 2.432 ± 0.005 MeV. The level structure of ^{21}Na is compared with that of ^{21}Ne and discussed in terms of a rotational model.

Measurements of One- and Two-Neutron Transfer Reactions Using Heavy Ions

by W. R. Falk, U. Matter, A. Huber, R. W. Benjamin and P. Marmier
(Laboratorium für Kernphysik der ETH Zürich)

Excitation curves have been measured for several heavy-ion induced reactions involving one- and two-neutron transfers in the energy range from 12–30 MeV (lab.). Measurements were made using a specially-designed rapid transfer system capable of measuring delayed activities with half-lives of one second or longer. The following reactions have been examined ^{9}Be(^{18}O,^{19}O)^{8}Be, ^{9}Be(^{19}F,^{20}F)^{8}Be, ^{23}Na(^{18}O,^{17}O)^{24}Na, and ^{23}Na(^{18}O,^{16}O)^{25}Na.

The one-neutron transfer from ^{9}Be is characterized by a very large cross section compared with similar one-neutron transfer measurements using other heavy ions.

Untersuchung der Depolarisation eines polarisierten Deuteron-Strahles bei der Umladung in Kohlenstoff-Folien und Kaliumdampf

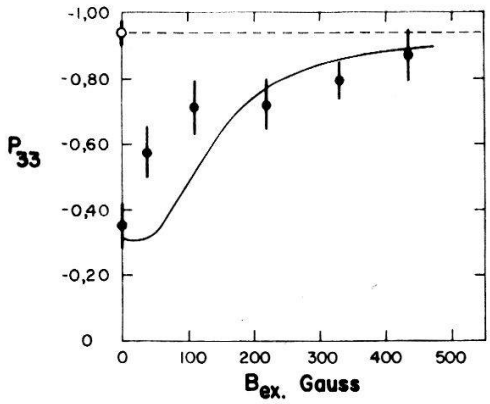
von W. Grüebler, V. König und P. Marmier
(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Technische Hochschule, Zürich)

Zur Injektion in einen Tandem-Generator werden negative Ionen benötigt. Da eine Quelle für polarisierte Ionen konventioneller Bauart positive Ionen liefert, müssen diese in einer Folie oder in einem Gas umgeladen werden. Die bei diesem Ladungsaustausch auftretende Depolarisation wurde untersucht mit einer bereits früher beschriebenen polarisierten Ionenquelle [1]. Die Tensorkomponente P_{33} des polarisierten Deuteronenstrahles wurde dabei durch die Messung der Asymmetrie der α-Partikel der Reaktion T(d,n) ^{4}He bestimmt. Die Messanordnung ist dieselbe wie in Ref. [2].

Zur Umladung wurden zuerst Kohlenstoff-Folien verwendet, deren Dicke einige $\mu g/cm^2$ betrug. Wir erhielten für den negativen Strahl eine Tensorpolarisation $P_{33} = -0{,}935 \pm 0{,}029$. Da die Ionisation unseres Atomstrahles in einem Feld von 405 Gauss vorgenommen wurde, beträgt die theoretische Polarisation $P_{33} = -0{,}962$. Berücksichtigt man die unvollständige Trennung der Hf-Komponenten des Atomstrahles im Feld des magnetischen Quadrupoles, die Anlass zu einer Reduktion der Polarisation von 2% gibt, so erhält man eine maximale Depolarisation in der von uns verwendeten Kohlenstoff-Folie von $(1 \pm 3)\%$. Der Strahl, dessen Durchmesser in der Umladungsregion 3 mm betrug, konnte 3 m hinter der Umladung auf einen Brennfleck von 12–15 mm fokussiert werden.

Die Verwendung von Folien zur Umladung bietet aber gewisse Schwierigkeiten. Mit abnehmender Umladeenergie steigt zwar die Ausbeute an negativen Ionen, andererseits nimmt die Lebensdauer der Folien stark ab. Das Winkelstraggling in der Folie, das bereits die oben erwähnte Vergrösserung des Strahldurchmessers verursacht hat, wird dann noch wesentlich grösser. Werden jetzt die Folien durch eine Gasschicht geringer Dichte ersetzt, so kann man bei kleinerer Umladeenergie eine grössere Ausbeute und ein kleineres Winkelstraggling erreichen. Da der Umladeprozess im Wesentlichen eine Zweistufenreaktion ist, führt die Umladung im Gas wegen der längeren Verweildauer der Ionen zu einer Depolarisation. Auf Grund theoretischer Erwägungen sollte diese Depolarisation aber verhindert werden können, wenn die Umladung in einem so starken Magnetfeld vorgenommen wird, dass Kernspin und Hüllenspin vollständig entkoppelt werden.

Bei Verwendung von Kaliumdampf mit einem Druck von etwa 1 mTorr über eine Strecke von 8 cm erhielten wir ohne angelegtes Magnetfeld eine Tensorpolarisation $P_{33} = -0{,}35 \pm 0{,}06$. In Figur 1 sind die Werte der Tensorpolarisation als Funktion des Magnetfeldes im Umladekanal aufgetragen. Ebenfalls angegeben wurde der Wert, den wir mit den Kohlenstoff-Folien erhalten haben. Dieser Wert wird für ein genügend starkes magnetisches Feld nahezu erreicht, so dass die Depolarisation in Kaliumdampf bei Verwendung eines solchen Feldes nicht oder nur unwesentlich grösser ist als bei der Umladung in einer Folie. Ferner zeigt Figur 1 eine theoretische Kurve, die sich ergibt unter der vereinfachenden Annahme, dass der Umladung ein



Tensorpolarisation P_{33} in Funktion des angelegten Magnetfeldes.

● Messung mit Kaliumdampf
○ Messung mit Kohlenstoffolien
– mit vereinfachenden Annahmen berechnete Kurve.

reiner Zweistufenprozess zugrunde liegt und dass keine angeregten Niveaus bei der Umladung beteiligt sind. Die Abweichungen im Gebiet kleiner magnetischer Feldstärken zeigen, dass unter diesen Voraussetzungen die bei der Umladung auftretende Depolarisation nicht gut genug beschrieben werden kann.

Der Durchmesser des Strahles betrug unter denselben Verhältnissen wie bei der Folienumladung nur 3 mm, so dass eine bessere Transmission durch den Tandem-Generator zu erwarten sein wird.

Literatur

[1] W. Grüebler, V. König und P. Marmier, Helv. phys. Acta *39*, 576 (1966).
[2] W. Grüebler, V. König und P. Marmier, Phys. Lett. *24B*, 280 (1967).

Bestimmung phenomenologischer $\alpha-\alpha$ Potentiale aus Streudaten

von J. Benn und G. Scharf
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Wird veröffentlicht in der nächsten Helv. phys. Acta.

Untersuchung über spontane Kernspaltung

von A. Spadavecchia und D. Galliker
(Fribourg)
und B. Hahn
(Fribourg, CERN)

Es wurde die spontane Kernspaltung von U^{230}, U^{238}, Th^{232} mit einer Rotationskammer unter dem Erdboden untersucht.

Festkörperphysik

Kondoeffekt und negative magnetische Widerstandsänderung

von H. Rohrer
(IBM Forschungslaboratorium, Säumerstr. 4, 8803 Rüschlikon, Zürich)

Der Kondoeffekt kann zur Bestimmung von J, des *s-d* oder *s-f* Austausch-Integrals benützt werden. Es werden einige Probleme und Ergebnisse dieser Methode diskutiert. Ferner wird gezeigt, dass aus Messungen der negativen magnetischen Widerstandsänderung in hohen Magnetfeldern Werte für J und ρ_m, den magnetischen Anteil des Restwiderstandes, erhalten werden, die teilweise stark von denjenigen der oben erwähnten Analyse abweichen.

Die magnetische Suszeptibilität von Bi und Bi-Sb-Legierungen

von L. Wehrli
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

An reinen Einkristallen des Systems $Bi_{1-x}Sb_x$ mit $0 \leq x \leq 0{,}4$ haben wir die feldunabhängige magnetische Suszeptibilität im Temperaturbereich $4{,}2\,°K \leq T \leq 280\,°K$ untersucht. Der Suszeptibilitätstensor dieser rhomboedrischen Kristalle besitzt axiale Symmetrie und kann durch zwei Hauptwerte $\chi_\perp$ und $\chi_\parallel$ (für Magnetfeld normal bzw. parallel zur c-Achse) beschrieben werden. Die Messung von $\chi_\perp$ erfolgte mit der Gouy-Methode. Anstelle von $\chi_\parallel$ bestimmten wir $\Delta\chi = \chi_\parallel - \chi_\perp$, die magnetische Anisotropie, mit einer Torsionswaage im homogenen Magnetfeld. Unsere Messresultate lassen sich wie folgt zusammenfassen: Bei Zimmertemperatur ändern sich sowohl $\chi_\perp$ als auch $\chi_\parallel$ nur wenig mit der Sb-Konzentration. Für $0 \leq x \leq 0{,}2$ beträgt $\chi_\perp$ (280 °K) $\approx -3 \cdot 10^{-4}$ bzw. $\chi_\parallel$ (280 °K) $\approx -2{,}3 \cdot 10^{-4}$ pro mittleres Atomgewicht. Mit sinkender Temperatur jedoch beobachten wir an Legierungen im Konzentrationsbereich $0{,}07 \leq x \leq 0{,}2$, welche nach Jain [1] Halbleiter sind, bei $\chi_\perp(T)$ einen aussergewöhnlich starken diamagnetischen Anstieg. Unterhalb 20 °K erreicht die Suszeptibilität in diesem Mischungsgebiet einen nur schwach konzentrationsabhängigen Sättigungswert. Bei 4,2 °K fällt $\chi_\perp$ monoton von etwa $-7{,}2 \cdot 10^{-4}$ für $x = 0{,}08$ auf etwa $-6{,}6 \cdot 10^{-4}$ für $x = 0{,}2$, während $\chi_\parallel$ mit etwa $-2{,}9 \cdot 10^{-4}$ praktisch unverändert bleibt.

Zur Interpretation dieser Ergebnisse gehen wir davon aus, dass bei tiefen Temperaturen im halbleitenden Gebiet unsere reinen, undotierten Proben nur noch wenig freie Ladungsträger besitzen, dass das Valenzband also praktisch aufgefüllt ist. Der starke Diamagnetismus muss deshalb den vollen Valenzbändern zugeschrieben werden. Mit steigender Temperatur überlagert sich dann ein paramagnetischer Beitrag; er rührt offenbar von den nun in zunehmendem Masse vorhandenen freien Ladungsträgern her und ist mindestens teilweise auf den anomal grossen effektiven g-Faktor [2]) zurückzuführen. Im halbmetallischen Bereich $0 \leq x \leq \sim 0{,}07$ sind auch bei tiefen Temperaturen noch freie Ladungsträger vorhanden, so dass insbesondere beim reinen Bi der starke Diamagnetismus der Valenzbänder durch den Paramagnetismus der freien Ladungsträger teilweise überdeckt wird.

Bei $x = 0{,}39$ ist $\Delta\chi$ bei allen Temperaturen durchwegs klein, die Kristalle sind also beinahe isotrop. Im weiteren zeigt χ nur schwache Temperaturabhängigkeit: $\chi_\parallel \approx \chi_\perp \approx -2{,}3 \cdot 10^{-4}$ innerhalb $\pm 5\%$ für $4{,}2\,°K \leq T \leq 280\,°K$.

Zusammengefasst deuten unsere Messresultate also darauf hin, dass der starke Diamagnetismus der BiSb-Legierungen höchstwahrscheinlich vom Suszeptibilitätsbeitrag der vollbesetzten Valenzbänder herrührt, während der Beitrag der Ladungsträger paramagnetisch ist. Diese Ansicht wird auch dadurch unterstützt, dass wir bei 4,2 °K und Magnetfeldern von $H \leq 6{,}3$ kOe für $x \geq 0{,}05$ keine de Haas-van-Alphen-Oszillationen mehr feststellen können, wohl aber im halbmetallischen Gebiet, d.h. für $x < \sim 0{,}05$.

Literatur

[1] A. L. Jain, Phys. Rev. *114*, 1518 (1959).
[2] M. H. Cohen und E. I. Blount, Phil. Mag. *5*, 115 (1960).

Umwandlung 2. Ordnung im Thiospinel $CdIn_2S_4$

von W. Czaja

(Laboratories RCA Ltd., 8005 Zürich)

In $CdIn_2S_4$, das im Spinel-Gitter kristallisiert, haben wir eine Umwandlung 2. Ordnung mit einer kritischen Temperatur von $T_c = 130\,°C$ gefunden. Diese Umwandlung ist durch einen Sprung in der spezifischen Wärme c_p am Umwandlungspunkt charakterisiert, wobei der niedrigere Wert von c_p oberhalb T_c nur etwa 8% grösser ist als der zu erwartende Grenzwert nach Dulong-Petit. Der thermische Ausdehnungskoeffizient zeigt weder eine «Singularität» noch einen Sprung am Umwandlungspunkt. Aus diesem experimentell bestimmten Verhalten an der kritischen Temperatur schliessen wir, dass die Umwandlung der Theorie von Landau [1] gehorcht.

Wir haben ferner Grund zur Annahme, dass es sich um eine Ordnungs-Unordnungs-Umwandlung handelt. Haas [2] hat Landau's gruppentheoretische Kriterien [1] auf Umwandlungen in Spinel-Gittern angewendet. An Hand dieser Untersuchung kann man aus einer Anzahl von möglichen Symmetrieänderungen eine einzige aussondern, die einerseits Landau's Kriterien erfüllt und damit zu einer Umwandlung 2. Ordnung führen kann und andererseits im Einklang mit dem stöchiometrischen Verhältnis der hier untersuchten Verbindung steht. Dieses Modell impliziert, dass Cd *und* In sowohl Tetraederplätze als auch Oktaederplätze einnehmen, d.h. die Verbindung als $Cd_{1/2}In_{1/2}[Cd_{1/2}In_{3/2}]S_4$ zu schreiben ist. Die in Frage stehende Ordnung stellt sich nur bezüglich der Besetzung der Tetraederplätze ein: Oberhalb T_c hat man eine statistische Verteilung von Cd und In, unterhalb T_c eine im Verhältnis 1:1 geordnete Besetzung.

Die Eigenschaften dieser Umwandlung stehen im Widerspruch zur üblichen Auffassung, dass Ordnungs-Unordnungs-Umwandlungen 2. Ordnung durch ein starkes Anwachsen von c_p am kritischen Punkt charakterisierbar sind [3].

Literatur

[1] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, *Statistische Physik*, Akademie-Verlag, Berlin 1966.
[2] C. Haas, J. phys. chem. Solids *26*, 1225 (1965).
[3] T. Izuyama, J. phys. Soc. Japan *22*, 58 (1967).

Vergleichende Untersuchung über die Anisotropie der durch Primär-Elektronen und Primär-Ionen ausgelösten Sekundär-Elektronen-Emission von Silizium

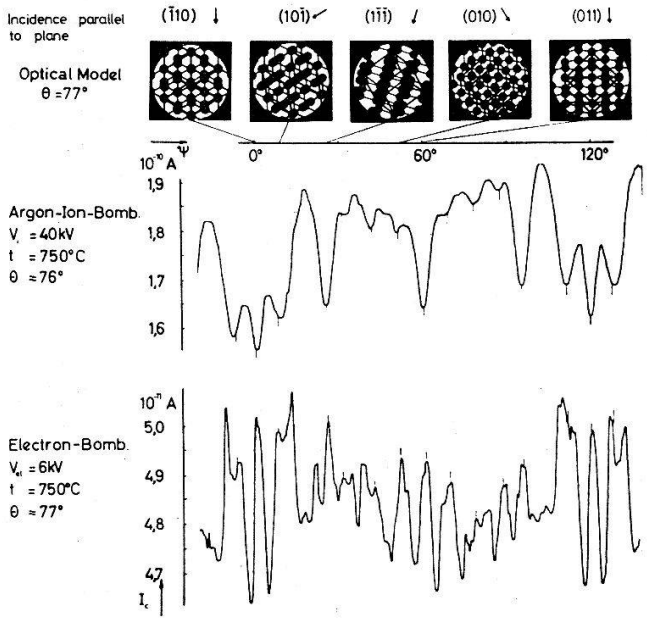
von E. B. Bas und S. Escher

(Abteilung für industrielle Forschung (AFIF) des Institutes für Technische Physik, ETH Zürich)

Die durch Primär-Ionen (P.I.) oder Primär-Elektronen (P.E.) an einem Einkristall ausgelöste Sekundär-Elektronen-Emission (S.E.) zeigt bei Veränderung der Auftreffrichtung des Primärstrahles inbezug auf die kristallographischen Achsen des Targets eine Anisotropie (A.), die für die Kristallstruktur des beschossenen Objektes

charakteristisch ist [1, 2, 3, 4]. In einer früheren Veröffentlichung [5] berichteten wir über diese A. bei Ionenbeschuss von Siliziumeinkristallen.

