

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: AssociationNews

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band (Jahr): 26 (1953)

Heft VI

PDF erstellt am: 19.04.2024

Nutzungsbedingungen

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

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

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

Haftungsausschluss

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

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Lugano, le 6 septembre 1953, à l'occasion de la 133^e réunion annuelle de la
Société Helvétique des Sciences Naturelles.

Présidents des séances scientifiques:

Prof. Dr. G. BUSCH (Zurich),

Prof. Dr. O. HUBER (Fribourg)

(en l'absence de MM. les professeurs P. HUBER et W. PAULI).

Secrétaires:

Dr. P. DINICHERT (Neuchâtel),

Dr. P. DE HALLER (Winterthur).

Partie administrative.

Sont reçus comme membres ordinaires: MM. H. GÜNTHARD (Zurich), W. HEITLER (Zurich), E. BAUMGARTNER (Münchenstein), C. BIBER (Bâle), R. BOUDDE (Bâle), K. HALBACH (Bâle), T. HÜRLIMANN (Bâle), A. MÜLLER (Binningen), J. SEITZ (Bâle).

Partie scientifique.

Magnétorésistance du cobalt et température

par R. DE MANDROT (Lausanne).

La présente communication rend compte de mesures des variations de la résistance du cobalt avec l'aimantation observable et la température, et ce dans des directions tant parallèle que normale au champ $\vec{H}$; les limites des variables étaient respectivement 500° et 12000 Oersted environ.

Ces observations, parallèle et normale, ont pu être effectuées à *aimantations égales* et en *abaissant considérablement les champs démagnétisants*. C'est là une particularité essentielle et d'ailleurs nouvelle de ces recherches.

Ces buts étaient atteints en constituant l'éprouvette de sept lames carrées ($18,5 \times 18,5 \times 0,15 \text{ mm}^3$) empilées et connectées en série; le système ainsi construit est installé dans un four électrique entre les pôles d'un électro-aimant, les lames étant parallèles à ses lignes de force; l'électro peut aisément être orienté en azimut. Le métal préparé électrolytiquement par la Cie du Haut-Katanga à Bruxelles contenait au maximum 1/1000 de corps étrangers.

Résultats. Nous n'avons pas trouvé de travaux antérieurs à température élevée. A température ordinaire, seules les recherches de L. F. BATES s'étendent aux deux directions du courant.

Outre les données numériques en elles-mêmes, nous nous sommes proposé en particulier de déterminer attentivement le rapport $\delta R_{//} / \delta R_{\perp}$ des magnétorésistances parallèle et normale ainsi que leur *différence* $\delta R_{//} / R - \delta R_{\perp} / R$, grandeurs caractéristiques à saturation et pour lesquelles il existe des prévisions théoriques précises.

Température du laboratoire. Hormis une légère anomalie initiale à champ normal, il y a *accroissement continu* de la résistance avec l'aimantation observable $\vec{J}_{\text{obs}}$, dans les deux directions principales, mais beaucoup plus considérable parallèlement à $\vec{H}$. Le rapport diffère donc *même quant au signe* de la valeur -2 prévue par la théorie de 1^{re} approximation basée sur des phénomènes spontanés (PERRIER). La *saturation observable* semble encore loin d'être atteinte dans le champ maximum disponible.

Ces résultats diffèrent sensiblement de ceux de BATES, ce qui peut être dû à la différence de pureté des éprouvettes; des expériences ultérieures élucideront.

Températures élevées. En chauffant, la «dureté» s'abaisse rapidement; la saturation peut être atteinte vers 150° déjà. Au delà de cette région de température, $R_{//}$ passe par *un maximum suivi d'une décroissance linéaire avec H* ; $\delta R_{\perp}$ devient exclusivement négative à partir de 250° env.; après saturation, sa variation est également linéaire et de plus parallèle à celle de $\delta R_{//}$.

Mais, la température continuant à s'élever, la «dureté» passe vers 270° par un minimum nettement marqué; au-dessus, la difficulté de saturer recroît lentement et semble ne subir aucune discontinuité lors du *passage du système hexagonal au système cubique* (vers 470°).

Il est remarquable que cette température de 270° est toute proche du *point d'isotropie* découvert par R. FORRER.

Rapport $\delta R_{//} / \delta R_{\perp}$ à saturation. Positive tout d'abord, la variation $\delta R_{\perp}$ s'abaisse et change de signe à température croissante, tandis que $\delta R_{//}$ demeure positive. En sorte que leur rapport, positif à

température ordinaire, croît en valeur absolue à partir de 200° environ jusqu'à l' ∞ ; puis, venant de l'infini *négatif*, il diminue progressivement *en valeur absolue* jusque vers 350° à partir de laquelle température il commence à recroître. Il passe par -2 *précisément dans la région signalée plus haut du minimum de dureté*.

La différence $\delta R_{||}/R - \delta R_{\perp}/R = \Delta R/R$ s'abaisse continuellement au chauffage, sauf au début où la saturation n'est pas atteinte.

Aucune des deux grandeurs ne paraît non plus devoir manifester sensiblement (à la précision de ces premières expériences) la transition hexagone $\rightleftharpoons$ syst. régulier.

Les courbes projetées en séance et d'autres détails feront l'objet d'une publication plus étendue.

Magnétorésistance et liaisons directionnelles de l'aimantation spontanée

par A. PERRIER (Lausanne).

La magnétoconductivité des milieux ferromagnétiques est exprimée par les paramètres expérimentaux $\delta\gamma_{||}$ et $\delta\gamma_{\perp}$, symbolisant les variations de conductivité par aimantations respectives parallèles et normales au courant électrique. Aux fins d'interprétation théorique, leur rapport et leur différence relative, soit

$$\delta\gamma_{||}/\delta\gamma_{\perp} \quad \text{et} \quad \delta\gamma_{||}/\gamma - \delta\gamma_{\perp}/\gamma = \Delta\gamma/\gamma$$

sont plus intéressants.

Dans une note théorique résumée récemment¹⁾ devant la Société suisse de physique, l'auteur a donné des expressions de ces paramètres pour un aggrégat diffus de cristaux hexagonaux aimanté à saturation: ces expressions contiennent trois *anisotropies magnétogalvaniques spontanées* δ_1 , δ_2 , δ_3 , lesquelles se rapportent à trois directions de symétrie du cristal.

La présente communication propose en qualité d'hypothèse de travail le *rattachement de ces grandeurs, dont la nature initiale est phénoménologique, à des phénomènes à première vue tout à fait étrangers, savoir au groupe de la magnétostriction*. Voici de quelle manière.

La théorie de l'auteur rappelée plus haut généralise celle qu'il avait tout d'abord proposée sous la forme de l'imputation d'une part de résistivité à l'aimantation spontanée ($\vec{J}w$) et avec une *légère anisotropie de révolution* autour de la direction de $\vec{J}w$; c'est cette *répartition de révolution qui n'est plus retenue*.

On sait d'autre part que le mécanisme de la magnétostriction des milieux ferromagnétiques fait appel à une striction spontanée con-

¹⁾ Séance de Genève, 2 mai 1953, Helv. Phys. Acta, **26**, 387 (1953).

sidérable (1^{er} ordre) affectée d'une légère anisotropie (2^e ordre) à laquelle seule sont attribuables les striction visibles.

Mais cette dyssymétrie de déformation ne demeure certainement pas non plus distribuée uniformément autour de $\vec{J}w$. Ce vecteur prenant dans le cristal des orientations diverses, les déformations se modifient: il doit apparaître en particulier des distorsions angulaires (nulles lorsque $\vec{J}w$ coïncide avec des axes de symétrie). Le point de Villari du fer, par exemple, ne peut guère être interprété autrement, pensons-nous.

Notre hypothèse revient alors à attribuer tout ou partie des variations simultanées de la résistance électrique aux *changements des déformations intracristallines*, accompagnant les rotations de Jw .

Un tel mécanisme ne suscite pas d'objection qualitative si l'on considère:

que tous les effets discutés ou invoqués ici sont du second ordre (p.ex. pour la résistivité entre $1/1000^e$ à $1/100^e$ de sa valeur);

que des déformations élastiques par contraintes extérieures produisent réellement de faibles altérations de la conductivité des métaux.

Cette idée doit bien entendu être mise à l'épreuve d'expériences ad hoc dont un programme est déjà prévu. Elle trouve toutefois déjà un appui précieux par l'interprétation qui suit des intéressantes particularités du cobalt microcristallin décelées tout récemment par R. DE MANDROT (v. C.R. Société suisse de physique, même séance).

En effet, le minimum de «dureté» magnétique de ce métal (couplages les plus faibles de Jw avec les directions privilégiées du cristal) coïncide précisément avec le passage par la condition $\delta\varrho_{//} = -2 \delta\varrho_{\perp}$.

Mais on se rappelle que la justification théorique de cette relation suppose la constance de l'anisotropie magnétogalvanique élémentaire nonobstant la rotation des moments: or, c'est justement ce que l'on doit attendre, dans notre hypothèse, de couplages très lâches et donc de variations faibles des déformations strictives.

Une origine tout à fait différente de la variabilité de l'anisotropie magnétogalvanique spontanée pourrait être envisagée: l'aimantation spontanée Jw elle-même serait très légèrement fonction de sa position dans le réseau. Mais il faudrait admettre alors que cette dépendance se renforce avec les énergies de couplage.

Aucune expérience sur l'aimantation de monocristaux n'a été effectuée à la précision du millième qui serait nécessaire à la vérification. De plus, des mesures de W. SUCKSMITH, quoique dans une direction différente, parlent contre cette interprétation: cet auteur

a trouvé que même une *transformation allotropique* (passage du cobalt du système hexagonal à celui du cube) ne modifie l'aimantation à saturation guère que de 1 %. L'origine suggérée paraît donc extrêmement peu probable et nous ne retiendrons que la première.

Si celle-là correspond généralement à la réalité, elle implique d'autres conséquences dont on relèvera deux.

Un monocristal ferromagnétique, même du système cubique, peut fort bien présenter une *résistance anisotrope* (au second ordre naturellement).

L'effet Hall dans ce même type cristallin n'est probablement *pas isotrope non plus*, contrairement à des résultats observés dans des conditions d'ailleurs très difficiles.

Mesure sensible de l'effet Hall dans des champs radiaux à l'aide de courants induits

par W. POPPELBAUM (Lausanne).

Limite supérieure de l'effet Nernst-v. Ettingshausen et du pouvoir thermo-électrique intrinsèque du plomb

par A. PERRIER et O. BLUMER (Lausanne).

L'un de nous (P.) a exposé à la Société de physique, au cours de précédentes séances, diverses méthodes nouvelles permettant d'élever notablement la sensibilité dans les mesures d'effets transversaux de l'aimantation sur les courants d'électricité et de chaleur; ces méthodes indiquent notamment la voie pour l'addition *en série* des forces électromotrices.

Il s'agit dans la présente communication de la mise en application à l'effet NERNST-VON ETTINGSHAUSEN de deux de ces procédés, savoir: le façonnage de l'éprouvette d'essai d'une part en une sorte de dépliant dont les feuillets sont alternativement entiers puis découpés en grille normalement au gradient thermique, de l'autre en un ruban continu enroulé par la tranche en manière de vis à filet carré.

Deux raisons nous ont fait choisir le *plomb* pour ces premiers essais. *Technique* en premier lieu, car les recherches antérieures ont pu montrer seulement que ce métal ne peut présenter qu'un effet très faible sans fixer de valeur numérique. Ces circonstances sont

ainsi particulièrement indiquées pour la mise à l'épreuve d'une sensibilité. *Théorique* d'autre part, car l'effet magnétothermoélectrique transversal, qui nous occupe ici, est lié étroitement au *pouvoir thermoélectrique intrinsèque* des métaux, cela de diverses manières selon les théories, par exemple

$$Q = R\eta/\varrho \quad \text{d'après VOIGT,}$$

$$Cl = -R\sigma/\varrho \quad \text{suivant MOREAU;}$$

Q désignant le coefficient de l'effet N.-v.E., R celui de HALL, ϱ la résistivité, η le pouvoir thermoélectrique, σ le coefficient de l'effet THOMSON.

Ainsi, il y a généralement *proportionnalité* entre l'effet d'origine magnétique et les *caractères thermoélectriques du métal*, quel que soit le facteur de proportionnalité que la théorie choisie met en évidence pour les représenter.

Si donc des expériences précises établissent que l'aimantation n'entraîne pas d'effet électrique transversal alors qu'on connaît l'effet HALL du plomb comme différent de zéro, on établit du même coup la *nullité réelle de son pouvoir thermoélectrique intrinsèque*. La seule base que l'on en ait jusqu'ici est, ainsi qu'on sait, que l'on n'a pas pu déceler d'effet THOMSON appréciable, mais la mesure de ce phénomène calorimétrique est fort difficile et peu sûre.

Nous avons étudié jusqu'à maintenant du plomb du commerce par les deux procédés et du plomb *spectroscopiquement pur* (Johnston & Matthey, Londres) sous forme du ruban replié. Longueurs transversales utiles: 30 et 40 cm. Gradient de température de 10 à 40 degrés/cm. Champs magnétiques jusqu'à 20000 Oersted.

Dans aucun cas, nous n'avons pu observer l'effet certain. Tenant compte des conditions expérimentales, nous pouvons conclure que le coefficient Q du plomb est inférieur à $2 \cdot 10^{-6}$ cm/degré. A titre comparatif, rappelons quelques ordres de grandeur de ce coefficient:

$$\text{Bi: } 5 \cdot 10^{-1}; \text{ Fe, Ni, Co: } 10^{-3} \text{—} 5 \cdot 10^{-3}; \text{ Cu: } 10^{-4}; \text{ Zn: } 6 \cdot 10^{-5}.$$

Pratiquement, nos méthodes nous ont gagné une bonne puissance de 10 en sensibilité; des perfectionnements tout à fait possibles permettront, espérons-nous, de progresser encore d'une décimale.

Les progrès sont manifestes que l'on peut en attendre, dans la connaissance des pouvoirs thermoélectriques intrinsèques d'autres métaux.

A propos de la non-identité du champ et de l'induction dans le vide

par A. PERRIER (Lausanne).

Chacun, dans les milieux de physiciens et d'électrotechniciens, connaît les longues discussions et controverses suscitées par le choix des systèmes d'unités.

Ces controverses se concentrent dans leur grande majorité sur les dimensions de la constante d'influence électrique ϵ et de la perméabilité magnétique μ , ou plus généralement sur le choix entre les systèmes à 3 et ceux à 4 grandeurs fondamentales. Ces questions sont d'une grande importance didactique à notre époque de transition (passage des systèmes du premier type à ceux du second).

