

Untersuchung der Hyperfeinstruktur des $5s^25d\ ^2D_{3/2}$ - und $5s^26d\ ^2D_{3/2}$ -Terms im In I-Spektrum durch Resonanzstreuung von Licht im äußeren Magnetfeld

M. BRIEGER, H. BUCKA, A. REICHELT und P. ZIMMERMANN

Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforschg. 24 a, 903—908 [1969]; eingegangen am 24. März 1969)

Hyperfine Structure Investigation of the $5s^25d\ ^2D_{3/2}$ - and $5s^26d\ ^2D_{3/2}$ -States of the In I-Spectrum by Resonance Scattering of Light in an External Magnetic Field

Using an Indium atomic beam as absorber the resonance fluorescence of the transitions $5d\ ^2D_{3/2} - 5p\ ^2P_{1/2}$ ($\lambda = 3039 \text{ Å}$) and $6d\ ^2D_{3/2} - 5p\ ^2P_{1/2}$ ($\lambda = 2560 \text{ Å}$) was measured as a function of an external magnetic field. In both states two signals were observed at magnetic fields, where three level crossings occur. The observed line shape is discussed for the case of overlapping level crossing components with regard to radiation width and hyperfine structure splitting. The experimental results can be described by the following values for the lifetime τ and the hyperfine structure constants A and B :

$$\begin{aligned} 5d\ ^2D_{3/2}: \quad |A| &= (64.5 \pm 1.0) \text{ Mc/sec} \cdot g_J / 0.8; \quad B/A = -0.59 \pm 0.17; \\ &\tau = (7.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-9} \text{ sec} \cdot 0.8/g_J; \\ 6d\ ^2D_{3/2}: \quad |A| &= (72.1 \pm 0.3) \text{ Mc/sec} \cdot g_J / 0.8; \quad B/A = -0.47 \pm 0.05; \\ &\tau = (25.5 \pm 1) \cdot 10^{-9} \text{ sec} \cdot 0.8/g_J. \end{aligned}$$

The values and the sign of the hyperfine structure constants indicate interconfiguration mixing.

Für Hyperfeinstrukturuntersuchungen von Atomzuständen sind in den meisten Fällen hochauflösende Meßmethoden erforderlich. Der $^2P_{1/2}$ - und $^2P_{3/2}$ -Term der Grundzustandskonfiguration $5s^25p$ im In I-Spektrum sind bereits mit der Atomstrahlresonanzmethode¹ untersucht worden. Zur Analyse der Hyperfeinstruktur angeregter Atomzustände eignen sich solche Meßmethoden, deren Meßgenauigkeit nur durch die Strahlungsbreite beschränkt sind, wie z. B. die Doppelresonanz² oder die Level-crossing-Methode³. Im In I-Spektrum sind aus Intensitätsgründen dafür in Frage kommende Terme besonders die ersten angeregten Zustände der $ns\ ^2S_{1/2}$ -Serie ($n = 6$ und 7) sowie der $nd\ ^2D_{3/2}, ^2D_{5/2}$ -Serie ($n = 5, 6$ und 7), die mit dem Grundzustand mit Oszillatorenstärken $f \geq 10^{-3}$ verbunden sind. Insbesondere enthalten die Hyperfeinstrukturkonstanten der $nd\ ^2D$ -Terme Aussagen über die Kernmomente in ähnlicher Weise wie der Grundzustand. Die Feinstrukturaufspaltungen der $nd\ ^2D$ -Serie, die bei reinen Einelektronen-Konfigurationen näherungsweise mit der dritten Potenz der effektiven Hauptquantenzahl n^* abnehmen sollten, zeigen eine Abweichung von dieser Regel besonders in den ersten beiden Termen mit $n = 5$ und $n = 6$, so daß Störungen dieser Konfigu-

rationen vermutet⁴ werden, die eine Auswertung der Hyperfeinstrukturkonstanten hinsichtlich der Kernmomente erschweren. Zumischungen anderer Terme können dabei die magnetische Hyperfeinstruktur-Wechselwirkung (A -Faktor) dann stark beeinflussen, wenn die Störterme z. B. zu Elektronenkonfigurationen mit einem einzelnen s-Elektron gehören und somit große A -Faktoren besitzen können. Dagegen ist der Einfluß solcher Störterme auf den elektrischen Feldgradienten $q_{JJ}(0)$ des Terms und damit auf den Kopplungsfaktor B der elektrischen Quadrupolwechselwirkung oft weniger stark. Eine Bestimmung der Hyperfeinstruktur-Konstanten erlaubt jedoch zunächst nur eine Aussage in bezug auf die Hyperfeinstruktur-Wechselwirkung, d. h. insbesondere in bezug auf das Magnetfeld am Kernort und läßt keinen direkten Schluß auf Störungen der Feinstruktur zu.