Der Zweck unserer neuen Untersuchung ist die Messung der S.E.A. bei Beschuss mit P.I. und P.E. an ein und demselben Siliziumobjekt in direkter zeitlicher Folge, so dass die Struktur der Kristalloberfläche bei beiden Messungen als identisch angesehen werden kann, und ein eindeutiger Vergleich möglich ist. Die Messanordnung entspricht der in [5] beschriebenen mit der zusätzlichen Möglichkeit des Elektronenbeschusses. Die Figur zeigt einen Vergleich der Anisotropie-Diagramme (A.D.) bei Beschuss mit P.I. und P.E. Man sieht, dass zwar die S.E.A. mit gleicher Periodizität und Symmetrie in beiden Fällen vorhanden ist, dass sie aber bei Beschuss mit P.E. eine viel reichere Feinstruktur besitzt und dort S.E.-Maxima aufweist, wo sich bei Beschuss mit P.I. Minima befinden. Der Anisotropieanteil der S.E. bei Beschuss mit P.I. beträgt ca. 30%, bei Beschuss mit P.E. ca. 10%. Die Hauptminima, bzw. -maxima, treten immer dann auf, wenn der Primärstrahl parallel zu einer niederindizierten Ebene in den Kristall eindringt (Richtung dichter Atomfolgen, Richtung grosser Transparenz).



Anisotropie der S.E. einer (111)-Fläche von Silizium. (θ = Winkel zwischen Oberflächennormale und Beschussrichtung, ψ = Azimut der Beschussrichtung auf der Kristalloberfläche.)

Die Bilder oben in der Figur zeigen, in Richtung des Primärstrahles gesehen, die Atomgitterstellungen, welche den fünf Hauptspitzen innerhalb eines 60°-Intervalles zugeordnet sind. Der Primärstrahl tritt hier parallel zu den angegebenen Ebenen in den Kristall ein.

Das Zustandekommen dieser S.E.A., die so deutlich die Kristallstruktur widerspiegelt (120°-Periodizität und alle 60° eine Symmetrieebene) könnte man wie folgt erklären:

Dringen die P.I. in Richtung grosser Transparenz in den Kristall ein, so ist die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung mit den Gitteratomen kleiner. Es werden daher weniger S.E. so nahe an der Oberfläche ausgelöst, dass sie austreten können. Wir erhalten also ein S.E.-Minimum. Beim Beschuss mit P.E. werden die S.E.

durch die Wechselwirkung der P.E. mit den Elektronen des Leitungs- und Valenzbandes erzeugt. Ein direkter Einfluss der Gitterstruktur auf diesen Erzeugungsprozess ist nicht zu erwarten. Wohl aber beeinflusst die Gitterstruktur den Rückstreumechanismus der P.E. und bewirkt so indirekt die S.E.A. Denn in Richtung grosser Transparenz werden die P.E. in tieferen Schichten rückgestreut. Bis sie wieder in die Nähe der Oberfläche gelangen, verlieren sie mehr Energie als die in Richtung kleiner Transparenz weniger tief eingedrungenen P.E. Die Erzeugungsrate der S.E. ist aber in dem hier in Frage kommenden Energiebereich bei kleinerer Energie der erzeugenden Elektronen grösser. Daher entstehen mehr S.E. in unmittelbarer Nähe der Oberfläche, wenn die P.E. in Richtung grosser Transparenz in den Kristall eindringen, und wir erhalten ein Maximum der S.E. Für die zusätzliche Feinstruktur der S.E.A. bei Beschuss mit P.E. können Interferenzerscheinungen verantwortlich sein, wie DEKKER [6] das seiner Theorie zugrundelegt. Man könnte den Sachverhalt kurz so ausdrücken, dass die P.I. zwar die variierende Transparenz des Kristalles sehen, nicht aber dessen Periodizität, da ihre de Broglie-Wellenlänge zu klein ist; hingegen nehmen die P.E. auch die Periodizität des Atomgitters wahr.

Die Form des A.D. bei Beschuss mit P.E. wird durch den Zustand der untersuchten Oberfläche sehr stark beeinflusst. Erhält man daher vor und nach einem beliebigen Prozess das genau gleiche A.D. bei Beschuss mit P.E., so ist die Struktur der Oberfläche des untersuchten Objektes mit grosser Wahrscheinlichkeit in beiden Fällen die gleiche. Die Aufnahme von A.D. kann sich als wertvolles Hilfsmittel in der Untersuchung von Kristalloberflächen erweisen.

Diese Arbeit wurde aus den Mitteln des Schweiz. Nationalfonds für wissenschaftliche Forschung finanziert.

Literatur

[1] A. B. LAPONSKY und N. REY WHETTEN, Phys. Rev. Lett. *3*, 510 (1959).
[2] CH. FERT, Mitteilung am 5. Kongress über Elektronenmikroskopie, Philadelphia, 1962, siehe G. MÖLLENSTEDT und F. LENZ, Adv. in *Electronics and Electron Physics*, Academic Press *18*, 306 (1963).
[3] B. FAGOT und CH. FERT, C. r. Acad. Sci. Paris *258*, 1180 (1964).
[4] SOSHEA und DEKKER, Phys. Rev. *121*, 1362 (1961).
[5] E. B. BAS und S. ESCHER, Helv. phys. Acta *39*, 187 (1966).
[6] A. J. DEKKER, Phys. Rev. Lett. *4*, 55 (1960).

Magnetfeld - induzierte Anisotropie der Energielücke beim Proximitätseffekt

von RUDOLF KLEIN und GASTON FISCHER
(Laboratories RCA, Zürich, Switzerland)

Die Untersuchung des Effekts eines statischen Magnetfeldes auf die Oberflächenimpedanz von Supraleitern bei hohen Frequenzen zeigt, dass im Frequenzgebiet, wo die Photonenergie von der Grössenordnung der Energielücke ($\hbar\,\omega \approx 2\,\Delta_0$) ist, die Wirkung des Magnetfeldes besonders gross ist. BUDZINSKI und GARFUNKEL [1] haben als erste darauf hingewiesen, dass die Mikrowellenabsorption in einem Magnetfeld

kleiner sein könnte als im magnetfeldfreien Fall, wenn die Photonenergie hinreichend viel grösser als die Energielücke wird. Dieser Effekt beruht auf der Anisotropie der Energielücke, die durch die paarbrechende Wirkung des Stromes verursacht wird. Zur Abschirmung des Magnetfeldes werden in einer Oberflächenschicht Ströme induziert, die die isotrope Lücke Δ_0 des stromfreien Zustands zu einer anisotropen Lücke Δ modifizieren. Da die Beobachtbarkeit der Reduktion des Oberflächenwiderstands durch ein statisches Magnetfeld für das Verhältnis $\hbar\,\omega/2\,\Delta_0$ Werte $\geqslant 1$ verlangt, wurde für Δ_0 die Energielücke im Anregungsspektrum einer Proximitätseffektprobe, bestehend aus einer Cu-Schicht auf einer Pb-Schicht gewählt. Δ_0 ist der Wert des Paarpotentials an der Aussenseite der Cu-Schicht, dessen Abhängigkeit von Schichtdicke, Temperatur und Magnetfeld aus der Ginzburg-Landau-Gleichung für ein Normalmetall berechnet wird. Mit einem einfachen Modell für die Oberflächenimpedanz lässt sich der Effekt von Budzinski und Garfunkel erfassen. Bei der Anwendung auf den Fall der Proximitätseffekte geht schliesslich noch der die Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Normalmetall beschreibende N(0)V-Parameter ein, der durch Analyse der Messdaten bestimmt werden kann. Danach ergibt sich für Cu ein Wert von $N(0)V = 0{,}05 \pm 0{,}01$.

Literatur

[1] W. V. Budzinski and M. P. Garfunkel, Phys. Rev. Lett. *16*, 1100 (1966).

Das Anregungsspektrum auf der «normalen» Seite beim Proximitätseffekt

von Gaston Fischer und Rudolf Klein
(Laboratories RCA, Zürich, Switzerland)

Das Anregungsspektrum eines sonst normalen Metalls, das durch Proximität mit einem Supraleiter selbst supraleitend wird, ist in vielen Belangen verschieden vom Anregungsspektrum eines Typ-I-Supraleiters. Messungen des Tunneleffekts und des Oberflächenwiderstands sind im Prinzip geeignet, über dieses Spektrum Aufschluss zu geben. Die beiden Methoden werden verglichen und Resultate eigener Mikrowellenuntersuchungen am Blei/Kupfer-System diskutiert. Eine ausführliche Arbeit ist in Vorbereitung.

Gemischtes Modell für die optischen Phänomene des V_K-Zentrums

von E. Gucker
(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)
und Ph. Choquard
(CICP, Université, Genève)

Eine ausführliche Publikation wird später erfolgen.

Effet de la fréquence critique des phonons sur la température de transition d'un supraconducteur[1])

par A. Quattropani et C. P. Enz
(Institut de Physique Théorique de l'Université de Genève)

Les équations de Bogoliubov [1] et d'Eliashberg [2] définissant la bande interdite $C(\xi)$ d'un supraconducteur sont résolues asymptotiquement (constante de couplage $\lambda \to 0$) et dans l'absence des «Umklappprozesse».

Dans la limite statique

$$C(0) \sim \exp[-1/\lambda\, N(0)\, P] \quad \text{avec}$$

$$P = \begin{cases} (q_M/2\,k_F)^2 & \text{pour} \quad q_M \leqslant 2\,k_F \\ 1 & \text{pour} \quad q_M > 2\,k_F \end{cases}$$

où q_M est le vecteur d'onde limite des phonons[2]).

La différence entre la solution de Bogoliubov et al. [1] et la notre est la grandeur P qui apparaît à l'exposant et qui a pour conséquence d'abaisser la largeur de la bande interdite. Cet abaissement est examiné pour des semiconducteurs et des alliages ordonnés.

Références

[1] N. N. Bogoliubov, V. V. Tolmachev et D. V. Shirkov, *A New Method in the Theory of Superconductivity* (Consultants Bureau, Inc., New York 1959).
[2] G. M. Eliashberg, Soviet Physics JETP *II*, 696 (1960).

[1]) Travail subventionné par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.
[2]) La solution générale sera discutée dans un rapport plus détaillé à paraître dans Helv. phys. Acta.

Vitesse de pénétration du flux dans des échantillons supraconducteurs du type I à coefficient démagnétisant non nul

par F. Haenssler, S. Lang et L. Rinderer
(Université de Lausanne, Institut de Physique expérimentale)

Lorsqu'un champ magnétique est brusquement appliqué perpendiculairement à un échantillon en forme de disque circulaire préalablement à l'état superconducteur (type I), la variation globale du flux dans l'échantillon s'opère par l'intermédiaire d'un déplacement de tubes de flux macroscopiques [1]. Dans ce cas, les premiers tubes de flux pénétrant dans l'échantillon forment un front de propagation qui peut être rendu visible en répandant de la poudre de niobium sur l'échantillon avant l'enclanchement du champ. En cinématographiant de phénomène, on peut mesurer la vitesse de ce front de pénétration et les résultats peuvent être interprétés en fonction de l'intensité du champ appliqué, de la température, de la géométrie de l'échantillon ainsi que de sa conductibilité électrique à l'état normal.

Bibliographie

[1] Haenssler, F. et Rinderer, L., Helv. phys. Acta *38*, 448 (1965).

Kinetik der Reorientierung von Defektelektronen-Zentren in KCl und KBr

von K. Bachmann und H. Moor
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Es wurde früher gezeigt, dass sich H- und V_1-Zentren bei tiefen Temperaturen durch mechanische Spannungen ausrichten lassen. Die Kinetik der Reorientierung ist nun untersucht worden. Die H-Zentren in KCl und KBr und die V_1-Zentren in KCl reorientieren mit 60°-Sprüngen. Die Sprungwahrscheinlichkeit w lässt sich durch $w = w_0 \exp(-E/kT)$ darstellen.

In KBr existieren zwei Sorten von M-Zentren (H und H′), welche sich in der Reorientierungskinetik und im ESR-Spektrum, aber nicht in der optischen Absorption unterscheiden. Das H′-Zentrum entsteht durch Assoziation des H-Zentrums mit einem andern Gitterdefekt.

Comportement magnétique de composés $La_{1-x}T.R._x Ru_2$ [1])

par P. Donzé et M. Peter
(Institut de Physique expérimentale, Université de Genève)

L'étude par RPE [1] de l'interaction entre ions de Terres Rares diluées comme impuretés magnétiques (T.R. = Gd principalement avec adjonction de Pr ou Tb) et électrons de conduction du composé intermétallique $LaRu_2$ comme hôte, nous a conduits à mesurer les propriétés magnétiques de composés du type $La_{1-x}T.R._xRu_2$.

Les mesures de susceptibilité magnétique et d'aimantation sont effectuées par la méthode de Faraday. La force subie par de petits échantillons sphériques de 5 à 50 mg tirés de lingots fondus au four à arc, situés dans un champ magnétique inhomogène atteignant 18 kOe avec configuration $H\, dH/dy$ constant, est mesurée à l'aide d'une microbalance à compensation électromagnétique. La position de l'échantillon est assurée par une suspension de quartz. La température est mesurée dans le domaine de 1,5 à 300 °K par une série de thermocouples et résistances au carbone disposés dans le voisinage immédiat du spécimen.

La susceptibilité du $LaRu_2$ a d'abord été mesurée. La partie de la susceptibilité indépendante de la température est connue par des mesures de Shaltiel [2], et permet une estimation de la susceptibilité de spin des électrons d, qui seule varie avec la température et concerne le couplage ions-système électronique.

Pour interpréter les résultats des mesures concernant le $LaRu_2$ dopé de Gd, un modèle simple du type «champ moléculaire» est utilisé [3].

$M = \beta H = \beta (f + \lambda m + \mu M)$ représente l'aimantation du système ionique. β est la susceptibilité statique des ions Gd considérés comme libres de toute interaction, H le champ «vu» par les ions, f le champ magnétique appliqué, λ la constante de champ moléculaire décrivant le couplage ions–électrons de conduction, et μ la constante de couplage ions–ions.

[1]) Travail subventionné par le Fonds National de la Recherche Scientifique.

De façon analogue l'aimantation du système électronique est décrite par $m = \alpha h = \alpha\,(f + \lambda M)$. α est la susceptibilité des électrons et h le champ «vu» par les électrons.

Avec l'hypothèse que les ions Gd libres obéissent à une loi de Curie $\beta = C/T$, la susceptibilité totale pour le système ions–électrons peut s'écrire:

$$\chi = \frac{M+m}{f} = \frac{C\,(1+\lambda\alpha)^2}{T - C\,(\mu+\lambda^2\alpha)} + \alpha\,.$$

La figure 1 représente les points de mesures concernant l'échantillon contenant 6% de Gd substitués au site La du composé $LaRu_2$. L'inverse de la susceptibilité molaire χ_m ($m = 342$ g) est reporté en fonction de la température T; χ_0 est la susceptibilité de l'hôte $LaRu_2$, contenant ainsi le terme α. La courbe théorique $1/\chi - \alpha$ est également tracée. La constante de Curie $C = 0{,}493$ emu °K/mole est déterminée par les mesures à haute température, $\alpha(T)$ est estimée par les mesures sur le $LaRu_2$, et les constantes $\lambda \cong -290$ mole/emu et $\mu \cong 19$ mole/emu ont été calculées pour obtenir le meilleur accord possible entre les mesures et la théorie du champ moléculaire.

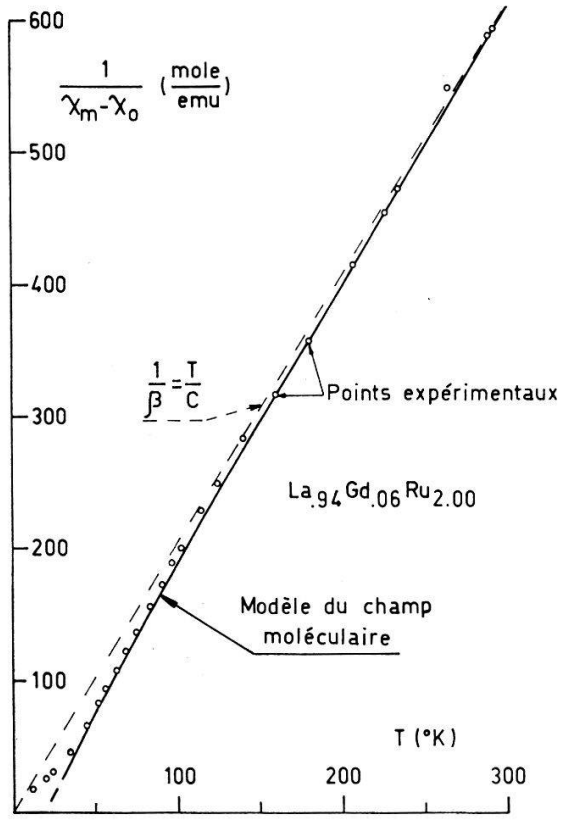


Figure 1

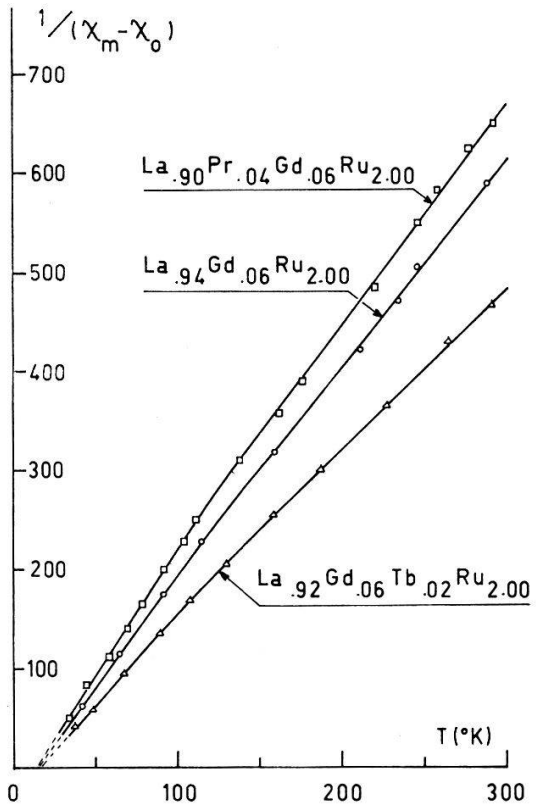


Figure 2

La courbe théorique présente une courbure à cause de $\alpha(T)$, moins marquée néanmoins que pour les points expérimentaux entre 100 et 150 °K. On peut faire remarquer que d'une part $\mu C \cong 9{,}5$ °K, température qui correspond au point de Curie ferromagnétique déterminé par la méthode $H/\sigma = f(\sigma^2)$, et d'autre part à environ 70 °K $C\,(\mu + \lambda^2\alpha) \cong 16$ °K, qui correspond à la température de Curie paramagnétique déterminée par l'extrapolation de $1/\chi = f(T)$ entre 50 et 90 °K.

