Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 33 (1960)
Heft: VI-VII

Vereinsnachrichten: Compte rendu de la Réunion de la Société Suisse de Physique
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

© 1960 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera
Nachdruck verboten – Tous droits réservés – Printed in Switzerland

Compte rendu de la Réunion de la Société Suisse de Physique

à Winterthur les 7 et 8 mai 1960

Président: Prof. Dr H. STAUB (Zurich)
Secrétaires: Prof. Dr J. ACKERET (Zurich)
Prof. Dr B. VITTOZ (Lausanne)

Partie administrative

En l'absence du président et du vice-président de la Société, cette séance est présidée par Prof. J. ROSSEL.

Sont reçus comme membres ordinaires: MM. H. BILGER (Inzlingen, Allemagne), L. CHOLLET (Neuchâtel), H. CHRIST (Bâle), A. DE HALLER (Zurich), C. POPPELBAUM (Dornach), H. WINKLER (Zurich).

Les comptes annuels et le rapport des vérificateurs sont donnés puis acceptés.

Prof. M. FIERZ, rédacteur des Helvetica Physica Acta, expose son rapport sur la situation de notre périodique.

Prof. P. HUBER, président du Comité National Suisse de Physique, donne également communication de son rapport annuel.

Suivant le vœu du président, le professeur F. HOUTERMANS rappelle les mérites du professeur Dr GREINACHER qui vient de fêter le 31 mai 1960 son 80e anniversaire, et qui fut président de la Société Suisse de Physique. A cette occasion, les vœux les plus chaleureux lui sont exprimés par l'assemblée au nom de la Société Suisse de Physique.

Partie scientifique

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

Prof. Dr. H. Greinacher pour son 80e anniversaire

Méthode de mesures du pouvoir thermoélectrique intrinsèque (sans conducteur de référence)

par ALBERT PERRIER, Lausanne

I. *Le problème et le principe de sa solution.* – Dans l'expression de la force électromotrice d'un couple thermoélectrique

$$E = E_A + E_B + \Delta V_t^{t+\Delta t}$$

les composantes E_A et E_B sont fonctions exclusivement de la différence des températures et de la *nature* de chaque conducteur, elles sont «intrinsèques»*). Et cependant leur détermination a toujours été basée sur la mesure de fem. de *couples*, c'est-à-dire s'est toujours appuyée sur un *conducteur de référence* (usuellement Pb), en faisant appel à la formule thermodynamique classique de Lord Kelvin. L'auteur propose ici une *méthode qui libère complètement de cette sujétion* et par conséquent des hypothèses qu'elle implique (voir toutefois réserve in fine).

En bref, cette voie nouvelle se fonde sur *la mesure de l'altération de l'effet magnétothermoélectrique «longitudinal» liée à l'effet transversal sans d'ailleurs exiger la connaissance de ce dernier.*

Maintenons un gradient *thermique fixe* parallèlement à la plus grande dimension (dir. *ox*) d'une lame conductrice rectangulaire. La force électromotrice qui s'y établit a été interprétée par l'auteur comme *résultant de l'équilibre entre un «autocourant thermoélectrique»* I_{th} (existant en l'absence de champ électrique et ne correspondant à aucune transformation d'énergie) et *un courant égal et de sens inverse entretenu par un champ électrique* $E_{th} = -\operatorname{grad} V_{th}$.

Ce qui s'exprime localement par

$$\boldsymbol{J}_{th} + \boldsymbol{E}_{th}/\varrho = 0 \tag{1}$$

Appliquons un champ magnétique $\boldsymbol{H}$ normal à la lame. Il se manifeste une fem. E_y (normale à la fois à H et au gradt: effet v. Ettingshausen-Nernst) et une variation δE_x de la fem. longitudinale. Si l'on court-circuite «transversalement» la lame par un empilement de conducteurs de résistance négligeable (reliant les arêtes parallèles à *ox*), la tension E_y s'évanouit et l'effet se ramène à une nappe de courant de densité J_y. Nous caractérisons brièvement le premier mode d'expérience par l'indice *o* «ouvert», phénomène: tension sans courant), le second par («fermé»: courant sans tension); cette description est classique. Dans l'hypothèse rappelée ci-dessus, le phénomène essentiel devient d'une part une modification «longitudinale» δJ_{thx} de l'autocourant, de l'autre l'apparition d'une com-

*) Nous préférons ce qualificatif à celui d'«absolu», souvent employé, comme aussi à «spécifique» qui peut prêter à confusion.

posante «transversale» J_{thy}; on doit de plus tenir compte de ce que simultanément la résistivité est changée («magnétorésistance» $\delta\varrho$).

Considérons les effets longitudinaux (ox), écrivons les équations d'équilibre dans les conditions f et o (applications de l'équation (1))

$$(\boldsymbol{J}_{th} + \delta\boldsymbol{J}_{th})\,(\varrho + \delta\varrho_f) = -\,(\boldsymbol{E}_{th} + \delta\boldsymbol{E}_{thf}) \tag{2}$$

$$(\boldsymbol{J}_{th} + \delta\boldsymbol{J}_{th})\,(\varrho + \delta\varrho_0) = -\,(E_{th} + \delta E_{tho} + \delta E_{tho}) \tag{3}$$

Retranchons (3) de (2)

$$(J_{th} + \delta J_{th})\,(\delta\varrho_f - \delta\varrho_o) = -\,(\delta E_{thf} - \delta E_{tho}) \tag{4}$$

ou

$$(J_{th} + \delta J_{th}) = -\,\frac{\delta E_{thf} - \delta E_{tho}}{\delta\varrho_f - \delta\varrho_o} \tag{5}$$

Ce qui nous apporte *la solution, remarquablement simple, de notre problème expérimental.*

L'obstacle en effet qui s'est toujours opposé jusqu'ici à la mesure directe du potentiel thermoélectrique, à savoir le *potentiel intrinsèque des sondes elles-mêmes* est ici éliminé; car il est parfaitement possible, moyennant précautions appropriées, de déterminer sans ambiguité la *variation magnétogalvanique dans les lames.*

Nous allons arriver au même résultat, particulièrement important par une voie plus générale; moins brève, elle gagne en force persuasive.

Superposons au gradient thermique un courant entretenu par une source extérieure réglable (densité J). A son aide, nous relevons des *caractéristiques* $E = f\,(J)$ dont les équations sont

$$[J - (J_{th} + \delta J_{th})]\,[\varrho + \delta\varrho_f] = E + \delta E_f \tag{6}$$

$$[J - (J_{th} + \delta J_{th})]\,[\varrho + \delta\varrho_o] = E + \delta E_o \tag{7}$$

$$[J - (J_{th} + \delta J_{th})]\,[\delta\varrho_f - \delta\varrho_o] = \delta E_f - \delta E_o \qquad (7)\text{–}(6)$$

d'où l'on conclut que

$$J = J_{th} + \delta J_{th} \text{ pour } \delta E_f = \delta E_o \tag{8}$$

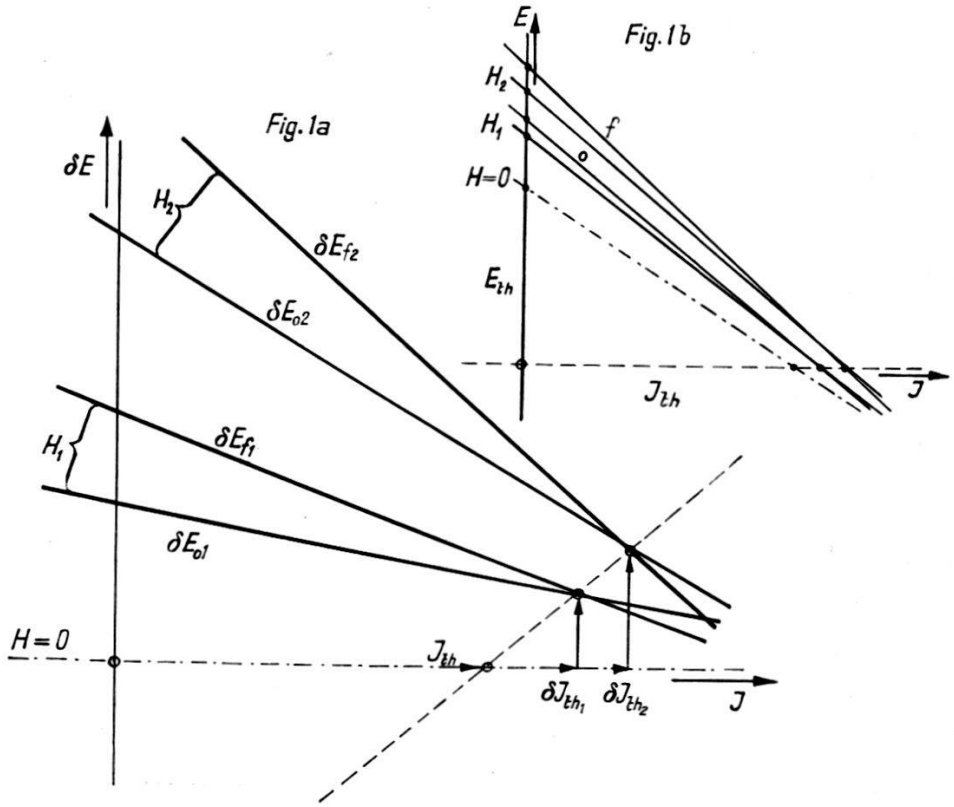
En langage parlé: *La densité de l'autocourant thermoélectrique est donnée par l'abscisse du point de concours des caractéristiques de la variation magnétogalvanique de la tension observée en conditions f et o.*

On vérifiera aisément que les équations (5) et (8) se déduisent l'une de l'autre.

Les figures 1a et 1b illustrent l'ensemble de ces considérations: 1b est plus complète en ce sens qu'elle est construite avec la caractéristique fondamentale (champ nul, inobservable, mais tirée après coup des expériences ci-dessus). Elle rend immédiatement évidentes sous la condition (8)

$$(9\ E = \delta E_f = \delta E_o = \delta E \quad \text{et} \quad \delta J_{th} = \delta E/\varrho \tag{10}$$

Il convient maintenant de relever qu'à *chaque valeur de l'aimantation correspond une paire de caractéristiques*, corrélativement une paire de valeurs de $J_{th} + \delta J_{th}$ et une de valeurs de $E_{th} + \delta E_{th}$. Les valeurs fonda-



mentales $\boldsymbol{J}_{th}$ et $\boldsymbol{E}_{th}$ (pour $\boldsymbol{H} = 0$, $\delta J_{th} = 0$) s'obtiennent immédiatement par une extrapolation linéaire (relations 9 et 10).

II. *Mise en œuvre.* Elle semble bien n'offrir aucune difficulté majeure; reposant sur la mesure de petites différences, elle demandera toutefois beaucoup d'attention. Une évaluation basée sur des données existantes, conduit à des différences $(\delta E_f - \delta E_o)$ de l'ordre de quelques μV pour des ferromagnétiques à saturation, de la dizaine de μV pour du Bi sous quelque 6000 Oe, avec les conducteurs à réactions plus faibles, des champs magnétiques plus intenses ramèneront à des ordres de grandeur comparables (dépendances quadratiques). Quant aux différences de résistances, nous avons montré autrefois que

$$\varrho_f - \varrho_o = \varrho_o \operatorname{tg}^2 \varphi$$

où $\operatorname{tg} \varphi = R/\varrho \qquad R =$ constante de Hall

Simplification de la technique opératoire. – La méthode requiert en apparence *deux éprouvettes d'essai*, l'une étant munie de courts-circuits transversaux. Or, on peut en réalité *se dispenser de l'autre* par l'application adéquate que voici du dispositif à courts-circuits décrit dans une publica-

tion antérieure[1]): après une série de mesures sur *la lame disposée normalement au champ* (*f*), on l'installera dans une nouvelle position à 90° de la première et on répétera une série semblable. Il est manifeste qu'alors il ne se développe pas de courants transversaux et *les mêmes sondes* indiqueront cette fois δE_o.

Sur la nature des fermetures transversales. – Leur caractère essentiel est une *résistance négligeable.* Il ne paraît pas indispensable au surplus qu'elles soient homogènes avec l'éprouvette: *on peut les choisir simplement d'un métal très conducteur* (*cuivre*), ce qui peut faciliter notablement la construction (épaisseurs!).

On se rend compte aisément que l'effet Leduc et les fem. consécutives de l'effet Peltier seront négligeables.

Pour cette même raison de la non-nécessité de connaître des effets transversaux, il n'est *pas indispensable de choisir une lame large,* et de plus, grâce aux courts-circuits transversaux, *la déformation des lignes de champs* au voisinage des électrodes n'est pas à redouter.

La longueur des éprouvettes peut ainsi être choisie librement en fonction de la sensibilité de l'observation seulement. Pour la brièveté et la clarté de l'exposé, il n'a été fait que la très courte allusion ci-dessus à des effets thermiques, nécessairement superposés en condition *o*. Les caractéristiques par exemple pourraient subir une légère courbure du fait du gradient *oy* de l'effet Leduc-Righi. Nous discuterons dans une publication plus détaillée de l'élimination de telles causes d'incertitude, en fait minimes.

III. *Des conséquences à espérer de séries d'expériences.* – Notons en premier lieu que des expériences effectuées par cette méthode donnent comme résultats supplémentaires *les variations magnétiques du pouvoir thermoélectrique* (soit ce que l'on désigne communément par *forces thermoélectromotrices d'aimantation*) ainsi que les *magnétorésistances.* Mais leur importance générale est d'un ordre notablement élevé. En premier lieu, la connaissance exacte des potentiels thermoélectriques intrinsèques implique immédiatement, par l'intermédiaire des fem. de couples, celle des *fonctions thermiques des potentiels de contact,* et comme conséquence les liaisons expérimentales réelles de ces grandeurs avec les coefficients des effets Peltier et Thomson; puis vraisemblablement un éclaircissement de l'énigme des *flux d'énergie accompagnant les courants électriques* (cf. effet Bridgman dans métaux non cubiques) et cela dans les métaux comme les semi-conducteurs.

A vues plus lointaines, on pourra entreprendre des séries de recherches sur les effets von Ettingshausen-Nernst et Leduc-Righi *purs* (afférents aux autocourants, c'est-à-dire commandés par des gradt exclusivement, en l'absence de tout grad V). Je reviendrai ultérieurement sur ces ques-

tions qui touchent à des transports d'électricité et de chaleur *sans dégradation d'énergie.*

Il importe toutefois de relever que les déductions résumées ici sont liées étroitement au mécanisme dualiste de la thermoélectricité, lequel choisit pour grandeur de base l'*autocourant thermoélectrique* (défini en l'absence de champ électrique), alors que les descriptions traditionnelles partent de la *force électromotrice* (mesurée en l'absence de courant). La différence se marque alors nettement par le fait que dans ce dernier cas la magnétorésistance n'entre pas *en ligne de compte à courant nul.* Les caractéristiques ne sont pas identiques mais demeurent parallèles; la différence entre les régimes *a* et *f* se manifeste alors en particulier à partir du champ électrique longitudinal compensé.

Or cela implique cette prévision très intéressante: Alors que nombre de phénomènes peuvent s'interpréter indifféremment dans les deux modes rappelés[2]), des expériences par *la voie magnétogalvanique proposée doivent permettre de trancher entre les deux.*

Bibliographie

[1]) A.-L. PERRIER, Méthode de fermetures multiples pour les mesures magnétogalvaniques transversales. Helv. Phys. Acta *32*, 451 (1959).

[2]) A. PERRIER, Autocourants et forces électromotrices; de l'interchangeabilité de ces notions, Helv. Phys. Acta *28*, 481 (1955).

Séparation expérimentale des pouvoirs thermoélectriques intrinsèques et des potentiels de contact

A. PERRIER, Lausanne

Cette communication paraîtra plus tard

Elektrische Quadrupolwechselwirkungen in einigen Feldspäten

von E. BRUN*), ST. HAFNER**) und P. HARTMANN*)

In einer früheren Arbeit[1]) wurde auf Grund von Quadrupoleffekten in magnetischen Kernresonanzspektren gezeigt, dass Albit ($NaAlSi_3O_8$; triklin) eine geordnete Al-Verteilung aufweist, während dies für Sanidin ($KAlSi_3O_8$; monoklin) und Analbit (Hochtemperaturmodifikation von Albit) nicht zutrifft.

*) Physik-Institut der Universität Zürich.

**) Institut für Kristallographie und Petrographie der ETH, Zürich.

Für einen Albit-Einkristall wurde nun die Untersuchung auf eine Messung der innern elektrischen Felder ausgedehnt. Der Methode von VOLKOFF *et al.*[2]) folgend wurde die Orientierungsabhängigkeit der Quadrupolaufspaltung der Al^{27}- und Na^{23}-Linie ausgemessen und daraus die Tensoren $\nabla \boldsymbol{E}$ am Ort der beiden Kerne berechnet. Unter Verwendung der bekannten Werte der Quadrupolmomente ($Q_{Al} = 0{,}149 \cdot 10^{-24}$ cm²; $Q_{Na} = 0{,}1 \cdot 10^{-24}$ cm²) ergaben sie im Hauptaxensystem

$$\text{für Al:}\quad \begin{aligned} V_{XX} &= -1{,}72 \\ V_{YY} &= -7{,}65 \\ V_{ZZ} &= 9{,}36 \end{aligned} \qquad \text{für Na:}\quad \begin{aligned} V_{XX} &= -4{,}05 \\ V_{YY} &= -6{,}75 \\ V_{ZZ} &= 10{,}8 \end{aligned}$$

jeweils in Einheiten von 10^{16} Volt/cm². Bis jetzt ist es uns noch nicht gelungen, die Richtungen der Tensor-Hauptaxen (X, Y, Z) mit dem Kristallbau in Zusammenhang zu bringen. Der Asymmetrieparameter ergab mit obigen Werten für Al: $(V_{XX} - V_{YY})/V_{ZZ} = 0{,}634$, für Na: 0,250. Die Bestimmung der Quadrupolkopplungskonstanten führte zu folgenden Resultaten:

$$\text{Al:}\quad eQV_{ZZ}/\text{h} = 3{,}37 \pm 0{,}03 \text{ Megahertz}$$
$$\text{Na:}\quad eQV_{ZZ}/\text{h} = 2{,}62 \pm 0{,}03 \text{ Megahertz}$$

Literatur

[1]) BRUN, HAFNER, HARTMANN und LAVES, Z. Krist. *113*, 65 (1960).
[2]) VOLKOFF, PETCH and SMELLIE, Canad. J. of Phys. *30*, 270 (1952).

Quadrupolwechselwirkungsenergie von Al^{27} im Spinell ($MgAl_2O_4$)

von E. BRUN*), ST. HAFNER**) und P. HARTMANN*)

Im Spinell ($MgAl_2O_4$) stehen den Kationen Mg^{+2} und Al^{+3} tetraedrische und oktaedrische Zwischenräume der kubisch nahezu dichtesten Anionenpackung zur Verfügung. Die elektrischen Quadrupoleffekte im Kernresonanzspektrum von Al^{27} eines natürlichen Spinells führten zum Resultat, dass die Al^{+3}-Ionen des betreffenden Kristalls vorwiegend oktaedrische Lücken mit rhomboedrischer Punktsymmetrie (D_{3d}) besetzen. Die Quadrupolkopplungskonstante wurde zu

$$\frac{eQV_{zz}}{h} = 3{,}72 \pm 0{,}04 \text{ Megahertz}$$

bestimmt. Mit dem bekannten Wert des Quadrupolmoments von Al^{27} $Q = 0{,}149 \times 10^{-24}$ cm² berechnet sich der Feldgradient des kristall-elek-

*) Physik-Institut der Universität Zürich.
**) Institut für Kristallographie und Petrographie der E. T. H., Zürich.

trischen Feldes in Richtung der Symmetrieachse zu $V_{zz} = 10{,}3 \times 10^{+16}$ Volt/cm². Unter Benützung der neuesten kristallographischen Daten[1]) für den natürlichen Spinell $MgAl_2O_4$, wurde in analoger Weise wie für den Korund (Al_2O_3) durch BERSOHN[2]), der Feldgradient am Kernort zu $V_{zz} = 2{,}3 \times 10^{+16}$ Volt/cm² berechnet.

Eine ausführliche Arbeit wird in der Zeitschrift für Kristallographie erscheinen.

Literatur

[1]) H. JAGODZINSKI und H. SAALFELD, Z. Kristallographie *111*, 197–218 (1958).
[2]) R. BERSOHN, J. Chem. Phys. *29* 326–333 (1958).

Verbotene $\Delta(M+m) = 0$ Übergänge im paramagnetischen Resonanzspektrum von Mn^{IV} im $SrTiO_3$ und Mn^{2+} im ZnS

von K. A. MÜLLER
(Battelle Institut, Genf/Schweiz)

Wir haben kürzlich über die quantitative Auswertung[1]) von verbotenen $\Delta(M + m) = 0$ Übergängen berichtet, die im Resonanzspektrum des vierwertigen Mangans in Einkristallen von $SrTiO_3$ beobachtet worden waren[2]). Die Übergänge erfolgen für ein magnetisches Hochfrequenzfeld, welches parellel zum konstanten Magnetfeld polarisiert ist[3]). Mit M beschreiben wir die Elektronenspin- und mit m die Kernspinquantenzahl.

Für einen Hamiltonoperator der Form

$$\mathfrak{H} = g\,\beta\,H\,S + A\,S\,I$$

hatten wir für beliebige Werte des Elektronenspins S und des Kernspins I das Verhältnis der Intensität $J_{M,m}^{M+1,\,m-1}$ der verbotenen Übergänge $M \leftrightarrow M+1$, $m \leftrightarrow m-1$, zur Intensität $J_{M,m}^{M+1,\,m}$ der erlaubten Übergänge $M \leftrightarrow M+1$, $\Delta m = 0$ errechnet bei gleicher Amplitude des diese Übergänge hervorrufenden Hochfrequenzfeldes. Wir benützten Wellenfunktionen, die mittels erster Ordnung Störungsrechnung ermittelt wurden und erhalten

$$J_{M,m}^{M+1,\,m-1} / J_{M,m}^{M+1,\,m} = (I+m)\,(I-m+1) \cdot \left(\frac{A'}{H_0}\right)^2 \qquad (2)$$

m läuft von I bis $-I+1$; es bedeuten $A' = A/g\beta$ die Hyperfeinaufspaltungskonstante in Gauss, $H_0 = h\nu/g\beta$ das durch den g-Faktor und die Frequenz ν des angelegten Mikrowellenfeldes gegebene Resonanzmagnetfeld bei Abwesenheit der IS-Koppelung.

Aus Formel (2) ist ersichtlich, dass für einen bestimmten Übergang $M \leftrightarrow M+1$ sich die Intensitäten der verbotenen Linien untereinander

wie ganze Zahlen, und zwar in unserem Falle des Mn^{55} mit $I = 5/2$ wie 5:8:9:8:5 verhalten. Für das Mn^{IV} errechnet man mit den Konstanten von $A' = 75 \pm 1$ Gauss und $g = 1{,}994 \pm 0{,}001$[2]), wenn eine Hochfrequenzstrahlung der Wellenlänge von 3,2 cm im Spektrometer benützt wird, eine relative Intensität von nur $2{,}3^0/_{00}$ der äussersten verbotenen und von $3{,}7^0/_{00}$ der nächst inneren zu den erlaubten Linien. Für den $M = -1/2 \leftrightarrow +1/2$-Übergang stimmten die beobachteten Werte innerhalb der Fehlergrenze mit den errechneten überein. Die 5 Linien dieses Überganges erfolgen etwa in der Mitte zwischen den 6 erlaubten Linien. Sie waren für sämtliche Magnetfeldrichtungen bezüglich der Kristallachsen sowohl bei Zimmertemperatur als auch bei der Temperatur der flüssigen Luft sichtbar.

Auch die Lage der $\Delta(M + m) = 0$ Linien wurde für den Hamiltonoperator (1) mittels Störungsrechnung bis zur zweiten Ordnung errechnet und dazu noch, allerdings wegen seiner Kleinheit nur in erster Ordnung, der Term der magnetischen Wechselwirkung $-g_N \beta_N H\, I$ des Kernmomentes mit dem Magnetfelde berücksichtigt. Wir erhielten für die Resonanzmagnetfelder $H_{M,m}^{M+1,\,m-1}$ der verbotenen Übergänge $M \leftrightarrow M + 1$, $m \leftrightarrow m - 1$

$$H_{M,m}^{M+1,\,m-1} = H_0 - A'\,m + A'\,(M+1) - \frac{A'^2}{2\,H_0}\{I\,(I+1) + S\,(S+1)$$

$$- M^2 - m^2 + 4\,Mm - 3\,M + 3\,m - 2\} - \frac{g_N\,\beta_N}{g\beta}\,H_0. \tag{3}$$

Hier läuft M von $S - 1$ bis $-S$, und m von I bis $-I + 1$. Aus unserer Formel (3) ist ersichtlich, dass die Elektronenspinquantenzahl M bereits in erster Ordnung eingeht, und die Linien bei halbzahligem Spin S um etwa $A'/2$ gegenüber den erlaubten verschoben sind. Im Ausdruck zweiter Ordnung ist ein konstanter Summand $S\,(S+1)$ neben einem solchen mit $I\,(I+1)$ enthalten. In der Formel für die erlaubten Übergänge die von BLEANEY[4]) erstmals angegeben wurde, kommt im Gegensatz dazu kein Term vor, in dem S enthalten ist. Die Beobachtung der verbotenen Übergänge erlaubt somit bei hinreichender Genauigkeit der Magnetfeldmessungen eine direkte Bestimmung des Spins S einer Resonanz noch im Falle halbzahliger Spins, bei denen alle Übergänge ausser dem $M = -1/2 \leftrightarrow +1/2$ ausgeschmiert sind. Für einen solchen Übergang reduziert sich unsere Formel zu

$$\left.\begin{aligned} H_{-1/2,\,m}^{+1/2,\,m-1} = H_0 - A'm + \frac{A'}{2} - \frac{A'^2}{2\,H_0}\Big\{ & I(I+1) + \\ & S\,(S+1) - m^2 + m - \frac{3}{4}\Big\}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

m läuft auch hier von I bis $-I + 1$.

Die mit Formel (4) errechneten Linienpositionen stimmten für den Fall des Mangans im $SrTiO_3$ für einen Spin $S = 3/2$ innerhalb der Fehlergrenze mit den beobachteten überein. Für einen Spin $S = 5/2$ wie ihn das Mn^{2+} besitzt, wurde dagegen eine Abweichung der theoretisch berechneten Positionen von den beobachteten gegen tiefere Magnetfelder festgestellt, deren Gesamtsumme über alle 5 Linien etwa 20 Gauss ergab bei einem mittleren Gesamtfehler von 5 Gauss (1 Gauss pro Linie). Durch Bestimmung des effektiven Spins S zu 3/2 war es uns beim $SrTiO_3$ gelungen zu zeigen, dass wir wirklich die Resonanz vom Mn^{IV} beobachtet hatten!

Um die Verwendbarkeit der Methode im Weiteren, und zwar bei polikristallinen Proben zu prüfen, haben wir uns für das bekannte Beispiel des Mn^{2+} im kubischen ZnS entschlossen. Das zweiwertige Mangan ist hier auf den Zn^{2+} Gitterplätzen eingebaut, welche tetraedrisch von negativen zweiwertigen Schwefelionen umgeben sind. Es besitzt einen $^6S_{5/2}$-Grundzustand. Durch Wirkung des kubischen Kristallfeldes auf die höher gelegenen Energieniveaus kommt wegen der Spin-Bahn- und Spin-Spinkoppelung eine Aufspaltung des sechsfach entarteten Grundzustandes des freien Ions in ein höher gelegenes Quartett und ein tiefer gelegenes Dublett zustande[5]). Der Abstand 3a zwischen diesen beiden Niveaus wurde von MATARRESE und KIKUCHI[6]) und dessen richtiges Vorzeichen von WATKINS[7]) zu $+ 25{,}0 \pm 0{,}2$ Gauss aus Messungen an Einkristallen bestimmt. Wegen dieser Starkaufspaltung wird im paramagnetischen Resonanzspektrum eine Feinstruktur beobachtet, die vom Winkel des konstanten Magnetfeldes zu den Kristallachsen abhängt. Sie ist hier allerdings kleiner als die Hyperfeinaufspaltung, deren Konstante A' zu $68{,}4 \pm 0{,}1$ angegeben wurde; der g-Faktor beträgt $2{,}0025 \pm 0{,}0002$[6])[7]). Die Feinstruktur geht für die $M = \pm 3/2 \leftrightarrow \pm 5/2$ und die $M = \pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$ Linien in erster Ordnung, aber für die $M = -1/2 \leftrightarrow +1/2$ Linie nur sehr schwach in zweiter Ordnung ein[8]). Verwendet man nun Pulverproben und nimmt das Spektrum mit kleiner Zeeman-Modulationsamplitude auf, so werden praktisch nur die Linien des $-1/2 \leftrightarrow +1/2$ Übergangs registriert, da die andern wegen ihrer Winkelabhängigkeit zu stark verbreitert sind. Diese Ausschmierung ist auch der Grund, dass wir seinerzeit an Pulverproben keine dem 2^t-Ordnungsterm $m(2M - 1)$ entsprechende Linienverbreiterung der erlaubten Übergänge beobachteten[9]). Die in unserem Experiment verwendete Probe war eine der damals hergestellten; sie enthielt Mangan in einem Konzentrationsverhältnis $f = 10^{-4}$.

Die für ein nahezu parallel zum konstanten Magnetfeld polarisierte Hochfrequenzstrahlung bei Zimmertemperatur und 9100 MHz beobachteten Nulldurchgänge der 5 verbotenen Linien des Übergangs

$M = -1/2 \leftrightarrow +1/2$ sind zusammen mit den theoretisch nach Formel (4) errechneten Linienpositionen in Tabelle 1 eingetragen. Der Berechnung wurde ein Spin $S = 5/2$ und die weiter oben angegebenen Konstanten zugrunde gelegt. Auch die Differenzen zwischen den experimentellen und

Tabelle 1

Verbotene $\Delta(M+m) = 0$ Übergänge im paramagnetischen Resonanzspektrum des Mn^{+2} in kubischem ZnS-Pulver bei 300° K und 9100 MHz; aufgenommen für ein zum konstanten Magnetfeld paralleles Hochfrequenzfeld

Δm	Theoretische Werte für $M = -1/2 \leftrightarrow +1/2$ $A = 68{,}4$ gauss; $g = 2{,}0025$	Experiment. Werte interpoliert und gemittelt aus 3 Aufnahmen	δH gauss
$-5/2 \leftrightarrow -3/2$	3099,2	3101,4	+1,2
$-3/2 \leftrightarrow -1/2$	3165,4	3166,5	+1,1
$-1/2 \leftrightarrow +1/2$	3233,1	3233,3	+0,2
$+1/2 \leftrightarrow +3/2$	3202,2	3202,2	±0
$+3/2 \leftrightarrow +5/2$	3372,8	3372,4	−0,4

theoretischen Werten sind angegeben, deren grösster 1,2 Gausss beträgt. Die Abweichungen sind übrigens systematisch und könnten vom Messverfahren herrühren. Wir haben die Resonanzmagnetfelder der verbotenen Linien linear zwischen den erlaubten interpoliert. Letztere wurden bis zur zweiten Ordnung mit der üblichen Formel[4)9)] errechnet. Bei der Aufnahme der Resonanz mit der ZnS-Probe wurde der Magnetstrom linear mit der Zeit verändert. Es ist möglich, dass das Magnetfeld dieser Veränderung wegen der etwas hohen Aufnahmegeschwindigkeit nicht ganz gefolgt ist. Aus der Tabelle geht aber deutlich hervor, dass es selbst ohne Verwendung einer Kernresonanz-Magnetfeldmessapparatur gelingt, den Spin S eindeutig zu 5/2 festzulegen: erstens muss es sich um einen halbzahligen Spin handeln, da sich die Linien etwa in der Mitte zwischen den erlaubten befinden und zweitens würde schon ein um eins grösserer oder kleinerer Spin, 3/2 oder 7/2, eine Verschiebung jeder einzelnen Linie nach Formel (4) um 3,6 Gauss ergeben, was 3mal grösser als die grösste gefundene Abweichung ist. Die Sicherheit wird noch erhöht, wenn man die Gesamtabweichung der 5 errechneten zu den gemessenen Linien betrachtet. Sie beträgt nur 2,1 Gauss, während sie bei einem von 5/2 abweichenden Spin um mindestens 18 Gauss verschieden sein müsste.

Literatur

[1]) K. A. MÜLLER erscheint im Bericht der Tagung über Hochfrequenzspektroskopie vom 31. 3.–2. 4. 1960 in Leipzig.
[2]) K. A. MÜLLER, Phys. Rev. Letters *2*, 341 (1959).
[3]) W. A. ANDERSON und L. H. PIETTE, J. Chem. Phys. *30*, 591 (1959).
[4]) B. BLEANEY, Physica *17*, 175 (1951).
[5]) H. WATANABE, Progr. Theor. Phys. Japan *18*, 405 (1957).
[6]) L. M. MATARRESE und C. KIKUCHI, J. Phys. Chem. Solids *1*, 117 (1956).
[7]) G. D. WATKINS, Phys. Rev. *110*, 986 (1958).
[8]) K. A. MÜLLER, Helv. Phys. Acta *31*, 173 (1958).
[9]) K. A. MÜLLER, Helv. Phys. Acta *28*, 450 (1955).

Etude expérimentale du polaron

par L. CHOLLET et J. ROSSEL
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Un compte rendu détaillé de ce travail sera publié prochainement dans Helv. Phys. Acta.

Effect of Pile Irradiation on the Dielectric Properties of Triglycine Sulfate Single Crystals

by ENNIO FATUZZO
(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

A number of experiments about radiation damage in ferroelectrics by pile irradiation have been reported. $BaTiO_3$ was investigated by LEFKOWITZ[1]), WITTELS and SHEVRIL[2]) and by LEFKOWITZ and MITSUI[3]); Rochelle Salt by KRUEGER[4]) and SHELUDOV *et al.*[5]). The main effect of pile irradiation on the hysteresis loop of $BaTiO_3$ is a decrease in the coercive field, with no bias effects[4]). CHYNOWETH[6]) has studied the effect of X-rays and electrons on Triglycine Sulfate (TGS) and observed a pronounced change in the hysteresis loop, which manifested itself in a strong bias.

In this short paper we would like to report on some results we obtained on TGS when this was exposed to pile irradiation. The samples were plates of Triglycine Sulfate, cleaved perpendicular to the ferroelectric direction and ground with abrasive powder to the desired thickness of about 0·2 mm. Transparent gold electrodes were evaporated onto the crystals.

The crystals were exposed to pile radiation at the Würenlingen reactor and the hysteresis loops were then studied as a function of irradiation.

It was found that after irradiation the hysteresis loops were very much deformed: the polarization P_s had dropped, the coercive field E_c had increased and an intrinsic bias B had developed (Fig. 1). Figure 2 shows the fractional decrease of the spontaneous polarization P_s with increasing integrated neutron flux ϕ; Figure 3 shows the coercive field strength E_c

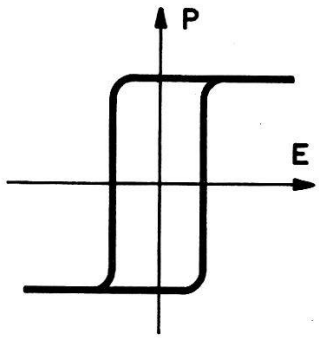


Fig. 1a
Hysteresis loop before irradiation

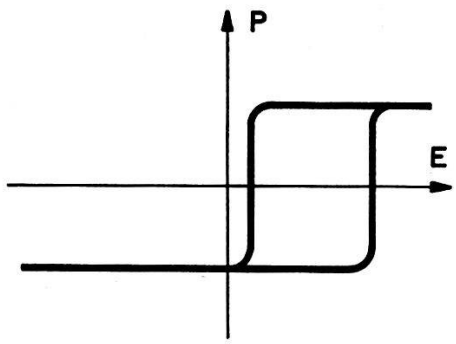


Fig. 1b
Hysteresis loop after irradiation

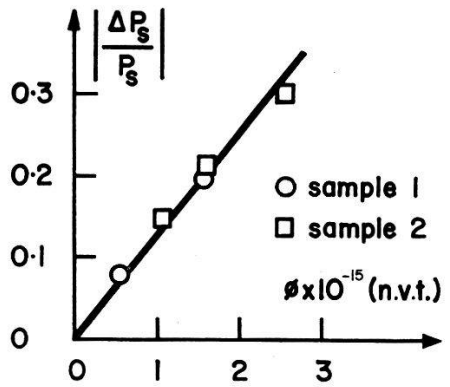


Fig. 2
Absolute value of the fractional decrease $\Delta P_s/P_s$ in spontaneous polarization versus integrated neutron flux $\varnothing$

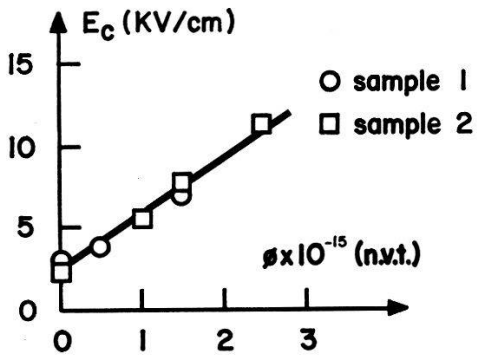


Fig. 3
Coercive field E_c versus integrated neutron flux $\varnothing$

versus ϕ and Figure 4 the electrical bias field strength B versus ϕ. All three quantities vary linearly with the integrated neutron flux. The points on all the graphs were obtained from two samples, the results are quite reproducible.

When the crystal is irradiated with more than 3×10^{15} n. v. t., the loop starts deteriorating, becoming less and less square, until it «closes» and becomes finally a straight line. By irradiating with more than 5×10^{15} n. v. t., the hysteresis loop and all ferroelectric properties get completely lost.

The bias produced by irradiation disappears upon continuous 50 cps cycling of the sample, but it comes back if the crystal is let to rest. The

shape of the switching current versus time curves which can be obtained when the intrinsic bias is compensated by an externally applied bias does not change markedly.

Since CHYNOWETH[6]) found in his X-ray experiments a correlation between the direction of the bias and the direction of polarization we were

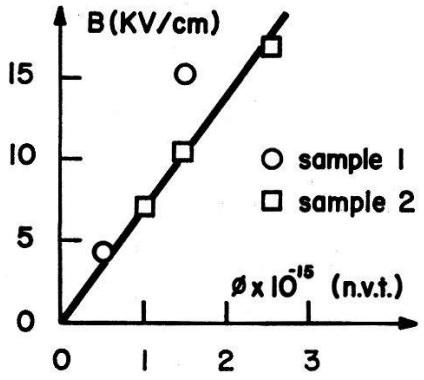


Fig. 4
Intrinsic bias B versus integrated neutron flux ø

interested in the same question in our neutron bombardment experiment. The simplest way to answer this question would be to take many crystals, to polarize half of them in one direction and the other half in the opposite one, to irradiate all of them and then to investigate the direction of the bias. Unfortunately, this straightforward method is not possible, as almost all the TGS crystals show a small bias even before irradiation. This intrinsic bias is normally so small that it can be ignored in experiments which are performed within a minute or so. However, as in our case a period of at least a day elapses between the treatment of the crystall in our laboratory and the irradiation, even a very weak bias can switch the polarization of the crystal. We have therefore followed a different procedure: We polarized all the crystals in the direction of the small intrinsic bias so that the samples were in a very stable state.

We found that the bias caused by irradiation is in the same direction as the small original bias so that it appears that there is a preferred direction in the crystal. However, this preference is not necessarily the same throughout the crystal. There are many crystals which before irradiation are partly biased in one direction and partly in the opposite direction (Fig. 5a). It thus appears that before irradiation at field strength $E = 0$ either the domains are all aligned in one direction, from which follows a biased hysteresis loop or else they are partially aligned, from which follows a type of double loop as shown in Figure 5a. Upon irradiation the hysteresis loop splits up into a double loop (Fig. 5b) whereby in both loops the bias increases with irradiation according to the curve of Figure 4.

Of course, the polarities of the bias of the two loops are opposite to each other. Furthermore, for each of the two loops the coercive field increases and the spontaneous polarization decreases accoring to Figures 2 and 3, respectively.

The results obtained by bombarding TGS crystals with neutrons are very different from those obtained by bombarding $BaTiO_3$[1][3]) crystals.

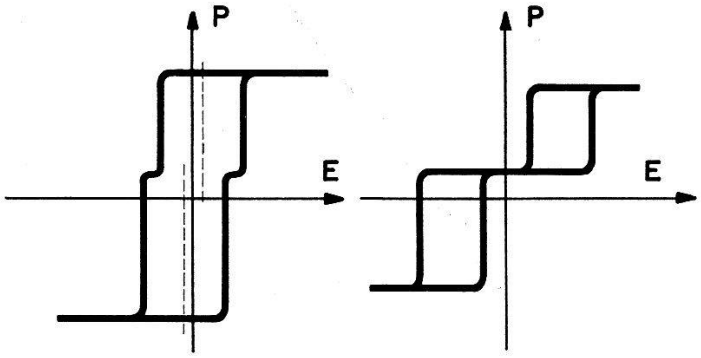


Fig. 5a
Hysteresis loop before irradiation

Fig. 5b
Hysteresis loop after irradiation

Whereas in TGS the coercive force increases upon radiation, it decreases in $BaTiO_3$. The results obtained on TGS are much more similar to the ones obtained by CHYNOWETH[5]) on TGS with X-ray bombardment. It seems that the results depend more on the material than on the type of radiation.

We wish to thank Dr. W. J. MERZ for many helpful discussions and Reaktor A.G. for their cooperation.

References

[1]) ISSAI LEFKOWITZ, J. Phys. Chem. Solids *10*, 169 (1959).
[2]) WITTELS and SHEVRIL, J. Appl. Phys. *28*, 606 (1957).
[3]) LEFKOWITZ and Mitsui, J. Appl. Phys. *30*, 269 (1959).
[4]) H. KRUEGER, Bull. Amer. Phys. Soc., Series II, *4*, 425 (1959).
[5]) I. S. SHELUDEW, M. A. PROSKURMIN, W. A. JURIN, and A. C. BOBERKIN-Doklady *103*, 207 (1955).
[6]) CHYNOWETH, Phys. Rev. *113*, 159 (1959).

Action d'un champ électrique sur l'état intermédiaire d'un superconducteur

par F. HAENSSLER et L. RINDERER
(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

GORTER[1]) a suggéré la possibilité d'un modèle non stationnaire d'état intermédiaire d'un superconducteur dans lequel les domaines superconducteurs allongés doivent se placer parallèlement au champ magnétique et au champ électrique (lorsque le superconducteur est parcouru par un courant électrique, par exemple). Nous avons déjà montré expérimentalement[2]) que lorsqu'un fil cylindrique superconducteur est parcouru par un courant légèrement supérieur au courant critique, on obtient par la méthode des poudres superconductrices développée par SHAWLOV[3])

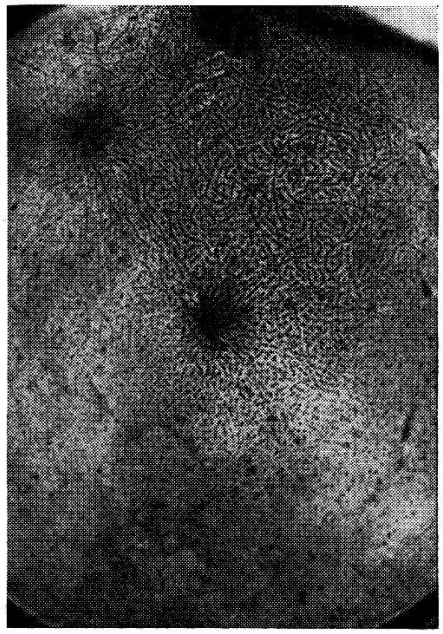


Fig. 1
Etat intermédiaire $T = 2°$ K, $H_{\perp} =$ 125 Oe, $I = 0$. Champ appliqué avant le refroidissement.

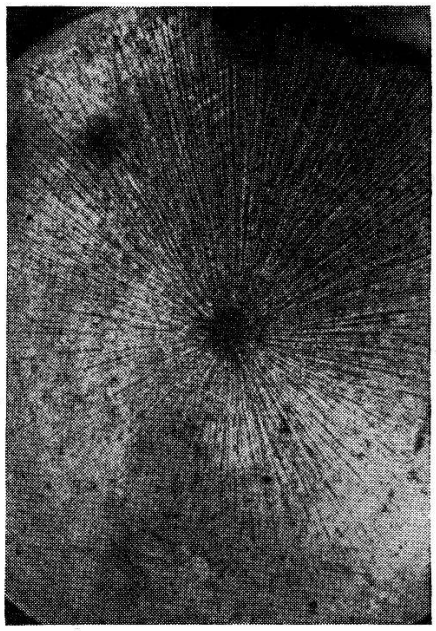


Fig. 2
Etat intermédiaire $T = 2°$ K, $H_{\perp} =$ 125 Oe, $I = 0$. Champ appliqué après le refroidissement.

une structure conforme au modèle de LONDON[4]). D'autres expériences dans différents échantillons d'Etain et d'Indium nous ont permis de constater que, une fois l'état intermédiaire établi au moyen d'un champ magnétique extérieur $H_{ext} < H_c$, le passage d'un courant électrique (= application d'un champ électrique au sein même du métal) a pour effet dans tous les cas d'orienter les domaines perpendiculairement à la direction du courant électrique (donc au champ électrique), contrairement au modèle

de Gorter. Il semblerait donc que l'action directe du champ électrique soit négligeable vis-à-vis de celle du champ magnétique produit par le courant électrique accompagnant nécessairement le champ électrique dans un métal. La figure 3 montre l'état intermédiaire d'une plaque d'Indium de 3 mm d'épaisseur et de 40 mm de diamètre, à une température de 2° K soumise à un champ magnétique perpendiculaire de 125 oe et parcourue radialement du centre vers les bords par un courant électrique d'une intensité de 100 Ampères. On voit bien au centre de la plaque les domaines de forme circulaire, donc perpendiculaires à la direction de ***E***.

Ce phénomène donne une explication de la différence que l'on observe dans les structures de l'état intermédiaire des figures 1 et 2, ob-

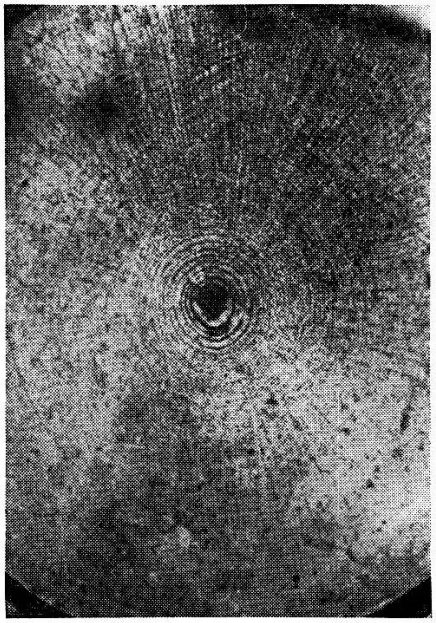


Fig. 3
Etat intermédiaire $T = 2°$ K, $H_{\perp} =$ 125 Oe, $I = 100$ A. Champ, puis courant appliqués après refroidissement.

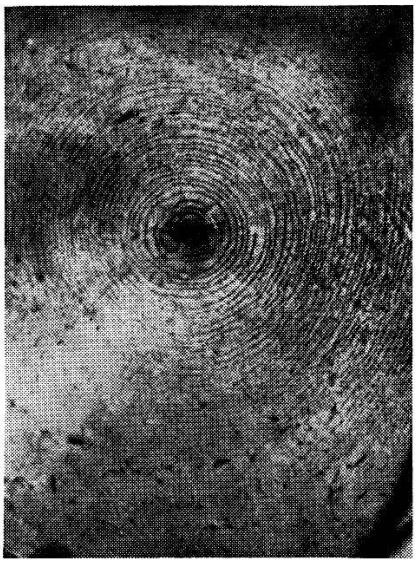


Fig. 4
Etat intermédiaire $T = 2°$ K, $H_{\perp} =$ 125 Oe, $I = 60$ A. Champ et courant appliqués avant refroidissement.

tenues dans les mêmes conditions finales de température et de champ magnétique: dans le cas N° 2, la variation du flux de ***H*** au moment où l'on a appliqué le champ magnétique extérieur a produit des courants électriques circulaires qui ont aligné les domaines en formation perpendiculairement à leur direction de propagation, ce qui a déterminé cette structure en forme d'étoile.

