

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 11 (1938)
Heft: IV

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 21.02.2026

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

**Bericht über die Tagung
der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft**

in Delémont, Samstag, den 7. Mai 1938.

Präsident: Prof. Dr. F. TANK (Zürich).

Vize-Präsident: Prof. Dr. M. WEHRLI (Basel).

Sekretär: Priv.-Doz. Dr. R. SÄNGER (Zürich).

Geschäftlicher Teil.

In die S. P. G. sind als ordentliche Mitglieder aufgenommen worden:

HH. Berkowitsch A. (Rasgimiai, Litauen); Fichter Rudolf (Basel); Gentile Prof. (Milano); Löhle F. Dr. (Berlin); Puccianti Prof. (Pisa).

Aus der S. P. G. sind ausgetreten:

HH. Fortrat R. (Grenoble); Auerbacher Friedr. (Basel); Boas W. (Zürich).

Die S. P. G. hat durch den Tod verloren:

Herr Grossmann M., Prof. (Zürich).

Nachstehende Mitglieder wurden gestrichen:

HH. Ausländer J. (parti); Borel Ch. (Costa Rica); Küstner H. (Göttingen).

Die S. P. G. zählt zur Zeit 209 Mitglieder.

Der Vorstand für 1938—1940 ist gewählt worden wie folgt:

Präsident: Prof. Dr. MAX WEHRLI (Basel).

Vizepräsident: Prof. Dr. J. J. WEIGLÉ (Genf).

Sekretär: Priv.-Doz. Dr. E. MIESCHER (Basel).

Vertreter der Zeitschriftenkommission: Prof. Dr. P. GRUNER (Bern).

Als Rechnungsrevisoren wurden gewählt:

Priv.-Doz. Dr. H. KÖNIG (Bern).

Priv.-Doz. Dr. R. SÄNGER (Zürich).

Es wurde folgende Statutenänderung beschlossen: Art. 6 lautet nunmehr wie folgt:

„Art. 6. Die ordentlichen Mitglieder und die Kollektivmitglieder bezahlen einen Jahresbeitrag von Fr. 4.—. Ein einmaliger

Beitrag von Fr. 60.— befreit die ordentlichen Mitglieder von dieser Verpflichtung; die bereits bezahlten Jahresbeiträge werden dabei zur Hälfte angerechnet.“

Die nächste Sitzung findet gemeinsam mit der S. N. G. am 27. August in Chur statt.

Wissenschaftlicher Teil.

Über die Theorie des Durchgangs von Ultraschall durch dünne Platten

von R. BÄR, F. LEVI und N. S. NAGENDRA NATH¹⁾ (Universität Zürich).

Das von BÄR und WALTI²⁾ früher gefundene Auftreten von „Wechselwellen“ wird mit Hilfe der Reissnerschen Theorie³⁾ erklärt. Die Reissnerschen Formeln für die Schalldurchlässigkeit werden nochmals abgeleitet, indem die auch in der Optik (Fabry-Perot-Etalon) verwendete Methode der vielfachen Reflexion und Brechung der Wellen zugrunde gelegt wird. Auf Anwendungen der Theorie zur getrennten Anregung von Longitudinal- und Transversalwellen in festen Körpern wird hingewiesen. Ausführliche Mitteilung erfolgt in einigen demnächst in den Helv. Phys. Acta erscheinenden Arbeiten.

Neubestimmung der Hellempfindlichkeit des menschlichen Auges

H. KÖNIG und M. JAGGI (Amt für Mass und Gewicht, Bern).

Nachdem im Jahre 1921 die Internationale Beleuchtungskommission die sog. Augenkurve $V(\lambda)$ auf Grund sorgfältiger flimmerphotometrischer Untersuchungen festgelegt und damit die Bewertung von Leuchtdichten auf Grund des Ausdruckes

Leuchtdichte = $\int E(\lambda) V(\lambda) d\lambda$ [$E(\lambda)$: Energie, λ : Wellenlänge] empfohlen hat, erscheint es überraschend, dass eine Reihe neuerer Untersuchungen (ARNDT, DRESLER, RIECK) einheitlich zum Ergebnis kommen, dass die wahre, auf die fovea centralis und auf Helladaptation sich beziehende neue Kurve namentlich im Blauen gegen Rot verschoben sein müsse. Während das Maximum von V_{int} bei 555 nm liegt, wird das neue Maximum bei ca. 565 nm gefunden.

Diese Sachlage lässt das Bedürfnis nach einer allgemeinen Neubestimmung von $V(\lambda)$ rege werden. Methodisch kommt nur das Flimmerverfahren in Frage.

¹⁾ 1851 Exhibition Scholar, Trinity College, Cambridge.

²⁾ Helv. Phys. Acta **7**, 658, 1934.

³⁾ Helv. Phys. Acta **11**, 140, 1938.

Im Amt für Mass und Gewicht wurde mit ca. 15 Beobachtern die Bestimmung von $V(\lambda)$ in Abhängigkeit von Flimmerfeldgrösse, Leuchtdichte, Umfeldbeleuchtung, Zimmerbeleuchtung und Messvorschrift in Angriff genommen. Einzelheiten sind in der später in dieser Zeitschrift veröffentlichten Arbeit von M. JAGGI zu finden. Nachstehend einige Andeutungen über deren Ergebnisse:

Je nach den Messbedingungen können Abweichungen von der Eindeutigkeitsforderung (wonach das Verhältnis zweier Lichter unabhängig vom Vergleichslicht sein soll), sowie Abweichungen vom Superpositionsprinzip (wonach der Eindruck einer Lichtsumme gleich der Summe der Eindrücke der einzelnen Komponenten sein soll), leicht $\pm 2\%$ betragen. Die Struktur der Leuchtdichte als Funktion von physikalischer Strahlungsintensität und Messbedingungen ist also nur näherungsweise linear.

Einfluss des Macula-Gelbes: Die Versuche über den Einfluss der Flimmerfeldgrösse zeigen, dass geübte Beobachter sich gewöhnen können (nicht müssen), vom grösseren Feld nur den zentralen Teil zur Beurteilung heranzuziehen, wodurch der Feldgrössen-Einfluss bei diesen kleiner wird als durchschnittlich bei ungeübten Beobachtern, was zu einer Unterschätzung des Feldgrösseneinflusses führen kann.

Der Umstand, dass ca. 10% aller Männer anomale sind und unter diesen die Grünanomalen (Deuteranomalen, „Rotsichtigen“) beim Photometrieren weniger ermüden und sicherer sind, hat zur Folge, dass bei nicht konsequenter Ausscheidung der Anomalen eine Bevorzugung der Rotsichtigen möglich ist.

Die in den neueren Untersuchungen festgestellten Abweichungen bestätigen sich, wenn auch nicht in vollem Umfange.

Weitere Untersuchungen an seignette-elektrischen Substanzen

von GEORG BUSCH (E. T. H. Zürich).

Die Analogie der dielektrischen Eigenschaften der Kaliumphosphat- und Arsenatkristalle (KH_2PO_4 und KH_2AsO_4) mit denen des Seignettesalzes hat sich weiterhin in vollem Umfange bestätigt. Die Polarisation parallel zur α -Achse gemessen, erfährt bei Feldstärken über 2000 Volt/cm *Sättigung*, wobei sich für die beiden Substanzen maximale Werte von $4,8 \times 10^{-6}$ bzw. $5,0 \times 10^{-6}$ Coul/cm² ergeben. Die Sättigungspolarisation wurde als Funktion der Temperatur mit Hilfe einer Braunschen Röhre gemessen, wobei ähnlich wie beim Seignettesalz *Hysteresis* zu beobachten war. Es zeigt sich, dass die spontane Polarisation mit steigender Temperatur bedeutend steiler auf Null fällt, wenn der obere Curie-Punkt er-

reicht wird als dies von der klassischen Weiss'schen Theorie gefordert wird. Dieses Verhalten wird durch die Überlagerung zweier Effekte erklärt. Die steigende Temperatur vermindert einerseits den Grad der Orientierung der Dipole, während anderseits ihre Zahl zunimmt. Daraus folgt, dass der Gang der spontanen Polarisation mit der Temperatur von der Weiss'schen Kurve prinzipiell verschieden sein wird, indem wegen der bei abnehmender Temperatur sinkenden Dipolzahl auch am unteren Curiepunkt ein Abfall auf Null erfolgen muss. Leider ist dies an den erwähnten Substanzen der Beobachtung aus kältetechnischen Gründen nicht zugänglich und es liegen auch für Seignettesalz nur unvollständige Messungen vor. Immerhin kann aus den gemachten Experimenten die Zahl der Dipole zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und den oberen Curiepunkten ermittelt werden.

