Aufnahme der Balmer-α-Linie ohne Dopplerverbreiterung an einem Strahl metastabiler Wasserstoffatome

Diplomarbeit

ausgeführt am Institut für Angewandte Physik
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
und am Institut für Kernphysik III
im Kernforschungszentrum Karlsruhe

vorgelegt von
Hans Jelitto
aus Hamburg
- 1983 -

Die Aufnahme der Balmer-α-Linie ohne Dopplerverbreiterung an einem Strahl metastabiler Wasserstoffatome

Diplomarbeit

ausgeführt am Institut für Angewandte Physik
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
und am Institut für Kernphysik III
im Kernforschungszentrum Karlsruhe

vorgelegt von
Hans Jelitto
aus Hamburg
- 1983 -

Nachträgliches Vorwort

Diese Diplomarbeit war Teil eines Projektes zur extrem präzisen Bestimmung der Rydbergkonstanten bzw. der Rydbergfrequenz. Das Projekt wurde von Privatdozent Dr. Gert Meisel geplant und geleitet, der auch die Diplomarbeit betreute (Institut für Angewandte Physik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn und Institut für Kernphysik III des Kernforschungszentrums Karlsruhe, heute: KIT). Da Dr. Meisel zwischendurch, gemäß vorheriger Absprache, seinen Arbeitsplatz von Bonn ins Kernforschungszentrum Karlsruhe verlegte und das Projekt noch in der Entwicklung war, erschien es sinnvoll den gesamten Messstand ebenfalls nach Karlsruhe zu überführen, was dann erfolgte. Meine Arbeit bestand im Wesentlichen im Entwurf, Aufbau und Test der Detektoreinheit sowie der Optimierung der vorhandenen Atomstrahl-Apparatur zur Dopplerfreien Messung des Balmer-α-Übergangs im Wasserstoffspektrum.

Anmerkung: Beim Einscannen dieser Arbeit wurden, neben einer geringfügigen Ergänzung auf Seite 25, auf den Seiten 3, 4, 11, 15, 16, 22–25, 49, 52 und 61 kleine Schreibfehler (nicht Rechenfehler) korrigiert. Die Diagramme in Abb. 43 bis 45 wurden im Kontrast verstärkt.

Hamburg, November 2024, H. Jelitto

Zusammenfassung

Zur Herstellung eines Strahls metastabiler Wasserstoffatome im 2S-Zustand mit thermischen Geschwindigkeiten wurden Verbesserungen an einer bestehenden Vakuumapparatur vorgenommen, in der Wasserstoffmoleküle zunächst in einer Gasentladung dissoziiert werden. Anschließend wird das 2S-Niveau der Wasserstoffatome durch Elektronenstoß besetzt.

Der Nachweis der H(2S)-Atome erfolgt durch elektrisches Quenchen. Um ein günstiges Verhältnis des 2S-Signals zum Untergrund zu erhalten, wurden verschiedene Detektorvarianten benutzt und die Apparatur durch eine dritte Vakuumkammer erweitert. Unter typischen Versuchsbedingungen konnte eine 2S-Zählrate von 2000 s^{-1} auf einem Untergrund von 100 s^{-1} gemessen werden. Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von $2 \cdot 10^{-4}$ entspricht das einem Teilchenstrom von 10^7 H(2S)-Atomen pro Sekunde.

Zur Messung des Balmer-α-Übergangs (2S⟶3P) wurde mit einem Farbstoff-Ringlaser Licht der Wellenlänge 6563 Å eingestrahlt und damit Lyman-ß-Fluoreszenz induziert. Der mit einem VUV-Sammelspiegel ausgestattete Detektor erlaubte es, bei einer Laserleistung von ca. 100 mW eine 3P→1S-Zählrate von typischerweise 4000 s^{-1} bei einem Untergrund von 80 s^{-1} zu erhalten. Das entspricht einem Signal-Untergrundverhältnis von 50:1.

Zur dopplerfreien Messung dieses Übergangs wurden gegenläufige Laserstrahlen verwendet, die den Atomstrahl an zwei verschiedenen Orten kreuzen. Das gestattete die Aufnahme eines inversen Lamb-Dips, wodurch die Hyperfeinstrukturkomponenten des Übergangs 2S→3P mit nahezu natürlicher Linienbreite von 30 MHz registriert werden konnten.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 3

2. Berechnungen zur Lage und Form des Lamb-Dips in der Balmer-α-Linie 6

1. Termschema und Entstehung des Lamb-Dips 6
2. Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl 10
3. Dopplereffekt und Photonendruck 12
4. Lyman-ß-Fluoreszenzlichtstärke in Abhängigkeit von der Frequenz des eingestrahlten Laserlichtes 16
5. Durchflugszeitverbreiterung 26
6. Winkelgenauigkeit des Retroreflektors 26