Für das In I-Spektrum sind die a -Faktoren der 5d- bzw. 6d-Elektronen etwa von der Größenordnung 1 mK, der a -Faktor des 5s-Elektrons ist jedoch von der Größenordnung 500 mK. Störterme z. B. von Konfigurationen $5s5p^2$ oder $5s6s5d$ können somit schon bei kleinen Beimischungen die A -Faktoren der beiden 2D -Terme wesentlich verändern. Die ex-

¹ T. G. ECK, A. LURIO u. P. KUSCH, Phys. Rev. **106**, 954 [1957]. — T. G. ECK u. P. KUSCH, Phys. Rev. **106**, 958 [1957].

² J. BROSSEL u. F. BITTER, Phys. Rev. **86**, 308 [1952].

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

⁴ Zum Beispiel W. R. S. GARTON, W. H. PARKINSON u. E. M. REEVES, Can. J. Phys. **44**, 1745 [1966].



perimentelle Ermittlung der A -Faktoren der $nd\ ^2D_{3/2}$ -Terme ($n=5$ und 6) sollte daher Hinweise auf solche Störungen geben, die sich insbesondere auf die Hyperfeinstruktur-Wechselwirkungen auswirken.

I. Einfluß der Lebensdauer und der Hyperfeinstruktur-Wechselwirkungen der angeregten $nd\ ^2D_{3/2}$ -Terme ($n=5$ und 6) auf die Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzstreuung von Licht

Die untersuchten $^2D_{3/2}$ -Terme sind durch elektrische Dipolstrahlung mit den 2P -Termen der Grundzustandskonfiguration $5s^25p$ verbunden (Abb. 1). Aus den gemessenen Oszillatorenstärken⁵ der Über-

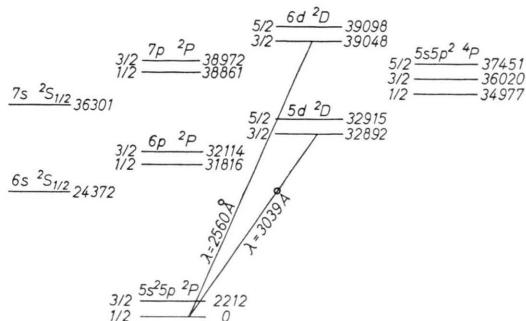


Abb. 1. Ausschnitt aus dem Termschema des In I-Spektrums.

gänge sind Lebensdauern in der Größenordnung von 10^{-8} sec zu erwarten. Gegenüber den $^2D_{3/2}$ -Termen ist die Anregung der beiden $^2D_{3/2}$ -Terme aus dem $^2P_{3/2}$ -Term des Grundzustands bei ähnlicher Oszillatorenstärke etwa zehnmal schwächer, da bei den verwendeten Verdampfungstemperaturen $T \approx 1100$ °K zur Erzeugung eines Indium-Atomstrahls die thermische Besetzung des $^2P_{3/2}$ -Terms nur 1/10 derjenigen des $^2P_{1/2}$ -Terms beträgt. Daher wurden in dieser Arbeit zunächst nur die beiden $^2D_{3/2}$ -Zustände untersucht.

Für ein level-crossing-Experiment ergeben sich dann gut auswertbare und detaillierte Strukturen in der Resonanzlichtänderung, wenn die Hyperfeinstrukturaufspaltung der angeregten Zustände größer als die Strahlungsbreite ist. Für die Magnetfeldstärken der verschiedenen level-crossing-Signale sind die Energieabstände der Hyperfeinstruktur-Niveaus als Funktion des Magnetfelds von Interesse. Die

⁵ N. P. PENKIN u. L. N. SHABANOVA, Opt. Spectr. 14, 5 [1963] (engl. Übersetzung).

relativen Abstände wurden für verschiedene Parameter A und B durch Diagonalisierung des Hamilton-Operators berechnet. Abbildung 2 zeigt den Termverlauf der interessierenden Niveaus als Funktion des Magnetfeldes. Bei Magnetfeldstärken, für welche die magnetische Wechselwirkungsenergie $\mu_B \cdot H$ von der Größenordnung der Hyperfeinstruktur-

