Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 4 (1931)

Heft: III-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: 15.07.2025

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

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Zürich, den 2. Mai 1931.

Präsident: Prof. H. GREINACHER (Bern).
Vizepräsident: Prof. P. SCHERRER (Zürich).
Sekretär: H. KÖNIG (Bern).

Geschäftlicher Teil.

Bericht und Rechnungsablegung für das Geschäftsjahr 1930/31 werden genehmigt.

Auf Ende 1930 ist erstmalig eine Liste der Mitglieder der S. P. G. herausgegeben worden.

Zwischen der S. P. G. und der *Stadtbibliothek Bern* ist auf 1. Januar 1931 ein *Vertrag* abgeschlossen worden, wonach unsere Gesellschaft der Stadtbibliothek Bern die im Tauschverkehr mit den Helvetica Physica Acta zugehenden Zeitschriften zur Aufbewahrung übergibt. Als Gegenleistung erhalten unsere Mitglieder das Recht der freien und unentgeltlichen Benutzung der Stadtbibliothek Bern in ihrer ganzen Ausdehnung.

Das *Schweizer Komitee* der Internationalen Union für reine und angewandte Physik wird auf 1932 von der Schweiz. Naturforschenden Gesellschaft für weitere sechs Jahre neu bestellt. Drei Vorschläge hierzu sind von der S. P. G. zu machen. Um die von der Natur der Sache geforderte enge Verbindung zwischen Komitee und S. P. G. zu sichern, beschliesst die S. P. G., der Schweiz. Naturforschenden Gesellschaft in Vorschlag zu bringen: 1. Den Präsidenten der S. P. G. ex officio, zur Zeit Prof. GREINACHER, 2. die HH. Prof. PERRIER und ZICKENDRAHT, bisherige.

Redaktionsbericht über die Helvetica Physica Acta. Seit Anfang 1931 ist die Redaktion der H. P. A. von Herrn Prof. P. GRUNER (Bern) übernommen worden. Dem abtretenden Redaktor, Herrn Prof. P. SCHERRER, gebührt der wärmste Dank für seine hingebende Arbeit. Die drei ersten, von ihm redigierten Bände geben ein erfreuliches Bild der wissenschaftlichen physikalischen Leistungen in der Schweiz, und es ist zu erwarten, dass

noch in wachsendem Masse die Arbeiten unserer physikalischen Institute sowie auch diejenigen von auswärtigen schweizerischen Physikern in unsern H. P. A. erscheinen werden, so dass dann auch die Zahl der Abonnenten im Inland und im Ausland stetig zunehmen wird. Zu einer endgültigen finanziellen Sicherung des Unternehmens werden weitere Donatorenbeiträge stets mit Dank entgegengenommen.

In die S. P. G. sind aufgenommen worden:

a) als ordentliche Mitglieder: HH. André Amweg (Porrentruy), A. Berkowitsch (Zürich), W. Billeter (Zürich), Gotthard Egg (Zürich), Paul Güttinger (Oerlikon), Hans von Halban (Zürich), Hans H. von Halban (Zürich), G. Herzog (Zürich), H. Löhle (Zürich), J. R. Mercier (Zürich), Klaus Meyer (Zürich), Fritz Müller (Schlieren), Jakob Müller (Zürich), Georg Oplatka (Zürich), S. Rajnfeld (Zürich), R. Ricard (Lyon), B. Stoll (Rüschlikon), Frl. Hildegard Stücklen (Zürich), HH. Gregor Wentzel (Zürich), Shun-chang Yen (Zürich);

b) als Kollektivmitglieder: N. V. Philips Gloeilampenfabrieken (Eindhoven).

Die S. P. G. zählt zurzeit 213 Mitglieder.

Die nächste Sitzung findet am 25./26. September in La Chaux-de-Fonds statt.

Wissenschaftlicher Teil.

Über die Polarisation der Ramanlinien von Tetrachlorkohlenstoff, Benzol und Schwefeltrioxyd

von R. Bär (Zürich).

a) *Versuche mit linear polarisiertem Licht.*

Vor einiger Zeit wurde eine besondere lichtstarke Versuchsanordnung zur Beobachtung des Ramaneffektes in Flüssigkeiten angegeben[1]), bei der in der Richtung des einfallenden Lichtstrahls beobachtet wird. Es soll hier zuerst auf die Unterschiede hingewiesen werden, die das Ramanspektrum bei dieser Beobachtungsrichtung besitzt gegenüber dem Spektrum bei der üblichen Beobachtungsrichtung, d. h. senkrecht zum Lichtstrahl. Diese Unterschiede[2]) sind eine Folge des verschiedenen Polarisationszustandes der einzelnen Ramanlinien und lassen sich aus der gemessenen Depolarisation dieser Linien berechnen. Es soll eine

[1]) R. Bär, Phys. ZS. **30**, 856, 1929.

[2]) Vgl. auch A. C. Menzies, Phil. Mag. **8**, 504, 1929.

in der x-Richtung eines rechtwinkligen Koordinatensystems fortschreitende ebene Welle, deren elektrischer Vektor in der z-Richtung schwingt, auf ein im Ursprung befindliches streuendes Molekül auftreffen. Die mittlere Intensität des Streulichts, das in der z-Richtung polarisiert ist, sei J, die Intensität in den beiden dazu senkrechten Richtungen sei i. Dann bezeichnen wir als Depolarisation $\sigma = {}^{i}/_{J}$; sie kann bei Beobachtung in der xy-Ebene parallel oder senkrecht zum Lichtstrahl gemessen werden. Ferner ist in diesem Fall die nach diesen beiden Richtungen ausgestrahlte Gesamtintensität dieselbe, nämlich $J + i$. Gewöhnlich wird nun aber die Polarisation gemessen, wenn natürliches Licht eingestrahlt wird. Dann ist das Licht bei der Parallel-Beobachtung unpolarisiert. Bei der Senkrecht-Beobachtung erhält man polarisiertes Licht mit der Depolarisation

$$\varrho = \frac{2\,i}{J + i}\,.$$

Die unter dem Winkel Θ zwischen dem einfallenden Lichtstrahl und der Beobachtungsrichtung ausgestrahlte Intensität ist

$$S = (J + i)\,(1 + \cos^2 \Theta) + 2\,i \sin^2 \Theta,$$

welcher Ausdruck für

$$\Theta = 0 \text{ oder } \pi \text{ in } S_{\parallel} = 2\,(J + i)$$

und für

$$\Theta = \pi/_2 \text{ in } S_{\perp} = J + 3\,i$$

übergeht. Also wird speziell

$$\text{für } \varrho = 0 \quad \text{d. h. } i = 0 \quad S_{\parallel} = 2\,S_{\perp} \text{ und}$$
$$\text{für } \varrho = 1 \quad \text{d. h. } i = J \quad S_{\parallel} = S_{\perp}.$$

Die Parallel-Beobachtung ist also zur Untersuchung des Ramaneffektes vor der Senkrecht-Beobachtung um so mehr im Vorteil, je stärker polarisiert eine Ramanlinie ist (Demonstration anhand von Bildern von CCl_4 und C_6H_6). Dieselbe Intensität der Ramanlinien wie bei der Parallel-Beobachtung würde man übrigens bei der Senkrecht-Beobachtung erhalten, wenn man bei linear polarisiertem einfallenden Licht, dessen elektrischer Vektor in der z-Richtung liegt, beobachten würde.