3. Experimenteller Aufbau 28

1. Der 3-Kammer-Vakuumpumpstand 30
2. Änderungen an der Elektronenkanone 36
3. Der Detektor 44
   1. Aufbau des Detektors 44
   2. Anordnungen zum elektrischen Quenchen 48
   3. Anordnungen zum optischen Quenchen 49
      1. Aufbau und Strahlgeometrie 49
      2. Der VUV-Sammelspiegel 54
         a) Überblick aus der Literatur 54
         b) Herstellung 59
         c) Reflexionsmessungen verschiedener Beschichtungen für Lyman-ß-Licht 60
4. Die Nachweiselektronik 64

4. Durchführung der Messungen 66

1. mit elektrischem Quenchen 66
   1. Allgemeines 66
   2. Wirkung der Ionenablenkmagnete 68
   3. Elektrische Abschirmung gegen Ionen 70

4. Einfluß der Düsenposition 71
2. Messungen mit optischem Quenchen 73
1. Messung zweier H_α-Feinstrukturlinien 73
2. Auflösung der Hyperfeinstruktur durch Aufnahme des Lamb-Dips mit gegenläufigen Laserstrahlen 77
3. Einfluß von Leistung und Einfallswinkel des Laserlichtes 84
4. Ausblick und mögliche Verbesserungen 89

Anhang: Basic-Programme zur Handhabung der Meßdaten 94

Literaturverzeichnis 96

1. Einleitung

Das Wasserstoffatom ist besonders interessant, da wegen seines einfachen Aufbaus für die Termenergien Rechnungen mit höchster Genauigkeit vorliegen /1/. Präzisionsexperimente erlauben daher einen sehr genauen Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Resultaten, was eine entsprechend genaue Überprüfung der Annahmen ermöglicht, die der Theorie zugrunde gelegt wurden.

In die Berechnung der Termenergien geht die sogenannte Rydbergkonstante R_∞ als führender Faktor ein. Sein Wert geht aus der Theorie nicht hervor, er wurde deshalb wiederholt experimentell mit immer größerer Genauigkeit bestimmt.

In den bisher durchgeführten Messungen wurden die den Wasserstoff-Übergängen zugeordneten Wellenlängen mit dem Krypton-Längenstandard verglichen. Die erreichbare Genauigkeit findet jedoch ihre Grenze in der Realisierungs-Ungenauigkeit des Krypton-Längenstandards, die einige 10^{-9} beträgt. In einer von Lichten /2/ durchgeführten Messung an einem Wasserstoffatomstrahl wird die Wellenlänge des H_α-Übergangs mit der Wellenlänge eines jodstabilisierten HeNe-Lasers verglichen und die relative Genauigkeit so auf 10^{-9} verbessert.

Eine weitere Steigerung der Meßgenauigkeit ist nur durch Übergang auf ein Normal mit größerer Realisierungs-Genauigkeit möglich, wobei sich die Cäsium-Uhr als Zeitnormal mit einer Realisierungs-Genauigkeit von weniger als 10^{-13} anbietet /3/. Durch Vergleich der Frequenzen des Balmer-α-Übergangs ($2S \rightarrow 3P$) von 456,683 THz und des als Referenz-Oszillator dienenden HeNe-Lasers (473,613 THz) soll deshalb statt der Rydbergkonstanten die Rydbergfrequenz $\nu_R = R_\infty \cdot c$ bestimmt werden. Die Differenzfrequenz von 16,930 THz kann nicht direkt gemessen werden; sie wird deshalb in einem Vielschritt-Meßverfahren /4/ bestimmt, in dem das 17-THz-Intervall durch die Summe 200 kleiner gut meßbarer Intervalle ersetzt wird. Das "Durchlaufen" dieser 200 Intervalle geschieht mit zwei Farbstoff-Lasern, die abwechselnd auf eine Zwischenfrequenz stabilisiert

werden. Die Schrittweiten von ca. 80 GHz sind mit Mikrowellenmethoden meßbar und werden zur Gesamt-Differenzfrequenz aufaddiert. Der bei jedem Schritt entstehende Fehler beträgt nicht mehr als 1 kHz /5/, so daß der durch das Vielschritt-Verfahren entstehende Gesamtfehler kleiner als 125 kHz ist. Die Referenzfrequenz des jodstabilisierten HeNe-Lasers ist zur Zeit auf $7 \cdot 10^{-10}$ ($\hat{=}$ 320 kHz) genau bekannt /6/. Die Einstellung des Lasers auf die Balmer-α-Linie sollte deshalb mit einem Fehler von nicht mehr als 300 kHz erfolgen. Das entspricht 1 % der natürlichen Linienbreite von 30 MHz.

