

Stark-Effekt-Untersuchung der Hyperfeinstruktur des $3^2P_{3/2}$ -Zustands von Natrium mit der Level-crossing-Methode

D. ZIMMERMANN

Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforsch. 25 a, 196—201 [1970]; eingegangen am 2. Dezember 1969)

*Stark-Effect Investigation of the Hyperfine Structure of the $3^2P_{3/2}$ -State of Sodium
by Level-Crossing-Method*

The level-crossing-method has been used for an investigation of the hyperfine structure of the first excited $3^2P_{3/2}$ -state of sodium applying an additional electric field parallel to the usual magnetic field. By means of a detailed analysis of the measured change in intensity of the scattered fluorescence light due to the electric field the constant β of the quadratic Stark-effect of the $3^2P_{3/2}$ -state of sodium was deduced to be $\beta = (10.8 \pm 1.2) \text{ kc/s} \cdot (\text{kV/cm})^2$. The experimental result will be discussed with respect to a determination of upper and lower limits for oscillator strengths of transitions between the $3^2P_{3/2}$ -state and S-states in the sodium spectrum.

Einleitung

Untersuchungen der Hyperfeinstruktur von Termen des Atomspektrums im homogenen äußeren Magnetfeld, die z. B. mit Hilfe der Level-crossing-Methode¹ durchgeführt werden können, ergeben u. a. Werte für die Hyperfeinstrukturaufspaltungs- konstanten, die die Wechselwirkung der Elektronen im betreffenden Zustand mit den Kernmomenten beschreiben². Bei entsprechenden Hyperfeinstruktur- untersuchungen in elektrischen Feldern werden Größen ermittelt, die durch die Zumischung von Feinstrukturzuständen mit entgegengesetzter Parität zum untersuchten Zustand durch das elektrische Feld bestimmt sind³. Der Grad der Zumischung ist durch das Radialmatrixelement des elektrischen Dipoloperators zwischen untersuchtem Zustand und Störterm gegeben, das zugleich der Oszillatorenstärke der entsprechenden Spektrallinie proportional ist. Daher können in günstigen Fällen aus gemessenen Energieverschiebungen von Feinstruktur- oder Hyperfeinstrukturniveaus im elektrischen Feld Aussagen über Oszillatorenstärken hergeleitet werden⁴.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Untersuchung der relativen Energieverschiebung der Hyperfeistrukturniveaus des $3^2P_{3/2}$ -Zustands von Natrium durch ein elektrisches Feld mit Hilfe der Level-crossing-Methode beschrieben, die eine frühere Level-crossing-Untersuchung der Hyperfeinstruktur dieses Zustandes im magnetischen Feld⁵ ergänzt⁶. Die Energieverschiebung hat bei den verwendeten elektrischen Feldstärken ungefähr dieselbe Größe wie die Hyperfeinstrukturaufspaltung. Aus der resultierenden Änderung der Magnetfeldabhängigkeit des gestreuten Resonanzlichts wird ein Wert für die differentielle Stark-Konstante β hergeleitet, der die experimentellen Daten für Parameter der Hyperfeinstrukturaufspaltung des $3^2P_{3/2}$ -Zustands in äußeren elektrischen und magnetischen Feldern vervollständigt. Das Ergebnis für β wird im Hinblick auf die Bestimmung von oberen und unteren Grenzen für Oszillatorenstärken von Übergängen, die vom $3^2P_{3/2}$ -Zustand ausgehen, diskutiert. Außerdem werden die Ergebnisse dieser Arbeit mit den Resultaten einer früheren optischen Untersuchung des Stark-Effekts der Natrium-D-Linien im starken elektrischen Feld⁸ verglichen.

