

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Einsiedeln, vom 28. September 1968

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **41 (1968)**

Heft 8

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Nutzungsbedingungen

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

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

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

Haftungsausschluss

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

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Einsiedeln, vom 28. September 1968

Präsident: Prof. Dr. K. P. MEYER, Bern
Vizepräsident: Dr. P. DE HALLER, Winterthur
Sekretär: Prof. Dr. F. K. KNEUBÜHL, Zürich
Vorstandsmitglieder: Prof. Dr. E. BALDINGER, Basel
Prof. Dr. H. SCHNEIDER, Freiburg

Administrativer Teil

1. Mitglieder

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: die Herren H. AREND (Zürich), J.-P. EGGER (Lausanne), F. GYGAX (Zürich), J. S. HELMAN (Zürich), T. JALANTI (Lausanne), R. F. JENEFSKY (Zürich), J. P. KOPP (Zürich), W. MENTI (Pfäffikon), E. MEYER (Lausanne), F. MOTTIER (Zürich), M. POSTERNAK (Lausanne), R. SIEGENTHALER (Bern). Damit zählt die Gesellschaft 820 Mitglieder.

2. Abstimmungen

a) Die SPG ratifiziert den Beitritt zur Europäischen Physikalischen Gesellschaft (EPG). Jedes Mitglied der SPG zahlt zusätzlich Fr. 5.– Jahresbeitrag zugunsten der EPG. Die EPG publiziert vorläufig alle zwei Monate ein «News Letter», welches von der SPG an ihre Mitglieder versandt wird.

b) Die SPG erwirbt die Teilmitgliedschaft der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft (SNG) für ihre Mitglieder. Die Teilmitglieder der SNG erhalten sämtliche Programme und das Bulletin der SNG. Die Teilmitglieder der SNG dürfen an den Jahresversammlungen der SNG teilnehmen, aber ohne Stimmrecht. Die «Verhandlungen der SNG» werden nicht an die Teilmitglieder verteilt. Jedes SPG-Mitglied zahlt für die Teilmitgliedschaft bei der SNG zusätzlich Fr. 5.– pro Jahr. Mitglieder der SNG können diesen Betrag von ihrem SNG-Jahresbeitrag abziehen.

c) Der *Jahresbeitrag* für die Schweizerische Physikalische Gesellschaft beträgt ab 1969 Fr. 25.– inklusive Beiträge an die EPG und an die SNG.

Kollektivmitglieder zahlen ab 1969 Fr. 150.– pro Jahr, inklusive Beiträge an die EPG und an die SNG.

Bibliotheken zahlen ab 1969 Fr. 15.– pro Jahr.

Die *Mitgliedschaft auf Lebenszeit* kostet ab 1969 den 20fachen Jahresbeitrag, also Fr. 500.–.

3. Mitteilungen

a) Die Stellenvermittlung der SPG wurde in Zusammenarbeit mit der Association Vaudoise des Chercheurs en Physique, Lausanne, organisiert. Vom 1. Mai bis zum 28. September 1968 gingen 30 Stellengesuche ein, welche mit über 80 Stellenofferten beantwortet wurden. Firmen, Hochschullaboratorien und Mittelschulen werden höflich gebeten, den Stellenofferten genaue Unterlagen über die zu besetzende Stelle beizulegen. Stellenofferten müssen der Stellenvermittlung der SPG *schriftlich* eingereicht werden. An Stellensuchende und Arbeitgeber geht die Bitte, die Stellenvermittlung der SPG über den Verlauf der Anstellungsverhandlungen zu informieren.

b) Die Rundschreiben der SPG an die Hochschulen und an die Industrie betreffend der Beziehungen Industrie/SPG wurden mit unterschiedlichem Interesse behandelt. Die Kommission Industrie/SPG versucht zurzeit, Kontakte zwischen Industrie und Hochschulen entsprechend der Beantwortung der Fragebogen anzuknüpfen.

c) Die Fachsitzungen der SPG im Rahmen der Herbsttagungen der SNG finden in Zukunft Freitag und Samstag statt, aber nicht am Sonntag.

d) Die Frühjahrstagung der SPG findet am 2. und 3. Mai 1969 in *Bern* statt.

Theoretische Physik

Relaxation par effet collectif dans un système autogravitant homogène dans un domaine fini d'extension en phase¹⁾

par P. BOUVIER

(Observatoire de Genève, 1290 Sauverny GE, Suisse)

A partir de conditions initiales quelconques, un système autogravitant de particules ponctuelles (étoiles) traverse d'abord une première phase d'évolution, dite de relaxation violente, due à l'effet collectif des fluctuations de potentiel, bientôt suivie d'une lente thermalisation sous l'effet cumulé des chocs binaires individuels entre particules du système.

Qu'en est-il d'un éventuel état d'équilibre consécutif à la relaxation violente? Ce problème est traité ici pour des systèmes à 2 et à 3 dimensions en procédant comme l'avaient fait HOHL et FEIX [1] pour un problème similaire réduit à une seule dimension, et sur la base du «modèle de l'outre» (waterbag model). Dans tous les cas le système ne peut atteindre un état d'équilibre sous l'influence des seuls effets collectifs. Des explorations numériques effectuées par divers auteurs [1, 2], que nous compléterons très prochainement pour le cas 3-dimensionnel, viennent confirmer ce résultat.

¹⁾ Sous presse dans Publication de l'Observatoire de Genève.

Bibliographie

- [1] F. HOHL and M. FEIX, *Astroph. J.* 147, 1164 (1967).
 [2] R. W. HOCKNEY, Symposium on computer simulation of plasma and many body problems, Williamsburg, Va., 1967.

Allgemeine und angewandte Physik

Spin-Bahnkopplung in molekularen Rydbergzuständen des NO-Moleküls

VON F. ACKERMANN

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Feinstrukturanalysen des Spektrums haben für das NO-Molekül ausser zu Valenzzuständen (non-Rydbergzustände) vor allem zu einem vollständigen System angeregter Rydbergzustände (ns , np , nd , nf), ähnlich dem Termsystem eines Alkaliatoms, geführt. Bisher war eine Spin-Bahnkopplung nur in den d -Zuständen gemessen, in den p -Zuständen muss der Vermischung mit non-Rydbergzuständen Rechnung getragen werden. Eine solche Rechnung setzt voraus, dass auch das Vermischungsverhältnis bestimmt wird, das für Isotopen variiert. Die Rechnung wird für den $3p$ -Zustand von den drei Isotopen 14–16, 15–16 und 14–18 durchgeführt und ergibt 3 cm^{-1} für die Dublettaufspaltung. (To be published in *Chem. Phys. Lett.* (Netherlands) 2 (1968)).

La notion mathématique de courant appliquée au passage du continu au discontinu en physique

par D. BOVET

(Laboratoire de Géotechnique de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne)

On exprime de façon concise les équations de MAXWELL [1] en prenant les composantes des tenseurs électromagnétiques pour coefficients des formes différentielles extérieures suivantes:

$$\begin{aligned} E &= E_1 dx^1 + E_2 dx^2 + E_3 dx^3, & D &= D^1 dx^2 dx^3 + D^2 dx^3 dx^1 + D^3 dx^1 dx^2, \\ B &= B^1 dx^2 dx^3 + B^2 dx^3 dx^1 + B^3 dx^1 dx^2, & H &= H_1 dx^1 + H_2 dx^2 + H_3 dx^3, \\ p &= p^1 dx^2 dx^3 + p^2 dx^3 dx^1 + p^3 dx^1 dx^2; & j &= j^1 dx^2 dx^3 + j^2 dx^3 dx^1 + j^3 dx^1 dx^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Les formes E , B et p sont de type *pair*, les formes D , H et j sont de type *impair*. Les vecteurs E , B , D , H et j ont leur signification ordinaire; le vecteur p est la *polarisation électrique*.

Les équations $\text{rot } E + \partial_t B = p$ et $\text{rot } H - \partial_t D = j$ s'écrivent alors respectivement, au moyen des symboles d (différentielle extérieure) et b (bord) [2];

$$dE + \dot{B} = p, \quad bH - \dot{D} = j. \quad (2)$$

Le courant électrique ainsi que la polarisation électrique, se décomposent en deux parties

$$j = j' + J, \quad p = p' + \Pi;$$

j' et p' se trouvent phénoménologiquement liés respectivement à E et à H par une relation telle que la loi d'Ohm, tandis que J et Π décrivent des actions extérieures; d'autre part, D et B sont également liés à E et H par les perméabilités électrique et magnétique. Supposons enfin le champ réduit à une composante harmonique de fréquence $\omega/2\pi$, et représentons-le par des amplitudes complexes; on aura

$$\dot{B} - p' = R H, \quad \dot{D} + j' = C E, \quad (3)$$

R et C étant des opérateurs linéaires, fonctions de $i\omega$. Les équations (2) peuvent alors s'écrire ainsi:

$$\begin{pmatrix} R & d \\ b & -C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Pi \\ J \end{pmatrix}. \quad (4)$$

En multipliant (4) à gauche par la matrice

$$\begin{pmatrix} 1 & dC^{-1} \\ bR^{-1} & -1 \end{pmatrix},$$

on obtient

$$\begin{pmatrix} R + dC^{-1}b & 0 \\ 0 & bR^{-1}d + C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pi + dC^{-1}J \\ bR^{-1}\pi - J \end{pmatrix}, \quad (5)$$

Dans le cas où les opérateurs R et C sont algébriques, cette dernière équation contient deux équations d'Helmholtz avec second membre, l'une en H , l'autre en E .

Si l'on considère les formes (1) comme des *courants*, au sens de M. de Rham, c'est-à-dire si les coefficients qui y figurent sont des *distributions*, on pourra leur faire représenter aussi des champs discontinus. H étant une forme impaire du premier degré est homogène à une chaîne topologique de dimension 2; D et j étant impaires du second degré sont homogènes à une chaîne de dimension 1. Considérons donc un *complexe topologique* formé de surfaces S_α (numérotées de 1 à N) et de lignes L_α (numérotées de 1 à M); entre les S_α et les L_α existent des *relations d'incidence*, indiquant de quelles lignes est formé le bord de chaque surface, en tenant compte des orientations:

$$b S_\alpha = a_\alpha^\beta L_\beta. \quad (6)$$

Les a_α^β forment la *matrice d'incidence* du complexe.

Soit \mathcal{E} l'espace vectoriel à $N + M$ dimensions construit sur les éléments S_α et L_α pris comme vecteurs de base; nous aurons dans le dual \mathcal{E}' une base canoniquement associée dont les éléments seront désignés par S^α et L^α . Dans \mathcal{E}' , la *différentiation* d sera l'opération *transposée* de b :

$$d L^\alpha = a_\beta^\alpha S^\beta \quad (7)$$

Cela étant, nous obtiendrons des champs discontinus comme éléments des espaces vectoriels \mathcal{E} et \mathcal{E}' :

$$H = H^\alpha S_\alpha, \quad E = E_\alpha L^\alpha, \quad J = J^\alpha L_\alpha; \quad \Pi = \Pi_\alpha S^\alpha. \quad (8)$$

Les relations matérielles (3) s'exprimeront au moyen de matrices carrées d'ordre fini, si bien que les équations (4) prendront la forme suivante:

$$R_{\alpha\beta} H^\beta + a_\alpha^\beta E_\beta = \Pi_\alpha, \quad a_\beta^\alpha H^\beta - C^{\alpha\beta} E_\beta = J^\alpha. \quad (9)$$

La matrice du système (9) est généralement régulière, en sorte que les seconds membres Π et J ne sont soumis à aucune restriction, et que les champs E et H sont entièrement déterminés.

Il faut remarquer que les équations (9) sont une *particularisation* et non une *approximation* du système (4). La régularité du système (9) nous montre qu'au moins dans ce cas particulier le système d'équations fonctionnelles (4) possède une solution et une seule sans qu'il y ait besoin de le compléter par des conditions supplémentaires.

Le complexe topologique qui sert de base aux champs H et E n'est pas autre chose qu'un *circuit électrique* dont les S_α sont les *mailles*, et les L_α les *branches* [3].

L'élastodynamique donnerait lieu à un développement tout-à-fait analogue [4]. Mais les degrés des formes qui renferment les composantes des champs ne seraient plus les mêmes; aussi la discrétisation nous mènerait-elle à des complexes dont les éléments de base seraient des *lignes* et des *points*. Il s'agirait donc de treillis formés de barres reliant des masses ponctuelles, et qui sont des *modèles rhéologiques*.

