

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **34 (1961)**

Heft VIII

PDF erstellt am: **30.06.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

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

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

dans le cadre de la 141^e assemblée annuelle
de la Société Helvétique des Sciences Naturelles

Bienne, le 23 septembre 1961

Président: Prof. Dr D. RIVIER (Lausanne)
Secrétaire: Prof. Dr B. VITTOZ (Lausanne).

Partie administrative

Le Président informe les membres que le Prof. HOUTERMANS a été délégué pour représenter la Société à la Conférence Internationale des rayons cosmiques à Tokio, grâce à une subvention de la Confédération.

La publication des comptes rendus et des articles de fond soulève des problèmes financiers et d'organisation importants. Le Comité étudie ces diverses questions et soumettra en temps opportun des propositions aux membres de la Société Suisse de Physique. Sur proposition du Comité, l'Assemblée fixe les nouvelles cotisations selon le barème suivant:

cotisations ordinaires: fr. 10.– par an,
cotisations membres à vie: fr. 150.–,
avec application dès le 1. 1. 1962.

La prochaine réunion de la Société aura lieu les 4 et 5 mai prochain, à Lucerne.

Sont reçus comme membres ordinaires: GUTZWILLER, M. (Zürich), NATTERER, B. (Zürich), TSCHOPP, PETER (Zürich).

Exposés généraux:

1) Prof. Dr J. P. BLASER (ETH, Zürich): Das Hochenergie-Projekt der ETH (lu par le Dr Lanz).

2) Prof. Dr L. VAN HOVE (CERN, Genève): Progrès récents concernant le problème quantique de N-corps.

3) Prof. Dr H. MAIER-LEIBNITZ (Techn. Hochschule, München): Über den Stand der Arbeiten zum Mössbauer Effekt.

Huit communications du domaine de la physique appliquée paraissent dans «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP)».

Pouvoir thermoélectrique intrinsèque et anisotropies de conduction

par ALBERT L. PERRIER (Lausanne)

Extension de la méthode proposée dans une précédente note¹⁾ pour la mesure du potentiel thermoélectrique intrinsèque indépendamment de tout corps de référence. On montre dans quelles conditions on peut *renoncer complètement à l'intervention de champs magnétiques*. Il suffit de disposer d'échantillons monocristallins non cubiques, les expériences se faisant selon le schéma décrit dans la note précitée. – Le détail est exposé dans un article à paraître dans les H.P.A.

Bibliographie

- ¹⁾ A. L. PERRIER, Helv. Phys. Acta 33, 491 (1960).

Etat intermédiaire de l'alliage superconducteur Pb + 10 % B

par F. HAENSSLER et L. RINDERER

(Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne)

Un article paraîtra prochainement dans H.P.A.

Untersuchungen der Mechanik menschlicher Bewegungen

von J. WARTENWEILER und M. BIERI

(Abteilung für Naturwissenschaften der ETH, Zürich)

Auf Grund von Bewegungsanalysen, die wir mit Hilfe des Dynamographen der VITERRA (Dr. CORTI), Elektronische Geräte Wallisellen, und der Chronocinegines-Anlage der COMPAGNIE DES MONTRES LONGINES, St. Imier, im Rahmen des Schweiz. Nationalfondsprojektes Nr. 1692 vorgenommen haben, können wir folgende Angaben über den Krafteinsatz bei schwunghaften menschlichen Bewegungen machen:

1. Kraftentfaltung

Die bestmögliche Form der Bewegung ist sinusoid, sowohl im Weg-Zeit-Diagramm als auch im Kraft-Zeit-Diagramm

Der Sinus bildet die Grundform der periodischen sowie der aperiodischen Schwungbewegung. Als Kurve mit stetiger Änderung des Krümmungsradius stellt er die biologisch günstigste Art der Kraftentfaltung dar.

Die reine Sinusform finden wir bei einheitlich bestimmten elementaren Bewegungen wie Armschwingen und Kniewippen. Abwandlungen der Sinusform sind durch vielfältige Ursachen bedingt. Zerfall der Sinusform tritt vor allem bei Koordinationsstörungen auf.

Die Ausholbewegung erhöht die Leistung

Aus der Bremskraft der Hinbewegung resultiert eine Anfangskraft für die Rückbewegung. Das bedeutet Erhöhung der mittleren Kraft und damit Leistungssteigerung.

2. Zusammenwirken von Teilkräften

Fast alle unsere Bewegungen bauen sich aus Teilbewegungen (Beine, Rumpf, Arme) auf, deren zugehörige Kräfte sie zu einem organischen Ganzen verbinden.

Entsprechend dem Zusammenwirken der Teilkräfte unterscheiden wir:

2.1. Bewegungen mit Summation der Teilkräfte

Wenn die Teilkräfte in jeder Phase gleichsinnig verlaufen, sprechen wir von einer Summationsbewegung.

Anwendung: *Leistungsbewegungen* nach dem Prinzip «Maximale Reaktion bei maximaler Gleichgewichtsstörung»:

Standsprung: Widerstand am Boden.

Kugelstossen: Widerstand an Boden und Kugel.

2.2. Bewegungen mit Reduktion der Teilkräfte

Von Reduktionsbewegungen sprechen wir, wenn die Teilkräfte in jeder Phase entgegengesetzt verlaufen.

Anwendung: *Ausgleichsbewegungen* (Gegenbewegungen) nach dem Prinzip: «Minimale Reaktion bei minimaler Gleichgewichtsstörung»:

a) zur Erhaltung des Gleichgewichts: Balancieren;

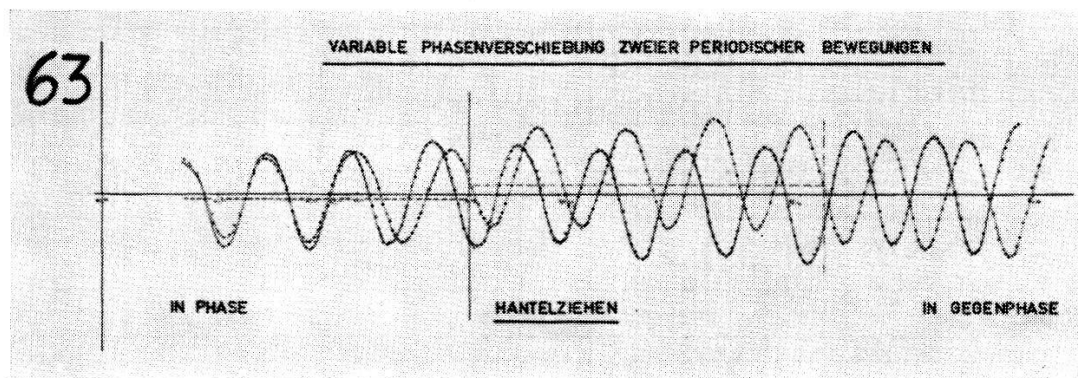
b) bei fehlenden äusseren Widerständen: Anhechten beim Wasserspringen.

Aus der Kombination beider Anliegen entsteht z. B. das Armschwingen beim Gehen.

2.3. Bewegungen mit Phasenverschiebung

Sowohl reine Summationsbewegungen als auch reine Reduktionsbewegungen treten selten auf. Beide Extreme finden sich jedoch in den verschiedensten Übergangsformen, bei denen die Teilkräfte im zeitlichen Wechsel bald gleichsinnig, bald entgegengesetzt verlaufen.

Anwendung: *Arbeitsbewegungen* nach dem Prinzip «Maximale Reaktion bei minimaler Gleichgewichtsstörung»: Sägen, Mähen.



Diese Darstellung dürfte die Grundzüge einer Theorie des Krafteinsetzes bei schwunghaften menschlichen Bewegungen beinhalten. Es handelt sich um einen Versuch, exakte wissenschaftliche Aspekte in die Diskussion um die Probleme der Körpererziehung hineinzutragen.

Zur Theorie der Arbeit pro Elektron-Loch-Paar in Halbleitern der IV. Gruppe

Von W. CZAJA
(Universität Basel)*)

Ein wesentlicher Parameter, der die Eigenschaften von Halbleiter-Detektoren festlegt, ist die mittlere, zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares notwendige Energie $\varepsilon^1)^2$). Nicht nur im Zusammenhang mit Partikel-Detektoren, sondern allgemein ist ε eine der charakteristischen Größen zur Beschreibung der Stossionisation in festen Körpern³⁾.

Wir haben vor einiger Zeit⁴⁾ auf Grund von Messwerten die Vermutung geäußert, dass eine Beziehung

$$\varepsilon = \text{konst.} \cdot \Delta E \quad (1)$$

gelten soll. ΔE ist die Breite der verbotenen Zone, und die Konstante soll unabhängig vom Halbleitermaterial sein, solange Bindungscharakter und Kristallgitter sich nicht ändern. Wir haben in⁴⁾ von der Gültigkeit einer analogen Beziehung für Gase, die in recht guter Näherung erfüllt ist, auf die Existenz von (1) in Halbleitern geschlossen. Im folgenden soll eine

*) Institut für angewandte Physik.

besser fundierte Begründung für die Beziehung (1) angegeben werden. Wir beschränken uns dabei auf die Halbleiter der 4. Gruppe des periodischen Systems: C, Si, Ge und α -Sn.

SHOCKLEY⁵⁾ hat gezeigt, dass die mittlere Energie ε , die bei der Stossionisation zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in einem Kristall aufzuwenden ist, sich aus drei Anteilen

$$\varepsilon = \Delta E + 2 E_f + \nu E_R \quad (2)$$

zusammensetzt. Die Breite ΔE der verbotenen Zone spielt hier die Rolle einer minimalen Aktivierungsenergie. $E_f < \Delta E$ ist die Restenergie (kinetische Energie), die sowohl Elektron als auch Loch besitzen können, ohne zur Ionisation in der Lage zu sein. Diese Energie wird vollständig zur Erzeugung von Phononen verbraucht. Nimmt man an, dass alle Energien $0 \leq E_f \leq \Delta E$ gleich häufig auftreten, so erhält man für den Mittelwert \overline{E}_f unter Berücksichtigung einer quadratischen Abhängigkeit der Energie E von der Wellenzahl k

$$\overline{E}_f = \frac{3}{5} \Delta E. \quad (3)$$

Der letzte Term in (2) ist die pro Stossionisation zur Erzeugung von Phononen verwendete Energie. Nach SHOCKLEY⁵⁾ sind nur die kurzwelligsten Phononen, die «Raman-Phononen» der Energie E_R , von Bedeutung. ν ist die bei jeder Ionisierung erzeugte Anzahl dieser Phononen.

Die eingangs gestellte Aufgabe ist gelöst, wenn wir einen linearen Zusammenhang zwischen E_R und ΔE finden.

Wir formen zunächst νE_R um. Da unsere Überlegungen ohnedies nur den Charakter halbquantitativer Aussagen haben, können wir zur Vereinfachung anstatt der «Raman-Phononen» die durch die Debye-Temperatur Θ definierten kurzwelligsten Phononen eines Gitters einführen*). Wir setzen

$$\nu E_R = \nu' k \Theta. \quad (4)$$

k ist die Boltzmann-Konstante, und ν' ist entsprechend zu ν definiert. In Figur 1 ist für die Halbleiter der 4. Gruppe des periodischen Systems Θ gegen ΔE aufgetragen. Der Darstellung entnehmen wir den empirischen Zusammenhang

$$\Theta = x + y \Delta E. \quad (5)$$

*) Für die prinzipiellen Überlegungen ist diese Vereinfachung ohne Bedeutung. Im übrigen bestätigt man leicht, dass z. B. das Verhältnis der «Raman-Energien» E_R in Si und Ge⁵⁾ gleich dem Verhältnis der ΔE ist.

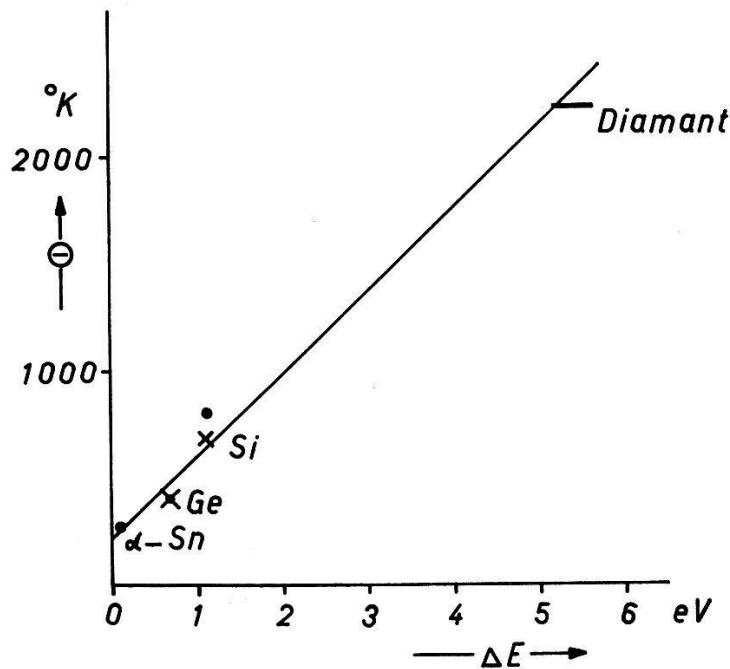


Fig. 1

Θ als Fktn. von ΔE Θ nach ¹²⁾, + + + nach ¹³⁾. ΔE aus ¹⁴⁾.

Aus (2) wird nun mit (3), (4) und (5)

$$\varepsilon = r' k x + (2,2 + r' k y) \Delta E, \quad (6)$$

eine Formel von der Art der Gleichung (1). Aus den numerischen Werten der Konstanten x und y

$$x = 200^\circ \text{K}, \quad y = 400 \frac{^\circ \text{K}}{\text{eV}}$$

ergeben sich mit einer mittleren Zahl von $r' = 22$ Phononen pro erzeugtes Elektron-Loch-Paar*) folgende auf 300°K bezogene Werte für ε

	ΔE [eV]	ε [eV]	
C	5,2 ÷ 5,6	15,5 ₆ ÷ 16,7 ₇	$T = 300^\circ \text{K}$
Si	1,09	3,5 ₇	
Ge	0,66	2,3 ₀	
α -Sn	0,08	0,6 ₀	

Der Wert von Ge umgerechnet auf $T = 300^\circ \text{K}$ ⁴⁾ wurde zur Bestimmung von r' herangezogen. Die experimentellen Werte der Arbeit pro

*) SHOCKLEY⁵⁾ gibt für Si : $r = 17,5$ und Ge : $r = 57$ aus Messungen der Photo-Ionisation.

Elektron-Loch-Paar für Si⁴) und Diamant⁶) stimmen gut bzw. grössenordnungsmässig überein. Beim Wert für Diamant hat man die grosse Unsicherheit der gemessenen Werte zu berücksichtigen.

Es ist von Interesse darauf hinzuweisen, dass mit (5) und der aus der LINDEMANN-Formel⁷) folgenden Beziehung zwischen Debye-Temperatur und Schmelztemperatur T_s

$$\Theta = \text{konst.} \cdot \sqrt{T_s} \frac{D^{1/3}}{A^{5/6}}$$

ein von WELKER⁹) erwähnter Zusammenhang zwischen ΔE und T_s folgt. D = Dichte, A = mittleres Atomgewicht. Die LINDEMANN-Formel wird von den Halbleitern C, Si, Ge, α -Sn gut befolgt.

Es bleibt nun noch die Frage, ob der in Figur 1 dargestellte, überraschend gut erfüllte Zusammenhang (5) näher begründet werden kann. Würden sich die C-, Si-, Ge- und α -Sn-Gitter streng homolog verhalten, so würde man erwarten⁸), dass die Debyeschen Grenzfrequenzen

$$\omega \sim \frac{1}{a\sqrt{M}}$$

sind, mit dem Atomgewicht M und der Gitterkonstanten a .

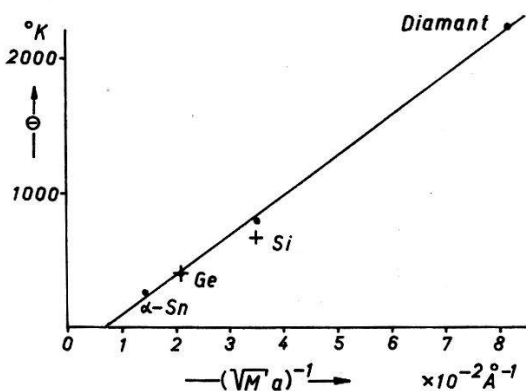


Fig. 2

Θ als Fktn. von $(a\sqrt{M})^{-1}$, a aus ¹⁵).

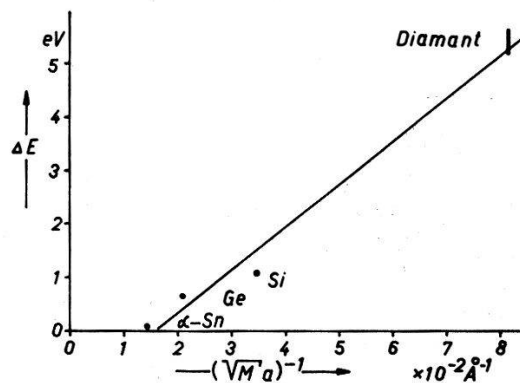


Fig. 3

ΔE als Fktn. von $(a\sqrt{M})^{-1}$.

Diese Proportionalität gilt unter der Voraussetzung, dass die Gitterkräfte $\sim 1/a^2$. In Figur 2 ist Θ für die Elemente der 4. Gruppe gegen $(a\sqrt{M})^{-1}$ aufgetragen, die geforderte lineare Abhängigkeit ist befriedigend erfüllt. Wegen (5) erwarten wir für ΔE nun ebenfalls eine lineare Abhängigkeit von $(a\sqrt{M})^{-1}$. Nach Figur 3 gilt näherungsweise

$$\Delta E = -\alpha + \beta \frac{1}{a\sqrt{M}} \quad (7)$$

Wie (5) ist (7) eine empirisch gefundene Beziehung. Aus der Literatur sind eine Reihe von Versuchen bekannt⁹⁾¹⁰⁾, Zusammenhänge zwischen ΔE und elementaren Grössen der Halbleiter bzw. ihrer Struktur aufzufinden. (Vgl. auch ZIMAN⁷⁾, Seite 118 und 120.)

Ob (7) und damit auch (5) einer einwandfreien theoretischen Deutung zugänglich ist, muss dahingestellt bleiben, zumal es sich nicht um Beziehungen zwischen physikalisch einfachen, sondern zwischen geeignet gemittelten bzw. effektiv wirksamen Grössen handelt. Immerhin kann man aus gerechneten Kurven der Elektronenenergien als Funktion des Atomabstandes in Diamant und Silizium¹¹⁾ entnehmen, dass eine Abhängigkeit der Form $\Delta E = f(1/a)$ mit dem Spezialfall (7) nicht unwahrscheinlich ist.

Wir danken dem schweizerischen Nationalfonds Bern für finanzielle Unterstützung.

Literatur

- 1) E. BALDINGER, W. CZAJA und A. Z. FAROOQI, *Helv. Phys. Acta* **33**, 551 (1960).
- 2) E. BALDINGER, W. CZAJA und J. GUTMANN, *Harwell Symposium on Nuclear Instruments* Sept. 1961.
- 3) R. NEWMAN, *Phys. Rev.* **100**, 700 (1955); A. G. CHYNOWETH and K. G. MCKAY, *Phys. Rev.* **102**, 369 (1956).
- 4) E. BALDINGER and W. CZAJA, *Nucl. Instr.* **10**, 237 (1961).
- 5) W. SHOCKLEY, *Intern. Semiconductor Conf. Prag* (1960); vgl. auch: *Czech. J. Phys. B* **11**, 81 (1961).
- 6) H. ESS et J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **24**, 247 (1951); K. G. MCKAY, *Phys. Rev.* **77**, 816 (1950).
- 7) F. A. LINDEMANN, *Phys. Z.* **11**, 609 (1910); vgl. auch J. M. ZIMAN, *Electrons and Phonons*, Oxford, Clarendon Press (1960), S. 58.
- 8) B. N. BROCKHOUSE, *Phys. Rev. Letters* **2**, 256 (1959).
- 9) H. WELKER, *Z. f. Naturf.* **7a**, 744 (1952); **8a**, 248 (1953).
- 10) H. C. L. GOODMAN, *Proc. Phys. Soc. B* **67**, 258 (1954); T. MIYAUCHI, *J. Phys. Soc. Japan* **12**, 308 (1957); P. MANCA, *J. Phys. Chem. Solids* **20**, 268 (1961).
- 11) Diamant: G. E. KIMBALL, *J. Chem. Phys.* **3**, 560 (1935); F. HUND und B. MROWKA, *Verhandl. d. sächs. Akad. d. Wissensch. Leipzig* **87**, 185, 326 (1935); F. HUND, *Phys. Z.* **36**, 888 (1935); Silizium: J. F. MULLANEY, *Phys. Rev.* **66**, 326 (1944).
Den Ergebnissen dieser Autoren ist nach neueren Untersuchungen von F. HERMAN, *Phys. Rev.* **88**, 1210 (1952), und E. YAMAKA und T. SUGITA, *Phys. Rev.* **90**, 992 (1953), nur sehr qualitativer Charakter beizumessen. Man vergleiche dazu ebenfalls den Artikel von J. C. SLATER im Handbuch der Physik, Bd. 19, Springer-Verlag Berlin (1956).
- 12) R. W. HILL und D. H. PARKINSON, *Phil. Mag.* **43**, 309 (1952).
- 13) B. N. BROCKHOUSE, *Advances in Semiconductor Science (Proc. of the 3rd internat. Conf. on Semiconductors, Rochester 1958)*, S. 400, Pergamon Press, London (1959).
- 14) N. B. HANNAY, *Semiconductors*, Reinhold N. Y. (1959), S. 52.
- 15) *Handbook of Chemistry and Physics*, 42nd ed., Chem. Rubber Publ. Co., Cleveland (1960).

The Hall Effect in a «Many-Valley» Semiconductor

by S. H. KOENIG*

(International Business Machines Corporation Research Laboratory, Zurich)

Abstract: The Hall Effect, as experimentally determined, is the transverse electric field set up that produces a «Hall current» equal to the Lorentz current caused by the interaction of an applied magnetic field with the longitudinal current in a sample of material. It is pointed out here that in a «multi-valley» semiconductor, where different valleys may contribute differently to the Hall current, the measured Hall field can be a function of the sample geometry and the intervalley scattering rate. The magnitude of the correction is estimated for a particular case.

The conventional linear Hall effect may be described by a symmetric second rank tensor, \tilde{R} (the Hall constant) which relates the current density \vec{j} , the applied magnetic field H and the part of the electric field, E_H , linear in H as in equation (1)

$$-E_H = \vec{j} \times (\tilde{R} \cdot \mathbf{H}). \quad (1)$$

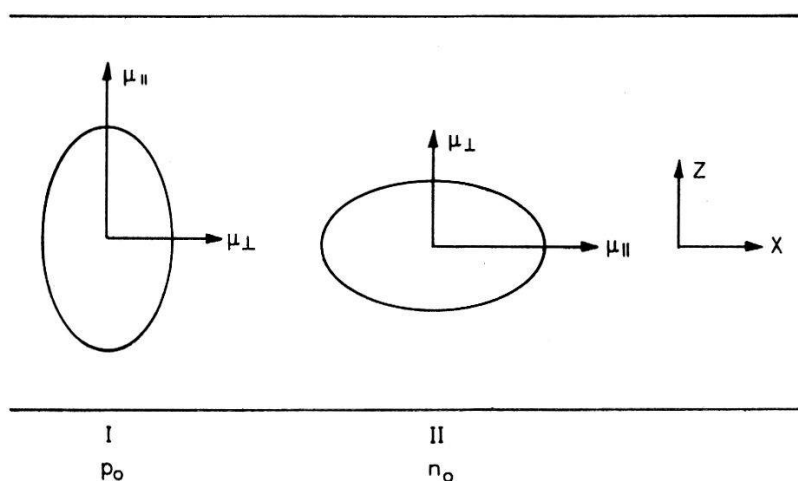
It is then to be expected that for a material of cubic symmetry, \tilde{R} would reduce to a scalar times \tilde{I} , the unit dyadic, and therefore the Hall effect would be dependent only on the relative orientation of \vec{j} and \mathbf{H} to each other and not on their orientation with respect to the crystallographic axis of the specimen.

The purpose of this note is to point out that in a semiconductor (or semimetal) with a multi-valley band structure (typified by n -germanium) i.e. when the charge carriers occupy crystallographically equivalent, but disconnected regions of the Brillouin zone, the Hall effect as measured may well be a function of the specimen geometry and the relative orientation of the fields, current density and crystallographic axes. In particular, the Hall effect will be a function of τ , the mean time for intervalley scattering, and may provide, in some restricted cases, a method of experimentally determining τ .

Consider the simple case of two equivalent valleys, represented by surfaces of constant energy as sketched in the Figure. An electric field E applied along the x direction will produce, in valley I, a drift velocity proportional to $\mu_{\perp} E$, a Lorentz force proportional to $\mu_{\perp} E H$, and a transverse 'Lorentz' proportional to $\mu_{\parallel} \mu_{\perp} E H$. The result for valley II will be identical. The Hall field E_H that will be developed will be such as to produce zero net transverse current. If for the moment, τ is assumed infinite, i.e. no transfer of charge between valleys is allowed, the field E_H

*Permanent address: IBM Watson Research Laboratory, Columbia University, N.Y. 25, N.Y.

must produce zero net current in each valley independently. Since the transverse conductivities are different for both valleys, this can only occur if another driving force for current is added; namely spatial concentration gradients of the charge carriers.



The ellipses are to represent the surfaces of constant energy in momentum space for the model considered in the text. The upper and lower horizontal lines are to represent, in real space, the surfaces of the crystal, between which the Hall field is developed.