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

- ¹ P. A. FRANKEN, Phys. Rev. **121**, 508 [1961]. — B. BUDICK, S. MARCUS u. R. NOVICK, Phys. Rev. **140 A**, 1041 [1965].
- ² H. KOPFERMANN, Kernmomente, 2. Aufl., Akad. Verlagsges. Frankfurt/Main 1956.
- ³ E. U. CONDON u. G. H. SHORTLEY, The Theory of Atomic Spectra, University Press, Cambridge 1963.

⁴ W. PAUL, Z. Physik **124**, 121 [1948].

⁵ D. SCHÖNBERNER u. D. ZIMMERMANN, Z. Physik **216**, 172 [1968].

⁶ Bisher erschienene Arbeiten über Hyperfeinstrukturuntersuchungen des $3^2P_{3/2}$ -Zustandes von Natrium in äußeren Magnetfeldern mit der Level-crossing- und der Doppelresonanzmethode sind z. B. bei BAUMANN⁷ zusammengestellt.

⁷ M. BAUMANN, Z. Naturforsch. **24 a**, 1049 [1969].

⁸ H. KOPFERMANN u. W. PAUL, Z. Physik **120**, 545 [1942].



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.

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.

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.

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.

Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Magnetfeldabhängigkeit des gestreuten Resonanzlichts

Der Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Energiedifferenzen der Hyperfeinstrukturniveaus bewirkt eine Verschiebung der Magnetfeldwerte der Kreuzungspunkte zweier Hyperfeinstrukturniveaus, in deren Nähe bei einem Level-crossing-Experiment starke Änderungen der Intensität des gestreuten Resonanzlichts beobachtet werden können. Abb. 1 zeigt die berechneten Magnetfeldwerte der verschiedenen Kreuzungspunkte zwischen Hyperfeinstrukturniveaus

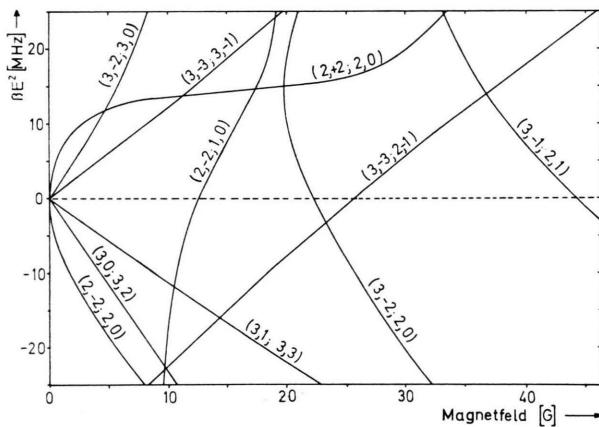


Abb. 1. Magnetfeldwerte der Kreuzungspunkte von Hyperfeinstrukturniveaus mit $\Delta m=2$ als Funktion von βE^2 für den $3^2P_{3/2}$ -Zustand von Natrium. Die verschiedenen Kreuzungspunkte sind durch Angabe der Quantenzahlen ($F, m; F', m'$) des Nullfeldes gekennzeichnet. Für die Hyperfeinstrukturkonstanten und den g_J -Faktor wurden in der Rechnung die Werte $A=18,65$ MHz, $B=2,85$ MHz und $g_J=1,3341$ benutzt.

mit $\Delta m=2$ für den $3^2P_{3/2}$ -Zustand von Natrium, die je nach Vorzeichen und Größe von βE^2 unterschiedlich stark und in verschiedene Richtungen verschoben werden.

Die Berechnung erfolgte mit Hilfe des effektiven Hamilton-Operators³

$$\mathcal{H}' = (\alpha + \beta J_z^2) E^2 \quad (1)$$

(E Betrag des elektrischen Feldes, J_z z-Komponente des Gesamtdrehimpulses der Elektronen),

der zum Hamilton-Operator der Hyperfeinstruktur im äußeren Magnetfeld⁷ addiert wurde. Dabei stellt der erste Summand αE^2 in (1) eine gemeinsame