Bibliographie

- [1] E. CARTAN, *Leçons sur les invariants intégraux* (Hermann, Paris 1922).
- [2] G. DE RHAM, *Variétés différentiables* (Hermann, Paris 1953).
- [3] E. A. GUILLEMIN, *Introductory Circuit Theory* (Wiley, New York 1953).
- [4] D. BOVET, *Helv. phys. Acta* 37, 230 (1964); 39, 225 (1966); 40, 792 (1967); 41, 390 (1968). *Z. angew. Math. Phys.* 18, 618 (1967).

Kernphysik

Untersuchung der Energieabhängigkeit der Nahstreuung

VON G. THIÉVENT, R. MÜLLER, J. LANG UND P. MARMIER
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Kernreaktionen, die drei ausgehende Teilchen liefern, können in Stufen verlaufen. Im ersten Schritt findet eine Zweikörperreaktion statt, bei welcher der eine der beiden erzeugten Kerne instabil ist. Dieser zerfällt und unter gewissen Bedingungen kann eines der gebildeten Teilchen mit dem in der ersten Stufe emittierten eine weitere Streuung durchführen (Nahstreuung). Eine sichere Identifizierung dieses Prozesses kann nur durch Prüfung seiner Energieabhängigkeit gewonnen werden.

Die Reaktion ${}^7\text{Li}(d, n)\alpha$ kann über das Niveau bei 16,63 MeV in ${}^8\text{Be}$ verlaufen. Die Schwellenenergie für die Anregung dieses Zustandes liegt bei 2,06 MeV. Nach dem Zerfall von ${}^8\text{Be}$ ist eine (α, n) -Nahstreuung möglich. Die ersten Messungen sind bei Energien der einfallenden Deuteronen von 2,1, 2,2 und 2,3 MeV durchgeführt worden. Messungen bei höheren Energien wurden ausgeschlossen; obwohl Nahstreuung noch möglich wäre, wird ihr Auftreten aber immer seltener, weil der Abstand zwischen Zerfallsort von ${}^8\text{Be}$ und Nahstreuung mit der Deuteronenenergie zunimmt, und weil der Wirkungsquerschnitt der (α, n) -Streuung abnimmt.

Die Nahstreuung wurde bei 2,1 MeV beobachtet. Bei 2,2 MeV fällt ihre Lage mit der des Grundzustandes von ${}^5\text{He}$ zusammen (die Reaktion kann auch über Zustände dieses Kernes verlaufen). Bei 2,3 MeV ist der Beitrag der Nahstreuung, wahrscheinlich aus den oben erwähnten Gründen, schon nicht mehr beobachtbar.

(p,p')-Messungen an ^{48}Ti

VON R. W. BENJAMIN, F. W. HORNYAK, W. MENTI UND P. MARMIER

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Der Wirkungsquerschnitt für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{48}Ti wurde als Funktion der Energie unter verschiedenen Winkeln gemessen. In den Energiebereichen 4...5 MeV, 8...9 MeV und 11,5...12,5 MeV wurde mit einer Auflösung von 20 keV gemessen. Grosse Schwankungen in diesen Intervallen wurden mit einer Auflösung von 2 keV untersucht. Die beobachteten Resonanzen in der Anregungsfunktion können mit der «doorway-hallway-state»-Hypothese erklärt werden.

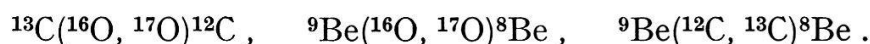
Reaktionen mit schweren Ionen

VON H. KNOTH, A. GOBBI, A. HUBER, U. MATTER, J. L. PERRENOUD UND P. MARMIER

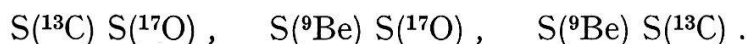
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Ein-Neutronen-Transfer-Reaktionen sind ein gutes Hilfsmittel zur Untersuchung der Kernoberfläche. Ihr Wirkungsquerschnitt ist proportional dem Produkt der spektroskopischen Faktoren des Neutrons im Anfangs- und Endkern. Zur Bestimmung einzelner spektroskopischer Faktoren sind deshalb drei Experimente mit drei beteiligten Kernen erforderlich.

Mit Hilfe der Koinzidenzmethode wurden folgende Reaktionen untersucht:



Sie liefern folgende Produkte spektroskopischer Faktoren:

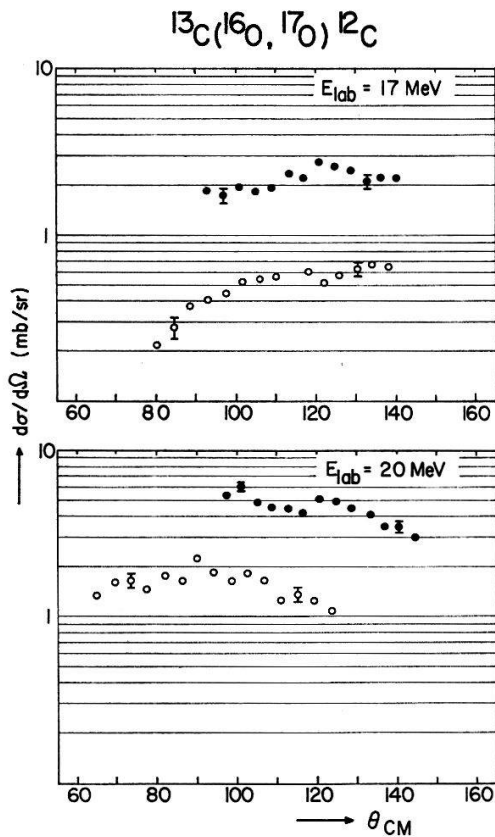


Aus diesen Produkten lassen sich dann die Werte der einzelnen spektroskopischen Faktoren ermitteln. Die theoretische Analyse der Experimente ist jedoch noch nicht so weit fortgeschritten, dass bereits Zahlenwerte angegeben werden könnten.

Figur 1 zeigt die bei Laborenergien von 17 und 20 MeV gemessenen Winkelverteilungen der Reaktion $^{13}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{12}\text{C}$ [1]. Es wurden die Wirkungsquerschnitte der Übergänge zum Grundzustand (Punkte) und zum ersten angeregten Zustand von ^{17}O bei 0,871 MeV (Kreise) bestimmt (^{12}C ist beidemal im Grundzustand). Der Wirkungsquerschnitt des Übergangs zum Grundzustand ist hier immer grösser als der zum angeregten Niveau.

Figur 2 zeigt als weiteres Beispiel bei Laborenergien von 15 und 18 MeV gemessene Winkelverteilungen der Reaktion $^9\text{Be}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^8\text{Be}$. Es wurden die Wirkungsquerschnitte der Übergänge zu denselben Niveaus von ^{17}O wie in Figur 1 bestimmt (Punkte: Grundzustand, Kreise: angeregtes Niveau). Überraschenderweise ist hier der Wirkungsquerschnitt zum angeregten Zustand grösser als der zum Grundzustand. Eine Messung der Anregungskurven dieser Übergänge zwischen 12 und 20 MeV Laborenergie zeigt, dass dies im ganzen untersuchten Energieintervall der Fall ist.

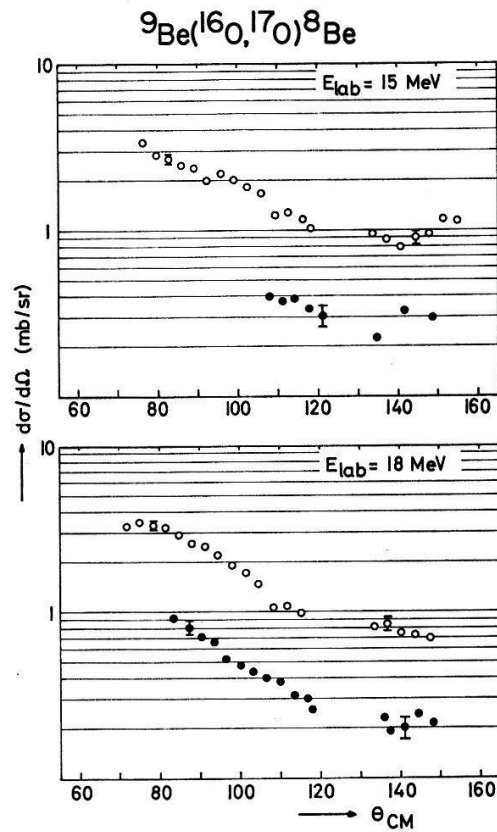
Auch bei der Reaktion ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{C}){}^8\text{Be}$, deren Winkelverteilungen bei Labor-energien von 12 und 15 MeV gemessen wurden, ist der Wirkungsquerschnitt des Übergangs zum 3,85 MeV-Niveau von ${}^{13}\text{C}$ grösser als der zum Grundzustand.



Figur 1

Winkelverteilungen
der Reaktion ${}^{13}\text{C}({}^{16}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^{12}\text{C}$.

Punkte: Übergang zum Grundzustand von ${}^{17}\text{O}$,
Kreise: Übergang zum ersten angeregten
Zustand von ${}^{17}\text{O}$ bei 0,871 MeV.



Figur 2

Winkelverteilungen
der Reaktion ${}^9\text{Be}({}^{16}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^8\text{Be}$.

Punkte: Übergang zum Grundzustand von ${}^{17}\text{O}$,
Kreise: Übergang zum ersten angeregten
Zustand von ${}^{17}\text{O}$ bei 0,871 MeV.

Bei einer Laborenergie von 16 MeV wurde ausserdem die Winkelverteilung der Reaktion ${}^9\text{Be}({}^{18}\text{O}, {}^{19}\text{O}){}^8\text{Be}$ zum zweiten angeregten Zustand von ${}^{19}\text{O}$ bei 1,469 MeV gemessen. Die Wirkungsquerschnitte der Übergänge zum Grund- und ersten angeregten Zustand bei 96 keV sind zusammen um mindestens einen Faktor 30 kleiner.

Bei all diesen Transferreaktionen ist der Wirkungsquerschnitt des Übergangs am grössten, dessen Q -Wert am nächsten bei Null ist.

Erste Berechnungen zeigen, dass sich die Oszillationen in den Winkelverteilungen der elastischen Streuung von ${}^{14}\text{N}$ an ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{13}\text{C}$ durch einen Beitrag von elastischem Deuteronen- bzw. Protonentransfer [2] erklären lassen.

Literatur

- [1] A. HUBER, A. GOBBI, H. KNOTH, U. MATTER, J. L. PERRENOUD und P. MARMIER, *Helv. phys. Acta* **41**, 438 (1968).
- [2] A. GOBBI, U. MATTER, J. L. PERRENOUD und P. MARMIER, *Nucl. Phys.* **112** (1968).

Nachweis von Partialwellen mit Drehimpuls 1 0 im Eingangskanal der ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion

VON CH. LEEMANN, P. HUBER, U. ROHRER und H. RUDIN

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Der bekannte differentielle Wirkungsquerschnitt der ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion für unpolarisierte 430 keV Deuteronen ($3/2^+$ -Resonanz) ist innerhalb der Messgenauigkeit isotrop, d.h. es können nur Reaktionsbeiträge von s -Wellen festgestellt werden. Eine Beimischung höherer Partialwellen äussert sich wesentlich empfindlicher in einer Links-Rechts-Asymmetrie bei vektorpolarisierten einfallenden Deuteronen. Das Vektoranalysatorvermögen $D(\vartheta)$ wurde bei 430 keV Deuteronenenergie gemessen und beträgt maximal $+0,030 \pm 0,004$. Die Messungen werden bei höheren und tieferen Energien fortgesetzt und analysiert.

Etude de la réaction $n + dn + n + p$ à 14 MeV

par J.-P. EGGER, C. LUNKE, J. ROSSEL et C. ZANGGER

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

A l'aide d'un système d'enregistrement triparamétrique précédemment décrit [1], une mesure s'étendant sur un millier d'heures pour des angles d'émission des neutrons de 30° et 80° a été effectuée. Quelque 20000 événements ont été enregistrés parmi lesquels 2500 environ correspondent à une fracture du deuton. Même sans utiliser l'information redondante de l'énergie du proton pour sélectionner les événements intéressants, ces derniers forment une structure qui sort très nettement du bruit de fond en s'accumulant dans un domaine relativement limité de la courbe cinématique du plan des temps de vol (interaction $n - p$ dans l'état final). Une mesure de contrôle d'environ 100 h avec un scintillateur C_dH_d montre qu'il n'y a pas de phénomène parasite se superposant au phénomène observé.

Bibliographie

[1] Helv. phys. Acta 39, 578 (1966).

