

Ein Level-Crossing-Experiment im angeregten $(5p_{1/2} 5d_{5/2})_{J=2}$ -Term des Sn I zur Untersuchung der Energieverschiebungen im elektrischen Feld

P. ZIMMERMANN

Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforsch. 25 a, 608–611 [1970]; eingegangen am 14. März 1970)

Level-Crossing Experiment in the Excited $(5p_{1/2} 5d_{5/2})_{J=2}$ -State of the Sn I for the Investigation of the Energy Shifts in an Electric Field

Observing the change of the Hanle effect under the influence of a homogeneous electric field E the Stark effect of the $(5p_{1/2} 5d_{5/2})_{J=2}$ -state in Sn I was studied. Due to the tensorial part $\beta J_z^2 E^2$ in the Hamiltonian of the second order Stark effect the signal of the zero field crossing ($M=\mp 2$, $M'=0$ $\beta \gtrless 0$) is shifted to the magnetic field H with $g_J \mu_B H = 2 |\beta| E^2$. From these shifts for different electric field strengths the value of the Stark parameter

$$|\beta| = 0.21(2) \text{ MHz/(kV/cm)}^2 \cdot g_J / 1.13$$

was deduced. A theoretical value of β using Coulomb wave functions is discussed.

Einleitung

Während bei der Energieaufspaltung eines Atomzustandes J in einem homogenen Magnetfeld H (beschrieben durch den Hamilton-Operator des linearen Zeeman-Effekts $\mathcal{H} = g_J \mu_B H$) der g_J -Faktor erst in höherer Näherung von dem Radialteil der Eigenfunktionen abhängt, sind die Energieverschiebungen unter dem Einfluß eines homogenen elektrischen Feldes E durch Zumischungen von Zuständen entgegengesetzter Parität bedingt und werden entscheidend von den radialen Eigenfunktionen dieser Zustände beeinflußt. In Störungstheorie 2. Ordnung erhält man die Energieverschiebungen¹ durch den effektiven Hamilton-Operator $\mathcal{H} = (\alpha + \beta J_z^2) E^2$, wobei die Stark-Parameter α und β durch die elektrischen Dipolmatrixelemente der sich mischenden Zustände und deren Energieabstände bestimmt sind. Die Bestimmung der Stark-Parameter eines Atomzustands kann somit dazu benutzt werden, Aussagen über die Radialfunktionen dieses Zustands und der ihm zugemischten Zustände zu gewinnen. Besonders übersichtliche Verhältnisse ergeben sich, wenn der Hauptbeitrag der Stark-Verschiebungen durch die Zumischung nur eines energetisch benachbarten Zustands bewirkt wird, so daß bei der Diskussion der Stark-Parameter im wesentlichen nur die Radialfunktionen des untersuchten und dieses einen zugemischten Zustands zu berücksichtigen sind.

Sonderdruckanforderungen an Dr. PETER ZIMMERMANN, Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin, D-1000 Berlin 37, Rondellstr. 5.

¹ E. U. CONDON u. G. H. SHORTLEY, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge University Press, London 1935.

In der vorliegenden Arbeit wurde mit Hilfe der Level-crossing-Methode² der Stark-Effekt des $(5p_{1/2} 5d_{5/2})_{J=2}$ -Terms im Sn I untersucht. Da der tensorielle Anteil $\beta J_z^2 E^2$ des Hamilton-Operators die Zeeman-Unterniveaus $|JM\rangle$ gegeneinander verschiebt, kann man bei der Beobachtung der Resonanzstreuung von Licht in Abhängigkeit vom Magnetfeld aus der Verschiebung der Level-Crossing-Signale bezüglich ihrer Magnetfeldlage die Wechselwirkung βE^2 bestimmen.

I. Modifikation des Hanle-Effekts im $(5p_{1/2} 5d_{5/2})_{J=2}$ -Term unter dem Einfluß eines konstanten elektrischen Feldes

In Abb. 1 sind für das Sn I-Spektrum die beiden untersten Terme der Grundzustandskonfiguration $5p^2$ und die Terme der angeregten $5p6p$ - bzw. $5p5d$ -Konfiguration eingetragen. Man erkennt, daß sich die Terme der angeregten $5p5d$ -Konfiguration gut für Stark-Effekt-Untersuchungen eignen sollten, da sie meist energetisch eng benachbart zu den zumischbaren Termen der angeregten $5p6p$ -Konfiguration liegen, so daß man unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes große Energieverschiebungen erwartet.