La figure 2 représente les résultats de mesures d'échantillons dopés avec une seconde terre rare. L'adjonction de Pr diminue la susceptibilité totale de l'échantillon contenant du Gd seul; et celle du Tb l'augmente au contraire. Des mesures d'aimantation dans le domaine ferromagnétique ont confirmé cette situation. Ceci est lié au fait que pour le Pr le spin est antiparallèle au moment magnétique, alors que pour le Gd et le Tb il est parallèle. Les températures de Curie paramagnétiques des trois échantillons de $LaRu_2$ contenant du Pr-Gd, Gd seul, et Gd-Tb ont été estimées respectivement comme 15, 16, et 17 °K, alors qu'au contraire les points de Curie ferromagnétiques ont été déterminés comme respectivement 10, 9,5 et 8,5 °K.

Bibliographie

[1] J. Dupraz, M. Peter, communication suivante.
[2] D. Shaltiel, A. C. Gossard, J. H. Wernick, Phys. Rev. *137*, A 1027 (1965).
[3] J. Owen, M. E. Browne, V. Arp, A. F. Kip, J. Phys. Chem. Sol. *2*, 85 (1957).

Résonance paramagnétique de ions Gd dilués dans des composés $(La_{1-x}T.R._x)Ru_2$ [1])

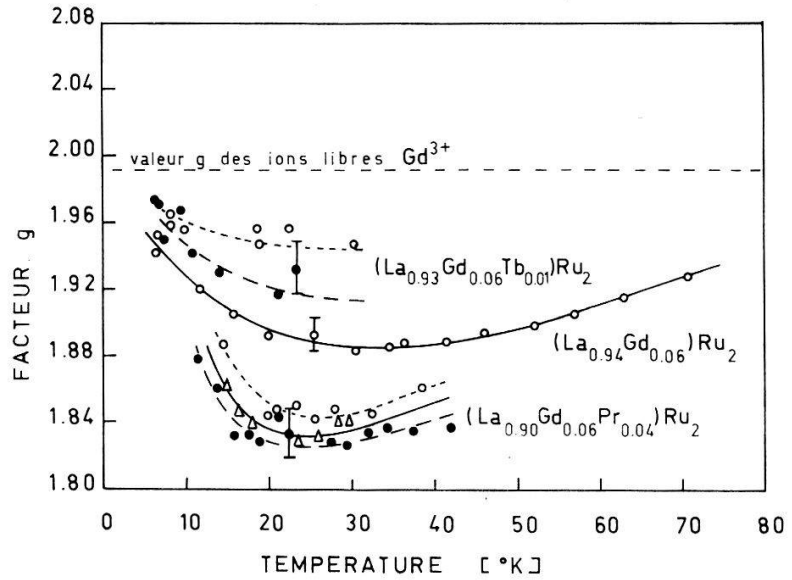
par J. Dupraz et M. Peter
(Institut de Physique expérimentale, Université de Genève)

Nous avons mesuré la résonance paramagnétique dans des échantillons de $(La_{0,94}\ Gd_{0,06})Ru_2$, $(La_{0,90}\ Gd_{0,06}\ Pr_{0,04})Ru_2$ et $(La_{0,93}\ Gd_{0,06}\ Tb_{0,01})Ru_2$ à l'aide d'un spectromètre 8 mm. Dans le premier échantillon, la résonance du Gd est déplacée par rapport à la valeur des «ions libres» d'un facteur Δg_0, qui est essentiellement proportionnel au produit d'une constante d'échange J par la susceptibilité de spin de la matrice hôte [1]. Toutefois, quand l'alliage devient ferromagnétique, le déplacement tends vers zéro. Ces mesures sont à rapprocher de celles de Rodbell [2], effectuées avec du Gd métallique, qui montrent que le facteur g passe de la valeur 1,94 dans la région paramagnétique à la valeur 2,00 dans la région ferromagnétique. Ce changement de la valeur g est à attribuer à des effets dynamiques de couplage avec les électrons de conduction, effets qui interviennent lorsque l'aimantation des ions devient très grande et que le taux de relaxation des électrons n'est plus suffisamment grand par rapport à la fréquence de résonance (Giovannini et al. [3], Peter et al. [4]). A basse température apparaît aussi un effet caractéristique du couplage, à savoir un fort élargissement de la raie de résonance, élargissement qui ne peut être attribué à des effets secondaires, tels que la dispersion du champ démagnétisant dans notre échantillon en forme de poudre ou encore l'anisotropie magnétique.

Par rapport à l'échantillon contenant le Gd seul, les échantillons de $LaRu_2$ dopés par d'autres terres rares montrent un déplacement indirect de la résonance du gadolinium. Giovannini, Peter et Schrieffer [5] ont montré que l'observation de déplacements indirects impliquait l'existence d'une forte interaction d'échange inter-

[1]) Travail subventionné par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

électronique. Ainsi il faut considérer que la susceptibilité mesurée du $LaRu_2$ est augmentée par l'échange et n'est pas due à une grande densité d'états. Etant donné que BERK et SCHRIEFFER [6] ont montré récemment qu'une bande possédant une forte interaction d'échange ne pouvait pas devenir supraconductrice, nous déduisons de nos observations que la supraconductivité du $LaRu_2$ est due à la bande *s*, tandis que la bande *d*, magnétique, ne participe qu'indirectement à l'état supraconducteur, peut-être dans le sens indiqué par KONDO [7].



Facteur *g* de la résonance paramagnétique de ions Gd dilués dans du $LaRu_2$ et déplacements indirects dans des échantillons dopés avec du Tb et du Pr.

La figure montre la dépendance de température des déplacements directs et indirects mesurés sur des échantillons en provenance des mêmes lingots que les mesures de susceptibilité de DONZÉ [8]. Les mesures sur des échantillons dopés sont moins précises car l'addition d'impuretés élargit considérablement la raie, ce qui empêche de déterminer le *g* avec une précision suffisante à haute température. Les points expérimentaux appartiennent au même lingot, cependant on a fait la distinction entre les séries de mesures sur des prélèvements différents. Notons encore que les déplacements indirects tendent également vers zéro lorsque l'alliage devient ferromagnétique. En se référant à la température de 30 °K comme caractéristique de la région paramagnétique, nous obtenons les valeurs de la constante d'échange J [1], soit − 0,04 eV pour le Pr, − 0,08 eV pour le Gd, et − 0,15 eV pour le Tb.

Bibliographie

[1] D. SHALTIEL, J. H. WERNICK, H. J. WILLIAMS et M. PETER, Phys. Rev. *135*, A 1346 (1964).
[2] D. S. RODBELL et T. W. MOORE, Proc. Int. Conf. Magnetism, Nottingham (1964).
[3] B. GIOVANNINI, M. PETER et S. KOIDÉ, Phys. Rev. *149*, 251 (1966).
[4] M. PETER, J. DUPRAZ et H. COTTET, Helv. phys. Acta *40* (1967), à paraître.
[5] B. GIOVANNINI, M. PETER et J. R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. Lett. *12*, 736 (1964).
[6] N. F. BERK et J. R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. Letters *17*, 433 (1966).
[7] J. KONDO, Prog. of Theor. Phys. *29*, 1 (1963).
[8] P. DONZÉ et M. PETER, communication précédente.

Submillimeterwellen-Spektren von dotierten Al_2O_3-Kristallen

von W. ZINGG, J.-F. MOSER und F. K. KNEUBÜHL
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Es wurden die Absorptionsspektren im Submillimeterwellengebiet von reinem Al_2O_3, Al_2O_3 dotiert mit Cr^{3+}, V^{3+} oder Ti^{3+} gemessen. Zur Deutung der beobachteten Absorptionslinien kommen folgende Effekte in Frage: Resonante Bandenmoden, Austauschresonanz oder Ti-Kristallfeldaufspaltung. Aus der Diskussion der Spektren geht hervor, dass die bei Cr^{3+}, V^{3+} oder Ti^{3+} dotierten Kristallen beobachteten Absorptionslinien bei 108,0 und 37,75 cm^{-1} resonanten Bandmoden zuzuschreiben sind. Die anderen beobachteten schwachen Linien stammen von $\Delta S = 2$ Übergängen innerhalb der durch die Austauschwechselwirkung von Cr^{3+}-Paaren erzeugten Niveaux.

Interaction d'échange dans le $LaRu_2$

par H. COTTET et M. PETER
(Institut de Physique expérimentale, Université de Genève)

Les travaux précédents [1, 2] ont l'intérêt de se laisser interpréter par un modèle de champ moléculaire, modèle qui explique considérablement plus de données expérimentales qu'il ne nécessite de paramètres empiriques. Nous partons des équations de mouvement

$$\begin{aligned} \boldsymbol{M} &= g_s \mu_B (\boldsymbol{M} \times \boldsymbol{H}) - \Delta (\boldsymbol{M} - \beta_0 \boldsymbol{H}) \\ \boldsymbol{m} &= g_e \mu_B (\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{h}) - \delta (\boldsymbol{m} - \alpha_0 \boldsymbol{h}) \,. \end{aligned} \tag{1}$$

Dans ces équations, $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{f} + \lambda \boldsymbol{m}$ est le champ vu par les ions, $\boldsymbol{h} = \boldsymbol{f} + \lambda \boldsymbol{M}$ le champ vu par les électrons, Δ le taux de relaxation des ions et δ le taux de relaxation des électrons. Ces équations sont une généralisation de celles utilisées par DONZÉ [1] de façon à inclure aussi le comportement dynamique de la partie transversale des aimantations. En effet, il a été montré par GIOVANNINI et al. [3] et PETER et al. [4] que l'aimantation transversale des électrons de conduction à la fréquence de résonance était hautement non locale ce qui suggère l'existence d'un champ moléculaire transversal uniforme.

Des équations (1), nous pouvons extraire une expression pour la susceptibilité transversale χ^+ du système total; cette expression est donnée par les équations

$$\chi^+ = \frac{M^+ + m^+}{f^+} = \frac{\omega'_e \omega'_s (\alpha_0 + \beta_0 + 2\lambda \alpha_0 \beta_0) - \omega (\alpha_0 \omega'_e + \beta_0 \omega'_s)}{(\omega'_s - \omega)(\omega'_e - \omega) - \lambda^2 \alpha_0 \beta_0 \omega'_s \omega'_e}$$

$$\omega'_s = g_s \mu_B (f_z + \lambda m_z) - i\Delta$$

$$\omega'_e = g_e \mu_B (f_z + \lambda M_z) - i\delta \,.$$

Notons que α_0 et β_0 jouent le rôle des susceptibilités des électrons et des ions pour la valeur $\lambda = 0$.

La fonction χ^+ aura 2 pôles correspondant respectivement à la résonance des électrons de conduction et des ions dans le système couplé par le champ moléculaire. Elle sera évaluée pour $g_s = g_e = 2$ et $f_z = 12{,}5$ kOe.

A partir de la connaissance des constantes α_0, β_0 et λ données par les mesures de susceptibilité de DONZÉ [1], de la fonction $\Delta(T)$ prise comme étant un élargissement proportionnel à la température (droite dans la figure 1b), nous pouvons maintenant déterminer à partir des valeurs expérimentales de l'élargissement la fonction $\delta(T)$, soit la relaxation des électrons de conduction au réseau en fonction de la température. Nous voyons que jusqu'à la température de Curie paramagnétique, il nous est possible de reproduire l'élargissement expérimental à l'aide d'une fonction $\delta(T)$ fort raisonnable (forte décroissance dans la région de la température de Curie), mais qu'au-dessous de la température de Curie, des déviations apparaissent; ces déviations sont imputables aux fluctuations critiques qui apparaissent dans la région de transition de phase et qui ne peuvent pas être décrites avec un modèle de champ moléculaire.

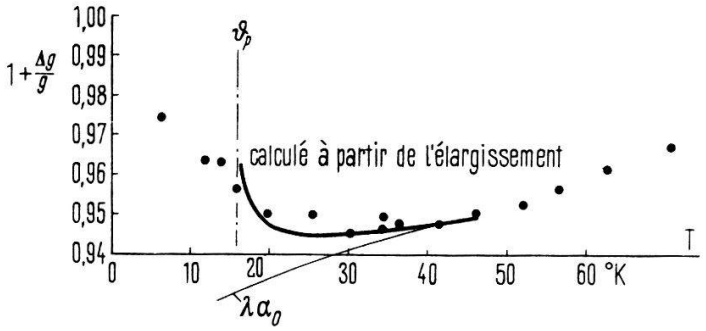


Figure 1a
Déplacement

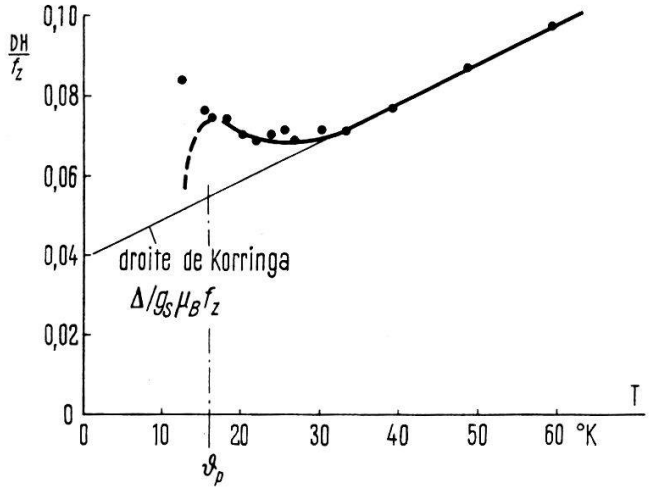


Figure 1b
Largeur de raie

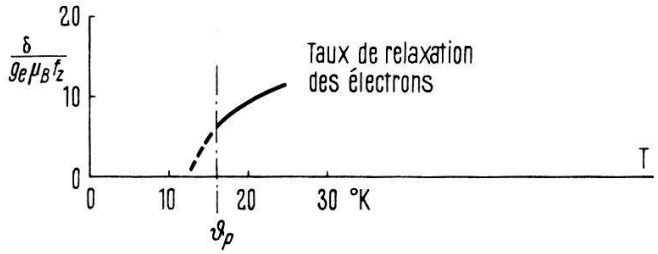


Figure 1c

Les valeurs δ ainsi obtenues nous permettent de calculer le déplacement de g indiqué dans la figure 1a, et nous voyons qu'en-dessus de la température de Curie les paramètres déduits de la susceptibilité et l'élargissement nous donnent le Δg correct.

C'est la première fois que la constante d'échange déduite des mesures de susceptibilité nous donne les déplacements de g corrects. Ce déplacement diminue fortement à l'approche de la température de Curie. Ceci est dû au fait que l'aimantation grandissante des ions ne peut plus être dissipée par les électrons de conduction au réseau, et qu'au moment où le taux de relaxation des électrons devient insuffisant, aucun déplacement de la ligne de résonance ne peut apparaître dans un système à 2 composantes à valeur g égale liées par une interaction scalaire.

Bibliographie

[1] P. Donzé et M. Peter, *Comportement magnétique de composés* $La_{1-x}T.R._xRu_2$.
[2] J. Dupraz et M. Peter, *Résonance paramagnétique de ions Gd dilués dans des composés* $(La_{1-x}\ TR_x)\ Ru_2$.
[3] B. Giovannini, M. Peter et S. Koidé, Phys. Rev. *149*, 251 (1966).
[4] M. Peter, J. Dupraz et H. Cottet, Helv. phys. Acta *40* (1967), à paraître.