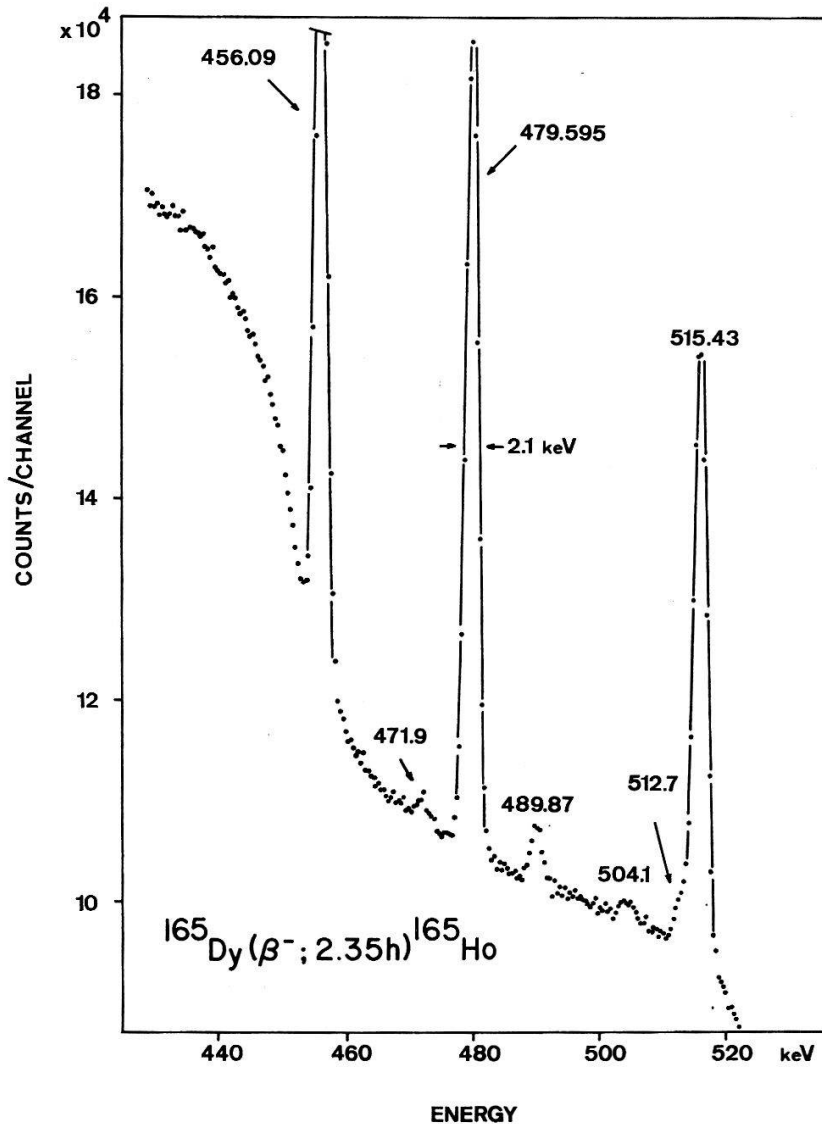
On the $1/2 + [411 \downarrow]$ and $3/2 + [411 \uparrow]$ Bands in ${}^{165}\text{Ho}$

by J. KERN, G. MAURON and B. MICHAUD

(Physics Department, University, 1700 Fribourg, Switzerland)

Using the first three members of the $1/2 + [411 \downarrow]$ band in ${}^{165}\text{Ho}$, a decoupling parameter of $a = -0.46$ is obtained. This is considerably smaller than expected: in several other isotopes where this band appears, a is found to be close to the theoretical (Nilsson) value of 0.8. Further the calculated energy of the $7/2$ member of the band is 584.4 keV, in disagreement with the observed value of 589.8 keV.

In ^{165}Ho the $3/2 + [411 \uparrow]$ band happens to lie very close in energy to the $1/2 + [411 \downarrow]$ band. The selection rule $\Delta\Sigma = \pm 1$, $\Delta I = 0$ for a large Coriolis mixing is fulfilled. Using Kerman's formula and notation [1] we calculate the $A_k = 10.3$ and $a = -0.525$ with the six levels known in these two bands. The energy of the $7/2$ spin member of the $3/2 + [411 \uparrow]$ band is then calculated to be 492.6 keV. We have observed this level at 491.1 keV. It is fed from the 995.1 and 589.8 keV levels by the new observed



A portion of the γ -spectrum showing new transitions at 471.9, 504.1 and 512.7 keV.

504.1 (see Figure) and 98.8 keV transitions. This $7/2$ level is depopulated within its own band by a 129.2 keV γ -ray, which is to be identified with the 129.39 keV line observed by SCHULT et al. [2] and by a 71.502 keV transition observed in the course of the study of the $^{164}\text{Dy}(n, \gamma)$ reaction [2]. A least squares fit of the band parameters, taking into account the seven observed levels in the two bands, gives $a = -0.54$ and $A_k = 10.8$. This value for a is still much smaller than expected. This situation can be explained [3] if we assume that the single particle component in the $K = 1/2$ band amounts to only 65–67%. The most probable collective admixture would seem to be a $|K - 2|$

γ -vibration based on the $3/2 + [411 \uparrow]$ state. Similar conclusions have been obtained independently by another group [4].

Table I

List of transitions observed in ^{165}Ho . The labeling of the levels corresponds to that of Table II. The transitions denoted by an asterisk have been observed but not assigned to ^{165}Ho in Ref. [2]. When they are more accurate, the energies of Ref. [2] have been used to determine the level energies.

E_γ [keV]	ΔE_γ [eV]	I_γ	ΔI_γ %	Assignment level No.	
				Initial	Final
29.9*	300			6	4
57.86*	20			4	3
67.7*				5	3
71.5*				7	4
87.57*	20	11.4	10	6	3
94.700	(3)	3500	5	1	0
95.96*	50	(0.86)	20	10	4
98.8	150	0.55	30	9	7
109.6*	200	0.8	20	8	5
115.08*	30	8.2	7	2	1
119.47*	30	7.1	7	8	4
129.2*	200	0.8	20	7	3
140.43*	200	3.3	10	9	6
141.6	300	1.6	20	—	—
153.77*	50	6.6	8	10	3
170.19*	70	3.5	10	9	4
175.16	150	1.4	20	14	13
209.7	250	1.6	50	2	0
259.53	50	16.4	6	16	13
266.8	150	1.2	25	3	1
279.763	(12)	555	5	14	12
356.9*	250	1.5	50	11	2
361.68	(20)	940	5	3	0
405.38	50	12.0	5	14	9
456.09	30	47	5	14	8
471.9	150	1.4	20	11	1
479.59	30	49	5	14	10
489.87	100	3.8	10	16	9
504.1	150	1.2	25	14	7
512.7	250	3.5	20	16	11
515.43	50	42	5	10	0
540.47	100	5.8	10	16	8
545.80	30	181	3	14	6
565.69	30	148	3	14	5
575.52	30	88	3	14	4
588.5	200	3.6	10	—	—
610.3	100	5.9	10	13	2
620.56	50	110	4	12	1
633.36	50	650	2	14	3
660.0	100	29.7	5	16	4
694.02	70	12.8	5	15	3
715.27	50	610	2	12	0
725.33	50	15.7	10	13	1

Table I (Continuation)

E_γ [keV]	ΔE_γ [eV]	I_γ	ΔI_γ %	Assignment level No.	
				Initial	Final
820.04	50	8.9	7	13	0
900.35	70	2.8	10	14	1
976.5	200	0.3	20	18	2
984.9	80	6.3	7	16	1
995.06	50	63	3	14	0
1045.6	150	0.5	15	17	1
1055.75	50	35	5	15	0
1079.61	50	105	3	16	0
1091.9	80	1.1	10	18	1
1140.4	80	1.4	7	17	0
1186.5	100	0.5	10	18	0

Comments. The 94.700, 279.763 and 361.68 keV transitions have been used as calibration lines. Their energies are taken from Ref. 2. The 95.96 keV line has been observed only in the decay of the ^{165m}Dy isomer, where it was found to have an intensity equal to 13% of that of the 153.8 keV line. The tabulated intensity is computed from this ratio.

We previously reported the energies of several new transitions in ^{165}Ho [5]. Since then, with help of a new diode and of a better analysing system, the energies of many already known lines have been determined with better accuracy and additional transitions disclosed. They are all given with their relative intensities in Table I. All, but two, can be fitted into a level scheme comprising 18 excited states, which are listed in Table II.

Table II
Energies of the levels

Level No.	Energy [keV]	Standard deviation [eV]	Level No.	Energy [keV]	Standard deviation [eV]
0	0.0	—	10	515.47	15
1	94.700	3	11	566.57	40
2	209.805	10	12	715.30	20
3	361.67	15	13	820.04	25
4	419.54	15	14	995.07	15
5	429.38	15	15	1055.73	40
6	449.25	15	16	1079.58	25
7	491.04	15	17	1140.38	60
8	539.00	15	18	1186.54	50
9	589.77	20			

This work has been performed under the auspices of the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

References

- [1] A. K. KERMAN, Dan. Mat. Fys. Medd. 30, No. 15 (1956).
- [2] O. W. B. SCHULT, B. P. MAIER and U. GRUBER, Z. Phys. 182, 171 (1964).
- [3] V. G. SOLOVIEV and P. VOGEL, Nucl. Phys. A 92, 449 (1967).
- [4] M. E. BUNKER, G. BERZINS and J. W. STARNER, Contr. Int. Symp. Nucl. Str. (Dubna 1968).
- [5] G. MAURON, J. KERN and O. HUBER, Helv. phys. Acta 40, 798 (1967).

Eine Neubestimmung der β Zerfallsenergie des Tritiums und die Neutron-Proton-Massendifferenz

von R. C. SALGO und H. H. STAUB

(Universität Zürich)

Wird demnächst ausführlich publiziert.

Über den Zerfall von ^{161}Gd (β^- ; 3,7 min) ^{161}Tb

von M. GASSER, V. IONESCU, J. KERN und O. HUBER

(Physikinstitut der Universität, 1700 Fribourg, Schweiz)

Das γ -Spektrum von ^{161}Tb wurde zwischen 700 keV und 2000 keV mit einer 3 cm³ Ge(Li)-Diode¹⁾ gemessen. Als Analysator diente ein 4000 Kanal (ND 2200)²⁾. Ungefähr 30 Linien wurden erstmals festgestellt und die Existenz früher nachgewiesener Linien [1] konnte bestätigt werden.

Die erste Analyse der Resultate anhand der graphisch ermittelten γ -Energien ergibt mehrere neue Niveaux (u. a. bei 1210 keV, 1537,5 keV und 1545 keV), die mit drei oder mehr Übergängen zerfallen. Die Auswertarbeiten (Energie- und Intensitätsbestimmung durch «least square fit» mit Computer), die eine weitere Interpretation der Resultate und die Prüfung des Niveauschemas ermöglichen sollen, sind noch im Gange.

Literatur

[1] M. GASSER, J. KERN, B. MICHAUD und O. HUBER, *Helv. phys. Acta* 41, 430 (1968).

¹⁾ Erhalten von Herrn Prof. E. BALDINGER, Institut für angewandte Physik der Universität Basel.

²⁾ Die Messungen wurden am EIR-Reaktor «Saphir», Würenlingen (Schweiz), durchgeführt.

The Decay of ^{128}I

by L. A. SCHALLER

(Physics Department, University of Fribourg, 1700 Fribourg, Switzerland)

The decay of 25 min ^{128}I has been investigated by means of a 3 ccm Ge(Li) diode in conjunction with a TC 200 linear amplifier and a RCL 512-channel analyzer. The isotope was obtained by irradiating 99.998% pure NH_4I in the thermal neutron flux ($\phi \sim 3 \cdot 10^{12}/\text{cm}^2\text{s}$) of the reactor 'Saphir' in Würenlingen. For the study of higher γ -transitions, a 1 cm thick sandwich-absorber was used in order to minimize the influence of the very strong 443 keV line on the total counting rate. Seven energy regions up to the β^- Q -value of 2.14 MeV were investigated.

Figure 1 shows the measurements in the energy interval between 1120 and 1490 keV. Thirteen runs, each one of 25 min duration, were added in the first half of the analyzer (upper spectrum). After each of these runs, the same spectrum was recorded in the

second half of the analyzer (lower spectrum). In this way, the intensity diminution corresponding to the decay of ^{128}I could be tested, and the 1434.5 keV peak could be attributed to a new γ -transition in ^{128}Xe . Identified background lines as well as the 1412 keV sum peak are also shown. The total counting rate in the upper spectrum was close to 30000/s.

