

(Mitteilung aus dem Max-Planck-Institut, Berlin-Dahlem.)

## Magnetische Momente von $^{171}, ^{173}\text{Yb}$ und Isotopenverschiebung beim Yb I.

Von H. Schüller und H. Korsching<sup>1)</sup> in Berlin-Dahlem.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 1. November 1938.)

Es werden die magnetischen Momente von  $^{171}\text{Yb}$  zu  $\mu = +0,4_5$  und von  $^{173}\text{Yb}$  zu  $\mu = -0,6_5$  bestimmt. Das Verhältnis der magnetischen Momente beträgt  $\frac{\mu_{173}}{\mu_{171}} = 1,4$ . Es sind einige Betrachtungen über die Abweichungen der magnetischen Momente der Atomkerne vom Ein-Teilchenmodell angestellt. Aus  $\lambda 5556$  ergibt sich für die  $6s^2$ -Konfiguration eine Isotopenverschiebung von etwa  $30 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Durch Vergleich mit anderen Elementen ergibt sich für Yb II die Ionisierungsspannung zu  $96180 \pm 2000 \text{ cm}^{-1}$ .

In einer kürzlich<sup>2)</sup> erschienenen Arbeit, deren Kenntnis im folgenden vorausgesetzt wird, haben die Verfasser und Herr J. Roig über Hyperfeinstrukturuntersuchungen an einigen Yb I-Linien berichtet. Aus den Strukturbildern der Linien  $\lambda 6489$ ,  $\lambda 6799$ ,  $\lambda 7699$  konnten die HFS.-Niveaus von  $6s 7s \ ^3S_1$ ,  $6s 6p \ ^3P_{1,2}$  festgelegt werden.

Hieraus wurden außer den mechanischen Momenten von  $^{171}\text{Yb}$  ( $i = 1/2$ ) und von  $^{173}\text{Yb}$  ( $i = 5/2$ ) auch das Quadrupolmoment von  $^{173}\text{Yb}$  ( $q = +3,9 \cdot 10^{-24}$ ) bestimmt. Gleichzeitig haben wir darauf hingewiesen, daß es auf Grund des experimentellen Materials möglich ist, die magnetischen Momente von  $^{171}, ^{173}\text{Yb}$  zu berechnen. Im folgenden sei diese Berechnung wiedergegeben.

Man kann aus verschiedenen Termen für  $^{173}\text{Yb}$  zwei  $\mu$ -Werte bestimmen.

Erstens lassen sich aus  $6s 6p \ ^3P_1$  mit dem Aufspaltungsfaktor  $a = -37,4$  und aus  $6s 6p \ ^3P_2$  mit  $a = -24,9$  nach Breit und Wills<sup>3)</sup> die Aufspaltungsanteile des  $s$ - und  $p$ -Elektrons unter Berücksichtigung der mittleren Kopplung berechnen. Es gelten folgende Beziehungen.

$$l \cdot (l+1) a_{3P_1} = 1/2 ([l+1] c_2^2 - l c_1^2) a(s) + 1/2 l (2l+3) c_1^2 a' + 1/2 (l+1) (2l-1) c_2^2 a'' + 2 \sqrt{l(l+1)} \cdot c_1 c_2 a''' \quad (1)$$

$$a_{3P_2} = \frac{1}{2(l+1)} \cdot a(s) + \frac{2l+1}{2(l+1)} \cdot a' \quad (2)$$

<sup>1)</sup> Stipendiat der Deutschen Forschungsgemeinschaft. — <sup>2)</sup> H. Schüller, J. Roig, H. Korsching, ZS. f. Phys. **111**, 165, 1938. — <sup>3)</sup> G. Breit, L. A. Wills, Phys. Rev. **44**, 470, 1933.