Elektronenspinresonanz (ESR) von Paaren von O_2^--Zentren in KCl

von Regula Baumann und Hansruedi Zeller
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Das O_2^--Molekülion in Alkalihalogeniden verhält sich wie ein magnetischer und elastischer Dipol. Bei hohen Konzentrationen ($c > 1^0/_{00}$) sieht man neben den ESR-Linien von einzelnen O_2^--Zentren auch solche von O_2^- Paaren. Infolge der elastischen Wechselwirkung der Paare sind nicht nur die Populationen der Singlet- und Tripletzustände temperaturabhängig, sondern auch die Populationen der verschiedenen geometrischen Konfigurationen. Eine direkte Bestimmung des Austauschparameters J aus der Temperaturabhängigkeit der ESR-Intensitäten ist deshalb nicht möglich. Messungen der ESR unter einachsiger mechanischer Spannung, die eine Trennung der elastischen und der Austausch-Wechselwirkung gestatten, sind zurzeit im Gange.

Messung des atomaren Strukturfaktors von flüssigem Kalium

von W. Waeber und P. Fischer
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Mittels eine zweiachsigen Neutronen-Spektrometers wurde der Strukturfaktor von flüssigem Kalium bei einer Temperatur von 80 °C gemessen. Unter Verwendung dieser Resultate wird der elektrische Widerstand auf Grund der Zimanschen Formel [1] und einem Modell-Pseudopotential [2] berechnet.

Literatur

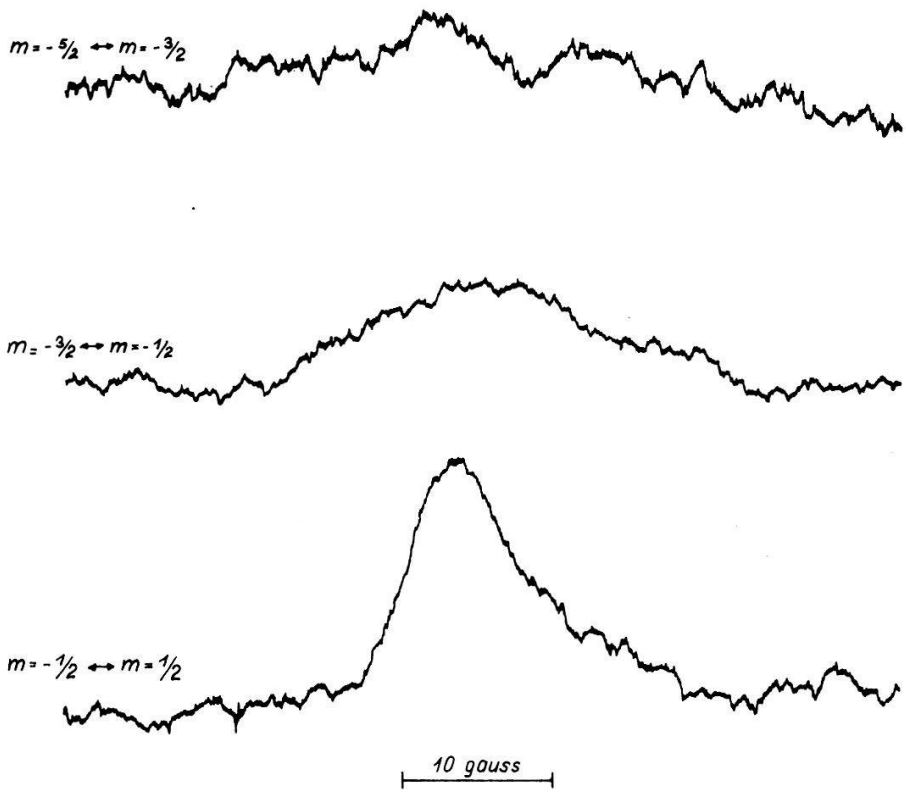
[1] J. M. Ziman, Phil. Mag. *6*, 1013 (1961).
[2] T. Schneider und E. Stoll, Phys. Kond. Mat. *5*, 331 (1966).

Quadrupole-Split NMR Spectrum of the Nearest Iodine Neighbours to a Substitutional Rb Ion in a KI Crystal

by L. O. Andersson

(Varian AG, Research Laboratory, Klausstrasse 43, 8008 Zürich)

The distortion of the lattice around a substitutional Rb ion in a KI crystal gives rise to large electric field gradients at the surrounding nuclei. The resulting quadrupole interaction shifts the magnetic resonance lines of the nearest neighbour I^{127} nuclei several MHz. The much smaller shifts of the $m = -{}^1/_2 \leftrightarrow m = {}^1/_2$ transitions of I^{127} nuclei at larger distance from the Rb ion have been studied earlier [1] and have been used to calculate the field gradient at those nuclei. We here report the observation of the shifted central line of the nearest neighbours and also of the corresponding satellite lines.



The recorded dispersion signals corresponding to the central and satellite transitions at 14 kG of the I^{127} nuclei being nearest neighbours to a substitutional Rb ion in a KI crystal. The lines are somewhat distorted due to the large time constant used to obtain sufficient signal-to-noise ratio. The broadening of the satellite lines is due to first order interaction of the nuclei with the field gradients caused by dislocations and impurities at larger distances.

The single crystal was grown by Semi-Elements Inc. with a concentration of 0.4 mole% RbI. A Varian wide-line NMR spectrometer was used for the measurements which were performed at room temperature (25 °C). A strong r.f. field was used to observe the signals which were detected in the dispersion mode. The crystal was oriented with one of the ⟨100⟩ axes along the magnetic field so that the symmetry axis of the field gradient tensor was normal to the magnetic field at four of the six nearest neighbours to the Rb ion and parallel to the field at the other two.

The Hamiltonian of the I^{127} nucleus consists of a magnetic term $\mathcal{H}_M$ and a quadrupole term $\mathcal{H}_Q$. If the latter is small compared to the former, the energy levels can be obtained with good accuracy by perturbation calculations [2].

In the present case, however, the quadrupole interaction is so large that accurate values for the energy levels have to be obtained from the solution of the secular equation. This equation was solved for the two different orientations of the field gradient principal axis at two different magnetic field values. The corresponding transition frequencies were compared with the measured frequencies and the best agreement was obtained using a quadrupole coupling constant $e^2q\,Q/h = 17.94$ MHz. In the Table, the resonance frequencies from the secular equation solutions are compared with the measured values and with values obtained from a third order perturbation calculation using the same coupling constant. From the good agreement between calculated and measured frequencies it is found that the limits of error in the coupling constant are $\pm$ 0.03 MHz.

Table

Observed transition frequencies in kHz compared with values obtained from third order perturbation calculations and from solutions of the secular equation using $e^2q\,Q/h = 17.94$ MHz. The unshifted resonance occurs at 11,927 kHz for 14 kG and at 10,223 kHz for 12 kG.

Magnetic field	Transition	3rd order	Secular eq.	Measured
14 kG $\perp$	$3/2 \leftrightarrow 5/2$	9,097	9,106	—
	$1/2 \leftrightarrow 3/2$	10,841	10,846	10,848
	$-1/2 \leftrightarrow 1/2$	12,230	12,215	12,215
	$-3/2 \leftrightarrow -1/2$	13,391	13,397	13,398
	$-5/2 \leftrightarrow -3/2$	14,453	14,459	14,459
14 kG $\parallel$	$-3/2 \leftrightarrow -1/2$	14,618	14,618	14,613
12 kG $\perp$	$-1/2 \leftrightarrow 1/2$	10,577	10,552	10,554
	$-3/2 \leftrightarrow -1/2$	11,693	11,703	11,705
	$-5/2 \leftrightarrow -3/2$	12,719	12,729	12,729
12 kG $\parallel$	$-3/2 \leftrightarrow -1/2$	12,914	12,914	12,913

Assuming the absolute value of Q in the quadrupole moment $e\,Q$ to be exactly $0.75 \cdot 10^{-24}$ cm^2, we obtain the value for the field gradient $e\,q$ at the nearest neighbour I^{127} nucleus as $eq = (98.9 \pm 0.2) \cdot 10^{15}$ V/cm^2. From a model of the distorted crystal Dick [3] has calculated the field gradient at the nearest neighbour position as $0.779 \cdot 10^{12}$ esu $= 0.234 \cdot 10^{15}$ V/cm^2. To obtain the field gradient at the nucleus this value has to be multiplied by a factor taking account of the field gradient enhancement by the distorted electron shells. This factor is assumed to be smaller than 200 for I^{127} so the measured value of the field gradient at the nucleus is much larger than that predicted by the theory.

We are grateful to the Nuclear Magnetic Resonance Group, The Royal Institute of Technology in Stockholm for the loan of the crystal.

References

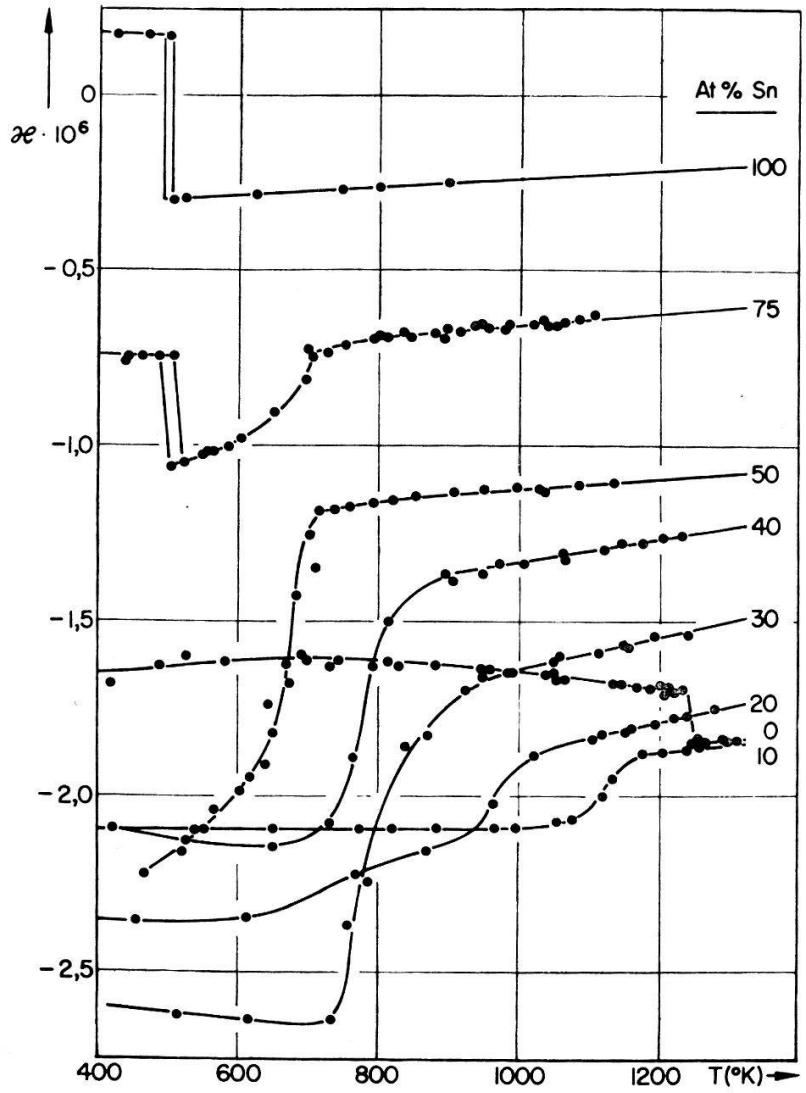
[1] L. O. Andersson and E. Forslind, Arkiv Fysik *28*, 49 (1965).
[2] R. Bersohn, J. Chem. Phys. *20*, 1505 (1952).
[3] B. G. Dick, Phys. Rev. *145*, 609 (1966).

Die magnetische Suszeptibilität von Ag und Ag-Sn-Legierungen

von A. Menth und H. Haeberlin

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

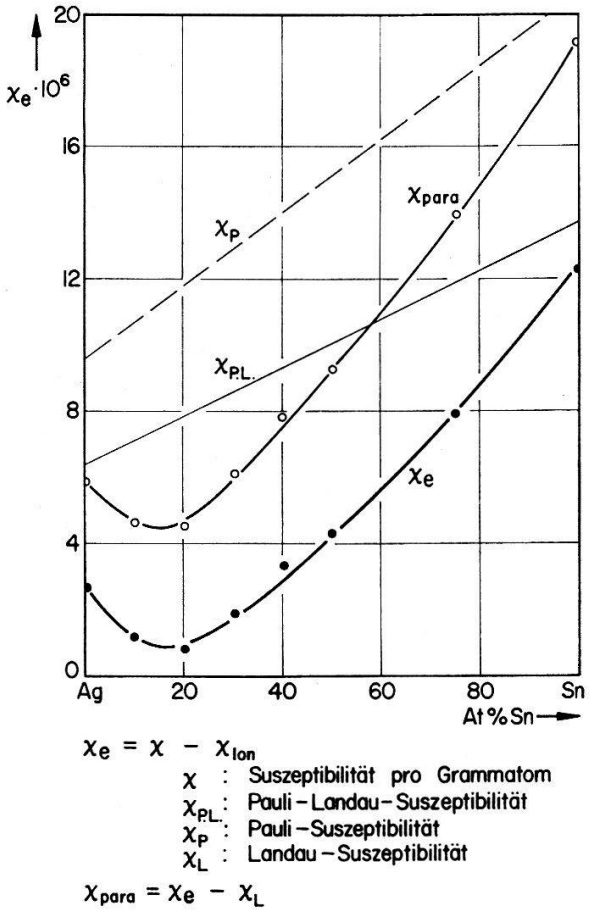
Die magnetische Suszeptibilität $\varkappa$ (pro Volumeneinheit) (Figur 1) wurde als Funktion der Temperatur von Ag, Sn und Ag-Sn-Legierungen zwischen den Schmelzpunkten und 1350 °K gemessen. Die Suszeptibilität der Ladungsträger χ_e (pro Grammatom) am Schmelzpunkt von Ag ist in Figur 2 dargestellt. Dabei wurde angenommen, dass sich die Suszeptibilität additiv aus einem Ionen- und einem Ladungsträgeranteil zusammensetzt. Die Ionenanteile betragen: Ag -24 10^{-6} und Sn -16 10^{-6} (pro Grammatom) [1]. Sie wurden über den Legierungsbereich linear interpoliert. Bei 18 At% Sn tritt ein ausgeprägtes Minimum in χ_e auf. In diesem Bereich zeigt auch $\varkappa$



Figur 1

Magnetische Suszeptibilität $\varkappa$ pro Volumeneinheit von Ag-Sn als Funktion der Temperatur für verschiedene Konzentrationsverhältnisse.

(vgl. Figur 1) ein Maximum im Temperaturkoeffizienten. Der spezifische elektrische Widerstand ϱ ist an dieser Stelle maximal und sein Temperaturkoeffizient negativ [2]. Das Verhalten von ϱ kann auf die Eigenschaften der Totalkorrelationsfunktion und ihrer Temperaturabhängigkeit zurückgeführt werden. Es ist daher naheliegend das Minimum von χ_e und das Maximum des Temperaturkoeffizienten von $\varkappa$ mit Hilfe des Strukturfaktors zu erklären.



Figur 2

Suszeptibilität der Ladungsträger χ_e pro Grammatom für Ag-Sn bei 1275 °K.

Das Minimum von χ_e kann durch eine Zunahme der diamagnetischen Landau-Suszeptibilität χ_L oder eine Unterdrückung der Pauli-Suszeptibilität χ_P erklärt werden. BALTENSPERGER [3] berechnete Korrekturen zu χ_L unter Berücksichtigung des Strukturfaktors der Schmelze. Diese Korrektur ist paramagnetisch und somit für diesen Fall falsch im Vorzeichen. HELMAN und BALTENSPERGER [4] untersuchten den Einfluss der Spinbahnkopplung auf die Pauli-Suszeptibilität flüssiger Metalle. Die Korrektur ist richtig im Vorzeichen, aber leider zu klein.

Eine vollständige Erklärung der Abweichungen der magnetischen Suszeptibilität vom Modell freier Elektronen, die auch bei den Schmelzen der *B*-Elemente, insbesondere bei Zn, Cd und Hg auftreten, kann noch nicht gegeben werden.

Literatur

[1] P. W. SELWOOD, *Magnetochemistry* (Interscience Publisher, New York-London 1956).
[2] G. BUSCH und H. J. GUENTHERODT, vorangehende Arbeit.
[3] W. BALTENSPERGER, Phys. kondens. Mat. *5*, 115 (1966).
[4] J. S. HELMAN und W. BALTENSPERGER, nachfolgende Arbeit.