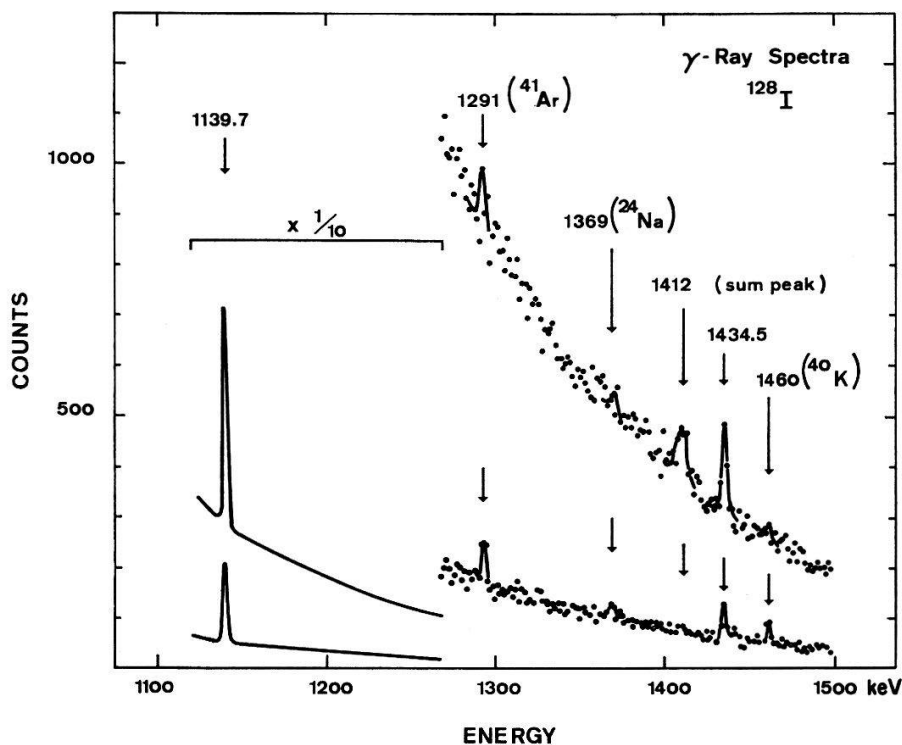


Figure 1

Figure 2 compares the results with the recent work by JULIAN et al. [1]. These authors also employed a semiconductor detector. With the exception of the relative intensity of the 1139.7 keV transition, all results agree within the quoted errors. The 613.1 keV line could formerly only be found in a study of the β^+ -decay of ^{128}Cs [1]. Also listed in Figure 2 are averaged values from the newest 'Table of Isotopes' as compiled by LEDERER et al. [2].

ENERGIES AND RELATIVE INTENSITIES OF γ -RAYS FROM THE DECAY OF ^{128}I					
ENERGY (keV)			RELATIVE INTENSITY		
Present Work	Julian 1)	Lederer 2)	Present Work	Julian 1)	Lederer 2)
443.0 ± 0.2	443.3 ± 0.2	441	100.0	100.0	100.0
526.5 ± 0.2	526.4 ± 0.2	528	9.6 ± 0.9	9.9 ± 1.4	9
613.1 ± 0.5	—	—	0.015 ± 0.004	—	—
a) 743.5 ± 0.2	743.3 ± 0.2	743	a) 0.9 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.9
969.4 ± 0.4	969.7 ± 0.2	970	2.4 ± 0.3	2.7 ± 0.4	1.8
1139.7 ± 0.2	1139.9 ± 0.4	(1100)	0.060 ± 0.008	0.08 ± 0.01	(0.006)
1434.5 ± 0.5	—	—	0.0033 ± 0.0007	—	—

a) Gamma ray from ^{128}Te

Figure 2

Figure 3 shows a tentative level scheme for ^{128}Xe . The quantities on the left side of the figure give the total β -decay transition percentages together with the log ft-values (in brackets). Energies and relative intensities (in brackets) are listed above the respective γ -transitions. Only spin and parity of the ground state and the first two excited states are experimentally well established. The quantum numbers of these states, their energy ratio and their γ -transition probabilities characterize ^{128}Xe as a vibrational nucleus. The energy of the 1582.7 keV level is compatible with an interpretation of this state as a 3-phonon quadrupole excitation. On the other hand,

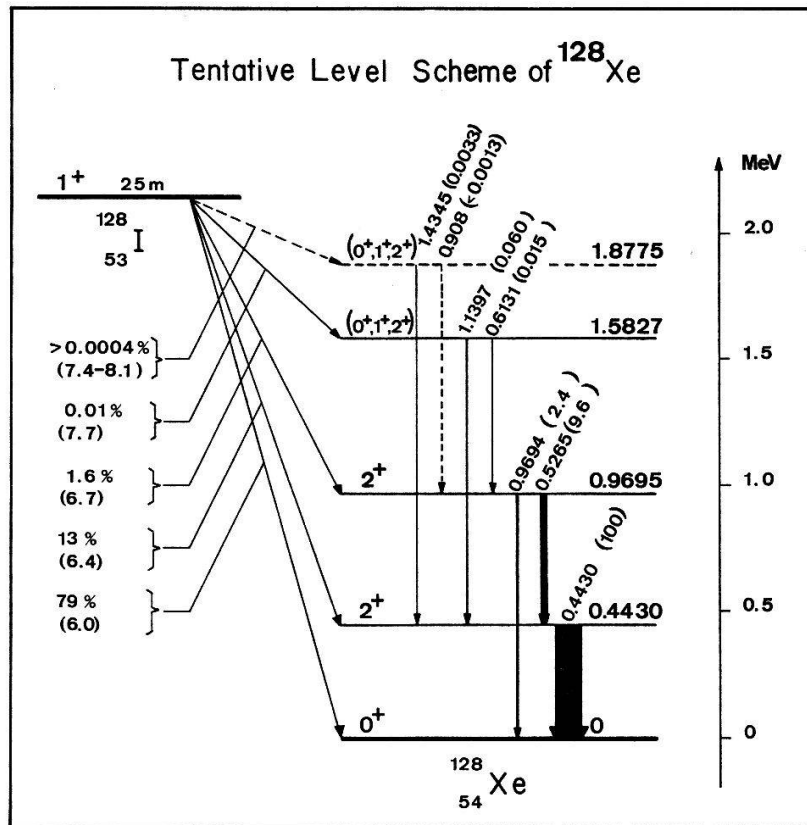


Figure 3

the ratio of the reduced quadrupole transition probabilities of the 1139.7 to the 613.1 keV transition, 0.18 ± 0.05 , is an order of magnitude larger than the ratio expected for 'typical' vibrational nuclei. Thus, the 1582.7 keV state may well have other modes of excitation mixed into it [1]. The 1434.5 keV line has been tentatively attributed to a new level at 1877.5 keV. Support to such an assignment comes from JHA et al. [3], who have observed but not further pursued a peak around 1450 keV in coincidence with the 443 keV line. The only other possibility is to place the new level at 1434.5 keV. But this would imply a log ft-value > 9 leading to an odd-parity state at quite a low excitation energy. On the other hand, the ft-value of a 1877.5 keV state is comparable to the ft-value of the 1582.7 keV state to which positive parity has been assigned [1]. Thus, the β -decay to the 1877.5 keV level may also be considered to be a retarded, but still allowed transition with no parity change. If the 1877.5 keV state belonged to the theoretically expected 3-phonon quintuplet, the ratio of the reduced quadrupole transition probabilities of the 1434.5 to the 908 keV transition

would become larger than 25%. In order to arrive at this value, a higher limit had to be attributed to the intensity of the experimentally not observed 908 keV line. The high ratio again implies that the quadrupole vibrational picture becomes doubtful at higher excitation energies.

The author wishes to thank Prof. Dr. J. KERN for valuable discussions and acknowledges the assistance of M. GASSER, V. IONESCU and B. MICHAUD in taking the data.

This work has been performed under the auspices of the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

References

- [1] G. M. JULIAN, S. JHA and A. S. JOHNSTON, *Phys. Rev.* **163**, 1323 (1967).
- [2] C. M. LEDERER, J. M. HOLLANDER and I. PERLMAN, *Table of Isotopes* (John Wiley & Sons, New York 1967).
- [3] S. JHA, R. K. GUPTA, H. G. DEVARE, G. C. PRAMILA and K. P. GOPINATHAN, *Nuovo Cim.* **20**, 76 (1961).

Effet de température sur une corrélation $\gamma\gamma$ dans la désintégration de ^{166}Ho , dilué dans des monocristaux d'éthylsulfate de lanthane

par H. DIRREN, T. VON LEBEBUR et H. J. LEISI

(Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF Zürich)

L'influence de la température sur l'interaction hyperfine du premier niveau excité dans ^{166}Er a été étudiée en observant la variation de la fonction de corrélation directionnelle $\gamma\gamma$ de la cascade 1380–81 keV dans la désintégration de ^{166}Ho . La corrélation a été mesurée dans un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie hexagonale du cristal. Une forte diminution de l'anisotropie a été observée pour un abaissement de température de 293°K à 7°K. Ceci est attribué, en tenant compte de la symétrie du cristal, à des variations importantes des temps de relaxation.

On the Origin of the Heavy Nuclei

by J.-P. AMIET

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

et H. D. ZEH

(Institut für theoretische Physik der Universität Heidelberg, Deutschland)

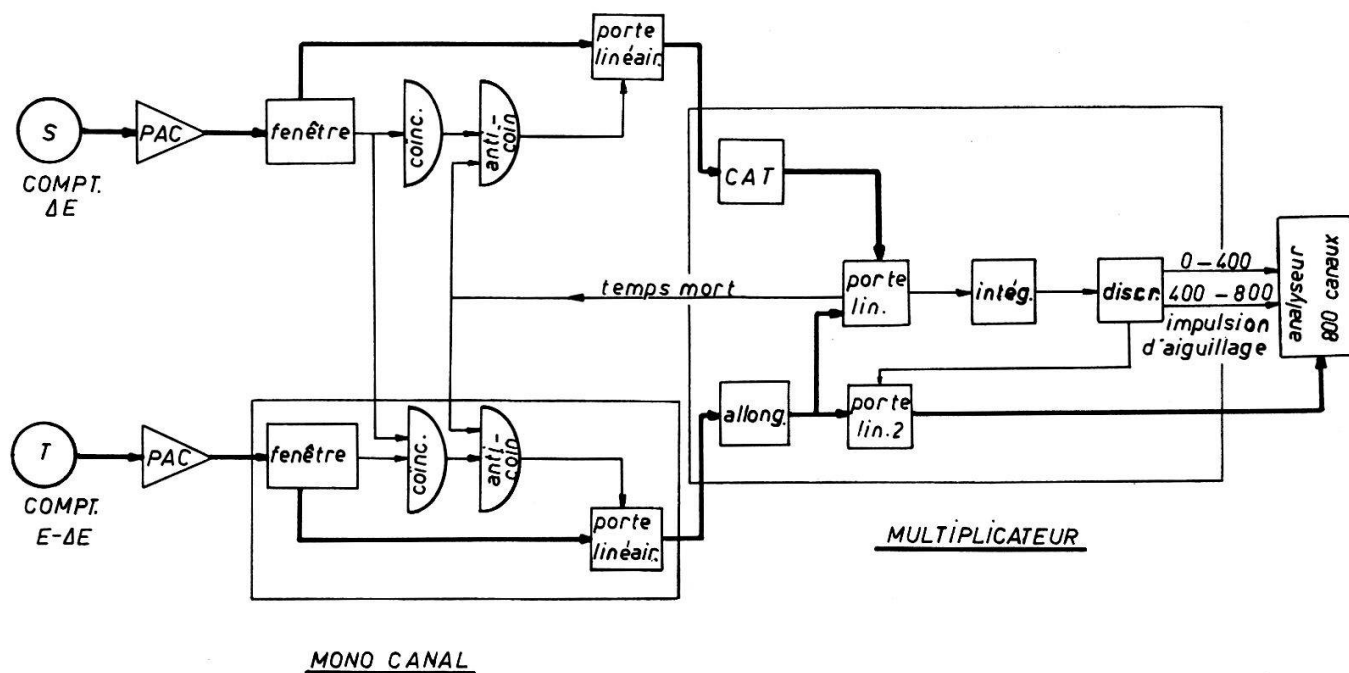
Nuclear formation processes and the conditions of their physical environment are investigated on the basis of the empirical abundance distribution of the nuclei. Three different abundance components of the heavy nuclei require very different physical conditions for their formation but appear genetically correlated. The component formed in a slow neutron capture chain indicates the pre-existence of the neutron-rich component, and of an iron abundance peak considerably smaller than found in the solar system. The neutron-rich and the proton-rich components seem to have been formed by β -decay from progenitors which were produced at conditions of matter density $\rho = 2 \times 10^6 \text{ g/cm}^3$ and of temperature $kT = 500 \text{ keV}$, respectively.