En soumettant la plaque à l'action conjuguée du champ magnétique extérieur et du courant électrique pendant le refroidissement, on obtient une structure très régulière, formée uniquement de domaines circulaires

concentriques (fig. 4). Si l'action directe du champ électrique sur les domaines peut être négligée, on peut utiliser cette méthode comme une variante de la méthode de SHARVIN[5]) de mesure de l'énergie de surface en champ oblique. En appliquant les résultats de la théorie de LIFSHITZ et SHARVIN[6]), nous trouvons dans notre cas comme première estimation une longueur caractéristique $\Delta = 4 \cdot 10^{-5}$ cm.

Bibliographie

[1]) C. J. GORTER, Physica *23*, 45 (1957).
[2]) L. RINDERER et F. HAENSSLER, Helv. Phys. Acta *32*, 320 (1959).
[3]) A. L. SCHAWLOW *et al.*, Phys. rev. *95*, 1344 (1954).
[4]) S. SHOENBERG, Superconductivity, Cambridge univ. Press (1952).
[5]) I. V. SHARVIN, J. Exptl. Theor. Phys. *33*, 1341 (1957). – JETP *6*, 1031 (1958).
[6]) E. M. LIFSHITZ et I. V. SHARVIN, Dokl. Akad. Nauk. *79*, 783 (1951).

Wechselwirkungen langer Reichweite zwischen magnetischen Momenten in Halbleitern

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

Ein ausführlicher Bericht erscheint in den Helv. Phys. Acta

Bias in ferroelectric Colmanite

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

A detailed description of the work will appear in the Journal of Applied Physics.

Théorie du spectre d'absorption optique des sels de gadolinium

par R. LACROIX
(Institut Physique, Genève)

Un article complet paraîtra prochainement.

Electrical and Optical Properties of Zinc Sulfide Crystals in Polarized Light

J. A. BEUN and G. J. GOLDSMITH*)
(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

Single crystals of ZnS occur in a hexagonal and in a cubic modification. Crystals prepared by the conventional vapor phase condensation method usually consist of layers of hexagonal and cubic ZnS[1][2]). The crystals were grown by Dr. R. Nitsche of this laboratory from reagent grade zinc (Merck) and high purity H_2S (Mathieson) with no added impurities. They were in the form of thin platelets about 5 mm $\times$ 2 mm and 5–40 μ thick and appeared on visual inspection transparent, colorless and free of flaws except for occasional fine lines. They were found to be neither fluorescent nor electroluminescent. Upon examination between crossed polarizers they were observed to fall into either of three groups:

(a) Crystals which look white. These are generally extremely thin and nearly homogeneously hexagonal.

(b) Crystals which appear black or grey on first observation but on closer examination were found to contain many fine bright lines. These are apparently mainly cubic although they never form a pure phase.

(c) Crystals which are made up of many bands of various colors, often also with black sections. These bands or striations are always aligned perpendicular to the hexagonal *c*-axis. They correspond to regions of cubic and hexagonal structure. In the hexagonal parts periodical stacking faults occur and give rise to the variety of colors[1]).

On a series of crystals of each class the optical transmission, the photoconductivity and the photovoltaic effect were measured. The basic instruments for these measurements were a quartz double monochromator with a Xenon high pressure arc as light source and a Glan-Thompson prism as polarizer. The system permitted detection of optical absorption ratios down to a few times 10^{-5} in the ultraviolet. The spectral bandwidth used is about 1 Å.

The results of the optical measurements are shown in Figure 1 for a typical crystal of each group. No corrections were applied for reflection or scattering losses, since the untreated crystal surfaces were not flat enough to make such corrections feasible and since we were not able to polish the fragile platelets.

From Figure 1 one can see that the mainly cubic crystals show a sharp edge at about 0·34 μ which is in excellent agreement with the data given by other authors[3]). There is no influence of the direction of polarization

*) Permanent address: RCA Laboratories, Princeton, N. J., USA.

as should be expected for cubic crystals. The mainly hexagonal crystals show a sharp edge around 0·33 μ, which is somewhat on the short wavelength side of the values mentioned in the literature[3–7]). Light polarized perpendicular to the c-axis is more strongly absorbed as light polarized

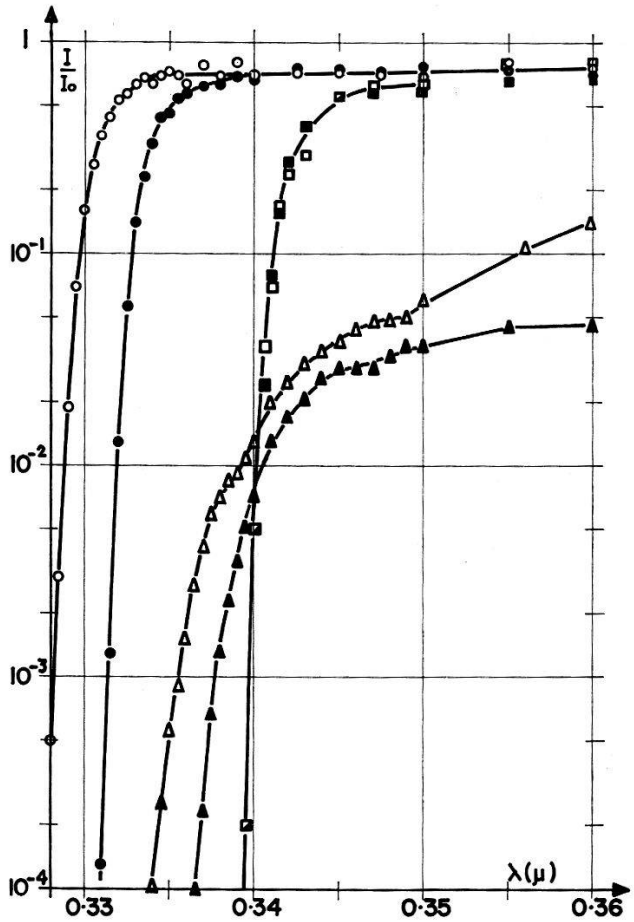


Fig. 1
Transmission as a function of wavelength for various crystals in polarized light.
○ «white» crystals □ «black» crystals
△ «colored» crystals
open signs $\boldsymbol{E}$ // c-axis filled signs $\boldsymbol{E} \perp$ c-axis

parallel to the c-axis. The distance between the two curves for hexagonal ZnS is about 30 Å in perfect agreement with the results of PIPER *et al.*[6]). The crystals of group c exhibit a less sharp edge somewhere between 0·33 μ and 0·34 μ; there is a marked dependence on polarization up to long wavelengths. At long wavelengths up to 0·7 μ little or no additional structure was observed in all our crystals. The apparent absorption in this region is probably due to scattering at the surface. It could be shown by the Tolansky-method that the surface is particularly rough for crystals of group c.

Recently crystals have been obtained by the so-called 'chemical-transport-method'[8]), using iodine as a transporter. These crystals are

purely cubic and can be polished. The results discussed above were completely confirmed by measurements on these crystals.

The spectral dependence of photoconductivity and photovoltaic effects was measured along the hexagonal *c*-axis (perpendicular to the striations). Indium amalgam contacts were used throughout. Apparently because of the presence of many shallow traps it was sometimes necessary to make the electrical measurements in the presence of steady infra-red illumination to avoid persistent electrical polarization effects. With an applied voltage of 10 volts across a gap of 3 mm the dark current was of the order of 10^{-13} Amp. The spectral bandwidth employed was 30 Å and the light intensity corresponded to the order of of 10^{13} photons per second incident on the crystal.

The electrical studies are often disturbed by polarization effects which persist even at elevated temperatures and which are frequently the cause of non-linear current voltage relationships and non-reproducible behavior. The photoconductivity maxima occur slightly to the short wavelength side of the absorption edge in the platelets but exactly at the edge for the cubic crystals obtained by the 'chemical transport reaction'. Crystals of type a and *c* show a shift in the maximum with the direction of the polarization of about 25 Å in reasonable agreement with the absorption measurements.

Measurements of short circuit current made on the most perfect examples of 'white' crystals available to us exhibited characteristic sign reversals with wavelength (Fig. 2). One reversal occurs in the vicinity of 0·35 μ and is independent of polarization direction. A second polarization dependent reversal occurs at a wavelength corresponding to that of the

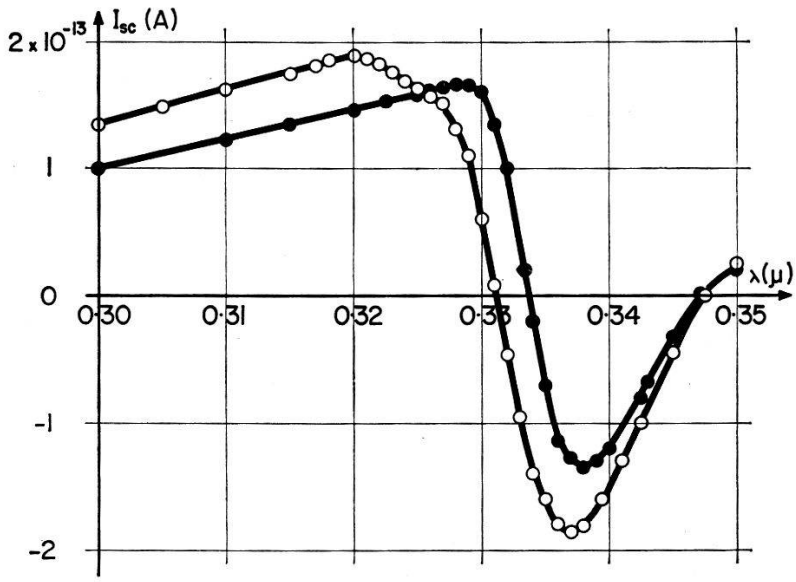


Fig. 2
Short circuit current versus wavelength for typical «white» crystals in polarized light and additional infrared light. Not corrected for light intensity.

beginning of the steep portion of the transmission curves. The shift with polarization is about 30 Å. These results are in contradiction to those of LEMPICKI[9]) for good hexagonal samples (selected by X-ray measurements) in which there is no sign reversal. This is probably an indication that our samples contain a considerably greater number of stacking faults than do those measured by LEMPICKI.

'Black' crystals show no shift in the spectral dependence of short circuit current and only a single sign reversal corresponding to the wavelength of the beginning of the steep part of the transmission curve. Polarization dependent sign reversals also occur in 'colored' crystals.

As observed by CHEROFF and KELLER[7]), by LEMPICKI[9]) and by MERZ[10]) the open circuit voltage at most wavelengths saturates at rather low light levels, but at wavelengths near the sign reversals it exhibits a stronger intensity dependence. In agreement with observations of CHEROFF and KELLER[7]) a reversal of sign occurred upon changing the light intensity in some samples.

Discussion

In order to compare the experimental results with various theoretical models, the relationship between the absorption coefficient and photon energy was examined. The absorption coefficients were calculated from the transmission values with the assumptions: a) The apparent absorption above 0·36 μ is caused by reflection and scattering and b) the wavelength dependence of reflection and scattering can be neglected over the range of interest. The best fit corresponded to the equation employed by MACFARLANE and ROBERTS[11]) in their studies on germanium.

$$K = A \left[\frac{(h\nu - E_g - k\theta)^2}{1 - \exp(-\theta/T)} + \frac{(h\nu - E_g + k\theta)^2}{\exp(\theta/T) - 1} \right],$$

where E_g is the minimum energy bandgap and θ the Debye temperature.

The first term in the above equation represents transitions with emission of a phonon and the second term, transitions with absorption of a phonon. On the assumption that phonon emission cannot take place at photon energies below a certain limiting value, the equation can be represented by two straight lines intersecting at the limiting energy $h\nu_1$, and each part of the curve can be treated independently. This leads to two expressions for E_g and θ (cf. BÖER and GUTJAHR[12]):

$$h\nu_1 = E_g + k\theta \quad \text{(limit of } h\nu \text{ for emission)}$$

and

$$h\nu_2 = E_g - k\theta \quad \text{(limit of } h\nu \text{ for absorption)}$$

where $h\nu_2$ is the intercept with the abscissa.

The resulting plot is shown in Figure 3 for a 'white' crystal with two directions of polarization and for a 'black' crystal. For each the experimental data can be represented by two straight lines.

By means of these relations, E_g and θ are calculated from our experimental data. The resulting values for E_g are, for the 'white' crystals, 3·73 eV for polarization parallel to the c-axis and 3·69 eV for perpendicular polarization. For 'black' crystals, the value is 3·59 eV. The Debye

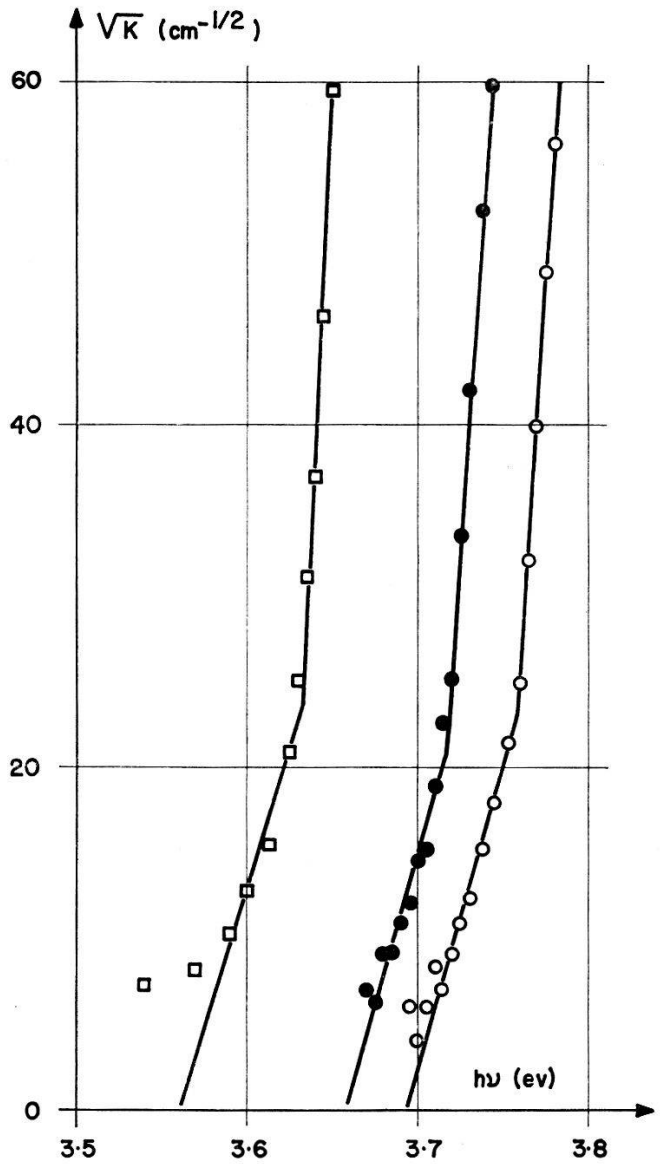


Fig. 3

Absorption coefficient as a function of photoenergy calculated from Fig. 1

○ «white» crystal, $\boldsymbol{E}$ // c-axis
● «white» crystal, $\boldsymbol{E}$ ⊥ c-axis
□ «black» crystal

temperature for the 'white' crystals is 370° K and 340° K respectively for parallel and perpendicular polarization and for the 'black' crystals 425° K. The Debye temperature for cubic ZnS was calculated by KRÖGER[13]) to be 300° K. The values derived from our measurements must be taken to be only approximate since θ is extremely sensitive to small changes in

the slopes of the experimental curves. The Debye temperatures obtained above give values for $q = (1 - \exp(-\theta/T))/(\exp(\theta/T) - 1)$ which are in reasonable agreement with the measured relation of the slopes of the straight lines.

The fact that the experimental data fit so well to the above equation indicates that in ZnS indirect transitions between the valence band and the conduction band might be responsible for the absorption at the edge. Low temperature measurements are necessary to confirm this statement and will be performed in the near future.

It should be mentioned here that it is not impossible to describe our results also by an exponential law (cf. DUTTON[14])). It is not possible however to draw any conclusions concerning the nature of the transitions from this exponential dependence since, as suggested by DEXTER[15]), it arises from local fluctuations in the bandgap energy due to lattice dilations associated with thermal vibrations. These thermal processes mask the frequency dependence due to the transition mechanism.

As suggested by BIRMAN[16]) and KELLY and FREDERICKS[17]), the 0·04 eV difference in E_g between the two directions of polarization in the 'white' crystals found both in the optical and the electrical measurements is probably the spin orbit splitting in the valence band levels. This value is in agreement with that predicted by DRESSELHAUS[18]) for CdS which should not differ appreciably from that of ZnS since the splitting depends primarily on the anion[16]).

References

1) L. W. STROCK and V. A. BROPHY, Am. Mineralogist *40*, 94 (1955).
2) L. W. STROCK, Acta Cryst. *10*, 840 (1957).
3) F. A. KRÖGER, Physica *7*, 1 (1940).
4) D. C. REYNOLDS and S. J. CZYZAK, Phys. Rev. *79*, 543 (1950).
5) W. W. PIPER, Phys. Rev. *92*, 23 (1953).
6) W. W. PIPER, P. D. JOHNSON, and D. T. F. MARPLE, J. Phys. Chem. Solids *8*, 457 (1959).
7) G. CHEROFF and S. P. KELLER, Phys. Rev. *111*, 98 (1958).
8) R. NITSCHE, J. Phys. Chem. of Solids (in press).
9) A. LEMPICKI, Phys. Rev. *113*, 1204 (1959).
10) W. J. MERZ, Helv. Phys. Acta *31*, 625 (1958).
11) G. G. MARFARLANE and V. ROBERTS, Phys. Rev. *98*, 1865 (1955).
12) K. W. BÖER and H. GUTJAHR, Z. Physik *155*, 328 (1959).
13) F. A. KRÖGER, in Am. Inst. Phys. Handbook 4–47, (1957).
14) D. DUTTON, Phys. Rev. *112*, 785 (1958).
15) D. L. DEXTER, Proc. 1957 Summer School Conf. (Suppl. Nuovo Cimento) *7*, 245 (1958).
16) J. L. BIRMAN, Phys. Rev. Letters *2*, 157 (1959).
17) R. L. KELLY and W. J. FREDERICKS, Phys. Rev. Letters *2*, 389 (1959).
18) G. DRESSELHAUS, Phys. Rev. *105*, 135 (1957).

Die Messung kleiner Wärmekapazitäten im Temperaturbereich von 1–10° K

von Jean Müller
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Ein Programm zur Bestimmung der Elektronenwärmen in Legierungen verschiedener Übergangsmetalle verlangte die Möglichkeit der Messung kleiner Wärmekapazitäten bei tiefen Temperaturen. Zufolge der schwierigen Art der Präparation einwandfreier Proben (Van Arkel-Dissoziation, Homogenisierung durch Zonenschmelzen im Hochvakuum) stehen nur verhältnismässig geringe Substanzmengen zur Verfügung. Grundsätzlich bietet in diesem Fall eine indirekte Bestimmung der spezifischen Wärme durch gleichzeitige Messung der Temperaturleitfähigkeit und der Wärmeleitung wesentliche Vorteile, eine Vergleichsmöglichkeit mit direkter calorimetrischer Beobachtung ist jedoch auch bei Anwendung jener Methode wünschbar.

Die Forderung nach einer Messung von Wärme-Kapazitäten der Grössenordnung 10^{-4} cal/° K mit genügender Genauigkeit macht eine weitgehende Elimination möglicher Fehlerquellen notwendig. Ein weiteres Problem entsteht dadurch, dass aus verschiedenen Gründen auch ein wesentliches Temperaturgebiet oberhalb des Siedepunktes des Heliums zugänglich sein soll. Mit Bezug auf die Empfindlichkeit wurde nach Vorversuchen offensichtlich, dass die adiabatische Methode mit Austauschgas ungeeignet ist, da die Adsorptions- und Desorptionswärmen beträchtlich und unkontrollierbar sind. In Würdigung dieser Voraussetzungen waren deshalb folgende Punkte für den Aufbau des Cryostaten wegleitend:

- abgeschlossenes, vollständig von tiefer Temperatur umgebenes System mit Calorimeter im Ultrahochvakuum und mechanischem Wärmekontakt;
- genaue Temperatur-Eichmöglichkeit von 1,5 bis 10° K;
- minimale zusätzliche Wärmekapazitäten;
- kleine Temperatur-Messenergie und minimale Temperatur-Drift.

Das eigentliche Calorimeter besteht aus der Probe von etwa 0,1 Mol und einem Kohlefilm als Thermometer und Heizelement. Die Wärmekapazität des isolierenden Lackstreifens, des Films und der versilberten Kupfer-Kontaktschleifen macht bei tiefen Temperaturen einen Beitrag von weniger als 1% aus. Das Mess-System mit dem an feinen Fäden ausgespannten Calorimeter wird bei Zimmertemperatur evakuiert und an einem Kupfer-Pyrex-Übergang abgeschmolzen. Das Konstruktionsprinzip des Cryostaten ist schematisch in Figur 1 wiedergegeben. Im Experimentierraum, im Innern eines in der Wandung permanent evakuierten

Pyrex-Hohlmantels, befindet sich wahlweise flüssiges Helium oder Heliumgas von bestimmter, stabilisierter Temperatur. Im Mess-System aus Kupfer sind zwei Gasthermometerkammern von 35 cm³ Volumen ein-

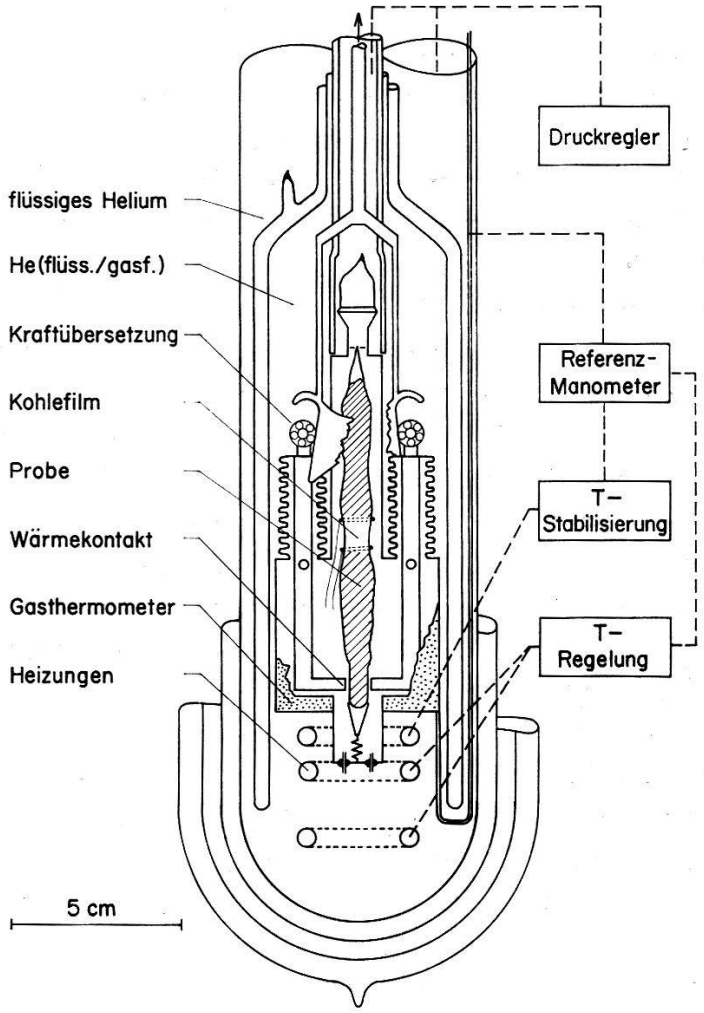


Fig. 1
Calorimeter für 1–10° K

gebaut, die durch eine Neusilberkapillare mit dem regelnden Referenzmanometer verbunden sind.

Um bei geschlossenem Wärmekontakt zur Herstellung des thermischen Gleichgewichts befriedigende Kontaktleitfähigkeiten zu erzielen, sind nach den Untersuchungen von BERMAN[1]) bedeutende Kräfte notwendig. Anderseits ist eine möglichst leichte Konstruktion in der Gegend des Heliumniveaus anzustreben, um die Verdampfungsverluste klein zu halten. Aus diesem Grunde wurde eine etwa 20fache Kraftübersetzung angewendet, derzufolge das Zug- und Druckrohr aus Kunststoff des Bewegungsmechanismus nur je auf maximal 1 kg beansprucht werden. Bei dieser Anordnung wird eine Probe normalerweise in wenigen Minuten

von der Temperatur der flüssigen Luft auf 4° K abgekühlt. In einer kürzlichen Arbeit von *Manchester*[2]) werden die Charakteristiken ähnlicher mechanischer Wärmeschalter ausführlich beschrieben; für weitere Literaturzitate sei ebenfalls auf diese Publikation verwiesen.

Die Widerstandsmessung der Kohleschicht zur Bestimmung der Probentemperatur erfolgt in einer Gleichstrom-Brückenschaltung mit photoelektrischem Galvanometerverstärker zur Nullanzeige. Im Hinblick auf unerwünschte Thermoströme sind hochohmige Filme von ungefähr 3000 Ω und einem Gradienten von beispielsweise 300 Ω pro Grad bei 3 °K günstig. Das Widerstandsthermometer wird vor der Messung der spezifischen Wärme bei geschlossenem Kontakt im Vergleich zum Heliumbad resp. Gasthermometer geeicht.

Während der Messung der spezifischen Wärme sind möglichst isotherme Verhältnisse im System vorteilhaft. Die Energiezufuhr durch Joule'sche Wärme wird von einem Timer kontrolliert. In den meisten Fällen sind Temperaturintervalle von mehreren Hundertstel Grad zulässig und eine Messenergie von etwa einem erg noch vernachlässigbar. Die Grenze der Empfindlichkeit hängt schliesslich von der Energiezufuhr durch Vibrationen ab, die gegenwärtig noch teilweise bis 1 erg/sec beträgt. Von einer günstigeren Aufstellung des Cryostaten wird hierin eine wesentliche Verbesserung erwartet.

Test-Messungen auf die beschriebene Weise wurden mit 15 g reinem Zinn durchgeführt. Die Resultate decken sich im vergleichbaren Bereich innerhalb 2% mit den Werten von *Corak* und *Satterthwaite*[3]). Mit ähnlicher Genauigkeit konnte die spezifische Wärme einer Lanthan-Gadolinium Mischkristallprobe von etwa $^1/_{10}$ Mol im Gebiet der supraleitenden Umwandlung gemessen werden[4]).

Literatur

[1]) R. Berman, J. Appl. Phys. *27*, 318 (1956).
[2]) F. D. Manchester, Can. J. Phys. *37*, 989 (1959).
[3]) W. S. Corak und C. B. Satterthwaite, Phys. Rev. *102*, 662 (1956).
[4]) J. Müller und M. Risi, Helv. Phys. Acta *33*, 459 (1960).

Der Entropieverlauf in Supraleitern mit magnetischer Zulegierung

von Jean Müller und Marcel Risi
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Erscheint in Helv. Phys. Acta *33*, 459 (1960).

Über die Durchmesserabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung von In bei tiefen Temperaturen

von P. Cotti
(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH, Zürich)

Bei tiefen Temperaturen kann der spezifische Widerstand in dünnen Drähten oder Filmen durch die Streuung der Leitungselektronen an den Probenwänden erhöht werden. Für den Fall eines Sommerfeld'schen Elektronengases ist der Einfluss eines longitudinalen Magnetfeldes auf diesen Effekt von Chambers[1]), und für transversale Felder von Macdonald und Sarginson[2]) theoretisch berechnet worden.

Durch das Magnetfeld werden die Elektronen auf spiralförmige Bahnen gezwungen. Die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Feld bleibt unverändert. In genügend starken longitudinalen Feldern sollte deshalb die Streuung an den Probenwänden praktisch ganz eliminiert – der spezifische Widerstand also auf den entsprechenden Wert des dicken Materials reduziert werden können.

Im transversalen Fall ist eine weniger ausgeprägte Reduktion des spezifischen Widerstandes von dünnen Drähten zu erwarten. Auf jeden Fall sollte hier die durchmesserbedingte Erhöhung des spezifischen Widerstandes auch in höchsten Feldern nicht vollständig eliminiert werden können.

Chambers hat seine Theorie mit Messungen an einer 30 μ dicken Na-Probe verglichen und eine schöne Übereinstimmung erhalten. Seine höchsten Felder (ca. 8000 Oe) reichten aber noch nicht aus, um eine Reduktion des spezifischen Widerstandes bis auf den Wert des dicken Materials erwarten zu lassen.

Olsen[3]) hat mit Messungen an sehr reinem In geprüft, wie gut sich die Überlegungen von Chambers auf ein Material mit magnetischer Widerstandsänderung der dicken Proben übertragen lassen. Seine Messungen an sehr reinem In stimmen qualitativ gut mit dieser Theorie überein. Es zeigt sich jedoch, dass die Elimination der Wandstreuung in den höchsten Feldern (ca. 12000 Oe) weniger ausgeprägt ist, als dies nach der Theorie zu erwarten wäre.

Wir haben jetzt ähnliche Messungen in pulsierenden Magnetfeldern bis zu 80000 Oe ausgeführt (Impulsdauer: ca. 0,2 sec). Die Resultate sind in Figur 1 zusammen mit dem nach Olsen berechneten Verlauf dargestellt. Wegen Wirbelstromaufheizeffekten ist es nicht möglich, in pulsierenden Feldern Messungen an dicken Proben auszuführen.

Die Tatsache, dass in unseren Proben der Widerstand in den höchsten Feldern im Gegensatz zu den Erwartungen wieder ansteigt, deuted auf einen starken Wiederanstieg des spezifischen Widerstandes des dicken Materials l.in.

Abgesehen von diesem Effekt laufen aber unsere Messkurven nach rechts viel langsamer zusammen, als dies nach OLSEN zu erwarten ist.

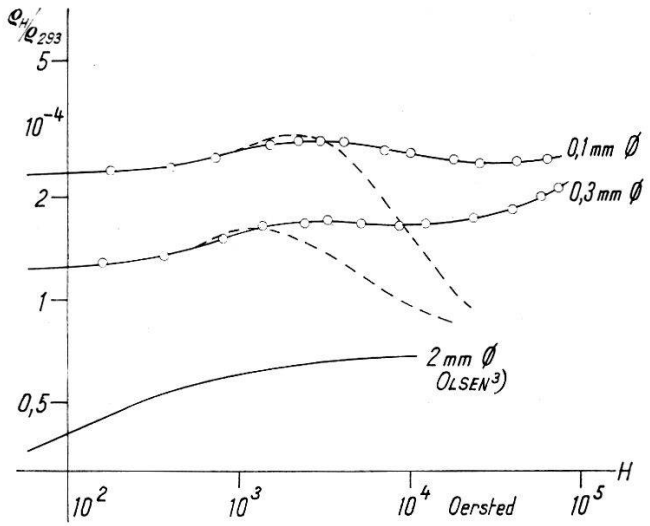


Fig. 1

Durchmesserabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung von Indium in longitudinalen Magnetfeldern bei 2° K

– – – – berechnet für $m \cdot \overline{v}$ = 2,7mal den Wert für freie Elektronen
$m \cdot \overline{v}$ = mittlerer Impuls der Elektronen auf der Fermi-Fläche

Die Wandstreuung kann also auch in den höchsten von uns verwendeten Magnetfeldern nicht vollständig eliminiert werden. Der mittlere Krümmungsradius der Elektronenbahnen ist hier aber bereits ca. 600mal kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektronen (für freie Elektronen berechnet). OLSEN[4]) hat darauf hingewiesen, dass dieses Verhalten zum Beispiel durch die Annahme von offenen Bahnen im k-Raum[5]) erklärt werden kann. Eine solche Annahme steht allerdings im Widerspruch zur Auffassung von ALEKSEEVSKII und GAIDUKOV[6]) und von LÜTHI[7]).

In transversalen Magnetfeldern ist die Reduktion des Durchmessereffektes wie erwartet noch schwächer als im longitudinalen Fall. Der Wiederanstieg in höchsten Feldern ist aber hier stärker ausgeprägt, was wiederum auf offene Bahnen hindeuten würde.

Diese Arbeit wurde vom Aluminium-Fonds-Neuhausen und vom Schweizerischen Nationalfonds finanziell unterstützt.

Literatur

[1]) R. G. CHAMBERS, Proc. Roy. Soc. *A 202*, 378 (1950).
[2]) D. K. C. MACDONALD and K. SARGINSON, Proc. Roy. Soc. *A 203*, 223 (1950).
[3]) J. L. OLSEN, Helv. Phys. Acta *31*, 713 (1958).
[4]) J. L. OLSEN, private Mitteilung.
[5]) I. M. LIFSCHITZ, M. Y. AZBEL, and M. I. KAGANOV, J. Exp. Theor. Phys. USSR *30*, 220 (1956).
[6]) N. E. ALEKSEEVSKII und YU. P. GAIDUKOV, Soviet Physics, USPEKHI *2*, 329 (1959).
[7]) B. LUETHI, Helv. Phys. Acta *33*, 161 (1960).

Monte-Carlo-Methode zur Berechnung der Leitfähigkeit in dünnen Drähten

von B. LÜTHI und P. WYDER
(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH, Zürich)

Eine ausführliche Arbeit erscheint bald.

Ummagnetisierungsvorgänge in dünnen ferromagnetischen Ni-Fe-Schichten

von S. MIDDELHOEK
(I. B. M. Forschungslaboratorium, Zürich)

In dünnen 80–20 Ni-Fe-Schichten lässt sich durch Aufdampfen in einem Magnetfeld bekanntlich eine einachsige magnetische Anisotropie induzieren[1])[2]). Um die Magnetisierung in der Schichtebene um den Winkel θ aus der leichten Anisotropierichtung herauszudrehen, muss pro Volumeneinheit die Anisotropieenergie

$$E_K = K \sin^2 \theta$$

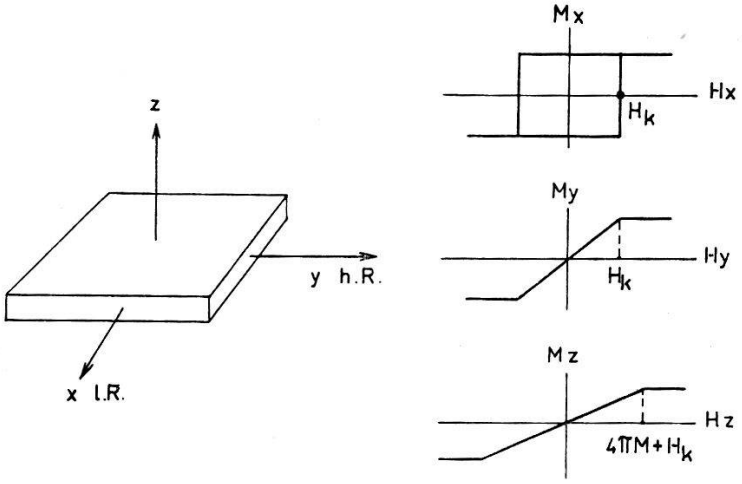
aufgewendet werden. Die unter dem Einfluss eines Magnetfeldes $\boldsymbol{H}$ sich einstellende Gleichgewichtslage der Magnetisierung einer Eindomänenschicht findet man aus der Bedingung, dass die Gesamtenergie ein Minimum ist:

$$E = E_K - \boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{H} = K \sin^2 \theta - M H_x \cos \theta - M H_y \sin \theta = \min.$$

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 2 K \sin \theta \cos \theta + M H_x \sin \theta - M H_y \cos \theta = 0.$$

Dabei ist M die Magnetisierung und H_x bzw. H_y sind die Feldstärkekomponenten in der leichten bzw. harten Richtung.

Für die Abhängigkeit der Magnetisierungskomponente in Feldrichtung vom angelegten Feld (Hysteresisschleife) sind drei Hauptrichtungen zu unterscheiden: Die Feldrichtung kann in der Schichtebene parallel zur leichten (x) oder harten Richtung (y), oder senkrecht zur Schichtebene (z) gewählt werden (Fig. 1a). In Figur 1b sind die aus (2) folgenden Hyste-

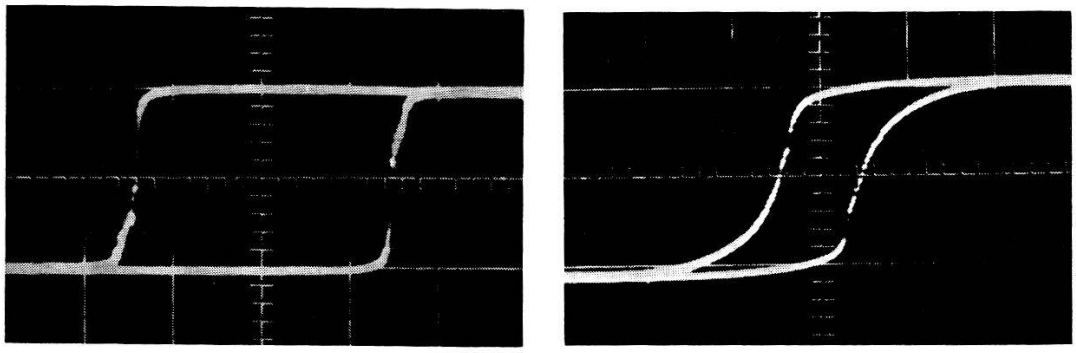


(a) Fig. 1 (b)

Theoretische Hysteresisschleifen in den drei Hauptrichtungen

resisschleifen für diese drei Hauptrichtungen dargestellt. Die Koerzitivkraft in der leichten Richtung und die Sättigungsfeldstärke in der harten Richtung sind gleich der Anisotropiefeldstärke $H_K = 2\,K/M$ (ca. 5 Oe). Für die Hysteresisschleife senkrecht zur Schichtebene liegt die Sättigungsfeldstärke wegen des Entmagnetisierungsfaktors von $4\,\pi$ bei $4\,\pi\,M + H_K$, für 80/20 Ni-Fe-Legierungen also etwa bei 10000 Oe. Wenn Abweichungen vom Eindomänenzustand auftreten, sind auch Abweichungen von diesen theoretischen Kurven zu erwarten.

Zum Vergleich sind in Figur 2 die experimentellen Hysteresisschleifen in der leichten und in der harten Richtung gezeigt, wie sie bei vielen



2 Oe (a) Fig. 2 (b)

Beobachtete Hysteresisschleifen in der leichten Richtung (a) und der harten Richtung (b)

Schichten beobachtet werden, die in einem Vakuum von 10^{-5} Torr in etwa 1000 Å Dicke auf Glasplatten gedampft wurden. In der leichten Richtung findet man eine Rechteckschleife mit einer kleineren Koerzitivkraft als H_K und die Schleife in der harten Richtung ist für Schichten mit relativ kleiner Anisotropie meistens geöffnet. Die kleinere Koerzitivkraft in der leichten Richtung ist darauf zurückzuführen, dass das Umschalten in dieser Richtung durch Wandverschiebung erfolgt; dieser Prozess ist in der Literatur bereits behandelt worden[3]). Hier wird über Untersuchungen der Magnetisierungsvorgänge in der harten Richtung berichtet.

Beobachtet werden die Magnetisierungskomponenten parallel (longitudinale Schleife) und senkrecht (transversale Schleife) zum angelegten Feld. Figur 3 zeigt die verwendete Schaltung. Das elektronisch integrierte

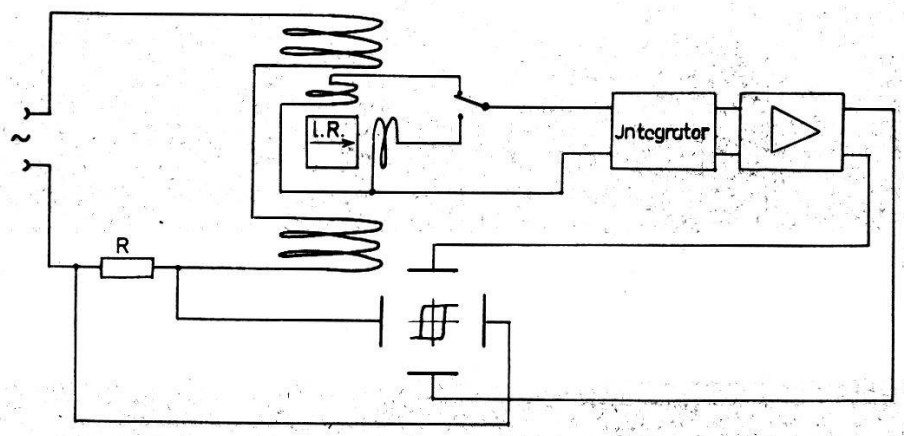


Fig. 3
Schaltung zur Aufnahme der longitudinalen und transversalen Hysteresisschleifen

Ausgangssignal der Aufnahmespule wird über einen Verstärker an die vertikalen Platten eines Kathodenstrahloszillographen geführt, der zum angelegten Feld proportionale Spannungsabfall an einem Widerstand im Treibspulenkreis liegt an den horizontalen Platten.

Bei Anlegen eines Wechselfeldes mit einer Amplitude $> H_K$ in der harten Richtung kann der Magnetisierungsvektor sowohl eine Links- als eine Rechtsdrehung ausführen (Fig. 4a). Ein kleines Zusatzfeld in der leichten Richtung wird eine der beiden Drehrichtungen begünstigen, ohne Feld aber sind beide Drehrichtungen gleich wahrscheinlich und treten gleichzeitig auf, was mit einer Aufteilung der Schicht in Domänen verbunden sein muss[4]). Figur 4 zeigt die longitudinalen (b) und transversalen (c) Hysteresisschleifen mit und ohne Zusatzfeld in der leichten Richtung. Im linken und rechten Bild führt die Magnetisierung eine reversible Drehung aus, welche in der Richtung des Zusatzfeldes erfolgt. Beim mittleren Bild ist kein Zusatzfeld angelegt und die transversale Schleife zeigt, dass die eine Hälfte der Magnetisierung der Schicht eine Links-, die andere

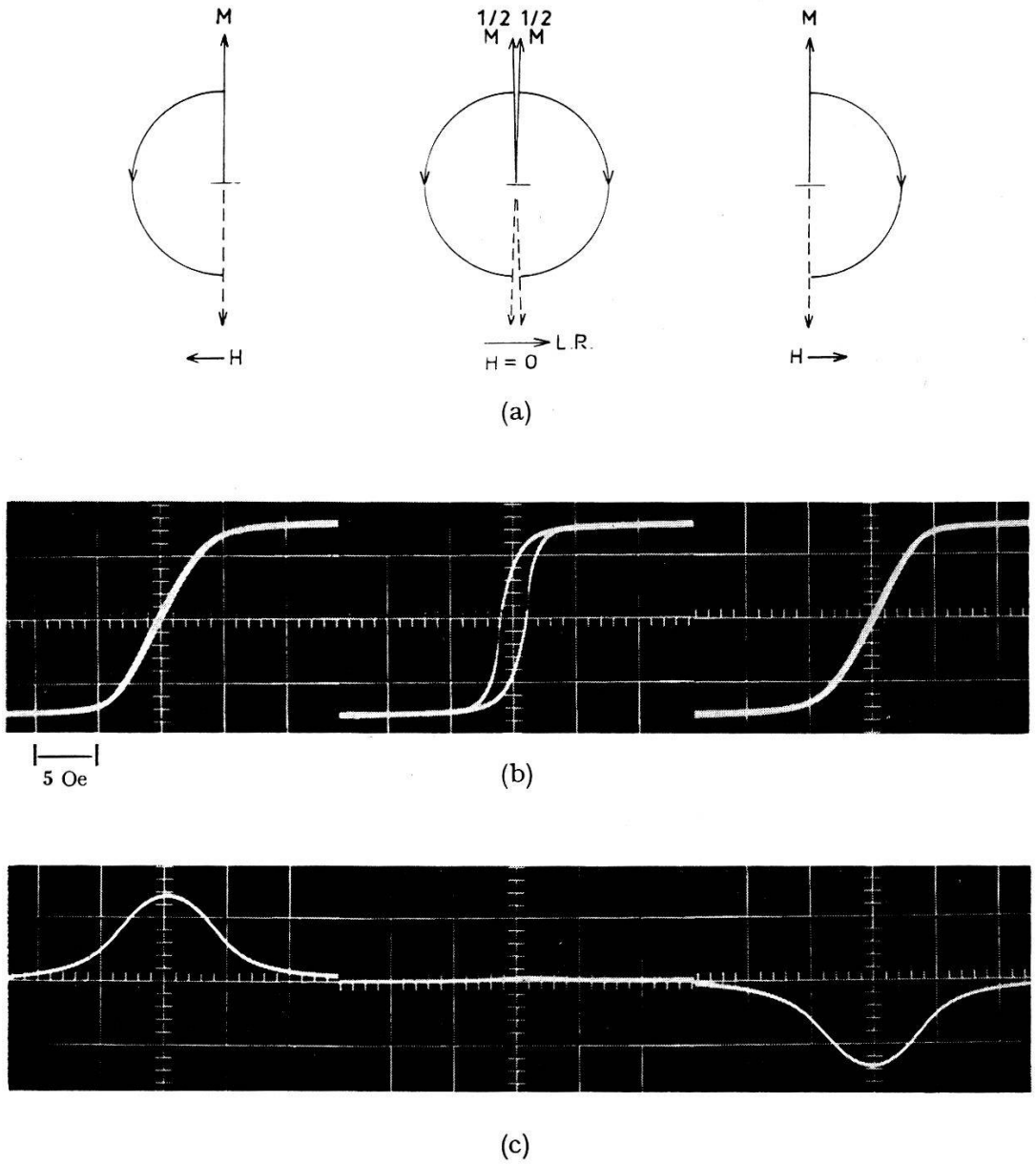


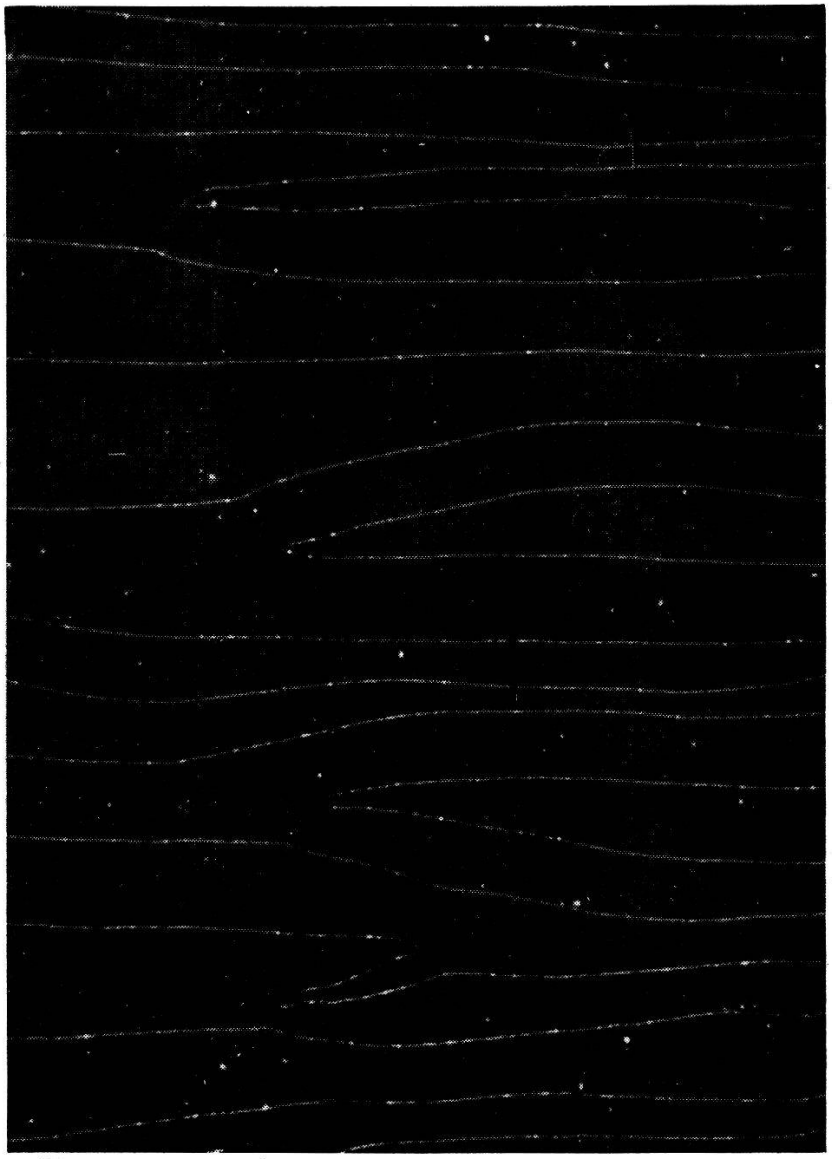
Fig. 4
Longitudinale (b) und transversale (c) Hysteresisschleifen in Abhängigkeit von einem Zusatzfeld in der leichten Richtung

Hälfte eine Rechtsdrehung ausführt. Gleichzeitig tritt in der longitudinalen Schleife eine Öffnung auf, was die Annahme berechtigt, dass die Öffnung mit der Aufteilung in viele Domänen verbunden ist.