wo

$$\begin{aligned}
 l &= 1 \text{ (Bahndrehimpuls des } p\text{-Elektrons);} \\
 c_1 &= 0,4742 \\
 c_2 &= 0,8804 \quad \left. \begin{array}{l} \text{Konstanten der mittleren Kopplung} \\ \text{(siehe oben zitierte Yb-Arbeit);} \end{array} \right\} \\
 a' (a_{p_{3/2}}), & \text{ der zu bestimmende Aufspaltungsfaktor des } p_{3/2}\text{-Elektrons;} \\
 a''' (a_{p_{3/2}, p_{1/2}}) & \text{ und } a'' (a_{p_{1/2}}) \text{ lassen sich nach Breit und Wills durch } a' \\
 & \text{ ausdrücken:} \\
 & \quad a'' = 7,54 \cdot a', \\
 & \quad a''' = -0,32 \cdot a'.
 \end{aligned}$$

Mit diesen Werten erhält man

$$\begin{aligned}
 a(6s) &= -93,0, \\
 a(6p_{3/2}) &= -2,2.
 \end{aligned}$$

Nun läßt sich aus  $a(6s)$  nach Goudsmit und Fermi, Segrè<sup>1)</sup>  $\mu_{173\text{Yb}}$  berechnen.

$$\mu = \frac{3 \cdot a(s) \cdot i \cdot n_{\text{eff}}^3 \cdot 1,838}{8R \alpha^2 \cdot Z \cdot Z_0^2 \cdot \kappa(j, Z) \cdot \left(1 - \frac{ds}{dn}\right)},$$

wo

$i = 5/2$ , mechanisches Moment von  $^{173}\text{Yb}$ ;  
 $n_{\text{eff}}^3 = 9,75$ . Aus der Termdifferenz von  $6s^2S_{1/2}$  und  $7s^2S_{1/2}$   $\Delta\nu = 54304$  (Meggers, Scribner l. c.) bestimmt sich durch Vergleich analoger Termdifferenzen in Spektren mit bekannter Ionisierungsgrenze (Li, Na, K, Rb, Cs; Cu, Ag, Au; Zn II, Cd II, Hg II) der absolute Termwert des Grundterms von Yb II zu  $96180 \pm 2000$ , und daraus  $n_{\text{eff}}^3 = 9,75$ .

$R = 109737$ , Rydberg-Konstante;

$\alpha = 7,28 \cdot 10^{-3}$ , Feinstrukturkonstante;

$Z = 70$ , Kernladungszahl;

$Z_0 = 2$  für erstes Funkenspektrum;

$\kappa(j, Z) = 1,78$ , relativistische Korrektur für das s-Elektron;

$\left(1 - \frac{ds}{dn}\right) = 1,1$  aus der obengenannten Ionisierungsgrenze von Yb II.

Mit diesen Größen ergibt sich für  $^{173}\text{Yb}$ :

$$\mu_{(6s)} = -0,5.$$

Ebenso läßt sich aus dem Anteil des 6  $p$ -Elektrons ( $a_{6p_{3/2}} = -2,2$ ) nach der ebenfalls von Goudsmit und Fermi, Segrè angegebenen Formel das magnetische Moment berechnen.

<sup>1)</sup> S. Goudsmit, Phys. Rev. **43**, 636, 1933; E. Fermi, E. Segrè, ZS. f. Phys. **82**, 729, 1933.

Es ist:

$$\mu = \frac{a \cdot i \cdot j (j + 1) (2l + 1) Z_l^* \cdot 1,838 \cdot \lambda (l, Z^*)}{2l(l + 1) \cdot \delta \cdot \kappa (j, Z^*)}$$

$$a = a_{6p_{3/2}} = -2,2;$$

$$i = 5/2; \quad j = 3/2; \quad l = 1; \quad Z^* = Z - 4 = 66;$$

$\delta = 2113 \text{ cm}^{-1}$ , Dublettaufspaltung unter Berücksichtigung der Wolfeschen Korrektur (Wechselwirkung zwischen Spin des  $s$ - und Bahn des  $p$ -Elektrons);

$\lambda = 1,117$ , relativistische Korrektur der Dublettaufspaltung des  $6p$ -Elektrons;