Energieverschiebung aller Hyperfeinstruktturniveaus dar, über den in einem Level-crossing-Experiment keine Aussagen gewonnen werden können, während der zweite Summand die nur von dem Produkt βE^2 abhängige relative Energieverschiebung der Hyperfeinstruktturniveaus gegeneinander enthält. Im Natrium-Spektrum (vgl. Abb. 6) kommen als Störpartner des $3^2P_{3/2}$ -Zustands die Terme der S- und D-Serie in Frage, so daß β die folgende Form hat⁹

$$-3\beta = \sum_n \frac{|(3p \parallel er \parallel n s)|^2}{E(P_{3/2}) - E(n S)} + \sum_n \frac{|(3p \parallel er \parallel n d)|^2}{E(P_{3/2}) - E(n D)} \quad (2)$$

[$(3p \parallel er \parallel n l)$ reduziertes Radialmatrixelement des elektrischen Dipoloperators, E Energiewert des betreffenden Feinstrukturterms].

Nach Abb. 1 treten in einem elektrischen Feld außer den vier Kreuzungspunkten, die auch ohne elektrisches Feld vorhanden sind, drei weitere Kreuzungspunkte auf. Sie fallen für $E=0$ mit dem Nullfeld-crossing zusammen und werden durch die teilweise Aufhebung der Entartung der Hyperfeinstruktturniveaus mit gleicher Gesamtdrehimpulsquantenzahl F im Magnetfeld 0 infolge des elektrischen Feldes zu nichtverschwindenden Magnetfeldern hin verschoben. Dementsprechend tritt bei Vorhandensein eines elektrischen Feldes eine Abnahme des Signals des Nullfeld-crossings auf.

Ist die Linienbreite der einzelnen Level-crossing-Signale wesentlich kleiner als ihr gegenseitiger Abstand, so kann die Stark-Konstante z.B. aus der Verschiebung der Magnetfeldwerte der Kreuzungspunkte durch das elektrische Feld oder aus der Abnahme der Intensität des Nullfeld-crossings ermittelt werden. Im Fall des $3^2P_{3/2}$ -Zustands von Natrium ist die Strahlungsbreite jedoch ungefähr von gleicher Größe wie die Hyperfeinstrukturaufspaltungskonstante A , so daß als Magnetfeldabhängigkeit des gestreuten Resonanzlichts eine Überlagerungskurve der Signale aller Kreuzungspunkte und des Nullfeld-crossings zu erwarten ist.

Für eine genaue Analyse wurde die Änderung der Intensität des gestreuten Resonanzlichts in parallelen elektrischen und magnetischen Feldern mit Hilfe der von BREIT¹⁰ angegebenen Formel berechnet¹¹ und für verschiedene Wahl von βE^2 in Abb. 2 dargestellt. Demnach weist die Kurve für $\beta E^2 = +16$ MHz

⁹ Die Feinstrukturaufspaltung der D-Terme wurde dabei im Nenner von (2) vernachlässigt.

¹⁰ G. BREIT, Rev. Mod. Phys. 5, 91 [1933].

¹¹ Bei der Auswertung der Breitschen Formel wurden auch Abweichungen von konstanter spektraler Intensitätsvertei-

lung des eingestrahlten Lichts näherungsweise berücksichtigt. Die numerischen Rechnungen wurden mit Hilfe eines ALGOL-Programms auf der Rechenanlage ICT 1900 der Technischen Universität Berlin ausgeführt.