Bei der bisherigen Betrachtung wurde angenommen, dass σ und ϱ nur zwischen den beiden Grenzen 0 und 1 variieren können. Dies wird in der Tat von der Theorie verlangt, aber BHAGAVANTAM[1]), der speziell die Polarisation der Ramanlinien untersucht hat,

behauptet, bei Schwefeltrioxyd eine Linie gefunden zu haben, für welche $\varrho = 2$ ist. Es wurden deshalb mit SO_3 ebenfalls einige Polarisationsversuche angestellt, denen folgende Überlegung über den Zusammenhang zwischen ϱ und σ zugrunde lag. Es ist $\varrho = \frac{2\sigma}{1+\sigma}$ d. h. für $\sigma = 0$ und $\sigma = 1$ wird $\varrho = \sigma$, für $0 < \sigma < 1$ wird $\varrho > \sigma$ und für $\sigma > 1$ wird $\varrho < \sigma$. Für $\sigma = \infty$ nimmt ϱ den Grenzwert $= 2$ an. Man erhält also bei unpolarisierter Einstrahlung einen Wert ϱ für die Depolarisation, der ausser in dem Spezialfall $\varrho = 0$ näher an 1 liegt, als der bei polarisierter Einstrahlung gemessene Wert σ. Dies rührt daher, dass die mit dem elektrischen Vektor in der y-Richtung schwingende Komponente des eingestrahlten Lichtes Ramanlicht mit der Depolarisation 1 erzeugt (Demonstration)[2]. Deshalb ist es in zweifelhaften Fällen, d. h. bei kleinen Depolarisationsgraden — eine gewisse Depolarisation wird z. B. infolge der ungleichen Reflexionsverluste der beiden Komponenten im Spektralapparat erzeugt — angezeigt, linear polarisiertes einfallendes Licht zu verwenden. Dies geschah nun bei der Untersuchung des flüssigen SO_3, wobei sich zeigte, dass die erwähnte Linie mit einem $\Delta \nu = 1403\ \mathrm{cm}^{-1}$ unpolarisiert ist, während für $\varrho = 2$, welchen Wert Bhagavantam gefunden hatte, man $\sigma = \infty$, d. h. $J = 0$ hätte erhalten müssen.

b) *Versuche mit zirkular polarisiertem Licht.*

Während man bei der Beobachtung senkrecht zum einfallenden Licht keine Unterschiede im Ramanspektrum erwarten kann, ob man nun natürliches oder zirkular polarisiertes Licht einstrahlt, gibt die Parallel-Versuchsmethode die Möglichkeit, zu untersuchen, in welchem Masse bei der Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht dieser Polarisationszustand bei den einzelnen Ramanlinien erhalten bleibt. Man muss erwarten, dass diejenigen Ramanlinien, welche bei der Senkrecht-Beobachtung linear polarisiert sind, bei zirkularem eingestrahlten Licht zirkular polarisiert bleiben, während man bei den übrigen Linien um so weniger von der Zirkularpolarisation des eingestrahlten Lichtes bemerken sollte, je grösser bei der Senkrecht-Beobachtung die Depolarisation ist. Während nun die linear polarisierten Linien dieses vorauszusehende Verhalten auch tatsächlich zeigen, erhält man bei den depolarisierten Linien teilweise unerwartete Resultate. Die Versuchsanordnung war hier die früher beschriebene, nur dass das

[1]) S. Bhagavantam, Ind. Journ. of Phys. **5**, 59, 1930.

[2]) vgl. auch J. Cabannes, Molecular Spectra and Molecular Structure (Faraday Society Discussion 1929), S. 813.

einfallende Licht noch durch ein Nicol linear polarisiert und dann durch ein für die Hg-Linie 4358 Å geschliffenes Viertelwellenlängenplättchen aus Glimmer zirkular polarisiert wurde. Das Ramanlicht passierte zuerst ein ebensolches Glimmerplättchen und wurde dann durch einen Kalkspatkeil in zwei Komponenten nach zwei aufeinander senkrecht stehenden Schwingungsrichtungen zerlegt. Die Versuchsresultate an Tetrachlorkohlenstoff sind aus Fig. 1 ersichtlich. Die bei Senkrecht-Beobachtung linear polarisierte Linie $\Delta \nu = 459$ cm^{-1} zeigt die erwartete Zirkularpolarisation der anregenden Linie. Die beiden depolarisierten Linien $\Delta \nu = 217$,

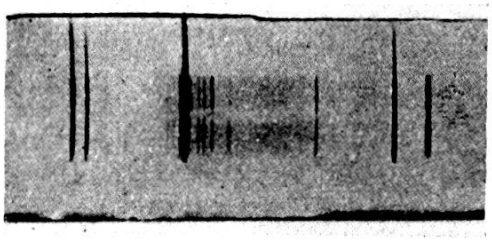

Fig. 1.

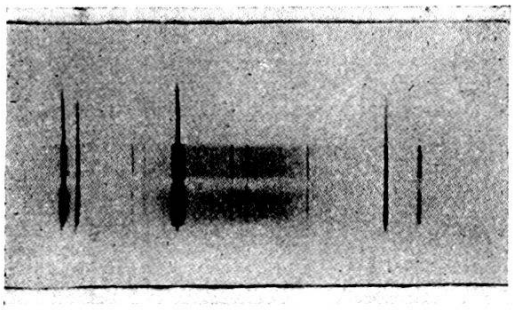

Fig. 2.

Depolarisationsfaktor $\varrho = 0{,}75$ (Zahlenwerte nach Bhagavantam a. a. O.) und $\Delta \nu = 313$, $\varrho = 0{,}8$ sowie die bei dieser Dispersion nicht aufgelöste Doppellinie $\Delta \nu = 762$—792, $\varrho = 0{,}75$ sind stark nach der entgegengesetzten Richtung zirkular polarisiert. Man sieht ferner, dass Stokessche und anti-Stokessche Linien auch bei dieser anomalen Polarisation wieder denselben Polarisationszustand haben.

Bei Benzol erhält man folgende Versuchsresultate (vgl. Fig. 2): Im richtigen Sinn polarisiert ist, wie zu erwarten, die Linie $\Delta \nu = 990$ cm^{-1}, $\varrho = 0$ (Zahlenwerte nach Cabannes a. a. O.), ausserdem aber auch die Linie $\Delta \nu = 3060$, $\varrho = 0{,}6$. Im umgekehrten Sinn polarisiert sind die Linien $\Delta \nu = 600$, $\varrho = 1$, $\Delta \nu = 1590$, $\varrho = 1$ und die ebenfalls unpolarisierte, asymmetrische Verbreiterung

der unverschobenen Rayleighlinie, die von GERLACH[1]) und neuestens von WEILER[2]) untersucht wurde.

Verschiedene Kontrollexperimente zeigten, dass der bisher nur an diesen beiden Substanzen untersuchte Effekt der Umkehrung des Polarisationssinns reell ist und nicht etwa durch ungleiche Schwächung der beiden Licht-Komponenten beim Passieren der Prismen und Linsen vorgetäuscht sein kann. Der bündigste Beweis für die Realität ist aber, dass das neben dem Ramanlicht immer mehr oder weniger auftretende Fluoreszenzlicht der bestrahlten Substanz (besonders beim Benzol stark sichtbar) sich als vollkommen unpolarisiert ergibt.

Unabhängig von jeder Theorie dieses Effektes sieht man, dass statt der Phasenverschiebung $+\pi/_2$ der beiden Komponenten der erregenden Linie die beiden Komponenten einer solchen Ramanlinie die Phasenverschiebung $-\pi/_2$ haben, es besteht also im ganzen eine Phasenverschiebung π zwischen den beiden Komponenten, wenn man auf gleiche Phase der erregenden Strahlung bezieht.

Zur Erklärung muss man dem Molekül in bezug auf das betreffende $\Delta\nu$ eine Asymmetrie zuschreiben, was aber begründet ist, da der Effekt nur bei depolarisierten Linien beobachtet wird. Wenn man im einfachsten Fall eine Rotationssymmetrie des Moleküls annimmt, so kann einfallendes linear polarisiertes Licht Schwingungen veranlassen in Richtung der Molekülachse sowie in der dazu senkrechten Ebene. Während nun zur Erklärung einer blossen Depolarisation die einfache Annahme genügt, dass nur eine dieser beiden Schwingungen auftritt, ist zur Erklärung der umgekehrten Zirkularpolarisation die Annahme des Auftretens beider Schwingungen wohl sicher notwendig und zwar mit einer festen Phasendifferenz $= \pi$. Dann findet bei einfallendem linear polarisierten Licht natürlich ebenfalls Depolarisation statt; die letztere ist also eine notwendige, aber keine hinreichende Bedingung für die Umkehrung der Richtung der Zirkularpolarisation. Diese Umkehrung kommt dann unter gewissen einschränkenden Bedingungen für die Lage der Molekülachse relativ zur Einfallsrichtung des Lichts dadurch zustande, dass von der einen Komponente des einfallenden Lichtstrahls die achsenparallele und von der andern die achsensenkrechte Schwingung stärker angeregt wird. Es ist zur Erklärung also die Annahme von mehrdimensionalen Oszillatoren notwendig. In der Tat hat DENNISON[3]) bei der Berechnung

---

[1]) W. GERLACH, Ann. d. Phys. **1**, 301, 1929.

[2]) J. WEILER, ZS. f. Phys. **68**, 782, 1931.

[3]) D. M. DENNISON, Astrophys. Journ. **62**, 84, 1925.

des ultraroten Spektrums des Methans, das gleich gebaut ist wie CCl_4, gefunden, dass von den vier Grundschwingungen des Moleküls drei und zwar gerade diejenigen, bei denen beim CCl_4 der anomale Effekt stattfindet, mehrdimensional sind.