The final physical picture is that E_H assume a value that produces a Hall current in II larger than the Lorentz current, but in valley I smaller than the Lorentz current. There will then be an accumulation of charge in valley II at the lower surface and in valley I at the upper surface which will produce the diffusion currents in each valley necessary to cancel the other currents. It is clear that if τ were finite, the picture would be modified, since near the upper surface current would flow from I to II and conversely at the lower surface.

We will compute the Hall effect for the case when the equilibrium carrier density in valley I is p_0 , that in valley II, n_0 , but when the valleys are otherwise equivalent. The mobilities are taken to be $\mu_{||}$ along the major axis direction and μ_{\perp} along the minor axis. The carriers in both valleys are of course assumed to be of the same sign of charge, which for convenience will here be assumed positive. The case for two sets of carriers of different charge has been treated earlier by LANDAUER and SWANSON¹⁾, who found an anomalous contribution to the Hall effect which depends on τ (which in their case becomes the electron hole recombination time) even for isotropic conduction for each carrier. For the case considered here, the anomaly vanishes identically if the mobility tensor is isotropic.

The reason for assuming $p_0 \neq n_0$ is to approximate the situation wherein a shear stress is applied to a semiconductor that changes the

fundamental symmetry of the lattice and separates the band edge energy of the previously equivalent valleys. It will be seen that the anomalous Hall effect may be thereby accentuated in some cases.

Though the model of the Figure is too simple to be applied directly to a particular semiconductor, the physical results are clearly demonstrated without the algebraic complexity that would otherwise ensue.

Let E be along the x direction, H along y , and $n(z)$ and $p(z)$ be the spatially dependent carrier densities in each valley. Then from conservation of charge:

$$\Delta \cdot \mathbf{j}_p = -d(p e)/dt = 2 e p_1/\tau, \quad (2)$$

$$\Delta \cdot \mathbf{j}_n = -d(n e)/dt = -2 e p_1/\tau$$

where

$$p = p_0 + p_1, \quad n = n_0 + n_1$$

and

$$n_1(z) = -p_1(z).$$

The last equality is the requirement of space charge neutrality. Any deviations from space charge neutrality will be shielded out in a Debye length, which is less than any relevant dimension in the current problem.

The transverse component of current densities in each valley are

$$i_p(z) = p e \mu_{\perp} \mu_{\parallel} E H + e D_{\parallel} \frac{dp}{dz} - \mu_{\parallel} p e E_z, \quad (3)$$

$$i_n(z) = n e \mu_{\perp} \mu_{\parallel} E H + e D_{\perp} \frac{dn}{dz} - \mu_{\perp} n e E_z$$

where

$$D_{\parallel} = \frac{k T}{e} \mu_{\parallel}, \quad D_{\perp} = \frac{k T}{e} \mu_{\perp}$$

for Maxwell statistics.

In writing equation (3) the constant (\sim unity) which relates the Hall to drift mobility, for Maxwell statistics, has been set equal to unity in the first term on the right hand side, for simplicity.

If equations (3) are substituted into (2) and only terms linear in H maintained (e. g. products such as $p_1 H$ ignored), then

$$e D_{\parallel} (d^2 p_1/dz^2) - e \mu_{\parallel} p_0 (dE_z/dz) - 2 e p_1/\tau = 0 \quad (4)$$

$$e D_{\perp} (d^2 p_1/dz^2) - e \mu_{\perp} n_0 (dE_z/dz) + 2 e p_1/\tau = 0$$

or rearranging:

$$dE_z/dz = \{e D_{\parallel} (d^2 p_1/dz^2 - 2 e p_1/\tau)\}/(e \mu_{\parallel} p_0), \quad (5)$$

$$dE_z/dz = \{-e D_{\perp} (d^2 p_1/dz^2) + 2 e p_1/\tau\}/(e \mu_{\perp} n_0).$$

Subtracting

$$0 = (d^2 p_1 / dz^2) (D_{||} / \mu_{||} p_0 + D_{\perp} / \mu_{\perp} n_0) - (2 p_1 / \tau) (1 / \mu_{||} p_0 + 1 / \mu_{\perp} n_0) \quad (6)$$

or

$$(k T / e) (1 / p_0 + 1 / n_0) d^2 p_1 / dz^2 - (2 / \tau) (1 / \mu_{||} p_0 + 1 / \mu_{\perp} n_0) = 0.$$

The general solution of equation (6) is of the form

$$p_1 = A e^{\beta z} + B e^{-\beta z}. \quad (7)$$

Substituting equation (7) in equation (6) yields

$$\begin{aligned} \beta^2 &= (2 e / k T \tau) (1 / \mu_{||} p_0 + 1 / \mu_{\perp} n_0) (1 / p_0 + 1 / n_0)^{-1} = \\ &= (2 e / k T \tau \mu_{||} \mu_{\perp}) (\mu_{\perp} n_0 + \mu_{||} p_0) / (p_0 + n_0). \end{aligned} \quad (8)$$

Substituting equations (7) and (8) into equation (5),

$$(dE_z / dz) = 2 (\mu_{||} - \mu_{\perp}) (A e^{\beta z} + B e^{-\beta z}) / \tau \mu_{||} \mu_{\perp} (p_0 + n_0). \quad (9)$$

It should be noticed from equation (9), that if $\mu_{||} = \mu_{\perp}$, there is no spatial dependence of E_z , as expected.

Integrating equation (9),

$$E_z = 2 (\mu_{||} - \mu_{\perp}) (A e^{\beta z} - B e^{-\beta z}) / \tau \beta \mu_{||} \mu_{\perp} (p_0 + n_0) + E_c \quad (10)$$

where E_c is a constant of integration to be determined by the boundary conditions.

Substituting equation (10) in equation (3),

$$\begin{aligned} i_p(z) &= p_0 e \mu_{\perp} \mu_{||} E H - \mu_{||} p_0 E_c + 2 e (A e^{\beta z} - B e^{-\beta z}) / \beta \tau, \\ i_n(z) &= n_0 e \mu_{\perp} \mu_{||} E H - \mu_{\perp} n_0 E_c - 2 e (A e^{\beta z} - B e^{-\beta z}) / \beta \tau. \end{aligned} \quad (11)$$

If the surfaces of the sample are assumed to be at $z = \pm W/2$, and no intervalley scattering is assumed to take place due to the surface, then the boundary conditions become

$$i_p(\pm W/2) = i_n(\pm W/2) = 0, \quad \text{and from eq. (11),} \quad (12)$$

$$0 = (p_0 e \mu_{\perp} \mu_{||}) E H - \mu_{||} p_0 e E_c + 2 e (A e^{\pm W/2} - B e^{\mp W/2}) / \beta \tau, \quad (13)$$

$$0 = (n_0 e \mu_{\perp} \mu_{||}) E H - \mu_{\perp} n_0 e E_c - 2 e (A e^{\pm W/2} - B e^{\mp W/2}) / \beta \tau.$$

It is of course not clear a priori whether or not the surface can produce significant intervalley scattering. The scattering can certainly depend on surface treatment, etc. It is known, for example, that appropriate surface treatment can reduce electron-hole recombination in semiconductors, and produce specular surface scattering in bismuth, but in the absence of more specific data, we choose to make the above assumption. If the surface intervalley scattering is infinitely fast, the point of this paper is of course negated.

It is clear from equation (13), that

$$A = -B. \quad (14)$$

Substituting this result in equation (13), gives

$$E_c = -A (n_0 + p_0) \cosh (W \beta / 2) / n_0 p_0 \beta \tau (\mu_{\perp} - \mu_{\parallel}). \quad (15)$$

Substituting this into the second of equation (13) yields

$$A = - \frac{(n_0 p_0 \mu_{\perp} \mu_{\parallel} E H) (\beta \tau) (\mu_{\perp} - \mu_{\parallel})}{(\mu_{\parallel} p_0 + \mu_{\perp} n_0) \cosh (\beta W / 2)} \quad (16)$$

and

$$E_c = \mu_{\perp} \mu_{\parallel} E H (n_0 + p_0) / (\mu_{\parallel} p_0 + \mu_{\perp} n_0).$$

Finally, substituting equation (16) into equation (10) and integrating from $-W/2$ to $+W/2$ to obtain the Hall voltage V_H , we have

$$\begin{aligned} (V_H/W) &= -\mu_{\perp} \mu_{\parallel} (p_0 + n_0) E H / (\mu_{\parallel} p_0 + \mu_{\perp} n_0) \times \\ &\times [1 + n_0 p_0 (\mu_{\parallel} - \mu_{\perp})^2 \tanh (\beta W / 2) / \mu_{\parallel} \mu_{\perp} (n_0 + p_0)^2 (\beta W / 2)] \\ &\equiv -[\mu_{\perp} \mu_{\parallel} (p_0 + n_0) E H / (\mu_{\parallel} p_0 + \mu_{\perp} n_0)] (1 + C). \end{aligned} \quad (17)$$

The second term in the right hand bracket is the desired correction to the Hall voltage for finite intervalley scattering rate.

We shall estimate the anomaly by taking values for the coefficients appropriate to germanium near liquid nitrogen temperatures (2). Then $\mu_{\perp} / \mu_{\parallel} \sim 20$, $\mu_{\perp} \sim 4 \times 10^4$ cm²/volt sec, $\tau \sim 10^{-9}$ sec, $T = 60^\circ$ and $W = 0.5$ mm. Assume initially $n_0 = p_0$. Then from equation (8)

$$\begin{aligned} \beta^2 &= (2 e / k T) (p_0 + (\mu_{\perp} n_0) / \mu_{\parallel}) / (p_0 + n_0) \mu_{\perp} \\ &\simeq e / k T \tau \mu_{\parallel} = (D_{\parallel} \tau)^{-1} \simeq (200 \times 10^{-9})^{-1} = 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \end{aligned} \quad (18)$$

and

$$\beta \simeq 2.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}, \quad (\beta W / 2) \simeq 60 \quad \text{and} \quad \tanh (\beta W / 2) \simeq 1.$$

It should be noted that β is an inverse length, and corresponds to the diffusion length from the surface in an intervalley scattering time, as expected. If the Lorentz current brings more carriers to the region within β^{-1} cm of the surface than can diffuse away in time τ , the anomalous term becomes significant.

Then

$$C \simeq (\mu_{\perp}/\mu_{\parallel})/60 \sim 20/280 \sim 7\%, \quad (19)$$

a non negligible effect.

If now $n_0 \neq p_0$, but the total carrier density $n_0 + p_0 = 2N$ is kept constant, there can be a large change in C due mainly to β approaching zero. Thus, if the population is changed so that there are fewer carriers in valley II, so that the majority of the Hall current must flow in the 'hard' direction, the anomaly is increased.

Writing equation (8) as

$$\beta^2 = (\tau D_{\parallel} N)^{-1} [(N - x) + (N + x) (\mu_{\parallel}/\mu_{\perp})] \quad (20)$$

where

$$x = p_0 - N,$$

one sees that as the population of one valley empties, β decreases by a factor $\sim (\mu_{\perp}/2\mu_{\parallel})^{1/2} \sim 3$ and C can become of the order of 25%.

Since C can increase with strain, the anomaly would be observable experimentally, for fixed geometry, as an anomalous dependence of the Hall coefficient on strain.

References

- 1) R. LANDAUER and J. SWANSON, *Phys. Rev.* 91, 555 (1953).
- 2) G. WEINREICH, T. M. SANDERS, JR., and H. G. WHITE, *Phys. Rev.* 114, 33 (1959).

Effet Hall des alliages dilués Ni-Fe à basse température

par R. HUGUENIN et D. RIVIER

(Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne)

1. La plus récente théorie de l'effet Hall aimantation des ferromagnétiques, due à LUTTINGER et basée sur l'interaction spin-orbite¹), prévoit qu'au zéro absolu, la constante de Hall aimantation R_s varie linéairement avec la résistivité ρ , lorsque la concentration d'impuretés devient très faible, et avec le carré de la résistivité dans les alliages. Les résultats expérimentaux obéissent en général à la relation

$$R_s = A \rho^n \quad (1 < n < 2)$$

lorsque la variation de la résistivité est conséquence de celle de la température.

2. Nous avons fait varier la résistivité par l'intermédiaire d'impuretés chimiques et nous avons déterminé la résistivité de Hall ρ_H d'alliages dilués Ni-Fe contenant 0,6, 1,6 et 2,2% de Fe. Ces alliages ont été préparés à partir de métaux purs à 99,999% de la maison Johnson-Matthey; nous avons mesuré auparavant l'effet Hall du Ni pur utilisé²⁾.

Les mesures ont été faites, à différentes températures entre 4 et 290° K, par la méthode classique en courant continu²⁾, dans des champs magnétiques allant jusqu'à 2,9 Vs/m².

3. Les résultats obtenus à 290° K et à 4,15° K, réunis dans les figures 1 et 2, représentent la résistivité de Hall en fonction de l'induction magnétique B. A 290° K, pour une valeur donnée de B, ρ_H croît avec la concentration de l'alliage. Cette augmentation est due essentiellement à l'effet aimantation, décrit par la constante

$$R_s = \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right)_{B < B_s} - \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right)_{B \gg B_s};$$

l'effet ordinaire décrit par la constante

$$R_0 = \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right)_{B \gg B_s}$$

accuse une variation de 20% environ. A 4,15° K, ρ_H diminue lorsqu'on passe du nickel pur à l'alliage à 0,6% de Fe et, dans les alliages, croît avec la concentration.

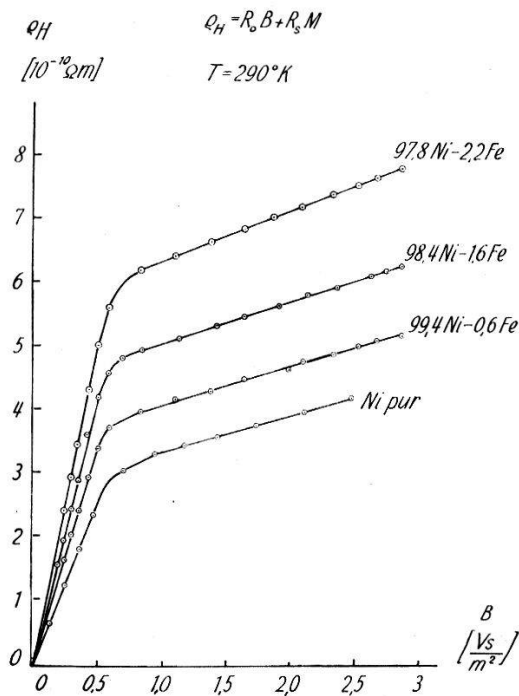


Fig. 1

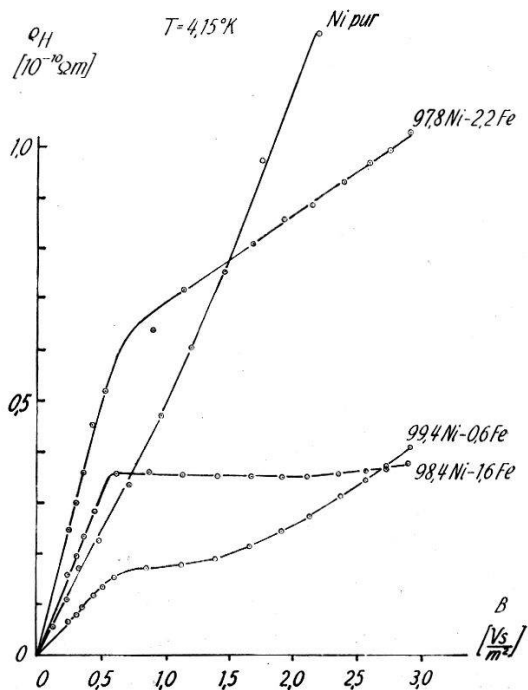


Fig. 2

Dans les champs élevés, la résistivité de Hall du Ni pur et des alliages à 0,6 et 1,6% de Fe n'est plus une fonction linéaire de l'induction magnétique, alors qu'elle l'est pour l'alliage à 2,2%. Il s'agit là pour ρ_H d'une dépendance quadratique en B que l'on retrouve dans la magnétorésistance transversale (loi de Kohler généralisée²⁾). Nos mesures révèlent en effet pour les alliages à 0,6 et 1,6% de Fe une magnétorésistance relative transversale de 50% et 17%, alors qu'elle n'est que de 0,5% dans l'alliage à 2,2% de Fe.

Quant à la constante aimantation R_s , elle est à température donnée fonction monotone croissante de la concentration. La figure 3 en donne l'exemple pour $T = 4,15^\circ \text{K}$.

Pour une concentration donnée, la dépendance de R_s en fonction de T est analogue à celle de ρ : décroissance rapide puis atteinte d'une valeur résiduelle à basse température.

Par contre R_s est une fonction plus compliquée de la résistivité, à concentration donnée, comme le montre la figure 4.

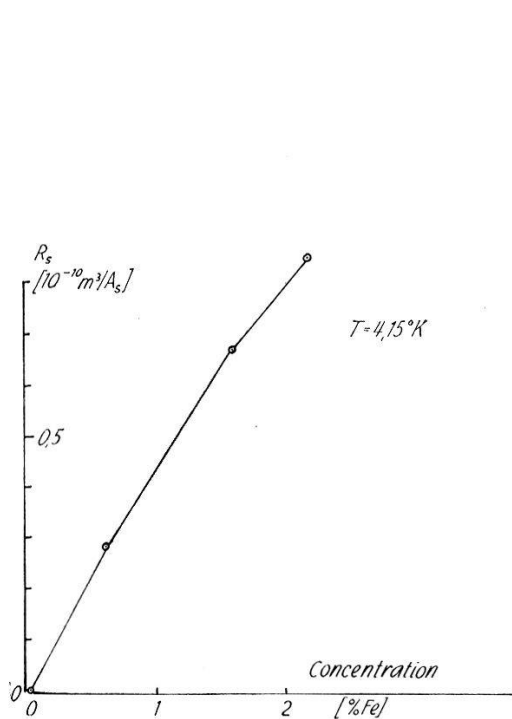


Fig. 3

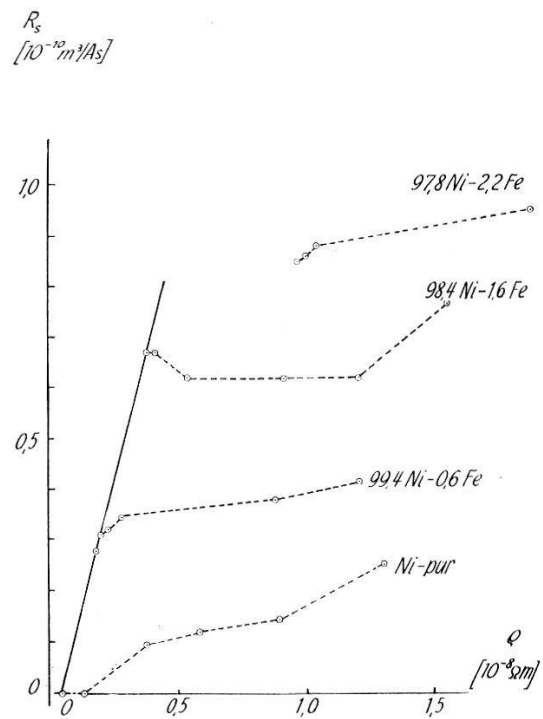


Fig. 4

Cette figure révèle en outre un fait important: pour les 3 échantillons contenant le moins d'impuretés, les points correspondant à la température $T = 4,15^\circ \text{K}$ sont sur une même droite. Il s'agit là des premiers éléments d'une preuve expérimentale de la loi de proportionnalité entre R_s et ρ prévue par la théorie de LUTTINGER.

Nous remercions MM. RINDERER et DUBOIS des utiles discussions qu'ils nous ont accordées, ainsi que le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique de son aide financière.

Bibliographie

- ¹⁾ J. M. LUTTINGER, *Phys. Rev.* **112**, 739 (1958).
²⁾ R. HUGUENIN et D. RIVIER, *Helv. Phys. Acta* **33**, 973 (1960).

Effet Hall dans le cobalt aux basses températures

par J. DUBOIS et D. RIVIER

(Laboratoire de physique de l'Université de Lausanne)

1. Les mesures de l'effet Hall effectuées dans le cobalt par différents auteurs donnent des résultats si différents qu'elles permettent de penser que le phénomène est sensible non seulement à la pureté chimique de l'échantillon mais encore à sa structure cristalline. C'est ce qu'ont montré FONER et PUGH¹⁾ en étudiant l'effet Hall sur des échantillons prélevés dans des régions différentes d'un même lingot de cobalt dans lequel l'analyse aux rayons X révèle la présence simultanée de la structure hexagonale et cubique à la température du laboratoire. C'est ainsi que pour un échantillon de cobalt de pureté chimique bien définie, les constantes phénoménologiques R_0 et R_s peuvent prendre des valeurs différentes.

2. Nous avons étudié un échantillon de cobalt Johnson-Matthey de pureté chimique supérieure à 99,998%. Les mesures ont été faites à la température du laboratoire, à 77° K et à 4,15° K, en plaçant successivement l'échantillon dans un bain d'eau distillée, d'azote liquide et d'hélium liquide. Pour mettre en évidence la dépendance de l'effet Hall en fonction de la structure, nous avons examiné successivement deux plaques taillées de façon que la direction du courant envoyé dans la plaque soit, pour l'une (n° 2a où le rapport de résistivité $z = \rho_{291}/\rho_4 = 37$) parallèle à la direction de laminage ($\mathbf{j} // L$), et pour l'autre (n° 3, $z = 41$) perpendiculaire à cette direction ($\mathbf{j} \perp L$). Enfin nous avons recuit sous vide le n° 2a à la température de 1000°C pendant 5 jours et l'avons refroidi très lentement (vitesse de refroidissement de l'ordre de 1 degré par minute). L'effet d'un tel recuit est d'une part de modifier la structure cristalline, soit par réorientation des grains, soit par modification de leurs dimensions et de leurs formes, soit enfin par changement des phases en présence ou par diminution des tensions internes; d'autre part, dans le cas où l'échantillon contient primitivement des gaz dissous, le recuit peut aussi purifier le cobalt. En fait, nous avons observé pour l'échantillon

recuit un rapport de résistivité $z = 151$. L'analyse aux rayons X de l'échantillon avant recuit ne révèle qu'une très faible texture probablement due au laminage. La taille des grains est de l'ordre de 0,05 mm.

La phase α (hexagonale) prédomine nettement sur la phase β (cubique), le rapport volumétrique V_β/V_α valant 1,5%. La présence de la phase cubique, métastable à la température du laboratoire, semble due au laminage, comme le montre l'orientation privilégiée des grains.

La même analyse effectuée sur l'échantillon recuit révèle encore la présence de la phase cubique dans un rapport volumétrique de l'ordre de 1%.

3. Dans leur ensemble, les résultats des mesures de résistivité de Hall ρ_H révèlent une dépendance du même type en fonction de B pour les échantillons avant et après recuit. Ils sont par ailleurs en accord qualitatif avec ceux de VOLKENSTEIN et FEDEROV²⁾ obtenus sur un cobalt de rapport de résistivités $z = 66,3$. Comme le montrent les figures 1 et 2, les courbes se décomposent aisément en deux parties rectilignes. Toutefois, à 77° K et à 4° K, leur intersection correspond à une valeur de B nettement inférieure à celle donnant la saturation de l'échantillon. Il s'agit là d'un phénomène n'ayant pas à ce jour reçu d'explication. Avant de mettre en cause la décomposition classique en effets aimantation et champ, il semble plus simple d'en chercher l'origine dans une déformation du cycle d'hystérèse de la plaque de cobalt aux basses températures. C'est du moins ce que suggère les observations de HONDA et MASUMOTO³⁾ sur la courbe de première aimantation des monocristaux de cobalt. En admettant que les deux parties rectilignes de la figure correspondent aux effets aimantation et champ, il est possible d'en déduire la valeur de R_s . Cette constante change de signe entre la température du laboratoire et celle de l'azote liquide.

4. La comparaison des résultats obtenus pour les *échantillons non recuits* (fig. 1) montre que les valeurs de la résistivité de Hall (comme celle de la résistivité) sont systématiquement plus grandes dans le cas où le courant principal est parallèle à la direction de laminage de la plaque.

Pour une valeur donnée de B , ρ_H ne varie pas de façon monotone avec la température, mais décroît d'abord pour croître ensuite. Quant aux valeurs des constantes R_0 et R_s , elles sont respectivement les mêmes pour les deux échantillons à température ambiante, et légèrement supérieures à basse température pour l'échantillon traversé par un courant parallèle à la direction de laminage. Ces différences étant probablement dues à l'anisotropie introduite dans l'échantillon par la présence de la phase cubique.

L'observation des résultats obtenus sur l'*échantillon recuit* (fig. 2) montre que les valeurs de ρ_H à 77° K et 4° K, sont très voisines. Par rapport à l'échantillon non recuit, les constantes de Hall sont supérieures en

valeur absolue. Enfin, fait remarquable, dans l'échantillon recuit, R_s varie de façon monotone avec la température.

