Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 40 (1967)
Heft: 8

Artikel: Elektroneneinfang schneller Protonen in Gasen
Autor: Schryber, Urs
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113807

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 09.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Elektroneneinfang schneller Protonen in Gasen

von **Urs Schryber**
Laboratorium für Hochenergiephysik an der ETH, Zürich

(21. VIII. 67)

Abstract. Measurements of different electron capture cross-sections for fast protons in gases are reported.

A proton beam from a Van de Graaff-accelerator was conducted through a differentially pumped gas cell. The emerging beam was analysed by a transverse magnetic field. From the neutral component the cross-section for electron capture σ_{10} in H_2, He, N_2, O_2, Ne, A and Kr was measured for energies ranging from 1 MeV to 4.5 MeV. From the measurement of the negative beam component the cross-section for the capture of two electrons in a single collision, σ_{1-1}, as well as the cross-section σ_{0-1}, was deduced for H_2, He, N_2 and A in the energy range from 250 keV to 1000 keV.

The results are compared with published theoretical estimates and experimental results. The cross-section σ_{10} for protons in H_2 is found to be proportional to E^{-5} within the energy range of 200 keV to 3.3 MeV. For protons in He-gas σ_{10} approaches asymptotically an energy dependence of E^{-6}. The variation of σ_{10} with energy for N_2 and A can be explained by electron capture from different shells. The energy dependence of the cross-section σ_{1-1} for H_2 and He is approximately proportional to E^{-10} at an impact energy of 450 keV and 750 keV respectively.

1. Einleitung

Die Erzeugung von neutralen bzw. negativen Wasserstoffionen in Gasen ist über folgende Einfangsreaktionen möglich:

$$H^+ + A \rightarrow H^0(n\,l) + A^+ \quad \text{mit } \sigma_{10} \tag{1}$$

$$H^0(n\,l) + A \rightarrow H^-(1\,s^2) + A^+ \quad \text{mit } \sigma_{0-1} \tag{2}$$

$$H^+ + A \rightarrow H^-(1\,s^2) + A^{++} \quad \text{mit } \sigma_{1-1}\,. \tag{3}$$

In dieser Schreibweise ist A als ein beliebiges Targetatom aufzufassen, welches sich nach Ablauf der Kollision in einem einfach bzw. zweifach geladenen Zustand befindet. $(n\,l)$ kennzeichnet den Zustand des H-Atoms. Der Betrag der den verschiedenen Reaktionen zugehörigen Einfangsquerschnitte wird auch durch die Elektronenkonfiguration des Targetatoms im Anfangs- und Endzustand beeinflusst. Im folgenden sollen die Wirkungsquerschnitte σ_{ik}, sofern sie nicht näher bezeichnet werden, als die totalen Wirkungsquerschnitte aufgefasst werden (Summation über alle möglichen Anfangs- und Endzustände beider Stosspartner).

Den drei Elektroneneinfangsreaktionen stehen drei Strippingreaktionen gegenüber:

$$H^- \rightarrow H^0 + e^- \quad \text{mit } \sigma_{-10} \tag{4}$$

$$H^- \rightarrow H^+ + 2\,e^- \quad \text{mit } \sigma_{-11} \tag{5}$$

$$H^0 \rightarrow H^+ + e^- \quad \text{mit } \sigma_{01}\,. \tag{6}$$

Die Bindungsenergie des H^0-Atoms im Grundzustand beträgt 13,6 eV; demgegenüber beträgt im H^--Ion die Bindungsenergie beider Elektronen zusammen 14,3 eV. Die beiden Elektronen befinden sich in einem $1s$-Zustand. Wegen der geringen Elektronenaffinität des zusätzlichen Elektrons im H^--Ion von nur 0,7 eV ist zu erwarten, dass der Wirkungsquerschnitt der Reaktion (4) grösser ist als diejenigen der andern Reaktionen. Ebenso erwartet man, dass die Einfangsreaktionen seltener stattfinden als die Strippingreaktionen. Tatsächlich wird bei den letzteren für höhere Ionenenergien eine asymptotische Energieabhängigkeit von E^{-1} beobachtet, wogegen die Energieabhängigkeit der Einfangsquerschnitte für einfachen Elektroneneinfang gegen $E^{-11/2}$ strebt.

Die theoretische Behandlung der Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang schneller Protonen ist wegen der Kompliziertheit der Systeme noch sehr unvollständig. Weder in der Energieabhängigkeit noch dem Betrage nach konnte bis anhin zwischen Experiment und Theorie eine befriedigende Übereinstimmung erzielt werden.

2. Theoretische Aspekte des Elektroneneinfangs

2.1. *Einfacher Elektroneneinfang*

Die verschiedenen theoretischen Aspekte des einfachen Elektroneneinfangs wurden durch Bates und McCaroll [1] in einem Übersichtsartikel und durch Bransden und Cheshire [2] beschrieben. Protonen mit einer Relativgeschwindigkeit v bezüglich des Targetatomes, welche die Ungleichung

$$\frac{h\,v}{a\,\Delta E} \gg 1 \tag{7}$$

erfüllen, werden als schnelle Protonen bezeichnet. Darin bedeutet ΔE die Änderung der inneren Energie des Systems und a der «Durchmesser» des Targetatoms. Für Protonen in H_2-Gas ist diese Ungleichung für Energien oberhalb einiger hundert keV erfüllt. In Ungleichung (7) soll die Bedingung zum Ausdruck kommen, dass die Dauer der Störung $T = a/v$ viel kürzer als die Schwingungsdauer $t = h/\Delta E$ eines fiktiven Oszillators sein soll. Unter diesen Bedingungen werden die Wellenfunktionen der Elektronen im Targetatom nicht rearrangiert.

Der Wirkungsquerschnitt für einfachen Elektroneneinfang in einem beliebigen Atom kann nicht exakt berechnet werden. Eine gute Näherung für Einelektronensysteme liefert die Methode von Brinkman und Kramers [3] (1. Bornsche Näherung, anwendbar für Protonenenergien oberhalb von etwa 20 keV). Bei Vernachlässigung des abstossenden Kern-Kern-Potentials lassen sich die Integrationen elementar durchführen. Diese Vernachlässigung wird dadurch gerechtfertigt, dass es, physikalisch gesehen, lediglich die Bahn des Protons beeinflusst, zur Übergangswahrscheinlichkeit des Elektrons aber keinen Beitrag liefert. Wirkungsquerschnitte, welche nach der oben erwähnten Methode berechnet wurden, sind durch den Index BK bezeichnet.

Für $1s \to 1s$-Übergänge lautet der Brinkman-Kramers-Querschnitt

$$Q_{BK} = \frac{1}{5}\, 2^{18}\, \pi\, a_0^2\, Z^5\, Z'^5\, s^8\, [s^2 + (Z + Z')^2]^{-5}\, [s^2 + (Z - Z')^2]^{-5}\,. \tag{8}$$

Z und Z' bedeuten die effektiven Kernladungen von Geschoss- bzw. Targetatom, und s ist mit der Protonenenergie (in keV) über die Beziehung $E = 25\, s^2$ verknüpft.

Allgemein gilt für die asymptotische Energieabhängigkeit der Brinkman-Kramers-Querschnitte

$$Q_{BK}(n_i\, l_i,\, n_f\, l_f) \sim E^{-(6+l_i+l_f)}\,. \tag{9}$$

Darin ist der Anfangs- bzw. der Endzustand des Elektrons durch die Quantenzahlen $(n_i\, l_i)$ bzw. $(n_f\, l_f)$ gekennzeichnet, und E ist die Energie des einfallenden Protons. Daraus ist ersichtlich, dass die Wirkungsquerschnitte bei höheren Energien durch $s \to s$-Übergänge dominiert werden, für welche eine Energieabhängigkeit von E^{-6} erwartet wird. Dieses Ergebnis wird verständlich, wenn man folgendes bedenkt: Der Einfang eines Elektrons ist dann am wahrscheinlichsten, wenn ein Proton längs seiner Bahn ein Elektron trifft, dessen Relativgeschwindigkeit in bezug auf das Proton mit der Umlaufsgeschwindigkeit des eingefangenen Elektrons übereinstimmt. Durch eine Transformation der Wellenfunktion in den Impulsraum lässt sich zeigen, dass die Impulsverteilung der s-Elektronen, verglichen mit derjenigen von p- und d-Elektronen, gegen hohe Impulse langsamer abklingt. Elektronen mit hohem Impuls sind in unmittelbarer Kernnähe zu treffen, wo zudem die Wahrscheinlichkeitsdichte für s-Elektronen am grössten ist. Der Elektroneneinfang bei hohen Protonenenergien ist folglich für kleine Werte des Stossparameters am wahrscheinlichsten. Diese physikalische Interpretation wird durch die mathematische Behandlung des Elektroneneinfangs durch die Stossparametermethode erhärtet (siehe Bates [1]).

Aus den obigen Ausführungen ist ersichtlich, dass bei hohen Energien die Einfangsquerschnitte durch die Elektronendichte in Kernnähe bestimmt werden. Exakte Wellenfunktionen sind aber nur für Einelektronensysteme bekannt, und es ist daher fraglich, wie genau sich die Wirkungsquerschnitte für kompliziertere Systeme wie He, N, O usw. überhaupt berechnen lassen.

Aus den Brinkman-Kramers-Querschnitten ergibt sich auch die Wahrscheinlichkeit für Einfang in die angeregten Zustände [4]

$$Q_{BK}(1\, s,\, n_f\, s) \sim n_f^{-3}\,. \tag{10}$$

Die Berechnung von Einfangsquerschnitten, welche dem abstossenden Kern-Kern-Potential Rechnung trägt, wird nur durch numerische Methoden ermöglicht [5, 6]. Diese Wirkungsquerschnitte werden als Bornquerschnitte Q_B bezeichnet; sie sind durchwegs kleiner als die entsprechenden Brinkman-Kramers-Querschnitte. Es zeigt sich, dass die Differenz zwischen Q_B und Q_{BK} mit zunehmender Energie langsam abnimmt und dass deren Verhältnis von der Art des Übergangs fast unabhängig ist. Nach Mapleton [7] lassen sich die Einfangsquerschnitte für beliebige Atome A in guter Näherung wie folgt darstellen:

$$Q_B\,(\mathrm{A}) = R\,(\mathrm{H,\,He})\; Q_{BK}\,(\mathrm{A})\,.$$

R (H) bzw. R (He) sind die berechneten Verhältnisse Q_B/Q_{BK} für atomaren Wasserstoff und Helium.

Die Tatsache, dass das Verhältnis Q_B/Q_{BK} für hohe Protonenenergien nicht gegen den Wert 1 strebt, ist unbefriedigend. Dieser Widerspruch wird durch den Mangel an

Orthogonalität der Wellenfunktionen im Anfangs- und Endzustand erklärt. Physikalisch lässt sich der Einfluss des abstossenden Kern-Kern-Potentials auf die Einfangswahrscheinlichkeit bei hohen Protonenenergien nicht begründen, und es muss daher angenommen werden, dass das Hochenergieverhalten der Einfangsquerschnitte durch den Brinkman-Kramers-Querschnitt beschrieben wird. Andererseits stimmen die Born-Querschnitte – jedenfalls bis zu Protonenenergien von einigen MeV – mit den experimentellen Werten erstaunlich gut überein.

Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass sich die Wirkungsquerschnitte Q_B und Q_{BK} nicht in der Ordnung der Näherung unterscheiden – es handelt sich in beiden Fällen um eine 1. Bornsche Näherung – sondern nur durch die Mitberücksichtigung des abstossenden Kern-Kern-Potentials.

Der Beitrag der Näherungen höherer Ordnung scheint theoretisch noch nicht befriedigend gelöst zu sein. Jedenfalls ist bekannt, dass für $1s \to 1s$-Übergänge durch die 2. Bornsche Näherung ein dominanter Term mit einer Energieabhängigkeit von $E^{-11/2}$ eingeführt wird. Für die Reaktion

$$H^+ + H(1\,s) \to H(1\,s) + H^+$$

überwiegt der $E^{-11/2}$-Term erst bei einer Protonenenergie von etwa 140 MeV, wobei es aber durchaus möglich ist, dass die 2. Bornsche Näherung bereits bei wesentlich tieferen Energien nicht vernachlässigbare Korrekturen liefert[1]).

Eine weitere noch weitgehend unabgeklärte Frage stellt sich nach der Gültigkeit obiger Betrachtungen für den Elektroneneinfang in zwei- oder mehratomigen Gasen. Experimentelle Untersuchungen, welche einen Vergleich an ein- und zweiatomigen Gasen zulassen, sind nur wenige bekannt. So wurde beispielsweise von McClure [8] und Wittkower [9] das Verhältnis der Einfangsquerschnitte für die beiden Reaktionen

$$H^+ + H_2 \to H + H_2^+ \text{ mit } \sigma_2 \text{ (pro Molekül)}$$

$$H^+ + H \to H + H^+ \text{ mit } \sigma_1 \text{ (pro Atom)}$$

für Energien zwischen 40 keV und 250 keV gemessen. Beide Autoren stellen übereinstimmend fest, dass das Verhältnis σ_1/σ_2 der Einfangsquerschnitte für Energien von einigen 100 keV gegen den Wert 0,42 strebt.

Der Elektroneneinfang in molekularem Wasserstoff wurde von Tuan und Gerjuoy [10] theoretisch untersucht. Es wird gezeigt, dass das Verhältnis σ_1/σ_2 infolge dreier Effekte eine energieabhängige Funktion ist, welche für hohe Protonenenergien gegen einen Wert zwischen 0,36 und 0,42 strebt.

1. Die beiden Elektroneneinfangsamplituden für die beiden Atome des Wasserstoffmoleküls interferierten miteinander in dem Sinne, dass die Einfangswahrscheinlichkeit im Wasserstoffmolekül grösser ist als die doppelte Einfangswahrscheinlichkeit im H-Atom.

---

[1]) Private Mitteilung von Dr. R. A. Mapleton, Air Force Cambridge Research Laboratories, Bedford, Massachusetts.

2. Übergänge, bei denen sich das übrigbleibende H_2^+-Ion in einem geraden oder ungeraden Zustand befindet, sind nicht gleich wahrscheinlich. Dieser Effekt verringert die Einfangswahrscheinlichkeit im H_2-Molekül gegenüber derjenigen in zwei getrennten H-Atomen.