Das Anwachsen der Dipolzahl mit steigender Temperatur äussert sich übrigens auch im Anstieg der Dielektrizitätskonstanten in Richtung der a -Achse, unterhalb des oberen Curie-Punktes von etwa 10 bis über 100, ohne dass jedoch spontane Polarisation eintreten würde. In dieser Richtung verhalten sich die untersuchten Kristalle also ähnlich einer polaren Flüssigkeit mit temperaturabhängiger Dipolzahl.

Ausführlich wird über diese Untersuchungen in der Arbeit „Neue Seignette-Elektrika“¹⁾ berichtet.

Susceptibilité initiale, aimantation et déformation rémanentes²⁾

par ALBERT PERRIER (Lausanne).

Suite des recherches sur des cycles d'aimantation d'amplitude très faible, entreprises en vue de discriminer et d'évaluer les diverses énergies de liaison angulaire de l'aimantation spontanée³⁾. Ces expériences, relatées en séance, ont été exécutées en collaboration avec Mlle G. HAMBURGER sur des échantillons de nickel Mond, fondu, recuit et progressivement comprimé.

Le problème expérimental essentiel est la détermination séparée des deux paramètres a et b de la susceptibilité initiale $a+bH$, en présence d'aimantations rémanentes tant *parallèles* que *surtout normales* au champ de mesure. La technique et les installations

¹⁾ G. BUSCH, H. P. A. 11, 1938, 269.

²⁾ Comm. à la Société suisse de Physique, Séance du 7 mai 1938, à Delémont.

³⁾ V. en part. A. PERRIER et H. FAVEZ, Observations sur la susceptibilité initiale en présence d'aimantation transversale, H. P. A., v. 9 (1936), p. 563.

spéciales nécessaires ont été décrites ailleurs¹⁾. Les éprouvettes sont des tubes cylindriques (ordre des dimensions : longueur 150 mm. \varnothing 50 mm. épaisseur 1,5 mm.) auxquels on applique suivant les génératrices des champs magnétiques et des contraintes mécaniques.

Rappel est fait des difficultés particulières à ces expériences (les champs démagnétisants axiaux et la reproduction d'états stables identiques à eux-mêmes); quelques courbes et quelques dispositifs choisis sont projetés. Voici un extrait des résultats :

	non déformé		3ème compression $\Delta l \simeq 0,5\%$		4ème compression $\Delta l \simeq 1,0\%$	
	a	b	a	b	a	b
<i>Nickel</i>						
$J_2 \parallel$	7,7	10,0	4,15	1,8	3,7	1,1
0	8,2	16,4	4,25	2,8	4,0	1,4
\perp	8,6	11,6	4,90	2,0	4,7	0,9
<i>Acier doux (P. & F.)</i>						
$J_2 = 0$	25,7	18,0	—	—	—	—
\perp	28,2	3,0	—	—	—	—

Dans tous les états étudiés, on a observé les effets manifestés par ce tableau :

La part réversible de la susceptibilité est élevée par une aimantation normale au champ de mesure, abaissée par aimantation parallèle. La part irréversible est réduite par aimantation dans les deux directions.

Sommaire de la discussion théorique. — Faisant appel à des raisonnements de symétrie essentiellement, l'auteur a montré²⁾ que des *couplages réticulaires de tous ordres* des moments (y compris donc ceux qui relèvent de la striction spontanée) ne donnent pas la possibilité de comprendre une dépendance entre le terme réversible *a* et une aimantation rémanente de n'importe quelle direction relative. Au contraire, les couplages *mutuels élastiques* (dérivant de la striction spontanée) font réellement prévoir une *élévation de a normalement à la rémanence*, une variation insensible parallèlement.

¹⁾ A. PERRIER et H. FAVEZ, Installations nouvelles pour l'étude des propriétés physiques des solides sous contraintes mécaniques intenses. Recueil de travaux publiés par l'Ecole d'Ingénieurs de Lausanne à l'occasion du IVe centenaire de l'Université, p. 27.

²⁾ v. A. PERRIER, Permeabilité initiale et couplages d'orientation des moments élémentaires, „Schweizer Archiv für angewandte Wissenschaft und Technik“ mai 1938 (Conf. à la Physikalische Gesellschaft Zürich, 14. XII 1937) v. 4, p. 131.

Quant aux influences si nettes de l'aimantation sur la part irréversible (*b*), elles ne peuvent trouver d'explication satisfaisante dans aucune des énergies invoquées ci-dessus. On doit faire appel à des couplages de dyssymétrie plus élevée. Les champs magnétiques mutuels des domaines élémentaires considérés par l'auteur répondent très bien à ces conditions (par la « dispersion » des champs coercitifs élémentaires qu'ils produisent nécessairement). Ces champs mutuels à leur tour d'ailleurs, réagissent sur les variations des processus réversibles prévues par les liaisons élastiques.

La comparaison avec les données recueillies antérieurement par PERRIER et FAVEZ sur de l'acier doux (quelques chiffres en sont reportés ci-dessus) contribue à appuyer ces interprétations. La variabilité de *a* y est moins marquée que dans le nickel (magnétostriction observable, donc anisotropie spontanée, donc couplages élastiques plus faibles); et au contraire les modifications de *b* le sont bien davantage (champs magnétiques texturaux plus élevés au prorata des aimantations spontanées).

Méthode magnétoélectrolytique pour réaliser de fortes anisotropies

par A. PERRIER et C. MERMOD (Lausanne).

Dès les premières notes où l'hypothèse de l'anisotropie de striction spontanée à été formulée¹⁾ 3 conséquences essentielles en ont été indiquées, savoir: l'interprétation des dyssymétries magnétiques et électriques liées aux déformations tant élastiques que rémanentes; puis la possibilité de créer des textures comparables à ces dernières par deux méthodes, celles de *traitements magnétothermique et magnétoélectrolytique*.

On sait avec quel succès la première des deux a été appliquée depuis peu d'années²⁾. Quant aux électrolyses sous action magnétique, il en a été exécuté depuis longtemps, mais avec le but à peu près exclusif de rechercher les distances d'actions mutuelles *atomiques*, elles ont donc porté sur des couches extrêmement minces.

¹⁾ ALBERT PERRIER, Lignes générales d'une théorie de la magnétostriction, H. P. A. v. 4 (1931), pp. 213—237. A. P., Sur l'interprétation mécanique des phénomènes coercitifs, liaisons avec l'aimantation spontanée, application à divers phénomènes. H. P. A. v. 5 (1932), p. 223.

²⁾ R. M. BOZORTH, J. F. DILLINGER et G. A. KELSALL, Magnetic Materials of High Permeability attained by Heat Treatment in a Magnetic Field, Physical Rev. (2) v. 45 (1934), p. 742.

Les questions posées ici requièrent des dépôts compacts où les effets de structure en mosaïque, éventuellement même de réseaux secondaires, puissent se manifester en plein dans toutes les directions de l'espace; elles requièrent aussi comme les présentes expériences l'ont établi, des champs magnétiques beaucoup plus intenses.

Illustrée par une expérience et quelques projections, la présente communication résume des propriétés très caractéristiques reconnues récemment par les auteurs sur des lames de *cobalt* réalisées par dépôt dans des champs magnétiques atteignant quelques milliers de gauss. Des essais assez nombreux et surtout prolongés ont été nécessaires pour atteindre à des dépôts homogènes, sans soufflures et à surface à peu près planes. Conditions étudiées: température, densité de courant, répartition et intensité du champ magnétique, degré d'acidité, adjonctions diverses (substances tampon), dimensions et protection des électrodes.

Les échantillons présentés en séance sont des disques taillés dans les cathodes, \varnothing 20—40 mm., épaisseur 0,5 à 1,0 mm. Dans des champs *alternatifs* de l'ordre de plusieurs centaines d'unités, la direction marquée dans la matière par le champ magnétique de l'électrolyse est amenée vigoureusement à coïncidence avec celle du champ alternatif¹⁾.

Ainsi, la contrainte magnétique durant l'électrolyse impose au milieu une texture durable telle qu'il se comporte comme un *cristal unique à un axe dont la direction est celle de facile aimantation*. Ce qui est en accord avec la prévision théorique principale qui a guidé ces expériences.

La matière est magnétiquement très « dure », l'effet observé croît encore dans des champs alternatifs atteignant 1000 C.G.S. et le champ coercitif se monte à quelques 170 C.G.S.

Les plaques sont fragiles, leurs cassures révèlent avec grande netteté un alignement systématique des cristallites normal aux plans des disques, donc dans la direction générale de croissance des dépôts. La dureté mécanique au burin elle-même semble anisotrope.