Nach Abschluss der vorliegenden Arbeit erschien eine Notiz von HANLE[1]), worin derselbe in bezug auf CCl_4 zu denselben Resultaten kommt wie der Verfasser und das Auftreten von umgekehrt polarisierten Linien bei einer Reihe von Substanzen anzeigt.

Die Behinderung des Anodenfalles bei der Bogenentladung

von P. BÄCHTIGER (Basel).

(Erscheint demnächst ausführlich.)

Ein einfacher Demonstrationsversuch über Wanderung und Raumladung von Luftionen[2])

von H. GREINACHER (Bern).

1. *Anordnung.*

Ein Kreis aus dickem Metalldraht (Durchmesser: ein Meter) ist auf drei isolierende Stützen gelegt und mit einem Elektroskop verbunden. Im Zentrum befindet sich die Spitze einer Nähnadel, die auf einer vertikalen Metallstange montiert ist und mit dem einen Auslader einer kleinen Influenzelektrisiermaschine in Verbindung steht. Der andere Auslader ist mit dem Elektroskopgehäuse und der Erde verbunden.

2. *Versuche.*

a) Entlademethode. Man lädt das Elektroskop beispielsweise + auf und verbindet die Spitze mit dem — Pol der Elektrisiermaschine. Diese wird langsam gedreht, und man schliesst die Auslader kurz, sobald der Ausschlag des Elektroskops etwa auf die Hälfte zurückgegangen ist. Die Entladung dauert nun noch so lange weiter an, bis die im Moment des Kurzschliessens aus der Spitze kommenden Ionen am Ring angelangt sind. Jetzt wiederholt man das Experiment, nachdem man etwas Tabakrauch in den Ring hineingeblasen hat. Nach dem Kurzschliessen (Aufhören der Ionenproduktion) sinkt der Ausschlag ebenfalls weiter. Nach kurzer Zeit steigt er aber wieder sehr langsam an. Die erste Phase zeigt wieder die Wanderung der ankommenden Luftionen, die

---

[1]) W. HANLE, Naturw. **19**, 375, 1931.

[2]) Ausführlich in der Physikalischen Zeitschrift **32**, 406, 1931.

zweite aber die Anwesenheit einer Raumladung negativer Rauchionen, die nun so schwer sind, dass sie, entgegen der elektrischen Kraft, zu Boden sinken.

b) Auflademethode. Der Ring ist anfänglich ungeladen. Man dreht nun die Elektrisiermaschine. Nachdem sich das Elektroskop durch den Spitzenstrom genügend aufgeladen hat, schliesst man die Auslader kurz. Die zwischen Spitze und Ring befindlichen Ionen bilden eine zur Ringladung gleichnamige Raumladung, die nun allmählich abwandert, so dass der Ausschlag des Elektroskops mit der Zeit langsam zurückgeht (die Ladung des Elektroskops bleibt dabei unverändert!). Bei Anwesenheit von Rauch geht dieser Vorgang dann entsprechend langsamer vor sich.

Unelastische Stösse zwischen Molekülen

von E. C. G. Stueckelberg und Philip M. Morse[1])
(Princeton, N. J., U. S. A., z. Zt. in München).

Die Born'sche Stosstheorie wird in einer modifizierten Fassung auf das Problem des unelastischen Stosses zwischen Molekülen angewendet. Die Modifikation besteht darin, dass die Bewegung der stossenden Partikel in ihrem gegenseitigen Kraftfeld durch die stationären Wellenfunktionen berücksichtigt wird[2]). Diese Berücksichtigung setzt an Stelle der gewöhnlich verwendeten ebenen Wellen als nullte Näherung schon solche Wellenfunktionen, welche das Überdecken der beiden Moleküle verhindern. Ohne spezielle Annahmen über dieses abstossende gegenseitige Potential und über die die Übergänge anregende Wechselwirkungsenergie zu machen, gelingt es, ein Gesetz für die Stösse zweiter Art abzuleiten, das ihre Wirkungsquerschnitte (q) mit denjenigen des umgekehrten Vorganges in Verbindung bringt. Bezeichnet E die relative kinetische Energie der Partikel vor dem Stosse und W die dabei auftretende Änderung der Summe der Anregungsenergien beider Moleküle, so lautet dieses Gesetz für $q\,(E, W)$:

$$E \cdot q\,(E, W) = (E + W) \cdot q\,(E + W, -W)$$

Dieses Gesetz wurde schon von Klein und Rosseland[3]) auf Grund von Gleichgewichtsbetrachtungen gefordert und dann auch von andern Autoren experimentell bestätigt. Ferner ergibt sich, ebenfalls ohne spezielle Voraussetzungen, ein scharfes Maxi-

---

[1]) U. S. National Research Fellows.

[2]) Im Gegensatz zu Frenkel, Ztschr. f. Phys. **58**, 794 (1929).

[3]) Klein und Rosseland, Ztschr. f. Phys. **4**, 46 (1921).

mum für $W = 0$. Die Beobachtungen verschiedener Autoren über Stösse zweiter Art zwischen Molekülen[1]) bestätigen sowohl dieses Resultat als auch die von der Klein Rosseland'schen Beziehung geforderte Einseitigkeit der Resonanzkurve: $q\,(E, W)$ als Funktion von W.

Zur grössenordnungsweisen Berechnung dieser Kurven wurde ein abstossendes Kraftfeld const/r^2 gewählt, welches für die stationären Zustände exakte Lösungen zulässt. Die Konstante wurde so bestimmt, dass die beiden Systeme sich unter dem Einfluss der Temperaturbewegung nicht näher kommen können als bis auf die Summe ihrer gaskinetischen Radien. Die so erhaltenen Resultate zeigen dann auch befriedigende Übereinstimmung mit den wenigen quantitativen Messungen von Energieaustausch zwischen angeregten Molekülen und Ionen.

Die innere Absorption der Gamma-Strahlen des RaD

von E. Stahel (Brüssel).

Wenn ein Atomkern von einem angeregten in einen niedrigeren Energiezustand übergeht, so können zwei Prozesse auftreten:

a) Die Energiedifferenz wird in Form eines Gamma-Quants von der Energie $h\nu$ ausgesandt;

b) es wird ein Elektron der äussern Schalen herausgeworfen mit einer Energie, die gleich ist $h\nu$-A, wo A die K-, L-, M-,... Ablösungsenergie bedeutet, je nachdem ein K-, L, M, ... Elektron herausgeworfen wird.

Da man formal den letztern Prozess beschreiben kann, wenn man annimmt, dass ein vom Kern ausgesandtes Gammaquant im eigenen Atom wieder absorbiert wird, so nennt man diesen Vorgang „innere Absorption der Gamma-Strahlen". Das Verhältnis der reabsorbierten Gamma-Strahlen zur Zahl der totalen Gamma-Strahlen nennt man die „innere Absorptionswahrscheinlichkeit".

Die Quantentheorie sagt aber aus, dass diese Anschauung nicht richtig und dass der Umweg über eine Reabsorption der Gamma-Strahlen nicht nötig sei: Es bestehe eine direkte Wechselwirkung zwischen den äussern Elektronen und dem Kern. Über diese Wechselwirkung weiss man bis jetzt aber noch nicht viel. Untersuchungen über die „innere Absorption" können somit wertvolle Aufschlüsse in dieser Hinsicht geben.

---

[1]) Zemansky, Phys. Rev. **36**, 933 (1930). Siehe auch Kallman und London, Ztschr. f. Physik. Chemie **2** B, 220 (1929).

Das Problem ist von verschiedenen Seiten in Angriff genommen worden. In einer sehr schönen Untersuchung haben Ellis und Aston (Proc. roy. Soc. (A), **129**, 180, 1930) die innere Absorptionswahrscheinlichkeit der 12 stärksten Gamma-Strahl-Linien von RaB + C untersucht, und Werte für dieselbe gefunden, die zwischen einigen Prozent und einigen Promille liegen (mit Ausnahme der Gamma-Strahl-Linie der Energie 1,426,000 e-Volt, die zum mindesten 10% innere Absorption erleidet). Wenn auch die Messmethode der beiden englischen Forscher ziemlich indirekt ist und zum Teil recht unsichere rechnerische Extrapolationen erfordert, so scheinen die Autoren die Schwierigkeiten zum grossen Teil überwunden zu haben, so dass die Zahlen sicher wenigstens grössenordnungsgemäss richtig sind. Experimentell liegt der Grund dieser Schwierigkeiten darin, dass RaB + C ein sehr kompliziertes Gamma-Strahl-Spektrum besitzt. Prinzipiell viel einfacher liegen die Verhältnisse, wenn wir radioaktive Substanzen untersuchen, die Gamma-Strahlen einer einzigen Wellenlänge aussenden (z. B. RaD). Dann kann man nämlich ganz direkt die zur Bestimmung der innern Absorption nötigen folgenden zwei Grössen bestimmen:

a) die Zahl der das Atom verlassenden Gamma-Strahlen;
b) die Zahl der vom Atom ausgesandten sekundären Beta-Strahlen, die gleich ist der Zahl der absorbierten Gamma-Quanten, da ja jedem absorbierten Quant ein herausgeworfenes sekundäres Elektron entspricht.