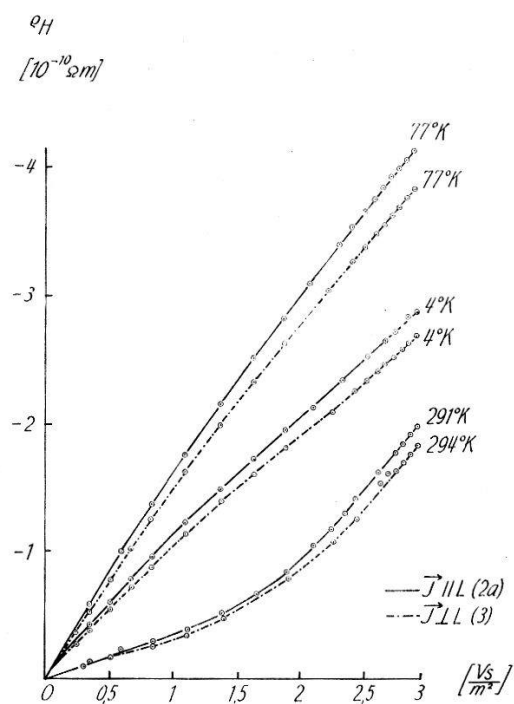


Fig. 1

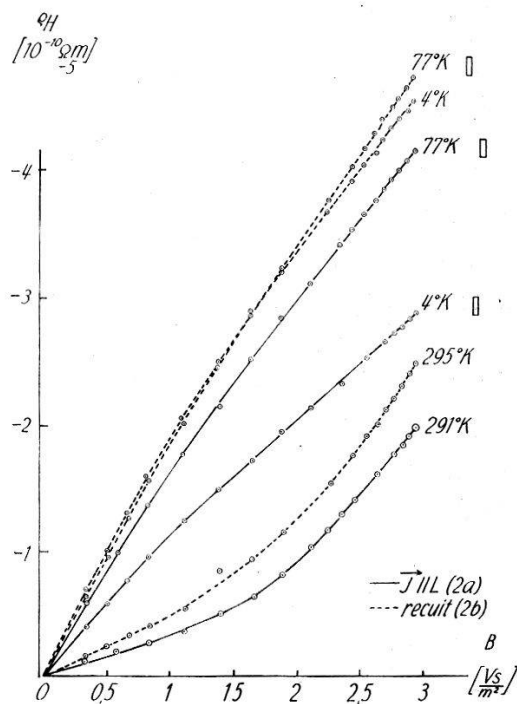


Fig. 2

5. Nos remerciements vont à M. S. STEINEMANN du Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères, qui a procédé à l'analyse cristallographique des échantillons, comme à MM. L. RINDERER et R. HUGUENIN, qui se sont prêtés à de fructueuses discussions. Enfin, nous exprimons notre gratitude au Fonds National Suisse de la Recherche scientifique pour son aide financière.

Bibliographie

- 1) S. FONER et E. M. PUGH, *Phys. Rev.* **91**, 20 (1953).
- 2) VOLKENSTEIN et FEDOROV, *Soviet Physics, JETP* **11**, 48 (1960).
- 3) K. HONDA et H. MASUMOTO, *Sci. Rep. Tôhoku Univ.* **20**, 323 (1931).

Isotopen- und Druckeffekt in harten Supraleitern

von E. BUCHER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

D. GROSS und J. L. OLSEN

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH, Zürich)

Die Entdeckung von GEBALLE und MATTHIAS¹⁾, dass die supraleitende Sprungtemperatur von Ruthenium nicht von der Isotopenmasse abhängig

ist, liess vermuten, dass die Supraleiter in zwei Gruppen eingeteilt werden können. In der einen Gruppe, den weichen Supraleitern [Pb, In, Sn, Hg usw.] soll eine Elektron-Phonon Wechselwirkung für die Supraleitung verantwortlich sein, während in der anderen Gruppe, den Übergangsmetallen oder harten Supraleitern [V, Nb, Ta, Ru usw.] ein anderer Mechanismus dafür verantwortlich wäre. Um die Voraussetzungen für diesen Schluss strenger zu überprüfen, schien es notwendig, festzustellen, ob nicht eventuell der Isotopeneffekt bei sehr tiefen Temperaturen generell verschwindet. Das Vorhandensein dieses Effektes unterhalb 1°K wurde vor kurzem von GEBALLE und MATTHIAS an Zink festgestellt und von uns ebenfalls an Cadmium bestätigt. Nach FRÖHLICH²⁾ und BARDEEN, COOPER, SCHRIEFFER³⁾ sollte sich $T_c \propto M^{-1/2}$ verhalten. Der Unterschied der Sprungtemperaturen zwischen natürlichem $\text{Cd}^{112,4}$ und Cd^{116} sollte demnach $0,008^\circ\text{K}$ betragen. Der beobachtete Unterschied betrug $(0,006 \pm 0,004)^\circ\text{K}$, wobei das natürliche Cd wie erwartet, die höhere Sprungtemperatur aufwies.

Es schien uns auch von Interesse, nach weiteren Unterschieden zwischen «Phononen» und «Nicht-Phononen» Supraleitern zu suchen. Wie früher⁴⁾ gezeigt wurde, lässt sich aus der Bardeen'schen Formel

$$T_c = 0.85 \theta e^{-1/G}; \quad G = N(0) V \quad (1)$$

die Beziehung

$$\frac{\partial \ln T_c}{\partial \ln v} + \gamma_G = \frac{\partial \ln G}{\partial \ln v} \left(\ln \frac{0.85 \theta}{T_c} \right) \quad (2)$$

herleiten. Darin bedeuten γ_G die Grüneisenkonstante, v das Molvolumen, T_c und θ die supraleitende Sprung- bzw. Debyetemperatur. $N(0)$ ist die Zustandsdichte an der Fermigrenzenergie und V eine Kopplungskonstante in der Elektron Phonon-Wechselwirkung. Der Wert $(\partial \ln G / \partial \ln v)$ lässt sich theoretisch nicht eindeutig ermitteln. ROHRER⁵⁾ hat aber gezeigt, dass $(\partial \ln G / \partial \ln v)$ für die weichen Supraleiter.

$$\text{Pb, } \alpha \text{ Hg, } \beta \text{-Hg, In, Sn, Zn, Al}$$

in der Gegend von 2 liegt. Die Messungen von ALEKSEEVSKII und GAIDUKOV⁶⁾ ergaben dagegen 4 für Cd. Neue genauere Messungen von uns haben aber gezeigt, dass $(\partial \ln G / \partial \ln v)$ auch in diesem Metall ca. 2,5 ist. Die dabei angewandte Messmethode ist von GROSS und OLSEN⁷⁾ beschrieben worden.

ANDRES, OLSEN und ROHRER⁸⁾ haben kürzlich bemerkt, dass die Elemente V, Nb, Ta, La ein ganz anderes Verhalten zeigen. Es schien deshalb interessant, weitere harte Supraleiter mit hohen θ/T_c Werten zu untersuchen, um festzustellen, ob nicht Fehler in $(\partial \ln T_c / \partial \ln v)$ ein anderes

Verhalten vortäuschen könnten. Wir wir im Falle von Ru gefunden haben, liegt auch in dieser Substanz ($\partial \ln G / \partial \ln v$) weit entfernt von dem Wert, der für die weichen Supraleiter charakteristisch ist. Messungen an zwei polykristallinen Proben ergaben für Ru:

$$\frac{\partial \ln G}{\partial \ln v} = -2 \pm 1$$

Man kann nun das Verhalten der harten Supraleiter auf zwei Arten interpretieren: entweder hat der Ausdruck ($\partial \ln G / \partial \ln v$) ganz andere Werte für harte Supraleiter, oder aber die Bardeen'sche Formel (1) gilt nicht für harte Supraleiter. Beide Möglichkeiten sind wenigstens nicht im Widerspruch mit der Vermutung von Matthias, dass der Mechanismus der Supraleitung in harten und weichen Supraleitern nicht derselbe ist.

Literatur

- 1) T. H. GEBALLE, B. T. MATTHIAS, G. W. HULL Jr. and E. CORENZWIT, PRL **6**, 275 (1961).
- 2) H. FRÖHLICH, Phys. Rev. **79**, 845 (1950).
- 3) J. BARDEEN, L. N. COOPER and J. R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- 4) B. LÜTHY und H. ROHRER, Helv. Phys. Acta **31**, 294 (1958).
- 5) H. ROHRER, Helv. Phys. Acta **33**, 675 (1961).
- 6) N. E. ALEKSEEVSKII, YU. P. GAIDUKOV, Zhur. Eksp. i. Teoret. Fiz. **29**, 898 (1955).
- 7) D. GROSS and J. L. OLSEN, Cryogenics **1**, 91 (1960).
- 8) K. ANDRES, J. L. OLSEN, H. ROHRER, IBM Superconductivity Conference Report (1961).
- 9) T. H. GEBALLE und B. T. MATTHIAS, IBM Superconductivity Conference Report (1961).

Über die Messung der magnetischen Widerstandsänderung an rechteckförmigen Platten

von P. COTTI

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik der ETH, Zürich)

Bekanntlich kann die transversale magnetische Widerstandsänderung stark von der geometrischen Form der untersuchten Probe abhängen¹⁻⁶). Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, dass bei speziellen Probenformen teilweise die magnetische Widerstandsänderung mitgemessen wird, die in einer Probe ohne Hallfeld (Corbinoscheibe⁷) auftreten würde. In einer solchen Probe können die Strombahnen durch die Lorentzkraft abgelenkt werden. Dadurch werden diese einerseits verlängert, während andererseits die effektive Querschnittsfläche verkleinert wird.

Nach LIPPMANN und KUHRT⁵⁾ gilt zum Beispiel für Proben mit rechteckförmiger seitlicher Begrenzung (Magnetfeld senkrecht zur Probenebene):

$$\frac{\varrho_{(H)}}{\varrho_{(0)}} = \frac{\varrho_{0(H)}}{\varrho_{0(0)}} + \frac{b}{a} \frac{\varrho_{0(H)}}{\varrho_{0(0)}} \left(\operatorname{tg} \theta - \frac{4 \ln 2}{\pi} \right) \quad (1)$$

wobei $\varrho_{(H)}$ und $\varrho_{0(H)}$ den spezifischen Widerstand der Probe, bzw. eines «unendlich langen Streifens» des gleichen Materials im Magnetfeld H , a die Länge (zwischen den Stromzuführungen), b die Breite und θ den Hallwinkel bezeichnet. Der Ausdruck gilt mit einer Genauigkeit von mindestens 1% für $0 < b/a < 1$ und $\operatorname{tg} \theta > 3$. Wenn sich in sehr dünnen Proben Wandstreuungen der Elektronen bemerkbar machen, so muss für $R_{0(H)}$ natürlich der Widerstand eines gleich dünnen Streifens eingesetzt werden.

Im Rahmen unserer Untersuchungen der magnetischen Widerstandsänderung von dünnen Filmen wurde die Formel von LIPPMANN durch Messungen an verschiedenen Indium-Proben bei 4,2° K geprüft. Dazu wurde ein Indium-Film von $2 \cdot 10^{-2}$ mm Dicke für drei verschiedene Proben so in eine Zick-zack-Form gefaltet, dass die einzelnen Lagen von Probe zu Probe verschiedene Dimensionen erhielten. Die Berechnungen von LIPPMANN und KUHRT müssen, wie man sich leicht überlegen kann, auch für solche Zick-zack-Proben gelten.

Die Resultate, die wir so erhielten, sind in Figur 1 zusammengestellt. Die unterste Kurve wurde aus Messungen an einem einzelnen Streifen von

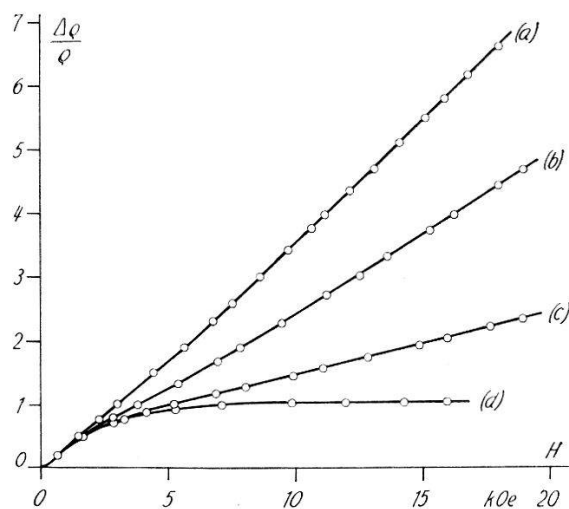


Fig. 1

Relative Widerstandsänderung $\Delta\rho/\rho$ von Indium-Filmen als Funktion von H (Senkrecht zur Filmebene) bei 4,2° K.

- a) Zick-zack-Probe, eine Lage 4,2 mm lang und 3,2 mm breit
- b) Zick-zack-Probe, eine Lage 9,1 mm lang und 4,1 mm breit
- c) Zick-zack-Probe, eine Lage 12,5 mm lang und 2,05 mm breit
- d) ungefaltete Probe.

50 mm Länge und 2 mm Breite gewonnen. Dabei wurden die Spannungssonden je ca. 10 mm von den Stromzuführungen entfernt angebracht, so dass hier nur ein vernachlässigbarer Bruchteil der durch die Probenform bedingten Widerstandsänderung mitgemessen wurde, da diese sich, wegen der Abnahme des Hallfeldes gegen die Probenenden hin, hauptsächlich dort bemerkbar macht. Nach (1) sollte in einem konstanten Magnetfeld die totale magnetische Widerstandsänderung eine lineare Funktion des Seitenverhältnisses b/a sein (Fig. 2). Die Steigung der Geraden liefert für die Hallkonstante bei 15 kOe: $R_H = 1,47 \cdot 10^{-12}$ V cm/Gauss A, was sehr gut mit einer Messung von BOROVIK⁸⁾ übereinstimmt ($1,5 \cdot 10^{-12}$ V cm/Gauss A).

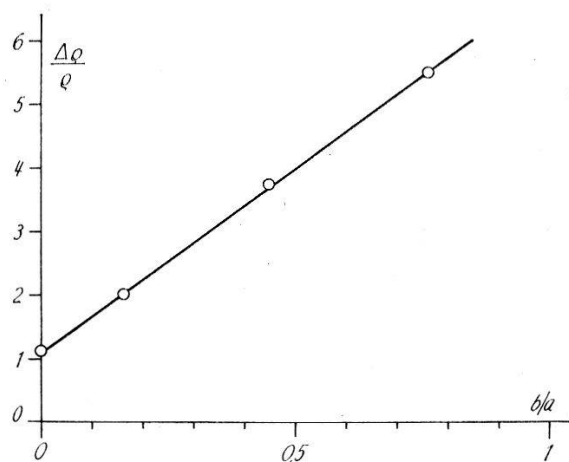


Fig. 2

Relative Widerstandsänderung $\Delta\rho/\rho$ von Indium-Filmen bei $H = 15$ kOe als Funktion des Seitenverhältnisses b/a der Proben.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass die relativ sehr grossen Widerstandsänderungen, die MACDONALD⁹⁾ an Na-Platten gemessen hat, ebenfalls in diesem Sinne als Geometrie-Effekte aufgefasst werden können.

Diese Arbeit wurde vom Schweizerischen Nationalfonds finanziell unterstützt.

Literatur

- 1) T. H. K. BARRON and D. K. C. MACDONALD, *Physica* XXIV, 102 (1958).
- 2) Y. I. GORKUM, *Soviet Physics – Solid State* 3, 173 (1961).
- 3) L. HALPERN und K. M. KOCH, *Acta Phys. Austriaca* 5, 129 (1951).
- 4) G. LAUTZ und E. TITTES, *Z. Naturforsch.* 13a, 866 (1958).
- 5) H. J. LIPPMANN und F. KUERT, *Z. Naturforsch.* 13a, 462 (1958).
- 6) H. WEISS und H. WELKER, *Z. Phys.* 138, 322 (1954).
- 7) O. M. CORBINO, *Z. Phys.* 12, 561 (1911).
- 8) E. S. BOROVIK, *Soviet Physics – JETP* 11, 189 (1960).
- 9) D. K. C. MACDONALD, *Phil. Mag.* 2, 1 (1957).

Symmetriebetrachtungen an Hyperfeinwechselwirkungen

VON F. K. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Eine ausführliche Publikation erfolgt später

Wärmetransport durch Spinwellen-Spinwellen-Streuung in Ferromagnetika

VON ANTONIO QUATTROPANI UND WALTER BALTENSPERGER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

1. Einleitung

Der Wärmewiderstand eines dielektrischen Ferromagnetikums wurde durch AKHIEZER und SHISHKIN¹⁾ zum ersten Mal untersucht. Für ein Spinwellen-Phononen-System in einem Temperaturgradienten lösen diese Autoren eine Boltzmann-Gleichung, deren Stossterm Wechselwirkungen zwischen Spinwellen und zwischen Spinwellen und Phononen enthält. Das Resultat der Untersuchung ist ein thermischer Widerstand, der bei fallender Temperatur exponentiell verschwindet. In Analogie zur Wärmeleitung durch Phononen werden nämlich nur Umklappprozesse (U. P.) betrachtet. In einem Phononensystem mit linearem Dispersionsgesetz ergibt sich bekanntlich ohne U. P. kein thermischer Widerstand, weil jeder beliebige Stoss zwischen Phononen den Wärmefluss unverändert lässt, wenn Energie und Impulssatz erfüllt sind. THELLUNG²⁾ bemerkte jedoch, dass normale Stösse zwischen longitudinalen und transversalen Phononen mit verschiedenen, linearen Dispersionsgesetzen den Energiefluss ändern.

Ein ähnliches Verhalten zeigen Stösse zwischen Spinwellen mit quadratischem Dispersionsgesetz³⁾: $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \alpha k^2$. Wir berechnen den Wärmewiderstand durch Normalprozesse zwischen Spinwellen in einem Heisenbergsystem.

2. Die Hamiltonfunktion

Die Hamiltonfunktion hat folgende Form:

$$H = -2J \sum_{NN} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$$

Die Summe erstreckt sich über die nächsten Nachbarn. Im Spinwellenformalismus schreibt sich die Hamiltonfunktion als ³⁾

$$H = \sum_{\mathbf{k}} A(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}}^* a_{\mathbf{k}} + \\ + \sum_{\mathbf{k}_i} [B(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4) a_{\mathbf{k}_1}^* a_{\mathbf{k}_2}^* a_{\mathbf{k}_3} a_{\mathbf{k}_4} + \text{h. c.}] \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4).$$

Terme höherer Ordnung als vierter in $a_{\mathbf{k}}$ oder $a_{\mathbf{k}}^*$ werden vernachlässigt.

3. Der Wärmewiderstand

Für dieses System in einem schwachen Temperaturgradienten wurde die Boltzmann-Gleichung behandelt. Aus deren Lösung folgt der Wärmewiderstand:

$$\varrho = b T^{3/2}$$

b wurde für $J = 10^{-3}$ eV und $S = 1/2$ auf 10^{-8} erg $^{-1}$ cm sec grad $^{-1/2}$ abgeschätzt.

4. Verallgemeinerung

Das System wurde erweitert durch Hinzunahme einer Anisotropieenergie wie VAN VLECK⁴⁾ sie vorschlägt

$$H^1 = K \sum_{NN} \left\{ (\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j) - \frac{3 (\mathbf{S}_i \mathbf{R}_{ij}) (\mathbf{S}_j \mathbf{R}_{ij})}{(\mathbf{R}_{ij})^2} \right\},$$

$$\mathbf{R}_{ij} = \mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j.$$

In der Spinwellennäherung enthält die Hamiltonfunktion Terme dritter und vierter Ordnung in den $a_{\mathbf{k}}$ und $a_{\mathbf{k}}^*$.

Die Anregungen haben nicht mehr das einfache Dispersionsgesetz³⁾. Wenn die Abweichungen von der quadratischen Dispersion vernachlässigt werden, so liefern die Wechselwirkungen den folgenden Wärmewiderstand

$$\varrho = a + (b + c) T^{3/2}.$$

5. Gültigkeit der Theorie

Wir möchten einige Bemerkungen für die Gültigkeit der Theorie anführen:

1. Ein äusseres Magnetfeld wird in der Rechnung nicht betrachtet.
2. Die Spinwellennäherung gilt für tiefe Temperaturen $T \ll T_{\text{Curie}}$.
3. Der Beitrag der Phononen am Wärmefluss wird nicht berücksichtigt, was für Debyetemperaturen $T_D \gg T_{\text{Curie}}$ berechtigt ist.
4. Es wurden nur Normalprozesse zwischen den Spinwellen berücksichtigt. Im betrachteten System bleibt der Impulsfluss erhalten. Für infinitesimale Temperaturunterschiede führt dieser Erhaltungssatz zu

keiner Einschränkung⁵⁾). Kleine Temperaturdifferenzen entsprechen der experimentellen Anordnung.

Messungen der Wärmeleitung durch Spinwellen liegen für Ferrite⁶⁾ und Y. I. G.⁷⁾ vor. Unser System entspricht eher einem dielektrischen Ferromagneten wie CrBr_3 ⁸⁾ und EuO ⁹⁾. Wünschenswert wären Messungen der Wärmeleitung an solchen Proben.

Ein ausführlicher Bericht wird vorbereitet.

Die Autoren sprechen Herrn Prof. G. BUSCH für sein reges Interesse ihren grossen Dank aus. Die Arbeit wurde dank der finanziellen Unterstützung durch den Schweizerischen Nationalfonds (A. Q.) und den Verein zur Förderung der Festkörperphysik an der ETH (W. B.) ermöglicht.

Literatur

- 1) A. I. AKHIEZER, L. A. SHISHKIN, JETP 7, 875 (1958).
- 2) A. THELLUNG, Private Mitteilung.
- 3) T. HOLSTEIN und H. PRIMAKOFF, Phys. Rev. 58, 1098 (1940).
- 4) J. H. VAN VLECK, Ann. de l'Inst. H. Poincaré 10, 57 (1948).
- 5) J. A. SUSSMANN, erscheint in J. Phys. Chem. Solids.
- 6) D. DOUTHETT und S. A. FRIEDBERG, Phys. Rev. 121, 1662 (1961).
- 7) B. LÜTHI, Private Mitteilung.
- 8) I. TSUBOKAWA, Journ. Phys. Soc. of Japan 15, 1664 (1960).
- 9) B. T. MATTHIAS, R. M. BOZORTH, J. H. VAN VLECK, Phys. Rev. Lett. 7, 160 (1961).

Der Diamagnetismus der Blochelektronen in Alkalimetallen

VON A. M. DE GRAAF und W. BALTENSPERGER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung

Halbleitende Verbindungen mit Skutterudit-Struktur

VON F. HULLIGER
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich,
jetzt Cyanamid European Research Institute, Coligny-Genève)

Die Schwierigkeit bei der Voraussage des Leitungscharakters von Verbindungen mit Übergangselementen liegt in der Unsicherheit bei der Bestimmung der chemischen Wertigkeit, das heisst der Elektronenkonfiguration des Übergangselementes. Nur in wenigen Fällen kann man aus der

Struktur sofort eindeutig auf die chemische Bindung und damit auf den Leitungscharakter schliessen, so zum Beispiel bei Verbindungen vom Pyrit-, Molybdänit- und Skutterudit-Typ.

Die Struktur des raumzentriert kubischen Minerals Skutterudit CoAs_3 wurde von OFTEDAL¹⁾ an natürlichen Kristallen bestimmt. Der CoAs_3 - oder DO_2 -Typ hat die Raumgruppe $T_h^5 - \text{Im}3$ mit den Atomlagen

$$8 \text{ Co in } \left(000; \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4}; \frac{1}{4} \frac{3}{4} \frac{3}{4}; \frac{3}{4} \frac{1}{4} \frac{3}{4}; \frac{3}{4} \frac{3}{4} \frac{1}{4}.$$

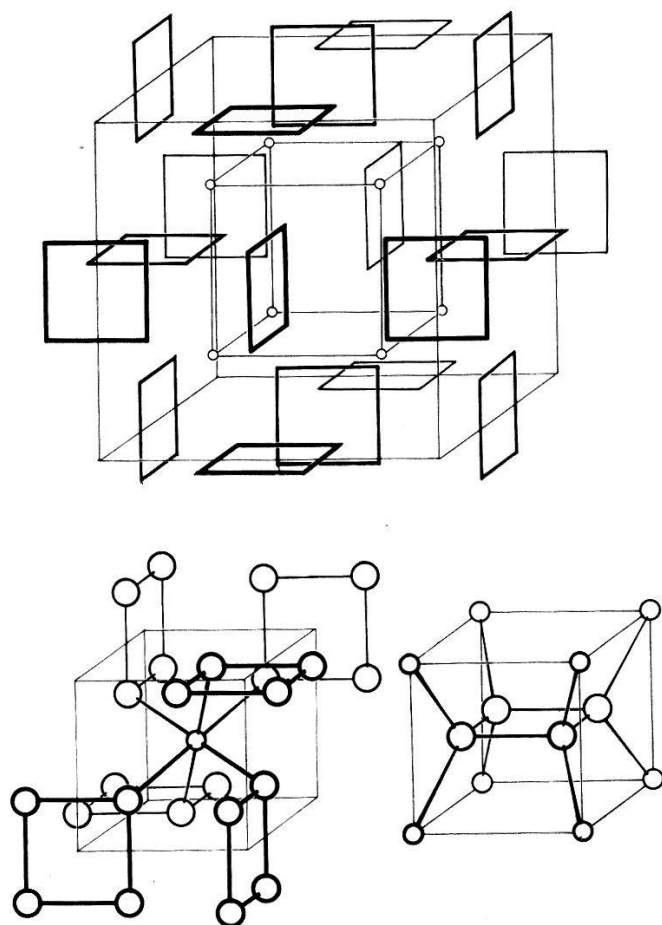
$$24 \text{ As in } \left(000; \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}\right) \pm oyz; zoy; yzo; oy\bar{z}; \bar{z}oy; y\bar{z}o.$$

$$y \approx 0,35, \quad z = \frac{1}{2} - y \quad \text{für } \text{CoAs}_3.$$

In der Figur ist die aus acht Formeleinheiten bestehende Elementarzelle des CoAs_3 dargestellt. Man erkennt daraus, dass die As-Atome quadratische $(\text{As}_4)^{4-}$ -Molekülonen bilden, die derart in das Co-Teilgitter eingebaut sind, dass jedes As eine verzerrte tetraedrische Umgebung erhält (zwei As im Abstand 2,45 Å, zwei Co im Abstand 2,35 Å). Jedes Co-Atom ist oktaedrisch von sechs nächsten As im Abstand 2,35 Å umgeben, während der kürzeste Co-Co-Abstand 4,1 Å beträgt. Nach der Kristallfeldtheorie führt diese Koordination der Atome auf die Konfiguration $d\varepsilon^6$ der d -Elektronen des Übergangselementes und auf eine Ionenformel $\text{Co}_4^{3+}(\text{As}_4)_3^{4-}$ mit abgesättigten Spins aller Valenzelektronen. Andererseits werden die drei äussersten Valenzelektronen des Co nach der Valenzbindungstheorie für $d^2s p^3$ -Resonanzbindungen mit den sechs As-Nachbarn gebraucht. Jedes As bildet mit seinen zwei As-Nachbarn kovalente p -Bindungen und braucht das übrigbleibende Valenzelektron für (s, p) -Resonanzbindungen mit seinen zwei Co-Nachbarn. Es sind somit keine nichtgebundene Valenzelektronen vorhanden. Die an der chemischen Bindung nicht beteiligten sechs $d\varepsilon$ -Elektronen des Co können in erster Näherung auf dem Übergangselement lokalisiert, also in quasidiskreten Niveaux angenommen werden, da keine Co-Co-Bindungen auftreten und ihre Wellenfunktionen praktisch nicht mit denen der Valenzelektronen des As überlappen. Es ist deshalb zu erwarten, dass CoAs_3 ein Halbleiter mit Spinmoment null ist. In der Tat konnten beim CoSb_3 ²⁾ und beim CoAs_3 ³⁾ der Halbleitercharakter und das verschwindende magnetische Moment (Tab.) nachgewiesen werden.

