

ein Interferenzfilter (Baird Atomic, s. Tab. 1) für die zu untersuchende Wellenlänge (Abb. 3) und eine drehbare Polarisationsfolie. Die beiden Intensitäten  $I_{\parallel}$  und  $I_{\perp}$  wurden mit einem PSEV EMI 9558 QB gemessen.

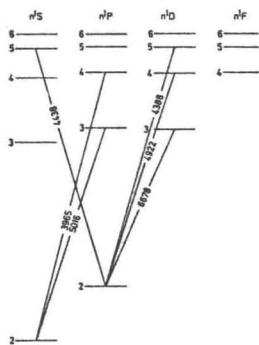


Abb. 3. Termschema einiger Helium-Singulett-Zustände mit den beobachteten Übergängen.

2.5. Nachweiselektronik

Die den Intensitäten proportionalen PSEV-Ausgangssignale wurden nach einer vorherigen Verstärkung in einem Vielkanal (Intertechnique 400-Kanal-Analysator SA 40 B) zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses gespeichert. Die Kanalfortschaltung wurde von einem Zeitgenerator gesteuert. Um die effektive Meßzeit zu vergrößern, wurde bei jedem Durchlauf mehrfach in jeden Kanal gespeichert. Nach je 50 Magnetfelddurchläufen für  $I_{\parallel}(H)$  und  $I_{\perp}(H)$  wurde die Intensitätsdifferenz gebildet und ausgeschrieben. Die Konstanz der Gesamtintensität  $I_{\parallel}(H) + I_{\perp}(H)$  wurde in gleicher Weise geprüft.

Aus der Theorie des Hanle-Effektes ist bekannt und durch Messungen anderer bestätigt, daß bei der Untersuchung der  $nS_0$ -Zustände kein Resonanzsignal gemessen werden kann. Deshalb wurde die experimentelle Anordnung an Hand eines solchen Überganges ( $5^1S_0 - 2^1P_1$ ,  $\lambda = 4438 \text{ \AA}$ ) überprüft. Bei dieser Überprüfung wurde den Voraussagen entsprechend kein Resonanzsignal festgestellt.

<sup>14</sup> W. SCHÖCK, Diplomarbeit, Universität Gießen 1968.  
<sup>15</sup> J. C. PEBAY-PETROULA et al., Excitation Electronique d'une Vapeur Atomique, Centre National de la Recherche Scientifique, Paris, 23.-26. 5. 1966, S. 71.  
<sup>17</sup> K. BUCHHAUPT u. W. DRTEL, Z. Naturforsch. 22a, 2126 [1967] (die Ergebnisse sind bezüglich des Druckes korrigiert).

3. Ergebnisse und Diskussion

Bei jedem Heliumdruck wurden mehrere Lorentz-Kurven aufgenommen und die resultierenden Relaxationszeiten  $\tau^{(2)}$  gemittelt. Durch geeignete Wahl der Größe des Magnetfeldes  $H_1$  konnten die Lorentz-Kurven über ihr Maximum von  $-H_1$  bis  $H_1$  aufzeichnet werden.

3.1. Untersuchung der  $3^1P$ - und  $4^1P$ -Zustände

Der  $3^1P$ -Zustand wurde an Hand der Beobachtung des  $3^1P - 2^1S$ -Überganges ( $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ ) und der  $4^1P$ -Zustand an Hand der Beobachtung des  $4^1P - 2^1S$ -Überganges ( $\lambda = 3965 \text{ \AA}$ ) untersucht. Abb. 4 zeigt eines der aufzeichneten Resonanz-

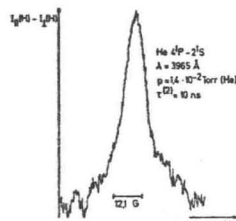


Abb. 4. Beobachtetes Hanle-Effekt-Resonanzsignal des durch  $H^+$ - und  $H_2^+$ -Ionenstoß angeregten He  $4^1P$ -Zustandes [Ordi-nat:  $I_{\parallel}(H) - I_{\perp}(H)$ ; Abszisse: Magnetfeld  $H$ ].

signale  $I_{\parallel}(H) - I_{\perp}(H)$  für den  $4^1P$ -Zustand bei einem Heliumdruck von  $p = 1,4 \cdot 10^{-2}$  Torr. In den folgenden Abb. 5 und 6 sind die Ergebnisse mit denen anderer Autoren <sup>15-18, 20</sup> und den errechneten natürlichen Lebensdauern <sup>19</sup>  $\tau$  verglichen. Die zu diesem Vergleich herangezogenen Ergebnisse aus Hanle-Effekt-Messungen des  $3^1P$ -Zustandes von PEBAY-PETROULA <sup>16</sup> wurden aus veröffentlichten Lorentz-Kurven errechnet.

