

Level-Crossing-Experimente an einigen Heliumzuständen bei Ionenstoßanregung*

KLAUS BUCHHAUPT

I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen

(Z. Naturforsch. 27 a, 572—579 [1972]; eingegangen am 5. Januar 1972)

Level-Crossing-Experiments on some He States excited by Ion Impact

An den Heliumzuständen 3^3P , 4^3P , 5^3P , 3^3D , 4^3D , 3^1D , 4^1D und 5^1D wurden Hanle-Effekt-Experimente bei Ionenstoßanregung mit Wasserstoff- bzw. Helium-Ionen durchgeführt.

Die Breiten der Hanle-Effekt-Signale der Ausrichtung wurden in Abhängigkeit vom Heliumdruck in der Stoßkammer gemessen. Aus der Druckabhängigkeit der Signalbreiten konnten die natürlichen Lebensdauern τ_0 und die Wirkungsquerschnitte $\sigma^{(2)}$ für die Zerstörung der Ausrichtung bestimmt werden. Bei Anregung durch Helium-Ionenstoß ergaben sich die Werte

3^3P :	$\tau_0 = 98 \pm 4,3 \text{ ns}$,	$\sigma^{(2)} = (2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$,
4^3P :	$\tau_0 = 137 \pm 9,4 \text{ ns}$,	
5^3P :	$\tau_0 = 196 \pm 56 \text{ ns}$,	$\sigma^{(2)} = (5,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$,
3^3D :	$\tau_0 = 39,0 \pm 1,4 \text{ ns}$,	$\sigma^{(2)} = (4,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$,
4^3D :	$\tau_0 = 35,5 \pm 1,2 \text{ ns}$,	$\sigma^{(2)} = (2,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$,
3^1D :	$\tau_0 = 15,8 \pm 0,1 \text{ ns}$,	$\sigma^{(2)} = (2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$,
4^1D :	$\tau_0 = 39,2 \pm 0,8 \text{ ns}$,	$\sigma^{(2)} = (4,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$,
5^1D :	$\tau_0 = 71,9 \pm 1,8 \text{ ns}$,	$\sigma^{(2)} = (9,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$.

Aus der Abhängigkeit der Produkte $\langle v \rangle \sigma^{(2)}$ für die Zustände 4^1D und 5^1D von der kinetischen Energie der anregenden Ionen wurde auf eine Impulsübertragung bei der Ionenstoßanregung geschlossen.

Seit den Untersuchungen von HANLE¹ wird die magnetische Depolarisation des Fluoreszenzlichtes (zero-field level-crossing) zur Bestimmung der Relaxationsraten angeregter Atomzustände benutzt. Um nicht an die strengen Auswahlregeln der optischen Anregung gebunden zu sein, kann man auch durch Elektronen- oder Ionenstoß anregen²⁻⁸.

Zwischen den angeregten Atomen und Atomen im Grundzustand (Störatomen) finden depolarisierende Stöße statt, so daß es zu einer Zerstörung der Ausrichtung und damit zu einer Vergrößerung der Relaxationsrate kommt. Aus der Druckabhängigkeit der Relaxationsrate der Ausrichtung erhält man den Wirkungsquerschnitt für die Zerstörung der Ausrichtung und durch Extrapolation zum Druck $p = 0$ Torr die natürliche Lebensdauer des angeregten Zustandes.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes benötigt man die mittlere Relativgeschwindigkeit zwischen dem angeregten Atom und dem Störatom. Da bei der Stoßanregung ein Teil des Impulses vom anregenden Ion auf das gestoßene Atom übertragen wird, kann man für die Relativgeschwindigkeit nicht mehr die mittlere Relativgeschwindigkeit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung einsetzen.

Sonderdruckanforderungen an Dr. K. BUCHHAUPT, Institut für Ernährungswissenschaft II, D-6300 Gießen, Wiesenstraße 3—5.

* Auszug aus D 26 (Dissertation, Gießen 1970).

Eine weitere Komplikation bei der Stoßanregung besteht insofern, als bei höherer Energie viele Atomzustände angeregt werden können. Als Folge davon wird der untersuchte Zustand teilweise durch Kaskadenübergänge von höheren Niveaus aus besetzt. Das Meßergebnis kann dadurch wesentlich beeinflusst werden.

Ausgehend von diesen Überlegungen wurden einige Untersuchungen zur Bestimmung der natürlichen Lebensdauern, der Wirkungsquerschnitte für die Zerstörung der Ausrichtung, der Modifizierung der mittleren Relativgeschwindigkeit durch Impulsübertragung und zum Nachweis des Kaskadeneffektes, an mehreren Heliumzuständen bei Anregung durch Wasserstoff- und Helium-Ionenstoß durchgeführt. Dabei lag der Schwerpunkt auf der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte.

1. Theoretische Grundlagen

Die von dem atomaren System, dessen angeregter Zustand durch die Dichtematrix ϱ beschrieben wird, mit der Polarisation \mathbf{e} emittierte Lichtintensität ist durch

$$I = I_0 \Gamma_0 \sum_{MM'} \langle \mu | \mathbf{e}^* \mathbf{D}^+ | M \rangle \varrho_{MM'} \langle M' | \mathbf{e} \mathbf{D} | \mu \rangle \quad (1)$$

gegeben. Dabei bezeichnet μ ein Zeeman-Unterniveau des Endzustandes und \mathbf{D} den elektrischen Dipoloperator.



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.

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.

This work has been digitalized 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.

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.

