

Resonanzstreuung von Licht an freien Ba⁺-Ionen

H. BUCKA, J. EICHLER und G. v. OPPEN

Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforschg. **21 a** 654—656 [1966] ; eingegangen am 15. Januar 1966)

Resonance scattering on Ba⁺-ions of the 4554 Å-line ($6\ ^2P_{3/2} - 6\ ^2S_{1/2}$) of the Ba II-spectrum was observed at various magnetic fields. Measuring the change of polarisation degree (HANLE effect) the lifetime of the $6\ ^2P_{3/2}$ -term was deduced to be $(0.70 \pm 0.06) \times 10^{-8}$ sec.

Angeregte Zustände neutraler Atome sind in der letzten Zeit mit hochauflösenden Methoden (z. B. Doppelresonanzmethode und *level crossing*-Technik) untersucht worden. Es wäre wünschenswert, auch angeregte Zustände *freier Ionen* mit gleicher Genauigkeit zu messen. Zur Vorbereitung solcher Experimente wurde die Resonanzlinie des Ba II-Spektrums ($\lambda = 4554\text{ Å}$) an Barium-Ionen gestreut und die Depolarisation der Resonanzstrahlung in Abhängigkeit von einem statischen Magnetfeld untersucht (HANLE-Effekt¹). Bei der vorliegenden Arbeit wurde das Licht sowohl an einem reinen Ionenstrahl als auch an einem teilweise ionisierten Atomstrahl gestreut, während von anderen Autoren² die Resonanzstreuung an Ionen (Ca, Sr) einer gepulsten Gasentladung beobachtet wurde. Da Barium in der natürlichen Isotopenzusammensetzung ca. 18% ungerade Isotope enthält und nach spektroskopischen Messungen³ die Hyperfeinstruktur des $6\ ^2P_{3/2}$ -Terms größer als die Strahlungsbreite ist, müssen die ungeraden Isotope bei der Auswertung der Meßergebnisse besonders berücksichtigt werden.

1. Experimentelle Anordnung

Gegenüber den üblichen Anordnungen zur Messung der Resonanzstrahlung an neutralen Atomen ist bei Ionen zu berücksichtigen, daß diese über ihre Ladung mit den elektromagnetischen Feldern der Apparatur und der Raumladung in Wechselwirkung treten. Man muß deshalb die hierdurch hervorgerufenen Störungen möglichst klein halten und durch zusätzliche Messungen zu erfassen suchen.

In der experimentellen Anordnung (Abb. 1) war der Ionenstrahl parallel zum Magnetfeld gerichtet, Einstrahl-, Beobachtungs- und Magnetfeldrichtung standen paarweise senkrecht aufeinander. Um Streulicht an den Wänden möglichst auszuschließen, wurde die den Ionen-

strahl enthaltende Vakuumapparatur aus relativ großen Rohren von 20 cm Durchmesser aufgebaut.

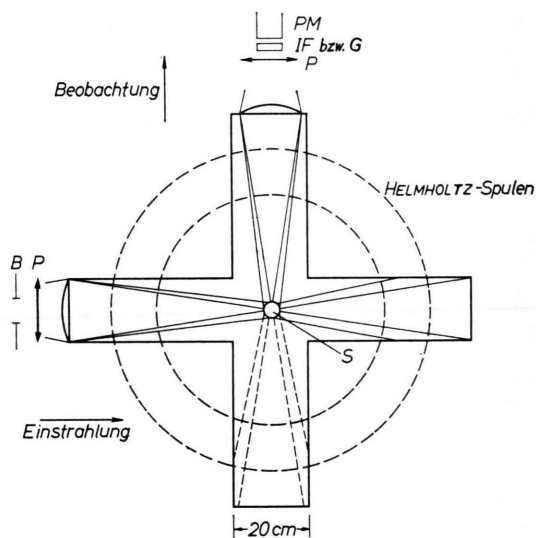


Abb. 1. Horizontalschnitt der Versuchsanordnung zur Messung des HANLE-Effekts am $6\ ^2P_{3/2}$ -Term des Ba II-Spektrums. Das Magnetfeld steht senkrecht zur Zeichenebene. (B=Lichtblende; P=Polarisationsfilter; IF=Interferenzfilter; G=Gittermonochromator; PM=Photomultiplier; S=senkrecht zur Zeichenebene gerichteter Ionenstrahl.)

