

Level-crossing-Experiment zur Untersuchung des Einflusses eines elektrischen Feldes auf die Hyperfeinstruktur des $4p^2P_{3/2}$ -Terms im Cu I-Spektrum

H. BUCKA, W. KRÄTSCHMER, V. METAG und J. NEY
Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

Eingegangen am 18. Juli 1968

Stark Effect Investigation of the Hyperfine Structure in the $4p^2P_{3/2}$ -State of the Cu I-Spectrum using Level-Crossing Technique

Level-crossing technique applying parallel electric and magnetic fields has been used to investigate the influence of an electric field E_z on the hyperfine structure of the $4p^2P_{3/2}$ -state. The Stark shift of the level-crossing near $H_z = 155$ Oe and the modification of the magnetic zero-field level-crossing signal due to the electric field E_z was observed. Both experimental results can be explained with a Stark-constant

$$\beta = 7.2(1.1) \text{ kc (kV/cm)}^{-2}.$$

Parameter der Resonanzstreuung von Licht an freien Atomen in statischen elektrischen und magnetischen Feldern

Bei der Resonanzstreuung von Licht an freien Atomen gelangt die in eine bestimmte Richtung gestreute Intensität zur Beobachtung. Aus dem Wirkungsquerschnitt für den Streuprozess läßt sich bei bekannter spektraler Intensitätsverteilung des eingestrahnten Lichts eine Aussage über die Absorptionsoszillatorenstärke für den Übergang vom Grundzustand zum angeregten Zustand gewinnen¹. Untersuchungen des Polarisationsgrades des Lichts geben beispielsweise Auskunft über die Drehimpulseigenfunktionen des angeregten Zustands, die im Fall der Hyperfeinstruktur durch die Kopplung von Hüllendrehimpuls und Kerndrehimpuls bestimmt sind².

Die Streuamplituden, aus denen sich die Größe der Streuintensität ergibt, hängen von den Eigenfunktionen der beteiligten Atomzustände ab, die durch die elektromagnetische Strahlung miteinander verbunden werden. Mit Bezug auf die Hyperfeinstruktur werden die Eigenfunktionen bestimmt durch die Wechselwirkung des Atomkerns mit den Hüllenelektronen, für welche die Aufspaltungsfaktoren der Hyperfeinstruktur A und

¹ KOPFERMANN, H., u. W. TIETZE: Z. Physik **56**, 604 (1929).

² ELLET, A., and N. P. HEYDENBURG: Phys. Rev. **46**, 583 (1934).

B ein Maß sind, sowie durch die Wechselwirkung mit äußeren elektrischen und magnetischen Feldern, welche sich durch den Landéschen g_J -Faktor (in geringem Maß durch den Kern g_I -Faktor) und die Stark-Konstante β beschreiben läßt.

Da die Streuamplituden für Resonanzstreuung an einem Niveau des angeregten Zustands als Funktion der Energie des Lichtquants sehr schnell klein werden, sobald die Differenz der Frequenz des gestreuten Lichts und des Abstands der beteiligten Terme groß gegen die Strahlungsbreite wird, werden Interferenzeffekte der Streuamplituden nur beobachtet, wenn gleichzeitig anregbare Niveaus sich auf einen Abstand der Strahlungsbreite nahe kommen. Die Streuintensität kann daher beeinflußt werden, sobald äußere magnetische und elektrische Felder Termabstände so verändern, daß Interferenzeffekte auftreten oder verschwinden^{3,4}. Das Beobachten solcher Interferenzeffekte bei bestimmten Werten der elektrischen Feldstärke E_z oder magnetischen Feldstärke H_z zeigt an, daß bei diesen Feldstärken simultan anregbare Niveaus innerhalb des Abstandes der Strahlungsbreite vorliegen. Die Identifikation der Änderung der Resonanzlichtintensität als Interferenzeffekt ist oft durch die Signalbreite möglich, die mit der Strahlungsbreite Γ gegeben ist, wenn keine Überlagerung verschiedener Interferenzsignale vorliegt.

