

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 32 (1959)
Heft: IV

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 12.12.2025

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

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Brugg, am 2. und 3. Mai 1959

Präsident: Prof. Dr. J. ROSEL (Neuchâtel)

Sekretäre: Prof. Dr. J. ACKERET (Zürich)

Dr. K. P. MEYER (Basel)

Allgemeiner Teil

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: A. COMUNETTI (Basel) V. STINGELIN (Zürich), M. VERDE (Basel), P. KOCH (Bern), IRIS GRÄNACHER (Basel), H. P. LOUIS (Zürich), BARBARA VINCENZ (Genève), E. GENEUX (Genève), H. RUEGG (Genève), J. SIERRO (Genève), ANNE-MARIE GERMANIER (Genève), H. SCHADE (Zürich), E. BUCHER (Zürich), W. GRÜEBLER (Neuchâtel), A. SUTER (Zürich), CL. BOVET (Neuchâtel), CH. MENOUD (Neuchâtel), CL. BAUMBERGER (Zürich), A. A. JACQUES (Zürich), A. Z. FAROOQI (Basel), J. BRUNNER (Zürich), E. SCHWARZ (Neuchâtel), J. W. MÜLLER (Zürich).

Dem im Dezember 1958 verstorbenen Prof. WOLFGANG PAULI, der Mitglied auf Lebenszeit in unserer Gesellschaft war, gedachte Prof. M. FIERZ in einem Nachruf, der hier nachfolgend wiedergegeben ist.

Die S. P. G. zählt zur Zeit 557 Mitglieder.

Die Jahresrechnung und der Revisorenbericht werden vorgelegt und genehmigt.

Prof. M. FIERZ, Redaktor der *Helvetica Physica Acta*, erstattet Bericht über die Situation unserer Zeitschrift.

Prof. P. HUBER, Präsident des Schweiz. Nationalkomitees für Physik, erstattet ebenfalls seinen jährlichen Bericht.

Die Versammlung wählt den neuen Vorstand, der nun folgende Zusammensetzung aufweist:

Präsident: Prof. Dr. H. STAUB (Zürich)

Vizepräsident: Prof. Dr. R. MERCIER (Lausanne)

Sekretäre: Prof. Dr. B. VITTOZ (Lausanne)

Prof. Dr. J. ACKERET (Zürich)

Als Rechnungsrevisoren wurden Prof. Dr. O. HUBER (Fribourg) und Dr. B. HAHN (Fribourg) gewählt. Als Delegierte im Senat der S. N. G. werden für die Amtszeit 1959–1964 Prof. Dr. A. MERCIER (Bern) und Prof. Dr. E. MIESCHER, Stellvertreter (Basel), gewählt.

Zum Abschluss der Frühjahrstagung in Brugg trafen sich am Sonntagmittag noch ungefähr 30 Personen zu einem Ausflug über den Brugger Berg und ländlichem Mittagessen in Riniken.

Die nächste Tagung wird im Rahmen der 139. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft am 12./13. September 1959 in Lausanne stattfinden.

WOLFGANG PAULI (1900–1958)

Liebe Kollegen,

wie Sie wissen, ist Prof. W. Pauli im Dezember vorigen Jahres gänzlich unerwartet einer heimtückischen Krankheit erlegen. Für uns alle ist das ein grosser Verlust. Ich muss in diesem Kreise gewiss nicht das wissenschaftliche Werk dieses grossen Gelehrten würdigen, denn es ist ihnen ja allen bekannt. Solange Physiker forschen und denken werden, so lange wird auch Paulis Name genannt werden.

Der Verlust Paulis wird uns aber am heutigen Tage besonders schmerzlich bewusst; denn Pauli war ein treues Mitglied unserer Gesellschaft. Es hat kaum eine Frühjahrstagung gegeben, an der er nicht mit dabei war und so ist es das erste Mal seit vielen Jahren, dass er fehlt. Nicht nur seiner Bedeutung als Gelehrter halber war er eine Zierde unseres Kreises; sondern auch wegen seiner Persönlichkeit, die eine so starke, faszinierende Ausstrahlung hatte, waren unsere Tagungen, wenn immer er da war, lebendiger und interessanter. Wenn wir auch zu Zeiten seinen bissigen Humor gefürchtet haben, so wussten wir doch alle, dass er es im Grunde gut mit uns meinte. Seine Lebensfreude, sein tiefes Verständnis für menschliche Dinge haben die Liebe und Verehrung, die wir für ihn hegten stets auf's neue bestätigt. Darum wollen wir diesem einzigartigen Manne ein treues Andenken bewahren.

M. FIERZ

Wissenschaftlicher Teil

Die Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik (8 Mitteilungen) erscheinen in der Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP).

Eine Bemerkung zum Pionen-Zerfall

von J. M. JAUCH*) and Y. YAMAGUCHI**)
(CERN – Theoretical Study Division)

Die von FEYNMANN und GELL-MANN¹⁾ vorgeschlagene Hypothese zur Erklärung der relativen Kopplungsstärke von V - und A -Wechselwirkung im β -Zerfall führt zu einer schwachen Kopplung der π -Mesonen mit den Leptonen in der Weise, dass zum Beispiel ein positives π -Meson zerfallen kann nach dem Schema

$$\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu. \quad (1)$$

Der Kopplungsterm im Hamiltonoperator ist von der Form

$$H_1 = \sqrt{2} G (\Phi^* \partial_\mu \Phi_0 - \Phi_0 \partial_\mu \Phi^*) (\bar{\varphi} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \psi). \quad (2)$$

Hier bedeutet

Φ, Φ^* die Feldoperatoren der geladenen Pionen,
 Φ_0 der Operator des neutralen Pions,
 φ der Spinor Operator für das Neutrino, und
 ψ der Spinor Operator für das Elektron.

Die Kopplungskonstante G hat den gleichen Wert wie im Vektor-Kopplungsterm des β -Zerfalls.

Die Übergangswahrscheinlichkeit nach dem Schema (1) ergibt mit der Störungsrechnung erster Ordnung:

$$d\Gamma = \frac{G^2}{2\pi^4} \not{p}^2 (\not{A} - \sqrt{\not{p}^2 + m^2})^2 ((1 + v \cos \vartheta) d\not{p} d\omega_p). \quad (3)$$

Hier bedeutet \not{p} der Impuls des emittierten Elektrons, \not{A} die Massendifferenz des π_+ und des π_0 , v die Geschwindigkeit des emittierten Elektrons, in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit, ϑ der Winkel zwischen Neutrino und Elektron und $d\omega_p$ das Winkeldifferential des Elektrons. Die Winkelverteilung $(1 + v \cos \vartheta)$ entspricht einer Korrelation zwischen der Richtung von Elektron und Neutrino, welche die parallele Fortpflanzung der beiden Teilchen begünstigt.

Die totale Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich durch Integration über $d\not{p}$ und über alle Richtungen $d\omega_p$ des ausgesandten Elektrons mit dem Resultat

$$\Gamma = \frac{2 G^2}{\pi^3} m^5 \cdot J.$$

Hier ist m die Elektronenmasse und J der Wert des Integrales

$$\left(\sqrt{\eta_0^2 + 1} \equiv \frac{\not{A}}{m} \right).$$

*) Beurlaubt von State University of Iowa, Iowa City, Iowa, U.S.A.

**) Beurlaubt von Osaka City University, Osaka, Japan.

$$J = \int_0^{\eta_0} x^2 (\sqrt{\eta_0^2 + 1} - \sqrt{x^2 + 1})^2 dx$$

$$J = \frac{\eta_0^5}{30} - \frac{\eta_0^3}{12} + \frac{\eta_0}{4} + \frac{1}{4} \sqrt{1 + \eta_0^2} \ln (\eta_0 + \sqrt{1 + \eta_0^2}).$$

Für $\eta_0 = 8,9$ kann J mit guter Näherung durch den ersten Term ersetzt werden, also

$$J \simeq \frac{\eta_0^5}{30}.$$

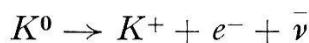
Die totale Übergangswahrscheinlichkeit wird somit

$$\Gamma \simeq \frac{G^2 m^5 \eta_0^5}{15 \pi^3}.$$

Mit dem bekannten Wert für G ($= 10^{-49}$ erg cm³) findet man daraus für die mittlere Lebensdauer

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} = 2,4 \text{ sec.}$$

Eine entsprechende Rechnung für die Reaktion



ergibt

$$\tau = 34 \text{ sec}$$

für eine Massendifferenz von 6,1 m.

Literaturverzeichnis

- 1) R. P. FEYNMANN and M. GELL-MANN, Phys. Rev. 109!, 193 (1958).

Systeme von Observablen in der Quantenmechanik

von J. M. JAUCH*)
(CERN, Theory Division, Genf)

Gemäss den Grundprinzipien der Quantenmechanik ist der Zustand eines physikalischen Systemes dann vollständig bestimmt, wenn an dem System eine maximale Zahl von miteinander verträglichen Messungen ausgeführt wurde¹⁾.

Bekanntlich wird eine Messung durch einen linearen, selbstadjungierten Operator in einem Hilbertraum dargestellt. Verträgliche Messungen entsprechen vertauschbaren Operatoren. Einem maximalen System von Messungen entspricht der wichtige Begriff des vollständigen Systems von vertauschbaren Operatoren.

Wir untersuchen hier die Frage, wie ein solches System mathematisch zu charakterisieren ist. Zunächst ist klar, dass die elementar algebraische Definition dieses Begriffes (nämlich als ein System von vertauschbaren

*) Beurlaubt von State University of Iowa, Iowa City, Iowa, U.S.A.

Operatoren, deren gemeinsame Eigenwerte nicht entartet sind), für Operatoren im Hilbertraum im allgemeinen nicht anwendbar ist, denn ein selbstdadjungierter Operator braucht ja gar keine Eigenwerte zu besitzen.

Eine physikalisch sinnvolle und mathematisch streng gültige Definition eines solchen Systems erhält man auf folgende Weise: Man betrachte ein System γ von vertauschbaren selbstdadjungierten Operatoren und der von ihnen erzeugte schwach abgeschlossene Ring von Operatoren²⁾ $a = \{\gamma\}''$.

a besteht aus genau allen denjenigen beschränkten Operatoren, welche mit allen Operatoren vertauschbar sind, die ihrerseits mit allen Operatoren in γ vertauschen. Eine Messung aller Größen in γ ist gleichzeitig eine Messung aller Größen in a . Der Ring a ist abelsch, so dass $a \subseteq a'$.

Der Ring heisst maximal abelsch, wenn sein Kommutatorring a' auch abelsch ist; in diesem Fall ist

$$a = a'.$$

Das System γ ist nun *vollständig*, wenn der von ihm erzeugte Ring $a = \{\gamma\}''$ maximal abelsch ist. Es gibt dann keine abelsche Erweiterung des Ringes.

In einem quantenmechanischen System ohne Superauswahlregeln³⁾ lässt sich die Existenz solcher vollständigen Systeme von Observablen leicht nachweisen.

Im elementaren endlichdimensionalen Fall lässt sich unschwer zeigen, dass jeder maximale abelsche Ring durch einen einzigen (geeignet gewählten) Operator erzeugt werden kann, dessen Eigenwerte alle nicht entartet sind. Dieser Satz lässt sich auf den unendlichdimensionalen Fall übertragen, wenn man den Begriff des einfachen Spektrum geeignet verallgemeinert, so dass er auch anwendbar ist, wenn keine Eigenwerte existieren.

In der physikalischen Interpretation der Quantenmechanik bedeutet dieses Resultat, dass die Messung eines vollständigen Systems von Observablen immer schon durch die Messung einer einzigen Observablen ersetzt werden kann.

Im Falle, dass Superauswahlregeln existieren, ist dieses Resultat nicht mehr gültig. Dies ist zum Beispiel immer dann der Fall, wenn das betrachtete System eine unbestimmte Zahl von Fermionen beschreibt.

Literaturverzeichnis

- ¹⁾ Es handelt sich hier um sogenannte Messungen erster Art, siehe W. PAULI, Handbuch der Physik, vol. 5, part 1, p. 73 (1958).
- ²⁾ F. J. MURRAY und J. v. NEUMANN, Annals of Math. 37, 120 (1936).
- ³⁾ Für diesen Begriff siehe G. C. WICK, A. S. WIGHTMAN und E. P. WIGNER, Phys. Rev. 88, 101 (1952).

Field Quantisation and Time Reversal in Real Hilbert Space

by E. C. G. STUECKELBERG*)
(Universities of Geneva and Lausanne)

The aim of this note is to understand why complex numbers occur in physics. For this reason we start formulating.

1) *The uncertainty principle* (u. r.) in real, finite or infinite dimensional (say ω_r -dimensional) Hilbert space over the real numbers (r. h. s.). Thus, unless otherwise stated, a *number* means a real number. Such numbers are the scalar product of two vectors $(\Phi, \Psi) = (\Psi, \Phi)$. The *transposed operator* is defined by $(\Phi, A \Psi) = (A^\dagger \Phi, \Psi)$. *Observables* are *symmetric operators* $F = F^\dagger$, $G = G^\dagger$, $H = H^\dagger, \dots$. If the commutators $[F, G]_- = -[F, G]_+^\dagger$ vanishes, F and G can be measured simultaneously. However, being antisymmetric, the expectation value of $[F, G]_-$ cannot be used for the u. r. The dimensionally correct expectation value $\langle -[F, G]_-^2 \rangle \geq 0$ can be shown to lead to a contradiction. Thus, the only possibility is to introduce *for each pair of observables* F, G an orthogonal and antisymmetric operator $J^{**})$ commuting with F and G

$$[J, F]_- = [J, G]_- = 0, \quad J^\dagger = -J, \quad J^\dagger J = J J^\dagger = 1, \quad (1)$$

which leads to $\langle \Delta F^2 \rangle \langle \Delta G^2 \rangle \geq 1/4 \langle J [F, G]_- \rangle^2$.

If a universal J exists, the r. h. s. theory may be shown to be *equivalent to conventional theory in complex h. s. (c. h. s.)****.

2) *Invariance*. If we postulate invariance with respect to the group $\mathfrak{L} = \{L\}$: $'x'{}^\alpha = L x{}^\alpha = L{}^\alpha{}_\alpha (x^\alpha + L^\alpha)$, $'g'{}^\alpha{}^\beta = g{}^\alpha{}^\beta$ in n dimensional space time, an *orthogonal group* $\mathfrak{U} = \{U\}$ exists transforming multilocal observables according to

$$'F'{}^\alpha{}^\beta \dots ('x'{}^\alpha y \dots) = L{}^\alpha{}_\alpha L{}^\beta{}_\beta \dots F{}^\alpha{}^\beta \dots (L^{-1} x L^{-1} y \dots) = U^{-1} F{}^\alpha{}^\beta \dots ('x'{}^\alpha y \dots) U. \quad (2)$$

*) Supported by the Swiss Atomic Energy Commission and the Swiss National Research Fund.

) I am indebted to prof J. M. JAUCH for the remark, that each pair may have a different J (see *)).

***) If $[J, A]_- = 0$, write J and A as Kronecker products:

$$J = j \times 1, \quad A = 1 \times A_r + j \times A_i, \quad j = (s-s), \quad s^2 = 1 \quad (1a)$$

with A_r, A_i operators in $\omega_c (= \frac{1}{2} \omega_r)$ dimensional r. h. s. and decompose

Then the relation $\Psi = (\Psi_r \Psi_i)$, $\Phi = (\Phi_r \Phi_i)$.

$$\langle \widehat{\Phi}, \widehat{A} \widehat{\Psi} \rangle = ((\Phi_r - i\Phi_i), (A_r + iA_i) (\Psi_r + i\Psi_i)) = (\Phi, A\Psi) - i(\Phi, JA\Psi) \quad (1b)$$

exists between the one complex number $\langle \widehat{\Phi}, \widehat{A} \widehat{\Psi} \rangle$, formed in c. h. s., and the two real numbers $(\Phi, A\Psi)$ and $(\Phi, JA\Psi)$ in r. h. s. In particular one finds $s = +1$ in (1a). If JAUCH, FINKELSTEIN and SPEISER's³⁾ *quaternion Hilbert space* q. h. s. is written in real form, the postulate of existence for operators A depending on *three anticommuting operators* J_1, J_2 and J_3 satisfying (1) leads to a contradiction. Thus the equivalence (1b) between r. h. s. and c. h. s. is not trivial, because it does not exist between r. h. s. and q. h. s.

If the vacuum state is postulated and $F(x)$ is a scalar observable, the vacuum expectation value

$$\langle J[F(x), F(y)]_-\rangle_0 = f(xy) = -f(yx) \quad (3)$$

is an antisymmetric invariant number which is different from zero only if the signature of the metric is of the *thermodynamic type* (see¹⁾ ²⁾):

$$\text{signat } (g)_n = \pm (+ + \cdots + -) \equiv \pm ((n-1) +, 1 -) \quad (4)$$

and we have the transformation law

$$\overset{\circ}{f}('x'y) = \text{sig } (L'^n_n) \overset{\circ}{f}(L^{-1} 'x L^{-1} 'y) = \overset{\circ}{f}('x'y). \quad (5)$$

Operators and numbers involving the sign function sig of L'^n_n ($= L'^4_4$ if $n = 4$) in the transformation laws (as in (5)), shall be called *pseudochronous* and be marked by a \circ . From (3) and (5) follows that

$$\overset{\circ}{J} = \text{sig}(L'^n_n) \overset{\circ}{J} = U^{-1} \overset{\circ}{J} U \quad (6)$$

is a pseudochronous operator (anti)commuting with U 's representing (pseudo)orthochronous transformations L . In the infinitesimal element

$$U = 1 + \delta \lambda^\mu (-\overset{\circ}{J} \overset{\circ}{\Pi}_\mu) + 1/2 \delta \omega^{\mu\nu} \overset{\circ}{J} \overset{\circ}{M}_{\mu\nu} \quad (7)$$

pseudochronous observables appear. They are related to the (orthochronous) momentum energy tensor $\Theta^{\alpha\beta}$ and the pseudochronous surface element $d\overset{\circ}{\sigma}_\alpha d\overset{\circ}{\sigma}^\alpha < 0, d\overset{\circ}{\sigma}_n > 0$ by

$$\overset{\circ}{\Pi}_\mu = \int d\overset{\circ}{\sigma}_\alpha \Theta^\alpha_\mu, \quad \overset{\circ}{M}_{\mu\nu} = \int d\overset{\circ}{\sigma}_\alpha (x_\mu \Theta^\alpha_\nu - x_\nu \Theta^\alpha_\mu). \quad (8)$$

3) *Spinors*: $\gamma^\alpha = \{\gamma^{\alpha A}_B\}$ is an invariant vector-mixed bispinor in n -dimensional α -space and N -dimensional A -(spinor) space and thus a number. If $n = 2m$ is even, two invariant fundamental bispinors exist, $\overset{\circ}{\epsilon} = \{\overset{\circ}{\epsilon}_{AB}\}$ and $\overset{\circ}{\epsilon} = \{\overset{\circ}{\epsilon}_{AB}\}$ having the property

$$\overset{\circ}{\epsilon} \gamma^\alpha \overset{\circ}{\epsilon}^{-1} = -\tilde{\gamma}^\alpha, \quad \overset{\circ}{\epsilon} \gamma^\alpha \overset{\circ}{\epsilon}^{-1} = \tilde{\gamma}^\alpha \quad (9) \quad *)$$

and transforming according to:

$$\left. \begin{aligned} \overset{\circ}{\epsilon} &= \text{sig}(L'^n_n) \quad \tilde{S}^{-1} \overset{\circ}{\epsilon} S^{-1} = \overset{\circ}{\epsilon} \\ \overset{\circ}{\epsilon} &= \text{sig}(\det L'^i_i) \quad \tilde{S}^{-1} \overset{\circ}{\epsilon} S^{-1} = \overset{\circ}{\epsilon} \end{aligned} \right\} \quad (10)**$$

Thus $\overset{\circ}{\epsilon}_{AB}$ ($\overset{\circ}{\epsilon}_{AB}$) is a pseudochronous (pseudochorus) number. The momentum-energy tensor

$$\Theta^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \overset{\circ}{J} (\overset{\circ}{\psi}^\dagger \gamma^\alpha \partial^\beta \psi - (\partial^\beta \overset{\circ}{\psi}^\dagger) \gamma^\alpha \psi + \frac{1}{2} \partial_\varrho (\overset{\circ}{\psi}^\dagger \gamma^{\varrho\alpha\beta} \psi) \quad (11)$$

(where $\overset{\circ}{\psi}_A = \overset{\circ}{\epsilon}_{AB} \psi^B$ is a pseudochronous covariant spinor) is orthochronous (and orthochorus).

*) $\overset{\circ}{\epsilon}$ corresponds to the matrix A , $\overset{\circ}{\epsilon}$ to B in complex spinor space (cf. JAUCH and ROHRLICH, Theory of Photons and Electrons, A. Wesley Co., 1955, p. 429).

**) $\alpha, \beta \dots = 1$ to n , $i, k \dots = 1$ to $n-1$.

4) *The realisation of the ring* $\{\gamma\} = \{\gamma^0 (= 1), \gamma^\alpha, \gamma^{\alpha_1 \alpha_2}, \dots \gamma^{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n}\}$ with the minimum number of A -space dimensions $N = 2^{n/2} = 2^m$, for even $n = 2m$, is obtained from the pseudo-quaternion ring $\{p\} = (1, j, k, l)$

$$1 = (1 \ 1), \quad j = (1 \ -1), \quad k = (1 \ -1), \quad l = (1 \ 1) \quad (12)$$

by Kronecker products $\{\gamma\} = \{p\} \times \{p\} \times \dots = (p \times)^m$. The signature of $g^{\alpha\beta}$ is not free. If we introduce $\gamma^{n+1} = \gamma_{12\dots n}$ we obtain

$$\text{signat}(g)_{2m+1} = ((m+1) +, m-). \quad (13)$$

For $n = 2m$ we have to select $2n \gamma^\alpha$'s which give the *thermodynamic signature* (4). Thus, only

$$n \leq 4 \quad (14)$$

is possible. It is astonishing that (4) and (15) (one privileged orientation (= time), maximum of dimensions of space-time = 4) follow also from thermodynamics in general relativity¹⁾²⁾.

The author is indebted to the CERN for its hospitality (in particular to prof. J. M. JAUCH).

Note added in proof: C. PIRON (Lausanne) has shown that the theorem in formula (14) is too narrow: The true theorem is

$$n = 2, 3, 4 \pmod{8} \quad (15)$$

i. e. $n = 10, 11, 12; n = 18, 19, 20$; etc. have also the thermodynamical signature of formula (5).

References

¹⁾ STUECKELBERG and WANDERS, Helv. Phys. Acta 26, 307 (1953).

²⁾ STUECKELBERG, Helv. Phys. Acta 26, 417 (1953).

³⁾ D. FINKELSTEIN, J. M. JAUCH and D. SPEISER, CERN 59-7 Theoretical Study Division 1959.

Transformation mésonique et symétries des interactions élémentaires

par H. RUEGG*)

(Institut de physique de l'Université, Genève)

1° Le groupe de transformation mésonique**) peut être généralisé aux interactions des nucléons avec des mésons chargés. Soit la fonction

$$\begin{aligned} L(\psi(l), \Phi^i(l)) = & -\frac{1}{2} (\bar{\psi} \gamma_\mu \partial_\mu \psi - \partial_\mu \bar{\psi} \gamma_\mu \psi) + \Phi_0(l) \bar{\psi} \psi + ig \bar{\psi} \gamma_5 \vec{\tau} \vec{\Phi}_5(l) \psi \\ & + i \bar{f} \bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\mu \vec{\tau} \vec{\Phi}_{\mu 5}(l) \psi + i \bar{\psi} \gamma_\mu \vec{\tau} \vec{\Phi}_\mu(l) \psi \\ & + ie \bar{\psi} A_\mu \gamma_\mu \frac{1+\tau_3}{2} \psi + L_\varphi \end{aligned} \quad (1)$$

*) Recherche subventionnée par le Fonds National Suisse.

**) E. C. G. STUECKELBERG et A. PETERMANN, Helv. Phys. Acta 26, 506 (1953).

où $\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$, $l = l(x)$ est un paramètre continu, L_φ la Lagrangienne libre et d'interaction électromagnétique du méson π , $\vec{\varphi}_5$ le champ du méson π indépendant de l . Soit la transformation

$$\psi \rightarrow \psi(l) = e^{i \int \gamma_5 \vec{\tau} \vec{\varphi}_5 l} \psi(0). \quad (2)$$

Il existe alors des fonctions $\Phi^i(l)$ telles que L est invariant sous la transformation (2), donc indépendant de l .

$$\begin{aligned} \Phi_0(l) &= -m \cos(2 \int \bar{\varphi} l) + g \bar{\varphi} \sin(2 \int \bar{\varphi} l) \\ \vec{\Phi}_5(l) &= \left[g \cos(2 \int \bar{\varphi} l) + \frac{m}{\bar{\varphi}} \sin(2 \int \bar{\varphi} l) \right] \vec{\varphi}_5 \\ \vec{\Phi}_{\mu 5}(l) &= \left\{ -\frac{1}{2 \int \bar{\varphi}} \sin(2 \int \bar{\varphi} l) (\partial_\mu \vec{\varphi}_5 + e A_\mu \vec{\Theta}_5) \right. \\ &\quad \left. - \left[\partial_\mu l + \frac{1}{\bar{\varphi}^2} (\vec{\varphi}_5 \partial_\mu \vec{\varphi}_5) \left(l - \frac{1}{2 \int \bar{\varphi}} \sin(2 \int \bar{\varphi} l) \right) \right] \right\} \\ \vec{\Phi}_\mu(l) &= \frac{1}{2 \bar{\varphi}^2} (1 - \cos(2 \int \bar{\varphi} l)) [(\partial_\mu \vec{\varphi}_5 + e A_\mu \vec{\Theta}_5) \times \vec{\varphi}_5] \end{aligned} \quad (3)$$

avec $\bar{\varphi} \equiv \sqrt{\varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2}$ et $\vec{\Theta} = (-\varphi_2, \varphi_1, 0)$. On obtient resp. pour

$$l' = 0 \text{ et } l'' = \frac{1}{2 \int \bar{\varphi}} \operatorname{arctg} \left(\frac{-g \bar{\varphi}}{m} \right)$$

$$L(\psi(0), \Phi^i(0)) = L_N + L_e + L_\varphi + i g \bar{\psi} \gamma_5 \vec{\tau} \vec{\varphi}_5 \psi \quad (4)$$

$$\begin{aligned} L(\psi(l''), \Phi^i(l'')) &= L_N + L_e + L_\varphi + i f \cdot \frac{g}{2 \int m} \bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\mu \vec{\tau} (\partial_\mu \vec{\varphi}_5 + e A_\mu \vec{\Theta}_5) \psi \\ &\quad + t.n.l. \end{aligned} \quad (5)$$

Les trois premiers termes de (4) et (5) représentent la Lagrangienne libre et l'interaction électromagnétique des nucléons et du méson π . Le dernier terme est non linéaire en φ . Les transformations (2) et (3) laissant la Lagrangienne totale invariante, la matrice S construite à partir de (4) et (5) est la même, ce qui montre l'équivalence des couplages PS et PV . Ainsi, la transformation de Dyson-Foldy est un cas particulier du groupe mésonique. Remarquons que les solutions (3) données dans cette note ne sont pas les plus générales que nous avons trouvées.

2° Considérons une fonction $L'(\psi(l), \Phi^{(i)}(l))$ analogue à (1) mais plus générale dans le sens qu'elle contient tous les termes qui ne conservent pas la parité et le spin isotopique, et soit la transformation

$$\psi \rightarrow \psi(l) = e^{i \int (1 \pm \gamma_5) \vec{\tau} \vec{\varphi}_5 l} \psi(0) \quad (6)$$

et cherchons les fonctions $\Phi^{(i)}(l)$ qui laissent L' invariant. On peut alors démontrer le théorème suivant:

Hypothèse: L' est invariant par rapport à (6), les masses nues des nucléons étant égales.

Conclusion: L' est invariant par rapport à P et C séparément et conserve le spin isotopique*).

3° Les interactions de Fermi $\sum_{i \neq j} (\bar{\psi}_i O_r \vec{\tau}_+ \psi_i) (\bar{\psi}_j O_r \vec{\tau}_- \psi_j)$ ne sont invariantes sous la transformation $\psi_j(l) = e^{i/l(1 \pm \gamma_5)} \vec{\tau} \vec{\varphi}_5 l \psi_j(0)$ que pour $O_r = (1 \pm \gamma_5) \gamma_\mu$. Les indices i et j désignent les paires $\binom{p}{n}, \binom{\nu}{e^-}, \binom{\nu}{\mu^-}$.

En conclusion, l'invariance sous (6) a pour conséquence la conservation de la parité et du spin isotopique dans les interactions de Yukawa des nucléons avec le méson π , et la non-conservation de la parité dans les interactions de Fermi, avec interdiction des couplages S , PS et T . La transformation (6) laisse invariante la Lagrangienne totale, les courants barionique et leptonique $\bar{\psi}_j \gamma_\mu \psi_j$ et les expressions $\bar{\psi}_j \gamma_5 \gamma_\mu \psi_j$, $\bar{\psi}_j (\Phi_0^{(j)} + i \gamma_5 \vec{\tau} \vec{\Phi}_5^{(j)}) \psi_j$ et $\Phi_0^2 + \vec{\Phi}_5^2$ **).

Un compte rendu détaillé sera publié ultérieurement. Ce travail a été effectué sous la direction du prof. E. C. G. STUECKELBERG et du Dr A. PETERMANN. L'auteur remercie le CERN pour son hospitalité.

Zur Frage der Ladungsquantisierung

von D. FINKELSTEIN, J. M. JAUCH und D. SPEISER
(CERN)

BIRKHOFF und v. NEUMANN¹⁾ haben im Jahre 1936 gezeigt, dass es für die begriffliche Grundlegung der Quantenmechanik genügt, den Hilbertraum, dessen (auf 1 normierte) Vektoren die möglichen Zustände eines physikalischen Systems darstellen, über einem Zahlkörper, der aber notwendig kommutativ sein muss, zu errichten. Nach einem Theorem von Frobenius gibt es nur drei zusammenhängende stetige Körper: die reellen Zahlen, die komplexen Zahlen und die Quaternionen²⁾. Üblicherweise wird der QM ein Hilbertraum H^c über den komplexen Zahlen zugrundegelegt³⁾. Die Autoren haben nun versucht die QM in einem Hilbertraum H^q über den Quaternionen zu formulieren, und so den Rahmen der QM zu erweitern. Es scheint nämlich verlockend, den Umstand, dass die Quaternionen eine Darstellung der 3 dim. Drehgruppe O^3 gestatten, mit dem sogenannten I -Spin in Zusammenhang zu bringen.

*) Sauf le terme électromagnétique, qui subsiste.

**) Les solutions (3) pour $\Phi_0^{(j)}$ et $\vec{\Phi}_5^{(j)}$ restent valables pour les nucléons, mais doivent être légèrement modifiées pour les leptons. $\vec{\Phi}_{\mu 5}$ et $\vec{\Phi}_\mu$ doivent aussi être modifiés.

Der Satz von BIRKHOFF und v. NEUMANN zeigt, dass eine *QQM* begrifflich möglich und die wohl schwächste denkbare Erweiterung der gewöhnlichen *CQM* ist. In 3 preprints wurde gezeigt, dass die mathematischen Begriffe und Hilfsmittel der *QM* weiter sinnvoll verwendet werden können⁴⁾. Insbesondere wurde für die Hermitischen und die unitären Operatoren die Existenz eines Spektrums und einer Spektralzerlegung bewiesen. Ferner wurde gezeigt, dass die allgemeinsten Automorphismen des H^q die «counitären» Transformationen sind. Eine counitäre Transformation U^c ist definiert durch: $(U^c\varphi, U^c\psi) = (\varphi, \psi)^c$, wenn q^c ein Quaternion aus der Klasse aller Quaternionen mit derselben Norm und demselben Realteil wie das Quaternion q ist. Diese Klasse ist eine stetig zusammenhängende Menge.