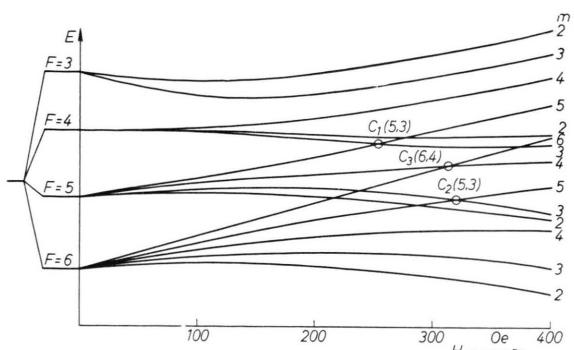


Abb. 2. Hyperfeinstrukturaufspaltung eines $^2D_{3/2}$ -Terms ($I=9/2$) und Energieverlauf der Hyperfeinstruktur-Unterniveaus in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld $H=0$ — 400 Oe für $A=-65$ MHz und $B=40$ MHz. Aus Gründen der Übersicht sind nur Niveaus mit $m=6, 5, 4, 3, 2$ gezeigt.

Wechselwirkung ist, kommt es zu Termübergrenzungen, von denen solche mit $|Δm|=2$ bei den verwendeten Versuchsbedingungen mittels der dabei auftretenden Änderung der Resonanzlichtintensität als level-crossing-Signale nachweisbar sind. Für eine Untersuchung der Hyperfeinstruktur sind insbesondere die eingezeichneten drei level-crossings $C_1(5,3)$, $C_2(5,3)$ und $C_3(6,4)$ von Interesse. Bedingt durch die Strahlungsbreiten der Terme ergeben sich für deren level-crossing-Signale Signalbreiten von der Größenordnung $ΔH \approx 20$ Oe für den $5d\ ^2D_{3/2}$ ⁶ bzw. ≈ 5 Oe für den $6d\ ^2D_{3/2}$ -Term.

Für spezielle Werte von B/A treten — wie in Abschnitt III genauer diskutiert — jeweils zwei der Termübergrenzungen bei gleichen Magnetfeldwerten auf. Man erkennt (Abb. 2 und 3), daß z. B. für das Verhältnis $B/A \approx -0,5$ die zwei Termübergrenzungen $C_3(6,4)$ und $C_2(5,3)$ innerhalb ihrer Strahlungsbreite bei fast derselben Feldstärke auftreten und daher kaum eine Auflösung in einzelne level-crossing-Signale erwartet werden kann. Die Überlagerungskurve dieser beiden Signale wird durch

⁶ Über erste Ergebnisse der Untersuchung des $5d\ ^2D_{3/2}$ -Terms wurde auf dem Colloq. Intern. Centre Nat. Rech. Sci. (Paris), No. 164, 1966 (M. BRIEGER, H. BUCKA, J. NEY u. P. ZIMMERMANN) vorgetragen.

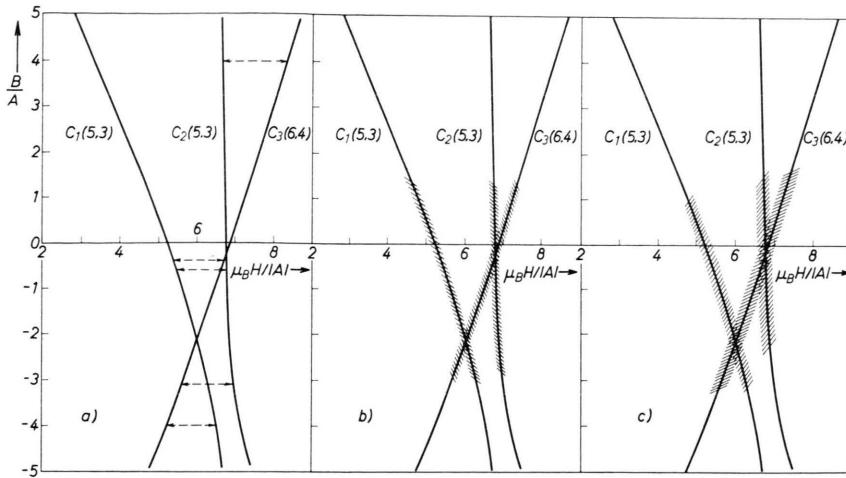


Abb. 3. Theoretische Lagen der level-crossings in Abhängigkeit von B/A . Die in Teil a eingezeichneten Pfeile kennzeichnen bei Ausbleiben jeweils eines level-crossing-Signals die verschiedenen Möglichkeiten für das Verhältnis der gemessenen Signal-magnetfeldstärken. In den Teilen b und c ist der Bereich der Überlagerung zweier level-crossing-Signale für verschiedene Strahlungsbreiten qualitativ gezeigt.

ihre relativen Intensitäten, ihre Linienbreiten und dem von der Größe der Hyperfeinstrukturkonstanten bedingten gegenseitigen Abstand bestimmt.