Figur 5 zeigt ein Bitterstreifenbild einer aufgeteilten Schicht. Man erkennt, dass die Aufteilung sehr fein und die gesamte Domänenwandlänge sehr gross ist. Es wurden Wandlängen bis zu 10^4 cm pro cm^2 Schichtfläche beobachtet.

Die Aufteilung in links und rechts drehenden Domänen tritt in dem Moment auf, da der Feldvektor durch den Sättigungspunkt ($H_x = 0$,

$H_y = H_K$) geht. Eine asymmetrische Schleife erhält man bei einem kleinen Zusatzfeld in der leichten Richtung, wenn das Wechselfeld einen kleinen Winkel mit der harten Richtung bildet (Fig. 6a). Nur in einer Halbperiode geht der Feldvektor durch den Sättigungspunkt und allein



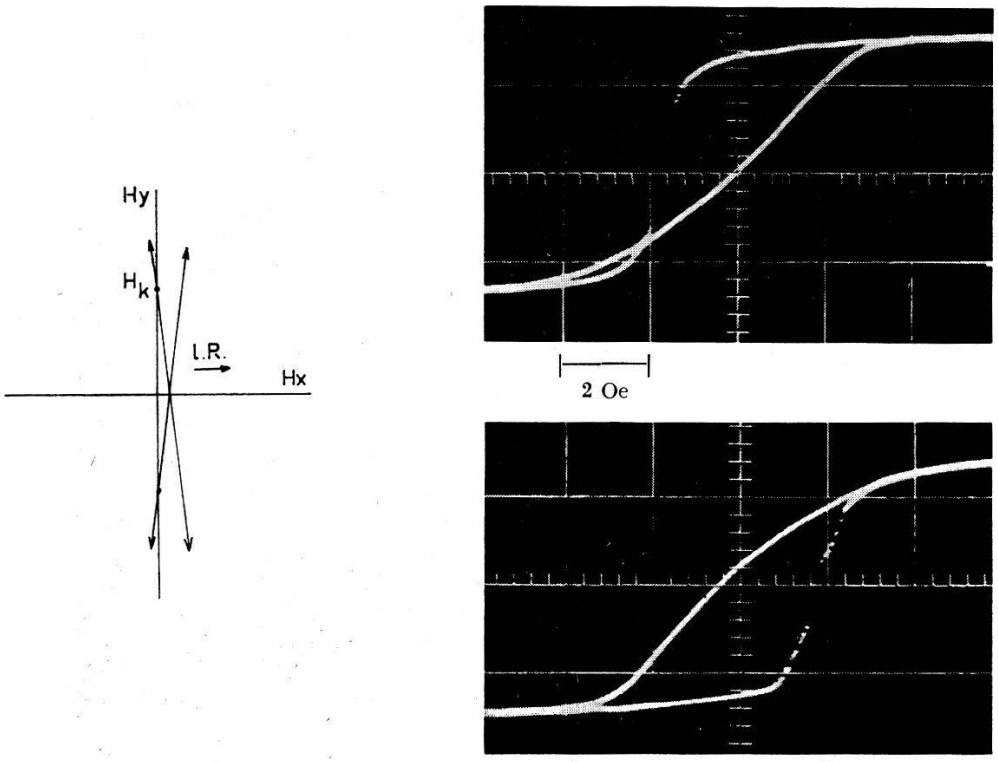
0,1 mm

Fig. 5
Bitter-Streifenbild einer aufgeteilten Schicht

dann tritt Aufteilung auf, welche zur Remanenz führt, in der anderen Richtung tritt nur eine reversible Drehung auf. Die zugehörigen longitudinalen Hysteresisschleifen werden in Figur 6b gezeigt.

Die Beobachtungen zeigen also übereinstimmend, dass die Remanenz in der harten Richtung mit einer Aufspaltung der Schicht in viele Domänen verbunden ist. Für eine quantitative Theorie hätte man die magnetostatische Kopplung der Domänen zu berücksichtigen und auch die

wegen der grossen Wandlänge beträchtliche Wandenergie in die Rechnung einzubeziehen. Die Höhe der Remanenz in der harten Richtung ist eng verbunden mit der Feinheit der Aufspaltung, welche durch die Inhomogenität der Schicht stark beeinflusst wird.



(a) Fig. 6 (b)

Hysteresisschleifen bei asymmetrischer Aussteuerung

Literatur

[1]) M. S. Blois, Jr., J. Appl. Phys. *26*, 975 (1955).
[2]) D. O. Smith, J. Appl. Phys. *29*, 264 (1958).
[3]) H. J. Williams and R. C. Sherwood, J. Appl. Phys. *28*, 548 (1956).
[4]) C. D. Olson and A. V. Pohm, J. Appl. Phys. *29*, 274 (1958).

Absolutmessung einiger Alphaenergien

von Albrecht Rytz, Zürich
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Mit Hilfe des neuen Permanentmagneten des «Centre National de la Recherche Scientifique» in Orsay (S.-et-O., Frankreich) und eines eigens für Absolutmessungen konstruierten Spektrographen wurden sehr genaue Werte der α-Energie einiger natürlicher Substanzen ermittelt.

Das durch Protonenresonanz gemessene und mit Eisenfolien homogenisierte Magnetfeld von ca. 8540 Gauss war dank einer grosszügigen Klimaanlage auf $\pm 10^{-5}$ konstant. Der Abstand der als Detektor verwendeten Photoplatte von der Quelle wurde durch einen Quarzstab konstant gehalten und mit einem Normalmeterstab aus dem «Bureau International des Poids et Mesures» verglichen.

Besonders sorgfältig und, ausser Bi^{211}, das durch direkte Aktivierung erhalten wurde, durch Aufdampfen im Hochvakuum hergestellte Quellen ergaben meist nur ganz geringe Linienverbreiterungen. Die durch Zählen der α-Spuren aufgenommenen Linienprofile erlauben, die Linienbreite abzuschätzen. Die in keV ausgedrückte Differenz a zur berechneten Breite ist ein Mass für die Quellendicke und hilft mit, den steilen, gegen zunehmende Energien hin auslaufenden Linienkopf zu deuten.

Die folgende Tabelle gibt die erhaltenen Resultate wider. In den angegebenen Fehlern (standard deviations) sind alle Beiträge aus Längen-

Quelle	Totale Linienbreite Δ [mm] D ber. ($a = 0$)	gemes.	$a=(D-\Delta)\frac{E}{\varrho}$ [keV]	$H\varrho$ [kilogauss-cm]	$H'\varrho$ [MHz·cm]	E [MeV]
^{210}Po	0,270	0,350	1,09	331,774	1412,561	5,304 81±0,00062
^{212}Bi α_0	0,284	0,320	0,52	354,346	1508,665	6,050 60 66
α_1				355,492	1513,545	6,089 77 66
^{211}Bi α_0	0,296	0,396	1,52	370,720	1578,380	6,622 19 69
α_1				360,936	1536,720	6,277 52 68
^{214}Po	0,305	0,530	3,7	399,442	1700,663	7,686 95 75
^{212}Po	0,323	0,352	0,51	427,060	1818,254	8,785 40 80
				±0,020	±0,085	

und Magnetfeldmessung sowie der Auswertung der Platten berücksichtigt. Die verwendeten Konstanten waren:
Gyromagnetisches Verhältnis des Protons:

$$\gamma_p = (2{,}67513 \pm 0{,}00002)\cdot 10^4 \text{rad sec}^{-1}\text{gauss}^{-1}$$

Faraday: $F = (9652{,}19 \pm 0{,}11)\text{emE/Mol}$

Masse des Alphateilchens: $M = (4{,}002777 \pm 0{,}000002)\text{amE}$

Unsere Resultate stimmen mit denen von COLLINS *et al.*[1]) und dem von WHITE *et al.*[2]) exakt überein. Dagegen können wir die Werte von BRIGGS[3]) und STURM and JOHNSON[4]) für Po^{214} nicht bestätigen.

Diese Arbeit wurde durch ein Stipendium des Commissariat à l'Energie Atomique und durch einen Beitrag der Kommission für Atomwissenschaft des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Eine vorläufige Mitteilung erscheint nächstens in den Comptes Rendus de l'Académie des Sciences; die ausführliche Arbeit ist in Vorbereitung.

Literatur

[1]) E. R. COLLINS, C. D. MCKENZIE, and C. A. RAMM, Proc. Roy. Soc. (London) *A 216*, 219 (1953).
[2]) F. A. WHITE, F. M. ROURKE, J. C. SHEFFIELD, R. P. SCHUMAN, and J. R. HUIZENGA, Phys. Rev. *109*, 437 (1958).
[3]) G. H. BRIGGS, Proc. Roy. Soc. (London), *A 157*, 183 (1936).
[4]) W. G. STURM and V. JOHNSON, Phys. Rev. *83*, 542 (1951).

Absolutmessung der Resonanzenergie der Reaktion $Ni^{58}(p,\gamma)Cu^{59}$ bei 1,84 MeV

von H. H. STAUB und H. WINKLER
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Wir haben die Resonanzenergie der Reaktion Ni^{58} $(p, \gamma)Cu^{59}$ bei 1,84 MeV, die bereits von BONDELID[1]) mit einem elektrostatischen Ablenker absolut gemessen wurde, mit einem absoluten magnetischen 180°-Spektrometer neu bestimmt. Diese Resonanz ist wegen ihrer kleinen Halbwertsbreite ($\Gamma \leqq 100$ eV) zum Vergleich der verschiedenen Methoden der Absolutbestimmung von Protonenenergien gut geeignet. Sie befindet sich ferner sehr nahe bei der Energie des Schwellenwertes der Reaktion Li^7 (p, n) Be^7, für die wir kürzlich[2]) einen etwas tieferen Wert als BONDELID[3]) erhalten haben.

Wir verwendeten die schon von BUMILLER *et al.*[4]) beschriebene Apparatur. Das homogene Magnetfeld wird entlang der Protonenbahn mit Kerninduktions-Signalen ausgemessen. Für kleine Abweichungen vom Mittelwert des Feldes wurde in bekannter Weise nach HARTREE korrigiert. Zur Messung der Frequenz diente ein elektronisches Zählgerät Hewlett-Packard Typ 524 B, das mit einem Normalsender geeicht wurde. Der Radius der Protonen im Feld wird durch den Eingangsspalt bei 0° und den Ausgangsspalt bei 180° festgelegt. Beide Spalte waren 0,1 mm breit. Ihr Abstand von 1000,17 mm wurde durch Vergleich mit einem neu geeichten Normalmeter bestimmt. Bei 90° war ein Mittelspalt von 0,25 mm Öffnung angebracht. Da im homogenen Magnetfeld nach Ablenkung über 180° eine Richtungsfokussierung stattfindet, genügt es, die geometrische Lage des Mittelspaltes relativ zu den beiden anderen

Spalten auf $\pm$ 0,5 mm festzulegen. Der Mittelspalt begrenzt den Öffnungswinkel des Protonenstrahls im Magneten und stabilisert zugleich mit isolierten Spaltbacken den van de Graaff-Generator. Bei der Aufnahme der Resonanzkurve wurde das Magnetfeld durch eine Kerninduktionsprobe auf $\pm 2 \times 10^{-5}$ zeitlich konstant gehalten und zugleich mit derselben Probe gemessen. Da die Probe 10 mm von der Protonenbahn radial nach innen verschoben steht und der Magnet einen kleinen radialen Gradienten von ca. 3×10^{-5} pro mm hat, ist eine Korrektur der gemessenen Frequenzen nötig. Auch musste für die nicht völlig unmagnetische Vakuumkammer korrigiert werden. Alle Korrekturen zusammen sind, in Energie ausgedrückt, kleiner als 2 KeV. In die Berechnung der Beschleunigungsspannung der Protonen an der Resonanzstelle gehen ausser Spaltabstand und Frequenz der Kerninduktionsprobe nur noch die sehr genau absolut bekannten Grössen γ_p, gyromagnetisches Verhältnis des Protons und v_k/v_c, Verhältnis der Kerninduktionsfrequenz des Protons zu seiner Cyklotronfrequenz im gleichen Magnetfeld, ein.

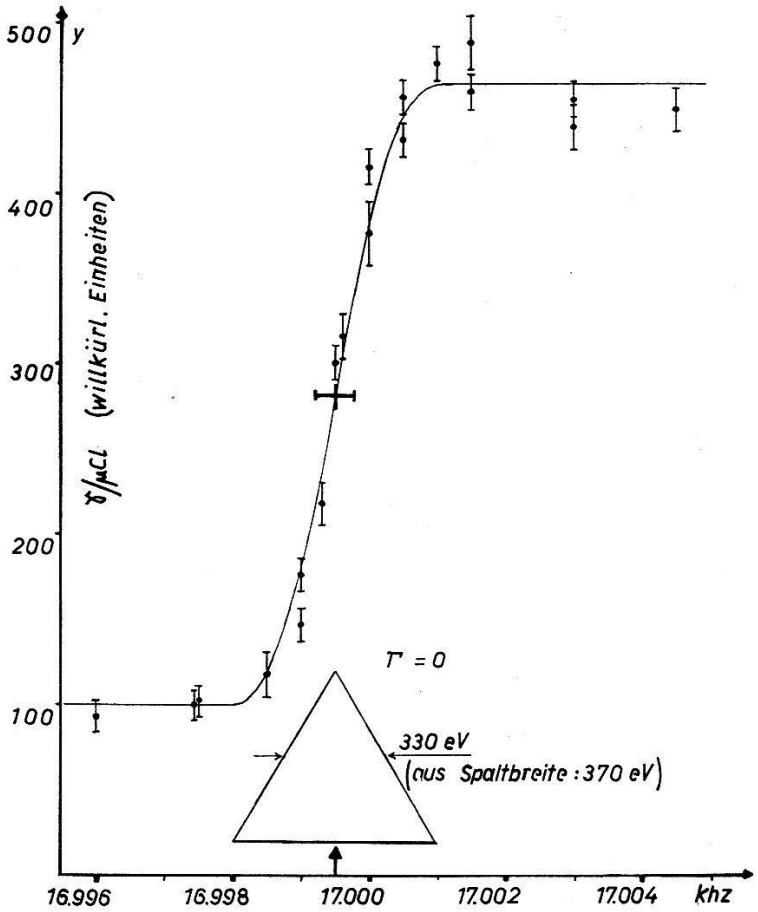


Fig. 1

γ-Ausbeute als Funktion des Magnetfeldes (ausgedrückt in Frequenz der Kerninduktionsprobe). Die Fehler sind statistische Fehler der Einzelmessung. Die Kurve entspricht der unten angegebenen dreieckförmigen Energieverteilung der Protonen nach dem Magnet. (Halbwertsbreite der Resonanz vernachlässigt.)

Die Targets bestanden aus angereichertem Ni^{58}, welches elektrolytisch auf Silber niedergeschlagen wurde. Da die nächste grössere Resonanz der Reaktion bei 1,4 MeV liegt, ist es sehr einfach, für die gemessene Resonanz die Anregungskurve einer dicken Target ohne Störung durch andere Resonanzen zu erhalten. Die Target wurde auf 200° C geheizt. Die γ-Energie von 5,2 MeV macht eine Diskriminierung gegen die Fluor-γ-Strahlung schwierig. Deshalb mussten besondere Abschirmungsmassnahmen gegen die von Verunreinigungen des Ausgangsspaltes kommende Fluor-γ-Strahlung getroffen werden. Der Strom betrug vor dem Eingangsspalt ca. 5 μA, am Target ca. 0,2 μA. Figur 1 zeigt eine der drei Messungen der Resonanz.

Alle drei Messungen mit zum Teil verschiedenen Korrekturen ergaben innerhalb $\pm$ 100 eV den gleichen Wert der Resonanzenergie. Für die Fehler der Absolutwerte wurden alle uns bekannten statistischen und systematischen Fehler in Betracht gezogen und quadratisch addiert. Es ergibt sich ein Absolutwert von 1842,9 $\pm$ 0,45 KeV.

Der Kommission für Atomwissenschaft des Schweiz. Nationalfonds danken wir für finanzielle Unterstützung.

Literatur

[1]) J. W. Butler und C. R. Gossett, Phys. Rev. *108*, 1473 (1957).
[2]) H. H. Staub und H. Winkler, Nuclear Phys. *17*, 271 (1960).
[3]) R. O. Bondelid und C. A. Kennedey, NRL Report 5083 (1958).
[4]) F. Bumiller, H. H. Staub und H. Weaver, Helv. Phys. Acta *29*, 83 (1956).

α–γ Winkelkorrelationsmessung am Be^8-Kern

von V. Meyer, H. H. Müller, H. H. Staub und R. Zurmühle
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Beim Einfang eines Protons durch einen Li^7-Kern entsteht ein hochangeregter Be^8-Kern. Die Bildungsreaktion hat für 441 KeV Protonen eine 12 keV breite Resonanz. Der so entstehende Be^8-Kern besitzt eine Anregungsenergie von 17,46 MeV. Sein Spin ist 1 und seine Parität positiv. Der Kern kann nun durch γ-Strahlung entweder direkt in den Grundzustand oder in den ersten angeregten Zustand bei 2,9 MeV übergehen. Im Gegensatz zum Ausgangsniveau haben diese beiden Zustände geradzahligen Spin und positive Parität. Sie können folglich in zwei α-Teilchen zerfallen. Beim Zerfall über den 2,9-MeV-Zustand gestatten die Auswahlregeln Strahlungstypen mit Drehimpulsen 1, 2, 3 und positiver Parität. Insbesondere sind also magnetische Dipolstrahlung und elektrische Qua-

drupolstrahlung gestattet. Es ist anzunehmen, dass die beiden Strahlungstypen miteinander konkurrieren. Eine Messung der Winkelverteilung der γ-Strahlung ist zur Bestimmung des Mischungsverhältnisses ungeeignet. Da nämlich die magnetischen Subniveaus des 17,6-MeV-Zustandes annähernd gleichmässig besetzt sind, ist sie nahezu isotrop. Die $\gamma - \alpha$-Winkelkorrelation ist hingegen stark vom Mischungsverhältnis beeinflusst und ist deshalb zu seiner Bestimmung geeignet. Bei gleichmässiger Besetzung der Subniveaus des 17,6-MeV-Zustandes ist die Korrelationsfunktion von der Form

$$W(\theta) = (1\text{–}0{,}6 \cos^2\theta) + \frac{2\,c}{\sqrt{5}}\,(3 \cos^2\theta - 1) + c^2\,(1\text{–}3 \cos^2\theta + 4 \cos^4\theta),$$

wo θ den Korrelationswinkel und c^2 das Mischungsverhältnis von elektrischer Quadrupolstrahlung zu magnetischer Dipolstrahlung bedeuten. Messungen unter 90°, 135°, 180° liefern $c^2 = 0{,}017 \pm 0{,}006$. Es ist also nur eine schwache Beimischung von elektrischer Quadrupolstrahlung vorhanden.

Ein ausführlicher Bericht über diese Messung wird später veröffentlicht.

Anomalies dans l'évaporation nucléaire du cuivre

par E. Jeannet, Cl. Bovet, J. Rossel et E. Vaucher
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Le travail qui fait l'objet de cette communication constitue une partie des recherches effectuées dans notre Institut sur les anomalies observées dans l'interprétation statistique de l'évaporation nucléaire[1)] [2)] [3)].

Les prédictions de la théorie de l'évaporation nucléaire portent sur les grandeurs expérimentales suivantes:

1. *Les spectres d'énergie* (*des particules chargées*). Différents travaux expérimentaux portant sur les noyaux lourds (Ag et Br) de l'émulsion nucléaire[4)] ainsi que les mesures effectuées dans notre Institut sur des noyaux bien définis, par la méthode du sandwich, ont mis en évidence:

a) une limite inférieure du spectre trop basse (par rapport à la hauteur de la barrière de Coulomb);

b) un excès de particules aux hautes énergies.

Ces deux anomalies sont surtout marquées pour les particules de charge $Z \geqslant 2$.

2. *Les distributions angulaires*. La théorie prévoit une distribution isotrope dans le système lié au noyau émetteur. Les anisotropies observées

sont supérieures à celles qui résulteraient du transfert d'impulsion au noyau.

3. *Les rapports d'émission des différentes particules.* Une telle mesure est délicate par la technique des plaques nucléaires; les méthodes de spallation (analyse radiochimique des noyaux résiduels) sont mieux adaptées à ces mesures mais ne fournissent aucune indication sur les points 1. et 2.

4. *La distribution en nombre de branches des étoiles* est également un point où théorie et expérience peuvent se comparer utilement. Nous attendons d'avoir accumulé une statistique plus complète avant de discuter ce point.

Le but de cette recherche a été de préciser les anomalies 1. et 2. en complétant les mesures déjà effectuées sur Cu, par l'utilisation d'un dispositif amélioré, permettant en particulier une discrimination certaine entre particules de charge $Z = 1$ et $Z \geqslant 2$, et une détection efficace sous tous les angles.

Nous avons irradié une feuille de Cu de 15 μ d'épaisseur aux neutrons de 500 MeV produits au moyen du synchro-cyclotron du CERN*). Les particules chargées émises lors de la réaction n + Cu ont été détectées au moyen d'émulsions nucléaires Ilford L-4. La feuille métallique était montée en sandwich entre deux émulsions sans support de 330 μ d'épaisseur; les neutrons incidents avaient une incidence de 30° par rapport à la normale à la feuille métallique.

Les particules issues du Cu ont été classées selon leur charge en «protons» ($Z = 1$) et en «alphas» ($Z \geqslant 2$); leur énergie a été mesurée au moyen de leur parcours (dans l'émulsion et dans le Cu) et l'angle ϑ par rapport au flux incident a été déterminé. Le développement de l'émulsion était tel que seuls les protons d'énergie inférieure à 60 MeV étaient retenus, ce qui élimine d'office une partie des particules provenant de la cascade intranucléaire précédant l'évaporation.

Résultats

1. *Spectres d'énergie.* On s'attend à ce que les particules de $Z = 1$ soient des protons (60 à 80%), des deutons (20 à 30%) et des tritons (0 à 10%) selon les valeurs des paramètres «densité de niveaux» et «transparence de barrière» adoptés pour le calcul. Ce calcul, basé sur la théorie de l'évaporation nucléaire[5][6]), utilise la méthode de Monte-Carlo pour calculer les évaporations successives de particules à partir d'un noyau excité et a été effectué par DOSTROVSKY *et coll.*[7]). Notre spectre est donc une superposition des spectres de ces 3 types de particules qu'il est impossible de discriminer dans nos conditions; c'est pourquoi nous avons reporté en

*) Nous remercions ici bien sincèrement MM. COMBE et GIBSON de leur hospitalité et l'équipe du SC qui s'est mise à notre disposition.

abscisse le parcours et non l'énergie (fig. 1). Les indications T, D, P correspondent à une barrière de Coulomb abaissée, d'environ 5 MeV. Cette valeur est estimée à partir de l'approximation $V' = V\ (R + \lambda\!\!\!^{-})$ où $R = 1{,}4 \times 10^{-13}\ A^{1/3}$ est le rayon du noyau intermédiaire moyen de l'évapora-

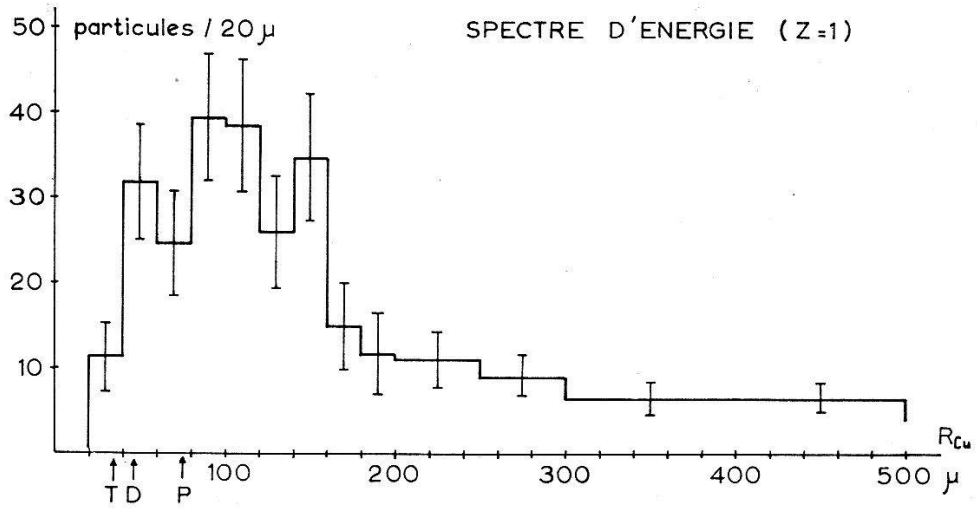


Fig. 1

tion. La figure 1 indique clairement un excès aux basses énergies. Une étude est en cours pour déterminer le rapport deutons/protons[8]); cette valeur connue, il sera possible d'adapter notre spectre expérimental à une superposition de spectres théoriques.

L'excès souvent observé de particules aux hautes énergies est aussi constaté ici; toutefois il n'est pas aussi important que nos précédents travaux l'avaient laissé prévoir[2]); et cet excès peut s'expliquer de façon naturelle en invoquant une contamination par la cascade nucléaire précédent l'évaporation proprement dite.

Les particules de charge $Z \geqslant 2$ (fig. 2) sont principalement des alphas, aussi avons-nous pu tracer le spectre en énergie. La barrière de Coulomb estimée de la même manière que pour les «protons» conduit à $V' \simeq 13$ MeV. L'adaptation d'une courbe d'évaporation théorique (calculée avec la température nucléaire fournie par le spectre des «protons») est incompatible avec les particules d'énergie supérieure à 20 MeV.

Ces deux spectres conduisent aux énergies moyennes indiquées dans le tableau I.

2. *Distributions angulaires* (fig. 3 et fig. 4). Pour les traces qui proviennent d'un processus d'évaporation (sans contamination de processus directs), c'est-à-dire celles qui proviennent «d'étoiles» à 2 branches et plus, le rapport a des traces émises vers l'avant aux traces émises vers l'arrière est:

pour $Z = 1$: $a = 1{,}08$ (anisotropie compatible avec le transfert d'impulsion au noyau émetteur)

pour $Z \geqslant 2$: $a = 1{,}93$

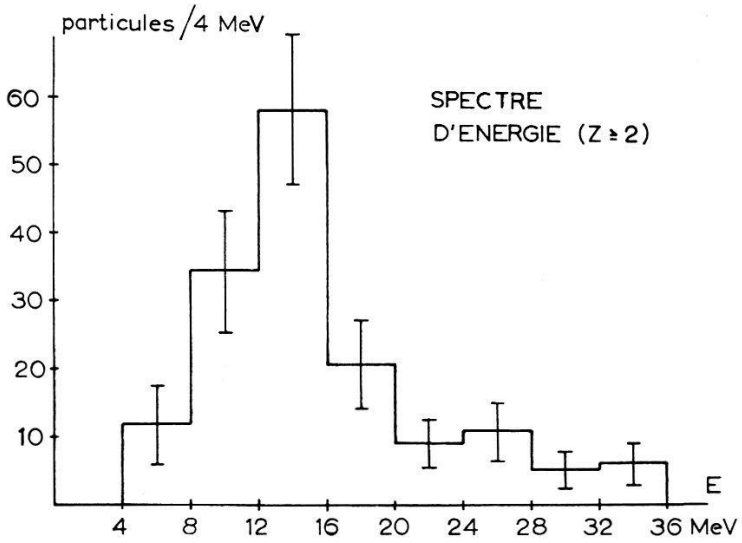


Fig. 2

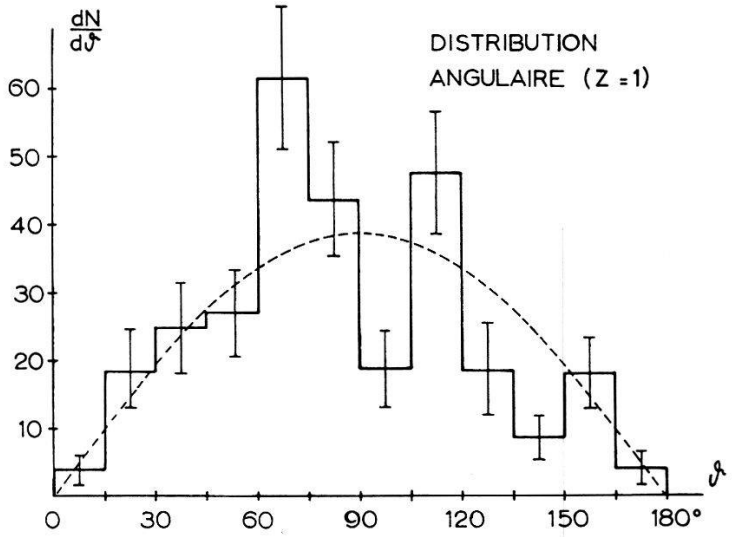


Fig. 3

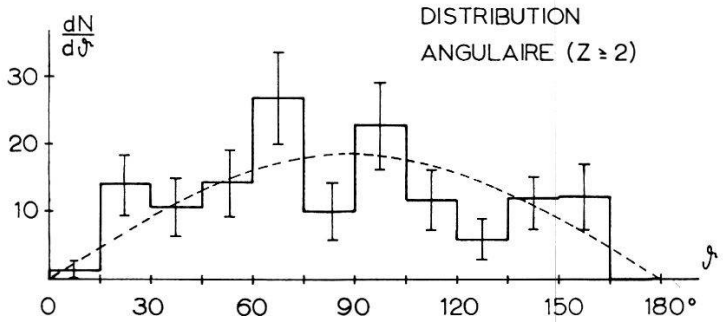


Fig. 4

Si l'on considère seulement les «alphas» d'énergie supérieure à 20 MeV (25% du nombre de particules α détectées), l'anisotropie devient $a = 3{,}7$.

3. *Rapport d'émission.* Nous avons mesuré le rapport suivant entre le nombre de «protons» et le nombre d'«alphas»:

$$\frac{N\,(Z=1)}{N\,(Z \geqslant 2)} = 2{,}50$$

4. *Energie d'excitation moyenne.* La connaissance du nombre moyen de protons, d'alphas et de neutrons émis au cours de l'évaporation ainsi que les énergies cinétique et de liaison moyennes de ces particules permet de déterminer l'énergie d'excitation moyenne U_0. Les grandeurs relevantes déterminées ou calculées sont données dans le tableau I.

Tableau I

Nombre moyen de «proton» par événement	$\overline{V}_p = 1{,}07$
Nombre moyen d'«alpha» par événement	$\overline{V}_\alpha = 0{,}43$
Nombre moyen de neutrons par événement	$\overline{V}_n = 3$ [a]
Energie moyenne des particules de charge $Z = 1$ . .	$\overline{E}_p = 7{,}9$ MeV [b]
	$\overline{E}_d = 12{,}2$ MeV [c]
Energie moyenne des particules de charge $Z \geqslant 2$ . .	$\overline{E}_\alpha = 15{,}9$ MeV
Energie moyenne des neutrons	$\overline{E}_n = 4$ MeV [d]
Energie d'excitation initiale	$U_0 = 65$ MeV [e]

[a]) D'après les calculs de DOSTROWSKY *et coll.*[7]).
[b]) Si toutes les particules sont interprétées comme protons.
[c]) Si toutes les particules sont interprétées comme deutons.
[d]) D'après la théorie de l'évaporation $\overline{E}_n = 2\,T$; avec la température déterminée d'après le spectre des protons: $T = 2$ MeV.
[e]) En admettant une énergie de liaison de 8,5 MeV pour un nucléon et de 6 MeV pour un α.

La valeur $U_0 = 65$ MeV est à rapprocher de celle de METROPOLIS *et coll.*[9]) qui ont calculé par la méthode de Monte-Carlo l'énergie résiduelle de noyaux après la cascade intranucléaire et trouvent pour le cuivre irradié par des nucléons de 500 MeV: $E_{rés} = 70$ MeV.

Ces auteurs ont aussi déterminé la distribution des énergies résiduelles après la cascade. Nous avons calculé numériquement l'influence de cette distribution sur les spectres des particules émises par évaporation. Cette influence est beaucoup trop faible pour rendre compte des écarts observés.

Conclusions

1. Les excès de particules aux basses énergies, autant pour $Z = 1$ que pour $Z \geqslant 2$, ne s'appliquent pas par l'approximation habituelle $V' = V(R + \lambda\!\!\!^{-})$; l'hypothèse d'oscillations de déformation du noyau envisagée par BAGGE[10]) et reprise par DOSTROVSKY *et coll.*[9]) dans leurs calculs numé-

riques ne suffit pas à expliquer l'écart observé. Ces essais d'explication nous paraissent d'ailleurs superflus, du moins pour un noyau de la région du cuivre; un calcul basé sur des estimations raisonnables de la largeur Γ_d montre en effet que pour les α mentionnés la transparence quantique de barrière conduit à une vie moyenne du noyau de l'ordre de 10^{-16} s, assez faible pour être tout à fait compatible avec un modèle d'évaporation qui incorporerait de façon adéquate l'effet tunnel.

2. L'excès de particules «alphas» aux hautes énergies est lié à une forte anisotropie de ces particules; l'hypothèse d'une interaction directe (collision nucléon $-$ α), valable pour les protons énergétiques n'a de sens que si l'on admet la préexistence des α dans le noyau. Toutefois, le nombre de ces α anormaux (25%) est trop grand par rapport au nombre des protons anormaux (moins de 5%) pour permettre une telle hypothèse. Cette anomalie, pour laquelle il paraît difficile actuellement de proposer une explication ouvre une intéressante perspective pour des investigations ultérieures dans ce domaine.

Nous tenons à remercier ici Mme Desponds de son travail consciencieux d'exploration et de reconstruction.

Ce travail a bénéficié de l'appui matériel de la C. S. A.

Bibliographie

1) Zangger et Rossel, Helv. Phys. Acta *29*, 507 (1956).
2) Jeannet, Rossel et Vaucher, Helv. Phys. Acta *30*, 484 (1957).
3) Bovet, Jeannet, Rossel et Vaucher, Helv. Phys. Acta *31*, 583 (1958).
4) Harding, Lattimore et Perkins, Proc. Roy. Soc. *A 106*, 325 (1949).
5) Heisenberg, Kosmische Strahlung, 2e édition 1953 (Springer-Verlag).
6) Le Couteur, Proc. Phys. Soc. *A 63*, 259 (1950).
7) Dostrovsky, Rabinovitz et Bivius, Phys. Rev. *111*, 1659 (1958).
8) Bovet, Helv. Phys. Acta *32*, 507 (1959).
9) Metropolis, Bivius, Storm, Turkevich, Miller et Friedländer, Phys. Rev. *110*, 185 (1958).
10) Bagge, Ann. Physik *33*, 389 (1938).

Erste Messungen mit dem hochauflösenden Spektrometer neuer Bauart

von O. Huber, L. Schellenberg und H. Wild
(Fribourg, Inst. Phys.)

In einer früheren Arbeit[1]), im folgenden mit Theorie bezeichnet, wurde gezeigt, dass das doppelt fokusierende Spektrometer mit dem Feldverlauf $H = H_0(1 - \alpha\varrho + \beta\varrho^2 - \gamma\varrho^3)$ für $\alpha = 1/2$, $\beta = 3/8$, und $\gamma = 43/144$ auch Messungen mit Filmen erlaubt, wobei wie beim Halbkreisspektro-

graph ein Energiebereich gleichzeitig registriert werden kann. Dadurch lässt sich besonders bei hohen Auflösungsvermögen schneller als mit Zählrohren arbeiten. Ferner wurde eine Bauart des Spektrometermagneten beschrieben, bei welcher ausser der Feldstärke auch ihre ersten beiden Ableitungen in radialer Richtung stabilisiert werden können. Damit wird einerseits der Feldverlauf unabhängig von der Hysteresis des Eisens und ferner kann die Poldistanz, da Randeffekte nicht stören, im Verhältnis zum Magnetdurchmesser sehr gross gemacht werden, wodurch wiederum der Raumwinkel grösser wird. In diesem Bericht soll über den Bau eines solchen Spektrometers und die ersten Eichmessungen berichtet werden.

Für die Konstruktion wurden die folgenden Daten vorgegeben:

Radius der Normalbahn	$a = 300$ mm
Energiebereich	0,02 – 2,5 MeV
Mag. Induktion	16 – 330 Gauss
Max. radialer Austrittswinkel	$\varphi_r = 0{,}28$
Max. axialer Austrittswinkel	$\varphi_z = 0{,}4$
Maximaler Raumwinkel	$T = 3{,}5\%$
Maximale Auflösung	$A = 0{,}01\%$
Filmmessbereich	$dP = -8 \ldots +8\%$
Filmlänge	18 cm
Konstanz des Magnetfeldes	$dH/H = 5 \cdot 10^{-5}$
Konstanz des Gradienten	$d\alpha/\alpha = d\beta/\beta = 5 \cdot 10^{-4}$

Die Form des Magneten ist aus Figur 1 ersichtlich. Die Erregerwicklungen innen und aussen sind in mehreren unabhängigen Einzelspulen ausgeführt, um durch die variable Stromverteilung das Feld beeinflussen zu können. Zwischen den Spulen liegen die in der Theorie beschriebenen Leitbleche, durch deren Potential der Randeffekt verkleinert und die

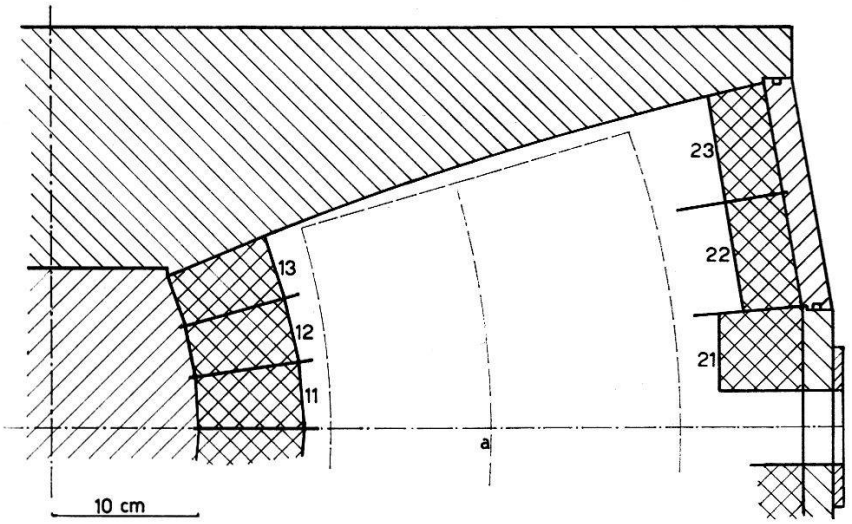


Fig. 1

Schnitt durch Magneten. Erregerwicklungen 11, 12 usw. als unabhängige Einzelspulen ausgeführt

Feldkoeffizienten gesteuert werden. Die für die maximale Feldstärke von 330 Gauss notwendige Erregung beträgt 10^4 Ampèrewindungen, wobei die Konstruktion des Magneten erfordert, dass die Summe der Ampèrewindungszahlen der inneren wie auch der äusseren Einzelspulen dieser Zahl entspricht.

Da das Spektrometer sowohl für Film- als auch Zählrohrmessungen benützt wird, sind mehrere Blendensysteme notwendig. Es gibt

1. Filmblende bei $\Theta = 0{,}1$ (Θ von Quelle aus gemessen) zur radialen Strahlbegrenzung.
2. Radialblende bei $\Theta = \sqrt{2} \cdot 45°$ und $\sqrt{2} \cdot 135°$ für Zählrohrmessungen.
3. Achsialblende bei $\Theta = \sqrt{2} \cdot 135°$ zur achsialen Strahlbegrenzung bei Film und Zählrohrmessungen.
4. Zählrohrblende vor Zählrohrfenster zur radialen Strahlbegrenzung.

Die Form der Radial- und Achsial-Blenden berechnet sich aus den Bahngleichungen. Die Filmblende muss nach Theorie möglichst nahe bei der Quelle liegen. Bei einem Abstand von $\Theta \cdot a = 30$ mm kann die Blende durch ein achsial gerichtetes Geradenpaar angenähert werden. Die Zählrohrblende ist dem Linienprofil angepasst. Aus dem Linienprofil, gegeben durch die optimale Blendeneinstellung folgt, dass die innere Blendenhälfte um den dreifachen Betrag vom Normalradius entfernt sein muss, wie die äussere Blendenhälfte. Für die optimale Blendeneinstellung ist der Zusammenhang zwischen dem Austrittswinkel φ_r, der Quellenbreite b und dem Auflösungsvermögen A gegeben durch

$$\varphi_r = 0{,}173 \sqrt{A} \quad \text{und} \quad b(mm) = 12\, A(\%)$$

Zur Stabilisierung des Feldes und dessen Gradienten wird das Feld durch eine Anordnung von drei mit 5000 Touren pro Minute rotierenden Pic-up Spulen gemessen, wobei ein zu erreichender Wert der Feldstabilität von $2 \cdot 10^{-5}$ der Konstruktion zugrunde gelegt wurde. Als Referenzsignal dient das in einer auf der gleichen Welle rotierenden Spule durch einen Permanentmagneten erzeugte Spannungssignal.

Eich-Messungen

Das Ziel der ersten Messungen bestand darin Auskunft über die folgenden wichtigen Eigenschaften des Spektrometers zu erhalten: Verhalten des Eisens, Steuerbarkeit des Feldes, Fokussierungseigenschaften und das Auflösungsvermögen.

Die Linearität zwischen dem Spulenstrom und dem Magnetfeld wurde mit einer Hallsonde (FC 33 Siemens und Halske) gemessen. Es zeigte sich, dass bei einem Strom kleiner als 0,02 A das Feld stärker als proportional zunimmt. Zwischen 0,02 und 0,9 A ist der Gradient innerhalb der Messgenauigkeit konstant.

Die Messung der Remanenz des entmagnetisierten Magneten mit den Pick-up-Spulen ergab ein Feld von $1{,}8 \cdot 10^{-2}$ Gauss. Die Achsialsymmetrie des Remanenzfeldes wurde an zwei 45° zueinander versetzten Punkten mit der Hallsonde am nicht evakuierten Spektrometer untersucht. Innerhalb der Fehlergrenze von 0,1 Gauss stimmten die Messungen überein.

Die Bestimmung der Feldkoeffizienten α und β sowie der Feldstärke H wurde gleichfalls mit der Hallsonde durchgeführt. Aus der Messung der Hallspannung als Funktion des Radius r bei verschiedenen Spulenaussteuerungen wurden die Koeffizienten α und β bestimmt. Der für die beste Einstellung gefundene Feldverlauf ist in Figur 2 mit dem theoretisch geforderten Verlauf $H = H_0(1 - 0{,}5\,\varrho + 0{,}375\,\varrho^2 - 0{,}299\,\varrho^3)$ verglichen

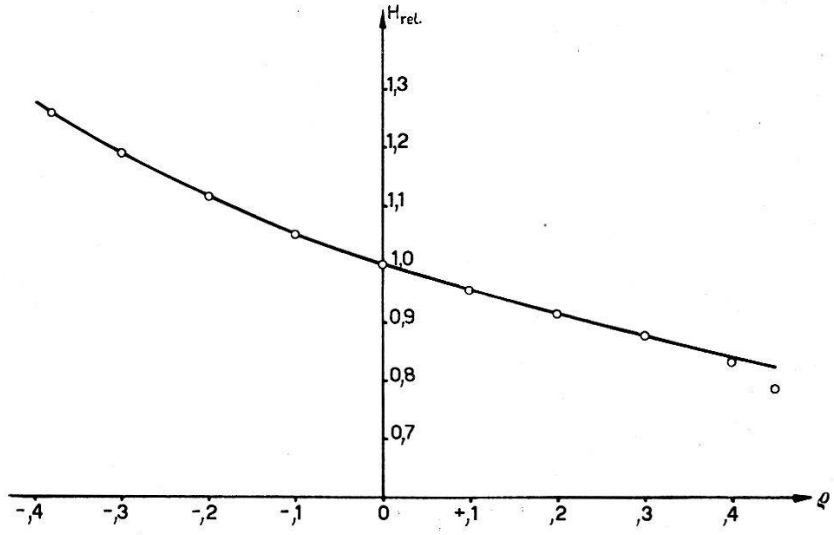


Fig. 2

Experimentell mit Hallsonde bestimmter Feldverlauf $H(\varrho)$, die ausgezogene Kurve gibt den theoretisch verlangten Verlauf wieder

Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit der theoretischen Kurve, bis auf den Abfall bei $dr = +\,12$ cm, der wahrscheinlich auf Streufelder der beiden Spulen 21 zurückzuführen ist, die nicht an das mittlere Leitblech anliegen, um Platz für das Einführen von Quelle und Film freizulassen.

Die achsiale Fokussierung wurde mit einer in radialer Richtung ausgedehnten Quelle untersucht. Als Quelle wurde ein dickes ^{198}Au Präparat benützt. Damit lassen sich wiederum α und β bestimmen.

Weitere, wenn auch weniger empfindliche Kriterien für die optimale Einstellung sind durch die Dispersion und die Profilform gegeben. Der Abstand des Bildortes vom Normalradius als Funktion des Impulses ist nach der Theorie gegeben durch die Formel

$$\varrho^* = 4\,p + 2{,}66\,p^2 - 0{,}44\,p^3$$

Zur Messung der Dispersion wurde die K-Konversionslinie des 412 keV γ-Strahles von ^{198}Hg für verschiedene Feldstärken auf den Film abgebildet. Die mittleren Abweichungen zwischen dem aus dem Bildort berechneten relativen Impuls P/P_0 und der aus der Feldänderung mit der theoretischen Formel berechneten Impuls beträgt $3 \cdot 10^{-4}$, was innerhalb der Messgenauigkeit lag.

Das Linienprofil für Film und Zählrohrmessungen wurde in der Theorie berechnet. In Figur 3a ist das mit Film gemessene Profil der K-

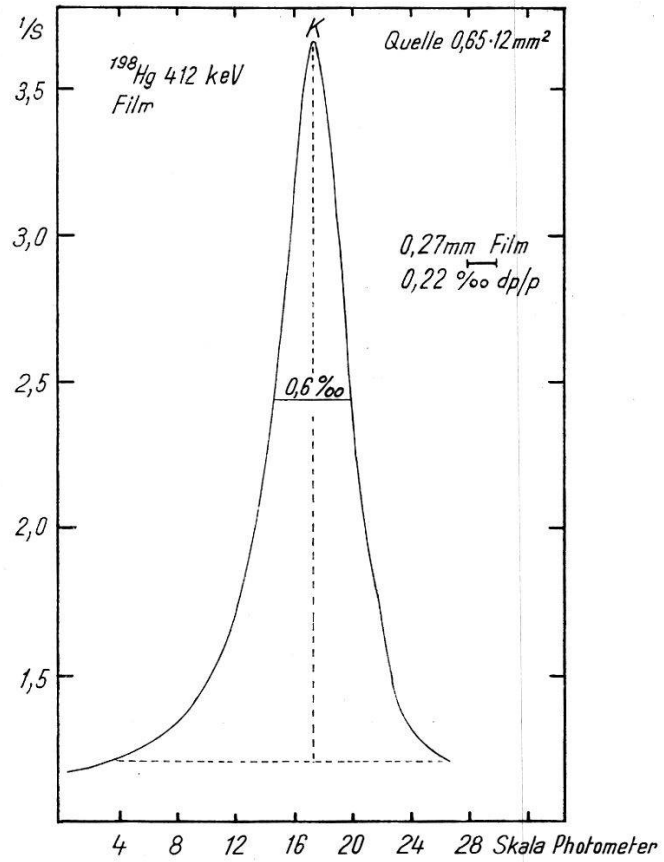


Fig. 3a

K-Konversionslinie des 412 keV-γ-Übergangs von ^{198}Hg, auf Elektronenverteilung umgezeichnete Photometerkurve einer Filmaufnahme.

Konversionslinie von ^{198}Hg aufgetragen. Der Quellbreite von 0,65 mm entspricht ein theoretisches Auflösungsvermögen von 0,055%; die gemessene Halbwertsbreite ergab ein dp/p von 0,06%. Die gleiche Linie wurde mit dem Zählrohr ausgemessen. Fig. 3b. Die Verschmierung durch den Zählrohrspalt (Spaltbreite = Quellbreite) ergibt eine Verschlechterung des Auflösungsvermögens um den Faktor 1,276. In unserem Fall bedeutet dies ein Auflösungsvermögen von 0,07%, gemessen wurden 0,08%. Die Abweichungen rühren im wesentlichen von Abbildungsfehlern her, die durch nicht ideale Einstellung verursacht sind. Mit den

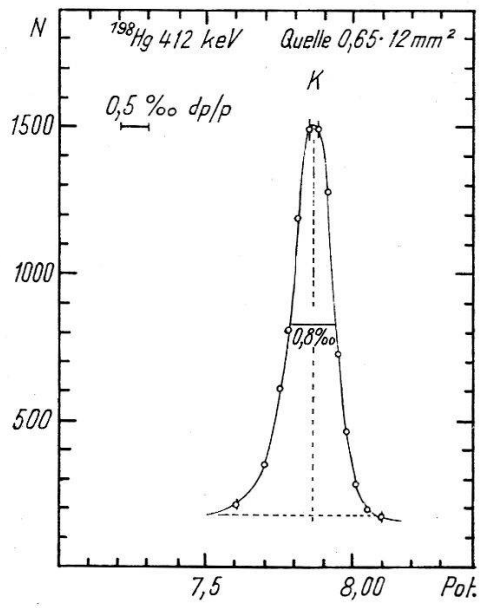


Fig. 3b
Gleiche Linie mit Zählrohr gemessen. Zählrohrspalt = Quellbreite.