Für den Einfluß eines homogenen elektrischen Feldes auf die Resonanzstreuintensität* ergibt sich folgendes Verhalten. Im elektrischen Feld $E_z = 0$ fallen wegen der Entartung bezüglich der z -Komponente des Hüllendrehimpulses m_J oder m_F eine Anzahl kohärent anregbarer Terme zusammen. Mit zunehmender elektrischer Feldstärke E_z rücken diese Terme entsprechend der Stark-Aufspaltung auseinander und verringern die Interferenzbeiträge der Resonanzstreuung. Aus der Abnahme der Interferenzbeiträge erhält man Aussagen über das Verhältnis β/Γ , wobei β den Einfluß des elektrischen Feldes auf die relativen Energieabstände der Niveaus des angeregten Zustands beschreibt. β wie Γ enthalten Summen von Radial-Matrixelementen. Wenn die relative Term-aufspaltung durch das elektrische Feld in die Größe der Hyperfeinstrukturaufspaltung kommt, können sich Termüberschneidungen ergeben, die es gestatten, eine Relation zwischen β und den Aufspaltungsparametern A und B herzustellen.

Betrachtet man die Interferenzeffekte, die durch Anwendung eines magnetischen Feldes allein beobachtet werden, wie Level-crossing und Hanle-Effekt, so ergibt ein zusätzliches elektrisches Feld eine Änderung in der Magnetfeldabhängigkeit dieser Interferenzeffekte. Bezüglich der

* Siehe z.B.: BUDICK, B., S. MARCUS, and R. NOVICK: Phys. Rev. **140**, A 1041 (1965). — KHADJAVI, A., A. LURIO, and W. HAPPER: Phys. Rev. **167**, 128 (1968).

³ BREIT, G.: Revs. Mod. Phys. **5**, 91 (1933).

⁴ FRANKEN, P. A.: Phys. Rev. **121**, 508 (1961).

Lage der Magnetfeld-crossings bei Magnetfeldstärken $H_z \neq 0$ bewirkt das elektrische Feld Veränderungen der Magnetfeldstärken, bei denen sich Terme überschneiden und zu maximalen Interferenzeffekten führen. Aus der Verschiebung ΔH_z eines Level-crossings ergibt sich β im Verhältnis zu einem Faktor g'_{eff} , der beschreibt, wie schnell der Termabstand sich mit verändertem Magnetfeld H_z vergrößert.

Beobachtet man die Abhängigkeit der Interferenzeffekte nahe $H_z = 0$ (Hanle-Effekt) bei zusätzlichem elektrischen Feld, so bewirkt dies eine Modifizierung des Hanle-Effekts im Sinne einer Abschwächung der Signalamplitude und einer Verbreiterung des Signals, wobei sich für große elektrische Feldstärken aus dem verbreiterten Signal schließlich einzelne Level-crossings herauslösen.

Im Falle, daß βE_z^2 in die Größenordnung der Hyperfeinstrukturwechselwirkungskonstanten A und B kommt, werden die Eigenfunktionen von allen drei Größen bestimmt. Somit ergibt sich aus der Änderung der Matrixelemente dann auch ohne kohärente Streuung eine Änderung der Streuintensität und eine Relation zwischen β , A und B .

Verschiebung des ersten Hyperfeinstruktur-level-crossings durch ein elektrisches Feld

Genaue Daten der Hyperfeinstruktur-Wechselwirkungskonstanten des interessierenden Terms sind aus Untersuchungen der Resonanzstrahlung in einem magnetischen Feld bekannt⁵. Das in der vorliegenden Arbeit bei zusätzlichem elektrischen Feld untersuchte Level-crossing $(2, -2; 1, 0)$ ist in Fig. 1 gekennzeichnet, welche den Magnetfeldverlauf ohne elektrisches Feld zeigt. Die Wechselwirkung eines zusätzlichen elektrischen Feldes \mathfrak{E} mit dem Atom⁶ wird durch den Operator

$$\sum_i e \mathbf{r}_i \cdot \mathfrak{E} \quad (1)$$

beschrieben (\mathbf{r}_i Ortsvektor des i -ten Elektrons). Durch (1) werden dem $4p\ ^2P_{3/2}$ -Term (ungerade Parität) Terme mit gerader Parität zugemischt. Fig. 2 zeigt einen Ausschnitt aus dem Cu I-Termschema mit den Termen, die infolge ihres Energieabstandes für eine Zumischung am ehesten in Frage kommen.

