

Fall kann man den Hamilton-Operator aus starren oder nach Art der allgemeinen Relativitätstheorie aufgelockerten geometrischen Bedingungen ableiten. Er ist durch sie in dem hier betrachteten Fall bis auf konstante Faktoren eindeutig bestimmt. Zu den Konstanten gibt es weder von den statistischen, noch von den geometrischen Bedingungen her einen Zugang.

Damit sind wir am Ziel. Die Schrödinger-Gleichung ist auf Grund statistischer Prinzipien aus der Partikelvorstellung abgeleitet. Vergegenwärtigen wir uns diese noch einmal im Zusammenhang:

1. Es gibt Teilchen. Sie begegnen uns als mögliche Ursachen lokaler Geschehensakte.
2. Die Teilchen haben in jedem Augenblick einen bestimmten Ort. Aber ihre Bewegung ist nicht individuell reproduzierbar. Es gibt keine geordneten Gesamtheiten und damit keine klassischen Bewegungsgesetze.

3. Es gibt statistische Gesamtheiten von Teilchen. Die Bewegungen der Teilchen solcher Gesamtheiten folgen dem Gesetz der großen Zahlen. Darum ist die Bewegung der Gesamtheit reproduzierbar. Es gibt statistische Bewegungsgleichungen. Sie sind linear.

4. Unter der Voraussetzung maximaler Variabilität folgt die Zahl der statistischen Freiheitsgrade und auch die der Bewegungsparameter. Beide sind gleich  $Z^2 - 1$ .

5. Die Bewegungsgleichungen sind umkehrbar. Das ist die für die Quantenmechanik entscheidende Bedingung. Sie zwingt zu der Unterscheidung zwischen denkbaren und realisierbaren Gesamtheiten und führt dazu, daß es keine Gesamtheit gibt, in der alle Teilchen dieselbe Bewegung ausführen; d. i. die statistische Form der Unschärferelation.

## Der absolute Wert des Resonanzintegrals von Gold

Von DRAGOSLAV POPOVIĆ\*

Joint Establishment for Nuclear Energy Research, Kjeller, Norwegen

(Z. Naturforsch. 9a, 600—602 [1954]; eingegangen am 24. April 1954)

Durch Vergleich des „Cadmium-Verhältnisses“ für die Aktivierung von Gold mit dem für die Absorption durch Bor ergibt sich das Resonanzintegral von Gold zu

$$R = \int_{0.5 \text{ eV}}^{\infty} \sigma_a dE/E = 1326 \pm 15 \text{ barn.}$$

Bei der Bestimmung des Absolutwertes von Resonanz-Absorptionsintegralen wird Gold oft als Standard benutzt, weil es nur *ein* Isotop besitzt und für das Resonanz-Absorptionsintegral praktisch nur die erste bei  $\sim 4.9$  eV gelegene Resonanz verantwortlich ist. Außerdem ist der Wert des Resonanzintegrals ziemlich groß und führt somit zu einem kleinen „Cadmium-Verhältnis“. Dies vereinfacht die Verwendung von Messungen des Cd-Verhältnisses zum Vergleich von Resonanzintegralen anderer Elemente mit demjenigen von Gold.

Eine Möglichkeit, den Absolutwert des Resonanzintegrals zu finden, besteht darin, den Wirkungsquerschnitt gegen den Logarithmus der Energie aufzutragen und das Integral über das Resonanzgebiet

zu bilden. Auf diese Art wurde der Wert 1296 barn für das Resonanzintegral von Gold gefunden<sup>1</sup>. Da jedoch das Auflösungsvermögen von Neutronenspektrometern vergleichbar mit der Breite der Resonanzkurve ist, erscheint es zweifelhaft, ob diese Methode sehr genau ist. Auch die sogenannte Methode des „Standard-Pile“ wurde verwendet<sup>2</sup>, aber in diesem Fall hängt die Genauigkeit des Ergebnisses davon ab, wie genau die Bremseigenschaften des Reaktors bekannt sind.