Der Umstand, dass die Multiplikation der Quaternionen nicht kommutativ ist, erschwert die Formulierung einer Mehrteilchentheorie. Es gelingt jedoch eine Art Diracgleichung hinzuschreiben.

Die Erweiterung des Zahlkörpers bringt nun aber eine Erweiterung der Gruppe der Eichtransformationen mit sich: die Forderung, die Gleichungen sollen invariant sein, nicht nur gegenüber einer Transformation

$$\psi \rightarrow \psi' = q \psi \quad |q| = 1, q = \text{const.} \quad (1)$$

sondern auch gegenüber

$$\psi \rightarrow \psi' = q(x) \psi \quad |q| = |q(x)| = 1 \quad (2)$$

kann wie in der *CQM* durch Einführung eines Eichfeldes erfüllt werden.

Wie UTYIAMA⁵⁾ allgemein gezeigt hat, ist das Eichfeld durch diese Forderung eindeutig bestimmt. Das Eichfeld, zu dem man in der *QQM* geführt wird, hat die Struktur des Feldes, das YANG und MILLS⁶⁾ untersucht haben, ausgehend von der sog. *I*-Spin-Gruppe. Der Umstand, dass die Gruppe der Transformationen (1) zur Drehgruppe O^3 isomorph und also nicht abelsch ist, hat (nebst anderen) drei wichtige Konsequenzen:

1. Die Feldgleichungen des Eichfeldes sind Nichtlinear: das Feld transportiert seine eigene Ladung. (Die nichtlinearity der Gleichungen macht es u. a. schwierig die Frage nach der Masse der Feldquanten zu beantworten.)

2. Die Operatoren, die den «Eichtransport» bestimmen $d_\mu \equiv \partial_\mu - A_\mu$ müssen die Jacobische Identität erfüllen, d. h. mit $F_{\mu\nu} = [d_\mu d_\nu]$ muss gelten:

$$[d_\lambda [d_\mu d_\nu]] + \text{cycl.} + \text{cycl.} \equiv 0.$$

Diese Gleichungen sind das Analogon zum 1. Maxwellschen Quadrupel. Da diese Ausdrücke aber infolge ihrer Herleitung identisch Null sein müssen, ist es nicht möglich, sie auf der rechten Seite durch Inhomöo-

genitäten zu ergänzen (das Analogon zu einem magnetischen 4er-Strom), wie das in der *CQM* (Maxwellsche Gleichungen) möglich wäre.

3. Die Eichtransformationen sind eine Darstellung der Eichgruppe im Hilbertraum H^a . Die Eichgruppe der *CQM* ist die abelsche Drehgruppe O^2 . Ihre irreduziblen Darstellungen sind alle vom 1. Grad und mit e^{iQ} ist auch e^{irQ} (r irgendeine reelle Zahl) eine mögliche Darstellung; infolgedessen ist mit Q auch rQ eine Kopplung eines Teilchens an das Eichfeld, d. h. alle Ladungen $-\infty < Q < \infty$ sind formal zugelassen. Wiederum schliesst die Tatsache, dass die Gruppe O^3 nicht abelsch ist, eine solche Möglichkeit aus: ausser der Darstellung durch die Einheit existiert nur eine Darstellung von der 1. Ordnung: alle Elementarteilchen die man in die Theorie einführen will, sind mit derselben Ladung an das Eichfeld gekoppelt. Daneben existieren die (quaternionischen) Darstellungen von höherer Ordnung, die wir in Part III angegeben haben. Es scheint kein Grund vorzuliegen, sie auszuschliessen, ihre Bedeutung ist aber nicht abgeklärt, und wir behalten uns vor, darauf zurückzukommen.

Wir möchten zum Schluss darauf hinweisen, dass das Yang-Mills-Feld (die Formulierung dieses Feldes im Rahmen der *CQM* gestattet den Gebrauch einer zusätzlichen imaginären Grösse i !) in einer neueren Arbeit von SALAM und WARD⁷⁾ im Zusammenhang mit dem Elementarteilchenproblem verwendet worden ist. Ob eine solche Formulierung in der *QQM* möglich ist, bleibt noch offen.

Literatur

- 1) G. D. BIRKHOFF und J. v. NEUMANN, Annals of Math. 33, 163 (1932).
- 2) Vgl. L. PONTRJAGIN, Topologische Gruppen, B. G. Teubner, 1957. IV. Kapitel.
- 3) Für die Möglichkeit einer reellen *QM* vergleiche die Mitteilung von E. C. G. STUECKELBERG in diesem Heft. Die Autoren sind Prof. STUECKELBERG für seine Unterstützung zu Dank verpflichtet.
- 4) Vgl. D. FINKELSTEIN, J. M. JAUCH, D. SPEISER, «Notes on Quaternion Quantum Mechanics», Part I, II, III. CERN, Theoretical Study Division.
- 5) R. UTYIAMA, Phys. Rev. 101, 1597 (1956).
- 6) C. N. YANG und R. L. MILLS, Phys. Rev. 86, 181 (1954).
- 7) A. SALAM und J. C. WARD, Nuovo Cimento, Vol. XI, No. 4, p. 568, 1959.

Amélioration du Plateau des Compteurs G. M. à Remplissage Argon-Alcool

par J. KERN et O. HUBER
(Fribourg, Université)

Erscheint ausführlich in Helv. Phys. Acta 32, 332 (1959).

**Détermination du pouvoir d'arrêt moyen et de
l'énergie absorbée en milieu irradié**

par G. JOYET

(Laboratoire du Bétatron et des Isotopes
de l'Institut Universitaire de Radiologie, Zurich)

Dans la gamme des rayons X, des rayons γ ou des radiations de freinage qui s'étend de 200 keV à 30 MeV, de nombreux effets biologiques, chez les mammifères, apparaissent comme peu dépendants de l'énergie maximum du rayonnement, si la dose, au lieu d'être mesurée par l'ionisation dans l'air (dose d'exposition), est mesurée par l'énergie absorbée, dans le milieu vivant irradié (dose absorbée). Par ailleurs, au-dessus de 3 MeV, la dose d'exposition n'est plus définie¹⁾.

La mesure de l'énergie absorbée par calorimétrie qui exige des mesures à 10^{-5}° C près²⁾³⁾ n'est possible que dans les métaux conducteurs ou dans des liquides tels que l'eau. Elle ne paraît guère praticable dans les tissus vivants.

En 1928, puis en 1936, L. H. GRAY⁴⁾⁵⁾ a proposé de déterminer l'énergie absorbée à partir de la mesure de l'ionisation N_a dans une cavité pratiquée dans le milieu irradié et remplie d'air. L'énergie E_m absorbée par unité de masse du milieu irradié à l'endroit où se trouve la cavité suffisamment petite, est liée à l'ionisation N_a , en nombre de paires d'ions par gramme d'air, par la relation

$$E_m = N_a W_a \frac{\bar{S_m}}{\bar{S_a}}$$

dite relation de BRAGG-GRAY. Celle-ci est adoptée par la Commission Internationale des Unités en Radiologie¹⁾. W_a est l'énergie nécessaire pour former une paire d'ions dans l'air. La relation suppose que le spectre d'électrons secondaires *traversant* un volume élémentaire est le même dans le milieu irradié et dans la cavité gazeuse (ce spectre est nettement différent du spectre d'électrons *produits* dans un volume élémentaire du milieu ou du gaz⁶⁾). Dans un théorème, U. FANO⁷⁾ a montré théoriquement l'identité des spectres secondaires dans la cavité et dans le milieu lorsque la composition atomique du gaz et du milieu sont les mêmes.

$\bar{S_m}$ et $\bar{S_a}$ sont respectivement les valeurs moyennes du pouvoir d'arrêt du spectre des électrons secondaires dans le milieu et dans l'air. Le rapport $\bar{S_a} : \bar{S_m}$ a été calculé théoriquement par L. V. SPENCER et F. H. ATTIX⁸⁾ pour des chambres d'ionisation à extrapolation et à air en admettant l'identité des deux spectres secondaires, mais en tenant compte des dimensions de la chambre, pour les spectres secondaires de ^{60}Co , ^{137}Cs et ^{198}Au . Pour les rayonnements γ de ces 3 isotopes, les valeurs théoriques de $\bar{S_m} : \bar{S_a}$ diffèrent peu des valeurs expérimentales établies par

ATTIX et DE LA VERGNE⁸⁾ lorsque le numéro atomique du milieu n'est pas trop différent de celui de l'air ($Z = 6$ à 13), ce qui justifie l'adoption d'un spectre électronique secondaire identique dans le milieu et dans la chambre.

La valeur du rapport $\overline{Sm} : \overline{Sa}$ (ou son inverse) déterminée pour un spectre incident et un milieu déterminé, permet donc, à l'aide d'une mesure d'ionisation et de la relation de Bragg-Gray, de calculer l'énergie absorbée au point considéré du milieu irradié. La composition atomique des milieux biologiques n'étant pas toujours connue, et les spectres X ou γ d'irradiation très variables, il ne paraît pas praticable de déterminer théoriquement un grand nombre de valeurs du rapport $\overline{Sm} : \overline{Sa}$. En revanche, on peut déterminer expérimentalement le rapport des pouvoirs d'arrêt moyens de différents milieux, pour un même spectre, à l'aide des considérations suivantes:

L'expérience montre que pour des spectres de rayons X au-dessus de 150 keV, des rayons γ (^{60}Co) et des radiations de freinage jusqu'à 40 MeV, l'ionisation dans une cavité en fonction de la profondeur suit une loi exponentielle après avoir dépassé, à l'entrée dans le milieu, la zone de transition⁹⁾. Pour tenir compte de cette zone, on peut remplacer la courbe réelle par une courbe exponentielle de même pente et de même intégrale de 0 à ∞ en fonction de la profondeur x . L'ionisation dans une cavité d'air s'exprime ainsi par

$$N_a = N_{a0} e^{-\mu x}$$

où N_{a0} est l'ionisation extrapolée à l'origine.

Dans la région exponentielle de la courbe d'ionisation, il apparaît raisonnable de supposer que la répartition en énergie des électrons secondaires reste invariable et indépendante de la profondeur. Le rapport $\overline{Sm} : \overline{Sa}$ peut donc être supposé constant pour un spectre incident et un milieu déterminé. Si E_i est l'énergie incidente qui provoque à la profondeur x l'ionisation N_a , l'on a:

$$E_i = \frac{N_{a0}}{\mu} W_a \frac{\overline{Sm}}{\overline{Sa}}.$$

Enfin, si des milieux différents $1, 2, 3\dots$ sont exposés au même spectre et à la même énergie incidente E_i , on obtient la relation

$$\frac{N_{a01}}{\mu_1} \overline{Sm}_1 = \frac{N_{a02}}{\mu_2} \overline{Sm}_2 = \frac{N_{a03}}{\mu_3} \overline{Sm}_3 \dots \quad (1)$$

La mesure des courbes d'ionisation dans les milieux $1, 2, 3\dots$ permet de déterminer les rapports des pouvoirs d'arrêt de ces milieux pour le même spectre. On pourra déterminer les pouvoirs d'arrêt relativement à

celui de l'air, si l'on mesure l'ionisation dans un milieu dont l'absorption gamma est équivalente à celle de l'air (fantôme artificiel ou air comprimé).

La relation (1) suppose que l'énergie dissipée latéralement par diffusion est négligeable, ce qui n'est pas le cas habituellement pour les faisceaux d'irradiation qui ont des dimensions radiales limitées. En munissant le faisceau de collimateurs annulaires, on pourra déterminer la part de l'ionisation dans l'axe du faisceau qui provient de la diffusion latérale et apporter à la courbe d'ionisation les corrections appropriées correspondant à un faisceau dont l'intensité est radialement constante.

Bibliographie

- 1) Report of the International Commission on Radiological Units and Measurements, 1956, NBS, Handbook 62.
- 2) J. S. LAUGHLIN et al., Am. J. of Roentgenology, Rad. Th. and Nucl. Med. 70, 294 (1953).
- 3) J. McELHINNEY et al. Rad. Res. 6, 40 (1957).
- 4) L. H. GRAY, Proc. of R. Soc. 156, 578 (1936).
- 5) L. H. GRAY, Proc. Cambridge Phil. Soc. 40, 72 (1944).
- 6) L. V. SPENCER, and U. FANO, Phys. Rev. 93, 237 (1954).
- 7) U. FANO, Rad. Res. 1, 237 (1954).
- 8) L. V. SPENCER, and F. H. ATTIX, Rad. Res. 3, 239 (1955).
- 9) G. J. HINE, and G. L. BROWNELL, Radiation dosimetry (Academic Press, 1956), Chap. 12.

Flüssigkeiten zur Verwendung in grossen Blasenkammern

von B. HAHN, A. W. KNUDSEN und G. RIEPE
(Fribourg, Université)

Erscheint im Review of Scientific Instruments.

Gamma-Spektrograph für Gamma-Energien von 5-20 MeV

von R. McALLISTER und W. PFEIFFER
(Zürich, Universität)

Kein Manuscript eingegangen.

Monoenergetische Positronen im Bi²⁰⁶-Zerfall

von J. H. BRUNNER, H. J. LEISI, C. F. PERDRISAT und P. SCHERRER
(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Eine ausführliche Arbeit wird in den Helv. Phys. Acta erscheinen.

Siehe auch: J. H. BRUNNER, H. J. LEISI, C. F. PERDRISAT, and P. SCHERRER, Phys. Rev. Lett. 2, 207 (1959).

(n, γ)-Spektren von Jod, Caesium und Iridium

von R. BALZER, H. KNOEPFEL, J. LANG, P. STOLL und W. WÖLFLI
(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Mit einem Paarspektrometer hoher Empfindlichkeit¹⁾ wurden am Swimmingpool-Reaktor «Saphir» in Würenlingen einige bisher unbekannte (n, γ)-Spektren schwerer Kerne im Energiebereich über 3 MeV ausgemessen. Es handelt sich um komplizierte Gammaspektren, die an das Auflösungsvermögen des Spektrometers grosse Anforderungen stellen. In unserem Fall hat die einzelne Gammalinie eine experimentell festgestellte Halbwertsbreite von 105 keV, was bei 6 MeV einem Auflösungsvermögen von weniger als 2% entspricht. Dank der speziell einfachen Form der Einzellinie ist es möglich, das gemessene Spektrum relativ einfach aufzulösen.

Die absolute und relative Empfindlichkeit des Paarspektrometers wurde theoretisch und experimentell bestimmt. Damit ist es möglich, bei jeder aufgelösten Gammalinie nicht nur die Energie, sondern auch ihre Intensität in Anzahl Quanten pro 100 Neutroneneinfänge anzugeben.

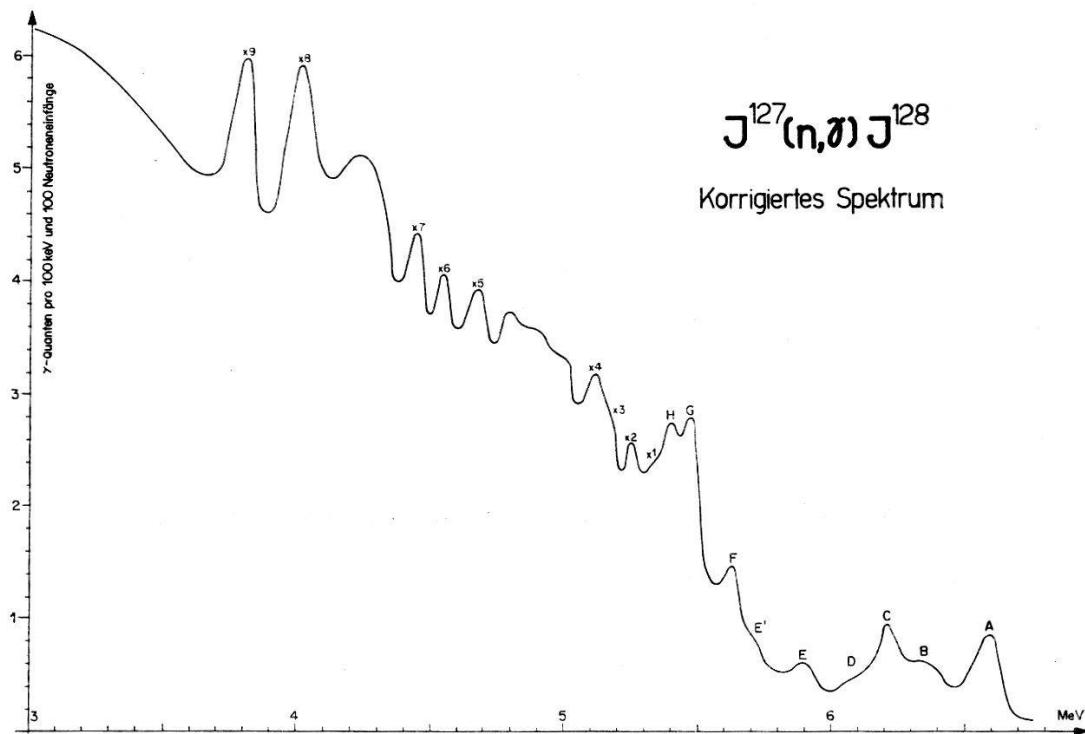


Fig. 1.

Die Intensität wurde durch Vergleich mit der 8,99 MeV Gammalinie des Nickels, das der Targetsubstanz beigemischt wurde, erhalten. Die Intensität dieser Eichlinie wurde auf ähnliche Art mit der bekannten 7,38-MeV-Linie, die bei Neutroneneinfang an Pb²⁰⁷ entsteht und mit der 2,75-MeV-Linie aus der Gammakaskade, welche dem Zerfall des Na²⁴ folgt, be-

stimmt. Für dieses Experiment musste eine Na-Target von 130 Curie hergestellt werden.

Tabelle 1

a) Jod ¹²⁸ Theor. n-BE 6,304 MeV		b) Caesium ¹³⁴ Theor. n-BE 6,155 MeV	
MeV	γ - pro 100 n	MeV	γ - pro 100 n
<i>A</i> 6,71 \pm 0,02	1,3 \pm 0,3	<i>A</i> 6,702 \pm 0,015	1,4 \pm 0,2
<i>B</i> 6,45 \pm 0,03	0,7 \pm 0,2	<i>A'</i> ? 6,52 \pm 0,03	0,2
<i>C</i> 6,29 \pm 0,03	1,1 \pm 0,3	<i>B</i> 6,365 \pm 0,025	0,6 \pm 0,2
<i>D</i> 6,16 \pm 0,04	0,2 \pm 0,1	<i>C</i> 6,185 \pm 0,020	2,3 \pm 0,4
<i>E</i> 5,99 \pm 0,03	0,7 \pm 0,2	<i>D</i> 6,060 \pm 0,025	1,5 \pm 0,3
<i>E'</i> 5,86 \pm 0,04	0,5 \pm 0,2	<i>E</i> 5,945 \pm 0,025	1,5 \pm 0,3
<i>F</i> 5,75 \pm 0,03	1,9 \pm 0,4	<i>F</i> 5,815 \pm 0,025	1,5 \pm 0,3
<i>G</i> 5,57 \pm 0,03	3,7 \pm 0,5	<i>G</i> 5,725 \pm 0,025	1,4 \pm 0,3
<i>H</i> 5,50 \pm 0,03	2,5 \pm 0,4	<i>H</i> 5,638 \pm 0,025	3,5 \pm 0,8
<i>X</i> ₁ 5,43		<i>I</i> 5,505 \pm 0,025	3,9 \pm 0,9
<i>X</i> ₂ 5,35		<i>K</i> 5,395 \pm 0,025	2,5 \pm 0,6
<i>X</i> ₃ 5,27		<i>L</i> 5,285 \pm 0,025	4,5 \pm 0,9
<i>X</i> ₄ 5,21		<i>X</i> ₁ 5,03	
<i>X</i> ₅ 4,78		<i>X</i> ₂ 4,84	
<i>X</i> ₆ 4,65		<i>X</i> ₃ 4,70	
<i>X</i> ₇ 4,56		<i>X</i> ₄ 4,63	
<i>X</i> ₈ 4,15		<i>X</i> ₅ 4,51	
<i>X</i> ₉ 3,92			
c) Iridium			
Theor. n-BE		192 6,099 MeV	
		194 5,857 MeV	
MeV	γ - pro 100 n	MeV	γ - pro 100 n
<i>A</i> 6,085 \pm 0,015	1,1 \pm 0,4	<i>G</i> ? 5,48 \pm 0,04	1,7 \pm 0,6
<i>B</i> 5,97 \pm 0,02	1,3 \pm 0,4	<i>H</i> 5,34 \pm 0,03	1,7 \pm 0,6
<i>C</i> 5,92 \pm 0,03	0,9 \pm 0,4	<i>X</i> ₁ 5,14	
<i>D</i> 5,77 \pm 0,03	1,5 \pm 0,4	<i>X</i> ₂ 4,79	
<i>E</i> 5,67 \pm 0,03	2,5 \pm 0,8	<i>X</i> ₃ 4,60	
<i>F</i> ? 5,59 \pm 0,04	1,7 \pm 0,6	<i>X</i> ₄ 4,50	

Das Resultat ist in Tabelle 1 zusammengefasst. Für jede mit einem Buchstaben bezeichnete Linie sind Energie und Intensität angegeben. Beim Iridium (Isotope Ir¹⁹¹, Ir¹⁹³) sind die Intensitäten bezüglich dem natürlichen Isotopengemisch angegeben. Die Bezeichnungen X 1, X 2, ... deuten im Gegensatz darauf hin, dass es sich nicht unbedingt um einzeln aufgelöste Linien handelt; der angegebene Energiewert bezeichnet den Schwerpunkt einer Liniengruppe (maximal 3 Linien), wovon eine Linie

besonders stark sein mag. Figur 1 zeigt am Beispiel des Jods ein für die Spektrometerempfindlichkeit korrigiertes (n, γ) -Spektrum.

Die Diskussion der Spektren folgt mit der Beschreibung der Apparatur und der weiteren Experimente in einer demnächst erscheinenden ausführlichen Arbeit.

Literatur

- 1) H. KNOEPFEL, CH. MENOUD und P. STOLL, Helv. Phys. Acta 31, 330 (1958); R. BALZER, H. KNOEPFEL, P. STOLL und W. WÖLFLI, Helv. Phys. Acta 31, 328 (1958).

(p, n γ)-Reaktionen an Co⁵⁹ und As⁷⁵

von B. LOBKOWICZ und P. MARMIER

(Cyclotron-Laboratorium, Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Durch Untersuchung der bei (p, n γ)-Reaktionen an Co⁵⁹ und As⁷⁵ entstehenden Gammaspektren wurden die Niveauschemata von Ni⁵⁹ und Se⁷⁵ ermittelt.

Der 4-MeV-Protonenstrahl des ETH-Cyclotrons fällt auf die Target. Die Gammastrahlung wird mit Hilfe von zwei NaJ(T1)-Kristallen von 1" \times 1" und 2" \times 2" mit Du Mont 6292 Photomultipliern beobachtet. Die elektrischen Impulse werden in einer fast-slow-Koinzidenzapparatur mit einer Auflösungszeit von $2\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ bis $2 \cdot 10^{-7}$ sec registriert. In

Tabelle 1
Relative Intensitäten der Gammalinen

Co ⁵⁹ (p, n γ)Ni ⁵⁹		As ⁷⁵ (p, n γ)Se ⁷⁵	
E_γ (keV)	J_{rel}	E_γ (keV)	J_{rel}
330	100	110	10
450	17	135	23
880	21	285	100
990	40	430	14
1170	22	610	20
1320	24	670	3
1410	13	780	6
		850	12
		990	11
		1130	4

Tabelle 1 sind die Energien und relativen Intensitäten der beobachteten Gammalinen angegeben. Beim Kobalt wird eine Target von ca. 10 mg/cm² verwendet, während in der ca. 1 mm dicken Arsentarget die Protonen vollständig abgebremst werden. Der von den Comptonverteilungen höherer Linien und von den Neutronen herrührende Untergrund beschränkt

die Genauigkeit der angegebenen Intensitäten. Die Fehlergrenze beträgt ca. 30%. Die Zuordnung der γ -Linien zu einer (p, n)-Reaktion erfolgte durch (γ , n)-Koinzidenzmessungen. Die im Ni⁵⁹ gefundenen Niveaus

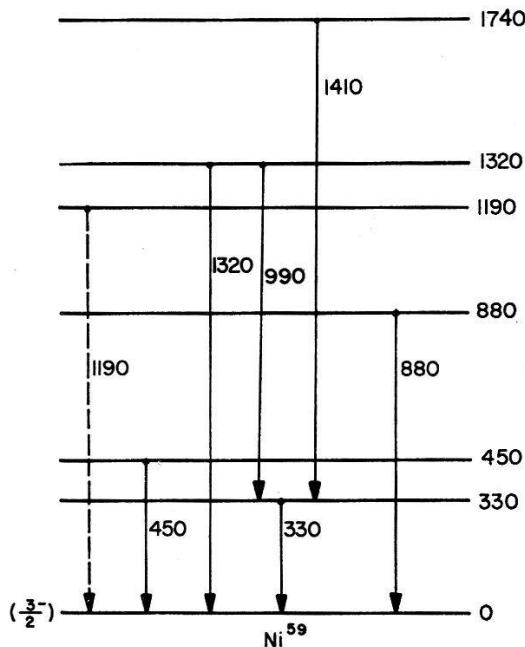


Fig. 1
Niveauschema von Ni⁵⁹.

(Fig. 1) stimmen mit denjenigen überein, die mittels (d, p)- und (n, γ)-Reaktionen ermittelt wurden¹⁾. Figur 2 zeigt das Niveauschema von Se⁷⁵. Das von EL WYN u. a.²⁾ beobachtete 570-keV-Niveau finden wir nicht.

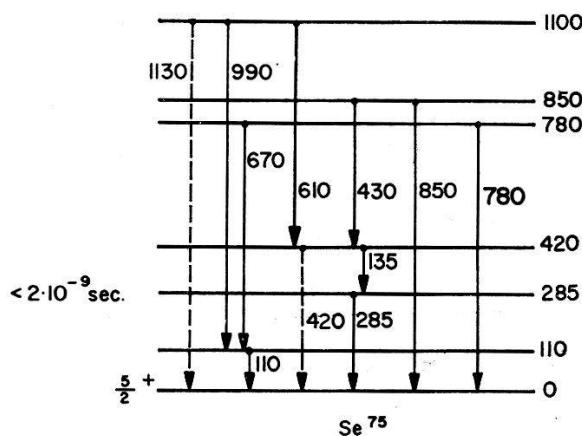


Fig. 2
Niveauschema von Se⁷⁵.

Die Linie von 1130 keV ist dem direkten Übergang des 1100 keV-Niveaus in den Grundzustand zugeschrieben, obwohl die Energien nicht ganz übereinstimmen.

Wir können auch nicht ausschliessen, dass ein Teil der 430-keV-Linie dem direkten Übergang des 420-keV-Niveaus in den Grundzustand entspricht. Die Lebensdauer des 285-keV-Niveaus muss auf Grund verzögerter Koinzidenzmessungen kleiner als $2 \cdot 10^{-9}$ sec sein.

Literatur

- 1) J. W. BUTLER und C. R. GOSETT, Phys. Rev. 109, 863 (1958).
- 2) A. J. ELWYN et al., Phys. Rev. 112, 1200 (1958).

Absolutmessung zweier Fluorresonanzen

von A. LIPPOLD, J. W. MÜLLER, H. H. STAUB und H. WINKLER
(Universität Zürich)

Die genauen Energiewerte für die beiden $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ -Resonanzen zwischen 1,3 und 1,4 MeV sind in den letzten Jahren mehrmals bestimmt worden¹⁻⁴). Da frühere Messungen zu sehr unterschiedlichen Resultaten geführt hatten, schien es angebracht, die wiederholt als Referenzpunkte verwendeten Energiewerte durch eine Absolutmessung neu zu bestimmen.

Als Energieanalysator für die in einem Van de Graaff Generator beschleunigten Protonen diente ein homogener 180°-Magnet von 1 m Durchmesser. Die Messapparatur entsprach im wesentlichen der früher beschriebenen⁵). Als Target wurde im Vakuum aufgedampftes CaF_2 verwendet.

Fig. 1 zeigt zwei der gemessenen γ -Ausbeutekurven. Bei der Berechnung der Resonanzenergien und Halbwertsbreiten wurden für folgende Effekte Korrekturen angebracht:

1. Energieabhängigkeit der penetrability.
2. Einfluss benachbarter Resonanzen.
3. Targetdicke und straggling bei dünner Target.

Autoren	$E_{res}(\text{keV})$	Γ (keV)
1344 keV		
BENNETT et al. ¹⁾	1335	4,8
CHAO et al. ²⁾	1355	8,6
BARNES ³⁾	$1346 \pm 1,5$	4,5
HUNT and FIRTH ⁴⁾	$1348 \pm 1,3$	$5,6 \pm 0,5$
Vorliegende Arbeit	$1344,5 \pm 1,0$	$4,5 \pm 1,0$
1373 keV		
BENNETT et al. ¹⁾	1363	15
CHAO et al. ²⁾	1381	15,0
BARNES ³⁾	$1372 \pm 1,5$	15
HUNT and FIRTH ⁴⁾	$1375 \pm 1,4$	$11,0 \pm 1,0$
Vorliegende Arbeit	$1373,0 \pm 1,0$	$13,5 \pm 1,0$

In der folgenden Tabelle sind die vorläufigen Ergebnisse zusammen mit bisherigen Resultaten angegeben. Da die Form der Resonanz bei 1344 keV durch die höher liegende stark gestört wird, ist eine zuverlässige Bestimmung ihrer Halbwertsbreite nicht ohne weiteres möglich.