Über den ersten Teil dieser Arbeit wurde bereits früher (Phys. Helv. Acta **3**, 459, 1930) berichtet. Als Resultat der Messungen (die gemeinsam mit Herrn Sizoo ausgeführt wurden) ergab sich, dass auf 100 zerfallende RaD-Atome nur etwa 3 Quanten das Atom verlassen. Es müssten also 97 Gamma-Quanten innere Absorption erleiden, wenn jedes zerfallende Atom einen Gamma-Quant aussendet. Dies ist aber nicht ohne weiteres anzunehmen, da ein Teil der Atome auch ohne Gamma-Strahl-Aussendung zerfallen könnte.

In der vorliegenden Arbeit wurde daher der zweite Punkt, die Zahl der sekundären Beta-Strahlen zu bestimmen, durchgeführt. Als Messinstrument wurde ein Spitzenzähler verwendet und als Resultat der Untersuchungen ergab sich (für nähere experimentelle Details siehe Z. S. f. Ph. **68**, 1, 1931), dass auf 100 zerfallende Atome mindestens 83 sekundäre Beta-Strahlen ausgesandt werden, d. h. dass mindestens 83% der Gamma-Strahlen „innere Absorption" erleiden. Diese Zahl ist aus folgendem Grund als eine untere Grenze aufzufassen: Da die sekundären Beta-

Strahlen des RaD äusserst weich sind, werden sie, selbst wenn das Präparat nur ganz geringe Masse hat, in demselben doch etwas absorbiert. Eine Überschlagsrechnung ergibt, dass in unserm Fall etwa 10% der Beta-Strahlen vom Präparat selbst absorbiert werden, so dass also unter Berücksichtigung dieser Korrektur auf 100 zerfallende Atome etwa 91 sekundäre Beta-Strahlen erzeugt werden. Die Zahl dürfte auf einige Prozent genau sein. Sie stimmt innerhalb der Messgenauigkeit mit der zu erwartenden Zahl 97% überein, die sich ergibt, wenn jedes zerfallende Atom einen Gamma-Quant aussendet.

Aus diesen Untersuchungen folgt somit :

1. Jedes zerfallende RaD-Atom verliert (ausser dem primären Beta-Strahl) eine Energie von 46700 e-Volt.
2. In 97% der Fälle wird diese Energie in Form eines sekundären Beta-Strahls ausgesandt, 3% der Energie verlassen die Atome als Gamma-Strahlung der entsprechenden Wellenlänge.
3. Die innere Absorptionswahrscheinlichkeit der Gamma-Strahlung des RaD beträgt 97%.

Quantentheoretisch wurde die Frage der innern Absorption von Swirles (Proc. Roy. Soc. London (A) **116**, 491, 1927; **121**, 441, 1928), Fowler (ebenda **129**, 1, 1930), Casimir (Nature **126**, 953, 1930) behandelt. In keiner dieser Arbeiten ist aber das für den vorliegenden Fall massgebende Spezialproblem (Absorption einer langwelligen Gamma-Strahlung im *L*-Niveau) durchgerechnet.

Was die von Ellis und Aston beobachteten Absorptionswahrscheinlichkeiten für kürzere Wellenlängen im *K*-Niveau anbelangt, so sind sie um reichlich eine Zehnerpotenz grösser als die rechnerisch ermittelten Werte, so dass vorläufig eine deutliche Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie besteht. Eine Vermehrung des experimentellen Materials scheint also wünschenswert.

Streuung von Röntgenstrahlen an Argon

von G. Herzog (Zürich).

Die Röntgenstrahlen haben in der Physik ihre grosse Bedeutung erhalten, als man erkannte, dass mit ihrer Hilfe ein Bild vom Aufbau der Materie erhalten werden kann. Besonders die Untersuchungen an Krystallen lehrten deren regelmässigen Aufbau aus Molekülen und Atomen feststellen, wobei die gegenseitige Lage der Atome genau bestimmt werden konnte. Die Atome wirken beim Einfallen der Röntgenstrahlung als Streuzentren, d. h. als

Teilchen, die selbst wieder Strahlung aussenden. Die Strahlung der einzelnen Teilchen überlagert sich und man erhält eine Abhängigkeit der gestreuten Intensität vom Winkel zwischen dem primären und dem gestreuten Strahl (Streuwinkel ϑ) und der Wellenlänge λ der einfallenden Strahlung.

Betrachtet man den Streuvorgang jedoch exakter, so darf nicht mehr vom Atom als Ganzem gesprochen werden. Man hat sich vielmehr als eigentliche Streuzentren die Elektronen im Atom vorzustellen. Könnte man ein Atom gesondert der Röntgenbestrahlung unterwerfen, so würde man ein Streubild erhalten, das sich aus den Streuwellen der einzelnen Elektronen aufbaut. So wie also die Intensitätsabhängigkeit der Streustrahlung am Krystall ein Mass für dessen Aufbau aus Atomen darstellt, ergibt die gestreute Intensität am Einzelatom direkt ein Bild von der Anordnung der negativen Elektrizität innerhalb des Atoms.

Experimentell lässt sich die Untersuchung am freien Atom mittelst Messungen an Gasen von nicht zu grosser Dichte durchführen. Infolge der freien Beweglichkeit der Atome gegeneinander fällt hier nämlich der Einfluss der gegenseitigen Lage der Atome fort und man erhält bei Untersuchungen an einatomigen Gasen nur die Wirkung des einzelnen freien Atoms, den sog. Atomformfaktor. Natürlich spielt der Aufbau des Einzelatoms auch bei der Streuung durch Krystalle eine Rolle.

Die am Atom gestreute Strahlung besteht aus zwei wesentlich verschiedenen Teilen. Der erste ist die *kohärente* Strahlung, worunter man Strahlung gleicher Wellenlänge wie die primär eingestrahlte versteht. Nach der klassischen Theorie wird sie von einem Oszillator ausgesandt, dessen Moment mit der Frequenz schwingt, die der primären Röntgenstrahlung entspricht. Daneben tritt aber auch die verschobene oder *inkohärente* Strahlung auf. Sie überdeckt einen kontinuierlichen Wellenlängenbereich, dessen Schwerpunkt am Orte der Compton'schen verschobenen Linie liegt. Diese verschobene Strahlung hat man sich so entstanden zu denken, dass ein Teil der Energie des einfallenden Lichtquants dazu verwendet wird, das Atom in einen höheren Energiezustand überzuführen, während der Rest als Quant geringerer Frequenz ausgesendet wird. Dieser neue Atomzustand gehört dem kontinuierlichen Eigenwertspektrum an, wo also ein Elektron ganz vom Atom losgelöst wird.

Von J. Waller wurde auf wellenmechanischer Grundlage theoretisch eine Formel ausgearbeitet, welche die gesamte gestreute Strahlung erfasst, also den kohärenten und den inkohärenten Anteil. Waller und Hartree rechneten damit besonders die

Streuung am Argon durch, indem sie als Modell die Elektrizitätsverteilung annahmen, wie sie sich nach der Hartree'schen Methode des self-consistent field ergibt.