Zur Theorie der Austauschresonanzen bei Ionenpaaren

von H. P. BALTES, J.-F. MOSER und F. K. KNEUBÜHL
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Im Zusammenhang mit spektroskopischen Messungen an dotierten Al_2O_3-Kristallen studierten wir die Gruppentheorie von isolierten Paaren magnetischer Ionen in Kristallen. Dazu fassten wir das Ionenpaar mit seiner diamagnetischen Umgebung zu einem System mit einer bestimmten Punktsymmetrie zusammen und beschrieben dieses System durch einen bilinearen Spin-Hamiltonoperator, der Austauschwechselwirkung, Kristallfeldaufspaltung und Zeemaneffekt berücksichtigt. Mit Hilfe einer schon früher für die paramagnetische Resonanz entwickelten gruppentheoretischen Methode bestimmten wir die Form der Kopplungstensoren des Spin-Hamiltonoperators für alle möglicher Symmetrien des Ionenpaares und der benachbarten Atome. Überraschenderweise zeigte es sich, dass die schiefsymmetrischen Anteile der Austauschtensoren eng mit unitären Transformationen des Spin-Hamiltonoperators zusammenhängen und in der überwiegenden Zahl der Fälle zum Verschwinden gebracht werden können. Ferner ergab sich, dass bei den meisten vorkommenden Ionenpaaren die Kopplungstensoren diagonale Gestalt haben; und wir konnten zeigen, dass in diesem Falle die Auswahlregel ΔS = geradzahlig für magnetische Dipolübergänge gilt. Diese Theorie lässt sich auf die Resonanzen von Cr^{3+}-Paaren im Rubin anwenden, sofern die Ionen als nächste oder als übernächste Nachbarn eingebaut sind.

Eine ausführliche Publikation erscheint demnächst.

Magnetische Eigenschaften der ferromagnetischen Nitride der Seltenen Erden

von P. JUNOD und A. MENTH
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die magnetischen Eigenschaften der Verbindungen NdN, GdN, TbN, DyN, HoN und ErN wurden zwischen 1,5 und 700 °K gemessen. Die Ergebnisse werden auf Grund eines Hamilton-Operator, der das Kristallfeld und einen Austauschterm in Form eines Molekularfeldes enthält, interpretiert.

Die so bestimmten Austauschkonstanten stimmen gut mit den aus anderen Näherungen gefundenen Werten überein. Sie nehmen um einen Faktor 3 von NdN zu ErN ab. Diese Änderung läuft parallel mit einem Abfall der Polarität dieser Verbindungen mit zunehmender Zahl der 4f-Elektronen.

Über das Auftreten negativer Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes flüssiger Metallegierungen

von G. Busch und H.-J. Güntherodt
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Der Hall-Koeffizient und der elektrische Widerstand flüssiger Metallegierungen wurden mit einer empfindlichen Wechselfeld-Wechselstrom-Apparatur bestimmt. Die gemessenen Hall-Koeffizienten stimmen mit den nach dem Modell der freien Elektronen berechneten überein. Wenn für Legierungen vom Typ Ag-In [1] die aus dem Hall-Koeffizienten bestimmten Fermiwellenzahlen $2\,k_F$ mit den Wellenzahlen K_p des ersten Maximums der Teil- bzw. Totalkorrelationsfunktionen a_{AB} oder $a(K)$ [2] übereinstimmen, dann treten in diesem ausgezeichneten Konzentrationsgebiet negative Temperaturkoeffizienten und ein Maximum des elektrischen Widerstandes auf. Bei Legierungen vom In-Sn-Typ ist K_p immer kleiner als $2\,k_F$ und es treten keine Anomalien des elektrischen Widerstandes auf. Das Verhalten des elektrischen Widerstandes kann mit der Formel von Faber und Ziman [3] interpretiert werden.

Literatur

[1] G. Busch und H.-J. Güntherodt, *Proceedings of the Conference on the Properties of Liquid Metals*, Brookhaven National Laboratory, Advances in Phys. (1967).
[2] M. L. Joshi und C. N. J. Wagner, Z. Naturf. *20a*, 564 (1965); J. E. Enderby, D. M. North und P. A. Egelstaff, Phil. Mag. *14*, 961 (1966); N. C. Halder und C. N. J. Wagner, Phys. Lett. (1967).
[3] T. E. Faber und J. M. Ziman, Phil. Mag. *11*, 153 (1965).

Effect of the Spin-Orbit Interaction on the Pauli Susceptibility of Liquid Metals

by J. S. Helman and W. Baltensperger
(Seminar für Theoretische Physik, ETH, Zürich)

The reduction of the Pauli susceptibility of liquid metals due to the spin-orbit interaction is investigated. The Hamiltonian $H = H_0 + H_{SO} + H_M$ contains the unperturbed Hartree-Fock energy $H_0 = p^2/2\,m + V$, the spin-orbit interaction $H_{SO} = (\hbar^2/2\,m^2\,c^2)\,\boldsymbol{\sigma}\cdot\operatorname{grad} V \times \boldsymbol{p}$ and the magnetic energy $H_M = -\,2\,\mu_B\,\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{B}$. We approximate the eigenfunctions of H_0 by orthogonalized plane waves

$$|\,\boldsymbol{k}\,s) = |\,\boldsymbol{k}\,s\rangle - \sum_{\alpha} \langle\alpha\,|\,\boldsymbol{k}\,s\rangle\,|\,\alpha\rangle$$

where $|\,\boldsymbol{k}\,s\rangle$ are plane waves and α denotes the core orbitals. Up to second order perturbation in the spin-orbit coupling, the susceptibiliy is given by $\chi = \chi_P\,(1-\Delta)$, where $\Delta = \pi/2\hbar\,k_F\,v_F\,\tau$. k_F is the Fermi momentum, $v_F = k_F/m$ and

$$\frac{1}{\tau} = (2\pi/\hbar) \sum_{\boldsymbol{k}'} |\,(\boldsymbol{k}'\downarrow|\,H_{SO}\,|\,\boldsymbol{k}_F\uparrow)|^2\,\delta\,(\varepsilon_{\boldsymbol{k}'} - \varepsilon\,k_F)$$

is the transition rate for spin flip. We do not include a contribution due to the change in the density of levels which seems to be of relatively minor importance.

An evaluation of τ using Hartree-Fock orbitals gives $\Delta = 5.2 \cdot 10^{-5}$ for silver, $\Delta = 1.8 \cdot 10^{-4}$ for tin and $\Delta = 2.1 \cdot 10^{-3}$ for lead.

Antiferromagnetism in $GdAlO_3$

by K. W. Blazey and H. Rohrer
(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

Magnetization measurements of the perovskite $GdAlO_3$ have been made in the temperature range 1.4–100 °K and in pulsed fields up to 200 KOe. The antiferromagnetic transition temperature has been measured as a function of applied field and has been found to follow a Brillouin function normalized to a molecular field of 42 KOe at 0 °K and a Néel temperature of 4.0 °K in zero field.

The perovskite lattice has been used extensively in the study of magnetic insulators, but relatively little has been done with perovskites containing only rare earths as the magnetic ion. $GdAlO_3$ is such an example. Geller [1] has shown that, at room temperature, $GdAlO_3$ has an orthorhombic structure which is isostructural with, but less distorted than, $GdFeO_3$ and belongs to the space group D_{2h}^{16}-Pbnm with four distorted perovskite units in the crystallographic unit cell.

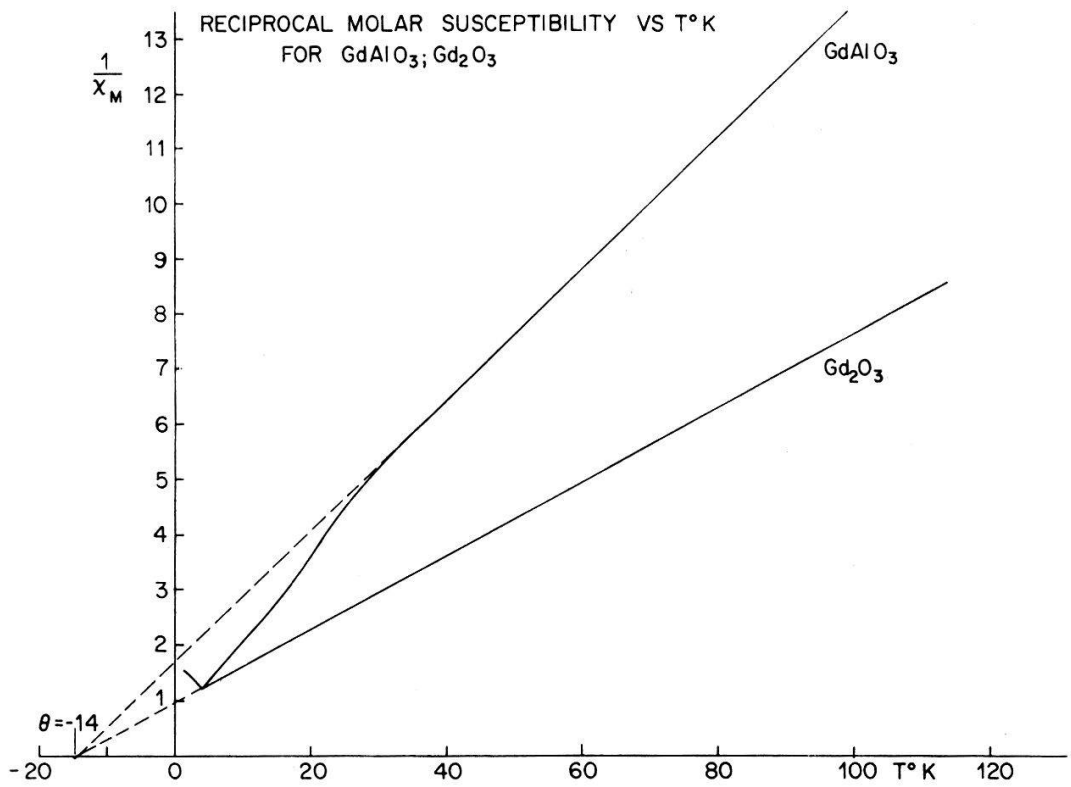


Figure 1

Reciprocal molar susceptibility vs. T °K for $GdAlO_3$; Gd_2O_3.

The magnetization of $GdAlO_3$ has been measured as a function of magnetic field in pulsed fields up to 200 KOe in the temperature range 1.4–100 °K. Measurements were made on sintered powders, verneuil and flux-grown crystals, and the same results were obtained in all cases. Figure 1 shows the inverse molar susceptibility as a function of temperature for $GdAlO_3$ and Gd_2O_3 in a field of 6.7 KOe. At high temperatures, both exhibit paramagnetism obeying a Curie Weiss law with $\theta = -14$ °K and $s = 7/2$ within the experimental accuracy of about 4%. The susceptibility of $GdAlO_3$ also shows a change of slope at 4 °K typical of a transition to an antiferromagnetically ordered state.

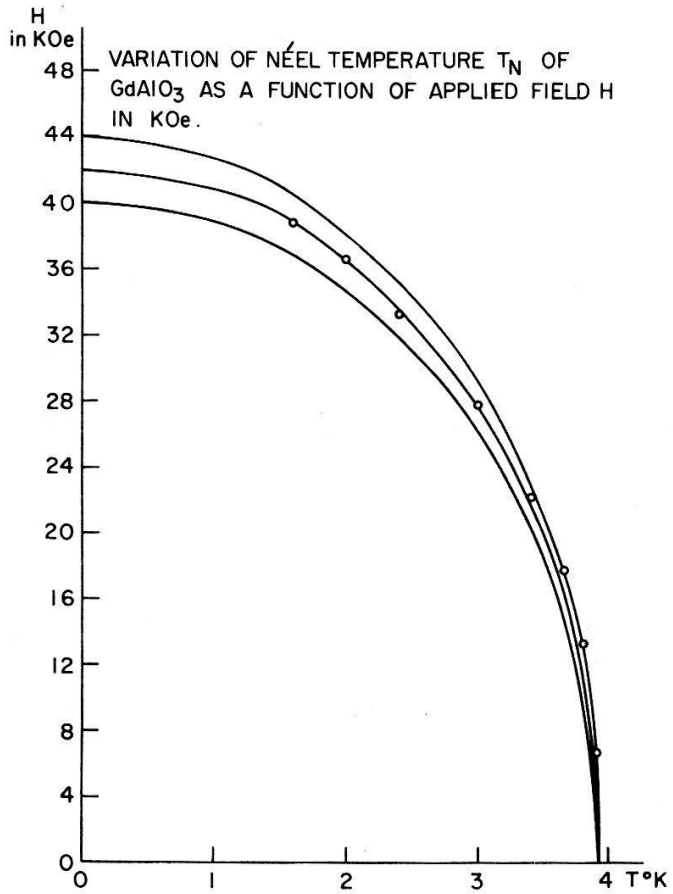


Figure 2

Variation of Néel temperature T_N of $GdAlO_3$ as a function of applied field H in KOe.

Measurements of the transition temperature as a function of the applied field derived from curves similar to Figure 1 are shown in Figure 2. This figure is effectively the magnetic phase diagram in the H–T plane. The bounded region at low temperatures and fields contains the antiferromagnetic and spin-flop phases. The field at the phase boundary is that required to take the spins from their antiferromagnetic or spin flop order to a paramagnetic arrangement aligned in the applied field. Hence it is equal to the molecular field acting on the sublattices and within the molecular field approximation proportional to the sublattice magnetization. The curves drawn in Figure 2 are Brillouin functions for $s = 7/2$ normalized to various values of the molecular field at $T = 0$ °K. The curve that best fits the experimental points corresponds to a molecular field of 42 KOe at 0 °K.

The magnetization at higher fields gave unexpected results with respect to the saturation moment. Even at 4 °K a field of 200 KOe should be sufficient to obtain paramagnetic saturation. Instead, a temperature-dependent saturation moment per atom is observed which is not yet clearly understood.

In view of all the data obtained from these measurements and the fact that the known X-ray data show only a slight distortion of the rare-earth ions forming a simple cubic lattice, it appeared tempting to try to obtain values for the exchange constants between first and second nearest neighbours. An analysis using the molecular field approximation yielded grossly inconsistent results irrespective of the kind of ordering assumed. This inconsistency requires that more exchange parameters be included, owing to the distortion being non-negligible and possibly even larger at low temperatures.

Reference

[1] S. Geller and V. B. Bala, Acta Cryst. *9*, 1019 (1956).

Herstellung der Nitride von Seltenen Erden aus Amalgamen

von B. Magyar
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Eine gesättigte Lösung von $LnCl_3$ in Methanol wird mit Hg-Kathode und Graphitanode elektrolisiert. Vom erhaltenen 1-2%igen Amalgam wird das Hg zum grössten Teil abdestilliert. Dabei bleibt ein festes Amalgam mit ca. 15% Ln zurück. Dieses wird bei 600–1000 °C mit N_2 behandelt. Dabei bleibt LnN zurück, während das Quecksilber vollständig abdestilliert. Es ist auch möglich, die Amalgame direkt durch Lösen des Metalls in Hg bei ca. 300 °C zuzubereiten, und man erreicht dabei eine gewisse Reinigung des Metalls von Oxidationsprodukten. Auf diese Weise lassen sich auch leicht über die Mischamalgame polykristalline Misch-Nitride herstellen. Beispiele: NdN: N/Nd = 0,970, a_0 = 5,128 A°; PrN: N/Pr = 0,995, a_0 = 5,169 A°; $(Pr_{0,69}\ Gd_{0,31})N$: a_0 = 5,108 A° ($0{,}67 \cdot a_{PrN} + 0{,}31 \cdot a_{GdN} = 5{,}103$ A°).

Magnetische Eigenschaften von CeSb Einkristallen

von G. Busch und O. Vogt
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

CeSb kristallisiert in der NaCl Struktur. Unterhalb 16 °K wird eine magnetische Ordnung der Spins beobachtet. Experimentelle Resultate deuten darauf hin, dass bei 11 °K eine weitere Umordnung des Spinsystems einsetzt. Bei allen Temperaturen unterhalb 16 °K hängt die Spinstruktur vom angelegten Magnetfeld und insbesondere von der kristallographischen Orientierung des Kristalles relativ zum Magnetfeld ab. Spinstrukturen, welche mit unseren magnetischen Messungen verträglich sind, werden diskutiert.

Déformation tétragonale dans l'Antimonure de Dysprosium

par G. Busch et F. Levy
(Laboratoire de physique du corps solide, EPF Zurich)

La cause de l'anisotropie des propriétés magnétique observée dans les composés des lanthanides avec les anions du groupe V est encore incertaine. Une déformation tétragonale du réseau ou point de Néel a été mesurée dans le composé antiferromagnétique DySb par la technique de diffraction des rayons X à basse température. La structure cubique à faces centrées au dessus de T_n subit une contraction tétragonale à 11,6 °K et les paramètres de la cellule tétragonale sont dans un rapport $c/a = 0{,}993$. L'énergie élastique de la déformation est hautement compensée par un gain dans l'énergie du champ cristallin, contribution représentée par un terme supplémentaire de l'ordre de 30 cm^{-1} par molécule, exprimant la symétrie tétragonale du réseau.

Uniaxiale magnetische Eigenschaften von kubischen Verbindungen der Seltenen Erden

von P. Schwob und O. Vogt
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Am Beispiel von TmSb, einer magnetisch nicht ordnenden Verbindung mit NaCl Struktur, wird experimentell und theoretisch die Existenz von extrem hohen Anisotropiekräften gezeigt. Ähnliche Anisotropie der magnetischen Eigenschaften wird in den ordnenden Verbindungen von Nd, Dy und Hc mit As oder Sb beobachtet. Es wird gezeigt, dass die experimentell gemessenen Magnetisierungskurven verstanden werden können, wenn eine uniaxiale Anisotropie des magnetischen Momentes angenommen wird. Die Verträglichkeit einer solchen Anisotropie mit der kubischen Kristallsymmetrie wird diskutiert.