Un écueil auquel achoppent de nombreux débutants est, d'une part de concevoir une différence de nature (dimension) dans le vide des vecteurs induction et champ, et de l'autre la communauté de nature dans la matière de l'intensité de polarisation et de l'induction qui la provoque.

Il paraît regrettable à l'auteur qu'il puisse ne subsister dans l'esprit que l'idée d'un jeu purement conventionnel sur des unités, ce en dépit des efforts faits pour montrer qu'induction et champ se définissent dans la réalité par des expériences de nature différente. Il pense qu'on peut obvier à cette fâcheuse conséquence en faisant appel à des exemples de domaines familiers où s'introduisent nécessairement et tout naturellement des grandeurs non identiques symbolisant des *aspects différents d'un seul état bien déterminé* d'un milieu; subsidiairement, les obscurités quant aux dimensions et unités y afférentes n'y apparaissent pas.

Un premier exemple, le plus immédiat, serait la distinction classique entre densité, masse et poids spécifique. Mais il en est un autre, dérivant du même ordre mécanique d'idées, et qui est beaucoup plus parlant, celui des vecteurs vitesse ($\vec{v}$) et densité massique de débit ($\vec{m}$) *en un point d'un écoulement fluide*.

Ils sont liés par la relation bien connue $m = \rho v$ où ρ désigne la masse spécifique. Dans un régime permanent, m satisfait l'équation de continuité (flux conservatif) tandis que v ne jouit de la même propriété que pour un fluide incompressible. On reconnaît d'emblée la parenté formelle respectivement avec $\vec{B}$ et $\vec{H}$ du magnétisme si l'on considère μ comme uniforme ou non uniforme. m et v , comme B et H sont des vecteurs décrivant bien deux aspects différents d'un même état, et exprimés formellement par des dimensions différentes; et l'on peut choisir les unités en sorte que $\rho = 1$ pour un milieu déterminé.

Cela implique diverses concrétisations, telles celles-ci:

Un gaz circule dans un canal de section constante, une cloison poreuse est interposée normalement sur son passage en sorte qu'elle introduise une *discontinuité de pression et de densité*; on a alors

$$v_1/v_2 = \varrho_2/\varrho_1,$$

relation correspondant fidèlement à

$$H_1/H_2 = \mu_2/\mu_1,$$

valable au passage de deux milieux aimantés différant par leur perméabilité.

Pour définir la mesure d'inductions et de champs, on invoque fréquemment des couples ou forces exercés localement sur des aimants et des électrons au repos ou en mouvement. Dans un champ hydrodynamique, on pourrait recourir aux expériences de principe suivantes: la *force* exercée sur une petite boule en régime laminaire proportionnelle à *la vitesse*, pour fixer cette grandeur; puis le *couple* qui s'appliquerait à une petite hélice, lequel croît avec le produit *qv* pourrait définir le *vecteur m* (correlations respectives avec champ et induction).

Zur Theorie des Funkeleffektes

von E. und J. SCHAFFHAUSER (Fribourg-Saarbrücken).

Die mit Elektronenröhren erzielbare maximale Verstärkung ist durch Störeffekte begrenzt. Wohl der bekannteste davon ist der Schroteffekt, der bei allen Röhren auftritt. Er ist dadurch gekennzeichnet, dass das mittlere Stromschwankungsquadrat bis zu sehr hohen Frequenzen nur von der Bandbreite, nicht aber von den absoluten Grenzen des Frequenzintervalles abhängig ist. Die Entstehung des Schroteffektes ist auf die quantenhafte Struktur der elektrischen Ladung zurückzuführen. Bei der Verstärkung tiefer Frequenzen unterhalb von ca. 10^4 Hz, insbesondere auch bei Gleichspannungsverstärkung, tritt ein neuer Effekt auf, der den Schroteffekt um mehrere Größenordnungen übersteigen kann. Dieser sogenannte normale Funkeleffekt wird durch Vorgänge in der Kathode verursacht und tritt bei allen Röhren auf, deren Kathoden nicht aus reinen Metallen bestehen, hauptsächlich aber bei den Oxydkathoden. Das mittlere Stromschwankungsquadrat nimmt beim Funkeleffekt mit abnehmender Frequenz zu, und zwar etwa proportional zu $1/\omega^1$.

Die ersten theoretischen Überlegungen zur Erklärung dieses Effektes stammen von JOHNSON und SCHOTTKY²⁾, stimmen aber mit den Messungen nicht überein. Eine bessere Annäherung an die Messergebnisse erreichte MACFARLANE mit seiner 1947 publizierten Theorie³⁾. In allen Arbeiten fällt auf, dass den Halbleitereigenschaften der Oxydkathoden zu wenig Rechnung getragen wird, dass insbesondere die Abhängigkeit der gesamten Austrittsarbeit von der Aktivierungsenergie und die Variation der letzteren mit der Störstellenkonzentration gar nicht berücksichtigt wurden. Wir haben nun versucht, unter Berücksichtigung dieser Faktoren eine neue Theorie des Funkeffektes herzuleiten. Unsere Theorie liefert für das mittlere Stromschwankungsquadrat in Abhängigkeit von der Frequenz einen Anstieg mit $1/\omega$, was mit den neueren Messungen gut übereinstimmt.

Die Existenz einzelner, scharf abgegrenzter Emissionszentren wird durch Unebenheiten auf der Kathodenoberfläche, welche Änderungen der Feldstärke und dadurch Änderungen der Austrittsarbeit längs der Kathodenoberfläche verursachen, erklärt.

Die zeitlichen Schwankungen des Emissionsstromes werden auf Schwankungen der Austrittsarbeit zurückgeführt. Änderungen der gesamten (inneren und äusseren) Austrittsarbeit werden, wie bereits erwähnt, sowohl durch Änderungen der Aktivierungsenergie als auch durch Schwankungen der Feldstärke an der betreffenden Stelle der Kathodenoberfläche hervorgerufen, wobei sowohl die Änderung der Aktivierungsenergie als auch diejenige der Feldstärke durch Änderung der Störstellenkonzentration verursacht wird. Es lassen sich somit die zeitlichen Schwankungen des Emissionsstromes auf zeitliche Variationen der Störstellenkonzentration auf der Kathodenoberfläche zurückführen.

Zur Berechnung der spektralen Energiedichte des mittleren Stromschwankungsquadrates gehen wir von einem Satz von N. WIENER⁴⁾ aus, nach welchem sich die spektrale Energiedichte in der Form darstellen lässt:

$$R(\omega) = 4 \int_0^{\infty} f(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau, \quad (1)$$

wobei die Korrelationsfunktion $f(\tau)$ durch den folgenden Mittelwert bestimmt ist:

$$f(\tau) = \overline{\Delta j(t) \Delta j(t+\tau)}, \quad (2)$$

wenn wir mit $\Delta j(t)$ die Stromschwankung zur Zeit t bezeichnen.

Wir berechnen sie aus der folgenden Beziehung:

$$\Delta j(t) = j_0 a(N(t) - N_0). \quad (3)$$

Hierin bedeuten:

$N(t)$ die Anzahl Fremdatome auf der Kathodenoberfläche pro Flächeneinheit zur Zeit t ;

N_0 die mittlere Anzahl Fremdatome pro Flächeneinheit auf der Kathodenoberfläche;

j_0 den mittleren Strom.

Berücksichtigen wir noch, dass die Anzahl Fremdatome, die sich nach der Zeit $t + \tau$ in einem bestimmten Bereich der Kathodenoberfläche befinden, sich aus der Anzahl der Fremdatome, die zur Zeit t dort waren, nach dem folgenden Gesetz berechnen lassen:

$$N(t + \tau) = N(t) e^{-\alpha\tau} \quad (4)$$

mit

$$\alpha = \alpha_0 e^{-\frac{E}{kT}}$$

wobei E die Aktivierungsenergie an der betreffenden Stelle bedeutet, so erhalten wir für die Korrelationsfunktion $f(\tau)$ den Wert:

$$f(\tau) = j_0^2 a^2 N_0 e^{-\alpha\tau}. \quad (5)$$

Durch Einsetzen dieses Ausdruckes in die Gleichung (1) lässt sich nun die spektrale Energiedichte des mittleren Stromschwankungsquadrates eines Bereiches der Kathodenoberfläche, in welchem die Aktivierungsenergie den konstanten Wert E_i hat, berechnen.

Bezeichnen wir diesen infinitesimalen Bereich mit $dF(E_i)$, so ist die spektrale Energiedichte des mittleren Stromschwankungsquadrates in bezug auf die gesamte Kathodenoberfläche durch ein Stieltjes-Integral der Form:

$$\int_0^\infty R(\omega, E) dF(E)$$

darstellbar. Die approximative Auswertung dieses Stieltjes-Integrales ergibt den Wert:

$$\text{const. } j_0^2 \frac{T}{\omega}.$$

Damit ist:

$$j^2(t) \sim j_0^2 \frac{T}{\omega}.$$

Wir erhalten also mit abnehmender Frequenz einen Anstieg des mittleren Stromschwankungsquadrates proportional zu $1/\omega$ sowie

einen Anstieg proportional mit dem Quadrat des mittleren Stromes und ferner eine Temperaturabhängigkeit, die ebenfalls mit den Messungen¹⁾ gut übereinstimmt.

Ausführliche Publikation folgt.

Literatur.

- 1) H. ROTHE und W. KLEEN, Elektronenröhren als Anfangsstufen-Verstärker, Leipzig 1948.
- 2) W. SCHOTTKY, Phys. Rev. **28**, 74 (1926).
- 3) G. MACFARLANE, Proc. Phys. Soc. **59**, 366 (1947).
- 4) N. WIENER, Acta Math. **55**, 117 (1930).

Über ein Kristall-Dioden-Wattmeter für Mittelfrequenz

von H. KÖNIG und G. ZINSLI (Bern).

Elektrolumineszenz-Effekte in nicht-sinusförmigen Feldern

von F. MATOSSİ und S. NUDELMAN

(Naval Ordnance Laboratory, White Oak, Maryland, USA.).

Ein ZnS(Cu, Pb)-Phosphor in Gestalt einer Sylvania-Lampe wurde elektrischen Wechselfeldern verschiedener Form ausgesetzt. Das durch das Feld erregte Lumineszenzleuchten wurde oszillographisch gleichzeitig mit dem Feldverlauf beobachtet, und zwar getrennt für die grüne und blaue Lumineszenz. Aus den Oszillogrammen lassen sich folgende Regeln für den zeitlichen Ablauf des Leuchtens ablesen:

a) Wenn das äussere Feld von Null aus anwächst, beginnt die Ausbeute bis zu einem Maximum zu steigen, um dann allmählich abzufallen. Höhe des Maximums, Geschwindigkeit des Anstiegs und Abfalls hängen vom Verlauf des Feldes und von der Zeit zwischen zwei Feldwechseln ab.

b) Wenn das äussere Feld abnimmt, nachdem es einige Zeit wirksam war, wird für die grüne Bande ein scharfes Maximum beobachtet, dessen Intensität und Schärfe mit der Schnelligkeit der Feldänderung zunehmen.

c) Die für Rechteckfelder genauer ausgemessenen Abklingkurven folgen keinem einheitlichen Gesetz, jedoch scheint ein Potenzgesetz für einen grösseren Zeitbereich zuzutreffen. Die natürliche Abklingung (ohne Feld) folgt Exponentialgesetzen mindestens für die blaue Bande. Die grüne Abklingung im Feld ist schneller als die natürliche, die blaue langsamer. Für längere Zeiten gleicht sich die grüne Abklingung der natürlichen an.

d) Erfolgt Feldwechsel zu den Zeiten $t = 0$ und $t = t_1 \leq T/2$ ($T = \text{Periode}$), so erfolgt im Blau ein Intensitätssprung von jedesmal gleicher Höhe solange $t_1 > 2 \text{ msec}$. Für kleinere Werte von t_1 wird der Sprung zur Zeit t_1 kleiner. Im Grün erhöht sich die Intensität jedesmal derart, dass die gleiche absolute Höhe erreicht wird.

Wir nehmen an, dass das blaue Leuchten einer Anregung innerhalb eines Zentrums entspricht, wobei nur relativ wenig Zentren angeregt werden, die schnell wieder aufgefüllt werden. Das effektive Feld nimmt infolge von Raumladungen ab, die sich innerhalb 2 msec ausbilden. Das Feld dieser Ladungen verstärkt das effektive Feld im Moment des Feldwechsels. Es sind immer genügend Zentren zur Anregung verfügbar, daher gleicher Intensitätssprung. Für kürzere Zeiten als 2 msec wird das effektive Feld beim Feldwechsel schwächer.

Das grüne Leuchten wird als das Resultat von wenigstens zwei Feldeffekten aufgefasst, Anregung von Elektronen in das Leitungsband und feldinduzierte strahlungslose Übergänge, wie sie auch zur Deutung der Feldeffekte in einem dauernd UV.-erregten Phosphor herangezogen wurden¹⁾. Diese Übergänge lassen die Ausbeute schneller abklingen als ohne Feld. Wenn das effektive Feld abgeklungen ist, wird der Verlauf der Intensität sich dem natürlichen annähern. Die Anregung erfolgt mit hohem Wirkungsgrad, die Zentren füllen sich aber nur langsam auf. Daher sind bei Neuankregung nur wenig anregbare Zentren verfügbar, diese werden aber praktisch alle erregt. Die Intensität steigt zur gleichen Höhe an. Abnahme des äusseren Feldes, nachdem das effektive abgeklungen ist, macht die Raumladungen für Übergänge zum Grundband frei, was das unter b) erwähnte Maximum hervorruft.

Steuerung von Glimmtrioden mit kleinsten Strömen

von E. MEILI (Küsnacht/ZH).

Normalerweise wird eine Kaltkathodentriode wie folgt betrieben: An Anode und Kathode wird über einen Begrenzungswiderstand eine feste Anodenspannung gelegt, deren Wert zwischen der Zündspannung und der Brennspannung dieser Strecke liegt. Zu einer solchen Anodenspannung gehören zwei stabile Betriebszustände, nämlich vollständige Sperrung oder Glimmentladung. Die Überleitung vom Sperrzustand in den Entladungszustand erfolgt durch Zünden einer Hilfsentladung zwischen der Steuerelektrode und der

¹⁾ F. MATOSI, Naturwiss. **40**, 239 (1953).

