

durch Muldenradius  $r_0$  und Muldentiefe  $U_0$  gegeben sein soll, so führen die Bedingungen der Stetigkeit von  $\psi$  und  $\frac{d\psi}{dr}$  für  $r = r_0$  auf Grund des Drehimpulssatzes zu der Gleichung<sup>1</sup>:

$$n \cotg n k r_0 = \frac{e^{2i\delta_0} \lambda_0^{(1)'} + \lambda_0^{(2)'}}{e^{2i\delta_0} \lambda_0^{(1)} + \lambda_0^{(2)}},$$

die zur Berechnung des Brechungsindex  $n = \sqrt{1 - \frac{U_0}{E}}$ , d. h. der Muldentiefe  $U_0$  bei Annahme eines geeigneten Kernradius genügt. Setzt man  $r_0 = 3 \cdot 10^{-13}$  cm, so wird  $n = 4,8$ , d. h.  $U_0 = -18 \cdot 10^{-6}$  erg, ein durchaus plausibler Wert, wenn man bedenkt, daß die Wechselwirkung zwischen zwei Protonen etwas kleiner sein muß als die von Proton und Neutron, die nach Streuversuchen durch eine Potentialmulde mit einer Tiefe von etwa  $-30 \cdot 10^{-6}$  erg charakterisiert werden kann.

Untersucht man die Frage nach einem evtl. vorhandenen stabilen Niveau gemäß der Eigenwertgleichung:

$$n \cotg n k r_0 = \frac{\lambda_0^{(1)'}}{\lambda_0^{(1)}},$$

so zeigt sich, daß ein solches in Einklang mit der Erfahrung nicht vorhanden ist (so daß ein aus zwei Protonen bestehender Kern nicht stabil ist).

Eine genauere numerische Auswertung, die erst nach Vorliegen der ausführlichen Publikation der amerikanischen Forscher vorgenommen werden könnte, dürfte an dem Resultat, daß das gegenseitige Potential zweier Protonen durch eine Mulde vom Radius  $3 \cdot 10^{-13}$  cm und einer Tiefe von  $U_0 = -18 \cdot 10^{-6}$  erg charakterisiert werden kann, nichts ändern<sup>2</sup>.

Wien, Institut für theoretische Physik der Universität, den 11. November 1936. THEODOR SEXL.

Anmerkung bei der Korrektur am 27. November: Während der Drucklegung vorliegender Notiz ist bereits die ausführliche Arbeit der amerikanischen Forscher erschienen: Physic. Rev. 59, 806 (1936). Im gleichen Heft findet sich aber auch bereits S. 825 eine numerische Auswertung der Versuche auf Grund der von mir gegebenen Streuformel durch G. BREIT, E. U. CONDON und R. D. PRESENT mit dem Resultat:  $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  cm und  $U_0 = -17 \cdot 10^{-6}$  erg, in ausgezeichnete Übereinstimmung mit den hier gewonnenen Daten. D. O.

#### Eine Methode zur Bestimmung der Molekül-Größenverteilung in makromolekularen Systemen.

Da fast alle makromolekularen Systeme Gemische von Homologen sind, besteht das Bedürfnis nach einer leicht zugänglichen Methode zur Bestimmung der molekularen Größenverteilung. Die Ultrazentrifuge<sup>3</sup> ist hierfür ein zwar sehr geeignetes, aber überaus schwer zugängliches Instrument<sup>4</sup>. Ein Verfahren, welches bei nicht allzu großen Molekeln (etwa bis zum Molekulargewicht 10000) einen Weg eröffnet, ist das folgende:

Man bestimmt durch Messung der Viskosität nach STAUDINGER unter Einhaltung geeigneter Vorsichtsmaßregeln einen viskosimetrischen und durch Messung des osmotischen Druckes einen VAN'T HOFFSchen Wert des mittleren Molekulargewichtes. Auf die erste Art erhält man

$$\bar{M} = \sum f_i M_i, \quad (1)$$

auf die zweite<sup>5</sup>

$$\bar{M} = \bar{v} : \left( \sum \frac{f_i}{M_i} \right). \quad (2)$$

Hierbei sind die  $M_i$  die individuellen Molekulargewichte, und die  $f_i$  die zugehörigen Bruchteile der Substanzmasse, so daß  $\sum f_i = 1$  gelten muß. Zu (1) und (2) erhält man vier weitere Gleichungen für dieselben Unbekannten  $f_i$ , wenn man das

<sup>1</sup> E. GUTH u. TH. SEXL, Z. Physik 66, 557 (1930).