3. Die Einfangsamplitude ist annähernd proportional der Wahrscheinlichkeit, in einem System ein Elektron zu finden, dessen Geschwindigkeit mit der Relativgeschwindigkeit der Protonen übereinstimmt. Die Wahrscheinlichkeit, in einem H_2-Molekül ein Elektron mit hohem Impuls zu finden, ist grösser als die entsprechende Wahrscheinlichkeit für zwei getrennte H-Atome.

Bei hohen Protonenenergien überwiegt der dritte Effekt, wodurch der Elektroneneinfang im H_2-Molekül gegenüber demjenigen im H-Atom begünstigt wird.

Zum Abschluss dieses Abschnittes sei noch kurz auf eine klassische Methode von THOMAS [11] aus dem Jahre 1927 zur Berechnung von Einfangsquerschnitten hingewiesen. Durch neuere Arbeiten von BATES und MAPLETON [12] hat diese Methode erneut Bedeutung gewonnen.

Nach THOMAS lässt sich der Stossprozess zwischen Proton, Elektron und Atomrumpf in zwei Zweierstösse separieren. Die erste Kollision findet zwischen dem einfallenden Proton und dem gebundenen Elektron, die zweite Kollision zwischen Elektron und Atomrumpf statt. Diese Aufspaltung ist dann gerechtfertigt, wenn sich das Elektron bei der Kollision seinem Partner so stark nähert, dass während der Dauer des Stosses der Einfluss des unbeteiligten Partners auf die Elektronenbewegung vernachlässigbar ist. Der während des ersten Stosses an das Elektron übertragene Impuls sei so gross, dass dessen Geschwindigkeit nach dem Stoss dem Betrage nach derjenigen des Protons fast gleich ist. Die zweite Kollision lässt den Impuls des Elektrons dem Betrage nach unverändert, soll aber eine Richtungsänderung in dem Sinne erzeugen, dass die Flugrichtung des Elektrons zu derjenigen des Protons parallel ist. Das Elektron kann als eingefangen betrachtet werden, wenn seine kinetische Energie bezüglich des einfallenden Protons kleiner ist als seine potentielle Energie im elektrischen Feld des Protons.

Analog zu den früher diskutierten quantenmechanischen Modellen, erfordert auch dieses klassische Modell eine Dichtefunktion, durch welche die Elektronenverteilung im Targetatom beschrieben wird. In der Originalarbeit von THOMAS wurde eine Elektronenverteilung nach Thomas-Fermi angenommen; die berechneten Einfangsquerschnitte sind proportional $E^{-11/4}$. Die Annahme einer dem Bohrschen Atommodell entsprechenden Elektronenverteilung hingegen führt auf eine Energieabhängigkeit von $E^{-11/2}$. Diese Ergebnisse sind aus folgenden Gründen unbefriedigend: Die im ersteren Falle berechnete Energieabhängigkeit von $E^{-11/4}$ vermag der Wirklichkeit nicht gerecht zu werden. Die im letzteren Falle berechnete Energieabhängigkeit ist wohl vernünftig, setzt aber eine unrealistische Elektronenverteilung voraus.

Mit Hilfe eines modifizierten Modells und unter Annahme einer Elektronenverteilung nach Hartree-Fock-Slater wurden kürzlich von BATES und MAPLETON [13] die Einfangsquerschnitte für Protonen in Neon und Argon berechnet. In dieser Darstellung des Targetatoms wird die Struktur der Elektronenschalen berücksichtigt. Die Elektronengeschwindigkeit innerhalb einer Elektronenschale wird als konstant betrachtet. Sie ist dieselbe auch für verschiedene Werte der Nebenquantenzahl 1.

Trotz diesen Vereinfachungen stimmen die theoretischen Werte von BATES und MAPLETON mit den experimentellen Werten recht gut überein.

2.2. *Einfang von zwei Elektronen*

Über den zweifachen Elektroneneinfang von Protonen sind bis heute nur sehr wenige theoretische Arbeiten veröffentlicht worden. Dies vermutlich deshalb, weil sich die Theorie nur mit einigen wenigen Experimenten vergleichen liess. Messungen für verschiedene Gastargets liegen nur vor für Protonenenergien unterhalb 60 keV.

Die ersten Berechnungen wurden für die Umladungsreaktion

$$He^{++} + He(1\,s^2) \rightarrow He(1\,s^2) + He^{++} \tag{11}$$

von GERASIMENKO [14] in erster Bornscher Näherung durchgeführt. In dieser Rechnung, welche zu einer asymptotischen Energieabhängigkeit von E^{-7} führt, wurde neben der Kern-Kern-Wechselwirkung auch die Korrelationsenergie zwischen den Elektronen vernachlässigt. MITTLEMAN [15] zeigte, dass die 1. Bornsche Näherung, richtig angewendet, unter diesen Bedingungen verschwindet und dass die Näherung 2. Ordnung hingegen auf eine Energieabhängigkeit von E^{-11} führt. Die Mitberücksichtigung der Elektronenkorrelation in der 1. Näherung führt auf E^{-10}.

Bei Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronen können deren Wellenfunktionen im Anfangs- und Endzustand als ein Produkt zweier Wellenfunktionen dargestellt werden. Dementsprechend ist die Amplitude für den Einfang von zwei Elektronen gleich dem Quadrat der Amplitude für einfachen Elektroneneinfang. Nach dieser Methode wurden von MITTLEMAN und FULTON [16, 17] die Wirkungsquerschnitte für die beiden Reaktionen (11) und (12) berechnet

$$H^+ + H_2 \rightarrow H^- + 2\,H^+\,, \tag{12}$$

letztere für Protonenenergien zwischen 50 und 625 keV.

2.3. *Aufgabenstellung*

Die im nächsten Kapitel beschriebene Messapparatur gestattet die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für einfachen und für zweifachen Elektroneneinfang von Protonen in verschiedenen Gasen im Energiebereich zwischen 0,25 MeV und 4,5 MeV.

Der Verlauf von σ_{10} für Protonenenergien unterhalb von 1 MeV in verschiedenen Gasen ist gut bekannt (siehe ALLISON [18]). Über neuere Messungen, ausgeführt mit Deuteronen von 12,9 MeV und 21,0 MeV in He, N_2 und A wurde von BERKNER [19] berichtet. (Die entsprechende Protonenenergie ist gleich der halben Deuteronenenergie.) Für die Gase N_2 und A sind die Resultate widersprüchlich; ein Anschluss der Messwerte oberhalb 6 MeV an diejenigen unterhalb 1 MeV ist bis anhin nicht möglich. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte σ_{10} in diesem Zwischengebiet soll gemessen werden. Dies erlaubt einen Vergleich mit theoretisch berechneten Werten für He und N_2 von MAPLETON [20–23], welche für N_2 den Einfang von $1s$-, $2s$- und $2p$-Elektronen berücksichtigen.

Es soll auch versucht werden, die asymptotische Energieabhängigkeit von σ_{10} und σ_{1-1} zu bestimmen. Dies dürfte am ehesten in den leichten Gasen H_2 und He möglich sein[2]).

3. Experimentelle Anordnung

3.1. *Messapparatur*

Die Messungen wurden am grossen Van-de-Graaff-Beschleuniger der Universität Zürich durchgeführt.

Die experimentelle Anordnung ist in Figur 1 dargestellt. Die Protonen aus dem Beschleuniger werden der Messapparatur über einen 90°-Umlenkmagneten und einen Switchingmagneten zugeführt. Durch zwei Helmholtzspulen – die zweite befindet sich in unmittelbarer Nähe der Targetkammer – wird der Protonenstrahl von neutralen und negativen Strahlverunreinigungen befreit. Letztere entstehen durch Elektroneneinfang im Restgas der Strahlführungsrohre. Die durch die Helmholtzspulen verursachte Auslenkung des Protonenstrahles ist gering; bei einer Protonenenergie von 1 MeV beträgt sie etwa 4 mm.

Die beiden Stabilisierelektroden vor der Targetkammer dienen der Energiestabilisierung des Beschleunigers.

Für die Konstruktion der Apparatur[3]) waren die folgenden Punkte richtungweisend:

1. Ausserhalb der Targetkammer soll ein möglichst gutes Vakuum herrschen, damit die Umladungsprozesse im Restgas vernachlässigt werden können.

2. Die Messung des Gasdruckes in der Targetkammer muss möglichst genau sein, weil die gesuchten Wirkungsquerschnitte mit dem Absolutwert der Druckmessung verknüpft sind.

3. Der Partialdruck des Restgases in der Targetkammer muss sehr klein sein. Während der Messungen wird die Targetkammer nur durch die beiden Strahlblenden mit kleinem Leitwert evakuiert. Die Leckrate in den Messraum darf deshalb 10^{-7} Torr l/s nicht übersteigen.

Die Targetkammer hat eine effektive Länge von 158 ± 8 mm; sie ist aus Messing hergestellt und ist ausheizbar. Der Gasdruck kann zwischen 10^{-4} Torr und 10^{-1} Torr variiert werden. Die stirnseitig angebrachten Ein- und Austrittsblenden sind auswechselbar. Der Durchmesser der Eintrittsblende betrug für alle Experimente 0,5 mm. Unter Berücksichtigung der relativ hohen Gasdurchflussmenge durch die Blenden

---

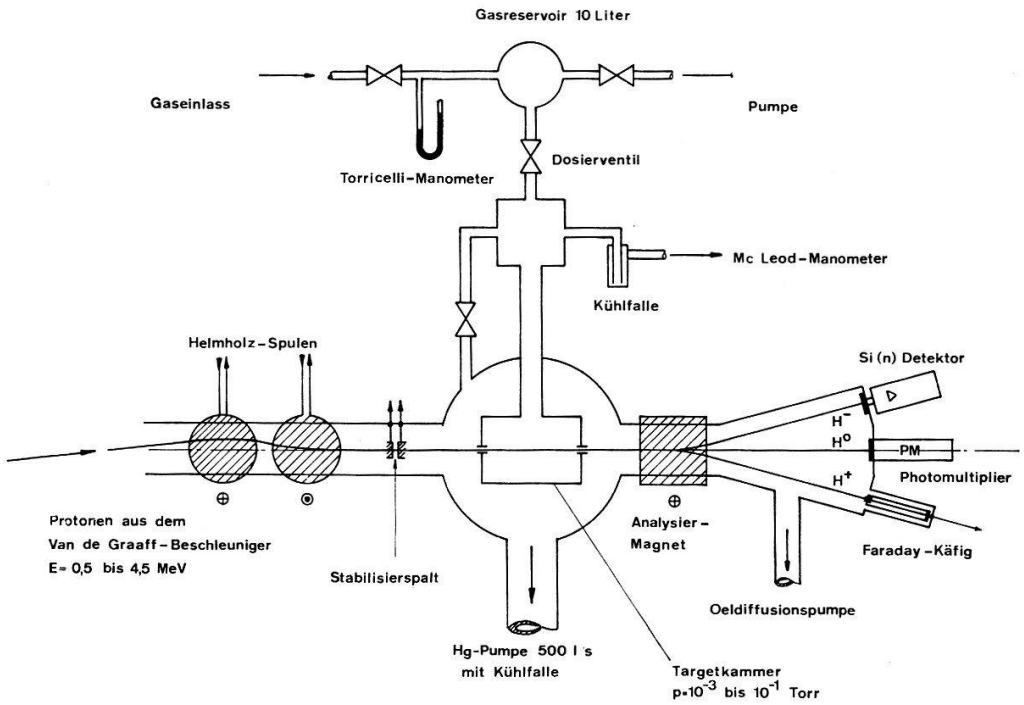
[2]) Der Beginn des asymptotischen Energiebereiches soll als jene Energie E' bezeichnet werden, bei welcher der die Energieabhängigkeit eines Wirkungsquerschnittes beschreibende Exponent den asymptotischen Wert bis auf 5% angenähert hat. Für $1s \rightarrow 1s$-Übergänge lässt sich E' aus Formel (8) abschätzen.

$$E' = 8 \cdot 10^2 \, (Z^2 + Z'^2) \quad E' \text{ in keV} .$$

Für Elektroneneinfang von Protonen beträgt E' in Wasserstoff 2 MeV, in Helium 3,3 MeV, in Stickstoff 38 MeV und in Argon 270 MeV.

[3]) Die Messapparatur wird in einer Diplomarbeit am Phys. Inst. ETH eingehend beschrieben: P. Christen, *Bau einer Messapparatur zur Bestimmung der Umladungsquerschnitte von* H-*Ionen in einem Energieintervall von 0,5–3 MeV für verschiedene Targetmaterialien* (1963).

(maximal 2×10^{-3} Torr l/s) wurde eine Diffusionspumpe mit hoher Saugleistung (500 l/s) verwendet. Dadurch konnte der Druck im Rezipienten für alle Messungen unterhalb 2×10^{-5} Torr gehalten werden. Um Verunreinigungen des Beschleunigers mit Öldämpfen möglichst zu vermeiden, wurde eine Hg-Diffusionspumpe mit Kühlfalle gewählt. Die Targetkammer ist über einen kurzen Tombakschlauch mit einem Messblock ausserhalb des Rezipienten verbunden. Dank der konsequenten Anwendung von Metalldichtungen am Messblock konnte bei abgeschlossenem Targetraum (nur durch Strahlblenden evakuiert) ein Enddruck von 3×10^{-6} Torr gemessen werden. Die Druckmessung erfolgt am Messblock mittels eines McLeod-Manometers. Nach Angaben des Herstellers (Firma Leybold, Köln) ist die Messgenauigkeit besser als 5%. Der Messfehler infolge Druckabfalls über dem Verbindungsrohr zur Targetkammer ist vernachlässigbar. Seine obere Grenze wurde zu 1% berechnet. Die Rückströmung von Hg-Dampf in das Meßsystem wird durch eine Kühlfalle zwischen McLeod-Manometer und Messblock verhindert. MEINKE [24] zeigte, dass die Strömung des Hg-Dampfes vom Manometer in die Kühlfalle einen Druckabfall längs der Verbindungsrohre bewirkt (Gaedeeffekt). Der Einfluss des Gaedeeffektes wurde abgeschätzt. Die Korrekturen sind grösser für schwere Gase; für Krypton beträgt sie maximal 16%.



Figur 1

Prinzipschema der Messapparatur.

Das Gas wird der Targetkammer aus einem 10 Liter-Reservoir über ein Dosierventil zugeführt. Durch Verändern des Druckes im Gasreservoir lässt sich der Druck in der Targetkammer bequem variieren.

Für die Messungen wurden kommerzielle Gase extrareiner Qualität verwendet. Die für H_2 garantierte Reinheit beträgt 0,001%.