¹⁾ Lors des premières expériences, j'ai eu la dévouée collaboration de MM. A. VASSAUX† et F. CHASTELLAIN, ingénieurs chimistes. Un premier échantillon manifestant les caractères décrits ici à un moindre degré a été présenté en séance de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles le 10 juin 1936 (v. Bull. Soc. Vaud. v. 59 (1936), p. 135), il était cependant trop peu homogène pour que l'on pût être certain de l'absence de phénomènes parasites sensibles. A. P.

L'Union Minière du Haut Katanga à Bruxelles a bien voulu faciliter nos essais en mettant à notre disposition le matériel de départ nécessaire. Nous lui exprimons ici nos plus sincères remerciements.

Ces remarquables dyssymétries subsistent même après un recuit de plusieurs heures jusque vers 1200° , donc au-delà du point de Curie du cobalt; ce qui suggère que l'on a affaire ici plutôt à une cristallisation à axes dirigés qu'à une orientation préférentielle des moments des blocs de la mosaïque; la question va être élucidée par des analyses métallographiques et radiographiques.

On signale encore comment des métaux ainsi réalisés pourront probablement contribuer à l'élucidation de l'origine des remarquables propriétés coercitives de certaines poudres ferromagnétiques (GOTTSCHALK, SAPPA).

Über harte Teilchen in Höhenstrahlschauern

von G. HERZOG (E.T.H. Zürich).

Die Häufigkeit von Höhenstrahlschauern in Abhängigkeit der Dicke des schauererzeugenden Körpers (Rossi-Kurve) zeigt bei etwa 2 cm Blei ein Maximum. Neuere Untersuchungen¹⁾²⁾ ergeben ein zweites Maximum bei 15 cm Blei. Dieses Maximum tritt um so ausgeprägter³⁾ auf, je kleiner der Divergenzwinkel der einzelnen Teilchen im Schauer gegeneinander ist. Es wurde auch gezeigt, dass für diese engen Schauer der Absorptionskoeffizient kleiner ist, d. h. die Energie der einzelnen Teilchen ist grösser als bei weiten Schauern.

Die beiden Wilsonaufnahmen mit Magnetfeld, Fig. 1 und 2, bestätigen diese mit Zählrohren gemachten Erfahrungen. Man sieht in Fig. 1 einen „weichen“ Schauer. Fig. 2 zeigt einen Schauer mit über hundert Einzelstrahlen. Oberhalb der 0,6 cm starken Bleiplatte hat er das Aussehen eines weichen Schauers. In der Platte werden parallel drei harte, enge Schauer ausgelöst. Aus der geringen Krümmung im Magnetfeld (1300 Gauss) kann auf eine Einzelenergie der Teilchen von sicherlich über $5 \cdot 10^8$ Volt geschlossen werden. Wegen der grossen gesamten Teilchenzahl in dieser Aufnahme (Hofmannstoss) ist es leider nicht möglich, die Energie und Richtung der Einzelstrahlen ganz genau zu verfolgen. So gut dies aber möglich ist, wurde in Fig. 3 eine Nachzeichnung der ausgeprägtesten Strahlen ausgeführt.

¹⁾ M. ACKERMANN, Naturw. **22**, 169, 1934.

²⁾ J. N. HUMMEL, Naturw. **22**, 170, 1934.

³⁾ SCHMEISER & BOTHE, Ann. Phys. 1938, **32**, 161.

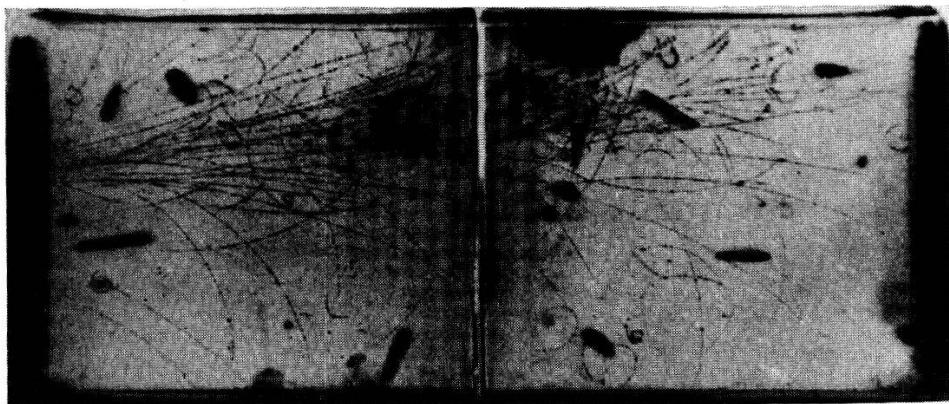


Fig. 1.

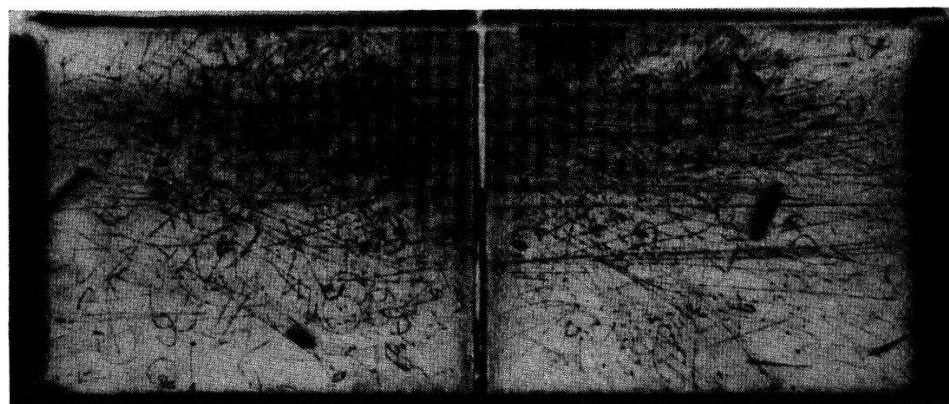


Fig. 2.

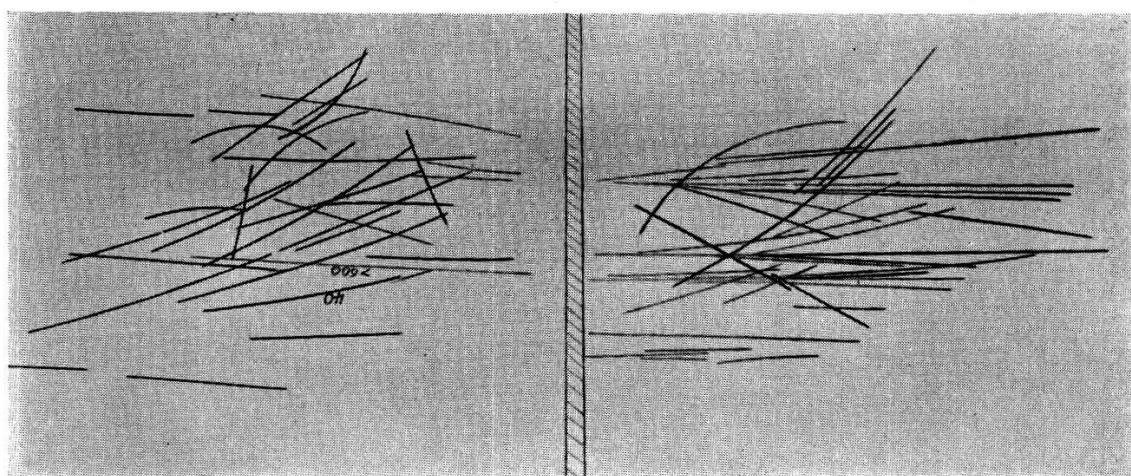


Fig. 3.

*

Automatische Wilsonkammeranordnung

von K. ZUBER (Zürich).

Von einer automatischen Wilsonkammeranordnung wird der Schalautomat, welcher die einzelnen Operationen steuert, die Beleuchtung und die Anwendung von Eisen zur Verstärkung des magnetischen Feldes beschrieben.