Die Wirkung von (1) auf die Energien und Eigenfunktionen der Hyperfeinstrukturniveaus eines bestimmten Terms läßt sich näherungsweise (entsprechend der zweiten Näherung der Störungsrechnung) durch den Operator

$$H_E = (\alpha + \beta J_z^2) E_z^2 \quad (2)$$

⁵ NEY, J.: Z. Physik **196**, 53 (1966).

⁶ CONDON, E. U., and G. H. SHORTLEY: The theory of atomic spectra. Cambridge: University Press 1935.

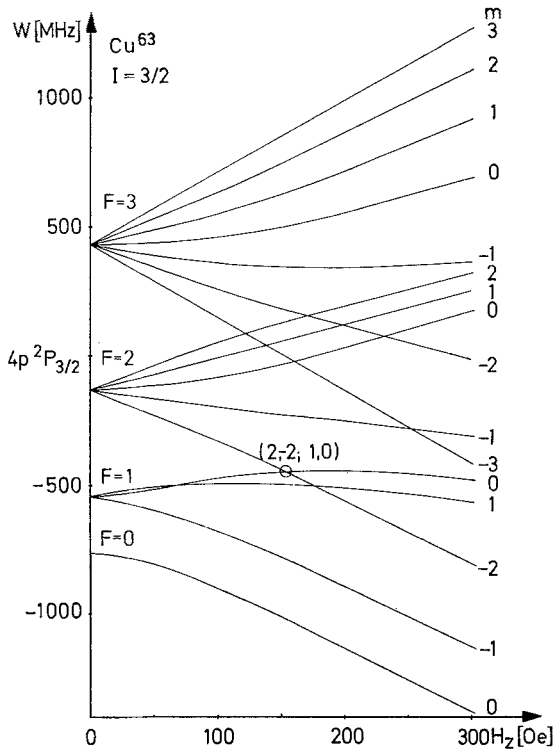


Fig. 1. Aufspaltung der Hyperfeinstruktur des $4p\ ^2P_{3/2}$ -Terms im Cu I-Spektrum durch ein Magnetfeld H_z . Das untersuchte Level-crossing bei $H_z=155$ Oe ist mit $(F, m; F', m')$ gekennzeichnet

beschreiben, der dann lediglich auf die Funktionen des untersuchten Terms anzuwenden ist. Dieser zusätzliche Störoperator H_E kommt zum Operator für die Hyperfeinstrukturaufspaltung im äußeren Magnetfeld⁷

$$H = A\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + B \frac{3(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + \frac{3}{2}(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) - I^2 J^2}{2I(2I-1)J(2J-1)} + \mu_B H_z (g_J J_z - g_I I_z)$$

hinzu. Mit dem gesamten Operator $H + H_E$ können die Energien der einzelnen Hyperfeinstruktur-Niveaus berechnet werden, wenn magnetisches und elektrisches Feld parallel zueinander (in z -Richtung) orientiert sind. Die Parameter α und β enthalten im Ausdruck (2) die Stärke der Zumischung der Terme $n'J'$ zum Term nJ durch das elektrische Feld als Summe von Radialmatrixelementen:

⁷ KUSCH, P., u. V. W. HUGHES: Handbuch der Physik, Bd. 37/1. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1959.

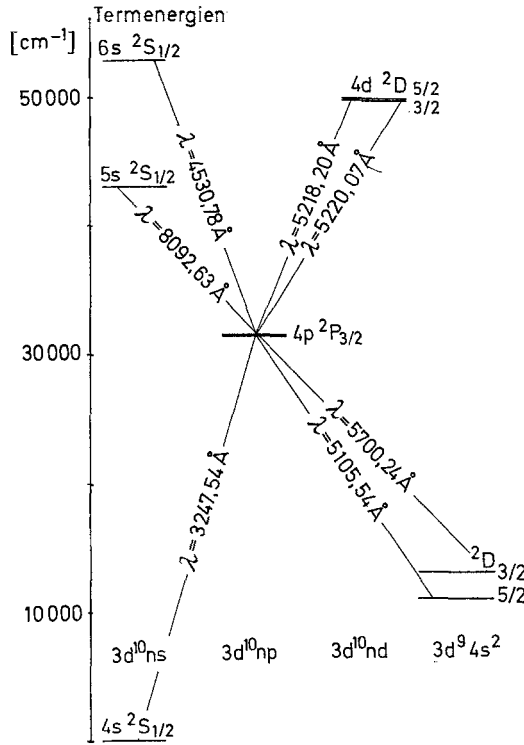


Fig. 2. Ausschnitt aus dem Cu I-Termschema mit den Zuständen, die dem untersuchten $4p\ ^2P_{3/2}$ -Term durch ein elektrisches Feld am stärksten zugemischt werden