Es wurden zwei verschiedene Ionenquellen benutzt: Bei der einen wurde ein Ba-Atomstrahl durch Elektronenstoß ionisiert. Die Ionen wurden senkrecht zum Atomstrahl herausgezogen und durch ein elektrostatisches Linsensystem in den ca. 40 cm über der Ionenquelle liegenden Resonanzraum abgebildet. Bei einer kinetischen Energie der Ionen von etwa 130 eV betrug der Ionenstrom $1\ \mu\text{A}/\text{cm}^2$, was einer Ionendichte von $\approx 10^6$ Ionen/ cm^3 entspricht. Als zweite Ionenquelle diente ein teilweise ionisierter Ba-Atomstrahl, der durch eine direkt über dem Atomstrahllofen brennende Entladung entstand. An dem leuchtenden Strahl wurde 15 cm über dem Ofen das Licht der Resonanzlinie

¹ W. HANLE, Z. Phys. **30**, 93 [1924].

² A. GALLAGHER u. W. SMITH, Bull. Am. Phys. Soc. **10**, 455 [1965].

³ O. H. ARROE, Phys. Rev. **79**, 836 [1950].



$\lambda = 4554 \text{ \AA}$ gestreut. Die Intensität der gestreuten Resonanzstrahlung war dabei 10^2 - bis 10^3 -mal größer als bei Benutzung der ersten Ionenquelle, wobei der Lichtuntergrund bei 4554 \AA in etwa gleichem Verhältnis anstieg.

Als Lichtquelle wurde eine mit ca. 15 A betriebene Gleichstromentladung benutzt, die bei 0,5 Torr Argondruck auf eine flüssige Ba-Kathode (ca. 800°C) brannte. Das Resonanzlicht wurde mit einem Photomultiplier (EMI 9558 BQ) beobachtet. Bei Benutzung der ersten Ionenquelle sonderte ein Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von 12 nm vor dem Photomultiplier die zu untersuchende Resonanzlinie aus. Bei Benutzung der zweiten Ionenquelle wurde statt des Interferenzfilters ein Gittermonochromator verwendet, da kleine Beimengungen von Strontium mit der Resonanzlinie des Bogenspektrums bei $\lambda = 4607 \text{ \AA}$ störend wirkten.

2. Messung der Lebensdauer des $6^2P_{3/2}$ -Terms des Ba⁺-Ions

Zur Bestimmung der Lebensdauer des $6^2P_{3/2}$ -Terms im Ba II-Spektrum wurde die Magnetfeld-

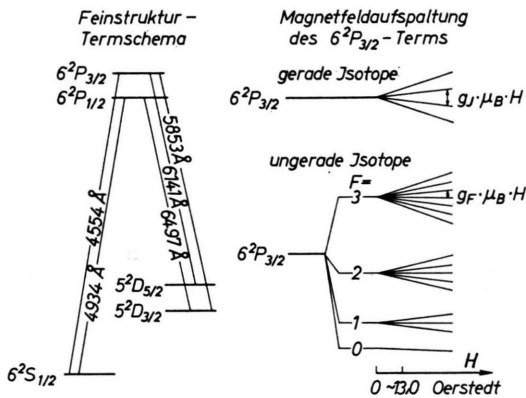


Abb. 2. Ausschnitt aus dem Termschema des Ba II-Spektrums. (H = Magnetfeldstärke; g_J und g_F = magnetische Aufspaltungsfaktoren; μ_B = Bohrsches Magneton.)

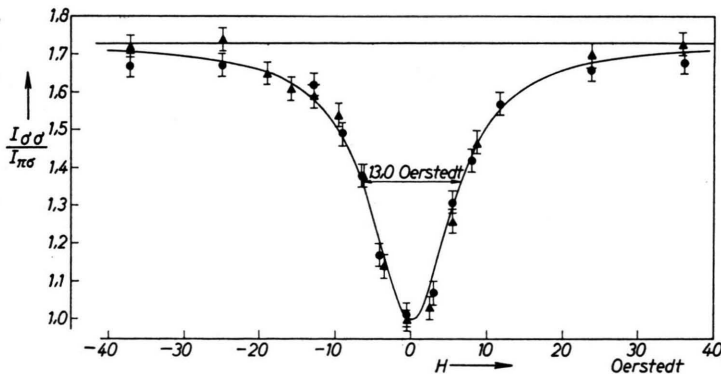


Abb. 3. Gemessene Intensitätsverhältnisse ($I_{\sigma\sigma}/I_{\pi\sigma}$) (H) in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke H . ($I_{\sigma\sigma}$ = Streulichtintensität bei σ -Einstrahlung und σ -Beobachtung; $I_{\pi\sigma}$ = Streulichtintensität bei π -Einstrahlung und σ -Beobachtung; ● und ▼ = mit fokussiertem Ionenstrahl bzw. mit teilweise ionisiertem Atomstrahl erhaltene Meßwerte.) Eine LORENTZ-Kurve mit einer Halbwertsbreite von 13 Oerstedt wurde in das Diagramm eingezeichnet.