<sup>2</sup> Man vgl. hierzu die von H. M. TAYLOR, Proc. roy. Soc. Lond. (A) 134, 103 (1931) u. 136, 605 (1932) nach unserer Theorie errechneten Werte für das wechselseitige Potential Proton- $\alpha$ -Teilchen:  $r_0 = 4,5 \cdot 10^{-13}$  cm und  $U_0 = -9,6 \cdot 10^{-6}$  erg und  $\alpha$ -Teilchen- $\alpha$ -Teilchen  $r_0 = 3,5 \cdot 10^{-13}$  cm und  $U_0 = -24,8 \cdot 10^{-6}$  erg.

<sup>3</sup> R. SIGNER u. H. GROSS, Helv. Chim. Acta 17, 726 (1934).

<sup>4</sup> KRAEMER u. LANSING, Z. physik. Chem. 39, 153 (1935).

<sup>5</sup> E. GUTH u. H. MARK, Erg. exakt. Naturwiss. 12, 127 (1933); ferner W. H. CAROTHERS, Trans. Far. Soc. 32, 47 (1936).

Ausgangssystem in geeigneter Weise in zwei Fraktionen I und II zerlegt, an denen die zweifache Mittelwertbestimmung wiederholt wird, wobei die Mittelwerte  $\bar{M}_I$ ,  $\bar{M}_I$  bzw.  $\bar{M}_{II}$ ,  $\bar{M}_{II}$  erhalten werden. Die neuen Gleichungen lauten

$$\left. \begin{aligned} \bar{M}_I &= \left( \sum \alpha_{if_i} M_i \right) : \left( \sum \alpha_{if_i} \right), & \bar{M}_{II} &= \left( \sum \beta_{if_i} M_i \right) : \left( \sum \beta_{if_i} \right), \\ \bar{M}_{II} &= \left( \sum \alpha_{if_i} \right) : \left( \sum \frac{\alpha_{if_i}}{M_i} \right), & \bar{M}_{II} &= \left( \sum \beta_{if_i} \right) : \left( \sum \frac{\beta_{if_i}}{M_i} \right). \end{aligned} \right\} (3)$$

Zur Auswertung müssen noch die Verteilungskoeffizienten  $\alpha_i$  und  $\beta_i$  bekannt sein, welche dafür maßgebend sind, wie sich jede Molekülgröße  $i$  auf die Fraktionen I und II verteilt; dies hängt natürlich von der gewählten Fraktionierungsart ab. Falls man  $\alpha_i$  und  $\beta_i$  kennt, hat man in (1), (2) und (3) zusammen sechs unabhängige Gleichungen, aus denen man sechs Ordinaten der Verteilungskurve und somit diese selbst in einer gewissen Annäherung berechnen kann.

Über die praktische Durchführung dieser Methode an künstlich hergestellten Gemischen von Paraffinen, Polyoxymethylen und anderen Hochpolymeren soll demnächst an anderer Stelle berichtet werden.

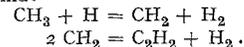
Wien, I. Chemisches Universitätslaboratorium, den 13. November 1936. H. DOSTAL, H. MARK.

#### Der Mechanismus des photochemischen Methanzerfalls.

Der photochemische Zerfall von Methan war bisher noch nicht untersucht worden, weil es an einer geeigneten intensiven Lichtquelle für das extreme Ultraviolett, in dem die Absorptionsbanden des Methans liegen, fehlte. Mit einer verbesserten Form der HARTECKSchen Xenonlampe<sup>1</sup>, die Licht der Wellenlängen 1469 Å und 1295 Å mit einer Gesamtintensität von  $3 \cdot 10^{16}$  Quanten/sec aussendet, gelang es, die Absorption des Methans für diese Wellenlängen zu messen und die Reaktionsprodukte seiner photochemischen Zersetzung zu bestimmen.