Der Ionenstrahl wird nach dem Verlassen der Targetkammer magnetisch analysiert und dabei in seine drei Komponenten I^+, I^0 und I^- zerlegt. Die positive Komponente

wird in einem Faradaykäfig aufgefangen. Der Protonenstrom wird mit einem Keithley-Galvanometer gemessen und anschliessend integriert. Die Strommessung wurde durch das Anlegen verschiedener magnetischer Felder an den Faraday-Käfig nicht beeinflusst. Damit darf angenommen werden, dass die Messung des Protonenstromes nicht durch entweichende Sekundärelektronen verfälscht wird.

Die negativen Teilchen werden durch einen Festkörperdetektor (empfindliche Fläche 100 mm^2) mit ladungsempfindlichem Vorverstärker und Hauptverstärker gezählt. Für die Zählung der neutralen Teilchen wurde ein Photomultiplier (Typ Philips 56 AVP) mit Plastikscintillator verwendet. Die Ausgangssignale der beiden Zählsysteme wurden auf die Impulshöhe analysiert. Die Zählergebnisse wurden – sofern notwendig – auf Totzeitfehler korrigiert.

Die Beschleunigungsspannung des Van-de-Graaff-Beschleunigers kann zwischen einigen hundert kV und 6 MV kontinuierlich variiert werden. Spannungen unterhalb 0,5 MV lassen sich aber nicht mehr einwandfrei stabilisieren (Koronastabilisierung). Für die Erzeugung von Protonen niedriger Energie wurde deshalb folgende Methode angewendet: Mit den Protonen werden im Beschleuniger gleichzeitig die schwereren H_2^+-Ionen beschleunigt. Ihr Impuls ist um einen Faktor $\sqrt{2}$ grösser als derjenige der Protonen. Die H_2^+-Ionen werden durch den 90°-Magneten von den Protonen separiert und anschliessend in einer Kohlenfolie mit einer Dicke zwischen 3 und 10 $\mu g/cm^2$ in zwei Protonen aufgespalten. Die Energie der nach dieser Methode erzeugten Protonen ist gleich der halben Energie der direkt beschleunigten Protonen. Die Ergiebigkeit der Hochfrequenzionenquelle an H_2^+-Ionen beträgt etwa 20% des Protonenstromes.

Die Wahrscheinlichkeit, dass die beiden Protonen des zerfallenen H_2^+-Ions in der Targetkammer dieselbe Einfangreaktion durchlaufen und durch die Detektoren nur einfach gezählt werden, ist sehr klein und kann vernachlässigt werden.

Während eines Elektroneneinfangprozesses erfahren die Protonen infolge der Impulsübertragung an die Elektronen eine geringfügige Richtungsänderung. Die dadurch verursachte Strahlaufweitung ist energieabhängig. Diese fällt erwartungsgemäss bei tiefen Protonenenergien stärker ins Gewicht, und zudem ist sie auch grösser für Umladungsprozesse, bei welchen zwei Elektronen ausgetauscht werden.

Die Verwendbarkeit der Messungen setzt die Gewissheit voraus, dass durch die Detektoren sämtliche neutralen und negativen Teilchen erfasst werden. Leider ist aus theoretischen Arbeiten über die Winkelabhängigkeit der Streuamplitude nur wenig zu erfahren. Aufschlussreich sind aber die Untersuchungen von WITTKOWER et al. [25]. Von dieser Gruppe wurden die Streuwinkel für einfachen Elektroneneinfang von Protonen in verschiedenen Gasen gemessen. Es wird dabei angenommen, dass die Protonen innerhalb der Target nur einen einzigen Stoss erleiden. Die Winkelabhängigkeit der Intensität der neutralen Teilchen gehorcht einer Gaussverteilung, deren Halbwertsbreite mit $\theta_{1/2}$ bezeichnet sei. $\theta_{1/2}$ ist proportional zu $E^{-1/2}$ und ist von der Art des Targetgases fast unabhängig. Für H_2-Gas bei einer Energie von 250 keV beträgt $\theta_{1/2}$ etwa 0,2 mrdn. In unserem Experiment ist die Winkelakzeptanz der Zählanordnung für die neutralen Teilchen gleich 20 mrdn. Sie ist somit über dem ganzen untersuchten Energiebereich viel grösser als die gemessenen Werte $\theta_{1/2}$.

Für Umladungsprozesse mit zweifachem Elektroneneinfang sind keine Messungen von Streuwinkeln bekannt. Die Aufweitung der negativen Strahlkomponente wurde deshalb für diese Umladungsprozesse in Argon bei den Energien 1025 keV und 256 keV nach zwei verschiedenen Methoden abgeschätzt:

1. Durch Vergleichsmessungen unter Verwendung gross- und kleinflächiger Detektoren.

2. Durch Einschwenken einer Blende in den Ionenstrahl und gleichzeitiges Messen der Zählrate in Funktion der Blendenposition.

Die Abschätzungen des Streuwinkels $\theta_{1/2}$ ergeben für diesen einen Wert von max. 1,8 mrdn. Dieser Wert ist ebenfalls viel kleiner als die Winkelakzeptanz des für den Nachweis der negativen Teilchen verwendeten Festkörperdetektors (7 mrdn).

3.2. *Energiemessung*

Der Impuls der beschleunigten Teilchen wird durch das Feld im 90°-Magneten sowie durch die geometrische Anordnung von Einschusskollimator und Stabilisierspalt definiert. Der Feldverlauf im 90°-Magneten ist im allgemeinen nicht bekannt. Diese Anordnung kann als ein Filter betrachtet werden, welches nur für Teilchen mit einem Impuls zwischen p und $p + \Delta p$ durchlässig ist. Es ist nun Aufgabe der Hochspannungsregelung des Beschleunigers, den Teilchenimpuls innerhalb des Durchlassbereichs dieses Filters zu stabilisieren. Dies erfolgt mittels der beiden Stabilisierelektroden, welche so angeordnet sind, dass immer ein Teil des Strahles auf sie trifft. Im Regelgleichgewicht ist der Strom auf beiden Elektroden gleich gross. Eine von Null verschiedene Stromdifferenz bewirkt eine entsprechende Änderung des Beschleunigungspotentials durch Veränderung des Aufsprühstromes im Beschleuniger.

Das Feld des 90°-Magneten wird lokal mit einer NMR.-Feldsonde gemessen und über einen Lock-in-Diskriminator stabilisiert. Zwischen der Resonanzfrequenz der Feldsonde und der Teilchenenergie besteht eine quadratische Beziehung

$$E = c\,\frac{e^2 f_0^2}{M}, \tag{13}$$

deren Konstante c durch eine geeignete Eichreaktion festgelegt werden kann. M bedeutet die Masse, e die Ladung des Teilchens und f_0 die Resonanzfrequenz des NMR.-Signales.

Die Bestimmung der Konstante c in (13) erfolgte über die Reaktion

$$\begin{gathered} Al^{27}(p, \gamma)Si^{28} \\ Al^{27}(p, \gamma)Si^{28} \text{ (siehe Rytz et al. [26])} \\ \text{Schwellenenergie } E_p = 991{,}90 \pm 0{,}04 \text{ keV} \\ \text{Halbwertsbreite } \Gamma = 0{,}10 \text{ keV.} \end{gathered} \tag{14}$$

Die Eichreaktion wurde nach der Methode der «dicken Targets» durchgeführt. Beim Überschreiten der Schwellenenergie wird an Stelle einer Resonanzkurve eine «Stufenfunktion» beobachtet. Die Al-Target wurde im Faraday-Käfig befestigt. Ein grosser NI(Tl)-Kristall mit Photomultiplier zum Nachweis der Gammas wurde unmittelbar neben dem Faraday-Käfig montiert. Die Gammaenergie beträgt 11,581 MeV.

Der Fehler in der Energiemessung setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Es wird angenommen, dass der relative Fehler in einer gegebenen Anordnung und für eine bestimmte Wahl der Fokussierungsparameter über den ganzen Energiebereich konstant sei. Wird die Eichreaktion in Funktion der Frequenz des NMR.-Signales beobachtet, so stellt man fest, dass die der Schwellenenergie entsprechende Frequenz einer gewissen Drift unterworfen ist. Dies ist eine Folge der endlichen Kollimatoröffnung sowie der Ausdehnung der Ionenquelle. Die Beobachtung der Frequenzdrift erstreckte sich über mehrere Stunden. Der relative Fehler wurde daraus zu $\pm$ 0,2% bestimmt.

Wie schon in Kapitel 3.1 angedeutet, müssen für Protonenenergien unterhalb von 500 keV noch zwei weitere Fehlerquellen mitberücksichtigt werden.

1. Die Protonen erfahren in der C-Folie ein Winkelstraggeling; bei einer Energie von 250 keV beträgt der mittlere quadratische Streuwinkel $\theta = 6$ mrdn. Wird die Strahlintensität innerhalb eines Kegels mit dem Öffnungswinkel $2\,\theta$ als konstant angenommen, so bleibt das Regelsystem für die Beschleunigungsspannung indifferent gegenüber Impulsänderungen $|\Delta p/p| < 2\,\theta/\pi$ ($\pi/2$ ist die Strahlumlenkung des 90°-Magneten). Die daraus resultierende relative Energieunsicherheit ist gleich $\pm\, 4\,\theta/\pi$.

2. Der mittlere Energieverlust der Protonen in der Strippingfolie kann abgeschätzt und berücksichtigt werden. Er beträgt 4,6 keV bei einer Energie von 460 keV für eine Folie mit einem Flächengewicht von 10 μg/cm^2.

Die beiden ersten Beiträge zur Energieunsicherheit wurden – im Sinne einer Fehlerschranke – linear addiert.

Die relative Energieunsicherheit beträgt:

$$E > 500 \text{ keV} \left|\frac{\Delta E}{E}\right| = 2 \cdot 10^{-3} \qquad E < 500 \text{ keV} \left|\frac{\Delta E}{E}\right| = 1 \cdot 10^{-2}\,.$$

4. Auswertung und Resultate

4.1. *Die Differentialgleichungen für die Umladungsprozesse und deren Lösungen*

Das Verhalten der drei Strahlkomponenten N^+, N^0 und N^- in einer Target wird durch drei Differentialgleichungen beschrieben. Von diesen drei Gleichungen sind nur zwei voneinander linear unabhängig. Die dritte ergibt sich aus der Bedingung, dass die Summe der drei Strahlkomponenten längs des Strahlweges in der Target konstant sein muss. Werden die drei Strahlkomponenten in Abhängigkeit der Targetdicke x gemessen, so lassen sich daraus alle sechs Umladungsquerschnitte bestimmen. Durch die Zusammensetzung des einfallenden Strahles werden die Randbedingungen des Problems festgelegt. Die vollständige Lösung dieses Gleichungssystems für beliebige Randbedingungen wird bei Allison [18] beschrieben.

Die Differentialgleichungen lauten:

$$\frac{dN^0}{dx} = \sigma_{10}\,N^+ - (\sigma_{0-1} + \sigma_{01})\,N^0 + \sigma_{-10}\,N^- \tag{15}$$

$$\frac{dN^-}{dx} = \sigma_{1-1}\,N^+ + \sigma_{0-1}\,N^0 - (\sigma_{-10} + \sigma_{-11})\,N^- \tag{16}$$

$$N^+ + N^0 + N^- = N$$

x bedeutet die «Targetdicke», welche sich unter Verwendung der Gasgleichung für ideale Gase wie folgt schreiben lässt:

$$x = \frac{L}{V_0}\, l\, \frac{p}{760}\, \frac{273}{(273+t)} = c\, p \tag{17}$$

L ist die Loschmittsche Zahl, l die effektive Länge der Targetkammer, V_0 das Molvolumen unter Normalbedingungen, p der Druck in der Targetkammer in Torr und t die Raumtemperatur in °C. Der Wert der Konstante c beträgt für unsere Versuchsbedingungen $c = (5{,}2 \pm 0{,}3)\ 10^{17}\ \mathrm{Torr}^{-1}\ \mathrm{cm}^{-2}$.

Das System von Differentialgleichungen (15), (16) ist nicht ganz vollständig. Es gilt nur unter der vereinfachenden Annahme, dass die Produktion von angeregten neutralen H-Atomen durch Stösse mit Targetatomen sowie durch Elektroneneinfang in die angeregten Zustände vernachlässigbar ist. Das Gleichungssystem soll nun gelöst werden, ungeachtet der Zweifelhaftigkeit dieser Annahme. Eine Rechtfertigung derselben erfolgt weiter unten. Für die Lösung werden noch die folgenden Vereinfachungen verwendet:

1. Die positive Komponente N^+ darf im betrachteten Energiebereich (oberhalb 200 keV) als konstant betrachtet werden. Der Gleichgewichtswert der neutralen und der negativen Komponente ist um einige Grössenordnungen kleiner als N^+.

2. Treten in einer Summe von Wirkungsquerschnitten sowohl Stripping- als auch Einfangsquerschnitte auf, so werden letztere vernachlässigt. Sinngemäss werden auch die Wirkungsquerschnitte für zweifachen Elektroneneinfang gegenüber denjenigen für einfachen Elektroneneinfang vernachlässigt. Diese Annahme wird durch eine Betrachtung der Energieabhängigkeit dieser Wirkungsquerschnitte sowie durch die Messergebnisse vollständig gerechtfertigt.