Im folgenden wird versucht, den Absolutwert des Resonanz-Absorptionsintegrals von Gold durch Vergleich des „Cd-Verhältnisses“ von Gold mit dem eines reinen  $1/v$ -Absorbers zu bestimmen, wobei es notwendig ist, die Kenntnis des Wirkungsquer-

\* Beurlaubt aus dem Institut za Nuklearne Nauke „Boris Kidrič“, Beograd.

<sup>1</sup> S. P. Harris, C. O. Muelhause u. G. E. Thomas, Phys. Rev. 79, 11 [1950].

<sup>2</sup> L. Seren, H. N. Friedlander u. S. H. Turkel, Phys. Rev. 72, 888 [1947].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

schnitts von Cadmium im Gebiet der Abscheidenergie des Cd vorauszusetzen.

### Theorie des Experimentes

Das Cd-Verhältnis ist das Verhältnis zwischen der Aktivität eines Detektors ohne und mit einer Cd-

Abschirmung. Definiert man den „Resonanzwirkungsquerschnitt“  $\sigma_{\text{res}}(v)$  durch

$$\sigma_a = \frac{\sigma_0 v_0}{v} + \sigma_{\text{res}}(v) = \sigma_{1/v} + \sigma_{\text{res}}(v),$$

so wird das Cd-Verhältnis

$$V = \frac{N v_0 \sigma_0 + k \int_0^{\infty} \sigma_{\text{res}} dE/E}{k \int_0^{\infty} \sigma_{1/v} \exp[-\Sigma_t(E)d] dE/E + k \int_0^{\infty} \sigma_{\text{res}} \exp[-\Sigma_t(E)d] dE/E}. \quad (1)$$

In dieser Formel ist

$$\sigma_0 v_0 N = \sigma_0 v_0 \int_0^{\infty} n(v) dv = \int_0^{\infty} n(v) v \frac{\sigma_0 v_0}{v} dv$$

der Anteil der Aktivierung der Sonde, die aus dem  $1/v$ -abhängigen Anteil des Wirkungsquerschnittes herrührt und

$$k \int_0^{\infty} \sigma_{\text{res}} dE/E = kR$$

der Anteil aus dem Resonanzanteil des Wirkungsquerschnittes im epithermischen Gebiet, wo die Energieverteilung der Neutronen durch das Bremspektrum  $\Phi(E) dE = (k/E) dE$  gegeben ist. Die zwei Glieder im Nenner stellen die Aktivierung der mit Cadmium bedeckten Sonde durch den  $1/v$ -Teil und den Resonanzanteil des Wirkungsquerschnittes dar.  $\Sigma_t(E)$  ist der totale makroskopische Wirkungsquerschnitt der Cd-Hülle und  $d$  ihre äquivalente Dicke, die im Falle eines parallelen Neutronenstrahls die wirkliche Dicke der Hülle ist.

Im Falle eines reinen  $1/v$ -Absorbers ist  $\sigma_{\text{res}} = 0$  und

$$V_{1/v} = \frac{N \sigma_0 v_0}{k \int_0^{\infty} \sigma_{1/v} \exp[-\Sigma_t(E)d] dE/E}.$$

Das Integral im Nenner wurde graphisch bestimmt für  $d = 0,83$  mm und unter Verwendung der in AECU-2040 gegebenen Werte von  $\sigma_t(E)$  für Cd. Die Integration ergab

$$\sigma_0 / \int_0^{\infty} \sigma_{1/v} \exp[-\Sigma_t(E)d] dE/E = 2,24$$

und  $Nv_0/k = V_{1/v}/2,24.$  (2)

Da im Energiegebiet der Goldresonanz der Wirkungsquerschnitt des Cd nur wenig energieabhängig ist, folgt

$$\int_0^{\infty} \sigma_{\text{res}} \exp[-\Sigma_t(E)d] dE/E \approx \exp(-\Sigma_t d) R, \quad (3)$$

wobei  $\Sigma_t'$  der totale makroskopische Wirkungsquerschnitt in  $\text{cm}^{-1}$  von Cd für die Resonanzenergie der Probe ist.