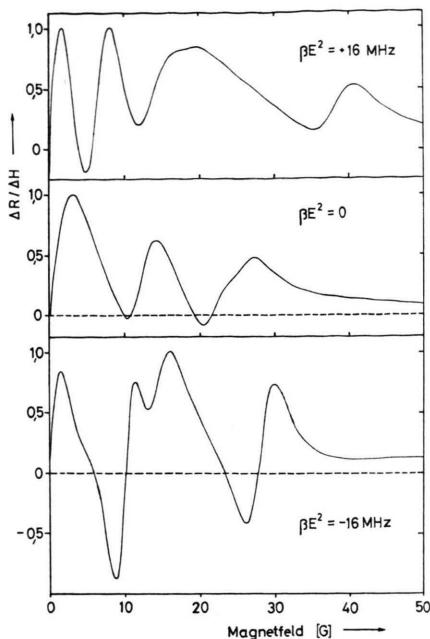


Abb. 2. Berechnete Magnetfeldabhängigkeit $\Delta R/\Delta H$ der Intensität des gestreuten Resonanzlichts (A , B und g_J wie in Abb. 1, Lebensdauer $\tau=16$ ns, Modulationsamplitude $\Delta H=1,2$ G). Die absoluten Maxima der Kurven wurden auf 1 normiert.

gegenüber den beiden anderen Kurven ein zusätzliches Maximum und Minimum für Magnetfelder kleiner als 10 G auf, das den durch das elektrische Feld neu entstandenen Kreuzungspunkten zuzuschreiben ist. Auf der anderen Seite kann der Kurvenverlauf in Abb. 2 für $\beta E^2 = \pm 16$ MHz für Magnetfeldwerte größer als 25 G im Vergleich mit der Kurve für $\beta E^2 = 0$ an Hand von Abb. 1 qualitativ wie folgt gedeutet werden:

Die beiden Kreuzungspunkte $(2, +2; 2, 0)$ und $(3, -1; 2, 1)$ tragen nur mit sehr geringer Intensität zum Signal bei. Außerdem ist der Schnittwinkel der sich kreuzenden Niveaus für beide Kreuzungspunkte sehr klein. Daher ist der Kurvenverlauf für Magnetfeldwerte größer als 25 G nach Abb. 1 für positive Werte von β im wesentlichen durch das Signal des Kreuzungspunktes $(3, -3; 2, -1)$ bestimmt, während für negative Werte von β das Signal des Kreuzungspunktes $(2, 0; 3, -2)$ den Hauptbeitrag liefert. Die unterschiedliche Verschiebung des letzten Minimums und Maximums zu höheren Magnetfeldern bei der oberen und unteren Kurve in Abb. 2 im Vergleich mit der mittleren Kurve entspricht dann der verschieden starken Abhängigkeit

der Magnetfeldwerte dieser beiden Kreuzungspunkte von βE^2 . Für die Bestimmung von Vorzeichen und Größe von β ist daher die experimentelle Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit des gestreuten Resonanzlichts vor allem im Magnetfeldbereich oberhalb von 25 G für verschiedene Werte des elektrischen Feldes von Interesse.

Durchführung des Experiments und Ergebnisse

Die experimentelle Untersuchung erfolgte durch Streuung von Licht der Wellenlänge 5890 Å an den Atomen eines Natriumatomstrahls im homogenen elektrischen Feld zwischen zwei Aluminiumplatten von 40 mm \varnothing und 8 mm Abstand, zwischen denen eine Spannung von bis zu 35 kV angelegt wurde. Das zum elektrischen Feld parallele homogene Magnetfeld wurde durch ein Paar von Helmholtz-Spulen erzeugt. Einstrahlung und Beobachtung des gestreuten Resonanzlichts erfolgten unpolarisiert in zueinander senkrechten Richtungen, die zugleich senkrecht zur Feldrichtung waren. Als Lichtquelle diente eine elektrodenlose Hochfrequenzentladung im abgezogenen Glasgefäß.

Während einer Messung wurde das elektrische Feld konstant gehalten und das Magnetfeld zwischen ca. -20 G und +50 G variiert, wobei das Magnetfeld zusätzlich mit einer Amplitude von ca. 1 G moduliert wurde, so daß nach phasenempfindlicher Gleichrichtung als Signal näherungsweise die differenzierte Magnetfeldabhängigkeit des gestreuten Resonanzlichts registriert wurde. Nähere Einzelheiten der experimentellen Anordnung sind in früheren Arbeiten^{5, 12} beschrieben worden.