Durch Einführung von irreduziblen Tensoroperatoren^{8,9} erhält man mit Hilfe der „Polarisationen der Beobachtung“⁸ Φ_q^k für die Intensität des Fluoreszenzlichtes

$$I = I_0 \Gamma_0 \sum_{k,q} \Phi_q^k(\mathbf{e}) \varrho_q^k. \quad (2)$$

Berücksichtigt man nur depolarisierende Stöße mit Störatomen, so enthält die Bewegungsgleichung der Dichtematrix vier voneinander unabhängige Prozesse:

- die Anregung $(\varrho_0)_q^k$,
- die spontane Emission $-\Gamma_0 \varrho_q^k$,
- die Präzession der Multipolkomponente im äußeren Magnetfeld $i q \omega_L \varrho_q^k$; ($\omega_L = g_J \mu_B H$),
- die depolarisierenden Stöße mit Störatomen $-n \langle v \rangle \sigma^{(k)} \varrho_q^k$.

Dabei ist n die Dichte der Störatome, $\langle v \rangle$ die mittlere Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner und $\sigma^{(k)}$ der geschwindigkeitsabhängige Wirkungsquerschnitt für die Zerstörung der Multipolkomponente k . Die Bewegungsgleichung der Multipolkomponente der Dichtematrix

$$\frac{d\varrho_q^k}{dt} = (\varrho_0)_q^k - \Gamma_0 \varrho_q^k + i q \omega_L \varrho_q^k - n \langle v \rangle \sigma^{(k)} \varrho_q^k \quad (3)$$

besitzt im stationären Fall $d\varrho_q^k/dt = 0$ die Lösung

$$\varrho_q^k = (\varrho_0)_q^k / (\Gamma^{(k)} - i q \omega_L) \quad (4)$$

mit

$$\Gamma^{(k)} = \Gamma_0 + n \langle v \rangle \sigma^{(k)}.$$

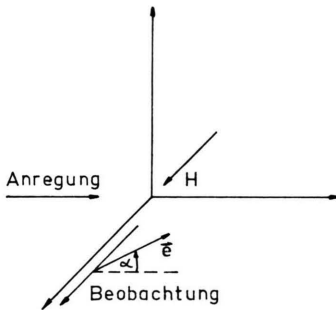


Abb. 1. Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung.

Wählt man den experimentellen Aufbau so (Abb. 1), daß die Stoßanregung senkrecht zum Magnetfeld erfolgt und die lineare Polarisation parallel zum Magnetfeld beobachtet wird, so läßt sich die Ausrichtung ($k=2$) des angeregten Zustandes untersuchen. Bildet man die Differenz der Intensitäten, deren Po-

larisationsvektoren parallel und senkrecht zur Stoßrichtung stehen, so ergibt sich eine Lorentz-Kurve

$$I(0) - I(\pi/2) \propto \Gamma^{(2)} / [(\Gamma^{(2)})^2 + 4 \omega_L^2]. \quad (5)$$

In dem Falle, daß die Polarisationsvektoren einen Winkel von 45° bzw. 135° mit der Stoßrichtung bilden, ergibt sich eine Dispersionskurve

$$I(\pi/4) - I(3\pi/4) \propto \Gamma^{(2)} \omega_L / [(\Gamma^{(2)})^2 + 4 \omega_L^2]. \quad (6)$$

Beide Resonanzkurven besitzen die Breite

$$2 \Delta H = \Gamma^{(2)} / g_J \mu_B. \quad (7)$$

Aus der Druckabhängigkeit der Niveaubreite $\Gamma^{(2)}$

$$\Gamma^{(2)} = \Gamma_0 + n \langle v \rangle \sigma^{(2)}, \quad (8)$$

die man experimentell aus der Signalbreite ΔH bei verschiedenen Gasdrücken erhält, kann man durch Extrapolation zum Druck $p=0$ Torr die natürliche Lebensdauer $\tau_0 = 1/\Gamma_0$ des angeregten Zustandes bestimmen. Außerdem ergibt sich aus der Steigung der Geraden [Gl. (8)] das Produkt $\langle v \rangle \sigma^{(2)}$.

Regt man die Atome durch Licht oder Elektronenstoß an, so ist der dabei auf das Atom übertragene Impuls so klein, daß man für die Geschwindigkeit der angeregten Atome weiterhin eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung annehmen kann. In diesem Fall ist es möglich, für $\langle v \rangle$ die mittlere thermische Relativgeschwindigkeit einzusetzen, um aus dem experimentell bestimmten Produkt $\langle v \rangle \sigma^{(2)}$ den Wirkungsquerschnitt für die Zerstörung der Ausrichtung zu berechnen.

Bei der Anregung durch Ionenstoß kann wegen der erforderlichen größeren kinetischen Energie der Ionen und des wesentlich günstigeren Massenverhältnisses zwischen anregendem Ion und Targetatom der auf das Targetatom übertragene Impuls wesentlich größer sein und zu einer merklichen Veränderung der Geschwindigkeitsverteilung der angeregten Atome führen. Dann wäre es nicht mehr möglich, für $\langle v \rangle$ die mittlere thermische Relativgeschwindigkeit einzusetzen.