$$\alpha = \sum_{n'} \left\{ (J+1)^2 \frac{|(nJ \| D \| n'J+1)|^2}{E_{nJ} - E_{n'J+1}} + J^2 \frac{|(nJ \| D \| n'J-1)|^2}{E_{nJ} - E_{n'J-1}} \right\}$$

$$\beta = \sum_{n'} \left\{ \frac{|(nJ \| D \| n'J)|^2}{E_{nJ} - E_{n'J}} - \frac{|(nJ \| D \| n'J+1)|^2}{E_{nJ} - E_{n'J+1}} - \frac{|(nJ \| D \| n'J-1)|^2}{E_{nJ} - E_{n'J-1}} \right\}.$$

In Fig. 3 ist die Änderung des Energieverlaufs der interessierenden Hyperfeinstrukturniveaus für ein elektrisches Feld von 80 kV/cm schematisch dargestellt.

Die experimentelle Untersuchung erfolgte durch Streuung von Licht der Wellenlänge 3248 Å ($4s\ ^2S_{1/2} - 4p\ ^2P_{3/2}$) an einem Cu-Atomstrahl (natürliches Isotopengemisch). Das Resonanzstreuolumen von ca. 0,3 cm³ befand sich zwischen zwei parallelen Aluminiumplatten (Ab-

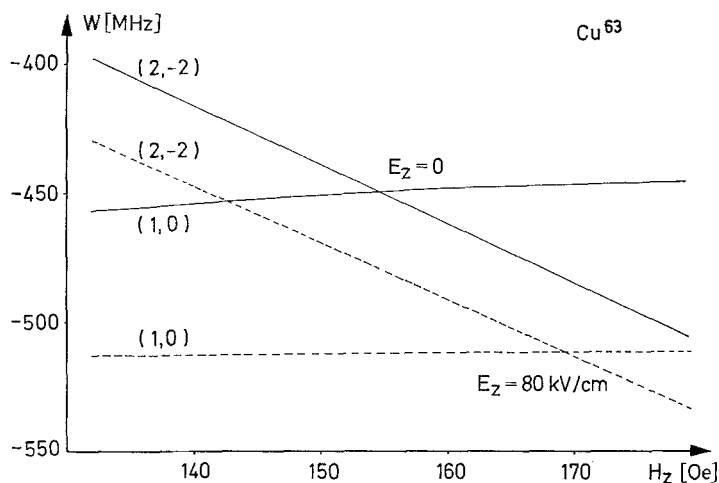


Fig. 3. Magnetfeldabhängigkeit der am interessierenden Level-crossing beteiligten Hyperfeinstrukturuntersniveaus (F, m) für die elektrische Feldstärke $E_z = 0$ bzw. 80 kV/cm

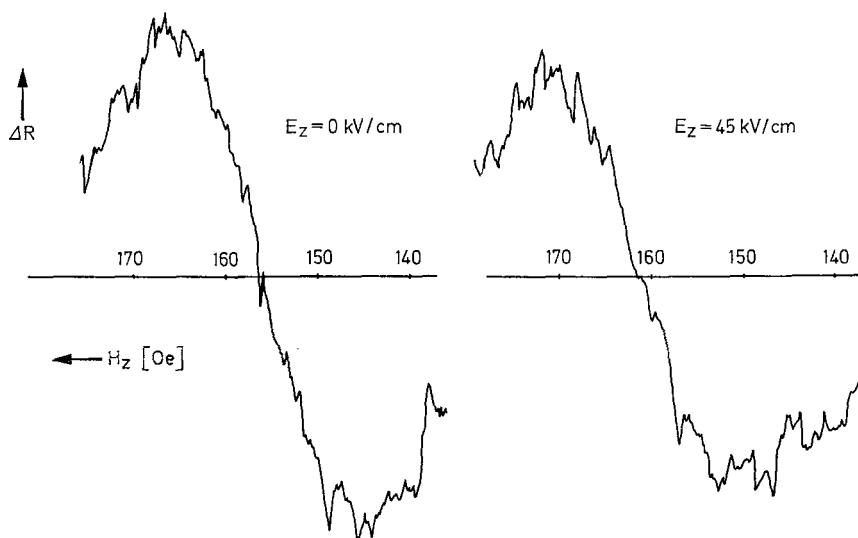


Fig. 4. Mit Lock-in-Technik gemessene (Magnetfeldmodulation 14 Oe , Nachweiszeitkonstante 7 sec) Level-crossing-Signale in Abhängigkeit vom Magnetfeld für elektrische Felder $E_z = 0$ und 45 kV/cm