Entsprechende Nickelverbindungen besitzen ein überschüssiges, mit den Valenzelektronen des Metalloidatoms überlappendes d -Elektron. Sie leiten deshalb metallisch (wie Widerstandsmessungen am NiAs_3 ergaben) oder existieren überhaupt nicht (NiSb_3)⁴⁾. Derselbe Übergang von nichtmetallischem zu metallischem Leitungscharakter tritt auch bei den ähn-

lich aufgebauten Verbindungspaaren $\text{CoAsS} \rightarrow \text{NiAsS}$ und $\text{FeS}_2 \rightarrow \text{CoS}_2$ ³⁾ auf.



Skutterudit-Struktur CoAs_3

Umgebung des Co-Atoms

Umgebung der As-Atome

(kleine Kreise: Co, grosse Kreise: As)

Da die Aufspaltung der d -Niveaux mit steigender Hauptquantenzahl im allgemeinen zunimmt, war zu vermuten, dass auch die den Co-Verbindungen entsprechenden Rh- und Ir-Verbindungen als Halbleiter mit der gleichen Struktur existieren. Mit Ausnahme von IrP_3 konnten durch Sintern der Komponenten bei 750°C homogene Präparate mit Skutterudit-Struktur erhalten werden. Die aus Pulveraufnahmen bestimmten Gitterkonstanten sind in der Tabelle wiedergegeben.

Die Quarzrohre der beiden von uns untersuchten Proben der Zusammensetzung IrP_3 enthielten nach dem Sintern bei 750°C überschüssigen Phosphor. Das Röntgendiagramm der entstandenen diamagnetischen und nichtmetallischen Präparate zeigte grosse Ähnlichkeit mit demjenigen des ebenfalls diamagnetischen und halbleitenden IrAs_2 ⁵⁾. Es dürfte daher nur das von SÖFFGE *et al.*⁶⁾ gefundene IrP_2 entstanden sein.

Inzwischen ist es uns gelungen, die Verbindung IrP_3 durch Sintern bei 880°C als dunkelbraunes Pulver herzustellen.

Die Suszeptibilität*) sämtlicher Rh- und Ir-Verbindungen erwies sich als diamagnetisch und temperaturunabhängig (Tabelle). Subtrahiert man von den gemessenen Werten die Ionensuszeptibilität, so bleibt für diese Verbindungen ein paramagnetischer Anteil von der Grössenordnung $\sim +100 \cdot 10^{-6}$ CGS/Mol (im wesentlichen der Van Vleck-Anteil) übrig. Messungen des elektrischen Widerstandes an den gepressten Proben bestätigten den erwarteten Halbleitercharakter und ergaben Aktivierungsenergien zwischen 0,2 und 1,3 eV. In der Tabelle sind auch die bei Zimmertemperatur provisorisch gemessenen Thermospannungen samt dem daraus ermittelten Leitungstyp aufgeführt. Sämtliche Rh- und Ir-Verbindungen waren Defektleiter. Es ist jedoch zu erwarten, dass durch Substitution eines kleinen Teils der Rh- oder Ir-Atome durch Pd, bzw. Pt, Überschussleitung erzeugt werden kann.

Tabelle

Halbleitende Verbindungen mit Skutterudit-Struktur

Gitterkonstante a , Molsuszeptibilität χ_M und Thermospannung Φ bei Zimmertemperatur

	a (Å) $\pm 0,002$ Å	$10^6 \chi_M$ (CGS)	Φ ($\mu V/^\circ C$)
CoP ₃	7,706 ^{a)}		150 (p)
CoAs ₃	8,203 ^{b)}	- 5 ^{d)}	100 (p, n)
CoSb ₃	9,035 ^{c)}	-70 ^{d)}	400 (n)
RhP ₃	7,996	-55	50 (p)
RhAs ₃	8,451	-70	70 (p)
RhSb ₃	9,230	-95	60 (p)
IrP ₃	8,015		200 (p)
IrAs ₃	8,469 ₅	-105	150 (p)
IrSb ₃	9,250	-145	200 (p)

a) nach ⁸⁾.
 b) 8,189 Å an natürlichem Skutterudit nach ¹⁾.
 c) 9,036 Å nach ⁹⁾.
 d) auf $T \rightarrow \infty$ extrapolierte Werte.

Schliesslich sei darauf hingewiesen, dass die Ionenradien von Rh³⁺ und Ir³⁺ praktisch gleich sind. Die Rh-Verbindungen dürften deshalb mit den entsprechenden Ir-Verbindungen lückenlose Mischkristallreihen bilden.

*) Die Messungen wurden mit der von HUBER und NATTERER⁷⁾ beschriebenen Apparatur durchgeführt. Herrn B. NATTERER und Herrn S. YUAN danke ich herzlich für ihre freundliche Hilfe bei den Vorbereitungen.

Da sich Rh und Ir in ihrem Atomgewicht fast um einen Faktor 2 unterscheiden, sollten Mischkristalle (Ir, Rh) Sb₃ eine geringe Gitterwärmeleitfähigkeit aufweisen, so dass relativ hohe thermoelektrische Effektivitäten zu erwarten sind.

Herrn Prof. Dr. G. BUSCH möchte ich bestens dafür danken, dass er es mir ermöglichte, die angefangene Arbeit mit den Mitteln seines Institutes zu diesem vorläufigen Abschluss zu bringen. Herrn Dr. E. MOOSER danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Anmerkung bei der Korrektur:

Inzwischen erschien eine Arbeit von KJEKSHUS und PEDERSEN¹⁰), in welcher die Atomlagen in IrAs₃ und IrSb₃ sehr genau bestimmt wurden. Unsere Werte für die Gitterkonstante *a* stimmen innerhalb der Messgenauigkeit mit den ihrigen überein, hingegen sind unsere Suszeptibilitätswerte etwas höher.

Literatur

- ¹) I. OFTEDAL, Z. Krist. A 66, 517 (1928).
- ²) N. CH. ABRIKOSOV, Isv. Akad. Nauk, Ser. Fis. 21, 141 (1957).
- ³) F. HULLIGER, Helv. Phys. Acta 32, 615 (1959).
- ⁴) M. HANSEN, Constitution of Binary Alloys, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1958, 870.
- ⁵) F. HULLIGER, in Vorbereitung.
- ⁶) K. H. SÖFFGE, M. HEIMBRECHT und W. BILTZ, Z. anorg. allg. Chem. 243, 297 (1940).
- ⁷) M. HUBER und B. NATTERER, Helv. Phys. Acta 34, im Druck.
- ⁸) S. RUNDQVIST und E. LARSSON, Acta Chem. Scand. 13, 551 (1959).
- ⁹) T. ROSENQVIST, Acta Met. 1, 761 (1953).
- ¹⁰) A. KJEKSHUS und G. PEDERSEN, Acta Cryst. 14, 1065 (1961).

Electron Spin Resonance in γ -Irradiated Triglycine Sulfate

by D. W. OVENALL and K. A. MÜLLER
(Battelle Memorial Institute, Genève)

Ferroelectricity in triglycine sulfate (TGS) was first reported by MATTHIAS, MILLER, and REMEIK¹). The crystal structure has been analysed by HOSHINO, OKAYA, and PEPINSKY²) using X-ray diffraction. The unit cell is monoclinic with space group P2₁ below the Curie temperature of 47°C and P2₁/m above it. It contains two molecular formulas related in orientation by the two-fold screw axis. Each is present as two planar glycinium ions, NH₃⁺CH₂CO₂H, one bent glycine zwitterion, NH₃⁺CH₂CO₂⁻, and a sulfate group. Figure 1 shows the crystal structure viewed

along the ferroelectric b -axis. One of the glycinium ions (unit III) and the glycine zwitterion (unit II) are close to the plane $y = 1/2$. The nitrogen atom in the bent glycine zwitterion ion is displaced from the molecular plane by 0.44 \AA . The sulfate group and the second glycinium ion are close to the plane $y = 3/4$. The positions of the hydrogen atoms cannot be established by X-ray diffraction but it is thought that the glycine-glycinium ion pair are linked by a hydrogen bond, and that each NH_3^+ group forms three hydrogen bonds with neighboring oxygen atoms.

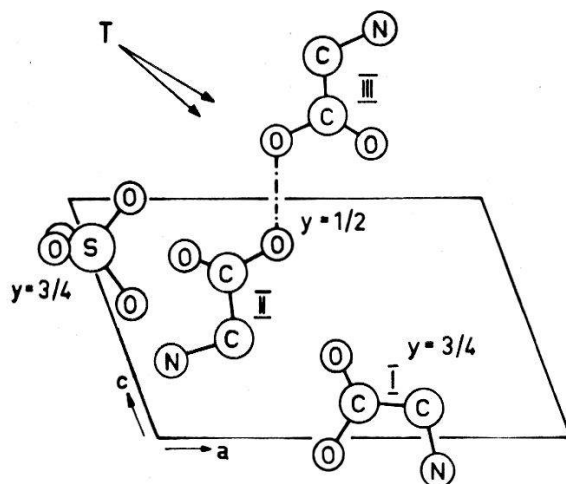


Fig. 1

Crystal structure of triglycine sulfate in the ferroelectric phase, viewed along b axis.

HOSHINO, OKAYA, and PEPINSKI proposed that ferroelectric switching in TGS occurs through the interchange of units II and III which requires movement of the proton in the hydrogen bond between them, and movement of the nitrogen atoms with their associated hydrogen bonds. At the same time, the glycinium ion I inverts with respect to the ac plane and a corresponding rotation of the sulfate group occurs. Above the Curie temperature switching takes place continuously and ac becomes a mirror plane¹⁾. CHYNOWETH³⁾ has shown that on X-irradiation, crystals of TGS become permanently biased, and FATUZZO⁴⁾ has observed similar behaviour for crystals irradiated in a reactor. BURNS⁵⁾ has reported that X-irradiated crystals of TGS show electron spin resonance absorption. Our study was undertaken to determine the nature of the paramagnetic centers in irradiated TGS, to investigate their possible connection with the permanent bias, and to use the spectra to study molecular motion above and below the Curie temperature.

Crystals of TGS were irradiated by the Spent Fuel Irradiation Unit, Harwell, at room temperature with γ -rays of mean energy 1 Mev to a dose of 10^6 rad. They were examined in a superheterodyne spectrometer working at 9 kmc/s over a temperature range including the Curie point.

The spectra were centered on the free spin g -value of 2.00 and showed considerable hyperfine structure which was strongly orientation dependent.

One radical species present has been identified as $\text{NH}_3^+-\dot{\text{C}}\text{H}-\text{CO}_2$, formed by loss of a hydrogen atom from one or more of the different glycine or glycinium units. The same radical was found by GHOSH and WHIFFEN⁶⁾ in γ -irradiated glycine, and we have followed their analysis closely. While our study was in progress, this identification was also reported by BLINC *et al.*⁷⁾.

Since the hydrogen atom removed in the production of this radical formed only a σ -bond to the carbon atom, and was not involved in the hydrogen bond structure, one is in a rather lucky position for the study of molecular motion in TGS. If the radical were produced from a free ion, the angle at the carbon atom would change from 109° to 120° . This tendency in the crystal could result in strain in the hydrogen bond system which might slightly alter the position of the radical and affect the ferroelectric symmetry.

The interaction between the unpaired electron and proton bonded to the «radical» carbon atom splits the resonance into two lines with equal intensities. An interaction with the three protons of the NH_3^+ group will further split each of these lines into four equally spaced lines with intensities in the ratios 1:3:3:1, if these three protons are magnetically equivalent. Interaction with the single ^{14}N nucleus of spin 1 splits each line into a triplet with equal intensity components.

Spectra taken with the steady magnetic field at a particular orientation in the ac plane are shown in Figure 2. They are first derivatives of the absorption, with the magnetic field increasing uniformly from left to right. The outermost set of triplets and the second set of triplets at three times the intensity are clearly shown. In the centers of the spectra, the remaining triplets overlap with each other and with lines from other radicals.

In the ac plane, the splitting of the proton bonded to the «radical» carbon atom varies from 94 to 32 mc/s. Since all species are at small angles to this plane²⁾, these values will be close to two of the principal values of the coupling tensor for this proton. They can be compared with the principal values of 104, 80, and 36 mc/s found in irradiated glycine by GHOSH and WHIFFEN. The two components observed here should lie in the radical plane with the smaller along the C-H bond direction^{6) 8)}. As we did not distinguish between the a and c directions in our crystals, there are two possible directions for this component. These are indicated by the arrows in Figure 1 and fortunately are only 10° apart. The radicals should largely retain the orientations of the molecules from which they are formed and the C-H bond in the radical will lie approximately along

the external bisector of the CC_NN angle. Radicals formed from either or both units of the glycine-glycinium ion pair at $\gamma = 1/2$ would have the required orientation, while radicals derived from the glycinium ion at $\gamma = 3/4$ would give spectra without the observed angular dependence. The three NH_3^+ protons each have a splitting which varies from 53 to 45 mc/s, while the ^{14}N splitting is about 9 mc/s. The principal values of the corresponding tensors in γ -irradiated glycine were 64, 50, and 45 mc/s for the NH_3^+ protons and 12.1, 11.5, and 5.9 mc/s for the ^{14}N coupling⁶).

Orientations out of the ac plane will give two spectra for each radical species present. In such general directions, the spectra were less well resolved and as there was considerable overlapping from the lines from other radicals, the analysis was not carried into the *b*-direction.

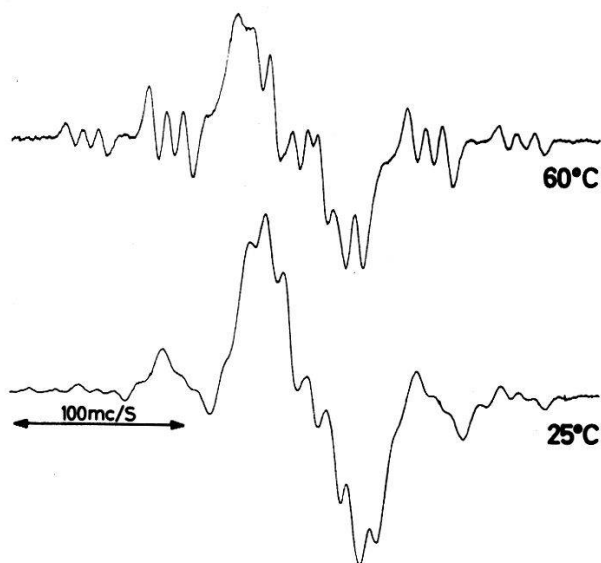


Fig. 2

Electron spin resonance spectra of γ -irradiated single crystals of triglycine sulfate, with magnetic field at a particular orientation in the ac plane (see text), showing changes above and below the Curie point.

The spectra of Figure 2 were taken at the orientation in the ac plane corresponding to the maximum splitting of the proton bonded to the 'radical' carbon atom, and over a range of 60° centered on this orientation, the four sets of triplets are well separated from other lines. Above the Curie temperature, the three nitrogen protons are magnetically equivalent. In our experiment, this means that these protons interchange positions more rapidly than 10^7 times per second. Below the Curie temperature the lines have the same splitting as above, but are less well resolved. On cooling a heated crystal, the spectra remain unchanged until one or two degrees below the Curie temperature, when there is an abrupt decrease in resolution. These changes are reversible. The power level of 10 mW used in these experiments produced partial saturation of the resonance

and the changes in the spectra are attributed to a decrease in the spin-lattice relaxation time of the radicals below the Curie point, which must arise from a decrease in the motion of magnetic nuclei. These observations support the ferroelectric switching mechanism proposed by HOSHINO, OKAYA, and PEPINSKI²⁾. The neutron diffraction study on TGS, mentioned by these authors, which would fix the positions of the protons has not yet been published.

Nuclear magnetic resonance measurements on TGS have been reported by LÖSCHE⁹⁾. No change in the second moment of the n. m. r. absorption line of polycrystalline samples was observed when they were taken through the Curie point. Differences in the n. m. r. spectra of single crystals above and below the Curie point were observed but not interpreted. Up to the present the use of the e. s. r. spectra of radiation induced paramagnetic centers as a probe to study molecular motion in a ferroelectric has been more successful than the use of n. m. r. So far a connection between the $\text{NH}_3\dot{\text{C}}\text{HCO}_2$ radicals and the bias has not been established, and the latter may be due to the as yet unidentified radicals also present in the lattice.

References

- 1) B. T. MATTHIAS, C. E. MILLER, and J. P. REMEIKA, *Phys. Rev.* **104**, 849 (1956).
- 2) S. HOSHINO, Y. OKAYA, and R. PEPINSKY, *Phys. Rev.* **115**, 323 (1959).
- 3) A. G. CHYNOWETH, *Phys. Rev.* **113**, 159 (1959).
- 4) E. FATUZZO, *Helv. Phys. Acta* **33**, 501 (1960).
- 5) G. BURNS, *Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II*, **5**, 159 (1960).
- 6) D. K. GHOSH and D. H. WHIFFEN, *Mol. Phys.* **2**, 286 (1959).
- 7) R. BLINC, S. DETONI, I. LEVSTEK, M. PINTAR, S. POBERAJ, and M. SCHARA, *J. Phys. Chem. Solids* **20**, 187 (1961).
- 8) H. M. McCONNELL and J. STRATHDEE, *Mol. Phys.* **2**, 129 (1959).
- 9) A. LÖSCHE, *Bull. Groupement Ampère, Compte Rendu 9^e Colloque, Pisa*, p. 387 (1960).

Ohmic Contact Photovoltage in CdS

by W. RUPPEL

(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

1. Introduction

If electron-hole pairs are generated by the illumination of the region of an internal field in a semiconductor, a photovoltage is detected by an external circuit. Inhomogeneous illumination alone of an uniform semiconductor does not give rise to a photovoltage¹⁾. The connection of the sign of the observed photovoltage with the direction of the internal field in a semiconductor was pointed out by LASHKAREV²⁾. The barrier-layer

photovoltaic effect across a blocking metal-semiconductor contact or a p - n -junction in the semiconductor is the familiar case in which the photovoltage is observed to occur at rectifying junctions. In an ohmic metal-semiconductor contact an electric field of the sign opposite to that in a depletion barrier layer is present. This electric field opposes the concentration gradient of the majority carriers directed towards the interior of the semiconductor. Electron-hole pairs generated in this field region are expected to produce a photovoltage with a sign opposite to that of the photovoltage across a barrier layer region*). In the particular case of a 'neutral' contact which is defined by flat energy bands in the semiconductor region adjacent to the metal contact no photovoltage will be generated upon illumination.

(The recent observation of an In-contact to CdS changing from ohmic to blocking with increasing illumination⁷⁾ suggested the occurrence of a peculiar photovoltaic effect. Since sign and magnitude of the photovoltage depend on direction and magnitude of the internal field in the semiconductor, it is expected that the photovoltage as a function of illumination will exhibit a maximum and eventually change its sign with increasing illumination as the contact changes from ohmic to blocking.

A sign reversal of the photovoltage as a function of illumination was already observed in copper oxide crystals with Au-contacts by LASHKAREV and KOSONOGOVA⁸⁾. Complex sign reversals of the photovoltage in CdS as a function of light intensity and wave length were recently reported by IBUKI *et al.*⁹⁾. They could, however, not be ascribed to a change in the direction of the illuminated contact from ohmic to blocking as will be the effects described below.

2. Experimental

a) Procedure

The CdS single crystals were prepared by sublimation from the vapor phase reaction between Cd and H₂S at 900°C. They were not deliberately

*) The photovoltaic effect across a non-rectifying semiconductor-metal contact is occasionally termed «Dember effect». DEMBER's original measurements³⁾ were done on a crystal with distant electrodes. This procedure does not ensure that there was no internal field in the crystal in thermal equilibrium. It rather seems probable that the photovoltage observed by DEMBER originated across a field between the surface and the volume of the crystal which was provided by surface states. Analyses of the effect based on the diffusion of the photogenerated carriers with different mobilities in a homogeneous semiconductor yield a photovoltage also for only one mobile kind of carriers (e. g. JOFFE⁴⁾, MOSS *et al.*⁵⁾). It was shown, however, by LANDAU and LIFSHITZ⁶⁾ that in the one-carrier case no photovoltage can be expected if the change in contact potential at the metal-semiconductor surface is taken into account.

activated but were photoconducting. The crystals had the form of thin platelets of the size $1.5 \times 1.5 \times 0.02$ mm. As electrodes In-points were pressed with a force of 30 g against the large area faces of the platelets. The resulting contact area was about 2.5×10^{-3} cm².

The open-circuit photovoltage was generated by illuminating the crystal only at one contact with white or blue light. As light source for white light an incandescent lamp was used. The blue light was obtained by passing the white light through a filter the transmission of which peaked at 4400 angstrom.

b) Results

The open-circuit photovoltage was measured as a function of light intensity for white and blue light (Figs. 1 and 2). The sign of the photovoltage corresponds to that of the unilluminated electrode with respect to the illuminated electrode. For control purposes the photovoltage was measured with pressed Au and Cu electrodes for white and blue light. In both cases the magnitude of the photovoltage was found to increase monotonically. Its sign corresponded to that of the negative sign in Figures 1 and 2 in agreement with the rectifying properties of these

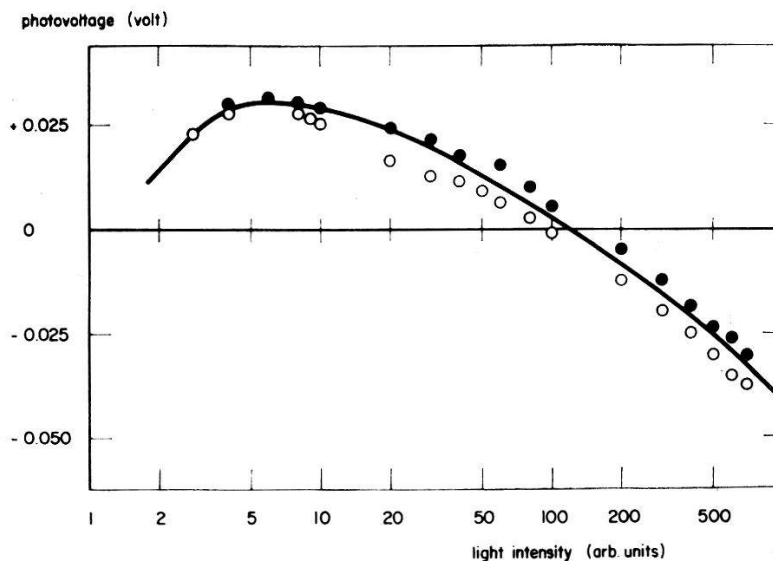


Fig. 1

Open-circuit photovoltage for CdS crystal with pressed In-contacts as a function of light intensity. White light.

- Increasing illumination
- Decreasing illumination

contacts¹⁰). With In-electrodes both for white and blue light the sign of the photovoltage at low light intensities is opposite to that observed with Au- and Cu-electrodes.

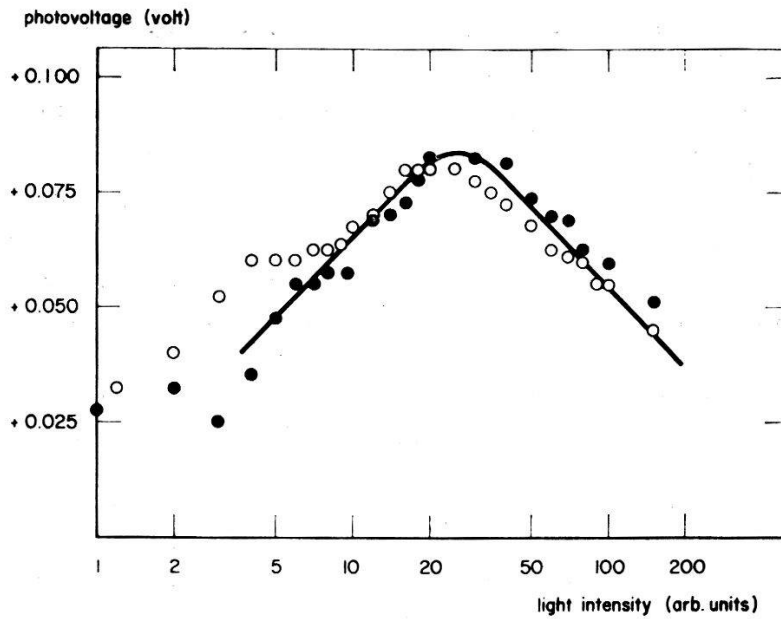


Fig. 2

Open-circuit photovoltage as Figure 1. Illumination with blue light. The slopes of the full line indicate a change in voltage by the amount of kT/q for a change in illumination by a factor of e .