Aus Intensitätsgründen wurden die Messungen im $(5p_{1/2} 5d_{5/2})_{J=2}$ -Term ($44\,144 \text{ cm}^{-1}$) durchgeführt, der von dem $J=1$ -Term (1691 cm^{-1}) * der Grund-

² F. D. COLEGROVE, P. A. FRANKEN, R. R. LEWIS u. R. H. SANDS, *Phys. Rev. Letters* 3, 420 [1959].

* Bei den verwendeten Verdampfungstemperaturen von ca. $1300 \text{ }^{\circ}\text{K}$ beträgt die thermische Besetzung dieses Zustandes etwa 50% des Grundzustands $J=0$.



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.

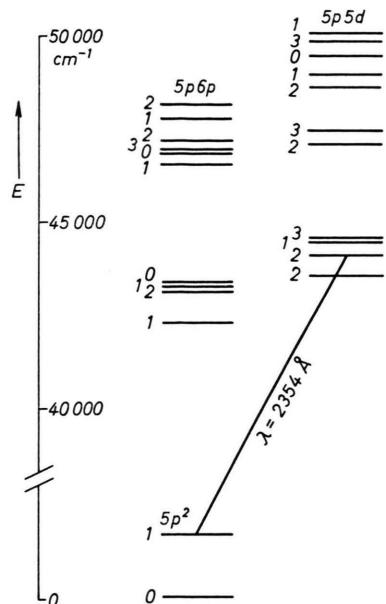


Abb. 1. Die Feinstrukturterme J der angeregten $5p6p$ - bzw. $5p5d$ -Konfiguration und die beiden tiefsten Terme der Grundzustandskonfiguration $5p^2$ des Sn I.

zustandskonfiguration $5p^2$ durch elektrische Dipolstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 2354 \text{ \AA}$ erreicht wird. Dabei wurde in der üblichen Weise ** das Licht einer Sn-Hohlkathode an einem Sn-Atomstrahl gestreut und die mit einem Interferenzfilter ausgesonderte Resonanzstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 2354 \text{ \AA}$ in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld beobachtet. Einstrahl-, Beobachtungs- und Magnetfeldrichtung standen dabei senkrecht aufeinander und ermöglichen in dieser Anordnung die Beobachtung von Crossing-Signalen aus Zeeman-Unterniveaus, die kohärent vom Grundzustand angeregt werden können und sich in ihrer magnetischen Quantenzahl M um $\Delta M = 2$ unterscheiden. Dem kontinuierlich veränderlichen Magnetfeld war ein niedrfrequentes Pulsfeld zur Verwendung der Lock-in-Nachweistechnik überlagert; die Signale erscheinen dadurch in nahezu differenzierter Form als Dispersionskurven. Ohne zusätzliches Magnetfeld wurde bei $H = 0$ das übliche Hanle-Signal der Nullfeld-Crossings ($M = \mp 2, M' = 0$) und ($M = 1, M' = -1$) registriert. Bei Verwendung von natürlichem Sn-Isotopengemisch (84% gerade Isotope mit Kernspin $I = 0$, 16% ungerade Isotope mit $I = 1/2$) wurde dabei der Einfluß der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung der ungeraden Iso-

tope vernachlässigt. Wurde nun innerhalb des Resonanzvolumens von ca. einigen cm^3 über zwei Metallplatten im Abstand von ca. 1,5 cm ein elektrisches Feld E parallel zum Magnetfeld H angelegt, so konnte eine Modifikation des Hanle-Signals beobachtet werden. Diese läßt sich dadurch erklären, daß durch den Stark-Effekt 2. Ordnung eine Energieverschiebung der Feinstruktur-Unterniveaus um den Betrag $(\alpha + \beta M^2) E^2$ stattfindet (siehe Abb. 2). Der Beitrag αE^2 bedingt nur eine Verschiebung des

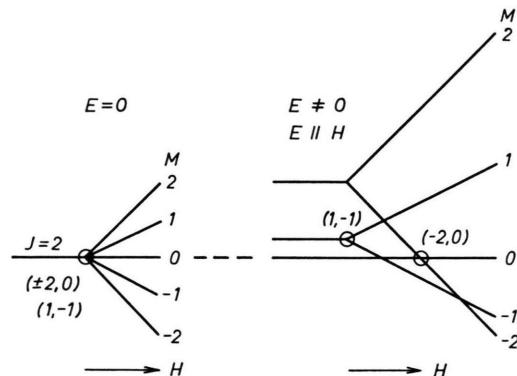


Abb. 2. Zeeman-Aufspaltung eines $J=2$ -Terms unter dem zusätzlichen Einfluß eines elektrischen Feldes E ($E \parallel H$). Die für alle Unterniveaus M gleiche Verschiebung um den Betrag αE^2 ist nicht gezeigt.