stand 4–6 mm), mit deren Hilfe ein elektrisches Feld von 0 bis 60 kV/cm erzeugt wurde. Einstrahlungs- und Beobachtungsrichtung waren senkrecht zum Magnetfeld und dem dazu parallelen elektrischen Feld angeordnet.

In Fig. 4 ist die gemessene Änderung der Resonanzstrahlungsintensität in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke für das untersuchte Level-crossing bei elektrischen Feldstärken $E_z=0$ bzw. $E_z=45$ kV/cm

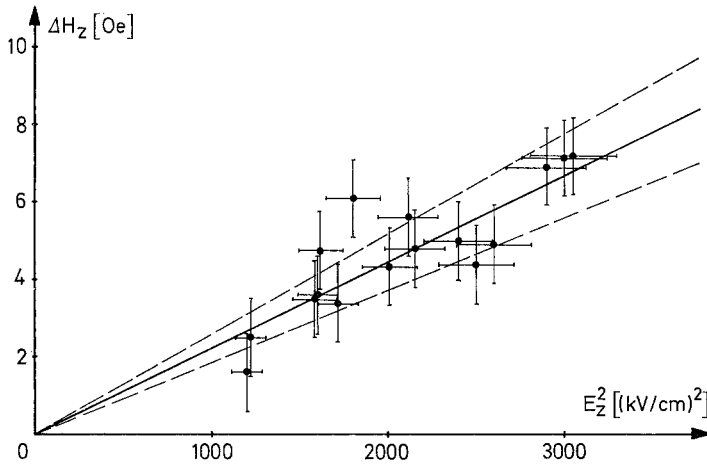


Fig. 5. Experimentell bestimmte Level-crossing-Verschiebung ΔH_z in Abhängigkeit vom Quadrat der elektrischen Feldstärke E_z^2 . Die ausgezogene Gerade entspricht dem Wert $\beta=7,2$ kHz (kV/cm)⁻², die gestrichelten Geraden stellen die angegebenen Fehlergrenzen dar

dargestellt, wobei sich eine Verschiebung des Signals um etwa 6 Oe in Richtung höherer Magnetfeldstärke zeigt. Das gemessene Signal ist eine Überlagerung der Level-crossings der Isotope Cu^{63} und Cu^{65} , die sich innerhalb der Signalbreite überlappen (wegen der ähnlichen Werte von A und B) und die sich in gleicher Weise verschieben. Fig. 5 zeigt die für verschiedene elektrische Feldstärken beobachtete Änderung ΔH_z der Magnetfeldstärke des Level-crossings als Funktion von E_z^2 . Die erhaltene Abhängigkeit läßt sich mit

$$\beta = 7,2(1,1) \text{ kHz(kV/cm)}^{-2}$$

erklären. Über die Größe α , welche die Verschiebung des Feinstrukturtermschwerpunktes durch das elektrische Feld beschreibt, erhält man in diesem Experiment keine Aussage.

Modifizierung des Hanle-Effekts durch ein elektrisches Feld

Die Energie der Hyperfeinstrukturniveaus als Funktion der elektrischen Feldstärke E_z ohne zusätzliches Magnetfeld ist in Fig. 6 schematisch dargestellt, wobei als Störterm ein energetisch höher liegender $^2S_{1/2}$ -Term