Nouveau dispositif de discrimination alphas-protons

par F. FOROUGHI, E. GRAF et J. E. DURICH

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Voulant mesurer simultanément les distributions angulaires des produits de réactions du type (n, p) et (n, α) nous avons été amenés à adopter une méthode bien connue de discrimination des alphas et des protons, méthode qui utilise le produit $E \Delta E$. Nous avons construit un système électronique effectuant la multiplication de deux impulsions. Nous procédons comme suit: l'impulsion de la voie spectrométrique (T sur la figure) est allongée. L'impulsion ΔE passe par un convertisseur linéaire amplitude-temps, donnant ainsi une impulsion rectangulaire modulée en largeur. Cette impulsion découpe dans le signal de la voie spectrométrique une impulsion dont la surface représente le produit $E \Delta E$. Cette dernière impulsion est intégrée (mesure de la surface) et ira dans un discriminateur à seuil réglable. Suivant la valeur du seuil, le discriminateur donnera une impulsion d'aiguillage dans la première partie ou dans la deuxième partie de la mémoire d'un analyseur multicanaux. La porte n° 2 dans le multiplicateur sert à mettre l'impulsion spectrométrique et l'impulsion d'aiguillage dans la même séquence temporelle.



La linéarité pour l'impulsion produite s'étend sur un domaine de 1 à 100. Des tests préliminaires, portant sur une source d'alphas (Am. 241) et une cible de polyéthylène (protons), nous ont montré que l'on arrivait à une parfaite discrimination.

Le compteur $E \Delta E$ (T) est une diode à barrière de surface et le compteur ΔE (S) fait partie d'un télescope [1] composé de 2 compteurs proportionnels gazeux (CO_2).

Références

- [1] T. KNELLWOLF et J. ROSSEL, Helv. phys. Acta 39, 376 (1966).

Gamma-Gamma Directional Correlation in the Decay of ^{129m}Xe

by R. JENEFSKY, F. N. GYGAX and H. J. LEISI

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH, Zürich)

With the aid of a new method, the unperturbed correlation of the 196 keV–40 keV $\gamma\gamma$ cascade in the decay of the $I^\pi = 11/2^+$ isomer of ^{129}Xe has been measured. For cascades in which the lifetime of the intermediate state is of the order of nanoseconds or longer, it is generally difficult to find an environment which will ensure that the measured angular correlation corresponds to the unperturbed case. The possible causes of perturbation are eliminated in our experiment by the use of a low-density gaseous source.

Erratum

by TH. VON LEDEBUR and F. C. ROEHMER

 γ -Ray Spectroscopy of the Decay $^{38}\text{Cl} \rightarrow ^{38}\text{A}$, Helv. phys. Acta 40, 340 (1967)

The value of the relative intensity given in Table I, p. 341, for the transition γ_2 is incorrect, because the contribution from the single escape peak of γ_1 has not been taken into account. The correct value is $74.2 \pm 3.0\%$. The authors would like to thank Dr. J. VAN KLINKEN for pointing out this error.

Festkörperphysik**Der Einfluss von Oberflächenströmen auf die Magnetostriktion von Typ II Supraleitern**

VON G. BRÄNDLI und R. GRIESSEN

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Bei Magnetostruktionsmessungen an Typ II Supraleitern ist ein grosser Einfluss der Oberflächenströme beobachtet worden. Wider Erwarten ist dieser Effekt nicht im Meissner-Zustand knapp unterhalb H_{c1} (wo die grössten Ströme fliessen) maximal, sondern in der Nähe von H_{c2} und zwischen H_{c2} und H_{c3} . Berechnungen an einem schlanken Rotationsellipsoid erklären diesen Effekt folgendermassen: Unterhalb H_{c1} drückt das Magnetfeld von allen Seiten gleichmässig auf die Probe und bewirkt eine kleine Volumenkompression. Bei H_{c2} aber hat der Druck nur Komponenten senkrecht zur Rotationsachse und presst die Probe stark in die Länge. – Messungen an verschiedenen Probenformen und Materialien werden mit den berechneten Proben- deformationen verglichen.

Stade V de restauration dans l'or pur écroui¹⁾

par T. JALANTI et W. BENOIT

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

Le stade V de restauration, dans les métaux, se caractérise par le réarrangement du réseau de dislocations présent dans le cristal, par un relâchement des contraintes internes et par la modification des grains. Ces phénomènes influent sur les propriétés mécaniques du solide.

Ce travail veut montrer les corrélations existant entre des mesures de frottement intérieur et la microdureté dans l'or écroui. FORNEROD [1] sur l'argent et BENOIT [2] sur l'or ont déjà signalé que pour des recuits au voisinage du stade V, le frottement intérieur augmente et la microdureté diminue.

Les mesures de frottement intérieur, présentées ici, sont effectuées sur l'installation de vibration de lame encastrée décrite par BENOIT [2]. Les échantillons sont des lames d'or de $12 \times 6 \times 0,15$ mm et de 99,999% de pureté. Ils sont écrouis par traction à température ambiante dans l'installation. Les mesures sont effectuées au cours de montées linéaires en température de 20°C à 160°C après des recuits isochrones de 1 heure s'échelonnant entre 200°C et 400°C. Sur la figure 1 le frottement intérieur, mesuré à 50°C, est reporté en fonction de la température de recuit. Chaque courbe correspond à un écrouissage différent. Ces résultats conduisent aux constatations suivantes:

Deux maxima de frottement intérieur sont observés.

Le premier maximum apparaît systématiquement vers $T_R = 270^\circ\text{C}$.

Il semble par contre que la température du deuxième maximum augmente avec l'importance de l'écrouissage.

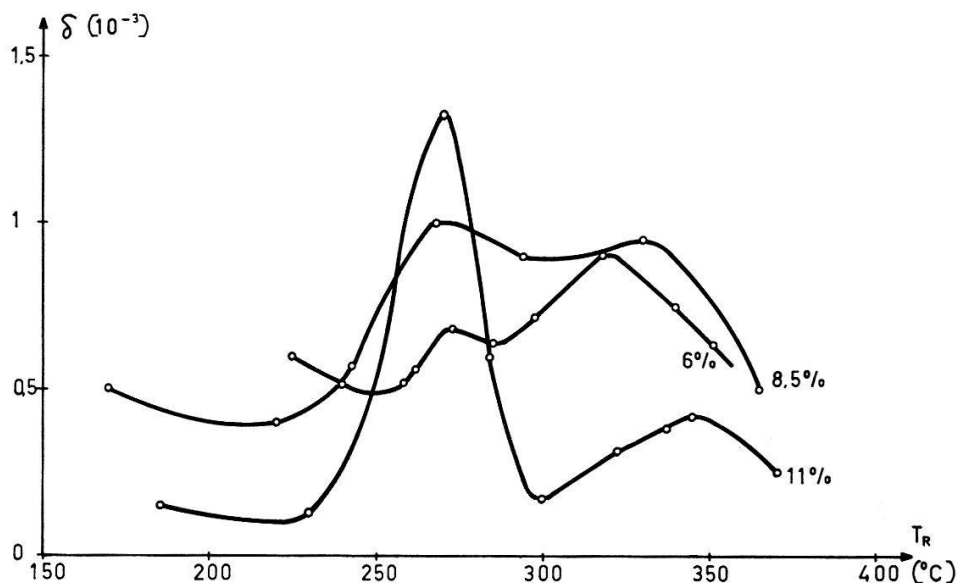


Figure 1

Recuits isochrones de l'or écroui. Variation du frottement intérieur en fonction de la température de recuit. Température de mesure 50°C. Ecrouissages de 11%, 8,5% et 6%.

¹⁾ Subside 5105.2 du Fonds National de la Recherche Scientifique.

L'importance relative des deux maxima dépend de l'amplitude d'écroutissage. Pour un écroutissage de 11% le premier maximum est très important et le second faible, tandis que pour un écroutissage de 6% la situation est inversée.

La microdureté (Figure 2) se restaure en *deux* stades dont l'amplitude relative dépend également de l'écroutissage. La première variation est simultanée au premier maximum de frottement intérieur.

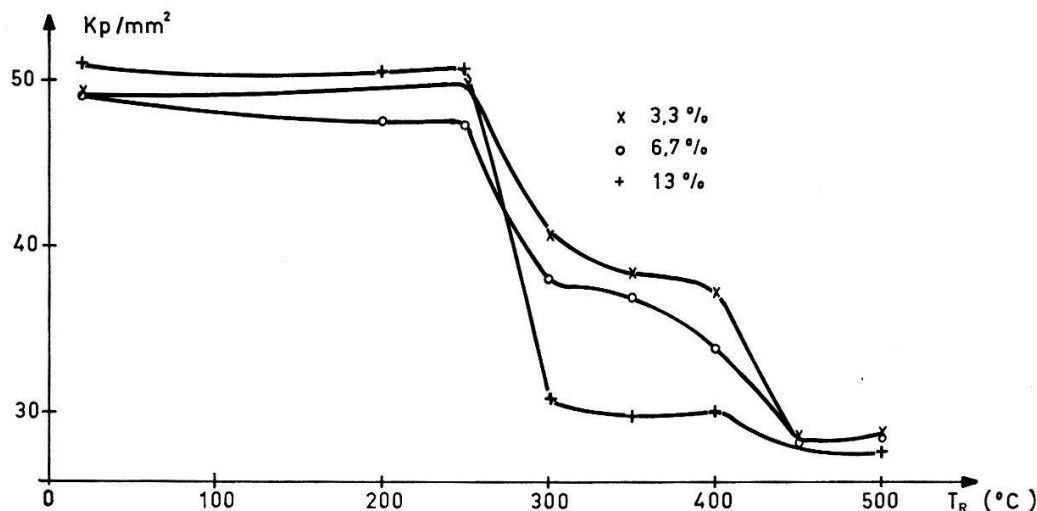


Figure 2

Recuits isochrones de l'or écroui. Variation de la dureté en fonction de la température de recuit, mesures faites à température ambiante. Ecroutissage de 13%, 6,7% et 3,3%.

Bibliographie

- [1] R. C. FORNEROD, Thèse EPUL 1967 (à paraître).
 [2] W. BENOIT, Thèse EPUL 1968 (à paraître).

High-Current Pulse Experiments in *n*-Type Silicon

by R. JAGGI, H. KELLER, and H. WEIBEL

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon-ZH)

Recently it has been shown [1] that deviations from Ohm's law in high electric fields are well described by the simple formula

$$E = \frac{\rho_0 J}{1 - \varphi J^2} \quad (1)$$

From equation (1) follows an effective conductivity

$$\sigma = \frac{J}{E} = \sigma_0 (1 - \varphi J^2) \quad (2)$$

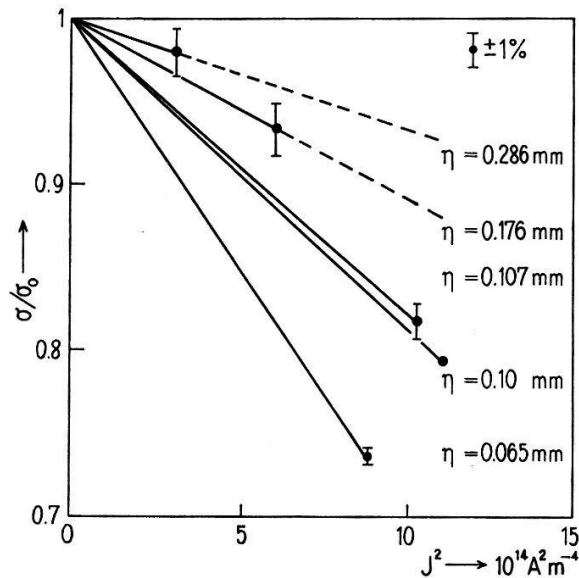
where E is the electric field, J the current density, ρ_0 and σ_0 the 'Ohmic' resistivity and conductivity, respectively, and φ a new parameter which depends on the carrier concentration and on the geometry of the sample. Over a wide range

$$\varphi \text{ prop. } 1/\eta \text{ with } \eta = 2 \text{ Vol}/S \approx 2 F/U. \quad (3)$$

The geometry factor η characterizes the sample of volume Vol , surface area S , cross-section F , and circumference U . These three equations have been proved by evaluation

of literature data and by own measurements [1]. Further experimental results are briefly reported here.