Entsprechend der Gl. (4) ergibt sich durch Extrapolation der Relaxationszeit  $\tau^{(2)}$  zum Druck  $p = 0$  Torr die natürliche Lebensdauer  $\tau$  des angeregten Zustandes. In Tab. 2 sind die so ermittelten natür-

<sup>18</sup> A. L. OSSEROVICH u. Y. F. VEROLAINEN, Opt. Spectr. USSR 24, 91 [1968].  
<sup>19</sup> A. H. GABRIEL u. D. W. O. HEDDLE, Proc. Roy. Soc. London 252 A, 124 [1960].  
<sup>20</sup> R. B. KAY u. R. HUGHES, Phys. Rev. 154, 61 [1967].

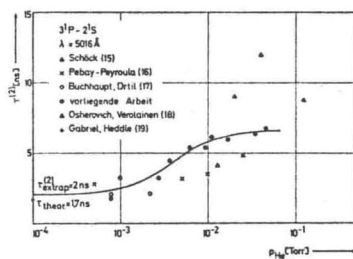


Abb. 5. Gemessene Druckabhängigkeit der Relaxationszeit  $\tau^{(2)}$  des durch  $H^+$ - und  $H_2^+$ -Ionenstoß angeregten He  $3^1P$ -Zustandes.

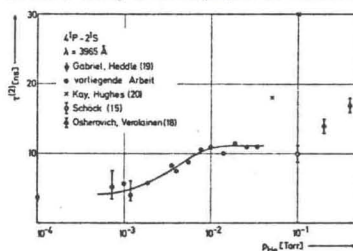


Abb. 6. Gemessene Druckabhängigkeit der Relaxationszeit  $\tau^{(2)}$  des durch  $H^+$ - und  $H_2^+$ -Ionenstoß angeregten He  $4^1P$ -Zustandes.

lichen Lebensdauern für die beiden untersuchten  $n^1P$ -Zustände den von GABRIEL und HEDDLE <sup>19</sup> angegebenen gegenübergestellt.

	$\tau$ (ns) theor. <sup>19</sup>	$\tau$ (ns) exp.
$3^1P$	1,71	$2 \pm 0,8$
$4^1P$	3,93	$4 \pm 0,6$

Tab. 2. Berechnete und experimentell bestimmte natürliche Lebensdauern der He  $3^1P$ - und  $4^1P$ -Zustände.

Die Druckabhängigkeit der Relaxationszeiten bei der Zustände ist in dem untersuchten Druckbereich im wesentlichen durch die kohärente Vielfachstreuung der Quanten des Resonanzüberganges bestimmt. Eine Relaxationszeitverkürzung durch Stöße konnte bis zu einem Druck von  $p = 5 \cdot 10^{-2}$  Torr bei der erreichten Meßgenauigkeit noch nicht festgestellt werden. Das charakteristische Anwachsen der Relaxa-

tionszeit  $\tau^{(2)}$  mit steigendem Druck bis zu einem Maximalwert  $\tau^{(2)} = (10,3) \tau$  wird für den Fall des  $3^1P$ -Zustandes in Abb. 7 mit den Ergebnissen der theoretischen Untersuchungen von BARRAT und D'YAKONOV, PEREL verglichen. Die beste Anpassung gelang für einen effektiven Radius der Stoßkammer von  $L = 0,7 \text{ cm}$  nach der BARRATSchen Theorie und für  $L = 0,9 \text{ cm}$  nach der von D'YAKONOV und PEREL.

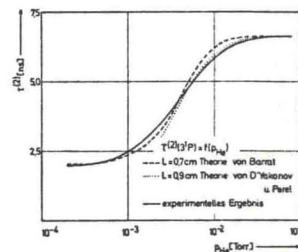


Abb. 7. Vergleich der experimentell bestimmten Druckabhängigkeit der Relaxationszeit  $\tau^{(2)}$  des He  $3^1P$ -Zustandes mit den Ergebnissen theoretischer Untersuchungen.

In beiden Fällen ist die Abweichung des zur Anpassung verwendeten effektiven Radius  $L = 0,7 \text{ cm}$  und  $L = 0,9 \text{ cm}$  von dem Radius der Stoßkammer  $R = 2 \text{ cm}$  größer als die Abweichung, die BARRAT in einem Vergleich zwischen der Theorie und dem Experiment gefunden hat.

Außerdem sind die Abb. 5 und 6 durch Ergebnisse, die aus Messungen nach der Methode der verzögerten Koinzidenzen <sup>18, 20</sup> bei Elektronenstoßanregung gewonnen wurden, erweitert worden. In den meisten Fällen ist aber ein Vergleich mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit sowohl bezüglich der Absolutwerte als auch der Druckabhängigkeit nicht möglich.

3.2. Untersuchung der  $3^1D$ -,  $4^1D$ - und  $5^1D$ -Zustände

Die Resonanzsignale der drei genannten  $n^1D$ -Zustände wurden in gleicher Weise wie die der  $n^1P$ -Zustände bei verschiedenen Heliumdrücken aufzeichnet. An Hand der folgenden Übergänge wurden diese Zustände untersucht:

- $3^1D - 2^1P$  ( $\lambda = 6678 \text{ \AA}$ ),
- $4^1D - 2^1P$  ( $\lambda = 4922 \text{ \AA}$ )
- und  $5^1D - 2^1P$  ( $\lambda = 4388 \text{ \AA}$ ).