Da bei der Anregung durch Ionenstoß nicht ein einzelnes Niveau selektiv besetzt werden kann, liefert nicht nur die direkte Anregung des Zustandes $|b\rangle$ einen Beitrag zur Dichtematrix des Systems (Abb. 2), sondern auch die Besetzung des Zustandes über die Kaskaden von den Zuständen $|a'\rangle$. Für diese durch den Kaskadeneffekt hervorgerufenen Si-

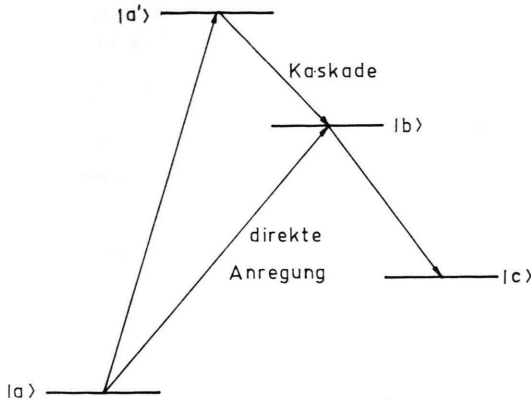


Abb. 2. Schematische Darstellung der zur Besetzung des Zustandes $|b\rangle$ beitragenden Prozesse.

gnale ergeben sich Kurven der Form

$$I(0) - I(\pi/2) \propto \frac{\Gamma_K^{(2)} \Gamma_S^{(2)} - 4 \omega_K \omega_S}{[(\Gamma_K^{(2)})^2 + 4 \omega_K^2][(\Gamma_S^{(2)})^2 + 4 \omega_S^2]},$$

$$I(\pi/4) - I(3\pi/4) \propto \frac{\omega_K \Gamma_S^{(2)} + \omega_S \Gamma_K^{(2)}}{[(\Gamma_K^{(2)})^2 + 4 \omega_K^2][(\Gamma_S^{(2)})^2 + 4 \omega_S^2]} \quad (9)$$

(K = Kaskade; S = direkte Anregung), deren Breiten im wesentlichen von dem Niveau mit der geringeren Breite bestimmt werden.

Da in den Experimenten bei Ionenstoßanregung niemals eine reine Besetzung des untersuchten Zustandes durch direkte Anregung oder durch Anregung über Kaskadenübergänge vorliegt, sind die beobachtbaren Resonanzsignale additive Überlagerungen der Signale, die von der direkten Anregung und der Besetzung durch Kaskadeneffekt herrühren. Der Kaskadeneffekt kann also die Meßergebnisse verfälschen.

2. Versuchsaufbau

Der experimentelle Aufbau ist schon mehrfach beschrieben worden⁵⁻⁷ und soll nur noch kurz an Hand des Blockschaltbildes (Abb. 3) erläutert werden.

Der aus der Ionenquelle extrahierte Ionenstrahl wurde in der Nachbeschleunigungsstrecke auf eine kinetische Energie gebracht, die von 5 keV bis 25 keV variiert werden konnte. Das in der Stoßkammer erzeugte Fluoreszenzlicht wurde senkrecht zum Ionenstrahl und parallel zum äußeren Magnetfeld beobach-

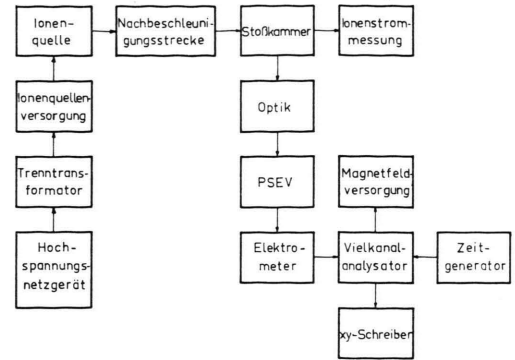


Abb. 3. Blockschaltbild der Gesamtapparatur.

tet. Die Auswahl der untersuchten Linien (Abb. 4) erfolgte entweder durch einen Gittermonochromator (Bausch & Lomb, 1200 Striche/mm) oder durch Interferenzfilter (Baird Atomic). Die Lichtintensität wurde mit einem PSEV (EMI, 9559 QA) gemessen. Nach der

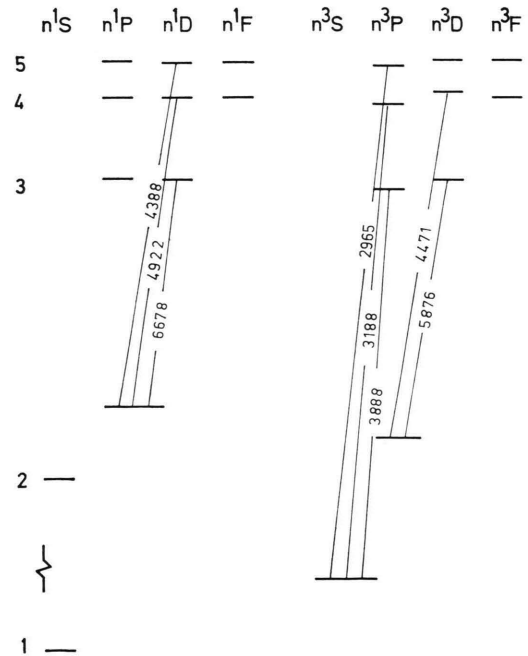


Abb. 4. Schematische Darstellung des Helium-Termschemas mit den untersuchten Übergängen.

Verstärkung gelangten die PSEV-Signale auf den Eingang eines Vielkanalanalysators (Intertechnique, SA 40 B), der als Enhancetron betrieben wurde und die Steuerung des äußeren Magnetfeldes übernahm. Da die Signale mit positivem oder mit negativem Vorzeichen gespeichert werden konnten, war es möglich, direkt die Intensitätsdifferenz $I(0) - I(\pi/2)$ bzw. $I(\pi/4) - I(3\pi/4)$ zu bilden.