Beobachtung magnetischer Domänen in Europium-Chalkogeniden

von G. Busch und P. Wachter
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Einkristalle der Eu-Chalkogenide zeigen bei Temperaturen unterhalb des Curie- bzw. Néel-Punktes eine Lichtstreuung und eine Depolarisation polarisierten Lichtes, was auf die Entstehung magnetischer Domänen zurückzuführen ist. Die Domänen konnten mit Hilfe eines Polarisationsmikroskopes beobachtet werden. In antiferromagnetischem EuSe (zwischen 3,5 unf 4,6 °K) entstehen Domänen mit Magnetisierungsrichtungen entlang den 6 [100] Richtungen, wobei zwischen benachbarten Domänen jedoch nur 90° Domänenwände auftreten. In ferromagnetischem EuS lag die Domänengrösse unterhalb des Auflösungsvermögens des Mikroskopes. Durch Anlegen eines Magnetfeldes konnten die Domänen jedoch sichtbar gemacht werden.

Die Magnetisierungsrichtung der Domänen wird durch Spannungen im Kristall, die beim NaCl-Gitter entlang den (110) Gleitebenen liegen, stabilisiert. Der starke Dichroismus der Eu-Chalkogenide führt zu einer Polarisation des Lichtes entlang den Magnetisierungsrichtungen, so dass man Domänen unter Verwendung nur eines polarisierenden Elementes beobachten kann. Von BUSCH, JUNOD und WACHTER [1, 2] wurde eine sehr grosse Rot-Verschiebung der Absorptionskante dieser Substanzen mit der Magnetisierung gefunden. Auf Grund dieses Effektes kann man Domänen mit verschieden starker Magnetisierung wegen ihrer unterschiedlichen Absorption sogar ohne jegliche Polarisatoren erkennen.

Literatur

[1] G. BUSCH, P. JUNOD und P. WACHTER, Phys. Lett. *12*, 11 (1964).
[2] G. BUSCH und P. WACHTER, Phys. kondens. Mat. *5*, 232 (1966).

Effet thermoélectrique à basse température d'alliages dilués des terres rares dans l'or et l'argent

par D. GAINON et J. SIERRO
(Ecole de Physique, Université de Genève)

Certains travaux récents ont montré que les terres rares sont légèrement solubles dans l'or et l'argent. Nous avons mesuré à basse température le pouvoir thermoélectrique de ces alliages. Le cérium et l'europium possèdent dans l'or et l'argent un coefficient de Seebeck anormalement grand. Une première analyse des résultats expérimentaux sera donnée.

Gitterschwingungen und thermodynamische Eigenschaften von Kupfer

von W. BÜHRER
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Die durch unelastische Neutronenstreuung gemessenen Phononen-Dispersionskurven wurden nach einem Born-von-Karman-Modell analysiert, welches Tensorkräfte bis zu den 5. nächsten Nachbarn berücksichtigt. Mit diesem Modell wurde das Frequenzspektrum $g(\omega)$ und die Temperaturabhängigkeit verschiedener thermodynamischer Grössen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten berechnet.

On Hexadecapole Interaction in InAs and InSb

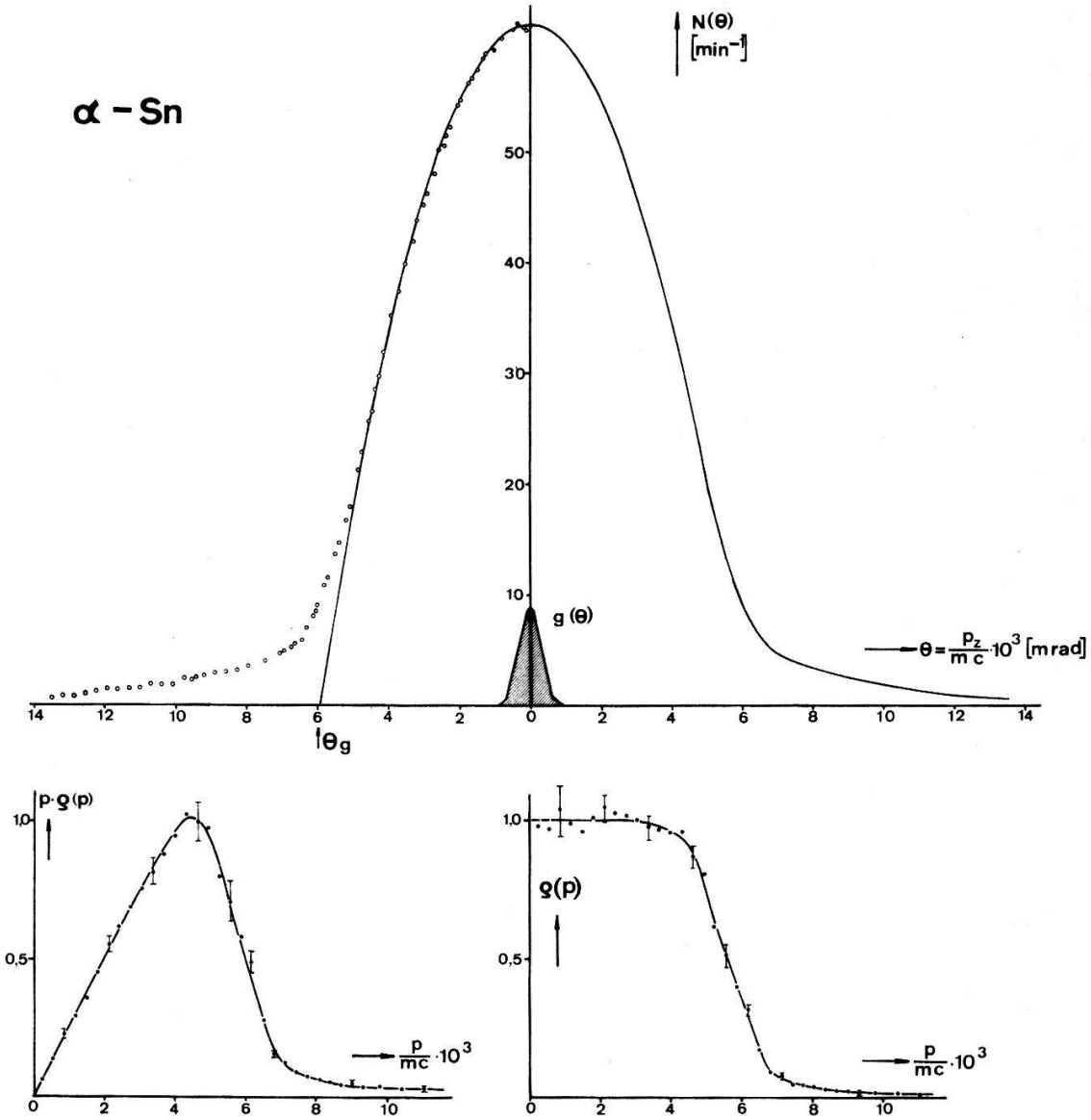
by E. BRUN and H. MAHON
(Physik-Institut der Universität Zürich)

A detailed paper will appear in Helv. phys. Acta.

Positronenannihilation in der isoelektronischen Reihe α-Sn, InSb, CdTe und β-AgI

von F. Badoux, F. Heinrich und G. Kallmeyer
(Physikalisches Institut, ETH Zürich)

Winkelkorrelationen zwischen den bei der 2-γ-Annihilation von Positronen in Festkörpern entstehenden Quanten wurden wiederholt an Metallen, Halbleitern und Ionenkristallen gemessen und teilweise auch befriedigend interpretiert. Bei der vorliegenden Untersuchung wird die Frage aufgeworfen, wie sich an kovalenten Bindungen beteiligte Elektronen bezüglich der Annihilation verhalten. Die isoelektronische Reihe α-Sn, InSb, CdTe und β-AgI erscheint zu diesem Zweck besonders geeignet, weil sich auf diese Weise gleichzeitig der Einfluss der Ionenladung und Ionen-



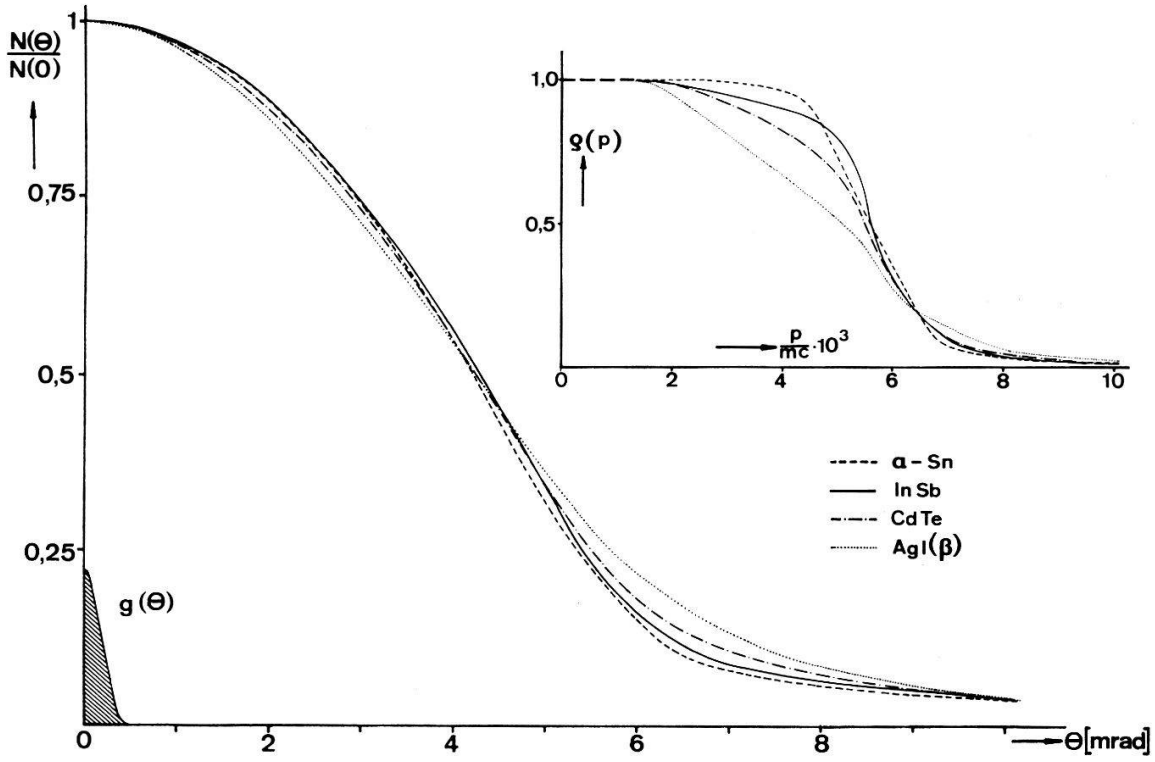
Figur 1

Winkelkorrelation $N(\theta)$, Zustands- und Impulsdichte von α-Sn basierend auf drei unabhängigen Messungen mit Cu^{64} und Na^{22}. Die Daten sind bezüglich zeitlicher Schwankungen, winkelabhängiger γ-Absorption in der Probe und Untergrund korrigiert. Die Fehler in $N(\theta)$ entsprechen etwa den Punktdurchmessern.

grösse studieren lässt, und weil sich diese Reihe dadurch auszeichnet, dass – vielleicht mit Ausnahme des AgI – die Dichte der an den Kristall abgegebenen Elektronen praktisch gleich ist. Dies macht einen direkten Vergleich der Messresultate besonders sinnvoll. Alle vier Substanzen lagen als Pulverproben, d.h. in isotroper Form vor. Die Messmethodik entspricht genau der in einer früheren Arbeit [1] beschriebenen.

Figur 1 zeigt die Korrelationsfunktion $N(\theta)$, die durch Differentiation daraus hergeleitete Zustandsdichte $p \cdot \varrho(p)$ sowie die Impulsdichte $\varrho(p)$ für α-Sn; zur Stabilisierung dieser Phase bei Zimmertemperatur wurden Proben mit einem Zusatz von 0,75 At.-% Ge verwendet. Die Messpunkte lassen sich, wie aus der linken Figurenhälfte und dem linearen Anstieg in $p \cdot \varrho(p)$ ersichtlich, ausgezeichnet durch eine Parabel approximieren. Sie trifft die Abzisse bei $\theta_g = 5{,}9$ mrad. Unter der Annahme, dass pro Zinnatom vier Elektronen an den Kristall abgegeben werden, ergibt sich auf Grund des Modells freier Elektronen eine Fermienergie von 8,71 eV und ein Grenzwinkel $\theta_F = 5{,}84$ mrad. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenze mit der gemessenen Grösse θ_g überein. Die Impulsdichte $\varrho(p)$ ist einer Fermiverteilung sehr ähnlich. Bemerkenswert ist die starke Aufweichung der «Fermikante». Dies lässt sich wohl auf den von FERRELL [2] beschriebenen Effekt zurückführen, wonach die Approximation der Blochwellen durch ebene Wellen bei mehrwertigen Substanzen in hohem Masse unzulässig ist. Im Falle des α-Sn und auch der übrigen Substanzen, ausgenommen AgI, sind wegen der hohen Ionenladung Annihilationen mit den Elektronen der Ionenrümpfe und wegen der geringen Ionengrösse auch der «excluded volume effect» sicher vernachlässigbar.

Figur 2 zeigt die Korrelationsfunktionen sowie die zugehörigen Impulsdichten $\varrho(p)$ für alle vier Substanzen. Da die Qualität der Messungen denen am α-Sn ent-



Figur 2

Optimale, den Messdaten angepasste Kurven für $N(\theta)$ und $\varrho(p)$.

sprechen, sind hier nur die besten, den Messdaten angepassten Kurven aufgetragen. Man erkennt, dass sich InSb und CdTe von α-Sn nur wenig unterscheiden. Hingegen zeigt AgI deutliche Abweichungen, insbesondere eine nahezu lineare Flanke in $N(\theta)$. Durch Extrapolation bis zur Abzisse findet man einen «Cutoffwinkel» von 7,1 mrad. FERRELL [2] hat gezeigt, dass in Alkalihalogeniden Positronen ausschliesslich mit den *s*- und *p*-Elektronen in der äusseren Schale des Anions annihilieren. Dabei ergibt sich eine Korrelationsfunktion, die durch eine lineare Flanke ausgezeichnet ist, deren Extrapolation zu einem «Cutoffwinkel» $\theta_c = 15{,}53/a$ führt. Für I^- mit dem Ionenradius $a = 2{,}16$ Å wird $\theta_c = 7{,}20$ mrad. Aus der Übereinstimmung dieses Wertes mit dem gemessenen «Cutoffwinkel» schliessen wir, dass in AgI zumindestens ein beträchtlicher Anteil an I^--Ionen vorhanden sein muss.

Zusammenfassend haben die Annihilationsmessungen gezeigt, dass in der Reihe α-Sn, InSb, CdTe 8 Elektronen pro Formeleinheit dem Kristall abgegeben werden, während beim AgI negative I^--Ionen vorliegen.

Literatur

[1] F. BADOUX und F. HEINRICH, Helv. phys. Acta *39*, 591 (1966).
[2] R. A. FERRELL, Rev. Mod. Phys. *28*, 308 (1956).

Zur Gitterdynamik von Anthrazen

von U. LUTZ, T. SCHNEIDER und W. HÄLG
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Mit der Methode der inelastischen Neutronenstreuung untersuchten wir die Dispersion einiger Phononen-Äste in einem deuterierten Anthrazen-Einkristall. Die Experimente wurden mittels eines Drehkristall-Spektrometers bei Zimmertemperatur durchgeführt.

Gitterdynamik, elektronische Struktur und elektrische Eigenschaften von Mg

von E. STOLL und T. SCHNEIDER
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Zur Berechnung des effektiven Elektron-Ion-Potentials von Mg wurde der für kubische Gitter entwickelte Formalismus [1] auf allgemeine Strukturen erweitert. Mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate sind die Modellparameter aus den gemessenen Dispersionskurven bestimmt worden. Unter Verwendung dieses Modellpotentials werden elektronische und elektrische Eigenschaften berechnet.

Literatur

[1] T. SCHNEIDER und E. STOLL, Phys. kondens. Mat. *5*, 331 (1966), *5*, 364 (1966).

Phonon and Spin-Wave Dispersions in Iron

by P. Schweiss
(Institut für Angewandte Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Deutschland)
and A. Furrer and W. Bührer
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung,
Eidg. Institut für Reaktorforschung, Wuerenlingen, Schweiz)

With the aid of inelastic neutron scattering we investigated the phonon dispersions and parts of the spin-wave dispersion in b.c.c. alpha-iron. The single crystal was in the form of a 0.5-in. × 2.1-in. cylinder. The experiments were performed at room temperature by means of the rotating crystal time-of-flight spectrometer at the reactor Diorit in Würenlingen.