Goldpräparaten wurde gleichfalls versucht die L-Linien zu messen. Da ihre Energie sehr gut bekannt ist und der Abstand $L_1 - L_2$ 0,1% beträgt, sind sie in unserem Fall ein bequemes Mittel zur Testung des Auflösungsvermögens. Die auf die Elektronenverteilung umgezeichnete Photometerkurve einer Filmaufnahme zeigt Figur 4. Die Quellbreite bei dieser Aufnahme mit noch nicht endgültig bestimmten Feldkoeffizienten beträgt 0,65 mm. Qualitativ stimmen die Intensitätsverhältnisse dieser mit

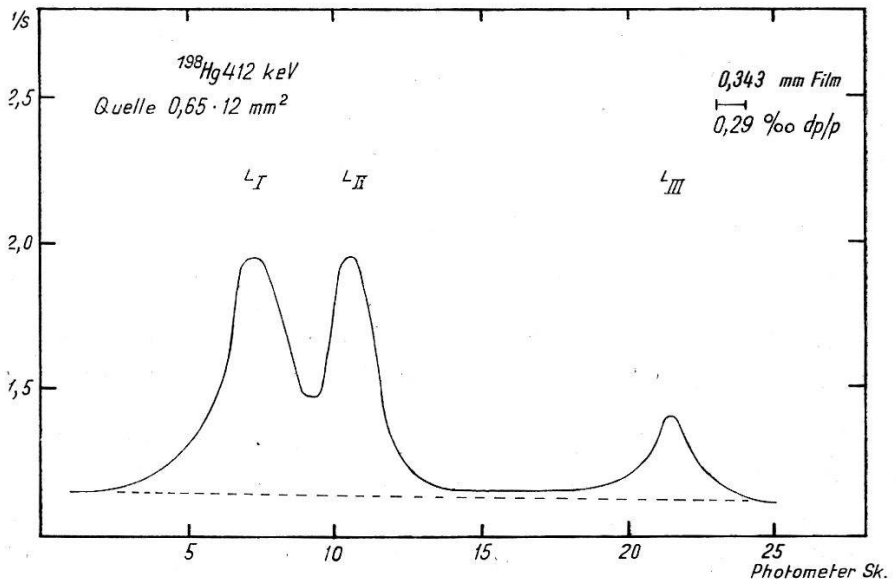


Fig. 4
L-Konversionslinien des 412 keV-γ-Übergangs von ^{198}Hg, auf Elektronenverteilung umgezeichnete Photometerkurve einer Filmaufnahme

einem grobkörnigen Film gemachten Aufnahme mit den Messungen anderer Autoren überein[2].

Bei all diesen Messungen war nur der Spektrometerstrom auf $4 \cdot 10^{-5}$ stabilisiert, da die eigentliche Feldstabilisierung sich noch im Bau befindet. Neben Gold wurde auch die K-Linie des 662 keV γ-Strahles von ^{137}Cs für die Eichmessungen benützt. Hierbei zeigte sich, dass die Feldkoeffizienten α und β innerhalb des Energiebereiches 412–662 keV konstant bleiben.

Die zukünftigen Messungen werden die Variation der α und β über den gesamten Energiebereich untersuchen, sowie eine weitere Verbesserung des Auflösungsvermögens zum Ziele haben. Die vorliegende Arbeit wurde durch den finanziellen Beitrag des Schweizerischen Nationalfonds unterstützt, dem wir an dieser Stelle danken.

Herrn T. Y. Chen sind wir für seine wertvolle Mithilfe bei den Messungen zu Dank verpflichtet.

Literatur

[2]) H. Wild, O. Huber, Helv. Phys. Acta *30*, 3 (1957).

[1]) C. de Vries, Thesis Amsterdam 1960. – V. M. Kel'man, R. Y. Metskhvarishvili, Sov. Phys. JETP *9*, 486 (1959). – D. Reitmann, H. Schneider, I. J. Van Heerden, Phys. Rev. *110*, 1093 (1958).

Abhängigkeit der Blasendichte von der Teilchenenergie in einer Freon-Blasenkammer

von B. Hahn und E. Hugentobler
(Institut Physique, Fribourg)

Soll im Rahmen einer grösseren Arbeit demnächst publiziert werden.

Einige Ergebnisse zur Blasenbildung durch den α-Zerfall von ^{210}Po und durch schnelle Elektronen

von G. Riepe und B. Hahn
(Physikalisches Institut der Universität Freiburg)

Eine Möglichkeit, etwas über den Mechanismus der Blasenbildung in einer Blasenkammer zu erfahren, besteht in der Nachprüfung der Energiebilanz[1]), das heisst im Vergleich der zur Bildung einer Blase aufzuwendenden Arbeit mit der vom Teilchen geschaffenen Energiedichte.

Dabei geht es um eine Blase vom kritischen Radius r_c, der durch die Gleichgewichtsbedingung

$$r_c = \frac{2\sigma}{\Delta p} \quad \text{mit} \quad \Delta p = P\infty - p$$

definiert wird. Hier bedeuten σ die Oberflächenspannung, p_∞ der Dampfdruck der Flüssigkeit und p der bei einer Expansion erreichte Druck.

Notwendig für solche Untersuchungen ist somit die Kenntnis der experimentellen Beziehungen zwischen der Blasendichte, der Druckdifferenz Δp (Überhitzungsgrad) und der Temperatur. Ausserdem müssen noch die Oberflächenspannung und die Verdampfungswärme bekannt sein.

Im Unterschied zu schnellen Elektronen erhält man beim α-Zerfall von ^{210}Po wegen der kurzen Reichweite (in CCl_2F_2 ca. 45 μ) nur eine makroskopische Blase pro Zerfall.

Derartige Zusammenhänge sind von uns für den α-Zerfall von ^{210}Po (5,3 MeV) in FREON 12, dem CCl_2F_2 und für schnelle Elektronen (31 MeV) in FREON 13 B1, dem $CBrF_3$ und in SF_6 bestimmt worden.

Zu den Versuchen wurde eine Blasenkammer mit Druckstabilisierung verwandt, die konstante Δp-Werte für eine Dauer von 50 bis 150 ms ermöglichte.

Aus dem in Figur 1 wiedergegebenen Zusammenhang zwischen der Anzahl der gebildeten Blasen und dem Δp (bei einer festen Temperatur sowie einer festen Länge des Druckplateaus) entnimmt man, dass sich Blasen erst dann bilden, wenn das Δp einen bestimmten Wert überschreitet.

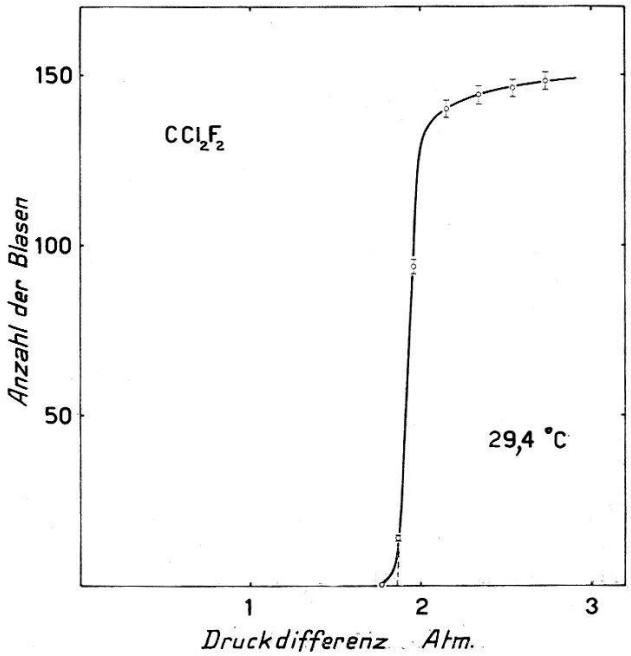


Fig. 1

Blasenbildung beim α-Zerfall (^{210}Po) als Funktion der Druckdifferenz

Wie aus Figur 2 zu ersehen ist, nimmt dieser Grenzdruck (dargestellt ist der extrapolierte Wert) mit wachsender Temperatur ab. Er ist ca. 7mal kleiner als der für Blasenbildung an Elektronen erforderliche Δp-Wert, der zum Beispiel für eine Blasendichte von 10 cm^{-1} bei 72° C 6,8 at beträgt.

Der aus den Daten von Figur 2 errechnete kritische Radius ergibt sich zu etwa 900 Å bei 26° C. Damit wird zur Bildung eines kritischen Volu-

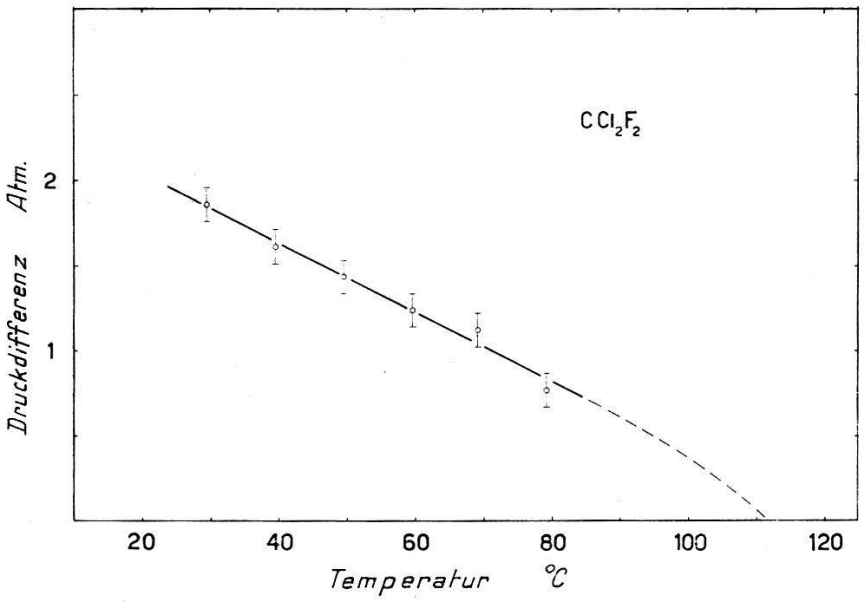


Fig. 2

Zur Blasenbildung erforderliche Druckdifferenz (α von 5,3 MeV) als Funktion der Temperatur

mens eine Energie von 112 keV benötigt, die sich aus einem Oberflächenterm von 5,7 keV, einem pV-Term von – 3,8 keV und einem Verdampfungsterm von 110 keV zusammensetzt. Dieser letzte Term wird erforderlich, falls die subkritische Blase schneller wächst als Energie aus der Umgebung nachgeliefert werden kann.

Aus den bisherigen Messungen geht nicht hervor, ob beim Zerfall von ^{210}Po das α-Teilchen selbst oder der Rückstosskern für die Blasenbildung verantwortlich ist. In beiden Fällen ist die in einem kritischen Volumen abgegebene Energie von der gleichen Grössenordnung, nämlich ca. 40 keV im Maximum der Bragg-Kurve für das α-Teilchen und ca. 100 keV für den Rückstosskern. Die Energiebilanz stimmt also – was die Grössenordnung betrifft – falls der Verdampfungsterm hinzugerechnet wird.

In ähnlicher Weise wie beim α-Zerfall lassen sich auch für minimum ionisierende Elektronen die Zusammenhänge zwischen den interessierenden Grössen bestimmen, nur dass hier als weiterer Parameter die Blasendichte hinzukommt.

Einige der für CBr F_3 erhaltenen Beziehungen sind in Figur 3 wiedergegeben, aus denen sich Kurven – enstsprechend wie in Figur 2 – mit der Blasendichte als Parameter darstellen lassen. Auch hier kann man den kritischen Radius bestimmen und eine Energiebilanz aufstellen. Da aber

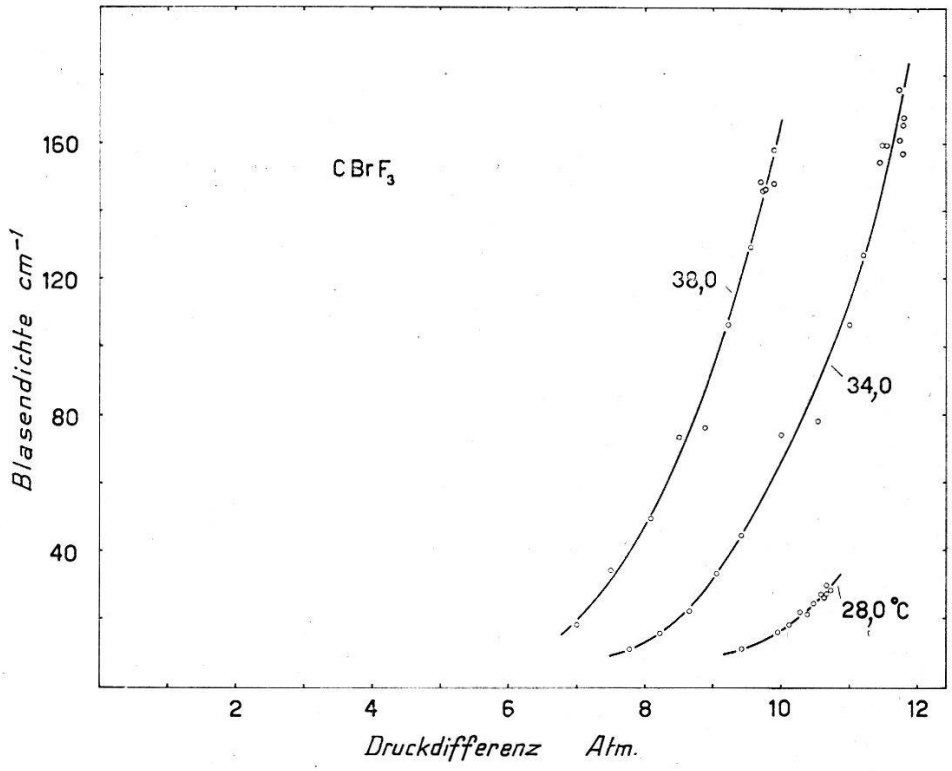


Fig. 3
Blasenbildung an Elektronen (31 MeV)

die räumliche Verteilung des Energieverlustes von Elektronen wenig übersichtlich ist, bedarf es noch weiterer Untersuchungen, bevor etwas ausgesagt werden kann.

Literatur

[1]) Siehe z. B. F. Seitz, Phys. of Fluids *1*, 1 (1958). – L. Bertanza *et al.*, Nuovo Cimento *10*, 940 (1957).

Wechselwirkung von Bevatron-Protonen (6,2 BeV) in Kernemulsionen

von Winzeler, Klaiber, Koch, Nikolić und M. Schneeberger
(Physikalisches Institut Bern)

Wird publiziert im «Nuovo Cimento».

An External Proton Beam at the CERN Proton Synchrotron

by B. Dayton, W. Koch, M. Nikolić, and H. Winzeler
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

J. Combe, W. M. Gibson, W. O. Lock, M. Schneeberger, and G. Vanderhaege
(CERN)

This beam consists mainly of orbit protons[1]) elastically scattered out through 1,5° in a target, which then emerge through the wall of the vacuum chamber and follow an external orbit of many meters through the fringing field of the magnet, thus serving to separate them from other secondary particles and from inelastically scattered protons. Since the intensity of the fringing field is approximately proportional to the momentum of the protons in orbit, the external trajectories of the scattered protons are practically independent of the energy at which the synchroton is operated.

Trajectories in the horizontal plane have been calculated on the CERN 'Mercury' computer[2]) and show a moderate defocussing, such that the virtual target is about 6 meters forward of the actual target. The vertical motion has been obtained for three of these trajectories by graphical piece-wise integration, all of which show positive focussing. Protons scattered laterally through 14, 17·6 and 22 milliradians are brought to a focus at 16, 19·8, and 33 m, respectively. These three focal points lie on a straight line so that one may interpolate for other trajectories with some confidence.

To check these predictions about particle directions various 50 micron thick test emulsions (G-5) were placed in arrays at several distances from the target. In each such plate the measured angular distribution of straight, minimum ionizing tracks consists of a sharp peak (almost a delta-function) superposed on a broad background. These tracks lying within the sharp peak have been analyzed with respect to: their horizontal angular distribution, their dip distribution, the absolute mean angle with the orbit, and the spatial distributions of the flux densities.

Figure 1a shows the horizontal distributions of flux density (expressed with respect to the scattering angle) measured at 19, 25, and 37 m from the target, the last distance being at the machine side of the main shielding wall. Here the concentration of the particles by the vertical focussing is clearly shown. At the 19 m distance the observed focal point is 17 mr, precisely the computed value. At 25 m the observed maximum corre-

---

[1]) About 60 % (Cocconi, Wetherell, Diddens: private communication August 1960).

[2]) Provided by G. Plass, CERN.

sponds to a scattering angle 1 mr greater than the predicted value. At 37 m the peak is too broad to invite a similiar comparison.

Figure 1b gives, with limited statistics, four vertical profiles of the scattered proton flux at the 37 m distance. The most nearly parallel beam

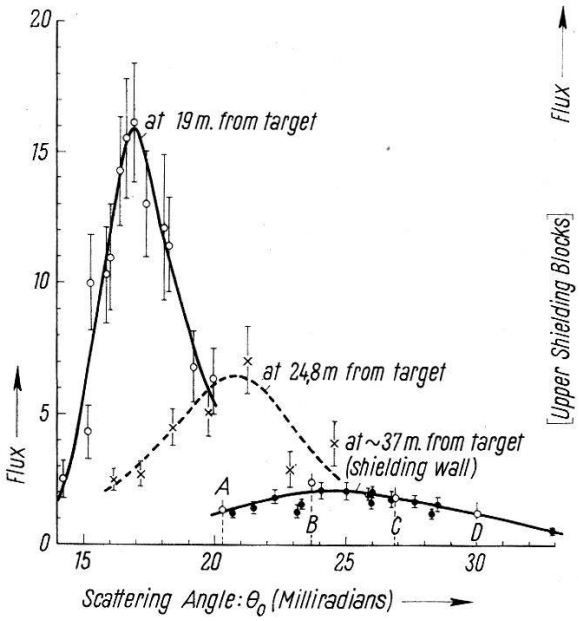


Fig. 1a

Scattered-Proton Flux vs. Scattering Angle (Particles/cm² per 10^7 protons in orbit)

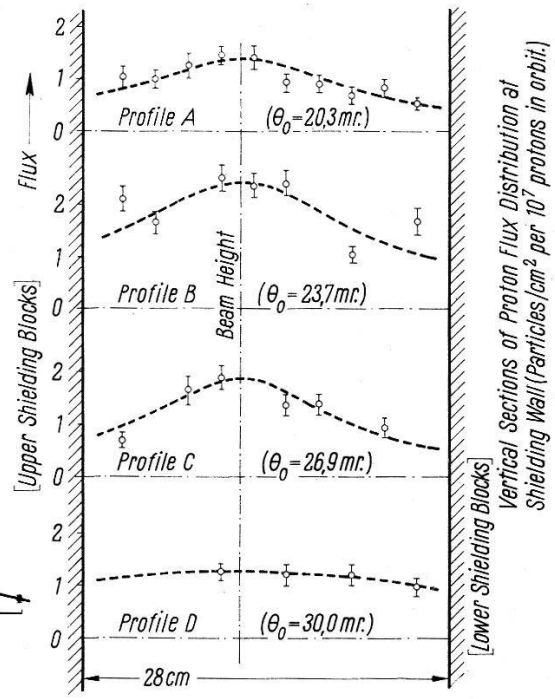


Fig. 1b

Scattered-Proton Flux vs. Height

(i.e. where the vertical focus is at infinity) should correspond to a scattering angle of about 28 mr.

Figure 2 is a target diagram showing the relative directions in space of 67 tracks observed at the shielding wall in the location adopted for the collimator. In this case one-half of the tracks lie within a space angle of 1 milliradian from the average direction.

Since a collimator has been opened through the shielding wall, arrays of test plates have been exposed at approximately 50 and 90 m from the target in the main experimental hall. Preliminary measurements indicate that the intensity of this beam (which is now limited to a 10 cm width at the entrance to the collimator) is as high as 4000 protons/cm² per pulse at the 90 m distance. Again, preliminary results are that the angular resolution may be considerably better than that shown in Figure 2.

The present collimator can certainly be refined to provide a lower intensity beam of smaller cross-section. Undoubtedly the beam could

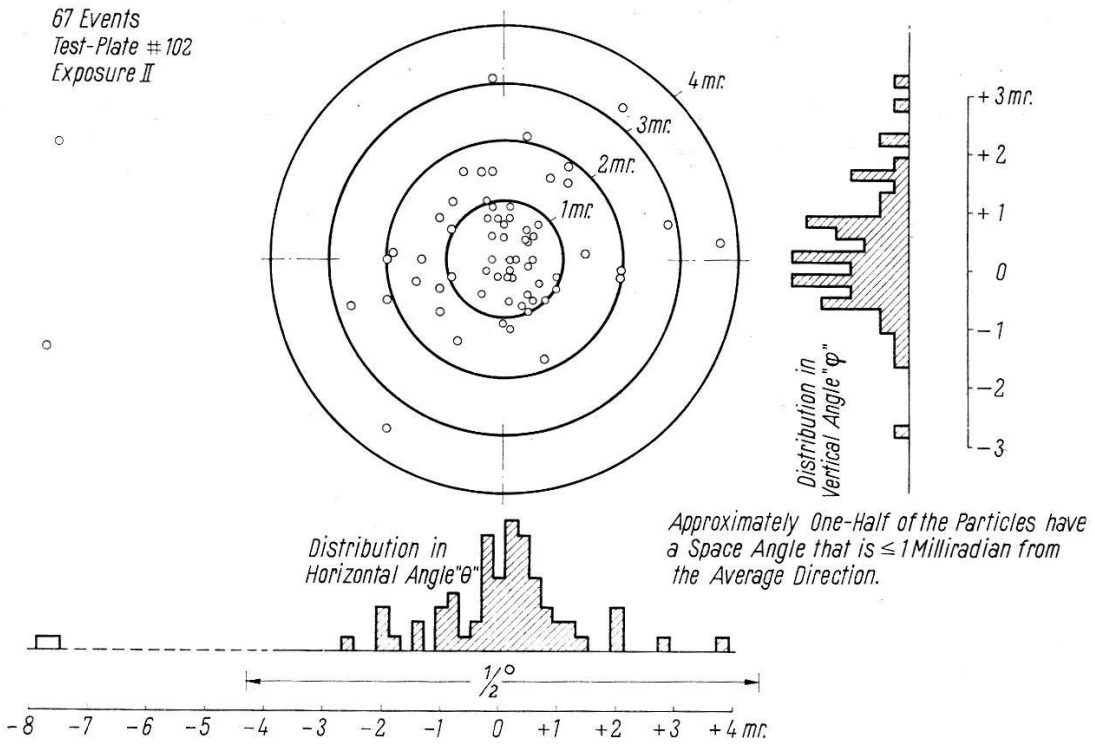


Fig. 2

Target Diagram Showing Angular Distribution in Space of Scattered 24 Gev Protons in Proposed Beam (Measured at entrance to new collimator through the shielding wall. Corresponds to elastic scattering in target of 25.7 mr.).

be transported into the experimental hall with a much higher intensity by means of quadripole lenses, suitably correcting for astigmatism.

The above is an abstract of a paper presented by B. DAYTON on 7 May 1960 in Winterthur, Schweizerische Physikalische Gesellschaft.

Vorläufige Resultate über Wechselwirkungen von PS-Protonen in Kernemulsionen

von G. CVIJANOVICH, B. DAYTON, P. EGLI, B. KLAIBER, W. KOCH, M. NIKOLIĆ, R. SCHNEEBERGER und H. WINZELER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

J. C. COMBE, W. M. GIBSON, W. O. LOCK, M. SCHNEEBERGER und G. VANDERHAEGHE (CERN)

Es wurden 185,3 m Spur von PS-Protonen* in Kernemulsionen verfolgt, und 491 Wechselwirkungen mit Kernen sind dabei gefunden worden. Hieraus ergibt sich eine mittlere freie Weglänge für Sternproduktion von 37,8 ± 2,7 cm (Emulsionstype: Ilford G 5). Dieser Wert unter-

*) Wie die inzwischen von G. COCCONI *et al* durchgeführte Impulsanalyse ergeben hat, war die mittlere Energie hier 21 BeV.

scheidet sich innerhalb der Fehlergrenzen nicht von den bei 6,2 BeV und 10 BeV gefundenen.

Figur 1a gibt die Häufigkeitsverteilung der Sterne als Funktion der Anzahl der von ihnen emittierten grauen und schwarzen Spuren (gekenn-

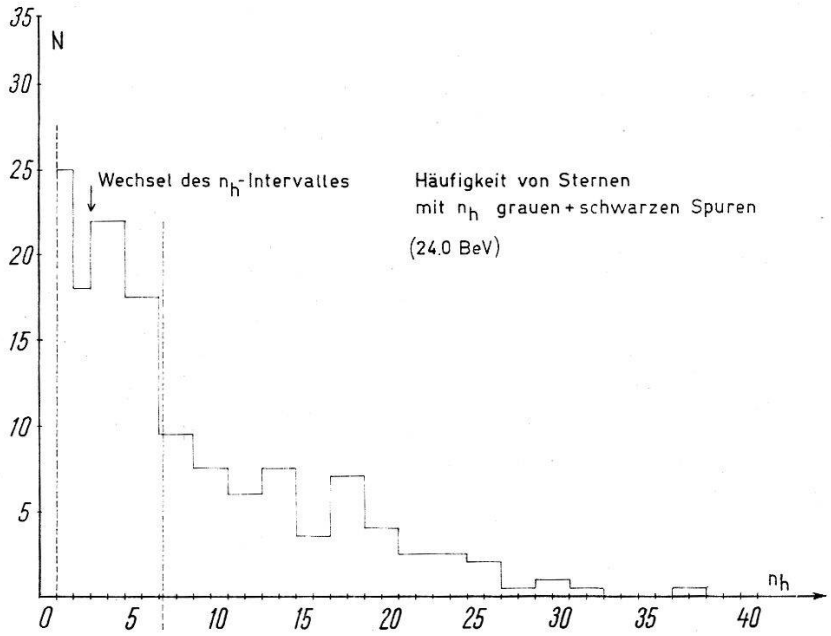


Fig. 1a

zeichnet durch n_h) wieder. Grösstenteils können diese Spuren den Verdampfungsprodukten zugeordnet werden. Zum Vergleich zeigt Figur 1b die entsprechende Verteilung bei 6,2 BeV. Beide Figuren sehen sehr ähn-

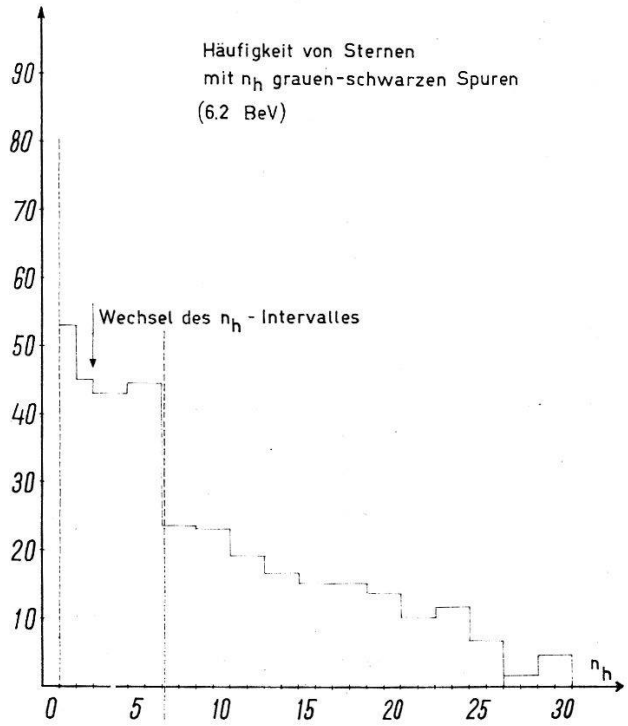


Fig. 1b

lich aus, was den Schluss zulässt, dass im Energieintervall zwischen 6 und 24 BeV die Anzahl der Verdampfungsspuren praktisch unabhängig von der Primärenergie ist. Dies wiederum deutet an, dass auch der in Kernverdampfung gehende Betrag an Energie jedenfalls oberhalb 6 BeV nahezu konstant ist. Die Anzahl der Verdampfungsspuren ist also dort kein Mass mehr für die Primärenergie. Die Form der Verteilungen scheint durch die atomare Zusammensetzung der Emulsion bestimmt zu sein. (Ag- und Br-Kerne für $n_h \geqslant 7$, siehe Figuren.)

12,4% von allen Wechselwirkungen erscheinen als sogenannte «weisse Sterne», das sind Sterne mit nur dünnen Sekundärspuren. In der Figur 1 sind diese Sterne mit $n_h = 0$ nicht eingezeichnet. Weisse Sterne geben am ehesten Aufschluss über die Mesonenproduktion in Proton-Nukleon-Wechselwirkungen, da bei ihnen die Verfälschung von Winkel- und Energieverteilungen durch Sekundärprozesse in denselben Kernen am geringsten ist. (Siehe hierzu später Bemerkungen zu Figuren 3a und b.)

Figur 2 zeigt die Häufigkeitsverteilung der weissen Sterne als Funktion der Anzahl ihrer geladenen Sekundärspuren. Unter den 31 Sternen mit

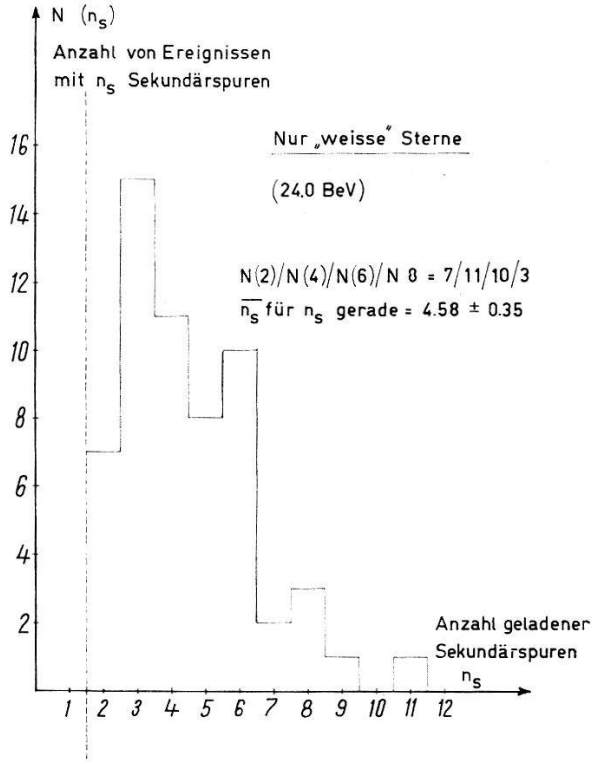


Fig. 2

gerader Anzahl von Sekundärspuren muss ein grösserer Bruchteil zu Ereignissen gehören bei denen das primäre Proton mit einem Wasserstoff-Kern kollidierte und hierbei Sekundärteilchen erzeugte. Diese *p-f-p*-Kollisionen («proton-free-proton»-Kollisionen) führen aus Gründen der Ladungserhaltung immer zu einer geraden Anzahl von Sekundärspuren.

In erster grober Näherung ergibt sich somit aus den geradspurigen weissen Sternen die mittlere Multiplizität in p-f-p-Kollisionen bei 21 BeV kinetischer Primärenergie zu $4{,}58 \pm 0{,}35$. Dies stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem aus der Fermi-Theorie berechneten Wert von 4,7 überein. Es ist jedoch damit zu rechnen, dass noch einige der p-f-p-Wechselwirkungen noch eine graue ($n_h = 1$) Spur zeigen. Diese Ereignisse sind in unserer vorläufigen Analyse nicht mitenthalten. Bei richtiger Auswertung könnte die mittlere Multiplizität dadurch etwas kleiner werden.

Die Figuren 3a und b zeigen die Winkelverteilungen der Sekundärspuren im L-System (gemessen gegen die Primärrichtung). Die ungerad-

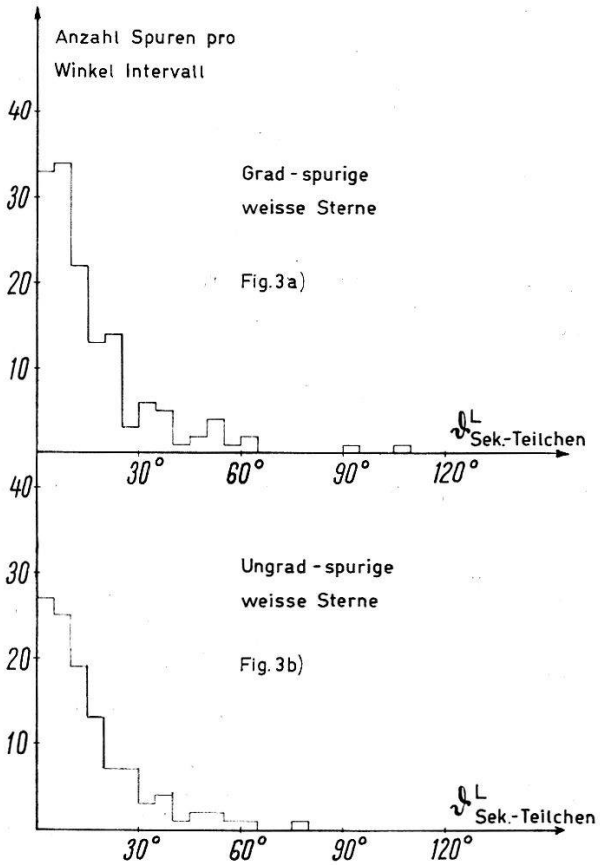


Fig. 3a und 3b

spurigen weissen Sterne müssen sicher zu Kollisionen mit gebundenen Nukleonen gehören (wahrscheinlich meist zu Proton-Neutron-Kollisionen). Die Ähnlichkeit beider Winkelverteilungen deutet an, dass bei den weissen Sternen die Winkelverfälschung durch Sekundärwechselwirkungen klein ist. Dieser Schluss bedarf noch besserer statistischer Untermauerung.

Figur 4 zeigt als letzte die Winkelverteilung der Sekundärspuren im Schwerpunktsystem der Proton-Nukleon-Kollision für 4- und 6-spurige

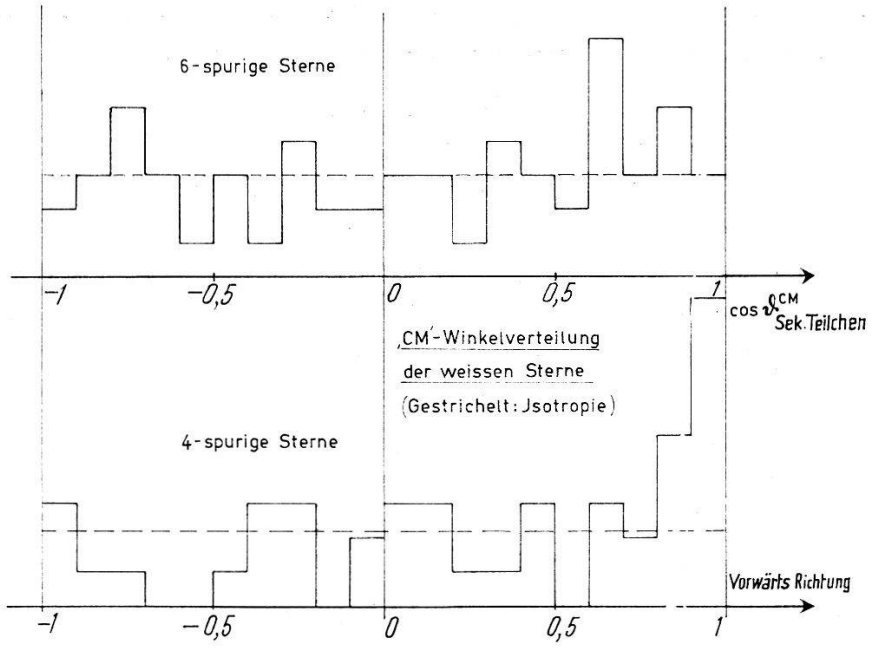


Fig. 4

weisse Sterne. Für die Umrechnung von Labor- in Schwerpunktswinkel wurde folgende Beziehung verwendet:

$$\text{A)} \qquad \operatorname{tg} \vartheta^L = 1/\gamma^L_{CM} \cdot \operatorname{tg} \vartheta^{CM}/2 \qquad \left\{ \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right\}$$

Sie gilt nur approximativ. Die allgemeine Beziehung lautet:

$$\text{B)} \qquad \operatorname{tg} \vartheta^L = d/\gamma^L_{CM} \frac{\sin \vartheta^{CM}}{\cos \vartheta^{CM} + \beta^L_{CM}/\beta^{CM}_{\text{sek. part.}}}$$

Für $\beta^L_{CM} = \beta^{CM}_{\text{sek. p.}}$-Teilchen geht B) in A) über. Die scheinbare Vor-Rück-Asymmetrie bei den 4-spurigen Sternen deutet darauf hin, dass die mittlere Geschwindigkeit der Sekundärteilchen im Schwerpunktsystem kleiner ist als die Geschwindigkeit des Schwerpunkts im Laborsystem. Diese Aussage ist statistisch nicht sehr gesichert, doch folgt sie mit dem Fermimodell der Teilchenerzeugung auch theoretisch.

Hypernuclei Produced by K^--Interactions in Nuclear Emulsions General Characteristics and Non-Mesic Decays

von V. Gorgé, W. Koch, W. Lindt, M. Nikolić, S. Subotić-Nikolić, and H. Winzeler
(Physikalisches Institut und Seminar für theoretische Physik der Universität Bern)

Abstract

A systematic study was made of non-mesic hypernuclei detected during the search for double stars produced by K^-interactions ($T_K \sim 85$ MeV) at rest and in flight in nuclear emulsions.

Profile measurements, constant sagitta and other measurements were made for prong identifications whenever possible. In a kinematic analysis of possible combinations the Bull Gamma-3 Computer was used.

44 and 17 possible hyperfragments were found in examining 1104 K^--interactions at rest and 415 K^--interactions in flight, respectively. This analysis is in progress.

General characteristics of both mesic and non-mesic hypernuclei were considered.

The complete analysis will be submitted to Nuclear Physics.

p-n-Übergänge als Festkörper-Ionisations-Kammern

von E. Baldinger, W. Czaja und A. Z. Farooqi*)
(Universität Basel**))

Es ist bekannt, dass sich Halbleiter-Dioden als Detektoren für schnelle geladene Teilchen eignen[1)2)3)4)]. Über ihre Verwendung als Energie-Spektrometer hoher Auflösung ist ebenfalls schon berichtet worden [5)].

Die in einem Si- oder Ge-Einkristall eindringenden schnellen geladenen Partikel verlieren ihre Energie, wobei gleichzeitig eine Anzahl Elektronen-Lochpaare gebildet werden. Verläuft die Teilchenspur in der Raumladungszone einer *p-n*-Diode, so werden die gebildeten Ladungsträger durch das dort herrschende elektrische Feld gesammelt und erscheinen an den Elektroden als Ladung, die ballistisch gemessen werden kann[6)]. Wie in Gas-Jonisationskammern nehmen die Rekombinationsverluste im «Kammervolumen» mit wachsender, an den Elektroden angelegter Sperrspannung ab. Die Impulshöhe als Funktion der angelegten Spannung

*) On leave from Sind-University, Hyderabat, W-Pakistan.
**) Institut für angewandte Physik.

weist eine Sättigung auf, und es sind Anstiegszeiten der Impulse von weniger als 10^{-8} sec. berichtet worden[7][2]). Im «Jonisationskammer-Bereich» werden diese Dioden mit einigen Volt-Sperrspannung betrieben, liefern aber bereits ohne Sperrspannung Impulse in unserem Beispiel von etwa 0,5 mV für 5 MeV α-Teilchen. Es erhebt sich die Frage, ob die Analogie zwischen Gas- und Festkörper-Jonisationskammern über diese allgemeinen Feststellungen hinaus auch zu einem genaueren Verständnis der Halbleiter-Detektoren führen kann.

Für Parallel-Platten-Jonisationskammern mit Jonensammlung gilt bekanntlich zwischen der gesammelten Ladung Q und der Feldstärke E der experimentell gesicherte lineare Zusammenhang[6][8]),

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{sätt}}}\left(1 + \frac{\text{const}}{E}\right) \tag{1}$$

($Q_{\text{sätt}}$ = «Sättigungsladung», die man durch Extrapolation $E \to \infty$ erhält) Figur 1.

Die einer Gas-Jonisationskammer äquivalente Halbleiter-Anordnung ist ein homogener Einkristall (z. B. Si), dessen Widerstand sehr hoch ist,

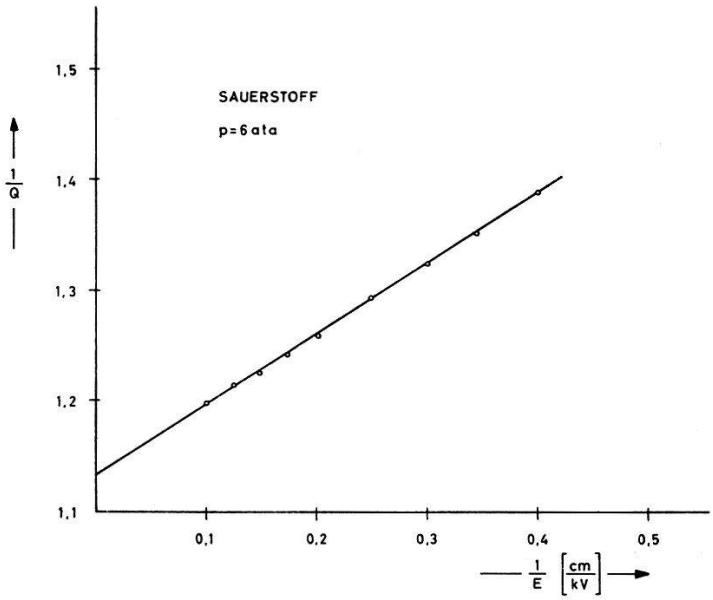


Fig. 1
Sättigungsgerade für O_2 vgl. [6]).

was sich durch passende Dotierung und den Betrieb bei tiefen Temperaturen erreichen lässt. Die von Davis[3]) in einem derartigen Experiment bestimmten Daten kann man ebenfalls nach (1) darstellen (Fig. 2). Dies stimmt mit einfachen theoretischen Überlegungen überein und erlaubt uns (1) auch für Rekombinationsverluste in Halbleiter-Zählern anzuwenden.

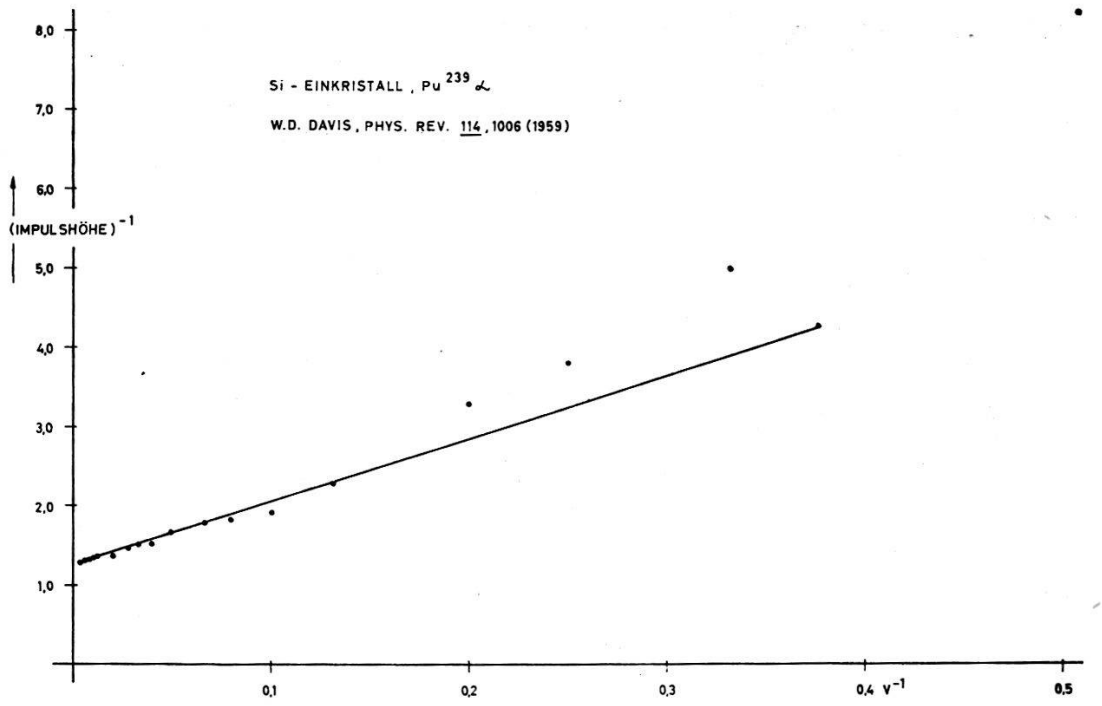


Fig. 2
Sättigungsgerade für einen Si-Einkristallzähler. Reziproke Impulshöhe als Fktn. der reziproken Sperrspannung.

Das Verhalten von *p-n*-Flächendioden als Detektoren ist dagegen verwickelter. Die Grösse der gesammelten Ladung als Funktion der an die Diode angelegten Sperrspannung U, wird durch drei Effekte beeinflusst:

1. Variation der Junction-Kapazität (Kammer-Kapazität) mit U.
2. Variation der Rekombinationsverluste mit U.
3. Variation der Spurlänge im «aktiven Volumen» als Folge der Verbreiterung der Raumladungszone (aktives Volumen) mit U.

Zur Abklärung des Einflusses dieser drei Beiträge haben wir an einer Si-*p-s-n*-Diode*) als Detektor für Po-α-Strahlen Messungen ausgeführt. Die zu den Messungen verwendeten Apparatur ist einschliesslich der Einrichtung zur Ladungseichung der in [6]) beschriebenen äquivalent (Verstärker-Zeitkonstante 3 μs)**).

In Figur 3 ist die gesamte Eingangskapazität als Funktion von U aufgetragen. Die Diodenkapazität variiert annähernd wie $U^{-1/3}$, die Diode verhält sich also praktisch wie eine «graded junction»[9]).

*) Wir danken Herrn Dr. H. D. ENGLER, Forschungslabor der Siemens-Schuckert-Werke AG., Erlangen für die zur Verfügung gestellten Si-*p-s-n*-Dioden.

**) Herr Prof. Dr. P. HUBER, Physikalische Anstalt, hat uns für diese Messungen dankenswerter Weise einen RCL-256-Kanal-Impuls-Spektrograph zur Verfügung gestellt. Herrn Dr. R. WAGNER danken wir für die Mithilfe bei den Messungen.

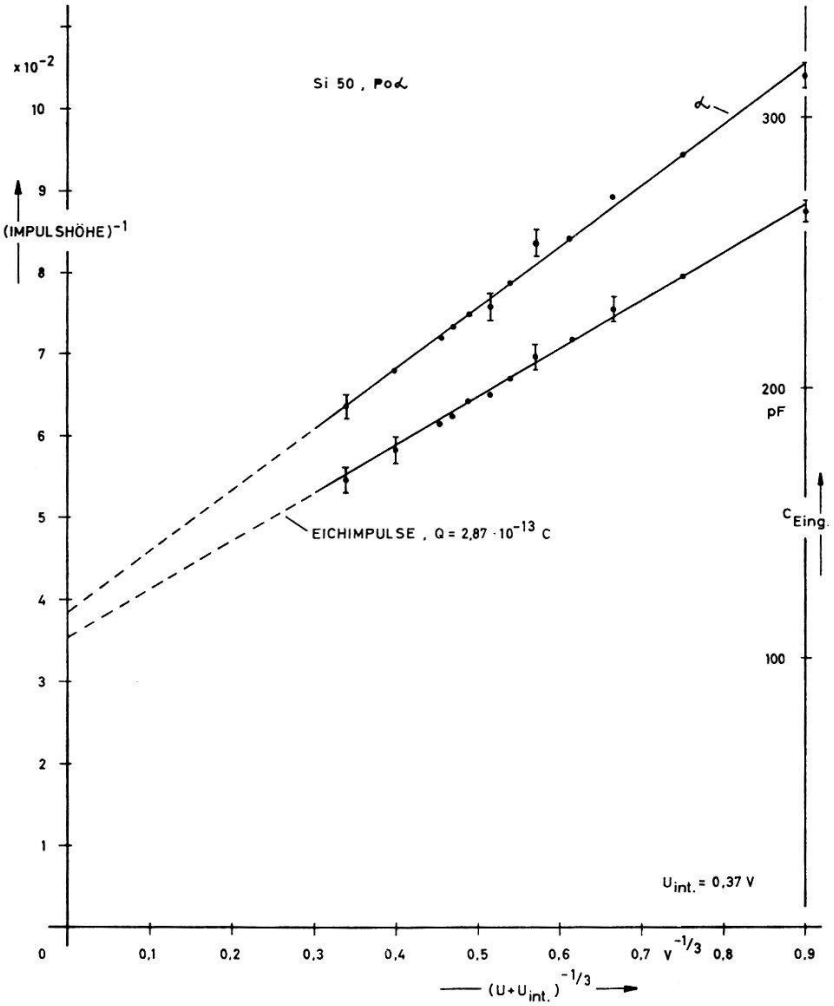


Fig. 3

Kapazität und reziproke Impulshöhe für α-Teilchen-Impulse einer Si-*p-s-n*-Zähldiode. Messungen bei Raumtemperatur. Das Kontaktpotential der Diode U_{int} wurde aus der Bedingung bestimmt, dass die Messpunkte bei kleinen Vorspannungen ebenfalls auf der Geraden liegen. Der so gewonnene Wert ist plausibel.

