

Messung der Lebensdauer des Zustandes $5s\ 5p\ ^3P_1$ von Strontium

F. ACKERMANN, M. BAUMANN und J. GAYLER

Physikalisches Institut der Universität Tübingen

(Z. Naturforschg. 21 a, 664—665 [1966]; eingegangen am 5. April 1966)

Die Lebensdauer des 5^3P_1 -Zustandes (s. Abb. 1) wurde bereits mehrfach mit verschiedenen Methoden und zum Teil widersprüchlichen Ergebnissen untersucht.

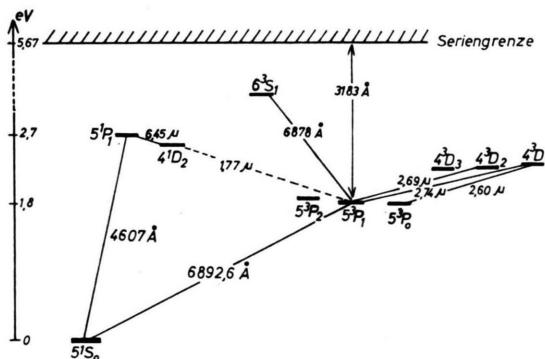


Abb. 1. Ausschnitt aus dem Termschema des Sr-Atoms.

PROKOFJEW¹ bestimmte 1928 aus der anomalen Dispersion (Hakenmethode) das Verhältnis der Oszillatorenstärken $f(5 \text{ } ^1\text{P}_1 \longleftrightarrow 5 \text{ } ^1\text{S}_0)/(f(5 \text{ } ^3\text{P}_1 \longleftrightarrow 5 \text{ } ^1\text{S}_0)$ zu 1660. Daraus folgt mit der Lebensdauer $\tau(5 \text{ } ^1\text{P}_1) = 4,97 \text{ nsec}$ von LURIO² (1964) der Wert $\tau(5 \text{ } ^3\text{P}_1) = 18 \text{ } \mu\text{sec}$. Die Messung der Oszillatorenstärke $f(5 \text{ } ^3\text{P}_1 \longleftrightarrow 5 \text{ } ^1\text{S}_0)$ im Kohlebogen von EBERHAGEN³ (1955) ergibt für die Lebensdauer $\tau(5 \text{ } ^3\text{P}_1)$ einen Wert von 16 μsec . HOLDER und VÖGELE⁴ (1964) fanden $\tau(5 \text{ } ^3\text{P}_1) = 6,4 \text{ } \mu\text{sec}$ aus der Linienbreite eines Doppelresonanzsignals. Ein weiteres Doppelresonanzexperiment von ZU PUTLITZ et al.⁵ (1965) erbrachte: $\tau(5 \text{ } ^3\text{P}_1) = 18 \text{ } \mu\text{sec}$. Das Ergebnis der vorliegenden Messung ist:

$$\tau(5^3P_1) = (74 \pm 28) \text{ } \mu\text{sec.}$$

Messungen von Lebensdauern dieser Größenordnung sind dadurch erschwert, daß die Atome ihre Anregungsenergie teilweise durch Stöße mit den Gefäßwänden verlieren (s. Anm. 7), bzw. bei Atomstrahlversuchen angeregt das Beobachtungsgebiet verlassen (Sr-Atome fliegen bei $T = 640^\circ\text{C}$ in 23 μsec im Mittel 1 cm weit). Dies wurde z. B. bei⁴ nicht genügend berücksichtigt.

Im folgenden wird über eine direkte Messung der Lebensdauer $\tau(5^3P_1)$ durch Beobachtung des Abklingens der Interkombinationslinie 6893 Å nach Abschalten der Anregung berichtet.

Versuchsaufbau

Ein Sr-Atomstrahl wird im Raum zwischen Gitter und Anode (Abb. 2) durch Elektronenstoß gepulst angeregt. Die indirekt geheizte Kathode liegt auf Erdpotential, Gitter und Anode sind galvanisch verbunden. An ihnen liegt eine Rechteckspannung (Frequenz 1 kHz); Gitter- und Anodenstrom zusammen betragen bei Anregung ca. 100 mA. Mit einem Photomultiplier (RCA 6217) wird das senkrecht zum Atomstrahl emittierte Licht registriert. Durch einen Spalt beobachtet man jeweils nur einen scheibenförmigen Querschnitt des Atomstrahls von 2 mm Dicke. Die Spaltstellung wurde zwischen $x_0 = 2,5$ cm und $x_0 = 6,8$ cm variiert. Mit Interferenzfiltern werden die jeweils gewünschten Linien ausgesondert. Die Ausgangsspannung des Photomultipliers wird über einen Kathodenfolger auf einen Oszillographen gegeben und das Abklingsignal nach Abschalten der Anregungsspannung photographiert.

