

nisse im Bereich mittlerer Gasdichten n bzw. Gefäßdimensionen L . $\tau^{(2)}$ fällt nach der Barratschen Theorie mit abnehmendem Druck steiler als nach der Theorie von D'Yakonov und Perel ab. Diese Abweichung ergibt sich aus den unterschiedlichen Annahmen bezüglich der Geschwindigkeitsverteilung der Atome.

Wenn der Druck p so weit erhöht wird, daß die Bedingung $n \lambda^3 \ll 1$ nicht mehr erfüllt ist, kann der Einfluß der kohärenten Vielfachstreuung gegenüber dem der Relaxationszeitverkürzung vernachlässigt werden. Aus der linearen Druckabhängigkeit läßt sich dann der Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}^{(2)}$ ermitteln. Bei der Untersuchung solcher Zustände, die nicht Resonanzzustände sind, entfällt der 2. Term der Gl. (4) für die kohärente Vielfachstreuung. In diesen Fällen ist es möglich, den Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}^{(2)}$ aus Messungen bei niedrigeren Drucken zu bestimmen.

2. Versuchsanordnung

VAN ECK, DE HEER und VAN DEN BOS¹⁰ sowie SCHARMANN und SCHARTNER¹¹ untersuchten in Analogie zu den Experimenten von SKINNER¹² et al. den Polarisationsgrad des Stoßleuchtens von Helium in Abhängigkeit von der Energie (5 keV – 1 MeV) stoßender H-Atome, H⁺, H₂⁺ und H₃⁺-Ionen. Die gemessenen Abhängigkeiten der Polarisationsgrade von der Stoßenergie der H⁺ und H₂⁺-Ionen zeigen für die verschiedenen Übergänge des Helium-Singulett-Spektrums ein Maximum des Polarisationsgrades zwischen 10 und 20 keV. Mit steigender Stoßenergie nimmt der Polarisationsgrad ab und nähert sich für Energien $E > 1$ MeV einem negativen Grenzwert¹³. Eine Betrachtung der Anregungsquerschnitte zeigt, daß die Maxima der Polarisationsgrade wie z. B. bei der Protonenstoßanregung schon bei Energien unterhalb der der maximalen Anregungsquerschnitte erreicht werden. Aus zahlreichen Messungen ist bekannt, daß der Polarisationsgrad unterhalb eines Grenzdruckes p_g vom Druck des Gases unabhängig ist. Oberhalb dieses Grenzdruckes nimmt der Polarisationsgrad mit steigendem Druck ab. Die

Auswahl der Anregungsenergie, der Stoßenergie der H⁺- und H₂⁺-Ionen, zu 15 keV wurde der energetischen Lage des Polarisationsgradmaximums entsprechend getroffen.

2.1. Ionenquelle und Nachbeschleunigung

Die Wasserstoffionen wurden in einer Hohlanodenentladung (Abb. 2) bei einem Druck von ungefähr 10^{-3} Torr erzeugt¹⁴. Durch ein Magnetfeld parallel zur Achse der zylindrischen Anode wurde die Ionisierungsrate erhöht. Die Betriebsdaten der Entladung waren: Entladungsspannung $U = 5$ kV, Entladungsstrom $I = 20$ mA. Das Ionengemisch, 50% H⁺ und 50% H₂⁺-Ionen, konnte durch eine Öffnung ($\Phi = 4$ mm) in der Mantelfläche des Wolfram-Anodenzylinders aus dem Entladungsplasma senkrecht zur Zylinderachse mit Hilfe einer Extraktionsspannung von 4 kV abgesaugt und durch ein Dreielektrodenlinsensystem fokussiert werden. Die Anode der Entladung war auf ein Potential von +15 kV gegen Erdpotential gelegt.

In der Nachbeschleunigungsstrecke wurde der Ionenstrahl mit Hilfe zweier Rohrlinsen fokussiert und die Ionen auf eine Endenergie von 15 keV beschleunigt. Die dazu notwendigen Potentiale wurden den Rothelektroden über einen Spannungsteiler zugeführt.

2.2. Druckstufe

Um die Einflüsse des Restgases in der Nachbeschleunigungsstrecke auf den Ionenstrahl, wie z. B. die Defokussierung durch Streuung, gering zu halten, mußte ein Restgasdruck von $p_R < 2 \cdot 10^{-5}$ Torr durch Öl-Diffusionspumpen (350 l/sec) aufrechterhalten werden. Zur Untersuchung des Stoßleuchtens war dagegen ein maximaler Druck von $p = 5 \cdot 10^{-2}$ Torr in der Stoßkammer erwünscht. Um dieses Druckgefälle zwischen der Nachbeschleunigungsstrecke und dem Stoßraum aufrechterhalten zu können, wurde dazwischen eine Druckstufe eingebaut.