Vernachlässigt man Rekombinationsverluste und den Einfluss der Spurlängen-Änderung, so erwartet man wegen

$$C = C_0 \left(1 + \frac{\gamma}{U^{1/3}}\right) \tag{2}$$

für die reziproke Amplitude A der Impulse der α-Teilchen

$$\frac{1}{A} = \frac{C_0}{Q} \left(1 + \frac{\gamma}{U^{1/3}}\right) . \tag{3}$$

(2) und (3) weisen dieselbe funktionelle Abhängigkeit von U auf. Die eingeführte Voraussetzung ist im Experiment in recht guter Näherung erfüllt (Fig. 3) woraus wir schliessen, dass der Haupteinfluss der bei den *p-n*-Dioden-Detektoren zu beobachtenden «Sättigungserscheinung» auf

die Variation der Kapazität der Diode mit der Spannung U zurückzuführen ist. Ferner sind die Rekombinationsverluste klein, und es ändert sich die Spurlänge im Zählvolumen nur wenig. Da die Breite der Raumladungszone mit $(U)^{1/3}$ zunimmt, weist die angenäherte Konstanz der Spurlänge im Zählvolumen darauf hin, dass die Diffusion von den Randgebieten merklich zur gesammelten Ladung beiträgt[4]). Aus den in Figur 3 eingezeichneten Geraden kann weiter die Beziehung $1/Q = f(U)$ ermittelt werden. Diese «Sättigungskurve» enthält nun den Anteil der Kapazität nicht mehr. Wäre kein Einfluss der Spurlängen-Variation mit U zu erwarten, also nur Rekombinationsverluste vorhanden, so müsste nach sinngemässer Übertragung von (1) ($E \sim U^{2/3}$) in Figur 4 eine Gerade positiver Neigung erscheinen. Innerhalb der Messgenauigkeit scheint dies der Fall zu sein. Zur Trennung dieser beiden Anteile sind genauere Mes-

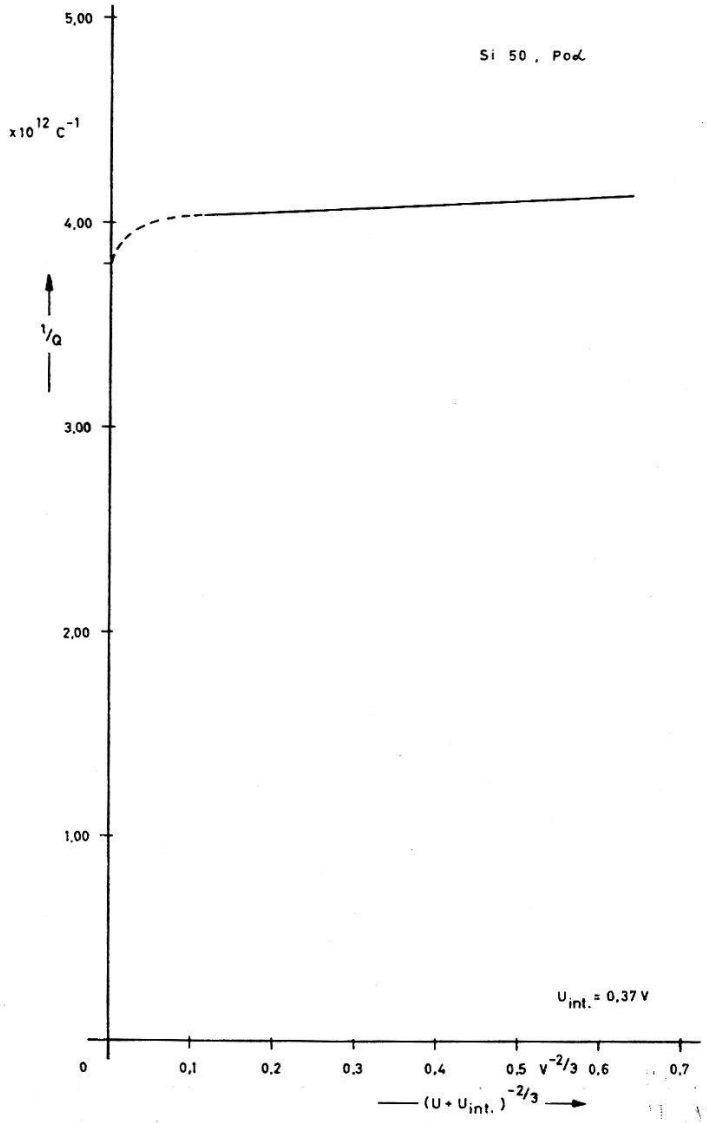


Fig. 4

Sättigungskurve für eine Si-*p-s-n*-Zähldiode
Der ----Teil der Kurven entspricht dem in Fig. 3

sungen notwendig. Mit diesem Vorbehalt lässt sich bei geeigneter Interpretation aus dieser Figur eine untere Grenze (Schnittpunkt mit der Ordinate) sowie eine obere Grenze (Extrapolation des praktisch linearen Teils der Kurve) für die Sättigungsladung und damit für die Arbeit pro Elektron-Loch-Paar ε in Si bestimmen.

$$3{,}16 \text{ eV} \leqslant \varepsilon \leqslant 3{,}30 \text{ eV} \quad \pm 0{,}15 \text{ eV}$$

Die obere Grenze von ε liegt 10% tiefer als der in der Literatur angegebene Wert, was eventuell mit der von uns verbesserten Bestimmung der Sättigungsladung zusammenhängen kann.

Die hier aufgezeigten Überlegungen liefern ganz entsprechende Resultate auch für Dioden anderen Typs (z. B. Au-Ge-Dioden)[2]). Bei der Interpretation der Figur 5 ist zu beachten, dass man für die Kapazität der dort verwendeten Diode eine Variation mit $U^{-1/2}$ anstatt wie in (2) mit $U^{-1/3}$ zu erwarten hat.

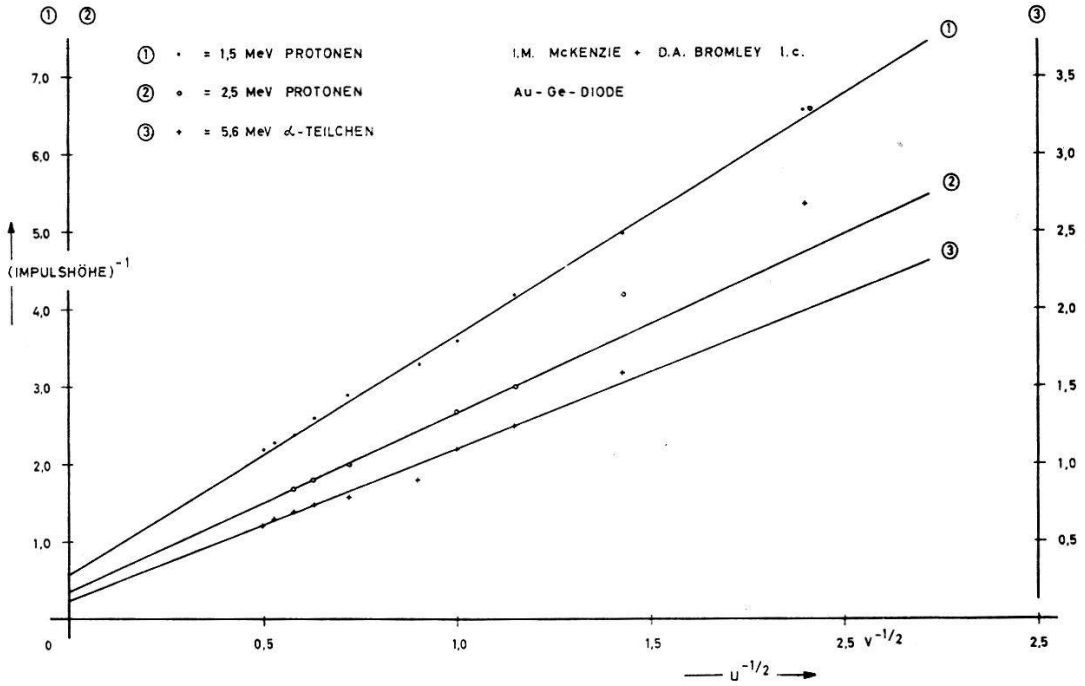


Fig. 5

Reziproke Impulshöhe als Funktion der (Sperrspannung)$^{-1/2}$ für Au-Ge-Zähldioden[2])

Dem Schweizerischen Nationalfonds sowie der Stiftung Hasler-Werke Bern, gebührt unser Dank für die finanzielle Unterstützung dieser Untersuchungen.

Literatur

[1]) K. G. McKay, Phys. Rev. *84*, 827 (1951). – K. G. McKay, K. B. McAfee, Phys. Rev. *91*, 1079 (1953). – J. Mayer, B. Gessick, Rev. Sci. Instr. *27*, 407 (1956). – J. W. T. Dabbs, F. J. Walter, L. D. Roberts, ORNL-2501, p. 73 (1958). – A. V. Airopetiants, S. M. Ryvkin, Zh. tekh. Fiz. *27*, 95 (1957). übersetzt in Sov. Techn. Phys. (1957). – R. Bomal, L. Koch, Nguyen van Dongh,

C. SCHNEIDER, l'électronique nucléaire, Vol. 1, IAEA, Wien (1959). – J. W. MAYER, J, Appl. Phys. *30* 1937 (1959).
H. D. ENGLER, Z. Naturf. *15a*, 82 (1960). – S. S. FRIEDLAND, J. W. MAYER, J. M. DENNEY, F. KEYWELL, Rev. Sci. Instr. *31*, 74 (1960). – S. S. FRIEDLAND, J. W. MAYER, J. S. WIGGINS, Nucl. *18*, Febr. 54 (1960).
[2]) I. M. MCKENZIE, D. A. BROMLEY, AEC, Canada Rep. 726 (1959).
[3]) W. D. DAVIS, Phys. Rev. *114*, 1006 (1959).
[4]) Electronics *33*, Nr. 17, 74 (1960).
[5]) Vgl. z. B. D. A. BROMLEY, J. A. KUEHNER, E. ALMQVIST, Phys. Rev. Letters *4*, 365 (1960).
[6]) W. HAEBERLI, P. HUBER, E. BALDINGER, Helv. Phys. Acta *26*, 145 (1953). – E. BALDINGER, W. HAEBERLI, Ergeb. ex. Naturwiss. *27*, ... (1953).
[7]) K. G. MCKAY, K. B. MCAFEE, Phys. Rev. *91*, 1079 (1953).
[8]) F. WIDDER, P. HUBER, Helv. Phys. Acta *31*, 601 (1958).
[9]) Vgl. z. B. W. SHOCKLEY, Bell Syst. Techn. Journ. *28*, 435 (1949). – D. DEWITT, A. L. ROSOFF; Transistor Electronics McGraw-Hill N. Y. (1957).

Mesure et discrimination de la radioactivité des cadrans lumineux. Dose-gonades

par G. JOYET, Zurich

Le rayonnement de 250 cadrans lumineux de montres-bracelet et de 80 réveils a été mesuré et analysé, d'une part à l'aide d'un compteur à scintillation NaJ(Tl) muni d'un discriminateur à seuil pour le rayonnement γ, et d'autre part à l'aide d'un compteur de Geiger muni d'écrans d'aluminium pour la mesure du rayonnement β. Le discriminateur à seuil permet de distinguer le rayonnement γ des dérivés du radium des rayonnements d'autres radioéléments tels que ^{60}Co, ^{137}Cs ou le rayonnement de freinage de ^{90}Sr + ^{90}Y. La courbe d'absorption β, dans une géométrie déterminée, permet de distinguer le radium et ses dérivés du ^{90}Sr + ^{90}Y, ou éventuellement d'un mélange de ces deux séries radioactives. Par ailleurs, malgré les variations d'autoabsorption de la couche active et les variations d'épaisseur du verre, l'activité β par microcurie équivalent de rayonnement γ du radium, β/μC Ra, reste, pour chaque radioélément d'activation du ZnS, dans des limites distinctes. Le tableau suivant illustre, par quelques exemples, les résultats des mesures. Pour le radium et ses dérivés, le rapport des mesures de scintillation entre deux positions D_x et D_0 du seuil du discriminateur reste compris entre 0,25 et 0,28 et l'activité β/μC Ra entre 8000 et 28000 min^{-1}. Pour les montres Mir. et Gir.-Per., le rayonnement γ n'est plus celui du radium pur et l'activité β/μC, très élevée, correspond, ainsi que l'indique la courbe d'absorption β, à du ^{90}Sr + ^{90}Y additionné d'un émetteur γ non identifié.

Tableau

Marque et diam.	Activité γ		Micro-curie	Activité β	
	I. min^{-1}	$D_x : D_0$		I. min^{-1}	β/μC Ra
Montres d'Hommes					
Omega 30 mm . .	1 313	$0{,}26_4$	$0{,}22_6$ Ra	3 000	13 300
Tissot 28,5 mm . .	615	$0{,}26_0$	$0{,}10_6$ Ra	1 100	10 400
Mido 27 mm . . .	1 815	$0{,}26_6$	$0{,}31_2$ Ra	3 350	10 700
Du Bois 27,5 mm .	1 600	$0{,}27_4$	$0{,}27_5$ Ra	4 145	15 100
Pon. nag. 28 mm .	25 960	$0{,}26_6$	4,46 Ra	55 500	12 550
Mira 28,5 mm . . .	212	$0{,}11_8$	—	36 500	1 000 000
Montres de Dames					
IWC 18 mm	823	$0{,}25_2$	$0{,}14_8$ Ra	2 750	18 600
Cyma 18,5 mm . .	1 230	$0{,}26_8$	$0{,}21_2$ Ra	2 700	12 700
Türler 15 mm . . .	250	$0{,}26_8$	$0{,}04_5$ Ra	570	12 700
Gir.-Per. 17,5 mm .	129	0,24	—	6 400	290 000

Dans cette première statistique, 94% des montres usagées sont activées avec du radium pratiquement pur, 1,6% avec un mélange de strontium et de radium et 2% avec du $^{90}Sr + {}^{90}Y$ pratiquement pur. Les valeurs moyennes des activités des montres mesurées chargées avec du radium sont pour

l'homme (m = man),

$$A^m = 0{,}14 \ \mu\text{C Ra}$$

et pour la femme (w = woman),

$$A^w = 0{,}06_4 \ \mu\text{C Ra}.$$

Dans une expérience décrite antérieurement[1]), nous avons, chez 24 volontaires hommes, et femmes, déterminé le rapport entre l'activité du radium portée au poignet et la dose annuelle de rayonnement γ D_1 reçue par les ovaires ou les testicules. Les résultats pour l'homme et pour la femme sont les suivants:

$D_1^m = 70$ mr $\pm$ 12%

Doses-gonades annuelles pour 1 μC de Radium

$D_1^w = 65$ mr $\pm$ 15%

lorsque la montre est portée jour et nuit.

Enfin, à l'aide d'un millier de questionnaires remplis par des fractions représentatives de la population, nous avons déterminé, en fonction de l'âge, la proportion W_y^m et W_y^w des hommes et des femmes qui, à l'âge y sont porteurs d'un cadran lumineux. (A 50 ans, 65% des hommes et 21% des femmes sont porteurs d'un tel cadran et 68% des hommes et des femmes employent un réveil lumineux).

La dose de rayonnement dite «génétique» issue d'une telle irradiation de l'homme[2]) est formée de deux termes: l'un provenant de l'irradiation de la mère depuis la conception de celle-ci jusqu'au moment où une ovule déterminée est fécondée, l'autre provenant du père irradié depuis sa conception jusqu'au moment de la fécondation considérée.

La dose de rayonnement ainsi reçue par les ovaires de la mère est égale à

$$A^w D_1^w \int_0^y W_y^w \, dy$$

et pour les testicules du père

$$A^m D_1^m \int_0^y W_y^m \, dy$$

Durant l'année d'âge y, la probabilité pour la mère d'engendrer un garçon ou une fille est égale à

$$P_y^w$$

et pour le père

$$P_{y-4}^w$$

si l'on admet que ces probabilités sont égales pour le père et la mère respectivement aux âges $y + 4$ et y. (On admet qu'à la conception le père est systématiquement de 4 ans plus âgé que la mère).

Pour une mère «moyenne», les gamètes féminines fécondées reçoivent la dose de rayonnement

$$A^w D_1^w \int_0^\omega P_y^w \, dy \int_0^y W_y^w \, dy$$

et les gamètes masculines correspondantes la dose

$$A^m D_1^m \int_0^\omega P_{y-4}^w \, dy \int_0^y W_y^m \, dy$$

Et la dose génétiquement déterminante par enfant et par génération est égale à

$$\frac{A^w D_1^w \int_0^\omega P_y^w \, dy \int_0^y W_y^w \, dy + A^m D_1^m \int_0^\omega P_{y-4}^m \, dy \int_0^y W_y^m \, dy}{\int_0^\omega P_y^w \, dy} \tag{1}$$

où le dénominateur représente le «taux brut de reproduction» utilisé en statistique démographique et ω la fin de la période de reproduction.

En introduisant dans la formule (1) les fonctions W_y^w et W_y^m, ainsi que les valeurs de A^w, A^m, D_1^w et D_1^m que nous avons mesurées, on trouve, pour la dose génétique par génération, une valeur de 100 mr, soit 3,3 mr en moyenne par an pour les cadrans des montres-bracelet, si l'on admet une durée de 30 ans pour l'intervalle entre deux générations. La dose correspondante pour les cadrans de réveils est d'environ 0,4 mr par an.

MM. E. HUGENTOBLER et A. GOBBI ont mis au point et étalonné le discriminateur d'énergie utilisé, et Mlle M. MILLER a effectué la majeure partie des mesures d'activité.

Un article complémentaire sur ce sujet est paru dans «Experientia», Août 1960.

Bibliographie

[1]) G. JOYET, Bull. Acad. S. Sc. Méd. *14*, 367–387 (1958).
[2]) Int. Com. on Rad. Protection, Recommandations, 1958, Pergamon Press.

Inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an schweren Kernen

von P. HUBER, P. NIKLAUS und R. WAGNER
(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

Beim Beschuss eines schweren Kernes mit 14 MeV-Neutronen beträgt die Anregungsenergie des Compound-Kerns etwa 22 MeV, das heisst man gelangt in ein Gebiet hoher Niveaudichte, was die Anwendung des statistischen Modells rechtfertigt. Die Energieverteilung der inelastisch gestreuten Neutronen wurde von WEISSKOPF[1]) berechnet:

$$N(E)dE = \text{const. } E \cdot e^{-E/T} dE \tag{1}$$

Man erhält eine Maxwell-Verteilung, mit einem Maximum bei $E = T$. Im Hinblick auf die thermodynamische Analogie nennt man den Parameter T die «Kern-Temperatur». Bei der hohen Anregungsenergie von etwa 22 MeV tritt die $(n, 2n)$-Reaktion in Konkurrenz zur inelastischen Streuung. Das vom Streukörper emittierte Neutronen-Spektrum wird eine Überlagerung zweier Maxwell-Verteilungen darstellen. Die spektrale Verteilung der primären Neutronen ergibt sich nach LANG und LE COUTEUR[2]) zu:

$$N(E)dE = \text{const. } E^{5/11} e^{-\frac{12E}{11T}} dE \tag{2}$$

Ein weiteres Ergebnis des sogenannten Verdampfungsmodells betrifft die Abhängigkeit der Kerntemperatur von der Anregungsenergie E^* und

von der Nucleonenzahl des Targetkerns. Unter vereinfachten Voraussetzungen erhält man die Relation:

$$T = \left(\frac{E^*}{a}\right)^{1/2} \tag{3}$$

wobei a eine Konstante bedeutet, die ungefähr proportional der Masse des Targetkerns ist.

Zweck der vorliegenden Arbeit ist, dieses Modell in einigen Punkten experimentell auf seine Gültigkeit zu überprüfen. Insbesondere bestehen Diskrepanzen bezüglich der Abhängigkeit der Kerntemperatur von der Nucleonenzahl des Streukörpers. Die Kerntemperatur sollte mit wachsendem Atomgewicht abnehmen. Die Temperaturen der magischen Kerne Blei und Wismuth liegen jedoch zu hoch. Zur Abklärung dieses Sachverhaltes stehen zwei Wege offen. Entweder man bestimmt die Temperatur

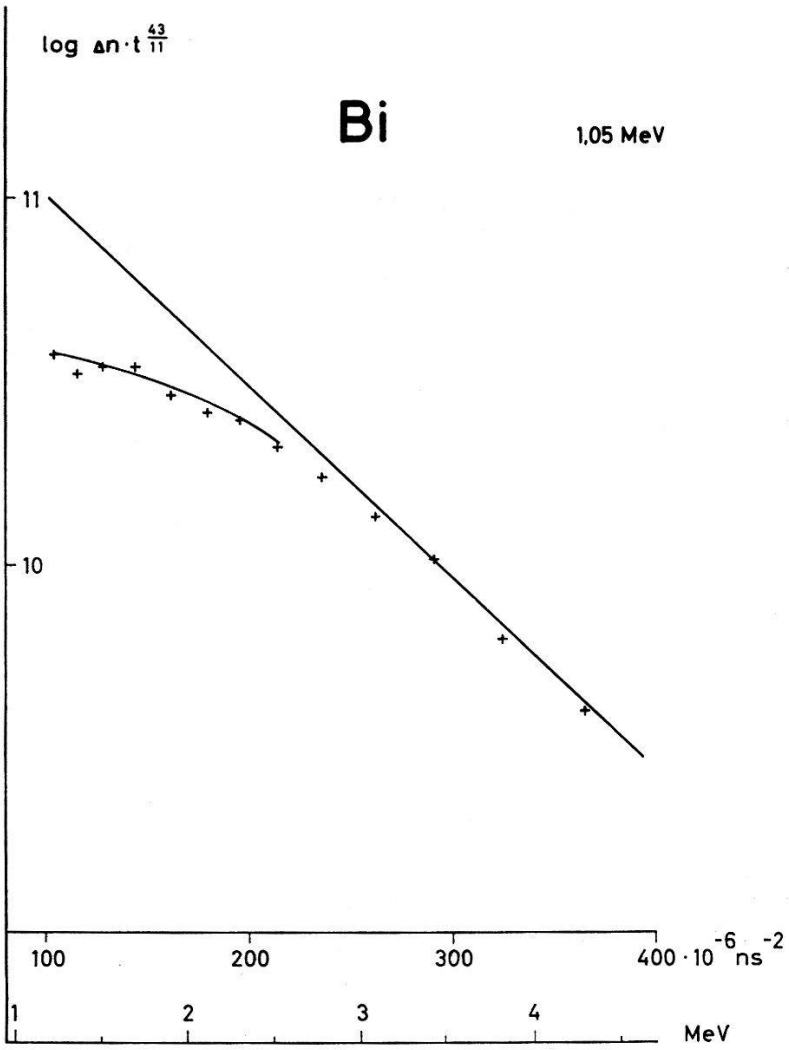


Fig. 1

Spektrale Verteilung der an ^{209}Bi inelastisch gestreuten 14,7 MeV Neutronen. Die eingezeichnete Gerade entspricht einer Kerntemperatur von 1,05 MeV

eines dem Wismuth benachbarten nicht magischen Kerns (z. B. Hg) oder man versucht direkt, einen Einfluss der magischen Zahlen durch Bestrahlung von magischen und nicht magischen Isotopen eines bestimmten Elementes festzustellen.

Die Bestimmung der Neutronenspektren erfolgt mit Hilfe der Flugzeitmessung. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors ist

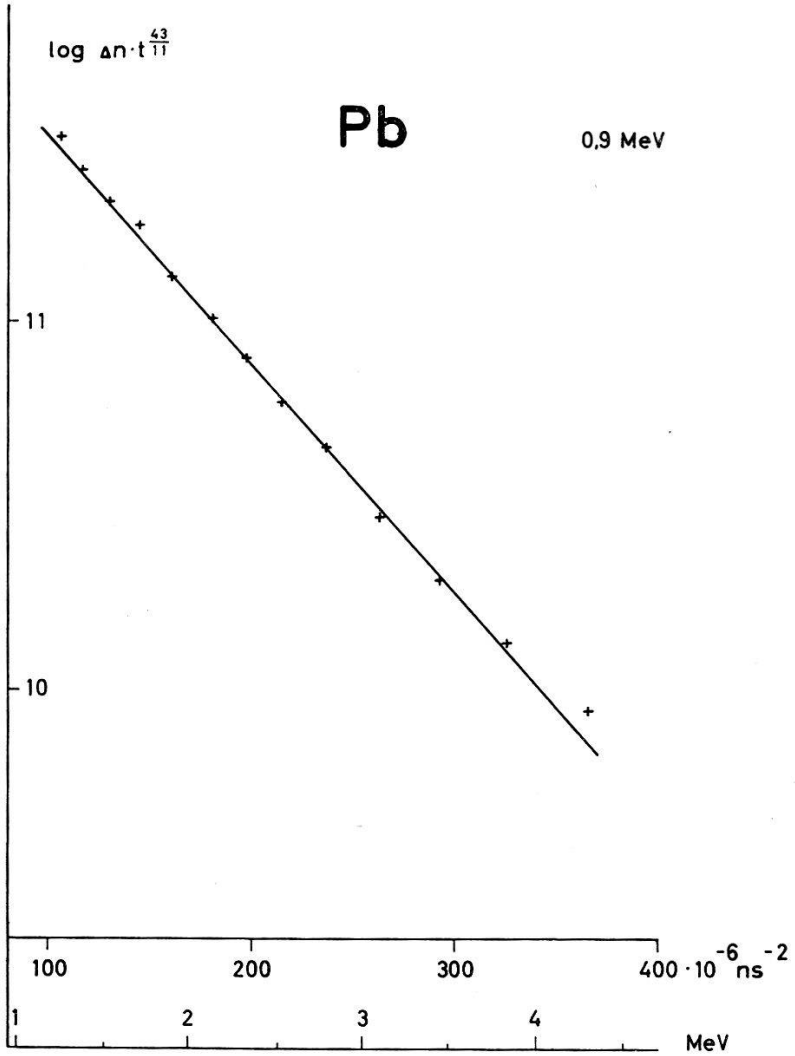


Fig. 2

Spektrale Verteilung der an Pb inelastisch gestreuten 14,7 MeV-Neutronen. Die Kerntemperatur ergibt sich zu 0,9 MeV

eine Funktion der Neutronenenergie. Die Neutronenspektren müssen deshalb auf konstante Empfindlichkeit korrigiert werden.

Zunächst wurde das Spektrum der an ^{209}Bi inelastisch gestreuten Neutronen gemessen. Die Kerntemperatur dieses Kerns ist bekannt. Sie wurde von ROSEN und STEWART[3]) mit Hilfe von Kernphotoplatten zu 1,05 MeV bestimmt. Die dieser Temperatur entsprechende Gerade benutzen wir zur Ermittlung der Korrekturfaktoren. Zur graphischen Dar-

stellung der Flugzeitspektren ist zu bemerken, dass die in Formel (2) angegebene Energieverteilung auf die zeitliche Verteilung umgerechnet wurde, da bei einer Flugzeitmessung nicht die energetische, sondern die *zeitliche* Verteilung der gestreuten Neutronen registriert wird. Bei geeigneter logarithmischer Darstellung erwartet man eine Gerade, deren Neigung eine Funktion der Kerntemperatur ist. Figur 1 zeigt die spektrale Verteilung der an ^{209}Bi gestreuten Neutronen.

Als zweiten Streukörper wählten wir eine natürliche Mischung von Blei. Die experimentelle Verteilung wurde mit den an ^{209}Bi erhaltenen Korrekturfaktoren auf konstante Detektor-Empfindlichkeit umgerechnet. Wie Figur 2 zeigt, erfüllen diese Daten sehr gut die aus dem statistischen Modell folgende Aussage, auf einer Geraden zu liegen.

In einem dritten Experiment bestimmten wir die Kerntemperatur der nicht magischen Quecksilber-Isotope (Fig. 3). Man erkennt, dass die Tem-

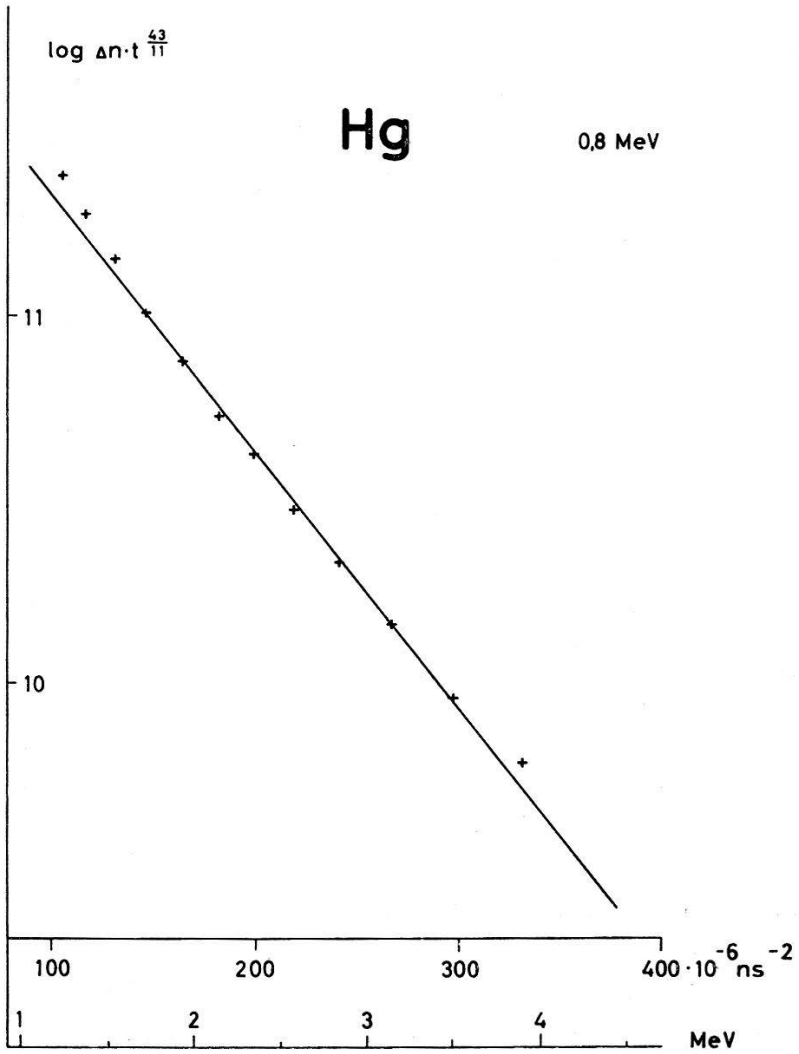


Fig. 3

Spektrale Verteilung der an Hg inelastisch gestreuten 14,7 MeV Neutronen. Die Temperatur ergibt sich zu 0,8 MeV

peraturen dieser drei Kerne sich gerade umgekehrt verhalten, als nach dem statistischen Modell zu erwarten wäre. Wir vermuten einen Einfluss der magischen Zahlen und glauben, mit einem Streuexperiment an ^{206}Pb (Radio-Blei) weitere Informationen zu erhalten.

Literatur

[1]) WEISSKOPF, Phys. Rev. *52*, 295 (1937).
[2]) LANG und LE COUTEUR, Proc. Phys. Soc., *67-A*, 586 (1954).
[3]) ROSEN und STEWART, Phys. Rev. *107*, 824 (1957).

Messungen an einer Duo-Plasmatron Ionenquelle

von P. HUBER, C. POPPELBAUM und R. WAGNER
(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

Im Zusammenhang mit unseren time-of-flight Experimenten mit schnellen Neutronen entstand der Wunsch nach einer Hochstrom-Ionenquelle für Deuteronen. Einen sehr interessanten Typ einer Hochstrom-Ionenquelle stellt das sogenannte Duo-Plasmatron[1]) dar. Bei dieser Quelle wird eine Niedervolt-Gasentladung mit Hilfe einer Zwischenelektrode mit Durchtrittsöffnung eingeschnürt. Das höher verdichtete anodenseitige Plasma greift dabei durch die Durchtrittsöffnung hindurch in den kathodenseitigen Raum. Man konnte zeigen, dass das in Blasenform leuchtende Plasma durch eine elektrische Doppelschicht begrenzt ist. In dieser Doppelschicht werden Elektronen des dünneren kathodenseitigen Plasmas beschleunigt und geradezu auf den Raum vor der Emissionsöffnung fokussiert. Es entsteht daher in dem Raum vor der Ionenemissionsöffnung ein besonders dichtes Plasma. Dies ist schon beim sogenannten Uno-Plasmatron der Fall. Beim Duo-Plasmatron erhält man eine zusätzliche Entladungsverdichtung durch das inhomogene Feld einer magnetischen Polschuhlinse. Fig. 1 zeigt einen Schnitt durch das nach den Plänen von C. D. MOAK[2]), Oak-Ridge in unserer Werkstatt gebaute Plasmatron, wobei einige konstruktive Änderungen gegenüber den erhaltenen Plänen angebracht wurden.

Die Grösse des Totalstroms sowie der Atomionenanteil sind eine Funktion des Bogenstroms in der Gasentladung. Mit einer Absaugspannung von 20–30 kV werden die Ionen aus der Emissionsöffnung (Durchmesser 0,1–0,3 mm) eines Wolframeinsatzes abgesaugt. Bei den ersten Messungen befand sich der Strahlauffänger direkt unterhalb der Absaugelektrode. Figur 2 zeigt die so erhaltenen Kurven des Totalstroms als Funktion des Bogenstroms für folgende Parameter:

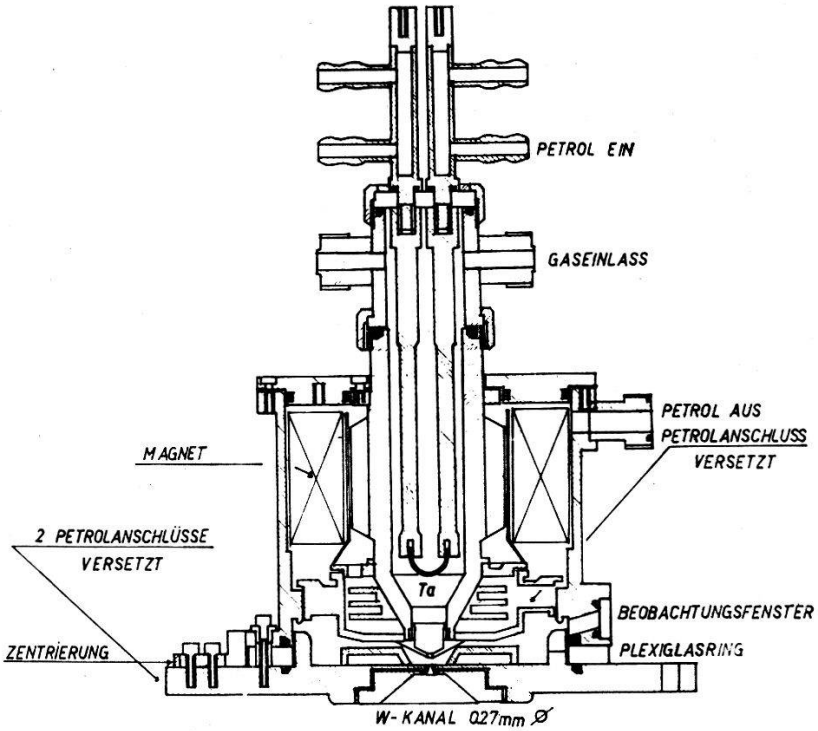


Fig. 1

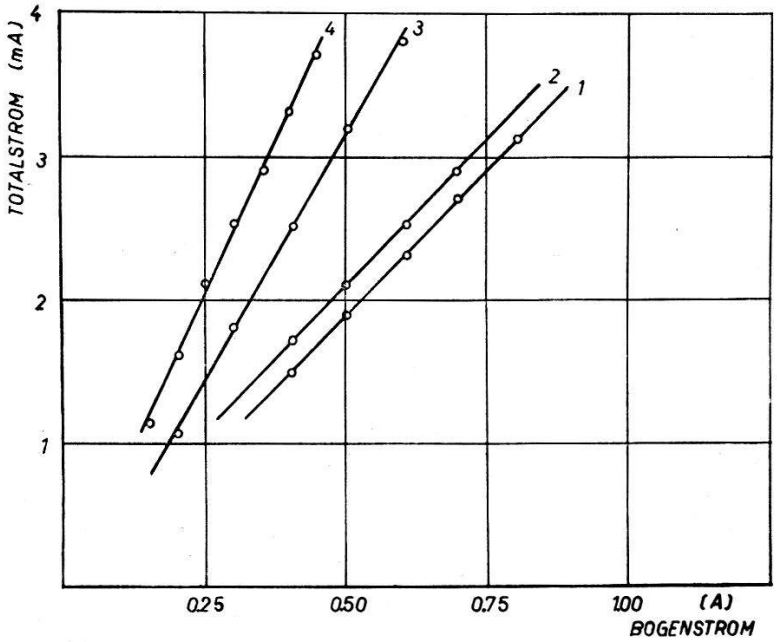


Fig. 2

Kurve 1 $s = 1{,}2$ mm, $D = 2$ mm, $d = 0{,}3$ mm
Kurve 2 $s = 0{,}4$ mm, $D = 2$ mm, $d = 0{,}3$ mm
Kurve 3 $s = 0{,}4$ mm, $D = 1{,}5$ mm, $d = 0{,}2$ mm
Kurve 4 $s = 0{,}4$ mm, $D = 1{,}5$ mm, $d = 0{,}3$ mm

s = Abstand Zwischenelektrode-Emissionsöffnung.
D = Durchmesser der Zwischenelektrodenöffnung.
d = Durchmesser der Emissionsöffnung.

In der Zwischenzeit wurde bemerkt, dass durch kleine s der Atomionenanteil stark verkleinert wird, so dass wir wieder mit mindestens 1,2 mm arbeiten.

Ein justierbares Linsensystem zur Fokussierung des Strahles auf ein Target und ein Magnet zur Analyse des Stromes wurden ebenfalls gebaut. Zur Festlegung des zur Deuteronenablenkung benötigten Magnetstroms wurde die (d, t)-Reaktion benutzt. Die Strahlanalyse ergab zum Beispiel bei 1.1A-Entladungsstrom, einem Wolfram-Kanal von 0,1 mm Durchmesser und 26 kV Absaugspannung für D_2-Gas folgende Werte:

$1/2\ D_2^+$	320 μA
D^+	780 μA
D_2^+	150 μA
D_3^+	200 μA
schwerere Ionen ca.	100 μA

Die relative Grösse von D_2^+ zu D_3^+-Anteil ist nur von dem Gasdruck in der Quelle abhängig: grösserer Druck ergibt grossen D_3^+-Anteil, kleinerer Druck grossen D_2^+-Anteil.

Bei grösseren Entladungsströmen wurden unter sonst etwa gleichen Bedingungen bis jetzt max. 1,6 mA D^+ gemessen.

Bei Betrieb mit H_2-Gas beträgt der Atomionenanteil ebenfalls ca. 60%.

Neuerdings werden Ba-Sr-Oxydkathoden verwendet, die sich bei gleicher Emission durch wesentlich kleinere Leistungsaufnahme auszeichnen. Sie wurden uns freundlicherweise von der BBC zur Verfügung gestellt.

Literatur

[1]) M. von Ardenne, Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie (Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956).
[2]) C. D. Moak, Rev. Sci. Instr. *30*, 694 (1959).

Bestimmung von Elektronen-Wanderungsgeschwindigkeiten in A-N_2, A-CO_2 und N_2

von A. Comunetti, P. Huber und X. Fink
Physikalisches Institut der Universität Basel

Erscheint demnächst

Bestimmung des Reichweitespektrums schwach aktiver α-Präparate

von P. Huber und F. Widder
(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

Das Problem, das uns zum Bau der im folgenden beschriebenen Apparatur veranlasste, war die Frage nach dem Ursprung der α-Strahlung von Rückständen eingedampfter, schwach radioaktiver Niederschläge und Industrieabwässer. Die zu untersuchenden Proben hatten spezifische α-Aktivitäten von 10^{-13}–10^{-12} C/mg, die spezifischen β-Aktivitäten waren meist grösser, und zwar um den Faktor 10–100.

Durch die Bestimmung des Reichweitespektrums der von einer Schicht des aktiven Präparates emittierten α-Teilchen kann man auf die Energien dieser Teilchen und damit auf die Art der α-aktiven Elemente in der Schicht schliessen. Homogene Schichten herzustellen, die nur eine geringe Selbstabsorption aufweisen, ist bei den zu untersuchenden Materialien unmöglich. Man ist gezwungen, mit «dicken Schichten» zu arbeiten.

Der Aufbau der Apparatur ist in Figur 1 schematisch dargestellt. Die zu untersuchende Substanz befindet sich im Innern einer Hohlkugel. Die

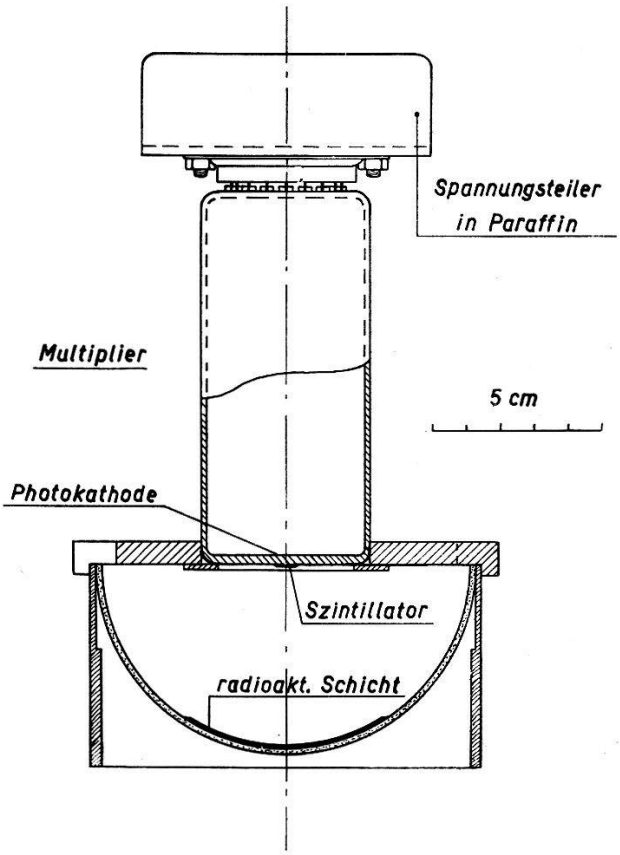


Fig. 1
Aufbau der Apparatur

Glas Plexiglas Stahl Kupfer

von der Schicht emittierten α-Teilchen werden mit Hilfe einer dünnen ZnS-Schicht und eines Photomultipliers vom Typ EMI 9502 B gezählt. Der Multiplier ist so angeordnet, dass der Mittelpunkt der Szintillatorschicht mit dem Mittelpunkt der Hohlkugel zusammenfällt. Die ganze Konstruktion befindet sich innerhalb eines druckdichten Gehäuses. Der Druck des Füllgases kann von 0 bis 2 ata variiert werden.

Die Geometrie dieser Anordnung bietet wesentliche Vorteile:

1. Die dünne ZnS-Schicht bewirkt, dass β-Teilchen und γ-Quanten, die auf den Szintillator treffen, wesentlich schwächere Lichtblitze erzeugen als α-Teilchen. Die Ausgangsimpulse des Multipliers lassen sich daher leicht so diskriminieren, dass weder β-Teilchen noch γ-Quanten vom Zähler registriert werden, während alle auftreffenden α-Teilchen gezählt werden.

2. Durch den kleinen Durchmesser des Szintillators wird ein kleiner Nulleffekt erreicht, was für das Ausmessen schwach aktiver Präparate wichtig ist. Wir haben bei dieser Apparatur einen durchschnittlichen Nulleffekt von rund 2 α-Teilchen pro Stunde; das beste, was wir erreicht haben, war ein Nulleffekt von 0,5 α/h.

3. Es werden nur solche α-Teilchen gezählt, die die Schicht in radialer Richtung verlassen. Man spart dadurch einen Kollimator. Das Auflösungsvermögen der Apparatur ist vom Radius des Szintillators und von der Ausdehnung der Substanzschicht in der Hohlkugel abhängig. Es lässt sich mit Hilfe der Geometrie der Anordnung berechnen.

4. Die Zahl der pro Zeiteinheit registrierten α-Teilchen n in Abhängigkeit vom Druck p zeigt einen geradlinigen Verlauf, wenn nur α-Strahler konstanter Energie in der Substanz enthalten sind:

$$n = n_0 \, (1 - p/p_0)$$

Der Schnittpunkt p_0 der Geraden mit der p-Achse liefert ein Mass für die Energie der α-Teilchen, der Schnittpunkt n_0 mit der n-Achse ein Mass für die Gesamtaktivität der Substanz. Sind verschiedene α-aktive Elemente in der Schicht enthalten, so wird

$$n = \sum_i n_{0i} \, (1 - p/p_{0i}).$$

Dies ist eine stückweise geradlinige Kurve. Durch Extrapolation der einzelnen geradlinigen Komponenten erhält man die Ordinatenabschnitte n_{0i}, die proportional den relativen Aktivitäten der verschiedenen α-Strahler in der Schicht sind. Die Abszissenwerte p_{0i} der Schnittpunkte der einzelnen Komponenten ergeben durch einfache Umrechnung die Energien der verschiedenen α-Teilchen.

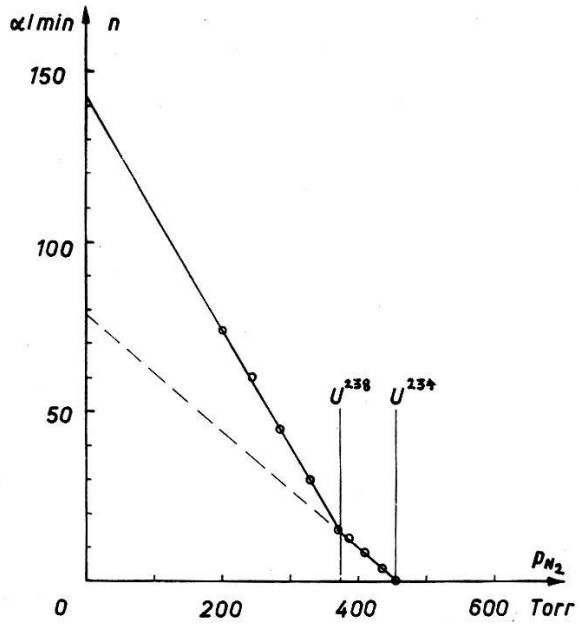


Fig. 2

Messergebnisse mit Uranoxyd-Eichpräparat.
Ausgezogene Linien: theoretisch berechnete Kurve $n(p)$.

Kreise: Messpunkte

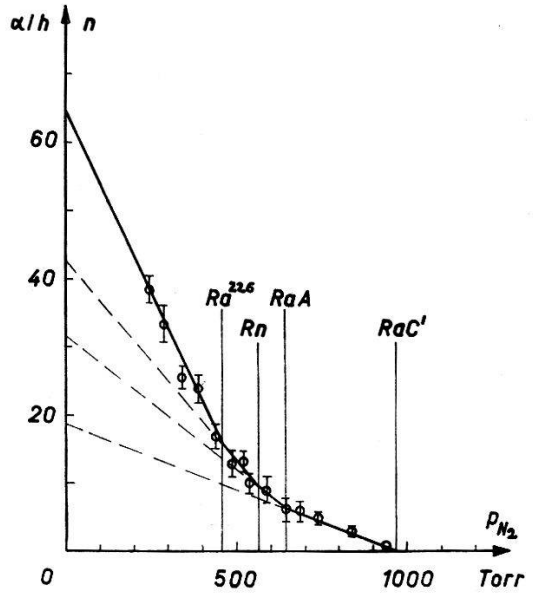


Fig. 3

Analyse eines schwach α-aktiven Präparates.
Ausgezogene Kurve: theoretisch berechneter Verlauf von $n(p)$ für eine radiumhaltige Substanz.