The plates used in our measurements were cut from an *n*-type silicon single crystal of resistivity $\rho_0 = 1 \Omega \text{ cm}$. The [111] axis was perpendicular to the longitudinal plate axis. Ohmic contacts were made by alloying tapes of Au + 1% Sb. Our first sample 1 was a simple rectangular plate. In order to rule out disturbances by the contacts we fabricated the dumb-bells haped samples 2 and 3 with large contact areas. For studying the geometry-dependence of φ , the thin midsections of these samples were etched in several steps. After each etching process we determined the sample dimensions and performed then the electric measurements on the specimen immersed in an oil bath.



σ/σ_0 versus J^2 at room temperature of sample 1 ($\eta = 0.10 \text{ mm}$) and of sample 2 for different geometry factors η .

In the equipment for measuring the current-voltage characteristics single square pulses of 0.4 microsecond duration are formed by discharging a cable. Joule's heat does not influence the results. Simultaneous current and voltage values are recorded by a Tektronix type 551 dual beam oscilloscope. In the Figure, for samples 1 and 2 the ratio σ/σ_0 is plotted versus J^2 for current densities up to 10^7 Am^{-2} . Results are:

1. Within the indicated experimental error the corresponding experimental points for each given geometry factor η are located on a straight line in agreement with equation (2).

2. By decreasing the plate thickness and with it the geometry factor η ($\eta \approx$ thickness for thin plates) the slope φ of these lines increases according to equation (3). For samples 1, 2 and 3 the average product is $\varphi \eta = 1.9 \times 10^{-20} \text{ m}^5 \text{ A}^{-2}$, $2.0 \times 10^{-20} \text{ m}^5 \text{ A}^{-2}$, and $2.2 \times 10^{-20} \text{ m}^5 \text{ A}^{-2}$, respectively.

3. Although the lengths of the samples 1, 2 and 3 of 9 mm, 10 mm and 5 mm, respectively, vary by a factor of two, there is no significant length-dependence.

In conclusion, the equations (1 to 3) allow a good description of the non-ohmic behavior of homogeneous semiconductors with only one new parameter φ .

Reference

- [1] R. JAGGI, Spring Meeting Swiss Physical Society, Berne, *Helv. phys. Acta* 41, 405 (1968); *J. Phys. Chem. Solids* 29, 1699 (1968).

Anomalie de transition de phase au champ critique supérieur H_{c2} dans les supraconducteurs de deuxième espèce

par R. EHRAT et L. RINDERER

(Institut de Physique expérimentale de l'Université, Lausanne)

Des échantillons de l'alliage plomb-indium, caractérisés par des valeurs des paramètres de Ginsburg-Landau proches de la valeur critique théorique $\kappa_{cr} = 1/\sqrt{2}$, présentent une anomalie de la magnétisation lors de la transition de l'état mixte à l'état normal se traduisant par une chute verticale analogue à celle observée dans une transition de type I. Un pic étroit de chaleur spécifique apparaît également lors de cette transition, en champ magnétique constant, confirmant l'existence d'une transition de phase de premier ordre à H_{c2} dans ces alliages.

Druckabhängigkeit der kritischen Temperatur in In-Pb

von E. FISCHER

(Labor für Festkörperphysik, Tieftemperaturgruppe, ETH Zürich)

$\partial T_C/\partial p$ wurde im System In-Pb gemessen bis 10 at % Pb und bis zu Drucken von 15 kilobar. Die Messung erfolgte durch Vergleich der Legierung mit reinem Indium, das dem gleichen Druck ausgesetzt wurde. Der Druckverlauf der kritischen Temperatur ist für Indium bekannt. Für die Legierungen weicht er zum Teil stark vom Wert für reines Indium ab. Die Kurve für $\partial T_C/\partial p$ als Funktion der Zulegierung zeigt gute Übereinstimmung mit Werten aus Magnetostruktionsmessungen (Brändli) für Pb-Zulegierungen von weniger als 7%. Oberhalb ergibt sich nur noch qualitative Übereinstimmung.

Theoretische Bestimmung der genauen Struktur des 6H-Typs von SiC

von M. LIETZ

(Brown, Boveri Forschungszentrum, Baden)

In Polytypen, die nicht kubische oder Wurtzitstruktur haben, sind die Abstände von nächsten Nachbaratomen verschieden. Die Abweichungen von der idealen Lage, in der jedes Atom von einem regelmässigen Tetraeder umgeben ist, werden mit Hilfe eines Potentialmodells untersucht, das die kovalente Bindung berücksichtigt. Für den 6H-Typ des SiC besteht eine Vergleichsmöglichkeit mit genauen Messungen.

Indirekte Austauschwechselwirkung zwischen magnetischen Momenten

von J. BERNASCONI und S. STRÄSSLER

(Brown, Boveri Forschungszentrum, Baden)

Wir diskutieren innerhalb der molekularen Feldtheorie den ferromagnetischen Phasenübergang, welcher infolge der indirekten Austauschwechselwirkung auftreten kann. Diese Austauschwechselwirkung über die Leitungselektronen wird im allgemeinen näherungsweise durch einen effektiven Heisenberg-Hamilton-Operator beschrieben. Wir zeigen, dass diese Approximation in einigen Fällen ungenügend ist.

Durch Abschrecken aus der Schmelze erhaltene, dendritisch gewachsene, spherische Einkristalle hochschmelzender Metalle

von E. MEYER und L. RINDERER

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

Eine neue Technik zum Abschrecken hochschmelzender Metalle aus der Schmelze wird beschrieben. Die sich bildenden spherischen Einkristalle (bis zu etwa 1 mm Durchmesser) wachsen aus der unterkühlten Schmelze auf dendritische Art. Laueaufnahmen zeigen eine typische Aufspaltung der Beugungspunkte.

Etude de la RPE des centres F dans KCl par détection optique

par Y. RUEDIN et F. PORRET

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Nous appliquons la méthode de détection optique de la RPE, décrite en 1959 par BROSSEL et col. [1], à l'étude des centres F dans KCl.

Le spectromètre (Figure 1) permet d'utiliser toute la puissance microonde délivrée par le klystron. Afin d'appliquer une méthode de détection par «lock-in», nous modulons le champ H_1 dans la cavité. Ceci est réalisé en superposant à la tension réflecteur du klystron une tension alternative rectangulaire, généralement de 80 Hz, d'où un désaccord périodique entre la fréquence microonde et la fréquence de résonance de la cavité. Un coupleur directif 20 db prélève une partie de la puissance réfléchie; on contrôle ainsi l'accord et la modulation au moyen d'une diode et d'un oscilloscope.

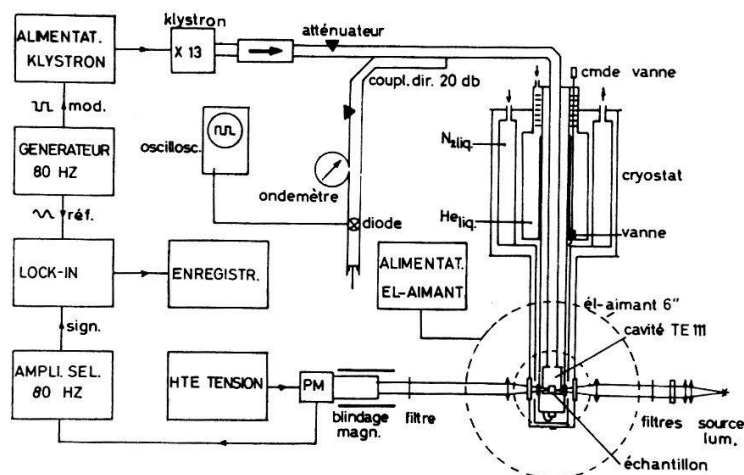


Figure 1

Schéma de principe du spectromètre RPE à détection optique.

La cavité cylindrique est en cuivre, elle oscille sur le mode TE 111. 3 trous d'axes perpendiculaires sont percés dans la paroi, ils permettent l'excitation lumineuse du cristal et l'observation de la luminescence selon les directions parallèle et perpendiculaire au champ H_0 .

Le cryostat (Andonian) est métallique; une vanne à pointe permet d'introduire de l'hélium liquide dans l'espace situé sous la cavité. On peut atteindre toute température supérieure à 1,7°K.

Les centres F , objet de notre étude, sont créés par des rayons X dans un échantillon de KCl pur (Korth) (dimensions $5 \times 5 \times 5$ mm). Cette irradiation est faite à travers les fenêtres du cryostat, le cristal étant placé dans la cavité. Les centres sont excités au moyen d'une lampe à incandescence de 100 W. Nous plaçons dans le faisceau lumineux un filtre anticalorifique et un filtre « passe bande » centré sur $\lambda = 4350 \text{ \AA}$. Un photomultiplicateur (Philips XP 1005) détecte la lumière émise par le cristal parallèlement ou perpendiculairement à H_0 . De cette manière, il est possible d'observer les variations d'intensité lumineuse pour toute polarisation de la luminescence en intercalant les polariseurs et lames quart d'onde adéquats.

Le spectre de RPE obtenu (Figure 2) donne les résultats suivants: $g = 1,984 \pm 0,005$; $\Delta H = 51 \pm 4$ Gauss. Pour l'état fondamental, les méthodes classiques donnent (voir p. ex. MARKHAM [2]) $g = 1,995$; $\Delta H = 54$ Gauss.

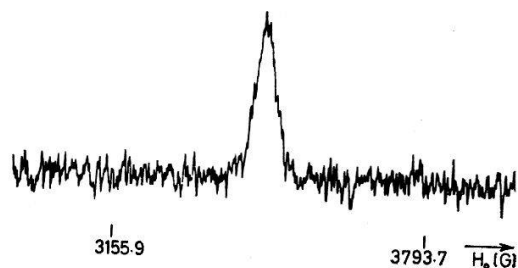


Figure 2

Spectre RPE, détection optique, centres F dans KCl . $H_0 // [100]$, température: $20 \pm 1^\circ K$, concentration $10^{16}/cm^3$ $g = 1,984 \pm 0,005$, $\Delta H_{1/2} = 51 \pm 4$ Gauss.

Nous avons mesuré ce signal en fonction de 4 paramètres:

a) *Polarisation de la luminescence*. Quelle que soit cette polarisation, nous observons le même signal; celui-ci correspond à une diminution de l'intensité lumineuse lorsqu'il y a absorption microonde.

b) *Puissance microonde*. Nous faisons varier la puissance incidente sur la cavité, au moyen d'un atténuateur, de 0 à 40 mW. Dans les limites d'erreur, il y a linéarité entre le signal obtenu et la puissance. Ainsi la saturation entre les sous-niveaux n'est pas atteinte. Cet essai a été fait pour les températures de 2 et $8^\circ K$.

c) *Fréquence de modulation*. L'amplitude du signal de RPE est indépendant de la modulation dans le domaine $30 \text{ Hz} \leq \nu \leq 30 \text{ KHz}$. Le temps de relaxation est donc inférieur ou de l'ordre de $1/(2\nu_{max}) = 1,6 \cdot 10^{-5}$ s.

d) *Température*. De 2 à $20^\circ K$, le signal est constant, au-delà, il décroît pour se confondre avec le bruit à $T = 40^\circ K$.

L'analyse de ces résultats ne nous permet pas de déterminer si l'état responsable de cette RPE est l'état fondamental ou l'état excité relaxé. Récemment, SCHMID et col. [3] ont observé la résonance de l'état fondamental, par une méthode de modulation lumineuse, avec une puissance microonde de 0,1 mW; cette puissance sature le signal en l'absence de lumière. L'explication qu'ils donnent de ce résultat ne permet pourtant pas de conclure dans notre cas.

Nous poursuivons nos recherches dans ce domaine, notamment en produisant les centres F par la méthode d'additivité et en étudiant également ces centres dans d'autres halogénures alcalins.

Nous remercions MM. les Professeurs C. JACCARD et J. ROSSEL pour leur soutien et l'intérêt qu'ils portent à cette recherche.

Ce travail a bénéficié de l'appui financier du Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique.

Bibliographie

- [1] J. BROSSEL, S. GESCHWIND and A. L. SCHAWLOW, Phys. Rev. Lett. 3, 548 (1959).
 [2] J. J. MARKHAM, *F-Centers in Alkali Halide*, Solid State Phys., Suppl. 8 (1966).
 [3] D. SCHMID and V. ZIMMERMANN, Phys. Lett. 27A, 459 (1968).