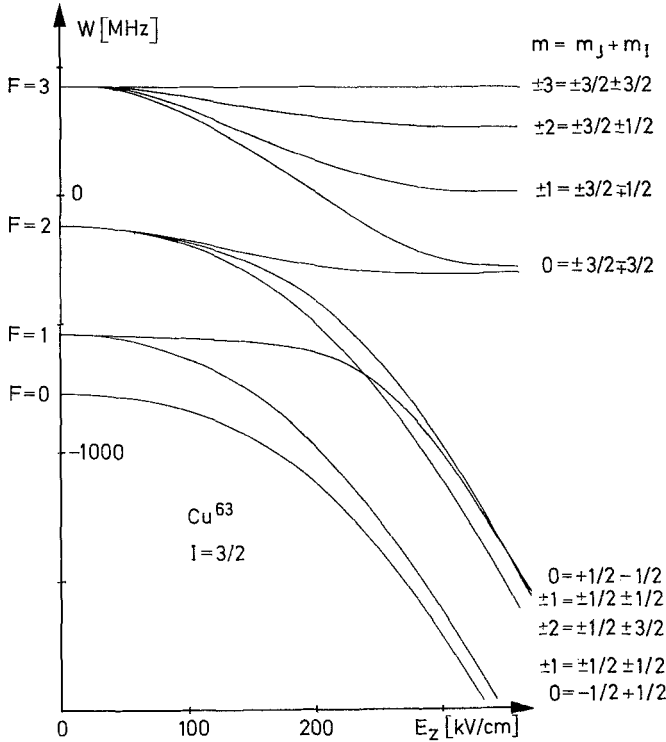


Fig. 6. Energien der Hyperfeinstrukturniveaus des $4p\ ^2P_{3/2}$ -Terms für elektrische Feldstärken im Bereich von 0 bis 400 kV/cm bei konstantem Magnetfeld $H_z = 0$ Oe für $\alpha = -16\text{ kHz (kV/cm)}^{-2}$ und $\beta = 7\text{ kHz (kV/cm)}^{-2}$

angenommen ist. Für ein konstantes elektrisches Feld, das die Hyperfeinstrukturniveaus im Vergleich zur Hyperfeinstrukturaufspaltung nur wenig verschiebt, erhält man bei zusätzlicher Wechselwirkung mit einem zu E_z parallelen Magnetfeld H_z die in Fig. 7 dargestellte Magnetfeldabhängigkeit der Energieniveaus in dem für den Hanle-Effekt interessierenden Magnetfeldbereich. Fig. 8 zeigt die berechnete Änderung der Resonanzstrahlungsintensität als Funktion des Magnetfeldes für verschiedene elektrische Felder: mit zunehmender elektrischer Feldstärke nimmt die Signalhöhe des Nullfeldcrossings ab und die Signalbreite zu, bis sich schließlich Level-crossings aus dem Signal lösen. Zum Nullfeld-crossing tragen

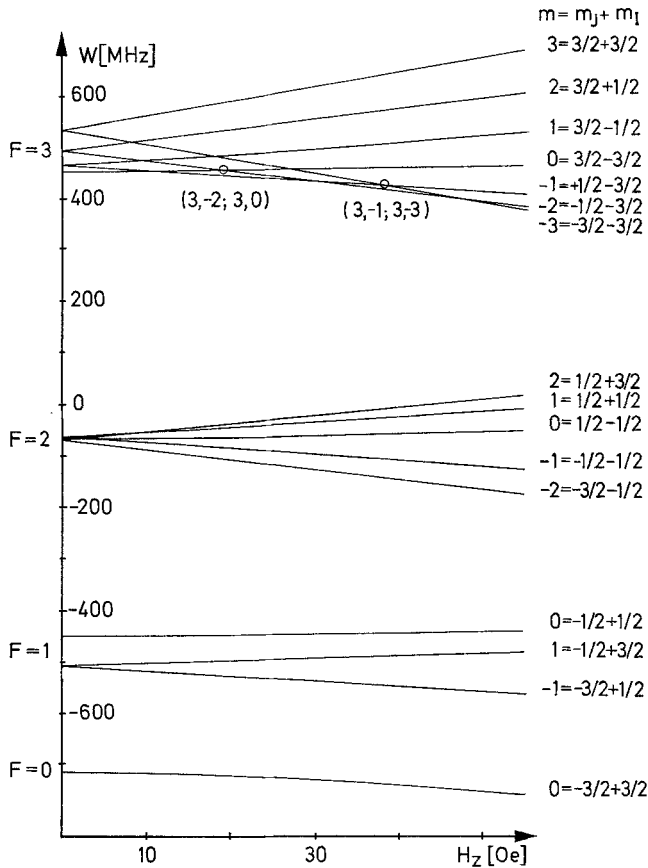


Fig. 7. Energien der Hyperfeinstrukturniveaus des $4p\ ^2P_{3/2}$ -Terms im für den Hanle-Effekt interessierenden Magnetfeldbereich bei konstanter elektrischer Feldstärke $E_z = 80$ kV/cm

für sehr große elektrische Feldstärken nur die magnetischen Unterniveaus $m_F = \pm 1$ der Terme $F=1$ und $F=3$ bei.