3. Der in die Targetkammer eintretende Strahl besteht zu 100% aus Protonen.

Die Rechnung liefert für die Gleichgewichtswerte

$$\frac{N^0}{N^+}(\infty) \cong \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01}} \text{ und } \frac{N^-}{N^+}(\infty) \cong \frac{\sigma_{1-1}\,\sigma_{01} + \sigma_{10}\,\sigma_{0-1}}{\sigma_{01}\,(\sigma_{-10}+\sigma_{-11})} \tag{18}$$

womit sich zeigen lässt, dass (15) in folgender vereinfachter Form geschrieben werden kann:

$$\frac{dN^0}{dx} = \sigma_{10}\, N^+ - \sigma_{01}\, N^0\,. \tag{19}$$

Die Lösungen des Differentialgleichungssystems lauten

$$\frac{N^0}{N^+}(x) = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01}}\left(1 - e^{-\sigma_{01} x}\right) \tag{20}$$

$$\frac{N^-}{N^+}(x) = \frac{1}{\sigma_{-10}+\sigma_{-11}}\left[\sigma_{1-1} - \frac{\sigma_{10}\,\sigma_{0-1}}{\sigma_{-10}+\sigma_{-11}-\sigma_{01}}\right]\left[1 - e^{-(\sigma_{-10}+\sigma_{-11})x}\right]$$
$$+ \frac{\sigma_{10}\,\sigma_{0-1}}{\sigma_{01}\,(\sigma_{-10}+\sigma_{-11}-\sigma_{01})}\left(1 - e^{-\sigma_{01} x}\right). \tag{21}$$

Diese Lösungen erfüllen die Randbedingungen $N^0/N^+(0) = 0$ und $N^-/N^+(0) = 0$. Für kleine Werte von x gelten die Näherungen

$$\frac{N^0}{N^+}(x) = \sigma_{10}\, x - \frac{x^2}{2}\, \sigma_{10}\, \sigma_{01} \tag{22}$$

$$\frac{N^-}{N^+}(x) = \sigma_{1-1}\, x + \frac{x^2}{2}\, [\sigma_{10}\, \sigma_{0-1} - \sigma_{1-1}\, (\sigma_{-10} + \sigma_{-11})] \tag{23}$$

Gleichung (20) lässt sich einfach interpretieren. Für kleine x-Werte finden nur Einfangreaktionen statt. Die Zuwachsrate von N^0 ist proportional zu x. Die Existenz von Strippingreaktionen setzt das Vorhandensein von neutralen Teilchen voraus; sie können sich deshalb nur in Termen höherer Ordnung von x äussern. Im Falle von Gleichgewicht ($x \to \infty$) ist die Anzahl der pro Wegeinheit erzeugten neutralen Teilchen gleich der Anzahl der zerfallenden Teilchen. In (20) treten keine Wirkungsquerschnitte auf, welche die Produktion oder den Zerfall von negativen Ionen betreffen. Dadurch wird die Vernachlässigung des Beitrages von $H^- \leftrightarrow H^0$-Übergängen zu N^0 offensichtlich.

Die Interpretation von Gleichung (21) ist komplizierter, weil für die Herleitung dieser Gleichung verschiedene Vereinfachungen vorgenommen wurden. Es soll hier lediglich hervorgehoben werden, dass für kleine x-Werte die Zuwachsrate nur durch den einstufigen Einfangprozess mit σ_{1-1} bestimmt wird. Die zweistufigen Prozesse, durch das Produkt $\sigma_{10}\, \sigma_{0-1}$ verkörpert, erscheinen nur in Termen höherer Ordnung von x.

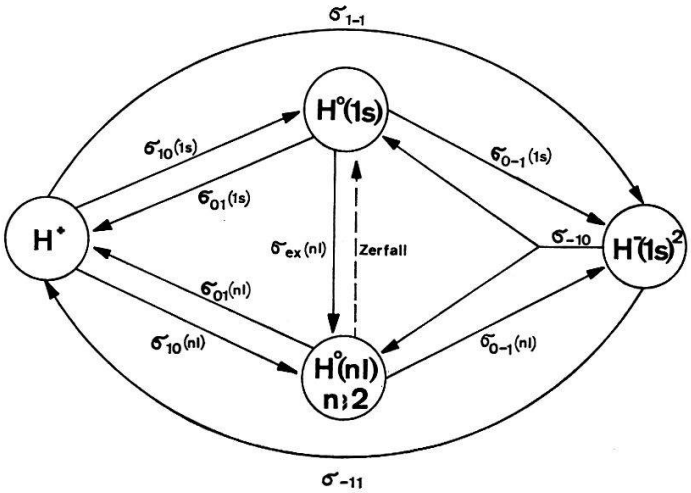
Wie schon früher erwähnt, wird dieses Modell eines Dreikomponentensystems, welches die Existenz von H^0-Atomen in angeregten Zuständen $(n\, l)$ vernachlässigt, der Wirklichkeit nicht ganz gerecht. Die Strippingquerschnitte für das angeregte Atom, $\sigma_{01}(n\, l)$, können vom entsprechenden Wirkungsquerschnitt für das Atom im Grundzustand verschieden sein. So besteht beispielsweise die Gefahr, dass die Messung des Strippingquerschnittes $\sigma_{01}(1\, s)$ durch eine unbekannte Beimischung von Prozessen der Art $H^0(n\, l) \to H^+$ verfälscht wird. Auf diese Tatsache wurde von BERKNER et al. [27] hingewiesen.

Das Schema der Ladungszustände unter Berücksichtigung der angeregten H^0-Atome ist in Figur 2 dargestellt. $H^0(1\, s)$ bedeutet das H-Atom im Grundzustand, $H^0(n\, l)$ mit $n \geqslant 2$ dessen angeregte Zustände. Sinngemäss stellen die mit $(n\, l)$ bezeichneten Wirkungsquerschnitte Übergänge zwischen den Atomen im Zustand $(n\, l)$ und dem H^+- bzw. dem H^--Ion dar. Der Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines $H^0(1\, s)$-Atoms durch Stösse mit Atomen des Targetgases ist gleich $\sigma_{ex}(n\, l)$.

Experimentelle Werte für die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{10}(n\, l)$, $\sigma_{ex}(n\, l)$ und $\sigma_{01}(n\, l)$ sind nicht bekannt. Auf Grund theoretischer Betrachtungen lassen sich aber die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{10}(n\, l)/\sigma_{10}(1\, s)$ und $\sigma_{ex}(n\, l)/\sigma_{01}(1\, s)$ für einfache atomare Systeme abschätzen.

Der Einfang von Elektronen in angeregte Niveaus ergibt sich durch Anwendung des n^{-3}-Gesetzes auf die Brinkman-Kramers-Querschnitte (siehe Gleichungen 9 und 10). Demzufolge führen etwa 12% aller Einfangreaktionen in die Niveaus mit $n = 2$, wobei speziell die $2\, s$-Zustände bevorzugt sind. Die Wahrscheinlichkeit für Elektroneneinfang in Zustände mit $n = 3$ ist entsprechend kleiner.

Die Wirkungsquerschnitte für die Anregung eines H-Atoms infolge von Stössen mit den Targetatomen werden durch BATES [28] eingehend diskutiert. Diesen Rechnungen liegt als Modell ein Stossprozess zwischen zwei Wasserstoffatomen im $1s$-Zustand zugrunde. Der Zustand des Targetatoms nach dem Stoss ist beliebig. Es zeigt sich, dass durch die Stösse vorwiegend der $2p$-Zustand angeregt wird. Für Geschossenergien oberhalb etwa 300 keV ist das Verhältnis $\sigma_{ex}(2\,p)/\sigma_{01}(1\,s) = 0{,}14$.



Figur 2

Schema der Ladungszustände der H-Ionen unter Berücksichtigung der angeregten Zustände des H-Atoms. Durch die Pfeile werden die verschiedenen Umladungsprozesse mit den zugehörigen Wirkungsquerschnitten angedeutet.

Den beiden Erzeugungsprozessen für die angeregten H-Atome stehen zwei Vernichtungsprozesse in Form der Strippingreaktionen (mit $\sigma_{01}(n\,l)$) und des Zerfalls in den Grundzustand gegenüber. Übergänge zwischen neutralem und negativem Ladungszustand sollen hier ebenfalls vernachlässigt werden. Über die Strippingquerschnitte für die angeregten Zustände kann keine Aussage gemacht werden, es darf aber angenommen werden, dass diese grösser sind als der entsprechende Strippingquerschnitt für das H-Atom im Grundzustand. Die Zerfälle der angeregten Atome unter Emission eines Photons können vernachlässigt werden. Die Lebensdauer der angeregten Zustände liegt in der Grössenordnung von 10^{-8} s, für den $2p$-Zustand beträgt sie beispielsweise $1{,}2 \cdot 10^{-8}$ s [29]. Bei einer Protonenenergie von 1 MeV vermag nur ein kleiner Teil der angeregten Atome innerhalb der Targetkammer zu zerfallen.

Auf Grund dieser Darlegungen muss angenommen werden, dass sich etwa 20% der neutralen Strahlkomponente in einem angeregten Zustand befindet. Das exakte Verhalten der neutralen Komponente in Abhängigkeit der Targetdicke x ergibt sich aus den Differentialgleichungen eines Mehrkomponentensystems, dessen Ordnung durch die Anzahl der mitberücksichtigten angeregten Zustände bestimmt wird. Auf die Formulierung dieses Systems von Differentialgleichungen wird hier verzichtet. Es soll aber erwähnt werden, dass sich die neutrale Strahlkomponente, im Gegensatz zu Gleichung (20), als eine Summe mehrerer Exponentialfunktionen darstellen lässt. Für ein Zweikomponentensystem lässt sich der Wirkungsquerschnitt σ_{01} unter Vernachlässigung von Einfangprozessen durch Anwendung der Gleichung

$$\frac{d^0\mathrm{N}}{dx} = -\,\sigma_{01}\,\mathrm{N}^0 \tag{24}$$

bestimmen. Wird dasselbe Verfahren auf ein System mit angeregten Zuständen angewendet, so wird an Stelle eines einzelnen Strippingquerschnittes stets eine Mischung verschiedener Wirkungsquerschnitte gemessen.

$$\bar{\sigma}_{01} = \sum_{n\,l} \frac{N^0(n\,l)}{N^0}\,\sigma_{01}(n\,l) \quad \text{mit} \quad N^0 = \sum_{n\,l} N^0(n\,l)\,. \tag{25}$$

Die Verhältnisse $N^0(n\,l)/N^0$ sind Funktionen der Targetdicke x, womit eine Druckabhängigkeit des Messwertes $\bar{\sigma}_{01}$ zu erwarten ist. Eine solche Druckabhängigkeit wurde von BERKNER et al. [27] in H_2-Gas gesucht, konnte aber nicht gefunden werden. Es darf aus diesen Betrachtungen geschlossen werden, dass der Anteil der angeregten neutralen H-Atome kleiner ist, als es die Abschätzung erwarten lässt, und dass das vereinfachte System von Differentialgleichungen (15) und (16) die wirklichen Verhältnisse in zufriedenstellender Weise beschreibt.

Nachdem die Gültigkeit von (15) und (16) hinreichend begründet worden ist, lassen sich durch Vergleich mit den gemessenen Kurven $N^0(p)$ und $N^-(p)$ verschiedene Wirkungsquerschnitte sowie Kombinationen derselben ermitteln. Erstreckt sich die Messung über einen genügend grossen Druckbereich, so liefern die beiden Strahlkomponenten grundsätzlich folgende Umladungsquerschnitte oder Kombinationen derselben:

$$N^0(p) \text{ liefert } \sigma_{10}, \sigma_{01}$$

$$N^-(p) \text{ liefert } \sigma_{1-1}, \sigma_{01}, (\sigma_{-10} + \sigma_{-11}), \sigma_{10}\,\sigma_{0-1}\,.$$

Bei einer Beschränkung des Messbereiches auf kleine Drücke p lassen sich die beiden Einfangquerschnitte σ_{10} und σ_{1-1} durch Anwendung von Gleichung (22) und (23) einfach bestimmen.

4.2. *Strahlverunreinigungen*

Entgegen allen Erwartungen streben die gemessenen Kurven $N^0(p)$ und $N^-(p)$ für kleine Drücke nicht gegen Null, sondern gegen die Werte $N^0(0)$ und $N^-(0)$. Diese als Strahlverunreinigungen bezeichneten Strahlanteile bedingen Korrekturen an den ermittelten Wirkungsquerschnitten.

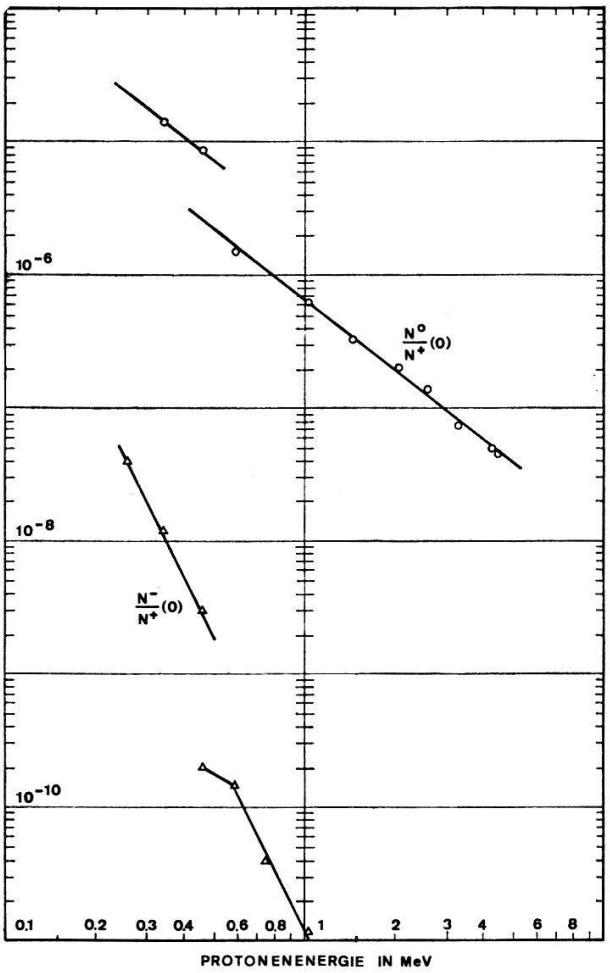
Im Laufe der Experimente wurde durch verschiedene Massnahmen – Anbringen von Helmholtzspulen an das Strahlrohr und Verbessern des Vakuums in demselben – versucht, die Strahlverunreinigungen möglichst stark zu reduzieren. Ihre auf die positive Strahlkomponente bezogenen Werte $N^0(0)/N^+$ und $N^-(0)/N^+$ wurden zu Beginn jeder Messreihe bestimmt. Die gemittelten Werte sind in Figur 3 in Abhängigkeit der Protonenenergie dargestellt.

Für die Strahlverunreinigungen lassen sich drei Ursachen anführen:

1. Elektroneneinfang der Protonen im Strahlrohr zwischen der zweiten Helmholtzspule und dem Stabilisierspalt: Das Strahlrohr, dessen Länge etwa 3 m beträgt, wird apparaturseitig durch den Stabilisierspalt evakuiert. Der Leitwert dieser Anordnung ist gering. Der Druck im Strahlrohr wurde zu etwa 10^{-5} Torr abgeschätzt. Unter der Annahme, dass das Restgas aus N_2 bestehe, lassen sich etwa 20% der Strahlverunreinigung erklären.

2. Elektroneneinfangprozesse in der Targetkammer tragen, bei einem Partialdruck des Restgases von $5 \cdot 10^{-6}$ Torr, etwa 2% zur Strahlverunreinigung bei und können somit vernachlässigt werden.