abhängigkeit der Resonanzstreuung gemessen, die aus zwei LORENTZ-Kurven verschiedener Breite besteht, je nachdem ob es sich um gerade oder ungerade Isotope handelt. Bei den geraden Isotopen ist mit dem ZEEMAN-Effekt der Feinstruktur (magnetischer Aufspaltungsfaktor $g = g_J = 4/3$) zu rechnen, dagegen bei den ungeraden Isotopen mit dem ZEEMAN-Effekt der Hyperfeinstruktur, wobei wegen $I = J = 3/2$ in allen Hyperfeinstrukturniveaus des $6^2P_{3/2}$ -Terms der magnetische Aufspaltungsfaktor gleich $g = g_F = 2/3$ ist (Abb. 2). Die mittlere Lebensdauer τ des angeregten Zustands ist mit der ganzen Halbwertsbreite ΔH der jeweiligen LORENTZ-Kurve durch die Beziehung

$$\tau = h / (2 \pi g \mu_B \Delta H)$$

verknüpft, wobei h das PLANCKsche Wirkungsquantum und μ_B das BOHRsche Magneton bedeuten.

Da sich mit dem äußeren Magnetfeld nicht nur die Winkelverteilung der gestreuten Resonanzstrahlung, sondern auch die Dichte der Ionen gegebenenfalls ändert, wurde das im Anhang näher erläuterte Verfahren benutzt, um die Dichteänderungen zu eliminieren. Es wurde abwechselnd die Streuintensität bei σ - bzw. π -Einstrahlung gemessen und der Umstand ausgenutzt, daß die Winkelverteilung bei π -Einstrahlung vom Magnetfeld unabhängig ist. Die so gemessene Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzstrahlung zeigt eine Halbwertsbreite von 13 Oe (Abb. 3). Aus den Meßwerten ergibt sich nach Berücksichtigung des (geringen) Einflusses der ungeraden Isotope (siehe Anhang) die mittlere Lebensdauer τ des $6^2P_{3/2}$ -Terms im Ba II-Spektrum zu

$$\tau = (0,70 \pm 0,06) \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$$

Für eine Abschätzung der Oszillatorenstärke des Übergangs $6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ im Ba II-Spektrum ist zu

berücksichtigen, daß der $6^2P_{3/2}$ -Term außer in den $6^2S_{1/2}$ -Term auch in den 5^2D -Term zerfällt (Abb. 2). Zur Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit des $6^2P_{3/2}$ -Terms in den $6^2S_{1/2}$ -Term ist somit die Kenntnis des Verzweungsverhältnisses der verschiedenen Linien erforderlich. In der Resonanzstrahlung wurden mit Hilfe eines Gittermonochromators auch die Übergänge zu den D-Zuständen beobachtet. Das Verhältnis der Intensitäten der Linien $\lambda = 4554 \text{ \AA}$, $\lambda = 5853 \text{ \AA}$ und $\lambda = 6141 \text{ \AA}$ ergibt sich näherungsweise zu $100 : 5 : 35$ nach Berücksichtigung der spektralen Empfindlichkeit des Photomultipliers sowie der spektralen Transparenz des Gittermonochromators. Hiermit erhält man für die Absorptionsschwingungsstärke $f(6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}) \approx 0,6_3$.

3. Anhang

Die Intensität der Resonanzstrahlung $I_{\sigma\sigma}$, die man erhält, wenn man senkrecht zum äußeren Magnetfeld σ -Licht einstrahlt und σ -Licht beobachtet, ergibt sich zu

$$I_{\sigma\sigma} \sim N_g \cdot f_{\sigma\sigma}^g(\vartheta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{\pi}{2}; H) + N_u f_{\sigma\sigma}^u(\vartheta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{\pi}{2}; H),$$

wobei die Koordinaten ϑ und φ Polar- und Azimutwinkel der Beobachtungsrichtung angeben und N_g bzw. N_u die Anzahl der pro Zeiteinheit angeregten Ba-Ionen mit geradem bzw. ungeradem Atomgewicht bedeuten. Die Funktionen $f(\vartheta, \varphi; H)$ geben die Winkelverteilung der Resonanzstrahlung an, wobei $\int f(\vartheta, \varphi; H) d\Omega = 1$ sei⁴. Um nun die Änderungen von N_g und N_u , die durch eine Änderung der Iondichte mit dem Magnetfeld entstehen mag, berücksichtigen zu können, wurde die Intensität $I_{\pi\sigma}$ (π -Einstrahlung, σ -Beobachtung) in Abwechslung mit $I_{\sigma\sigma}$ gemessen und das Verhältnis $(I_{\sigma\sigma}/I_{\pi\sigma})(H)$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld H bestimmt. Es ist

$$\frac{I_{\sigma\sigma}}{I_{\pi\sigma}} = \frac{(N_g/N_u) \cdot f_{\sigma\sigma}^g(H) + f_{\sigma\sigma}^u(H)}{(N_g/N_u) \cdot f_{\pi\sigma}^g + f_{\pi\sigma}^u}. \quad (I)$$

Hierbei sind $f_{\pi\sigma}^g$ und $f_{\pi\sigma}^u$ unabhängig vom Magnetfeld.