Beispiele für Registrierkurven für Werte des elektrischen Feldes von 0 und 40 kV/cm werden in Abb. 3 gezeigt. Vergleicht man die durch das elektrische Feld verursachte Änderung der Kurvenstruktur in Abb. 3 mit dem Ergebnis der Rechnung in Abb. 2, so erhält man qualitative Übereinstimmung bei Wahl des positiven Vorzeichens für die Stark-Konstante β .

Für die genaue Bestimmung der Größe von β wurden die in Abb. 3 durch die Buchstaben $H_1 \dots H_7$ gekennzeichneten Magnetfeldwerte gemessen, die den vorhandenen Extremwerten der experimentellen Kurve im elektrischen Feld von ca. 40 kV/cm entsprechen. Die Ergebnisse der Messung für verschiedene elektrische Feldstärken sind in der Tabelle zusammengestellt. Die angegebenen Werte stellen jeweils Mittelwerte aus zwölf Einzelmessungen dar. Der angegebene Fehler ist der dreifache mittlere quadratische Fehler, während der Fehler bei der elektrischen Feldstärke im wesentlichen durch die Ungenauigkeit bei der Spannungsmessung bestimmt ist.

¹² P. ZIMMERMANN, Z. Physik **223**, 180 [1969].

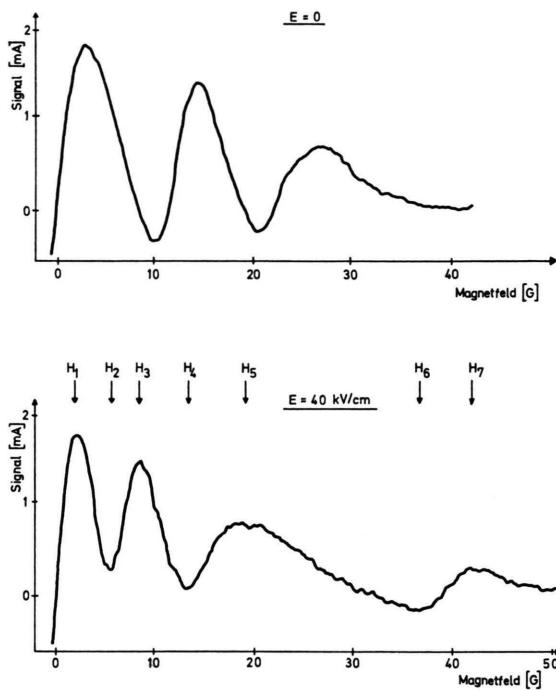


Abb. 3. Experimentell gemessene Magnetfeldabhängigkeit der Intensität des gestreuten Resonanzlichts (Modulationsamplitude: 0,9 G; Zeitkonstante der Registrieranordnung: 0,5 s; Magnetfeldvorschub: 0,15 G/s).

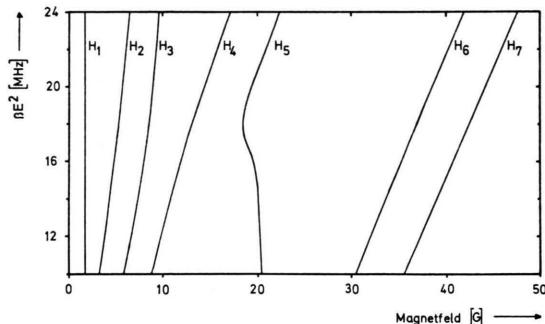


Abb. 4. Berechneter Zusammenhang der Magnetfeldwerte $H_1 \dots H_7$ mit βE^2 (Modulationsamplitude: 0,9 G).