Im Zusammenhang mit der Interpretation der Signale ist es von Interesse, in welchem Bereich das B/A -Verhältnis variieren kann, wenn zwei der drei Signale als eine unaufgelöste Überlagerung registriert werden. Abb. 3 zeigt diesen Bereich für verschiedene Strahlungsbreiten.

II. Experimentelle Einzelheiten und Meßergebnisse

Für die level-crossing-Untersuchung der angeregten Zustände $5s^2$ nd $^2D_{3/2}$ ($n = 5$ und 6) wurde das Licht einer Indium-Gleichstromentladung an einem Indium-Atomstrahl gestreut und die Resonanzfluoreszenz in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld mit einem Photomultiplier beobachtet, wobei die Wellenlängen der untersuchten Übergänge $\lambda = 3039 \text{ Å}$ bzw. $\lambda = 2560 \text{ Å}$ mit Interferenzfiltern ausgesondert wurden (Doppellinienfilter Schott: $\lambda_0 = 3060 \text{ Å}$, $\Delta\lambda = 65 \text{ Å}$; Reflexionsinterferenzfilter Schott: $\lambda_0 = 2800 \text{ Å}$, $\Delta\lambda = 400 \text{ Å}$). Bei einer eingestrahlten Lichtintensität von ca. 10^{13} Lichtquanten/sec für die Wellenlänge $\lambda = 3039 \text{ Å}$ lässt sich bei einer groben Abschätzung des effektiven Absorptions-Wirkungsquerschnittes $\sigma \approx 10^{-12} \text{ cm}^2$ und der Atomstrahldichte im Resonanzvolumen von $10^9/\text{cm}^3$ die Zahl der sekundlich beobachteten Quanten zu etwa 10^7 berechnen. Die Resonanzlichtänderung in der Nähe einer Termüberkreuzung entsprach bei einer Zeitkonstanten von ca. 5 sec und einer Modulationsfeldstärke von ca. einer halben Linienbreite einem Signal-Rausch-Verhältnis von etwa 10 : 1 für den $5d$ $^2D_{3/2}$ -Term. Wegen der kleineren Oszillatorenstärke war für die Mes-

sung am $6d$ $^2D_{3/2}$ -Term eine größere Zeitkonstante erforderlich.

Zur Untersuchung der level-crossings mit $|Δm| = 2$ wurde senkrecht zum Magnetfeld eingestrahlt und beobachtet, wobei Einstrahlungs- und Beobachtungsrichtung einen Winkel von 90° bildeten. Die beim level-crossing auftretende Änderung der Resonanzlichtintensität als Funktion des Magnetfeldes ist bei dieser Anordnung eine Lorentz-Funktion, die bei der benutzten lock-in-Nachweiselektronik zu einer leicht auswertbaren Signalform führt. Die gemessenen Intensitätsänderungen wurden mittels eines an den Ausgang der lock-in-Elektronik angeschlossenen Schreibers registriert und führten zu Signalkurven der in Abb. 4 wiedergegebenen Art. Wegen der beim lock-in-Nachweis benutzten Magnetfeldmodulation erscheint das ursprüngliche Signal in differenzierter Form als Dispersionskurve. Der Nulldurchgang des Signals kennzeichnet bei einem freistehenden level-crossing für den Grenzfall kleiner Breite (keine merkliche Änderung der Matrixelemente) den Feldstärkewert der Termüberkreuzung.

Die Registrierkurven (Abb. 4) zeigen für beide $^2D_{3/2}$ -Terme im Magnetfeldbereich von 200 Oe bis 400 Oe jeweils zwei Signale. Beim $5d$ $^2D_{3/2}$ -Term führen die größeren Signalbreiten von ca. 20 Oe zu einer teilweisen Überlagerung der Signale, die eine Verschiebung der Signal-Nulldurchgänge sowie evtl. eine Asymmetrie der Signale bedingt. In der Tabelle 1 sind für diesen Term als Meßresultate die Magnetfeldstärkewerte der Signal-Nulldurchgänge sowie das arithmetische Mittel der zu den jeweiligen beiden Extremwerten gehörenden Feldstärkewerte zusammengefaßt.