Kathode. Bei hinreichend starker Steuerentladung wird die Hauptstrecke so weit vorionisiert, dass für die angelegte Anodenspannung die Selbständigkeitsbedingungen erfüllt sind, d. h. die Hauptstrecke zündet und brennt dann von selbst weiter. Die üblichen Gastrioden können mit Steuerströmen von etwa $5\text{--}100\ \mu\text{A}$ gezündet werden. Eine wesentliche Steigerung der Stromempfindlichkeit ist durch Variation von Gasdruck, Gasart und Geometrie nicht mehr möglich. Dagegen gelingt es, durch Erzeugung von Kippentladungen im Steuerkreis ganz enorme Empfindlichkeitssteigerungen zu erreichen. Statt den Steuerstrom direkt durch die Steuerentladungsstrecke zu leiten, lädt man damit vorerst einen kleinen Kondensator auf, der parallel zur Steuerstrecke geschaltet ist. Erst wenn die Spannung am Kondensator den Wert der Zündspannung erreicht, zündet die Steuerstrecke, worauf sich eine stromstarke Stossentladung über die Steuerstrecke ausbildet. Die Stärke dieser Kippentladung kann den Aufladestrom um viele Zehnerpotenzen übersteigen. Es ist dies nichts anderes als ein normaler RC-Glimmoszillator. Während bei normalen RC-Glimmoszillatoren wenig Schwierigkeiten auftreten, ist das Problem hier sehr viel komplizierter, da man es mit ganz andern Größenordnungen zu tun hat: Aufladeströme hinunter bis $10^{-11}\ \text{A}$ und Kippkapazitäten von $5\text{--}50\ \text{pF}$. Die Hauptschwierigkeiten sind:

1. Die Isolation der Steuerelektrode muss sehr vollkommen sein und etwa $10^{13}\ \Omega$ betragen. Überdies muss auch die Gasstrecke unterhalb der Zündspannung hinreichend sperren. Da aber schon unterhalb der Zündspannung jedes Zufallselektron eine Lawine auslöst, und diese Vorentladungen dem Aufladestrom entgegenwirken, muss durch sorgfältige Abschirmung der Röhre gegen Licht und eventuell auch gegen radioaktive Strahlung das Auftreten von Zufallselektronen auf ein Minimum reduziert werden. Ferner müssen zwecks Kleinhaltung des Vorstromes die Abmessungen der Steuerentladungsstrecke möglichst klein gewählt werden.

2. Selbst wenn sich der Kondensator auf die Zündspannung aufladen kann, tritt nicht notwendigerweise eine stromstarke Kippentladung auf. Die Ursache hiefür liegt im relativ langsamen Aufbau einer Gasentladung. Wenn das Hinuntergleiten längs der fallenden Charakteristik zu langsam erfolgt, sinkt die Spannung am Kondensator rasch unter die Spannung, für welche die Selbständigkeitsbedingungen erfüllt sind, und die Entladung reisst vorzeitig ab. Es entstehen dann nur ganz stromschwache Kippentladungen. Die Bedingungen für vollständiges Durchkippen bis zur Glimmbrennspannung sind: Rasche Aufbauzeit und steile Anfangscharakteristik. Er-

reicht wird dies durch eine kurze Entladungsstrecke (kurze Laufzeit der Ionen), ferner durch kleine Querdimensionen des Entladungsraumes (hohe spezifische Stromdichte bei kleinen Stromwerten).

3. Zur Erzielung einer starken Raumionisation muss die Differenz zwischen Zünd- und Brennspannung hinreichend gross sein. Dies kann durch geeignete geometrische Ausbildung der Elektroden zusammen mit einem relativ hohen Gasdruck erzielt werden.

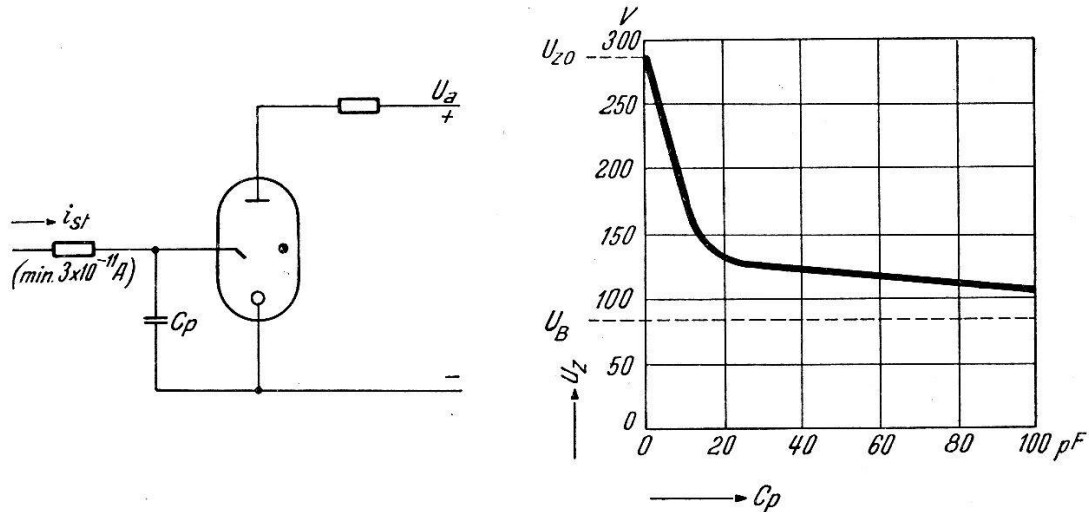


Fig. 1.

Schaltung und Steuercharakteristik. C_p Kippkapazität, U_z Anodenzündspannung, U_{z0} Anodenzündspannung ohne Steuerstrom, U_B Brennspannung, i_{st} äusserer Steuerstrom.

Die oben erwähnten Forderungen werden recht gut durch folgende Anordnung erfüllt: Die Steuerelektrode ist als dünne Drahtspitze dicht vor der Kathode ausgebildet. Dadurch haben wir a) kleine Querdimensionen des Entladungsraumes, also wenig Zufallselektronen, b) hohe spezifische Stromdichte bei kleinen Strömen, also steil fallende Anfangscharakteristik, c) kurze Ionenlaufzeiten, also rascher Aufbau, d) hohe Differenz zwischen Zünd- und Brennspannung.

Das Gas bzw. die Gasmischung ist so zu wählen, dass der Entladungsaufbau vorwiegend durch rasche Elementarprozesse bestimmt ist, insbesondere dürfen die langsamen Ionisierungsprozesse, bei denen metastabil angeregte Atome beteiligt sind, keinen entscheidenden Anteil aufweisen. Ferner sind die Röhren mit einem relativ hohen Gasdruck zu füllen, was alle Faktoren, nämlich Steilheit der Anfangscharakteristik, Aufbauzeit und Differenz Zünd- bis Brennspannung, günstig beeinflusst.

Bei zweckmässiger Ausbildung der Röhren gelingt es, zuverlässige Steuerung mit Kapazitäten von 10–50 pF bei minimalen Steuerströmen von etwa $3 \cdot 10^{-11}$ A zu erreichen, was einem Gewinn ge-

genüber normalen Glimmrelais von 5–6 Zehnerpotenzen entspricht. Die Grenze der Stromempfindlichkeit ist gegeben durch die nicht zu vermeidenden Vorentladungen zufolge Einzellawinen von Zufallselektronen.

Da der wirksame Steuerstrom praktisch nicht mehr vom äusseren Steuerstrom (Aufladestrom des Kondensators) abhängt, sondern nur noch durch die Grösse der Kippkapazität gegeben ist, erhält man die Steuercharakteristik einer solchen Röhre durch Bestimmung der minimalen Kippkapazität für Zündung der Hauptstrecke in Funktion der angelegten Anodenspannung. Fig. 1 zeigt die Schaltung sowie die Steuercharakteristik einer derartigen Gastriode.

Messung des Hall-Effekts in zirkularen Magnetfeldern

von G. BUSCH und R. JAGGI (ETH., Zürich).

Die Messung des Hall-Effekts lässt sich ebenso wie in axialen oder radialen¹⁾ Magnetfeldern auch mit Hilfe des zirkularen Feldes eines stromführenden zylinderförmigen Leiters durchführen.

Als erstes wollen wir eine Probe betrachten, die sich in dem äusseren Magnetfeld eines vom Strom J_0 durchflossenen geraden Drahtes befindet. In der Probe fliesse ein zu J_0 paralleler Strom $J_1 \ll J_0$ der Dichte j_z , sie habe den Querschnitt F und sei seitlich durch Zylinderflächen mit J_0 als Achse und den Radien r_i bzw. r_a begrenzt. Es entsteht eine radiale Hall-Feldstärke

$$E_r = \mu_0 R j_z H_\varphi = \mu_0 R \cdot \frac{J_1}{F} \cdot \frac{J_0}{2\pi r} \quad (1)$$

(μ_0 = Induktionskonstante, R = Hall-Konstante, r = Radius)

und eine Hall-Spannung zwischen den Seitenflächen

$$V = -\frac{\mu_0 R}{2\pi} J_0 J_1 \frac{\ln r_a/r_i}{F}. \quad (2)$$

Diese Methode ist sehr anpassungsfähig: Für J_0 und J_1 können Gleich- oder Wechselströme Verwendung finden, bei verschiedener Frequenz derselben treten dann Hall-Spannungen der Summen- und Differenzfrequenz auf; auch ballistische Messungen sind möglich. Ferner kann noch über den Probenquerschnitt F verfügt werden, beispielsweise wäre für eine dünne Platte der Dicke d in der gleichen Ebene wie J_0 in (2) zu setzen

$$F = d(r_a - r_i),$$

für einen Hohlzylinder

$$F = \pi(r_a^2 - r_i^2).$$

Weiter sei darauf aufmerksam gemacht, dass auch das *innere* Magnetfeld in einem stromdurchflossenen Zylinder einen Hall-Effekt erzeugt²⁾. Hat der axiale Strom J die Dichte j_z , so beträgt dessen Eigenmagnetfeld

$$H_\varphi = \frac{1}{2} j_z r ;$$

damit ergibt sich analog (1) eine Hall-Feldstärke

$$E_r = \frac{\mu_0 R}{2} j_z^2 r \quad (3)$$

und zwischen der Achse und dem Mantel des Zylinders vom Radius r_a eine Eigen-Hall-Spannung

$$V = - \frac{\mu_0 R}{4} j_z^2 r_a^2 = - \frac{\mu_0 R}{4 \pi^2} \frac{J^2}{r_a^2} . \quad (4)$$

Diese ist proportional J^2 ; benützt man Wechselstrom, so erhält man neben einer Hall-Gleichspannung eine Hall-Wechselspannung der doppelten Primärfrequenz. Darauf aufbauend haben wir ein einfaches Verfahren zur Messung des Hall-Effekts ohne äusseres Magnetfeld entwickelt, über das wir demnächst ausführlich berichten werden.

Die angeführten, mit zirkularen Magnetfeldern arbeitenden Methoden sind dann angebracht, wenn die Anwendung anderer Felder Schwierigkeiten bereitet, insbesondere bei extremen Temperaturen. Als Vorteil sei noch erwähnt, dass die Messung von magnetischen Feldstärken entfällt, die hier auf die Bestimmung von Strömen und geometrischen Grössen zurückgeführt ist.

Literatur.

- ¹⁾ A. PERRIER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 469 (1952); W. J. POPPELBAUM, *Helv. Phys. Acta* **26**, 567 (1953).
- ²⁾ W. VAN B. ROBERTS, *Phys. Rev.* **24**, 532 (1924). Den Hinweis auf diese Publikation verdanken wir Herrn W. J. POPPELBAUM.

Elektrische Leitfähigkeit von Mischkristallen intermetallischer Verbindungen

G. BUSCH und U. WINKLER (ETH., Zürich).

In den vergangenen Jahren wurde die Mischkristallbildung von Halbleitern mit geringen Zusätzen von Störatomen untersucht. Bekanntlich beeinflussen diese Fremdatome nach Menge und Art (Akzeptoren, Donatoren) die physikalischen Eigenschaften eines Halb-

leiters bei tiefen Temperaturen, im sogenannten Störleitungsgebiet. Mit Ausnahme einer Verkleinerung des Eigenleitungsbereiches haben jedoch kleine Zusätze von Störatomen keinen Einfluss auf die für den reinen Halbleiter charakteristischen Eigenschaften im Eigenleitungsgebiet. Die Mischkristalle bildenden, eingelagerten oder substituierenden Fremdatome erzeugen zwar eine Gitterdeformation, die jedoch die physikalischen Eigenschaften des betreffenden Halbleiters weit weniger beeinflusst als die Valenzverschiedenheit, d.h. die Donatoren- bzw. Akzeptorenwirkung.

Eine grundsätzlich neue Frage wirft die Mischkristallbildung zweier oder mehrerer isomorpher oder isotyper Halbleiter auf. Das Gitter wird durch die Substitutionsmischkristallbildung aufgeweitet oder kontrahiert, was im quantenmechanischen Modell eine Verbreiterung oder Verschmälerung der Energiebänder bedeutet, insbesondere auch eine Variation des Abstandes zwischen Valenz- und Leitungsband. Mit der Konzentrationsänderung innerhalb einer Mischkristallreihe ist somit ein funktionaler Verlauf der Aktivierungsenergie, der Freiheitszahlen und damit der Ladungsträgerkonzentrationen zu erwarten. Beispielsweise bilden Silizium und Germanium eine lückenlose Mischkristallreihe¹⁾. Vergleicht man die Aktivierungsenergien für die Eigenleitung (Ge: 0,76 eV; Si: 1,12 eV²⁾) oder die Beweglichkeiten (Ge: $b_E = 3500$, $b_L = 1700$; Si: $b_E = 300$, $b_L = 100$ cm²Volt⁻¹sek⁻¹ bei $T = 295^\circ\text{K}$ ³⁾), so darf man aus Untersuchungen an der Mischkristallreihe Silizium-Germanium wertvolle Rückschlüsse auf den Leitungsmechanismus erwarten.