Termschwerpunktes, jedoch keine Verschiebung der Zeeman-Unterniveaus untereinander und somit keine Verschiebung der Level-Crossings bezüglich ihrer Magnetfeldlage, so daß er in Abb. 2 nicht gezeigt ist. Man erkennt, daß wegen der βM^2 -Abhängigkeit der Energieverschiebungen das Crossing ($M = 1, M' = -1$) unverschoben bei $H = 0$ bleibt, während sich die Magnetfeldlage des Crossings ($M = -2, M' = 0$) zu einem Magnetfeld $H \neq 0$ mit $g_J \mu_B H = 2 |\beta| E^2$ verschoben hat. Dabei wurde für das Vorzeichen von β willkürlich $\beta > 0$ angenommen. Für negatives β erhält man die gleiche Magnetfeldlage für das entsprechende Crossing ($M = 2, M' = 0$).

Abb. 3 zeigt als Beispiel gemessene Signale für die verschiedenen elektrischen Feldstärken $E = 0, 13,3$ und 20 kV/cm . Für $E \neq 0$ spaltet sich von dem unverschobenen Signal des Crossings ($M = 1, M' = -1$) bei $H = 0$ das Signal des Crossings ($M = \mp 2, M' = 0, \beta \geq 0$) ab und wird für wachsende elektrische Feldstärken zu höheren Magnetfeldern verschoben. Aus diesen Signalverschiebungen wurde die Stark-Konstante β des $(5p_{1/2}5d_{5/2})_{J=2}$ -Terms zu $|\beta| = 0,21(2) \text{ MHz}/(\text{kV/cm})^2 \cdot g_J/1,13$ bestimmt.

** Experimentelle Details siehe z. B.: M. BRIEGER u. P. ZIMERMANN, Z. Naturforsch. **22a**, 2001 [1967].

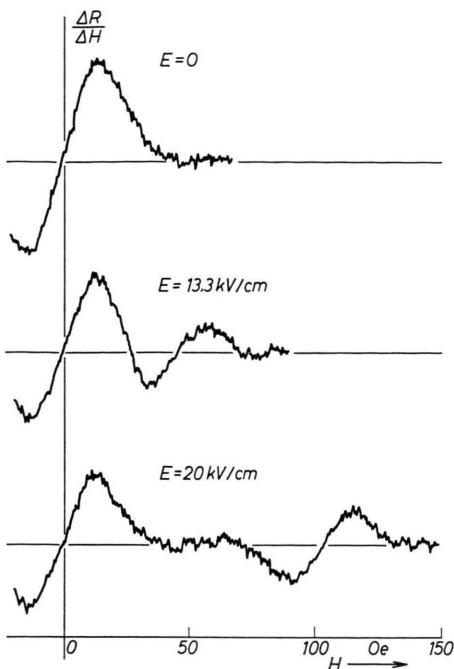


Abb. 3. Gemessene Crossing-Signale für die verschiedenen elektrischen Feldstärken $E=0, 13,3$ und 20 kV/cm.

II. Theoretische Abschätzung des Stark-Parameters β für den $(5p_{1/2}5d_{5/2})_{J=2}$ -Term

Bei der theoretischen Berechnung der Stark-Verschiebungen im $(5p_{1/2}5d_{5/2})_{J=2}$ -Term wird von mehreren vereinfachenden Annahmen ausgegangen. Zunächst wird vorausgesetzt, daß der Hauptbeitrag durch Zumischungen der $5p6p$ -Konfiguration und hier wiederum nur von den energetisch benachbarten $5p_{1/2}6p$ -Terme bewirkt wird, da der Energieabstand zu den $5p_{3/2}6p$ -Terme wesentlich größer ist und deren Beiträge auch teilweise durch Zumischungen der Grundzustandskonfiguration $5p^2$ kompensiert werden. Weiterhin wird angenommen, daß für die betrachteten Terme das jj -Kopplungsschema gültig ist. Wegen des großen Spin-Bahn-Kopplungsparameters $\zeta_{5p} \approx 2800$ cm $^{-1}$ erscheinen die Terme der $5p6p$ - bzw. $5p5d$ -Konfiguration getrennt in jeweils zwei Gruppen mit einem Energieabstand von ca. 4000 cm $^{-1}$ (siehe Abb. 1), so daß die Bezeichnung der jeweils unteren Gruppen mit $5p_{1/2}6p$ bzw. $5p_{1/2}5d$ gerechtfertigt erscheint. Dagegen ist die Spin-Bahn-Aufspaltung des $6p$ - bzw. $5d$ -Elektrons