Die experimentelle Ausführung solcher Messungen an Gasen stösst wegen der geringen Intensitäten auf Schwierigkeiten, da im allgemeinen die gestreute Intensität der Dichte des streuenden Körpers proportional ist und die Gase eine etwa zehntausendmal kleinere Dichte als die festen Körper haben. Bei den Messungen der vorliegenden Arbeit wurden die Gase daher

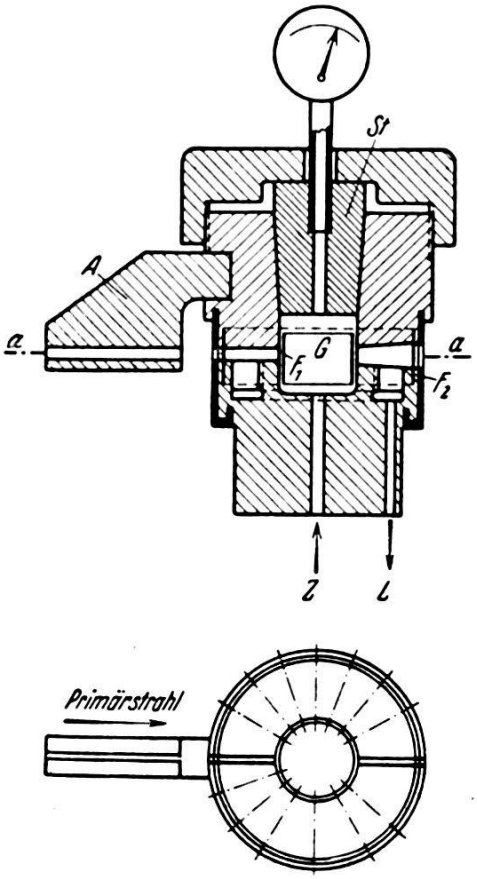

Fig. 1.

unter erhöhten Druck von etwa 20 Atmosphären gebracht. Die Streukamera ist in Fig. 1[1]) im Schnitt und Grundriss dargestellt. Der Röntgenstrahl tritt durch die Blende A ein und durchsetzt das gasgefüllte Volumen G. Die Sekundärstrahlung wird durch radiale Schlitze in der dicken Kamerawand ausgeblendet. Das Gasvolumen ist durch eine dünne Aluminiumfolie F_1 gegen aussen abgeschlossen. Um die äussere Kamerawand wird ein photographischer Film gelegt, der an den Stellen der Sekundärschlitze geschwärzt wird. Diese Schlitze sind gegenüber dem Primärstrahl

[1]) Die Figuren sind aus der Arbeit in der Zeitschr. f. Physik 207, **69**, 1931 entnommen.

unter Winkeln von 30° bis 160° in Intervallen von 10° eingefräst. Die Stärke der Schwärzung des Films wird mittels eines registrierenden Photometers mit Schwärzungsmarken verglichen, deren Intensitätswerte bekannt sind. Die Marken werden mit einem rotierenden Sektor auf den Aufnahmen selbst mit der gleichen Röntgenquelle angebracht, mit der die Primärstrahlung hergestellt wird. Durch einige einfache geometrische Überlegungen, auf die hier nicht eingegangen werden braucht, kann man die Schwärzungsintensitäten umrechnen auf die vom Einzelatom nach verschiedenen Richtungen gestreute Strahlung.

In Fig. 2 sind die Resultate der Messungen an Argon dargestellt. Als Primärstrahlung wurde die mit Nickel gut gefilterte

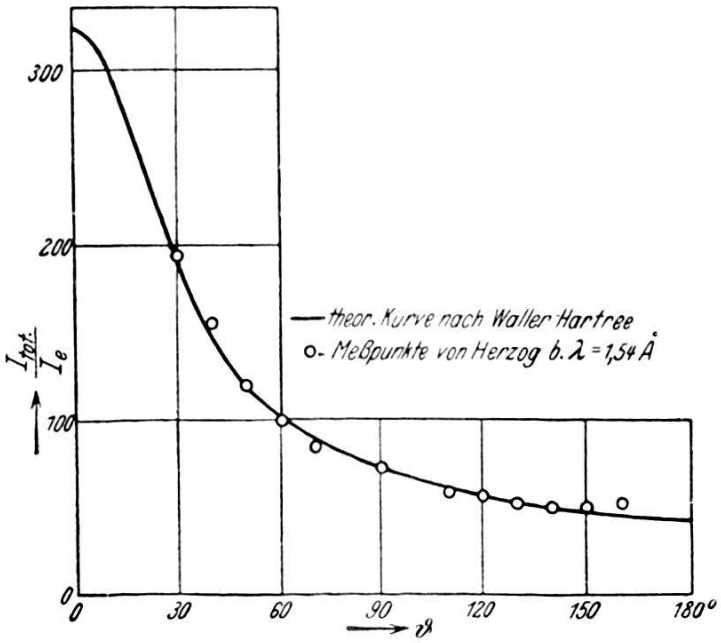

Fig. 2.

Strahlung einer Cu-Antikathode verwendet (CuK_α-Linie λ = 1,54 Å. E.). Die Ordinaten geben die total gemessene Streuintensität; als Abszisse ist der Streuwinkel aufgetragen. Die Kreise bedeuten Mittelwerte aus vier Einzelmessungen.

In die Figur sind als ausgezogene Kurve die Resultate eingetragen, wie sie sich nach der Waller-Hartree'schen Rechnung ergeben. Diese theoretischen Werte stimmen mit den experimentellen Messungen äusserst gut überein. Man kann das sowohl als Bestätigung der Gültigkeit der Waller'schen Streuformel betrachten, wie auch dafür, dass die zugrunde gelegte Hartree'sche Elektrizitätsverteilung im Atom stimmt. Diese ist in Abb. 3 dargestellt. Als Abszisse ist hier der Abstand r vom Kern aufgetragen, als Ordinate diejenige Elektrizitätsmenge, die sich (für ein kugelsymmetrisches Atom) auf einer Kugelschale vom Radius r und

der Dicke *dr* befindet. Die stark gezeichnete Kurve ist die totale Elektrizitätsmenge, während die dünnen Kurven die Anteile der verschiedenen Elektronengruppen im Argonatom darstellen.

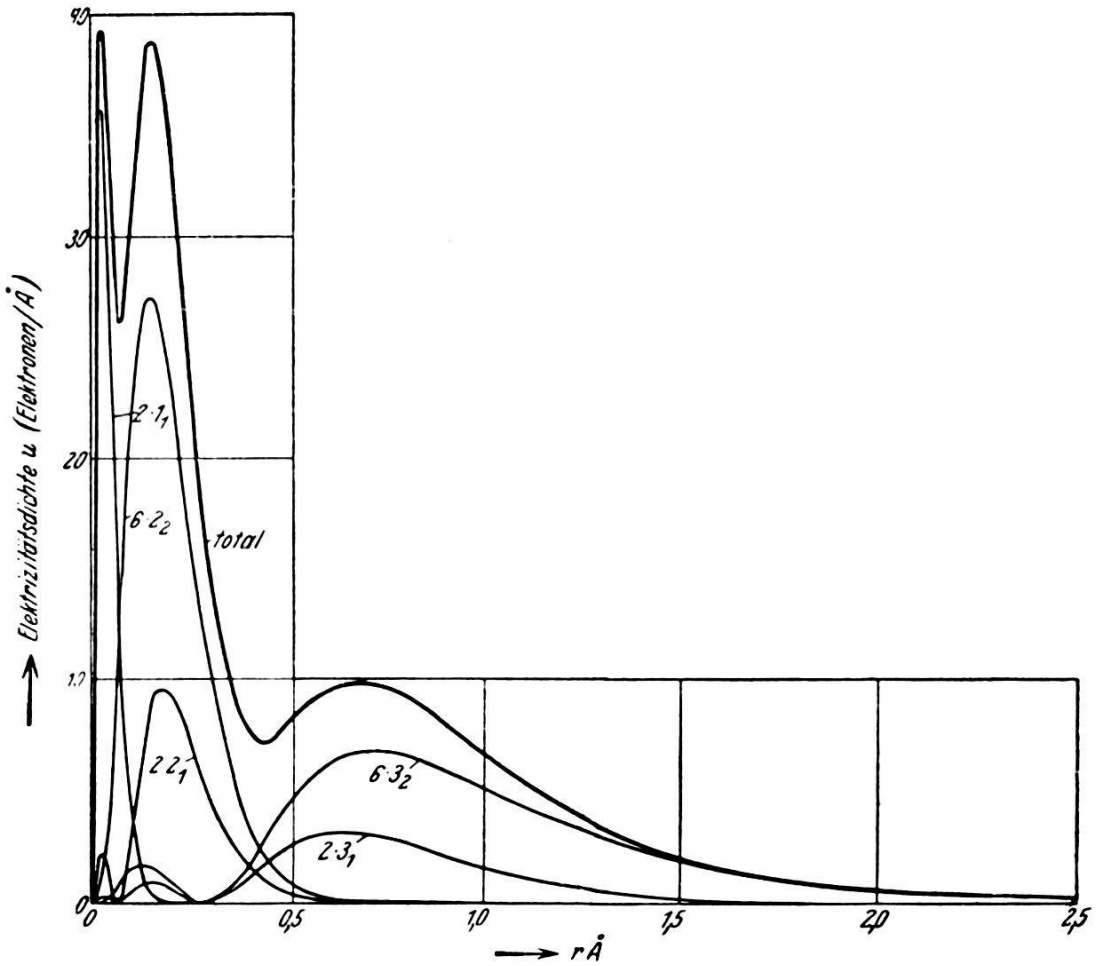

Fig. 3.