Es ergab sich, daß bei einer Schichtdicke von 30 mm und Atmosphärendruck sehr sorgfältig gereinigtes Methan, dessen einzige Verunreinigung aus Spuren (weniger als  $0,1^0/_{100}$ ) Äthan und Kohlendioxyd bestand, die Wellenlänge 1469 Å zu etwa 13 % und die Wellenlänge 1295 Å vollkommen absorbiert. Der vom Methan absorbierte Bruchteil der Gesamtintensität der Lichtquelle im äußersten Ultraviolett wurde zu 0,28 bestimmt, d. h. es wurden pro sec  $8,4 \cdot 10^{15}$  Quanten absorbiert.

Als Zersetzungsprodukte wurden Wasserstoff und Kohlenwasserstoffe, in der Hauptsache Acetylen, gefunden, daneben Äthan, spurenweise Äthylen und Kohlenwasserstoffe mit 3—5 Kohlenstoff. Der Nachweis erfolgte mit einer für diesen Zweck entwickelten Mikroanalysemethode. Aus der gefundenen Wasserstoffmenge ergab sich, daß pro absorbiertes Lichtquant  $1,30 \pm 0,05$  Wasserstoffmoleküle gebildet werden. Die Rekombination von  $\text{CH}_3 + \text{H}$  zu  $\text{CH}_4$  in nennenswertem Umfang ist daher ausgeschlossen, vielmehr ergeben die Versuche, daß die Radikale unter Bildung von Acetylen und Wasserstoff miteinander abreagieren, etwa nach dem Schema:



Wenn die Reaktion nur nach diesem Schema verlief, würden pro Lichtquant 0,5  $\text{C}_2\text{H}_2$ -Moleküle und 1,5  $\text{H}_2$ -Moleküle gebildet werden. Das ist, wie die gefundenen Reaktionsprodukte zeigen, nur angenähert der Fall, da in geringem Umfange Nebenreaktionen stattfinden.

Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in der Z. physik. Chem.

Hamburg, Institut für physikalische Chemie, den 15. November 1936. WILHELM GROTH, HANS LAUDENKLOS.

#### Zur Frage nach Gesetzmäßigkeiten beim Aufbau des Atomkernes.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit<sup>2</sup> haben die Verfasser darauf hingewiesen, daß beim Vergleich der magnetischen Momente der Isotopen einiger Atomkerne eine sehr einfache Gesetzmäßigkeit angedeutet ist. Und zwar liegt der Fall so: Bei den Atomen mit ungerader Ordnungs- und ungerader Massenzahl, d. h. bei den Atomen, deren Kerne außer paarigen Neutronen eine ungerade Anzahl von Pro-

<sup>1</sup> P. HARTECK u. F. OPPENHEIMER, Z. physik. Chem. B 16, 77 (1932) — W. GROTH, Z. Elektrochem. 42, 533 (1936).

<sup>2</sup> H. SCHÜLER, H. KORSCHING, Z. Physik 102, 373 (1936).

tonen enthalten, gibt es eine Anzahl Elemente, die zwei Isotope besitzen. Der Vergleich der mechanischen und magnetischen Momente zweier solcher Isotope gibt nun die Möglichkeit, zu beurteilen, in welcher Weise sich der Atomkern ändert, wenn man zwei Neutronen einbaut.

Im Hinblick auf die mechanischen Momente ergibt sich die Tatsache, daß bei fast allen hier in Betracht kommenden Atomkernen der Einbau von zwei Neutronen *keine Änderung des mechanischen Impulsmomentes*<sup>1</sup> hervorruft. Unter diesen Fällen gibt es einige, wie Ga und Eu, bei denen die magnetischen Momente ( $\mu$ ) sich erheblich ändern; bei Ga  $\approx 27\%$ , Eu  $\approx 220\%$ . Uns interessieren hier nun vor allen Dingen aber die Elemente, bei denen sich die magnetischen Momente um eine Größenordnung weniger ändern. Es sind dies <sup>63,65</sup>Cu, <sup>185,187</sup>Re, <sup>203,205</sup>Tl. Bei diesen Atomkernen ändert sich durch Einbau von zwei Neutronen das magnetische Moment stets in der Weise, daß der *schwerere* Atomkern das *größere* magnetische Moment besitzt. Die früheren Messungen wiesen bereits darauf hin, daß das Verhältnis der magnetischen Momente gleich dem Verhältnis der Massenzahlen sein könnte.