3. Ergebnisse und Diskussion

3.1. Die natürlichen Lebensdauern

Mit den experimentellen Mitteln (Interferenzfilter, Monochromator) war es nicht möglich, die Triplettlinien aufzulösen. Die Resonanzkurven waren folglich additive Überlagerungen der von den einzelnen Feinstrukturzuständen kommenden Signale. Da alle zusammengehörigen Feinstrukturzustände gleiche Lebensdauer besitzen, bedeutet diese Überlagerung keine Erschwernis bei der Auswertung der Kurven, wenn die zugehörigen Landé-Faktoren g_J für die verschiedenen J -Werte gleich sind. Für die 3D -Zustände ist das nicht der Fall, so daß für diese Niveaus ein mittlerer g -Faktor abgeschätzt werden mußte. Ausgehend von der Gl. (1) wurden zunächst die relativen Intensitäten der einzelnen Signale berechnet⁷ und im Anschluß daran der mittlere g -Faktor zu $g = 1,15$ abgeschätzt.

Aus den Breiten der level-crossing-Kurven wurden nach Gl. (7) die Niveaubreiten $\Gamma^{(2)}$ bestimmt. Die experimentell erhaltenen Druckabhängigkeiten sind in den Abb. 5, 6 und 7 dargestellt. Die eingezeichneten Geraden sind mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Meßwerte angepaßt worden.

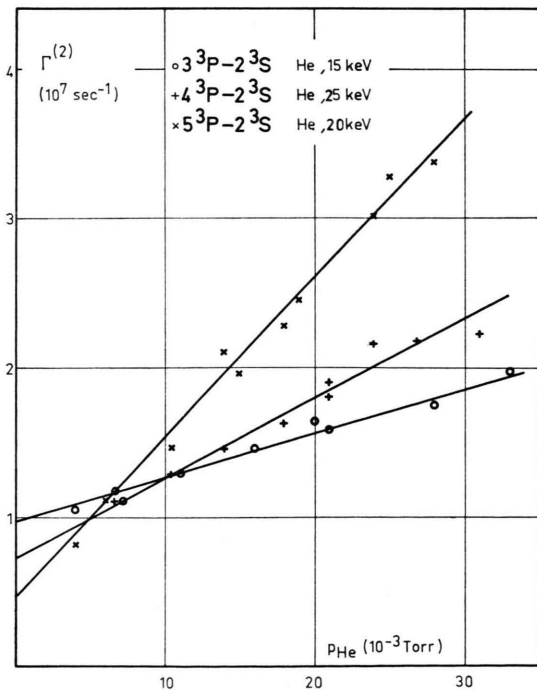


Abb. 5. Druckabhängigkeit der Niveaubreiten $\Gamma^{(2)}$ der Zustände 3^3P , 4^3P und 5^3P bei Anregung durch Helium-Ionenstoß.

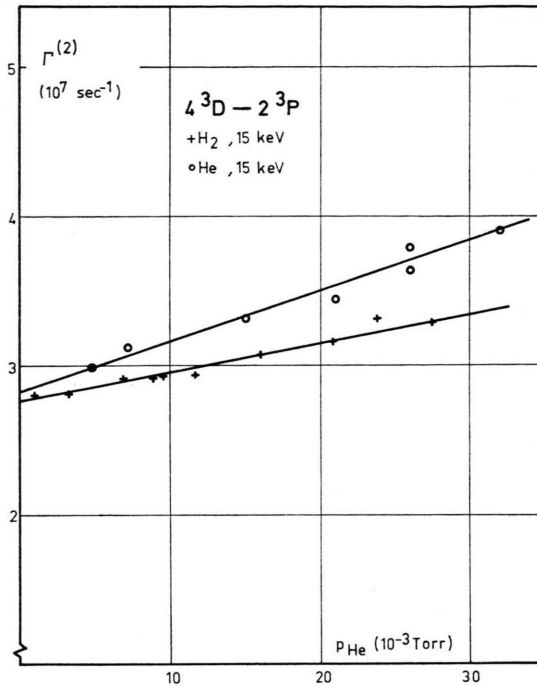


Abb. 6. Druckabhängigkeit der Niveaubreite $\Gamma^{(2)}$ des Zustandes 4^3D bei Anregung durch Wasserstoff- oder Helium-Ionenstoß.

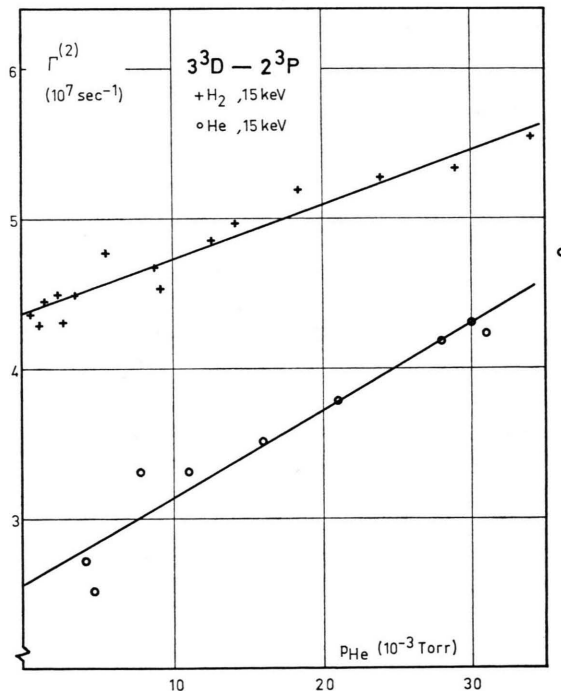


Abb. 7. Druckabhängigkeit der Niveaubreite $\Gamma^{(2)}$ des Zustandes 3^3D bei Anregung durch Wasserstoff- oder Helium-Ionenstoß.