$\kappa = 1,098$  relativistische Korrektur für das Matrixelement

$$(p_{3/2} | r^{-3} | p_{3/2}).$$

Daraus erhält man für  $^{173}\text{Yb}$ :

$$\mu = -0,9.$$

Unter der Annahme, daß man beiden Werten gleiches Gewicht zubilligt, bekommt man:

$$^{173}\text{Yb}: \quad \mu = -0,7.$$

Zweitens kann man aber auch aus dem  $6s7s^3S_1$ -Term einen Wert für das magnetische Moment von  $^{173}\text{Yb}$  berechnen. Aus der Gesamtaufspaltung  $\Delta\nu = 378 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  des  $^3S_1$ -Terms ergibt sich der Aufspaltungsfaktor  $a(^3S_1) = -63$  (minus, weil Termfolge umgekehrt). Hierin sind die Aufspaltungsfaktoren vom  $6s$ - und  $7s$ -Elektron enthalten. Um den Anteil des  $6s$ -Elektrons zu ermitteln, muß man auf  $6sn_s$ ,  $n \rightarrow \infty$  extrapolieren. Solche Abschätzungen sind früher von Fermi und Goudsmit bei Hg und Cd gemacht worden; danach ist der Anteil des  $7s$ -Elektrons etwa 10% der Gesamtaufspaltung. Man erhält dann für  $^{173}\text{Yb}$   $a(6s) = -113$  und mit der oben für  $s$ -Elektronen angegebenen Formel aus dem  $^3S_1$ -Term das magnetische Moment:

$$\mu(6s) = -0,6.$$

Wir möchten als Mittelwert für  $^{173}\text{Yb}$

$$\underline{\mu = -0,65}$$

angeben. Aus der Größe der Termnaufspaltung von  $^{171}, ^{173}\text{Yb}$  ergibt sich das Verhältnis der magnetischen Momente  $\frac{\mu_{173}}{\mu_{171}} = 1,4$ . Und somit bestimmt sich das magnetische Moment von  $^{171}\text{Yb}$  zu:

$$\underline{\mu = +0,45}$$

Damit sind die magnetischen Momente von zwei weiteren Kernen mit ungeradem Neutron bestimmt.

In den Fig. 1 und 2 sind für die bisher untersuchten schweren Atomkerne mit Na beginnend die magnetischen Momente in Abhängigkeit von den mechanischen aufgetragen. Fig. 1 zeigt die Elemente mit ungeradem Proton und Fig. 2 die mit ungeradem Neutron. Die Darstellungen zeigen:

1. Umlauf und Spin des ungeraden Teilchens bestimmen in erster Näherung das magnetische Moment des Atomkerns<sup>1)</sup>.

2. Es lassen die Mindestabweichungen vom Ein-Teilchenmodell Regelmäßigkeit<sup>2)</sup> erkennen. Der Vergleich der beiden Figuren zeigt, daß die Mindestabweichungen von entsprechenden Punkten des Ein-Teilchenmodells ähnlich sind. Es bleiben nämlich sowohl für ungerades Proton wie für ungerades Neutron für Umlauf plus Spin die Mindestabweichungen mit wachsendem  $i$  (Kernspin)

etwa gleich; und für Umlauf minus Spin fällt für  $i = 1/2$  der gefundene Wert mit dem Wert des Ein-Teilchenmodells zusammen, mit wachsendem  $i$  steigt in beiden Fällen die Mindestabweichung.