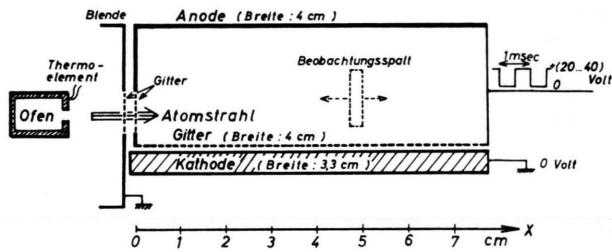


Abb. 2. Skizze der Apparatur.

Auswertung

Da die Abklingkurven keine Exponentialfunktionen sind, wurden die Abfallszeiten τ_{10} , τ_{20} , τ_{40} aus den Aufnahmen bestimmt. Dabei ist τ_{10} das Zeitintervall, in dem das Signal von dem Wert, den es 10 μsec nach dem Abschalten der Anregungsspannung annimmt, auf $1/e$ dieses Wertes abfällt. Entsprechend sind τ_{20} und τ_{40} definiert. Diese Abfallszeiten wurden als Funktion der Spaltstellung ermittelt. Es zeigte sich ein deutliches Anwachsen der Abfallszeiten mit wachsender Spaltstellung x_0 . Bei kleinem x_0 (d. h. Beobachtung am Beginn der Anregungsstrecke) fliegen die angeregten Sr-Atome in wenigen μsec aus dem Beobachtungsgebiet heraus. In diesem Fall beträgt z. B. τ_{10} nur wenige μsec und wird kaum beeinflußt von der wesentlich größeren Lebensdauer des Terms 5^3P_1 . Bei großem x_0 werden nach dem Abschalten der Anregung die aus dem Beobachtungsgebiet herausfliegenden angeregten Atome durch nahezu gleichviel einfliegende ersetzt. Hier werden die Abfallszeiten im wesentlichen von der Lebensdauer $\tau(5^3P_1)$ bestimmt. Unter Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung wurden für verschiedene angenommene Lebensdauern $\tau(5^3P_1)$ die zu erwartenden Signale nach der folgenden Formel berechnet:

¹ W. PROKOFJEW, Z. Phys. **50**, 701 [1928].

² A. LURIO, Phys. Rev. **134**, A 1198 [1964].

³ A. EBERHAGEN, Z. Phys. **143**, 392 [1955].

⁴ M. BAUMANN, M. HOLDER u. H. VÖGELE, Phys. Verhandlgn. 1964, 2, S. 41.

⁵ ING-JIUNN MA, G. ZU PUTLITZ U. G. SCHÜTTE, Zeeman Centennial Conference, Amsterdam 1965.

$$I(x_0, t) \sim \int_0^{x_0/t} v^2 \exp\left\{-m v^2/(2 k T)\right\} \left[\int_0^{x_0-vt} \frac{w(x)}{v} \exp\left\{-(x_0-x)/(v \tau)\right\} dx \right] dv.$$

x_0 = Spaltstellung,
 t = Zeit nach dem Abschalten,
 v = Geschwindigkeit eines Atoms
 m = Masse eines Atoms,

k = BOLTZMANN-Konstante,
 T = Temperatur im Ofen in °K,
 $w(x)$ = Anregungswahrscheinlichkeit,
 τ = mittlere Lebensdauer.

Es wurde berücksichtigt, daß die Wahrscheinlichkeit, ein Atom anzuregen, sich längs der Anregungsstrecke ändert. Dies wurde experimentell mit Hilfe der 4607 Å-Linie (Abb. 1) ermittelt. Wegen der kurzen Lebensdauer des 5^1P_1 -Zustandes² ist die Intensität dieser Linie an einer Stelle x ein direktes Maß für die Zahl der Atome, die dort angeregt werden. Die Anregungswahrscheinlichkeit $w(x)$ für den 5^1P_1 -Zustand nimmt von $x=0$ cm bis $x=6,8$ cm mindestens auf die Hälfte, jedoch nicht mehr als auf ein Fünftel ab. Die gleichen Anregungsverhältnisse wurden für den Term 5^3P_1 vorausgesetzt. Die experimentellen und rechnerischen Ergebnisse zeigt Abb. 3 am Beispiel von τ_{20} .

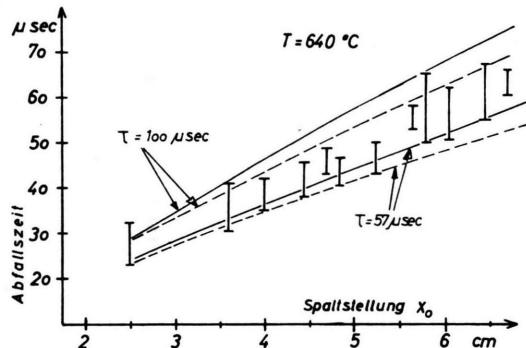


Abb. 3. Abfallszeit τ_{20} als Funktion der Spaltstellung x_0 .