2.3. Stoßraum

Der Ionenstrahl gelangte durch eine Düse ($\Phi = 3$ mm) in den Stoßraum. Hinter dem Beobachtungsbereich wurde der Ionenstrom ($I_1 \sim 12$ μ A) mit Hilfe eines Faraday-Behlers gemessen und seine Konstanz während der Messung überprüft. Zwei Blenden schürmten den Beobachtungsbereich gegen Einflüsse elektrischer Felder und Sekundärelektronen ab. Das Helium wurde durch ein Dosierventil in den Stoßraum eingelassen. Das Druckgleichgewicht zwischen dem Gasverlust an der Düse zur Druckstufe und dem eingelassenen Gas wurde

¹⁰ J. VAN ECK, F. J. DE HEER u. J. KISTEMAKER, Physica 30, 1171 [1964]. — J. VAN DEN BOS, Thesis, Universität Amsterdam 1967.
¹¹ A. SCHARMANN u. K.-H. SCHARTNER, Phys. Letters 26 A, 51 [1967]; 27 A, 43 [1968].
¹² H. W. B. SKINNER, Proc. Roy. Soc. London 112 A, 642 [1926]. — H. W. B. SKINNER u. E. T. S. APLEYARD, Proc. Roy. Soc. London 117 A, 224 [1927].
¹³ I. C. PEECEVAL u. M. I. SEATON, Phil. Trans. Roy. Soc. London 251, 113 [1952]. — A. SCHARMANN u. K.-H. SCHARTNER, Z. Phys. 219, 55 [1969].
¹⁴ C. F. BARNETT et al., Rev. Sci. Instr. 24, 394 [1953].

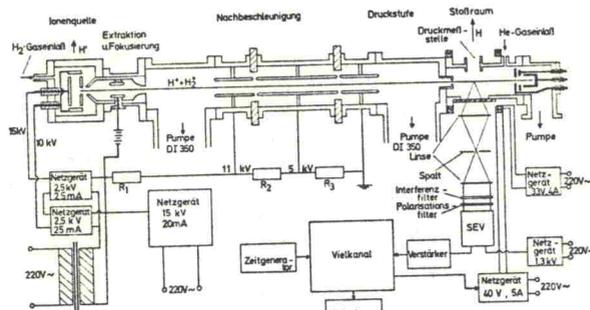


Abb. 2. Versuchsanordnung (Pumpstutzen um 90° gedreht).

mit einem Heraeus Jonivac 2 direkt über dem Beobachtungsbereich gemessen. Der Fehler der Druckmessung kann zu 20% angegeben werden.

2.4. Magnetfeld und Nachweioptik

Mit Spulen in Helmholtz-Anordnung wurde ein variables Magnetfeld H und ein konstantes Magnetfeld H_1 senkrecht zur Ionenstrahlrichtung und parallel

zur Beobachtungsrichtung erzeugt. In einer entsprechenden Anordnung wurden außerdem das Erdmagnetfeld und das störende Streufeld des Ionenquellmagneten auf 50 mG kompensiert.

Die Beobachtungsoptik bestand aus einer 1:1-Abbildung eines Ausschnittes des Anregungsbereiches in der Stoßkammer auf eine Zwischenblende und einer weiteren Linse, die ein Parallelstrahlbündel herstellte. Im parallelen Strahlengang (Abb. 2) befanden sich

Typ				H.W.	λ_{max}	
5 ¹ S-2 ¹ P	B 11	5 ¹ S-2 ¹ P	5 ¹ D-2 ¹ P	4 ³ D-2 ³ P	9 Å	4438 Å (BA)
	λ	4438 Å	4388 Å	4471 Å		
	T	55%	< 1%	1%		
	T _{BA}	57%	< 1%	1%		
3 ¹ P-2 ¹ S	B 11	4 ¹ D-2 ¹ P	3 ¹ P-2 ¹ S	4 ¹ S-2 ¹ P	12 Å	5019 Å (BA)
	λ	4922 Å	5016 Å	5048 Å		
	T	< 4 ⁰ /00	39,5%	3%	(BA)	(BA)
4 ¹ P-2 ¹ S	B 11	4 ¹ P-2 ¹ S	5 ¹ D-2 ³ P	3 ³ P-2 ³ S	20 Å	3965 Å (BA)
	λ	3965 Å	4026 Å	3888 Å		
	T	29%	< 1%	< 1 ⁰ /00	(BA)	(BA)
	T _{BA}	28,5%				
3 ¹ D-2 ¹ P	B 10	3 ¹ D-2 ¹ P	3 ³ S-2 ³ P	3 ¹ S-2 ¹ P	70 Å	
	λ	6678 Å	7065 Å	7281 Å		
	T	52%	< 1%	< 1 ⁰ /00		
4 ¹ D-2 ¹ P	B 10	4 ¹ D-2 ¹ P	3 ¹ P-2 ¹ S	4 ¹ S-2 ¹ P	39 Å	
	λ	4922 Å	5016 Å	5048 Å		
	T	71%	< 0,4%	< 1 ⁰ /00		
5 ¹ D-2 ¹ P	B 11	5 ¹ D-2 ¹ P	5 ¹ S-2 ¹ P	4 ³ D-2 ³ P	13,5 Å	4392 Å (BA)
	λ	4388 Å	4438 Å	4471 Å	(BA)	(BA)
	T	54,5%	< 1%	< 5 ⁰ /00		
	T _{BA}	48 %	< 1%	< 4 ⁰ /00		

Tab. 1. Transmissionswerte der verwendeten Interferenzfilter. Der Index BA weist auf die Angaben der Herstellerfirma Baird Atomic hin.