3. Elektroneneinfang an adsorbierten Gasatomen an der Oberfläche der Strahlblende: Nach der mechanischen Bearbeitung der Oberfläche erfuhr diese keine zusätzliche Behandlung mehr; die Dicke der adsorbierten Schicht dürfte deshalb bei etwa 100 Å liegen [30]. Wird dazu noch angenommen, dass unter den adsorbierten Gasmolekülen der Stickstoff dominiere und dass ferner der Strahl beim Durchqueren dieser Gasschicht das Einfangsgleichgewicht erreiche, so lässt sich durch diesen Effekt der überwiegende Anteil der Strahlverunreinigungen erklären.



Figur 3

Verunreinigung des Protonenstrahls durch H-Atome und negative H-Ionen in Abhängigkeit der Protonenenergie. Die Messung der Strahlverunreinigung wurde bei evakuierter Targetkammer ($P \sim 5 \cdot 10^{-6}$ Torr) ausgeführt.

Für Ionenenergien unterhalb 500 keV wurden die Protonen durch Aufspalten von H_2^+-Molekülen erzeugt. In diesem Energiebereich sind die gemessenen Werte für $N^0(0)$ und $N^-(0)$ wesentlich grösser als erwartet. Dies ist eine Folge der Strahlaufweitung in der Kohlenstoff-Folie. Neben der Referenzbahn für die Protonen durch die Helmholtzspule lassen sich auch für neutrale und negative Teilchen mögliche Bahnen angeben. Diese erfordern lediglich einen etwas veränderten Emissionswinkel aus der C-Folie,

und zudem müssen die Teilchen nach dem Switchingmagneten durch Elektroneneinfang entstehen. Wie eine kurze Diskussion der Fragen über Winkelstraggeling in der Folie und Druckverhältnisse im Strahlrohr gezeigt haben, sind diese beiden Bedingungen bestens erfüllt.

Der Einfluss der Strahlverunreinigungen auf das Verhalten der Strahlkomponenten $N^0(x)$ und $N^-(x)$ ergibt sich durch Lösen des Gleichungssystems (16) und (19) unter den veränderten Randbedingungen $N^0(x=0) = N^0(0)$ und $N^-(x=0) = N^-(0)$. Die Lösungen sind ähnlich zu (20) und (21) und lauten

$$\frac{N^0(x) - N^0(0)}{N^+} = \frac{Q_{10}}{\sigma_{01}} (1 - e^{-\sigma_{01} x}) \tag{26}$$

$$\frac{N^-(x) - N^-(0)}{N^+} = \frac{1}{\sigma_{-10} + \sigma_{-11}} \left[Q_{1-1} - \frac{Q_{10}\, \sigma_{0-1}}{\sigma_{-10} + \sigma_{-11} - \sigma_{01}} \right] [1 - e^{-(\sigma_{-10} + \sigma_{-11}) x}] + \frac{Q_{10}\, \sigma_{0-1}}{\sigma_{01} (\sigma_{-10} + \sigma_{-11} - \sigma_{01})} (1 - e^{-\sigma_{01} x}) \tag{27}$$

$$\text{mit } Q_{10} = \sigma_{10} - \sigma_{01} \frac{N^0(0)}{N^+} \tag{28}$$

$$\text{und } Q_{1-1} = \sigma_{1-1} + \sigma_{0-1} \frac{N^0(0)}{N^+} - (\sigma_{-10} + \sigma_{-11}) \frac{N^-(0)}{N^+}. \tag{29}$$

Der letzte Term in (28) und (29) stellt die Abschwächung der Strahlverunreinigungen infolge von Strippingreaktionen dar. Der zweite Term in (29) ist durch Einfangreaktionen der Art

$$H^0 + e \rightarrow H^- \text{ mit } \sigma_{0-1}$$

bedingt. Die Häufigkeit dieser Prozesse ist proportional zu $N^0(0)$ und, für kleine Drücke, auch proportional zu p. Sie konkurrieren somit die Einfangprozesse

$$H^+ + 2\,e \rightarrow H^- \text{ mit } \sigma_{1-1}$$

in dem Sinne, dass sie für kleine Gasdrücke zu einem linearen Anstieg von $N^-(p)/N^+$ beitragen.

4.3. *Auswerten der Messungen*

Wie im vorangehenden Abschnitt gezeigt wurde, lassen sich die verschiedenen Wirkungsquerschnitte durch Vergleich der Funktionen (26) und (27) mit den experimentell bestimmten Kurven $N^0(p)/N^+$ und $N^-(p)/N^+$ unter Berücksichtigung der Korrekturen (28) und (29) bestimmen. Zu diesem Zwecke wurde eine Funktion der Form

$$U(x) = A\,(1 - e^{-\alpha x}) + B\,(1 - e^{-\beta x}) \tag{30}$$

durch Variation der Parameter so durch die gemessenen Kurven gelegt, dass die Summe der Fehlerquadrate

$$F(A, B, \alpha, \beta) = \sum_i (N^-(X_i) - U(X_i))^2\, W_i \tag{31}$$

minimal wird. W_i ist das Gewicht des i-ten Messpunktes. α und β stehen für die Strippingquerschnitte $\sigma_{-10} + \sigma_{-11}$ bzw. σ_{01}, wogegen in den Koeffizienten A und B

die Einfangsquerschnitte σ_{10}, σ_{1-1} und σ_{0-1} enthalten sind. Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte σ_{10} und σ_{01} genügt selbstverständlich die Anpassung einer einfachen Exponentialfunktion gemäss (20) an die gemessene Kurve $N^0(p)/N^+$.

Die Fehlerminimalisierung erfordert das Verschwinden der partiellen Ableitungen der Fehlerquadratsumme nach den vier Parametern. Diese Bedingung liefert ein Gleichungssystem mit vier Unbekannten, welches, nach den Parametern aufgelöst, die wahrscheinlichsten Werte für A, B, α und β liefert. Da es sich in diesem Falle um ein transzendentes Gleichungssystem in α und β handelt, sind diese Gleichungen nach diesen beiden Variablen nicht auflösbar. Diese Grössen wurden deshalb vorerst als konstant betrachtet und das Minimalisierungsproblem nur für die beiden Koeffizienten A und B gelöst. Durch Wiederholen dieses Prozesses für verschiedene Punkte in der (α, β)-Ebene lässt sich der günstigste Punkt in dieser Ebene schrittweise annähern.

Für die Auswertung der Resultate wurden die Gewichte W_i im allgemeinen gleich $1/U^2$ gesetzt. $F(A, B, \alpha, \beta)$ stellt demzufolge die Quadratsumme der relativen Fehler dar. Dies bedeutet, dass für alle Messpunkte dieselbe relative Messgenauigkeit angenommen wird, ungeachtet der Tatsache, dass sich der Messbereich oft über mehrere Grössenordnungen erstreckt. Diese Gewichtsfunktion wurde so lange als gültig betrachtet, als die Messunsicherheit infolge statistischer Schwankungen gegenüber den Unsicherheiten apparativen Ursprungs vernachlässigt werden konnte. Die statistischen Schwankungen der einzelnen Messpunkte innerhalb einer Messreihe werden durch die Gewichtsfunktion $W_i = 1/U_i$ am besten berücksichtigt. Diese letztere Gewichtsverteilung wurde dann gewählt, wenn die statistische Unsicherheit des kleinsten Messwertes einer Messreihe 5% übersteigt. Bei der Wahl der Gewichte ist eine gewisse Willkür unvermeidlich; es zeigte sich aber, dass die Resultate nur unwesentlich von der Wahl der Gewichtsfunktion abhängig sind.

Das Problem der Fehlerminimalisierung wurde mittels eines Fortran-Rechenprogramms auf dem CDC-1604A-Computer der ETH gelöst. Dasselbe Programm liess sich sowohl zur Anpassung der 4-parametrigen Funktion an $N^-(p)$ als auch zur Anpassung der 2-parametrigen Funktion an $N^0(p)$ verwenden.

Die neutrale Strahlkomponente $N^0(p)$ wurde für die Gase H_2, He, N_2, O_2, Ne, A und Kr im Energiebereich zwischen 1 MeV und 4,5 MeV gemessen. In Hinblick auf die beschränkte zur Verfügung stehende Messzeit am Beschleuniger wurde $N^0(p)$ nur für die Gase N_2 und A über einen grösseren Druckbereich gemessen, was neben den Wirkungsquerschnitten σ_{10} auch die Bestimmung von σ_{01} zulässt.

Die Messung der Strahlkomponente $N^-(p)$ wurde für die Gase H_2, He, N_2 und A im Energiebereich zwischen 250 keV und 1 MeV durchgeführt. Die Wirkungsquerschnitte σ_{1-1} wurden durch das Rechenprogramm sowie graphisch durch Bestimmen der Tangente im Nullpunkt, ermittelt. Für die Gase N_2 und A sind die Resultate beider Methoden in guter Übereinstimmung, für die Gase H_2 und He lässt sich die Tangente graphisch nur ungenau ermitteln. Die Bestimmung der Strippingquerschnitte $\sigma_{-10} + \sigma_{-11}$ und σ_{01} durch Anpassen der 4-parametrigen Funktion an $N^-(p)$ erwies sich als schwierig, weil sich das Fehlerminimum in der (α, β)-Ebene oft nicht eindeutig lokalisieren liess. Auf die Bestimmung dieser beiden Grössen $\sigma_{-10} + \sigma_{-11}$ und σ_{01} wurde deshalb verzichtet und dafür die experimentell bestimmten Werte σ_{-10} und σ_{01} (siehe ALLISON [18]) in das Rechenprogramm eingegeben. σ_{-11} ist in unserem Energiebereich nicht bekannt. Es wurde angenommen, dass σ_{-11} gegenüber σ_{-10} vernach-

lässigt werden darf. Diese Annahme wird durch eine Interpolation zwischen den experimentellen Werten von FOGEL (siehe Lit. [18]), BERKNER [27] und SMYTHE [31] gerechtfertigt.

Die Wirkungsquerschnitte σ_{1-1} und σ_{0-1} ergeben sich aus den Koeffizienten A und B durch Vergleich mit (27) unter Berücksichtigung der Korrekturen (28) und (29).

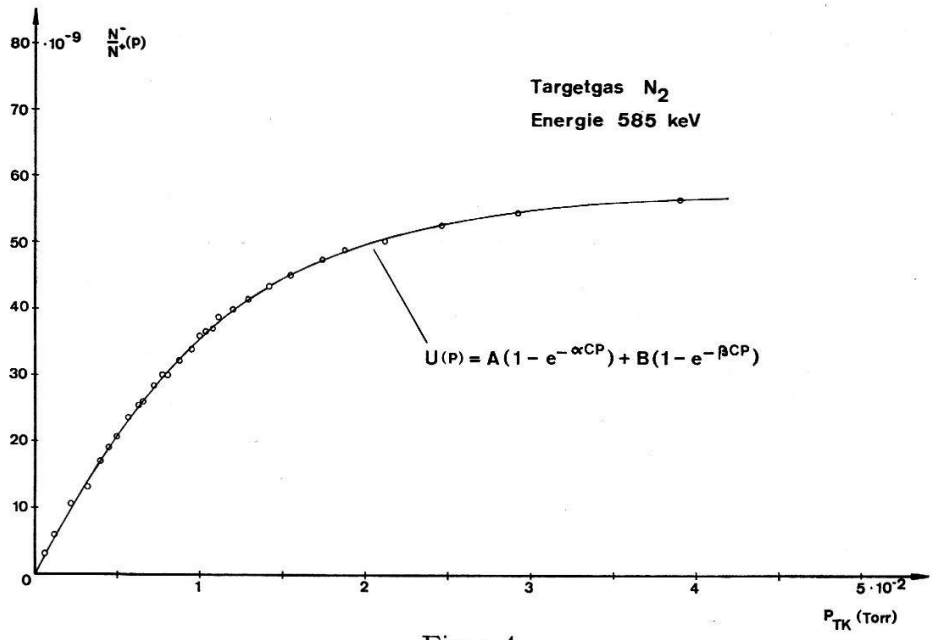
$$\sigma_{0-1} = \frac{B}{\sigma_{10} - \sigma_{01}\, N^0(0)/N^+} \left(\sigma_{-10} + \sigma_{-11} - \sigma_{01}\right) \sigma_{01} \tag{32}$$

$$\sigma_{1-1} = A\left(\sigma_{-10} + \sigma_{-11}\right) + B\,\sigma_{01} - \sigma_{0-1}\frac{N^0(0)}{N^+} + \left(\sigma_{-10} + \sigma_{-11}\right)\frac{N^-(0)}{N^+}. \tag{33}$$

Die Werte für σ_{10} wurden ebenfalls ALLISON [18] entnommen. Die Korrektur $\sigma_{01}\, N^0(0)/N^+$ im Nenner von (32) ist kleiner als 1% von σ_{10} und wurde vernachlässigt. Die Korrekturterme in (33) sind für die leichten Gase am grössten; für H_2-Gas betragen sie etwa 20%.

In Figur 4 wird als Beispiel die Messreihe $N^-(p)/N^+$ in N_2-Gas bei einer Protonenenergie von 585 keV dargestellt. Die ausgezogene Kurve stellt die angepasste Funktion $U(p)$ dar.

Die Messergebnisse sind in den Tabellen 1, 2 und 3 zusammengestellt und werden in den Figuren 5 bis 9 mit den Resultaten anderer Autoren verglichen.



Figur 4

Negative relative Strahlkomponente in Abhängigkeit des Gasdruckes in der Targetkammer. Die ausgezogene Kurve ist die angepasste Funktion $U(p)$.

Durch das Rechenprogramm wurde neben den gesuchten Wirkungsquerschnitten auch der mittlere relative Fehler der Einzelmessungen, d.h. die mittlere relative Abweichung $\overline{\Delta N/U}$ eines Messpunktes von der angepassten Funktion berechnet. Dieser Wert stellt nicht nur eine gute Kontrolle für die Genauigkeit des Anpassungsprozesses dar, sondern widerspiegelt auch die Gesamtheit der statistischen Fehler der Messungen. Diese Fehler werden teilweise durch die statistische Streuung der Zählergebnisse, zur

Hauptsache aber durch die Ablesegenauigkeit am McLeod-Manometer und am Anzeigeinstrument des Stromintegrators bestimmt. Diese beiden letzteren Streuungen betragen je etwa 3%. Der mittlere quadratische Fehler $\overline{\Delta N/U}$ der Einzelmessung liegt für alle Messreihen bei etwa 5%. ($\Delta N = N - U$).