Zum Vergleich mit den Meßergebnissen wurde der Zusammenhang von $H_1 \dots H_7$ und βE^2 mit Hilfe der Breitschen Formel berechnet (Abb. 4), wobei

für die Hyperfeinstrukturaufspaltungskonstanten und die Lebensdauer die Ergebnisse der Level-crossing-Untersuchung ohne elektrisches Feld⁵ von $A = 18,65(10)$ MHz, $B = 2,82(30)$ MHz, $\tau = 16,0(3)$ ns und für den g -Faktor ein Wert von $g_J = 1,3344(4)$ (s. Anm.¹³) eingesetzt wurden. Im Einklang mit der an Hand von Abb. 1 geführten Diskussion sind nach Abb. 4 für die Bestimmung von β vor allem die Größen H_6 und H_7 geeignet, die im wesentlichen dem Signal des Kreuzungspunktes (3, -3; 2, -1) zuzuschreiben sind. Jedoch wurden bei der Auswertung auch die experimentellen Daten für H_2 , H_3 und H_4 berücksichtigt.

Die aus den Meßergebnissen mit Hilfe von Abb. 4 ermittelten Werte für die Stark-Konstante β des $3^2P_{3/2}$ -Zustands von Natrium stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein und ergeben als mittleren Wert

$$\beta = + (10,8 \pm 1,2) \text{ kHz}/(\text{kV/cm})^2.$$

Dabei enthält der Fehler von β auch den Einfluß einer Variation von A , B , τ und g_J innerhalb der Fehlergrenzen dieser Werte. Das angegebene Vorzeichen bezieht sich auf ein positives Vorzeichen des A -Faktors.

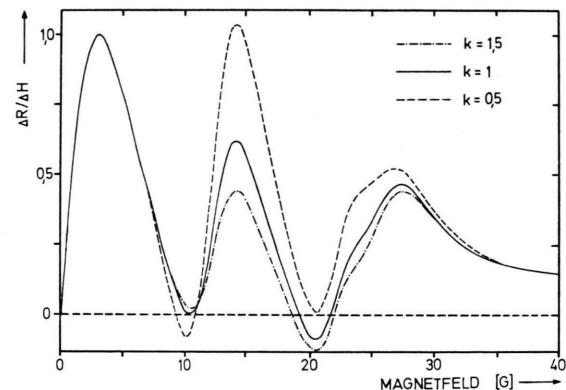


Abb. 5. Berechnete Magnetfeldabhängigkeit von $\Delta R/\Delta H$ ohne elektrisches Feld unter Variation des Parameters k der spektralen Intensitätsverteilung des eingestrahlten Lichts (A , B , g_J und τ wie in Abb. 1 und Abb. 2). Das erste Maximum der Kurven wurde jeweils willkürlich auf 1 normiert.

E [kV/cm]	H_1	H_2	H_3	H_4	H_5	H_6	H_7
$34,2 \pm 1,5$	1,99(18)	4,15(15)	6,7(1)	—	19,7(6)	32,3(7)	37,7(6)
$40,4 \pm 1,6$	1,96(12)	5,40(12)	8,40(12)	13,33(15)	18,8(6)	36,2(6)	42,3(6)

Tab. 1. Zusammenstellung der Meßergebnisse für die Magnetfeldwerte $H_1 \dots H_7$ (in Gauß). Die bei den Messungen verwendete Pulsamplitude betrug 0,9 G.

¹³ H. ACKERMANN, Z. Physik **194**, 253 [1966].