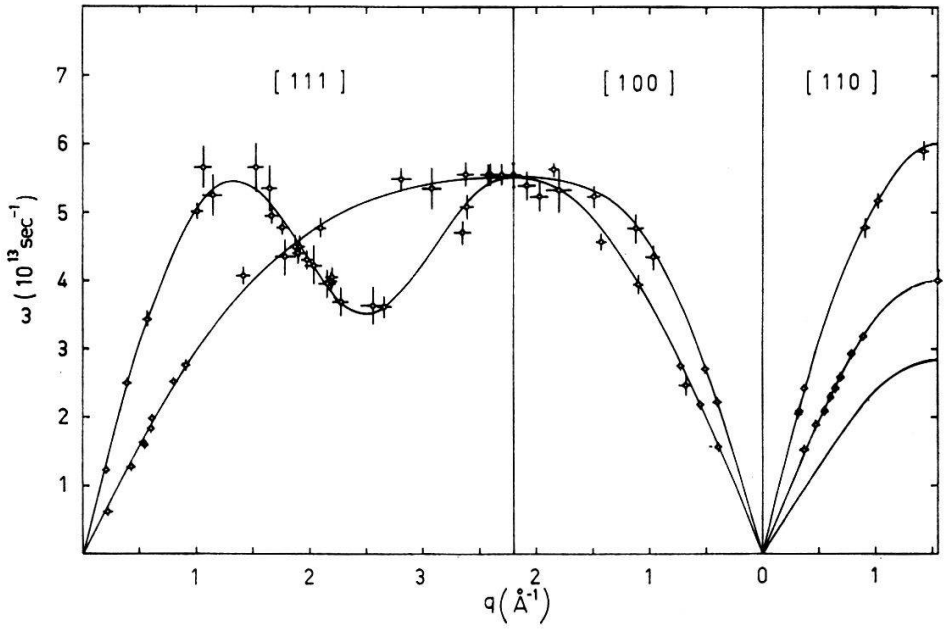


Figure 1

Phonon dispersions in symmetry directions. The solid lines represent the third-neighbour Born-von Karman model.

Nearly 400 phonons were observed in the (110)-plane. Figure 1 shows the phonons lying in symmetry directions. On the basis of the Born-von Karman theory, interatomic forces have been evaluated using a least squares fit programme. The third-neighbour force model described in Table 1 has been used to compute the frequency distribution function given in Figure 2.

Table 1

Interatomic force constants (units 10^2 dyn/cm).

$\alpha_1^1 = 177.2 \pm 3.1$	$\alpha_1^3 = 6.2 \pm 5.1$
$\beta_1^1 = 161.8 \pm 4.2$	$\alpha_3^3 = 1.7 \pm 4.7$
$\alpha_1^2 = 144.1 \pm 6.9$	$\beta_3^3 = 11.9 \pm 5.3$
$\alpha_2^2 = -4.3 \pm 4.8$	

The investigation of spin-waves turned out to be much more difficult than those for phonons: the range of measurements is drastically limited by the loss of intensity owing to the reduction of the form factor with increasing momentum transfer. The energies and wave vectors of those neutron groups which were definitely established to be of spin-wave origin have been used to determine the nearest-neighbour and next-nearest-neighbour exchange integrals: $J_1 = 17.4 \pm 2.1$ meV; $J_2 = -2.3 \pm 1.4$ meV. The frequency distribution functions (Figure 3) were calculated by extrapolating the spin-wave dispersion to the zone boundary and renormalizing the exchange integrals according to the usual $T^{5/2}$-law.

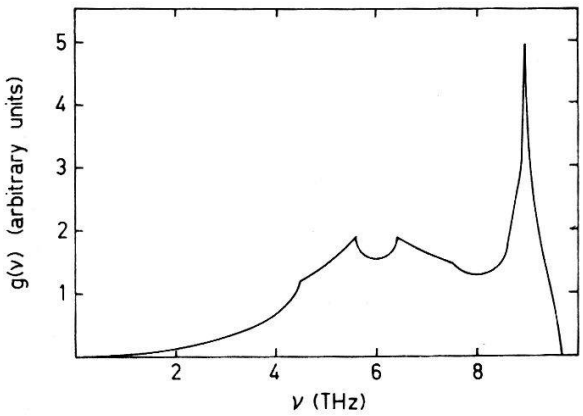


Figure 2

Phonon frequency distribution function.

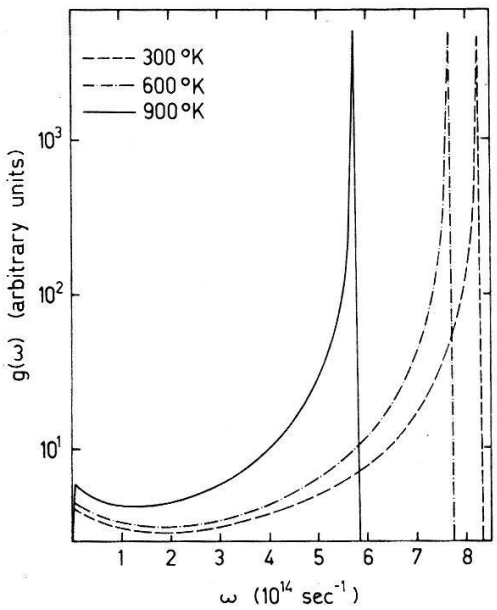


Figure 3

Spin-wave frequency distribution functions.

The knowledge of the phonon and spin-wave energy spectra now enables us to calculate various thermodynamic properties of iron. Let us consider for instance the specific heat, which can be divided into three parts: $C_V = C_V^E + C_V^L + C_V^M$. The electronic specific heat C_V^E may be assumed to be linearly temperature-dependent; the coefficient of proportionality has the value of 1.2×10^{-3} cal/mol grad^2 [1]. The

phonon and spin-wave contributions to the specific heat, C_V^L and C_V^M, were calculated from the frequency distribution functions given in Figures 2 and 3. The high temperature correction to the lattice specific heat arising from anharmonic terms has been estimated by FOREMAN [2] on the basis of the elastic continuum model and was taken into consideration for the evaluation of C_V^L.

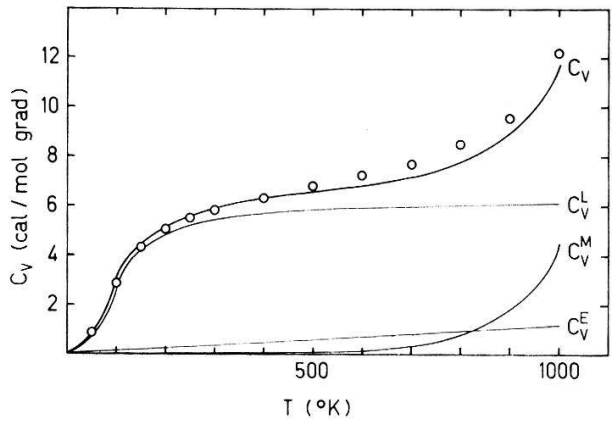


Figure 4

The various parts of the specific heat as explained in the text.

In Figure 4 our results are compared with the experimental data of KELLY [3] and BRAUN [4]. Below the Debye temperature the agreement between the computed and the experimental values is seen to be very good. The deviation at 1000 °K, however, amounts to 5%. It is clear that the discrepancy mainly comes from the magnetic specific heat. Appreciable improvements are to be expected for measurements at elevated temperatures. Investigations are currently underway to extend the data into this region.

References

[1] J. G. DAUNT, *Progress in Low-Temperature Physics*, Amsterdam, 1955.
[2] A. J. E. FOREMAN, Proc. Phys. Soc. *79*, 1124 (1962).
[3] K. K. KELLY, J. Chem. Phys. *11*, 16 (1943).
[4] M. BRAUN, Dissertation, Köln, 1964.

Kristallstabilität einfacher Metalle

von T. SCHNEIDER und E. STOLL

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

Unter Verwendung eines aus den gemessenen Phononen-Dispersionskurven bestimmten Modell-Pseudopotentials [1] berechneten wir die relative Energie zwischen der bcc, fcc und hcp Kristallstruktur bei konstantem Volumen und 0 °K. Auf Grund dieser Resultate wird die Kristallstabilität der Alkalimetalle, sowie von Al, Zn, Be und Mg diskutiert.

Literatur

[1] T. SCHNEIDER und E. STOLL, Phys. kondens. Mat. *5*, 331 (1966); *5*, 364 (1966).

Magnetische Kernresonanz im Anorthit

von D. Brinkmann, E. Brun und B. Derighetti
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die magnetische Kernresonanz von Aluminium im Anorthit ($CaAl_2Si_2O_8$) wurde untersucht. Messungen bei Zimmertemperatur ergaben, dass die Aluminium-Silizium-Verteilung geordnet ist. Es wurden 8 verschiedene, sich durch ihre elektrische Umgebung unterscheidende Aluminium-Punktlagen in der Einheitszelle gefunden. Eine ausführliche Arbeit wird demnächst erscheinen.

Durch Abschrecken des Kristalls von Temperaturen oberhalb etwa 1150 °C wurde das Aluminium-Spektrum zunehmend ausgeschmiert. Diese Erscheinung entspricht vermutlich dem Diffuswerden der röntgenographischen *c*-Reflexe. Untersuchungen bei höheren Temperaturen (bis zu 450 °C) ergaben eine Temperaturabhängigkeit des Al-Spektrums. Bei 200 °C erfolgt eine reversible Transformation im Kristallbau, deren Natur noch unbekannt ist. Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

Fluoreszenz von $Cd_x\,Pb_{1-x}\,I_4$

von Liselotte Krausbauer
(Laboratories RCA Ltd., 8005 Zürich)

Kristalle der Zusammensetzung $Cd_x\,Pb_{1-x}\,I_4$ wurden nach dem Bridgman-Verfahren hergestellt. Sie zeigen bei Zimmertemperatur wie auch bei 77 °K interessante Photolumineszenzeigenschaften. Bei Zimmertemperatur emittiert Cd-reiches Material ($x > 0{,}5$) eine intensive breite Bande im gelben Spektralbereich. Die grösste Intensität wird für Verbindungen mit $x \sim 0{,}05$ erreicht. Bei 77 °K wird diese Fluoreszenz noch verstärkt. Ausserdem tritt bei 77 °K für Verbindungen mit $x \leqslant 0{,}8$ eine Fluoreszenz nahe der optischen Bandkante auf. Diese «Bandkantenfluoreszenz» liegt zwischen 4600 und 5000 Å je nach Zusammensetzung des Materials. Sie hat eine Halbwertsbreite von ~ 100 Å, und ihre grösste Intensität wird bei einer Zusammensetzung von $x \sim 0{,}5$ erreicht. Wir vermuten, dass diese Bandkantenfluoreszenz mit Exzitonenübergängen verbunden ist.

Cinétique d'émission des excitons relaxés

par E. Saurer, H. Lamatsch, E. Graf et J. Rossel
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

1) Le spectre d'émission de la recombinaison radiative d'excitons relaxés dans un cristal de CsI laisse apparaître un pic centré à 3470 Å. Dans le spectre d'excitation UV. correspondant, on distingue les différents pics caractéristiques (2060 Å, 2130 Å, 2195 Å). Par excitation UV. pulsée (fréquence des flash 4 kHz, largeur de l'impulsion 10 ns) la loi de déclin a été établie au moyen d'une méthode électronique d'enregistrement de la séquence temporelle des photoélectrons isolés. Le déclin observé est essentiellement exponentiel et de l'ordre de 1000 ns à basse température (70 °K).

L'évolution du temps de déclin en fonction de la température a été déterminée. L'identité des lois de déclin pour les 3 valeurs d'excitation du spectre excitonique a été établie.

2) L'irradiation ionisante à 70 °K d'un cristal de CsI : Sr^{2+} (40 ppm) suivie d'une stimulation IR. donne lieu à une recombinaison des électrons trappés dans des complexes lacune-ion sur des trous autopiégés immobiles (centres V_K) avec émission dans la bande UV. à 3470 Å (identique à la bande d'émission de la recombinaison des excitons relaxés). La mesure du temps de déclin obtenue par stimulation IR. pulsée est également de 1000 ns à 70 °K. Le temps de montée de l'ordre de 400 ns précédant le déclin exponentiel peut être expliqué par l'intervention d'un processus de migration des électrons.

On peut en conclure que le mécanisme d'émission de l'exciton relaxé est indépendant des conditions initiales de formation: production directe de l'exciton relaxé par UV. ou création indirecte par capture d'un électron sur un trou relaxé.

Stimulation of Fractional Harmonic Frequencies in Piezoelectric Materials

by H. Mahon and E. Brun
(Physik-Institut der Universität Zürich)
and M. Luukkala and W. G. Proctor
(Varian AG, Zürich)

Fractional harmonic vibrations at frequencies $p\omega_0/q$, where p and q are integers, have been observed as the result of strong phonon excitation at frequency ω_0. These vibrations have been detected by their resonant, quadrupolar saturation of NMR energy levels and with pick-up transducers. The fractional harmonics are observed over a distinct threshold of the input energy that varies discontinuously with frequency. The threshold and the output frequency are independent of the presence of any measurable acoustic or electronic resonance within the experimental system. To date these effects have been observed in InSb, GaAs and the quartz transducers, all of which materials are piezoelectric. Further experiments are planned to define the dependent parameters of the fractional harmonic vibrations and more closely examine their possible existence in non-piezoelectric materials under still higher excitation energy. Additional results will be published.

Feinstruktur des Excitonen-Spektrums in GaSe

by J. L. Brebner*, J. Halpern** und E. Mooser*
(*Cyanamid European Research Institute, Cologny, Genf
**National Magnet Laboratory[1]), Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts)

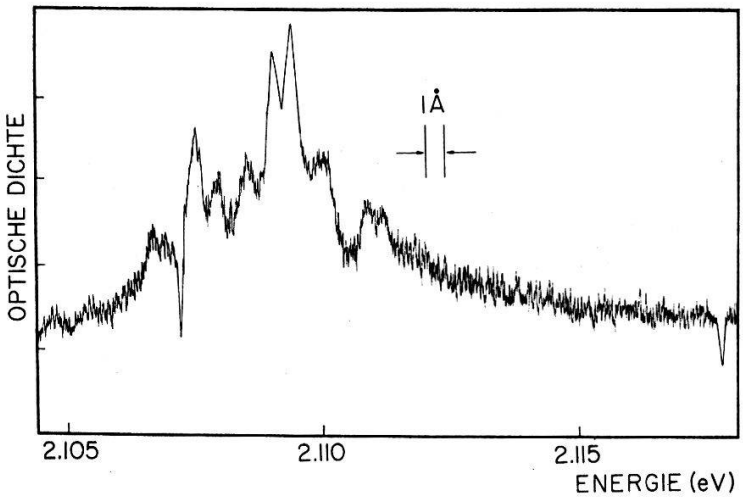
GaSe kristallisiert in einer Schichtstruktur. Innerhalb einer Schicht sind die Atome kovalent gebunden, benachbarte Schichten aber werden durch Van der Waals

[1]) Supported by the Air Force Office of Scientific Research.

Kräfte zusammengehalten. Die Vorzugsrichtungen des Kristallwachstums liegen in der Schichtebene, so dass man durch Transportreaktion monokristalline Blättchen von ca. 10 mm² Fläche in der Schichtebene und einigen Mikron Dicke herstellen kann. Diese Blättchen können ohne Bearbeitung als Proben für optische Transmissionsmessungen verwendet werden, und da sie völlig spannungsfrei sind, beobachtet man in ihnen bei He-Temperatur eine Feinstruktur des Bandkanten-Excitons. Diese Feinstruktur rührt her von

1. der Polytypie des GaSe und
2. der Symmetrie einer einzelnen Schicht.

Die Polytypie ergibt schon für ein Paket von nur fünf Schichten zehn nicht äquivalente Stapelsequenzen. Nimmt man daher an, dass wegen ihrer grossen effektiven Masse entlang der Schichtnormalen die Löcher und mit ihnen die Excitonen an eine Schicht gebunden bleiben, während die leichteren Elektronen frei beweglich sind und deshalb den Excitonen eine Ausdehnung von etwa fünf Schichtdicken zukommt, so ist die in Figur 1 dargestellte Aufspaltung des Excitonen-Grundzustandes in neun Komponenten erklärt [1]. Das nach diesem Modell zu erwartende Aufspalten der angeregten Zustände ist zu klein um beobachtet zu werden.