Für die Fehlerrechnung muss beachtet werden, dass die gesuchten Wirkungsquerschnitte gemäss Gleichungen 26, 32 und 33 Funktionen der Wirkungsquerschnitte σ_{-10}, σ_{01} und σ_{10} sind. Letztere sind naturgemäss ebenfalls mit einem mittleren Fehler behaftet. Im weiteren ist auch der mittlere Fehler der Einzelmessung zu berücksichti-

Tabelle 1

Einfacher Elektroneneinfang von Protonen in Gasen. Wirkungsquerschnitt σ_{10} für die Gase H_2, He, N_2 und O_2 in cm² pro Molekül.

Energie MeV	H_2	He	N_2	O_2
1,040 ± 0,005	$(5{,}8 \pm 0{,}8) \cdot 10^{-22}$	$(2{,}7 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-21}$	$(4{,}3 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-20}$	$(4{,}6 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-20}$
1,430 ± 0,007	$(7{,}5 \pm 0{,}8) \cdot 10^{-23}$	$(5{,}7 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-22}$	$(1{,}5 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-20}$	
2,050 ± 0,01	$(1{,}7 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-23}$	$(9{,}1 \pm 0{,}9) \cdot 10^{-23}$	$(5{,}8 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-21}$	$(6{,}2 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-21}$
2,560 ± 0,01	$(4{,}1 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-24}$	$(2{,}6 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-23}$	$(2{,}1 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-21}$	
3,280 ± 0,02	$(1{,}7 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-24}$	$(7{,}9 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-24}$	$(1{,}0 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-21}$	$(1{,}3 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-21}$
4,180 ± 0,02			$(3{,}2 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-22}$	
4,370 ± 0,02		$(1{,}7 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-24}$	$(2{,}4 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-22}$	$(3{,}5 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-22}$

Tabelle 2

Einfacher Elektroneneinfang von Protonen in Gasen. Wirkungsquerschnitt σ_{10} für die Gase Ne, A und Kr in cm² pro Atom.

Energie MeV	Ne	A	Kr
1,040 ± 0,005	$(5{,}5 \pm 0{,}8) \cdot 10^{-20}$	$(7{,}6 \pm 0{,}8) \cdot 10^{-20}$	$(1{,}7 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-19}$
1,430 ± 0,007	$(1{,}3 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-20}$	$(2{,}4 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-20}$	$(5{,}5 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-20}$
2,050 ± 0,01	$(3{,}9 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-21}$	$(1{,}0 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-20}$	$(1{,}6 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-20}$
2,560 ± 0,01	$(1{,}7 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-21}$	$(4{,}7 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-21}$	$(8{,}4 \pm 0{,}9) \cdot 10^{-21}$
3,280 ± 0,02	$(7{,}1 \pm 0{,}8) \cdot 10^{-22}$	$(2{,}0 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-21}$	$(2{,}9 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-21}$
4,370 ± 0,02	$(2{,}2 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-22}$	$(5{,}3 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-22}$	$(1{,}1 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-21}$

Tabelle 3

Zweifacher Elektroneneinfang von Protonen in Gasen. Wirkungsquerschnitt σ_{1-1} für die Gase H_2, He, N_2 und A in cm² pro Molekül.

Energie keV	H_2	He	N_2	A
253 ± 3	$(4{,}2 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-23}$	$(1{,}8 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-22}$	$(1{,}5 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-21}$	$(3{,}7 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-22}$
333 ± 4	$(4{,}1 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-24}$	$(3{,}1 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-23}$	$(2{,}3 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-22}$	$(9{,}8 \pm 1{,}0) \cdot 10^{-23}$
455 ± 5		$(3{,}0 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-24}$	$(3{,}2 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-23}$	$(3{,}5 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-23}$
460 ± 2	$(8{,}1 \pm 2{,}2) \cdot 10^{-26}$			
585 ± 1		$(1{,}7 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-25}$	$(8{,}0 \pm 0{,}8) \cdot 10^{-24}$	$(1{,}2 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-23}$
749 ± 2		$(1{,}4 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-26}$	$(2{,}2 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-24}$	$(4{,}7 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-24}$
1025 ± 2			$(5{,}7 \pm 0{,}7) \cdot 10^{-25}$	$(1{,}6 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-24}$

gen; es wurde angenommen, dass der dadurch erzeugte relative Fehleranteil gleich $\overline{\Delta N/U}$ ist. Der totale mittlere Fehler der gesuchten Wirkungsquerschnitte ist gleich der Wurzel aus der Quadratsumme über alle Fehleranteile.

Wie aus Figur 9b ersichtlich ist, sind die berechneten mittleren Fehler von σ_{0-1} in N_2 und A viel zu gross und mit der Wahrscheinlichkeitsrechnung nicht verträglich. Die Ursache liegt in der unvollständigen Fehlerangabe für die experimentell bestimmten Werte σ_{-10} von ROSE et al. [32] (siehe auch Lit. [18] und [27]). In den mittleren Fehlern der Einfangsquerschnitte σ_{1-1} macht sich die Unsicherheit von σ_{-10} nur wenig bemerkbar, weil die partiellen Ableitungen von σ_{1-1} nach σ_{-10} und σ_{01} klein sind, verglichen mit den partiellen Ableitungen von σ_{0-1} nach denselben Variablen.

Die relative Unsicherheit der Resultate infolge systematischer Fehler wurde, im Sinne einer oberen Schranke, durch einfache Addition der relativen Fehlerbeiträge berechnet. Sie beträgt für alle Messungen etwa 10% und berücksichtigt, neben der Unsicherheit der effektiven Länge der Targetkammer, die Eichgenauigkeit des Manometers und des Stromintegrators.

5. Diskussion der Resultate

Die Wirkungsquerschnitte für einfachen Elektroneneinfang, σ_{10}, werden in den Figuren 5a und 5b dargestellt. Die Resultate dieser Arbeit sind durch Kreise dargestellt und mit einer Fehlerangabe versehen. Die Messpunkte unterhalb einer Protonenenergie von 1 MeV wurden BARNETT und REYNOLDS [33], die Punkte oberhalb 5 MeV BERKNER et al. [19] entnommen. Der mittlere relative Fehler aller dieser Punkte liegt ebenfalls zwischen 10% und 20%. Die durch Kreuze gekennzeichneten Punkte sind die neuesten Messergebnisse in H_2, He, N_2 und A von BERKNER et al.[4]).

In H_2-Gas beträgt die Energieabhängigkeit der experimentellen Kurve für σ_{10} über dem ganzen aufgetragenen Energiebereich E^{-5}. Dies steht in Widerspruch zur Theorie von TUAN und GERJUOY [10], auf Grund welcher oberhalb von etwa 500 keV dieselbe Energieabhängigkeit wie für Einfang in atomarem Wasserstoff erwartet wird. Die Kurve MA1 stellt den von MAPLETON (siehe Lit. [1]) berechneten Born-Querschnitt dar für Elektroneneinfang in den Grundzustand sowie alle angeregten Zustände von H^0 gemäss der Reaktion

$$H^+ + H(1\,s) \rightarrow H(n\,s) + H^+ .$$

Damit sich die theoretischen Ergebnisse mit den experimentellen Werten in H_2-Gas vergleichen lassen, wurden erstere mit einem Faktor 2 multipliziert. Dabei wird angenommen, dass der Einfangsquerschnitt für das H_2-Molekül gleich dem Einfangsquerschnitt für zwei getrennte H-Atome ist. Diese Annahme wird höchstens durch das theoretische Ergebnis bestätigt, wonach das Verhältnis der Einfangsquerschnitte zwischen molekularem und atomarem Wasserstoff gegen etwa 2,5 strebt. Wie durch TUAN und GERJUOY hervorgehoben wurde, wäre bei Vernachlässigung der in Abschnitt 2.1 erwähnten molekularen Effekte physikalisch eher ein Verhältnis von 4,4 zu rechtfertigen. Dies deshalb, weil die Born-Querschnitte wie Z^5 von der Kernladung des Targetatoms abhängen. Im Wasserstoffmolekül beträgt die mittlere auf ein Elektron

[4]) Diese Resultate, welche nächstens in der Physical Review erscheinen werden, verdanke ich einer persönlichen Mitteilung von Dr. BERKNER, Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley, California.

wirkende Kernladung etwa 1,17, welche, in der fünften Potenz genommen, auf einen Faktor 2,2 führt.

Die Energieabhängigkeit von σ_{10} in He-Gas strebt asymptotisch gegen E^{-6}. MA2 und MA3 sind die Born- bzw. Brinkman-Kramers-Querschnitte von MAPLETON [21, 23] für die Einfangreaktion

$$H^+ + He(1\,s^2) \rightarrow H(n\,s) + He^+(1\,s)\,, \tag{34}$$

wobei zur Beschreibung des He-Atoms an Stelle von wasserstoffähnlichen Wellenfunktionen die 6-parametrige Wellenfunktion von Hylleras verwendet wurde. Der Brinkman-Kramers-Querschnitt liegt um etwa einen Faktor 4 über den experimentell gefundenen Werten, wogegen der Born-Querschnitt oberhalb von etwa 200 keV mit den experimentellen Werten gut übereinstimmt.

Es sei hier noch einmal in Erinnerung gerufen, dass bei der Berechnung des Brinkman-Kramers-Querschnittes Q_{BK}, im Gegensatz zum Born-Querschnitt Q_B, das abstossende Kern-Kern-Potential zwischen Geschoss und Targetatom vernachlässigt wird. Es gilt im allgemeinen $Q_B < Q_{BK}$. Die Mitberücksichtigung dieses Potentials führt für die Einfangreaktion (34) bei einer Protonenenergie von 1 MeV auf ein Verhältnis $Q_B/Q_{BK} = 0{,}285$ (siehe MAPLETON [20]).

Die experimentellen Werte für Elektroneneinfang in N_2-Gas werden in Figur 5b den theoretischen Werten für σ_{10} in atomarem Stickstoff von MAPLETON gegenübergestellt. Die theoretischen Werte wurden zu diesem Zwecke ebenfalls mit einem Faktor 2 multipliziert. MA4 ist der Born-Querschnitt für den Einfang eines $2p$-Elektrons in alle Zustände $(n\,s)$ des H-Atoms. Die Einfangreaktion lässt sich wie folgt darstellen:

$$H^+ + N\,(^4S{:}2\,p^3) \rightarrow H(n\,s) + N^+\,(^3P{:}2\,p^2)$$

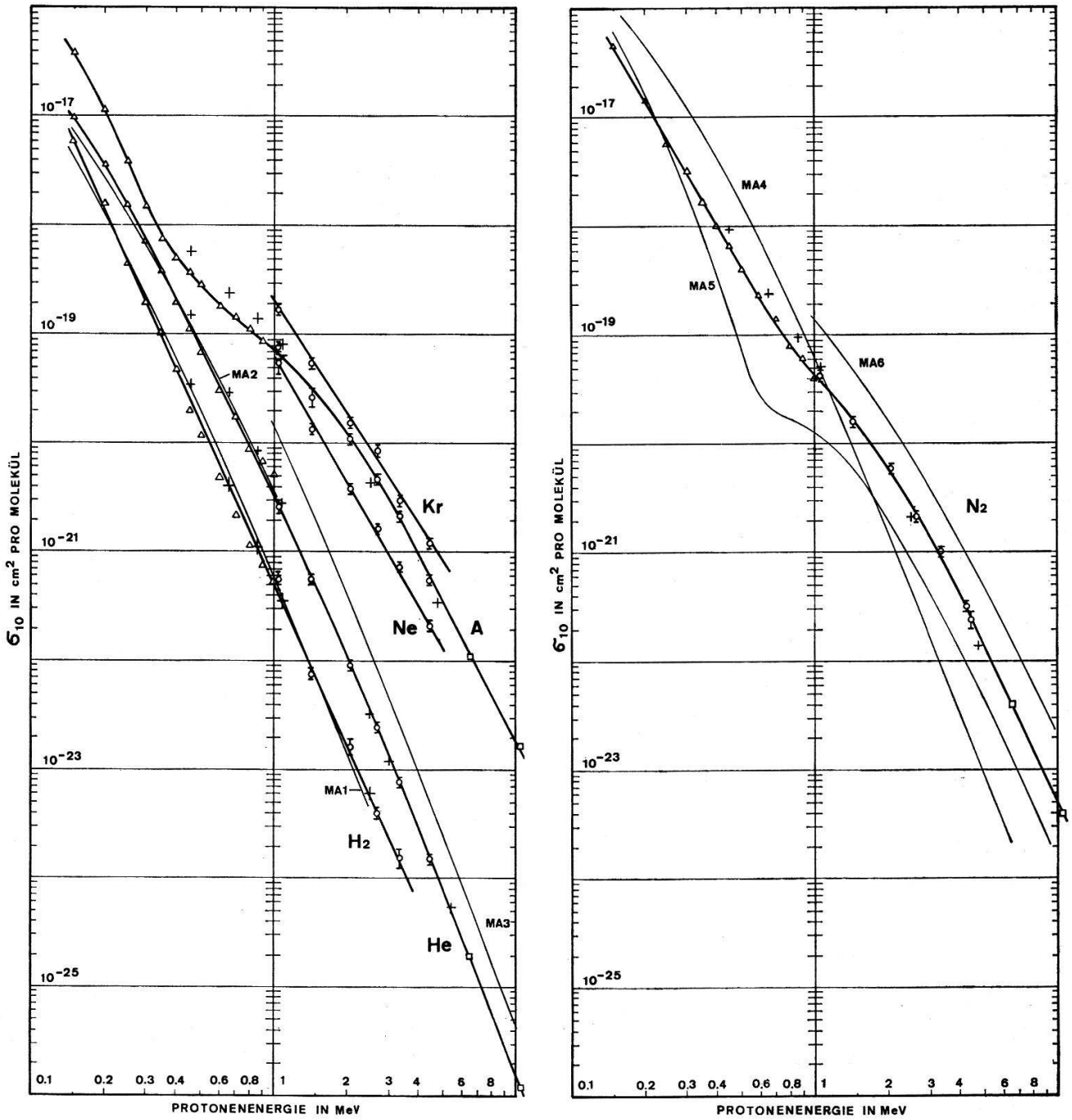
^4S und ^3P bedeuten die Grundzustände von N^0 und N^+. Neben dem Zustand wird in der Klammer die Besetzung der nicht abgeschlossenen Elektronenschalen bzw. Unterschalen angegeben. MA5 ist der Born-Querschnitt für Einfang eines $2s$-Elektrons gemäss der Reaktion

$$H^+ + N\,(^4S{:}2\,p^3) \rightarrow H(n\,s) + N^+\,(^3S,\,^5S{:}2\,s\,2\,p^3)\,,$$

wobei berücksichtigt wird, dass sich das N^+-Ion sowohl in einem ^3S- als auch in einem ^5S-Zustand befinden kann. Die beiden Kurven MA4 und MA5 wurden unter Berücksichtigung von (10) aus den Werten von MAPLETON [22] für Elektroneneinfang in den Grundzustand des H-Atomes berechnet. MA6 (MAPLETON [23]) stellt die Summe aller Brinkman-Kramers-Querschnitte Q_{BK} für Einfang von $1s$, $2s$ und $2p$ Elektronen in alle Zustände $(n\,s)$ des H-Atomes dar. Dabei wurden für das N^+-Ion die Zustände $N^+(^3P{:}2p^2)$, $N^+(^3S,\,^5S{:}2s\,2p^3)$ und $N^+(^3S,\,^5S{:}1s\,2s^2\,2p^3)$ berücksichtigt.