Eine ausführlichere Darstellung dieser Messungen und Resultate, sowie Angabe der Literatur erscheint in der Zeitschrift für Physik.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

Dispersionsmessungen der magnetischen Drehung im Ultraviolett

von E. Miescher (Basel).

Mit dem Ultraviolett-Polarisationsapparat von A. Hagenbach (s. H. P. A., III. 168, 1930) werden die Kurven der magnetischen Drehung im Ultraviolett der Lösungsmittel Wasser und Hexan aufgenommen. Eine ausführliche Veröffentlichung erfolgt später in den H. P. A.

Das Verhalten der Atome im magnetischen Drehfeld

von P. Güttinger (Zürich).

Wir wissen, dass ein Atom aus einem Kern und mehreren Elektronen besteht, also aus elektrischen Teilchen aufgebaut ist. Wenn wir auf ein solches Gebilde ein zeitlich veränderliches Drehfeld einwirken lassen, so lehrt schon die klassische Elektrodynamik, dass auf diese Teilchen ein Induktionseffekt ausgeübt wird. Es treten elektrische Wirbelfelder auf, die an den Elektronen angreifen. Im Falle eines Drehfeldes ($|\mathfrak{H}| = \text{const}$) würde man erwarten, dass die Impulsachse des Atoms (sofern eine solche existiert) die Richtung relativ zum Magnetfeld beizuhehalten sucht. Man hat hier zwei wichtige Grenzfälle zu unterscheiden, nämlich den des unendlich langsamen und den des unendlich raschen Drehfeldes. Da langsam und rasch relative Begriffe sind, müssen sie genauer definiert werden:

Unter einem langsamen Drehfeld verstehe ich ein solches, dessen Drehfrequenz ν klein ist gegenüber der Larmorfrequenz o. In diesem Falle wird es dem Atom stets gelingen, dem Magnetfeld zu folgen. Im entgegengesetzten Fall der raschen Drehung kann es dem Drehfeld nicht mehr folgen, sondern es wird um seine ursprüngliche Lage pendeln. Damit wäre die Beschreibung in der Sprache der klassischen Physik qualitativ erledigt.

Wir wollen uns nun fragen, wie sich die Sache in der Quantenmechanik verhält. Diese lehrt, dass ein Atom nur ein Impulsmoment von der Grösse

$$\frac{h}{2\pi}\sqrt{j\,(j+1)}$$

besitzen kann, dessen Komponente in der Feldrichtung $\frac{h}{2\pi}\,m$ ist (j und m gleichzeitig ganz- oder halbzahlig). Wir sagen dann, das Atom befinde sich im m-ten Quantenzustand, aus dem es nur sprunghaft in einen andern übergehen kann.

Wir betrachten nun ein frei drehbares Atom, auf das wir ein veränderliches Magnetfeld einwirken lassen. Dabei soll im folgenden angenommen werden, dass der Betrag des Feldes nicht allzugross sei. Hier gibt es zwei Fälle, in denen der physikalische Instinkt mit einiger Sicherheit entscheiden kann, und zwar sind das die schon betrachteten Fälle der sehr langsamen und der sehr raschen Änderung. Man wird erwarten, dass, wenn ein Atom zu Anfang des Versuches im Quantenzustand m war, es diesen beibehalten wird, wenn man die Richtung sehr langsam ändert. Dies ist ein Spezialfall eines allgemeinen Prinzipes, des Adiabatenprinzipes.

In diesem Falle wird sich also das Atom mit dem Magnetfeld drehen und wenn wir uns auf das mitrotierte Septem setzen, wird alles so verlaufen, als ob nur ein ruhendes Magnetfeld wirken würde. Das wäre der Fall der adiabatischen Änderung. Das Gegenteil ist der Fall der raschen Drehung. Es ist am besten, wenn wir diesen am Beispiel $j = \frac{1}{2}$ illustrieren. Man nehme an, dass zu Anfang $m = \frac{1}{2}$, d. h. $\vec{j}$ parallel der Feldrichtung sei. Dann drehe man sehr rasch um 180°, so dass das Atom die Richtung seiner Impulsachse im Raume fest behält. Dieser Konfiguration entspricht aber der Quantenzustand $m = -\frac{1}{2}$.

Diese beiden Grenzfälle lassen sich also ohne Rechnung diskutieren. Nun wollen wir uns fragen, was im Gebiet dazwischen passiert: Man betrachte wieder ein Atom, das zur Zeit $t = o$ im Zustand m sei, der durch die Eigenfunktion ψ_m beschrieben sei. Wenn man nun das Feld dreht, werden im allgemeinen keine stationären Zustände mehr vorhanden sein. In diesem Falle kann man für die Wellenfunktion den Ansatz:

$$\psi = \sum_{(k)} C_k^m \psi_k \; ; \quad C_k^m = C_k^m (t)$$

machen. Man sieht leicht, dass $/C_k^m/^2$ die Übergangswahrscheinlichkeit für den Sprung $m \longrightarrow k$ darstellt. Diese Ausdrücke sind im allgemeinen sehr kompliziert; im Fall $j = \frac{1}{2}$ bekommt man

$$/C_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}}/^2 = \frac{\nu^2}{\nu^2 + (o\,g)^2} \sin^2 \left(\pi t \sqrt{(o\,g)^2 + \nu^2}\right)$$

wenn g den Landé'schen Aufspaltungsfaktor bedeutet. Man erhält also eine Schüttelwirkung, die um so grösser ist, je schneller sich das Feld dreht.

Théorème sur la variation réversible de la résistivité des milieux ferromagnétiques

par Albert Perrier (Lausanne).

L'auteur développe une des conséquences quantitatives de la théorie générale des effets galvanomagnétiques qu'il a publiée antérieurement[1]).

Considérons un des groupements saturés dont l'ensemble constitue un cristal ferromagnétique. Un champ électrique $\mathcal{E}$ de direction quelconque y entretient une densité de courant J[2]);

[1]) Arch. Sc. phys. et nat. (5) **9**, (1927), p. 347, puis Helv. Physica Acta **3** (1930), p. 400; No. XVI de la S. vaudoise des Sc. nat.

[2]) Les notations sont celles de la seconde publication précitée, v. en part. page 405.

soient α et β les angles entre le vecteur $\mathfrak{J}_s$ (aimantation spontanée) et les vecteurs $\mathfrak{E}$ et J, $\lambda_{\parallel}$ et $\lambda_{\perp}$ les conductances suivant $\mathfrak{J}_s$ et normalement à ce vecteur. Soit enfin $\mathfrak{H}$ le champ magnétique extérieur, coïncidant en direction avec $\mathfrak{E}$, et dont la variation entraîne la rotation de $\mathfrak{J}_s$ suivant une loi déterminée, mais que nous n'arrêtons pas davantage; nous prendrons en considération seulement les orientations réversibles.