von der Größenordnung der elektrostatischen Abstoßung untereinander, so daß für die angeregten Elektronen — wie auch aus der Termlage innerhalb der Untergruppen ersichtlich — mit entsprechenden Mischungen von $6p_{1/2}, 3/2$ - bzw. $5d_{3/2}, 5/2$ -Beiträgen zu rechnen ist. Diese Abweichungen von reinem jj -Schema erkennt man beispielsweise auch bei den gemessenen g_J -Faktoren³ des $(5p_{1/2}5d_{5/2})_{J=2}$ -Terms und des $(5p_{1/2}5d_{3/2})_{J=2}$ -Terms mit $g_J = 1,131$ bzw. $g_J = 0,865$, deren Wert bei reiner jj -Kopplung $g_J = 1,29$ bzw. $g_J = 0,77$ betragen.

Die Energieverschiebung des $(5p_{1/2}5d_{5/2})_{J=2}$ -Terms unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes wird somit unter den erwähnten Näherungen durch Zumischungen der beiden energetisch benachbarten Terme

$$\langle 5p_{1/2}6p_{3/2} \rangle_{J=1} (43\,368 \text{ cm}^{-1})$$

$$\text{und } \langle 5p_{1/2}6p_{3/2} \rangle_{J=2} (43\,238 \text{ cm}^{-1})$$

berechnet. Die Quadrate der Matrixelemente für die elektrische Dipolwechselwirkung mit diesen Zuständen bei $\Delta M = 0$ Übergängen (Richtung von E parallel zu H) lauten:

$$\begin{aligned} \langle (5p_{1/2}5d_{5/2})_{J=2} M | E e z | (5p_{1/2}6p_{3/2})_{J=1} M \rangle^2 \\ = (4 - M^2) \cdot \frac{9}{10} \cdot \langle 5d \parallel E e z \parallel 6p \rangle^2 \\ \langle (5p_{1/2}5d_{5/2})_{J=2} M | E e z | (5p_{1/2}6p_{3/2})_{J=2} M \rangle^2 \\ = M^2 \cdot \frac{1}{10} \cdot \langle 5d \parallel E e z \parallel 6p \rangle^2. \end{aligned}$$

Die Reduktion vom Spin setzte dabei voraus, daß die Radialfunktionen zumindest in dem Bereich, der den Hauptbeitrag zu dem Radialintegral $\langle 5d \parallel E e z \parallel 6p \rangle$ liefert, unabhängig von der Spinrichtung sind. Zur Berechnung des Radialintegrals wird versuchsweise die Coulomb-Approximation⁴ benutzt. Bei dieser Methode werden die Radialfunktionen durch modifizierte Wasserstoff-Wellenfunktionen genähert, die bezüglich der Energieeigenwerte durch die effektive Hauptquantenzahl n^* angepaßt sind. Man kann zeigen, daß der Hauptbeitrag des Radialintegrals aus einem Integrationsbereich ($\approx a_0 \cdot n^{*2}$) stammt, in dem die Abweichung vom Coulomb-Potential e^2/r gering ist, so daß die Coulomb-Funktionen in diesem Bereich eine gute Näherung der wirklichen Radialfunktionen darstellen. Die effektive Hauptquantenzahl n^* für das $5d$ - bzw. $6p$ -Elektron innerhalb der $5p_{1/2}5d$ - bzw. $5p_{1/2}6p$ -Terme wurde dadurch gewonnen, daß die Energiedifferenz zu der Ionisationsgrenze Sn II ($^2P_{1/2}$) = 59 231 cm $^{-1}$

³ E. BACK, Z. Physik **43**, 309 [1927].

⁴ D. R. BATES u. A. DAMGAARD, Phil. Trans. Roy. Soc. London **242**, 101 [1949].

gebildet wurde. Man erhält dabei: $n^*(5d) = 2,69$ und $n^*(6p) = 2,62$. Wegen der fast gleichen effektiven Hauptquantenzahlen berechnet sich das Radialintegral mit Hilfe der Coulomb-Funktionen zu:

$$\langle 5d \parallel E e z \parallel 6p \rangle = E e a_0 \cdot 1,5 n^* \sqrt{\frac{n^{*2}-4}{15}} = E e a_0 \cdot 1,88 \cdot$$

Die Energieverschiebung δE getrennt für beide Störterme erhält man somit in Zahlenwerten zu:

$$\delta E = (4 - M^2) \cdot 0,232 \text{ MHz}/(\text{kV/cm})^2$$

für den $(5p_{1/2}6p_{3/2})_{J=1}$ -Term,

$$\delta E = M^2 \cdot 0,022 \text{ MHz}/(\text{kV/cm})^2$$

für den $(5p_{1/2}6p_{3/2})_{J=2}$ -Term.