Man sieht daraus, daß die Wechselwirkung zwischen Rumpf und ungeradem Teilchen, die die Abweichung vom Ein-Teilchenmodell verursacht, für Proton und Neutron ungefähr gleich ist.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß beim Yb I auch eine meßbare Isotopenverschiebung existiert. Bei der Linie  $\lambda 5556$  ( $6s^2 1S_0 - 6s 6p \ ^3P_1$ ), deren Strukturbild und Termschema in Fig. 3 wiedergegeben sind, erscheinen die Isotopen getrennt. Aus Fig. 4 sieht man, daß die Verschiebung zwischen zwei aufeinanderfolgenden geraden Isotopen etwa

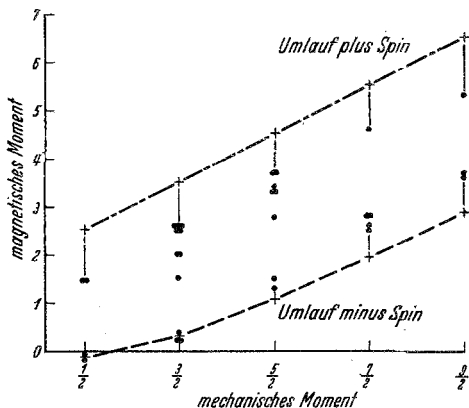


Fig. 1.

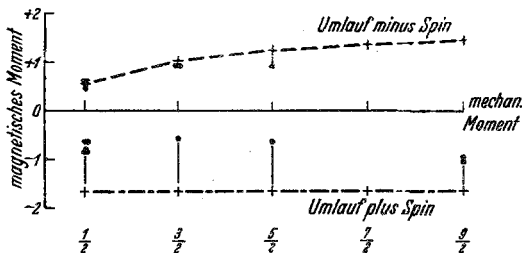
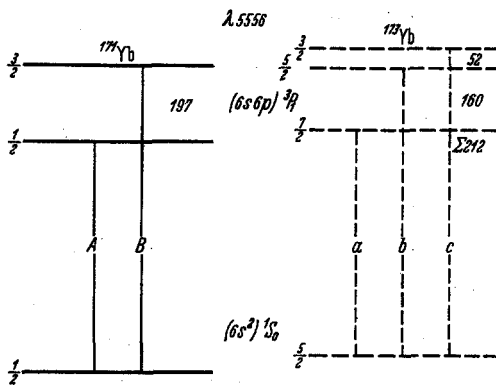


Fig. 2.

<sup>1)</sup> H. Kallmann, H. Schüler, ZS. f. Phys. 88, 210, 1934; H. Schüler, ebenda, S. 323. — <sup>2)</sup> H. Schüler, ebenda 107, 12, 1937.

$30 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  beträgt. Aus früheren Beobachtungen<sup>1)</sup> geht hervor, daß die Isotopenverschiebung vom  $6s^2$ -Term herrührt. Die Isotopenterme



liegen in der gleichen Reihenfolge wie beim Hg, jedoch ist zu beachten, daß beim Hg die Verschiebung, obwohl auch durch eine  $6s^2$ -Konfiguration hervorgerufen, fünfmal größer ist als beim Yb.

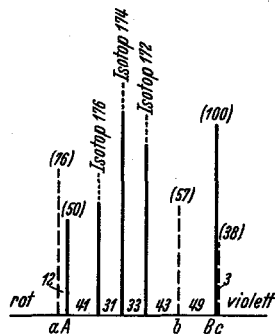


Fig. 3.

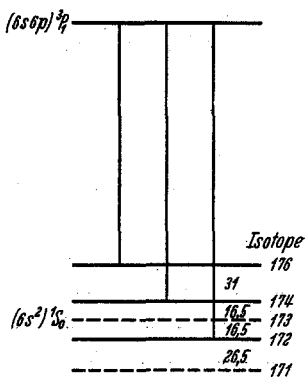


Fig. 4. Lage der Schwerpunkte der Isotope bei  $\lambda 5556$ .

Ein Teil der benutzten Apparate stammt aus den Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft, der wir sehr zu Dank verpflichtet sind. Der eine von uns (H. Korsching) dankt der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Zuerteilung eines Stipendiums.

Die Untersuchung wurde mit der dankenswerten Unterstützung der I. G. Farbenindustrie, Ludwigshafen-Oppau, durchgeführt.

<sup>1)</sup> H. Schüler, J. E. Keyston, ZS. f. Phys. 72, 423, 1931.