$$\begin{aligned} \text{Also bei Cu} \quad \frac{\mu_{65}}{\mu_{63}} &= \frac{65}{63} = 1,0317, \\ \text{Re} \quad \frac{\mu_{187}}{\mu_{185}} &= \frac{187}{185} = 1,0108, \\ \text{Tl} \quad \frac{\mu_{205}}{\mu_{203}} &= \frac{205}{203} = 1,00985. \end{aligned}$$

Bei Re und Tl haben wir nun durch exakte Ausmessung einiger Terme mit sehr großer Hyperfeinstrukturaufspaltung (Re  $\Delta\nu \approx 2300 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , Tl  $\Delta\nu \approx 4300 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ) bei einer Meßgenauigkeit von  $1-2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  für Re das Verhältnis 1,0107, für Tl 1,0096 gefunden; d. h. *die Zunahme des magnetischen Momentes ist innerhalb der Fehlergrenze (etwa 4%) gleich der Zunahme der Masse oder einer Größe, die ihrerseits der Masse proportional ist (z. B. Volumen)*. Da nun Cu, Re und Tl, miteinander verglichen, sowohl verschiedene mechani-

<sup>1</sup> H. SCHÜLER, TH. SCHMIDT, Z. Physik 94, 457 (1935).

sche als auch verschiedene magnetische Momente, und was Cu und Re anbetrifft, auch ganz verschiedene Quadrupolmomente besitzen (Cu  $-0,1 \cdot 10^{-24}$ , Re  $+3 \cdot 10^{-24}$ ), so scheint der vorliegende Befund für den allgemeinen Aufbau der Atomkerne von prinzipieller Bedeutung zu sein. Es handelt sich bei Cu, Re, Tl offensichtlich um Atomkerne, bei denen der Einbau von zwei Neutronen keine spezifischen Änderungen im Gefüge der Atomkerne bedingt, so daß hier nur die elementaren Vorgänge in Erscheinung treten und gemessen werden. Ausführlichere Darstellung in der Z. Physik.

Diese Untersuchung ist mit der dankenswerten Unterstützung der I. G. Farbenindustrie, Ludwigshafen-Oppau, durchgeführt.

Potsdam, Astrophysikalisches Observatorium, Institut für Sonnenphysik, den 17. November 1936.

H. SCHÜLER. H. KORSCHING.

### Über die Herstellung von Räumen mit erhöhter Neutronenkonzentration.

Wir konnten die starke, von MITCHELL<sup>1</sup> und Mitarbeitern gefundene Rückstreuung von Neutronen an Eisen (schwächer an Blei) bestätigen und haben diese Tatsache dazu benutzt, um in geschlossenen Hohlräumen (bis 9 l) mit Eisen- bzw. Bleiwänden eine wesentlich erhöhte Neutronenkonzentration herzustellen, in Vergleich zu Messungen, bei denen unter sonst gleichen Versuchsbedingungen Neutronenquelle und Neutronendetektor sich nicht innerhalb eines solchen Hohlraumes befanden. Auf diese Weise wurde eine Anreicherung von Neutronen in leeren Räumen erreicht und so die Möglichkeit erhalten, mit einem „Neutronengas“ außerhalb von störender Materie (Paraffin bzw. Wasser) zu arbeiten. Eine ausführliche Mitteilung über den gleichen Gegenstand erscheint demnächst in der Z. Physik.

Kiel, Institut für Experimentalphysik, den 21. November 1936.

H. RAUSCH VON TRAUBENBERG. H. ADAM.

<sup>1</sup> ALLAN C. C. MITCHELL, EDGAR J. MURPHY u. MARTIN D. WHITAKER, Physic. Rev. 50, 133 (1936). Siehe daselbst auch die Zitate der früheren Arbeiten.