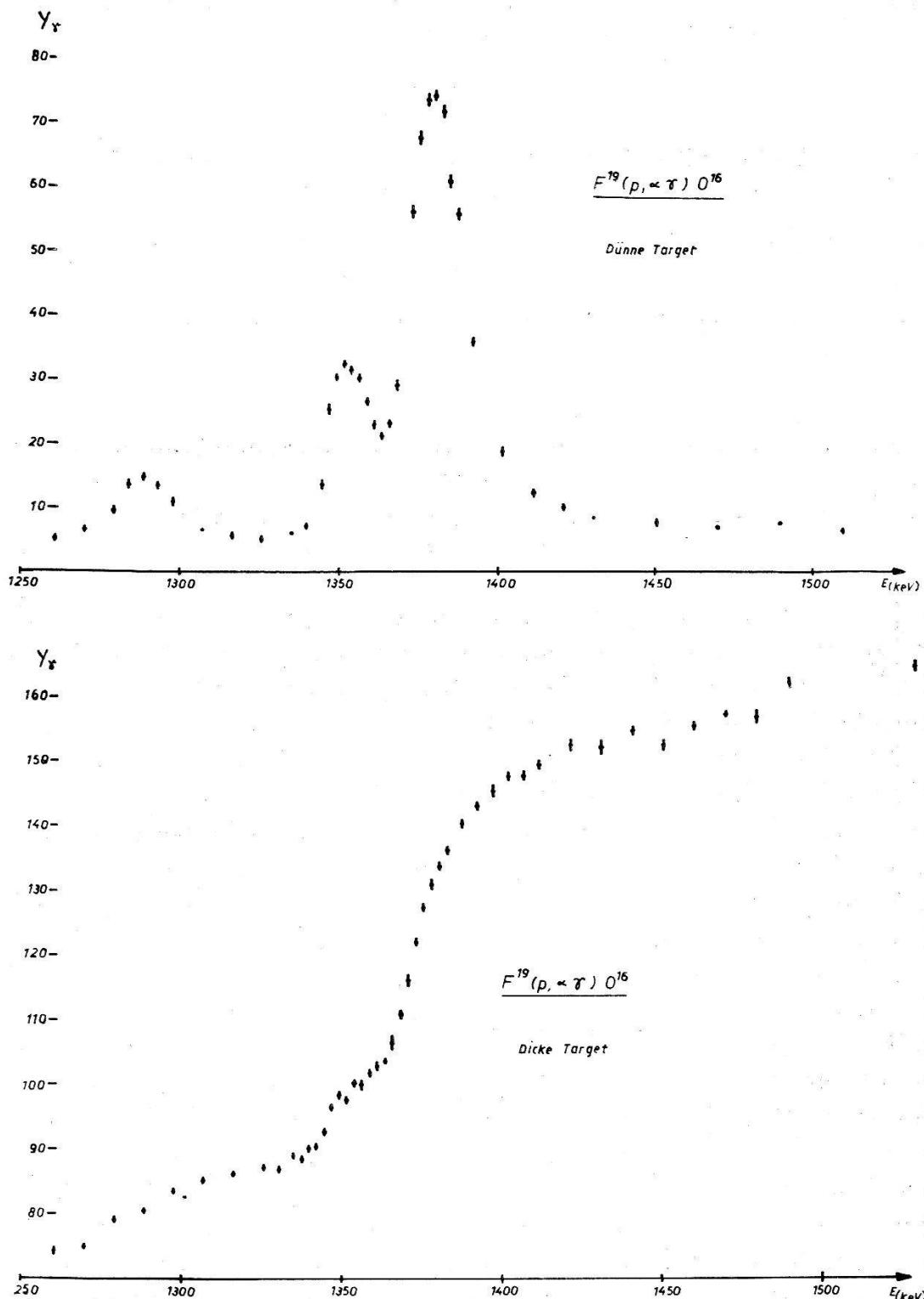


Fig. 1

Literatur

- 1) BENNETT, BONNER, MANDEVILLE, and WATT, Phys. Rev. 70, 882 (1946).
 - 2) CHAO, TOLLESTRUP, FOWLER, and LAURITSEN, Phys. Rev. 79, 108 (1950).
 - 3) BARNES, Phys. Rev. 97, 1226 (1955).
 - 4) HUNT and FIRTH, Phys. Rev. 99, 786 (1955).
 - 5) BUMILLER, STAUB und WEAVER, Helv. Phys. Acta 29, 83 (1956) und STAUB, Nuovo Cim., Suppl. 10, Vol. 6, 306 (1957).
-

**Totaler Neutronenwirkungsquerschnitt für O¹⁸ im
Energiebereich von 2,8-4,2 MeV**

von E. BAUMGARTNER, P. HUBER, L. SCHELLENBERG und F. SEILER
(Basel, Universität)

Erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

**Streuung und Polarisationseffekte von schnellen Neutronen an
Deuteronen**

von H.-J. GERBER, M. BRÜLLMANN, D. MEIER und P. SCHERRER
(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n-d}(\vartheta)$ und die Polarisation $P(\vartheta)$ für die elastische Streuung von 3,27-MeV-Neutronen an Deuteronen ist im Hinblick auf theoretische Arbeiten¹⁾ bis⁶⁾, welche diese Größen mit der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung verknüpfen, gemessen worden.

Die Messung von $\sigma_{n-d}(\vartheta)$ benutzt Koinzidenzen zwischen den im flüssigen C₆D₆-Szintillator gestossenen Deuteronen und den gestreuten Neutronen. $P(\vartheta)$ erhält man aus der Asymmetrie von $\sigma_{n-d}(\vartheta)$ bei Verwendung von polarisierten D-D-Neutronen⁷⁾. Für weitere Einzelheiten verweisen wir auf^{8) 9)} und auf eine ausführliche Arbeit, die demnächst in Helv. Phys. Acta erscheint.

Ergebnisse: In Figur 1 sind unsere Messungen des *differentiellen Wirkungsquerschnittes* mit Messungen von SEAGRAVE and CRANBERG¹⁰⁾ und mit theoretischen Kurven von BUCKINGHAM, HUBBARD and MASSEY¹⁾ und CHRISTIAN and GAMMEL²⁾ verglichen. In Figur 2 sind unsere neuen (doppelte Kreise) und unsere früheren Messungen (ausgefüllte Punkte) der *Polarisation* aufgetragen. Von WHITE, CHISHOLM and BROWN¹¹⁾ ist die Polarisation unter $\vartheta = 90^\circ$ gemessen worden: Punkt WCB. Der Punkt SSCS stellt die Polarisation der an Deuteronen gestreuten Protonen unter $\vartheta = 90^\circ$ dar, gemessen von SHAFROTH, SEGEL, CHALMERS and STRAIT¹²⁾. Die gestrichelte Kurve ist von DELVES and BROWN⁶⁾ mit berücksichtiger Tensorkraft berechnet. CRANBERG¹³⁾ hat die Polarisa-

ion für $E_n = 2,1$ MeV gemessen und kleiner als 7% befunden. Vgl. auch 11).

Die in unseren Messungen angegebenen Fehler berücksichtigen neben der statistischen Ungenauigkeit auch die apparativen Fehlerquellen.

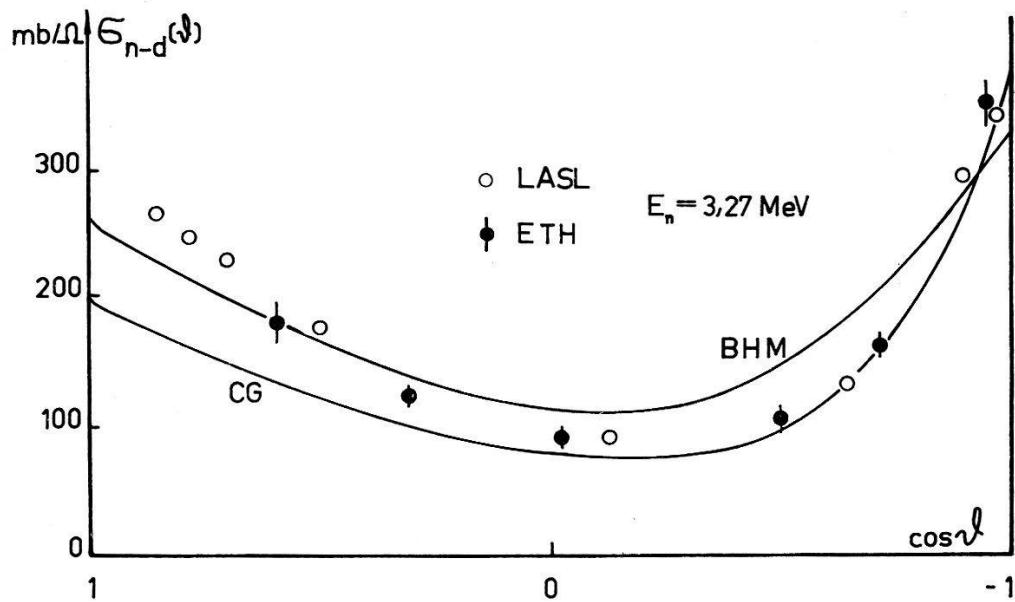


Fig. 1

Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Neutronen an Deuteronen bei $E_n(\text{Lab}) = 3,27$ MeV. ϑ = Streuwinkel im Schwerpunktssystem. Die theoretische Kurve $BHM^1)$ ist für 3 MeV, diejenige $CG^2)$ ist für 3,27 MeV gerechnet.

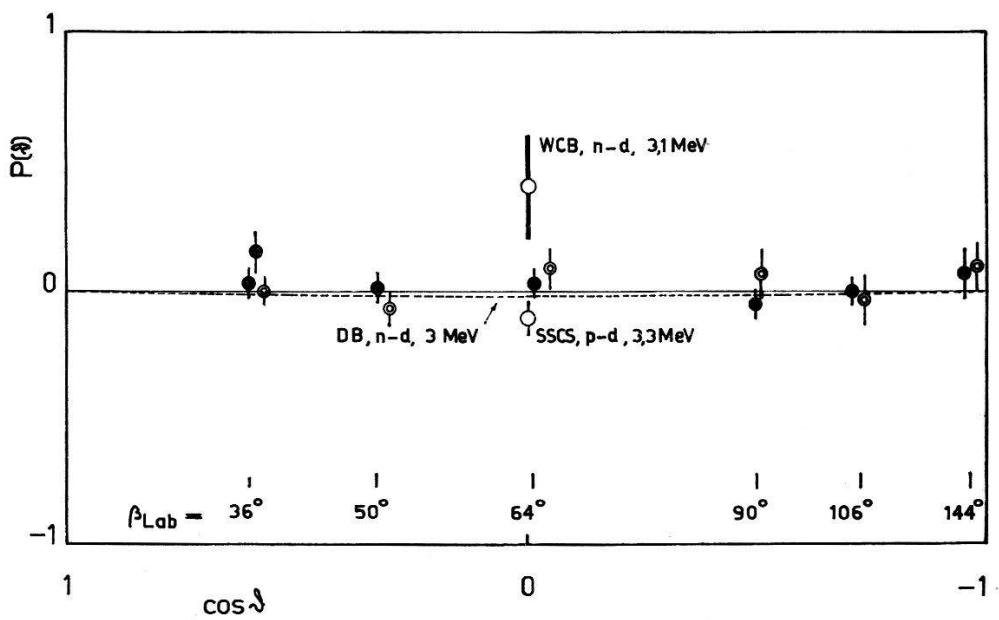


Fig. 2

Vergleich unserer Messungen der Polarisation der an Deuteronen gestreuten 3,27-MeV-Neutronen (doppelte Kreise und ausgefüllte Punkte) mit einer anderen Messung: WCB¹¹), und einer theoretischen Kurve: DB⁶), sowie mit der Polarisation der an Deuteronen gestreuten Protonen SSCS¹²). Siehe auch L. CRANBERG¹³).

Literatur

- 1) R. A. BUCKINGHAM, S. J. HUBBARD and H. S. W. MASSEY, Proc. Roy. Soc. A 211, 183 (1952).
- 2) R. S. CHRISTIAN and J. L. GAMMEL, Phys. Rev. 91, 100 (1953).
- 3) A. H. DE BORDE and H. S. W. MASSEY, Proc. Phys. Soc. A 68, 769 (1955).
- 4) A. K. BOSE, Diss. Georg-August-Universität, Göttingen 1957.
- 5) B. H. BRANSDEN, K. SMITH and C. TATE, Proc. Roy. Soc. A 247, 73 (1958).
- 6) L. M. DELVES and D. BROWN, Nuclear Physics 11, 432 (1959).
- 7) R. W. MEIER, P. SCHERRER und G. TRUMPY, Helv. Phys. Acta 27, 577 (1954).
- 8) M. BRÜLLMANN, H.-J. GERBER und D. MEIER, Helv. Phys. Acta 31, 318 (1958).
- 9) H.-J. GERBER, M. BRÜLLMANN und D. MEIER, Helv. Phys. Acta 31, 580 (1958).
- 10) J. D. SEAGRAVE and L. CRANBERG, Phys. Rev. 105, 1816 (1957).
- 11) R. E. WHITE, A. CHISHOLM and D. BROWN, Nuclear Physics 7, 233 (1958).
- 12) S. M. SHAFROTH, R. E. SEGEL, R. CHALMERS and E. N. STRAIT, Bull. Amer. Phys. Soc. 4, 62 (1959).
- 13) L. CRANBERG, Bull. Amer. Phys. Soc. 3, 365 (1958) und Phys. Rev. Letters 2, 324 (1959).

Polarisation elastisch gestreuter Protonen von 4-MeV-Energie

von J. SALADIN und P. MARMIER

(Cyclotronlaboratorium, Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Die Messung der Polarisation elastisch gestreuter Protonen in Funktion des Streuwinkels erlaubt, festzustellen, ob dem Potential des optischen Modells ein Spinbahnkopplungsterm beigefügt werden muss in Analogie zum Potential des Schalenmodells. Derartige Polarisationsmessungen wurden an Al und Mg ausgeführt. Die Polarisation wurde durch Messung der links-rechts-Asymmetrie einer zweiten Streuung an He bestimmt. Kernphotoplatten dienten als Detektoren der doppelt gestreuten Protonen. Die maximal gemessenen Polarisationen betragen bei Al 36% und bei Mg 21%.

Im Falle des Al haben BJORKLUND und CAMPBELL die Polarisation elastisch gestreuter 4-MeV-Protonen für ein optisches Modell mit einem Spin-Bahn-Kopplungsterm gerechnet. Aus den gemessenen Werten wurden die Potentialparameter mittels der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Der gemessene und der berechnete Verlauf der Polarisation in Funktion des Streuwinkels stimmen gut überein. Insbesondere sind die verwendeten Potentialparameter konsistent mit der Analyse einer grossen Zahl von anderen Polarisations- und Streumessungen¹⁾. Im Falle des Mg liegen noch keine Rechnungen vor.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

¹⁾ UCRL-Report 5028 by FRANK BJORKLUND and SIDNEY FERNBACH.

Coulomb-Anregung deformierter ungerader Kerne

von J. DE BOER, M. MARTIN und P. MARMIER

(Cyclotronlaboratorium, Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Die elektromagnetische Anregung der Kerne Eu¹⁵³, Gd¹⁵⁵, Gd¹⁵⁷, Dy¹⁶³, Er¹⁶⁷, Yb¹⁷³, Hf¹⁷⁷, Hf¹⁷⁹, Re¹⁸⁵ und Re¹⁸⁷ wurde mit dem Scintillationszähler untersucht. Energie und Ausbeute sowie besonders die Winkelverteilung der Zerfallsgammastrahlung wurden gemessen und daraus die kollektiven Kernparameter des Bohr-Mottelson-Modells bestimmt.

Die Anregung des ersten Rotationsniveaus über die Kaskade $I_0 \rightarrow I_0 + 2 \rightarrow I_0 + 1$ liefert einen Beitrag zur Winkelverteilung der Linie $I_0 + 1 \rightarrow I_0$, deren Anisotropie ausser von den beteiligten Spins und Mischungsverhältnissen auch noch von der internen Konversion des Überganges $I_0 + 2 \rightarrow I_0 + 1$ abhängig ist.

Eine ausführliche Arbeit wird demnächst in den Helv. Phys. Acta erscheinen.

K⁻-Einfänge durch komplexe Kerne

von Y. EISENBERG, W. KOCH, M. NIKOLIC, M. SCHNEEBERGER und H. WINZELER
(Universität Bern)

Erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Interactions of Antiprotons in Nuclear Emulsion

by J. DYER, H. HECKMAN, and F. M. SMITH

(University of California, Radiation Laboratory, Berkeley/USA)

Y. EISENBERG, W. KOCH, M. NIKOLIC, M. SCHNEEBERGER, and H. WINZELER
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Abstract

The principal experimental results obtained in the present experiment are the following: The annihilation mean free path was found to be $17.1^{+6.0}_{-4.4}$ cm for the energy interval between 40 and 200 MeV. The average number of emitted charged pions per star was $1.73 \pm .35$ for the stars in flight and $2.13 \pm .38$ for the stars at rest. Among the 30 analyzed stars 1 probable K-meson was found. The angular distribution of the elastic scatterings down to a scattering angle of 1° is obtained and is compared with Rutherford scattering.

The complete article will be published in Helv. Phys. Acta

**Section efficace de création directe de paires d'électrons
par des électrons de 640 MeV**

par C. PIRON, M. GAILLOUD et M. BIASUTTI

(Laboratoire de Recherches Nucléaires, E.P.U.L., Lausanne)

Un lot d'émulsions pelées Ilford G5 a été irradié aux électrons du synchrocyclotron de l'Université de Cornell. L'énergie, définie par le spectromètre à paires, variait linéairement de 830 à 680 MeV d'un bord à l'autre de l'émulsion. La densité des électrons était sensiblement uniforme. Les émulsions ont été collées et développées dans notre laboratoire, les traces d'électrons ont été suivies au microscope sur une distance de 1 cm depuis l'entrée, en vue de dénombrer les tridents. Pour une longueur de traces de 119,77 m, on a identifié 166 tridents. L'énergie moyenne des électrons primaires était de 640 MeV, compte tenu de la perte sur 1 cm.

Deux types de phénomènes peuvent donner lieu à un trident: d'une part, la production directe d'une paire dans le champ d'un noyau, ce que nous appelons vrai trident; et d'autre part, l'émission d'un photon de freinage se matérialisant au cours d'une seconde interaction, le sommet de la paire étant sur la trace du primaire; c'est un évènement parasite que nous appelons faux trident. Au-delà de quelques centaines de microns du bord de l'émulsion, le nombre de faux tridents varie linéairement avec la longueur de la trace. En effet, à nos énergies, la déviation latérale due à la diffusion multiple est déjà de l'ordre du rayon de la trace ($0,3 \mu\text{m}$) pour une longueur de $250 \mu\text{m}$. Le nombre de faux tridents par unité de longueur est donné par:

$$n_f = \int_K \Sigma_p(K) dK \int_l \Sigma_b(E, K) dl G(l, E, K, \varrho) \\ = \int_K \bar{l}(E, K, \varrho) \cdot \Sigma_p \Sigma_b dK \quad \text{où:}$$

$$E = \text{énergie de l'électron} \quad l = \text{parcours du photon} \\ K = \text{énergie du photon} \quad \varrho = \text{rayon de la trace}$$

Σ_p et Σ_b sont respectivement les sections efficaces macroscopiques de création de paire et de Bremsstrahlung.

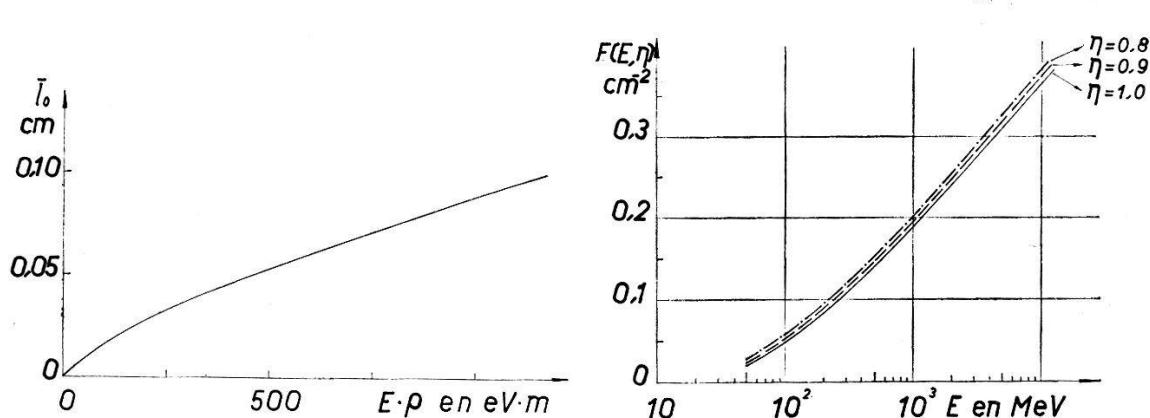
$G(l, E, K, \varrho)$ est la probabilité qu'un photon d'énergie K se trouve sur la trace à la distance l .

Le calcul montre que \bar{l} peut se mettre sous la forme:

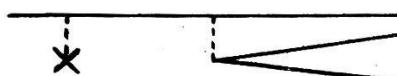
$$\bar{l}(E, K, \varrho) = \bar{l}_0(E \cdot \varrho) \left[1 - \eta \frac{K}{E} \right]$$

où le paramètre $\eta \approx 1$ (dans notre cas, $\eta = 0,8$), ce qui permet d'écrire pour n_f :

$$n_f = \bar{l}_0 (E \cdot \rho) \cdot F(E, \eta).$$



Cette relation donne pour $\rho = 0,3 \mu\text{m}$, $E = 640 \text{ MeV}$: $n_f = 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Ainsi, pour la longueur totale de traces étudiée, le nombre de faux tridents est $N_f = 55$, et le nombre total de vrais $N_v = 111$; d'où la section efficace macroscopique expérimentale $n_{v_{\text{exp}}} = (9,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. BLOCK¹⁾ et d'autres auteurs donnent la valeur théorique: $n_{v_{\text{th}}} = 6,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. L'écart de 27%, bien supérieur à l'erreur expérimentale, peut être dû au fait que les calculs théoriques se rapportent tous à une particule incidente lourde différente d'un électron, les termes d'échange et la contribution des diagrammes du type ci-dessous n'étant pas négligeable à nos énergies.



Nous remercions M. le Prof. CH. HAENNY qui a dirigé nos recherches. Notre gratitude va également au Dr CONNOLLY de l'Université de Cornell, ainsi qu'aux exploratrices de notre laboratoire. Ce travail a bénéficié de l'aide de la Commission Suisse de l'Energie Atomique.

¹⁾ M. M. BLOCK, D. T. KING, W. W. WADA, Phys. Rev. 96, 1627 (1954); G. RACAH, Nuovo Cimento 14, 93 (1937); T. MUROTA, A. VEDA, H. TANAKA, Progr. Theor. phys. 16, 482 (1956).

**The Isotopic Compositions and Concentrations of Lead
in Chondritic Stone Meteorites**

by Royal R. MARSHALL

Enrico Fermi Institute for Nuclear Studies, University of Chicago
(Present address: Physikalisches Institut der Universität Bern)

and DAVID C. HESS

(Argonne National Laboratory Lemont, Illinois)

Abstract

Microgram quantities of lead were volatilized from the chondrites RICHARDTON, HOLBROOK, BEARDSLEY, and PLAINVIEW, and were purified for mass spectrometric analysis. Samples of approximately 1 μg were surface-ionized using the boric acid technique¹⁾. The isotopic compositions found range from highly radiogenic lead, in the case of Richardton, to leads in the other three chondrites which are substantially less radiogenic than average lead in the crust of the earth. The lowest $\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204}$ ratio (13.6₇) was observed in Beardsley. Lead from Plainview had the following isotopic composition: $\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204} = 14.8_7$, $\text{Pb}^{207}/\text{Pb}^{204} = 13.6_1$, and $\text{Pb}^{208}/\text{Pb}^{204} = 34.0_0$.

From the present concentration determinations by the isotopic dilution method, the amount of lead in Beardsley appears to be about 0.13 p.p.m., and that in Richardton about 0.06 p.p.m. The leads in these meteorites are consistent within a factor of approximately two with the lead-lead ages and the independently measured uranium and thorium concentrations. The lead-lead age for Richardton is the same as that found by PATTERSON²⁾ for Nuevo Laredo, being 4.6×10^9 yr. The lead concentration measured for Forest City is 0.090 p.p.m., and that for HOLBROOK is 0.28 p.p.m. The average concentration for typical chondrites seems to be about 0.2 p.p.m. Accordingly, the abundance of lead is about one-third that estimated by SUESS and UREY³⁾.

Holbrook is quite anomalous in containing 2.5 times the amount of radiogenic lead that can be explained on the simple basis of the lead from the troilite in the Canyon Diablo and Henbury iron meteorites. One explanation for this discrepancy would be the reconstitution of Holbrook, as well as Nuevo Laredo and some other stone meteorites, within the last 1×10^9 years. At this time additional lead could have been mixed with meteoritic material which then coalesced to form «secondary objects». The latter must then have broken up and formed the stone meteorites.

The amount of lead on the surfaces of meteorites is comparable to the total amount inside. The isotopic composition of this surface lead indicates that it is principally terrestrial lead. The surface lead of HOLBROOK has the following isotopic ratios: $\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204} = 18.19$, $\text{Pb}^{207}/\text{Pb}^{204} =$

15.25, and $\text{Pb}^{208}/\text{Pb}^{204} = 36.05$. The contamination lead on the surface of Plainview has corresponding ratios of 19.14, 15.83, and 38.58.

References

- ¹⁾ HESS, D. C., MARSHALL, R. R., and UREY, H. C., 1957, Science, Vol. 126, p. 1291.
- ²⁾ PATTERSON, C. C., 1955, Geochim. et Cosmichim. Acta, Vol. 7, p. 151.
- ³⁾ SUESS, H. E., and UREY, H. C., 1956, Rev. Mod. Phys., Vol. 28, p. 53.

Cl³⁶ in Meteoriten

von CH. GFELLER, W. HERR, F. G. HOUTERMANS und H. OESCHGER
(Physikalisches Institut der Universität, Bern)
(Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz)

Bis jetzt sind an einigen Meteoriten die He³/H³-Verhältnisse gemessen worden und daraus Strahlungsalter berechnet worden. Das Strahlungsalter wird definiert als

$$T_s = \frac{\text{Anzahl He}^3\text{-Atome (korrigiert für Direktbildung)}}{\text{Anzahl Tritiumszerfälle pro Zeiteinheit}} \cdot$$

(korrigiert auf das Falldatum)

Der Gehalt an kosmogenem He³ gibt natürlich unter der Annahme, dass keine Verluste eingetreten sind, das Integral über die Erzeugung von He³ durch die kosmische Strahlung während der ganzen Lebensdauer des Meteoriten. Weiter setzt man voraus, dass die T-Produktion während dieser Zeit den gleichen Wert hatte, wie während der letzten mittleren Lebensdauer des T, d. h. 18 Jahre vor dem Fall des Meteoriten. Das Strahlungsalters, das für Steinmeteoriten stark zwischen einigen Millionen Jahren und ca. 240 Millionen Jahren variiert, ist wahrscheinlich zu deuten als die Zeit, zu der das heute vorliegende Meteoritenmaterial aus einem grösseren Körper entstanden ist, in welchem es vor der kosmischen Strahlung abgeschirmt war.

Die Tritiumaktivität gibt ein Mittel der kosmischen Strahlung über die letzten 18 Jahre. Es ist nun interessant, langlebiger Isotope zu suchen, die dann das Mittel über eine längere Zeit geben. In Frage kommen neben Tritium: B¹⁰(2,7·10⁶a), C¹⁴(5,57·10³a), Na²²(2,58a), Al²⁶(~8·10⁵a), Si³²(710a), Cl³⁶(3,08·10⁵a), A³⁹(265a), A⁴²(≥ 3,5a), K⁴⁰(1,25·10⁹a), Ca⁴¹(1,1·10⁵a), Ti⁴⁴(~10³a), Mn⁵³(2·10⁶a), Fe⁵⁵(2,6a), Fe⁶⁰(3·10⁵a), Co⁶⁰(5,24a), Ni⁶³(125a). Mit diesen radioaktiven Isotopen, kann einerseits die Konstanz der kosmischen Strahlung untersucht werden, andererseits liefern sie mehr Angaben um ein Strahlungsalter aus dem Verhältnis einer dieser Aktivitäten nicht nur zu der kosmogen erzeugten

Menge der Zerfallsprodukte dieser Elemente, sondern auch aus dem Verhältnis He^3 und anderen radiogen erzeugten Isotopen^{1) 2)} zu berechnen. Die Messung der T -Aktivität ist nur an Meteoriten, die in den letzten 30 bis 40 Jahren gefallen sind, möglich, während für die Messung langlebiger Aktivitäten vielmehr Material zur Verfügung steht. Natürlich erfordert eine solche Berechnung des Strahlenalters die Kenntnis des Verhältnisses der Spallationsquerschnitte für die Erzeugung der fraglichen aktiven Isotope, sei es durch direkten Vergleich an Meteoriten, sei es durch Spallationsexperimente an Beschleunigern bei verschiedenen Energien. Dazu kommt noch, dass das Verhältnis A^{36} aus Cl^{36} zu direkt erzeugtem A^{36} viel günstiger liegt als das Verhältnis He^3 aus H^3 zu He^3 direkt. Wir haben bis heute aus dem Meteoriten Sichote Alin das Cl^{36} extrahiert und gemessen. In dem uns zur Verfügung stehenden Stück Sichote Alin von 200 g war mit chemischen Methoden kein Chlor nachzuweisen. Das Eisen wurde in verdünnter Salpetersäure gelöst, dann 20 mg Chloridionen als Träger und 150 mg J^- -Ionen als Fremdträger zugegeben und anschliessend das Silber-Halogenid abgetrennt. Mit der Restlösung wurde die Cl-Abtrennung noch mehrere Male wiederholt und das Cl mehrfach durch Destillation gereinigt. Das verwendete Zählrohr wurde speziell für Messungen schwacher Aktivitäten von β -Strahlern konstruiert³⁾. Es besteht im Prinzip aus zwei konzentrisch ineinander geschobenen Zylindern. Der so gebildete Hohlzylinder ist mit Anodendrähten versehen und wird als Zählrohr der Antikoinzidenzimpulse gebraucht, gleich wie das bei dem Zählrohr von HOUTERMANS und OESCHGER⁴⁾ der Fall ist. Das innere Rohr wird durch die Präparatunterlage in zwei Hälften geteilt, die je mit einem Zähldraht versehen sind. Die Präparatunterlage kann sehr dünn gewählt werden, so dass das Zählrohr eine 4- π -Geometrie aufweist. Zum Messen des Cl^{36} musste aus technischen Gründen eine dicke Präparatunterlage verwendet werden, so dass nur mit einer 2- π -Geometrie gearbeitet werden konnte. Die Dicke der Wand zwischen innerem Rohr und Antikoinzidenzanordnung wird so gewählt, dass sie gerade der Maximalreichweite der vom Präparat emittierten Elektronen entspricht. Damit das Präparat die Feldverhältnisse im Rohr nicht stört, wurde es mit einer dünnen Schicht (weniger als 0,1 mg/cm²) Aluminium bedampft. Gemessen wurde im Proportionalbereich und das eigentliche Zählrohr in Antikoinzidenz mit dem Kranz und dem anderen inneren Rohr geschaltet. Der Nulleffekt beträgt mit dieser Anordnung in einer Abschirmung von 250 g/cm² etwa 0,5 cpm. Als Präparat für die Nulleffektmessung wurde vom gleichen Chlor verwendet, das als Träger gebraucht worden war. Die Ausbeute wurde mit zwei Präparaten bekannter Aktivität gemessen und anschliessend durch eine rechnerische Abschätzung unter Berücksichtigung der Rückstreuung und der Selbstabsorption kontrolliert und betrug etwa 45%. Als Netto-

effekt wurden $0,150 \pm 0,018$ cpm gemessen. Dies entspricht einer Aktivität von $5,8 \pm 0,7$ dpm/kg Meteorit. Dieser Wert entspricht demjenigen, der mit Hilfe des Argongehaltes abgeschätzt wurde, recht gut. Mit Hilfe eines Hundertkanal Impulshöhenanalysators wurde anschliessend ein Impulshöhenspektrum der Zählrohrimpulse aufgenommen. Die Spektren des Meteoritenpräparates und des Cl³⁶-Standard-Präparates stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein, so dass angenommen werden darf, dass es sich bei der gemessenen Aktivität um Cl³⁶, das durch Spallation in Meteoriten entstanden ist, gehandelt hat. Der hier gefundene Gehalt an Cl³⁶ stimmt gut in der Grössenordnung von J. ARNOLD und Mitarbeiter (mündliche Mitteilung) und dem von E. L. SPRENKEL⁵⁾ gemessenen Werten an Sichote Alin und anderen Meteoriten überein.

Herrn Prof. Dr. KRINOW danken wir für die Überlassung des Meteoritenmaterials, ferner der Kommission für Atomwissenschaften des Schweizerischen Nationalfonds und der Schweizerischen Kommission für Atomenergie für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit und den Von Roll'schen Eisenwerken für das zur Verfügung gestellte Abschirmungsmaterial.

Literatur

- ¹⁾ H. WÄNKE, Z. Naturf. 3a, 645 (1958).
- ²⁾ H. WÄNKE und H. HINTENBERGER, Z. Naturf. 3a, 895 (1958).
- ³⁾ CH. GFELLER, Liz. Arbeit, 1959.
- ⁴⁾ F. G. HOUTERMANS und H. OESCHGER, Helv. Phys. Acta, Vol. XXVIII, 464 (1955).
- ⁵⁾ E. L. SPRENKEL, Bull. APS 4, 223 (1958).

Blei-Isotopenverhältnisse sedimentärer Uranvorkommen in der Schweiz und in Italien

von G. FERRARA*), D. LEDENT**) und H. STAUFFER***)

Die Blei-Isotopenverhältnisse einiger uranführender Vererzungen in den italienischen und schweizerischen Alpen und ihre U²³⁸/Pb²⁰⁶-Alter wurden bestimmt. Bei den untersuchten Proben handelt es sich um sedimentäre Vorkommen. Die italienischen Proben stammen aus den Westalpen. Es sind Glimmerschiefer mit einem Urangehalt bis zu einigen Prozent. Die schweizerischen Proben sind Serizitquarzite und Casannaschiefer

*) C. N. R. N. Laboratorio di geologia nucleare, Pisa.