Die gute Übereinstimmung des damit berechneten Wertes der Stark-Konstanten

$$\beta = -0,210 \text{ MHz}/(\text{kV/cm})^2$$

mit dem experimentell bestimmten Wert

$$|\beta| = 0,21(2) \text{ MHz}/(\text{kV/cm})^2$$

sollte wegen der mehrfach vorgenommenen vereinfachenden Annahmen nicht überbewertet werden; jedoch wurde andererseits damit gezeigt, daß die Coulomb-Näherung offensichtlich auch für angeregte Zweielektronenterme ein brauchbare Näherungsme thode zur Berechnung der für die Stark-Verschiebungen wichtigen Radialintegrale darstellen kann.

Herrn Professor Dr. H. BUCKA danke ich für sein stets förderndes Interesse. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft stellte in dankenswerter Weise mehrere Forschungsgeräte zur Verfügung.

Level-crossing-Experimente in angeregten Termen des Lu I zur Untersuchung der Hyperfeinstruktur von ^{175}Lu

L. H. GöBEL

Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforsch. 25 a, 611—620 [1970]; eingegangen am 4. März 1970)

Hyperfine Structure Investigations of Excited States of Lu I by Means of the Level-crossing Method

The magnetic dipol and the electric quadrupol interaction constants in the excited electronic states $5d6s6p(^1\text{D})^2\text{D}_{3/2}$ and $5d6s6p(^1\text{D})^2\text{F}_{5/2}$ of $^{175}\text{Lu I}$ in natural isotopic abundance were investigated. The measurement was performed by resonance scattering of light with wavelengths $\lambda = 4518.57 \text{ \AA}$ and $\lambda = 3567.84 \text{ \AA}$ on a lutetium atomic beam. The following hyperfine structure constants were obtained:

$$\begin{aligned} B/A\{(^1\text{D})^2\text{D}_{3/2}\} &= +0.34704(80); & A\{(^1\text{D})^2\text{D}_{3/2}\} &= -1313.34(50) g_J/0.80 \text{ MHz}; \\ B/A\{(^1\text{D})^2\text{F}_{5/2}\} &= +9.7883(37); & B\{(^1\text{D})^2\text{D}_{3/2}\} &= -455.8(1.2) g_J/0.80 \text{ MHz}; \\ & & A\{(^1\text{D})^2\text{F}_{5/2}\} &= +351.864(56) g_J \text{ MHz}; \\ & & B\{(^1\text{D})^2\text{F}_{5/2}\} &= +3444.2(1.9) g_J \text{ MHz}. \end{aligned}$$

The signs of the interaction constants were determined by examinations of these lines in a Fabry-Perot-interferometer. The lifetimes of the investigated states were found as follows:

$$\tau\{(^1\text{D})^2\text{D}_{3/2}\} = (4.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-8} \text{ s}; \quad \tau\{(^1\text{D})^2\text{F}_{5/2}\} = (1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-8} \text{ s}.$$

From these the oscillatorstrengths were deduced:

$$\begin{aligned} f(3567.8 \text{ \AA}) &= (1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-1}; & f(3841.2 \text{ \AA}) &= (5.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}; \\ f(4518.6 \text{ \AA}) &= (6.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}; & f(4967.5 \text{ \AA}) &< 3 \cdot 10^{-4}. \end{aligned}$$

1. Einleitung

Neben Hyperfeinstruktur(HFS)-Untersuchungen mit Methoden optischer Interferometrie¹, deren

Sonderdruckanforderungen an Dr. L. H. GöBEL, Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin, D-1000 Berlin 37, Rondellstraße 5.

Meßgenauigkeit durch die Doppler-Breite der untersuchten Strahlung begrenzt ist, sind für Lutetium genaue Messungen der HFS-Wechselwirkung mit Hilfe der Breit-Rabi-Methode nur aus den Grund-

¹ H. GOLLNOW, Z. Physik **103**, 443 [1936]. — A. STEUDEL, Z. Physik **152**, 559 [1958]. — J. BLAISE, J. BAUCHE, S. GERSTENKORN u. F. S. TOMKINS, J. Phys. Rad. **22**, 417 [1961]. — U. HORSTMANN, G. NÖLDEKE u. A. STEUDEL, Ann. Physik **12**, 14 [1963].