3. Discussion

a) *Low Light Intensity*

The low light intensity range is so defined that by the incident light only the minority carrier concentration is enhanced and that the photo-generated majority carrier concentration is small with respect to the thermal equilibrium majority carrier concentration. This assumption is usual in the analysis of the photovoltaic effect and leads to the well known expression for the photovoltage V

$$V = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{g_L}{g_{th}} \right),$$

where g_L is the photo generation rate and g_{th} is the thermal generation rate of carriers in the field region.

g_L is directly proportional to the incident light intensity. If $g_{th} \ll g_L$ the photovoltage will increase by an amount kT/q if the light intensity is increased by a factor of e . For the case of a potential distribution in the CdS crystal as indicated by the conduction band E_{co} in Figure 3 corresponding to an ohmic contact for electrons and as it is directly inferred from the detection of the total charge of the CdS crystal with pressed In contacts⁷⁾ the sign of the photovoltage will be opposite to the barrier layer photoeffect in that on the illuminated side the metal becomes negative and the crystal positive in agreement with the observations.

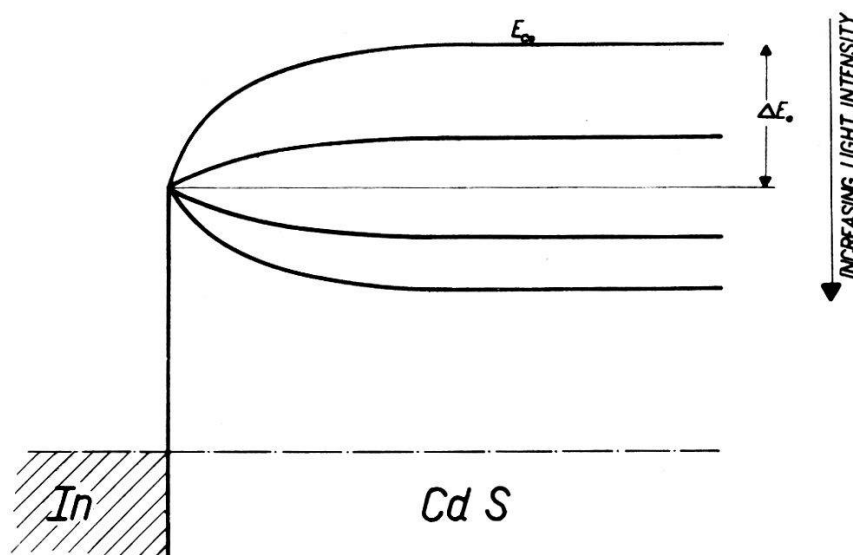


Fig. 3

Change of the potential distribution at the contact with illumination. E_{c0} -conduction band in thermal equilibrium. The quasi Fermi level for electrons is drawn horizontally as reference potential.

The maximum photovoltage that will be observed if no change in majority carrier concentration is taken into account, is that of the potential difference $\Delta E_0/q$ between the surface and the interior of the crystal. In that case the photovoltage would be expected to saturate at $\Delta E_0/q$.

b) High Light Intensity

This range defines an illumination at which the photo generated majority carrier concentration in the crystal is no longer small with respect to the majority carrier concentration in thermal equilibrium but may largely exceed it. If we assume that the carrier concentration in the surface is constant due to a high surface recombination rate the potential distribution in the interior will change as indicated in Figure 3. Quantitatively, when the majority carrier concentration in the volume increases by a factor of e due to an increase in light intensity by the same factor of e the conduction band will decrease by an amount of kT^*). Correspondingly, if the difference in potential between surface and interior of the crystal varies with light intensity the photovoltage will no longer tend towards a constant $\Delta E_0/q$ at high light levels but reach a 'saturation' level

*) Here it is implied that in the field-free region of the semiconductor the quasi Fermi level for electrons coincides with the thermal equilibrium Fermi level. This implication is indeed correct if the concentration of photogenerated majority carriers is much larger than that of the minority carriers. This condition is certainly fulfilled in a photoconducting CdS crystal. The displacement of the Fermi level in a field free region at the boundary between the illuminated and the unilluminated part of the crystal is discussed by WLÉRIK¹¹⁾.

which again changes by kT/q if the light intensity is increased by a factor of e . Figure 3 shows that this change in photovoltage is opposite to the low light intensity photovoltage. If the majority carrier concentration in the volume has increased to a point where it exceeds that at the surface a sign reversal is observed (Fig. 1).

While for a potential distribution corresponding to an ohmic metal-semiconductor contact the photovoltage due to the change in majority carrier concentration in the volume of the semiconductor is opposite to the low illumination 'minority carrier photovoltage', for a rectifying barrier layer both effects have the same direction. For this reason the two processes can be more clearly separated experimentally with an ohmic contact.

The change of kT/q in photovoltage in the different directions at low and high light intensity for a change in light intensity by a factor of e is particularly well borne out for illumination with blue light (Fig. 2). For illumination with white light this value appears both in the limits of low and high illumination (Fig. 1).

The different response towards blue and white illumination can be qualitatively understood considering that blue light is more strongly absorbed than white light. The amount of photons absorbed in the field region at a point at which the majority carrier concentration in the volume starts to increase is higher for blue light than for white light. The maximum photovoltage observed for blue light is, therefore, considerably higher than for white light. Since for the weakly absorbed white light minority carriers in the field region and majority carriers in the volume of the crystal are more uniformly generated at all light intensities the effects are not as well separated as for illumination with blue light. As a result the transition from the low light level 'minority carrier photovoltage' to the high light level 'majority carrier photovoltage' is less pronounced for white than for blue light.

References

- 1) J. TAUC, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 308 (1957).
- 2) V. E. LASHKAREV, *J. Exp. Theor. Phys.* **18**, 917 (1948).
- 3) H. DEMBER, *Physik. Z.* **32**, 554, 856 (1931); **33**, 207 (1932).
- 4) A. V. JOFFE and A. F. JOFFE, *Phys. Z. Sowjetun.* **7**, 343 (1935).
- 5) T. S. MOSS, L. PINCHERLE, and A. M. WOODWARD, *Proc. Phys. Soc.* **66 B**, 743 (1953); T. S. MOSS, *J. Electronics* **1**, 126 (1955).
- 6) L. LANDAU and E. LIFSHITZ, *Phys. Z. Sowjetunion* **9**, 477 (1936).
- 7) W. RUPPEL, to be published.
- 8) V. E. LASHKAREV and K. M. KOSONOGOVA, *J. Exp. Theor. Phys.* **18**, 927 (1948).
- 9) S. IBUKI, H. KOMIYA and H. YAMASHITA, *J. Phys. Soc. Japan* **15**, 2356 (1960).
- 10) D. C. REYNOLDS, G. LEIES, L. L. ANTES, and R. E. MARBURGER, *Phys. Rev.* **96**, 533 (1954).
- 11) G. WLÉRIK, *Ann. Phys. (Paris) Ser. 13*, **1**, 623 (1956).

Voigt Effect in Semiconductors

by MANUEL CARDONA
(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

Introduction

The magneto-optic effects are a very useful tool for studying the band structure of semiconductors. The free carrier Faraday effect can be used to determine effective masses¹⁾. The interband Faraday effect gives qualitative information about the effective g factors of the bands involved in the transitions^{2) 3)}. Semiconductors with a positive conduction band g factor exhibit an interband Faraday effect clockwise along the direction of the applied field and the opposite rotation is obtained for negative g factors. The free carrier Voigt effect i.e. the birefringence induced by a magnetic field, has been used to determine the electron effective mass in InAs⁴⁾. Since the Voigt effect for small fields is proportional to the square of the magnetic field, anisotropy effects must in general be present in cubic semiconductors for carriers with ellipsoidal energy surfaces. Faraday effect measurements in semiconductors with ellipsoidal energy surfaces yield only an average effective mass. By measuring the free carrier Voigt effect as a function of sample orientation, it should be possible to determine more than one component of the effective mass tensor. The interband Voigt effect gives additional information about the conduction and valence band g factors and their anisotropy if the corresponding absorption edge does not occur at $k = 0$. Let ε be the dielectric constant tensor with an applied magnetic field B . For B along the z direction, the refractive index is $n = (\varepsilon_{zz})^{1/2}$ for the electric field vector along z and $n = (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xy}^2/\varepsilon_{xx})^{1/2}$ for the electric field perpendicular to B . The phase shift between both directions of polarization per unit thickness is, to the second order in B :

$$\begin{aligned}\delta &= \frac{\omega}{2cn} \left[\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx} - \frac{\varepsilon_{xy}^2}{n^2} \right] = \varphi + \psi, \\ \varphi &= \frac{\omega}{2cn} [\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}], \\ \psi &= - \frac{\omega \varepsilon_{xy}^2}{2cn^3}.\end{aligned}\tag{1}$$

Where n is the refractive index with no magnetic field, ψ can be calculated from the measured Faraday rotation and in most of the cases in which δ is large enough to be observable $\psi \ll \varphi$. In this paper we shall calculate φ for the free carrier and the interband polarizability. The values of ψ

can be easily calculated from the corresponding expressions for the Faraday rotation.

Free Carrier Voigt Effect

At frequencies much higher than the collision frequency and the cyclotron frequency, the phase shift φ per unit thickness between the components of the radiation parallel and perpendicular to the magnetic field for parabolic and isotropic energy bands is given by⁴⁾:

$$\varphi = \frac{N e^4 B^2 \lambda^3}{4 \pi^2 n m^{*3} c^6}. \quad (2)$$

Where N is the carrier concentration, B the applied magnetic field, λ the wavelength and m^* the effective mass. At frequencies much larger than the plasma frequency ψ is negligible. If the energy bands are not isotropic, m^* must be substituted in equation (1) by an average orientation dependent effective mass. It has been shown by STEPHEN and LIDIARD⁵⁾ that the free carrier Faraday rotation for very general energy bands can be obtained from the calculated d.c. Hall coefficient⁶⁾, since both Hall and Faraday effects are produced by the terms of the complex conductivity tensor linear in B . The Voigt effect depends for small fields on the quadratic terms of the conductivity tensor like the magnetoresistance coefficients. The anisotropy of the Voigt effect will be related to the magnetoresistance anisotropy. In order to obtain the high frequency magnetoresistance (ω much larger than the scattering frequency $1/\tau$) $1/\tau$ must be substituted by ωi in the d.c. expressions. The anisotropy of the Voigt effect at these frequencies will not depend on the scattering time anisotropy and will give direct information about the anisotropy of the energy surfaces.

Substituting $1/\tau$ by $i\omega$ in the expression of the conductivity tensor found by ABELES and MEIBOOM⁶⁾ we obtain for the dielectric constant tensor at frequencies much higher than the collision frequency:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ik} &= \varepsilon_{ik}(0) + \varepsilon_{ikl} B_l + \varepsilon_{iklm} B_l B_m, \\ \varepsilon_{ikl} &= \frac{e^3 i}{\pi^2 \hbar^3 c \omega^3} \int \frac{\partial f_0}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial P_i} \frac{\partial E}{\partial P_r} \frac{\partial^2 E}{\partial P_s \partial P_k} e_{r l s} dP, \\ \varepsilon_{iklm} &= - \frac{e^4}{\pi^2 \hbar^3 c^2 \omega^4} \int \frac{\partial f_0}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial P_i} \frac{\partial E}{\partial P_r} \frac{\partial}{\partial P_s} \left[\frac{\partial E}{\partial P_t} \frac{\partial^2 E}{\partial P_u \partial P_k} \right] e_{m r s} e_{l t u} dP. \end{aligned} \quad (3)$$

$$\varepsilon_{ik}(0) = \text{dielectric constant for } B = 0.$$

Where E is the carrier energy, f_0 the distribution function, e_{ikl} the unit antisymmetric tensor and $P = \hbar k$ the crystal momentum. For cubic semi-

conductors with ellipsoidal energy surfaces, equations (2) have to be summed for all equivalent ellipsoids. When they are centered along the [100] or the [111] directions, the energy surfaces become ellipsoids of revolution and it is possible to perform the integrations in equation (3). After summing for all possible ellipsoids, we obtain for the phase shift between the components of the radiation parallel and perpendicular to B per unit thickness an expression analogous to equation (2) with the average effective mass m^* for ellipsoids along [100]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_v^{*3}} &= \frac{1}{3 m_{\parallel}^{*3}} K [K^2 + K + 1] && \text{for } B \text{ along } [100], \\ \frac{1}{m_v^{*3}} &= \frac{K^2}{m_{\parallel}^{*3}} && \text{for } B \text{ along } [111] \end{aligned} \quad (4)$$

and for ellipsoid along [111]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_v^{*3}} &= \frac{K^3}{m_{\parallel}^{*3}} && \text{for } B \text{ along } [100], \\ \frac{1}{m_v^{*3}} &= \frac{K}{9 m_{\parallel}^{*3}} [2 K^2 + 5 K + 2] && \text{for } B \text{ along } [111] \end{aligned} \quad (5)$$

where m_{\parallel}^* is the longitudinal effective mass, m_{\perp}^* the transverse effective mass and $K = m_{\parallel}^*/m_{\perp}^*$.

Equations 4 and 5 show that it is possible to determine from the Voigt effect m_{\parallel}^* and m_{\perp}^* if we know the direction of k space along which the ellipsoids lie. The orientation of the ellipsoids can be found from magneto-resistance measurements or from absolute interferometric measurements of the phase shift produced on a linearly polarized beam by the magnetic field. If the ellipsoids are oriented along the [100] direction, it can be shown that a magnetic field along this direction produces no phase shift on a light beam with the electric vector along [100]. If the ellipsoids are along [111] the Voigt effect for B along [111] must equal the absolute shift for B along [100] and the radiation polarized perpendicular to B .

Absolute phase shift measurements are easily performed at microwave frequencies. In this spectral region, except at very low temperatures, the scattering frequency is of the order of the radiation frequency and averages of the scattering time appear in the theoretical expressions for the phase shift induced by the magnetic field. However, if the effective mass anisotropy ratio is known, the microwave Voigt effect should yield information about the scattering mechanism and its anisotropy.

Equations 3 can also be used to find the average effective mass given by equation (1) for non parabolic bands. If spherical symmetry is assumed, the phase shift φ becomes:

$$\varphi = \frac{2 e^4 B^2}{3 \pi n \hbar^3 c^3 \omega^3} \int_0^{\infty} \left(\frac{dE}{dP} \right)^3 \frac{df}{dE} dE. \quad (6)$$

For completely degenerate statistics (kT much smaller than the Fermi energy E_F measured from the bottom of the band) equation (6) yields equation (2) with m^* replaced by:

$$m_v^* = \left[\frac{1}{P} \frac{dE}{dP} \right]_{E_F}^{-1}. \quad (7)$$

Thus m_v^* is the same effective mass obtained from the Faraday effect for $kT \ll E_F$. This property justifies the method used by TEITLER *et al.*¹¹⁾ for determining the effective mass and carrier concentration from simultaneous measurements of the Faraday and Voigt effects in materials with strongly non-parabolic energy bands. Equation (6) can also be used to calculate the increase in m_v^* with temperature produced by the non-parabolic nature of the energy bands. For an energy band of the form $E = \alpha P^2 + \beta P^4$, we obtain neglecting all terms of higher order in P than P^4 :

$$\frac{1}{m_v^*} = 2 \alpha \left[1 + \frac{10 \beta}{3 \alpha^2} \frac{\int_0^{\infty} E^{3/2} f(E - E_F) dE}{\int_0^{\infty} E^{1/2} f(E - E_F) dE} \right] \quad (8)$$

which is also the same result found for the Faraday effective mass³⁾.

Interband Voigt Effect

The interband Voigt Effect can be calculated for perfectly parabolic and non degenerate bands. Similar calculations for the Faraday rotation have been performed by LAX and NISHINA⁷⁾. The optical absorption coefficient α for direct allowed transitions between such bands in the presence of a magnetic field is⁴⁾:

$$\begin{aligned} \alpha_{\parallel, \perp} &= \frac{1}{2} \frac{K}{2n} \frac{\omega_c}{\omega} \sum_l (\omega - \omega_l^{\parallel, \perp})^{-1/2}, \\ K &= 2 e^2 \left(\frac{2 m_c^* m_v^*}{m_c^* + m_v^*} \right)^{3/2} (m^2 c)^{-1} \hbar^{-5/2} |\langle c | \hat{p}_x | v \rangle|^2, \\ \omega_l^{\perp} &= \omega_g + \left(l + \frac{1}{2} \right) \omega_c \pm \frac{1}{2} (g_c + g_v) \mu B, \\ \omega_l^{\parallel} &= \omega_g + \left(l + \frac{1}{2} \right) \omega_c \pm \frac{1}{2} (g_c - g_v) \mu B \end{aligned} \quad (9)$$

where \parallel and \perp represent radiation polarized parallel and perpendicular to the magnetic field respectively ω_g is the frequency of the energy gap,

$$\omega_c = \frac{e B}{c} \left(\frac{1}{m_c^*} + \frac{1}{m_v^*} \right),$$

m_c^* and m_v^* are the conduction and valence band effective masses respectively, μ is the Bohr magneton and g_c and g_v are the effective g factors of the conduction and the valence band. Substituting equation (8) into the Kramers-Kronig relation for the refractive index and integrating, we obtain for φ at frequencies well below the energy gap ($\omega - \omega_g \gg \omega_c$):

$$\varphi = \frac{K}{16 n \omega \hbar^2} \mu^2 H^2 g_c g_v [(\omega_g + \omega)^{-3/2} + (\omega_g - \omega)^{-3/2} - 2 \omega_g^{-3/2}] \quad (10)$$

while the corresponding Faraday rotation is²:

$$\theta = \frac{K}{4 n \omega} \mu H \frac{g_c + g_v}{2 \hbar} [(\omega_g + \omega)^{-1/2} + (\omega_g - \omega)^{-1/2} - 2 \omega_g^{-1/2}]. \quad (11)$$

At frequencies above the energy gap, the Voigt effect, like the Faraday rotation and the absorption coefficient, should exhibit an oscillatory behavior.

This theory of the Voigt effect can be applied only approximately to most semiconductors since it assumes a parabolic band extending to infinity and that the valence band is nondegenerate. The inaccuracy of the first assumption will make impossible to determine K quantitatively from absorption data. However, if we determine K from the measured refractive index of the material, which is given by a similar calculation by:

$$n^2 - \text{constant} = \frac{K c}{\omega^2} [2 \omega_g^{1/2} - (\omega_g + \omega)^{1/2} - (\omega_g - \omega)^{1/2}]. \quad (12)$$

A better agreement between the calculated and the experimental values of the interband Voigt effect and Faraday rotation is to be expected.

Equations (10), (11), and (12) show that it is possible to determine both g_c and g_v by measuring the refractive index, the Faraday rotation and the Voigt effect as a function of wavelength. For a degenerate valence band, g_v does not have the simple interpretation it has for a non degenerate band. However, also in this case $g_v \mu B$ in equations (10) and (11) will represent an average value of the energy separation between the states from which we can have a transition to conduction band states with the same l and opposite spins. The large magnetic fields required for the observation of the interband Voigt effect suggest the use of the pulsed magnetic fields technique since it is easy to obtain sufficiently fast light detectors at the wavelengths of most energy gaps.

Equations (10), (11), and (12) can be suitably modified for the case in which the bottom of the conduction band is not at $k = 0$. $m^*{}^{3/2}$ must be substituted in K by $m_{\perp}^* m_{\parallel}^*{}^{1/2}$ and in equations (8) g_c and g_v must be substituted by the proper components of the g tensor. The Voigt effect in this case will be anisotropic. The formulas obtained could be applied to measurements of the effects produced by the L absorption edges observed in semiconductors with diamond and zincblende structure by reflection⁹⁾ and transmission¹⁰⁾ techniques.

The same method can be applied to indirect transitions if we assume, as done by LAX and NISHINA, that the selection rules are not changed by electron-phonon interaction. In this case we obtain:

$$\varphi = \frac{A}{4\pi\omega} g_c g_v \mu^2 B^2 \log \frac{\omega_g^2}{\omega_g^2 - \omega^2}. \quad (13)$$

The constant A has the same meaning as in reference 7. While the Faraday rotation for indirect transitions does not have a singularity for $\omega = \omega_g$, equation (13) exhibits a logarithmic singularity at the energy gap.

Acknowledgments

I wish to thank Dr. A. B. LIDIARD for discussions and Dr. S. TEITLER for pointing out an error in the calculations.

References

- 1) S. D. SMITH, T. S. MOSS and K. W. TAYLOR, J. Phys. Chem. Solids 9, 129 (1959).
M. CARDONA, Halbleiterprobleme VII (F. Vieweg, Braunschweig), to be published.
- 2) B. LAX and Y. NISHINA, J. Appl. Phys. 32, 2128 (1961).
- 3) M. CARDONA, Phys. Rev. 127, 752 (1961).
- 4) S. TEITLER and E. D. PALIK, Phys. Rev. Letters 5, 546 (1960).
- 5) M. J. STEPHEN and A. B. LIDIARD, J. Phys. Chem. Solids 9, 43 (1959).
- 6) B. ABELES and S. MEIBOOM, Phys. Rev. 95, 31 (1954).
- 7) B. LAX and Y. NISHINA, Phys. Rev. Letters 6, 464 (1961).
- 8) L. M. ROTH and B. LAX, Phys. Rev. Letters 3, 217 (1959).
- 9) M. CARDONA, J. Appl. Phys. 32, 2151 (1961).
- 10) M. CARDONA and G. HARBEKE, unpublished.
- 11) S. TEITLER, E. D. PALIK and R. F. WALLIS, J. Appl. Phys. 32, 2132 (1961).

Une généralisation du calcul spinoriel

par CH. TERREAUX

(Institut für Theoretische Physik der Universität Zürich)

Un article paraîtra prochainement dans H.P.A.

(p' - γ)-Winkelkorrelationsmessungen an Fe^{56}

von B. GOBBI und R. E. PIXLEY*)

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Winkelkorrelationsmessungen gestatten über den Reaktionsmechanismus (Zwischenkernbildung oder direkte Anregung) zu entscheiden. Beim vorliegenden Experiment wurde Fe mit 4,3-MeV-Protonen bestrahlt und die (p' - γ)-Winkelkorrelation bei der Anregung des 845-keV-Niveaus in Fe^{56} gemessen. Bei dieser Protonenenergie wird das zweite Niveau (2,085 MeV) mitangeregt. Eine Messung der p' bei 100° ergab jedoch, dass dieses Niveau 30mal seltener als das erste angeregt wird. Figur 1 und 2 zeigen die Messpunkte der gesuchten Korrelation. In beiden Fällen wurde der Winkel des Gammazählers in Schritten von 10° variiert, während der Protonenzähler auf 90° (Fig. 1) bzw. 130° (Fig. 2) eingestellt war.

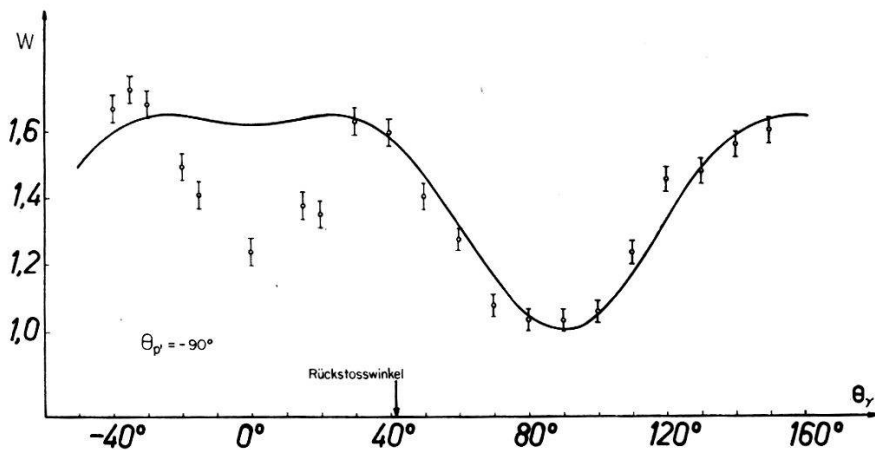


Fig. 1

(p' - γ)-Winkelkorrelation des 845-keV-Niveaus von Fe^{56} . $\theta_{p'} = 90^\circ$. Es wurde nur der statistische Fehler eingezeichnet. Die Kurve entspricht den theoretischen Berechnungen nach Ref. 1.

Das Fehlen einer Symmetrie bezüglich der Rückstossrichtung des Targetkerns in der gemessenen Korrelation spricht eindeutig gegen eine direkte Anregung. Die in Figur 1 und Figur 2 eingezeichneten Kurven wurden von SHELDON¹⁾ berechnet auf Grund der SATCHLERSchen²⁾ Theorie. Diese Theorie setzt voraus, dass die Phasen der Wellenfunktionen der Zwischenkernzustände statistisch verteilt sind und dass das erste Niveau allein angeregt wird. Die Berechnung berücksichtigt ferner nur Bahndrehimpulse ≤ 2 . Die dazu notwendigen Durchlässigkeitskoeffizienten sind mittels eines PRESKITT-SEWARD³⁾-Potentials berechnet worden.

*) National Science Foundation Fellow.

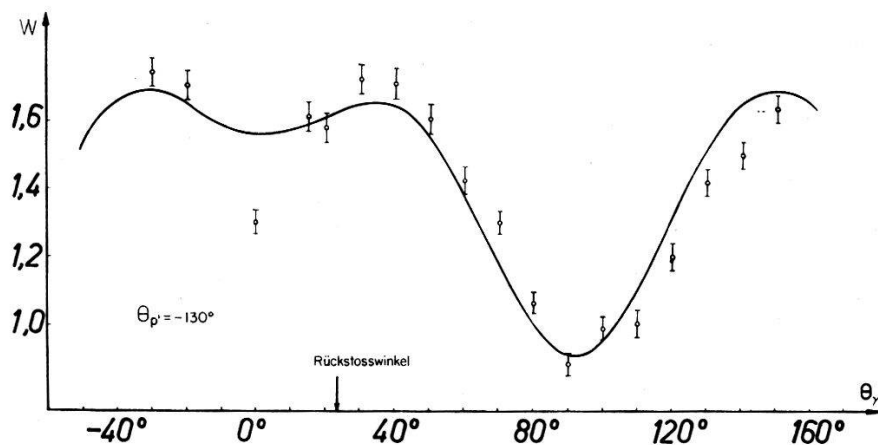


Fig. 2

$(p'-\gamma)$ -Winkelkorrelation des 845-keV-Niveaus von Fe^{56} . $\theta_{p'} = 130^\circ$. Es wurde nur der statistische Fehler eingezeichnet. Die Kurve entspricht den theoretischen Berechnungen nach Ref. 1.