Zur Bestimmung des Quotienten N_g/N_u wurde das Verhältnis $I_{\pi\pi}/I_{\pi\sigma}$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld H gemessen. Hierbei ist⁵

$$\frac{I_{\pi\pi}}{I_{\pi\sigma}} = \frac{(N_g/N_u) f_{\pi\pi}^g + f_{\pi\pi}^u}{(N_g/N_u) f_{\pi\sigma}^g + f_{\pi\sigma}^u}. \quad (II)$$

⁴ Im folgenden wird $f(\vartheta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{\pi}{2})$ durch f abgekürzt.

Die Messungen ergaben einen vom Magnetfeld unabhängigen Wert von $I_{\pi\pi}/I_{\pi\sigma} = 2,7 \pm 0,1$. Da das Licht in den Polarisationsfolien nur unvollständig polarisiert wurde, mußte dieser Wert auf $I_{\pi\pi}/I_{\pi\sigma} = 3,3 \pm 0,1$ korrigiert werden. Abb. 4 zeigt den berechneten Quotienten $I_{\pi\pi}/I_{\pi\sigma}$ in Abhängigkeit von $N_u/(N_g + N_u)$. Daraus ergibt sich für N_g/N_u ein innerhalb der Meßgenauigkeit konstanter Wert von $N_g/N_u = 4,6 \pm 0,3$, der im Einklang mit der Zusammensetzung des natürlichen Isotopengemischs steht.

In Abb. 4 ist außerdem der Grenzwert, den $I_{\sigma\sigma}/I_{\pi\sigma}$ bei starken Magnetfeldern (ZEEMAN-Aufspaltung \gg Strahlungsbreite) annimmt, in Abhängigkeit von

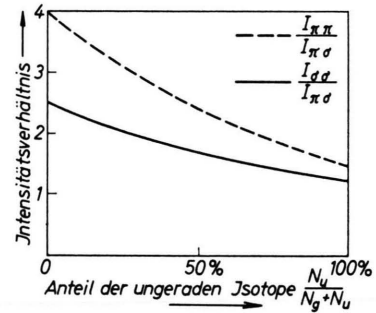


Abb. 4. Berechnete Kurven für die Intensitätsverhältnisse $I_{\pi\pi}/I_{\pi\sigma}$ (gestrichelte Kurve) und $I_{\sigma\sigma}/I_{\pi\sigma}$ (ausgezogene Kurve) in Abhängigkeit von $N_u/(N_g + N_u)$. (N_g bzw. N_u = Zahl der pro Zeiteinheit angeregten Ba-Ionen mit gerader bzw. ungerader Massenzahl.)

$N_u/(N_g + N_u)$ eingezeichnet. Die Meßwerte ergaben $I_{\sigma\sigma}/I_{\pi\sigma} = 1,73 \pm 0,05$ und nach der oben erwähnten Korrektur $I_{\sigma\sigma}/I_{\pi\sigma} = 2,13 \pm 0,10$, woraus sich für $N_g/N_u = 4,4$ in Übereinstimmung mit obigem Wert ergibt. Setzt man $N_g/N_u = 4,6$ in Formel (I) ein, so erhält man

$$\frac{I_{\sigma\sigma}}{I_{\pi\sigma}} = \frac{4,6 f_{\sigma\sigma}^g(H) + f_{\sigma\sigma}^u(H)}{4,6 f_{\pi\sigma}^g + f_{\pi\sigma}^u}.$$

Die hiernach ausgewerteten Meßergebnisse führen zu dem angegebenen Wert für die Lebensdauer des $6^2P_{3/2}$ -Terms. Die Ungenauigkeit im Werte von N_g/N_u beeinträchtigt die Bestimmung von τ nicht sehr, da wegen des Kernspins das an den ungeraden Isotopen gestreute Licht weniger polarisiert ist als das an den geraden Isotopen gestreute. Der Einfluß der ungeraden Isotope ergibt deshalb lediglich eine Verbreiterung der Halbwertsbreite von $\approx 10\%$.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die Bereitstellung von Forschungsgeräten gedankt.

⁵ Wie $f_{\pi\sigma}^g$ und $f_{\pi\sigma}^u$ sind auch $f_{\pi\pi}^g$ und $f_{\pi\pi}^u$ unabhängig vom Magnetfeld.