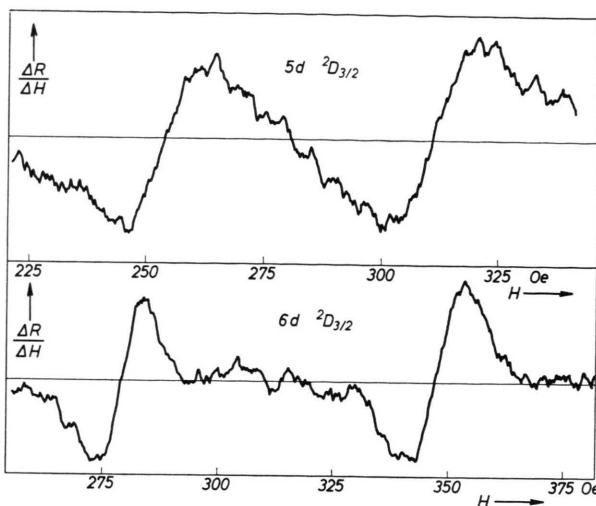


Abb. 4. Registrierte level-crossing-Signale des $5d\ ^2D_{3/2}$ - bzw. $6d\ ^2D_{3/2}$ -Zustands im Magnetfeldbereich von 200–400 Oe.

Für den $6d\ ^2D_{3/2}$ -Term ergab die Auswertung der Signal-Nulldurchgänge:

$$H_1 = 278,6 \pm 0,2 \text{ Oe} \quad \text{und} \quad H_2 = 346,8 \pm 0,2 \text{ Oe}.$$

Die Messung erfolgte mit dem natürlichen Isotopengemisch [$^{49}\text{In}^{113}$ ($I=9/2$): 4,16%; $^{49}\text{In}^{115}$ ($I=9/2$): 95,84%]. Da das magnetische Moment von In^{113} um 0,2% kleiner ist als das von In^{115} , läge bei getrennten Isotopen bei Vernachlässigung des Einflusses der um 1,2% verschiedenen Quadrupolmomente für In^{113} der Feldstärkewert des für die Bestimmung des A -Faktors maßgeblichen ersten level-crossing-Signals um ca. 0,5 Oe unter dem von In^{115} . Im natürlichen Isotopengemisch ist jedoch In^{115} 24-mal häufiger vertreten als In^{113} , so daß innerhalb der erreichten Meßgenauigkeit die erhaltenen Werte dem Isotop In^{115} zugeordnet werden.

III. Auswerteverfahren zur Bestimmung der Hyperfeinstruktur-Wechselwirkungskonstanten

Als bemerkenswertes Resultat der Messung zeigt sich, daß bei beiden Feinstrukturtermen an Stelle von drei in diesem Feldstärkebereich erwarteten Signalen nur jeweils zwei beobachtet werden konnten. Ein solches Resultat könnte durch eine Überlagerung von zwei level-crossing-Signalen oder das vollständige Ausbleiben von einem der drei level-crossing-Signale zustande kommen. Zur Untersuchung der einzelnen Möglichkeiten werde das Verhältnis der Nulldurchgänge beider Signale herangezogen. Zunächst sei angenommen, daß eines der beiden Signale eine exakte Überlagerung von zwei level-crossing-Signalen darstellt. Damit ergeben sich, wie aus Abb. 3 ersichtlich, im fraglichen Feldstärkebereich zwei Möglichkeiten für B/A mit den Werten $-0,3$ und $-2,2$, wobei das Verhältnis der Signal-Nulldurchgänge 1,28 bzw. 1,14 ist. Das im Experiment bestimmte Verhältnis der Nulldurchgänge von $1,2375 \pm 0,0070$ für den $5d\ ^2D_{3/2}$ -Term und $1,245 \pm 0,0015$ für den $6d\ ^2D_{3/2}$ -Term läßt sich am ehesten mit dem Wert $B/A \approx -0,5$ in Übereinstimmung bringen, wie im folgenden gezeigt wird. Dementsprechend sei angenommen, daß das erste Signal dem freistehenden level-crossing $C_1(5,3)$ entspricht. Der genaue Wert von B/A hängt von den relativen Intensitäten der beiden sich überlagernden level-crossing-Komponenten ab. Da die Abweichung des gemessenen Verhältnisses nur wenig von dem Fall der exakten Überlagerung verschieden ist, können Grenzen für das B/A -Verhältnis angegeben werden (Abb. 5), wenn angenommen wird, daß jeweils die eine oder die andere der sich überlagernden level-crossing-Komponenten die Intensität Null hat. Daraus ergibt sich für B/A ein Wert zwischen $-0,4$ und $-0,8$ für den $5d\ ^2D_{3/2}$ bzw. zwischen $-0,4$ und