**) Laboratoire de Minéralogie, Université Libre, Bruxelles.

***) Physikalisches Institut der Universität, Bern.

des Bernhardkristallins mit einem Urangehalt von weniger als einem Prozent¹⁾.

Eine eingehende Beschreibung der chemischen Aufarbeitung der Gesteinsproben und der Extraktion des Bleis²⁾ ist erschienen in³⁾.

Isotopenanalyse

Die Isotopenanalysen wurden mit einem richtungsfokussierenden 60°-Massenspektrometer mit 20 cm Radius durchgeführt. Die Ionen wurden mit einer speziellen, auf dem Prinzip der indirekten Oberflächenionisation beruhenden, thermischen Ionenquelle erzeugt⁴⁾. Die verwendeten Substanzmengen betrugen 20–50 µg pro Probe. Es wurden Ionenströme von 10^{-15} bis 10^{-14} Ampère während zwei bis drei Stunden erreicht. Zum Nachweis der Ionenströme wurde ein 20stufiger Elektronenvervielfacher, der aus zwei Dynodensystemen vom Typ Dumont 6292 aufgebaut wurde, verwendet.

Tabelle 1

	Probe	$\frac{208}{206}$	$\frac{207}{206}$	$\frac{204}{206}$	$\frac{208}{204}$
Italienische Proben	Preit 2	0,3285 ± 0,0030	0,1750 ± 0,0030	0,00845 ± 0,00050	38,90 ± 2,50
	Preit 3	0,8030 ± 0,0040	0,3580 ± 0,0020	0,02080 ± 0,00030	38,60 ± 0,40
	Salabessa	0,7975 ± 0,0040	0,3535 ± 0,0020	0,02055 ± 0,00035	38,80 ± 0,80
	Bric Colmè	0,4300 ± 0,0700	0,2100 ± 0,0700	0,11200 + 0,00600	38,40 ± 2,50
Schweizerische Proben	Isérables	1,515 ± 0,025	0,6230 ± 0,0050	—	—
	Sarreyer	0,6925 ± 0,0045	0,3070 ± 0,0030	0,01760 ± 0,00035	39,35 ± 0,80
	Ackersand	1,2260 ± 0,0080	0,5165 ± 0,0055	0,03120 ± 0,00130	39,25 ± 1,65
	Gougra	0,4525 ± 0,0040	0,2270 ± 0,0025	0,01150 ± 0,00030	39,35 ± 1,05
	Korrekturblei	2,0950 ± 0,0210	0,8520 ± 0,0085	0,05465 ± 0,00055	38,35 ± 0,40

Die Resultate der Isotopenanalysen sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die angegebenen Fehler umfassen den dreifachen mittleren Fehler des Mittelwertes aus ca. 30 Einzelwerten und einen Fehler für die Umschaltfaktoren. Für die Korrektur auf accessorisches Blei wurden die Mittelwerte aller in Bern gemessener gewöhnlicher Bleie aus Europa verwendet und mit einem Fehler von 1% versehen. Der grösste Teil der

gemessenen europäischen Bleie liegt innerhalb dieser Fehlergrenze. Für die italienischen Proben wurde das Th/U-Verhältnis bestimmt. Es war für alle Proben kleiner als 10^{-4} . Das zeigt, dass der Anteil an radiogenem Pb^{208} vernachlässigt werden kann, und dass die Korrektur für accessorisches Blei auf das Isotop 208 bezogen werden darf. Dies wird auch bestätigt durch die Übereinstimmung der gemessenen 208/204-Verhältnisse mit dem des Korrekturbleis.

Altersbestimmung

Die Altersbestimmung wurde nach der $\text{U}^{238}/\text{Pb}^{206}$ -Methode durchgeführt, wobei das chemische Verhältnis U/Pb nach der RaD-Methode bestimmt wurde⁵⁾. Diese benutzt die Tatsache, dass für jedes radioaktiven Tochterelement einer Zerfallsreihe, die sich im radioaktiven Gleichgewicht befindet, die Beziehung gilt:

$$N_m \cdot \lambda_m = N_t \cdot \lambda_t ,$$

wobei m resp. t für Mutterelement resp. Tochterelement gesetzt sind. Hier wird das RaD (Pb^{210}) verwendet. Aus der spezifischen Aktivität des abgetrennten Bleis und dessen Isotopen-Verhältnissen lässt sich das U/Pb- bzw. $\text{U}^{238}/\text{Pb}^{206}$ -Verhältnis ermitteln.

Tabelle 2

	Probe	$\text{Pb}_{\text{rad}}^{206}/\text{Pb}_{\text{tot}}$ in Gew.-Proz.	Zerfälle RaD mg $\text{Pb}_{\text{tot}} \cdot \text{sec}$	Zerfälle RaD mg $\text{Pb}_{\text{rad}}^{206} \cdot \text{sec}$	$\frac{238}{206}$ -Alter in Ma
Ital. Proben	Preit 2	55,60	236	424	215
		$\pm 0,70$	± 7	± 20	± 12
	Preit 3	28,15	156	554	165
		$\pm 0,45$	± 5	± 27	± 8
	Salabessa	28,40	271	954	97
		$\pm 0,45$	± 8	± 45	± 5
Schweiz. Proben	Bric Colmè	48,00	242	505	180
		$\pm 1,00$	± 7	± 25	± 9
	Isérables	8,67	663	7640	15
		$\pm 0,74$	± 20	± 900	± 3
	Sarreyer	33,05	92	280	320
		$\pm 0,45$	± 3	± 13	± 15
	Ackersand	14,9	203	1360	69
		$\pm 0,7$	± 16	± 125	± 3
	Gougra	46,2	105	272	395
		$\pm 0,7$	± 6	± 14	± 25

Die Aktivitätsmessung erfolgte mit einem Flüssigkeits-Zählrohr⁶⁾. Die Bleikonzentration der verwendeten Lösung wurde polarographisch bestimmt. Die Resultate sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Die angege-

benen Fehler umfassen einen Fehler von 1% für die Polarographie und einen Fehler von 2% für die Standard-Lösung des Zählers.

Die berechneten Alter sind ebenfalls in Tabelle 2 angegeben. Infolge der sehr grossen Gehalte an accessorischem Blei ist es nicht möglich, die U^{235}/Pb^{207} - und die Pb^{206}/Pb^{207} -Alter mit genügender Genauigkeit anzugeben. Immerhin ergibt eine Abschätzung, dass diese Werte mit den angegebenen U^{238}/Pb^{206} -Altern größenordnungsmässig übereinstimmen.

Aus den Resultaten lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

Italienische Proben: Nach der vorgeschlagenen Hypothese der syn-genetischen Entstehung dieser Lagerstätten müsste sich das Uran gleichzeitig oder unmittelbar nach der sehr wahrscheinlich oberpermischen Sedimentation angereichert haben. Das Resultat bestätigt diese Hypothese weitgehend und ergibt für das Alter der Sedimente einen mittleren Wert von ca. 190 Ma. Die gefundene Ausnahme (Probe Salabessa) zeigt, dass in einigen Fällen eine sekundäre Anreicherung des Urans – vermutlich während der alpinen Metamorphose – stattgefunden hat.

Schweizerische Proben: Hier lassen sich noch keine eindeutigen geologischen Schlüsse ziehen. Die Resultate weiterer Messungen müssen abgewartet werden.

Literatur

- 1) HÜGI, TH., F. DE QUERVAIN und G. WELTI, *Experientia* 14, 234 ff. (1958).
- 2) Für die beiden Proben Ackersand und Gougra wurde die Extraktion des Bleis im anorganisch-chemischen Institut der Universität Bern unter Leitung von Herrn Professor Buser durchgeführt.
- 3) G. FERRARA, D. LEDENT und H. STAUFFER, *Studi e Richerche della Divisione Geomineraria* 1, 725 ff. (1958).
- 4) H. STAUFFER, Dissertation, Bern 1958; J. GEISS und H. STAUFFER, erscheint demnächst in *Helv. Phys. Acta*.
- 5) F. G. HOUTERMANS, *Sitz. Ber. Heidelb. Akad. d. Wiss.*, 2. Abhandlung, 1951; F. BEGEMANN, H. v. BUTTLER, F. G. HOUTERMANS, N. ISAAC und E. PICCIOTTO, *Geochim. et Cosmochim. Acta* 4, 21 ff. (1953).
- 6) Für die beiden Proben Ackersand und Gougra wurde die Aktivitätsmessung von Herrn J. FEITKNECHT mit einem 2- π -Zählrohr durchgeführt.

Isotopenanalysen des Osmiums aus Eisenmeteoriten und irdischen Proben

von W. HERR und E. MERZ (Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz)
und

J. GEISS, B. HIRT und F. G. HOUTERMANS (Physik. Institut der Universität Bern)

Die Messungen von Osmiumisotopenverhältnissen wurden zum Zwecke der Altersbestimmungen in Eisenmeteoriten und zur Untersuchung der Geochemie von Osmium und Rhenium unternommen*).

*) Die Halbwertszeit von Re^{187} ist zu $(6,2 \pm 0,7) \cdot 10^{10}$ Jahren bestimmt¹⁾.

Das Osmium wurde, kontrolliert durch Addition des radioaktiven Os¹⁹¹, aus je etwa 200 g Meteoritenprobe extrahiert und in OsO₄ übergeführt. Dieses wurde in einem Glaskolben bei tiefer Temperatur verdampft und in den vergoldeten Ionisationsraum des Massenspektrometers geleitet, wobei das Gas nur mit Glas, Teflon und Gold in Kontakt kam. Die Ionen wurden mittels Multiplier gemessen, eine Massenkorrektur wurde nicht angebracht.

Tabelle 1

Probe	Os ¹⁸⁷ /Os ¹⁸⁶	Probe	Os ¹⁸⁷ /Os ¹⁸⁶
<i>Meteoriten</i>		<i>Irdische Proben</i>	
Henbury I	1,125 ± 0,030	Os-Ir Ural	1,025 ± 0,009
Xiquipilco (a)	1,064 ± 0,016	Os-Ir Australien I	1,088 ± 0,013
Canon Diablo	1,127 ± 0,015	Os-Ir Australien II	1,020 ± 0,008
Xiquipilco (b)	1,064 ± 0,020	Standard Merck (a)	0,968 ± 0,035
Henbury II	1,079 ± 0,011	Standard Merck (b)	0,989 ± 0,015
Tocopilla	1,410 ± 0,012	Standard Merck (c)	0,986 ± 0,018
		Standard Merck (d)	1,025 ± 0,017
		Standard Merck (e)	0,984 ± 0,010

Tabelle 1 zeigt die Os¹⁸⁷/Os¹⁸⁶ Ergebnisse sämtlicher von uns gemessener Proben. In allen Proben wurden auch die Häufigkeiten der Isotope 188, 189, 190 und 192 gemessen. Diese stimmten stets innerhalb der Fehlergrenzen mit den Daten von NIER²⁾ überein. Die Messung der Meteoritenprobe Henbury I wurde bereits früher mitgeteilt³⁾. Bei allen späteren Proben wurden zwei bis vier der verschiedenen Ionenströme Os⁺, OsO₂⁺, OsO₃⁺ und OsO₄⁺ gemessen. Diese stimmten stets innerhalb der Fehlergrenzen überein. Tabelle 2 zeigt die Einzelergebnisse einiger Messungen. Die angegebenen Fehler sind, wie auch in Tabelle 1, die dreifachen mittleren quadratischen Fehler des Mittelwertes.

Tabelle 2

	Tocopilla Os ¹⁸⁷ /Os ¹⁸⁶	Australien I Os ¹⁸⁷ /Os ¹⁸⁶	Standard Merck (b) Os ¹⁸⁷ /Os ¹⁸⁶
Os ⁺	1,406 ± 0,017	1,092 ± 0,027	0,991 ± 0,030
OsO ₂ ⁺	—	1,085 ± 0,048	—
OsO ₃ ⁺	1,410 ± 0,045	1,082 ± 0,052	—
OsO ₄ ⁺	1,413 ± 0,015	1,089 ± 0,009	0,989 ± 0,012

Das abweichende Ergebnis der Messung (d) am Merck-Standard ist so zu erklären, dass dieses Os-Präparat aus einer anderen Lieferung

stammte. Die beiden Henbury Proben (I und II) stammen aus verschiedenen Stücken dieses Meteoriten, die Xiquipilco Proben (*a* und *b*) aus demselben Stück.

Das Ergebnis der Probe Australien I zeigt, dass es Variationen von mindestens 8% im Os¹⁸⁷-Gehalt in irdischem «gewöhnlichem» Osmium gibt. Diese Variationen werden nur von denen des gewöhnlichen Bleis übertroffen, beim irdischen gewöhnlichen Strontium und Calcium sind die Unterschiede geringer.

Die gemessenen Unterschiede der Os¹⁸⁷-Gehalte im Osmium der Eisenmeteoriten ist für Altersbestimmungen sehr versprechend. Wir haben daher auch Bestimmungen der chemischen Häufigkeiten von Rhenium und Osmium durch Neutronenaktivierung in denselben Meteoriten vorgenommen. Dabei muss berücksichtigt werden, dass Rhenium in den Meteoriten inhomogen verteilt sein kann. Unsere Versuche, repräsentative Werte für die Rheniumgehalte zu ermitteln, sind noch nicht abgeschlossen. Sichere Altersberechnungen können daher noch nicht vorgenommen werden.

Literaturverzeichnis

- ¹⁾ W. HERR und E. MERZ, Zeitschrift für Naturforschung 13a, 231 (1958).
- ²⁾ A. O. NIER, Phys. Rev. 52, 885 (1937).
- ³⁾ J. GEISS, B. HIRT, P. SIGNER, W. HERR, E. MERZ, Helv. Phys. Acta 31, 324 (1958).

Eine strahlungslös regenerierbare Thermoluminiszenz-Erscheinung

von N. GRÖGLER und H. STAUFFER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Es wurde bereits früher über die strahlungslös regenerierbare Thermoluminiszenz des Ton-Minerals Dickit berichtet¹⁾. Im Anschluss an die dort beschriebenen Experimente wurden einige weitere Untersuchungen durchgeführt. Die vorhandene Schnell-Aufheizapparatur²⁾ wurde derart umgebaut, dass die Proben sowohl im Vakuum als auch in verschiedenen Gas-Atmosphären aufgeheizt und die dabei entstehenden Glow-Kurven und Abkühl-Leuchtkurven gemessen werden können.

1. *Variation der Gas-Atmosphäre*: Die Dickit-Proben wurden nacheinander bei Atmosphärendruck in Luft, Sauerstoff, Stickstoff, Argon, Helium und Kohlendioxyd aufgeheizt. Die beim Aufheizen und beim Abkühlen total emittierten Lichtsummen hängen stark von der Art des Gases ab: N₂, Ar und He verstärken die Effekte gegenüber Luft, O₂ und CO₂ verkleinern sie.

2. Variation des Gasdruckes: Der Einfluss der Variation des Gasdruckes auf die beim Aufheizen und beim Abkühlen total emittierten Lichtsummen ist für die verschiedenen Gase sehr unterschiedlich. Für N_2 und Luft findet mit abnehmendem Druck zuerst eine Zunahme und nachher eine Abnahme des Lichtintegrals statt.

3. Druckerhöhung bei konstanter Temperatur: Die Aufheizvorrichtung wurde auf einen Druck von 0,1 mm Hg-Säule evakuiert. Druckerhöhung bei konstanter Temperatur durch Zufuhr der oben erwähnten Gase bewirkte in jedem Fall eine Lichtemission. Diese war am stärksten bei N_2 .

Diskussion der Ergebnisse: Gestützt auf die bis jetzt vorliegenden experimentellen Ergebnisse schlagen wir folgende Hypothese für den vorliegenden Leuchtmechanismus vor:

Bestimmend für die beobachteten Effekte ist ein temperatur- und druckabhängiges Gleichgewicht. Als solches kommt die Adsorption von Gasen in Frage.

Beim Aufheizen werden adsorbierte Gase ausgetrieben. Die dazu notwendige Energie wird durch Wärme zugeführt.

Beim Abkühlen werden entsprechende Gasmengen wieder adsorbiert. Die Adsorptionsenergie wird frei. Diese ist verantwortlich für die Anregung von Elektronen. Ein Teil dieser Elektronen rekombiniert spontan mit dem Grundzustand, unter Emission eines Lichtquants oder strahlungslos. Dies ergibt das Abkühl-Leuchten. Der andere Teil der Elektronen wird in Haftstellen gefangen.

Bei erneutem Aufheizen werden die beim Abkühlen gefüllten Haftstellen entleert und die Elektronen rekombinieren mit dem Grundzustand. Dadurch wird das Aufheiz-Leuchten erzeugt. Zugleich erfolgt wieder Desorption der adsorbierten Gase, und die Prozesse wiederholen sich.

Diese Hypothese wird durch die bis jetzt vorliegenden experimentellen Ergebnisse weitgehend gestützt. Insbesondere die unter 3. genannten Experimente und die Tatsache, dass jede grössere Temperatursenkung im Bereich von Zimmertemperatur bis $500^\circ C$ zu einer Lichtemission führt, wobei die emittierte Lichtmenge von der Grösse des Temperaturintervalls abhängt, weisen auf einen Zusammenhang mit der Gasadsorption hin. Es würde sich somit um eine spezielle Chemo-Luminiszenz, verbunden mit einer strahlungslos regenerierbaren Thermoluminiszenz handeln, wobei die Schicht-Struktur des Dickit-Gitters eine entscheidende Rolle spielen dürfte. Bemerkenswert ist die Tatsache, dass auch die beiden Edelgase He und Ar dieselben Effekte zeigen, obschon sie relativ zu N_2 und O_2 in der Regel schlechter adsorbiert werden.

Über den eigentlichen Mechanismus der Anregung der Elektronen kann noch keine Aussage gemacht werden. Die bei der Gasadsorption frei werdenden Energien betragen in der Regel einige Zehntel Elektronvolt. Dies

wird schon dadurch gezeigt, dass durch Temperaturerhöhung die adsorbierten Gase wieder befreit werden. Somit müssten die Adsorptionsenergien mehrerer adsorbiert Moleküle zusammenwirken, um ein Elektron anzuregen.

Literatur

- 1) N. GRÖGLER und H. STAUFFER, *Helv. Phys. Acta* 32, 129 ff. (1959).
 - 2) F. G. HOUTERMANS, E. JÄGER, M. SCHÖN und H. STAUFFER, *Ann. d. Phys.* 20, 283 ff. (1957).
-

Structure hyperfine du spectre de résonance magnétique du chrome dans le rutile

par J. SIERRO et R. LACROIX
 (Institut de physique de l'Université de Genève)
 et K. A. MULLER
 (Battelle Memorial Institute, Genève)

La résonance paramagnétique d'ions Cr^{3+} a été étudiée dans un cristal de rutile (TiO_2) où ils sont substitués à des ions Ti^{4+} à raison d'un pour 50 000.

Bien que le rutile appartienne au système tétragonal, les deux ions de titane de sa maille élémentaire sont soumis à un champ électrique de symétrie orthorhombique créé par les six ions d'oxygène voisins disposés selon les sommets d'un octaèdre déformé.

L'état fondamental de l'ion Cr^{3+} dans le champ cristallin est un quadruplet de spin ($S = 3/2$) qui se décompose, sous l'action combinée de l'interaction spin-orbite et de la partie non cubique du champ électrique, en deux doublets séparés par une différence d'énergie ΔU . Nos mesures de la structure fine¹⁾ nous ont donné pour ΔU la valeur $1,45 \text{ cm}^{-1}$.

Le chrome naturel contient 90,45% d'isotopes pairs de spin nucléaire $I = 0$ et 9,55% de Cr^{53} pour lequel $I = 3/2$. Pour ce dernier isotope il convient donc de tenir également compte de l'interaction du spin électronique \vec{S} avec le spin nucléaire \vec{I} .

Si on choisit comme axes de référence les axes de symétrie locale, l'axe z étant l'axe tétragonal du cristal, l'hamiltonien de spin pour le Cr^{53} sera de la forme:

$$\mathfrak{H} = \beta \sum_i g_i B_i S_i + D S_z^2 + E (S_x^2 - S_y^2) + \sum_i K_i S_i I_i$$

Nos mesures, effectuées à la fréquence de 9200 MHz, ont porté en particulier sur la détermination des constantes K_i . Dans la limite des erreurs, nous les avons trouvées égales entre elles (interaction isotrope), avec la valeur

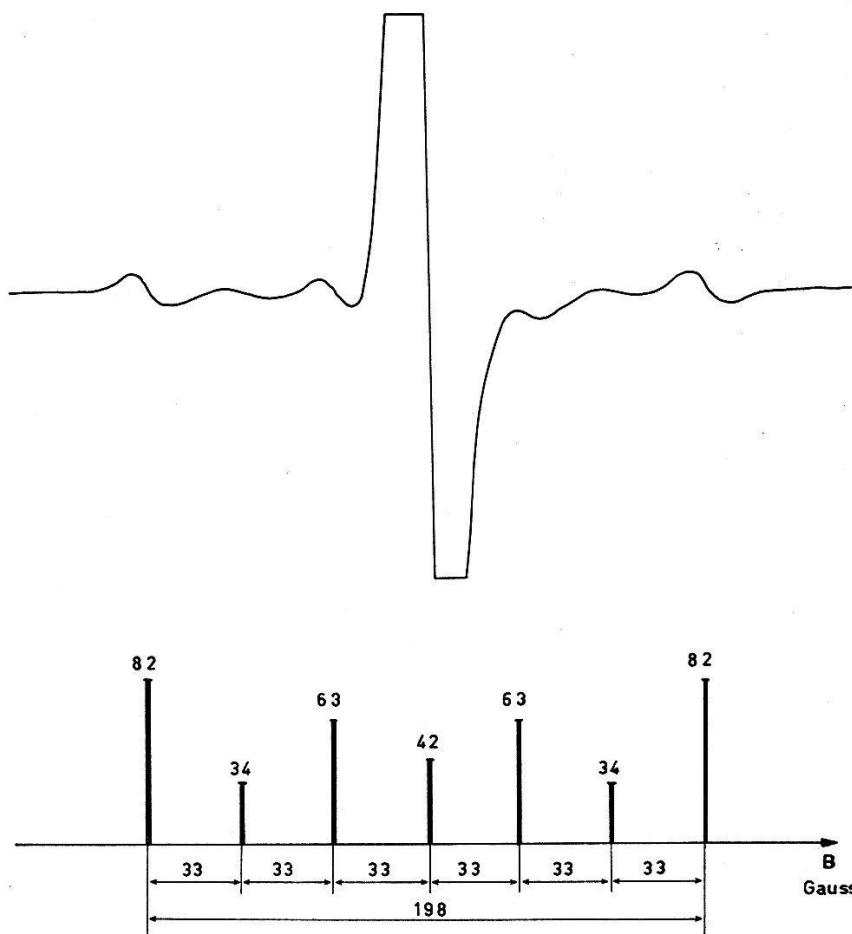
$$K = 17 \pm 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$$

qui est supérieure à celle publiée par GERRITSEN *et al.*²⁾.

De l'isotropie de la partie nucléaire de l'hamiltonien $\mathfrak{H}_N = K(\vec{S} \cdot \vec{I})$ on serait tenté de conclure à une structure hyperfine isotrope qui, étant donné les valeurs de I et K , consisterait en un spectre de quatre raies équidistantes d'égale intensité, et dont l'extension totale serait de 54 gauss.

En réalité un tel spectre s'observe lorsque \vec{B} est parallèle à l'un des axes de symétrie locale de l'ion chrome, alors que, pour des directions intermédiaires, la structure hyperfine présente une anisotropie pouvant être considérable, l'extension du spectre hyperfin dépassant dans certains cas 200 gauss.

Cette anisotropie résulte du mécanisme suivant : L'écart $\Delta U = 1,45 \text{ cm}^{-1}$ entre les niveaux pour $B = 0$ étant grand par rapport à la séparation due au champ magnétique, qui vaut à la résonance $0,31 \text{ cm}^{-1}$, les états du



système ne sont pas caractérisés par le nombre quantique magnétique de spin M , qui n'est pas un bon nombre quantique. Ces états sont donc combinaisons linéaires des états $|M\rangle$.

On considère ensuite les éléments de matrice de $\mathfrak{H}_N = K(\vec{S} \cdot \vec{I})$,

$$\langle Mm | \mathfrak{H}_N | M'm'' \rangle,$$

où m est le nombre quantique magnétique nucléaire. Ceux-ci répondent à la règle de sélection $\Delta M = -\Delta m = 0, \pm 1$.

Les états de spin étant en général superposition d'états $|M\rangle$ dont M diffère d'une unité, la matrice de \mathfrak{H}_N relative à un niveau de spin contient des éléments non diagonaux susceptibles de modifier substantiellement l'ampleur de la structure hyperfine. Corrélativement, des raies supplémentaires, habituellement d'intensité extrêmement faible (raies interdites), ont des probabilités de transition importantes.

L'accord entre les mesures et la théorie est très satisfaisant, tant pour la position des raies que pour leur intensité. On peut aisément s'en rendre compte sur la figure, qui représente le spectre hyperfin mesuré et calculé pour une des deux raies observées lorsque le champ magnétique forme des angles égaux avec les axes x et y et un angle de 20° avec l'axe z . La grande raie centrale, qui n'est pas indiquée sur le spectre théorique, est celle des isotopes pairs.

Cette expérience nous montre tout l'intérêt qu'il peut y avoir à considérer l'influence du champ cristallin sur la structure hyperfine. Dans le but d'approfondir ce type de phénomène, nous avons engagé une recherche analogue sur l'ion Mn^{4+} placé également dans le réseau du rutile.

Nous tenons à remercier le Dr A. LINZ, qui a mis à notre disposition le cristal de rutile, ainsi que le Dr H. GRÄNICHER, qui a orienté les échantillons.

Nos remerciements vont également au Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique grâce auquel ces recherches sont réalisées.

Bibliographie

- ¹⁾ J. SIERRO, K. A. MULLER et R. LACROIX, Archives des Sciences 1959 (sous presse).
- ²⁾ H. J. GERRITSEN, S. E. HARRISON, H. R. LEWIS et J. P. WITTKE, Physical Review Letters 2, 153 (1959).

Lösungsmittleinfluss auf die relative Lage der Ringprotonenresonanzlinien in aromatischen Molekülen

von P. DIEHL und I. GRÄNACHER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Frühere kernmagnetische Resonanzuntersuchungen¹⁾ an Phenolen zeigten, dass gleichzeitig mit den typischen Verschiebungen der OH-Protonenlinien durch Wasserstoffbrückenbindung relative Verschiebungen der Ringprotonen auftreten. Ausgehend von diesen Messungen stellten wir uns die Frage, ob es nicht möglich ist, die grosse Polarisierbarkeit der π -Wolke zu benützen, um in monosubstituierten Benzolen

Komplexbildung durch zwischenmolekulare Wechselwirkungen anderer Art als der H-Brücke nachzuweisen. Wir machten zu diesem Zweck Verdünnungsreihen mehrerer monosubstituierter Benzole in verschiedenen Lösungsmitteln und fanden ähnliche Effekte wie in Phenol, d. h. Verschiebungen der Orthoprotonenlinien relativ zu den Meta- und Paralinien.

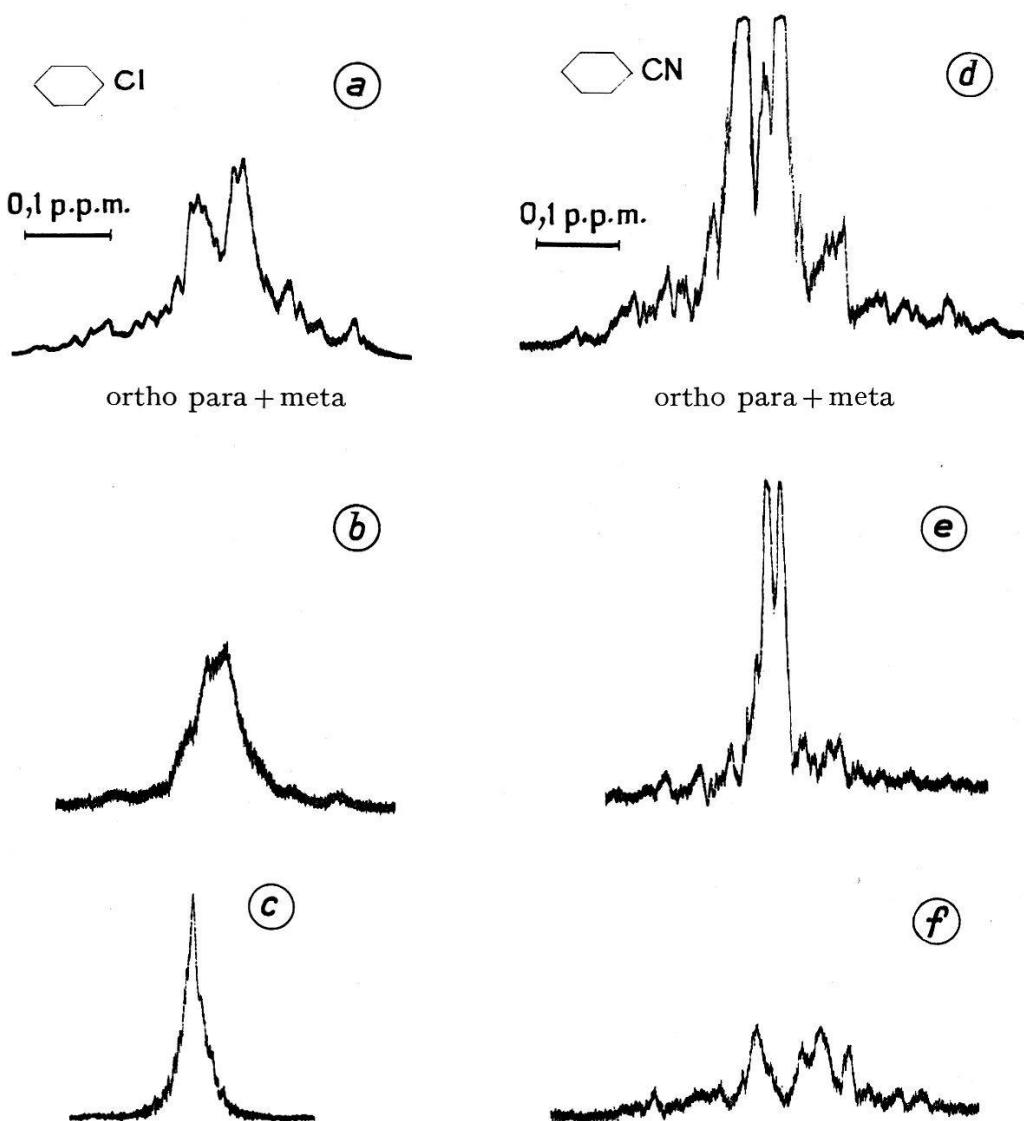


Fig. 1

Einfluss der Lösungsmittel auf die Spektren von Chlorbenzol und Benzonitril
 a) Chlor-Benzol rein; b) Chlor-Benzol 5 Mol % in Cyclohexan; c) Chlor-Benzol 5 Mol % in Aceton; d) Benzonitril rein; e) Benzonitril 5 Mol % in Schwefelkohlenstoff; f) Benzonitril 5 Mol % in Dioxan.

Figur 1 zeigt in einigen Spektren den Einfluss des Lösungsmittels. Die Veränderung der Spektren wird in diesen Fällen besonders deutlich, weil die chemische Verschiebung und die Spin-Spin-Kopplung von gleicher Größenordnung sind.

In Figur 2 wird der Einfluss des Lösungsmittels Acetonitril auf Anisol und Brombenzol gezeigt. Zwei ähnliche Spektren werden in diesem Fall durch das gleiche Lösungsmittel sehr verschiedenbeeinflusst.