Tab. 1. Die natürlichen Lebensdauern der untersuchten Zustände in ns.

Zustand	Anregende Ionen	Theorie ¹⁰	Experimentell					
			vorliegende Arbeit	DRTIL ⁵	SCHÖCK ¹¹	BRIDGETT ¹²	OSHEROVICH ¹³	DESCOUBES ³
3 ³ P	He	96	98 ± 4,3		90	100 ± 3	115 ± 5	89 ± 5
4 ³ P	He	138	137 ± 9,4		103	140 ± 10		167 ± 10
5 ³ P	He	225	196 ± 56		165			207 ± 2
3 ³ D	H ₂	13,9	22,9 ± 0,2				13 ± 3	17 ± 3
	He		39,0 ± 1,4					
4 ³ D	H ₂	32,2	36,2 ± 0,3				23 ± 2	42 ± 4
	He		35,5 ± 0,2					
3 ¹ D	He	15,4	15,8 ± 0,1	20,5 ± 0,9				12 ± 3
4 ¹ D	H ₂	38	40,3 ± 1,9	38,0 ± 2		39 ± 5	30 ± 2	41 ± 4
	He		39,2 ± 0,8					
5 ¹ D	H ₂	73	72,6 ± 1,4	68,0 ± 7		63 ± 9	46 ± 3	49 ± 5
	He		71,9 ± 1,8					

Durch Extrapolation zum Druck $p_{\text{He}} = 0$ Torr wurden die natürlichen Lebensdauern $\tau_0 = 1/\Gamma_0$ bestimmt. Die experimentellen Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengestellt und mit den Resultaten anderer Autoren verglichen. Die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchungen sind in guter Übereinstimmung mit den von GABRIEL und HEDDLE¹⁰ theoretisch berechneten Werten. Außerdem ergeben sich, wie z. B. für den Zustand 4³D (Abb. 6), innerhalb der Meßgenauigkeit die gleichen Lebensdauern, wenn die Anregung durch Wasserstoff- oder Helium-Ionen erfolgt. Lediglich die Werte für den Zustand 3³D weichen deutlich von dem theoretisch berechneten ab. Dieser Unterschied und auch die Diskrepanz zwischen den beiden Werten bei der Anregung durch Wasserstoff- oder Helium-Ionenstoß könnten durch Kaskadeneffekt erklärt werden.

Die Untersuchung des Resonanzsignales des 3¹D-Zustandes bei Helium-Ionenstoßanregung in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der anregenden Ionen ergab das in Abb. 8 dargestellte Verhalten. Man erkennt bei niedriger Energie (7,5 keV, 10 keV) deutlich zwei überlagerte Resonanzkurven unterschiedlicher Breite. Die breitere, bei niedrigen Energien überwiegende, Resonanzkurve wurde der direkten Anregung des 3¹D-Zustandes zugeschrieben, während die schmalere durch die Besetzung durch Kaskadenübergänge entsteht. Das breitere Resonanzsignal wurde benutzt, um bei Helium-Ionenstoßanregung bei einer Stoßenergie von 7,5 keV die Druckabhängigkeit der 3¹D-Niveaubreite $\Gamma^{(2)}$ zu ermitteln. Durch Extrapolation zum Druck $p_{\text{He}} = 0$ Torr wurde die natürliche Lebensdauer des Zustandes 3¹D zu $15,8 \pm 0,1$ ns bestimmt (Tab. 1). Dies stimmt

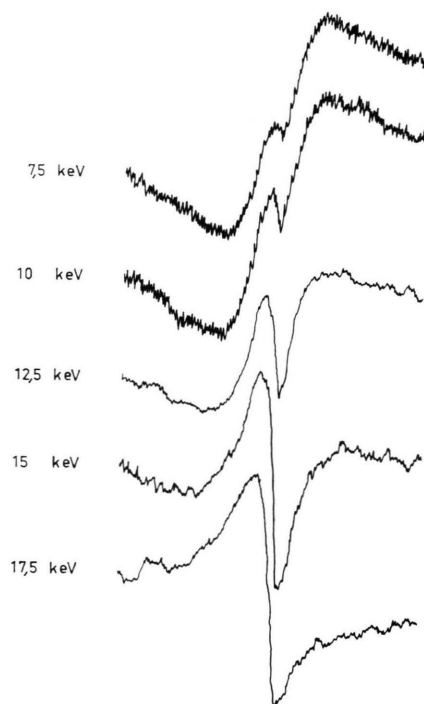


Abb. 8. Energieabhängigkeit des Resonanzsignales $I(\pi/4) - I(3\pi/4)$ für den Zustand 3¹D bei Anregung durch Helium-Ionenstoß.

sehr gut mit dem von GABRIEL und HEDDLE¹⁰ berechneten Wert überein.

3.2. Die Wirkungsquerschnitte für die Zerstörung der Ausrichtung

Nach den Überlegungen in Abschn. 1 könnte bei der Anregung durch Ionenstoß eine so große Impulsübertragung stattfinden, daß die Geschwindig-

keitsverteilung der angeregten Atome von einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung abweicht. Es war also nicht möglich, für die mittlere Relativgeschwindigkeit $\langle v \rangle$ die mittlere thermische Relativgeschwindigkeit einzusetzen und so den Wirkungsquerschnitt $\sigma^{(2)}$ für die Zerstörung der Ausrichtung aus dem experimentell bestimmten Produkt $\langle v \rangle \sigma^{(2)}$ zu berechnen.