Fig. 9 zeigt die gemessene Abnahme der Signalhöhe und die Verbreiterung des Hanle-Effekts bei einer elektrischen Feldstärke von 58 kV/cm. Die Auswertung in Bezug auf die Höhe des Signals ergab für Feldstärken von 20–70 kV/cm* die in Fig. 10 dargestellte Abhängigkeit der Signalhöhe von E_z^2 im Vergleich zu berechneten Kurven für verschiedene Konstanten β und unterschiedliche Anregungsbedingungen. Unter der Annahme, daß die Lichtquelle eine konstante spektrale Verteilung für den

* Bei 70 kV/cm deutete sich das Löslösen zusätzlicher Level-crossings aus dem Signal an.

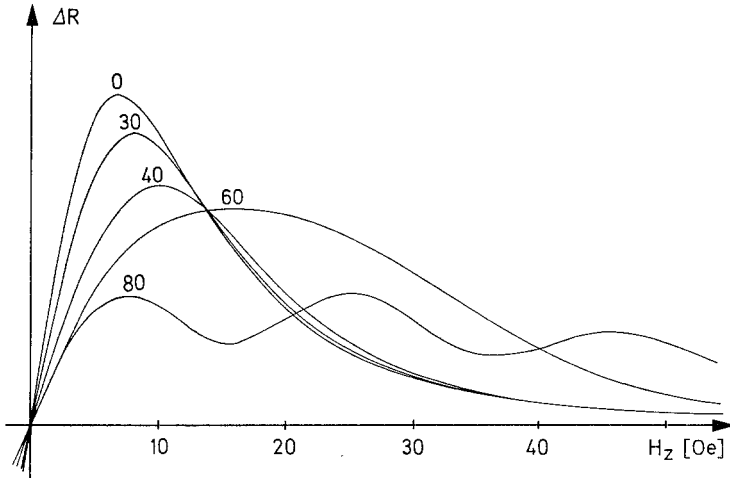


Fig. 8. Berechnete Linienform des magnetischen Null-Feld-crossings mit $\beta = 7,1 \text{ kHz (kV/cm)}^{-2}$ für verschiedene elektrische Feldstärken in kV/cm

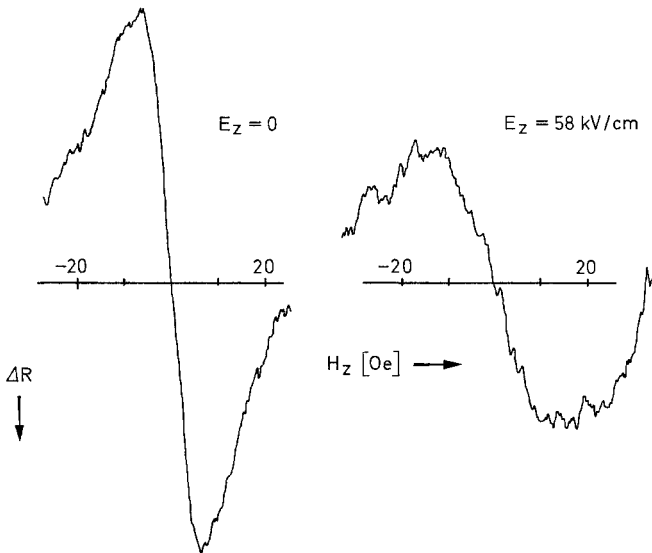


Fig. 9. Gegenüberstellung der für elektrische Feldstärken $E_z = 0$ und $E_z = 58 \text{ kV/cm}$ gemessenen Linienform des magnetischen Null-Feld-crossings. (Magnetfeldmodulation 7 Oe, Nachweiszeitkonstante 7 sec)