Auf Grund der Theorie wird also erwartet, dass der Elektroneneinfang in N_2 unterhalb von etwa 2 MeV durch Einfang von p-Elektronen, oberhalb dieser Energie durch Einfang von s-Elektronen dominiert wird. Diese Vorhersage wird durch das Experiment – wenigstens qualitativ – bestätigt. Obwohl die Theorie für σ_{10} zu grosse Werte liefert, vermag sie doch dessen Verlauf in Funktion der Energie recht gut zu beschreiben. Es sei auch noch einmal darauf hingewiesen, dass diese Rechnungen nur für

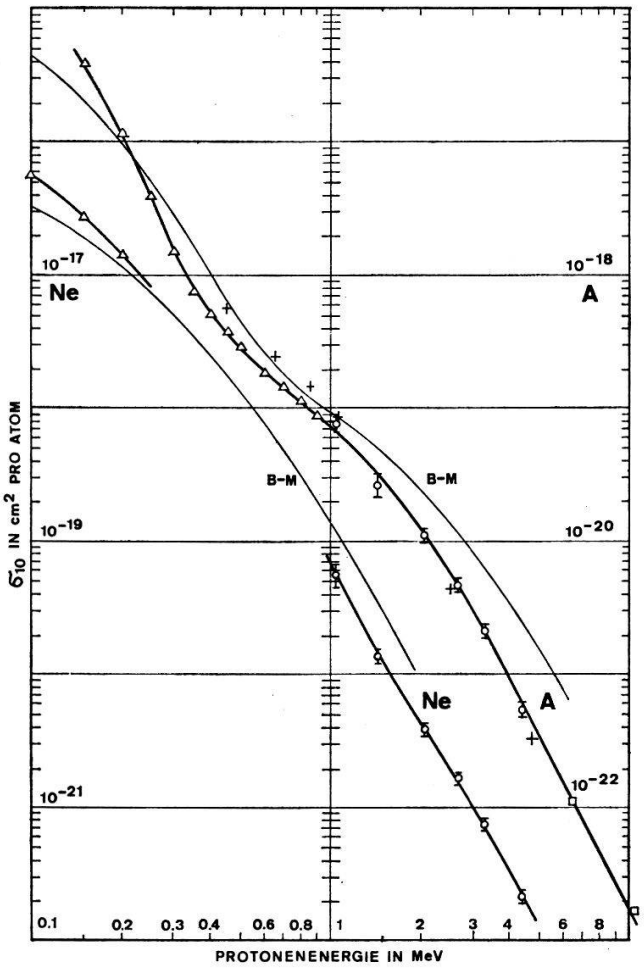
Einfang in atomarem Stickstoff gelten. Es ist aber anzunehmen, dass die s-Elektronen, welche das Hochenergieverhalten von σ_{10} bestimmen, durch molekulare Effekte nur unwesentlich beeinflusst werden.



Figur 5a und 5b

Wirkungsquerschnitt σ_{10} für Elektroneneinfang von Protonen in verschiedenen Gasen. Experimentelle Resultate: △ BARNETT und REYNOLDS [33]; □ BERKNER et al. [19]; + BERKNER, private Mitteilung; ○ diese Arbeit. Theoretische Kurven: MA 1: 2 Q_B für atomaren Wasserstoff von MAPLETON (siehe Lit. [1]); MA 2 und MA 3: Q_B bzw. Q_{BK} für He-Gas von MAPLETON [21, 34]; MA 4 und MA 5: 2 Q_B für den Einfang von $2p$- bzw. $2s$-Elektronen in atomarem Stickstoff von MAPLETON [22]; MA 6: 2 Q_{BK} für den Einfang von $2s$-, $2p$- und $1s$-Elektronen in atomarem Stickstoff von MAPLETON [23]. Um einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu ermöglichen, wurden die theoretischen Einfangsquerschnitte für atomaren Wasserstoff und Stickstoff mit einem Faktor 2 multipliziert.

Bei einer Protonenenergie von 10 MeV ist σ_{10} in N_2-Gas proportional E^{-5}. Wie eine kurze Diskussion gezeigt hat (siehe Fussnote 2), Abschnitt 2.3), ist das asymptotische Energieverhalten erst für Energien oberhalb von etwa 40 MeV zu erwarten.



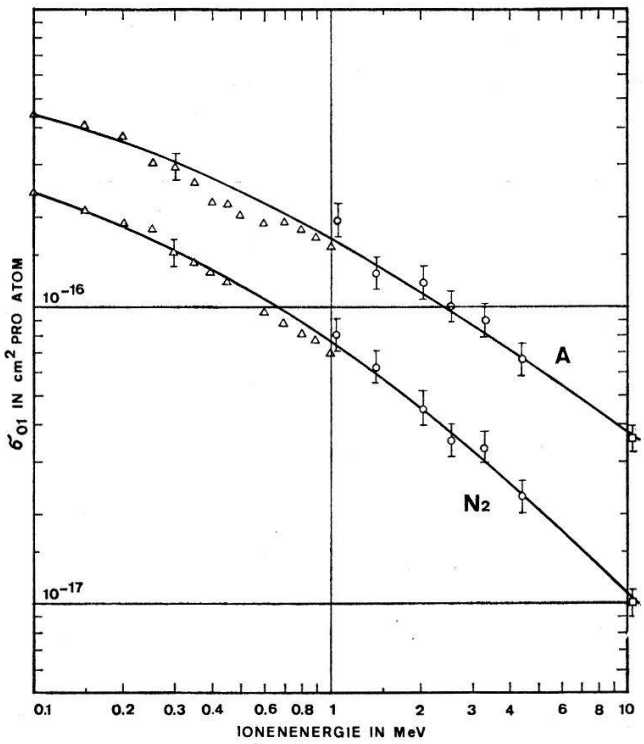
Figur 6

Vergleich von σ_{10} für Ne und A mit den Resultaten der klassischen Theorie. Theoretische Kurven: BATES und MAPLETON [13] (B-M). Experimentelle Resultate: △ BARNETT und REYNOLDS [33]; □ BERKNER et al. [19]; + BERKNER, private Mitteilung; ○ diese Arbeit.

Die Wirkungsquerschnitte σ_{10} für Elektroneneinfang in Ne und A werden in Figur 6 mit den theoretischen Werten (B-M) verglichen. Letztere wurden von BATES und MAPLETON [13] auf Grund des klassischen Modells von Thomas berechnet. Die Theorie berücksichtigt den Einfang von $2s$- und $2p$-Elektronen in Ne und den Einfang von $2s$-, $2p$-, $3s$- und $3p$-Elektronen in A-Gas. Im betrachteten Energiebereich ist sowohl für Ne als auch für A der Beitrag von $1s$-Elektronen zu vernachlässigen. Auf Grund des klassischen Modells wird erwartet, dass σ_{10} in A-Gas für Energien unterhalb von 800 keV durch Einfang von $3p$-Elektronen, für höhere Energien (bis zu einigen MeV) durch Einfang von $2p$-Elektronen dominiert wird. Der Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines $3s$- oder $2p$-Elektrons besitzt bei 600 keV ein Maximum, welches sich durch einen Buckel in der theoretischen Kurve äussert.

Neben den Einfangsquerschnitten wurden für Protonen in N_2 und A auch die Strippingquerschnitte σ_{01} bestimmt. Die Resultate sind in Figur 7 zusammen mit den

Resultaten von BARNETT und REYNOLDS [33] und BERKNER et al. [27] dargestellt. Wie erwartet, strebt die Energieabhängigkeit dieser Wirkungsquerschnitte asymptotisch gegen E^{-1}.



Figur 7

Strippingquerschnitt σ_{01} für H^0-Atome in N_2- und A-Gas. Experimentelle Resultate: △ BARNETT und REYNOLDS [33]; □ BERKNER et al. [27]; ○ diese Arbeit.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte für den Einfang von zwei Elektronen, σ_{1-1}, sind in den Figuren 8a und 8b dargestellt. Die mit F und MC bezeichneten Punkte sind die Resultate von FOGEL et al. [34] und MCCLURE [35].

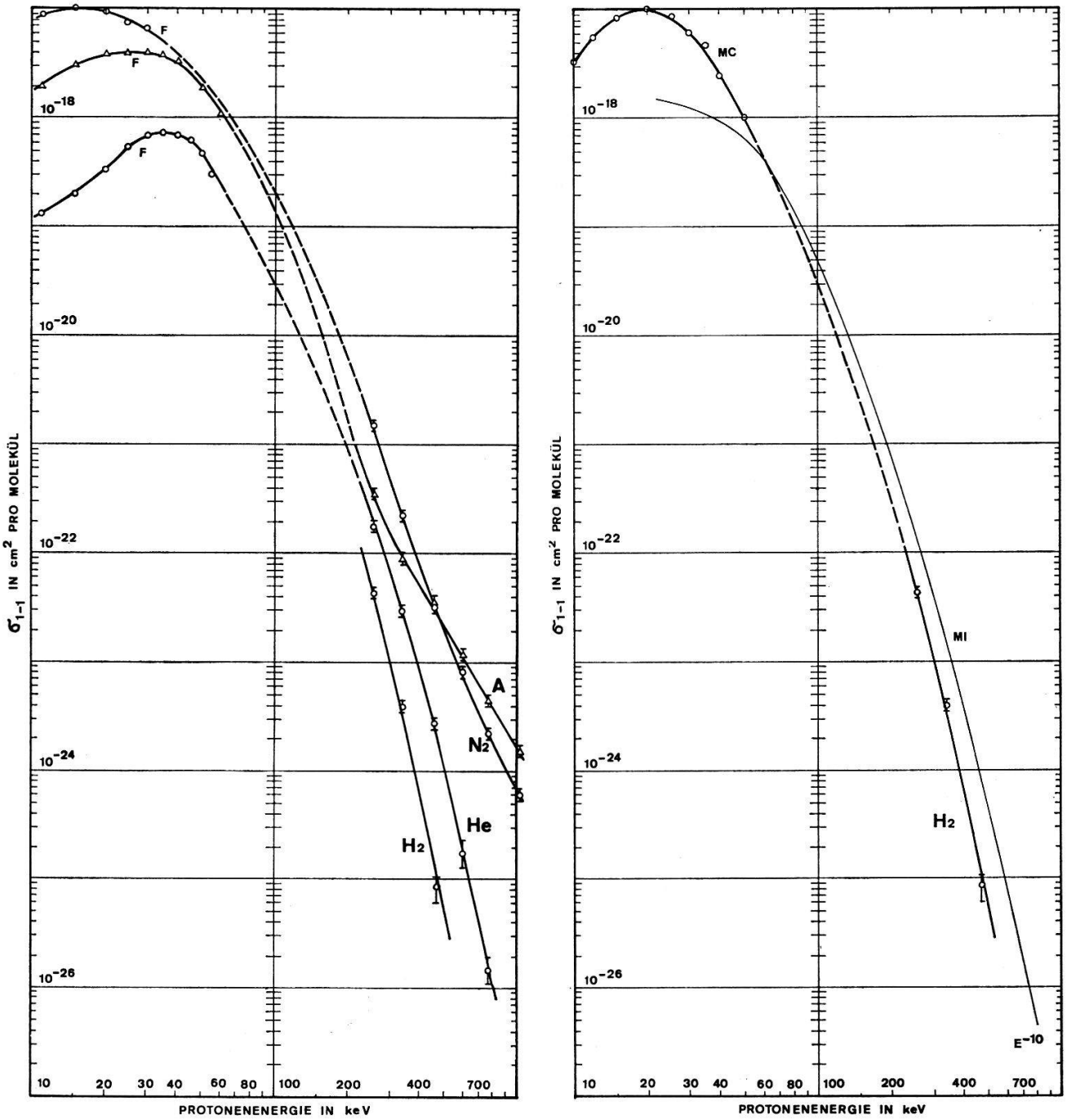
Die Wirkungsquerschnitte σ_{1-1} in H_2- und He-Gas wurden bis zu Protonenenergien von 460 keV bzw. 749 keV gemessen. Bei diesen Energien betragen diese Wirkungsquerschnitte nur noch einige 10^{-26} cm². Die Messung kleinerer Wirkungsquerschnitte mit der beschriebenen Apparatur erwies sich als schwierig, weil die Strahlverunreinigung $N^-(0)$ mit zunehmender Energie immer stärker ins Gewicht fällt. Es ist zu beachten (siehe Figur 3), dass sich die Strahlverunreinigung $N^-(0)$ wie etwa E^{-5} verhält; ihre Energieabhängigkeit ist also um mehrere Potenzen von E schwächer als die Energieabhängigkeit von σ_{1-1} in den leichten Gasen.

Die Wirkungsquerschnitte σ_{1-1} in H_2 und He zeigen bei den höchsten Energiewerten eine Energieabhängigkeit von etwa E^{-10}. Bei einer Protonenenergie von 1 MeV verhält sich σ_{1-1} für die Gase N_2 und A wie $E^{-4,5}$ bzw. $E^{-3,5}$. Es muss angenommen werden, dass die asymptotische Energieabhängigkeit der vier Wirkungsquerschnitte noch nicht erreicht ist.

Die Kurve MI in Figur 8b stellt den theoretischen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion

$$H^+ + H_2 \rightarrow H^- + 2\,H^+$$

von MITTLEMAN [17] dar. Die gemessenen Werte sind bei höheren Energien um etwa einen Faktor 10 kleiner als die theoretischen Werte. Die Berechnungen von MITTLEMAN, welche sowohl Elektronenkorrelation als auch molekulare Effekte vernachlässigen, beruhen auf der Annahme, dass die Amplitude für den Einfang von zwei Elektronen gleich dem Quadrat der Einfangsamplitude für ein einzelnes Elektron ist. Die letztere Amplitude wurde in 1. Bornscher Näherung berechnet.