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wurden die Produkte $\langle v \rangle \sigma^{(2)}$ für die Zustände 4^1D und 5^1D in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der stoßenden Ionen untersucht. Diese beiden Zustände wurden gewählt, weil für sie das Produkt aus dem Anregungsquerschnitt und dem Polarisationsgrad des Fluoreszenzlichtes über den Energiebereich von 5–20 keV groß genug ist, um für die Messungen ein ausreichend gutes Signal/Rausch-Verhältnis zu liefern. Wie die Messungen von DRTL⁵ gezeigt haben, stimmen die experimentell bestimmbar natürlichen Lebensdauern dieser Niveaus sehr gut mit den theoretisch berechneten Werten überein. Daraus kann man schließen, daß diese Zustände nicht wesentlich durch Kaskadeneffekte beeinflusst werden.

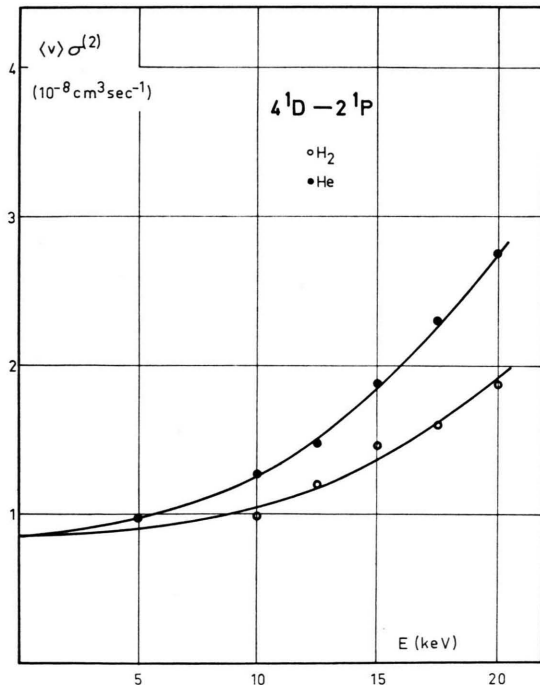


Abb. 9. Energieabhängigkeit des Produktes $\langle v \rangle \sigma^{(2)}$ für den Zustand 4^1D .

In Abb. 9 sind für den Zustand 4^1D die Produkte $\langle v \rangle \sigma^{(2)}$ als Funktion der Energie aufgetragen. Durch Extrapolation dieser Energieabhängigkeiten zur

Energie $E = 0$ keV erhält man die Produkte

$$\langle v \rangle_{\text{therm}} \sigma_{\text{therm}}^{(2)}.$$

Für die beiden untersuchten Zustände ergaben sich die Werte $0,85 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ und $1,7 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, sowohl für die Anregung durch Wasserstoff-Ionenstoß als auch für die Anregung durch Helium-Ionenstoß. Aus diesen Produkten kann man mit der mittleren thermischen Relativgeschwindigkeit die Wirkungsquerschnitte der Zustände 4^1D und 5^1D bei einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung zu

$$\sigma(4^1D) = 4,8 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ und } \sigma(5^1D) = 9,6 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$$

ausrechnen.

Nimmt man an, daß die Impulsübertragung unabhängig ist von dem beim Stoß erzeugten angeregten Zustand und daß weiterhin die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für alle untersuchten Zustände gleich ist, dann kann man die experimentellen Ergebnisse für die Zustände 4^1D und 5^1D benutzen, um die Produkte $\langle v \rangle \sigma^{(2)}$ für die übrigen untersuchten Zustände auf eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung zu reduzieren. Die Ergebnisse sind in Tab. 2 zusammengestellt.

Tab. 2. Die Wirkungsquerschnitte $\sigma^{(2)}$ für die Zerstörung der Ausrichtung für ein thermisches Gleichgewicht ($T = 292^\circ \text{K}$) in 10^{-14} cm^2 .

Zustand	Anregende Ionen	Vorliegende Arbeit	SCHÖCK ¹¹	JANKE ¹⁴
3^3P	He	$2,0 \pm 0,5$	1,8	—
5^3P	He	$5,3 \pm 1,1$	5,6	—
3^3D	H_2	$3,9 \pm 0,4$	—	—
	He	$4,6 \pm 0,5$	—	—
4^3D	H_2	$2,2 \pm 0,2$	—	—
	He	$2,9 \pm 0,2$	—	—
3^1D	He	$2,4 \pm 0,3$	—	—
4^1D	H_2, He	$4,8 \pm 0,5$	—	4
5^1D	H_2, He	$9,6 \pm 1,0$	—	—

Zum Vergleich sind die experimentellen Ergebnisse von SCHÖCK¹¹ und JANKE¹⁴ angegeben, die mit der gleichen Methode bei Elektronenstoßanregung, also aus einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung, erhalten wurden.

Der Wirkungsquerschnitt für den Zustand 3^3D ist im Vergleich zu den übrigen Werten zu groß. Das könnte ebenso wie bei der natürlichen Lebensdauer durch die teilweise Besetzung durch Kaskadeneffekt erklärt werden. Da die höher liegenden Zustände größere Wirkungsquerschnitte für die Zerstörung der Ausrichtung besitzen als der Zustand 3^3D und durch

den Kaskadeneffekt zum 3^3D -Zustand dessen Besetzungsdichte beeinflussen, vergrößern sie auch den experimentell bestimmbaren Wirkungsquerschnitt ¹¹.