La composante de densité de courant suivant $\mathfrak{E}$ (et $\mathfrak{H}$) est

$$J_{\mathfrak{E}} = \mathfrak{E}\,(\lambda_{\parallel} \cos^2 \alpha + \lambda_{\perp} \sin^2 \alpha).$$

Faisons croître le champ inducteur de $d\mathfrak{H}$; simultanément, l'aimantation *observable* $\mathfrak{J}_{\mathfrak{E}}$ et la densité de courant suivant $\mathfrak{H}$ varient des quantités suivantes:

$$d\,\mathfrak{J}_{\mathfrak{E}} = -\,\mathfrak{J}_s \sin \alpha \cdot \frac{d\,\alpha}{d\,\mathfrak{H}}\, d\,\mathfrak{H}$$

$$d\,J_{\mathfrak{E}} = 2\,\mathfrak{E}\,(\lambda_{\perp} - \lambda_{\parallel}) \sin \alpha \cos \alpha \cdot \frac{d\,\alpha}{d\,\mathfrak{H}} \cdot d\,\mathfrak{H}$$

d'où l'on tire sans difficulté

$$d\,J_{\mathfrak{E}} = \frac{2\,\mathfrak{E}\,(\lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp})}{\mathfrak{J}_s^{\,2}}\, \mathfrak{J}_{\mathfrak{E}}\, d\,\mathfrak{J}_{\mathfrak{E}}$$

et, pour une variation finie du champ inducteur, amenant l'aimantation observable de $\mathfrak{J}_0$ à $\mathfrak{J}$

$$J - J_0 = \mathfrak{E}\,(\lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp}) \cdot \left(\left[\frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}_s} \right]^2 - \left[\frac{\mathfrak{J}_0}{\mathfrak{J}_s} \right]^2 \right).$$

Cette équation exprime en toute généralité la variation réversible de la composante longitudinale du courant afférente au groupement élémentaire considéré. Appelons $\delta\lambda$ la modification correspondante de la conductance observable.

$$\delta\,\lambda = \frac{\delta\,J}{\mathfrak{E}} = (\lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp}) \left(\frac{\delta\,\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}_s} \right)^2.$$

Si donc le corps comprenait seulement des groupements saturés dont les directions de facile aimantation forment le même angle avec les champs extérieurs quel que soit d'ailleurs cet angle, *la variation magnétique réversible de conductance serait une fonction linéaire du carré de l'aimantation observable dans toute l'étendue du processus d'aimantation et quelle que soit la loi d'aimantation.*

Et l'on peut étendre la validité de cette forme de loi à la *variation $\delta\varrho$ de la résistance*, si les valeurs de $\delta\lambda/\lambda$ et $\delta\varrho/\varrho$ sont faibles, ce qui est toujours le cas dans les ferromagnétiques (quelques centièmes au plus).

Mais, bien entendu, on ne peut plus rigoureusement généraliser le théorème pour un ensemble quelconque de groupements de positions variées (deux intégrations différentes). Voici deux cas importants où l'on pourra encore l'appliquer.

En premier lieu, dans un individu cristallin, lorsque l'intervalle de champ considéré fait jouer d'une manière sensible seulement l'aimantation de l'ensemble des groupements de même situation dans le réseau; cette condition sera réalisée pour tous les groupements à la fois si le champ magnétique a la direction d'un axe de symétrie.

En second lieu, dans un agrégat microcristallin isotrope par compensation, lorsque le champ inducteur atteint des valeurs déjà élevées, qu'ainsi les angles α ne sont plus trop différents, la loi démontrée doit se vérifier de mieux en mieux au fur et à mesure de l'accroissement de l'aimantation, en d'autres termes:

La loi proposée par la théorie serait la loi d'approche de la saturation de la magnétorésistance.

Ces propositions sont en parfait accord avec des résultats expérimentaux récents obtenus par W. Gerlach, Stierstadt, Schneiderhan, Englert[1]), auteurs qui trouvent des lois précisément de la forme $\Delta R = c\,(\mathfrak{J}^2 - \mathfrak{J}_0^2)$ pour les variations longitudinales de résistance et dans des conditions qui, décrites différemment, correspondent exactement à celles que j'ai délimitées ici.

W. Gerlach et ses collaborateurs observent également des dépendances quadratiques analogues entre la magnétorésistance rémanente et l'aimantation rémanente. Celles-là aussi découlent de ma théorie; mais il faut faire appel à des lois d'états correspondants que j'ai publiées il y a longtemps déjà (1909, 1913, 1920, v. N° XVI précitée, p. 410, et même endroit, notes bibliographiques).

---

[1]) V. en particulier: W. Gerlach, Ferromagnetismus und elektrische Eigenschaften, II. Mitteilung, Ann. der Physik (5), **8** (1931), p. 649.

J'ai déjà signalé (N° XVI, loc. cit. p. 415) l'interprétation à laquelle cet auteur est arrivé récemment lui aussi, et sans avoir eu connaissance de mes travaux, pour la *magnétorésistance longitudinale*. Pour ce qui touche, dans ma théorie qui est beaucoup plus générale, ce groupe délimité de phénomènes, il y a accord entre les deux, ainsi qu'avec les idées de Cabrera, sur le rôle à attribuer à l'aimantation spontanée dans la résistance *à champ nul*. Pour le surplus, il y a entre nous des divergences notables que les lecteurs pourront aisément voir. J'en discuterai autre part.

Je ne puis m'y arrêter dans la présente note, restreinte au cadre étroit de la réversibilité, et y reviendrai dans un autre travail.

On trouvera également dans d'autres publications le détail de la discussion. Je montrerai en particulier que *la forme de loi prévue ici doit se retrouver encore mutatis mutandis pour la magnétorésistance relative à un champ magnétique transversal au courant.*

Il n'est pas superflu de souligner en terminant que seules sont essentielles les hypothèses de départ de l'auteur, savoir que l'action directe du champ magnétique sur la résistivité est négligeable et que les phénomènes observables sont imputables en définitive à l'anisotropie électrique (sous-jacente dans un corps apparemment non aimanté) des groupements élémentaires. Et ainsi, ces hypothèses pourront naturellement s'accorder avec des mécanismes particuliers, tels par exemple que la récente interprétation quantique du champ moléculaire. Mais elles ne sont pas liées à ces interprétations, elles sont d'une forme qui les rend justiciables presque sans intermédiaire de l'expérience.

Lignes générales d'une théorie de la magnétostriction des ferromagnétiques

par Albert Perrier (Lausanne).

Un résumé quelque peu étendu de cette communication paraît très prochainement[1]) sous forme d'article dans ce même recueil; pour cette raison on s'est contenté dans ce qui suit d'un schéma du travail.

L'auteur rappelle d'abord la très grande complexité des dépendances observées entre les déformations et les aimantations des milieux ferromagnétiques. Il montre ensuite que l'on peut cependant construire une théorie cohérente à même de rendre compte des aspects généraux variés des courbes de déformation.

Essentiel des hypothèses proposées. — Existence sous-jacente d'une striction (spontanée) relativement considérable, qui crée une légère anisotropie du réseau dans chaque groupement élémentaire. — Le champ magnétique extérieur n'a pas d'action directe sensible sur les constantes du réseau; les effets observables sont des manifestations extérieures de l'anisotropie élémentaire, dues aux rotations des vecteurs $\mathfrak{J}_s$ (aimantation spontanée); les rotations réversibles sont distinguées des rotations irréversibles. — Ces bases sont en accord avec les théories du magnétisme faisant appel à l'aimantation spontanée, et au champ moléculaire par conséquent.

---

[1]) H. P. A. (1931) p. 213—237.

Conséquences de première approximation. — La striction transversale doit être de signe contraire à l'effet longitudinal et leur rapport 1 : 2. — Les courbes des déformations observables à champ croissant peuvent présenter des maxima (ou minima) puis des changements de signe et doivent posséder des asymptotes horizontales. — Quelques évaluations numériques sur l'étendue des groupements élémentaires. Les chiffres obtenus sont notablement plus élevés que les dimensions des mailles des réseaux secondaires de F. Zwicky. — Remarques générales au sujet des variations thermiques et du point de Curie.

Conséquences de deuxième approximation. — Un milieu ferromagnétique, même en apparence non aimanté, est le siège de contraintes mécaniques exercées mutuellement par les groupements élémentaires. Ces contraintes sont différentes en différents points par leur nature (tensions, pressions, efforts tranchants) et leur intensité. — A côté de cette série nouvelle d'actions mutuelles, il y a lieu de ne pas négliger les actions magnétiques. — Le volume doit alors varier légèrement par l'aimantation. — Liaison nouvelle entre les énergies potentielles d'élasticité et les directions de l'aimantation spontanée. — Existence de strictions angulaires non encore observées; manifestation visible de la dyssymétrie triclinique de cristaux cubiques aimantés.

Applications plus lointaines de la théorie. — Points de départ pour la solution du problème inverse de l'action des contraintes sur le processus de l'aimantation. — Explication probable des variations thermiques si curieuses de la susceptibilité initiale; des effets magnétiques irréversibles des traitements thermiques et mécaniques sur les métaux. Unicité d'origine du vieillissement et de l'irréversibilite thermique. Dépendances entre la dilatation thermique et la susceptibilité. — Explication possible de modifications permanentes de susceptibilité provoquées par le champ magnétique. — Remarques concernant des phénomènes en apparence d'un tout autre ordre (conductibilité électrique, etc.).

Über die Reflexion und Absorption langwelliger Röntgenstrahlen

(nach gemeinsamen Versuchen von E. Dershem, Chicago und M. Schein, Zürich)

von M. Schein (Zürich).