Die Technik der automatischen Wilsonkammer, wie sie von BLACKETT¹⁾ entwickelt worden ist, geht von dem Prinzip aus, alle wichtigen Operationen wie Hauptexpansion, Beleuchtung, Reinigungsexpansion in exakt reproduzierbarer Weise automatisch aufeinanderfolgen zu lassen. Die technische Hauptschwierigkeit ist dabei der Umstand, dass zwischen den einzelnen Operationen Zeiten verfliessen, welche von ganz verschiedener Größenordnung sind. Es folgen sich z. B. Hauptexpansion und Beleuchtung in

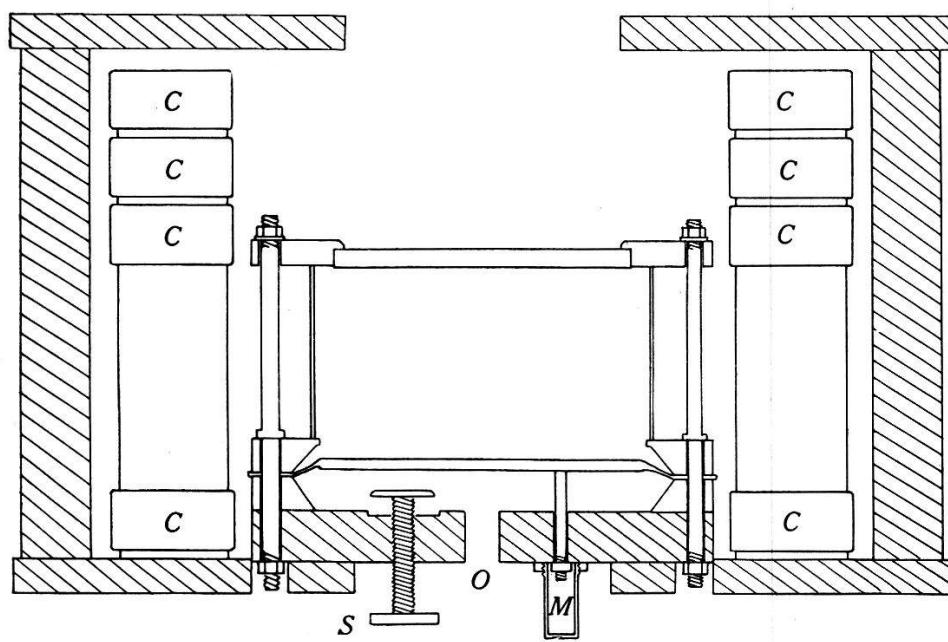


Fig. 1. 10 cm

Schnitt durch die Wilsonkammer, Feldspulen *C* und Eisenarmatur (schraffiert). Von den acht Säulen, die die Deckplatte tragen, sind im Schnitt nur zwei gezeichnet.

einigen Zehntelsekunden, dagegen verfliesst zwischen Reinigungsexpansion und Hauptexpansion ungefähr eine halbe Minute. Die Art und Weise, wie dies in vorliegender Anordnung bewerkstelligt wird, weicht weitgehend von der Anordnung von BLACKETT ab. Sie hat sich bei einer grösseren Aufnahmeserie gut bewährt und soll daher neben anderen Einzelheiten kurz mitgeteilt werden.

Die Kammer wurde speziell für die Untersuchung der Paarbildung in einem Gas²⁾ konstruiert. Sie ist nach dem Membran-

¹⁾ P. M. S. BLACKETT, Journ. Sci. Instr. **4**, 433, 1927.

²⁾ K. ZUBER, Helv. Phys. Acta **11**, 207, 1938.

typus (Fig. 1) gebaut. Eine Isolierplatte von 6 mm Dicke, welche zwischen zwei Gummiplatten geklebt ist, bildet die bewegliche Membran und trennt die Kammer in zwei Teile. Der obere Teil, der eigentliche Kondensationsraum, besitzt bei 20 cm Durchmesser eine Höhe von 11 cm und wird mit dem Versuchsgas von etwa $1\frac{1}{2}$ Atmosphären gefüllt. Wird in den unteren Teil, den Kompressionsraum, Luft von etwas mehr als $1\frac{1}{2}$ Atmosphären Druck eingelassen, so nimmt die Membran ihre höchste Stellung ein, die mit Hilfe von drei Stellmuttern (M) ein für allemal fest eingestellt wird. Beim Öffnen des Hauptventils des Kompressionsraums, von dem der Übersichtlichkeit halber nur die Öffnung (O) gezeichnet ist, sinkt der Druck im Kompressionsraum plötzlich auf Atmosphärendruck und die Membran bewegt sich sehr schnell in ihre tiefstmögliche Stellung, die mit Hilfe der drei Stellschrauben (S) bequem einreguliert werden kann. Die Reinigungsexpansion wird durch langsames Ausströmen der Luft aus dem Kompressionsraum bewerkstelligt. Das entsprechende Ventil, wie auch das Ventil für die Zufuhr der Druckluft ist in der Figur nicht gezeichnet. Alle Ventile werden durch Elektromagnete betätigt.

Zur Herstellung des Magnetfeldes werden vier flache Spulen (C) verwendet, wobei das Feld durch Anwendung von Eisen in einer aus der Figur ersichtlichen Weise verstärkt wird. Obschon der magnetische Widerstand der Spulen zur Hauptsache sich gerade dort befindet, wo die Wilsonkammer ist, lässt sich doch eine Verstärkung des Feldes um 50% erzielen. Da bei gegebenen Spulen die Feldstärke der Wurzel aus der Leistung proportional ist, hat dies zur Folge, dass nur ungefähr die halbe elektrische Leistung benötigt wird, um ein bestimmtes Feld zu erzeugen. Bei 1500 Gauss beträgt der Spulenstrom nur 30 Ampère bei einer Leistung von 4,5 KW. Damit sich die Spulen nicht übermäßig erwärmen, werden sie kurz vor der Hauptexpansion angeschaltet und nach der Belichtung sofort wieder abgeschaltet. Trotz der Verwendung von Eisen ist wegen der speziellen Anordnung der Spulen das Feld recht homogen. In 4 cm Abstand von der Achse ist die Feldstärke um 1%, in 6 cm um 2% geringer als in der Kammermitte.

Der Automat zur Steuerung der verschiedenen Elektromagnete ist in Fig. 2 wiedergegeben. Er besteht aus zwei Teilen. Der eine Teil ist ein umgebauter Gleichstromzähler (Z), welcher dauernd läuft und alle 75 Sekunden ein Relais während rund 5 Sekunden einschaltet, worauf der Motor des zweiten Teils zu laufen beginnt. Die Umdrehungen der Motorachse werden mit zwei Schneckengetrieben in zwei Stufen derart reduziert, dass die entsprechenden Achsen $1\frac{1}{2}$ und 40 Sekunden für eine Umdrehung benötigen.

Auf der ersten, schnelleren Achse sitzt mit Reibung eine Scheibe aus Ebonit, welche durch eine elektromagnetische Sperrvorrichtung (R) festgehalten wird. Auf der langsameren Achse sitzen verstellbare Nocken zur Betätigung der Kippschalter für diejenigen Operationen, welche sich in grösseren Zeitabständen folgen. Die Schaltfolge ist folgende: Der Motor steht zunächst still bis er

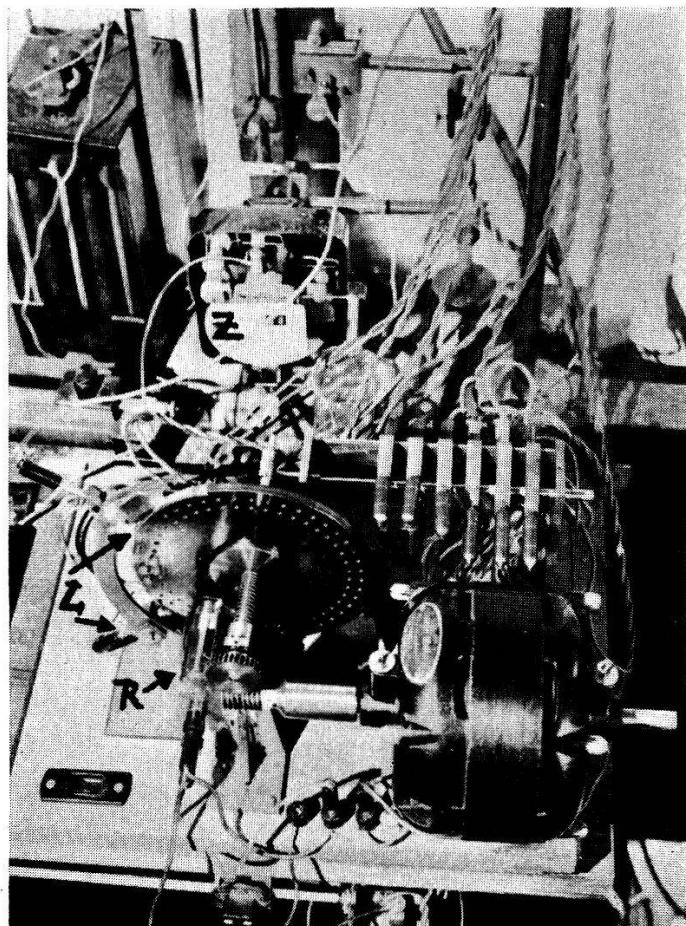


Fig. 2.