Zusammen mit (2) und (3) findet man aus (1) für das Resonanzintegral

$$R = \frac{\sigma_0}{2,24} \frac{V_{1/v} - V}{V \exp(-\Sigma_t' d) - 1}. \quad (4)$$

### Meßanordnung

Zur Messung des Cd-Verhältnisses wurde ein Neutronenstrahl aus einem Kanal des Reaktors JEEP herausgeführt. Ein Graphitstreukörper befand sich im Zentrum des Kanals. Ferner wurde ein Kollimator von  $4 \times 2 \text{ cm}^2$  Öffnung und 1,5 m Länge verwendet. Das Cd-Filter wurde am Ende des Kollimators angebracht. Die Messungen wurden in einem Abstand von weiteren 70 cm durchgeführt, wodurch eine gute Geometrie gewährleistet war.

Um das Cd-Verhältnis für einen  $1/v$ -Absorber zu erhalten, wurde ein dünnes Borzählrohr verwendet. Das Zählrohr selbst befand sich in einem Behälter, der mit einer Mischung von Paraffin und  $\text{B}_2\text{O}_3$  gefüllt war und eine Öffnung von  $4 \times 2 \text{ cm}^2$  für den Neutronenstrahl besaß. Um Fehler infolge des beschränkten Auflösungsvermögens des Zählrohrs auszuschließen, wurde das Cd-Verhältnis bei verschiedenen Neutronendichten gemessen und auf die Dichte Null extrapoliert.

Die Goldproben bestanden aus  $2 \text{ mg/cm}^2$  dicken Scheibchen von 12 mm Durchmesser. Es wurden abwechselndweise Messungen mit und ohne Cd-Filter durchgeführt, um eventuellen Schwankungen im Neutronenfluß Rechnung zu tragen.

### Resultate und Korrekturen

Es wurden folgende Cd-Verhältnisse gefunden:

$$V_{\text{Bor}} = 48,1 \pm 0,25, V_{\text{Gold}} = 2,66 \pm 0,015.$$

$\sigma_t$  für Cd beträgt etwa 5 barn für 5 eV, wo die erste Goldresonanz liegt. Damit ergibt sich für ein Filter der Dicke  $d = 0,83$  mm der Wert  $\Sigma_t' d = 1,91 \cdot 10^{-2}$ . Der thermische Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  für

Gold wird in den neuesten Messungen<sup>3</sup> mit  $\sigma_0 = 97,6 \pm 0,5$  barn angegeben. Diese Messungen wurden zwischen 0,001 und 0,005 eV durchgeführt, wo der Einfluß der Resonanz vernachlässigt werden kann, und auf  $E_0$  extrapoliert. Der obige Wert ist deshalb der reine  $1/v$ -Teil des Querschnittes. Daraus folgt mit Hilfe von (4)  $R = 1231 \pm 15$  barn.

Da die Goldfolie relativ dick war (beträgt doch der Absorptionsquerschnitt im Maximum der Resonanz 20000 barn), mußte eine Korrektur für die Selbstabsorption angebracht werden. Die tatsächlich gemessene Resonanzaktivierung beträgt

$$k \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{a \text{ res}}(E)}{\sigma_t(E)} [1 - \exp[-\Sigma_t(E) \delta]] dE/E$$

mit  $\delta$  = Dicke der Goldfolie.

Unter Verwendung der mit dem Kristall-Spektrometer von Brookhaven für Gold erhaltenen Daten für  $\sigma_t$  und  $\sigma_s/\sigma_t$  findet man als Korrektur für das Resonanzintegral  $\int \sigma_a dE/E$  durch graphische Integration 52 barn, so daß das Resonanzintegral für Gold schließlich lautet

$$R = 1283 \pm 15 \text{ barn}.$$

<sup>3</sup> R. S. Carter, H. Palevsky, V. W. Myers u. D. J. Hughes, Phys. Rev. **92**, 716 [1953].