Kreise: Messpunkte und ihre statistische Schwankung

Einen geradlinigen Verlauf von $n(p)$ erhält man dann, wenn

1. die Energie-Reichweite-Beziehung für α-Teilchen in der Substanz bis auf einen konstanten Faktor dieselbe ist wie für α-Teilchen im Füllgas und

2. nur solche α-Teilchen gezählt werden, die die Schicht in radialer Richtung verlassen.

Figur 2 zeigt ein Beispiel für ein relativ stark α-aktives Eichpräparat (Uranoxyd). Die Übereinstimmung der Messpunkte mit dem aus der Gesamtaktivität berechneten Kurvenverlauf ist sehr gut.

Figur 3 zeigt ein Beispiel für die Nutzanwendung der Apparatur: die Analyse eines Abwasserpräparates einer Leuchtfarbenfabrik mit Radium als Verseuchung.

Messung des differentiellen Neutronen-Streuquerschnittes an Sauerstoff-16 im MeV-Gebiet

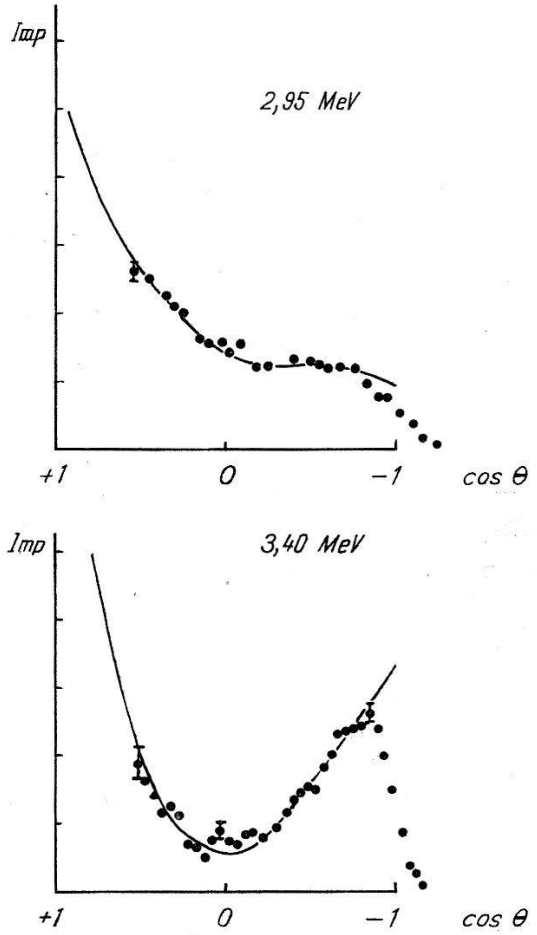
von P. Huber und W. Hunzinger
(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

Vor drei Jahren hat die Madison-Gruppe neue, sorgfältige Messungen des totalen Neutronenquerschnittes am Sauerstoff-16 im MeV-Gebiet bekannt gegeben. Wir haben diese Publikation zum Anlass genommen, den differentiellen Streuquerschnitt an ^{16}O neu zu messen. Ältere Messungen von Baldinger, Huber & Proctor aus dem Jahre 1952 lagen vor.

Unterhalb etwa 4 MeV ist die elastische Streuung der einzig auftretende Prozess von Neutronen an ^{16}O. Der differentielle Querschnitt dieses Prozesses, d. h. der Querschnitt der Streuung in ein bestimmtes Raumwinkelelement als Funktion der Streurichtung, ist gleich der Winkelverteilung $d\sigma/d\Omega$. Integration der Winkelverteilung über alle Richtungen des Raumes ergibt den totalen Streuquerschnitt.

Die Winkelverteilung von Streuprozessen lässt sich an Gasen besonders leicht messen, indem das Energiespektrum der Rückstosskerne aufgenommen wird. Die Verteilung der Rückstossenergien ist bis auf einen konstanten Faktor gleich der Winkelverteilung der Streuung im Schwerpunktsystem, wobei die relative Rückstossenergie E/E_{max} auf der Abszisse durch den Ausdruck $(1 - \cos\theta)$ zu ersetzen ist. θ bedeutet den Streuwinkel im Schwerpunktsystem. Bei einer Relativmessung des differentiellen Querschnittes, wie wir sie an ^{16}O durchgeführt haben, ist die Kenntnis des Neutronenflusses am Ort der Messung nicht notwendig; ebenso geht die absolute Energie der Rückstosskerne nicht in die Rechnung ein.

Die Streuprozesse fanden in einer Ionisationskammer aus Aluminium, gefüllt mit 2 ata O_2 statt. Um den Randeffekt auf vier Seiten des Messvolumens zu eliminieren, war der Ionisationskammer ein Kollimator aus Eisen vorgesetzt. Als Neutronenquelle diente die *d-d*-Reaktion. Deuteronen bis maximal 1 MeV wurden nach magnetischer Ausblendung auf ein Target aus schwerem Eis geschossen. Die Targetdicke betrug 60–80 keV.



Die durch die Rückstösse in der Kammer erzeugte Ionisation wurde mit einem Linearverstärker ballistisch gemessen. Das ballistische Defizit war weniger als 1%. Das Sättigungsdefizit, bei einer Feldstärke von 4 kV/cm, betrug 9%. Die Ausgangsimpulse des Linearverstärkers wurden in einem 50-Kanal-Impulsspektrometer analysiert, der mit zwei Batterien zu 50 Zählwerken ausgerüstet ist.

Neutronen aus anderer Quelle als dem Eistarget stören die Messung. wurden deshalb an allen gemessenen Spektren zwei Subtraktionen vorgenommen:

1. Das Störspektrum, entstanden aus anderer Quelle als dem D_2O-Target. Es wurde registriert nach Einfüllen von Wasser in die Kollimatoröffnung.

2. Das Störspektrum, entstanden durch das sich aufbauende Deuteriumtarget auf dem Targetträger. Es wurde registriert durch eine Messung ohne schweres Eis.

Diese Korrekturen, insbesondere die erstere, können die zu messende Winkelverteilung beträchtlich ändern. Das Ausmass der Korrektur kann sogar grösser sein als das Nettospektrum selbst, namentlich bei den Messungen mit kleinen Neutronenenergien, die nicht in Vorwärtsrichtung, sondern unter Winkeln zwischen 60° und 135° zum Deuteronenstrahl durchgeführt wurden.

Über das Energieintervall von 2,0 bis 4,1 MeV verteilt sind auf diese Weise 16 Winkelverteilungen aufgenommen worden. Figur 1 zeigt als Beispiel Messungen bei 2,95 und 3,40 MeV. An Stelle der relativen Rückstossenergie, resp. der Kanalnummer ist cos θ von $+1$ bis -1 aufgetragen. Als Messpunkte mit ihrem statistischen Fehler sind die pro Kanal registrierte und korrigierte Impulszahl in willkürlichem Maßstab eingezeichnet.

Stellt man den differentiellen Querschnitt als Summe von Legendre-Polynomen dar, so lässt sich aus dem letzten von Null verschiedenen Koeffizienten der höchste an der Streuung beteiligte Bahndrehimpuls angeben. Entwicklung der gemessenen Winkelverteilungen nach Legendrepolynomen ergab als den höchsten vorkommenden Bahndrehimpuls $l = 2$.

Messungen der chemischen Verschiebung von ^{17}O-Kernresonanzlinien

von H. A. Christ
(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

Von den 3 stabilen Sauerstoff-Isotopen besitzt nur ^{17}O ein magnetisches Moment. Da dieses Isotop eine natürliche Häufigkeit von 0,037% hat, sind die Kernresonanzlinien ohne künstliche Anreicherung äusserst schwach und können nur mit besonders rauscharmen Spektrometern beobachtet werden.

Unsere Messungen wurden an einem hochauflösenden Varian-Spektrometer, vervollständigt durch einen Lock-in-Detector eigener Konstruktion, durchgeführt. Beim Magnetfeld von 13 kGauss beträgt die Larmorfrequenz von ^{17}O 7,65 MHz. Der Lock-in-Detector arbeitet mit einer Modulationsfrequenz von 40 Hz und einer Bandbreite von $1-{}^{1}/_{100}$ Hz.

Von der physikalisch-chemischen Anstalt der Universität Basel wurden uns etwa 7 g Wasser mit einem ^{17}O-Gehalt von ungefähr 1% zur Verfü-

gung gestellt. Diese Probe dient zur Eichung. Im übrigen verwendeten wir bisher ausschliesslich Substanzen mit natürlichem ^{17}O-Gehalt. Wir bestimmten vor allem die chemische Verschiebung und die Linienbreite von organischen Flüssigkeiten, die nur C, H und O enthalten.

Tabelle 1

Verbindung	Shift ppm	Linienbreite Hz	Verbindung	Shift ppm	Linienbreite Hz
Methanol	+ 37	100	Aceton	– 568	130
Äthanol.	– 5	200	Methyläthylketon .	– 563	110
n-Propanol	– 1	260	Cyclopentanon . .	– 548	130
iso-Propanol . . .	– 37	260	Cyclohexanon . . .	– 559	130
Glykol	+ 6	350	Mesityloxyd . . .	– 555	180
Diäthyläther . . .	– 15	140	Diacetyl	– 571	130
Glykoldimethyläther	+ 25	140	Acetaldehyd . . .	– 595	50
Dioxan	+ 3	130	Propionaldehyd . .	– 581	65
Tetrahydrofuran . .	– 19	80	*n*-Butylaldehyd . .	– 589	110
Ameisensäure . . .	– 254	80	Acrolein	– 583	50
Essigsäure	– 254	170			
Propionsäure . . .	– 250	240			

Tabelle 2

Verbindung	Shift ppm –0–	Shift ppm 0 =	Linienbreite Hz
Ameisensäure-methylester	142	358	110
Essigsäure-methylester	137	355	110
Propionsäure-methylester	133	350	110
Malonsäure-dimethylester	143	363	350
Bernsteinsäure-dimethylester	151	368	450
Ameisensäure-äthylester	169	359	140
Essigsäure-äthylester	166	256	70
Propionsäure-äthylester	164	350	150
Oxalsäure-diäthylester	162	355	400
Malonsäure-diäthylester	166	356	250
Bernsteinsäure-diäthylester	178	363	500
Ameisensäure-*n*-propylester	163	354	140
Kohlensäure-diäthylester	120	240	160
Glykol-diacetat	148	351	400
Chlorameisensäure-äthylester	170	348	130
Essigsäure-anhydrid	259	393	170
Propionsäure-anhydrid.	248	390	210

Die Genauigkeit der Shiftmessungen hängt hauptsächlich von der Linienbreite ab. Bei schmalen Linien, mit einer Breite von 50 Hz oder 6,5 ppm, schätzen wir den Fehler zu 1–2 ppm, bei den breitesten Linien zu 10–20 ppm. Dies ist gegenüber den bisher veröffentlichten Messungen ein wesentlicher Gewinn an Genauigkeit. Die Angaben von WEAVER *et al.*[1]) und DHARMATTI *et al.*[2]) weichen von unsern Ergebnissen bis 50 ppm ab. Bei Estern wurde nur eine Linie beobachtet[2]).

Die Linienbreite wird durch Modulationseffekte und Sättigung in teilweise unübersichtlicher Weise beeinflusst, so dass hier der Fehler bis zu 50% betragen dürfte.

In der Übersichtstabelle 4 sind die chemischen Verschiebungen der Alkohole, Äther, Säuren, Ketone, Aldehyde, Ester und Säureanhydride in Gruppen zusammengefasst. Die genauen Zahlen dazu stehen in Tabelle 1

Tabelle 3

Verbindung	Shift ppm	Linienbreite Hz
0-Ameisensäure-methylester	– 28	160
0-Ameisensäure-äthylester	– 45	300
Dimethylformal	– 8	50
Diäthylformal	– 43	85
Acetal	– 52	160
Paraldehyd	– 102	450
Brenztraubensäure-äthylester	– 153	250
	– 333	250
	– 570	250
Acetessigsäure-äthylester	– 164	300
	– 353	300
	– 565	300
Acetylaceton (Enolform)	– 269	130
Furan	– 243	85
Furfural	– 237	140
	– 530	140
Äthylenchlorhydrin	+ 4	400
Epichlorhydrin	+ 12	110
Dimethylsulfoxyd	– 13	120
Nitrobenzol	– 561	250
Tetramethoxysilan	+ 30	110
Formamid	– 306	85
Harnstoff (wässerige Lösung)	– 205	140
H_2SO_4 conc. (98%)	– 138	650
HNO_3 conc. (69%)	– 409	230
$HClO_4$ (60%)	– 288	210
D_2O (96%)	+ 3	60

für Verbindungen mit nur einer Linie und in Tabelle 2 für Verbindungen mit 2 Linien. Die Tabelle 3 enthält Verbindungen, die sich nicht in die Übersichtstabelle einordnen lassen oder die mehr als 2 Linien geben. Die

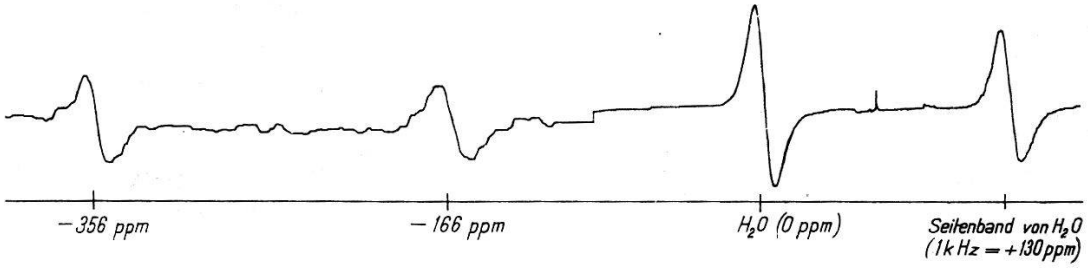


Fig. 1

Spektrum von Essigsäure-Äthylester mit Eichsignalen.
Ungefähr bei −100 ppm wurde die Ester-Probe durch die Wasser-Eichprobe ersetzt. Das Seitenband H_2O wurde durch Amplitudenmodulation der Hochfrequenz erzeugt.

Tabelle 4

Übersicht über die chemischen Verschiebungen der ^{17}O-Kernresonanz-Linien von organischen Flüssigkeiten. Bezugspunkt: $H_2O = 0$; + = stärkeres Magnetfeld

ppm			
+100			
0	+40 – −40	Alkohole und Äther	– 0 –
−100			
	130–150	Methylester	– 0 –
	160–180	Äthyl- und Propylester	– 0 –
−200			
	240–260	Säuren und Säureanhydride	– 0 –
−300			
	350–370	Ester	0 =
	390–393	Säureanhydride	0 =
−400			
−500			
	550–570	Ketone	0 =
	580–600	Aldehyde	0 =
−600			

chemischen Verschiebungen sind auf Wasser bezogen, wobei + stärkeres Magnetfeld bedeutet. In Tabelle 2 liegen alle Verschiebungen bei schwächerem Feld. Fig. 1 zeigt ein ^{17}O-Spektrum von Essigsäure-Äthylester und Eichsignale von Wasser.

Literatur

[1]) WEAVER, TOLBERT, and LA FORCE, JCP *23*, 1956 (1955).
[2]) DHARMATTI, SUNDARA RAO und VIJAYARAGHAVAN, Nuovo Cimento *11*, 656 (1959).

n'-γ-Korrelation der unelastischen Neutronenstreuung I Experimente an ^{24}Mg

von H. R. BRUGGER, T. NIEWODNICZANSKI*) und M. P. STEIGER
(Laboratorium für Kernphysik ETH, Zürich)

1. *Einleitung*

Die Frage des Mechanismus bei Kernreaktionen hat in den letzten Jahren stark an Bedeutung gewonnen. Es ist erkannt worden dass die Zwischenkernhypothese in Verbindung mit der «statistischen Annahme» viele experimentelle Tatsachen nicht oder nur teilweise zu erklären vermag. Dies ist auch bei der unelastischen Streuung von Neutronen der Fall[1]). Im allgemeinen werden die Abweichungen durch eine Direktanregung beschrieben, bei welcher angenommen wird, dass das einfallende Teilchen ohne Bildung eines Zwischenkerns direkt mit einem oder mehreren Targetnukleonen in Wechselwirkung tritt[3])[4])[5]). Nun ist von theoretischer Seite darauf hingewiesen worden[2]), dass die Neutron-Gamma-Korrelation der unelastischen Streuung $X(n, n'\gamma)$ bei Direktanregung wesentlich anders verläuft als bei Zwischenkernanregung. Experimente darüber sind aber erst in einer einzigen kurzen Zusammenfassung beschrieben worden: THEUS *et al.*[7]) haben mit 14-MeV-Neutronen die Azimutalabhängigkeit der Korrelationsfunktion bei festgehaltenem Neutron- und Gamma-Emissionswinkel gemessen.

Die vorliegenden Experimente verfolgen den Zweck, durch Untersuchung der Reaktion ^{24}Mg $(n, n'\gamma)$, $Q = -1{,}368$ MeV, mit 3,45-MeV-Neutronen einen vorläufigen Beitrag zu diesem Problemkreis bei kleinerer Energie zu bieten und Erfahrungen für weitere Messungen zu sammeln.

2. *Experimentelle Anordnung*

Gesucht ist die Korrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)\, d\Omega_{n'}\, d\Omega_\gamma$, das heisst die relative Wahrscheinlichkeit, dass das unelastisch gestreute Neutron

*) Beurlaubt vom Institut für Kernforschung, Warschau.

unter dem Winkel $\theta_{n'}$ in den Raumwinkel $d\Omega_{n'}$ gelangt, wenn gleichzeitig das Gammaquant unter dem Winkel θ_γ in den Raumwinkel $d\Omega_\gamma$ emittiert wird. $\theta_{n'}$ und θ_γ sind bezüglich der Richtung des einfallenden Neutrons gerechnet. Hier und im folgenden sind alle Grössen im Schwerpunktsystem angegeben.

Die Neutron-Gamma-Korrelation wird aus Intensitätsgründen in Ringgeometrie gemessen, wie aus Fig. 1 ersichtlich ist. Die Neutronen ($E_n = 3{,}45 \pm 0{,}05$ MeV) werden mit der D-D-Reaktion in einem Schwereistarget produziert und die gestreuten Neutronen in einem plastischen Szin-

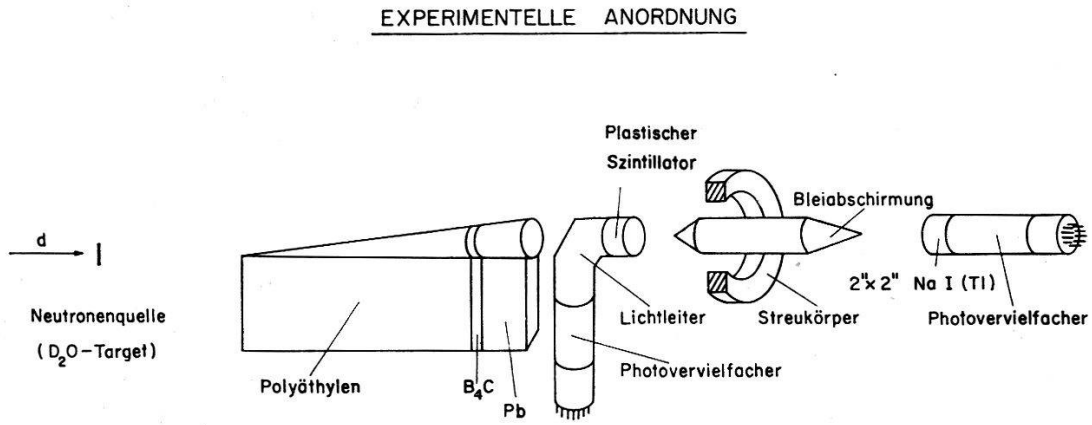


Fig. 1
Experimentelle Anordnung zur Messung der Neutron-Gamma-Korrelation

tillator «Pilot B» von 50 mm Durchmesser und 20 mm Dicke registriert. Der Streukörper besteht aus natürlichem Magnesium von 99,6% Reinheit und weist einen mittleren Durchmesser von 125 mm und einen Querschnitt von 25×25 mm² auf. Die «halboffene» Geometrie erwies sich nach längeren Versuchen als die günstigste. Der Schattenkegel besteht aus 27 cm Polyäthylen, 400 mg/cm² Borkarbid und 5 cm Blei. Der Na I-Kristall hat 5 cm Durchmesser und 5 cm Höhe.

Figur 2 zeigt das Blockschema der Elektronik. Es handelt sich um eine übliche Fast-Slow-Koinzidenzapparatur mit einer Auflösungszeit von $2\tau = 10$ ns. Der Tripelkoinzidenzimpuls öffnet ein Tor im 200-Kanal-Impulsspektrographen, der das Gammaspektrum registriert. Als Testexperiment wurde die Koinzidenzstosszahl in Funktion der Verzögerung für eine ^{60}Co-Quelle aufgenommen (vgl. Fig. 3). Die Auflösungszeit ist so gewählt, dass die Neutronen, die wegen der endlichen Geometrie Laufzeitdifferenzen bis $\pm$ 1,8 ns haben können, trotzdem mit gleicher Ansprechwahrscheinlichkeit registriert werden. – Die integrale Linearität des Gamma-Linearkanals wurde mit radioaktiven Quellen geprüft und erwies sich besser als 0,3%.

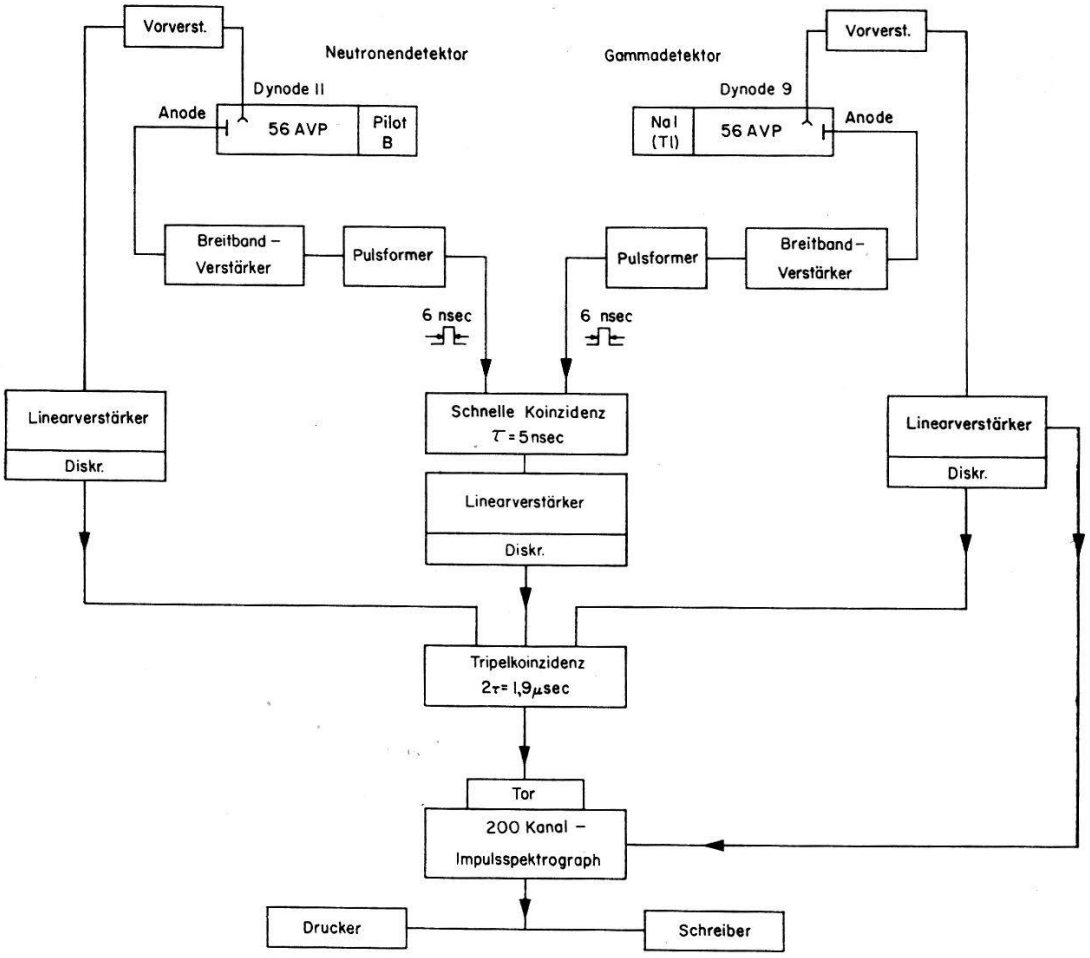


Fig. 2
Blockschema der Elektronik

3. *Auswertung*

Als Mass für die Korrelationsfunktion W dient die Fläche der 1,37-MeV-Photospitze im Impulsspektrum. Figur 4 zeigt ein typisches Spektrum bei Messung mit und ohne Streukörper für ein «dickes» Schwereistarget.

Eine Veränderung der Winkel $\theta_{n'}$ und θ_γ bedeutet bei Ringgeometrie gleichzeitig eine Veränderung des Raumwinkels, unter dem ein Punkt des Streukörpers die Detektoren sieht. Der wirksame Raumwinkel wurde experimentell bestimmt mittels radioaktiver Ringquellen von der Grösse des Mg-Streuringes.

Eine Korrektur der Korrelationsfunktion für endliche Grösse von Streukörper und Detektoren wurde wegen der beschränkten Anzahl von Messpunkten nicht vorgenommen. Die Winkelunschärfe beträgt $4° \leqslant |\Delta\theta_\gamma| \leqslant 13°$ bzw. $10° \leqslant |\Delta\theta_{n'}| \leqslant 13°$. Ebenso wurde vorläufig eine Korrektur für Mehrfachstreuung der Neutronen und für Comptonstreuung der Gammaquanten weggelassen. Eine Abschätzung zeigt, dass das Verhältnis von

einfach zu mehrfach gestreuten Primärneutronen rund 9:1 beträgt. Weniger als 15% der unelastisch gestreuten Neutronen erleiden im Ring eine zweite Streuung, vorzugsweise in Vorwärtsrichtung[9]) und weniger als 11% der 1,37-MeV-Gammaquanten erfahren Comptoneffekt im Magne-

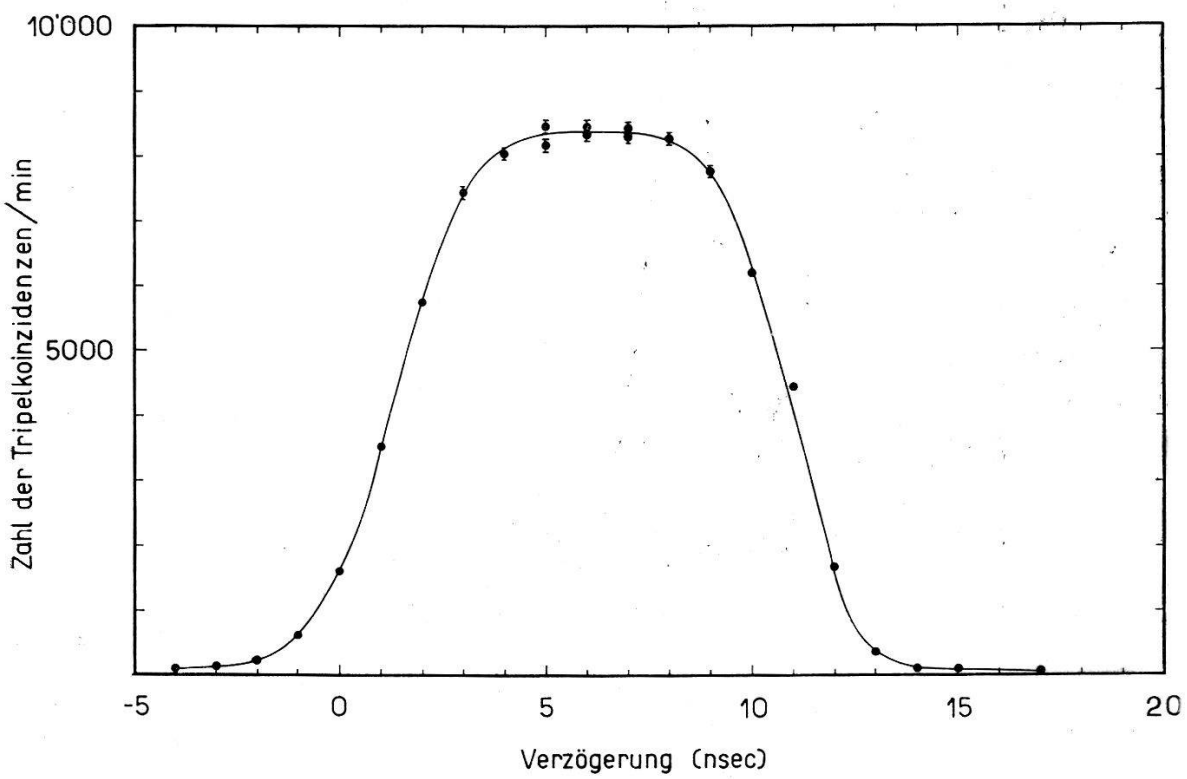


Fig. 3
Tripelkoinzidenzstosszahl in Abhängigkeit von der Verzögerung für eine Co^{60}-Quelle

sium, ebenfalls hauptsächlich in Vorwärtsrichtung. Photoeffekt und Paarbildung sind vernachlässigbar.

Die Lebensdauer des 1,37-MeV-Niveaus ist am ^{24}Na-Zerfall zu $\tau = (1{,}1 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-12}$ s[6]) und aus der unelastischen Streuung von 187-MeV-Elektronen zu $1{,}9 \cdot 10^{-12}$ s[8]) ermittelt worden. Das ist so kurz, dass keine Störung der Neutron-Gamma-Korrelation durch extranukleare Felder zu erwarten ist.

Bei unserm Auswerteverfahren ist wichtig, dass sich in der Umgebung von 1,37 MeV keine fremden Gammalinien vorfinden. Bei der Untergrundmessung (Fig. 4) konnte keine solche festgestellt werden. Hingegen fanden Gove *et al.*[12]) eine 1,38-MeV-Linie beim Übergang (4) → (1) in ^{25}Mg(p, $p'\gamma$). Auf Grund des beobachteten (4) → (0)-Überganges und der Daten von Gove schätzen wir die Intensität der Störlinie zu (3 ± 7)% der Intensität des (1) → (0)-Überganges in ^{24}Mg. Dafür wurde keine Korrektur angebracht.

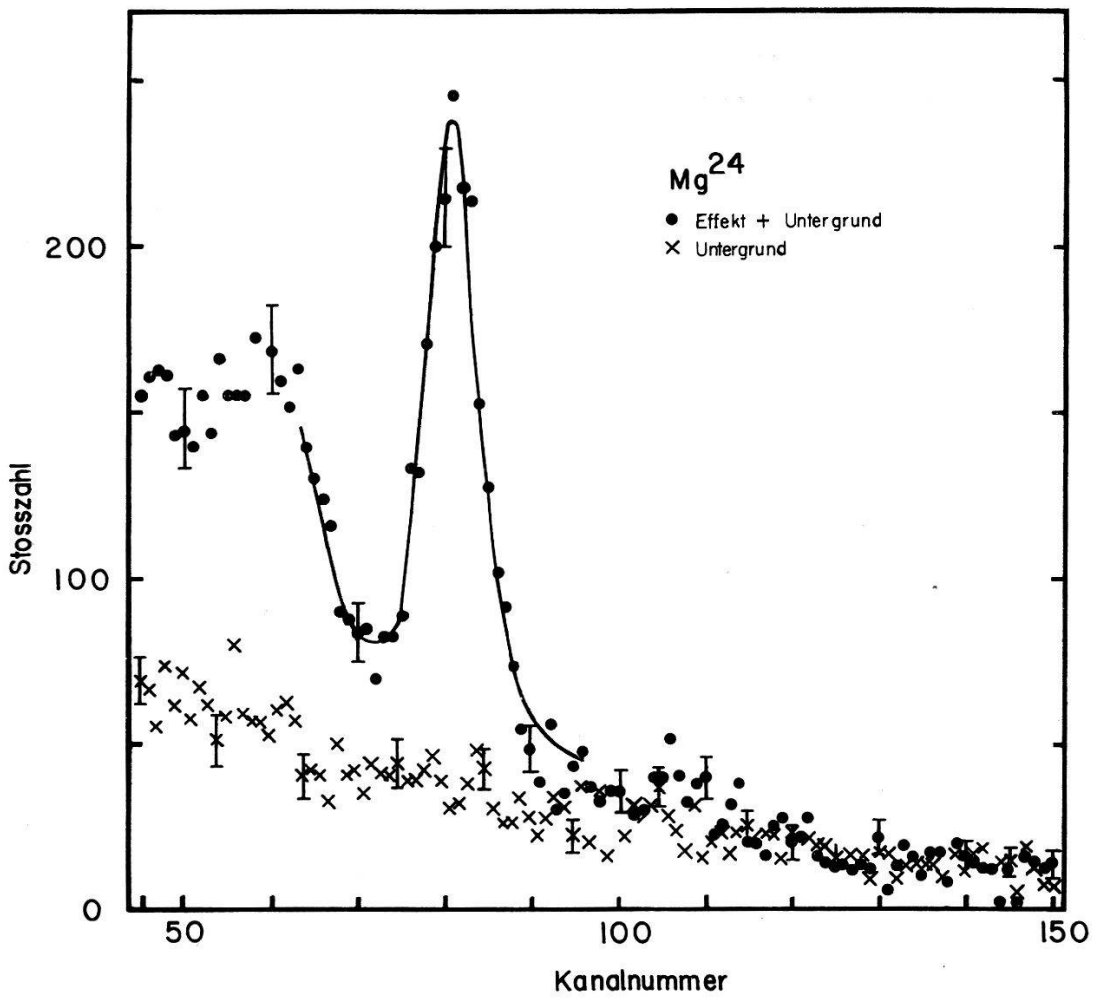


Fig. 4
Impulshöhenspektren in der Umgebung der 1,37 MeV-Linie von ^{24}Mg mit und ohne Streukörper

4. *Ergebnisse*

Die Figuren 5 bis 7 zeigen die bisherigen Messresultate für drei Gammaemissionswinkel, zusammen mit theoretischen Kurven, die in der folgenden Arbeit näher besprochen sind. Die Messpunkte sind auf die theoretischen Korrelationsfunktionen für Zwischenkernbildung normiert worden. Die Fehlerschranken enthalten die statistischen Schwankungen, die Unsicherheit im Trennen von Photospitze und Untergrund, sowie den geschätzten Fehler bei der Bestimmung des Raumwinkels.

5. *Diskussion*

Die Figuren zeigen, dass die Messungen im wesentlichen mit der Theorie von SATCHLER[10]) (in den Figuren mit «Zwischenbildung 1 und 2» eingetragen) übereinstimmen. Abweichungen, wie sie bei $\theta_\gamma = 15°$ auftreten, wären zu erwarten, wenn die statistische Annahme nicht erfüllt

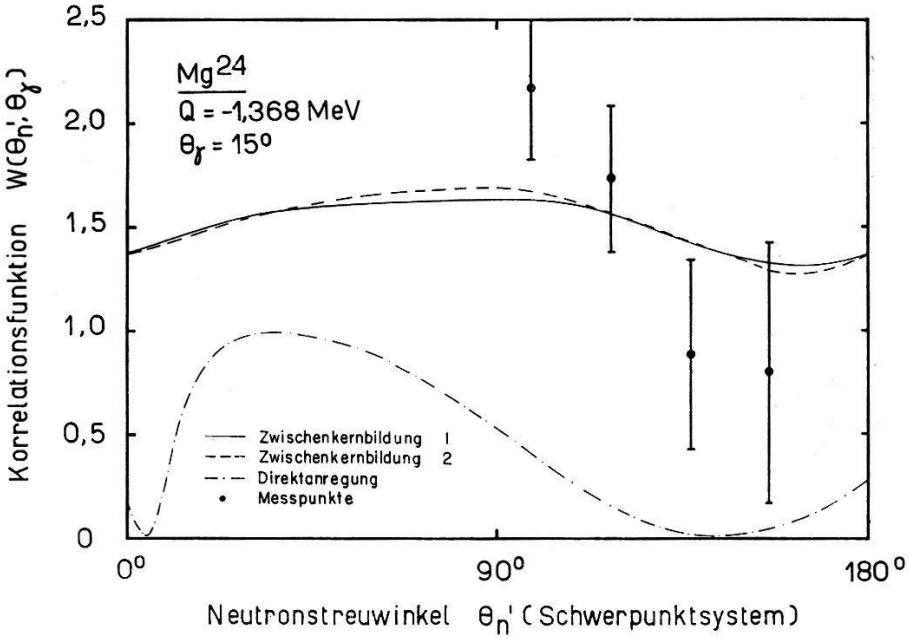


Fig. 5

Neutron-Gamma-Korrelationsfunktion für $\theta_\gamma = 15°$

Ausgezogene Kurve: Berechnung nach SATCHLER[10]) für statistisches Modell mit abgerundetem optischen Potential bei Oberflächenabsorption.

Gestrichelte Kurve: Dasselbe bei Volumabsorption.

Strichpunktierte Kurve: Berechnung nach SATCHLER für Direktanregung[2]).

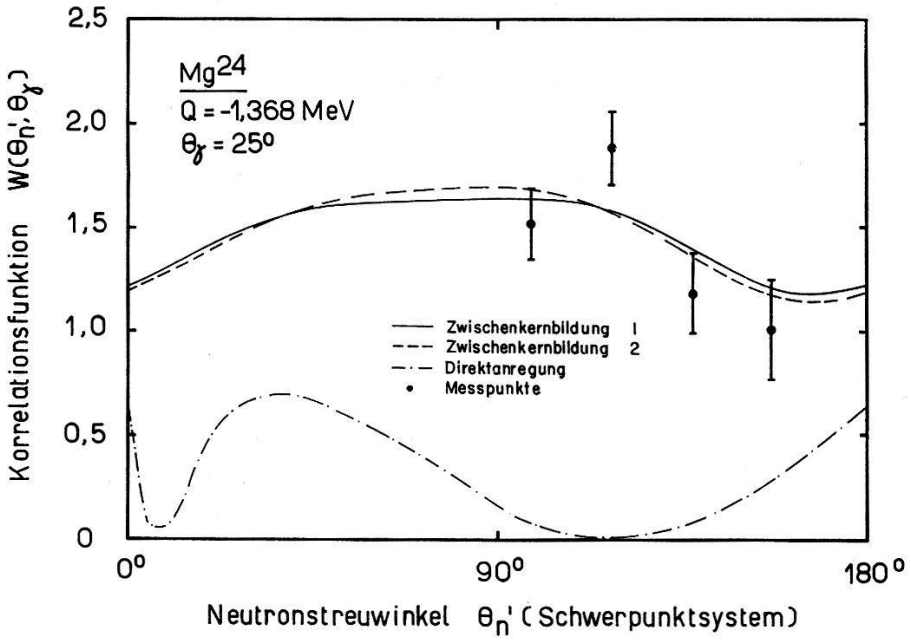


Fig. 6

Neutron-Gamma-Korrelationsfunktion für $\theta_\gamma = 25°$

Ausgezogene Kurve: Berechnung nach SATCHLER[10]) für statistisches Modell mit abgerundetem optischen Potential bei Oberflächenabsorption.

Gestrichelte Kurve: Dasselbe bei Volumabsorption.

Strichpunktierte Kurve: Berechnung nach SATCHLER für Direktanregung[2]).

ist, oder wenn die unelastische Streuung auch bei dieser relativ kleinen Energie zum Teil unter Direktanregung verläuft. Dieser Punkt wird demnächst genauer untersucht werden. Ähnliche Ergebnisse lieferten Messungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte. THOMSON, CRANBERG und LEVIN[9]) bestimmten die Winkelverteilung der an Mg unelastisc

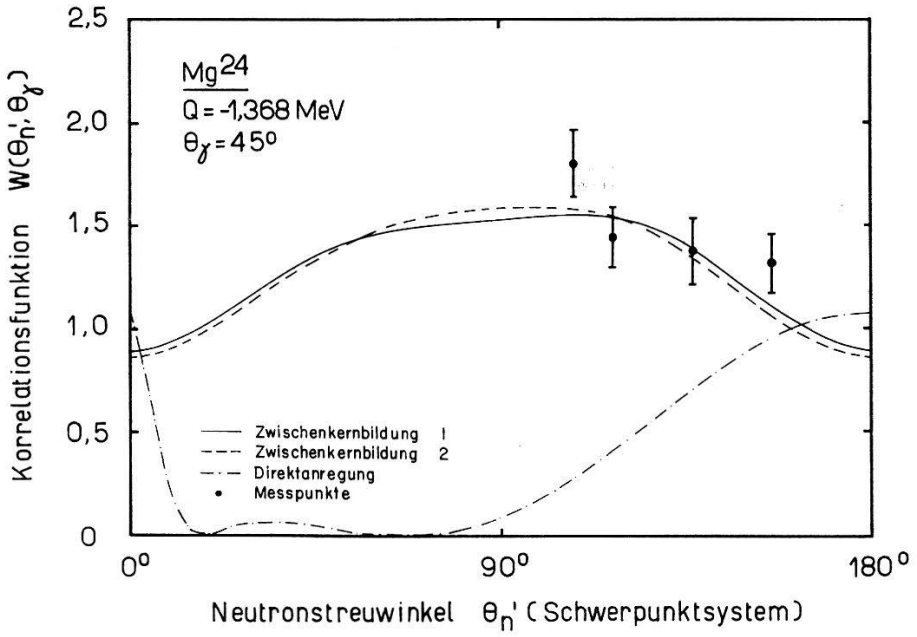


Fig. 7

Neutron-Gamma-Korrelationsfunktion für $\theta_\gamma = 45°$

Ausgezogene Kurve: Berechnung nach SATCHLER[10]) für statistisches Modell mit abgerundetem optischen Potential bei Oberflächenabsorption.

Gestrichelte Kurve: Dasselbe bei Volumabsorption.

Strichpunktierte Kurve: Berechnung nach SATCHLER für Direktanregung[2]).

gestreuten Neutronen für Primärenergien zwischen 2 und 5 MeV und fanden nur geringe Abweichungen von der vom statistischen Modell geforderten Symmetrie bezüglich 90°. HOSOE und SUZUKI[11]) ermittelten die Winkelverteilung der 1,37-MeV-Gammaquanten von ^{24}Mg für 2,95 MeV-Neutronen. Ihre Resultate sind in guter Übereinstimmung mit der Theorie von SATCHLER[10]), sofern ein abgerundetes optisches Potential verwendet wird.

Die Messungen werden fortgewetzt.

Wir möchten Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER für die grosszügige Förderung des Experiments auch an dieser Stelle unsern aufrichtigen Dank aussprechen, und ebenso Herrn Prof. Dr. P. MARMIER für sein wohlwollendes Interesse und die tatkräftige Unterstützung.

Literatur

[1]) L. ROSEN und L. STEWART, Phys. Rev. *99*, 1052 (1955).
[2]) G. R. SATCHLER, Proc. Phys. Soc. *A 68*, 1037 (1955).
[3]) N. AUSTERN, S. T. BUTLER und H. MCMANUS, Phys. Rev. *92*, 350 (1953). – S. T. BUTLER, Phys. Rev. *106*, 272 (1957). – C. A. LEVINSON und M. K. BANERJEE, Ann. Phys. (N. Y.) *2*, 471 (1957); *2*, 499 (1957); *3*, 67 (1958).
[4]) D. M. BRINK, Proc. Phys. Soc. *A 68*, 994 (1955). – S. HAYAKAWA und S. YOSHIDA, Progr. Theor. Phys. *14*, 1 (1955). – D. M. BRINK und S. YOSHIDA, Suppl. Nuovo Cim. *4*, 1121 (1956). – D. M. CHASE, L. WILETS und A. R. EDMONDS, Phys. Rev. *110*, 1080 (1958).
[5]) J. S. BLAIR und E. M. HENLEY, Phys. Rev. *112*, 2029 (1958). – J. S. BLAIR, Phys. Rev. *115*, 928 (1959).
[6]) S. OFER, A. SCHWARZSCHILD, Phys. Rev. Lett. *3*, 384 (1959).
[7]) R. B. THEUS, A. H. AITKEN und L. A. BEACH, Bull. Am. Phys. Soc. *5*, 45 (1960).
[8]) R. H. HELM, Phys. Rev. *104*, 1466 (1956).
[9]) D. B. THOMSON, L. CRANBERG und J. S. LEVIN, BAPS *3*, 365 (1958) und private Mitteilung.
[10]) G. R. SATCHLER, Phys. Rev. *94*, 1304 (1954).
[11]) M. HOSOE und S. SUZUKI, J. Phys. Soc. Japan *14*, 699 (1959).
[12]) H. E. GOVE, G. A. BARTHOLOMEW, E. B. PAUL und A. E. LITHERLAND, Nuclear Phys. *2*, 132 (1956).

n'-γ-Korrelation der unelastischen Neutronenstreuung II Berechnungen

von S. PRÊTRE, H. R. BRUGGER und M. P. STEIGER
(Laboratorium für Kernphysik ETH, Zürich)

1. *Einleitung*

Im Zusammenhang mit Messungen der Neutron-Gamma-Korrelation (vgl. die vorangehende Arbeit) sind numerische Berechnungen der Korrelationsfunktion für ^{56}Fe und ^{24}Mg für Neutronenergien von einigen MeV vorgenommen worden, wobei das Schwergewicht auf dem statistischen Modell lag. Insbesondere wurde abgeklärt, inwiefern die Winkelkorrelation von den Parametern des optischen Modells abhängt.

2. *Korrelationsfunktion nach dem statistischen Modell*

$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)\, d\Omega_{n'}\, d\Omega_\gamma$ sei die Wahrscheinlichkeit, dass das unelastisch gestreute Neutron unter dem Winkel $\theta_{n'}$ in den Raumwinkel $d\Omega_{n'}$ gelangt, wenn gleichzeitig das Gammaquant unter dem Winkel θ_γ in den Raumwinkel $d\Omega_\gamma$ emittiert wird. $\theta_{n'}$ und θ_γ sind bezüglich der Einfallsrichtung des Neutrons gemessen und liegen in derselben Ebene, so dass gilt: Azimut $\varphi = 0$. Alle Grössen sind im Schwerpunktsystem angegeben. Den Berechnungen liegt eine Arbeit von SATCHLER[1]) zugrunde, die im wesentlichen folgende Annahmen enthält:

- Das einfallende Neutron der Energie E_n bildet mit dem Targetkern einen Zwischenkern.
- Statistische Annahme: Die Interferenzterme für Zwischenkernzustände mit verschiedenem Spin und Parität verschwinden, wenn man das statistische Mittel über diese Zustände bildet. Die auslaufenden Neutronwellen sind somit inkohärent.
- Spin und Parität des Targetkerns sind im Grundzustand 0^+ und im ersten angeregten Zustand 2^+.
- Alle Neutronwellen mit Bahndrehimpuls $l \geqslant 3$ sind vernachlässigbar.
- Der Zerfall des Zwischenkerns erfolgt direkt in den ersten angeregten Zustand des Targetkerns (keine γ-γ-Kaskade).
- Die auftretenden Transmissionskoeffizienten werden dem optischen Modell entnommen, wobei folgende Potentialformen Verwendung finden:

a) Kastenpotential[4]):

$$V(r) = -V_0(1 + i\zeta) \qquad \text{für } r < R = r_0 A^{1/3}$$
$$V(r) = 0 \qquad \text{für } r > R$$
$$V_0 = 42 \text{ MeV}; \ \zeta = 0{,}04 \text{ bzw. } 0{,}20; \ r_0 = 1{,}45\, f$$

b) Abgerundetes Potential mit Volumabsorption:

$$V(r) = \frac{-V_0(1+i\zeta)}{1+\exp\frac{r-R}{a}} \qquad R = r_0 A^{1/3}$$

Transmissionskoeffizienten durch Interpolation aus den Daten von BEYSTER *et al.*[5]): $V_0 = 40 \ldots 41$ MeV; $\zeta = 0{,}15$; $r_0 = 1{,}45\, f$; $a = 0{,}35\, f$.

c) Abgerundetes Potential mit Oberflächenabsorption:

$$V(r) = -V_0 \qquad \text{für } r < R = (r_0 A^{1/3} + 0{,}5)\, f$$

$$V(r) = -V_0\left(1 - i\lambda \frac{d}{dx}\right)\left(\frac{1}{e^x - x}\right) \text{ für } r > R$$

wobei $x = \dfrac{r-R}{\tau}$.