Eine eventuell vorhandene nichtkonstante spektrale Intensitätsverteilung des eingestrahlten Lichts wurde bei der Auswertung der Breitschen Formel näherungsweise durch einen Parameter k berücksichtigt, der gleich dem Verhältnis der eingestrahlten Lichtintensität für Anregung der Atome aus dem Hyperfeinstrukturzustand $F=2$ des Grundzustandes zu der für Anregung aus dem Hyperfeinstrukturzustand $F=1$ ist. Abb. 5 zeigt den berechneten Einfluß einer Variation von k auf die Magnetfeldabhängigkeit des gestreuten Resonanzlichts ohne elektrisches Feld, der im wesentlichen in einer Änderung der relativen Intensitäten besteht, während die den Extremwerten entsprechenden Magnetfeldwerte nahezu unverändert bleiben. Der im Experiment vorliegende Wert von k konnte näherungsweise durch Vergleich der gemessenen Magnetfeldabhängigkeit des gestreuten Resonanzlichts ohne elektrisches Feld mit Abb. 5 zu $k \approx 0,8$ bestimmt werden. Bei Auswertung der Breitschen Formel für vorhandenes elektrisches Feld wurde dann für k dieser Wert eingesetzt.

Diskussion der Ergebnisse

Aus den Resultaten der optischen Untersuchung des Stark-Effekts der Natrium-D-Linien⁸ läßt sich ein Vergleichswert für die Stark-Konstante β des $3^2P_{3/2}$ -Zustands von $10,1 \text{ kHz}/(\text{kV/cm})^2$ ableiten, der mit dem Ergebnis dieser Arbeit gut übereinstimmt.

Für eine Diskussion der gemessenen Stark-Konstanten β im Hinblick auf die Bestimmung von Oszillatorenstärken sei zunächst der Zusammenhang zwischen dem Teilbeitrag $\beta(3P_{3/2}, n l)$ eines Störterms $n l$ am gesamten Wert von β und der Oszillatorenstärke $f(3p \rightarrow n l)$ der betreffenden Spektrallinie, deren Wellenlänge mit λ_n bezeichnet sei, für Übergänge zu S- und D-Zuständen angegeben.

$$f(3p \rightarrow n s) = c \frac{1}{\lambda_n^{1/2}} \beta(3P_{3/2}, n s),$$

$$f(3p \rightarrow n' d) = 10 c \frac{1}{\lambda_n^{1/2}} \beta(3P_{3/2}, n' d). \quad (3)$$

Dabei enthält c alle konstanten Faktoren. Außerdem wurde ähnlich wie in (2) jeweils über die Beiträge des $n' D_{5/2}$ - und des $n' D_{3/2}$ -Zustands bereits summiert.

Wesentliche Beiträge zur Stark-Konstanten des $3^2P_{3/2}$ -Zustands sind vor allem von energetisch benachbarten Termen der S- und D-Serie des Natrium-Spektrums (vgl. Abb. 6) zu erwarten. Von diesen

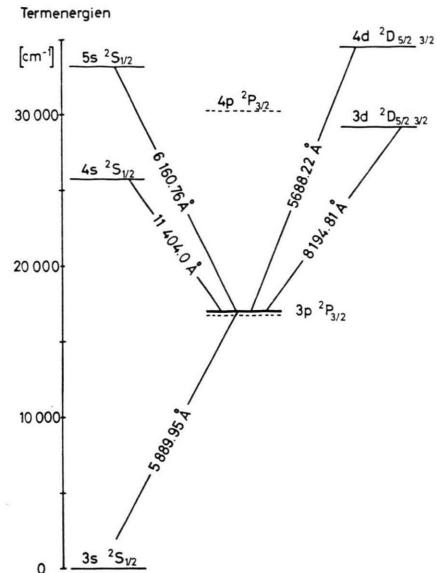


Abb. 6. Ausschnitt aus dem Termschema von Natrium.

kann der Anteil des $3^2S_{1/2}$ -Grundzustandes aus der experimentell bestimmten Lebensdauer des $3^2P_{3/2}$ -Zustands oder aus der Oszillatorenstärke der Natrium-D₂-Linie berechnet werden. Zieht man diesen Anteil vom experimentellen Ergebnis für β ab und vernachlässigt man Beiträge von Übergängen von Elektronen der abgeschlossenen Schalen zur Stark-Konstanten wegen des großen Energieabstandes, so erhält man einen Wert von

$$\beta' = (17,6 \pm 1,3) \text{ kHz}/(\text{kV/cm})^2$$

für die Summe β' aller Einzelbeiträge von energetisch höher liegenden Termen, die nach (2) alle positives Vorzeichen haben.