Unter Berücksichtigung der verschiedenen theoretischen Voraussetzungen und Näherungen muss die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie mit Vorsicht betrachtet werden. Weitere $(p'-\gamma)$ -Korrelationsmessungen werden noch durchgeführt.

Literatur

- 1) E. SHELDON, *Helv. Phys. Acta* 34, 803 (1961).
- 2) G. R. SATCHLER, *Phys. Rev.* 94, 1304 (1954).
- 3) C. A. PRESKITT und W. P. ALFORD, *Phys. Rev.* 115, 389 (1959).

Angular Correlation with Statistical Reaction Theory

by ERIC SHELDON

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

There has recently been a surge of interest in applying angular correlation theory to the direct interaction (DI) mechanism, the latter being applicable to deuteron stripping and being considered to be predominant in nuclear reactions involving incident energies above about 15 MeV. In the present paper, by way of contrast, attention is focused upon reactions which proceed through formation of a compound nucleus (CN): this mechanism predominates at lower incident energies and, involving as it does a far longer-lived intermediate state together with a different theoretical treatment, leads to radically different correlation behaviour¹). Hence experimental measurements of the correlation function over a

range of angles can in general distinguish clearly between the two mechanisms. Such investigations have been undertaken by several authors²⁻⁸); of these the Zurich group is currently engaged upon comparison of correlation behaviour of $(p, p' \gamma)$ and $(n, n' \gamma)$ reactions under experimentally similar conditions. An independent theoretical comparison gives rise to several interesting points which will be touched upon in the present paper. Although the results herein are qualitatively fairly general, numerical computations have deliberately been referred to low-energy inelastic scattering on Fe^{56} at $E_p = 4.22$ MeV and $E_n = 2.00$ MeV respectively. (*N. B.: All energies and angles are in this paper referred to the centre-of-mass system.*)

Despite some experimental inconclusiveness⁹), it is likely that for incident energies below about 5 MeV nuclear reactions other than stripping involve effectively only the CN mechanism⁵⁻⁸), for which correlation theory has been developed by SATCHLER¹⁰)¹¹). The latter can readily be applied to target nuclei having a $0+$ ground state and a $2+$ first excited state: Fe^{56} furnishes a typical instance, since it is an $e-e$ -nucleus with its first excited state ($2+$) at 0.845 MeV and its second ($4+$) at 2.085 MeV. The assumption that decay of the CN causes population of only the *first* excited state of the residual nucleus simplifies the form of the correlation function $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$, which expresses the probability that the inelastically-scattered nucleon be emitted at an angle θ_1 with respect to the incident nucleon direction (taken as quantisation axis) if at the same time the de-excitation γ be emitted at an angle θ_2 . The azimuthal angle ϕ is that between the pp' and $p\gamma$, or nn' and $n\gamma$ planes respectively. This assumption is clearly valid for 2.00 MeV neutrons, and has furthermore been vindicated for 4.22 MeV protons by the results of GOBBI and PIXLEY⁷), who found that on decay of the CN, over 95% of the inelastically-scattered protons go to the *first* excited state of Fe^{56} .

Another simplification in the theory is introduced by the *statistical assumption*, wherein one assumes the energy spread of the beam of incident particles to be sufficiently wide to cause excitation of many CN states, whose respective wave functions have random relative phases over which one averages. The outgoing radiation is then treated as incoherent. (Other assumptions have been detailed by PRÊTRE *et al.*¹.) The validity of this *ad hoc* simplification has been queried⁸)¹²). However, with its aid results are obtained which agree excellently with experiment⁵)⁷)⁸), and its application to the present theoretical treatment is justified by the fact that theory indicates the CN level spacing to be sufficiently small for many levels to be excited by the incident nucleons, whilst at the same time appreciably larger than the level width (\sim eV), so that the CN levels do not overlap. The average level spacing as calculated from the

theory of LANG and LECOUEUR¹³⁾ is cited in the Table. This table also lists the transmission coefficients T from which the respective correlation functions were evaluated, with the suffix indicating the value of orbital angular momentum; undashed T 's refer to incoming particles, dashed T 's to outgoing particles. Neutron penetrabilities⁹⁾ were obtained by interpolation in the data of BEYSTER *et al.*¹⁴⁾ 1), proton penetrabilities from optical model phase shifts*), using the potentials of PRESKITT³⁾ 5) and of NODVIK and SAXON¹⁵⁾. The various optical models have similar parameters, as can be seen from the Table: they are in each case rounded potentials with an Eckart form factor and involve volume absorption.

Table
Energies, Level Spacings, Potentials and Transmission Coefficients

	Reaction		
	$\text{Fe}^{56}(p, p' \gamma)$		$\text{Fe}^{56}(n, n' \gamma)$
Incident c. m. Energy	4.22 MeV	4.22 MeV	2.00 MeV
Emergent c. m. Energy	3.39 MeV	3.39 MeV	1.17 MeV
Excitation Energy of CN	10.51 MeV	10.51 MeV	9.64 MeV
Mean Level Spacing	3.0 keV	3.0 keV	6.3 keV
Beam Energy Spread	~40 keV	~40 keV	~100 keV
Optical Potential	PRESKITT- SEWARD	NODVIK- SAXON	BEYSTER
V_0	-50 MeV	-63 MeV	-40 MeV
ζ	0.1	0.1	0.1
a	0.4 f	0.52 f	0.35 f
R_0	1.33 f	1.26 f	1.43 f
T_0	0.29975	0.5014	0.916
T_1	0.079668	0.093246	0.422
T_2	0.0636663	0.0977336	0.588
T_0'	0.0949132	0.27098	0.569
T_1'	0.030057	0.02883	0.123
T_2'	0.0128454	0.030601	0.249

From the correlation functions, as calculated from the expressions of Appendix A, a correlation surface can in each case be constructed as a contour representation of equivalued W 's in function of the emission angles. For comparison, these surfaces have been plotted in steps of

*) The author is most grateful to Drs. R. H. BASSEL and G. R. SATCHLER of Oak Ridge National Laboratory, through whose kind offices he received proton T 's at very short notice. The parameters quoted by Dr. BASSEL for the second of the proton scattering potentials as listed in the Table are sufficiently close to those of NODVIK and SAXON¹⁵⁾ to be so designated.

$\Delta W = 0.1$ and normalised to $W(90^\circ, 90^\circ) = 1$, with $\phi = 0^\circ$. The proton correlation surface for Preskitt penetrabilities (Fig. 1) is fairly similar to that for Nodvik-Saxon penetrabilities (Fig. 2), except at the boundaries. Both surfaces indicate potentially interesting angles for correlation study to be $\theta_{p'} = 45^\circ, 135^\circ$ and $\theta_\gamma = 30^\circ, 150^\circ$.

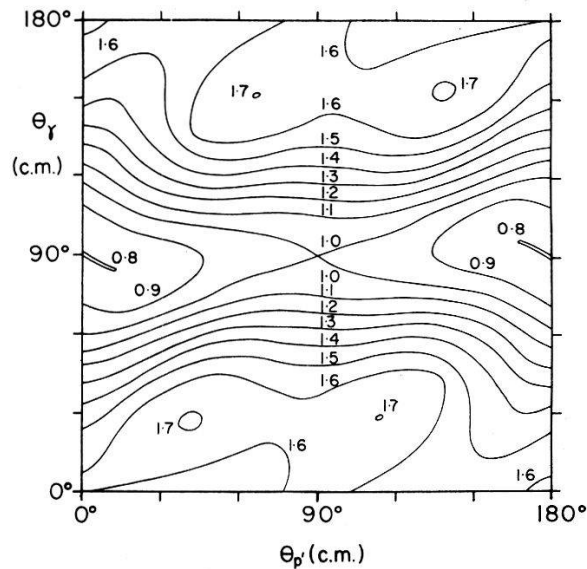


Fig. 1

p' - γ Correlation Surface for $\text{Fe}^{56}(p, p' \gamma)$, $Q = -0.845$ MeV. Contours of $W(\theta_{p'}, \theta_\gamma)$, normalised to $W(90^\circ, 90^\circ) = 1$ are shown for $\phi = 0^\circ$ and for a Preskitt-Seward potential with $E_T = 4.22$ MeV (c. m.).

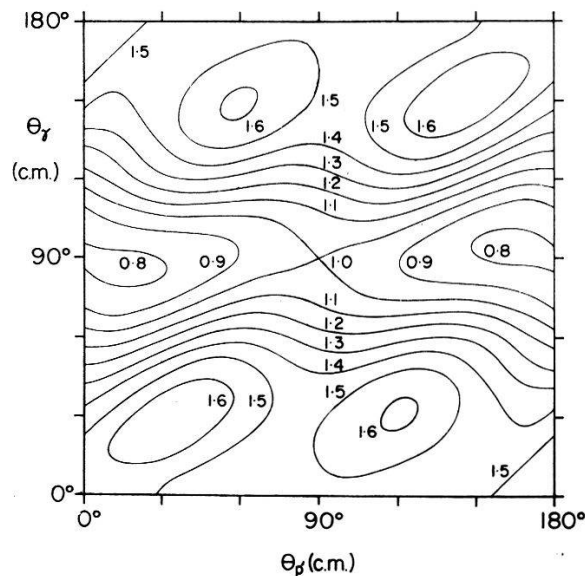


Fig. 2

p' - γ Correlation Surface for $\text{Fe}^{56}(p, p' \gamma)$ as in Figure 1, but for a Nodvik-Saxon potential with $E_x = 4.22$ MeV (c. m.).

The neutron surface (Fig. 3) is markedly different from either of the above: it displays a lower peak-to-valley ratio and at fixed nucleon angles (e. g., particularly at $\theta_{n'} \approx \theta_p \approx 90^\circ$) is distinctly less undulating.

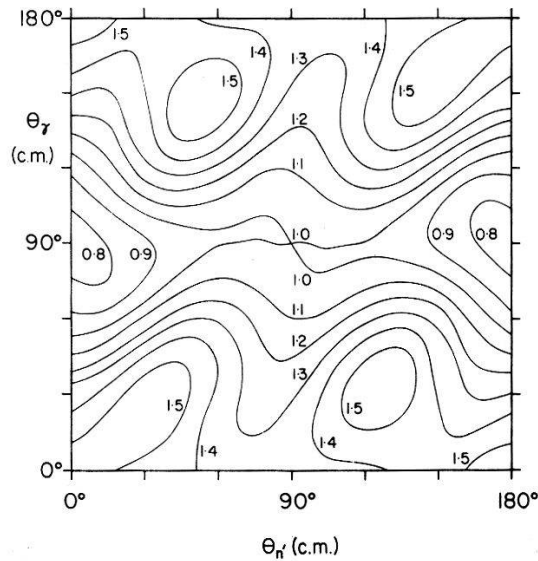


Fig. 3

n' - γ Correlation Surface for $\text{Fe}^{56}(n, n' \gamma)$. Contours of $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)$, normalised to $W(90^\circ, 90^\circ) = 1$, are shown for $\phi = 0^\circ$ and for a Beyster potential with $E_n = 2.00$ MeV (c. m.).

Study of non-coplanar radiations, where $\phi \neq 0^\circ$, is especially interesting. Consider in particular the $(p, p' \gamma)$ reaction with $\phi = 90^\circ$: one then observes either the correlation between inelastically-scattered protons emergent in the $[\mathbf{k}_\gamma \times \mathbf{k}_p]$ direction (\mathbf{k} 's being linear momenta) and de-excitation γ 's or that between γ 's emergent in the $[\mathbf{k}_p \times \mathbf{k}_{p'}]$ direction and the corresponding inelastically-scattered protons. The former arrangement is characterised by $\theta_{p'} = 90^\circ, \phi = 90^\circ$: the latter by $\theta_\gamma = 90^\circ, \phi = 90^\circ$. The measurements in either of these cases, wherein the outgoing γ -ray is perpendicular to the scattering plane, reduce essentially to determinations of distribution, *viz.*, $W(\theta_\gamma)$ and $W(\theta_{p'})$ respectively. The sensitiveness of such correlations to reaction mechanism commends their investigation: for $\theta_\gamma = 90^\circ, \phi = 90^\circ$, simple DI theory¹⁶⁾ predicts the absence of correlation, whereas statistical CN theory yields the non-isotropic distribution $W(\theta_{p'})$ depicted in Fig. 4 for the $(p, p' \gamma)$ reaction at $E_p = 4.22$ MeV with Preskitt penetrabilities and the similar distribution $W(\theta_{n'})$ for the $(n, n' \gamma)$ reaction at $E_n = 2.00$ MeV shown in Figure 5. These clearly indicate that measurements around $\theta_{p'}, \theta_\gamma \approx 90^\circ \pm 30^\circ$ will yield information on the admixture of pure CN mechanism.

Also included in Figures 4 and 5 are the respective γ -distributions $W(\theta_\gamma)$ for inelastic proton and for inelastic neutron scattering, plotted from the

expressions cited in Appendix A and used in each case to calculate the linear polarisation of the emergent γ -ray, taken to be pure electric quadrupole (see Appendix B). Theoretical curves based on the treatment of FAGG and HANNA¹⁸⁾ are given in Figure 6.

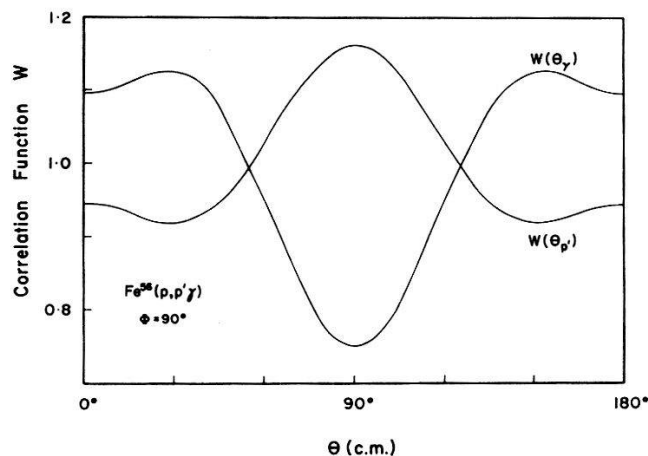


Fig. 4

Correlation Functions W for $\text{Fe}^{56}(p, p' \gamma)$ at $\phi = 90^\circ$ and a Preskitt-Seward potential with $E_p = 4.22$ MeV (c. m.). The curve $W(\theta_{p'})$ shows the correlation distribution for $\theta_\gamma = 90^\circ$, as a function of $\theta = \theta_{p'}$; the curve $W(\theta_\gamma)$ that for $\theta_{p'} = 90^\circ$, as a function of $\theta = \theta_\gamma$. Normalisation: $W(\theta_{p'} = 90^\circ, \theta_\gamma = 90^\circ, \phi = 0^\circ) = 1$.

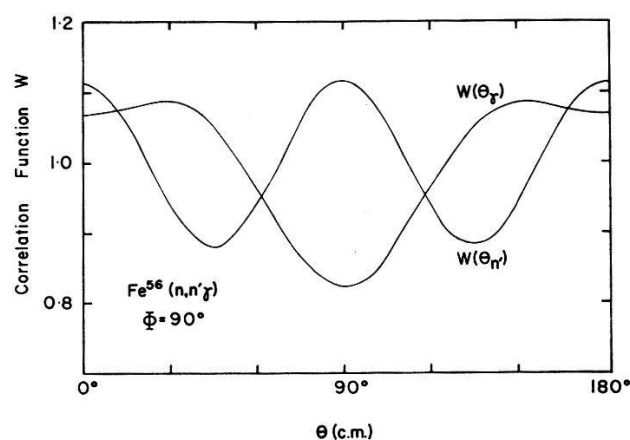


Fig. 5

Correlation Functions W for $\text{Fe}^{56}(n, n' \gamma)$ at $\phi = 90^\circ$ and $E_n = 2.00$ MeV (c. m.). The curve $W(\theta_{n'})$ depicts the correlation distribution for $\theta_\gamma = 90^\circ$, as a function of $\theta = \theta_{n'}$; the curve $W(\theta_\gamma)$ that for $\theta_{n'} = 90^\circ$, as a function of $\theta = \theta_\gamma$. Normalisation: $W(\theta_{n'} = 90^\circ, \theta_\gamma = 90^\circ, \phi = 0^\circ) = 1$.

These show the polarisation to be maximal at $\theta_\gamma = 90^\circ$, *i.e.*, when p, p' and γ , or n, n' and γ are mutually perpendicular. They may be compared with the preliminary results of LITHERLAND and GOVE¹⁹⁾ for the $\text{Mg}^{24}(p, p' \gamma)$ reaction, whose measurements tend to confirm the theoretical

prediction that the 1.37 MeV electric quadrupole γ -rays from decay of the first excited state, emitted at 90° to the incident beam of protons (arranged to coincide with prominent resonances at a bombarding energy of 2.0 and 2.4 MeV), are very nearly 100% linearly polarised.

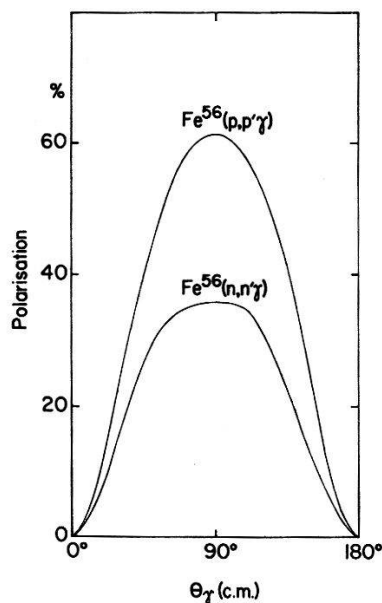


Fig. 6

Linear Polarisation of 0.845 MeV pure electric quadrupole γ -rays from $Fe^{56}(p, p' \gamma)$ and $Fe^{56}(n, n' \gamma)$ at $E_p = 4.22$ MeV and $E_n = 2.00$ MeV (c. m.) respectively, calculated from the correlation distributions $W(\theta_\gamma)$ for $\phi = 90^\circ$ and $\theta_{p'}, \theta_{n'} = 90^\circ$.

Further consideration of circular polarisation of de-excitation γ 's and of the polarisation of the inelastically-scattered nucleons is also of considerable interest, but beyond the scope of the present communication.

Appendix A

Angular Correlation of Three Nuclear Radiations

The published¹⁰⁾ correlation function $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$ contains errors⁵⁾: the emended expression applicable to reactions such as $(p, p' \gamma)$, $(n, n' \gamma)$, $(p, n \gamma)$ and $(n, p \gamma)$ for a $0 \rightarrow J_1 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ transition is, in Satchler's notation,

$$\begin{aligned}
 W(\theta_1, \theta_2, \phi) = & \sum (-)^{J_1 + j_2'} (2J_1 + 1)^2 \widehat{j}_2 \widehat{j}_2' \widehat{\mu} \widehat{\nu} C \left(J_1 J_1 \mu ; \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right) \times \\
 & \times C \left(j_2 j_2' \nu ; \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right) C(22 \lambda ; 1 - 1) C(\mu \nu \lambda ; 0 0) \times \\
 & \times X(J_1 J_1 \mu ; j_2 j_2' \nu ; 22 \lambda) \times [T_{i_1} T_{i_2}' / \sum_{j_l} T_l] S(\mu \nu \lambda), \quad (1)
 \end{aligned}$$

summed over $J_1, j_2, j_2', \mu, \nu, \lambda$, with

$$S(\mu\nu\lambda) = \frac{S_{\mu\nu\lambda}(\theta_1, \theta_2, \phi)}{\widehat{\mu} \widehat{\nu} C(\mu\nu\lambda; 00)} \quad (2)$$

and the abbreviation $\widehat{k} \equiv (2k + 1)^{1/2}$.

This reduces to the equation quoted by SEWARD⁵⁾ on the right-hand side of his p. 524, with $\Theta_{abc} \equiv S_{\mu\nu\lambda}$. This can be further simplified when $\phi = 90^\circ$ and $\phi = 0^\circ$ respectively.

(a) When $\phi = 90^\circ$, the Θ terms in Seward's expression vanish, and the expansion reduces to the following:

$$(i) \quad \text{For } \theta_1 = 90^\circ, \quad \phi = 90^\circ,$$

$$\begin{aligned} W(\theta_2) = & \alpha(2.475) + \beta(0.75) + \gamma(6.65 + 0.75 \cos 2\theta_2) + \\ & + \delta(5.438 + 1.5 \cos 2\theta_2 - 0.937 \cos 4\theta_2) + \\ & + \varepsilon(7.738 - 0.270 \cos 2\theta_2 + 0.466 \cos 4\theta_2). \end{aligned} \quad (3)$$

$$(ii) \quad \text{For } \theta_2 = 90^\circ, \quad \phi = 90^\circ,$$

$$\begin{aligned} W(\theta_1) = & \alpha(2.475) + \beta(0.75) + \gamma(3.8 - 2.1 \cos 2\theta_1) + 3\delta + \\ & + \varepsilon(11.290 + 1.778 \cos 2\theta_1 + 3.112 \cos 4\theta_1), \end{aligned} \quad (4)$$

where

$$\begin{aligned} \alpha \equiv \frac{T_0 T_2'}{T_0 + 2 T_2'}; \quad \beta \equiv \frac{T_1 T_1'}{T_1 + T_1'}; \quad \gamma \equiv \frac{T_1 T_1'}{T_1 + 2 T_1'}; \\ \delta \equiv \frac{T_2 T_0'}{T_2 + T_0' + 2 T_2'}; \quad \varepsilon \equiv \frac{T_2 T_2'}{T_2 + T_0' + 2 T_2'}. \end{aligned} \quad (5)$$

For $p' - \gamma$ correlation, using Preskitt penetrabilities (Table), equations (3) and (4) become, on normalising the first term to unity, respectively,

$$W(\theta_\gamma) = 1 + 0.17290 \cos 2\theta_\gamma - 0.07699 \cos 4\theta_\gamma, \quad (6)$$

$$W(\theta_{p'}) = 1 - 0.10833 \cos 2\theta_{p'} + 0.05328 \cos 4\theta_{p'}. \quad (7)$$

For $n' - \gamma$ correlation, using Beyster penetrabilities (Table), the corresponding equations are

$$W(\theta_\gamma) = 1 + 0.12183 \cos 2\theta_\gamma - 0.05348 \cos 4\theta_\gamma, \quad (8)$$

$$W(\theta_{n'}) = 1 - 0.00248 \cos 2\theta_{n'} - 0.11611 \cos 4\theta_{n'}. \quad (9)$$

It is interesting to note in passing that these CN expressions can be rewritten in a form similar to the γ -distribution calculated on the basis of distorted wave DI theory¹⁷⁾ with spin-flip,

$$W(\theta_\gamma) \sim A + B \sin^2 2(\theta_\gamma - \theta') + C \sin^2(\theta_\gamma - \theta'') \quad (10)$$

on setting $\theta' = \theta'' = 0$. However, equation (10) holds for the γ -ray emergent *in* the scattering plane ($\phi = 0^\circ, 180^\circ$), whereas equations (6) to (9) refer to a γ -counter setting *perpendicular* to the scattering plane.

(b) When $\phi = 0^\circ$, the Θ terms are non-zero; they can be expressed in terms of the parameters $x = \cos \theta_1$, $y = \cos \theta_2$, $z = xy [(1-x^2)(1-y^2)]^{1/2}$. The resulting correlation function then reduces to a form suitable for electronic computation:

$$\begin{aligned}
 W(x, y) = & x^4 y^4 (78.015 \alpha - 18.346 \varepsilon) + x^4 y^2 (-78.015 \alpha + 28.927 \varepsilon) + \\
 & + x^2 y^4 (-78.015 \alpha + 12.017 \gamma + 12.263 \varepsilon) + x^4 (9.752 \alpha - 25.058 \varepsilon) + \\
 & + y^4 (9.752 \alpha - 6.008 \gamma - 7.499 \delta + 3.586 \varepsilon) + \\
 & + x^2 y^2 (82.964 \alpha + 1.5 \beta - 15.013 \gamma - 21.598 \varepsilon) + \\
 & + x^2 (-12.227 \alpha - 0.75 \beta + 0.00165 \gamma + 24.88 \varepsilon) + \\
 & + y^2 (-12.227 \alpha - 0.75 \beta + 10.508 \gamma + 10.499 \delta - 0.379 \varepsilon) + \\
 & + (4.95 \alpha + 1.5 \beta + 1.498 \gamma + 3 \delta + 4.644 \varepsilon) + \\
 & + x^2 y^2 z (78.015 \alpha - 19.899 \varepsilon) + x^2 z (-39.0075 \alpha + 22.082 \varepsilon) + \\
 & + y^2 z (-39.0075 \alpha + 12.017 \gamma + 5.418 \varepsilon) + \\
 & + z (24.453 \alpha + 1.5 \beta - 9.005 \gamma - 18.739 \varepsilon). \tag{11}
 \end{aligned}$$

(c) When $\phi = 180^\circ$, the correlation function is identical with (11) except that z changes sign throughout. The following symmetries prevail:

$$\begin{aligned}
 W(\theta_1, \theta_2, 0) &= W(\pi - \theta_1, \pi - \theta_2, 0) = W(\theta_1, \pi - \theta_2, \pi) = W(\pi - \theta_1, \theta_2, \pi); \\
 W(\theta_1, \theta_2, \pi) &= W(\pi - \theta_1, \pi - \theta_2, \pi) = W(\theta_1, \pi - \theta_2, 0) = W(\pi - \theta_1, \theta_2, 0).
 \end{aligned}$$

Appendix B

Linear Polarisation of a 0.845 MeV Pure E2 γ -Ray from $Fe^{56} (p, p' \gamma)$ or $(n, n' \gamma)$ for $\phi = 90^\circ$

The treatment of FAGG and HANNA¹⁸⁾ can be applied to the distributions (6) and (8). These are both of the form

$$W(\theta_\gamma) = 1 + K_1 \cos 2\theta_\gamma + K_2 \cos 4\theta_\gamma, \tag{12}$$

which can be expressed as a binomial in $\cos^2 \theta_\gamma$, whence on reference to Table III(b), p. 714 of FAGG and HANNA, one obtains the result

$$P \cdot W(\theta_\gamma) = [1 - K_1 + K_2]^{-1} [2K_1 - (2K_1 + 8K_2) \cos^2 \theta_\gamma + 8K_2 \cos^4 \theta_\gamma]. \tag{13}$$

From this, the linear polarisation P of the de-excitation γ -ray can readily be obtained, and can be shown to be maximal at $\theta_\gamma = 90^\circ$.