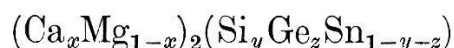
Ein weiterer, allerdings komplizierterer Fall als die Mischkristallbildung zwischen zwei elementaren Halbleitern ist die Mischkristallbildung zwischen isomorphen, intermetallischen Verbindungen nichtmetallischer Struktur. Sind $A_m A_n'$, $B_m B_n'$, ..., $Z_m Z_n'$ intermetallische Verbindungen und Mischkristallbildner, dann lautet die Formel für den allgemeinen Mischkristall:

$$(A_{x_1} B_{x_2} \dots Z_{x_p})_m (A'_{y_1} B'_{y_2} \dots Z'_{y_q})_n,$$

wobei die x_i und y_i die Molbrüche bedeuten:

$$\sum_{i=1}^p x_i = 1 \quad \sum_{k=1}^q y_k = 1.$$

Beispielsweise kristallisieren die Verbindungen Mg_2Si , Mg_2Ge , Mg_2Sn im Antifluoritgitter^{4) 5)}, überdies kann das Magnesium teilweise durch Kalzium ersetzt werden, so dass sich in beschränkten Bereichen Mischkristalle vom Typus



bilden.

Die vorliegende Untersuchung beschränkt sich vorläufig auf das ternäre System Magnesium-Germanium-Zinn mit der Mischkristallformel



Die Herstellung der Proben erfolgte aus spektralreinen Substanzen durch unmittelbares Zusammenschmelzen der reinen Komponenten in speziellen Hochfrequenzdrucköfen. Als Tiegelmaterial diente reiner Graphit, als Schutzatmosphäre gereinigtes Argon mit ca. 2 atü Druck. Der Erstarrungsvorgang sowie die nachfolgende Hitzebehandlung (Temperung) wurden so gesteuert, dass wir an Stelle von Zonen- oder Schichtkristallen homogene Proben erhielten, was wir mit Hilfe von Schliffbildern überprüften. Da die Mischkristallbildung zwischen Mg_2Ge und Mg_2Sn für unsere Untersuchung von grundsätzlicher Bedeutung ist, haben wir in Ermangelung des Zustandsdiagrammes von einigen Proben Röntgenaufnahmen nach dem Pulververfahren von DEBYE-SCHERRER aufgenommen. Für die Gitterkonstanten des Antifluorittypus der reinen binären Verbindungen erhielten wir folgende Werte:

$$\text{Mg}_2\text{Si} \quad 6,338 \pm 0,002 \text{ \AA}$$

$$\text{Mg}_2\text{Ge} \quad 6,378$$

$$\text{Mg}_2\text{Sn} \quad 6,750$$

Die Literaturwerte für diese Verbindungen schwanken von Autor zu Autor innerhalb 1%, was wahrscheinlich auf eine ungenügend reine Darstellung der Verbindungen zurückzuführen ist.

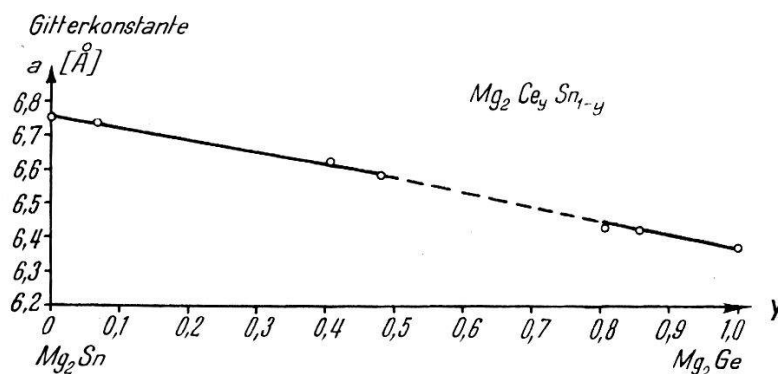


Fig. 1.

Gitterkonstante (a) in Funktion des Mischkristallverhältnisses Mg_2Ge und Mg_2Sn .

Fig. 1 zeigt die Gitterkonstanten in Funktion des Mischkristallverhältnisses y für $\text{Mg}_2(\text{Ge}_y\text{Sn}_{1-y})$. Proben mit den Verhältnissen $y = 0,4$ bis $y = 0,8$ zeigen eine Verbreiterung und Aufspaltung der Linien⁶⁾, was eine Mischungslücke vermuten lässt. Dagegen tritt eine Gitterdeformation infolge Mischkristallbildung beidseitig an den Rändern der reinen binären Verbindungen auf.

Die elektrische Leitfähigkeit wurde nach einer Wechselstromkompensationsmethode⁷⁾ ermittelt. Fig. 2 zeigt die Leitfähigkeitswerte innerhalb der Eigenleitungsbereiche in Funktion der absoluten Temperatur, des Mischkristallverhältnisses bzw. des Mischungsverhältnisses y . Die unmittelbar aus den Steigungen dieser

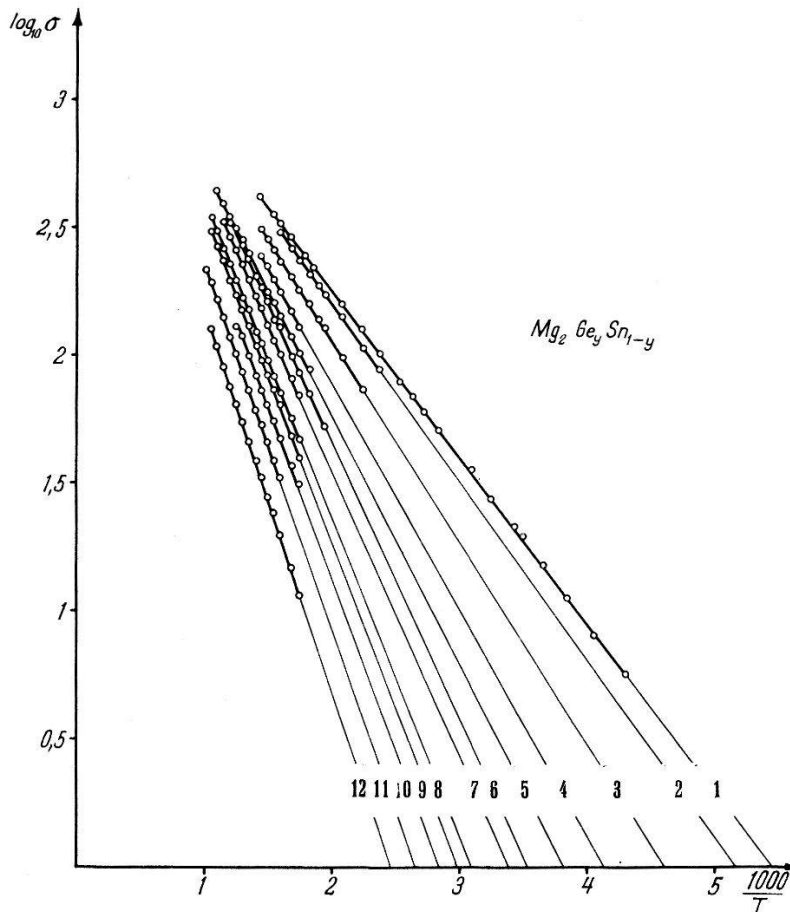


Fig. 2.

Elektrische Leitfähigkeit in Funktion der Temperatur und des Mischkristallverhältnisses y .

Leitfähigkeitsgeraden ermittelten Aktivierungsenergien ΔE_σ betragen für Mg_2Ge 0,57 eV und für Mg_2Sn 0,26 eV⁸⁾. Der Index σ soll angeben, dass für die Eigenleitung ein Leitfähigkeitsgesetz von der Form:

$$\sigma = A \cdot e^{-\frac{\Delta E_\sigma}{2kT}}$$

angenommen wurde. Unter Berücksichtigung, dass das $T^{-3/2}$ -Gesetz der Beweglichkeiten von SEITZ⁹⁾ für rein thermische Streuung und kovalente Bindung für diese Verbindungen nicht erfüllt ist, muss die Leitfähigkeit durch

$$\sigma = B \cdot T^{\left(\frac{3}{2} - a\right)} \cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

dargestellt werden. Um die Aktivierungsenergie ΔE zu bestimmen,

muss daher an Stelle von $\log \sigma$ richtigerweise $\log (T^{(a-3/2)} \cdot \sigma)$ in Funktion von $1/T$ aufgetragen werden. Der Exponent a muss durch eine zweite Messung einer Relaxationszeit abhängigen Grösse (z. B. des Hall-Effektes; aus $R \cdot \sigma$) bestimmt werden. Die in Fig. 3 aufge-

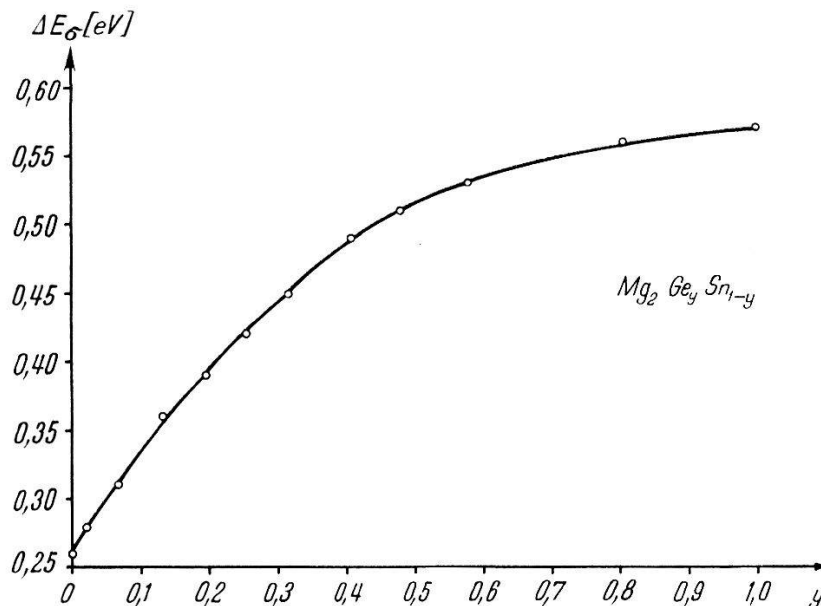


Fig. 3.

Aktivierungsenergie (ΔE_σ) der Eigenleitung in Funktion des Mischkristallverhältnisses y .

tragenen Aktivierungsenergien ΔE_σ werden entsprechend diesem Sachverhalt nach Bestimmung des Exponenten (oder der Funktion) a noch etwas vergrössert werden müssen¹⁰⁾. Tabelle 1 zeigt die Zusammenstellung der experimentellen Resultate.

Tabelle 1. Experimentelle Daten.

Probe Nr.	Gew. % Mg ₂ Ge	Gew. % Mg ₂ Sn	At. % Mg	At. % Ge	At. % Sn	Molbr. y	ΔE_σ eV	Gitter- konst. a Å	Mengen- konst. log A
1	0	100	66,67	0	33,33	0,000	0,26	6,750	3,56
2	2	98	66,67	0,92	32,41	0,028	0,28	—	3,60
3	5	95	66,67	2,26	31,07	0,068	0,31	6,737	3,63
4	10	90	66,67	4,43	28,90	0,133	0,36	—	3,72
5	15	85	66,67	6,53	26,80	0,196	0,39	—	3,73
6	20	80	66,67	8,54	24,80	0,256	0,42	—	3,82
7	25	75	66,67	10,52	22,81	0,316	0,45	—	3,82
8	33,3	66,7	66,67	13,60	19,73	0,408	0,49	6,628	3,84
9	40	60	66,67	16,00	17,33	0,480	0,51	6,580	3,83
10	50	50	66,67	19,33	14,00	0,580	0,53	—	3,81
11	75	25	66,67	26,82	6,51	0,805	0,56	6,429	3,78
12	100	0	66,67	33,33	0	1,000	0,57	6,373	3,66

Wir möchten mit der theoretischen Deutung dieser experimentellen Resultate zuwarten, bis Messungen anderer elektrischer und magnetischer Grössen vorliegen.

Literatur und Anmerkungen.

- 1) E. JAENECKE, Kurzgefasstes Handbuch aller Legierungen. Heidelberg 1949. S. 60.
- 2) D. A. WRIGHT, Semi-Conductors. London 1950. S. 42.
- 3) W. SHOCKLEY, Electrons and Holes in Semiconductors. 2. Aufl. New York 1951. S. 334.
- 4) EWALD und HERMANN, Strukturbericht 1913—28. S. 148, 229, 567.
- 5) G. F. WINKLER, Struktur und Eigenschaften der Kristalle. Göttingen 1950. S. 80.
- 6) G. MASING, Handbuch der Metallphysik. Bd. I. Leipzig 1935. S. 33.
- 7) G. BUSCH und U. WINKLER, Wechselstrom-Leitfähigkeitsmessgerät. Helv. Phys. Acta **26**, 390 (1953).
- 8) G. BUSCH und U. WINKLER, Elektrische Leitfähigkeit und Hall-Effekt intermetallischer Verbindungen, Helv. Phys. Acta **26**, 395 (1953).
- 9) F. SEITZ, Phys. Rev. **73**, 549 (1948).
- 10) Die Ermittlung der wahren Aktivierungsenergie möchten wir an der intermetallischen Verbindung Mg_2Si erläutern:
 $\Delta E_\sigma = 0,71 \text{ eV}$ (bestimmt aus der Steigung der Kurve $\log \sigma$ in Funktion von $1/T$),
 $\Delta E_R = 0,99 \text{ eV}$ (bestimmt aus der Kurve $\log R$ in Funktion von $1/T$; $R = \text{Hallkonstante}$).
 Aus dem Produkt $R \cdot \sigma$ für verschiedene Temperaturen sieht man, dass näherungsweise gilt: $b \sim T^{-a}$ ($b = \text{Beweglichkeiten}$), wobei der experimentelle Wert von a zwischen 2,5 und 2,6 liegt im Temperaturintervall 350° bis 800°C . Somit erhält man entsprechend den theoretischen Beziehungen⁸⁾:
 $\Delta E = 0,77 \text{ eV}$ (aus der Steigung der Kurve $\log(T \cdot \sigma)$ in Funktion von $1/T$),
 $\Delta E = 0,77 \text{ eV}$ (aus der Steigung der Kurve $\log(T^{3/2} \cdot R)$ in Funktion von $1/T$).
 Der wahre Wert der Aktivierungsenergie beträgt demnach 0,77 eV.

Möglichkeiten einer Beeinflussung der Charakteristik einer Cs-Sb-Photokathode

von N. SCHÄETI (ETH., Zürich).

Untersuchungen über den Dunkelstrom von Cs-Sb-Photokathoden mit Sekundärelektronenvervielfachern haben gezeigt, dass diese Kathoden nach Belichtung Nachwirkungserscheinungen zeigen, insbesondere eine erhöhte thermische Emission. Durch Zusatz fremder Elemente gelingt es, ohne wesentliche Veränderung der Empfindlichkeit der Cs-Sb-Kathode, diese Nachwirkungserscheinungen zu beeinflussen. Sie können wesentlich verringert werden.