Die eingetragenen Fehlerbalken stellen jeweils die Streuung von durchschnittlich 7 Meßwerten dar. Die Kurven wurden für $\tau(5^3P_1) = 100 \mu\text{sec}$ bzw. $57 \mu\text{sec}$ berechnet. Dabei wurde eine lineare Abnahme der Anregungswahrscheinlichkeit auf die Hälfte (unterbrochene Kurven) bzw. auf ein Fünftel (durchgezogene Kurven) vorausgesetzt. Unter Berücksichtigung der entsprechenden Ergebnisse für τ_{10} und τ_{40} ergibt sich als obere Grenze für $\tau(5^3P_1)$ $102 \mu\text{sec}$, als untere Grenze $54 \mu\text{sec}$. In den Fehlergrenzen sind auch schon die Unsicherheiten der Temperaturnessung enthalten.

Weitere Fehlermöglichkeiten

Strahlungsdiffusion und Stoßprozesse dürften unerheblich sein. Der Sr-Druck im Atomstrahlofen wurde um einen Faktor 10 variiert, ohne daß eine Änderung der Abfallszeiten nachweisbar war.

Um den Einfluß von Kaskadenübergängen zu erfassen, wurde das gesamte UV- und sichtbare Spektrum zwischen 6878 Å und 3183 Å (Abb. 1) durchgemessen. Alle beobachtbaren Linien klingen schneller als in $1 \mu\text{sec}$ ab. Übergänge, die aus Intensitätsgründen nicht beobachtet werden können, liefern auch keinen merklichen Beitrag zum Übergang ($5^3P_1 \longleftrightarrow 5^1S_0$). Die Lebensdauer $\tau(4^1D_2)$ ist größer als 1 msec ⁶. Der Übergang ($4^1D_2 \longleftrightarrow 5^3P_1$) wurde unseres Wissens noch nie beobachtet, er dürfte also zur Besetzung des Zustandes 5^3P_1 nicht beitragen. Die Infrarotübergänge ($4^3D_{1,2} \rightarrow 5^3P_1$) bei $2,74 \mu$ bzw. $2,69 \mu$ und ($4^3D_1 \longleftrightarrow 5^3P_0$) bei $2,60 \mu$ wurden durch ein Filter (Max: $2,64 \mu$, Breite: $0,12 \mu$) ausgesondert und mit einem Bleisulfid-Photoleiter (Valvo 61 SV) untersucht. Die Meßgenauigkeit wurde vor allem durch die große Zeitkonstante des Photoleiters ($70 \dots 80 \mu\text{sec}$) beschränkt, so daß nur eine obere Grenze für $\tau(4^3D_{1,2})$ von $20 \mu\text{sec}$ angegeben werden kann. Um den eventuellen Einfluß der Übergänge ($4^3D_{1,2} \longleftrightarrow 5^3P_1$) abzuschätzen, wurden Abklingsignale der Linie 6893 Å unter der Annahme $\tau(4^3D_{1,2}) = 20 \mu\text{sec}$ für verschiedene Werte von $\tau(5^3P_1)$ berechnet. Dabei wurde der Beitrag der Übergänge ($4^3D_{1,2} \longleftrightarrow 5^3P_1$) zur Anregung des Zustands 5^3P_1 gegenüber der direkten Anregung durch Elektronenstoß und schnelle Kaskaden (schneller als $1 \mu\text{sec}$) variiert. Die Signalform wird von diesem Verhältnis stark beeinflußt. Ein Vergleich mit den experimentellen Kurven zeigt, daß die Besetzung des 5^3P_1 -Terms über den Übergang ($4^3D_{1,2} \longleftrightarrow 5^3P_1$) höchstens gleichwahrscheinlich ist wie die direkte Anregung. Im ungünstigsten Fall ergibt sich eine Verschiebung der unteren Grenze von $\tau(5^3P_1)$ nach $46 \mu\text{sec}$.

Um etwaige systematische Fehler des Meß- oder Auswerteverfahrens zu überprüfen, wurde der entsprechende Versuch an der Zinklinie ($4^3P_1 \longleftrightarrow 4^1S_0$) bei 3075 Å durchgeführt. Es ergab sich: $\tau(4^3P_1) = (20 \pm 5) \mu\text{sec}$, in guter Übereinstimmung mit dem von BYRON et al.⁷ in einem Doppelresonanzexperiment gefundenen Wert von $(20 \pm 2) \mu\text{sec}$.

Herrn Prof. Dr. H. KRÜGER danken wir für die stete Förderung dieser Arbeit.

⁶ A. LURIO u. D. A. LANDMAN, Bull Am. Phys. Soc. **10**, 1096 [1965].

⁷ F. W. BYRON, M. N. McDERMOTT, R. NOVICK, B. W. PERRY u. E. B. SALOMAN, Phys. Rev. **134**, A 47 [1964].