



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

$x_0$  = 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,  
 $\tau$  = 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  $5^1P_1$ -Zustandes<sup>2</sup> 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  $\tau_{20}$ .

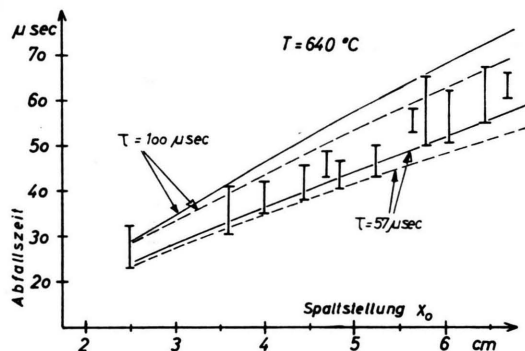


Abb. 3. Abfallszeit  $\tau_{20}$  als Funktion der Spaltstellung  $x_0$ .

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  $\tau_{10}$  und  $\tau_{40}$  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 Temperaturmessung enthalten.

#### Weitere Fehlermöglichkeiten

Strahlungsdiffusion und Stoßprozesse dürften unerheblich sein. Der Sr-Druck im Atomstrahllofen 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<sup>6</sup>. 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 ( $4^3D_{1,2} \longleftrightarrow 5^3P_1$ ) 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...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 Zustandes  $5^3P_1$  gegenüber der direkten Anregung durch Elektronenstoß und schnelle Kaskaden (schneller als 1  $\mu\text{sec}$ ) variiert. Die Signalförmigkeit 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.<sup>7</sup> 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.

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

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