Der Anteil $\beta'(D)$ aller Terme der D-Serie an β' kann in folgender Weise abgeschätzt werden. In einem Einelektronenspektrum beträgt die Summe der Oszillatorenstärken aller Übergänge vom $3^2P_{3/2}$ -Zustand zu Termen der D-Serie $10/9$ ^{14,15}. Nimmt man im Grenzfall an, daß diese Summe ausschließlich dem Übergang zum 3^2D -Zustand zuzuschreiben ist, so erhält man nach (3) als obere Grenze für $\beta'(D)$ einen Wert von $4,5 \text{ kHz}/(\text{kV/cm})^2$, der etwa viermal kleiner ist als das experimentelle Resultat für β' . Der Beitrag $\beta'(S)$ aller Terme der S-Serie

¹⁴ Der entsprechende f -Summensatz für Übergänge vom $3^2P_{3/2}$ -Zustand zur S-Serie wird in der folgenden Diskussion nicht verwendet, da die Beiträge von Übergängen von Elektronen der abgeschlossenen Schalen in dieser Summe im Gegensatz zur Stark-Konstanten nicht ohne weiteres vernachlässigt werden können.

¹⁵ H. A. BETHE u. E. E. SALPETER, Handbuch der Physik, Bd. 35, Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer-Verlag, Berlin 1957.

mit Hauptquantenzahlen größer als 3 zu β' muß daher zwischen den Grenzen $18,9 \text{ kHz}/(\text{kV/cm})^2$ und $11,8 \text{ kHz}/(\text{kV/cm})^2$ liegen.

Eine Abschätzung der Radialmatrixelemente des elektrischen Dipoloperators für Übergänge zwischen dem $3^3P_{3/2}$ -Zustand und den Termen der S-Serie mit Hilfe von modifizierten Wasserstoffeigenfunktionen nach BATES und DAMGAARD¹⁶ ergibt, daß der $4^2S_{1/2}$ -Zustand ca. 90% der gesamten Summe $\beta'(S)$ beiträgt¹⁷. So ist es sinnvoll, die angegebene obere Grenze für $\beta'(S)$ in eine obere Grenze für die Oszillatorenstärke der infraroten Spektrallinie $3^3P_{3/2} - 4^2S_{1/2}$ von $f(3p \rightarrow 4s) \leq 0,23$ umzurechnen. Entsprechend ergibt die untere Grenze für $\beta'(S)$

¹⁶ D. R. BATES u. A. DAMGAARD, Phil. Trans. Roy. Soc. London **242**, 101 [1949]. — K. MURAKAWA u. M. YAMAMOTO, J. Phys. Soc. Japan **20**, 1057 [1965].

eine untere Grenze für die Summe der Oszillatorenstärken für Übergänge zu Termen der S-Serie von $0,15 \leq \sum_{n=4}^{\infty} f(3p \rightarrow n s)$. Zum Vergleich mit diesen Werten seien die von PAUL⁴ abgeschätzten Grenzen von

$$0,14 < f(3p \rightarrow 4s) < 0,17$$

und

$$0 < \sum_{n=5}^{\infty} f(3p \rightarrow n s) < 0,26$$

angegeben.

Herrn Professor Dr. H. BUCKA danke ich für sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft stellte dankenswerterweise einige Meßgeräte zur Verfügung.

¹⁷ Die Berechnung der Stark-Konstanten des $3^3P_{3/2}$ -Zustands nach BATES und DAMGAARD unter Berücksichtigung der in Abb. 6 eingezeichneten Terme ergibt einen Wert von $10,0 \text{ kHz}/(\text{kV/cm})^2$, der mit dem experimentellen Ergebnis dieser Arbeit übereinstimmt.