3.3. Die durch Impulsübertragung veränderte Relativgeschwindigkeit

Um die experimentell gefundene Abhängigkeit der Produkte $\langle v \rangle \sigma^{(2)}$ für die Zustände 4^1D und 5^1D von der Energie der anregenden Ionen unter dem Gesichtspunkt der Veränderung der Relativgeschwindigkeit durch Impulsübertragung auswerten zu können, ist es nötig, eine Annahme über die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte zu machen. Diese Annahme muß natürlich mit der Theorie und den experimentellen Ergebnissen verträglich sein.

Theoretisch stehen drei Geschwindigkeitsabhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte zur Diskussion.

Die erste, theoretisch mögliche Abhängigkeit

$$\sigma^{(2)} \propto \langle v \rangle^{-1} \quad \text{bzw.} \quad \langle v \rangle \sigma^{(2)} = \text{const}$$

ist mit der in Abb. 9 dargestellten Energieabhängigkeit von $\langle v \rangle \sigma^{(2)}$ nicht verträglich. Sollte diese Geschwindigkeitsabhängigkeit trotzdem gelten, so müßte das experimentelle Ergebnis (Abb. 9) durch einen Kaskadeneffekt erklärt werden. Dieser kann aber ausgeschlossen werden, da sich bei der Extrapolation der Druckabhängigkeiten der Niveaubreiten

$$\Gamma^{(2)} = \Gamma_0 + n \langle v \rangle \sigma^{(2)}$$

zum Druck Null bei verschiedenen Anregungsenergien sowohl im Falle der Anregung durch Wasserstoff-Ionen als auch durch Helium-Ionenstoßanregung immer die gleichen, mit den theoretischen Werten übereinstimmenden, natürlichen Lebensdauern der Zustände 4^1D und 5^1D ergeben. Ein Kaskadeneffekt, dessen Größe von der Energie der anregenden Ionen abhängen müßte, würde zu einer Abweichung der experimentell bestimmbaren natürlichen Lebensdauern von den theoretisch berechneten Werten führen.

Nimmt man an, daß es sich bei den depolarisierenden Stößen um eine van der Waals-Wechselwirkung handelt ¹⁵, so läßt sich die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte durch die Proportionalität

$$\sigma^{(2)} \propto \langle v \rangle^{-2/5} \quad \text{bzw.} \quad \langle v \rangle \sigma^{(2)} \propto \langle v \rangle^{3/5}$$

beschreiben.

Eine weitere mögliche Geschwindigkeitsabhängigkeit ist

$$\sigma^{(2)} = \text{const} \quad \text{bzw.} \quad \langle v \rangle \sigma^{(2)} \propto \langle v \rangle.$$

Die Annahme, daß $\sigma^{(2)}$ geschwindigkeitsunabhängig ist, wird durch die Ergebnisse von LANDMAN ¹⁶ und von FAROUX und BROSEL ¹⁷ gestützt. Die Untersuchungen von Landman über den Einfluß depolarisierender Heliumstöße auf Heliumatome im 2^3P -Zustand haben gezeigt, daß für diesen Zustand die $\langle v \rangle^{-2/5}$ -Abhängigkeit nicht gilt. Aus den Untersuchungen von Faroux und Brosel über die depolarisierende Wirkung von Heliumstößen mit Quecksilber im Zustand 6^3P_1 folgt, daß der Wirkungsquerschnitt für die Zerstörung der Ausrichtung für Helium als Störgas praktisch geschwindigkeitsunabhängig ist.

Legt man eine dieser beiden Geschwindigkeitsabhängigkeiten, $\sigma^{(2)} \propto \langle v \rangle^{-2/5}$ bzw. $\sigma^{(2)} = \text{const}$, der Auswertung der vorliegenden Ergebnisse zugrunde, so ergeben sich die in Abb. 10 dargestellten Energieabhängigkeiten der durch Impulsübertragung geänderten Relativgeschwindigkeiten.

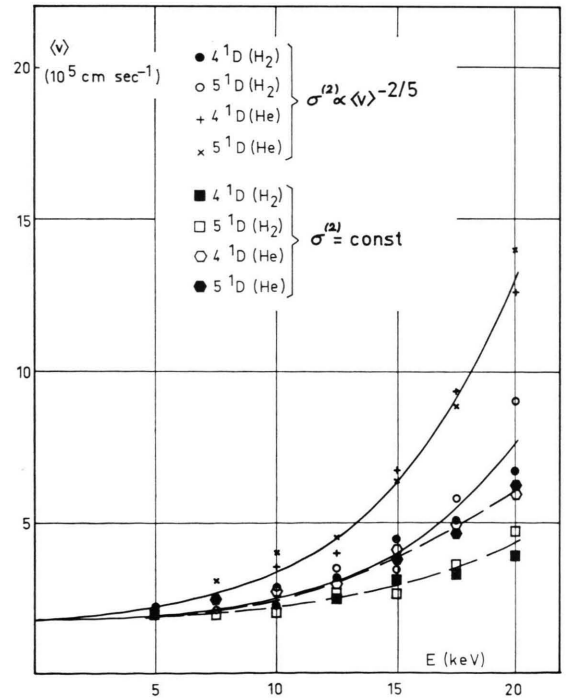


Abb. 10. Energieabhängigkeit der modifizierten Relativgeschwindigkeit $\langle v \rangle$ unter Zugrundelegung der Geschwindigkeitsabhängigkeiten $\sigma^{(2)} \propto \langle v \rangle^{-2/5}$ (—) und $\sigma^{(2)} = \text{const}$ (---) für die Wirkungsquerschnitte für die Zerstörung der Ausrichtung.