Bereich der Absorption aller Hyperfeinstrukturkomponenten zwischen dem angeregten Zustand und dem Grundzustand enthält (Anregungsparameter $\gamma = 1$), läßt sich die Abhängigkeit mit

$$\beta = 7(1) \text{ kHz (kV/cm)}^{-2}$$

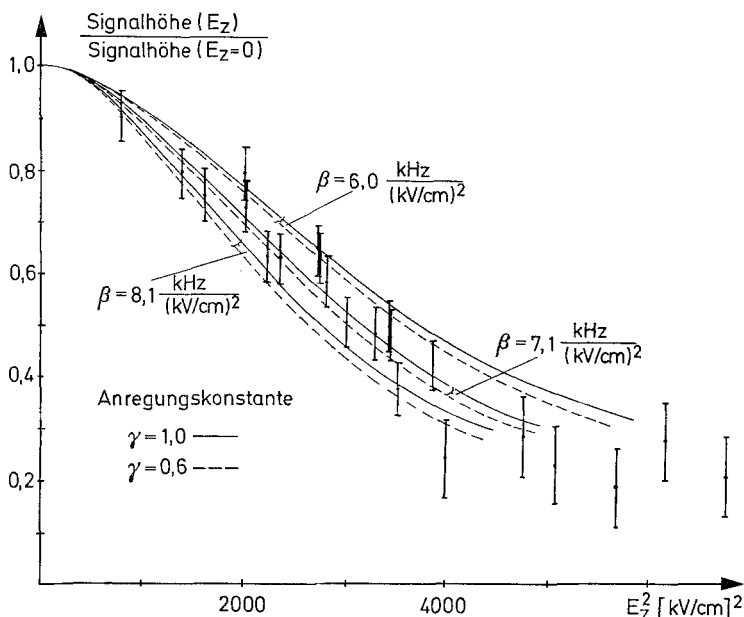


Fig. 10. Vergleich der gemessenen Intensitätsabnahme des Nullfeld-crossings mit der für verschiedene Konstanten β berechneten Abhängigkeit der Signalhöhe für zwei Anregungskonstanten γ

erklären*. Sind dagegen beispielsweise die Hyperfeinstrukturkomponenten im anregenden Licht entsprechend ihrem statistischen Gewicht enthalten, so ergeben sich in Fig. 10 die für den Anregungsparameter $\gamma = 0,6$ berechneten Abhängigkeiten der Signalhöhe von E_z^2 .

Diskussion der Ergebnisse

Der Parameter β , der die relative Verschiebung der Hyperfeinstrukturniveaus im elektrischen Feld beschreibt, enthält Radialmatrixelemente zwischen dem untersuchten Term und den zugemischten Termen. Zur Diskussion des experimentell bestimmten Wertes kann man versuchen, die für eine Berechnung erforderlichen Radialmatrixelemente entweder aus angenäherten Eigenfunktionen⁸ ** oder aus experimentell bekannten Oszillatorenstärken zu bestimmen.

* Eine Untersuchung der Signalbreite führt zu einem ähnlichen Resultat.

** Die dabei benutzten Eigenfunktionen gelten um so genauer, je näher der betrachtete Term zur Ionisationsgrenze liegt.

⁸ BATES, D. R., and A. DAMGAARD: Phil. Trans. Roy. Soc. (London) **242**, 101 (1949).

Benutzt man für das Radialmatrixelement des Übergangs vom $4p\ ^2P_{3/2}$ zum Grundzustand $4s\ ^2S_{1/2}$ die bekannte Lebensdauer⁵ * und für die höher liegenden Terme entsprechende Matrixelemente nach BATES und DAMGAARD, so erhält man als grobe Näherung

$$\beta \approx 4,6 \text{ kHz}(\text{kV/cm})^{-2}.$$

Da nach dieser Abschätzung alle übrigen Terme zusammen außer dem $5s\ ^2S_{1/2}$ -Term nur ca. 20% oder weniger zur Stark-Konstanten β des $4p\ ^2P_{3/2}$ -Terms beitragen, kann das experimentell gewonnene Resultat für β benutzt werden, um für die Oszillatorenstärke des Übergangs $4p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 5s\ ^2S_{1/2}$ einen Näherungswert $f=0,2$ zu erhalten.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei auch an dieser Stelle für die Bereitstellung wertvoller Forschungsgeräte sehr gedankt.

* Der Übergang zu den $3d^9 4s^2\ ^2D$ -Termen wurde dabei nicht berücksichtigt.

Prof. Dr. H. BUCKA
Institut für Kernphysik
Technische Universität Berlin
1000 Berlin 12, Straße des 17. Juni 135