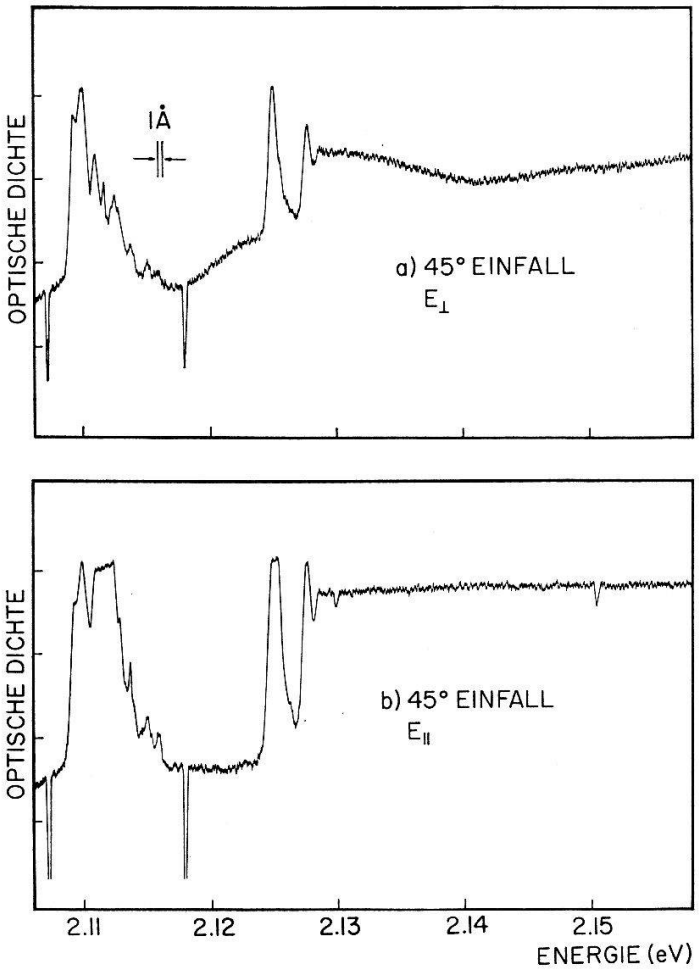


Figur 1

Durch Polytypie bedingte Aufspaltung des Grundzustandes.
Die Minima bei 2,107 und 1,118 eV sind Ne-Eichlinien.

Die mit der Polytypie verknüpfte Feinstruktur ist sichtbar für Licht, dessen Polarisationsvektor E in der Schichtebene liegt, also insbesondere bei senkrechtem Einfall des Lichtes auf die Blättchen. In schief einfallendem Licht tritt eine neue Feinstruktur auf, wenn E parallel zur Einfallsebene ist ($E = E_{\parallel}$) und somit eine Komponente entlang der Schichtnormalen hat. In Figur 2 sind zwei Transmissionsspektren wiedergegeben, die mit unter 45° auf die Schichtebene einfallendem und senkrecht (a) bzw. parallel (b) zur Einfallsebene polarisiertem Licht aufgenommen wurden. Aus diesen Spektren erkennt man, dass für $E = E_{\parallel}$ eine Verdoppelung des Grundzustandes und – nur schlecht aufgelöst – des ersten angeregten Zustandes auftritt. Dieses Resultat lässt den Schluss zu, dass in GaSe eine zweite Excitonenserie existiert, die

nur in parallel zur Schichtnormalen polarisiertem Licht sichtbar ist. Die Rydberg-Konstante ($R(E_{\parallel}) = 18{,}5$ meV dieser zweiten Serie ist nur wenig kleiner als diejenige $R(E_{\perp}) = 20{,}6$ meV der bekannten Serie; die beiden Seriengrenzen sind identisch.



Figur 2

Die Polarisationsabhängigkeit der Transmission bei Lichteinfall unter 45°.
a) Polarisationsvektor senkrecht zur Einfallsebene.
b) Polarisationsvektor parallel zur Einfallsebene.

Die Schichten in GaSe enthalten alle eine zur Schichtnormalen senkrechte Spiegelebene. In bezug auf eine Spiegelung an dieser Ebene können die Zustände in Valenz- und Leitungsband daher entweder symmetrisch oder antisymmetrisch sein. Auch der Polarisationsvektor ist symmetrisch oder antisymmetrisch in bezug auf diese Spiegelung, je nachdem ob er senkrecht oder parallel zur Schichtnormalen ist, und so können sich für verschiedene Polarisationsrichtungen verschiedene Band-Band-Übergänge ergeben. Die von Bassani und Pastori [2] berechnete Bänderstruktur des GaSe besitzt ein Leitungsband, dessen unterer Rand (Γ_3^+) aus symmetrischen Zuständen besteht. Darüber hinaus enthalten zwei im Zentrum Γ der Brillouinzone entartete Valenzbänder symmetrische (Γ_3^+) und antisymmetrische (Γ_3^-) Zustände. Nach der Bänderrechnung sind diese zwei Bänder zwar durch ein drittes Valenzband vom Leitungsband getrennt, aber eine nur geringe Änderung der Parameter, schiebt das dritte Band unter die Valenzband-Zustände Γ_3^+ und Γ_3^-, so dass das Experiment erklärt ist.

Schliesslich sei erwähnt, dass die Transmission oberhalb der Seriengrenze des Excitons für $E = E_{\parallel}$ gegenüber derjenigen für $E = E_{\perp}$ stark reduziert ist. Einerseits wird dadurch unsere Interpretation der Polarisationsabhängigkeit der Band-Band-Übergänge bestätigt, andererseits aber deutet die Grösse der Reduktion darauf hin, dass die Polarisationsabhängigkeit sich sowohl auf die Absorption als auch auf die Reflexion auswirkt.

Literatur

[1] J. L. Brebner and E. Mooser, Phys. Lett. *24 A*, 274 (1967).
[2] F. Bassani und G. Pastori, Nuovo Cim. B, im Druck.

Magneto-Optical Absorption in GaSe

by J. L. Brebner*, J. Halpern** and E. Mooser*
(*Cyanamid European Research Institute Cologny, Geneva, Switzerland
**National Magnet Laboratory[1]), Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts)

The magneto-absorption spectrum of ε, γ-type GaSe at 1,7°K has been measured in the Faraday and Voigt geometries in fields up to 93,5 kG, with the incident light propagating along the c-axis. The samples which were grown by transport reaction were completely strain free [1]. The spectra obtained show much more structure than has been previously reported [2, 3].

In the Faraday geometry we have observed a very well-developed regular series of up to 15 asymmetric peaks in the interband oscillatory magneto-absorption. A second and third series of peaks are observed above 30 kG and 50 kG respectively.

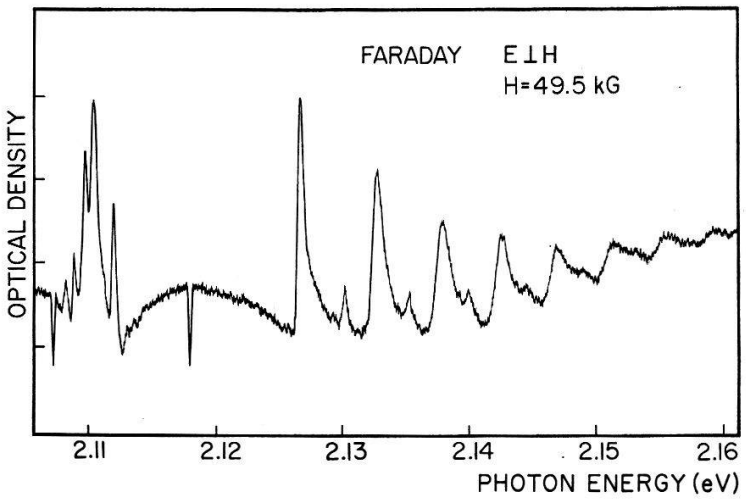


Figure 1

Magneto-absorption spectrum in the Faraday geometry.
$H \parallel$ c-axis. RCP light. $H = 49{,}5$ kG.
The inverse peaks at 2,107 eV and 2,118 eV are Ne calibration lines.

[1]) Supported by the Air Force Office of Scientific Research.

A typical spectrum is shown in Figure 1. Extrapolating the position in energy of the high quantum number peaks to zero field leads to energy values of 2,128 eV for the first series, 2,130 eV for the second series and 2,129 eV for the third series. If we assume the series to be due to different interband transitions, the reduced effective masses in the plane of the layers are 0,129 m, 0,125 m and 0,132 m $\pm$ 0,003 m for the first, second and third series respectively.

In the Faraday geometry the c-axis of the crystal, which is the axis of quantisation of the exciton orbital angular momentum, coincides with the direction of the magnetic field, i.e. with the axis of quantisation of the Landau orbits. The exciton states therefore mix with the Landau levels and there is a smooth transition from one type of state to the other. From the difference in energy of the peaks in left and right circularly polarised light an effective g-factor parallel to the c-axis $g_{e\|}-g_{h\|} = -2{,}85$ is obtained.

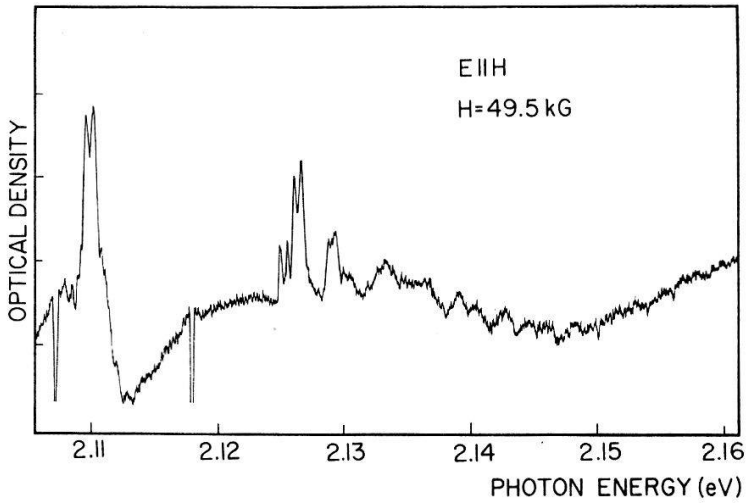


Figure 2

Magneto-absorption spectrum in the Voigt geometry. $H \perp$ c-axis. $E \parallel H$ $H = 49{,}5$ kG.

In the Voigt geometry, the absorption peaks observed above the band edge are small and show a complex structure (Figure 2). In this configuration the magnetic quantisation axis is normal to the crystal c-axis so that for states above the band edge angular momentum is no longer conserved and the transitions cannot be described in terms of simple selection rules involving angular momentum quantum numbers. The orbital angular momentum of the excitonic states below the band edge is quenched by the crystal field and remains so for the highest fields applied. Hence in this geometry there is no mixing of the exciton states with higher states, as is indeed observed experimentally. Each line observed for $E \perp H$ is split into a doublet for $E \parallel H$. We interpret this to mean that $g_{e\perp} = -g_{h\perp}$ and experimentally obtain the value $g_{e\perp} = -1{,}24$.

References

[1] J. L. Brebner, J. Halpern, E. Mooser, preceding communication.
[2] J. Halpern, Proc. Int. Conf. Semiconductors, Kyoto 1966, p. 180.
[3] S. Sugano et al., ibid, p. 174.

A Method for the Calculation of the Induced Dipole Moment and the Permanent Multipole-Induced Moment Interaction in Crystals

by EDWIN S. CAMPBELL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich[1])

Recent work has estimated that for biological molecules [1] and ice [2] induced moments yield $\simeq$ 25–30% of permanent-moment-energies. Studies of ice have shown the need for considering large numbers of orientations [3]. Therefore, a method is proposed which offers the following advantages for calculating classical electrostatic interactions in perfect lattices of polarizable species: (A1) Use of a multipole expansion allows decomposition into two stages [4]: *Stage I*. Calculations depending solely on crystal geometry and molecular symmetry. *Stage II*. A very small fraction of the calculations using assumptions about the poorly known quantitative charge distribution which defines multipole moments. This decomposition has the advantage that it has given conclusions independent of the uncertain data of Stage II [3]. (A2) There are variants suitable for 2 types of calculations: *Type A*, a single or a sufficiently small number of orientations of species centred at lattice sites; *Type B*, a larger number of orientations. (A3) There is a convenient error check and the lattice sums converge fairly rapidly.

This work treats the induced dipole term. The induced moment, defined as the difference in the moment of the charge distribution, ϱ, in the presence and absence of the field $\boldsymbol{E}$, is

$$\boldsymbol{D}_{Ind} = \int \{\varrho(\boldsymbol{X}, \boldsymbol{E}(\boldsymbol{X})) - \varrho(\boldsymbol{X}, \boldsymbol{O})\} \cdot \{\boldsymbol{X} - \theta\} d\boldsymbol{X} \tag{1}$$

θ: the origin for the multipole expansion.

Subject to 3 assumptions – (a) ϱ is an analytic composite function of $\boldsymbol{X}$; (b) all terms higher than first order in the E_i can be neglected; (c) the variation in $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{X})$ over the charge distribution can be ignored – the conventional equation,

$$(\boldsymbol{D}_{Ind} \cdot \boldsymbol{U}^{\gamma}) = \alpha_{\gamma\gamma} (\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{U}^{\gamma}) \,. \tag{2}$$

$\alpha_{\gamma\gamma}$: the element of the polarizability tensor for the principal axis, $\boldsymbol{U}^{\gamma}$,

can be used to evaluate $\boldsymbol{D}_{Ind}$ from a small number of parameters which can at least be estimated from experimental data. Since previous studies have shown the importance of higher order permanent multipoles [2, 3], the contribution of all permanent moments to $\boldsymbol{D}_{Ind}$ have been included, although the induced moments of order $N \geq 2$ have been ignored.

The equations are stated for the simpler case where symmetry defines the $\boldsymbol{U}^{\gamma}$ since the equations for the general case are essentially the same and merely more complex. The entire lattice of polarizable species can be decomposed into a union of $t = 1, \ldots, T$ simple translation lattices for which each lattice site is occupied by an identical molecule or ion. Then the components of $\boldsymbol{D}_{Ind}$ can be obtained from the $3T$ linear equations:

$$(\boldsymbol{D}^{t'}_{Ind} \cdot \boldsymbol{U}^{\gamma t'}) = \sum_{t=1}^{T} \left\{ \sum_{\delta=1}^{3} C^{\gamma t'}_{\delta t} (\boldsymbol{D}^{t}_{Ind} \cdot \boldsymbol{U}^{\delta t}) \right\} + C^{\gamma t'} \tag{3}$$

[1]) Permanent address: Department of Chemistry, New York University, Bronx, New York 10453, U.S.A.

$$C_{\delta t}^{\gamma t'} = \alpha_{\gamma\gamma}^{t} \sum_{t=1}^{T} \sum_{\{L\}}{}' \left(\boldsymbol{U}^{\gamma t'} \cdot \boldsymbol{\nabla}_\beta\right) \left(\boldsymbol{U}^{\delta t} \cdot \boldsymbol{\nabla}_\beta\right) \| \boldsymbol{X}_\beta - \boldsymbol{X}_\alpha \|^{-1} \Big\}_{\substack{\boldsymbol{X}_\beta = \boldsymbol{0}_{t'} \\ \boldsymbol{X}_\alpha = \boldsymbol{X}_{Lt}}}$$

$$C^{\gamma t'} = \alpha_{\gamma\gamma}^{t'} \sum_{t=1}^{T} \sum_{\{M_t\}} \sum_{\{L\}}{}' (-1)^{m_t+1} \frac{P_{Per}^{M_t}}{m_t!} \pi_{j=1}^{m_t+1} \left(\boldsymbol{s}_j^{M_t} \cdot \boldsymbol{\nabla}_\beta\right) \| \boldsymbol{X}_\beta - \boldsymbol{X}_\alpha \|^{-1} \Big)\Big|_{\substack{\boldsymbol{X}_\beta = \boldsymbol{0}_{t'} \\ \boldsymbol{X}_\alpha = \boldsymbol{X}_{Lt}}}$$

$\boldsymbol{\nabla}_\beta$:	grad with respect to $\boldsymbol{X}_\beta$
M_t:	an index for the permanent multipoles of translation lattice, t
m_t:	the order of the permanent multipole, M_t
$\boldsymbol{S}_j^{M_t}$, $1 \leq j \leq m_t$:	characteristic directions of M_t; $\boldsymbol{S}_{m_t+1}^{M_t} = \boldsymbol{U}^{\gamma t'}$
$P_{Per}^{M_t}$:	the scalar permanent multipole moment of M_t
$\sum_{\{L\}}{}'$:	a sum over the vectors, $\boldsymbol{L}$, for a simple translation lattice (omit [0,0,0] when $t = t'$); *cf.* Equations (3, 4, 6) of reference [4].

Any relation such as $\alpha_{\gamma_i\gamma_i}^{t'} = \alpha_{\gamma_j\gamma_j}^{t'}$ reduces the number of independent equations by 1. A convenient method offering advantages (A1-3) has been developed for permament multipoles [4]. Since the $C_{\delta t}^{\gamma t'}$, $C^{\gamma t'}$ involve the same sort of directional derivatives as those for the permanent multipole lattice calculations, the programme blocks developed for a permanent multipole lattice [4] can be re-used here. Since the previous procedure had advantages (A1-3), the use of these blocks confers the advantages (A1–3) upon the new method for lattices of polarizable species.

Explicit tests with the ice lattice are planned. Then further discussion of the procedure and the results of these tests will be published separately.

References

[1] R. G. C. Arridge, Proc. Phys. Soc. *85*, 1157–61 (1965).
[2] C. A. Coulson and D. Eisenberg, Proc. Roy. Soc. (London) *A 291*, 454 (1966).
[3] E. S. Campbell, G. Gelernter, F. J. Heinen and V. R. G. Moorti, J. Chem. Phys. (in press).
[4] E. S. Campbell, J. Phys. Chem. Solids *26*, 1395 (1965).