Eine Darstellung erscheint demnächst in der ZAMP.

Trennung des 1,5-sec-Cl³⁴ vom isomeren 33-min-Cl^{34*}

von W. ARBER und P. STÄHELIN (ETH., Zürich).

Es war zu vermuten, dass die beiden Chloraktivitäten mit den Halbwertszeiten 33 min und 1,5 sec zu isomeren Zuständen des Isotops Cl³⁴ gehören¹⁾. Der Nachweis, dass das kurzlebige Isomer aus dem längerlebigen entsteht, ist uns mit Hilfe einer Szilard-Chalmers-Trennung gelungen.

Als Ausgangssubstanzen verwendeten wir organische Verbindungen, welche 33-min-Cl^{34*} enthielten. Beim isomeren Übergang kann

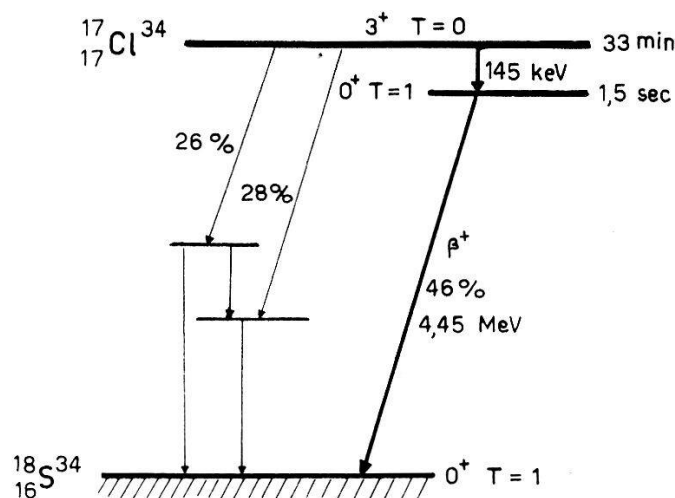


Fig. 1.

Zerfallsschema des Cl³⁴.

das Cl^{34*} durch Augerprozess mehrere Elektronen verlieren und sich dadurch aus dem Molekülverband lösen. Das so befreite Cl³⁴ wurde von der organischen Muttersubstanz getrennt und zu einem Zählrohr gebracht, wo sein Zerfall nachgewiesen werden konnte.

Wegen der kurzen Lebensdauer des einen Isomeres des Cl³⁴ sind viele der bekannten Isomerentrennungsmethoden nicht anwendbar. Es ist uns jedoch gelungen, die kurzlebige Aktivität auf zwei verschiedene Arten von der Ausgangssubstanz zu isolieren und damit die vermutete genetische Beziehung zwischen den beiden erwähnten Aktivitäten zu bestätigen.

In einem ersten Trennungsverfahren wurde gasförmiger Tetrachlorkohlenstoff von 80°C, welcher 33-min-Cl^{34*} enthielt, verwendet. Das beim isomeren Übergang freigewordene Cl³⁴ wurde fortlaufend mit einem feinen Sprühregen von Wasser extrahiert. Das sofort zusammenfließende Wasser erreichte innert ca. 2 sec das

¹⁾ W. ARBER und P. STÄHELIN, *Helv. Phys. Acta* **26**, 433 (1953); P. STÄHELIN und P. PREISWERK, *Nuovo Cimento* **10**, 1219 (1953).

Zählrohr, wo die 4,45-MeV- β^+ -Strahlung des Cl^{34} nachgewiesen werden konnte. Der Untergrund, welcher von dem im Wasser gelösten und mitgespülten Tetrachlorkohlenstoff herrührte, wurde durch besondere Messungen ermittelt.

Eine zweite Trennungsmethode beruht auf der chemischen Affinität von freiem Chlor zu Metalloberflächen. Aus mehreren Lagen von feinem Cu-Sieb wurde ein Filter hergestellt und vor einem Zählrohr angeordnet. Durch dieses Filter wurde gasförmiges, 33-min- Cl^{34*} enthaltendes Äthylchlorid geleitet. Dabei blieb ein Teil des kurz vorher entstandenen 1,5-sec- Cl^{34} an der Cu-Oberfläche haften und dessen Zerfall wurde registriert. Als Vorratsbehälter für das Gas dienten zwei Polyäthylensäcke, zwischen welchen das Gas ständig hin- und hergepresst wurde. Bei langsamem Strömen wurde eine kleine Stosszahl am Zählrohr registriert, da nur ein kleiner Teil des in den Vorratsgefässen entstehenden 1,5-sec- Cl^{34} vor dem Zerfall das Zählrohr erreichte. Bei schnellem Strömen dagegen war die Stosszahl bedeutend höher, da ein grosser Teil des entstandenen Cl^{34} vor der β^+ -Emission bis zum Zählrohr gelangte. Die Abhängigkeit der Stosszahl von der Strömgeschwindigkeit bestätigte, dass es sich um eine Aktivität mit einer Halbwertszeit zwischen 0,5 und 3 sec handelt.

Die Aktivierung des Chlors durch $\text{Cl}^{35}(\gamma, n)\text{Cl}^{34}$ -Prozess erfolgte bei beiden Experimenten, indem direkt die organischen Ausgangssubstanzen am Betatron bestrahlt wurden. Eine der grössten Schwierigkeiten bestand darin, dass schon bei der Bestrahlung ein grosser Teil der entstehenden Cl^{34*} -Atome aus dem Molekülverband losgelöst wurde. Diese mussten vor unseren Versuchen vollständig aus der organischen Substanz entfernt werden, weil sie sonst die Messungen durch starken Untergrund gestört hätten. Die Reinigung erfolgte durch wiederholtes Auswaschen mit Wasser und Extraktion mit Metallfiltern. Es zeigte sich ferner, dass sich das als Gasbehälter verwendete Polyäthylen vorzüglich als Bindungsmittel für freies Chlor eignet.

Der Firma *Maxim AG.*, Fabrik für thermo-elektrische Apparate in Aarau, und der Eidg. Materialprüfungs- und Versuchsanstalt in Zürich danken wir bestens für das uns überlassene Material.

**Sources standard pour la mesure de l'activité absolue de préparations
contenant du phosphore-32 ou de l'iode-131**

par P. LERCH et L. PÉGUIRON (Lausanne).

Eine neue dekadische Zählröhre mit kalten Kathoden

von H. v. GUGELBERG (Maienfeld).

Es wird eine neue dekadische Gasentladungszählröhre mit einem Zählring aus lauter unsymmetrischen Reinmolybdänkathoden beschrieben. Bei der Entwicklung der neuen Röhre wurden insbesondere folgende Bedingungen gestellt:

1. Das Zählresultat sollte von Auge direkt an der Röhre ablesbar und ausserdem bei Bedarf auch elektrisch in Form von Spannungen verfügbar sein. Die Leistung dieser Spannungen sollte nötigenfalls zur direkten Betätigung eines elektromechanischen Relais ausreichen, so dass z.B. bei Erreichen eines bestimmten Resultates gewisse Schaltvorgänge in einfacher Weise automatisch ausgelöst werden können.

2. Irgendeine, vielleicht an verschiedenen Röhren desselben Zählers ungleiche Zahl sollte nach vorheriger Einstellung durch Anlegen einer einzigen Spannung vorgewählt werden können.

3. Es wurde weitgehende Unabhängigkeit des Funktionierens von der Konstanz der Anodenspannung oder von der Form und Dauer der zu zählenden Impulse angestrebt.

4. Es wurde auf grösste Einfachheit der Schaltung bei minimalem Aufwand an äusseren Schaltelementen geachtet und die Röhre sollte eine hohe Lebensdauer aufweisen.

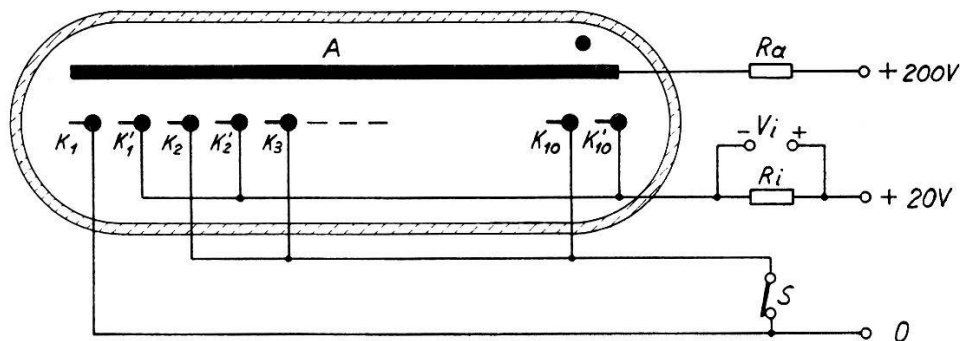


Fig. 1.

Dekadische Zählröhre mit unsymmetrischen Kathoden.

Diesen Anforderungen konnte am besten eine Kaltkathodenröhre mit einem Zählring aus lauter unsymmetrischen Kathoden gerecht werden. Die Entwicklung ging dabei von einem Prinzip aus, das erstmals in den Bell Telephone Laboratories, USA., angewendet wurde.

In unserer Figur ist die Röhre schematisch dargestellt, wobei der aus 20 Kathoden bestehende Zählring der Übersichtlichkeit halber als gerade Reihe gezeichnet wurde. Die Kathoden sind bei der ein-

fachsten Schaltung in je zwei Gruppen parallel miteinander verbunden, wobei immer eine Kathode der einen Gruppe mit einer Kathode der andern Gruppe abwechselt. Die Kathoden der einen Gruppe bezeichnen wir als Hauptkathoden K_1, K_2 usw. bis K_{10} ; sie sind am negativen Pol einer Gleichspannungsquelle angeschlossen. Die Gruppe der Hilfskathoden K_1', K_2' usw. bis K_{10}' liegt über den Widerstand R_i an einer positiven Spannung von z.B. 20 V. Die Anode endlich, ist über den Strombegrenzungswiderstand R_a mit dem positiven Pol der Spannungsquelle verbunden (+ 200 V). Beim Anlegen der Anodenspannung zündet eine der Hauptkathoden und durch kurzzeitiges Öffnen des Schalters S erreicht man, dass die erste Kathode K_1 zündet.

Von der jeweils gezündeten Kathode geht eine grosse Zahl von Ionen und Elektronen auf die benachbarten Entladungsstrecken über und erniedrigt deren Zündspannung. Durch geeignete Kathodenasymmetrie erreicht man ausserdem, dass die Zündspannungserniedrigung bei jener Kathode am grössten ist, welche in Zählrichtung auf die gezündete Kathode folgt. Wenn man daher parallel zum Widerstand R_i einen genügenden Spannungsimpuls anlegt, der die Spannung zwischen den Hilfskathoden und der Anode erhöht, springt die Entladung auf die nächste Hilfskathode in Zählrichtung über. Bei Wegnehmen der Impulsspannung springt sie aus denselben Asymmetriegründen wieder auf die nächste Hauptkathode in Zählrichtung und so macht die Entladung immer beim Anlegen und Wegnehmen der Impulsspannung einen Schritt.

Das maximale Zähltempo ist durch Ionisierungs- und Deionisierungszeiten begrenzt und hängt stark von der Bedeutung der metastabilen Atome für die Ionisierungsvorgänge in einem gegebenen Füllgas ab. Während im Labor mit unedlen Gasen Zählgeschwindigkeiten von bis zu 10^5 Impulsen pro Sekunde erreicht wurden, arbeiten die zur Zeit verfügbaren technischen Röhren mit Edelgasfüllung nur bis zu $3 \cdot 10^3$ Impulsen pro Sekunde.

Zur optischen Ablesung können die Glimmkathoden direkt durch entsprechende Löcher in der topfförmigen Anode beobachtet werden. Die Löcher sind den Hauptkathoden entsprechend numeriert. Falls elektrische Ablesung gewünscht wird, müssen Widerstände oder Relais in die einzelnen Zuleitungen der Hauptkathoden K_1 bis K_{10} geschaltet werden.

Durch Verwendung reiner Molybdänkathoden wurde eine sehr grosse Lebensdauer und Unempfindlichkeit gegenüber Überlastungen erreicht.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die neue Röhre bei grosser Zuverlässigkeit und Lebensdauer eine äusserst einfache, un-

kritische und auch für viele Zwecke anpassungsfähige Schaltung erlaubt. Man hofft, die Zählgeschwindigkeit mit der Zeit noch wesentlich zu steigern. Die Entwicklungsarbeiten wurden in der *Cerberus GmbH.*, Bad Ragaz, durchgeführt.

Absolutmessung von N_e und N_γ zur Bestimmung von Konversionskoeffizienten

VON J. BRUNNER, O. HUBER*), R. JOLY**) und D. MAEDER (ETH., Zürich).

Für die Bestimmung der Drehimpulsdifferenzen und Paritäten von Kernniveaus ist die Kenntnis der Konversionskoeffizienten α_K , α_L , ... der entsprechenden γ -Übergänge von grosser Bedeutung. Entsteht der zu untersuchende Kern als Folgeprodukt eines einfachen β -Zerfalls, so bestimmt man üblicherweise mit Hilfe des magnetischen β -Spektrometers das Verhältnis von N (Anzahl β -Zerfälle) zu N_e (Anzahl Konversionselektronen) und berechnet hieraus, z. B. für die Konversion in der K -Schale:

$$\alpha_K \equiv \frac{N_{eK}}{N_\gamma} = \frac{N_{eK}}{N - (N_{eK} + N_{eL} + \dots)} \quad (1)$$

Wenn aber ein komplexer β -Zerfall vorliegt, so ist eine genaue Kenntnis des Zerfallsschemas erforderlich, um α allein aus Messungen im β -Spektrometer bestimmen zu können. Zu der hierdurch bedingten Unsicherheit tritt noch folgende grundsätzliche Schwierigkeit, die allen jenen Methoden anhaftet, bei welchen man N_e mit der Anzahl der betreffenden Übergänge vergleicht: sobald $\alpha \gg 1$, so wird der Nenner in (1) als Differenz zweier fast gleich grosser Zahlen unbestimmt. In solchen Fällen ist es besser, direkt N_γ zu messen und mit N_e zu vergleichen, wozu wir folgende Methode ausgearbeitet haben: N_γ wird mit Hilfe des Szintillationsspektrographen, N_e im magnetischen Linsenspektrometer für ein und dasselbe Präparat absolut bestimmt.