Der angegebene Fehler trägt sowohl der Unsicherheit im thermischen Wirkungsquerschnitt von Gold als auch den Meßfehlern des Cd-Verhältnisses Rechnung.

Definiert man das Resonanzintegral als  $\int_{0,5 \text{ eV}}^{\infty} \sigma_a dE/E$ , wobei  $\sigma_a$  der totale Absorptionsquerschnitt  $\sigma_{\text{res}} + \sigma_{1/v}$  ist, so muß man zum oben angegebenen Wert noch

$$\int_{0,5 \text{ eV}}^{\infty} \sigma_0 \sqrt{E_0/E} dE/E = 43 \text{ barn}$$

addieren, so daß das Resonanzintegral schließlich wird

$$R = \int_{0,5 \text{ eV}}^{\infty} \sigma_a dE/E = 1326 \pm 15 \text{ barn}.$$

### Schlußfolgerung

Das obige Resultat wurde ohne Verwendung der Wirkungsquerschnittskurve von Gold erhalten, abgesehen von der Korrektur für Selbstabsorption, die nur etwa 4% beträgt. Andererseits mußten die Daten für  $\sigma_t(E)$  von Cd oberhalb 0,3 eV verwendet werden, was jedoch auf das endgültige Resultat nur einen kleinen Einfluß hat, da man sich erstens bereits ziemlich weit weg von der Cd-Resonanz befindet, und zweitens Unsicherheiten im Wirkungsquerschnitt nur schwach eingehen.

## Zur Theorie des Kerr-Effekts in unpolaren Flüssigkeiten

Von GERHARD KLAGES\*

Aus dem I. Physikalischen Institut der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz

(Z. Naturforsch. **9a**, 602—607 [1954]; eingegangen am 10. Juni 1954)

Ein dipolloses Molekül wird als Ellipsoid aus isotrop polarisierbarer Materie betrachtet und unter Zugrundelegung dieses Modells eine neue Beziehung für die Kerr-Konstante der Flüssigkeit abgeleitet. Als zusätzlicher Parameter erscheint darin die DK der Molekülmaterie, die größer als die makroskopische DK der Flüssigkeit ist und aus bekannten Werten für die Molekülvolumina abzuleiten ist. Es schließt sich eine Diskussion der schon vorliegenden Messungen des Kerr-Effekts von unpolaren Substanzen an, aus der die grundsätzliche Verwendbarkeit des Modells folgt. Größere Abweichungen bei nahezu kugelsymmetrischen Molekülen werden als zusätzlicher Schwankungseffekt in der Flüssigkeit gedeutet, während bei unpolaren Benzolderivaten noch eine anisotrop polarisierbare Molekülmaterie angenommen werden muß.

In einer früheren Arbeit<sup>1</sup> wurde gezeigt, daß bei Dipolsubstanzen die großen Differenzen zwischen den molaren Kerr-Konstanten, die man aus Messungen im Dampf und in der Flüssigkeit berechnet,

in erster Linie vom nicht richtigen Ansatz des inneren Feldes herrühren. Überträgt man die Onsager'sche Rechnung<sup>2</sup> für das richtende Feld<sup>3</sup>, das auf einen Dipol innerhalb der Flüssigkeit einwirkt, auf

\* Vorgetragen auf der Physiker-Tagung in Stuttgart am 2. 5. 1954.

<sup>1</sup> G. Klages, Z. Naturforsch. **7a**, 669 [1952].

<sup>2</sup> L. Onsager, J. Amer. Chem. Soc. **58**, 1486 [1936].

<sup>3</sup> s. C. J. F. Böttcher, Theory of Dielectric Polarisation, Elsevier Publ. Comp. 1952, S. 174.