Schaltautomat für die verschiedenen Elektromagnete. Die sechs von der langsameren Achse betätigten Kippschalter sind hinter dem Antriebsmotor sichtbar. In den in zwei Kreisen angeordneten Löcherfolgen der Scheibe werden Nocken zur Betätigung der Federschalter für Hauptexpansion und Quelle verstellbar befestigt.

vom Gleichstromzähler über das Relais eingeschaltet wird. Dann wird zunächst durch einen der sechs Kippschalter die Druckluftzufuhr abgestellt und durch einen zweiten Kippschalter die Scheibe für eine einzige Umdrehung freigegeben, wobei sofort das Magnetfeld eingeschaltet wird, die Hauptexpansion erfolgt und kurz darauf die Beleuchtung, d. h. alle jene Operationen, welche sich rasch aufeinander folgen. Bevor die Scheibe still steht, schaltet sich das Magnetfeld wieder ab. Während der Umdrehung wird

ferner noch ein Lämpchen zur Beleuchtung eines Zählwerkes eingeschaltet, so dass auf jeder Aufnahme eine Nummer mitphotographiert werden kann. Nachdem die Scheibe still steht, wird das Hauptventil geschlossen, die Zufuhr der Druckluft geöffnet, die Membran steigt wieder. Dann folgt die Reinigungsexpansion und gleichzeitig damit die Betätigung des Zählwerkes, und kurz nach derselben stellt sich der Motor mit Hilfe eines weiteren Kippschalters automatisch ab. Bis der Zähler den Motor wieder in Gang setzt, verfliessen rund 35 Sekunden, während denen die Kammer einigermassen das thermische Gleichgewicht wieder erlangen kann. Ausser den angegebenen Kontakten wird beim einmaligen Drehen der Scheibe noch ein Kontakt geschlossen, welcher die γ -Strahl-Quelle betätigt. Die Quelle befand sich bei den Versuchen¹⁾ in einem Bleipanzer und wurde dort durch einen kleinen Elektromagneten oberhalb eines im Panzer angebrachten Kanals gehalten. Beim Schliessen des Kontaktes wurde der Elektromagnet kurzgeschlossen und die Quelle schnell durch eine kräftige Feder vor die Kanalöffnung gebracht. Durch Verstellen dieses Kontaktes auf der Scheibe liess sich erreichen, dass die von der Quelle herrührende ionisierende Strahlung erst nach der Expansion in die Kammer gelangte. Auf diese Art wurden alte Spuren weitgehend vermieden.

Zum Schalten des Beleuchtungsstromes ist auf der Peripherie der Scheibe ein Metallsegment eingelassen, das beim Vorüberschreichen an zwei Kohlenbürsten (L) den Stromkreis für die Lampen kurzschießt. Der Abstand der Kohlen ist verstellbar, so dass sich die Dauer der Beleuchtung bequem regulieren lässt. Sie betrug weniger als 0,08 Sekunden. Als Lampen erwiesen sich drei 100 Watt Nitrasonoffitten für 100 Volt, die an 200 Volt angeschlossen wurden, als ausreichend. Zur Reduktion des Stromes im Einschaltmoment war jeder Lampe ein Widerstand von 8 Ohm vorgeschaltet. Photographiert wurde mit Kern-Linsen $f = 4,8$ cm und 1 : 2 Lichtstärke auf Ilford Hypersensitive Panchromatic Platten.

Die zum Bau der automatischen Wilsonkammeranordnung benötigten Mittel habe ich der Jubiläumsspende der Universität Zürich zu verdanken. Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER danke ich für seine bereitwillige Unterstützung mit Institutsmitteln.

¹⁾ K. ZÜBER, loc. cit.

Einzelstreuung schneller Elektronen in Argon

von K. ZUBER (Zürich).

Die Streuprozesse von Comptonelektronen der Energien $1,7 - 2,4 \cdot 10^6$ eV werden mit Hilfe einer automatischen Wilsonkammeranordnung in Argon untersucht. Die Zahl der beobachteten Streuprozesse stimmt innerhalb der Genauigkeit der Statistik mit dem nach der Mott'schen Theorie berechneten Wert überein.

1. Streuprozesse sind ganz allgemein im Stande, über die zwischen den beteiligten Teilchen wirkenden Kräfte Aufschluss zu geben. Für den Fall, dass ein Elektron durch einen Atomkern gestreut wird, nimmt man als Wechselwirkung eine gewöhnliche Coulombkraft an. Die diesbezügliche Theorie ist auf Grund der Dirac'schen Wellengleichung von MOTT¹⁾ entwickelt worden und führt zu einem Wirkungsquerschnitt für den Streuwinkelbereich $\Theta = 180^\circ$, der durch

$$\sigma_{\Theta}^{180} = \frac{\pi \cdot Z^2 \cdot r_0^2}{\gamma^2 \beta^4} \left[\cotg^2 \frac{\Theta}{2} + 2 \beta^2 \ln \sin \frac{\Theta}{2} + \frac{2 \pi \beta Z}{137} \left(\sin \frac{\Theta}{2} + \frac{1}{\sin \frac{\Theta}{2}} - 2 \right) \right]$$

gegeben ist. Dabei bedeutet Z die Ordnungszahl des Atoms,

$$r_0 = \frac{e^2}{m c^2}, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

(v die Geschwindigkeit des Elektrons) und

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Von den experimentellen Untersuchungen, welche zur eingehenden Prüfung der Theorie unternommen worden sind, seien neben der von NEHER²⁾, welcher relativ langsame Elektronen verwendete, diejenigen von CHAMPION³⁾ einerseits und SKOBELTZIN und STEPANOVA⁴⁾ andererseits erwähnt. CHAMPION untersuchte die Streuung der β -Strahlen von Ra-E (Maximalenergie rund 10^6 eV) in Stickstoff und fand gute Übereinstimmung mit der Theorie. Dagegen stellten SKOBELTZIN und STEPANOVA für β -Strahlen mit Energien von $1,5 - 3,0 \cdot 10^6$ eV für Streuwinkel $> 60^\circ$ Wirkungsquerschnitte fest, welche bis zu rund 40 mal grösser waren

¹⁾ MOTT, Proc. Roy. Soc. (A) **135**, 429, 1932.

²⁾ NEHER, Phys. Rev. **38**, 1321, 1931.

³⁾ CHAMPION, Proc. Roy. Soc. (A) **153**, 353, 1936.

⁴⁾ SKOBELTZIN und STEPANOVA, Nat. **137**, 456. 1936.

als der theoretische Wert. Im Hinblick auf dies abnormale Verhalten schneller Elektronen schien es mir wünschenswert, das Plattenmaterial, welches ich für die Untersuchung der Materialisation der γ -Strahlung in Argon¹⁾ aufgenommen hatte, auch in bezug auf Streuprozesse der stets in grosser Zahl vorhandenen Compton-elektronen zu verarbeiten. Dabei beschränkte ich mich allerdings nur auf Elektronenenergien $> 1,7 \cdot 10^6$ eV, um von vorneherein eine Verwechslung mit Paarprozessen zu vermeiden.

2. Auf den 2300 Aufnahmen wurden 350 m Spurlänge von Elektronen des Energieintervalls $1,7 - 2,4 \cdot 10^6$ eV festgestellt. In der folgenden Tabelle ist die Zahl der beobachteten Streuprozesse für einen Winkelbereich von Θ bis 180° mit n_Θ^{180} eingetragen.

Θ	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120
n_Θ^{180}	30	20	10	7	4	4	4	4	2	1
N_Θ^{180}	48	24	13	11	4	4	4	4	2	1
N_Θ^{180} Mott	64	32	18	10	6	4	2	1,2	0,7	0,4

Zum Vergleich mit der Theorie darf nicht n_Θ^{180} verwendet werden. Als nämlich ein grosser Teil der Aufnahmen ein zweites Mal durchgesehen wurde, zeigte es sich, dass bei der ersten Musterung eine Anzahl Streuprozesse übersehen worden waren und umgekehrt, dass nicht alle bei der ersten Sichtung festgestellten Prozesse auch wieder bei der zweiten Musterung notiert wurden. Der Grund für dieses Übersehen ist einerseits darin zu sehen, dass eine derartige Musterung bei grosser Plattenzahl sehr ermüdend ist, namentlich wenn viele Spuren auf jeder Aufnahme sind, die sich zum Teil überkreuzen. Ferner ist bei einer durch das Magnetfeld gekrümmten Spur eine Streuung nicht so auffällig wie bei einer geraden. Auch wenn die Streuung vorwiegend in Richtung der photographischen Aufnahme stattgefunden hat, ist sie trotz der stereoskopischen Betrachtung der Aufnahmen leicht zu übersehen. Dieser persönliche Fehler der Statistik kann für kleine Streuwinkel recht beträchtliche Werte annehmen, doch lässt sich sein Betrag experimentell bestimmen. Es sei die Zahl der wirklich vorhandenen Streuprozesse N , diejenige, welche bei der ersten Musterung festgestellt wird n_1 und n_2 die entsprechende für die zweite Sichtung. Ferner bedeute n_{12} die Zahl der Prozesse, welche beide Male notiert wurden. Dann gilt, nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung, $n_1 = a_1 N$, $n_2 = a_2 N$, $n_{12} = a_1 \cdot a_2 N$ und somit

¹⁾ K. ZUBER, Helv. Phys. Acta **11**, 207, 1938.