Transmissionskoeffizienten aus den Tabellen von EMMERICH[6]):

$$V_0 = 42 \ldots 43 \text{ MeV}; \ r_0 = 1{,}25\, f; \ \lambda = 0{,}37 \ldots 0{,}40; \ \tau = 0{,}84\, f.$$

Die verwendeten Werte für T_l sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

$W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)$ ist mit der korrigierten Korrelationsformel[2])[3]) auf einer Rechenmaschine IBM 650 ermittelt worden. Figur 1A bis E zeigt die Resultate für das 845 keV-Niveau von ^{56}Fe, Figur 2 die Ergebnisse für das 1,368-MeV-Niveau von ^{24}Mg. W ist so normiert, dass $W(90°, 90°) = 1$. Die Äquidistanz der Höhenlinien beträgt 0,1. Ein Vergleich der Korrela-

Tabelle 1

Zusammenstellung der Transmissionskoeffizienten zur Berechnung der Korrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)$ auf Grund des statistischen Modells. Die Potentiale sind im Text erläutert. E_n = Energie der einfallenden Neutronen. σ_{rel} ist die unnormierte Korrelationsfunktion für $\theta_{n'} = 90°$, $\theta_\gamma = 90°$, ausgedrückt in willkürlichen Einheiten

Potentialform	E_n (MeV)	T_0	T_1	T_2	T'_0	T'_1	T'_2	σ_{rel} (90°, 90°)
^{56}***Fe***, *Q = − 0,845 MVe*								
Kastenpotential $\zeta = 0{,}20$	3,300	0,974	0,448	0,456	0,758	0,378	0,363	2,388
Kastenpotential $\zeta = 0{,}04$	3,300	0,686	0,134	0,242	0,786	0,108	0,232	1,394
abgerundet, Volumabsorption. .	3,300	0,958	0,594	0,733	0,932	0,519	0,613	3,460
abgerundet, Oberflächenabsorption	3,300	0,909	0,477	0,790	0,931	0,430	0,740	3,500
abgerundet, Oberflächenabsorption	2,000	0,934	0,394	0,668	0,950	0,275	0,422	2,817
^{24}***Mg***, *Q = − 1,368 MeV*								
abgerundet, Volumabsorption. . .	3,450	0,510	0,971	0,186	0,448	0,872	0,090	1,888
abgerundet, Oberflächenabsorption	3,450	0,489	0,993	0,288	0,443	0,971	0,134	2,220

tionsflächen A bis D von Figur 1 lässt erkennen, wie gering die Unterschiede sind trotz der verschiedenen Modellannahmen. Die Funktionen werden einander besonders ähnlich, wenn ihnen abgerundete Potentiale zugrunde liegen, die den gemessenen totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt gut wiedergeben. (Fig. 1C und 1D bzw. 2A und 2B.) Dies ist umso bemerkenswerter, als in den entsprechenden T_l Unterschiede bis zu 20% auftreten. $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)$ ist auch nur schwach abhängig von der Neutronenenergie und vom Kernradius, wie aus den Figuren 1 C, 1 E, 2A und 2B hervorgeht.

Anmerkung beim Druck. Die Arbeiten von SATCHLER[1] [2]), die unsern Rechnungen zugrundeliegen, enthalten nur Bahndrehimpulse $l \leqslant 2$. Unsere kürzlich durchgeführten Abschätzungen über den Einfluss der höhern Bahndrehimpulse zeigen aber, dass die Vernachlässigung von $l = 3$ und $l = 4$ den totalen unelastischen Wirkungsquerschnitt von ^{24}Mg bei $E_n = 3{,}45$ MeV um 29% erniedrigt. (Bei ^{56}Fe ist der Einfluss geringer.) Dies bedingt eine gewisse Vorsicht in der Interpretation der Resultate. U. a. die Unempfindlichkeit der Korrelationsfunktion auf

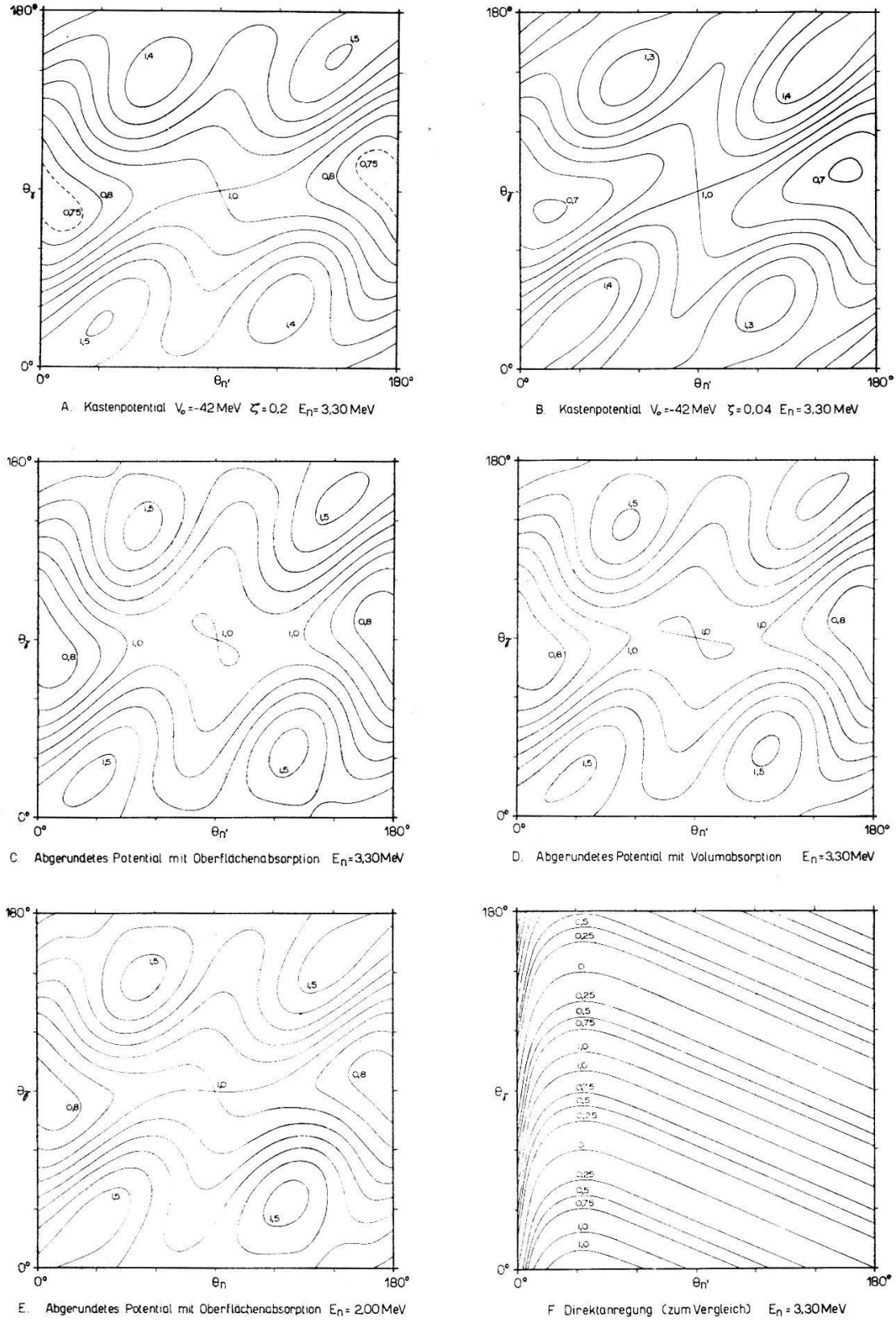


Fig. 1. n'-γ-Korrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)$ für $^{56}Fe(n, n'\gamma)$, $Q = -0{,}845$ MeV.
Fig. A–E nach dem statistischen Modell für verschiedene optische Potentiale bei einer Primärenergie der Neutronen $E_n = 3{,}30$ MeV bzw. $E_n = 2{,}00$ MeV.
Fig. F. $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)$ bei Direktanregung nach SATCHLER[7]) für $E_n = 3{,}30$ MeV.
Die Voraussetzungen sind im Text erläutert. Schichtliniendarstellung.

Änderungen an einzelnen T_l deutet aber darauf hin, dass die oben gezogenen allgemeinen Schlüsse trotz unserer Approximation ihre Berechtigung haben. – Rechnungen unter Berücksichtigung der höhern Bahndrehimpulse wären vom experimentellen Standpunkt aus sehr erwünscht.

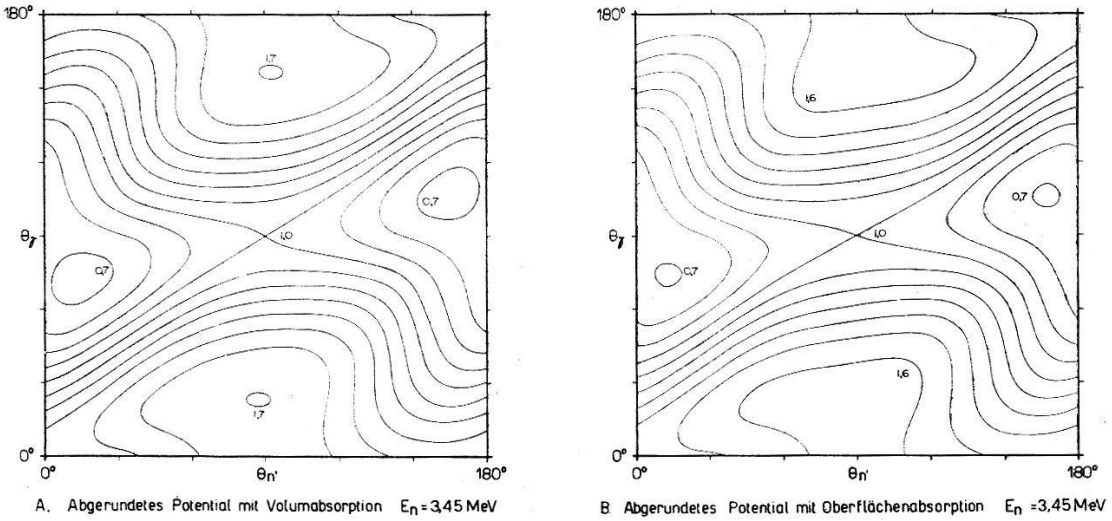


Fig. 2

n′-γ-Korrelationsfunktion $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)$ für ^{24}Mg$(n, n'\gamma)$, $Q = -1{,}368$ MeV, nach dem statistischen Modell für zwei optische Potentiale bei einer Energie der einfallenden Neutronen $E_n = 3{,}45$ MeV. Schichtliniendarstellung

3. *Korrelationsfunktion bei Direktanregung*

Figur 1F zeigt zum Vergleich $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)$ für das einfache Modell von Direktanregung nach SATCHLER[7]), das auf folgenden Annahmen basiert:

Ebene Born'sche Approximation.

Nukleon-Nukleon Wechselwirkung durch δ-Funktion dargestellt.

Oberflächen-Wechselwirkung.

Der Unterschied zur Korrelationsfunktion bei Zwischenkernbildung ist augenfällig. Für festen Neutronenstreuwinkel $\theta_{n'}$ lässt sich leicht zeigen, dass W als Funktion von θ_γ symmetrisch bezüglich des Rückstosswinkels θ_R ist. Andere Theorien der Direktanregung[8]) ergeben ähnliche Resultate.

4. *Zusammenfassung*

Die Berechnungen der Neutron-Gamma-Korrelationsfunktion nach dem statistischen Modell haben ergeben, dass $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma)$ unter den oben genannten Bedingungen für mittlere Kerne recht wenig von der Form des zugrundegelegten optischen Potentials abhängt. Umso schärfer tritt dafür der Unterschied gegenüber einer Korrelationsfunktion bei Direktanregung hervor. Diese Tatsachen erhöhen die Aussagekraft von Korrelationsexperimenten, indem es nur schwer möglich sein wird, theoretische Korre-

lationsflächen durch Variation der Parameter eines optischen Modells an die gemessenen Werte anzupassen, wenn im Experiment gleichzeitig Zwischenkern- und Direktanregung vorliegen.

Herrn Dr. ERIC SHELDON danken wir für alle bereitwillige Hilfe herzlich. Der Firma IBM, Extension Suisse, Zürich, gebührt unser verbindlicher Dank für ihre grosszügige Unterstützung.

Literatur

1) G. R. SATCHLER, Phys. Rev. *94*, 1304 (1954).
2) G. R. SATCHLER, private Mitteilung.
3) F. D. SEWARD, Phys. Rev. *114*, 514 (1959).
4) H. FESHBACH, C. E. PORTER und V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. *96*, 448 (1954).
5) R. G. SCHRANDT, J. R. BEYSTER, M. WALT und E. W. SALMI, Los Alamos Report LA-2099 (1957).
8) W. S. EMMERICH, Westinghouse Research Report 6–94511 - R 19 (1958).
6) G. R. SATCHLER, Proc. Phys. Soc. *A 68*, 1037 (1955).
7) C. A. LEVINSON und M. K. BANERJEE, Ann. Phys. (N. Y.) *2*, 471 (1957); *2*, 499 (1957); *3*, 67 (1958).

Ein Trochoidenmassenspektrometer für kleine Edelgasmengen

von P. EBERHARDT*)
(School of Science and Engineering University of California, La Jolla)

Zur Messung von kleinen Edelgasmengen (He, Ne, A), wie zum Beispiel aus Meteoriten oder für spallation Untersuchungen an Targets, wird ein Massenspektrometer mit hoher Empfindlichkeit und kleinem Untergrund (Kohlenwasserstoffe, HCl usw.) benötigt (REYNOLDS[1]), NIER[2])). Hohe Empfindlichkeit kann durch statischen Betrieb, kleiner Untergrund durch sorgfältige Auswahl der verwendeten Materialien und Ultrahochvakuumtechnik erreicht werden.

Ein gekreuztes homogenes elektrisches und magnetisches Feld ist Richtungs- und Energiefokussierend (BLEAKNEY und HIPPLE[3])). Die Ionen durchlaufen dabei Trochoidenbahnen. Ein Trochoidenmassenspektrometer, das den speziellen Anforderungen für Edelgasmessungen entspricht, wurde entwickelt und gebaut. Abbildung 1 zeigt einen Schnitt durch das Massenspektrometer. Die Kleinheit des ganzen Systems ist besonders günstig für statischen Betrieb (kleines Volumen, kleine Gesamtoberfläche). Es wurden ausschliesslich Inconel und Quarz als Materialien

*) Jetzige Adresse: Physikalisches Institut der Universität Bern, Bern.

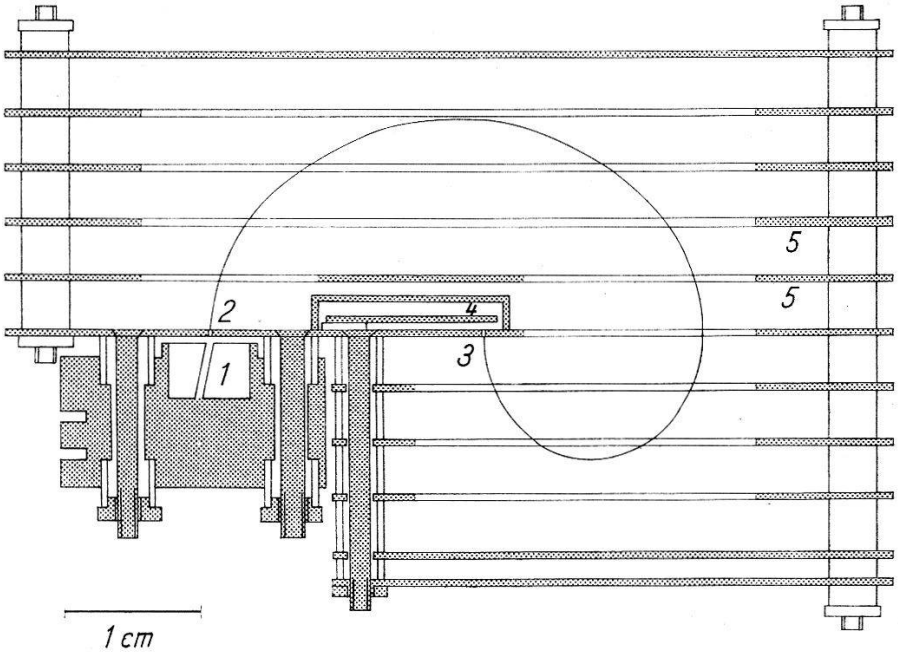


Fig. 1

Schnitt durch das Trochoidenmassenspektrometer

1 Ionenquelle, 2 Eintrittsspalt, 3 Austrittsspalt, 4 Auffänger, 5 Platten zur Erzeugung des elektrischen Feldes

Tabelle 1

Charakteristiken und Betriebsdaten des Trochoidenmassenspektrometers

Spaltabstand	2 cm
Eintrittsspaltbreite	0,13 mm
Austrittsspaltbreite	0,18 mm
Magnetisches Feld	6000 Gauss
Elektrisches Feld (für Masse 20)	55 Vcm^{-1}
Auflösungsvermögen	60
Abnahme der Intensität bei statischem Betrieb (für ^{20}Ne)	$< 0{,}3\%\ h^{-1}$
Vakuum	$< 10^{-9}$ Torr

Tabelle 2

Nachweisgrenze und Untergrund des Trochoidenmassenspektrometers

Isotop	Nachweisgrenze cc STP	Untergrund cc STP
^{20}Ne, ^{21}Ne, ^{22}Ne	10^{-10}	$< 2\times 10^{-10}$
^{36}A, ^{38}A	10^{-11}	$< 3\times 10^{-11}$
^{40}A	10^{-11}	$\sim 5\times 10^{-11}$

verwendet. In Tabelle 1 sind die wichtigsten Charakteristiken und Betriebsdaten zusammengefasst und in Tabelle 2 die erreichten Empfindlichkeiten. Das Massenspektrometer wurde unter anderem zu Neon Bestimmungen in Meteoriten[4]) verwendet und zeigte eine sehr hohe Betriebssicherheit.

Literatur

[1]) J. H. Reynolds, Rev. Sci. Instr. *27*, 928 (1956).
[2]) A. O. Nier, Advances in Mass Spectrometry (Pergamon Press, London 1959), S. 507.
[3]) W. Bleakney und J. A. Hipple, Phys. Rev. *53*, 521 (1938).
[4]) P. und A. Eberhardt, Helv. Phys. Acta, im Druck.

Tritium- und Helium-Gehalte in Meteoriten

von J. Geiss, B. Hirt und H. Oeschger
Physikalisches Institut der Universität Bern)

Tritium-Gehalte in Meteoriten können zur Abschätzung der Intensität der kosmischen Strahlung im Weltraum[1])[2]) und zusammen mit den He^3 Konzentrationen zur Bestimmung der Strahlungsalter der Meteorite benutzt werden[3])[4]). Im Gegensatz zur Edelgasextraktion, die auf konventionelle Weise durchgeführt wurde[5]), bereitet die vollständige Extraktion von Tritium aus Meteoriten grosse Schwierigkeiten. Wir haben das Tritium durch Hochfrequenzheizung in Degussit-Tiegeln (für Eisenmeteorite) und in Graphit- oder Molybdän-Tiegeln (für Steinmeteorite) durch Schmelzen extrahiert, unter Zugabe von 40 cm^3 STP tritiumfreien Wasserstoffs als carrier. Der gewonnene Wasserstoff wurde zu H_2O oxydiert, vom CO_2 getrennt (vgl. [3])) und abgeschmolzen. Diese Prozedur wurde jedesmal mit neuem carrier 4- bis 5mal wiederholt, wobei vom 3. Male an das den Tiegel umgebende Quarzgefäss und die darauf kondensierten Sublimate auf etwa 500–600° erhitzt wurden. Durch Aktivitätsmessung wurde festgestellt, dass erst nach der 3. oder 4. Fraktion das Tritium vollständig extrahiert ist. Auf Grund dieser Extraktionskontrollen, der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse und auf Grund des weiter unten beschriebenen Aditionsexperiments glauben wir, dass der Gesamtfehler der Tritium-Messung kleiner als 10% ist. Weitere Angaben über die Extraktions- und Separationsprozedur sowie über die Bereitung des Füllgases für die Zählung werden in einer anderen Arbeit gegeben.

Gezählt wurde in einem Proportional-Antikoinzidenzzählrohr vom Typ des von Houtermans und Oeschger[6]) beschriebenen, mit 7 mg/cm^2 Folie als Zwischenwand. Dem Wasserstoff von 10–50 mm Hg Druck

wurden 500 mm Hg Äthylen zugesetzt. Im Tritiumkanal wurden nur Impulse registriert, die einem Energieverlust von 1–18 keV entsprechen. Der Nulleffekt in diesem Kanal betrug 0,58 cpm bei einem aktiven Zählvolumen von 1,5 Litern. Die Apparatur wurde mit Tritium-Standards geeicht.

Die Isotopenanalysen des He wurden mit einem 30cm-60°-Massenspektrometer ohne Quellenmagnet durchgeführt, unter Verwendung eines geschlossenen Zirkulationssystems. Die Massendiskrimination des Gerätes einschliesslich der des Multipliers wurde laufend durch die Messung absolut geeichter $^3He/^4He$-Mischungen bestimmt. Die ^3He- und ^4He-Gehalte in den Meteoriten wurden durch 2 Extraktionen mit der isotopic-dilution-Methode bestimmt, indem bei einer Extraktion He^4 als tracer hinzugegeben wurde.

Die Ergebnisse der Messungen sind in den Tabellen 1 und 2 aufgeführt, die He-Werte für die Meteorite Elenovka und Kunashak stimmen be-

Tabelle 1

Tritiumkonzentrationen. Ch = Chondrit, Fe = Eisenmeteorit. Angegeben ist nur der statistische Fehler der Zählung. Für den Gesamtfehler siehe Text.

Meteorit	Falljahr	Tritiumgehalt dpm/Gramm extrapoliert auf Fallzeit
Monte das Fortes (Ch)	1950	0,54 ± 0,015
Kunashak (Ch)	1949	0,46 ± 0,015
Elenovka (Ch)	1951	0,40 ± 0,01
Elenovka Fe-Phase		0,28 ± 0,025
Elenovka Steinphase		0,425 ± 0,01
Sikhote Alin (Fe)	1947	0,001 ± 0,004
Mocs (Blindversuch) (Ch) . .	1882	−0,005 ± 0,008
Additionsversuch . . . . . (Mocs + 9,05 ± 0,2 dpm ^3H) .		9,30 ± 0,21

friedigend mit denen von GERLING und LEVSKII[7]) überein. Der in einer früheren Mitteilung[8]) gegebene, niedrigere Tritium-Wert im Meteoriten Monte das Fortes wurde in einem anderen Stück dieses Meteoriten erhalten. Variationen der Tritiumkonzentrationen innerhalb eines Meteoriten können durch Abschirmeffekte oder durch Erhitzung der Randzone erklärt werden. Bei der früheren Messung konnten wir jedoch die Tritium-Extraktion noch nicht so genau kontrollieren, so dass der tiefere Wert – jedenfalls zum Teil – auch auf unvollständige Extraktion zurückgeführt werden kann.

Tabelle 2

Heliumgehalte, ^{4}He-Alter und Strahlungsalter. ^{4}He-Alter wurden berechnet unter der Annahme von $1{,}1 \cdot 10^{-8}$ g/g Uran in Chondriten[13]), einem Th/U-Verhältnis von 3,6[14]) und einem Spallation Produktionsverhältnis ^{4}He/(^{3}He+^{3}H) von 3.

Meteorit	^{3}He (10^{-6} cm^3 STP/Gramm)	^{4}He	^{4}He-Alter (in 10^6 Jahren)	^{3}He/^{3}H Alter
Monte das Fortes .	0,50	15,8	4000	23,6
Kunashak	0,05	1,5	500	2,8
Elenovka	0,37	16,0	4000	23,6

Die Tabelle 1 enthält Tritium-Blindversuche am 1882 gefallenen Meteoriten Mocs, die mit dem Nulleffekt übereinstimmen. Ausserdem ist ein Additionsversuch aufgeführt, bei dem zu dem Meteoriten Mocs eine bekannte Menge tritiumhaltigen Wassers hinzugegeben wurde. Es ergibt sich innerhalb der Fehlergrenzen vollständige Wiedergewinnung des Tritiums. Für den Chondriten Elenovka wurde das Tritium für die Eisen- und die Steinphase auch getrennt gemessen. Da beide Phasen ursprünglich gemischt waren, müssen sie exakt die gleiche Strahlungsmenge erhalten haben. Aus dem gemessenen Aktivitätsverhältnis pro Gramm von 0,66 ergibt sich ein Verhältnis der mittleren Wirkungsquerschnitte in Eisen und Stein von $\sigma_{Fe}/\sigma_{Stein} = 1{,}7$, das mit dem Verhältnis der geometrischen Wirkungsquerschnitte innerhalb der Messfehler übereinstimmt. Hieraus darf geschlossen werden, dass Tritiumverluste in der Eisenphase dieses Metoeriten nicht gross sein können.

Anderseits konnte in dem 1947 gefallenen Eisenmeteoriten Sikhote Alin – in Übereinstimmung mit FIREMAN[9]) – kein Tritium gefunden werden, obwohl erhebliche Mengen ^{3}He und ^{39}A[9]) festgestellt wurden. Eine eindeutige Erklärung für das Fehlen von Tritium in diesem Meteoriten kann noch nicht gegeben werden.

Eine Abschätzung der Intensität der kosmischen Strahlung aus den Tritium-Konzentrationen in Steinmeteoriten erscheint in einer anderen Arbeit. Die für die drei Chondrite in der Tabelle 2 berechneten Strahlungsaltern basieren auf der Annahme eines Produktionsverhältnisses ^{3}H/^{3}He = 1:1. Es ergeben sich für alle drei Chondrite Strahlungsalter von der Grössenordnung von 10^7 Jahren, in Übereinstimmung mit Messungen von GOEBEL u. a. [1])[12]) und Abschätzungen von Strahlungsaltern von Chondriten aus dem ^{38}A-Gehalt[10]) oder dem ^{3}He-Gehalt[11]).

Unsere Untersuchungen wurden ermöglicht durch die Überlassung von Meteoritenproben durch Herrn Prof. L. KRINOV vom Meteoritenkomitee der Akademie der Wissenschaften der USSR und durch Herrn Prof. A. DE COSTELLO BRANCO, Direktor des Servicos Geologicos de Portugal.

Literatur

1) K. GOEBEL und P. SCHMIDLIN, Geochim. et Cosmochim. Acta *17*, 342 (1959).
2) J. GEISS und H. OESCHGER, Proceedings of the First Int. Space Symposium, Nice, Jan. 1960, North Holland Publishing Comp.
3) F. BEGEMANN, J. GEISS und D. C. HESS, Phys. Rev. *107*, 540 (1957).
4) E. L. FIREMAN und D. SCHWARZER, Geochim. et Cosmochim. Acta *11*, 252 (1957).
5) J. GEISS und D. C. HESS, Astrophys. Journ. *127*, 224 (1958).
6) F. G. HOUTERMANS und H. OESCHGER, Helv. Phys. Acta *28*, 464 (1955); *31*, 117 (1958).
7) E. K. GERLING und L. K. LEVSKII, Dokl. Akad. Nauk USSR *110*, 750 (1956).
8) J. GEISS, H. OESCHGER und P. SIGNER, Helv. Phys. Acta *31*, 322 (1958).
9) E. L. FIREMAN und J. DEFELICE, Geochim. et Cosmochim. *18*, 183 (1960).
10) J. GEISS, Chimia *11*, 349 (1957).
11) P. EBERHARDT und D. C. HESS, Astrophys. Journ. *131*, 38 (1960).
12) K. GOEBEL, P. SCHMIDLIN und J. ZÄHRINGER, Z. Naturf. *14a*, 996 (1959).
13) H. HAMAGUCHI, G. W. REED und A. TURKEVICH, Geochim. et Cosmochim. Acta *12*, 337 (1957).
14) G. L. BATE, J. R. HUIZENGA und H. A. POTRATZ, Geochim. et Cosmochim. Acta *8*, 171 (1959).

Neon und andere Edelgase in Steinmeteoriten

von P. und A. EBERHARDT*)
(School of Science and Engineering University of California, La Jolla)

Der Gehalt und die Isotopenzusammensetzung von Neon wurde in 8 Steinmeteoriten gemessen. Tabelle 1 zeigt die Resultate. Alles gefundene ^{21}Ne ist durch – von der kosmischen Strahlung induzierte – Spallation entstanden. Ebenso das ^{22}Ne und ^{20}Ne, ausgenommen bei den beiden Achon-

Tabelle 1
Neon in Steinmeteoriten

Meteorit	Typ	^{21}Ne / ^{22}Ne %	^{20}Ne / ^{22}Ne %	^{21}Ne $\times 10^{-8}$ cc STP/g
Holbrook	Chondrit	95,5	92,0	6,70
Richardton	Chondrit	95,5	91,5	9,50
St. Michel	Chondrit	95,0	92,0	8,20
Bjurböle	Chondrit	93,5	92,5	4,45
Furnas County	Achondrit	93,5	90,0	58,5
Olivin von Brenham .	Pallasit	106,0	94,0	36,5
Goalpara	Achondrit	87,5	98	8,8
Novo Urei	Achondrit	90,0	129	2,7
Atmosphärisches Neon		2,9	1030	—

*) Jetzige Adresse: Physikalisches Institut der Universität Bern, Bern.

driten Novo Urei und Goalpara, wo ein ^{20}Ne-Überschuss darauf hindeutet, dass kleine Mengen von Neon mit ungefähr atmosphärischer Isotopenzusammensetzung bei der Bildung des Meteoriten in diesen eingebaut wurden (primeval Gas, GERLING und LEVSKII[1]).

Tabelle 2 zeigt einen Vergleich des ^{21}Ne mit dem ebenfalls durch Spallation entstandenen ^{3}He und ^{38}A. Dabei ist die verschiedene chemische Zusammensetzung der einzelnen Meteorite zu berücksichtigen. ^{3}He wird

Tabelle 2

^{3}He/^{21}Ne und ^{3}He/^{38}A-Verhältnisse in Steinmeteoriten (^{38}A-Gehalt von GEISS und HESS[4]), ^{3}He-Gehalt von EBERHARDT und HESS[3]) chemische Zusammensetzung von UREY und CRAIG[5])

	$\frac{^{3}He}{^{21}Ne}$	$\frac{^{3}He}{^{38}A}$	Ca + K Gehalt	Fe + Ni + Co + Cr + Mn + Ti-Gehalt	Na + Al + Mg + Si Gehalt
			Atomprozent		
Holbrock	4,1	26	,95	12	34
Richardton	3,5	29			
St. Michel	3,8	30			
Bjurböle	3,7	14			
Furnas County	3,8	115	0,4	0,7	39
Olivin von Brenham .	2,9	130	0,0	4,2	40
Pasamonte	—	9	4,2	6,8	
Shergotty	—	11	4,5	7,0	

aus allen im Meteoriten vorkommenden Elementen gebildet, ^{21}Ne hauptsächlich aus Na + Al + Mg + Si, ^{38}A aus Ca + K einerseits und Fe + Ni + Co + Cr + Mn + Ti anderseits. Aus den gemessenen Werten kann entnommen werden, dass der Wirkungsquerschnitt des Ca + K für die Bildung von ^{38}A ungefähr 10mal grösser ist als der entsprechende Wirkungsquerschnitt von Fe + Ni + Co + Cr + Mn + Ti. Unter Zuhilfenahme von radiochemischen Target-Daten[2]) kann daraus geschlossen werden, dass die mittlere Energie der kosmischen Strahlung im Meteoriten ungefähr 1 BeV war[3]).

Das konstante ^{3}He/^{21}Ne-Verhältnis zeigt, dass die ^{21}Ne-Strahlungsalter mit den ^{3}He-Strahlungsalter übereinstimmen und schliesst mögliche Diffusionsverluste aus.

Literatur

[1]) E. K. GERLING und L. K. LEVSKII, Dokl. Akad. Nauk. SSSR *110*, 750 (1956).
[2]) S. G. RUDSTAM, Phil. Mag. *46*, 344 (1955).
[3]) P. EBERHARDT und D. C. HESS, Astrophys. J. *131*, 38 (1960).
[4]) J. GEISS und D. C. HESS, Astrophys. J. *127*, 224 (1958).
[5]) H. C. UREY und H. CRAIG, Geochim et Cosmochim. Acta *4*, 36 (1953).

Über die Datierung von Keramik und Ziegel durch Thermolumineszenz

von N. GRÖGLER, F. G. HOUTERMANS und H. STAUFFER
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Wie F. DANIELS[1]) bemerkt hat, lässt sich die Thermolumineszenz immer dann zur Datierung des Zeitpunktes der letzten Erhitzung verwenden, wenn wir es mit Materialien zu tun haben, von denen wir sicher wissen, dass sie zu einem bestimmten Zeitpunkt auf eine Temperatur von etwa über 500° C erhitzt worden sind und seither im wesentlichen auf Zimmertemperatur geblieben sind. Neben vulkanischen Materialien wie Laven (Basalte, Obsidian usw.) ist dies bei künstlich gebrannten Tonmaterialien wie Keramik und Ziegeln der Fall. Figur 1 gibt die Thermoluminiszenz-glow-Kurven von zwei keramischen Materialien wieder, die mit der früher beschriebenen Apparatur[2]) erhalten wurden. Die ausge-

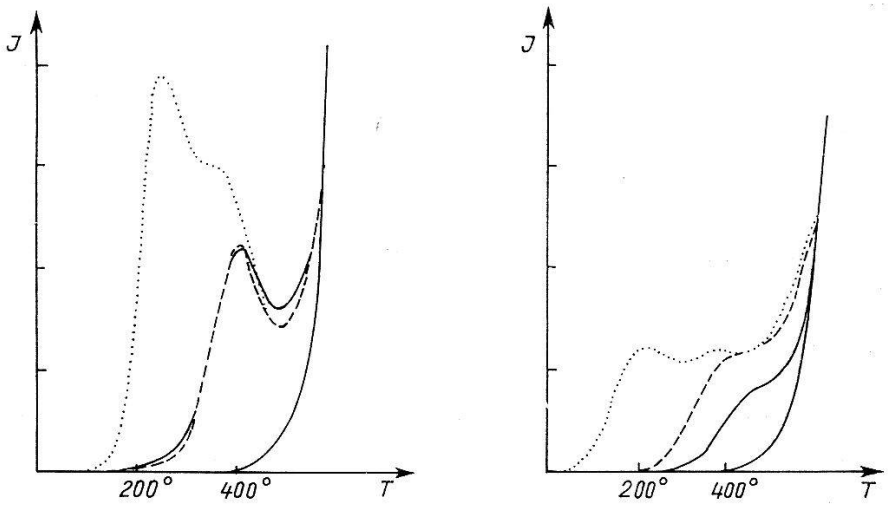


Fig. 1

Früheste Keramik von Griechenland vor 3500 v. Chr.
—— natürlich
... künstlich, 6000 *r*
–– künstlich, 6000 *r* getempert

Spiez Burg, Späte Bronze ca. 1300–1000 v. Chr.
—— natürlich
... künstlich, 3000 *r*
–– künstlich, 3000 *r* getempert

zogenen Kurven geben die glow-Kurven der natürlichen Thermolumineszenz, die gestrichelten Kurven, die der nach Ausheizen der natürlichen Thermolumineszenz durch Bestrahlung mit 6000 bzw. 3000 *r* erhaltenen wieder. Durch Tempern lässt sich erreichen, dass die künstlich angeregte glow-Kurve nahezu die gleiche Form hat wie die natürliche Kurve, wodurch der Tatsache Rechnung getragen wird, dass auch bei Zimmertemperatur ein gewisses fading die Thermolumineszenz bei niedriger Temperatur, also den unteren Teil der glow-Kurve beeinträchtigt. Durch

Vergleich der Dosis, die zur Erreichung der durch die Fläche der natürlichen glow-Kurve oberhalb einer willkürlich gewählten Temperatur von etwa 300° C gegeben ist, mit der gemessenen natürlichen α-Aktivität des Materials lässt sich im Prinzip das Brennalter berechnen. Bei Proben bekannten Alters ergab sich recht gute Proportionalität zwischen den so berechneten Dosis-Altern und den bekannten historischen Altern der Proben. Mit der Empfindlichkeit unserer Apparatur gaben noch Keramik-Proben eines Alters von etwa 1900 Jahren eine messbare Thermolumineszenz, während rezente Proben keine Thermolumineszenz zeigen.

Literatur

[1]) F. Daniels, Ch. A. Boyd und D. F. Saunders, Thermoluminescence as a research tool, Sci. *117*, 343–349 (1953).

[2]) F. G. Houtermans, E. Jäger, M. Schön und H. Stauffer, Messung der Thermolumineszenz als Mittel zur Untersuchung der thermischen und der Strahlungsgeschichte von natürlichen Mineralien und Gesteinen, Ann. Phys. *20*, 283–292 (1957).

Registrierung der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung am Jungfraujoch

von F. G. Houtermans, H. Debrunner und W. Lindt
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Seit Oktober 1958 registrierten wir mittels eines Neutron Monitoring Pile nach Simpson[1]) die Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung. Die Anlage war in der Hochalpinen Forschungsstation Jungfraujoch in einer Höhe von 3450 m aufgestellt und weist eine mittlere Zählrate von $3{,}4 \cdot 10^5$ cph oder $8{,}2 \cdot 10^6$ cpd auf. Die relativen statistischen Fehler betragen somit 0,2% für die Stundenwerte und 0,04% für die Tageswerte.

Bis jetzt wurden speziell die Daten vom 1. 10. 1958 bis 31. 7. 1959 auf eine 24-Stundenperiodizität und auf Forbush decreases analysiert. Die 24-Stundenperiodizität zeigt ein Minimum der Strahlungsintensität zwischen 00 h und 03 h Ortszeit und ein Maximum zwischen 14 h und 17 h. Die Differenz zwischen Maximal- und Minimalwert beträgt 0,795%, der statistische Fehler 0,01%. Die harmonische 24-Stundenperiode weist eine Amplitude von 0,34% auf und die harmonische 12 Stundenperiode eine solche von 0,07%. Weitere Oberschwingungen wurden nicht untersucht, da ihre Amplituden sich von den statistischen Unsicherheiten nicht mehr wesentlich unterscheiden. Es wurde versucht, an Hand unserer Daten und der Resultate von Terrella-Experimenten von Brunberg[2]) die «virtuelle» Quelle der die Tagesschwankung verursachenden anisotropen kos-

mischer Strahlung zu lokalisieren. Die Quelle scheint die scheinbare jährliche Bewegung der Sonne um die Erde um $\sim$ 145 Tage verfrüht mitzumachen und mit der Sonne einen Winkel zwischen 135° und 155° einzuschliessen.

Für die Forbush decreases konnte eine Korrelation mit solaren Eruptionen der Stärke 3+ und mit schwächeren Eruptionen, die in der Nähe der scheinbaren Sonnenmitte ausbrechen, festgehalten werden. Dabei konnte weiter die Korrelation zwischen der säkularen Beschleunigung künstlicher Erdsatelliten und der Intensität der kosmischen Strahlung während Forbush decreases bestimmt werden.

Literatur

1) J. A. SIMPSON, Special Report: Cosmic Radiation, Neutron Intensity Monitor, University Monitor, University of Chicago, 1955.

2) E. Å. BRUNBERG und A. DATTNER, Tellus *5*, 135, 269 (1953).

3) H. DEBRUNNER und F. G. HOUTERMANS, Correlation between Forbush Decreases of Cosmic Radiation and Satellite Drag, First International Space Science Symposium, Nice, France, January 1960 to be published by the North Holland Publishing Co., Amsterdam.

4) H. DEBRUNNER, Dissertation, Registrierung der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung mittels eines «Simpson Neutron Monitoring Pile» auf Jungfraujoch, Universität Bern, 1960.

Über die Erfüllung der «Maser»-Bedingung bei Zerfalls-Spektren von Molekülen

von F. G. HOUTERMANS

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Entladungs-Plasmen, bei welchen Zerfalls-Spektren von einem Molekül emittiert werden, die durch Übergang eines höheren angeregten Molekularzustandes in eine Abstossungspotentialkurve zweier Atome zustande kommen, erfüllen automatisch die «Maser»-Bedingung. Dies gilt zum Beispiel für das 1865 von PLÜCKER und HITTORF[1]) entdeckte grosse Wasserstoffkontinuum zwischen 4000 Å und 1200 Å. Nach WINAUS und STUEKKELBERG[2]) ist dieses als Übergang aus einem Triplett $^3\Sigma_g$-Zustand des Moleküls in den Heitler-Londonschen Abstossungsast der Potentialkurven zweier Wasserstoffatome zu deuten. Die Population des Endzustandes ist praktisch völlig zu vernachlässigen, da dieser aus 2 mit parallelem Spin und einer relativen kinetischen Energie von mehreren eV auseinander fliegenden neutralen Wasserstoffatomen besteht. Der angeregte Triplett $^3\Sigma_g$-Zustand wird hingegen durch Elektronenstoss aus dem molekularen Grundzustand laufend angeregt, zeigt also in der Ent-

ladung eine endliche Population N_2. Unter solchen Bedingungen muss der Einsteinsche Prozess der erzwungenen Emission zur Ausbildung einer Lichtlawine führen, die sich als negative Absorption bemerkbar macht. Gleichzeitig wird die spektrale Verteilung des kontinuierlichen Spektrums immer steiler. Die Ver-e-fachungslänge Λ_- ist unter gewissen vereinfachenden Voraussetzungen durch

$$\Lambda_- = \frac{1}{N_2 \sigma_2} = \frac{32 \pi^2 hc}{\lambda_0^3} \frac{\Delta \nu}{W_{21}}$$

gegeben, wo λ_0 die Wellenlänge des Maximums des molekularen Kontinuums und W_{21} die pro cm³ und sec. emittierte Strahlungsleistung des Plasmas ist.

Eine etwas ausführlichere Darstellung dieses Gedankens erscheint demnächst in dem, dem Andenken an WOLFGANG PAULI gewidmeten Heft der Helvetica Physica Acta.

Literatur

[1]) J. PLÜCKER und J. W. HITTORF, Phil. Trans. roy. soc., London *155*, 22 (1865).
[2]) J. G. WINAUS und STUECKELBERG, Proc. nat. Acad. Amer. *14*, 867 (1928).

Eléments de compensation d'un stabilisateur de tension continue réglable

par R. L. FAVRE
(Laboratoire de Recherches Nucléaires, Lausanne)

Il peut être avantageux d'asservir partiellement la réponse d'un stabilisateur de tension à des éléments de compensation plutôt qu'à un amplificateur de gain très élevé. Dans cet ordre d'idées, il est bien connu que la résistance interne d'un stabilisateur électronique de tension continue peut être réduite jusqu'à s'annuler localement par la contre-réaction en courant d'une résistance de compensation *Ri* (fig. 1) tandis que les variations de tension non stabilisée sont, en principe, compensables par une résistance *Re*.

La chute de tension non stabilisée due à un accroissement de la charge se distingue de celle qui résulterait d'une chute de tension du secteur en ce que la première n'affecte pas le chauffage des tubes. Cette différence implique l'autocompensation des variations de tension de chauffage, ce qui peut être obtenu par une adaptation des paramètres de l'amplificateur différentiel ou la stabilisation du courant de chauffage (tube balast ou autre).

Les artifices de compensation usuels, appliqués à la figure 1, ne s'adaptent pas à une tension de sortie réglable ou à un stabilisateur multiple (comportant plusieurs tensions de sortie indépendantes mais de masse

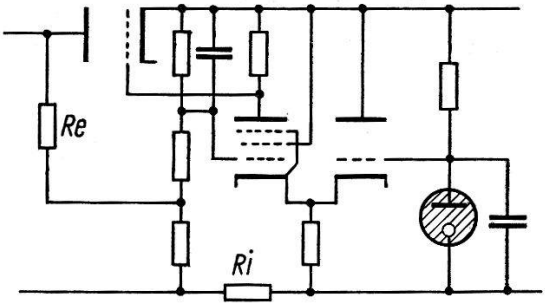


Fig. 1

commune). Cette lacune nous a incité à développer le schéma de la figure 2 dont les éléments de compensation, d'une grande efficacité, échappent aux restrictions précédentes.

Le gain de l'amplificateur différentiel est maintenu à une valeur élevée jusqu'aux confins du domaine d'utilisation par la charge anodique de

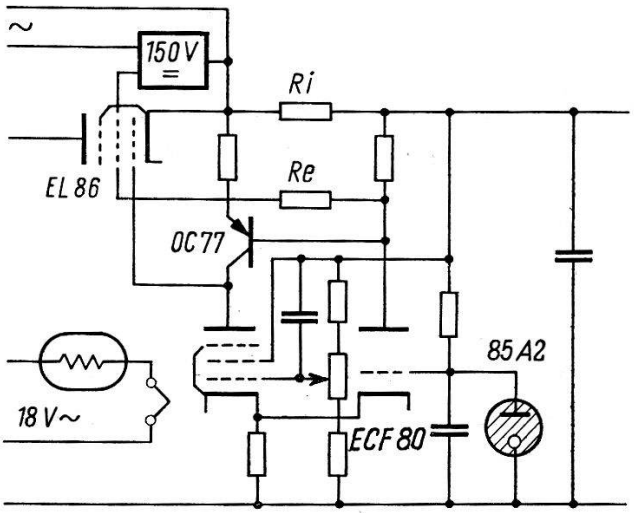


Fig. 2

haute impédance dynamique que constitue le transistor sur lequel agissent les éléments de compensation *Ri* et *Re*. La polarisation de base et la résistance d'émetteur définissent le courant moyen de la pentode amplificatrice que nous avons choisi voisin de 0,5 mA. Ces grandeurs interviennent également pour limiter le courant de court-circuit à une valeur peu supérieure au courant utile maximum, grâce à l'emploi d'un tube rhéostat à écran dont l'alimentation est autonome. La résistance d'émetteur réduit d'autre part la dérive thermique du transistor.

La courbure des caractéristiques du tube rhéostat est compensée de manière très satisfaisante en constituant la résistance *Ri* par un élément de redresseur au sélénium, orienté dans le sens direct. La résistance interne du stabilisateur n'excède par 10^{-2} ohms pour tout le domaine de tensions et courants utiles (160–500 V, 0–100 mA).

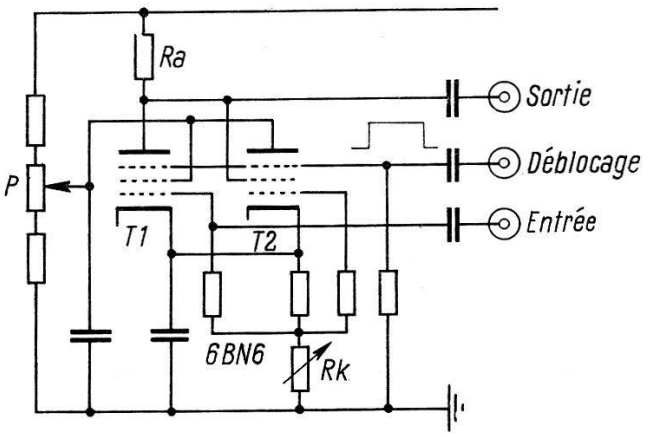
Nous remercions M. le professeur HAENNY, notre technicien M. QUINCHE et la Commission Suisse pour la Science Atomique de leur précieuse contribution respective à ce travail.

Circuit « porte » linéaire

par R. L. FAVRE
(Laboratoire de Recherches Nucléaire, Lausanne)

Les circuits «porte», appliqués en technique nucléaire notamment, ont pour fonction de ne laisser passer que des signaux présélectionnés. Cette condition ne pose pas de problème tant que la linéarité de transmission n'est pas requise (emploi d'un tube à deux grilles de commande par exemple). Dans le cas contraire, l'impulsion d'ouverture de la porte ne doit, par elle-même, donner lieu à aucun signal de sortie gênant, en dépit du déblocage d'éléments polarisés dans la région de conduction linéaire. Les difficultés inhérentes aux méthodes en usage nous incitent à signaler la solution que nous avons apportée à ce problème.

Un tube à deux grilles de commande ne satisfait pas, à lui seul, aux conditions requises. En effet: si la grille d'entrée est polarisée dans la région linéaire des caractéristiques, le déblocage de l'autre engendre une impulsion de sortie parasite à laquelle se superposerait le signal à transmettre. Nous avons tourné la difficulté en utilisant le fait que la somme des courants anodique et d'écran d'un tube à deux grilles de commande



Porte linéaire

est pratiquement indépendante du potentiel de la seconde. C'est ainsi que la tension de sortie du circuit ci-dessous n'est pas affectée par l'impulsion de déblocage appliquée sur les secondes grilles de commande, abstraction faite d'une légère perturbation pouvant résulter des capacités parasites. Une dissymétrie des tubes est d'ailleurs compensable par le réglage du potentiomètre *P*.