Für die Messung der *unkonvertierten Strahlung* haben wir den Raumwinkel durch einen Bleikollimator festgelegt und mit Hilfe von berechneten Kurven¹⁾ eine Korrektur wegen der Durchlässigkeit des Pb für die primären γ -Strahlen angebracht; diese war in den meisten Fällen $< 20\%$. Um die Ansprechwahrscheinlichkeit

*) Jetzt an der Universität Fribourg.

**) Laboratoire Central des Poudres, Paris.

gleich dem im Szintillationskristall absorbierten oder gestreuten Bruchteil der (senkrecht einfallenden) Quanten setzen zu können, haben wir die gemessene Stosszahl jeweils mit Hilfe der berechneten Compton-Verteilungen¹⁾ bis zur Energie 0 extrapoliert, was Korrekturen von weniger als 10% verursachte. Der Beitrag der Rückstreuung aus dem Lichtleiter, welcher z. B. bei 412 keV für den verwendeten NaI-Kristall 3% der Gesamtstosszahl ausmacht, wurde jeweils abgezogen, ebenso die von der Konversion (teilweise auch aus dem Pb-Kollimator) herrührende Röntgenstrahlung. Da die so korrigierten Photoanteile innerhalb 5% mit den theoretischen Werten¹⁾ übereinstimmen, schätzen wir den Gesamtfehler der rein rechnerischen Ermittlung von N_γ aus der Szintillationsmessung auf 3–10%, je nach γ -Energie.

Für die Absolutmessung der *Elektronen* haben wir den Raumwinkel des β -Spektrometers nach zwei verschiedenen Methoden bestimmt:

1. Die Gesamtfläche der im β -Spektrometer gemessenen Elektronenverteilung (Spektrum + Konversionslinien + Augerlinien) wird mit der in einer grossen Vakuumkammer ohne Magnetfeld mit dem gleichen Zählrohrfenster gemessenen Stosszahl verglichen. Da bei der zweiten Messung der Raumwinkel durch eine Blende vor dem Zählrohrfenster genau definiert ist, erhält man hieraus direkt die einer Flächeneinheit des β -Spektrums entsprechende absolute Elektronenemission.

2. Ein Präparat eines β -Strahlers mit bekannten Zerfallsschema und Konversionskoeffizienten wird nach der bekannten Koinzidenzmethode mittels Zählrohren absolut geeicht und die Fläche der Konversionslinien im β -Spektrometer ausgemessen.

Solche Eichungen wurden mit Quellen von Cd^{109} und Cs^{137} (erste Methode) und Au^{198} (beide Methoden) ausgeführt und lieferten auf $\pm 2\%$ übereinstimmende Resultate. Die geeichten Au^{198} - und Cs^{137} -Quellen erlaubten uns ausserdem eine experimentelle Kontrolle der Absolutmessung der γ -Strahlen.

Typische Fälle mit grossem α (und daher grosser Unsicherheit der bisherigen Literaturwerte) sind die *isomeren Übergänge von Ag^{107} und Ag^{109}* . Wir haben die Muttersubstanzen dieser beiden Isomere, nämlich Cd^{107} und Cd^{109} , durch Bestrahlen von Ag mit Protonen im Cyclotron hergestellt und die beiden Aktivitäten durch verschiedene Bestrahlungsdauer bzw. Abklingenlassen vor der Messung voneinander getrennt. Für die Messung des Elektronenspektrums sei auf eine frühere Arbeit verwiesen²⁾. Eine Messung der unkonvertierten Strahlung von Ag^{109} im Impulsspektrographen zeigt Fig. 1.

Parallel zu der photographischen Aufnahme des Amplitudenspektrums haben wir 4 Zählwerke in Betrieb, welche die absoluten Stosszahlen in den an den Rändern mittels künstlicher Impulse markierten Energiebereichen registrieren.

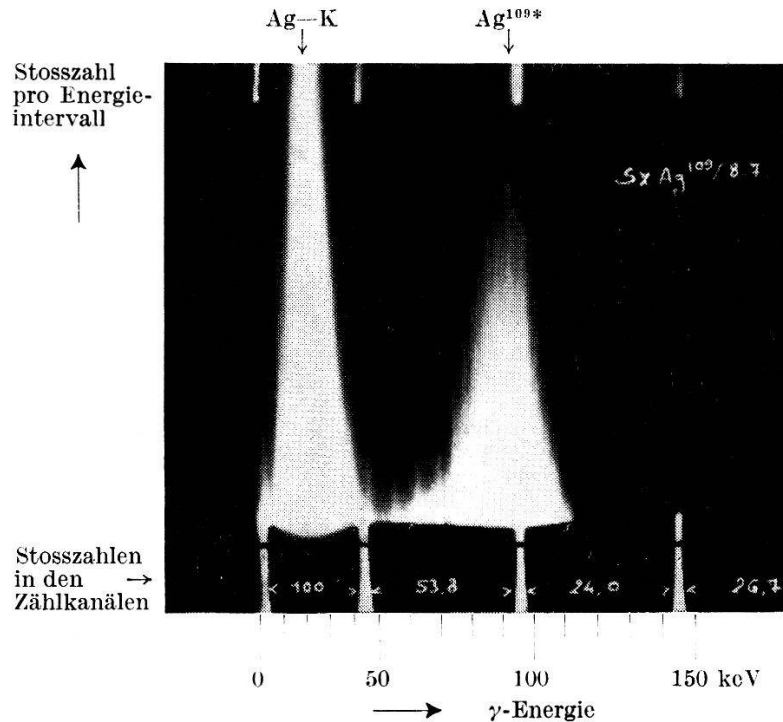


Fig. 1.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Obwohl für diesen Energiebereich noch keine zuverlässigen theoretischen Berechnungen von α_K existieren, zeigt die Extrapolation der Daten

Tabelle 1.

Quelle	Isomer	Konversionskoeffizienten			
		Literaturwerte		Neubestimmung	
		α_K	$K/(L+M)$	α_K	$K/(L+M)$
Cd^{107} (6,7 h)	$\xrightarrow[\text{+ 0,3\% } \beta^+]{\text{E-Einfang}}$ Ag^{107*} (44 sec)	$\sim 8^4)$	0,92	$9,5 \pm 1$	$0,88 \pm 0,02$
Cd^{109} (470 d)	$\xrightarrow[\text{E-Einfang}]{\text{nur}}$ Ag^{109*} (39 sec)	$\sim 6^2)$ $\geq 6^5)$	0,75 1,3	$12,4 \pm 1$	$0,85 \pm 0,02$

von ROSE et al.³⁾ bei Berücksichtigung der $\alpha_K:\alpha_L$ -Verhältnisse eindeutig, dass es sich bei beiden Isomeren um elektrische 2^3 -Pol-Übergänge handelt, in Übereinstimmung mit GOLDHABER und SUNYAR⁶⁾.

Literatur.

- 1) MAEDER, MÜLLER und WINTERSTEIGER (erscheint in den *Helv. Phys. Acta*); vorläufige Mitteilung *Physica* **18**, 1147 (1952).
- 2) HUBER, HUMBEL, SCHNEIDER und DE-SHALIT, *Helv. Phys. Acta* **25**, 3 (1952).
- 3) ROSE, GOERTZEL, SPINRAD, HARR und STRONG, *Phys. Rev.* **83**, 79 (1951).
- 4) BRADT, GUGELOT, HUBER, MEDICUS, PREISWERK, SCHERRER und STEFFEN, *Helv. Phys. Acta* **20**, 153 (1947).
- 5) SIEGBAHN, KONDAIAH und JOHANSSON, *Nature* **164**, 405 (1949).
- 6) GOLDBABER und SUNYAR, *Phys. Rev.* **83**, 906 (1951).

Der Zerfall von $\text{Hg}^{195}\text{-Au}^{195}$ und $\text{Hg}^{197}\text{-Au}^{197}$

von O. HUBER*), J. HALTER, R. JOLY**), D. MAEDER und J. BRUNNER
(ETH., Zürich).

In einer früheren Arbeit haben HUBER, JOLY, SCHERRER und VERSTER¹⁾ erstmals über den Zerfall von Hg^{195} berichtet und ein Isomer von 30 sec im Au^{195} nachgewiesen, dessen Elektronenkaskade (56 KeV, 260 KeV) im magnetischen Linsenspektrometer am abgetrennten Isomer gemessen worden ist. Diese Messungen ergaben bereits das in Fig.1 dargestellte Zerfallschema.

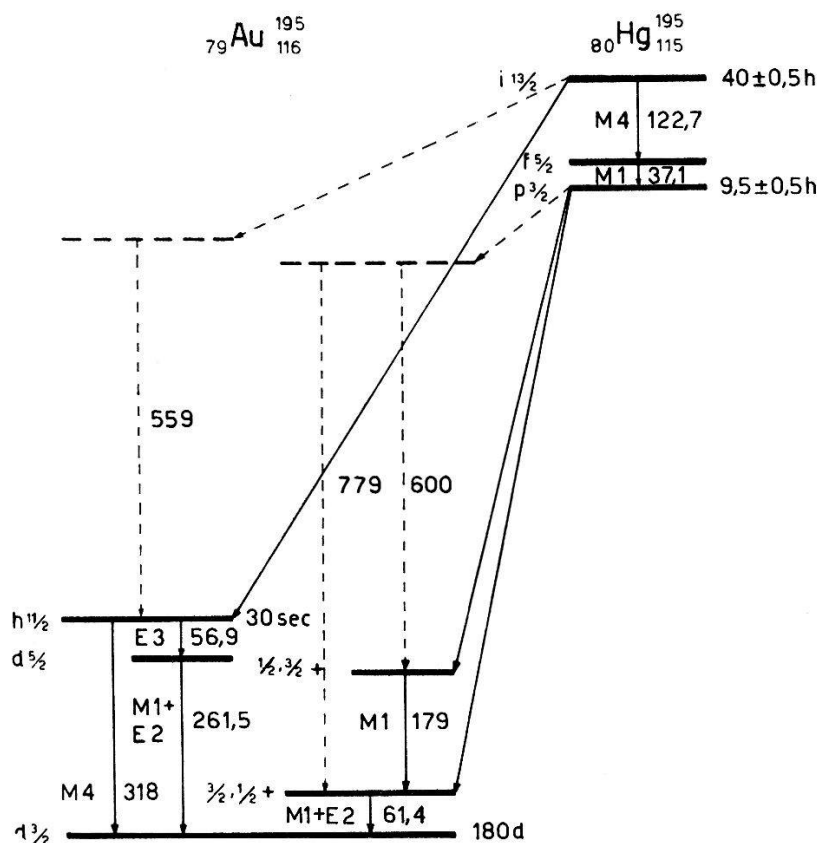


Fig. 1. Zerfallschema von Hg^{195} .

Bei den Niveaus von 61,4 und 240,4 keV ist ein Spin von $5/2^+$ nicht ausgeschlossen.

*) Jetzt an der Universität Fribourg.

****)** Laboratoire Central des Poudres, Paris.

Tabelle 1. (Fortsetzung)

Hg ¹⁹⁷ -Au ¹⁹⁷	Energie der Linie (KeV)	Relative Inten- sität	Interpretation		Periode	K/L	Relative Intensität der L-Konver- sionslinien	Konversionskoeffizient		Vor- geschlagener Multipol
			γ -Energie	Konv.				α_{Tot}	α_K	
In Au ¹⁹⁷ kon- vertierte Linien	63,6	} 831 176 53	77,6	$L_I + L_{II}$	23 + 65 h		$L_I + L_{II} : L_{III}$ $= 1 : 0,2$	$0,70 \pm 0,07^a)$		$M 1 + E 2$
	65,8			L_{III}						
	74,6 77			M N						
Zum 7"-Isomer des Au ¹⁹⁷ ge- hörende Linien	111,5	7,15 1,13 0,34	192	K	23 + 65 h	6,3			$0,9 \pm 0,1^b)$	$M 1$
	177,9			L						
	188,6			M						
Zum 7"-Isomer des Au ¹⁹⁷ ge- hörende Linien	194	100 19 4,7	277	K	23 h	5,3			$0,29 \pm 0,03^b)$	$M 1 + E 2$
	261			L						
	274			M						
	326	1 0,43	407	K	23 h	~ 2		~ 1		$M 4$ (Crossover)
	394			$L + M$						

a) Konversionskoeffizient berechnet aus spektrometrischen Koinzidenzmessungen²⁾.b) Konversionskoeffizient berechnet aus Absolutmessung der Konversionselektronen und der unkonvertierten γ -Strahlung⁸⁾.c) Nach GILLON, MIHELICH und DE-SHALIT³⁾, private Mitteilung.

d) Aus Messungen am Permanentmagnet-Halbkreispektrometer des Nobel-Instituts in Stockholm.

e) Weitere γ -Linie bei 1,15 MeV mit Intensität $\sim 40\%$ der 779-keV-Linie.f) E3 ist aus K/L und α_K nicht auszuschließen.

Die Übergänge wurden nun mit spektrometrischen Koinzidenzmessungen in einem Linsenspektrometer²⁾, im Scintillationsspektrometer und in einem hochauflösenden Halbkreispektrometer untersucht. In der Tab. 1 sind unsere Messresultate zusammengestellt. Die angegebenen Multipolordnungen der γ -Übergänge basieren auf dem K/L -, dem $L_I:L_{II}:L_{III}$ -Verhältnis und den gemessenen Konversionskoeffizienten. Aus diesen ergeben sich die Spinzuordnungen der Fig. 1. Die Ergebnisse dieser Messungen wurden von GILLON, MIHELICH und DE-SHALIT³⁾ bestätigt.

Neben den im Zerfallschema stark eingezeichneten Niveaus existieren im Au^{195} mit Sicherheit noch Niveaus bei höheren Energien, da γ -Übergänge von 559 KeV, 600 KeV, 779 KeV und 1,15 MeV eindeutig nachgewiesen werden können, in teilweiser Übereinstimmung mit MOON und THOMPSON⁴⁾. Halbwertszeit, Konversionskoeffizient und wahrscheinlichste Multipolordnungen dieser γ -Übergänge sind ebenfalls in Tab. 1 zusammengestellt. Die Zuordnung dieser γ -Linien zu Niveaus in Au^{195} ist noch nicht abgeschlossen und soll mit spektrometrischen β - γ -Koinzidenzmessungen abgeklärt werden. Es ist wahrscheinlich, dass die 779-KeV- γ -Linie der Crossover des 600-KeV- und des 179-KeV-Überganges ist; auf diese Weise würde ihre Lage im Zerfallschema festgelegt. Das $i_{13/2}$ -Niveau in Hg^{195} zerfällt einerseits über die γ -Kaskade in Hg, andererseits durch K-Einfang in Au^{195*} (30 sec) mit einem Intensitätsverhältnis von 1:1. Die auch im Scintillationsspektrometer nachgewiesene intensive γ -Linie von 559 KeV zeigt eine reine Periode von 40 h, entsteht also durch K-Einfang aus dem $i_{13/2}$ -Zustand. Das zugehörige Niveau besitzt daher gleichfalls einen hohen Drehimpuls (9/2, 11/2). Es gibt gute Gründe anzunehmen, dass der 559-KeV-Übergang ebenfalls auf das isomere Niveau $h_{11/2}$ in Au^{195*} führt. In diesem Fall beträgt das Intensitätsverhältnis der direkten Anregung des Isomers durch K-Einfang zu derjenigen über den 559-KeV-Übergang 2:1.