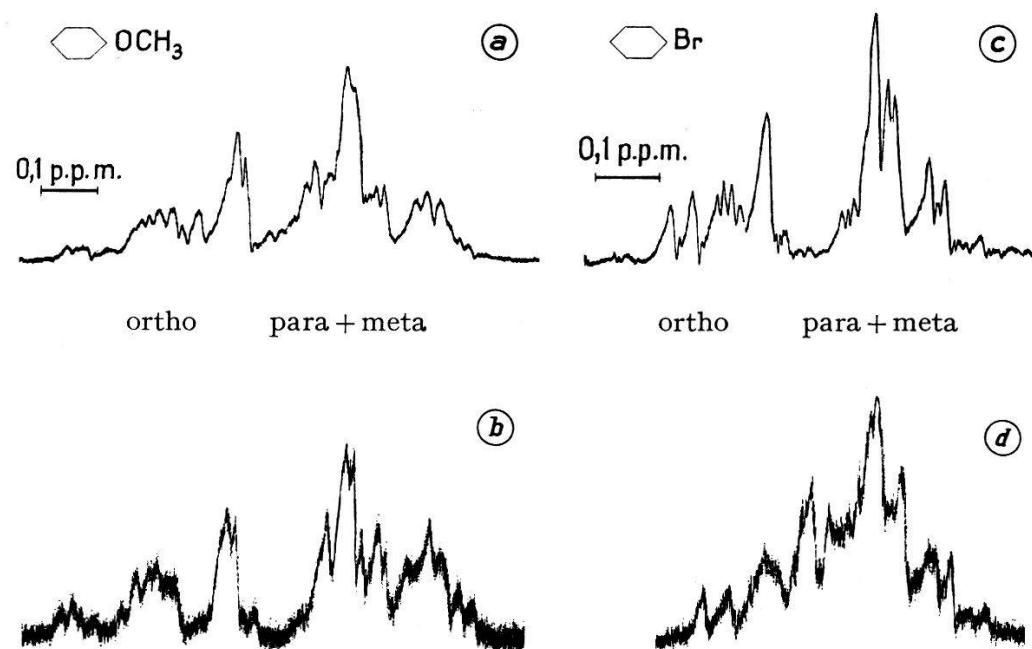


Fig. 2

Lösungsmitteleinfluss auf die Spektren von Anisol und Brombenzol

- a) Anisol rein; b) Anisol 5 Mol % in Acetonitril; c) Brombenzol rein;
- d) Brombenzol 5 Mol % in Acetonitril

Während es sehr schwierig sein dürfte, im einzelnen Fall quantitative Aussagen zu machen, lassen die Spektren der Figur 2 doch eine qualitative Deutung zu. Als Wechselwirkung kommen in Frage: Orientierung und Anziehung von Dipolen, Polarisation von Ladungssystemen und quantenmechanische Effekte (Dispersionskräfte und Elektronen-Donator-Akzeptor-Wechselwirkungen²⁾). Im Anisol tritt ein schwächer, sterisch schlecht zugänglicher Dipol in Wechselwirkung mit dem starken Dipol Acetonitril. Brombenzol weist ein stärkeres Dipolmoment auf, das besser zugänglich ist. Außerdem ist das substituierte Bromatom stark polarisierbar. Die Wechselwirkung ist in der Folge stärker als im Anisol. Es finden im Brombenzolring Ladungsverschiebungen statt.

Im Fall des Anilins (Fig. 3) ist ersichtlich, dass die Beeinflussung der Spektren durch zwischenmolekulare Kräfte eindeutig durch sogenannte Wasserstoffbrücken am stärksten ist, sei es in Aceton (O—H—N) oder in Acetonitril (N—H—N).

Eine Zusammenstellung einiger gemessener Verschiebungen (Fig. 4) zeigt, wie schwierig es ist, eine allgemein gültige Deutung für diese Werte zu finden.

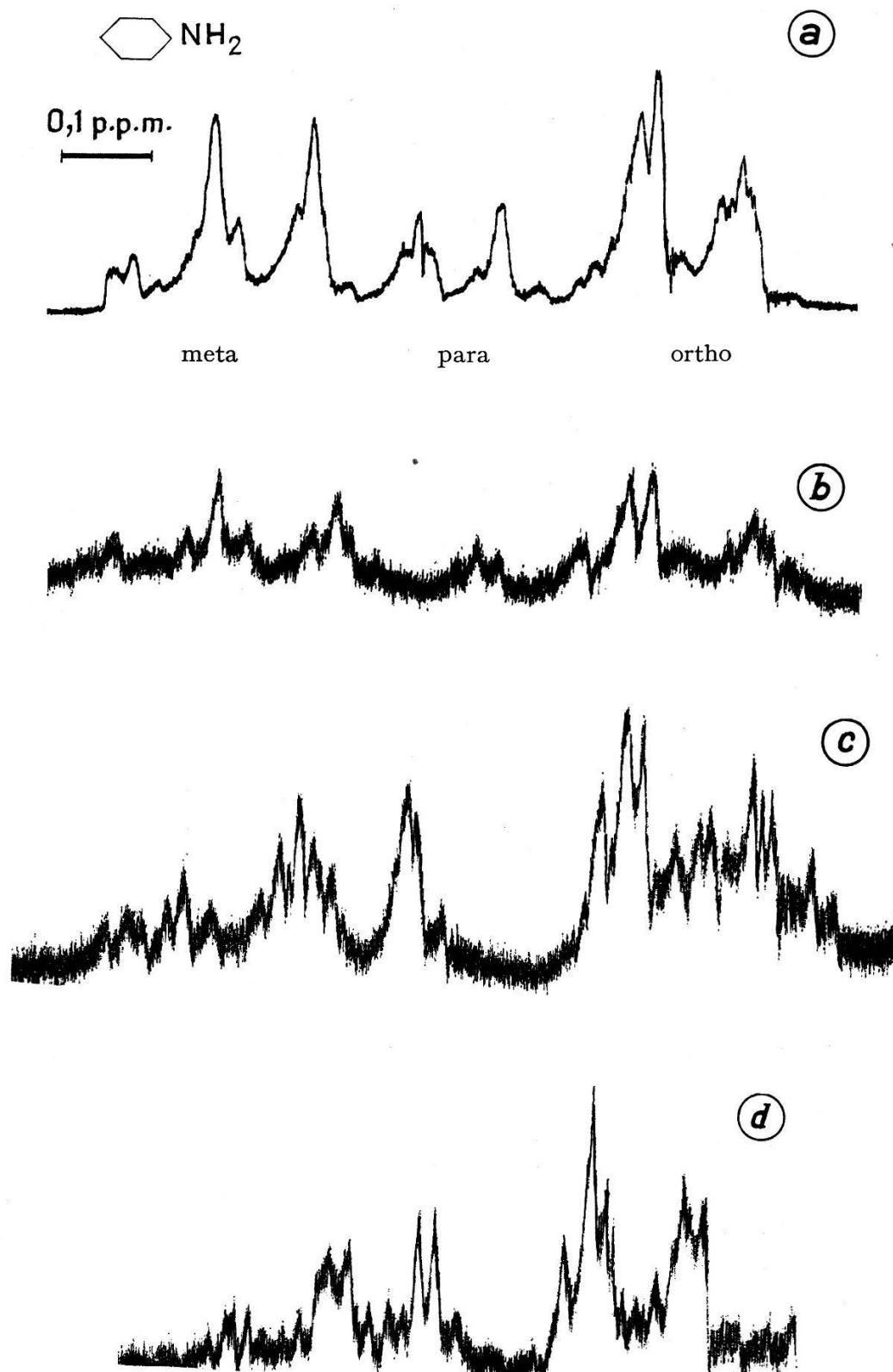


Fig. 3

Lösungsmitteleinfluss auf das Spektrum von Anilin

- a) Anilin rein;
- b) Anilin 5 Mol % in Normalhexan;
- c) Anilin 5 Mol % in Acetonitril;
- d) Anilin 5 Mol % in Aceton

gelöster Stoff Lösungsmittel	C ₆ H ₅ - OCH ₃	C ₆ H ₅ - CN	C ₆ H ₅ - F	C ₆ H ₅ - Cl	C ₆ H ₅ - Br	C ₆ H ₅ - I	C ₆ H ₅ - NO ₂	C ₆ H ₅ - NH ₂	C ₆ H ₅ - OH
CS ₂	0	+ 3	0	+ 5	+ 8	+ 5	- 2	- 5	
CCl ₄	- 4	0	+ 4	+ 4	+ 6	+ 3	- 10	- 9	- 18
C ₆ H ₁₂	0	0	0	+ 3	0	0	- 14	- 11	- 16
CH ₃ COCH ₃	- 3	0	+ 4	+ 5	+ 9	+ 4	0	- 20	- 14
CH ₃ CN	0	0	+ 4	+ 5	+ 8	+ 4	0	- 18	
CH ₂ CH ₂ O OCH ₂ CH ₂	0	- 4	+ 3	+ 4	+ 3	+ 4	- 6	- 13	- 20
C ₂ H ₅ OH	0	0	0	+ 4	+ 8	+ 10	- 3	- 20	

Fig. 4

Veränderung der chemischen Verschiebung zwischen Ortho- und Paraproton von monosubstituierten Benzolen [5 Mol %] in verschiedenen Lösungsmitteln

Negative Verschiebung bedeutet: Die Ortho-Protonenresonanzlinie ist in Lösung bezüglich der Paralinie nach tieferem Feld als in der reinen Substanz verschoben.

1 Einheit = 10⁻⁸ H₀; Genauigkeit: \pm 2 Einheiten;
Resonanzfrequenz = 56,4 MHz.

In gewissen Fällen sind allerdings Gesetzmäßigkeiten vorhanden. So lassen die von Fluor bis Iod zunehmenden Verschiebungen der Ortho-Protonenlinien in Alkohollösung die Vermutung einer Wechselwirkung der OH-Gruppe mit den zunehmend polarisierbaren Halogenen zu. Interessant ist auch das Molekül Nitrobenzol, bei welchem die gemessene relative Verschiebung der Orthoprotonen sich proportional dem Dipolmoment des Nitrobenzolmoleküls im entsprechenden Lösungsmittel verändert. In Cyclohexan ist die Verschiebung am grössten, ebenso liegt in diesem Fall der Wert des Nitrobenzol-Dipolmomentes am nächsten beim Gaswert. Die Vermutung liegt also nahe, dass die gemessene Verschiebung dem Aufbrechen zwischenmolekularer Bindungen der Nitrobenzolmoleküle entspricht.

Eine Schwierigkeit der Interpretation der gemessenen Verschiebungen liegt in der Tatsache, dass es sich um Differenzmessungen handelt, falls die reine Substanz bereits Komplexe bildet. Die Verschiebung entspricht dann der Differenz zwischen der Verschiebung bei Aufbrechen der Kom-

plexen zwischen identischen Molekülen und einer zweiten Verschiebung bei Bildung der Komplexe mit dem Lösungsmittel.

Zusammenfassend kann aus den vorliegenden Messungen geschlossen werden, dass zwischen monosubstituierten Benzolen und verschiedenen Lösungsmitteln zwischenmolekulare Kräfte auftreten, die zur Bildung von Komplexen führen können. Die Stärke der Bindung ist in komplizierter Weise u. a. abhängig von Dipolmoment, Polarisierbarkeit und Geometrie sowohl der gelösten Substanz als auch des Lösungsmittels.

Literaturverzeichnis

- ¹⁾ IRIS GRÄNACHER und P. DIEHL, wird in Archives des Sciences (Genf) erscheinen.
²⁾ R. S. MULLIKEN, J. Amer. Chem. Soc. 72, 600 (1950).

Wachstum von Eis-Wassergemischen im Hagelversuchskanal

von ROLAND LIST

Eidg. Institut für Schnee- und Lawinenforschung, Weissfluhjoch-Davos

Versuche über starke Vereisungen von Körpern in einem Luftstrom ergeben, dass vielfach Eisansätze entstehen, in denen in mehr oder weniger zusammenhängenden Kavernensystemen flüssiges Wasser auftritt. Diese Tatsache findet ihre Begründung darin, dass die Kältereserve oder die Ventilation des Untersuchungsobjektes ungenügend ist um durch Aufnahme der Gefrierwärme eine komplette Phasenumwandlung des anfallenden Wassers zu gewährleisten. In bestehenden Theorien, speziell über die Physik der Hagelbildung^{1) 2)}, wurde bisweilen vorausgesetzt, dass der ganze Massenzuwachs einer Ursprungspartikel nur durch die beim Aufprall an dieselbe gefrierenden Wassertropfen verursacht wird, währenddem das flüssig bleibende Wasser vom umgebenden Luftstrom mitgerissen werde. Dieses Abtropfen kann wohl im Experiment beobachtet werden, dessen Ausmass ist jedoch nicht so gross wie angenommen.

Eis-Wassergemische können relativ schwer erkannt werden, da sie an eine Temperatur von 0°C gebunden sind. Beobachtet man bei höheren Temperaturen ein allfälliges langsames Auslaufen von Wasser, so ist man meist versucht zu sagen, dass es von einem Schmelzprozess herrühre; – werden die H₂O-Eutektika vor der Untersuchung bei tieferen Temperaturen aufbewahrt, so gefriert auch der Wasseranteil, – es entstehen kompakte Eiskörper. Dies bedeutet, dass spezielle Untersuchungsmethoden notwendig sind, um genaueren Einblick in den Aufbau solcher Gebilde zu erhalten.

Um diese Verhältnisse zu veranschaulichen, wurden im Hagelversuchskanal – einem im Messteil vertikalen Windkanal mit geschlossenem Kreislauf, der die Erzeugung stärkster Vereisungen ermöglicht³⁾ – aufgehängte Kugeln mit einem Durchmesser von 1,8 cm in einem Luftstrom

von rund 12,5 m/s Geschwindigkeit vereist. Der Tropfen-Wassergehalt der Luft betrug dabei schätzungsweise 35 g/m³, während die Lufttemperatur direkt vor dem vereisenden Objekt mit -17°C angegeben werden kann. Innerhalb einer Minute wuchs nun diese Ursprungskugel von 3,2 g Gewicht zu einem glockenartigen Gebilde von 11,6 g. Nach einem vollständigen Durchgefrieren des darin enthaltenen Wassers wurde mit der üblichen Methode ein Dünnschnitt von 0,3 mm Dicke hergestellt. *Figuren 1 und 2* zeigen dessen Aussehen in durchscheinendem und polarisiertem Licht. Der kalorimetrisch bestimmte Wasseranteil des Zuwachses eines im Parallelversuch erzeugten analogen Gebildes wurde mit 72% des Gewichtes bestimmt, währenddem nur 28% auf das neu entstandene Eis entfallen!

Eine weitere Kugel wurde nun bei ähnlichen Bedingungen vereist und anschliessend in einer Zentrifuge bei 0°C sorgfältig ausgeschleudert. Der Aufbau des dabei zutage tretenden Eisgerüstes ist aus *Figuren 3 und 4*

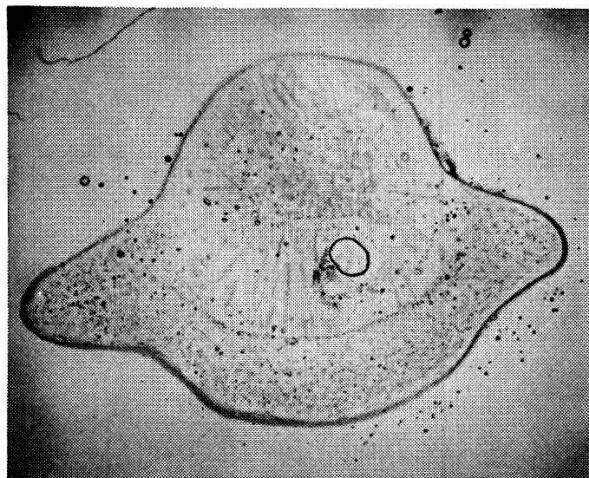


Fig. 1

Dünnschnitt einer Eiskugel mit künstlich erzeugtem Eisansatz, eingebautes Wasser nachträglich gefroren, in durchscheinendem Licht (1:0,67)

ersichtlich. (Diese Dünnschnitte wurden im Gegensatz zu oben nicht vollständig durch Aufgefrieren, sondern kombiniert mit Phtalsäuretechnik bei -20°C angefertigt.)

Der Vergleich von *Figuren 1 mit 3* bzw. *2 mit 4* zeigt nun, wie trügerisch sich eventuelle Schlüsse auf den Aufbau von Eiskörnern erweisen können, sobald ein nachträgliches Gefrieren überschüssigen Wassers nicht erkannt wird. Diese Gefahr tritt namentlich in Erscheinung, wenn gesammelte Hagelkörner vor ihrer Untersuchung in einem Kühlschrank aufbewahrt werden.

Interessanterweise konnten bei den wachsenden Eiskugeln auch Funkenentladungen an die Umgebung beobachtet werden. Die auftretenden Potentialdifferenzen wurden jedoch noch nicht gemessen.

Die Bedeutung der Eis-Wassergemische für die Physik der Hagelbildung liegt in der Aufdeckung einer speziell schnellen Wachstumsweise einzelner Hagelschlossen, kann doch in der Natur bedeutend mehr Wasser

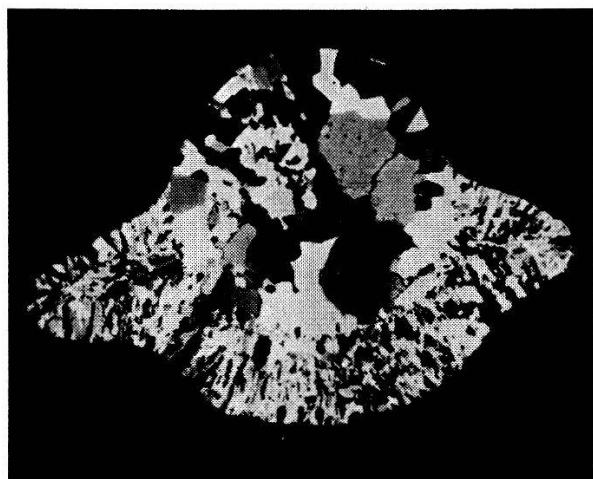


Fig. 2

Dünnsschnitt einer Eiskugel mit künstlich erzeugtem Eisansatz, eingebautes Wasser nachträglich gefroren, in polarisiertem Licht (1:0,67)

angelagert werden, als bisher auf Grund mehr theoretischer Überlegungen angenommen wurde.

Bei steigendem Anteil des flüssigen Wassers wird zudem eine Wachstumstendenz einzelner Kornzwischenphasen zum Scheibencharakter be-

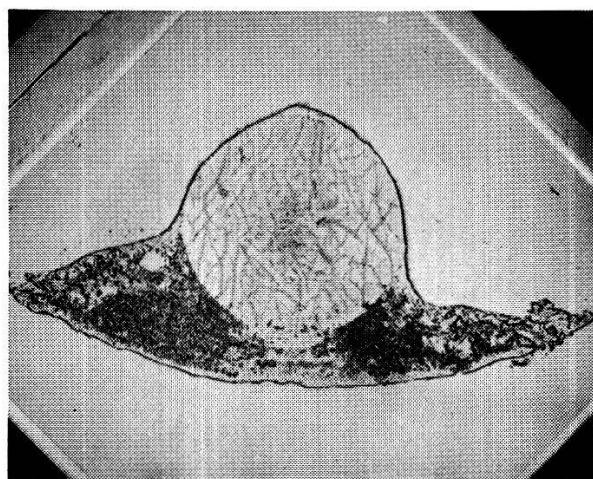


Fig. 3

Dünnsschnitt einer Eiskugel mit künstlich erzeugtem Eisansatz, ursprünglich eingebautes Wasser ausgeschleudert, in durchscheinendem Licht (1:0,92)

vorzugt, da durch den niedrigsten statischen Druck an der Kornperipherie das noch flüssige Wasser an diese Stelle gesogen wird.

Die damit entstehenden Kornformen weisen grössere Luftwiderstands-koeffizienten und Querschnittsflächen gegen den Luftstrom (Scheiben fallen mit der Hauptebene senkrecht zur Fallrichtung) auf, was infolge

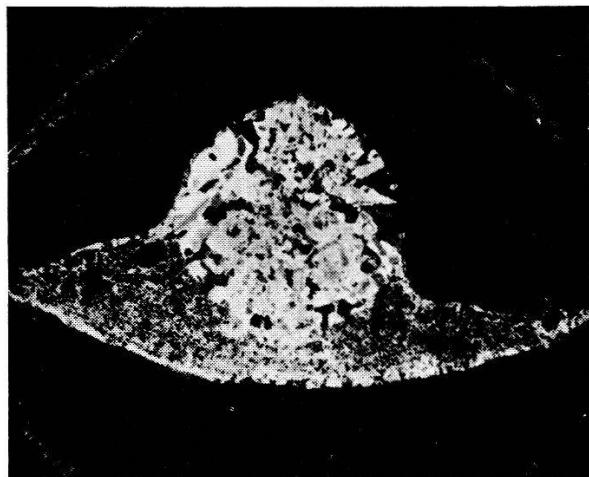


Fig. 4

Dünnsschnitt einer Eiskugel mit künstlich erzeugtem Eisansatz, ursprünglich ein- gebautes Wasser ausgeschleudert, in polarisiertem Licht (1:0,92)

reduzierter Fallgeschwindigkeit eine weitere Begünstigung der Akkreszenzbedingungen zur Folge hat.

Eine weitere Erkenntnis aus dem Auftreten von Eis-Wassergemischen ist die Ermöglichung von Hagelkorn-Dichten, die über der Dichte von Eis ($0,915 \text{ g/cm}^3$) liegen, jedoch immer unter derjenigen von Wasser.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Forschungsprogramms der Eidgenössischen Kommission zum Studium der Hagelbildung und der Hagelabwehr ausgeführt, es standen hierzu Kredite des Schweizerischen Nationalfonds zur Verfügung. Eine ausführlichere Publikation über die angeschnittenen Probleme erfolgt zu einem späteren Zeitpunkt.

Literaturverzeichnis

- ¹⁾ T. E. W. SCHUMANN, Quart. J. R. met. Soc. 64, 1 (1938).
- ²⁾ F. H. LUDLAM, Nubila 7, 12 (1958).
- ³⁾ R. LIST, Z. angew. Math. Phys. 10, 381 (1959).

Remarques sur un modèle de transition solide-liquide de quelques métaux

par Ph. CHOQUARD et J.-C. COURVOISIER
(Institut Battelle, Genève)

Si l'on observe les propriétés thermiques des métaux dans le domaine de température compris entre leur température de Debye et leur point de fusion, on remarque que les chaleurs spécifiques, mesurées à pression

constante, peuvent dépasser de 10 à 30% la valeur de 6 R donnée par la loi de Dulong-Petit et l'énergie interne de 5 à 15% l'énergie de Debye. En soustrayant la correction usuelle due à l'anharmonicité des potentiels entre proches voisins (8 à 11% sur la chaleur spécifique et 3 à 6% sur l'énergie interne) on constate un écart systématique et croissant avec la température par rapport aux valeurs de C_v et E_v classiques. A la fusion il y a un saut de l'énergie et de l'entropie, sauts qui correspondent aux changements de configurations dus à la rupture de l'ordre à distance qui se manifeste aussi par un accroissement de volume. Mais jusqu'au point de fusion il y a cet écart qui croît continuellement! Nous allons esquisser un modèle susceptible de rendre compte de cet écart.

Dans l'état liquide, on imagine aisément les rotations et déplacements que les atomes exercent les uns par rapport aux autres. Ces mouvements ne sont toutefois pas libres, mais *inhibés*. En augmentant l'inhibition, on arrive à l'empêchement pratiquement total de tels mouvements, situation caractéristique de l'état solide aux basses températures. On peut tenter d'exprimer cette inhibition dans une version simple, inspirée de la première référence, en considérant chaque degré de liberté soumis à la force dérivée du potentiel

$$V = \frac{V_0}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi s}{s_0} \right)$$

où V_0 est la hauteur de la barrière et s_0 la distance interatomique. L'effet coopératif caractéristique de la fusion s'exprimera par une dépendance de V_0 en fonction du volume et du degré d'ordre-désordre. V_0 dépend en principe également de la température. Mais dans cette note nous nous limiterons à tirer les conséquences de ce modèle simple pour la chaleur spécifique et l'énergie interne à volume constant, c'est-à-dire pour un s_0 donné, de quelques métaux jusqu'au point de fusion. L'inhibition étant grande, les particules sont confinées dans leurs cellules, la fonction de partition du cristal pourra s'écrire dans ces conditions comme Q^{3N} , avec

$$\begin{aligned} Q &= \int_{-\infty}^{+\infty} dp \int_{-\frac{1}{2}s_0}^{+\frac{1}{2}s_0} ds \exp \frac{-1}{KT} \left[\frac{p^2}{2m} + \frac{V_0}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi s}{s_0} \right) \right] \\ &= \sqrt{2\pi m KT} s_0 \exp \frac{-V_0}{2KT} \cdot J_0 \left(\frac{iV_0}{2KT} \right) \end{aligned}$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0. On a représenté graphiquement ci-dessous les expressions pour l'énergie et la chaleur spécifique par degré de liberté, expressions dérivées en appendice, en fonction de V_0 et T .

On constate que C_v , fonction universelle de $z = V_0/2KT$ passe de la valeur 1 K de la *limite harmonique*, quand $V_0 \rightarrow \infty$, pour atteindre $1/2 K$ de la translation libre pour $V_0 = 0$ en passant par un *maximum* = 1,18 K en $z = 2,5$. Ce modèle simple fournit donc une contribution supplé-

mentaire maximum de $0,18 K$ par degré de liberté portant la limite classique de $5,96 R$ à $7,02 R$. Le diagramme de la figure 2 montre l'énergie en fonction de la température pour un $V_0 = V_{0s}$, constante caractéristique du métal considéré et, sur la figure 1, l'énergie en fonction de V_0

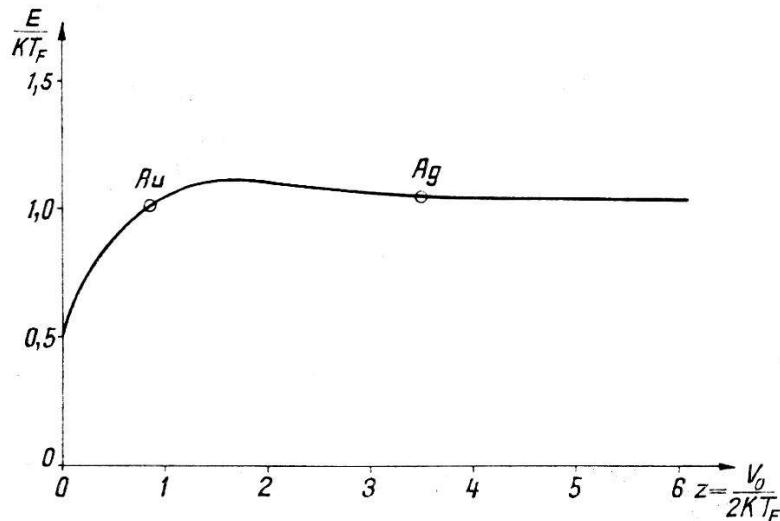


Fig. 1

Energie en fonction de la barrière de potentiel pour une température donnée

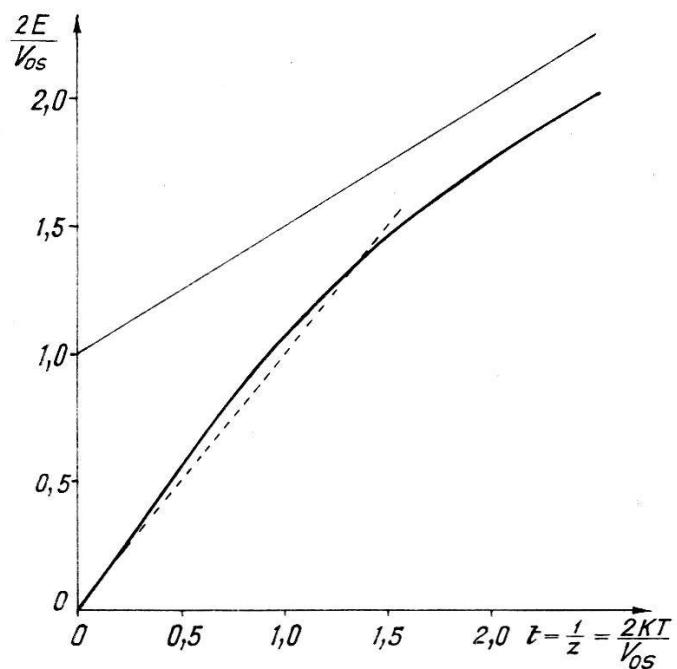


Fig. 2

Energie en fonction de la température pour une barrière de potentiel donnée pour une température constante prise en particulier égale à la température de fusion.

Nous allons illustrer dans ce qui suit comment par ce modèle on peut interpréter entre autres le comportement de métaux c. f. c. tels que l'argent et l'or. Pour en obtenir une description correcte dès les basses

températures, on devrait remplacer dans nos expressions KT par l'énergie de Debye. Ceci diminuerait les valeurs de E et de C_v dans les proportions que l'on sait. Pour l'Ag, la courbe $C_v(T)$ obtenue par soustraction de la correction usuelle possède autour de 300°C un point d'inflection à partir duquel la seconde dérivée est positive, c'est-à-dire C_v croît avec la température de façon qualitativement identique à C_v de la figure 3.

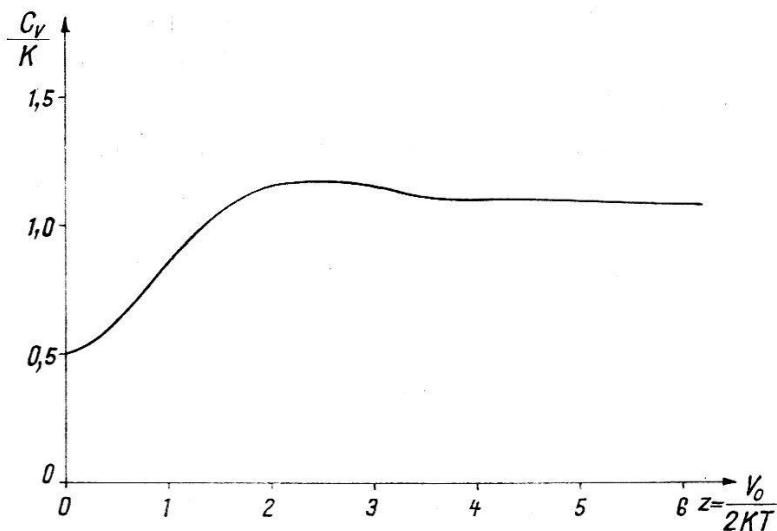


Fig. 3
Chaleur spécifique C_v , fonction universelle de $z = V_0/2 KT$

Quant à l'énergie, $E_{\text{num.}} = \int_0^T C_v \cdot dT$, intégrée numériquement, si on la porte en fonction de l'énergie de Debye E_D on constate un comportement parabolique avec une tangente initiale égale à l'unité. Calculant le rapport $E_{\text{num.}}/E_D$ pour l'écart maximum qui a lieu au point de fusion et qui vaut 1.057, on peut déterminer sur la courbe $E(V_0)$ de la figure 1 pour quelle valeur de $z = z_F$ on aura l'intersection des courbes $E_{TF}(V_0)$ avec $E_{V_{0s}}(T)$. Il y a deux points possibles mais la corrélation avec l'allure parabolique de l'énergie impose le premier point $z_F = 3.5$. Cette valeur permet de déterminer le paramètre V_{0s} pour lequel on trouve 47 Kcal; valeur que l'on compare à l'énergie d'activation pour la self-diffusion qui vaut 44 K cal. Cette similitude est fortuite mais l'ordre de grandeur est en tous cas obtenu. Pour l'argent la valeur maximum de C obtenue d'après la figure 3 pour $z = 2.5$ semble bien ne pas être atteinte avant le point de fusion.