Die vorliegende Untersuchung hatte den Zweck, den Brechungsindex äusserst langwelliger Röntgenstrahlen nach der Methode der Totalreflexion zu bestimmen. Die Messungen sind mit der K_α-Linie des Kohlenstoffs, $\lambda = 44{,}6$ Å. E. durchgeführt, als Material gelangte Quarz zur Verwendung. Quarz erwies sich

besonders günstig, da die Wellenlänge $\lambda = 44{,}6$ Å. E. sowohl bei Silicium, als auch bei Sauerstoff weit entfernt von den Gebieten anomaler Dispersion liegt.

Die genannte Linie wurde vermittels eines Vakuumgitter-

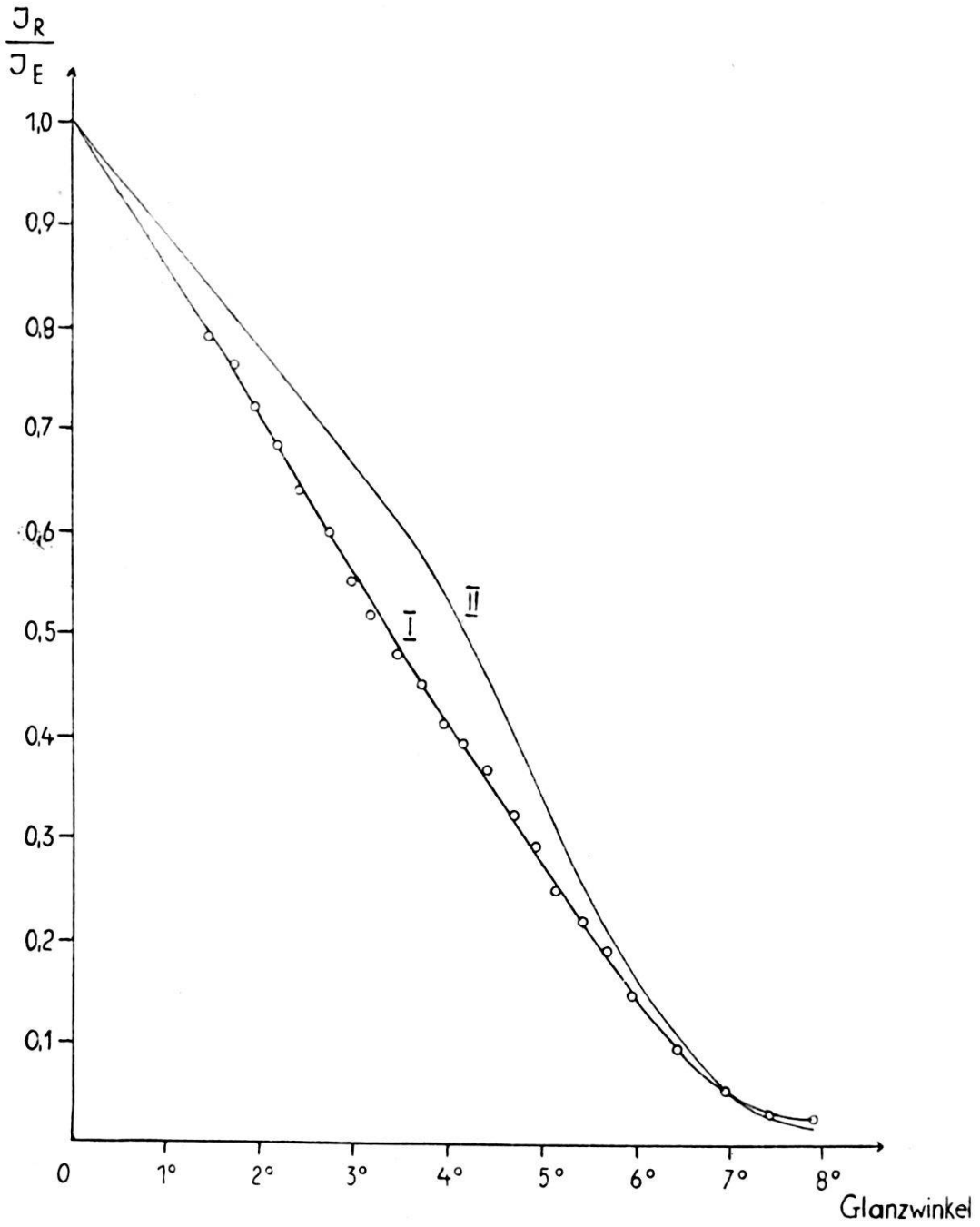

Fig. 1.

spektrographen ausgesondert und unter verschieden grossen Einfallswinkeln auf eine sehr sorgfältig polierte Quarzoberfläche geworfen. Die Intensität des reflektierten Strahls wird nach einer photographisch-photometrischen Methode bestimmt. In Figur 1 ist die so ermittelte Reflexionskurve (Kurve I) dargestellt.

Die Kurve I zeigt einen ganz allmählichen Abfall der Intensität als Funktion des Glanzwinkels. Dies ist dem grossen Einfluss der Absorption im Quarz zuzuschreiben.

Ein Vergleich der experimentellen Kurve mit der Theorie ist auf Grund der Fresnelschen Reflexionsformeln möglich, deren Gültigkeit für dieses Spektralgebiet von vornherein vorausgesetzt werden soll. Die numerische Berechnung erfordert dann die Kenntnis des Brechungs- und Absorptionskoeffizienten von Quarz im fraglichen Wellenlängengebiet. Andererseits kann aber auch die experimentelle Reflexionskurve zur Bestimmung des Brechungsindex verwendet werden, falls der Wert des Absorptionskoeffizienten bekannt ist. Eine direkte Messung des letzteren erwies sich jedoch als experimentell zu schwierig, da es uns nicht gelungen ist, einen Quarzfilm herzustellen, der genügend dünn war, um den Absorptionskoeffizienten bei $\lambda = 44{,}6$ Å. E. messen zu können. Aus diesem Grunde wurden Absorptionsmessungen an Gasen durchgeführt und die Abhängigkeit des atomaren Absorptionskoeffizienten von der Ordnungszahl der untersuchten Gase im Gebiete zwischen den K- und L-Absorptionskanten ermittelt. Aus dem so erhaltenen Absorptionsgesetz konnte der Absorptionskoeffizient von Quarz berechnet werden.

Es gelangten folgende Gase zur Untersuchung: Luft, He, CO_2, N_2, O_2, Ne, A, Kr und Xe. Im Bereiche zwischen der K- und L-Absorptionsgrenze ergibt sich folgendes Gesetz für den Zusammenhang zwischen Atomabsorptionskoeffizient μ_a und Ordnungszahl z:

$$\underline{\mu_a = 1{,}65 \times 10^{-23} \times z^{4,4}.}$$

Hieraus berechnet man den linearen Absorptionskoeffizienten μ von Quarz zu 47200. Weiterhin ergibt sich für den in die Fresnelschen Formeln eingehenden Extinktionskoeffizienten

$$\varkappa = \frac{\mu \cdot \lambda}{4\,\pi}$$

der Wert von $1{,}68 \times 10^{-3}$. Der theoretische Wert des Brechungsindex $n = 1 - \delta$ beträgt für Quarz bei $\lambda = 44{,}6$ Å. E. *1 − 0,0048*, d. h. $\delta = 4{,}8 \times 10^{-3}$. Die Grössen $\varkappa = 1{,}68 \times 10^{-3}$ und $\delta = 4{,}8 \times 10^{-3}$ in die Fresnelschen Formeln eingesetzt, ergibt die Kurve II der Figur 1.

Man sieht sehr deutlich, dass die theoretischen Werte durchwegs höher liegen, als die experimentell ermittelten. Eine nähere Betrachtung zeigt, dass man unter Beibehaltung des Wertes von $\delta = 4{,}8 \times 10^{-3}$ durch Änderung des Extinktionskoeffizienten von

$1{,}68 \times 10^{-3}$ auf $2{,}5 \times 10^{-3}$ eine theoretische Kurve erhält, die sehr genau mit der experimentellen zusammenfällt. Dagegen ist es nicht möglich, durch Abänderung von δ allein unter Beibehaltung von $\varkappa$ eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu erzielen. Hieraus ist wohl mit grösster Wahrscheinlichkeit zu folgern, dass der Brechungsindex von Quarz für die K_α-Linie des Kohlenstoffs $\lambda = 44{,}6$ Å. E. den theoretischen Wert

$$\underline{n = 1 - 4{,}8 \times 10^{-3}}$$

besitzt.

Spektrallinie mit nur natürlicher Breite (nach Versuchen von Herrn S. Yen)

von Edgar Meyer (Zürich).