Corrélations entre modules élastiques et structure de bande dans les métaux de transition

par M. POSTERNAK et S. STEINEMANN

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

et M. PETER

(Institut de Physique expérimentale de l'Université de Genève)

Les modules élastiques des monocristaux ont été mesurés pour un grand nombre des métaux de transition. Leur examen systématique fait apparaître une corrélation entre structure électronique et élasticité, en particulier le comportement en température de certains cisaillements. Le tableau donne quelques exemples des coefficients de température (références relatives à ces données voir [1]):

Élément Structure	Zr hex	Nb cc	Mo cc	Ir cfc	Pt cfc	Au cfc
d/dT (ln CP) à 300°K	- 3,3	- 1,8	- 1,0	- 2,2	- 3,3	$- 3,4 \cdot 10^{-4}$ degré ⁻¹
d/dT (ln CS) à 300°K	- 10,5	- 0,5	- 1,0	- 2,0	+ 1,6	$- 3,1 \cdot 10^{-4}$ degré ⁻¹
		(à 1000°K + 2,4)				
d/dT (ln CT) à 300°K	- 4,8	-	-	-	-	$\cdot 10^{-4}$ degré ⁻¹

Légende: Structure hexagonale CP = $c_{11} + c_{12} + 2c_{33} - 4c_{13}$, CS = $1/2(c_{11} - c_{12})$, CT = c_{44} ;
 structure cubique CP = $1/2(c_{11} - c_{12})$, CS = c_{44} .

On constate que les modules CS du Zr, Nb et Pt divergent nettement du comportement d'un métal noble ou du Mo et Ir à petite susceptibilité magnétique, qui ont des comportements fort semblables de leurs modules indépendants. Nous distinguons ainsi des modules «normaux» et des modules «anormaux». La variation en température des premiers est due au réseau (ils sont les plus faibles au milieu des séries des métaux de transitions où l'énergie électrostatique interélectronique est la plus élevée). Les derniers font intervenir des effets de bande dont l'existence a été démontrée par BELMAHI et al. [2] pour le Pd et ses alliages et FISCHER, PETER et STEINEMANN [1] pour l'ensemble des métaux de transition. Ces deux études concernaient les matériaux polycristallins; dans ce qui suit, nous traitons des particularités dans les monocristaux.

Le résultat pour la contribution de bande aux modules de cisaillement C est [1]:

$$C = \sum_{ij} n_{ij} \left(\frac{\partial^2 E_{ij}}{\partial \gamma^2} \right)_0 + \sum_{ij} \left(\frac{\partial n_{ij}}{\partial \gamma} \right)_0 \left(\frac{\partial E_{ij}}{\partial \gamma} \right)_0$$

$$= \sum_{ij} n_{ij} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \gamma^2} \right)_0 + \sum_{ij} \frac{\int N_{ij} (E - E_{ij}) (\partial F_{ij} / \partial E) dE}{1 + (1/2) J \int N_{ij} (E - E_{ij}) (\partial F_{ij} / \partial E) dE} \left(\frac{\partial E_{ij}}{\partial \gamma} \right)_0^2$$

Le deuxième terme comprend un potentiel de déformation $(\partial E/\partial \gamma)_0$. La contribution de bande, par mécanisme de transfert, s'effectue entre les bandes partielles N_{ij} , E_{ij} étant un niveau d'énergie associé à la zone de Brillouin qui subit une distorsion sous l'action du cisaillement γ (i désigne le type de face, j numérote les faces de même type).

Le deuxième terme de la formule est égal à $-1/\mu_B^2 (\partial E/\partial \gamma)_0^2 \chi(T)$. On peut donc obtenir les potentiels de déformation à partir des coefficients de température de la susceptibilité magnétique χ et des modules de cisaillement (différence entre module «anormal» et «normal»). Ces potentiels sont élevés et sont présents, indépendamment de la structure cristalline (Figure 1); ils sont nuls en dehors du nombre d'électrons par atome $e/a \sim 3-5,5$ et $9,5-10,5$.

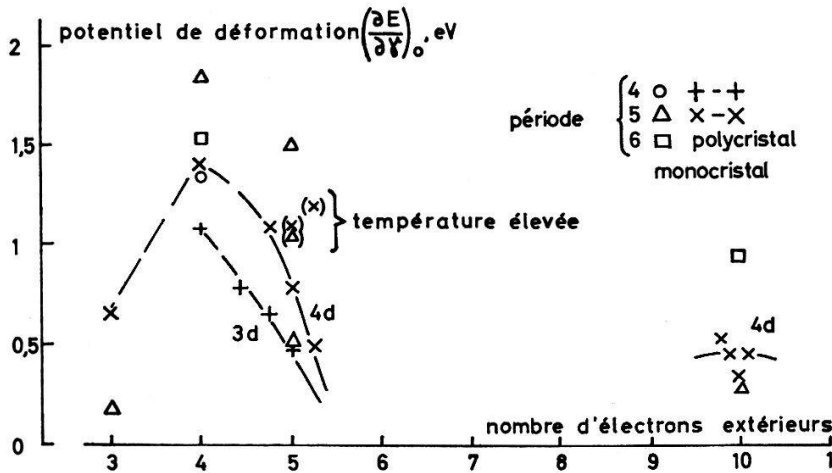


Figure 1

Potentils de déformation des métaux de transition du groupe IV, V et VI du système périodique, obtenus à partir des modules de cisaillement des monocristaux et des métaux purs et alliages polycristallins [1].

Les distorsions de la zone de Brillouin dépendent spécifiquement des cisaillements. Les phénomènes de transfert, qui se manifestent dans les modules «anormaux», concernent alors des sous-bandes bien définies (annotées par l'indice i). Ceci nous amène à rechercher les relations entre les distorsions de la zone de Brillouin et la topologie des surfaces de Fermi. Ces distorsions ont été calculées et sont représentées en Figure 2 pour $\gamma = 0,2$. La 1^{ère} zone de Brillouin suffit pour discuter le transfert dans le cas des métaux simples (LEIGH [3], REITH et SMITH [4]). Pour les métaux de transition où les états occupent des zones supérieures, la représentation en zone réduite est cependant aussi faisable si on considère que les distorsions du réseau direct, et par conséquent du réseau réciproque, sont homogènes et que la périodicité implique l'équivalence des états de Bloch modulo un vecteur entier du réseau réciproque. Ce qui est déplacé avec la distorsion de la zone de Brillouin sous le cisaillement γ , ce sont des valeurs d'énergie dans le schéma de zone réduite, mais cette énergie n'est plus nécessairement une fonction monotone de l'impulsion; le transfert d'électrons n'a plus nécessairement une symétrie centrale et l'origine Γ perd son rôle privilégié.

La surface de Fermi du Pd, cubique à faces centrées, comprend une surface fermée d'électrons sur Γ , des poches de trous ouvertes sur X (m_{eff} petit) et des trous

(m_{eff} grand) en forme de «grille à trois dimensions» semi-fermée selon les directions $X - W$ (VUILLEMIN [5], ALEKSEEVSKII et al. [6], FREEMAN et al. [7]). On pourrait penser que le transfert entre les régions des surfaces de Fermi attachées à X' et X'' jouent un rôle particulier. Cependant, ce n'est pas $1/2 (c_{11} - c_{12})$ qui est «anormal», mais c_{44} pour lequel les faces hexagonales font le fort déplacement et les faces carrées s'inclinent; la diagonale du corps ($\Gamma - L$) et la «grille» (considérant l'inclinaison des faces carrées) jouent apparemment un rôle plus important. Remarquons aussi que le nombre d'éléments de la surface de Fermi, connectés ou non connectés, est le plus grand relativement à cette diagonale. La 3^{ème} et 4^{ème} zone est occupée par des poches de trous sur N et une feuille de trous connectée selon les axes $\Gamma - H$ pour les métaux cubiques centrés du groupe V [8]. Les déplacements anisotropes sous contrainte de N

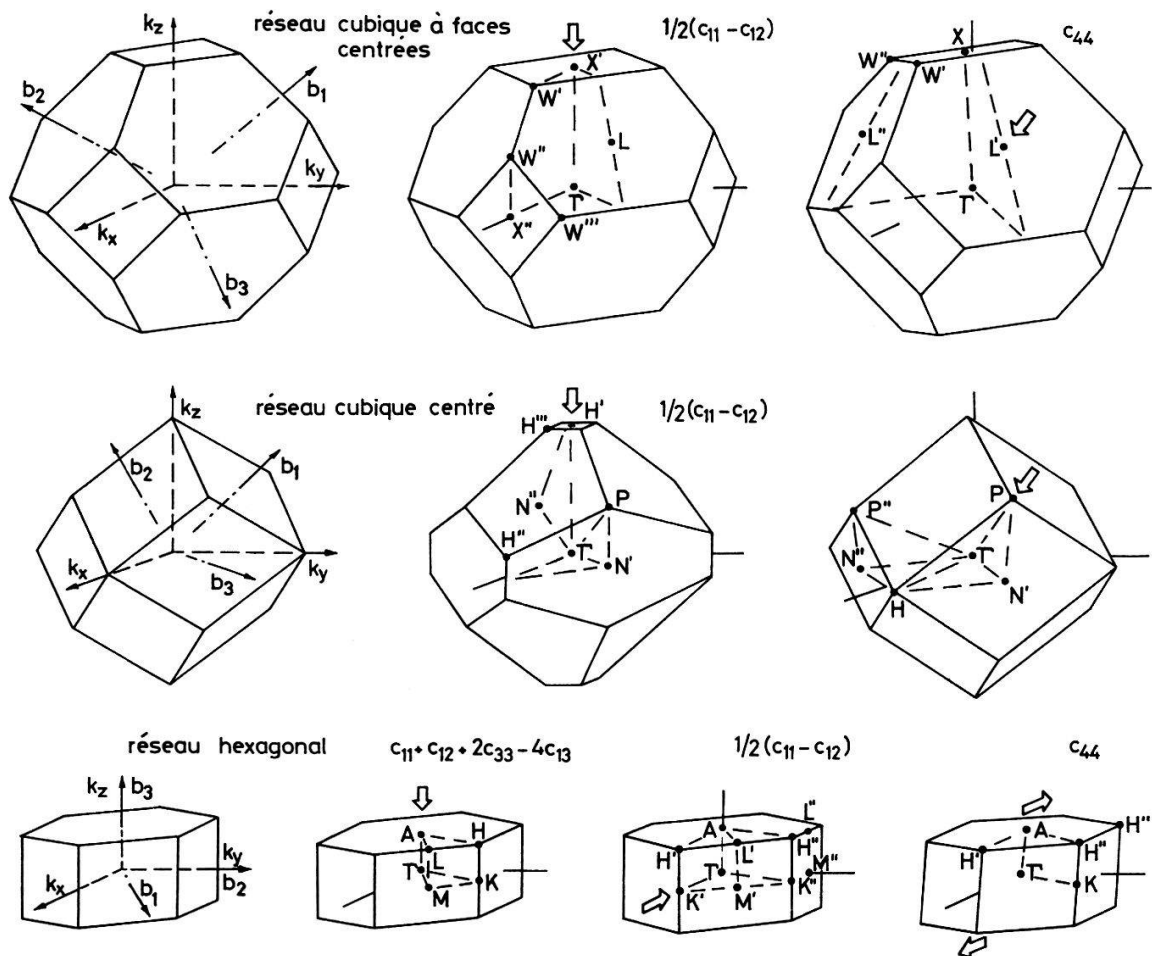


Figure 2

Distorsions des premières zones de Brillouin sous l'effet des divers cisaillements indépendants: à gauche sont représentés les zones avec les axes et vecteurs du réseau réciproque, à droite les zones déformées avec les points de symétrie qui changent de façon anisotrope ou modifient la dégénérescence; les flèches donnent «l'axe de contrainte».

sont plus importants pour le cisaillement c_{44} , ce qui indiquerait un transfert sur les poches, mais en plus et de nouveau, le nombre d'éléments de la surface de Fermi qui contribuent à une symétrie donnée est le plus élevé selon la diagonale $\langle 111 \rangle$. Le modèle de transfert apparaît le plus directement dans la structure hexagonale où la contribution de bande au module élastique s'effectue fortement pour $1/2 (c_{11} - c_{12})$.

En effet, les poches de trous en 3^{ème} et 4^{ème} zone sur L [9] et les électrons en 5^{ème} zone près de M [9, 10] subissent des changements importants de volume. Un cisaillement de l'hexagone relativement à l'axe $[001]$ et celui altérant c/a ne semblent pas déterminants, car le volume enfermé dans les feuilles de la surface de Fermi correspondantes est petit. Aussi ici, le nombre d'éléments distincts intervenant pour la symétrie est le plus grand par rapport au plan $[010]$ qui est justement associé au cisaillement «anormal».

L'étude des modules élastiques est devenu un outil pour élucider la structure électronique des métaux de transition; notons que cette méthode est applicable pour les alliages et à des températures quelconques.