Pour l'or la situation est différente. La courbe $C_v(T)$ a son maximum autour de 50°C d'où elle diminue. En portant de nouveau l'énergie $E_{\text{num.}} = \int_0^T C_v dT$ en fonction de l'énergie de Debye on constate une croissance parabolique, puis il y a inflexion et l'allure est bien reproduite par la fonction $E_{V_0}(T)$ du modèle (fig. 2) qui pour $t \ll 1$ va comme

$kT + (kT)^2/4 V_0$ et pour $t \gg 1$ z est asymptotique à $V_0/2 + kT/2$. En calculant $E_{\text{num.}}/E_D = 1,01$ à la température de fusion, on peut déterminer sur la courbe $E(V_0)$ de la figure 1, le point z_F situé cette fois au-delà du maximum et pour lequel on trouve 0,85 auquel correspond un $V_{0s} = 12$ K cal. L'énergie d'activation de self-diffusion mesurée à 800°C, donc 260°C au-dessous du point de fusion vaut 38 K cal!

Le modèle proposé et formulé de façon toute primitive permet une interprétation qualitative des faits qui nous encourage à poursuivre une recherche dans ce sens.

Nous tenons à remercier Madame JACQUELINE ROSSET et Monsieur J. HERSCHE de leur participation active à ce travail.

APPENDICE

Avec

$$z = \frac{V_0}{2kT}$$

$$Q = m k T s_0 e^{-z} J_0(i z) .$$

En posant

$$Z(z) = \frac{d}{dz} \ln J_0(i z) = \frac{-i J_1(i z)}{J_0(i z)}$$

on a

$$\begin{aligned} E &= -\frac{V_0}{2} \frac{d}{dz} \ln Q \\ &= -\frac{V_0}{2} \left(-\frac{1}{2z} - 1 + Z \right) \end{aligned}$$

$$\underline{E = \frac{kT}{2} + \frac{V_0}{2} (1 - Z)} \quad (1)$$

Pour les figures 1 et 2 on a besoin de décrire $E_T(V_0)$ et $E_{V_0}(T)$. Il convient d'écrire :

$$\frac{E_T(V_0)}{kT} = \frac{1}{2} + z[1 - Z(z)] \quad \text{et} \quad (2)$$

$$\frac{2 E_{V_0}(T)}{V_0} = \frac{t}{2} + [1 - Z(t)] \quad t = \frac{1}{z} \quad (3)$$

ce qui rend ces expressions universelles.

Admettant pour simplifier $V_0 = \text{constant} = V_{0s}$ jusqu'au point de fusion T_F , l'intersection des courbes aura lieu pour

$$z = z_F = \frac{V_{0s}}{2kT_F} \quad E_{T_F}(V_{0s}) = E_{V_0s}(T_F) . \quad (4)$$

Donnons encore les développements en série:

$$z \approx 0, t \rightarrow \infty :$$

$$\frac{E}{kT} = \frac{1}{2} + z - \frac{z^2}{2} + \frac{z^4}{16} + \dots \quad (5)$$

$$E = \frac{kT}{2} + \frac{V_0}{2} - \frac{V_0^2}{8kT} + \dots \quad (5')$$

$$z \rightarrow \infty, t \rightarrow 0 :$$

$$\frac{E}{kT} = 1 + \frac{1}{8z} + \frac{1}{8z^2} + \dots \quad (6)$$

$$E = kT + \frac{(kT)^2}{4V_0} + \frac{(kT)^3}{2V_0^2} + \dots \quad (6')$$

Pour la chaleur spécifique, on a une fonction universelle

$$\begin{aligned} \frac{C_V}{k} &= z^2 \frac{d^2}{dz^2} \ln Q \\ &= \frac{1}{2} + z^2 \cdot Z'(z) \\ \frac{C_V}{k} &= \frac{1}{2} - zZ + z^2 (1 - Z^2). \end{aligned} \quad (7)$$

Pour les développements en série, on a

$$z \approx 0 :$$

$$\frac{C_V}{k} = \frac{1}{2} + \frac{z^2}{2} - \frac{3}{16} z^4 + \dots \quad (8)$$

$$\text{et } z \rightarrow \infty :$$

$$\frac{C_V}{k} = 1 + \frac{1}{4z} + \frac{3}{8z^2} - \dots$$

Tables

z	0	0,5	1	2	3	4	5
t	∞	2	1	0,5	0,333	0,25	0,2
$\frac{E_T(V_0)}{kT}$	0,5	0,879	1,053	1,1048	1,07	1,048	1,035
$\frac{2E_{V_0}(T)}{V_0}$	∞	1,758	1,053	0,5524	0,357	0,262	0,207
$\frac{C_v}{k}$	0,5	0,164	0,853	1,16	1,16	1,20	1,10

Bibliographie

- G. HERZBERG, Molecular Spectra and Molecular Structure II, p. 510.
 G. BORELIUS, Changes of State of Simple Solid and Liquid Metals, Solid State Physics, Vol. 6, p. 65-94.
 A. EUCKEN und W. DANNÖHL, Z. f. Elektrochemie 39-40, 789 (1933/34).
 American Institute of Physics Handbook, 1957.

The Mechanism of the Reversal of the Spontaneous Polarization in $\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$ Single Crystals

by E. FATUZZO
 (Laboratories RCA Ltd., Zurich)

$\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$ is a new ferroelectric material described by PEPINSKY and VEDAM¹⁾. They report a large spontaneous polarization at room temperature of $15 \mu\text{coul}/\text{cm}^2$ and a 60 cycle coercive field of $1.4 \text{ KV}/\text{cm}$. The Curie point cannot be reached, as the material decomposes at around 100° C .

In all ferroelectrics the reversal of the polarization happens through two mechanisms²⁾: first the nucleation of new domains and second the growth of these domains through the sample by domain wall motion.

The switching in $\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$ has been studied as a function of applied electric field E . At low fields the switching time t_s follows the law

$$t_s = t_0 e^{\alpha/E}$$

which was first found in BaTiO_3 ²⁾³⁾. At higher fields ($5 \text{ KV}/\text{cm}$ up to $50 \text{ KV}/\text{cm}$) it follows a power law of the form:

$$t_s = k E^{-5/2}$$

where k is a constant.

Thermal and electrical treatment of the sample has been performed so as to affect the surface or the bulk of it. Since the nucleation happens at the surface and the domain wall motion in the bulk, this technique⁴⁾ permits to study which of the two mechanisms is the slower and hence the determining one in the reversal of the polarization. This study led to the conclusion that up to fields of $50 \text{ KV}/\text{cm}$ the switching is determined by the nucleation time. It thus appears that not only the exponential but also the $5/2$ law is determined by the nucleation rather than by the domain wall motion.

The nucleus-nucleus interaction⁴⁾ is very high; the effect of the waiting time⁵⁾ between two opposite applied pulses on the switching is negligible.

It seems that all ferroelectrics with a high spontaneous polarization like BaTiO_3 and $\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$ tend to have a strong nucleus-nucleus inter-

action, a very dominating nucleation mechanism, and no bias. The opposite trend seems to exist for materials with low spontaneous polarization.

A more detailed paper about this subject will be published somewhere else.

References

- 1) R. PEPINSKY, private communication; see also Bull. Amer. Phys. Soc. II, Vol. 4, p. 63 (1959).
- 2) W. J. MERZ, Phys. Rev. 95, 690 (1954).
- 3) W. J. MERZ, J. Appl. Phys. 27, 938 (1956).
- 4) E. FATUZZO, W. J. MERZ, to be published.
- 5) E. FATUZZO, Helv. Phys. Acta 31, 309 (1958).

Magnétogalvanisme et Superconduction

par ALB. PERRIER (Lausanne)

I. Une des propriétés singulières du superconducteur est l'impossibilité d'y observer jusqu'ici de magnétogalvanisme; et la réapparition des phénomènes de ce groupe est toujours simultanée de celle de la résistance (découvertes de KAMERLINGH ONNES et TUIJN).

Il y a fort longtemps déjà (1926)¹⁾, nous avons signalé brièvement une justification théorique de l'absence d'effet Hall, fondée sur une dualité (évent. multiplicité) hypothétique des mécanismes du courant dans un même milieu métallique.

La question est reprise ici d'un point de vue plus général: nous montrons *qu'une résistivité très faible implique thermodynamiquement un effet Hall-tension très faible*, ce indépendamment de tout mécanisme particulier; puis nous examinons comment ce résultat peut être étendu à la superconduction, nonobstant les répartitions de courant qui y sont considérablement différentes.

II. Considérons une lame traditionnelle de Hall que nous complétons en outre en sorte qu'il se constitue un *circuit transversal complètement fermé*, ainsi que nous l'avons invoqué et décrit déjà ailleurs²⁾. Cette fermeture transversale est constituée par un empilement de boucles minces identiques, parallèles au plan des $y z^*$) et isolées les unes des autres. Nous les choisissons telles que leur résistivité ne s'abaisse pas notablement même à basse température.

Maintenons dans la lame un courant I_x , appliquons lui un champ magnétique \vec{H}_z assez faible pour ne pas altérer sensiblement sa résistance

*) Le système de référence est le trirectangle usuel: plan de la lame xy , courant « primaire » $I_x J_x$, effet Hall: \vec{E}_y , \vec{I}_y , \vec{H} resp. \vec{B} , normal à xy : $0z$.

et refroidissons progressivement le dispositif tout en mesurant les énergies W_x dans la lame et W_y dans les fermetures. Cette chaleur Joule W_y est *prélevée entièrement sur W_x* ³⁾ par l'entremise de la tension Hall U_y entre les arêtes $0y$, donc entre les extrémités des fermetures.

Au fur et à mesure de l'abaissement de la résistance, W_x s'abaisse pro rata. W_y lui est nécessairement très inférieure (faiblesse de $\operatorname{tg}\varphi$ en raison de l'intensité de \vec{H}) et cela entraîne pour les tensions U_y transversales (soit pour \vec{E}_y) des valeurs réduites à proportion, ce jusque et y compris le cas des *conditions habituelles* (résistance infinie de la fermeture transversale).

Nous pouvons donc prévoir que, si par abaissement de la température, la résistivité atteint des valeurs très faibles, l'effet Hall tension doit nécessairement s'affaiblir dans une proportion semblable.

Cette déduction n'exclut pas toutefois, semble-t-il, un *effet courant*. Choisissons d'emblée le cas limite le plus favorable du *court-circuit* transversal. Ici, le courant I_y pour s'établir, doit emprunter à W_x son énergie électrocinétique $LI_y^2/2$, ce qui exigera une *durée prolongée*, une limite supérieure de I_y étant fixée par la résistance résiduelle suivant $0x$ et les *mobilités* suivant $0y$ (voir ci-dessous).

Observons expressément que les conclusions ici formulées pourraient être obtenues de manière presque évidentes à l'aide d'une représentation publiée antérieurement³⁾. Nous tenons toutefois à présenter ce mode thermodynamique pour accentuer sa généralité et faciliter l'extension au superconducteur.

III. *Superconductuation*. On entrevoit sans peine quelques conséquences d'une extension abrupte des considérations développées plus haut à la résistance non plus très faible, mais *proprement nulle*: effet Hall potentiel nul, courant Hall, s'il y a lieu, s'établissant en un temps infini, mais sans qu'on puisse fixer de limite à son intensité (f. e. m. finie!) autre que celle qui détruit la superconductivité, etc.

Toutefois pareilles extensions se heurtent aux propriétés caractéristiques qui distinguent nettement les supercourants, savoir notamment leur distribution pelliculaire et leurs actions capitales sur l'induction magnétique résultante quant à sa grandeur comme à sa direction.

Nous pensons néanmoins que la déduction thermodynamique esquissée plus haut peut être maintenue ainsi: Considérons que les courants circulant dans l'échantillon sont entièrement concentrés vers sa surface en une nappe mince, que le vecteur \vec{B} n'existe que dans l'intérieur de cette nappe et que sa direction est en chaque point parallèle à la surface.

Découpons cette enveloppe siège de supercourants en *rubans infiniment minces par des génératrices normales à la surface et qui s'appuient*

constamment sur les lignes d'écoulement des porte-charge. La composante de \vec{B} normale sur chacun des éléments de ruban ne saurait entretenir une tension permanente entre les deux bords du ruban (surface libre et intérieur du conducteur, effet Hall normal à la surface) en raison de l'impossibilité thermodynamique exposée plus haut.

Non seulement il n'y a pas d'échange d'énergie entre les éléments du conducteur, mais on ne peut pas non plus en extraire continuellement par des sondes convenablement disposées. Ce qui est vrai d'ailleurs en présence comme en l'absence de champ magnétique.

IV. *A propos de mécanisme.* Si l'expérience vérifie généralement l'absence d'effet Hall dans les superconducteurs, je pense que nous sommes conduits à admettre cet autre fait: *Il n'y a pas de superconductivité pour les courants de Hall.* Nous avions précisément formulé cette proposition comme hypothèse, en 1926 (*l. c.*), pour rendre compte de l'absence d'effet Hall.

Nous la précisons ici quantitativement: Postulons que les mobilités électroniques μ_e afférentes d'une part aux forces habituelles du champ électrique \vec{E} , et à celles μ_m d'autre part de Laplace-Lorentz peuvent ne pas être égales. Nous admettons (*l. c.*) que l'effet Hall-tension en régime permanent correspond non nécessairement à un équilibre des forces de Laplace et de celles de Coulomb, mais toujours à l'égalité de deux courants transversaux de sens inverses. On établit alors sur cette base pour la résistivité magnétogalvanique ϱ_h l'expression

$$\varrho_h = \vec{B} \mu_m / \mu_e n e \quad (1)$$

et si en particulier

$$\begin{aligned} \varrho_h &= R \vec{B} \\ R &= \mu_m / \mu_e n e \end{aligned} \quad (2)$$

et enfin si

$$\begin{aligned} \mu_m &= \mu_e \\ R &= 1/n e \end{aligned} \quad (3)$$

qui est exactement ce que donne l'hypothèse classique de l'égalité des forces: ainsi notre image est plus générale mais nullement en contradiction avec elle.

Restant dans la logique avec elle, le superconducteur se caractérisera par $U_e = \infty$, qui, introduit dans (2), entraîne

$$R = 0,$$

soit précisément l'absence générale de tension de Hall. Le jeu physique qui y correspond est simplement que le courant de Hall non superconducteur (μ_m finie) est courtcircuité par un courant inverse superconducteur entretenu par une tension négligeable.

V. *Effet longitudinal (magnétorésistance)*. Parler d'une magnétorésistance à propos de superconduction nous paraît *dénue de sens réel*, au moins dans l'acception «observable» du terme, ce bien entendu en envisageant toujours des champs inférieurs à leur intensité critique.

L'intensité d'un courant dans un tronçon superconducteur en effet est déterminée entièrement par la résistance (finie) et la f. e. m. du *tronçon extérieur* fermant; ou, s'il s'agit d'un *circuit entièrement superconducteur*, l'intensité est fixée par le flux d'induction Φ qui le traverse; des variations même de l'ordre du double ou du triple de la résistance du super (jusqu'ici pratiquement inaccessible à la mesure) ne peuvent provoquer des variations sensibles de l'intensité.

VI. *Présence de gradients thermiques sans courant électrique*. L'état superconducteur, comme on sait, ne comporte *pas de pouvoir thermo-électrique intrinsèque*. Si, comme nous l'avons toujours admis, l'effet von Ettingshausen-Nernst est proportionnel à cette grandeur, une conséquence abrupte est que le dit effet ne saurait se manifester lui non plus en superconduction, ce indifféremment à tout mécanisme.

Il est alors piquant de relever d'une part que la *dédiction thermodynamique* générale du début *n'est plus applicable*, en raison précisément de la présence de différences de température, et d'autre part que notre modèle dualiste autorise la possibilité et d'un *pouvoir thermoélectrique* sous-jacent (donc en intensité, non en potentiel) et en conséquence aussi d'un effet v. E.-N.; mais ce seraient des phénomènes *volumiques masqués* complètement par des *supercourants pelliculaires*.

Ces considérations, en relation étroite avec la matière d'autres notes récentes, seront développées en un article in *Helv. Phys. Acta*.

Bibliographie

- 1) A. L. PERRIER, Actions électromotrices intérieures et superconduction; *id.*, Effets galvanomagnétiques et superconduction, *Bull. Soc. vaud. Sc. naturelles*, Vol. 56 (1926), pp. 133–137 et pp. 605–607.
- 2) A. L. PERRIER, La méthode série – parallèle pour éléver l'intensité ..., *Helv. Phys. Acta*, Vol. XXVII (1954), pp. 207–211.
- 3) *Id.*, Energétique générale du courant de Hall, *Helv. Phys. Acta*, Vol. XXXI (1958), p. 558.

Conductivités électrique et calorifique du nickel dans un champ magnétique

par L. BERGER

(Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne)

Des mesures de conductivités électrique et calorifique en champ magnétique, faites sur un échantillon d'un alliage fer-nickel, avaient été exposées dans une précédente communication¹⁾. L'appareillage de mesure avait aussi été très brièvement décrit à cette occasion.

La présente communication expose des mesures analogues, faites sur un échantillon de nickel Johnson-Matthey. Cet échantillon cylindrique, de diamètre 1,5 mm et de longueur 52 mm, recuit sous vide à 1000°C pendant 4 heures, a un rapport de pureté $R_{290}/R_{4,15}$ égal à 60.

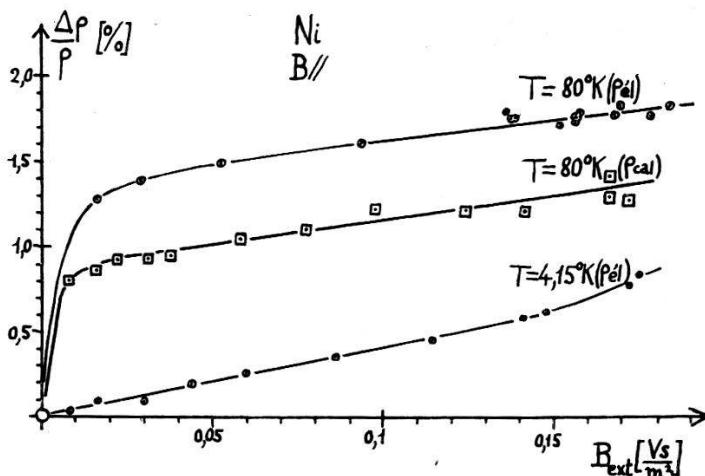


Fig. 1

Champ parallèle aux courants. Variations relatives de ρ_{el} et ρ_{cal}

La figure 1 montre les résultats en champ extérieur longitudinal. Les cercles concernent la résistivité électrique, mesurée à 80° K et à 4,15° K; les carrés, la résistivité calorifique, mesurée à 80° K. Le quotient de la longueur au diamètre étant 34,6, le champ démagnétisant est négligeable.

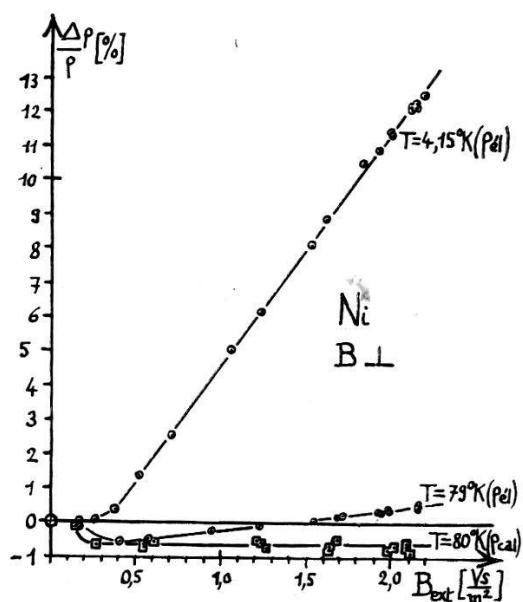


Fig. 2

Champ transversal aux courants. Variations relatives de ρ_{el} et ρ_{cal}

On remarque à 80° K la ressemblance entre la courbe de la résistivité électrique et celle de la résistivité calorifique. Comme pour les résultats de la communication précédente¹⁾, la plus grande part des phénomènes

observés à 80° K en champ longitudinal doit être attribuée à l'effet extraordinaire, ou effet orientation^{2) 3)}; il s'agit d'une variation du libre parcours moyen des électrons de conduction en fonction de l'orientation des moments magnétiques de spin du métal ferromagnétique; cette variation cesse lorsque la saturation technique est atteinte, c'est-à-dire dans un champ de 0,01–0,02 Vs/m². Cet effet est d'ailleurs encore assez mal compris théoriquement^{3–5)}.

A 4,15° K on ne voit par contre sur le graphique de la résistivité électrique aucun effet extraordinaire. C'est que l'effet extraordinaire se trouve

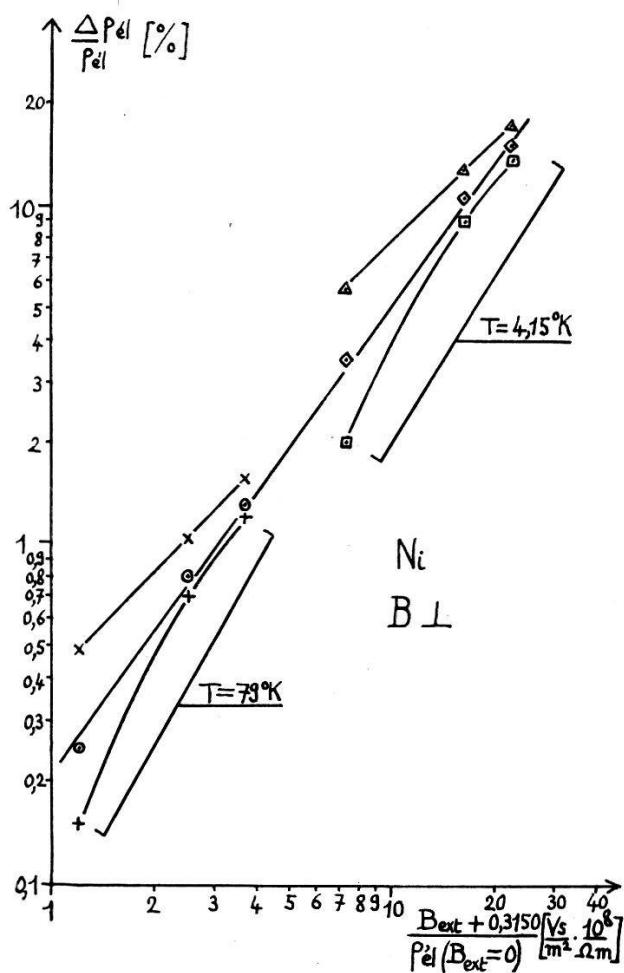


Fig. 3

Diagramme de Kohler en champ transversal, pour ρ_{el}

être compensé par un effet ordinaire de courbure des trajectoires électroniques, dû au champ $\vec{B} = \vec{M}$ qui existe dans chaque domaine de Weiss même en l'absence d'un champ extérieur. Un champ extérieur faible suffit à orienter les moments magnétiques, donc ici le champ $\vec{B} = \vec{M}$, dans une direction, et agit ainsi sur la résistivité. Cet effet a déjà été signalé par SMIT³⁾. Il s'arrête, comme l'effet extraordinaire, lorsque la saturation

technique est atteinte. Il y a, en outre, au-dessus de la saturation, l'effet ordinaire de courbure des trajectoires dans le champ extérieur.

La figure 2 montre les résultats en champ extérieur transversal. Les cercles concernent la résistivité électrique, mesurée à 79°K et à 4,15°K; les carrés, la résistivité calorifique, mesurée à 80°K. Le champ indiqué est le champ extérieur. On remarque à 80°K que la ressemblance entre la courbe de la résistivité électrique et celle de la résistivité calorifique n'est pas complète: on observe aux champs faibles des effets de grandeur comparable, mais ensuite la courbe de l'effet électrique recoupe l'axe horizontal, tandis que celle de l'effet calorifique reste au-dessous comme si l'effet ordinaire était négligeable dans ce dernier cas.

Avec les valeurs de la résistivité électrique en champ transversal, un diagramme de Kohler peut être tracé pour l'effet ordinaire (figure 3). On utilise seulement les valeurs du champ au-dessus de la saturation; il faut donc extrapolier les courbes de la figure 2 jusqu'à l'abscisse $B = 0$, pour connaître la valeur correspondante de la résistivité électrique. Cela peut être fait de plusieurs manières; sur la figure 3 ont été tracées les courbes correspondant à des manières extrêmes de faire cette extrapolation, et aussi les courbes correspondant à une manière «raisonnable», intermédiaire. Les courbes raisonnables, tracées indépendamment pour les deux températures différentes, se trouvent être dans le prolongement l'une de l'autre, et donnent un seul diagramme de Kohler, rectiligne. Il faut utiliser dans ce diagramme le champ B dans l'échantillon, qui vaut $B_{\text{ext}} + M/2$.

Je remercie le Prof. D. RIVIER pour l'appui qu'il a donné à ces recherches. Je remercie également le F. N. R. S. et le Dr Rinderer pour l'équipement cryogénique mis à disposition.

Bibliographie

- ¹⁾ L. BERGER, Helv. Phys. Acta 31, 570 (1958).
- ²⁾ SEITZ et TURNBULL, Solid State Physics (Acad. Press, 1957), Vol. 5, article par J. P. JAN.
- ³⁾ J. SMIT, Thèse (Leyde, 1956).
- ⁴⁾ VONSOVSKII et RODIONOV, Dok. Akad. Nauk SSSR 75, 653 (1950).
- ⁵⁾ RODIONOV et SHAVROV, The Physics of Metals and Metallography 4, 1 (1957).

Zur longitudinalen magnetischen Widerstandsänderung von Metallen

von B. LÜTHI

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

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

**Die Druckabhängigkeit
des kritischen Feldes in Aluminium zwischen 0,4° K und 0,8° K**

von J. L. OLSEN

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

Aus den hier durchgeföhrten Messungen¹⁻⁴⁾ über die Volumenunterschiede zwischen den normalen und supraleitenden Zustände konnte die Druckabhängigkeit des kritischen Feldes in Funktion der Temperatur berechnet werden für Pb, Ta, Va, Tl, In, Hg, Nb und La. Für viele Supraleiter mit einer Sprungtemperatur unterhalb 1,5° K scheinen solche Messungen jedoch undurchführbar zu sein, und die Druckabhängigkeit des kritischen Feldes ($\delta H_c/\delta p$) wird dann am besten direkt gemessen. Solche Messungen liegen nur für Cadmium⁵⁾ und für Aluminium sehr nahe an der Sprungtemperatur T_c vor^{6,7)}. Um die Druckabhängigkeit der Zustandsdichte an der Fermioberfläche und von den in der BCS-Theorie der Supraleitung vorkommenden Konstanten berechnen zu können, ist aber auch eine Kenntnis der Temperaturabhängigkeit von $\delta H_c/\delta p$ notwendig. Wir haben deshalb Messungen an Aluminium im Temperaturgebiet der adiabatischen Entmagnetisierung durchgeföhr.

Drucke von der Größenordnung von 1000 Atm wurden durch die Eisbombentechnik von Alekseevsky erzeugt, und durch ihren Einfluss auf das kritische Feld von Cadmium bestimmt. Gemessen wurde zwischen 0,4° K und 0,8° K.

Die Resultate können ungefähr beschrieben werden durch:

$$\delta H_c/\delta p = (7,5 (T/T_c)^2 - 11,5) \times 10^{-9} \text{ Oersted dyn}^{-1} \text{ cm}^2$$

Dies ist bei $T = T_c$ in guter Übereinstimmung mit den Resultaten von MUENCH⁶⁾ und GRENIER⁷⁾. Aus $\delta H_c/\delta p$ können wir die Volumenabhängigkeit der spezifischen Wärme der Elektronen γ (pro cm³) berechnen, und erhalten

$$g = \frac{\partial \log \gamma}{\partial \log v} = 130 \pm 60$$

Hier ist v das molare Volumen. Diese Werte von g stehen in starkem Kontrast zum Wert $-1/3$, welcher für ein Sommerfeld'sches Elektronengas zu erwarten ist. Er scheint auch im Widerspruch zum völlig normalen Wert der Druckabhängigkeit des elektrischen Widerstandes bei Zimmertemperatur zu stehen.

Ich bin Herrn Prof. Dr. P. GRASSMANN, Direktor des Institutes für Kalorische Apparate und Kältetechnik für sein freundliches Interesse an diesen Messungen zu grossem Dank verpflichtet. Diese Untersuchungen wurden aus einem Arbeitsbeschaffungs-Forschungskredit des Bundes finanziell unterstützt.

Literaturverzeichnis

- 1) J. L. OLSEN und H. ROHRER, Helv. Phys. Acta 30, 49 (1957).
- 2) B. LÜTHI und H. ROHRER, Helv. Phys. Acta 31, 294 (1958).
- 3) J. MÜLLER und H. ROHRER, Helv. Phys. Acta 31, 289 (1958).
- 4) H. ROHRER, Helv. Phys. Acta 32, 312 (1959).
- 5) N. E. ALEKSEEVSKY und I. P. GAIDUKOV, J. Exp. Theor. Phys. USSR 29, 898 (1955).
- 6) N. L. MÜNCH, Phys. Rev. 99, 1814 (1955).
- 7) C. GRENIER, Thesis, Paris (1956).

**Vergleich
der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit dünner Drähte**

von J. L. OLSEN und P. WYDER

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

Nach der Theorie des freien Elektrons sind für Metalle die Ausdrücke für die elektrische Leitfähigkeit σ und die thermische Leitfähigkeit α proportional der freien Weglänge der Elektronen. Nimmt man an, dass für beide Prozesse die gleichen freien Weglängen massgebend sind, so erhält man das Wiedemann-Franz-Gesetz:

$$\frac{\alpha}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 \equiv L_0 .$$

Dabei ist T die absolute Temperatur, L_0 die Lorenzzahl, k die Boltzmannkonstante und e die Ladung des Elektrons. Bei Zimmertemperatur und

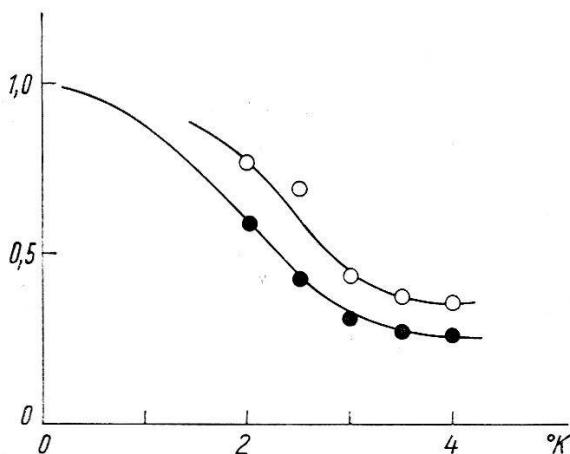


Fig. 1
Temperaturabhängigkeit von $\circ l_{\text{th}}/l_{\text{el}}$ und $\bullet \alpha/\sigma TL_0$

bei sehr tiefen Temperaturen stimmen die experimentellen Werte für $\alpha/\sigma T$ mit diesem theoretischen Wert L_0 überein. Dazwischen gibt es jedoch ein Temperaturgebiet, in dem $\alpha/\sigma T < L_0$ ist¹⁾. Dies erklärt sich dadurch, dass in diesem Bereich die für die elektrische und die thermische Leitfähigkeit wichtigen effektiven Relaxationszeiten verschieden sind.

Mit verschiedenen Relaxationszeiten müssen auch verschiedene freie Weglängen angenommen werden; so ergibt sich ein modifiziertes Wiedemann-Franz-Gesetz:

$$\frac{\alpha}{\sigma T} = L_0 \frac{l_{th}}{l_{el}}.$$

Hier stellen l_{th} und l_{el} die freien Weglängen dar.

