standsänderung bei Zimmertemperatur, die im Rahmen dieser Modelle auch bei Berücksichtigung des Einflusses der Eigenleitung auf die Widerstandsänderung nach (II) nicht vollständig erklärt werden kann.

Die große von Pearson und Tanenbaum am InSb bei Zimmertemperatur gemessene Widerstandsänderung kann nach (II) qualitativ verstanden werden, wenn man annimmt, daß bereits bei Zimmertemperatur infolge des kleinen Bandabstandes Eigenleitung vorliegt.

Abschließend danke ich Herrn Prof. Dr. Kohler herzlich für Anregung und Diskussionen zu dieser Arbeit.

NOTIZEN

Über die innere Umwandlung mit innerer Bremsstrahlung

Von K. Baumann und H. Robl

Institut für theoretische Physik der Universität Wien

(Z. Naturforschg. **9a**, 174 [1954]; eingeg. am 13. Januar 1954)

Brown und Stump[1] haben die bei der inneren Umwandlung auftretende kontinuierliche γ-Strahlung experimentell untersucht und ihre Ergebnisse mit der halbklassischen Formel von Chang und Falkoff[2*]

$$d\Phi = \frac{\alpha}{2\pi k} \frac{p_\perp^2}{(E_p - p_{||})^2} \, d\Omega_k \, dk \tag{1}$$

für die Wahrscheinlichkeit der Emission eines Photons der Energie k durch ein plötzlich auf den Impuls p beschleunigtes Elektron verglichen. In (1) bedeutet

$$p_{||} = p \cos \vartheta, \quad p_\perp = p \sin \vartheta, \tag{2}$$

wenn ϑ der Winkel zwischen $\boldsymbol{p}$ und $\boldsymbol{k}$ ist, ferner $E_p = (p^2+1)^{1/2}$. Die durch (1) gegebene Winkelverteilung entspricht einer starken Bevorzugung der Lichtemission nach vorne. Hingegen konnten Brown und Stump zwischen 90° und 160° keine ausgeprägte Abweichung von der Isotropie feststellen.

Es ist deshalb von Interesse, die Winkelverteilung zu kennen, die sich aus einer strengeren, quantentheoretischen Rechnung ergibt. Wir haben diese Rechnung für einen elektrischen Multipolübergang des Kerns durchgeführt. Es wurde ein K-Elektron betrachtet, welches von dem Übergangselement des elektrostatischen Kernfeldes gestört wird. Vor oder nach dieser Wechselwirkung soll das Elektron ein Lichtquant emittieren. Im Zwischen- und Endzustand wird das Elektron als frei angenommen. Die für den Anfangszustand verwendete Näherung entspricht einem freien, ruhenden Elektron im Normierungsvolumen πa^3. Als Wahrscheinlichkeit des betrachteten Überganges ergibt sich

$$dw = \frac{32\alpha^2}{a^3} \sum_{l,m} \frac{|\boldsymbol{p}+\boldsymbol{k}|^{2l-2}}{[(2l+1)!!]^2} |Q_{lm}(\mathrm{a},\mathrm{b})|^2 \cdot \frac{p\,p_\perp^2}{E_p - p_{||}} \left(\frac{1}{k} \frac{2+E_{\mathrm{ab}}}{E_p - p_{||}} + 1 + k \right) d\Omega_k \, dk. \tag{3}$$

Q_{lm} (a, b) bedeutet das elektrische Multipolmoment[3] der Ordnung l, m des Atomkerns für den Übergang $\mathrm{a} \rightarrow \mathrm{b}$, E_{ab} die dabei freiwerdende Energie. Weiter bedeutet

$$(2l+1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2l+1). \tag{4}$$

Es ist ersichtlich, daß die Winkelverteilung von (3) für kleine k in die durch (1) gegebene übergeht.

(3) enthält als Faktor die Wahrscheinlichkeit für die innere Umwandlung mit Emission eines Elektrons vom Impulsbetrag $|\boldsymbol{p}+\boldsymbol{k}|$, nämlich[3]

$$\frac{128\,\pi\,\alpha}{a^3} \sum_{l,m} \frac{|\boldsymbol{p}+\boldsymbol{k}|^{2l-3}}{[(2l+1)!!]^2} |Q_{lm}(\mathrm{a},\mathrm{b})|^2. \tag{5}$$

Pro Umwandlungselektron erhält man somit für $k \rightarrow 0$

$$\frac{\alpha}{4\pi k} \frac{p_\perp^2}{(E_p - p_{||})^2} (2 + E_{\mathrm{ab}}) \, d\Omega_k \, dk \tag{6}$$

Lichtquanten.

Bei dem von Brown und Stump untersuchten Prozeß handelt es sich um einen magnetischen Übergang der Ordnung $l = 4$. Eine ausführliche Berechnung, welche auch magnetische Multipolübergänge umfaßt, ist in Vorbereitung.

[1] H. B. Brown u. R. Stump, Physic. Rev. **90**, 1061 [1953].

[2] C. S. W. Chang u. D. L. Falkoff, Physic. Rev. **76**, 365 [1949].

* Es werden natürliche Einheiten mit $\hbar = c = m = 1$ verwendet.

[3] J. Blatt u. V. F. Weißkopf, Theoretical Nuclear Physics, J. Wiley & Sons, New York 1952.