$N = \frac{n_1 \cdot n_2}{n_{12}}$. Auf diese Art wurden die in der dritten Zeile stehenden Werte N_θ^{180} erhalten, die nun mit der Theorie (4. Zeile) zu vergleichen sind. Dabei ist zu beachten, dass neben der statischen Ungenauigkeit noch der Fehler in der Spurlänge, welcher auf etwa 20% geschätzt wird, zu berücksichtigen ist. Ferner ist für die Berechnung des theoretischen Wertes einfach eine mittlere Energie $E = 2,0 \cdot 10^6$ eV angenommen worden, ohne zu berücksichtigen, wie sich die Spuren auf das fragliche Intervall $1,7 - 2,4 \cdot 10^6$ eV verteilen. Trotz dieser Ungenauigkeiten geht aus der Tabelle doch deutlich hervor, dass der Wirkungsquerschnitt sicherlich kein Vielfaches des theoretischen Wertes betragen kann. Vielmehr ist die Übereinstimmung mit der Mott'schen Formel so gut, wie sie unter den angegebenen Umständen zu erwarten ist¹⁾.

3. Die Situation im Hinblick auf Streuung von Elektronen durch Atomkerne ist daher die folgende: Nach CHAMPION streut Stickstoff Elektronen bis zu Energien von 10^6 -eV gemäss der Coulombwechselwirkung²⁾. Für energiereichere Elektronen finden SKOBELTZIN und STEPANOVA in Stickstoff anomal hohe Streuwerte. Die vorliegende Untersuchung zeigt, dass in Argon Elektronen von gleich hoher Energie normal, das heisst entsprechend der Mottschen Formel gestreut werden, so dass also sicherlich nicht die hohe Energie allein die Diskrepanz bei SKOBELTZIN und STEPANOVA bedingt. Vielmehr scheint, wenn die verschiedenen Statistiken richtig sind, eine ganz spezifische Eigenschaft der Struktur des Stickstoffkerns den anomalen Wert der Streuung bei hohen Energien der Elektronen nach sich zu ziehen.

Der Jubiläumsspende der Universität Zürich habe ich für die Bewilligung eines Beitrages zu danken. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER für seine Unterstützung mit Institutmitteln.

Resonanzniveaus für Neutroneneinfangung beim Indium

von E. KELLER und P. PREISWERK (Zürich, E. T. H.).

Durch Neutronenanlagerung entstehen bei Bestrahlung des Indiums u. a. β -Strahler mit den Perioden von 13'' und 54'. Beide Perioden sind wahrscheinlich dem Indiumisotop 116, also einem

¹⁾ In meinem Material fand ich einen einzigen mit Sicherheit als solchen erkennbaren unelastischen Streuprozess. Er ist in der Statistik nicht berücksichtigt.

²⁾ Nach einer neueren Arbeit von STEPANOVA (Physikal. Zschr. d. Sov. Union **12**, 550, 1937) soll im Gegensatz zu CHAMPION auch in diesem Energiebereich die Streuung grösser sein als nach der Theorie.

isomeren Kern zuzuordnen. Um zu untersuchen, ob die Bildung der 2 β -Strahler vom selben Anregungsniveau ihren Ausgang hat, wurden die Borabsorptionskoeffizienten für in Paraffin verlangsamte und durch Cadmium gefilterte Neutronen gemessen. Die Messung erfolgte mit der von FRISCH¹⁾ angegebenen Anordnung des Paraffins mit Abschrägung und mit einer automatischen Schwenkvorrichtung des Detektors vom Bestrahlungsort zum Zähler. Durch Abschirmung mit Borschichten wurde eine Aktivierung durch die in der Umgebung gestreuten Neutronen vermieden. Der Borabsorptionskoeffizient, bestimmt mit Borschichten von 100, 200, 300 mgr Bor/cm² wurde verschieden gefunden für die beiden Perioden. $\mu_{\text{Bor}} (\text{In } 54') = 5,0 \pm 0,1 \text{ cm}^2/\text{g}$, $\mu_{\text{Bor}} (\text{In } 13'') = 4,1 \pm 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$ (vgl. ²⁾ und ³⁾). Der Grundzustand und der metastabile Zustand des In 116 scheinen somit bei Neutronenanlagerung vorwiegend von 2 verschiedenen Niveaus aus erreicht zu werden.

Das magnetische Spektrum von H-Kanalstrahlen in Abhängigkeit von Gasentladungsspannung und Gasentladungsstrom

von E. BALDINGER und P. HUBER (E. T. H., Zürich).

Für eine Kanalstrahlröhre, wie sie von uns gebaut wurde⁴⁾, haben wir das magnetische Spektrum von *H*-Kanalstrahlen für verschiedene Gasentladungsspannungen und Gasentladungsströme ausgemessen. Fig. 1 zeigt ein solches Spektrum. Als Ordinate ist der magnetisch ausgeblendete und im Faradaykäfig gemessene Teil des Kanalstrahles aufgetragen als Abszisse das Magnetfeld in Örstedt. Aus den Spektren ist ersichtlich, dass mit kleiner werdender Entladungsspannung der Kanalstrahl prozentual mehr Molekülionen enthält.

In Fig. 2 ist das Maximum des ausgeblendeten Protonenstromes J_P in Abhängigkeit der Entladungsspannung und des Stromes dargestellt. J_P wächst mit steigender Spannung und grösser werdendem Strom, jedoch ist der Einfluss der Spannung wesentlicher. Um die Güte einer Kanalstrahlröhre ungefähr zu beurteilen, kann man den Gasentladungsstrom und den magnetisch ausgeblendeten Protonenstrom miteinander vergleichen. Es ergibt sich z. B. für eine Gasentladungsspannung von 48 KV und einen Entladungsstrom von 6 mA und 100 KV Nachbeschleunigung ein unabgelenkter Kanalstrom zu 1,5 mA und ein ausgeblendeter

¹⁾ O. R. FRISCH, Mitt. d. Kgl. Dän. Wissensch. Ges., Bd. 14, No. 12, 1937.

²⁾ H. H. GOLDSMITH, F. RASSETTI, Phys. Rev. 50, 328, 1936.

³⁾ A. E. G. MITCHELL, L. M. LANGER, Phys. Rev. 53, 505, 1938.

⁴⁾ BALDINGER, HUBER und STAUB, Helv. Phys. Acta 11, 245, 1938.

Protonenstrom zu $150 \mu\text{A}$. Gasentladungsstrom und Protonenstrom verhalten sich also wie $40 : 1$. Zum Vergleich sei eine ältere im Phys. Inst. der E. T. H. gebaute Kanalstrahlröhre herbeigezogen. Die entsprechenden Werte waren: Gasentladungsstrom 15 mA , magnetisch ausgeblendeter Protonenstrom $10 \mu\text{A}$. Bei dieser Konstruktion verhalten sich die Ströme wie $1500 : 1$.

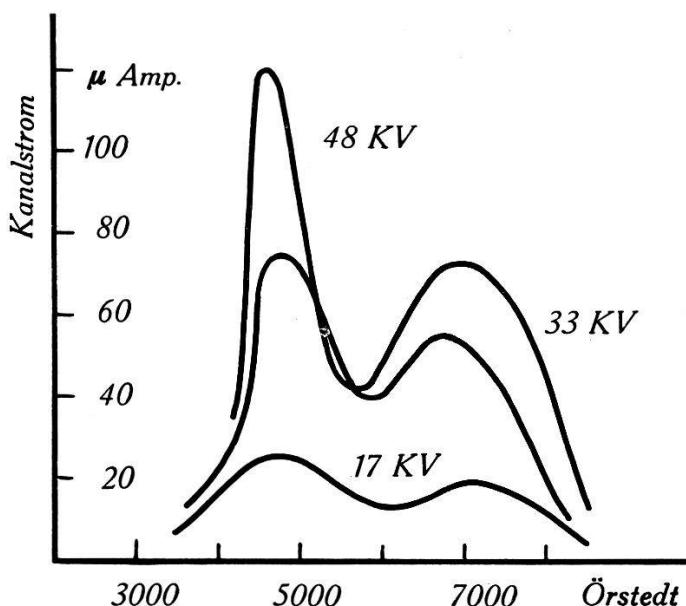


Fig. 1.