Um diese Relation zu prüfen, haben wir durch Messung der Durchmesserabhängigkeit der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit die beiden freien Weglängen in sehr reinem Indium bestimmt. In den von uns verwendeten Proben waren bei 0° K die freien Weglängen von der Größenordnung von 0,8 mm. Figur 1 zeigt l_{th}/l_{el} und $\alpha/\sigma T L_0$. Man erkennt eine approximative Übereinstimmung der beiden Größen. Der Grad der Übereinstimmung ist, wenigstens teilweise, durch experimentelle Fehler begrenzt.

Wir sind Herrn Prof. Dr. P. GRASSMANN, Direktor des Institutes für Kalorische Apparate und Kältetechnik, für sein freundliches Interesse an diesen Untersuchungen sehr dankbar. Diese Arbeit wurde durch einen Arbeitsbeschaffungs-Forschungskredit des Bundes gefördert.

Literaturverzeichnis

- 1) A. H. WILSON, The Theory of Metals, Cambridge 1958, S. 290.

Anisotropie der Druckeffekte in Supraleitern

von H. ROHRER

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

Messungen der Druckeffekte an polykristallinen Supraleitern haben gezeigt, dass eine Ausdehnung der Untersuchungen auf Einkristalle sehr nützlich wäre^{1) 2)}, da sie detailliertere Aussagen über die Druck- resp. Volumenabhängigkeit verschiedener charakteristischer Größen der Supraleitung erlauben. Zuverlässige Messungen wurden bis jetzt erst an Sn-Einkristallen durchgeführt³⁾, die wir nun auch auf In, Hg und Tl ausgedehnt haben. Die Resultate sind in Tabelle 1 wiedergegeben. Darin bedeutet g die logarithmische Ableitung von γ , der spez. Elektronenwärme pro Volumeneinheit, nach dem Volumen, also $g = \partial \log \gamma / \partial \log v$; h , s und φ sind die entsprechenden Ausdrücke für das kritische Feld bei $T = 0^\circ$ K, die kritische Temperatur und die BCS-Wechselwirkungskonstante V . Die ungestrichenen Werte sind dabei bezogen auf eine Volumenänderung herührend von einem einseitigen Druck τ , die gestrichenen auf einseitige Deformation, und zwar in den ersten beiden Kolon-

nen jeweils für Druck- resp. Deformation parallel und senkrecht zur Symmetriearchse. In den mit \sim bezeichneten Spalten sind geeignete Mittelwerte über alle Richtungen angegeben, im ungestrichenen Fall entsprechen sie hydrostatischem Druck, im gestrichenen einer isotropen Deformation. σ bedeutet die durch die phenomenologische Relation $H_0 = T_c^\sigma$ geforderte Proportionalitätskonstante zwischen h und s .

Eine eingehende Diskussion folgt demnächst in einer ausführlichen Veröffentlichung. Diese Arbeit wurde finanziell unterstützt durch den Arbeitsbeschaffungs-Kredit des Bundes.

Tabelle 1

$-\partial H_c/\partial T$	In			Sn			Hg			Tl		
		\perp	\sim		\perp	\sim		\perp	\sim		\perp	\sim
10^{-9} gauss $T = 0^\circ\text{K}$	3,4	0,1	1,2	3,8	0,2	1,5	0,9	3,4	2,6	0	0	0
$\text{dyn}^{-1} \text{cm}^2 T = T_c$	6,2	1,5	2,2	6,5	0,3	2,4	3,9	,85	1,9	>0	<0	-1,8
g	0,1	0	0	2,1	0,1	0,8	-22,8	14,0	9,0			3,3
h	20	0,5	5,4	18,3	1,0	6,6	9,8	8,0	8,3			0
s	20	0,5	5,4	19	1,0	6,9	21,2	1,0	3,0			-1,6
φ			2,0			2,0			-7,6			-2,9
g'	0,1	0	0	2,8	1,2	1,7	9,7	11,0	10,2			
h'	5,3	5,0	5,1	12,3	5,0	6,7	8,9	8,5	8,6			
s'	5,3	5,0	5,1	13,2	5,6	7,5	4,1	3,0	3,3			
φ'			2,0			2,0			-8,0			
σ			1,0			1,06						
κ 10^{-12} cgs	0,64	0,94	0,83	0,68	0,61	0,63	0,3	1,4	1,03			
ϱ $10^{-6} \Omega\text{cm}$	8,45	8,85	8,72	14,2	9,9	11,4	5,5	7,27	6,75			

Literaturverzeichnis

¹⁾ OLSEN und ROHRER, Helv. Phys. Acta 30, 49 (1957).

²⁾ LÜTHI und ROHRER, Helv. Phys. Acta 31, 294 (1958).

³⁾ GRENIER, Diss. Univ. Paris.

Eindringtiefenmessung an supraleitenden Zinnfilmen

von R. JAGGI und R. SOMMERHALDER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die Eindringtiefe supraleitender Zinnfilme, deren Dicke von 450 Å bis 1900 Å variiert, wurde nach einer früher beschriebenen Methode¹⁾ zwischen $T = 1,35^\circ\text{K}$ und der kritischen Temperatur T_c bestimmt.

Die Filme wurden im Vakuum auf mit flüssigem Stickstoff gekühlte Träger aufgedampft und anschliessend bei Zimmertemperatur getempert.

Ihr Widerstandsverhalten stimmt mit dem von BUCKEL und HILSCH²⁾ sowie NIEBUHR³⁾ beschriebenen überein. Die kritische Temperatur der Filme lag stets etwa $1/10^{\circ}$ K höher als bei kompaktem Zinn, die Breite der Phasenumwandlung betrug etwa $1/100^{\circ}$ K.

Die Temperaturabhängigkeit der nach der Londonschen Theorie berechneten Eindringtiefe zeigt Abweichungen vom Gesetz

$$\lambda(T) = \lambda(0) [1 - (T/T_c)^4]^{-1/2},$$

die vereinbar sind mit der von LEWIS⁴⁾ durchgeführten Anpassung des Gorter-Casimir-Modells an einen exponentiellen Verlauf der spezifischen Wärme oder mit der Temperaturabhängigkeit der Eindringtiefe nach BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER⁵⁾. Unsere Messungen stimmen gut überein mit den Resultaten, die kürzlich von SCHAWLOW und DEVLIN⁶⁾ an massivem Zinn gefunden wurden.

Die auf $T = 0$ extrapolierten absoluten Werte der Londonschen Eindringtiefe sind abhängig von der Schichtdicke und wachsen von $\lambda(0) = 700$ Å für die dicksten Filme auf $\lambda(0) = 1000$ Å für die dünnsten Filme an. Diese Resultate sind verträglich mit den Voraussagen der nicht-lokalen Theorie von PIPPARD⁷⁾ bzw. BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER⁵⁾, wenn man die Unsicherheit berücksichtigt, die heute mit der Bestimmung der Kohärenzlänge noch verbunden ist.

Eine ausführliche Publikation folgt demnächst.

Literaturverzeichnis

- ¹⁾ A. L. SCHAWLOW, Phys. Rev. 109, 1856 (1958); R. JAGGI und R. SOMMERHALDER, Helv. Phys. Acta 31, 292 (1958).
- ²⁾ W. BUCKEL und R. HILSCH, Z. Physik 131, 420 (1952).
- ³⁾ J. NIEBUHR, Z. Physik 132, 468 (1952).
- ⁴⁾ H. W. LEWIS, Phys. Rev. 102, 1508 (1956).
- ⁵⁾ J. BARDEEN, L. N. COOPER und J. R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. 108, 1175 (1957); J. BARDEEN, Physica 24, Suppl., 27 (1958).
- ⁶⁾ A. L. SCHAWLOW und G. E. DEVLIN, Phys. Rev. 113, 120 (1959).
- ⁷⁾ A. B. PIPPARD, Proc. Roy. Soc. A 216, 547 (1953); siehe auch M. PETER, Phys. Rev. 109, 1857 (1958).

Zerstörung der Supraleitung in einem Hohlzylinder durch kreisförmige Strombelastung

von F. v. BALLMOOS

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

Im Laufe von Messungen an supraleitenden Spulen schien es wünschenswert, den Widerstandsverlauf beim Übergang Supraleitung-Normalleitung und umgekehrt zu berechnen. Als einfache Näherung einer einlagigen Spule kann der Hohlzylinder, in dem kreisförmige Ströme

fliessen, betrachtet werden. Zur Berechnung des Widerstandsverlaufs des Hohlzylinders muss die Stromverteilung in der Zylinderwand bekannt sein für alle Ströme, die ein grösseres als das kritische Feld erzeugen. Berechnungen und Messungen dieser Art wurden bis dahin noch nicht ausgeführt. Ganz allgemein lässt sich sagen, dass Gebiete, in denen $H > H_c$ ist, sich im Normalzustand befinden. Der Zwischenzustand existiert nur dort, wo das Magnetfeld H gerade die kritische Grösse H_c besitzt.

Solange die Kreisströme ein Feld erzeugen, das kleiner als H_c ist, befindet sich der ganze Hohlzylinder im supraleitenden Zustand. Es lässt sich leicht zeigen, dass für überkritische Strombelastung als einzige mögliche Lösung der Feldverlauf an der Aussenfläche einen Sprung von $H = 0$ auf $H = H_c$ aufweisen muss, um dann linear über die Wand auf

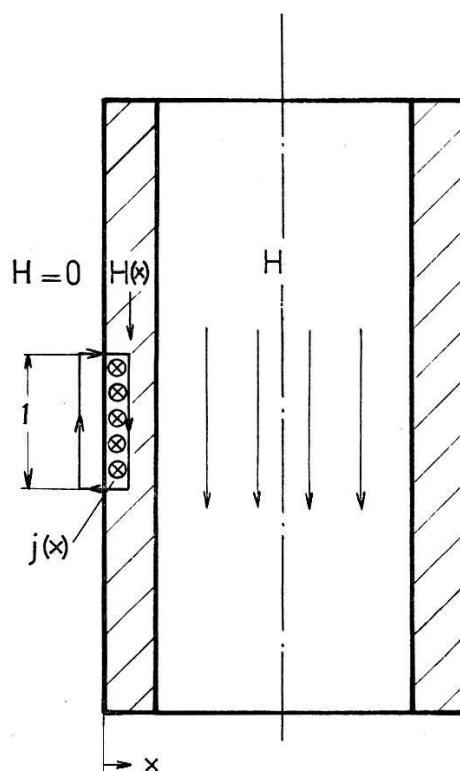


Fig. 1

den Wert H des Zylinderinnern anzusteigen. Das bedeutet, dass nur an der Aussenfläche ein Zwischenzustandsgebiet vorhanden ist und alles andere Material der Zylinderwand normalleitend sein muss. Durch die dünne Schicht der Aussenfläche fliessst pro Längeneinheit dann gerade der Strom $\int j dx = H_c$. Figur 1.

Wenn also das Feld im Innern des Hohlzylinders überkritisch wird, klappt sämtliches supraleitende Material in den Normalzustand zurück; nur an der Zylinderaussenfläche befindet sich ein dünnes Zwischen-

zustandsgebiet, in dem das Magnetfeld den kritischen Wert H_c besitzt. Figur 2a zeigt den Verlauf des Magnetfeldes für unter- und überkritischen Strom. In Figur 2b ist zum Vergleich die Grösse des Magnetfeldes für einen Zylinder aufgetragen, der von axialem Strom durchflossen ist. Unterhalb des kritischen Stromes ist der ganze Zylinder supraleitend, die Feldstärke im Material ist gleich Null. Der Zylinder befindet sich vollständig im Zwischenzustand¹⁾, wenn an seiner Oberfläche das Magnetfeld die Grösse H_c besitzt. Bei weiterem Erhöhen des Stromes zieht sich der Zwischenzustandskern (das Magnetfeld beträgt darin überall H_c) zusammen, während sich aussenherum ein Zylinder aus normalleitendem

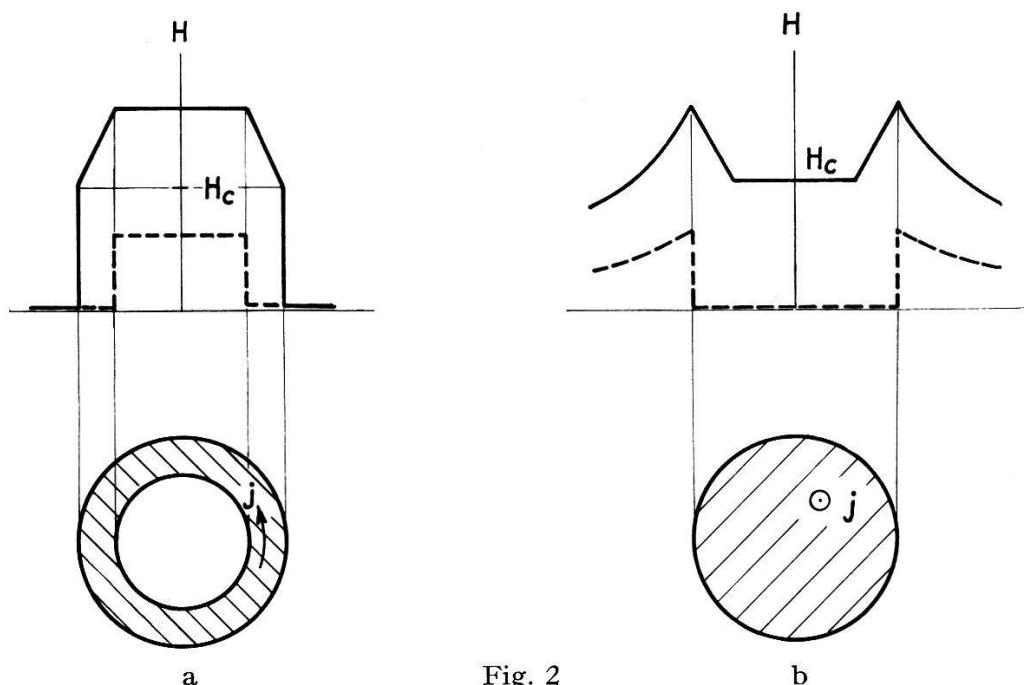


Fig. 2

Verlauf des Magnetfeldes über den Querschnitt a) eines Hohlzylinders, in dem kreisförmige Ströme fliessen b) eines Zylinders, der durch axiale Ströme belastet wird, für unterkritischen ----- und überkritischen ——— Strom.

Material bildet. Der Zwischenzustandskern verschwindet erst bei sehr grossen Strömen. Dieser Vergleich zeigt deutlich, dass bei der Zerstörung der Supraleitung eines Hohlzylinders, der von kreisförmigen Strömen durchflossen ist, ganz anders geartete Verhältnisse vorliegen als bei den bisher untersuchten Anordnungen.

Es lässt sich zeigen, dass der Widerstandsverlauf beim Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand und umgekehrt eines Hohlzylinders nach OLSEN²⁾ das Gesetz

$$\frac{R}{R_n} = 1 - \frac{H_c}{H}$$

befolgt.

Zur experimentellen Bestätigung dieses Resultates haben wir eine Spule aus Indiumflachband hergestellt. Eine Spule hat den Vorteil, dass

sie eine einfache Messanordnung zulässt. Auf der anderen Seite kann aber das Messergebnis durch den notwendigen Abstand von Windung zu Windung und ebenso durch die scharfen Kanten des Bandes verfälscht werden.

Die Figur 3 zeigt zum Vergleich die berechnete und die gemessene Übergangskurve.

Die verhältnismässig gute Übereinstimmung der Messungen mit den theoretischen Werten zeigt, dass sich eine einlagige Flachspule im eigenen

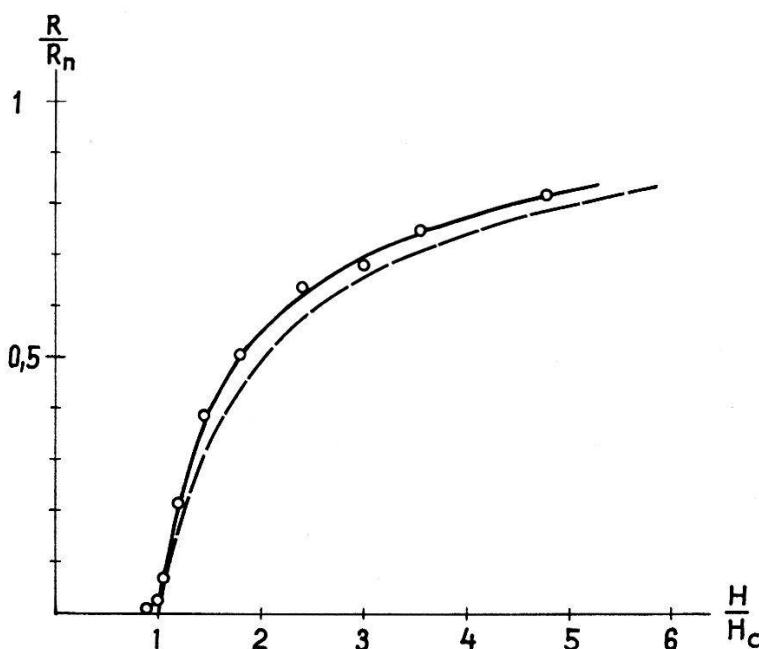


Fig. 3

Vergleich der berechneten und der gemessenen Widerstandsübergangskurve,
— — — theoretischer Verlauf, -o—o- gemessener Verlauf.

Magnetfeld fast gleich verhält wie ein Hohlzylinder, in dem kreisförmige Ströme fliessen.

Herrn Prof. Dr. P. GRASSMANN, dem Vorsteher des Institutes, sei für sein Interesse, das er dieser Arbeit entgegenbrachte, der beste Dank ausgesprochen. Besonders danken möchte ich Herrn PD Dr. J. L. OLSEN, der durch Vorschläge und in Diskussionen Wesentliches zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Die Untersuchungen wurden durch den Arbeitsbeschaffungsfond des Bundes finanziert.

Literatur

- ¹⁾ LONDON, Une Conception nouvelle de la Supraconductibilité, Paris, Herrmann & Cie (1937).
- ²⁾ OLSEN, persönliche Mitteilung.

Supraleitung in Legierungen des Molybdäns mit Titan und Vanadium

von E. BUCHER, G. BUSCH und J. MÜLLER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Im Zusammenhang mit einer Arbeit über die Supraleitung in Mischkristallen des Vanadiums mit Übergangselementen^{1) 2)} schien es von Interesse, Legierungen des Titans mit Metallen der ersten Übergangsperiode (Cr bis Ni) zu untersuchen. Leider sind die Löslichkeitsverhältnisse in den binären Systemen des Titans mit diesen Metallen (Cr bis Ni) zufolge vieler intermediärer Phasen ungünstig. Hingegen bildet das System Titan-Molybdän einen ausgedehnten Bereich von Mischkristallen mit kubisch-raumzentrierter Struktur³⁾. Mindestens für kleine Molybdän-Konzentrationen weisen auch Vanadium-Molybdän-Legierungen⁴⁾ dieselbe homogene Phase auf.

Nachdem beispielsweise in Vanadium und seinen Mischkristallen Reinheit und Spannungszustand die kritischen Temperaturen stark beein-

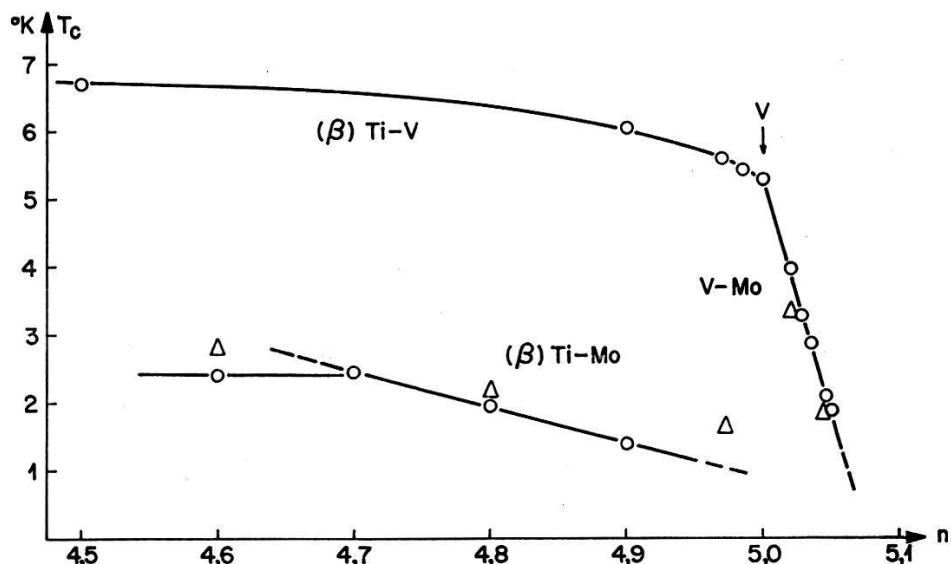


Fig. 1

Kritische Temperaturen der kubisch-raumzentrierten Ti-V, V-Mo und Ti-Mo-Legierungen in Funktion der mittleren Elektronenzahl
△ abgeschreckt ○ getempert

flussen, wurde besonderer Wert auf eine sorgfältige Wärmebehandlung der Proben gelegt. Die Titan- und Vanadium-Legierungen mit Molybdän wurden in gekühlter Kupfer-Anode unter reduzierter Argon-Atmosphäre im Lichtbogen erschmolzen. Die Entgasung und das Tempern in der Nähe des Schmelzpunktes erfolgten jeweils während mehrerer Tage bei ca. 10^{-7} mm Hg. Die Aufheizung durch Elektronenbombardement in einer vollständig aus Pyrex bestehenden Apparatur erwies sich hierfür

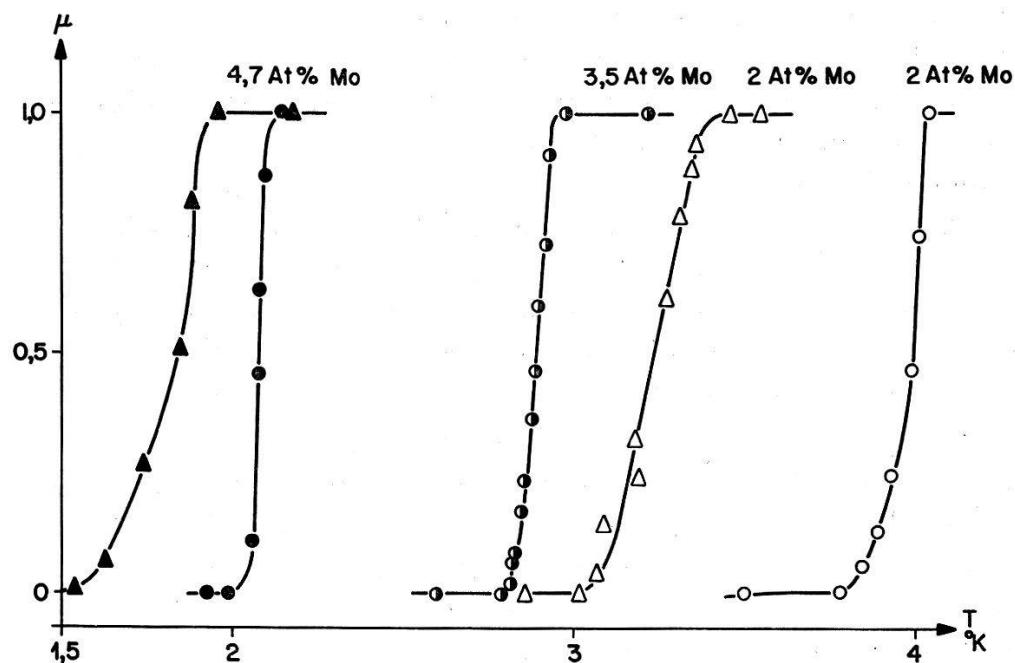


Fig. 2

Magnetische Umwandlungskurven von V-Mo-Legierungen

△ abgeschreckt ○ getempert

als besonders geeignet. Die freihängende zylindrische Probe als Anode war dabei von der emittierenden Kathode aus thoriertem Wolframdraht symmetrisch umgeben. Durch Temperatur-Ätzung waren nach dieser Behandlung meistens grössere Einkristalle erkennbar.

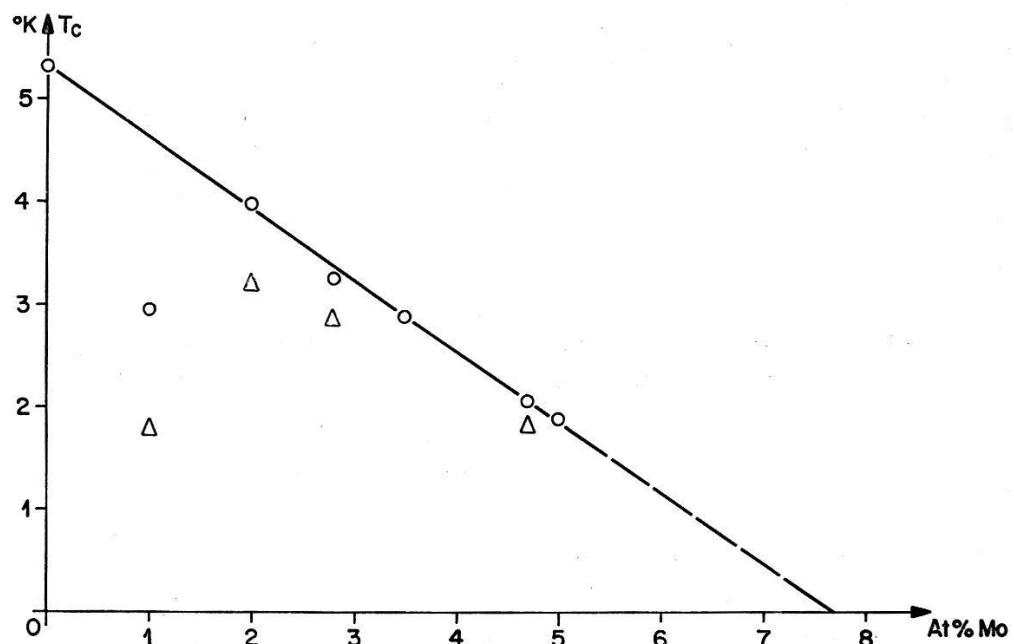


Fig. 3

Kritische Temperatur von V-Mo-Legierungen

△ abgeschreckt ○ getempert

Die Messung der kritischen Temperatur erfolgte durchwegs magnetisch. In Fig. 1 ist deren Verlauf innerhalb der kubisch-raumzentrierten Phase der drei Titan, Vanadium und Molybdän enthaltenden binären Systeme in Funktion der mittleren Elektronenzahl dargestellt. Das Verschwinden der Supraleitung in Vanadium-Legierungen mit ca. 8 A% Molybdän deckt sich mit dem Verhalten der V-Cr-Mischkristalle²).

Bei den getemperten und langsam abgekühlten Ti-Mo-Legierungen ergibt sich aus den kritischen Temperaturen in Übereinstimmung mit metallographischer Prüfung die Phasengrenze bei 70 A% Ti. Für grössere Molybdän-Konzentrationen verläuft T_c linear, die Extrapolation zu $T_c = 0$ ergibt $n = 5,15$ Elektronen pro Atom.

Ein merkwürdiges Verhalten zeigten die Vanadium-Legierungen mit geringem Mo-Gehalt. Währenddem sich für die Proben mit mehr als etwa 2 A% Mo nach der Wärmebehandlung eine streng lineare Abnahme der kritischen Temperatur mit der Konzentration ergab (Fig. 2 und 3), liegen die Werte für kleinere Konzentrationen beträchtlich tiefer und sind schlecht reproduzierbar. Eine ähnliche Erscheinung wurde beispielsweise bei Vanadium-Nickel festgestellt. Nach den Resultaten an Mischkristallen mit Cr, Mn, Fe, Co, die nach dem Verfahren der Jodid-Dissociation²) gewonnen wurden, ist jedoch an der grundsätzlich linearen Abhängigkeit nicht zu zweifeln. Ein Zusammenhang des Effektes mit einem Einfluss der freien Weglänge der Elektronen dürfte aus verschiedenen Gründen ausgeschlossen sein.

Literaturverzeichnis

- 1) G. BUSCH und J. MÜLLER, Helv. Phys. Acta 31, 291 (1958).
- 2) J. MÜLLER, Helv. Phys. Acta 32, 141 (1959).
- 3) M. HANSEN, E. L. KAMEN, H. D. KESSLER and D. J. MCPHERSON, Trans. AIME, 191, 881-888 (1951).
- 4) W. ROSTOKER und A. YAMAMOTO, Trans. Amer. Soc. Metals 46, 1136 (1954).

Das Londonmodell Stromdurchflossener Supraleiter und seine Verifikation mittels der Pulvermethode

von L. RINDERER und F. HAENSSLER
(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

Bei Zerstörung der Supraleitung in einem zylinderförmigen Draht mittels eines überkritischen Stromes $I \geq I_c$ stellt sich ein sogenannter Zwischenzustand ein, bei dem normal und supraleitende Bereiche gemischt vorkommen. Nach der Londontheorie¹⁾ befindet sich beim kritischen Strom der ganze Zylinder im Zwischenzustand, während sich bei überkritischem Strom der Zwischenzustand auf einen Kern beschränkt, der

von einer normalleitenden Hülle umgeben ist. Eigene Messungen²⁾ haben die Existenz dieses Kernes bestätigt sowie seinen Durchmesser in Abhängigkeit vom überkritischen Strom bestimmt. Die Verteilung der supraleitenden Bereiche im Kern muss so sein, dass das Eigenstromfeld überall gleich dem kritischen Feld ist. MAKEI³⁾ hat experimentell eine ähnliche Stromverteilung gefunden. Eine mögliche Anordnung ist die von supraleitenden Doppelkegeln⁴⁾. Auf Grund der Messungen verschiedener Autoren^{2) 5) 6) 7)} über den Widerstandsverlauf beim Eigenstromübergang hat man seit langem das Londonmodell für richtig gehalten, wenn es auch keine Aussagen macht über die Anordnung der

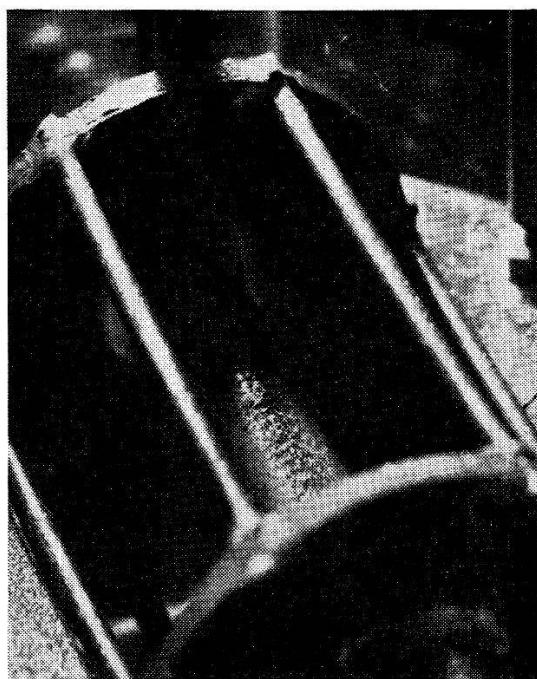


Fig. 1

Zwischenzustandsstruktur eines stromdurchflossenen Indiumzylinders von 6,9 mm Durchmesser bei 3,2° K (Strukturgrösse ca. 0,7 mm).