HUBER und al.⁵⁾ und DE-SHALIT und al.⁶⁾ haben über den Zerfall von Hg^{197} berichtet, wobei einzig in der Zuordnung der Übergänge des Isomers Au^{197*} (7 sec) noch einige Diskrepanzen auftraten. Spektrometrische Koinzidenzmessungen hatten einwandfrei ergeben, dass das Isomer in Kaskade zerfallen muss. MIHELICH und DE-SHALIT⁷⁾ haben den isomeren Übergang nun einer γ -Linie von 130 KeV als E3-Strahlung zugeschrieben. Um diese Zuordnung zu erhärten, haben wir durch (n, n) -Anregung das 7-sec-Isomer erzeugt und den Zerfall im Scintillationsspektrometer untersucht. Dabei ergab sich eindeutig das Vorhandensein zweier γ -Linien von 277-KeV- und 130-KeV-Energie. Überdies haben wir mit einem starken Hg^{197} -

Präparat den Crossover von 407 KeV im Spektrometer gefunden, welcher als M 4 interpretiert werden muss. Die Messresultate und ihre Interpretation sind ebenfalls in Tab.1 enthalten.

Für wertvolle Messungen am Instituut voor Kernfysisch Onderzoek in Amsterdam danken wir G. J. NIJGH und R. H. NUSSBAUM. Prof. H. SLÄTIS in Stockholm sind wir zu grossem Dank verpflichtet für Messungen am hochauflösenden Halbkreispektrometer und Prof. C. J. BAKKER, Amsterdam, für die grosszügige Erlaubnis zur Herstellung der Quellen. P.D. Dr. K. BLEULER danken wir für wertvolle Diskussionen und Dr. A. DE-SHALIT für die Mitteilung noch nicht veröffentlichter Resultate.

Die ausführliche Arbeit erscheint in den *Helv. Phys. Acta*.

Literatur.

- ¹⁾ O. HUBER, R. JOLY, P. SCHERRER und N. F. VERSTER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 621 (1952).
- ²⁾ O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER und A. DE-SHALIT, *Helv. Phys. Acta* **25**, 3 (1952).
- ³⁾ L. P. GILLON, J. W. MIHELICH und A. DE-SHALIT, erscheint in *Phys. Rev.*
- ⁴⁾ J. H. MOON und A. L. THOMPSON, vgl. HOLLANDER, PERLMAN und SEABORG, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 469 (1953).
- ⁵⁾ O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER, A. DE-SHALIT und W. ZÜNTI, *Helv. Phys. Acta* **24**, 127 (1951).
- ⁶⁾ A. DE-SHALIT, O. HUBER und H. SCHNEIDER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 279 (1952).
- ⁷⁾ J. W. MIHELICH und A. DE-SHALIT, *Phys. Rev.* **91**, 78 (1953).
- ⁸⁾ J. BRUNNER, O. HUBER, R. JOLY und D. MAEDER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 588 (1953).

Protonenstreuung an Kohlenstoff

VON M. MARTIN, H. SCHNEIDER und M. SEMPERT (ETH., Zürich).

Der Vergleich der Spiegelkerne C^{13} und N^{13} lässt erwarten, dass auch im N^{13} oberhalb der schon bekannten Niveaus bei 2,369, 3,511 und 3,558 MeV¹⁾ noch weitere diskrete Zustände auftreten. Wir haben deshalb Kohlenstoff in Form einer Polystyrenfolie von 1,05 mg/cm² Dicke mit Protonen des Cyclotrons bestrahlt und während der Bestrahlung die gestreuten Protonen sowie die von der inelastischen Streuung herrührende γ -Strahlung gemessen. Die Energie der Protonen konnte mit Hilfe von Aluminiumabsorbern von 2 bis 7 MeV variiert werden, und jeder Messpunkt bezieht sich auf die gleiche Anzahl von Protonen, da wir gleichzeitig die auf die Target auftreffende Ladung bestimmt haben.

Die Anregungskurve der γ -Quanten (Fig.1) zeigt zwei verhältnismässig scharfe Resonanzen bei $4,95 \pm 0,07$ MeV und $5,45 \pm$

¹⁾ F. AJZENBERG und T. LAURITSEN, *Rev. Mod. Phys.* **24**, 363 (1952).

0,07 MeV (Schwerpunktssystem). Die Protonenstreuung lässt zwei weitere Resonanzen bei etwa 4,4 und 2,9 MeV erkennen. Diese sind allerdings weniger ausgeprägt, weil sich hier der Kernstreuung auch

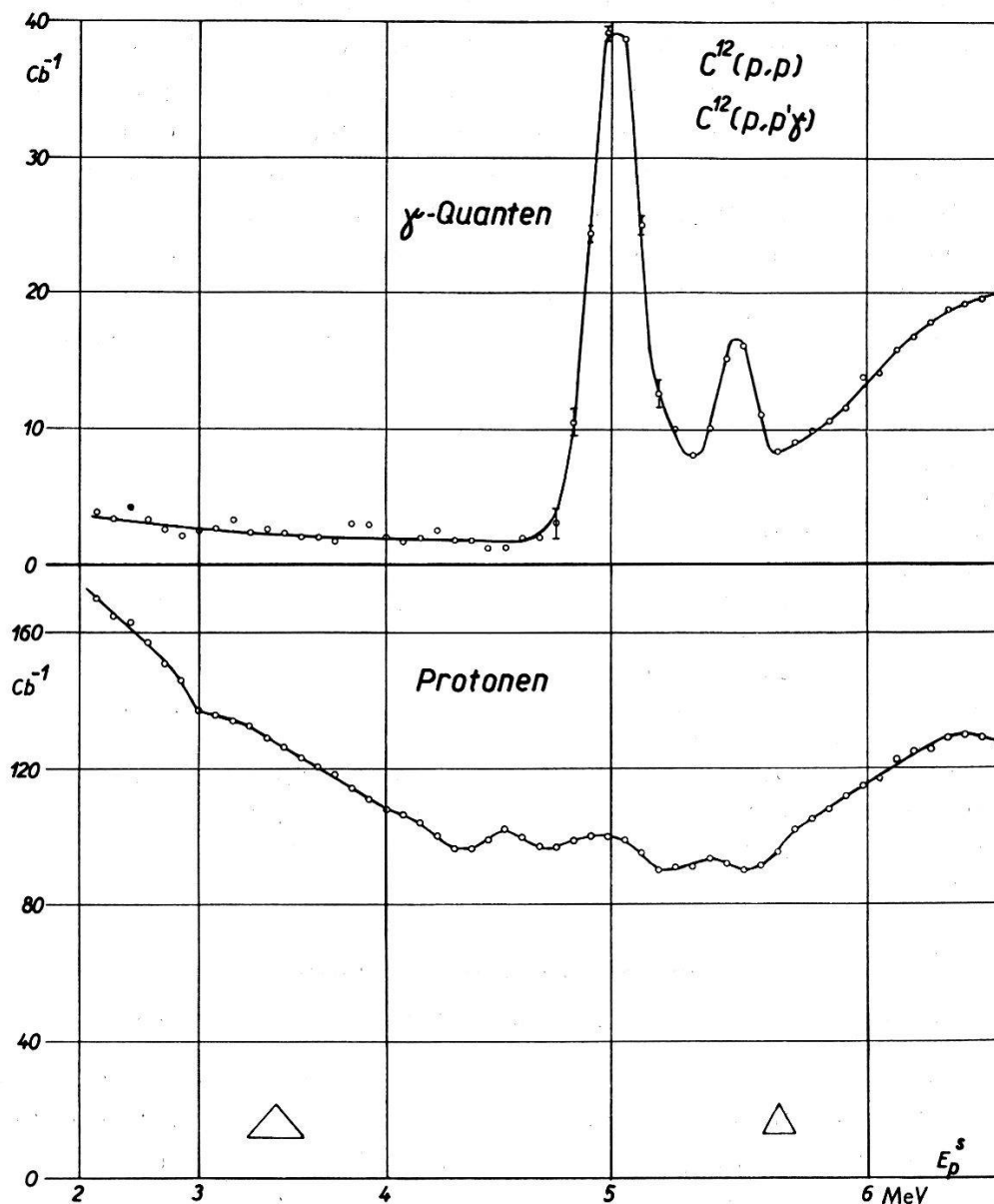


Fig. 1.

Unter 105° gestreute Protonen und emittierte γ -Quanten. Auf der Abszisse ist die Energie der einfallenden Protonen in MeV und auf der Ordinate sind die Messpunkte in willkürlicher Skala aufgetragen.

noch die Streuung am Coulomb-Feld überlagert (besonders bei kleinen Energien).

Die Messung der in der Target induzierten Aktivität nach der Bestrahlung (N^{13} mit einer Halbwertszeit von 10,5 min), die von dem Prozess $C^{13}(p,n)N^{13}$ und eventuell $C^{12}(p,\gamma)N^{13}$ herrührt, schliesst aus, dass die beobachtete γ -Strahlung mit diesen Prozessen in Zusammenhang steht.

Wir ordnen die bei diesem Experiment gefundenen γ -Resonanzen dem Prozess $C^{12}(p, p', \gamma)C^{12}$ zu (Fig. 2). Der Übergang erfolgt somit über den ersten angeregten Zustand des C^{12} bei 4,43 MeV. Damit ist auch klar, warum bei der 4,4-MeV-Resonanz keine γ -Strahlung mehr auftritt. Hier ist dieser Übergang aus energetischen Gründen

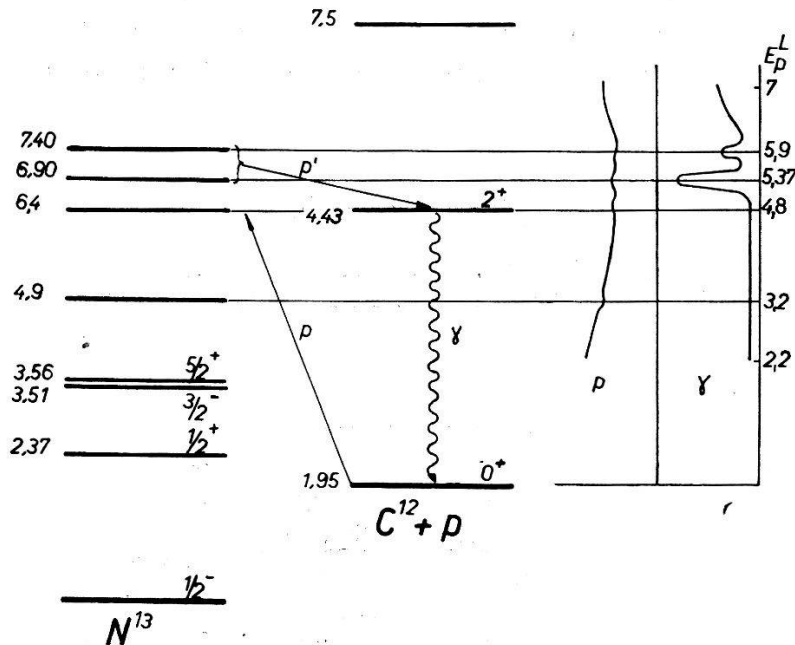


Fig. 2.

Zuordnung der gefundenen Resonanzen im Zwischenkern N^{13} . Die Niveaus bei 2,37, 3,51 und 3,56 MeV sind der Zusammenstellung bei AJZENBERG und LAURITSEN¹⁾ entnommen.

nicht mehr möglich. Sehr auffällig ist, dass diese Gruppe von Niveaus eine Wiederholung der schon bekannten tieferen Zustände (einschliesslich des Grundzustandes) darzustellen scheint, wobei die Energie um etwa 4,5 MeV höher liegt. Dies ist aber gerade die Energie des ersten angeregten Zustandes im C^{12} (4,43 MeV), und man kann vermuten, dass es sich hier um einen besonders ausgeprägten Fall von Rumpfanregung handelt.

Diskussionsbemerkung zu „Protonenstreuung an Kohlenstoff“

VON KONRAD BLEULER (Zürich).

Die neue Niveaugruppe des Kerns N^{13} lässt sich mit Hilfe eines einfachen Kernmodells interpretieren: Man fasse den Kern als System auf, das aus dem relativ stabilen Rumpf C^{12} und einem „Leuchtproton“ gebildet wird. Das Potential dieses Zweikörperproblems hat dann etwa die in Fig. 3 angegebene Form (Kurve V_A). Die dazugehörigen stabilen und instabilen Niveaus ergeben dann

den Grundzustand und die tiefsten angeregten Zustände von N^{13} (Fig. 3, Gruppe A). Die Möglichkeit der Durchdringung des Coulomb-Walles in der Gruppe A_1 führt dann zu den bekannten Resonanzen der elastischen Protonstreuung an C^{12} . Das Schalenmodell ergibt folgende Zuordnung: Grundzustand $p_{1/2}$, erstes angeregtes Niveau $d_{5/2}$, usw. Die empirische Tatsache, dass zwischen diesen beiden Niveaus noch die bereits besetzten Zustände $s_{1/2}$ und $p_{3/2}$ eingeschoben erscheinen, bedeutet, dass der Rumpf nicht exakt aus

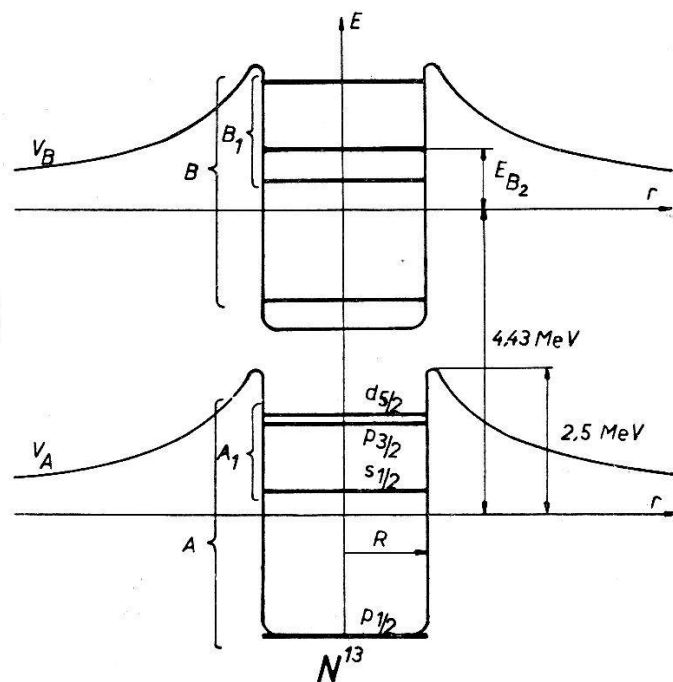


Fig. 3.