Magnetische Spektren von H -Kanalstrahlen.
Gasentladungsstrom 6 mA
Gasentladungsspannungen 17 KV , 33 KV , 48 KV .

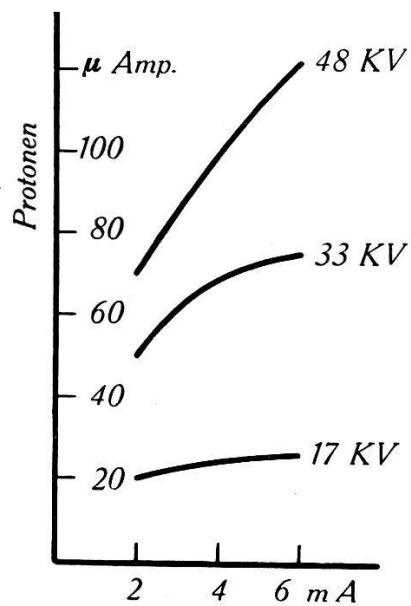


Fig. 2.

Abhängigkeit des Protonenstromes J_P von Gasentladungsspannung und Strom.

Zum unabgelenkten Kanalstrom von $1,5 \text{ mA}$ ist zu bemerken, dass in diesem Wert die durch den Kanalstrahl ausgelösten Sekundärelektronen inbegriffen sind, da bei unserer Versuchsanordnung eine Messung des gesamten Kanalstrahles mit Faradaykäfig nicht leicht ausführbar war.

Über die Energie-Impuls-Tensoren und die Stromvektoren in der Theorie von Dirac für Teilchen mit Spin grösser als $\frac{1}{2} h$.

von J. M. JAUCH (Zürich).

Die Dirac'schen Gleichungen¹⁾, welche die Beschreibung von Elementarteilchen mit grösseren Spineigenwerten liefern sollen, stellen eine Verallgemeinerung dar der alten relativistischen Theorie von DIRAC für Teilchen mit Spin $\frac{1}{2} h$, indem für die Wellenfunktion mehr als vier Komponenten zugelassen werden. An eine solche Verallgemeinerung sind aus physikalischen Gründen die folgenden Forderungen zu stellen:

¹⁾ Vgl. P. A. M. DIRAC, Proc. Roy. Soc., Bd. 155, S. 447, 1936.

1) Die ψ -Funktion (d. h. jede einzelne Komponente davon) soll der Wellengleichung zweiter Ordnung genügen:

$$\square \psi = \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \psi. \quad (1)$$

2) In Verallgemeinerung der Dirac'schen Gleichungen sollen die einzelnen Komponenten untereinander durch Gleichungssysteme vom Typus

$$\Gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} \psi = C\psi \quad x^4 = ct \quad (\mu = 1, \dots, 4) \quad (2)$$

verknüpft sein, wobei die Γ_μ , C zunächst noch irgendwelche beliebige Matrizen darstellen können. Die Freiheit in der Wahl dieser Matrizen wird aber wesentlich eingeschränkt durch die Forderung:

3) Das Gleichungssystem (2) soll invariant sein bei Lorentztransformationen, d. h. bei der Transformation

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x^{\mu'}}$$

soll sich ψ derart transformieren: $\psi \rightarrow \psi'$, dass aus (2) folgt

$$\Gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^{\mu'}} \psi' = C\psi'. \quad (2')$$

Setzen wir $\psi' = S\psi$, so sehen wir, dass die Transformationen S eine Darstellung der Lorentzgruppe bilden. Wir wollen ferner festsetzen:

4) Die ψ sollen sich nach einer *irreduziblen* Darstellung der Lorentzgruppe transformieren. Andernfalls zerfällt nämlich das Gleichungssystem (2) vollständig in mehrere voneinander unabhängige Systeme.

5) Aus dem ψ -Feld sollen die Energiedichte, die Impulsdichte und die Spannungen berechnet werden können. Diese Größen sollen zusammen einen symmetrischen Tensor zweiten Ranges bilden, und es sollen der Energiesatz und der Impulssatz gelten:

$$\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = 0. \quad (3)$$

Ausserdem kann man fragen, ob es möglich ist einen Vierervektor zu definieren, den man als Wahrscheinlichkeits- oder Ladungs-

und Stromdichte interpretieren kann und der deshalb ebenfalls einer Kontinuitätsgleichung genügt:

$$\frac{\delta S_\nu}{\delta x^\nu} = 0.$$

Zur Konkurrenz für diese Tensoren lassen wir Grössen zu, die sich durch Bilinear-Kombination aus der Wellenfunktion, ihrer Konjugierten und ihrer ersten Ableitung bilden lassen. Der Grund für diese Beschränkung ergibt sich aus der Überlegung, dass diese Theorie in der unrelativistischen Näherung in die alte Schrödinger-sche Theorie übergehen soll.

Die Gleichungen von DIRAC genügen den Forderungen 1), 2), 3) und 4). Es war der Zweck dieser Untersuchung, festzustellen, ob sich mit ihnen die Forderung 5) verwirklichen lässt.

DIRAC unterscheidet die beiden Fälle, dass die Ruhemasse $m = 0$ oder $m \neq 0$ ist. Im ersten Fall lauten die Gleichungen

$$\Gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} \psi = 0. \quad (5)$$

Die Matrizen Γ^μ bzw. die Anzahl der Komponenten von ψ hängen von einer Quantenzahl k ab, welche alle halbganzen Werte von $\frac{1}{2}$ an annehmen kann.

Der Fall $k = \frac{1}{2}$ liefert die alte Dirac'sche Theorie für Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ und Ruhemasse 0. Es existiert die Energie und der Strom, aber die Energie ist nicht positiv definit.

Der Fall $k = 1$ liefert die Lichtquanten. Die Gleichungen sind identisch mit den Maxwell'schen. Es existiert demnach der Energie-Impuls-Tensor, mit positiver Energiedichte. Dagegen existiert kein Strom.

Die höhern Fälle bei DIRAC sind auszuschliessen, da keine Energie definiert werden konnte.

Im Fall $m \neq 0$ lassen sich die Dirac'schen Gleichungen folgendermassen schreiben: Es gibt zwei Quantenzahlen k und l und dementsprechend zerfällt ψ in die beiden Teile ψ_A und ψ_B .

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_A^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} \psi_A &= C_B \psi_B \\ \Gamma_B^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} \psi_B &= C_A \psi_A \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

k und l können unabhängig voneinander sämtliche halb-ganzen

Werte durchlaufen. Der Fall $k = l = \frac{1}{2}$ ist der alte Dirac'sche Fall mit Spin $\frac{1}{2}$. Der Fall $k = \frac{1}{2}, l = 1$ ist die Theorie von PROC¹⁾.

Die Definition des Energie-Impuls-Tensors und des Stromvektors ist möglich im Fall $k = l$ und $k = l - \frac{1}{2}$. In den übrigen Fällen konnte keine Definition des Energie-Impuls-Tensors geben werden. Nun konnte aber gezeigt werden, dass alle Fälle mit $k + l = \text{const.}$ ineinander übergeführt werden können, dass sie also gar nicht als wesentlich verschieden zu betrachten sind. Es hat demnach einen Sinn nur noch die beiden Fälle $k = l$ und $k = l - \frac{1}{2}$ in Betracht zu ziehen.

Es bleibt noch die Frage nach dem Spin zu erwähnen. Um die Grösse des Spins zu bestimmen genügt es, bei vorgegebenem Impuls und Energie die Anzahl unabhängiger Zustände zu ermitteln. Bezeichnen wir $k + l - \frac{1}{2} = f$, so ist diese Zahl $2f + 1$. Die Zahl f kann deshalb als vernünftige Definition des Spins angesehen werden. Im Fall der Ruhemasse 0 dagegen gibt es in jedem Fall nur zwei unabhängige Zustände, wie das bei den Maxwell'schen Gleichungen schon der Fall ist.

Über die relativistische Theorie für Teilchen mit ganzzahligem Spin sowie deren Quantisierung

von MARKUS FIERZ (Zürich, E. T. H.).

(Eine ausführliche Veröffentlichung erfolgt in den Helvetica Physica Acta.)