Modulationshub	Nulldurchgang S_I	$H_{\max} + H_{\min}$ 2	Nulldurchgang S_{II}	$H_{\max} + H_{\min}$ 2
3,6	$252,9 \pm 0,7$	$253,9 \pm 0,2$	$313,3 \pm 0,3$	$312,8 \pm 1,4$
7,2	$252,9 \pm 0,7$	$253,5 \pm 0,7$	$312,0 \pm 1,3$	$310,7 \pm 1,3$
10,8	$252,2 \pm 0,7$	$253,9 \pm 0,6$	$310,6 \pm 0,6$	$310,6 \pm 0,3$
14,4	$252,9 \pm 0,3$	$253,5 \pm 0,5$	$310,4 \pm 1,1$	$309,8 \pm 0,9$
18,0	$251,5 \pm 1,3$	$251,4 \pm 1,0$	$309,4 \pm 0,7$	$308,7 \pm 1,0$
Mittelwert mit Überlagerungskorrektur:	$H_1 = 251,8 \pm 0,7$		$H_2 = 311,6 \pm 0,9$	

Tab. 1. Magnetfeldwerte der Signal-Nulldurchgänge und arithmetisches Mittel der Extremwerte der Signale des $5d\ ^2D_{3/2}$ -Terms für verschiedene Modulationsfeldstärken. Angaben in Oerstedt.

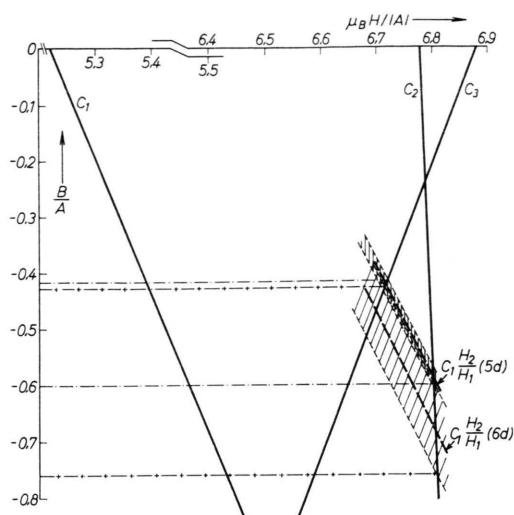


Abb. 5. Vergrößerter Ausschnitt von Abb. 3. Bei Zuordnung des ersten Signals zum level-crossing C_1 stellen die mit $C_1(H_2/H_1)$ (5d) bzw. $C_1(H_2/H_1)$ (6d) bezeichneten Linien die relativ zum ersten Signal gemessene Lage des jeweiligen 2. Signals dar. Die Schnittpunkte dieser Linien mit den theoretischen Kurven für die Lagen der level-crossings C_2 und C_3 geben die jeweils möglichen B/A -Bereiche an.

$-0,6$ für den $6d\ ^2D_{3/2}$. Diese Grenzen sind weit außerhalb derjenigen Werte, die man erhält, wenn die andere Überlagerungskombination angenommen wird.

Eine endliche Intensität aller drei level-crossing-Komponenten ist nahegelegt, wenn für die Anregung weiße Einstrahlung angenommen werden kann. Würde dagegen beispielsweise die Anregung lediglich aus dem Hyperfeinstrukturterm $F=4$ des Grundzustandes erfolgen, so würde das level-crossing-Signal von $C_3(6,4)$ nicht auftreten und es ergäbe sich aus dem gemessenen Verhältnis der Signal-Magnetfeldstärken der schon oben diskutierte Fall $B/A \approx -0,5$. Falls eine der anderen level-crossing-Komponenten die Intensität Null hätte, folgten daraus sehr große B/A -Werte ($B/A = +4$ bzw. -4), welche nur schwer interpretiert werden könnten. Für die Auswertung wurde daher von dem zuerst diskutierten Fall ausgegangen ($B/A \approx -0,5$). Dementsprechend wird angenommen, daß das zweite Signal eine Überlagerung von zwei level-crossing-Komponenten darstellt. Diese unter Zuhilfenahme verschiedener zusätzlicher Annahmen gemachten Aussagen stehen in Übereinstimmung mit einer modifizierten