Bibliographie

- [1] Ø. FISCHER, M. PETER et S. STEINEMANN, *Helv. phys. Acta* (à paraître).
- [2] O. BELMAHI, M. MERCK, E. PERRÉARD, M. PETER, E. WALKER et J. R. SCHRIEFFER, *Helv. phys. Acta* 39, 338 (1966).
- [3] R. S. LEIGH, *Phil. Mag.* 42, 139 (1951).
- [4] J. R. REITZ et C. S. SMITH, *Phys. Rev.* 104, 1253 (1956).
- [5] J. J. VUILLEMIN, *Phys. Rev.* 144, 396 (1966).
- [6] N. E. ALEKSEEVSKII, G. E. KARSTENS et V. V. MOZHAEV, *Soviet Phys. JETP* 19, 1333 (1964).
- [7] A. J. FREEMAN, A. M. FURDYNA et J. O. DIMMOCK, *J. appl. Phys.* 37, 1256 (1966).
- [8] L. F. MATTHEISS, *Phys. Rev.* 139, A1893 (1965).
- [9] S. L. ALTMAN et C. J. BRADLEY, *Phys. Rev.* 135, A1253 (1964).
- [10] T. L. LOUCKS, *Phys. Rev.* 159, 544 (1967).

Mesure de la variation du nombre d'électrons 3 p et 3 d par spectroscopie- X dans quelques alliages de métaux de transition

par S. STEINEMANN et A. WENGER

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

La fonction d'onde d'un électron de conduction ou de valence à l'intérieur d'un ion ne diffère de celle de l'atome libre ou de l'atome dans un environnement chimique différent, que par son amplitude. Ceci permet de démontrer la relation suivante [1], écrite p. ex. pour l'aluminium:

$$R_{3p}(\text{ion}) = \left(\frac{I_{c,1s}}{I_{2p,1s}} \right)_{\text{alliage}} : \left(\frac{I_{c,1s}}{I_{2p,1s}} \right)_{\text{Al}} = \frac{q_{3p}^{\text{alliage}}}{q_{3p}^{\text{Al}}}$$

$I_{i,j}$ sont les intensités intégrées des raies ou bandes d'émissions- X résultant de la transition $i \rightarrow j$, c désigne les électrons de valence ou de conduction, et q_{3p} est le nombre d'électrons de conduction de symétrie 3 p à l'intérieur du ion aluminium. On peut ainsi déduire de la mesure des intensités intégrées et normalisées des bandes d'émission- X le quotient $R_{3p}(\text{ion})$ du nombre d'électrons de symétrie 3 p à l'intérieur du ion Al dans l'alliage et dans l'aluminium pur. Pour obtenir le quotient $R(\text{vol. at.})$ concernant le nombre d'électrons situés non plus à l'intérieur du ion, mais dans tout un volume atomique, il faut multiplier $R(\text{ion})$ par un facteur dépendant du rapport des volumes atomiques de l'alliage et du métal pur [1].

Pour les métaux de transition étudiés ici, la bande d'émission- X résulte de la transition 3 d , 4 $s \rightarrow 2 p$, normalisée par la raie- X 3 $s \rightarrow 2 p$. Des calculs numériques utilisant les fonctions d'onde de la référence [2] nous ont montré que la transition 4 $s \rightarrow 2 p$ était au moins dix fois moins probable que la transition 3 $d \rightarrow 2 p$. Nos résultats caractérisent donc essentiellement le nombre d'électrons 3 d .

Les mesures ont été faites sur la microsonde ARL de l'IPE de l'Université de Lausanne. Pour minimiser les effets d'absorption, les tensions d'excitation choisies étaient basses: 1,75 kV pour Fe, Cu, Ni, 3 kV pour Al et 5 kV pour V. Les alliages étaient élaborés sous vide ou dans un four à électrons, ensuite homogénéisés par recuit près du solidus et en partie par écrouissage à chaud.

Les seules mesures semblables pour des alliages parues dans la littérature utilisaient la transition $4p \rightarrow 1s$ des métaux de la première série de transition [3, 4]. En vue de tester la méthode, nous avons donc commencé avec deux alliages où le résultat était prévisible. La couche $3d$ du nickel est certainement remplie dans Ni_3Al (non-magnétique), alors qu'il y a 0,6 trou d par atome dans le nickel pur. On s'attend donc à $R_{3d}(\text{vol. at.}) \sim 1.06$. La couche $3d$ du cuivre est remplie dans le cuivre pur et dans CuAl_2 . On doit donc trouver $R_{3d}(\text{vol. at.}) \sim 1.0$. Le tableau ci-dessous (incertitudes: $\pm 0,02-0,03$) montre que l'accord avec l'expérience est satisfaisant.

	Ni_3Al	CuAl_2	Fe_3Al	FeAl	Fe_2Al_5
R_{3d} (ion)	1,05	0,98	1,03	1,17	1,22
R_{3d} (Vol. at)	1,05	0,99	1,03	1,17	1,23
R_{3d} (théorique)	1,06	1,00	$\sim 1,0$	>0	>0
R_{3p} (ion) Al	1,21	1,03	1,26	1,22	1,14
R_{3p} (Vol. at) Al	1,16	1,01	1,21	1,17	1,12

Pour les alliages Fe-Al, les mesures de moment magnétique, de température de Curie et de chaleur spécifique électronique indiquent que l'aluminium agit comme un simple «diluant» jusqu'à Fe_3Al environ [5], alors qu'entre 25 et 50% at. Al, la bande spin \downarrow du fer se remplit jusqu'à disparition complète de tout moment magnétique [6]. La brusque augmentation de R_{3d} entre 25 et 50% at. Al s'accorde avec cette description. Quant à l'augmentation de $R_{3p}(\text{Al})$ lorsqu'on passe de Al à FeAl et Fe_3Al elle est compatible avec le fait que ces deux derniers alliages ont une structure (bcc) compatible avec une bande liante sp^3 alors que la structure fcc de l'aluminium ne l'est pas [6, 7].

Enfin, nous avons mesuré $R_{3d}(\text{V}) = 0,73 + 0,04$ et $R_{3d}(\text{Ni}) = 1.03 \pm 0.03$ dans Ni_3V . D'après FRIEDEL [8], un atome de vanadium dans une matrice de nickel soustrait de la bande $3d$ deux états liés virtuels, situés au-dessus du niveau de Fermi, chacun cinq fois dégénéré. Si ces états étaient parfaitement localisés, il n'y aurait plus d'électrons $3d$ sur le vanadium. Nos mesures montrent que bien que leur nombre diminue considérablement, il reste de tels électrons.

Des mesures pures d'autres alliages sont en cours.

Bibliographie

- [1] A. T. SHUBAEV, Trans. Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 25 (1961).
- [2] F. HERMANN et S. SKILLMANN, *Atomic Structure Calculations* (Prentice-Hall, Inc. 1963).
- [3] V. V. NEMOSHKALENTO, Sov. Phys. Doklady 8, No. 1 (1963).
- [4] S. A. NEMNONOV et L. D. FINKEL'SHTEYN, Phys. Metals Metallogr. 22, No. 4 (1966).
- [5] N. F. MOTT, Adv. Physics 13, No. 51 (1964).
- [6] J. B. GOODENOUGH, *Magnetism and the Chemical Bond* (Intersciences Publishers), p. 316.
- [7] D. W. FISCHER et W. L. BAUN, J. appl. Phys. 38, No. 1 (1967).
- [8] J. FRIEDEL, Proc. Int. School Phys. Enrico Fermi, Juin 1966 (Academic Press, New York).

Optische Messungen an Quecksilber-Indium-Amalgamen

von G. BUSCH und J. GÜGGENHEIM

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die optischen Konstanten an Hg-In-Legierungen bis zu 65 At.% In wurden mit der früher beschriebenen Apparatur [1] gemessen. Die Resultate zeigen, dass die beim reinen Hg auftretende Anomalie der optischen Konstanten bei ca. 15 At.% In verschwinden. Für grössere In-Konzentrationen können die Messresultate an eine Drude-Kurve angepasst werden, allerdings muss eine von der Valenz verschiedene Zahl freier Elektronen oder ein Verhältnis $m^*/m < 1$ angenommen werden. Für kleine Konzentrationen wurde versucht, die Resultate mit Hilfe der Formel von SMITH [2] zu interpretieren.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

Literatur

- [1] G. BUSCH und J. GÜGGENHEIM, *Helv. phys. Acta* 41, 401 (1968).
 [2] N. SMITH, *Phys. Lett.* 26, 126 (1968).

Magnetische Effekte auf die Photoleitung von EuO

von R. BACHMANN, G. BUSCH und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die Photoleitung von EuO wurde zwischen 300°K und 4,2°K gemessen. Mit der magnetischen Ordnung verschiebt sich die Wellenlängenabhängigkeit der Photoempfindlichkeit ähnlich wie die optische Absorptionskante. Unterhalb des Curiepunktes steigt die Photoempfindlichkeit von EuO mit abnehmender Temperatur um 5 Grössenordnungen an. Dieses Verhalten kann mit der durch magnetische Streuung bestimmten Temperaturabhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit erklärt werden [1]. Im Gebiet des Curiepunktes verschiebt ein angelegtes Magnetfeld die Photoempfindlichkeit nach höheren Temperaturen. Es ergibt sich die Möglichkeit, die Photoleitung bei konstantem eingestrahlt Licht und konstanter Temperatur magnetisch um Grössenordnungen zu steuern.

Literatur

- [1] C. HAAS, *Phys. Rev.* 168, 531 (1968).

Magnetic Properties of the Mixed (Nd, Dy)Sb System

by G. BUSCH and J. P. KOPP

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Mixed, single crystals of the antiferromagnetic $\text{Nd}_x\text{Dy}_{1-x}\text{Sb}$ system have been prepared and their magnetic properties investigated. A broad minimum in the Neel temperature is observed near $x = 0.3$, whereas the paramagnetic Curie temperature varies uniformly with x . It is also indicated from the field dependence of the suscepti-

bility below the Neel temperature that the anisotropy field is lowered in the intermediate concentration samples. The behavior of the paramagnetic Curie temperature can be explained in terms of a de Gennes-type coupling of the magnetic moments. The variation in the ordering temperatures reflects the role played in the exchange mechanism by the different g -factors of the ions from the first and second halves of the rare earth series. Comparison is also made with measurements made on the $\text{Dy}_x\text{Ho}_{1-x}\text{Sb}$ system.

Die magnetische Suszeptibilität und Bandstruktur der $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ -Legierungen

von L. WEHRLI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Wir haben die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität der Legierungen $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ im Konzentrationsbereich $0 \leq x \leq 0,4$ untersucht [1]. Unsere Messresultate bestätigen das Auftreten einer halbleitenden Phase in diesem Legierungssystem und lassen sich auf Grund des Modells der Bänderverschiebung nach JAIN, BLOUNT und COHEN [2] interpretieren. Aus der starken Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität bei tiefen Temperaturen im Halbleitergebiet können wir die thermische Energielücke als Funktion von x ermitteln. Weitere Messungen an dotierten Proben sind im Gange; sie gestatten die Bestimmung der Suszeptibilitätsbeiträge einzelner Bänder.

Literatur

- [1] L. WEHRLI, *Helv. phys. Acta* 40, 350 (1967).
 [2] A. L. JAIN, *Phys. Rev.* 114, 1518 (1959).

Raman-Streuung in ferromagnetischem CdCr_2Se_4

von G. HARBEKE und E. F. STEIGMEIER

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Messungen des Raman-Effektes mit der Rückstrahlmethode wurden zwischen 7°K und 295°K ausgeführt. Bei Raumtemperatur werden zwei Linien bei 154 cm^{-1} bzw. 239 cm^{-1} beobachtet, die den Gitterschwingungen der Symmetrie $\Gamma_{12}^+(E_g)$ bzw. $\Gamma_1^+(A_{1g})$ zuzuordnen sind. Unterhalb des Curiepunktes von 130°K treten bei 145 cm^{-1} und 168 cm^{-1} zwei weitere Linien auf. Die Intensität der starken 168 cm^{-1} Linie nimmt zu mit sinkender Temperatur ähnlich dem Verlauf der Spin-Korrelationsfunktion. Diese Linie resultiert nach unserer Interpretation aus einem Streuprozess 1. Ordnung an einem optischen Magnon (bei $\mathbf{k} = 0$) der Symmetrie $\Gamma_2^+(B_g)$ oder $\Gamma_3^+(E_g)$ in der magnetischen Punktgruppe C_{4h} . Die zweite Deutungsmöglichkeit durch einen Streuprozess 2. Ordnung an einem Paar von Magnonen mit Wellenvektoren $(\mathbf{k}, -\mathbf{k})$ ist vorläufig noch nicht auszuschliessen, obwohl sie aus theoretischen Gründen eher unwahrscheinlich erscheint.