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Zerstörung der Ausrichtung aus Experimenten mit Ionenstoßanregung die Veränderung der Relativgeschwindigkeit durch Impulsübertragung berücksich-

tigt werden muß. Direkte Messungen der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für die Zerstörung der Ausrichtung wären interessant.

Herrn Prof. Dr. W. HANLE danke ich für sein förderndes Interesse.

- ¹ W. HANLE, Naturwiss. **11**, 690 [1923]; Z. Phys. **30**, 93 [1924]; Ergebn. exakt. Naturwiss. **4**, 214 [1925].
- ² J.-C. PEBAY-PEYROULA et al., Excitation Electronique d'une Vapeur Atomique, CNRS, Paris 1966, S. 7.
- ³ J.-P. DESCOUBES, Thèse, Paris 1967.
- ⁴ R. D. KAUL, J. Opt. Soc. Amer. **57**, 1156 [1967]; **58**, 429 [1968].
- ⁵ W. DRTL, Dissertation, Gießen 1969; Z. Naturforsch. **24 a**, 1058 [1969].
- ⁶ K. BUCHHAUPT u. W. DRTL, Z. Naturforsch. **22 a**, 2136 [1967].
- ⁷ K. BUCHHAUPT, Z. Naturforsch. **24 a**, 1058 [1969].
- ⁸ O. NEDELEC, Thèse, Grenoble 1966.

- ⁹ R. PEPPERL, Dissertation, Gießen 1969; Z. Naturforsch. **25 a**, 927 [1970].
- ¹⁰ A. H. GABRIEL u. D. N. C. HEDDLE, Proc. Roy. Soc. London A **258**, 124 [1960].
- ¹¹ W. SCHÖCK, Dissertation, Gießen 1971.
- ¹² K. A. BRIDGETT u. T. A. KING, Proc. Phys. Soc. London **92**, 75 [1968].
- ¹³ A. L. OSHEROVICH u. Y. F. VEROLAINEN, Opt. Spectr. **24**, 81 [1968].
- ¹⁴ W. JANKE, Diplomarbeit, Gießen 1969.
- ¹⁵ A. OMONT, J. Physique **26**, 26 [1968].
- ¹⁶ D. A. LANDMAN, Phys. Rev. **173**, 33 [1968].
- ¹⁷ J.-P. FAROUX u. J. BROSSEL, C. R. Acad. Sci. Paris **265 B**, 1412 [1967].

Level-Crossing-Experimente am bewegten Leuchten

W. BACHMANN und W. JANKE

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. **27 a**, 579—582 [1972]; eingegangen am 5. Januar 1972)

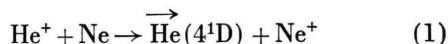
Level-Crossing Experiments on High Velocity Atoms

Durch Stoßwechselwirkung zwischen einem Helium-Ion und einem Neon-Atom findet unter anderem ein Elektroneneinfang in einen angeregten, teilweise ausgerichteten Heliumzustand statt. Es wurde die Breite des durch Elektroneneinfang angeregten 4^1D -Heliumzustands in Abhängigkeit vom Fremdgasdruck des Neon und in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Heliumatome mit Hilfe des Hanle-Effekts gemessen. Daraus wurde die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $\sigma_B^{(2)}(v)$ zur Zerstörung der Ausrichtung der angeregten Heliumatome infolge von Stößen mit Neonatomen bestimmt. Im Energiebereich von 5 keV bis 30 keV war das Produkt $v \cdot \sigma_B^{(2)}(v)$ konstant, d. h. $\sigma_B^{(2)}(v)$ proportional v^{-1} .

Als zusätzliches Ergebnis erhielten wir die natürliche Lebensdauer des 4^1D -Zustandes zu $(38,4 \pm 2,1)$ nsec.

Einleitung

Wir untersuchen Stöße zwischen beschleunigten He^+ -Ionen und thermisch bewegten Neonatomen, wobei das bewegte Leuchten gemäß der Reaktionsgleichung



angeregt und teilweise ausgerichtet wird (Alignment) ^{1, 2}.

Wir ermitteln mit Hilfe des Hanle-Effekts die Druckabhängigkeit der Breite des 4^1D -Heliumzustands unter dem Einfluß des Störgases Neon und

berechnen daraus die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Depolarisation der ausgerichteten Heliumatome von deren Geschwindigkeit.

Druckabhängigkeit der Zustandsbreite

Werden die angeregten Helium-Atome nicht durch äußere Einflüsse, z. B. Stöße mit anderen Atomen, gestört, so ist ihre natürliche Zustandsbreite Γ_0 . In einem Gas treten jedoch Wechselwirkungen mit anderen Atomen infolge von Stößen auf, von denen die löschenden eine Änderung der Gesamtintensität und die depolarisierenden eine Änderung der räumlichen Verteilung der emittierten Strahlung bewirken ³.

Die Änderung der Gesamtintensität infolge der Löschung wird durch die Stoßzahl Z_Q beschrieben.

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. W. HANLE, I. Physikalisches Institut der Universität Gießen, D-6300 Gießen, Leihgesterner Weg 105.