References

- 1) S. PRÊTRE, H. R. BRUGGER and M. P. STEIGER, *Helv. Phys. Acta* **33**, 583 (1960).
- 2) R. SHERR and W. F. HORNYAK, *Bull. Am. Phys. Soc.* **1**, 197 (1956).
T. H. BRAID, J. L. YNTEMA and B. ZEIDMAN, *Bull. Am. Phys. Soc.* **6**, 37 (1961).
G. DECONNINCK and A. MARTEGANI, *Nucl. Phys.* **21**, 33 (1960).
H. J. HAUSMAN, G. F. DELL and H. F. BOWSHER, *Phys. Rev.* **118**, 1237 (1960).
H. YOSHIKI, *Phys. Rev.* **117**, 773 (1960).
- 3) C. A. PRESKITT and W. P. ALFORD, *Phys. Rev.* **115**, 389 (1959).
- 4) J. P. MARTIN, K. S. QUISENBERRY and C. A. LOW, Jr., *Phys. Rev.* **120**, 492 (1960).
- 5) F. D. SEWARD, *Phys. Rev.* **114**, 514 (1959).
- 6) H. R. BRUGGER, T. NIEWODNICZANSKI and M. P. STEIGER, *Helv. Phys. Acta* **33**, 576 (1960).
- 7) B. GOBBI and R. E. PIXLEY, *Helv. Phys. Acta*, in press (previous communication).
- 8) H. R. BRUGGER, T. NIEWODNICZANSKI and M. P. STEIGER, *Helv. Phys. Acta*, in press.
- 9) D. M. VAN PATER and R. W. JACKIW, *Proc. Int. Conf. Nuclear Structure, Kingston 1960*, p. 244.
D. M. VAN PATER, *Bull. Am. Phys. Soc.* **6**, 47 (1961).
- 10) G. R. SATCHLER, *Phys. Rev.* **94**, 1304 (1954); **104**, 1198 (1956).
- 11) L. C. BIEDENHARN and M. E. ROSE, *Revs. Mod. Phys.* **25**, 729 (1953).
- 12) R. F. PEIERLS, *Proc. Int. Conf. Nuclear Optical Model, Florida 1959*, p. 95.
- 13) J. M. B. LANG and K. J. LECOUEUR, *Proc. Phys. Soc. A* **67**, 586 (1954).
- 14) R. G. SCHRANDT, J. R. BEYSTER, M. WALT and E. W. SALMI, *Los Alamos Report LA-2099* (1957).
- 15) J. S. NODVIK and D. S. SAXON, *Phys. Rev.* **117**, 1539 (1960).
- 16) G. R. SATCHLER, *Proc. Phys. Soc. A* **68**, 1037 (1955).
- 17) C. A. LEVINSON and M. K. BANERJEE, *Ann. Phys. (N. Y.)* **2**, 471 (1957); **2**, 499 (1957); **3**, 67 (1958).
- 18) L. W. FAGG and S. S. HANNA, *Revs. Mod. Phys.* **31**, 711 (1959).
- 19) A. E. LITHERLAND and H. E. GOVE, *Canad. J. Phys.* **39**, 471 (1961).

Messung der Polarisation der Photoneutronen am Be⁹

von J. LANG, R. MÜLLER und W. WÖFLI
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

In verschiedenen theoretischen Arbeiten wird darauf hingewiesen, dass die beim Kernphotoeffekt emittierten Nukleonen polarisiert sein könnten¹⁻⁵).

Wir haben mit einer ca. 500 Curie NaF-Quelle ($E_\gamma = 2,753$ MeV) versucht diese Polarisation am Be⁹ nachzuweisen. Die ganze Messanordnung

ist auf dem Bassin des Reaktors «Saphir» aufgebaut, so dass die Quelle direkt von unten in die massive Bleiabschirmung gezogen werden kann. Die in einem dünnen Be-Scheibentarget erzeugten Photoneutronen werden an einem rotierenden Hohlzylinder gestreut. Die Links-Rechts-Asymmetrie wird mit einem Long-Counter gemessen. Als Analysator verwenden wir Sauerstoff, und zwar flüssig sowie in fester Form als SiO_2 .

Die Theorie³⁾ liefert auf Grund des Modells von GUTH und MULLIN⁶⁾ folgenden Polarisationsverlauf in Funktion des Reaktionswinkels θ .

$$P = \frac{a \sin 2\theta}{b + c \cos 2\theta}.$$

Die Grösse der Konstanten hängt dabei von den Streuphasen der verschiedenen möglichen Dipolübergänge ab. Für unsere Gammaenergie wird für $\theta = 40^\circ$ ein optimaler Wert von ca. 38% erwartet.

Alle bisher unter diesem Winkel durchgeführten Messungen lassen dagegen erkennen, dass der Polarisationsgrad der Photoneutronen wesentlich kleiner zu sein scheint. Zur Abklärung dieser Unstimmigkeit sind weitere Messungen vorgesehen.

Eine ausführliche Arbeit erscheint später in der HPA.

Literatur

- 1) W. CZYŻ und J. SAWICKI, *Physica* 22, 1182 (1956).
- 2) L. N. ROSENTZWEIG, *Physica* 22, 1182 (1956).
- 3) W. CZYŻ und J. SAWICKI, *Nuovo Cimento* 3, 864 (1956); 5, 45 (1957).
Phys. Rev. 110, 900 (1958).
- 4) J. J. SWART, W. CZYŻ und J. SAWICKI, *Phys. Rev. Letters* 2, 51 (1959).
- 5) N. C. FRANCIS, D. T. GOLDMANN und E. GUTH, *Phys. Rev.* 120, 2175 (1960).
- 6) E. GUTH und C. MULLIN, *Phys. Rev.* 76, 234 (1949).

Messung der Arbeit pro Ionenpaar in Stickstoff für Protonen und Heliumteilchen im Energiegebiet unterhalb 1 MeV

VON L. SCHALLER, P. HUBER und E. BAUMGARTNER
(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

Die mittlere Arbeit pro Ionenpaar w ist bei Kenntnis der Energie E des einfallenden Teilchens und der Anzahl N der im Kammergas pro Teilchen erzeugten Ionenpaare durch $w = E/N$ bestimmt. In unserer Anordnung werden die in einer Hochfrequenz-Ionenquelle erzeugten Ionen mit

Hilfe eines 1-MV-Kaskadengenerators auf die gewünschte Endenergie beschleunigt und dann magnetisch separiert. Der so gewonnene reine Protonen-, resp. He⁺-Strom trifft nach Durchtritt durch ein enges Blendsystem auf einen Faradaykäfig, in dem der Strom I_1 der einfallenden Teilchen gemessen wird. Wird der Faradaykäfig ausgeschwenkt, so fallen die Ionen auf eine Nickelfolie der Dicke 0,4–0,8 μ , welche im Mittel 20% der Protonen-, und 50% der He-Ionen-Energie verschluckt. Die vakuumdichte Folie lässt die Teilchen direkt in das homogene Kammerfeld einer Ionisationskammer eintreten. Die Kammergeometrie ist so gewählt, dass die Teilchenspur parallel der Feldrichtung verläuft. Ohne Gasfüllung muss in der Ionisationskammer derselbe Strom wie im Faradaykäfig gemessen werden. Dies wurde experimentell überprüft und auf 1% genau bestätigt gefunden.

Die durch die Dicke der Folie bedingte beträchtliche Energieverminderung der einfallenden Teilchen erfordert eine genaue Kenntnis dieses Energieverlustes. Im Fall der Protonen gelingt dies durch Messung der Energieverschiebung der Gamma-Resonanzen der Li(p, γ)-, resp. F(p, γ)-Reaktionen. Im Fall der He⁺-Teilchen wurde die Energieverminderung in der Nickelfolie einerseits mit Hilfe der (dE/dx) -Kurve für α -Teilchen¹⁾, andererseits mit Hilfe der Reichweiteverschiebung eines Po- α -Präparates bestimmt.

Die in der gasgefüllten Ionisationskammer von den einfallenden Teilchen erzeugten Ladungen werden durch Anlegen eines Feldes E_K von einigen kV/cm gesammelt und als Strom I_2 gemessen. Infolge der hohen Stromdichte der einfallenden Teilchen und der gewählten Geometrie (Kammerfeld parallel Teilchenspur) treten hohe Sättigungsdefizite auf. Es braucht daher relativ hohe E_K/p -Werte, um auf wenige Prozent an die Sättigung heranzukommen. Hierbei ist p der Gasdruck in der Kammer. Die Sättigungskurve $I = I_2/I_1 = f(v)$, wo v die von E_K/p abhängige Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen in N_2 bedeutet²⁾, kann durch ein $1/I = a/v^n + b$ Gesetz mit dem Exponenten $n \sim 4$ approximiert werden.

Die Arbeit pro Ionenpaar wurde für Protonen im Energiebereich von 200–900 keV in 100-kV-Schritten gemessen. Sie erweist sich innerhalb 1% als energieunabhängig. Der Mittelwert aller 7 Messpunkte beträgt 37,0 eV/Ionenpaar und stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit den bei höheren Energien für Protonen gemessenen w -Werten in N_2 überein.

Wesentlich andere Ergebnisse sind für He-Teilchen zu erwarten, ist doch im betrachteten Energieintervall die effektive Kernladung eines He-Teilchens beträchtlich kleiner als 2. In der Tat zeigen die von JESSE *et al.*³⁾ erfolgten Messungen von w_α in N_2 bei der kleinsten noch untersuchten Energie von 1 MeV eine Erhöhung von w_α gegenüber der Po- α -Energie um 5%. Die bis jetzt ausgewerteten Ergebnisse unserer Arbeit

liefern im betrachteten Energiegebiet von 250–650 keV in Stickstoff w_α -Werte, die etwas über 40 eV/Ionenpaar liegen, wobei der mittlere Fehler 2–3 eV/Ionenpaar beträgt.

Literatur

- 1) PORAT, Proc. Roy. Soc. A 252, 394 (1959).
- 2) NIELSEN, Phys. Rev. 50, 951 (1936).
- 3) JESSE, Phys. Rev. 122, 1195 (1961).

Inelastische Streuung von 14,7 MeV Neutronen an U^{238}

VON P. HUBER, Z. LEWANDOWSKI, R. PLATTNER, C. POPPELBAUM
und R. WAGNER
(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

Im Rahmen unserer Untersuchung des Verlaufs der Kerntemperatur in der Umgebung der magischen Neutronenzahl 126 wurde das schon früher angeschnittene Problem des Kerns U^{238} wieder aufgegriffen¹⁾. Es zeigte sich, dass eine Analyse des Spektrums zur Bestimmung der Kerntemperatur nur bei Berücksichtigung der Fission-Neutronen möglich ist. Die Messung des Neutronenspektrums erfolgte mit der Flugzeitmethode. Eine Beschreibung der verwendeten Apparatur wurde bereits veröffentlicht^{2) 3) 4)}. Es handelt sich dabei um den gepulsten und durch Laufzeit-Modulation komprimierten Deuteronenstrahl eines Duo-Plasmatrons in Verbindung mit einem amplitudenkorrigierten Zeitanalysator im Nanosekunden-Bereich.

Beim Beschuss von U^{238} mit 14,7-MeV-Neutronen beträgt der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Zwischenkernes U^{239*} 2,9 barn⁵⁾. Der Zerfall dieses Compoundzustandes mit der Anregungsenergie von 19,4 MeV erfolgt hauptsächlich durch Spaltung und Neutronenemission. Die Wirkungsquerschnitte für den Einfang (n, γ) und die (n, α)-Reaktion betragen nur wenige mb und sind hier zu vernachlässigen^{6) 7)}.

Bei der Emission eines Neutrons entsteht der Targetkern U^{238} mit einer mittleren Anregungsenergie von 14 MeV, dem zum Zerfall wiederum mehrere Ausgangskanäle zur Verfügung stehen. In der Tabelle sind die für 14,7-MeV-Neutronen möglichen Reaktionen mit U^{238} mit den entsprechenden Querschnitten aufgeführt.

Das totale inelastische Neutronenspektrum wird sich demnach aus dem Anteil der Spaltungsneutronen aus den Fissionfragmenten und aus dem sogenannten «Verdampfungs-Spektrum» zusammensetzen. Dabei verstehen wir unter den Verdampfungs-Neutronen die «prefission»-Neu-

tronen aus den Reaktionen $(n, n f)$ und $(n, 2 n f)$ sowie Neutronen aus den Reaktionen (n, n') , $(n, 2 n)$ und $(n, 3 n)$.

Tabelle

Reaktions-Typ	Querschnitt (barn)	Literatur
(n, f)	$\sigma_1 = 0,55$	8)
$(n, n f)$	$\sigma_2 = 0,45$	8)
$(n, 2 n f)$	$\sigma_3 = 0,25$	9)
(n, n')	$\sigma_4 = 0,15$	10)
$(n, 2 n)$	$\sigma_5 = 0,65$	11)
$(n, 3 n)$	$\sigma_6 = 0,85^*$	
Total inelastisch $\sigma_{\text{inel}} = 2,9$		8)
*) Berechnet aus: $\sigma_{\text{inel}} - \sigma_f - \sigma(n, n') - \sigma(n, 2 n)$, wobei σ_f den totalen Spaltungsquerschnitt bei 14,7 MeV bedeutet.		

Das Fissionspektrum lässt sich nach TERREL¹²⁾ durch die Verteilung:

$$f(E) dE = 2 \Theta^{-3/2} \pi^{-1/2} E^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{\Theta}\right) dE$$

sehr gut approximieren. Dabei bedeutet Θ eine fiktive Temperatur, die mit der mittleren Energie E des Spaltungs-Spektrums durch die Relation

$$\bar{E} = \frac{3}{2} \Theta = 0,78 + 0,624 \{N_f(E^*) + 1\}^{1/2}$$

verknüpft ist. Die Anzahl der Neutronen pro Spaltung $N_f(E^*)$ liefert die Parameter Θ_1 , Θ_2 und Θ_3 entsprechend den Anregungsenergien von U^{239^*} , U^{238^*} und U^{237^*} . Damit ergibt sich das Fissionspektrum $F(E)$ als Summe von drei Verteilungen mit den Gewichten

$$g_v = N_{fv} \sigma_v \quad v = 1, 2, 3$$

zu

$$F(E) dE = 2 \pi^{-1/2} \sum_{v=1}^3 \left\{ g_v \Theta_v^{-3/2} E^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{\Theta_v}\right) \right\} dE.$$

Um das Verdampfungsspektrum $D(E)$ zu ermitteln, wurde von dem auf Ansprechwahrscheinlichkeit korrigierten, gemessenen Neutronen-Spektrum der Spaltungsanteil subtrahiert (Fig. 1).

Zur Bestimmung der Kerntemperatur des U^{238} bei der Anregungs-Energie von 14 MeV wurde versucht, die experimentelle Verteilung $D_K(E)$ nach der Theorie von LE COUTEUR¹³⁾ zu analysieren.

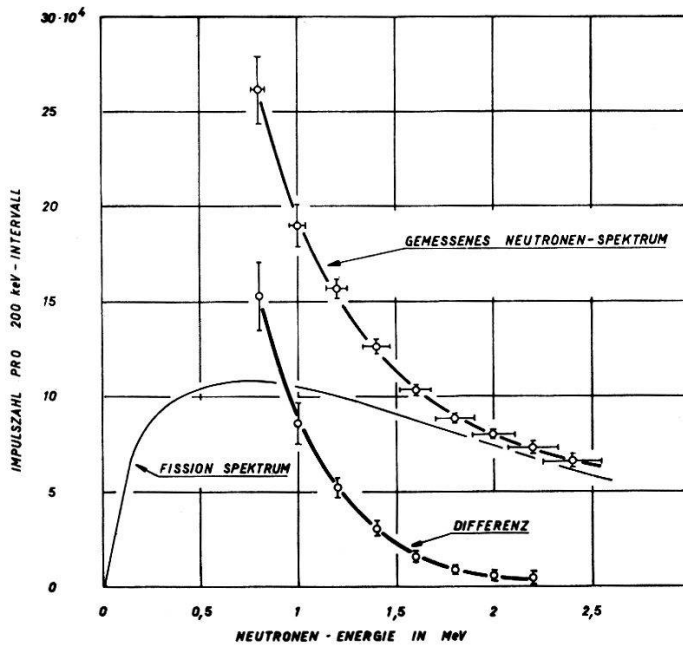


Fig. 1

Ermittlung des Verdampfungsanteils aus gemessenem Neutronenspektrum und Fissionverteilung.

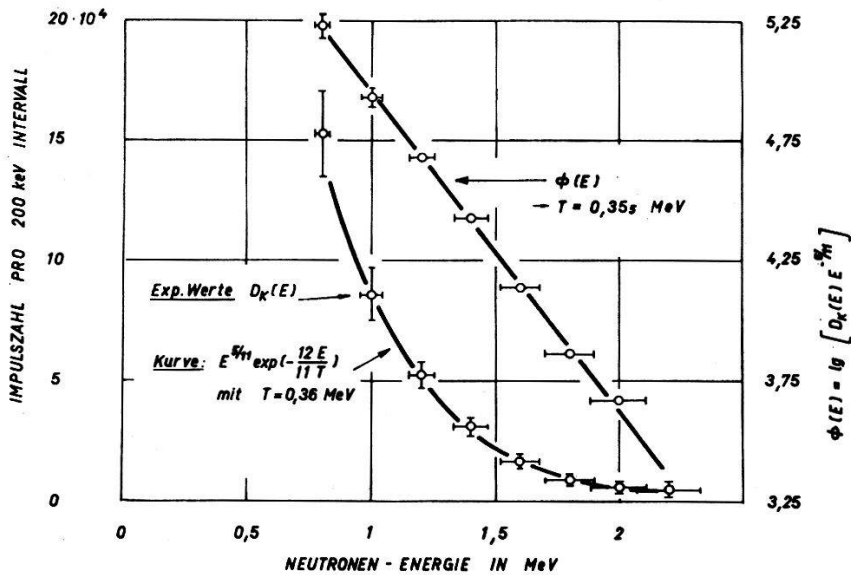


Fig. 2

Aus der Analyse des Differenzspektrums nach der Theorie von LE COUTEUR ergibt sich eine Gerade, deren Anstieg die Kerntemperatur bestimmt.

Man erwartet eine Verteilung von der Form

$$D(E) dE = \text{const.} \cdot E^{5/11} \exp\left(-\frac{12}{11} \frac{E}{T}\right) dE,$$

wobei T die Kerntemperatur des U^{238} bedeutet. Die Darstellung der Funktion

$$\phi(E) = \lg \{D_K(E) E^{-5/11}\} = \text{const.} - \frac{12}{11} \left(\frac{1}{T}\right) E$$

müsste demnach in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E eine Gerade ergeben. Figur 2 zeigt, dass dies für die experimentellen Werte $D_K(E)$ gut erfüllt ist.

Die daraus berechnete Kerntemperatur $T = 0,36 \pm 0,02$ MeV erweist sich um einen Faktor 3 kleiner als die entsprechenden Werte für Pb^{208} ¹⁾ und Bi^{209} ¹⁴⁾, was auf einen ausgeprägten Effekt der magischen Neutronenzahl 126 hinweist.

Literatur

- ¹⁾ P. NIKLAUS, P. HUBER, R. WAGNER, *Helv. Phys. Acta* **34**, 520 (1961).
- ²⁾ R. WAGNER, P. HUBER, Z. LEWANDOWSKI, *Helv. Phys. Acta* **34**, 440 (1961).
- ³⁾ R. WAGNER, P. HUBER, R. PLATTNER, C. POPPELBAUM, *Helv. Phys. Acta* **34**, 436 (1961).
- ⁴⁾ P. HUBER, Z. LEWANDOWSKI, R. PLATTNER, C. POPPELBAUM, R. WAGNER, *Nucl. Instr. and Meth.*, erscheint demnächst.
- ⁵⁾ P. P. LEBEDEV *et al.*, *Atomnaya Energ.* **5**, 522 (1958).
- ⁶⁾ J. L. PERKIN, L. P. O'CONNOR, R. F. COLEMAN, *Proc. Phys. Soc.* **72 A**, 505 (1958).
- ⁷⁾ R. F. COLEMAN, B. E. HAWKER, L. P. O'CONNOR, J. L. PERKIN, *Proc. Phys. Soc.* **73 A**, 215 (1959).
- ⁸⁾ G. C. HANNA and R. L. CLARKE, *Can. J. Phys.* **39**, 967 (1961).
- ⁹⁾ R. J. HUGHES and R. B. SCHWARTZ, *B.N.L.* **325**, 2nd ed.
- ¹⁰⁾ R. L. CLARKE, *Can. J. Phys.* **39**, 957 (1961).
- ¹¹⁾ J. D. KNIGHT, R. K. SMITH, B. WARREN, *Phys. Rev.* **112**, 259 (1958).
- ¹²⁾ J. TERREL, *Phys. Rev.* **113**, 527 (1959).
- ¹³⁾ K. J. LE COUTEUR, *Proc. Phys. Soc.* **65 A**, 718 (1952).
- ¹⁴⁾ L. ROSEN and L. STEWART, *Phys. Rev.* **107**, 824 (1957).

La réaction $Ca^{40}(n, p)K^{40}$ avec des neutrons de 6 MeV

par S. URECH, E. JEANNET, J. ROSSEL
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Un article paraîtra prochainement dans H.P.A.

Absolutbestimmung des Schwellenwertes der Reaktion **$F^{19}(p, n)Ne^{19}$ bei 4,2 MeV**

von A. RYTZ, H. WINKLER, F. ZAMBONI*) und W. ZYCH**)

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Wir haben nach einer schon von BUMILLER, STAUB und WEAVER¹⁾ verwendeten Methode die Energie des Schwellenwertes der Reaktion $F^{19}(p, n)Ne^{19}$ bei 4,2 MeV durch Ablenkung um 180° in einem homogenen Magnetfeld absolut bestimmt. Wegen seiner verhältnismässig hohen Energie ist dieser Schwellenwert mit absoluten elektrostatischen Ablenkern nur schwer zu erreichen.

Der hier verwendete Ablenkmagnet für die Absolutbestimmung von Partikelenergien ist von WINKLER und ZYCH²⁾ beschrieben worden. Die Protonenbahnen wurden im homogenen Magnetfeld durch Spaltblenden von je 0,11 mm bei 0° und 180° und von ca. 0,3 mm bei 90° festgelegt. Der Abstand der beiden erstgenannten Spalte wurde durch einen Molybdänstab von 10 mm Durchmesser fixiert und vor und nach den Messungen im Eidgenössischen Amt für Mass und Gewicht auf einem Komparator mit einem Normalmeter verglichen. Das Magnetfeld wurde vor und nach der Aufnahme der Ausbeutekurve entlang der Protonenbahn mit magnetischen Kernresonanzsignalen punktweise gemessen. Der für die Berechnung der Ablenkung erforderliche Mittelwert des Feldes wurde aus diesen Messungen mit Hilfe der bekannten Korrektur 1. Näherung nach HARTREE gewonnen.

Als Target verwendeten wir auf Gold aufgedampftes AlF_3 in mindestens 50 keV dicker Schicht. CaF_2 als Targetmaterial gab einen viel zu hohen Neutronen-Untergrund vom Calcium. Der Targetraum wurde mit einer Hg-Diffusionspumpe auf besser als 2×10^{-6} mm Hg evakuiert. Der Targetstrom wurde durch einen Integrator gemessen und betrug ca. 4×10^{-2} μ A. Unmittelbar hinter dem targetseitigen Ende des Magneten vergrösserte eine Ablenkung des Protonenstrahles durch ein elektrisches Wechselfeld von 50 Hz die vom Strahl getroffene Targetfläche um ein Mehrfaches. Dadurch wurden die Gefahren der Aufladung und Verschmutzung des Targets stark herabgesetzt.

Als Detektor diente ein 1 mm dicker scheibenförmiger Borplastic-Szintillationszähler von 75 mm Durchmesser (5 Gew.-% B^{10} , Nuclear Enterprises Ltd., Typ Ne 401). Dieser befand sich 18 mm hinter dem Target und spannte an diesem einen Winkel von ca. 130° auf. Unmittelbar vor dem Detektor befand sich eine 8 mm dicke Plexiglasscheibe von

*) Borsista del C.N.R. (Milano).

**) Fellow of the Ford Foundation, beurlaubt vom Institut für Kernforschung, PAN, Warschau.

80 mm Durchmesser als Moderator. Die Energie der Neutronen beträgt an der Schwelle 10,6 keV. Bei einer Protonenenergie von 10 keV oberhalb der Schwelle ist der maximale Emissionswinkel der Neutronen gerade so gross wie der vom Detektor erfasste Winkel. Es wurde jedoch bis 15 keV oberhalb der Schwelle gemessen. An dieser Stelle liegt die Energie der Neutronen zwischen 0,2 keV und 50 keV. Man kann zeigen, dass unter gewissen Voraussetzungen die Ausbeute einer (p, n) -Reaktion an dickem Target in der Nähe des Schwellenwertes proportional der Potenz $3/2$ der um den Schwellenwert verminderten Protonenenergie ansteigt. Wir haben deshalb den Schwellenwert aus der mit $2/3$ potenzierten Ausbeutekurve der Neutronen extrapoliert, obwohl im vorliegenden Falle (z. B. beim Detektor) nicht alle Voraussetzungen für die Richtigkeit der genannten Extrapolation erfüllt sind. Der weiter unten angegebene Fehler enthält keinen Beitrag für die Unsicherheit über das einzuschlagende Extrapolationsverfahren. Bei Benutzung des hier angegebenen Wertes als Eichpunkt für Beschleuniger tritt jedoch ein solcher Fehler kaum auf.