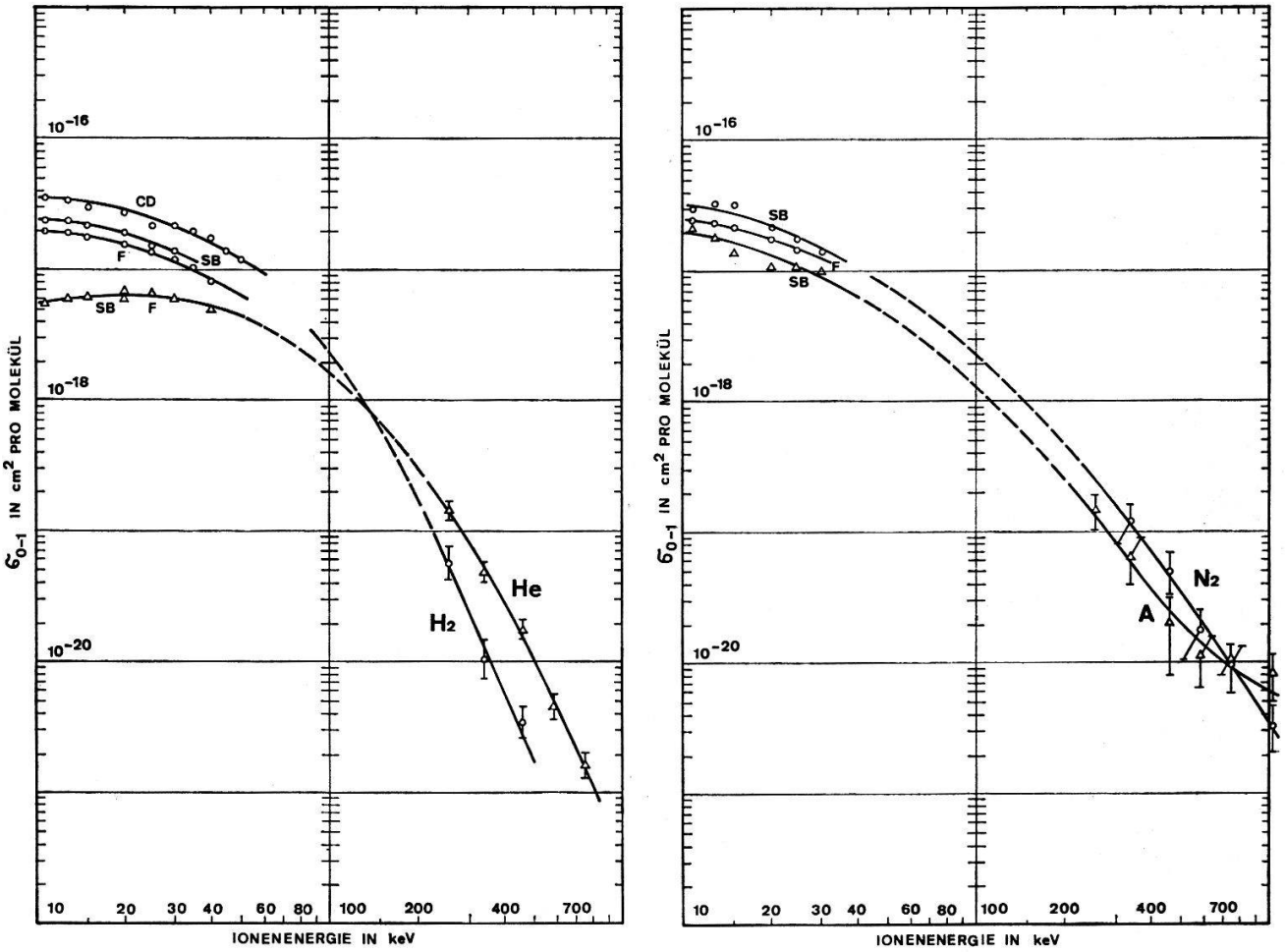


Figur 8a und 8b

Wirkungsquerschnitt σ_{1-1} für zweifachen Elektroneneinfang von Protonen in den Gasen H_2, He, N_2 und A. Experimentelle Resultate: F FOGEL et al. [34]; MC MCCLURE [35]; ○, △ (mit Fehlerangabe) diese Arbeit. MI ist der theoretische Verlauf von σ_{1-1} für Protonen in H_2-Gas von MITTLEMAN [17].

Die Einfangsquerschnitte σ_{1-1} für Protonen in N_2 und A zeigen ein ähnliches Verhalten wie die beiden entsprechenden Einfangsquerschnitte σ_{10}, obwohl σ_{1-1} viel stärker von der Energie abhängt als σ_{10}. Es ist deshalb naheliegend, den Verlauf von σ_{1-1} in N_2-Gas analog zum Verlauf von σ_{10} zu interpretieren.

Die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte σ_{0-1} sind in den Figuren 9a und 9b dargestellt. Die mit SB, F und CD bezeichneten Punkte sind die experimentellen Werte von STIER und BARNETT [36], FOGEL et al. [37] sowie von CURRAN und DONAHUE [38]. Die beiden Wirkungsquerschnitte σ_{0-1} in H_2 und He zeigen eine ähnliche Energieabhängigkeit wie ihre entsprechenden Einfangsquerschnitte σ_{10}; für beide Gase gilt etwa $\sigma_{0-1} \sim 0{,}1\ \sigma_{10}$.



Figur 9a und 9b

Wirkungsquerschnitt σ_{0-1} für den Einfang eines Elektrons durch ein neutrales H-Atom in den Gasen H_2, He, N_2 und A. Experimentelle Resultate: SB STIER und BARNETT [36]; F FOGEL [37]; CD CURRAN und DONAHUE [38]; ○, △ (mit Fehlerangabe) diese Arbeit.

Die berechneten mittleren Fehler für σ_{0-1} in N_2 und A sind offensichtlich viel zu gross und mit der Wahrscheinlichkeitsrechnung nicht verträglich. Wie schon im vorangehenden Kapitel erwähnt wurde, liegt die Ursache in einer ungenauen Fehlerangabe eines Wirkungsquerschnittes, welcher zur Berechnung von σ_{0-1} benötigt wurde.

6. Schlussfolgerungen

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte σ_{10} sind in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen anderer Autoren.

Zwischen Theorie und Experiment bestehen bezüglich des Betrages und der Energieabhängigkeit von σ_{10} gelegentlich noch erhebliche Differenzen.

Für die Einfangsquerschnitte σ_{10} wird auf Grund der Theorie von Brinkman-Kramers für $1s \rightarrow 1s$-Übergänge in erster Bornscher Näherung eine asymptotische Energieabhängigkeit von E^{-6} erwartet. Diese Energieabhängigkeit wird für He-Gas für Protonenenergien oberhalb von etwa 5 MeV tatsächlich beobachtet. Im Gegensatz dazu ist σ_{10} für H_2-Gas im Energiebereich zwischen 200 keV und 3,3 MeV proportional E^{-5}.

Die Brinkman-Kramers-Querschnitte, von welchen angenommen wird, dass sie das Hochenergieverhalten von σ_{10} am besten beschreiben, sind im betrachteten Energiebereich durchwegs grösser als die experimentell bestimmten Werte. Der Born-Querschnitt für Elektroneneinfang in He von MAPLETON (d.h. der Brinkman-Kramers-Querschnitt unter Berücksichtigung des abstossenden Kern-Kern-Potentials) ist in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten.

Der Verlauf des Einfangquerschnittes σ_{10} von N_2-Gas lässt sich durch die verschiedenartige Energieabhängigkeit der partiellen Wirkungsquerschnitte für den Einfang von $2p$- und $2s$-Elektronen erklären.

Die experimentellen Werte von σ_{10} in A wurden mit den theoretischen Ergebnissen des klassischen Modells von THOMAS verglichen; es zeigt sich, dass der Einfangsquerschnitt unterhalb von etwa 800 keV durch den Einfang von $3p$-Elektronen, für höhere Energien (bis zu einigen 10 MeV) von $2p$-Elektronen dominiert wird.

Die Wirkungsquerschnitte für zweifachen Elektroneneinfang, σ_{1-1}, wurden für die Gase H_2, He, N_2 und A für Protonenenergien zwischen 250 keV und 1 MeV gemessen. Anschlusswerte liegen leider keine vor. Die gemessenen Werte σ_{1-1} in H_2-Gas sind etwa 10mal kleiner als die theoretischen Werte von MITTLEMAN. Letztere wurden unter Vernachlässigung der Elektronenkorrelation sowie molekularer Effekte berechnet.

An der oberen Grenze des untersuchten Energiebereiches zeigen die Wirkungsquerschnitte σ_{1-1} für H_2 und He eine Energieabhängigkeit von E^{-10}. Die Wirkungsquerschnitte σ_{1-1} für N_2 und A sind – bei einer Protonenenergie von 1 MeV – proportional zu $E^{-4,5}$ bzw. $E^{-3,5}$. Es ist offensichtlich, dass die asymptotischen Energieabhängigkeit in N_2 und A (und wahrscheinlich auch in He) noch nicht erreicht ist.

Die vorliegende Arbeit entstand unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. J. P. BLASER. Ihm möchte ich für seine Unterstützung und das Interesse, welches er meinen Untersuchungen entgegengebracht hat, verbindlichst danken.

Die Konstruktion und die sorgfältige Ausführung des mechanischen Teils der Messapparatur verdanke ich Herrn P. CHRISTEN, Physiker und Herrn H. OSCHWALD.

Die Messungen wurden am Van-de-Graaff-Beschleuniger der Universität Zürich durchgeführt. Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. H. STAUB für die grosszügigerweise zur Verfügung gestellte Maschinenzeit, Herrn Dr. F. ZAMBONI, Herrn Dr. T. KNELLWOLF (beide am Physikinstitut der Universität Zürich), Herrn Dr. R. REIMANN (ETH) und Herrn E. KROMER für die Mitwirkung bei den Experimenten.

7. Literaturverzeichnis

[1] D. R. Bates und R. McCaroll, Advances in Physics *11*, 39 (1963).
[2] B. H. Bransden und I. M. Cheshire, Proc. Phys. Soc. *81*, 820 (1963).
[3] H. C. Brinkman und H. A. Kramers, Proc. Acad. Sci. Amst. *33*, 973 (1930).
[4] I. R. Oppenheimer, Phys. Rev. *51*, 349 (1928).
[5] B. H. Bransden, A. Dalgarno und N. M. King, Proc. Phys. Soc. London [A] *67*, 1075 (1954).
[6] R. A. Mapleton, Phys. Rev. *122*, 528 (1961).
[7] R. A. Mapleton, Phys. Rev. *126*, 1477 (1962).
[8] G. W. McClure, Phys. Rev. *148*, 47 (1966).
[9] A. W. Wittkower, G. Ryding und H. B. Gilbody, Proc. Phys. Soc. *89*, 541 (1966).
[10] T. F. Tuan und E. Gerjuoy, Phys. Rev. *117*, 756 (1960).
[11] L. H. Thomas, Proc. Roy. Soc. [A] *114*, 561 (1927).
[12] D. R. Bates und R. A. Mapleton, Proc. Phys. Soc. *87*, 657 (1966).
[13] D. R. Bates und R. A. Mapleton, Proc. Phys. Soc. *90*, 909 (1967).
[14] V. I. Gerasimenko und L. N. Rosentsveig, J.E.T.P. *4*, 509 (1957).
[15] M. H. Mittleman, Proc. Roy. Soc. *277*, 206 (1963).
[16] M. J. Fulton und M. H. Mittleman, Phys. Rev. *138*, A 667 (1965).
[17] M. H. Mittleman, Phys. Rev. *137*, A 1 (1965).
[18] S. K. Allison, Rev. Mod. Phys. *30*, 1137 (1958).
[19] K. H. Berkner, S. N. Kaplan, G. A. Paulikas und R. V. Pyle, Phys. Rev. *140*, A 729 (1965).
[20] R. A. Mapleton, Phys. Rev. *130*, 1829 (1963).
[21] R. A. Mapleton, Phys. Rev. *130*, 1839 (1963).
[22] R. A. Mapleton, Proc. Phys. Soc. *85*, 1109 (1965).
[23] R. A. Mapleton, Phys. Rev. *145*, 25 (1966).
[24] Ch. Meinke und G. Reich, Vacuum *13*, 579 (1963).
[25] A. B. Wittkower und H. B. Gilbody, Proc. Phys. Soc. *90*, 343 (1967).
[26] A. Rytz, H. H. Staub, H. Winkler und W. Zych, Helv. phys. Acta *35*, 341 (1962).
[27] K. H. Berkner, N. K. Paulikas und P. V. Pyle, Phys. Rev. *134*, A 1461 (1964).
[28] D. R. Bates, *Atomic and Molecular Processes*, Kapitel 14, (Academic Press, New York 1962).
[29] F. G. Slack, Phys. Rev. *28*, 1 (1926).
[30] A. E. Barrington, *High Vacuum Engineering*, S. 189, (Prentice-Hall, Englewood N.J. 1963).
[31] R. Smythe und J. W. Toevs, Phys. Rev. *139*, A 15 (1965).
[32] P. H. Rose, R. J. Connor und R. P. Bastide, Bull. Am. Phys. Soc. *3*, 40 (1958).
[33] C. F. Barnett und H. K. Reynolds, Phys. Rev. *109*, 355 (1958).
[34] Ya. M. Fogel, R. V. Mitin, V. F. Kozlov und N. D. Romashko, J.E.T.P. *8*, 390 (1959).
[35] G. W. McClure, Phys. Rev. *132*, 1636 (1963).
[36] P. M. Stier und C. F. Barnett, Phys. Rev. *103*, 896 (1956).
[37] Ya. M. Fogel, V. A. Ankudinov, D. V. Filippenko und N. V. Topolia, J.E.T.P. *7*, 400 (1958).
[38] R. K. Curran und R. K. Donahue, ONR-8 (1959).

Bei der Korrektur der Probeabzüge hinzugefügt: Zur Ergänzung der zitierten Arbeiten möchte der Autor noch auf einige neu erschienene Publikationen hinweisen:

V. S. Nikolaev, J.E.T.P. *24*, 847 (1967).

J. F. Williams, Phys, Rev. *157*, 97 (1967).

L. M. Welsh, K. H. Berkner, S. N. Kaplan und R. V. Pyle, Phys, Rev. *158*, 85 (1967). Diese Arbeit wird in Fussnote [4]) erwähnt.

L. H. Toburen, M. Y. Nakai, R. A. Langlay, ORNL-TM-1988 (1967).