Bereiche im Zwischenzustandskern. 1956 schlug GORTER ein sogenanntes dynamisches Modell^{8) 9)} des Zwischenzustandes vor, bei dem sich abwechselnd normal- und supraleitende Bereiche von der Zylinderoberfläche ablösen, und sich radial zur Achse hin bewegen. Mit diesem Modell erhält man ähnliche Eigenstromübergänge wie nach der Londontheorie. SHALNIKOW¹⁰⁾ unternahm den Versuch, mittels einer Bismuthprobe an der Oberfläche eines im Zwischenzustand befindlichen Zylinders eine periodische Änderung des Oberflächenfeldes festzustellen, wie man sie nach dem Gorter Modell erwarten würde. Jedoch mit negativem Ergebnis. Versuche von SHALNIKOW¹⁰⁾, eine Querstruktur der Zwischenzustandsbereiche mittels magnetischem Nickelpulver direkt sichtbar zu machen,

waren teilweise erfolgreich. Allerdings wurde der Einwand gemacht, dass magnetisches Pulver immer die Tendenz hat die magnetischen Kraftlinien durch Kettenbildung anzuzeigen. Und diese sind ja auch beim Gorter Modell quer zur Zylinderachse gerichtet. Bei der Schawlow'schen Pulvermethode jedoch¹¹⁾ wird Pulver aus supraleitendem Material auf die Zwischenzustandsoberfläche gestreut, wobei das diamagnetische Pulver auf die supraleitenden Bereiche der Oberfläche gedrängt wird und so die Struktur sichtbar macht.

Bei unserem Experiment wurde nun durch einen Zylinder aus spektroskopisch reinem Indium von 6,9 mm Durchmesser bei 3,2°K der kritische Strom von 41,5 Ampère geschickt. Durch anlegen eines kleinen Querfeldes von 5 Gauss wurde der Zwischenzustandskern etwas seitlich verschoben²⁾, und Niobiumpulver gestreut. Wie aus Bild 1 ersichtlich ist, sind im Zwischenzustandskern die normalsupraleitenden Bereiche entsprechend dem London-Modell quer zur Achse und quer zur Stromrichtung orientiert. Die Annahme von London, dass sich die Trennflächen zwischen normal- und supraleitenden Bereichen senkrecht zum elektrischen Feldvektor stellen, scheint entgegen den Annahmen beim dynamischen Zwischenzustandsmodell experimentell erwiesen zu sein.

Literatur

- ¹⁾ LONDON, F., *Superfluids I*, Wiley, New York (1950).
- ²⁾ L. RINDERER, *Helv. Phys. Acta* 29, 339 (1956).
- ³⁾ B. V. MAKEI, *J. Exp. Theor. Phys. USSR* 34, 312 (1958).
- ⁴⁾ S. SHOENBERG, *Superconductivity*, Cambridge Univ. Press (1952).
- ⁵⁾ N. E. ALEXEEVSKY, *J. Exp. Theor. Phys. USSR* 8, 342 (1938).
- ⁶⁾ R. B. SCOTT, *J. Res. Nat. Bur. Stand.* 41, 581 (1948).
- ⁷⁾ H. MEISSNER, *Phys. Rev.* 109, 1479 (1958).
- ⁸⁾ C. J. GORTER, *Phys.* 23, 45 (1957).
- ⁹⁾ C. J. GORTER und M. L. POTTERS, *Physica* 24, 169 (1958).
- ¹⁰⁾ A. I. SHALNIKOW, *J. Exp. Theor. Phys. USSR* 33, 1071 (1957).
- ¹¹⁾ A. L. SCHAWLOW, *Phys. Rev.* 101, 573 (1956).

Transfert de chaleur dans l'hélium superfluide

par F. HAENSSLER et L. RINDERER

(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

Le problème du transfert de chaleur dans l'hélium liquide est du plus haut intérêt tant pour l'expérimentateur en physique des très basses températures que pour le théoricien. Il est en effet important de connaître par quel mécanisme l'énergie dissipée sous forme de chaleur dans certains échantillons de mesure est évacuée par le bain réfrigérant, afin

de déterminer l'écart éventuel entre la température de l'échantillon et celle du bain d'hélium liquide; d'autre part, l'étude de ce phénomène permettra d'avoir une meilleure compréhension de la nature de l'hélium superfluide.

Dans l'hélium liquide I ($T > 2,19^\circ\text{K}$), les mesures de GRASSMANN et KARAGOUNIS¹⁾ ont montré que ce mécanisme n'est pas essentiellement différent de ce qui se passe dans les autres liquides. On a en effet, pour des différences ΔT de température entre l'échantillon et le bain devenant de plus en plus grandes: convection libre, apparition de bulles à la surface de l'échantillon, formation d'un film gazeux dont se détachent des bulles.

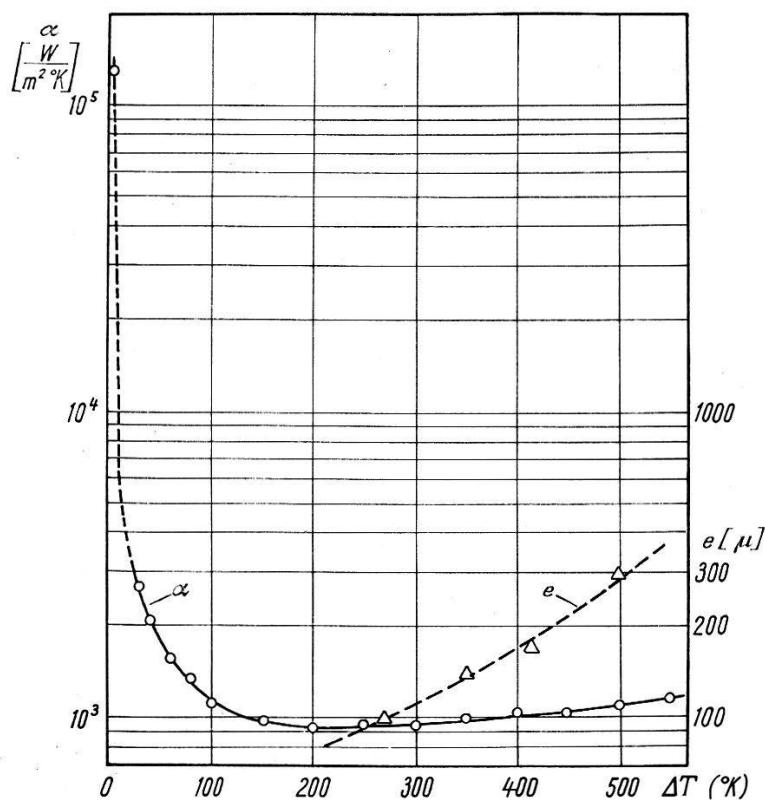


Fig. 1

Coefficient de transfert calorifique α pour un fil de Platine ($\varnothing = 15 \mu$, $l = 30 \text{ mm}$) et épaisseur du film gazeux e (en microns) en fonction de la différence de température ΔT . Température du bain: $1,4^\circ \text{K}$.

Dans l'hélium liquide II (superfluide, $T < 2,19^\circ\text{K}$), les mesures de KAPITZA²⁾, ANDRONIKASHVILI³⁾ et d'autres, ont mis en évidence une petite différence de température entre un échantillon métallique chauffé et le bain d'hélium superfluide, et ont permis d'établir que pour ces petites différences de température ($\Delta T < 10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$) la chute de température a lieu dans une couche liquide de moins de 10^{-3} cm d'épaisseur située à la surface de l'échantillon. Certains auteurs (GORTER, TACONIS et BEENAKKER⁴⁾) expliquent ce mécanisme par un courant d'échange

d'hélium I et II à la surface de l'échantillon, d'autres (KRONIG et THELUNG⁵⁾⁶, KHALATNIKOV⁷) par un mécanisme de radiation.

Nos observations ont montré que pour des différences de température élevées (jusqu'à 550° C) ont se trouve en présence d'un phénomène tout à fait nouveau: un film gazeux se forme à la surface de l'échantillon et l'isole du bain d'hélium superfluide sans toutefois qu'il n'y ait la moindre ébullition. Un appareillage a été construit afin de mesurer le coefficient de transfert calorifique d'un fil de platine de 15 μ de diamètre plongé dans l'hélium superfluide à 1,4° K et de mesurer simultanément par voie photographique l'épaisseur du film gazeux. La température du fil a été mesurée d'après sa résistance étalonnée préalablement. Ces mesures ont permis de constater que:

1^o La densité de courant de chaleur maximum pouvant être transporté par l'hélium superfluide à 1,4° K est de l'ordre de grandeur de 10⁵ w/m² (elle dépend de la hauteur du liquide au-dessus de l'échantillon).

2^o Sitôt que cette valeur maximum est atteinte, le fil s'entoure d'un film gazeux et cesse d'être en contact direct avec le superfluide.

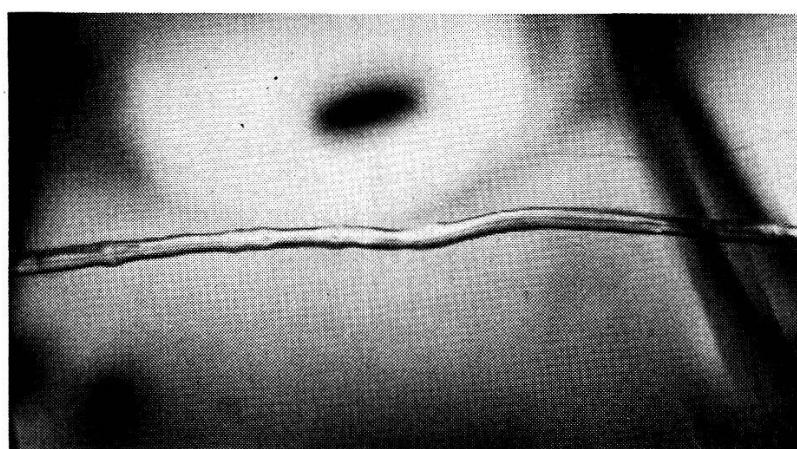


Fig. 2

Aspect du film gazeux entourant le fil pour $\Delta T = 500^\circ$ K.
Température du bain: 1,4° K.

3^o Si l'on suppose qu'au moment où le film gazeux se forme la température du fil est de 2,19° K, on peut calculer une valeur minimum du coefficient de transfert calorifique α dans l'hélium superfluide; une fois le film gazeux formé, la valeur de α tombe au centième environ de cette valeur minimum (fig. 1).

4^o L'épaisseur du film e croît avec la différence ΔT entre la température du fil et celle du bain d'hélium (fig. 1). Dans le cas de la figure 2, cette différence vaut 500° et le rayon du cylindre gazeux entourant le fil vaut 0,3 mm. On a ainsi un gradient de température de $1,5 \cdot 10^6$ degré/m,

et il semble que ce soit une des plus grandes valeurs de gradient de température qu'il soit possible d'atteindre de manière stationnaire en laboratoire.

Bibliographie

- 1) P. GRASSMANN et A. KARAGOUNIS: Proc. 5th intern. conf. Low Temp. Phys. and Chem. Madison 1958, p. 41.
 - 2) P. L. KAPITZA: J. Phys. USSR 5, 59 (1941).
 - 3) E. L. ANDRONIKASHVILI et G. G. MIRSKAIA: J. Expl. Theor. Phys. 29, 490 (1955) JETP 2, 406 (1956).
 - 4) GORTER, TACONIS, and BEENAKKER, Physica 17, 841 (1951).
 - 5) R. KRONIG et A. THELLUNG, Physica 16, 678 (1950).
 - 6) KRONIG, THELLUNG et WOLDINGH, Physica 18, 21 (1952).
 - 7) I. M. KHALATNIKOV: J. Expl. Theor. Phys. 22, 687 (1952).
-

Ein Strukturschema der Elektronenhülle

von A. FISCH (Aarau)

Unter der Bezeichnung Struktur-Schema wird eine symbolische Darstellung vorgeschlagen, welche in kürzester Form den Aufbau der Elektronenhülle eines Atoms erkennen lässt. Aus den bekannten Buchstaben zur Bezeichnung der Elektronenschalen und ihrer Untergruppen, wobei fehlende Gruppen durch einen Strich markiert sind, setzt sich das Strukturschema zusammen. In angebrochenen Gruppen wird die Zahl der vorhandenen Elektronen angegeben. Die Tabelle gibt die Strukturschemata für das ganze periodische System.

Strukturschema

1H(1)	36Kr(KLMsp)	71Lu(KLMNsp1-s)
2He(K)	37Rb(KLMsp-1)	72Hf(KLMNsp2-s)
3Li(K1)	38Sr(KLMsp--s)	73Ta(KLMNsp3-s)
4Be(Ks)	39Y(KLMsp1-s)	74W(KLMNsp4-s)
5B(Ks1)	40Zr(KLMsp2-s)	75Re(KLMNsp5-s)
6C(Ks2)	41Nb(KLMsp4-1)	760s(KLMNsp6-s)
7N(Ks3)	42Mo(KLMsp5-1)	77Ir(KLMNsp7-s)
8O(Ks4)	43Tc(KLMsp5-s)	78Pt(KLMNsp9-1)
9F(Ks5)	44Ru(KLMsp7-1)	79Au(KLMNspd-1)
10Ne(KL)	45Rh(KLMsp8-1)	80Hg(KLMNspd-s)
11Na(KL1)	46Pd(KLMspd)	81Tl(KLMNspd-s1)
12Mg(KLs)	47Ag(KLMspd-1)	82Pb(KLMNspd-s2)
13Al(KLs1)	48Cd(KLMspd-s)	83Bi(KLMNspd-s3)
14Si(KLs2)	49In(KLMspd-s1)	84Po(KLMNspd-s4)
15P(KLs3)	50Sn(KLMspd-s2)	85At(KLMNspd-s5)
16S(KLs4)	51Sb(KLMspd-s3)	86Rn(KLMNspd-sp)
17Cl(KLs5)	52Te(KLMspd-s4)	87Fr(KLMNspd-sp-1)
18A(KLsp)	53J(KLMspd-s5)	88Ra(KLMNspd-sp-s)

19K(KLsp-1)	54Xe(KLMspd-sp)	89Ac(KLMNspd-sp1s)
20Ca(KLsp-s)	55Cs(KLMspd-sp-1)	90Th(KLMNspd-sp2s)
21Sc(KLsp1s)	56Ba(KLMspd-sp--s)	91Pa(KLMNspd2sp1s)
22Ti(KLsp2s)	57La(KLMspd-sp1-s)	92U(KLMNspd3sp1s)
23V(KLsp3s)	58Ce(KLMspd1spd1-s)	93Np(KLMNspd4sp1s)
24Cr(KLsp51)	59Pr(KLMspd2sp1-s)	94Pu(KLMNspd5sp1s)
25Mn(KLsp5s)	60Nd(KLMspd4sp--s)	95Am(KLMNspd7sp-s)
26Fe(KLsp6s)	61Pm(KLMspd5sp--s)	96Cm(KLMNspd7sp1s)
27Co(KLsp7s)	62Sm(KLMspd6sp--s)	97Bk(KLMNspd8sp1s)
28Ni(KLsp8s)	63Eu(KLMspd7sp--s)	98Cf(KLMNspd9sp1s)
29Cu(KLM1)	64Gd(KLMspd7sp1-s)	99E(KLMNspd11sp-s)
30Zn(KLMs)	65Tb(KLMspd8sp1-s)	100Fm(KLMNspd12sp-s)
31Ga(KLMs1)	66Dy(KLMspd9sp1-s)	101Mv
32Ge(KLMs2)	67Ho(KLMspd10sp1-s)	102Nb
33As(KLMs3)	68Er(KLMspd11sp1-s)	103(KLMNspd1sp-s)
34Se(KLMs4)	69Tm(KLMspd13sp--s)	
35Br(KLMs5)	70Yb(KLMNsp--s)	

Ein Demonstrationsexperiment zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit

von HENNING v. PHILIPSBORN und HANS STAUB
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Durch die neuere Entwicklung der Elektronik wurde ein einfaches Demonstrationsexperiment zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit möglich. Die Genauigkeit ist einige Prozent bei Projektion in der Vorlesung, einige Promille bei Auswertung im Laboratorium.

Als Lichtquelle dient die Kathodenstrahleröhre (flying spot tube) RCA 5ZP16. Die Abklingzeit ihres Phosphors ist 30 μ sec. Ein 500 kHz 14-Watt-Sender erzeugt mit Ferroxcubekernen ein Ablenksfeld von 13 Gauss. Mit diesem erhält man auf dem Leuchtschirm einen Strich von 45 mm Länge bei 1 mm Breite. Ein Quarzkondensator bildet ihn in gleicher Grösse auf eine Lochblende von 1 mm Durchmesser ab. Es ergeben sich Lichtblitze der Form eines schiefwinkeligen Dreieckes, wenn man die Intensität gegen die Zeit aufträgt, das heisst Lichtblitze von 14 μ sec Anstiegszeit und einer Abklingzeit, welche durch die des Phosphors bestimmt wird.

Ein halbdurchlässiger Spiegel teilt den Lichtstrahl. Der kleinere Teil wird direkt auf einen Elektronenvervielfacher RCA 931A geworfen. Der grössere Teil wird durch eine Linse gebündelt, fällt auf einen 10 bis 45 m entfernten Planspiegel, läuft denselben Weg zurück und gelangt dann gleichfalls in den Elektronenvervielfacher. Dieser wurde mit 1250 Volt betrieben. Seine grosse Ausgangsimpedanz wird von einem Doppel-

kathodenfolger der Koaxialkabelimpedanz angepasst. Die Signale werden auf dem schnellen Oszilloskop Tektronix 541 betrachtet. Die Signalamplitude von 2 Volt war begrenzt durch Sättigung im Elektronenvervielfacher, die Signalanstiegszeit durch die Anstiegszeiten der Elektronik auf 25 μ sec erhöht.

Obwohl das Intensitätsmaximum der Lichtquelle bei 3700 Å liegt, können überall Glaslinsen verwendet werden. Lässt man den grösseren Teil des Lichtes den längeren Weg durchlaufen, so erhält man wegen der stärkeren Absorption auf diesem im Elektronenvervielfacher etwa gleiche Intensitäten. Die Spiegel und Linsen sind mit Hilfe einer starken Lampe rasch und leicht justiert.

In der Vorlesung projiziert man die Signale vom Oszilloskopenschirm. Es genügt ein Lichtweg von 2mal 10 m. Der Abstand repetierter Signale entspricht der doppelten Ablenkfrequenz oder 1 μ sec und dient als Zeitskala. Der Abstand des direkten zum reflektierten Signal entspricht der Laufzeit. Aus dem Verhältnis der beiden Abstände und dem Lichtweg errechnet sich die Lichtgeschwindigkeit. Die Genauigkeit ist hier durch die Linearität des Sweeps des Oszilloskopens auf etwa 3% beschränkt.

Für die genauere Auswertung erhöhten wir den Lichtweg auf 2mal 46 m und photographierten nur das erste Signalpaar, abwechselnd mit Sinussignalen eines Eichsenders zur Kalibrierung der Zeitskala. Wenn man als Eichfrequenz ein ganzzahliges Vielfaches der Lauffrequenz wählt, so muss nur der kleine Unterschied interpoliert werden, welcher sich zwischen beiden wegen der begrenzten visuellen Einstellgenauigkeit auf dem Oszilloskopenschirm ergibt. Im Komparator kann man auf dem Photonegativ diesen Unterschied genauer bestimmen. Es werden im Komparator die Abstände der Strichmittelpunkte im Anfang der steilen Flanke der Signale gemessen. Wenn die beiden Signale nicht genau gleich gross sind, muss die Ausmessung in einander entsprechenden Höhen geschehen. Die Abstände der Eichsignale werden auf der gleichen Höhe gemessen, um vertikale Inhomogenitäten des Oszilloskopablenkfeldes zu eliminieren.

Die Strichbreite des Signals betrug etwa 1 mm auf dem Oszilloskopenschirm. Bei einer Ablenkgeschwindigkeit von 40 μ sec pro cm kommt dies etwa 4 μ sec gleich. Wenn man ferner die Triggerstabilität des Oszilloskopens berücksichtigt, ergibt sich ein Fehler von etwa 1 μ sec. Bei einer über die Auswertungen von 4 Negativen kamen wir zu dem wahrscheinlichen Fehler von 2 Promille und dem Ergebnis $c = (2,994 \pm 0,006) 10^{10}$ cm pro sec.

Ein «Sampling Oszillograph» für $4 \cdot 10^{-10}$ sec Zeitauflösung

von H. P. SCHLAEPPI und Dr. H. P. LOUIS
(IBM Forschungslaboratorium, Adliswil-Zürich)

Sampling Oszillographen tasten die abzubildende Signalwellenform punktweise ab und arbeiten demnach analog einem Stroboskop. Mit Hilfe eines elektronischen Schalters und eines Amplitudenspeichers wird die momentane Amplitude A eines Signalvorganges zur Zeit t gemessen, wobei t sich auf den Signalanfang bezieht; eine Zeitmodulations-schaltung ändert t von einem Vorgang zum nächsten. Für die Abbildung eines Wertepaars A, t auf dem Schirm eines gewöhnlichen Oszillo-graphen steht das gesamte Repetitionsintervall zur Verfügung¹⁾.

Die erzielbare Zeitauflösung übertrifft die von Verstärkeroszillographen um mehr als eine Größenordnung und wird damit vergleichbar derjenigen von Wanderfeldoszillographen. Ferner kann die Empfindlichkeit um zwei Größenordnungen gegenüber der von Wanderfeldoszillographen verbessert werden. Anderseits ist die Anwendung des Sampling-Oszillo-graphen auf repetitive Signale beschränkt, nicht aber auf periodische.

Ein Sampling-Oszillograph mit 10^{-9} sec Anstiegzeit ist von SUGARMAN²⁾ beschrieben und von uns nachgebaut worden. Dieser Anordnung wohnen gewisse Nachteile inne, die bei dem Versuch, die Anstiegszeit nochmals zu verbessern, zu einer Neukonzeption der Schaltungen zwangen, welche im folgenden beschrieben werden.

Wie aus dem vereinfachten Blockschema (Fig. 1) ersichtlich ist, startet der von aussen zugeführte, signalsynchrone Trigger eine schnelle Zeitbasis (150 V in $0,1 \mu\text{sec}$), welche im Komparator mit der Referenzspannung verglichen wird. Der Komparator gibt einen relativ langsamem Impuls an den Treibverstärker ab, welcher einen sehr steil ansteigenden Treibimpuls erzeugt.

Der Amplitudenselektor schneidet den langsam Anfang dieses Treib-impulses fort. Durch zweimalige Quasidifferentiation in einem koaxialen Netzwerk wird aus der zunächst linear ansteigenden Front des abgeschnittenen Treibimpulses der trapezförmige Abtastimpuls (Strobe) gewonnen, dessen effektive Länge etwa $3 \cdot 10^{-10}$ sec beträgt. Abtastimpuls und Signal werden superponiert; mit Hilfe einer Mikrowellendiode wird die Eingangskapazität des Stretcher-Verstärkers auf die Summenspannung aufgeladen. Am Ausgang des Stretchers steht dann während fast des ganzen Repetitionsintervales des Signals eine Spannung zur Verfügung, die linear von diesem Summenwert abhängt und direkt zur Strahlablenkung eines gewöhnlichen Oszillographen dienen kann. Wird die Zeitaltenkspannung der Oszillographenröhre gleichzeitig als Referenzspannung verwendet, dann entsteht auf dem Schirm das zeitlich ge-dehnte Abbild der Signalwellenform.

Die effektive Anstiegszeit des Gerätes ist im wesentlichen gegeben durch die Dauer des Abtastimpulses. Abweichungen des Abtastimpulses von der idealen Rechteckform äussern sich in nichtlinearen Verzerrungen, wodurch der linear aussteuerbare Amplitudenbereich begrenzt wird. Das koaxiale Netzwerk (Fig. 2) liefert einen annähernd rechteckigen Abtastimpuls, dessen Dauer ausschliesslich durch die Längen von koaxialen

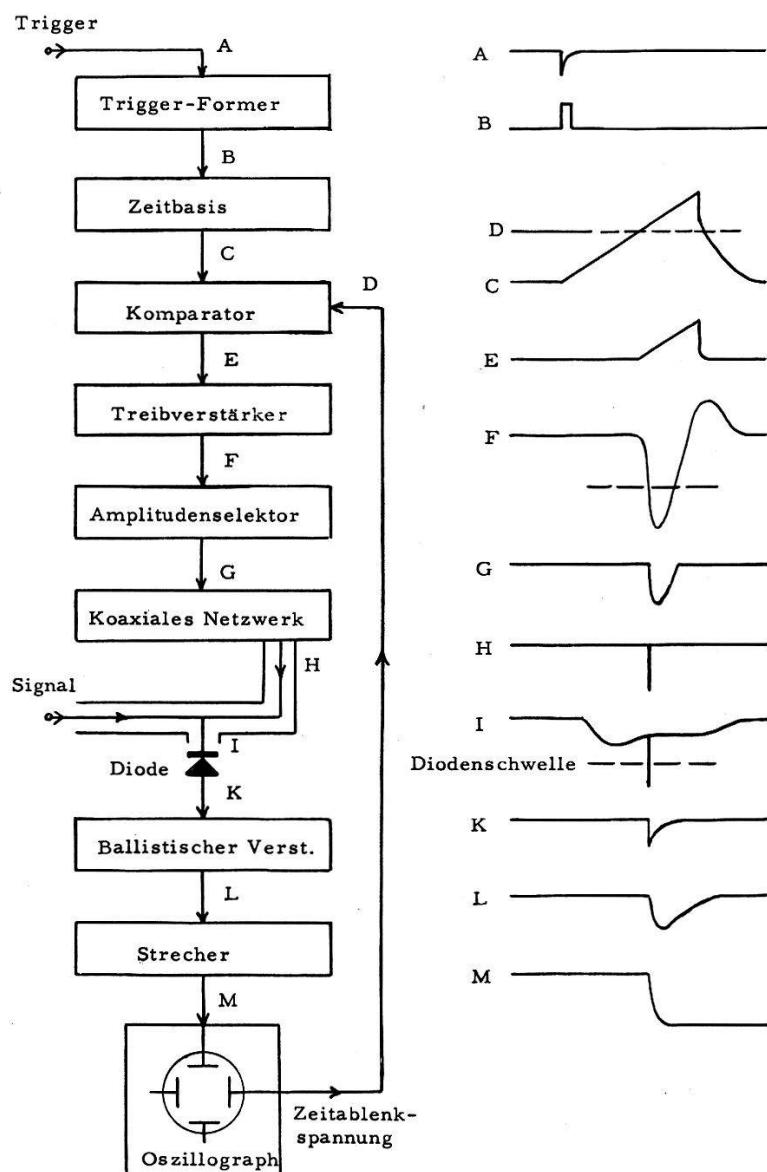


Fig. 1

Vereinfachtes Blockschema des Sampling-Oszillographen. (Zeit- und Amplitudenmaßstäbe der Wellenformen nicht identisch).

Leitungsstücken bestimmt ist, da der Amplitudenselektor dem Netzwerk eine linear ansteigende, mit scharfem Knick beginnende Spannung zuführt. Die Anordnung garantiert die Begrenzung unerwünschter Nachimpulse infolge von Reflexionen auf weniger als 23% des Abtastimpulses,

wobei dieser selbst eine minimale Dämpfung erfährt. Die Nachimpulse bleiben somit weit unterhalb der Schwellenspannung der Diode.

Die Amplitude des Abtastimpulses ist proportional der Anstiegrate des Treibimpulses beim Selektionsniveau. Eine Verkürzung des Abtastimpulses unter Beibehaltung seiner Form ist nur möglich bei entsprechender Erhöhung der Anstiegrate, welche durch das Verhältnis von maximalen Anodenstrom zu gesamter Lastkapazität der Treiberröhre gegeben ist. Wir haben gefunden, dass gewöhnliche NF-Endpentoden bei kleinerer Ausgangskapazität eine bedeutend höhere Stromergiebigkeit haben als die steileren Sekundäremissionspentoden (EFP60). Der Treiberverstärker ist als 3stufige Kette aus transformatorgekoppelten Endröhren EL86 aufgebaut und liefert eine Anstiegsrate von mehr als 100 V pro Nanosekunde unter Last.

In vielen Fällen stehen Trigger und Signal gleichzeitig zur Verfügung. Dann ist die minimale Verzögerung zwischen Trigger und Abtastimpuls

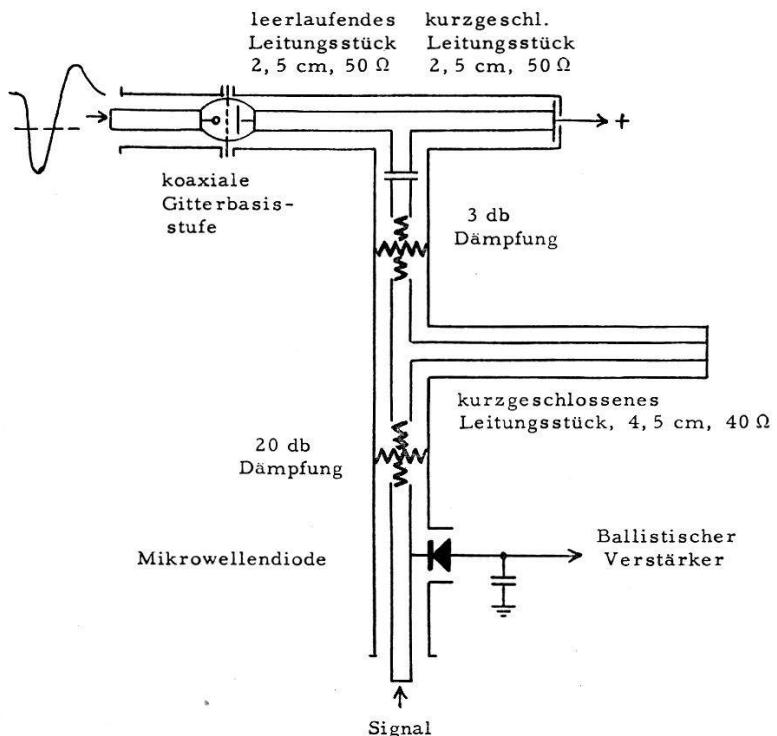


Fig. 2
Schema des koaxialen Netzwerkes.

von Wichtigkeit, weil das Signal seinerseits mindestens um den gleichen Betrag verzögert werden muss. Frequenzabhängige Laufzeit- und Dämpfungsverzerrungen des Verzögerungskabels begrenzen die ausnutzbare Bandbreite. Die verwendeten Trigger- und Zeitbasisschaltungen gestatten die minimale Verzögerung auf weniger als $40 \cdot 10^{-9}$ sec herabzudrücken, womit die Verzerrungen im Verzögerungskabel die Zeitauflösung des Gerätes nicht wesentlich beeinträchtigen.

Die Schaltung gestattet eine maximale Abtastimpuls-Repetitionsfrequenz von 50 kHz.

Einen Eindruck von der Leistung des Gerätes gibt Figur 3, welche die Vorderflanke eines Prüfimpulses zeigt, der durch Entladung eines koaxialen Leitungsstückes über ein Hg-Relais gewonnen wurde. Der Impuls wurde durch 16 m Koaxialkabel RG-9/U verzögert. Die Anstiegszeit zwischen 10% und 90% der Maximalamplitude beträgt $5 \cdot 10^{-10}$ sec.

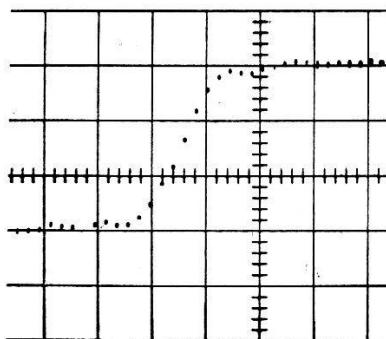


Fig. 3

Ansteigende Impulsflanke (Sampling-Oszillogramm).
(Zeit: $5 \cdot 10^{-10}$ sec/cm, Amplitude: 25 m Volt/cm).

Sie schliesst die Anstiegszeit des Impulsgenerators und des Verzögerungskabels ein.

Eine eingehendere Beschreibung des Gerätes ist in Vorbereitung.

Im Laufe dieser Entwicklung haben Herr Professor Dr. E. BALDINGER (Anstalt für Angewandte Physik der Universität Basel) und seine Mitarbeiter durch wertvolle Diskussionen und eigene experimentelle Arbeiten Wesentliches beigetragen.

Literatur

- 1) I. A. D. LEWIS und F. H. WELLS, Millimicrosecond Pulse Techniques, London 1954.
- 2) R. SUGARMAN: Rev. Sci. Instr. 28, 11 (1957), p. 933.