level-crossing-Untersuchung bei zusätzlichem elektrischen Feld, wo durch die beim Stark-Effekt auftretenden Energieverschiebungen eine Auflösung des Überlagerungssignals in zwei getrennte Signale erreicht werden konnte und außerdem für die Hyperfeinstrukturkonstanten beider Terme die Vorzeichenzuordnung $A < 0$ und $B > 0$ nahegelegt wurde⁷. Unter Annahme weißer Einstrahlung und der daraus resultierenden Linienintensitäten lassen sich die aus der BREITSchen⁸ Formel berechneten Signalkurven am besten für folgende Konstanten in Übereinstimmung bringen:

$5d\ ^2D_{3/2}$:

$$|A| = (64,5 \pm 1,0) \text{ MHz} \cdot g_J / 0,8; \\ B/A = -0,59 \pm 0,17;$$

$6d\ ^2D_{3/2}$:

$$|A| = (72,1 \pm 0,3) \text{ MHz} \cdot g_J / 0,8; \\ B/A = -0,47 \pm 0,05.$$

Dabei wurde vorausgesetzt, daß der tatsächliche g_J -Faktor nicht wesentlich von dem theoretischen Wert $g_J = 0,8$ für reine LS-Kopplung verschieden ist. Für die Lebensdauern liefern die auf verschwindende Magnetfeldmodulation extrapolierten Signalbreiten folgende Werte:

$$\tau(5d\ ^2D_{3/2}) = (7,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-9} \text{ sec} \cdot 0,8/g_J, \\ \tau(6d\ ^2D_{3/2}) = (25,5 \pm 1) \cdot 10^{-9} \text{ sec} \cdot 0,8/g_J.$$

IV. Diskussion

Da das magnetische Kerndipolmoment und das elektrische Kernquadrupolmoment der im natürlichen Gemisch vorkommenden Isotope In^{113} und In^{115} [beide $I = 9/2$, nach dem Schalenmodell einer Protonenkonfiguration $(g_{9/2})^9$ entsprechend]⁹ positiv sind, sollten für die $nd\ ^2D_{3/2}$ -Terme bei ungestörten Einelektronenkonfigurationen sowohl positive A -Faktoren als auch ein positives B/A -Verhältnis erwartet werden können. Die durch das Experiment nahegelegten negativen Werte für das B/A -Verhältnis deuten im Zusammenhang mit der geringeren relativen Empfindlichkeit des B -Faktors auf Interkonfigurationsstörungen durch Komplexerme mit unabgeschirmten s-Elektronen wie z. B. Terme der Konfigurationen $5s5p^2$ und $5s6s5d$ hin. Die A -Faktoren der $^2D_{3/2}$ -Terme dieser Konfigurationen lassen

⁷ P. ZIMMERMANN, Z. Phys. **223**, 180 [1969].

⁸ G. BREIT, Rev. Mod. Phys. **5**, 91 [1933].

⁹ M. GOEPPERT-MAYER u. H. JENSEN, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, John Wiley & Sons, New York 1960.

sich bei Annahme von *LS*-Kopplung unter Zurückführung auf die *a*-Faktoren der Einzelektronen berechnen¹⁰:

$$\begin{aligned} A(5s5p^2 \ ^2D_{3/2}) &= -\frac{1}{5}a_{5s} + \frac{6}{5}a_{5p}, \\ A(5s6s(^3S_1)5d \ ^2D_{3/2}) &= -\frac{2}{15}(a_{5s} + a_{6s}) + \frac{8}{7}a_{5d}. \end{aligned}$$