Figur 1 zeigt die beiden aufgenommenen Ausbeutekurven. Die Geraden sind das Ergebnis von Ausgleichsrechnungen unter Verwendung sämtlicher Messpunkte. Ihre Schnittpunkte mit dem Untergrund ergeben den Schwellenwert. Nach Bildung des arithmetischen Mittels der zwei Messungen und Anbringen der Hartree-Korrektur berechnet sich die Schwellenenergie (siehe z. B.¹⁾) zu $E_s = (4234,7 \pm 1,0)$ keV. Der Fehler setzt sich aus folgenden absoluten, in Frequenz ausgedrückten Anteilen zusammen:

Unsicherheit der extrapolierten Frequenz	$\pm 2,0$ kHz
Asymmetrie der im Idealfall dreieckförmigen Energieverteilung der Protonen hinter dem Ausgangsspalt	$\pm 1,5$ kHz
Unsicherheit der Hartree-Korrektur	$\pm 0,6$ kHz
Unsicherheit der feldbestimmenden Frequenz	$\pm 0,2$ kHz
Unsicherheit im Spaltabstand	$\pm 0,7$ kHz
Fehler der in der Berechnung benutzten Konstanten . . .	$\pm 0,4$ kHz

Diese Fehler sind voneinander unabhängig und addieren sich quadratisch, ausgedrückt in Energie, zum oben genannten Wert.

Für die $F^{19}(p, n)$ -Schwellenenergie sind mehrere Relativmessungen bekannt:

KINGTON <i>et al.</i> ³⁾ :	4240 ± 8 keV (relativ zu verschiedenen Eichenergien)
MARION <i>et al.</i> ⁴⁾ :	4235 ± 5 keV (relativ zu $Li^7(p, n)$)
BROMLEY <i>et al.</i> ⁵⁾ :	4227,4 ± 6 keV (relativ zu $Li^7(p, n)$)
FREEMAN und WEST ⁶⁾ :	4228,4 ± 5 keV (relativ zu $C^{13}(p, n)$ und Messung der Neutronenenergie)

Die Übereinstimmung mit diesen Werten ist befriedigend.

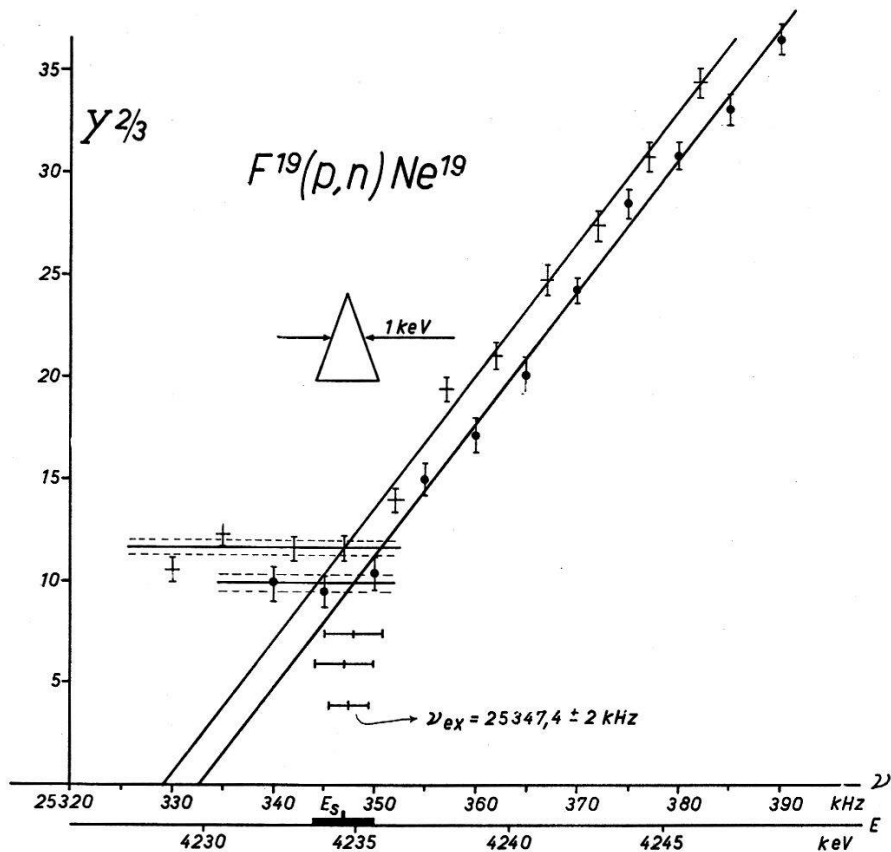


Fig. 1

Neutronenausbeute als Funktion der absolut gemessenen Protonenenergie. Dreieck: Theoretisch zu erwartende Energieverteilung der Protonen am Target.

Zum Schluss wurde noch untersucht, wie gut sich diese Reaktion für die Eichung des van-de-Graaff-Generators eignet. Zu diesem Zweck wurde das Feld des gewöhnlich benutzten 90° -Ablenkmagneten wie üblich an einer Stelle mit einer Kerninduktionsprobe gemessen. Der Strahl war auf den Ausgangsspalt dieses Magneten fokussiert. Die Spannung des van-de-Graaff-Generators wurde in der üblichen Weise von diesem ca. 1 mm breiten Ausgangsspalt her stabilisiert. 2,5 m hinter dem Spalt befand sich das mindestens 100 keV dicke Target aus AlF_3 und dahinter die vorher beschriebene Detektoranordnung. Der einzige Moderator in der Nähe des Borplastic-Szintillationszählers war die erwähnte Plexiglas-scheibe. Der mittlere Strom am Target betrug $0,7 \mu A$. Figur 2 zeigt die aufgenommene Ausbeutekurve, die zweimal unmittelbar hintereinander überstrichen wurde. Jeder Messpunkt entspricht einer Messzeit von zwei Minuten. Der Untergrund ist hier viel kleiner als bei der Absolutmessung, da Target und Detektor viel weiter vom Ausgangsspalt, der zudem vergoldet war, entfernt waren. Es lässt sich nicht entscheiden, ob die Ausbeute zur Potenz $2/3$ oder 1 aufgetragen werden soll. Der Unterschied in den beiden Extrapolationen (siehe Fig. 2) beträgt jedoch nur 1,5 keV und wird noch kleiner, wenn weniger als 20 keV über den Schwellenwert ge-

messen wird. Wie man sieht, ist die Reaktion gut geeignet als Eichpunkt bei höheren Energien, insbesondere auch für Tandem-Beschleuniger, die für eine Eichung mit dem Molekularstrahl und der Reaktion $\text{Li}^7(p, n)$ eine besondere Ionenquelle benötigen würden.

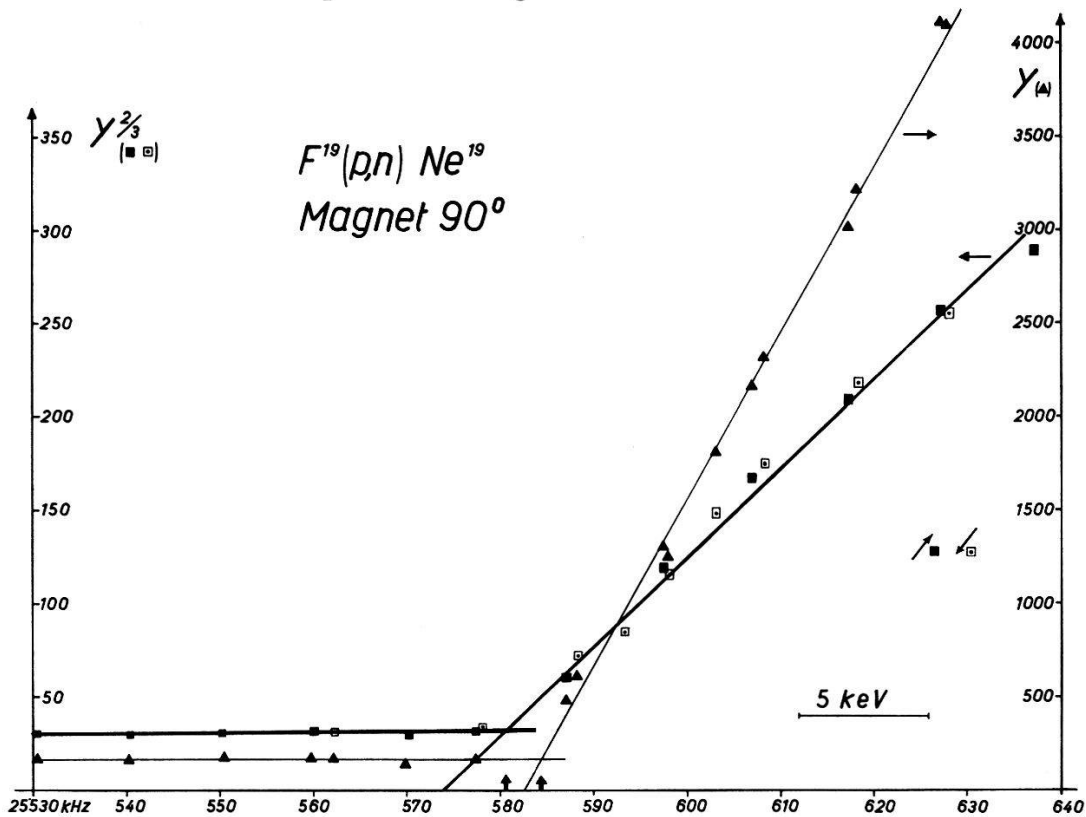


Fig. 2

Energieeichung des 90° -Ablenkmagneten. Die Messpunkte sind für zwei Extrapolationsverfahren aufgetragen. Die Pfeile auf der Abszisse (Frequenz bzw. Magnetfeld) zeigen die beiden entsprechenden Eichwerte. Die Grösse der Messpunkte zu $Y^{2/3}$ zeigt horizontal den Frequenzfehler, vertikal den statistischen Fehler der Neutronenzählung.

Wir danken Herrn Prof. H. STAUB für sein stetes Interesse an dieser Arbeit und für Hilfe bei der Herstellung der Targets. Die Arbeit wurde ermöglicht durch grosszügige finanzielle Unterstützung der Kommission für Atomwissenschaft des Schweizerischen Nationalfonds.

Literatur

- 1) F. BUMILLER, H. STAUB und H. WEAVER, *Helv. Phys. Acta* **29**, 83 (1956).
- 2) H. WINKLER und W. ZYCH, *Helv. Phys. Acta* **34**, 449 (1961).
- 3) J. D. KINGTON, J. K. BAIR, H. O. COHN und H. B. WILLARD, *P.R.* **99**, 1393 (1955).
- 4) J. B. MARION, T. W. BONNER und C. F. COOK, *P.R.* **100**, 91 (1955).
- 5) D. A. BROMLEY, A. J. FERGUSON, H. E. GOVE, J. A. KUEHNER, A. E. LITHERLAND, E. ALMQVIST und R. BATCHELOR, *Can. J. Phys.* **37**, 1514 (1959).
- 6) J. M. FREEMAN und D. WEST, *Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf. (Manchester) 1961*, erscheint demnächst.

Das Zerreißen von Flüssigkeiten bei negativem Druck durch ionisierende Teilchen

von B. HAHN

(Physikalisches Institut der Universität, Fribourg)

Inelastic cross section in Cu, Cd, and Pb for 6, 11 and 18 GeV/c negative pions and for 24 GeV/c protons

by R. N. PEACOCK, B. HAHN, E. HUGENTOBLE und F. STEINRISSER

(Physikalisches Institut der Universität, Fribourg)

werden demnächst in Nuovo Cimento erscheinen.

Elastische Streuung von 24 BeV-Protonen an Wasserstoffkernen

von G. B. CVIJANOVICH, P. EGLI, V. GORGÉ, H. HOFER, W. KOCH,
M. NIKOLIĆ, R. SCHNEEBERGER, H. WINZELER und M. ZULAUF

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

G. CZAPEK und G. KELLNER

(Institut für Theoretische Physik, Wien)

Die folgenden Resultate basieren auf 480 elastischen Streuungen von Protonen der kinetischen Energie 24 BeV an Protonen in der Wasserstoff-Blasen-kammer einerseits und in der Emulsion andererseits. Erfasst sind Streuwinkel über 2 mrad. Die Arbeit ist noch nicht abgeschlossen, insbesondere ist die Statistik zu vergrößern. Die als elastisch bezeichneten Ereignisse mussten den folgenden drei kinematischen Tests genügen:

1. Komplanarität,
2. $\operatorname{tg} \vartheta_1^L \cdot \operatorname{tg} \vartheta_2^L = 1 - \beta_{CM}^L$,
3. Impuls-Winkel-Beziehung des langsamen Protons

$$P_1^L = P_{\text{Primärproton}}^L \frac{\cos \vartheta_L^1}{1 + 1/2 (\gamma_{\text{Primärproton}}^L - 1) \sin^2 \vartheta_1^L} .$$

Von der CERN 30 cm Wasserstoff-Blasen-kammer wurden etwa 10000 Bilder auf Sterne mit zwei Sekundärspuren hin untersucht. Unter 699 gefundenen Sternen erfüllten schliesslich deren 320 die geforderten

kinematischen Bedingungen für Elastizität. Der cut-off Streuwinkel betrug 4 mrad, entsprechend einer projizierten Restreichweite des Rückstossprotons von 3,5 mm. Mit einem zweiten unabhängigen Scan haben wir den Scanverlust bestimmt und mit Hilfe eines Targetdiagramms (Fig. 1) auch den Verlust an Ereignissen mit sehr steilem Rückstossproton ermittelt. Letzterer beträgt einige Prozent und ist vernachlässigbar für $\vartheta_2 > 12$ mrad. Die numerische Auswertung wurde mit einem Computer Bull Gamma 3 durchgeführt.

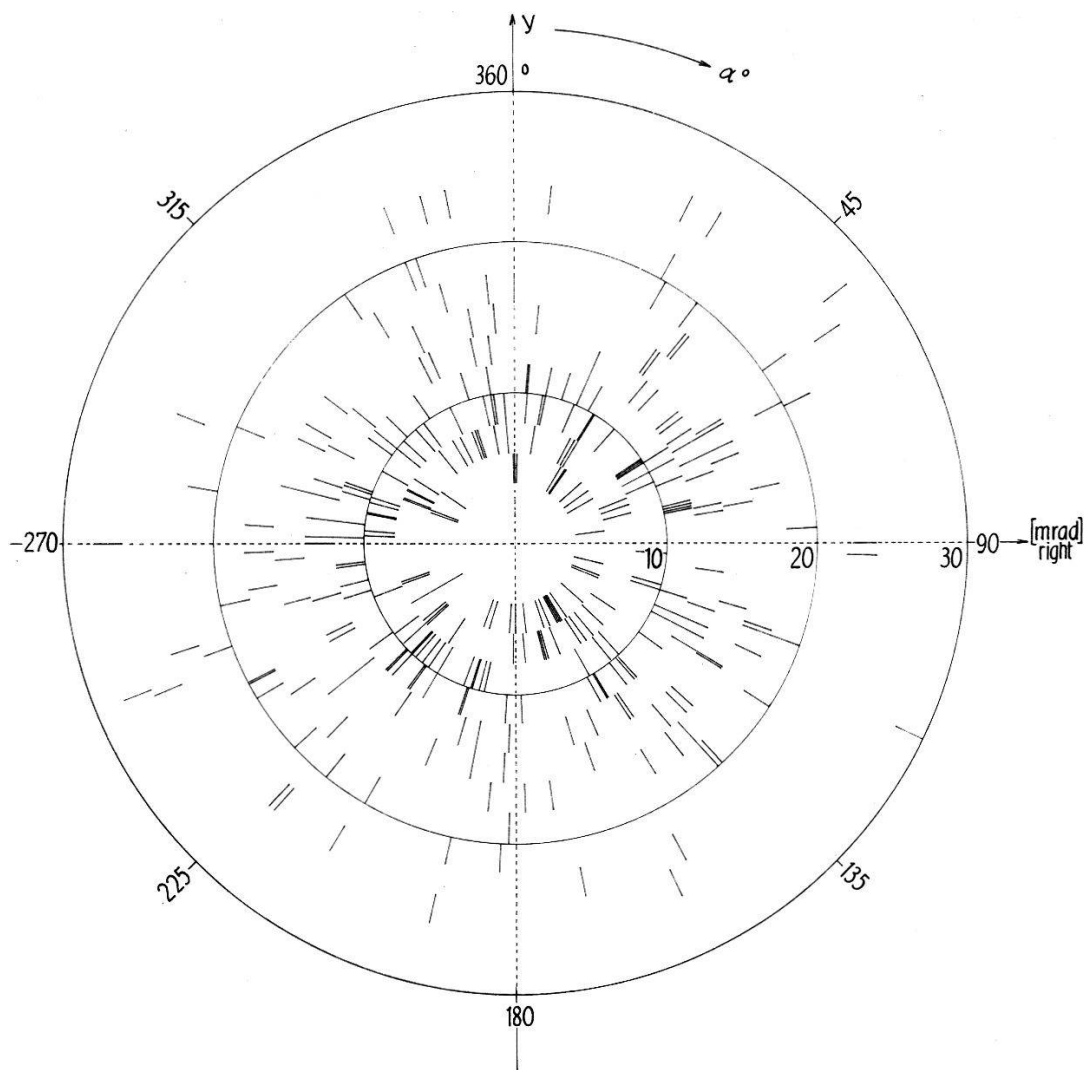


Fig. 1

Die übrigen 160 Ereignisse wurden in der Emulsion (Ilford G5) gefunden, welche senkrecht zur Plattenebene bestrahlt worden ist. Die Intensität betrug $(1-2) \cdot 10^6$ Protonen $\cdot \text{cm}^{-2}$. Die Abhängigkeit des Scanverlustes vom Streuwinkel wurde noch nicht bestimmt. Wir haben hier Streuwinkel bis hinunter zu 2 mrad erfasst. Um den Anschluss an die Blasenkammer-Resultate vornehmen zu können, haben wir vorläufig den

Scanverlust der Emulsionsdaten im Winkelbereich von 2 bis 10 mrad als konstant angenommen. Da die Rückstossprotonen dieser Ereignisse schwarze und genügend lange Spuren ($R > 26 \mu$) erzeugen, dürfte diese Annahme nicht sehr falsch sein.

Figur 1 zeigt das Targetdiagramm der Blasen-kammer-Ereignisse, beobachtet in Richtung des Primärstrahles. Dieses gibt keinen Hinweis auf eine links-rechts Asymmetrie, welche als Folge einer allfälligen Polarisation des Primärstrahles auftreten könnte.

Figur 2 zeigt die Winkelverteilung aller Ereignisse. Unter Berücksichtigung sämtlicher Korrekturen ergibt sich, dass 48% aller Sterne mit 2 Sekundärspuren elastische Streuungen mit $\vartheta^L > 2$ mrad sind. Der Wirkungsquerschnitt für diese Ereignisse beträgt:

$$\sigma_{el.} (\vartheta^L > 2 \text{ mrad}) = (7,8 \pm 0,7) \text{ mb.}$$

In Figur 3 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt aufgetragen. Der vom optischen Theorem für $\vartheta^L = 0$ geforderte Wert scheint innerhalb der Fehlergrenzen gut verträglich mit unseren Messungen bei kleinen Winkeln, was einen grösseren Realteil in der Streuamplitude ausschliesst. Für den totalen Wirkungsquerschnitt wurde der Wert $\sigma_T = 39,6$ mb verwendet.

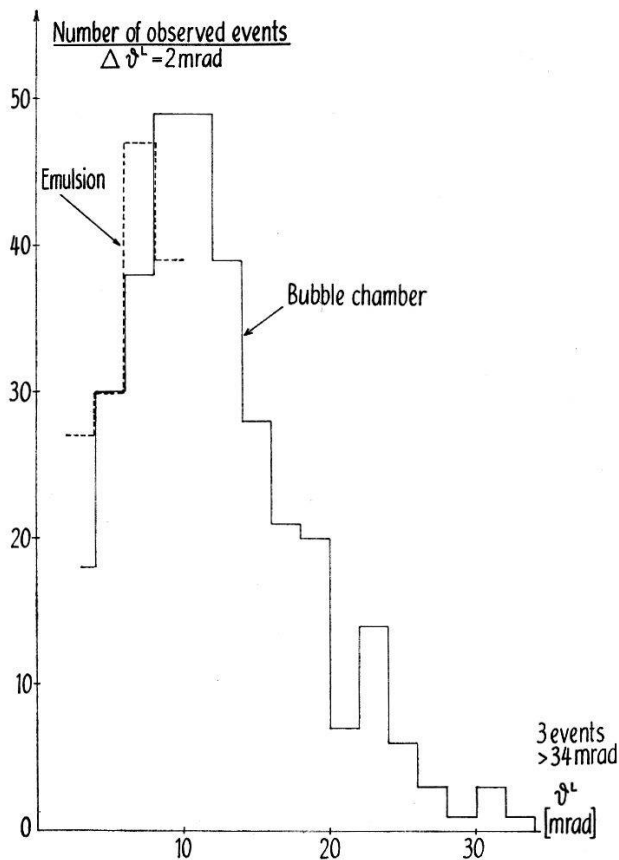


Fig. 2

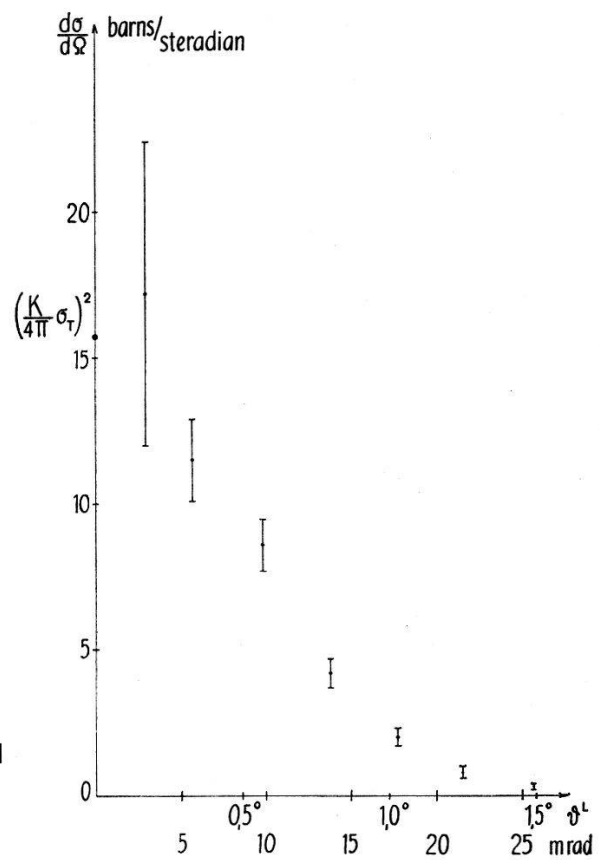


Fig. 3

In Figur 4 ist $(1/K^2) \cdot (d\sigma/d\Omega)$ aufgetragen als Funktion der Impulsübertragung $K \cdot \sin \vartheta_1^L$. Diese Funktion sollte bei hohen Energien nicht mehr energieabhängig sein auf Grund einer einfachen Annahme über das asymptotische Verhalten der Streuamplitude (proportional der Energie und einer Funktion der Impulsübertragung allein). Unsere Daten sind gut verträglich mit denjenigen von CORK *et al.*, die bei Energien von 2 bis 6 BeV gemessen wurden. Bei grösseren Winkeln ist unsere Statistik zu klein, um den von COCCONI *et al.* gefundenen Abfall nachzuweisen. Ergänzend muss bemerkt werden, dass unsere Messungen nicht notwendigerweise mit denen von COCCONI übereinzustimmen brauchen, da dort bei konstantem Winkel die Energie variiert wurde, während wir bei konstanter Energie die Winkelverteilung aufgenommen haben.

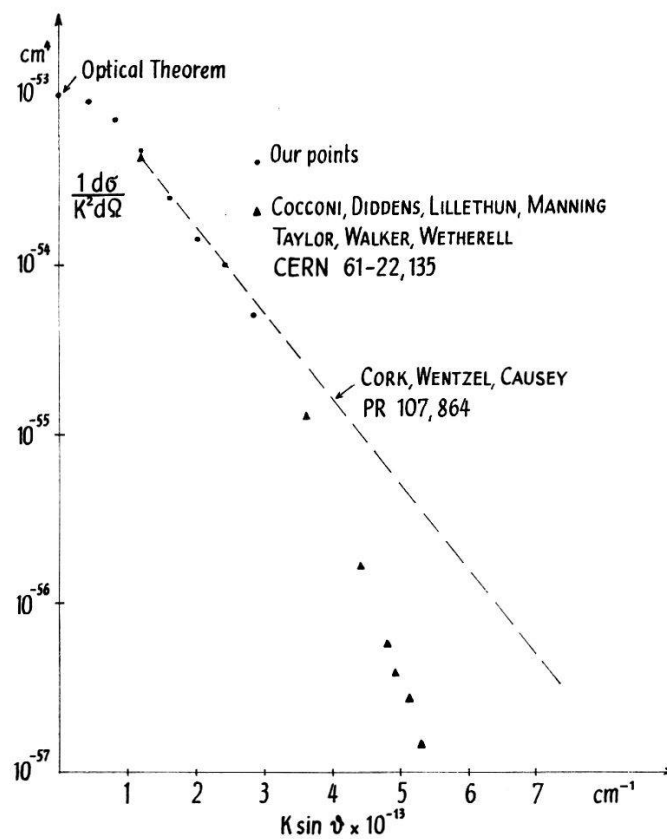


Fig. 4