Le pouvoir de commande de la seconde grille d'un tube 6BN6 disparaît pratiquement lorsque sa tension dépasse celle de cathode. L'amplitude des impulsions de déblocage n'est de ce fait pas critique au-delà de cette valeur, d'ailleurs ajustable dans une certaine mesure par la résistance cathodique *Rk*. La tension de déblocage minimum est de l'ordre de 3 à 4 V.

Le circuit est sans autre applicable aux techniques rapides. Le temps de transit des électrons de la première à la seconde grille étant de l'ordre de 2 ns, on devra, au besoin, différer d'autant le déblocage. Une impulsion d'ouverture à fronts très raides se manifeste à la sortie par une perturbation capacitive qui demeure toutefois sans effet dans les nombreux cas où la linéarité ne porte que sur l'amplitude et non sur la forme des impulsions à transmettre. Un système de neutrodynage pourrait encore être envisagé pour remédier à cet état de choses.

Nous remercions M. le professeur HAENNY, notre technicien M. BAICHE et la Commission Suisse pour la Science Atomique de leur précieuse contribution respective à ce travail.

Modifications et performances d'un compteur d'impulsions UHF

par R. L. FAVRE
(Laboratoire de Recherches Nucléaires, Lausanne)

Le principe de l'étage binaire communiqué lors de la précédente session de la SSP[1]) repose sur une complète séparation des fonctions «dynamique» et «statique», de manière à permettre la seconde même pour les faibles excursions de tension requises en technique rapide. La dynamique des permutations est assurée par des tubes électroniques à facteur de mérite élevé (E88CC) tandis que le couplage continu est confié à un étage binaire transistorisé.

L'étude de ce circuit a fait l'objet du travail de diplôme de M. J. BUTTET.

Les impulsions d'entrée négatives étaient appliquées aux anodes par l'intermédiaire de diodes appropriées. La durée des impulsions, issues d'un générateur à relais mécanique, est ajustable par la longueur du câble de mise en forme. Leur temps de montée est inférieur à 1 ns.

Les performances suivantes ont été enregistrées:

Durée requise des impulsions d'entrée: 3 à 4 ns.
Amplitude des impulsions d'entrée: 4 à 5 V.
Temps de résolution relatif à deux impulsions successives: env. 9 ns.
La reprise récente de cette étude devait apporter de substantielles améliorations à ces résultats.

Contribution de la réponse transitoire des diodes de commutation

Le temps d'établissement du courant dans une diode polarisée par une tension directe correspond partiellement à un élément inductif de son schéma équivalent. Cette propriété est utilisable en attaquant le circuit par des impulsions positives, appliquées directement aux diodes limiteuses de grilles (fig. 1).

En admettant l'état de blocage initial du tube $T1$, sa diode de grille est le siège d'un courant de repos qui lui assure une réponse très rapide

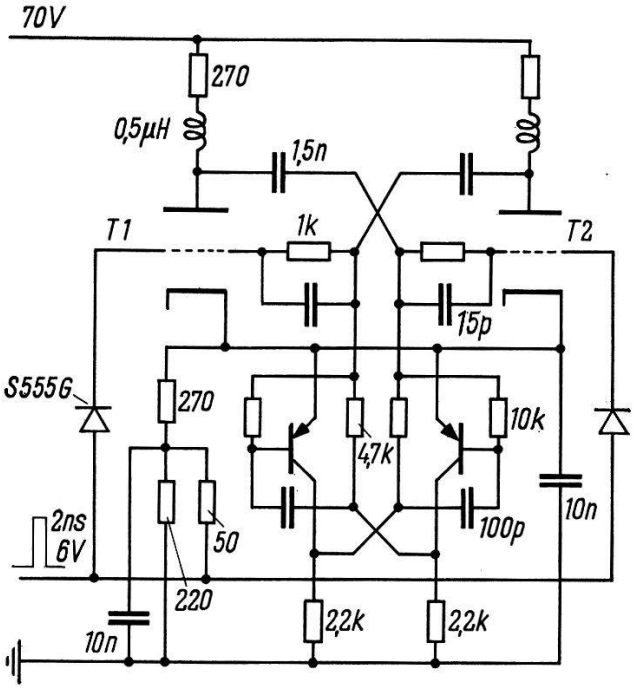


Fig. 1
Tube E 88CC, transistors OC44

à la première impulsion d'entrée. L'établissement du courant dans l'autre diode, alors polarisé dans le sens direct, est par contre suffisamment retardé pour ne pas compromettre la permutation des états de conduction. La rapide adaptation des diodes à ces nouvelles conditions de polarisation autorise dès lors une seconde permutation par la simple prolongation de l'impulsion d'entrée, phénomène qui ouvre la voie à une importante réduction du temps de résolution.

L'expérience s'accorde avec une théorie élémentaire pour démontrer que les diodes d'attaque les plus rapides ne conduisent pas nécessairement aux conditions optimum. C'est ainsi que les diodes «Transistron» S555G (temps de recouvrement max. 6 ns) donnent de meilleurs résultats que les diodes S570G (temps de recouvrement max. 2 ns).

La courbe 1 de la figure 2 situe le seuil d'amplitude d'une impulsion, en fonction de sa durée, pour obtenir une permutation simple tandis que

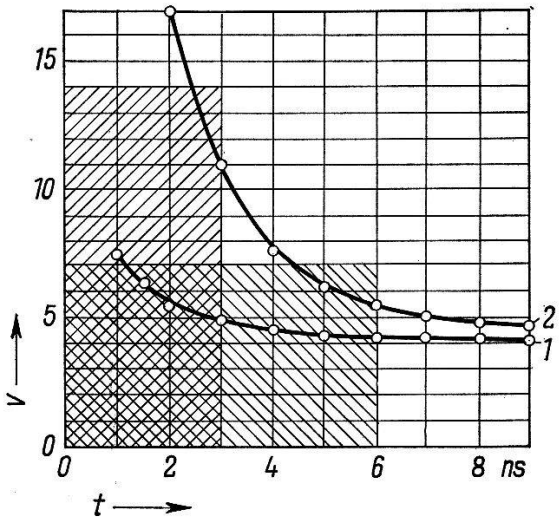


Fig. 2
Courbe 1: seuil de permutation simple
Courbe 2: seuil de double permutation

la courbe 2 donne le seuil relatif à une double permutation. Il résulte de ces graphiques que les caractéristiques d'impulsions les plus rationnelles se situent vers une durée de 3 ns et une amplitude de 7 V (zone doublement hachurée). Les tolérances sont alors remarquablement élevées.

Temps de résolution relatif à deux impulsions successives

On examinera deux cas:

a) Le processus de formation des impulsions permet le cumul des amplitudes ou des durées (zone hachurée montante, respectivement descendante):

Le temps de résolution relatif à deux impulsions successives est alors strictement nul. La stabilité des doubles permutations est très grande comme l'atteste le fait qu'il ne nous a pas été possible d'obtenir une triple permutation par l'augmentation de l'amplitude, même avec des impulsions de 10 ns. Le circuit doit en quelque sorte être «réarmé» par un intervalle «creux» pour admettre une troisième impulsion.

b) Le processus de formation des impulsions est tel qu'une seconde impulsion se substitue à la première:

Si l'on admet les mêmes caractéristiques que ci-dessus, on voit que la première impulsion (zone doublement hachurée) doit être prolongée d'environ *1,5 ns* pour donner lieu à une double permutation. Cette valeur constitue le temps de résolution relatif à deux impulsions successives correspondant à de telles conditions. Il peut être réduit, au détriment de la stabilité, par un élargissement des impulsions.

La figure 3 reproduit quelques oscillogrammes typiques, obtenus au moyen d'un oscilloscope Tektronix 581 de temps de montée égal à 3,5 ns

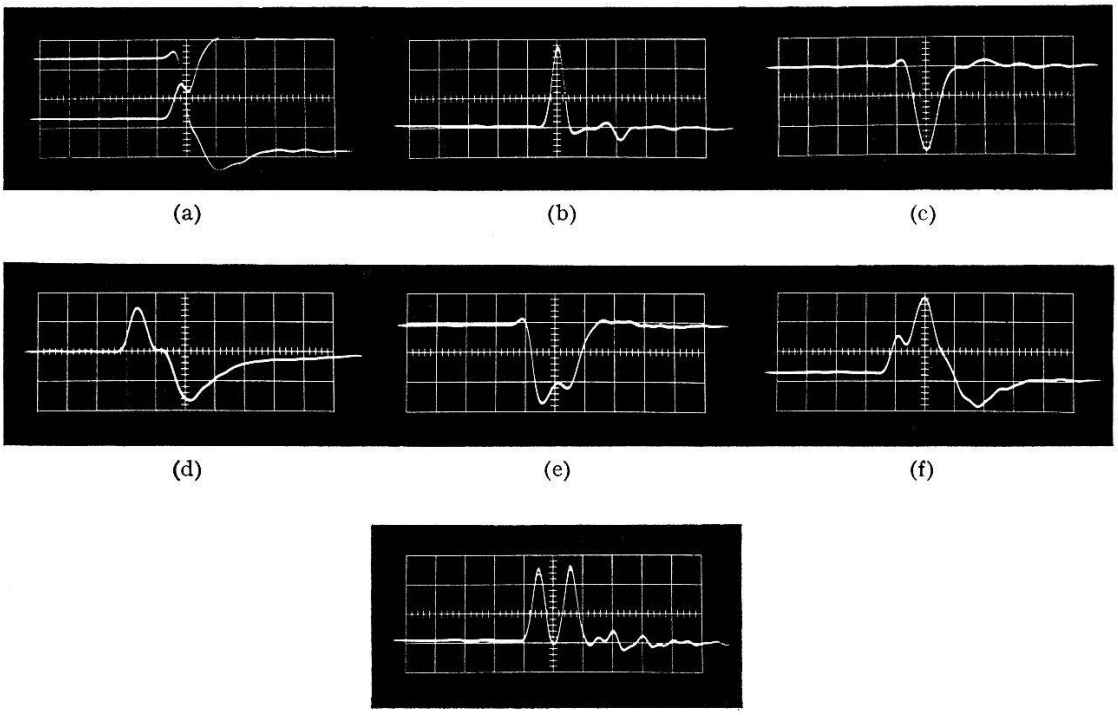


Fig. 3

(valeur notablement insuffisante pour cette étude, le temps de montée des impulsions étant inférieur à la nanoseconde). La vitesse de balayage est uniformément de 10 ns par carré et l'amplitude de 2 V par carré.

L'oscillogramme 3a donne la réponse anodique à l'impulsion 3b, d'une durée de 2 ns (élargie par l'amplificateur de l'oscilloscope). Les deux courbes de ce graphique correspondent aux deux types de permutations alternées. L'excursion de tension apparemment plus grande sur la droite de l'oscillogramme que sur la gauche est due à la différenciation de l'oscilloscope, la fréquence de répétition étant relativement basse (100 Hz).

Les oscillogrammes 3c et 3d donnent la réponse respective de chacune des anodes à deux impulsions de 2 ns, distantes de 3 ns.

Les oscillogrammes 3e et 3f donnent la réponse respective de chacune des anodes à deux impulsions de 2 ns, distantes de 10 ns (oscillogramme 3g).

Conclusions. Le temps de résolution nul, sinon voisin de la nanoseconde, relatif à deux impulsions successives, ne manquera pas de trouver des applications en techniques nucléaires. La fréquence de répétition maximum n'a pas encore été déterminée, mais on peut conclure des oscillogrammes qu'elle est voisine de 100 MHz. Une étude du comportement des diodes de commutation, que nous pensons poursuivre au moyen d'un oscilloscope stroboscopique, permettra, espérons-nous, d'améliorer ces performances.

La tension d'alimentation, de l'ordre de 70 V, admet, comme les impulsions d'entrée, une tolérance élevée. Un courant anodique voisin de 20 mA détermine une dissipation totale inférieure à 1,5 W.

L'affichage par tubes Philips DM 160 est des mieux adaptés.

Il nous reste à résoudre le problème du couplage des étages, pour lequel la solution préconisée dans notre précédente communication 2) pourrait entrer en considération.

Nous remercions M. le professeur HAENNY, M. BUTTET, notre technicien M. BAICHE et la Commission Suisse pour la Science Atomique de leur précieuse contribution respective à ce travail.

Bibliographie

1) R. FAVRE, Compteur d'impulsions pour le domaine des UHF. Helv. Phys. Acta *32*, 502–504 (1959).

2) R. FAVRE, Procédé de couplage d'étages compteurs transistorisés. Helv. Phys. Acta *32*, 499–500 (1959).

The Sign of Absolute Temperature T in Phenomenological Thermodynamics

by E. C. G. STUECKELBERG*)

(Universities of Geneva and Lausanne)

(1) *Negative T's* have been introduced in *Thermo-Statistics* by RAMSEY[1]: Let $Z(\tau) = \Sigma_i \exp(\tau H_i k^{-1})$ be the sum over states, and call $\tau = -T^{-1}$ the *natural temperature scale* $(-\infty < \tau < +\infty)$. If Z converges for $\tau \lessgtr 0$, positive and negative T's are possible. The energy $\langle H \rangle$ and the *positive heat capacity* C' (with respect to the τ-scale) are given by

$$\langle H \rangle = k\partial_\tau \log Z; \; C' = \partial_\tau \langle H \rangle = k^{-1} < \Delta H^2 > \geqslant 0 \qquad (1.1)$$

*) Supported by the Swiss National Research Fund.

where $\langle \Delta H^2 \rangle = \langle H^2 \rangle - \langle H \rangle^2 \geqslant 0$ is the energy fluctuation in the macrocanonical ensemble. The entropy

$$S = k\,(\log Z - \tau\,\partial_\tau \log Z); \quad \partial_\tau S = -\tau\,C' \tag{1.2}$$

has a maximum for $\tau = 0$.

(2) In *phenomenological thermodynamics,* we consider the following model: The system Σ is made up of Ω *system elements* Σ^A $(AB\ldots = 12\ldots\Omega)$. Entropy $S = \Sigma\,S^A$ and energy $H = \Sigma\,H^A$ are extensive quantities. The energy of a system element (damped oscillator) depends on S^A and on one (or several) geometrical coordinates r^A and their velocities $\dot{r}^A = v^A$.

(3) *Evolution.* At first, let us suppose, that each Σ^A is adiabatically closed. The *first law* $\delta\,H^A = \delta\,A^A = K^{(\mathrm{inc})A}\,\delta r^A$ has the form

$$\dot{H}^A = H^A_{,S^A}\,\dot{S}^A + H^A_{,r^A}\,\dot{r}^A + H^A_{,v^A}\,\dot{v}^A = P^A_{(A)} = K^{(\mathrm{inc})A}\,(t)\,\dot{r}^A. \tag{3.1*}$$

Defining *temperature, elastic force* and *mass* by

$$H^A_{,S^A} \equiv T^A = -\,(\tau^A)^{-1}; \quad H^A_{,r^A} \equiv -\,K^{(\mathrm{el})A} = a^A\,(r^A - r^A_0); \quad H^A_{,v^A} \equiv M^A\,v^A \tag{3.1a}$$

the *second law* states

$$\dot{S}^A = \tau^A\,(\mathrm{M}\dot{v} - (K^{(\mathrm{el})} + K^{(\mathrm{inc})})^A\,v^A \geqslant 0 \tag{3.2}$$

this condition is fullfilled, if

$$M^A\,\dot{v}^A = (K^{(\mathrm{el})} + K^{(\mathrm{inc})} + K^{(\mathrm{fr})})^A; \; K^{(\mathrm{fr})A} = -\,\lambda^A\,v^A; \; -\,\tau^A\,\lambda^A \geqslant 0. \tag{3.3}$$

$K^{(\mathrm{fr})A}$ is the force of friction: *The coefficient of friction* λ^A *has the sign of* T^A. Now, let us admit *heat exchange* between the Σ^A's, but suppose Σ adiabatically closed: the first law states $\delta H^A = \delta A^A + \delta Q^A$, or

$$\dot{H}^A = H^A_{,S^A}\,\dot{S}^A + \ldots = P^A_{(A)} + P^A_{(Q)}; \; P^A_{(Q)} = \sum\nolimits_B P^{[AB]}_{(Q)}; \tag{3.4**}$$

The second law requires

$$\dot{S} = \sum\nolimits_A S^A = \sum\nolimits_A \left(-\,\tau^A\,\lambda^A\,(v^A)^2\right) + \tfrac{1}{2}\sum\nolimits_A \sum\nolimits_B P^{[AB]}_{(Q)}\,(\tau^B - \tau^A) \geqslant 0 \tag{3.5}$$

condition, which is satisfied if

$$\delta\,Q^{[AB]}/\delta t = P^{[AB]}_{(Q)} = \varkappa'^{(AB)}\,(\tau^B - \tau^A); \quad \varkappa'^{(AB)} \geqslant 0. \tag{3.6**}$$

---

*) The indices (A) and (Q) in (3.1), (3,4) etc. stand for *power* P, due to *work* (Arbeit) and to *heat* (Quantität der Wärme). Thus, they have no relation to the upper indices A.

**) We denote antisymmetrie quantities by $P^{[AB]}_{(Q)} = -\,P^{[BA]}_{(Q)}$ and symmetric quantities by $\varkappa'^{(AB)} = \varkappa'^{(BA)}$.

Thus, positive heat flows from Σ^B to Σ^A if $\tau^B > \tau^A$, and our natural scale measures temperature: *Negative T's are hotter than positive T's.*

(4) A further condition is, that for $K^{(\mathrm{inc})A}$ independant of time t, the system approches, for lim $t = +\infty$, a *state of equilibrium,* defined by

$$S = \text{maximum}; \ \widehat{H} = \sum_A \widehat{H}^A \equiv \sum_A (H^A - K^{(\mathrm{inc})A} r^A) = \widehat{H}' \quad (4.1)$$

where $\widehat{H}'$ is a constant. The extremum conditions for $S = S(S^1 S^2 \ldots S^{\Omega-1} r^1 \ldots r^\Omega v^1 \ldots v^\Omega)$ are:

$$S_{,S^A} = 1 - T^A/T = 0; \quad S_{,r^A} = -\tau^A (K^{(\mathrm{el})} + K^{(\mathrm{inc})})^A = 0$$

$$S_{,v^A} = \tau^A M^A v^A = 0 \quad (4.2)$$

i. e. *constant temperature, equilibrium of forces* and *velocities = 0.* The minimum condition $-\delta^{(2)} S > 0$ is

$$-S_{,S^A S^A} = -\tau (T^A_{,S^A} + T^\Omega_{,S^\Omega}) > 0 \quad (4.3)$$

$$-S_{,r^A r^A} = -\tau \widehat{H}_{,r^A r^A} = -\tau a^A > 0 \quad (4.4)$$

$$-S_{,v^A v^A} = -\tau \widehat{H}_{,v^A v^A} = -\tau M^A > 0 \quad (4.5)$$

Condition (4.3) requires that $T^A S_{,T^A} = T^A (T^A_{,S^A})^{-1} = C^A$, *the heat capacity* (in the T scale), *is always positive.* ($C'^A = \tau^{-2} C^A$ is also positive). (4.4) and (4.5) state that the *energy is a minimum* (*maximum*) *for positive* (*negative*) *T's.*

Mass (4.5), elastic constant (4.4) and coefficient of friction (3.3) have all the sign of T. Thus, we have in both cases damped oscillations, and, as C'^A and $\varkappa'^{(AB)}$ are both positive, an exponential approach to equilibrium temperature. Also the second equation (1.2)

$$\partial_\tau S^A = -\tau C'^A, \text{ follows: i.e. } S^A \text{ is a maximum for } \tau^A = 0. \quad (1.2)$$

If we take mass as an always positive quantity, T must be positive. Negative T's can only appear in very special systems, where no kinetic energy of the type 1/2 $M^A (v^A)^2$ appears.

(5) We have applied this method to the *non relativistic theory of fluids.* The *first law* is a set of homogenous continuity equations for the *densities* h, π_i and $\mu_{[ik]}$ of *energy, momentum* and *angular momentum.* The *second law* is an inhomogenous continuity equation for s, the *entropy density,* with a *positive definit source* $i \geqslant 0$ (*density of inversibility*). Galilei invariance furnishes a further homogenous continuity equation for the *mass density* m in $\boldsymbol{\pi}(\boldsymbol{x}) = m(\boldsymbol{x})\, \boldsymbol{v}(\boldsymbol{x})$. *Evolution* requires: The coefficient of heat conduction $\varkappa(\boldsymbol{x}) \geqslant 0$, and for the transversal and longitudinal viscosities:

$$-\tau(\boldsymbol{x})\, \eta(\boldsymbol{x}) \geqslant 0; \ -\tau(\boldsymbol{x})\, (\xi + (2/3)\eta)(\boldsymbol{x}) \geqslant 0 \quad (5.1)$$

Equilibrium requires: $(h = 1/2\, m\, v^2 + u(s\, m))$

$$-\tau(\boldsymbol{x})\, m(\boldsymbol{x}) > 0;\; -\tau(\boldsymbol{x})\, (u_{,ss}\, s^2 + 2\, u_{,sm} + u_{,mm}\, m^2)\, (\boldsymbol{x})$$

$$= -\tau(\boldsymbol{x})\, V \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{S,\, M\, =\, \mathrm{const}} > 0.$$

i. e. *mass density, elastic modulus and viscosity* $(2\,\eta + \xi)$ (for longitudinal waves) *have the sign of* $T\,(\boldsymbol{x})$. Heat capacity per unit volume is $c(\boldsymbol{x}) > 0$. *Thus, if mass density is always positfve, T is positive.*

An interesting remark should be added: Heat conduction and damped waves admit only solutions for the *future*. Thus, *the physicist can provide initial conditions in order to change the future. The psychiatrist may be defined as the man, who is able to change the past*[2]). Their relation is the some as between the greek demigods *Prometheus* and *Epimetheus*[2]).

(6) In *relativistic theory of fluids* (see [4])), no homogenous continuity equation for $m(x)$*) results from $\partial_\alpha\, \theta^{(\alpha\beta)}\,(x) = 0$. Restmass – and restentropy – density are related by $m(x) = T(x)\, s(x)$. m has the sign of T.

Thus $s(x) > 0$ follows, which may be considered as a rudimentary form od the *third law*. If a continuity equation for *density of substance* $n(x)$ is *postulated*, we have $m = Ts + \mu n$ where μ is the chemical potential.

References

[1]) N. F. Ramsey, Phys. Rev. *103*, 20 (1956).
[2]) This second remark is due to the psychiatrist H. K. Fierz (the twin brother of the physicist M. Fierz).
[3]) Carl Spitteler, Prometheus und Epimetheus, . . .
[4]) E. C. G. Stueckelberg and G. Wanders, Helv. Phys. Acta *26*, 307 (1953).

*) $x = \{x^\alpha\} = \{\boldsymbol{x}, x^4 = t\}$.

Photmultiplier mit Sb-Na-K-Kathode

von W. Baumgartner und J. Linder, Zürich

Durch Sommer[1]) ist ein neuer Photokathodentyp bekannt geworden, der sich aus der Kombination von Antimon mit zwei oder mehreren Alkalimetallen aufbaut. Diese Schichten haben teilweise bemerkenswerte Eigenschaften. Aus bisher bekannt gewordenen Ergebnissen ist ersichtlich[2]), dass die Kombination Sb-Na-K-Cs sich durch grosse Empfindlichkeit, ausgedrückt in μA/L, auszeichnet. Aber bereits eine Schicht der Art Sb-Na-K ist interessant, da sie bei geeigneter Formierung für UV-Licht relativ hohe Quantenausbeuten η (%), bezogen auf auffallendes Licht, aufweist. Ferner ist von vornherein zu vermuten, dass eine Kathode

ohne Cs niedrigeren Dunkelstrom aufweisen wird als eine solche mit Cs. Deswegen haben wir die Herstellung von Sb-Na-K-Schichten und ihre Eigenschaften in Kombination mit 12stufigen Multipliern mit Cu-Be-Dynoden (Verstärkung ca. $2–8 \cdot 10^6$ bei 200 V pro Stufe) studiert.

Über die bisherigen Resultate soll hier kurz referiert werden.

Präparation

Die Präparation dieser Schichten ist, verglichen mit Sb-Cs-Kathoden, erheblich komplizierter und heikler, vor allem im Hinblick auf die Vermeidung von Alkali-Überschuss, der nur schwer ohne Beeinträchtigung der Photoempfindlichkeit zu eliminieren ist. Sie umfasst zunächst die Herstellung einer Sb-Na-Schicht, anschliessend einer solchen der Zusammensetzung Sb-K, alles bei Temperaturen von 90–110° C. Als Dickenmass der einzelnen Schichten dient die Lichtdurchlässigkeit der aufgedampften Sb-Beläge. (90% für Sb-Na, 80% für Sb-K)[3]).

Spektrale Empfindlichkeit

In Figur 1 ist nach Messungen an Zellen und Photomultipliern mit Glas und Quarzfenstern, die Quantenausbeute der Schichten in Funktion der Wellenlänge λ(Å) angegeben. Maximal wurden für das Gebiet bei

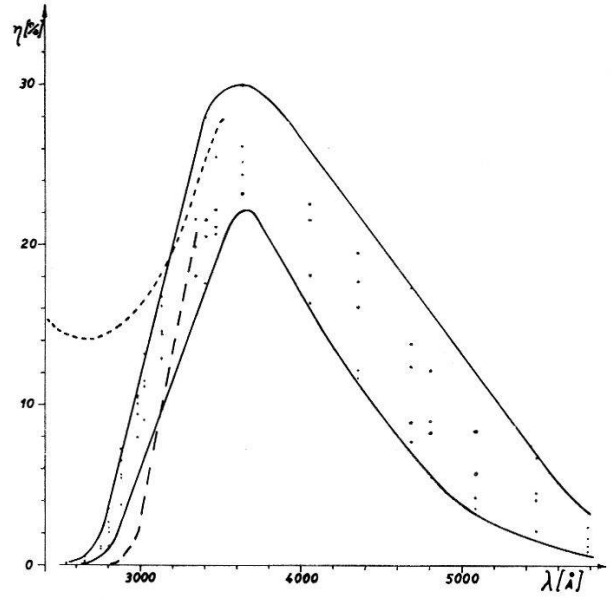


Fig. 1

3600 Å ca. 30% erreicht. Dem in der Figur angedeuteten Streubereich entsprechen, mit *W*-Lampe gemessen, Empfindlichkeiten von ca. 10 bis 25 μA/L. Diese Angabe ist wesentlich durch die Verhältnisse für Licht in Nähe der Grenzwellenlänge bestimmt, und für die Eigenschaften der Schicht im Wellenlängengebiet $\leqslant$ 5000 Å nicht eindeutig kennzeichnend.

Dunkelstrom

Den Erwartungen entsprechende Resultate ergaben sich für die Grösse des Dunkelstromes. Für den Anodenstrom eines Photomultipliers mit $2 \cdot 10^6$ Verstärkung, wurden Werte der Grössenordnung $\leqslant 1 \cdot 10^{-10}$ A gefunden. Das ist vergleichbar mit den früher bei Sb-Li-Schichten erhal-

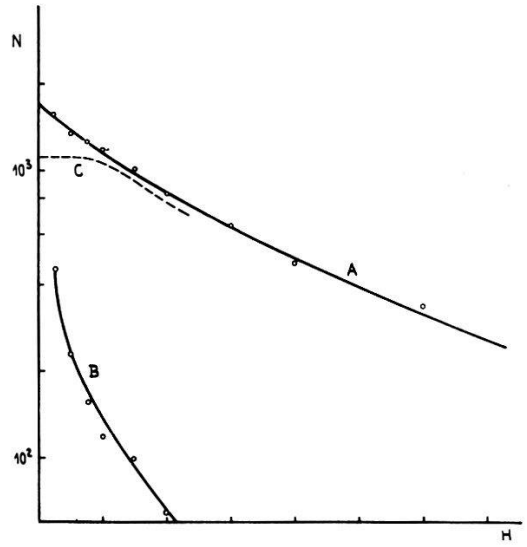


Fig. 2

tenen Ergebnissen[4]). Der angeführte Wert ergibt bei 20 cm² Kathodenfläche ca. 15 Elektronen/cm² sec. als Dunkelemission, das heisst 2–3 Zehnerpotenzen weniger als bei Sb-Cs. Die entsprechend niedrigen Impulszahlen lassen leicht eine Analyse mit Diskriminator und Zähler zu.

In Figur 2 ist auf der Ordinate die Anzahl der Impulse/sec. (N), die eine bestimmte Höhe überschreiten, auf der Abszisse die Impulshöhe (H)

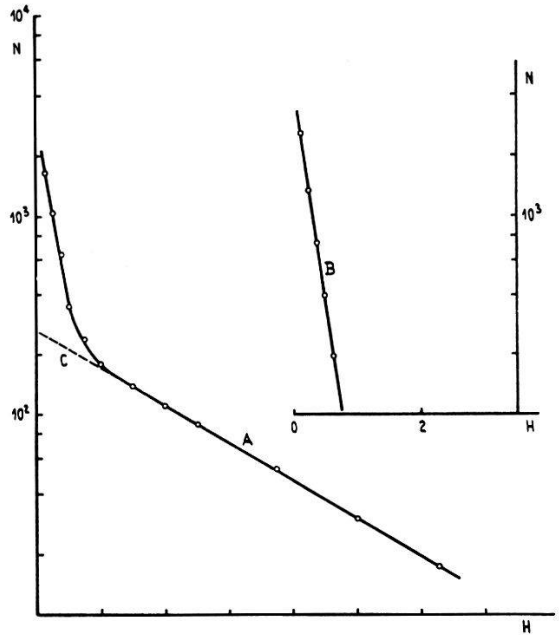


Fig. 3

angegeben. Kurve A gilt für normale Verteilung der einzelnen Spannungen auf Kathode und Dynoden, B für den Fall, dass die Kathode auf dem Potential der Dynode 1 liegt. Durch Subtraktion der Werte von B von denjenigen von A folgt die mit deutlichem Plateau versehene Kurve C. Ihr auf Impulshöhe 0 extrapolierter Verlauf ergibt die Nullstosszahl von 110/sec. oder ~ 5 cm²/sec.

In Figur 3 ist ein weiterer typischer Fall angegeben, der besonders viele aus dem Multipliersystem stammende Dunkelstösse zeigt. A ist wieder die Kurve mit arbeitender, B mit unwirksamer Kathode. Die angedeutete Extrapolation des flacheren, auf die eigentlichen Kathodendunkelelektronen zurückzuführenden Kurvenstücks von A bis Impulshöhe 0 gibt eine Impulszahl von 300/sec., das heisst 15 Elektronen/cm²sec. der Kathodenoberfläche.

Literatur

[1]) A. H. Sommer, Rev. Sci. Instr. *26*, 725 (1955).
[2]) R. W. Engstrom *et al.*, IRE Transactions *NS 5*, 120 (1958).
[3]) Ein Zusammenhang mit den Ergebnissen von J. J. Scheer und P. Zahn, Phil. Res. Rep. *14*, 143 (1959) haben wir bis jetzt nicht gefunden.
[4]) N. Schaetti und W. Baumgartner, Le vide, 1041 (1951).

Schalen gleicher Festigkeit

von W. Issler, Zürich*)

Die Definition der gleichen Festigkeit und das Beispiel der sphärischen Kuppel wurde neulich in einer kurzen Mitteilung[1]) dargestellt.

Für eine gegebene Belastung lässt sich jedoch nicht jede Fläche als Schale gleicher Festigkeit ausbilden. So gelingt dies zum Beispiel bei den Rotationsflächen zweiter Ordnung (Belastung: Eigengewicht) nur für eine gewisse Schar von Ellipsoiden.

Literatur

[1]) W. Issler, Eine Kuppel gleicher Festigkeit, ZAMP 10, Fasc. 6 (1959).

*) Assistenz für Mechanik an der ETH.

Transistorisierte Zeemanmodulation für Kernquadrupolresonanzen

von P. Kesselring
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Signale der Kernquadrupolresonanz sind von der Grössenordnung des thermischen Rauschens. Man versucht sie deshalb zu modulieren (Modulationsfrequenz ν) und das dabei entstehende Signal der Frequenz ν selektiv zu verstärken. Es gibt zwei verschiedene Modulationsverfahren: Frequenzmodulation (FM) und Zeemanmodulation (ZM). Die ZM hat gegenüber der FM den Vorteil grösserer Stabilität und der Unempfindlichkeit gegen Störsignale.

Die ZM beruht auf folgendem Prinzip: Bringt man die Probe in ein inhomogenes Magnetfeld, so wird das Signal durch Zeemaneffekt so stark

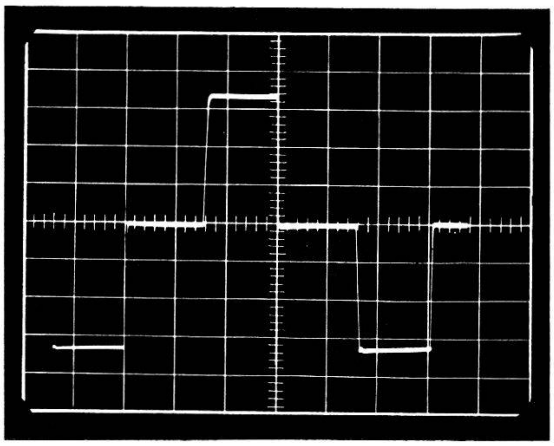


Fig. 1
Strom durch die Magnetspule

Höhe der Stromimpulse	3,4 Amp
Dauer der Stromimpulse	8 msec
Impulsanstieg	0,3 msec
Impulsabfall	0,2 msec
Zeitkonstante der Spule	30 msec

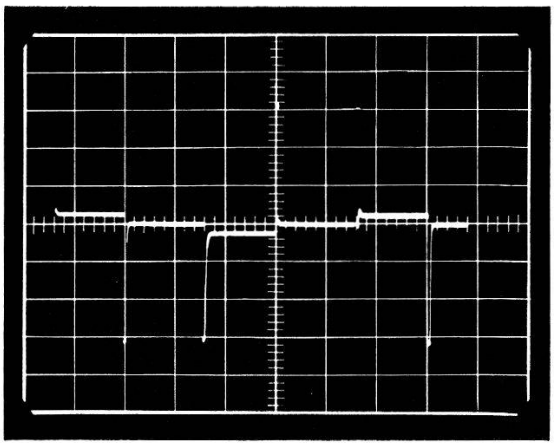


Fig. 2
Spannung über der Magnetspule

Höhe der Spannungsspitzen 32 Volt:
+ nach unten
− nach oben

verschmiert, dass es praktisch vollständig verschwindet. Ein Magnetfeld der Form $H(t)$ gemäss Figur 4, in der Literatur*) antisymmetrisch genannt, liefert deshalb ein Signal der Frequenz ν. $H(t)$ selbst enthält nur die Frequenzen $\nu/2$, $3\,\nu/2$, ..., nicht aber ν. Die Frequenz ν tritt darum in der Detektorspule als induzierte Spannung nicht auf (kein «Pick-up»).

Wir stellen folgende Forderungen an die ZM: $H \approx 100$ Gauss, resp. $H = 0$ (Restfeld $\leqslant$ Erdfeld); steile Flanken; gute Symmetrie; Ampli-

*) F. Reif and E. M. Purcell, Phys. Rev. *91*, 631 (1953).

tudenkonstanz über längere Zeit ≈ 10%. Als günstiger Wert für ν hat sich 66 Hz erwiesen.

Zur Lösung des Problems verwenden wir eine Transistorschaltung, die gegenüber Röhren und Relaisschaltungen wesentliche Vorteile bietet: Kleine Induktionsspitzen und daher keine Isolations- und Funkenlösch-

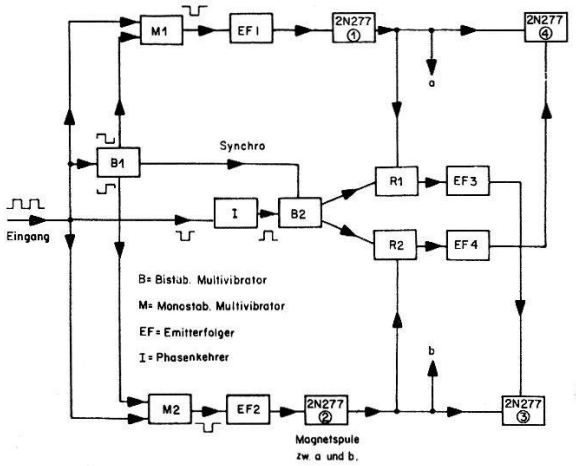


Fig. 3

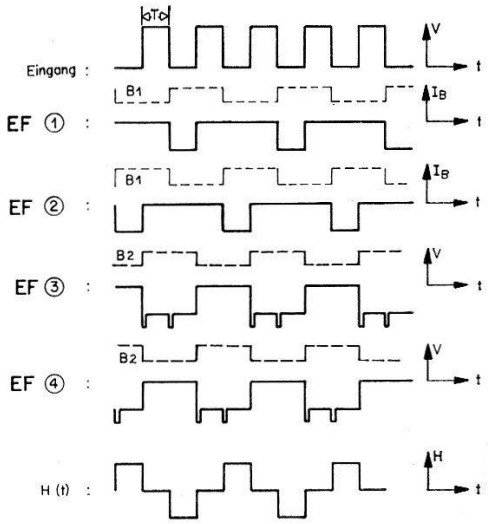


Fig. 4

probleme, kein Ausgangstrafo. Die Ströme dagegen werden relativ gross. Die Schaltung arbeitet wie folgt: Wir öffnen die Transistoren (im folgenden mit «T» abgekürzt) 1 und 3 (siehe Fig. 5). Der Strom durchfliesst die Spule von *a* nach *b*. Sind hingegen T2 und T4 offen, fliesst er von *b*

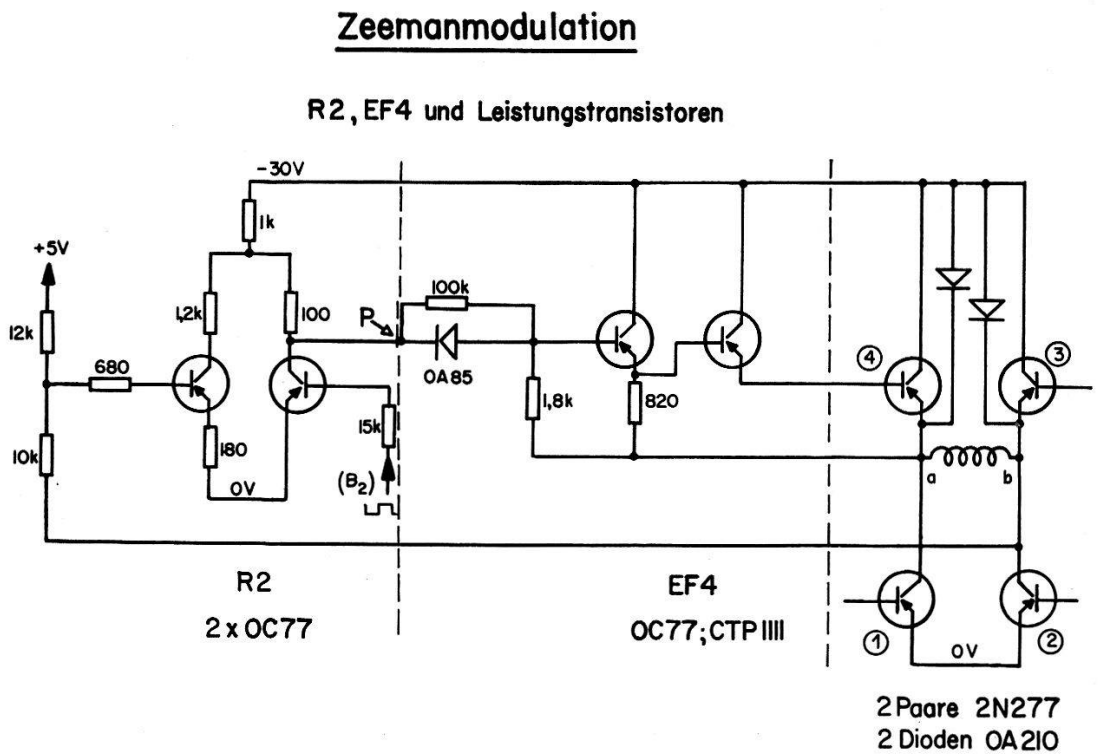


Fig. 5

nach *a*. Die beiden Dioden 0A210 begrenzen die Induktionsspitzen auf 30 Volt.

Figur 4 zeigt die benötigten Steuerwellenformen an den Eingängen der Emitterfolger EF 1 bis EF4. Wie sie erzeugt werden, zeigt das Blockschema Figur 3 sowie Figur 4: Der bistabile Multivibrator B1 wird durch die abfallenden, B2 durch die ansteigenden Flanken der Eingangsrechtecke gekippt (Fig. 4). Mit dem Anstieg von B1 wird der monostabile Multivibrator M1 resp. M2 getriggert. Die Zeitkonstante von M1 und M2 ist $> T$. Es ist deshalb möglich, M1 resp. M2 nach der Zeit T durch die Anstiegsflanke der Eingangsspannung in den stabilen Zustand zurückzukippen. M1 resp. M2 liefert einen rechteckigen Basisstromimpuls an EF1 resp. EF2.

Die Ausgangsspannung des Netzwerkes R1 resp. R2 wird einerseits von B2, anderseits von der Spannung im Punkte *a* resp. *b* bestimmt. Details siehe Figur 5.

Die Magnetspule besteht aus zwei parallel geschalteten Spulen mit je 300 Windungen Cu-Draht von 1 mm² Querschnitt. Widerstand pro Spule = 1 Ohm. Maximalstrom = 7 Amp. Figur 1 zeigt die ZM-Wellenform, Figur 2 den dazugehörenden Spannungsverlauf an der Spule.

Die Apparatur ist seit einem halben Jahr ständig in Betrieb und hat sich während dieser Zeit sehr gut bewährt.

(Diese Arbeit wurde aus Mitteln der Arbeitsbeschaffungskredite des Bundes unterstützt.)

Ein überlastbarer Verstärker für hohe Impulsfrequenzen

von W. Beusch und R. Müller
(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Bei der Impulsspektrometrie stellt sich das Problem, dass Impulse sehr verschiedener Grösse durch einen Verstärker wiedergegeben werden sollen, ohne dass ein Impuls durch die vorhergegangenen beeinflusst wird. Doppeltes Clipping durch Laufzeitkabel verkürzt die Dauer der Signale und liefert eine Pulsform ohne niederfrequente Komponenten[1)] [2)]. Diese Anordnung wird hier verwendet. Weiter enthält der Verstärker eine scharf einsetzende Begrenzung und eine Kompensationsschaltung, welche dem Ausgangsimpuls ein flaches Maximum gibt, auch wenn die Zerfalls-Zeitkonstante des Eingangsimpulses relativ kurz ist (ca. 10 μs).

Der Verstärker zeigt bei beliebig hohen Impulsfrequenzen ($> 2 \times 10^5 s^{-1}$) keine anderen unerwünschten Effekte als die statistisch zu erwartenden Überlagerungen. Von einer 20fachen Übersteuerung erholt er sich inner-

halb der normalen Ausgangsimpuls-Dauer; eine 100fache Übersteuerung lässt nur während ca. 3 μs eine geringe Nachwirkung zurück. Die Gesamtverstärkung beträgt 1200; die symmetrischen Ausgangsimpulse haben eine positive bzw. negative Maximalamplitude von mehr als 100 Volt. Der quadratische Mittelwert der Rauschspannung am Ausgang ist etwa 10 mV; von der gleichen Grösse ist auch der 50 Hz-Brumm. Die Abweichung des Verstärkungsfaktors vom Wert für kleine Impulse beträgt im Maximum 0,25%.

Die Arbeitsweise des Verstärkers ist aus dem Schaltschema Figur 1 ersichtlich. Der Verstärker ist nicht aus einer Anzahl identischer gegen-

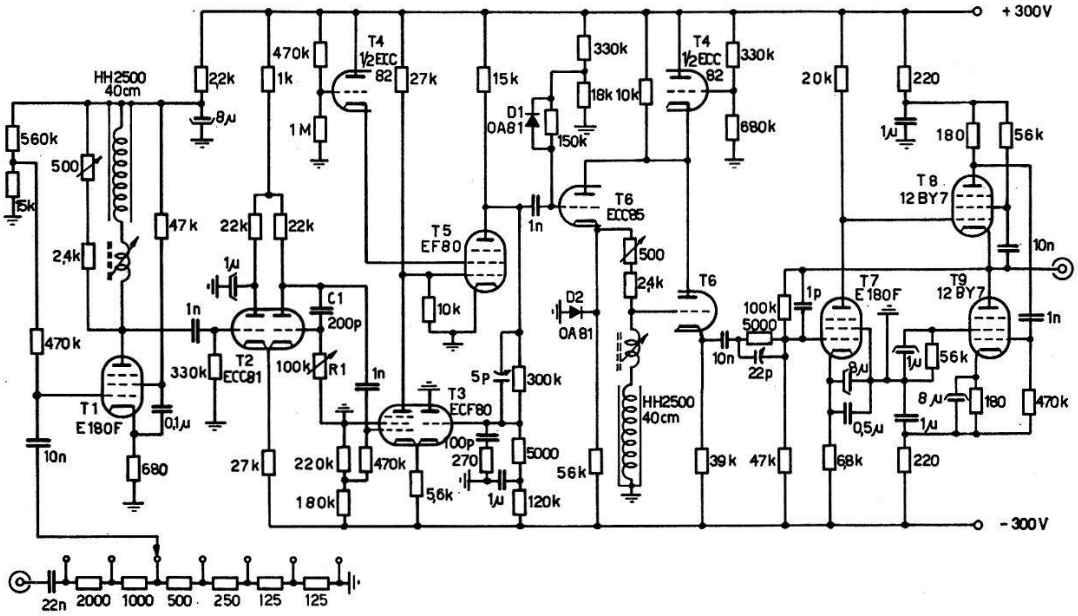


Fig. 1

Schaltschema des Verstärkers

Die angegebenen Widerstands werte sind in Ω bzw. kΩ, die Kapazitätswerte in pF, nF oder μF. Dämpfungswiderstände in den Gitterleitungen von der Grössenordnung 100 Ω sind nicht eingezeichnet.

gekoppelter Schleifen aufgebaut. Dies ergab sich aus der Notwendigkeit, die Begrenzung auf negative Impulse einer minimalen Grösse von 10 Volt wirken zu lassen, um Nichtlinearitäten zu vermeiden. Das zweite kurzgeschlossene Kabel muss deshalb nahe am Ausgang angeordnet werden, was noch den Vorteil hat, dass bis dahin aufgetretene Potentialverschiebungen und 50-Hz-Komponenten eliminiert werden. Die Verstärkerelemente vor der Begrenzung müssen dann allerdings übersteuerungssicher sein. Das ist für T_1 und T_2 der Fall, ebenso für die gleichstromgekoppelte Schleife mit T_3 und T_5. Diese Schleife liefert ein maximales Signal von 100 Volt, kann aber ohne Schaden noch 10mal weiter übersteuert werden. Die Gegenkopplung an T_2 ist durch R_1 C_1 zeitabhängig und kompensiert damit das exponentielle Abklingen des Eingangspulses.

Wesentlich ist dabei, besonders im Falle der Übersteuerung, dass das Unterschwingen nach dem ersten Clipping (Kabel an der Anode von T_1) kompensiert wird. Durch die Aufladung von C_1 während des Impulses befindet sich das rechte Gitter von T_2 nach dem Impuls exakt auf der Ruhelage. Die Diode D_2 am Kathodenfolger T_6 links hält die Kathode bei Übersteuerung fest. Ihr Widerstand in Sperrichtung ist gegen die Kathodenfolger-Impedanz zu vernachlässigen; umgekehrt ist ihr Widerstand in Leitrichtung gegen die Impedanz des stromlosen Kathodenfolgers sehr klein. Daraus, und aus dem ebenen Maximum des Impulses resultiert eine sehr scharfe Begrenzung. Die auf das zweite kurzgeschlossene Kabel folgenden Röhren haben einen symmetrischen und begrenzten Impuls zu verarbeiten. Der White-Kathodenfolger T_8, T_9 garantiert eine niedrige Impedanz des Ausgangs. Bei exakter Anpassung an die nicht rein Ohmsche Kabelimpedanz ist es möglich, ein Laufzeitkabel vom Typ HH2500 mit einer Länge von nur 40 cm, das heisst weniger als der Breite eines Normalchassis, zu verwenden. Zur Abschirmung muss dieses Kabel konzentrisch in einem Kupferrohr von mindestens 4 cm Innendurchmesser gelagert werden.

Verstärker des beschriebenen Typs haben sich in unserem Institut in über 10000 Betriebsstunden sehr gut bewährt.

Literatur

[1]) J. E. Francis, P. R. Bell und G. G. Kelley, Nucleonics *12*, 55 (März 1954).
[2]) E. Fairstein, Rev. Sci. Instr. *27*, 475 (1956).