## Besprechungen.

**Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik.** Herausgegeben von A. EUCKEN u. K. L. WOLF. Band 9, Abschnitt III: *Anregung der Spektren* von W. HANLE, Abschnitt IV: *Molekülspektren von Lösungen und Flüssigkeiten* von G. SCHEIBE u. W. FRÖMEL. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1936. 184 u. 16 S., 89 Abbild. 17 cm  $\times$  25 cm. Preis geb. RM 18.—.

Von dem den Spektren gewidmeten Band 9 brachten die Abschnitte I und II Messung, Systematik und Deutung der Atom-, Molekel- und Kristallgitterspektren im Zusammenhang mit dem Bau der die Linien ausstrahlenden Gebilde. Der den größten Teil der vorliegenden Lieferung einnehmende Abschnitt III gibt nun eine Übersicht über die Bedingungen, unter denen in einem bestimmten Körper ein Spektrum auftritt, und die Maßnahmen zu ihrer Herstellung, im wesentlichen unter Beschränkung auf Gase. Die Erforschung dieses Gebietes hatte experimentelle Anordnungen zu schaffen, bei denen jedesmal nur eine Ursache der Lichterregung wirksam war. Eine dieser Ursachen ist die Einstrahlung von Licht, die zur Fluoreszenz führt. Die Erscheinung wird an Gasen mit ein-, zwei- und mehratomigen Molekeln behandelt und an kondensierten Körpern, soweit dabei einzelne Atome oder Atomkomplexe in Erscheinung treten (z. B. seltene Erden); wir erfahren Ausführliches über ihre Beeinflussung durch elektrische und magnetische Felder und durch Zusammenstöße der Molekeln. Von den Anregungen durch schnell bewegte Teilchen steht die Anregung durch Elektronenstoß im Vordergrund. Neben der grundsätzlichen Bedeutung als direkter experimenteller Beweis, daß die „Terme“ der Spektren Energien darstellen, kommt die wichtige Aufgabe, Anregungsfunktionen, d. h. Abhängigkeit der erregten Lichtintensität von der Energie der stoßenden

Teilchen zu messen. Hier ist viel Material zusammengestellt (es rührt zum großen Teil von HANLE selbst und seinen Schülern her). Geringer ist wegen der experimentellen Schwierigkeiten unsere Kenntnis von der Wirkung der Stöße von Atomen und Ionen. Es folgen noch kurze Kapitel über die Anregung durch Stöße zweiter Art (bei denen Anregungsenergie von Atomen in kinetische Energie umgesetzt wird) und durch die Temperaturbewegung. Den kontinuierlichen Spektren dient ein besonderes Kapitel, ebenso den Anwendungen auf die chemische Spektralanalyse und die technischen Lichtquellen.

Abschnitt IV berichtet über das etwas verwickelte Gebiet der Spektren von Lösungen und Flüssigkeiten. Hier interessiert vor allem die Frage, wie weit die beobachteten Absorptionsbanden bestimmten Teilen des Moleküls (Atomgruppen oder Bindungen) zugeschrieben werden können. Wir erfahren, daß es in vielen Fällen sichergestellt ist (SCHEIBE und seinen Schülern ist viel von dieser Klärung zu verdanken). F. HUND, Leipzig.

HERZBERG, G., *Atompektren und Atomstruktur*. Eine Einführung für Chemiker, Physiker und Physikochemiker. Wissenschaftliche Forschungsberichte, naturwissenschaftliche Reihe (herausgegeben von R. E. LIEBEGANG) Band 37. Dresden u. Leipzig: Theodor Steinkopff 1936. XVI, 188 S. und 79 Abbild. 15 cm  $\times$  22 cm. Preis geh. RM 13.—, geb. RM 14.—.

In den letzten Jahren ist in deutscher Sprache kein gesondertes Buch erschienen, das eine kurze Darstellung der Atomspektren im Zusammenhang mit dem Atombau gibt. Darum wird die vorliegende gut gelungene Darstellung von allen begrüßt werden, die als Physiker, Physikochemiker, Chemiker, Astrophysiker mit den Spektren der Atome vertraut sein müssen; sie