Die Größenordnung der a_{5s} -, a_{6s} - und a_{5p} -Faktoren kann aus den gemessenen Hyperfeinstruktur-Daten¹¹ der $5s5p^2 \ ^4P$ -Terme und des $6s \ ^2S_{1/2}$ -Terms abgeschätzt werden. So erhält man beispielsweise für den *A*-Faktor eines $5s5p^2 \ ^2D_{3/2}$ -Terms einen theoretischen Wert von ca. -80 mK. Auf Grund eines so großen negativen Wertes ist es möglich, daß schon geringe Zumischungen die *A*-Faktoren reiner $5s^25d$ - bzw. $5s^26d$ -Konfigurationen um das Mehrfache ihres Betrages verändern können. Eine solche Zumischung könnte beispielsweise durch den Coulomb-Operator

e^2/r_{ik} bewirkt werden. Zumischungen aus den energetisch benachbarten 4P -Termen der $5s5p^2$ -Konfiguration können durch den Coulomb-Operator nur dann auftreten, wenn diese Abweichungen von reiner *LS*-Kopplung zeigen, worauf beispielsweise das Auftreten von Interkombinationslinien zu den 2P -Termen des Grundzustandes hinweist. Eine Diagonalisierung der Spinbahn-Matrix der $5s5p^2$ -Konfiguration zeigt, daß für den $^4P_{3/2}$ -Term die Zumischungsamplitude des $^2D_{3/2}$ -Terms jedoch klein (ca. $3 \cdot 10^{-2}$) ist. Eine genauere Analyse sollte die Feinstrukturanomalie und die Hyperfeinstruktur in gleicher Weise erklären.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft stellte in dankenswerter Weise mehrere Forschungsgeräte zur Verfügung.

¹⁰ A. GALLAGHER u. A. LURIO, Phys. Rev. A **136**, 87 [1964].

¹¹ F. PASCHEN, Ann. Phys. **32**, 148 [1938].

Radioaktive Isotope als Luftmassenindikatoren

II. Die Produktion von P^{33}

S. HARTWIG und A. SITTKUS

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Außenstelle: Freiburg-Schauinsland

(Z. Naturforsch. **24 a**, 908—911 [1969]; eingegangen am 6. März 1969)

Discussions on concentration measurements of the isotopes Be^7 , P^{32} and P^{33} in ground level air give rise to false conclusions about airmass exchange in the atmosphere if the measured P^{33} data are used as a means of characterisation. The reason for this lies in too low a production rate for P^{33} .

The analysis gives a yield of $5.1 \cdot 10^{-2}$ ($\pm 10\%$) per star. Within the accuracy in measurement the yields for P^{33} and P^{32} are equal.

Die kosmische Ultrastrahlung erzeugt in der Atmosphäre die radioaktiven Isotope Be^7 , P^{32} und P^{33} . Wird ein abgeschlossenes, bei Beginn vollständig gereinigtes Luftpolumen mit konstanter Intensität bestrahlt, so gilt für den Quotienten der Konzentration zweier Isotope die Ungleichung

$$Y_1/Y_2|_{t=0} \leqq c_1/c_2 \leqq Y_1 \tau_1/Y_2 \tau_2|_{t \rightarrow \infty}$$

(Y Produktionsrate, c Konzentration, τ radioaktive Lebensdauer und t Zeit). Nach LAL und PETERS¹ ergaben sich für das Verhältnis von Be^7 zu P^{32} die Grenzwerte 100 und 370, für Be^7 zu P^{33} die Werte 122 und 257 und für P^{33} zu P^{32} die Werte 0,82 und 1,44. Aus der Konzentration zweier beliebiger Isotope läßt sich das Bestrahlungsalter der Probe bestimmen.

Vollständig abgeschlossene Luftpakete gibt es in der Atmosphäre nicht. Die untersuchten Luftmengen enthalten Anteile mit verschiedenen Bestrahlungsaltern und ungleicher Bestrahlungsintensität. Wenn die verschiedenen Anteile immer in der Troposphäre verblieben sind, so kann wegen der relativ guten Durchmischung dieses Luftkörpers¹ in erster Näherung gleiche Bestrahlungsintensität für alle Anteile angenommen werden. Aus dem Konzentrationsverhältnis läßt sich dann ein „Äquivalent“-Alter ermitteln. Dieses Alter ist von dem zur Bestimmung benutzten Isotopenpaar abhängig. Modellrechnungen für Luftmassenmischungen mit wahrem Alter zwischen 20 und 180 Tagen zeigen aber, daß die berechneten Äquivalentalter nur wenig differieren.

Werden bei der Messung Luftmassen erfaßt, die Beimengungen aus Schichten höherer Produktion, z. B. aus der Stratosphäre, enthalten, in der die Ver-

¹ D. LAL u. B. PETERS, Handbuch der Physik, Verlag Springer, Berlin 1967, Bd. 46/2.