Zur Erläuterung der Rumpfanregung des N^{13} .

Einteilchen-Wellenfunktionen aufgebaut ist, wie dies im Schalenmodell angenommen wird. Ganz ähnliche Verhältnisse hat man bei den Kernen F^{17} und O^{17} .

Für Protonenergien, welche höher als der Coulomb-Wall von V_A liegen, würde man zunächst nach unserm Bilde keine weiteren Resonanzen erwarten. Es ist aber zu bedenken, dass bei genügender Energie der Rumpf angeregt werden kann (4,43 MeV für das erste Niveau von C^{12}). Man erhält also weitere Niveaugruppen, wenn das „Leuchtnukleon“ den angeregten Rumpf „umkreist“. Für die erste Anregungsstufe des Rumpfes ergibt sich damit gerade die neue Niveaugruppe von N^{13} (Potentialkurve V_B und dazugehörige Gruppe B in Fig. 3).

Aus Fig. 3 ist ersichtlich, dass für die höheren Niveaus der Gruppe B (Gruppe B_1 , welche der Gruppe A_1 entspricht) eine zweistufige Zerfallsmöglichkeit besteht:

1. Stufe: Das Proton durchdringt den Coulomb-Wall des angeregten Rumpfes und wird mit der Energie E_{B_2} (Fig. 3) emittiert.

2. Stufe: Der Rumpf geht durch γ -Emission (4,43 MeV) in den Grundzustand zurück. Damit wird aber gerade die experimentell gefundene inelastische Resonanzstreuung an C^{12} dargestellt, wenn man annimmt, dass die Zwischenkerne durch Zustände aus der Gruppe B_1 gebildet werden. Für die tiefern Zustände aus der Gruppe B wird nach unserm Bilde dieser Prozess unmöglich, und es bleibt nur noch eine Resonanz in der *elastischen* Streuung, wie das schöne Experiment deutlich zeigt.

Beim Spiegelkern C^{13} ist auch die Niveaugruppe, welche der zweiten Anregungsstufe des Rumpfes C^{12} entspricht (7,5 MeV) experimentell gefunden worden.

Richtungskorrelation in flüssigen Quellen

VON H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, F. GIMMI UND T. B. NOVEY (ETH., Zürich).

Frühere Experimente haben gezeigt, dass die Winkelkorrelation der γ - γ -Kaskade des Cd^{111} durch Kernwechselwirkung mit äusseren Feldern stark beeinflusst sein kann¹⁾. Zur Messung der ungestörten Korrelation wurden häufig flüssige Quellen verwendet²⁾³⁾ (wässrige Lösungen oder metallische Schmelzen). Solche Quellen zeigen im allgemeinen die maximale Anisotropie. Neuere Messungen ergeben jedoch, dass bei flüssigen Quellen auch eine Beeinflussung vorhanden sein kann. Dieser Effekt kann mit der kürzlich von ABRAGAM und POUND⁴⁾ veröffentlichten Theorie verstanden werden. Diese Theorie nimmt an, dass in der flüssigen Quelle am Ort des Kerns elektrische Felder vorhanden sind, welche Betrag und Richtung wegen der Brownschen Bewegung ständig wechseln und die deshalb ausgemittelt werden können (Relaxationszeit τ_c). Der auftretende Schwächungsfaktor hängt von der Relaxationszeit τ_c , der Lebensdauer τ_N des Kerns im mittleren Niveau und der mittleren Wechselwirkungsenergie ω ab und ist von der Form:

$$G = \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_N \tau_c}.$$

Die Abhängigkeit der Anisotropie

$$A = W(\pi)/W\left(\frac{\pi}{2}\right) - 1$$

von der Relaxationszeit wird durch die beiden folgenden Experimente gezeigt, bei denen eine Lösung von $InCl_3$ in Glycerin als

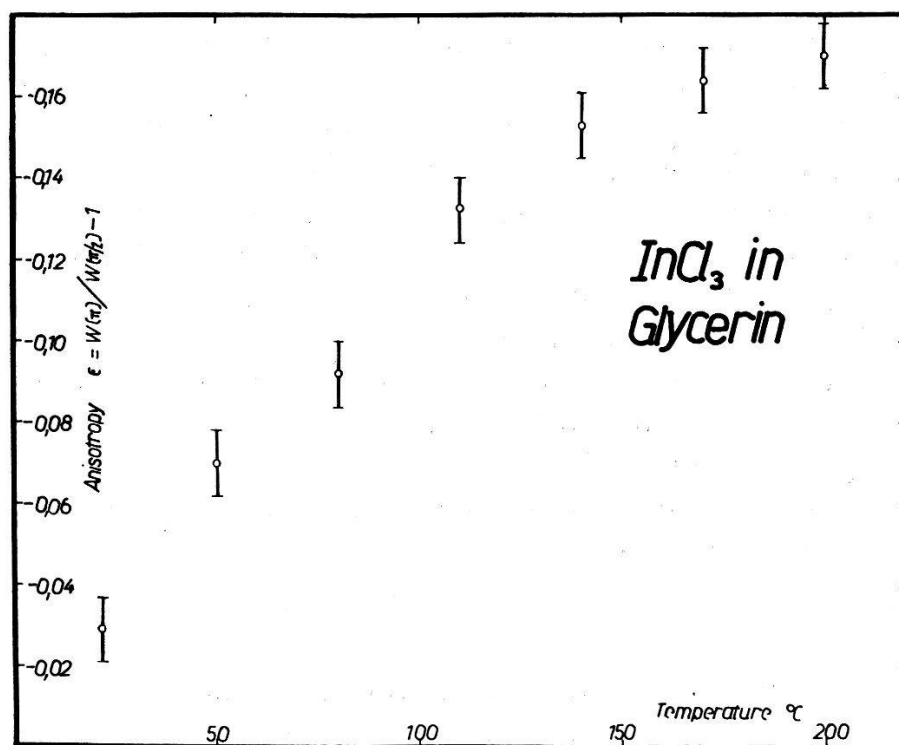


Fig. 1.

InCl_3 gelöst in wasserfreiem Glycerin, Anisotropie in Funktion der Temperatur.

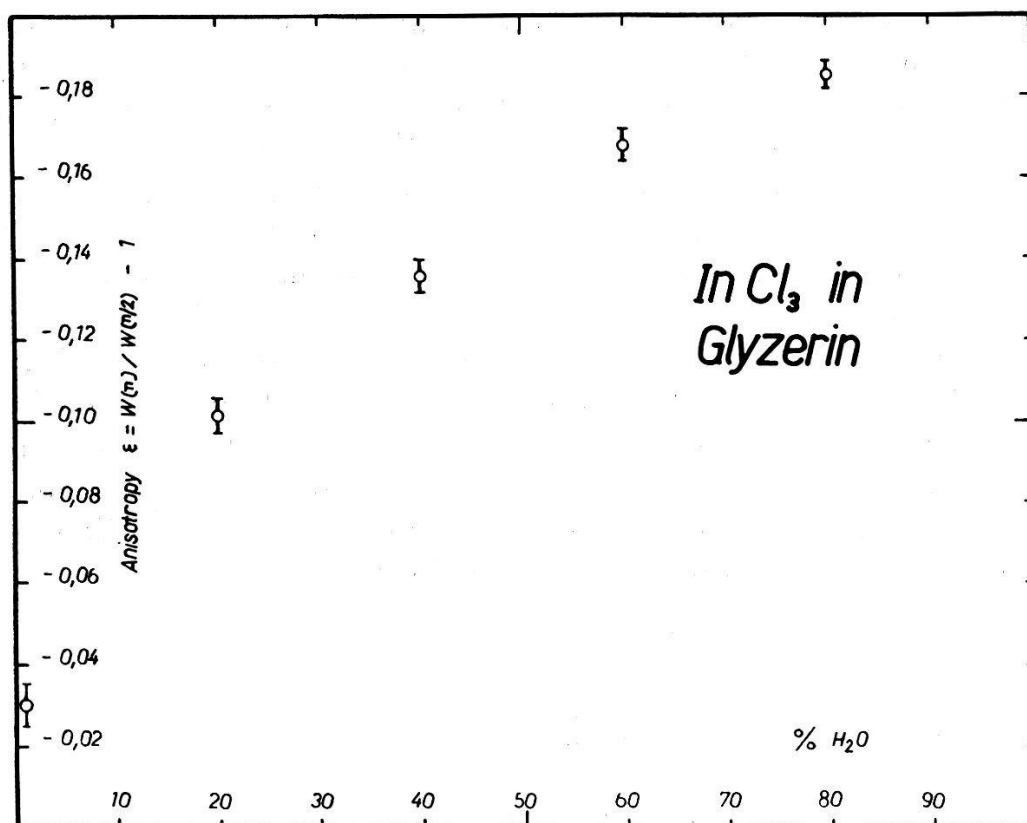


Fig. 2.

InCl_3 gelöst in einer Glycerin-Wasser-Lösung, Anisotropie in Funktion der Wasserkonzentration der Lösung.

Quelle diene. Im ersten Experiment (Fig. 1) wird die Relaxationszeit variiert durch Erwärmen einer aus wasserfreiem Glycerin hergestellten Quelle. Im zweiten Experiment (Fig. 2) erreicht man die Veränderung der Relaxationszeit durch Variation der Konzentration einer Wasser-Glycerin-Lösung. Die erhaltenen Kurven zeigen den nach der Theorie erwarteten Verlauf.

Der wesentliche Unterschied zwischen der Beeinflussung in der flüssigen und derjenigen in einer festen polykristallinen Quelle wird demonstriert durch ein delay-Experiment. Misst man nämlich verzögerte Koinzidenzen, so geht für flüssige Quellen die Anisotropie mit wachsender Verzögerungszeit τ_D gegen Null, während man (bei hinreichend kleiner Auflösungszeit des Koinzidenzverstärkers) für polykristalline Quellen für $A(\tau_D)$ eine periodische Funktion erhält⁵⁾. Solche delay-Experimente sind im Gange und vorläufige Messpunkte scheinen die erwarteten Ergebnisse zu liefern.

Wir danken den Herren H.-J. GERBER und P. DEBRUNNER für Mithilfe bei den Messungen.

Literatur.

- ¹⁾ H. FRAUENFELDER, Annual Rev. of nucl. Science (1953).
- ²⁾ H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, T. B. NOVEY und R. RÜETSCHI, Phys. Rev. **91**, 199 (1953).
- ³⁾ J. C. KLUYVER und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **87**, 203 (1952).
- ⁴⁾ A. ABRAGAM und R. V. POUND, im Druck.
- ⁵⁾ K. ALDER, H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER und T. B. NOVEY, erscheint in Helv. Phys. Acta.

Die 0^+ -Zustände der $(4n+2)$ -Kerne

von P. STÄHELIN (ETH., Zürich).

Im Li^6 , B^{10} und N^{14} sind tiefliegende Anregungszustände bekannt, die bei gerader Parität den Spin Null aufweisen (0^+ -Zustände) und denen der Isotopenspin $T = 1$ zugeschrieben wird, da sie bis auf die Verschiedenheit der Coulomb-Energie den Grundzuständen ihrer Nachbarisobare zu entsprechen scheinen. Kernzustände mit denselben Eigenschaften haben wir nun auch im Al^{26} , im Cl^{34} und im K^{38} gefunden. Dies bestätigt einerseits die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte, und andererseits folgt daraus, dass nicht nur bei den leichtesten Kernen bis zum N^{14} , sondern mindestens bis zum K^{38} mit dem Isotopenspin gerechnet werden darf. Durch die Anwendung dieses zusätzlichen Hilfsmittels kann man in allen Ker-

nen mit der gleichen ungeraden Protonen- und Neutronenzahl den Spin des Grundzustandes bestimmen.

Ein ausführlicherer Bericht über diese Untersuchungen erscheint in den *Helv. Phys. Acta* **26** (1953).

Arbeit pro Ionenpaar von mehratomigen Gasen für Po- α -Teilchen

von C. BIBER, P. HUBER und A. MÜLLER (Basel).

In einer früheren Arbeit²⁾ wurde die Arbeit pro Ionenpaar in verschiedenen Gasen bestimmt. Mit derselben experimentellen Anordnung haben wir für weitere mehratomige Gase die Arbeit pro Ionenpaar für Po- α -Teilchen gemessen. Zu ihrer Berechnung wird die Po- α -Energie zu 5,300 MeV angenommen und die in der Ionisationskammer gemessene Ladung auf die Sättigungsladung extrapoliert²⁾. Die erhaltenen Werte sind in der folgenden Tabelle aufgeführt, wo auch die von JESSE und SADAUSKIS gefundenen Werte angegeben sind.

Arbeit pro Ionenpaar in eV.

Gas	JESSE und SADAUSKIS ¹⁾	HÄBERLI ²⁾	Unsere Messungen
N ₂	36,6	36,30 $\pm$ 0,15	36,50 $\pm$ 0,15
H ₂	36,3		35,96 $\pm$ 0,15
CH ₄	29,2		29,00 $\pm$ 0,15
BF ₃			35,3 $\pm$ 0,4
SO ₂			32,5 $\pm$ 0,7
H ₂ S			23,4 $\pm$ 0,6
NH ₃			30,5 $\pm$ 0,4
CCl ₄			25,9 $\pm$ 0,5

¹⁾ W. JESSE und J. SADAUSKIS, *Phys. Rev.* **90**, 1120 (1953).

²⁾ W. HÄBERLI, P. HUBER und E. BALDINGER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 467 (1952).