Einem Tensorfeld $\Phi_{i k \dots e}(x, t)$ der f -ten Stufe (f Indices), wo der Feldtensor $\Phi_{i k \dots e}$ symmetrisch in allen Indices ist und weiter den Gleichungen

$$\Phi_{i i k e \dots} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi_{i k \dots e}}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

sowie der Wellengleichung 2. Ordnung

$$\square \Phi_{i k \dots e} = \frac{1}{\lambda^2} \Phi_{i k \dots e}$$

genügt, kann man mit Hilfe der relativistischen Quantendynamik Teilchen (Feldquanten) mit dem ganzzahligen Spin f und der Masse $\hbar/\lambda c$ zuordnen. Dies geschieht, indem man zwischen $\Phi_{i k \dots e}^*$ und $\Phi_{i k \dots e}$ relativistisch invariante Vertauschungsrelationen fordert, welche als Verallgemeinerung der Vertauschungsrelationen der skalaren Theorie für Spin null angesehen werden können.

¹⁾ Journal de phys. VII, 1936, S. 347.

Die Verallgemeinerung hat so zu geschehen, dass die Symmetiebedingung für $\Phi_{ik\dots e}$ sowie die Nebenbedingungen (1) und (2) identisch erfüllt werden. Es ist uns gelungen, solche Vertauschungsrelationen aufzustellen und es lässt sich auch hier zeigen, ebenso wie im Falle des Spin null, dass die hier betrachteten Teilchen mit ganzzahligem Spin stets der Bose-Statistik genügen.

Über die Energieverluste von Elementarteilchen mit ganzzahligem Spin

von E. C. G. STUECKELBERG (Genève).

Die Energieverluste von *geladenen Teilchen* beim Durchgang durch Materie werden im wesentlichen durch *Ionisation* (bei relativ kleinen Energien) und durch *Bremsstrahlung* (bei relativ hohen Energien) bedingt.

Die *Lichtquanten* werden bei kleiner Energie infolge des *Photoeffektes* verschwinden. Bei höheren Energien ist ihr Energieverlust durch *Comptoneffekt* und *Paarerzeugung* bestimmt.

Die neuerdings zur Erklärung der Kernkräfte mit Erfolg eingeführten, geladenen und ungeladenen Teilchen mit ganzzahligem Spin¹⁾ nehmen in gewissem Sinne eine Mittelstellung ein:

Falls sie Ladungsträger sind, so werden auch sie zu Ionisation und Bremsstrahlung Anlass geben.

Andererseits erlaubt ihnen aber ihre Analogie zum Lichtquant noch folgende zwei Prozesse:

1. „*Photo*“-Effekt: Ein solches Teilchen wird von einem gebundenen Kernbestandteil absorbiert in analoger Weise wie ein gebundenes Elektron ein Lichtquant absorbieren kann. Wegen des Satzes von der Erhaltung von Energie und Impuls kann aber auch hier nur ein gebundener Kernbestandteil die Energie des Teilchens aufnehmen.

Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion kann auf Grund folgender Modellvorstellung abgeschätzt werden. An Stelle des von der klassischen Mechanik geforderten Dreierstosses (Zwei Kernbestandteile und das Teilchen) führen wir eine freie Weglänge des Kernbestandteils R ein. Die Zustände des Kernes nach Absorption der (wegen der grossen Ruhemasse der Teilchen sehr grossen) Energie beschreiben wir durch ein Kontinuum ebener Wellen.

¹⁾ Die Existenz solcher Teilchen wurde von YUKAWA 1935 gefordert. Weitere Literaturangaben siehe in den beiden Abhandlungen des Verfassers STUECKELBERG, Helv. Phys. Acta **11**, 225 und 299 (1938).

Dann erhält man für unrelativistische Geschwindigkeiten des beschleunigten Kernbestandteils folgende Formel für den Wirkungsquerschnitt:

$$Q = \frac{(fe)^2}{hc} l_P^{-2} \left(\frac{M_k}{M_P} \right)^{1/2} \left(\frac{J}{M_k c^2} \right)^2 \frac{l_k^{-1}}{R} \left(\frac{M_k c^2}{E_k} \right)^n \frac{c}{v} .$$

Hierin haben e , h und c die übliche Bedeutung. f ist eine Zahl der Größenordnung $\sqrt{137}$, welche die Kopplung zwischen dem Feld der Teilchen und den Kernbestandteilen vermittelt. l_P und l_k sind die reciproken Comptonwellenlängen von Kernbestandteil und Teilchen. M_P und M_k sind ihre Massen. J ist das mittlere Anziehungspotential innerhalb des Kernes. v ist die Geschwindigkeit des Teilchens. Der Exponent n nimmt je nach der Kopplung (spinlose Teilchen, Teilchen mit Spin 1 longitudinal oder transversal zur Bewegungsrichtung usw.) verschiedene Werte zwischen $5/2$ und $9/2$ an. E_k ist die Energie (inkl. Ruhenergie) der Teilchen. Für relativistische Geschwindigkeiten des beschleunigten Kernbestandteils ergibt sich natürlich die Sautersche Formel²⁾ des Photoeffekts (Q umgekehrt prop. zu E_k). Die Ruhmasse der Teilchen kann keine Rolle mehr spielen. Somit erhält man aus Dimensionsgründen

$$Q \propto \frac{(fe)^2}{hc} l_P^{-2} \left(\frac{J}{M_P c^2} \right)^2 \frac{l_P^{-1}}{R} \frac{M_P c^2}{E_k} .$$

Da im Fall des atomaren Photoeffektes $J \propto Z^2$, $R \propto 1/Z$ und $E_k = h\nu$ ist, so folgt tatsächlich $Q \propto Z^5/\nu$.

2. „Compton“-Effekt. Auf seine Bedeutung wurde schon von BHABHA³⁾ hingewiesen: Das Teilchen wird an einem Kernbestandteil gestreut. Man überzeugt sich leicht, dass der Querschnitt mit

$$Q = \left(\frac{(fe)^2}{hc} \right)^2 l_P^{-2} \dots$$

proportional ist. Wegen des Faktors f ist er also bereits bei kleinen Energien von gleicher Größenordnung wie der „Photo“-effekt. Andererseits überwiegt aber bei kleinen Geschwindigkeiten der „Photo“-effekt wegen des Faktors c/v . Die Größenordnung des Faktors f bewirkt, dass die ersten beiden Faktoren nur ca. 100 mal kleiner sind als der „elektrische Querschnitt“ des Elektrons. Wenn die Teilchen eine Ruhemasse von ca. 200 Elektronenmassen haben, so ist ihr „elektrischer Querschnitt“ ca. 10 000 mal kleiner als

²⁾ SAUTER, Ann. d. Phys. **9**, 217 (1931) und **11**, 454 (1931).

³⁾ BHABHA, Nature **141**, 117 (1938).

derjenige des Elektrons, so dass die beiden erwähnten Reaktionen leicht mit den durch ihre Ladung hervorgerufenen Wirkungen, wie Ionisation und Brensstrahlung, konkurrieren können.

Die von einem Kernbestandteil absorbierte Energie (aus „Photo“- oder „Compton“-effekt) verteilt sich im Sinne einer Erwärmung auf den ganzen Kern. Die grosse Energie von 200 Elektronenmassen (im mindesten) wird aber immer bewirken, dass mehrere Kernbestandteile den Kern verlassen. Es besteht im Sinne BOHRS eine „freie Konkurrenz“ zwischen Ausstrahlung (von Photonen, oder solchen neuen Teilchen) und Aussendung (Verdampfung) von Kernbestandteilen.

Falls also diese Teilchen mit ganzzahligem Spin wirklich existieren und in der kosmischen Strahlung auftreten, so können sicher ein Teil der beobachteten Kernzertrümmerungen durch kosmische Strahlen auf diese Weise gedeutet werden.

Existieren auch die von WENTZEL⁴⁾ geforderten Protonen und Neutronen mit ganzzahligem Spin, so können auch die Teilchen mit halbzahligem Spin, Elektron und Neutrino, einen solchen „Photo“-effekt hervorrufen: Ein Kernbestandteil mit halbzahligem Spin absorbiert ein Teilchen mit halbzahligem Spin und wird ein Wentzel'scher Kernbestandteil mit ganzzahligem Spin. Die Formel für den Wirkungsquerschnitt ist aber in hohem Grade unbestimmt, da der Faktor f nur sehr wenig bekannt ist. Er wird auf jeden Fall kleiner. Immerhin wird sich aber ein wesentlich günstiger Wirkungsquerschnitt für die *Beobachtung des Neutrinos* ergeben als derjenige, auf den die Fermi'sche Theorie des β -Zerfalls führt (10^{-44}).

⁴⁾ WENTZEL, Zeitschr. f. Phys. **104**, 34 (1936) und **105**, 738 (1937).