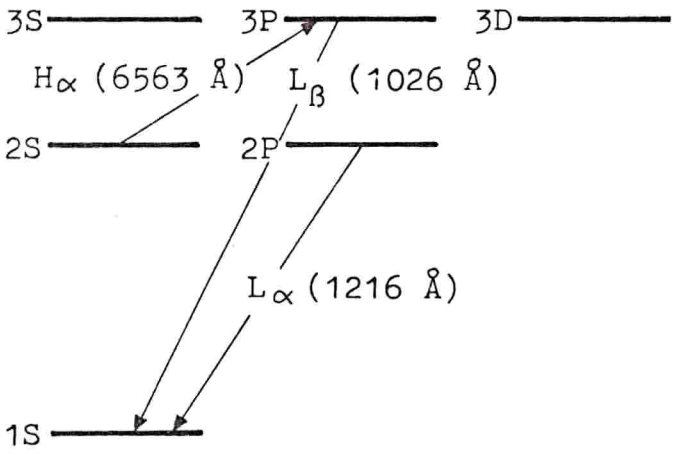


Abb. 1: Auszug aus dem Wasserstoff-Termschema

Zur Aufnahme der Linie werden metastabile 2S-Wasserstoffatome durch optisches Pumpen mit Hilfe eines auf den H_α-Übergang abgestimmten Farbstoff-Lasers in den 3P-Zustand angeregt. Der Nachweis des Übergangs erfolgt durch die der Anregung folgende spontane Emission von Lyman-ß-Licht (1026 Å, s. Abb.1).

Um die im Innern einer Gasentladung herrschende Druckverbreiterung und den durch elektrische Felder und Raumladungen entstehenden Starkeffekt zu eliminieren, wurde mit einem Atomstrahl von H(2S)-Atomen gearbeitet /7/. Bilden der Laser- und der Atomstrahl jedoch nicht genau einen 90°-Winkel, so entsteht aufgrund der Geschwindigkeitskomponente der Atome, die parallel zum Laserstrahl verläuft, in Verbindung mit dem Dopplereffekt eine unerwünschte Linienverschiebung. Dieser Effekt wird hier beseitigt durch die Verwendung zweier gegenläufiger und räumlich getrennter Laserstrahlen. Die aufgenommenen Linien sind dadurch mit einem schmalen Einschnitt ("Lamb-Dip") versehen, der nicht mehr

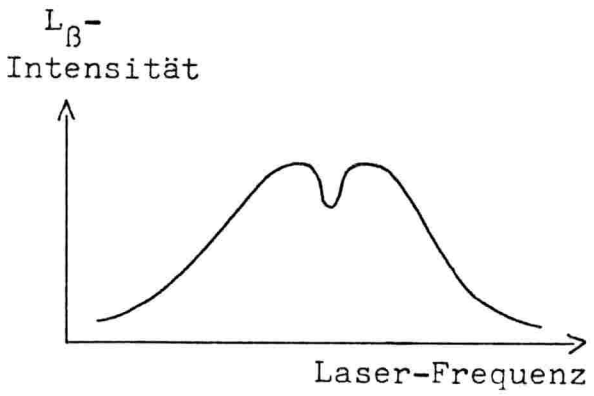


Abb. 2: Linie mit Lamb-Dip (Einschnitt)

dopplerverschoben ist und etwa natürliche Linienform besitzt. Das Ziel dieser Arbeit war es, die Messung eines solchen Lamb-Dips im Balmer-α-Übergang (vgl. Abb. 2) durchzuführen.

Im folgenden Kapitel wird das Prinzip dieser dopplerfreien Meßmethode erklärt. Anschließend werden die Lage und die Linienform des Lamb-Dips bestimmt und mögliche Fehlerquellen diskutiert. Durch den Photonendruck, den linearen sowie den quadratischen Dopplereffekt entsteht eine Linienverschiebung, die in der Größenordnung der angestrebten Genauigkeit von 300 kHz liegt und deshalb rechnerisch berücksichtigt werden muß.

In Kapitel 3 werden der experimentelle Aufbau und die daran vorgenommenen Änderungen zur Herstellung eines H(2S)-Atomstrahls mit genügend hoher Teilchendichte beschrieben. Es werden die verschiedenen Detektorversionen zum elektrischen und optischen Quenchen erläutert unter besonderer Berücksichtigung der Herstellung eines VUV-Spiegels, der einen Teil des Fluoreszenzlichtes sammelt und so zur Erhöhung des Nutzsignals beiträgt. Es folgt eine kurze Beschreibung der Nachweiselektronik.

In Kapitel 4 wird zunächst auf die Optimierung des H(2S)-Atomstrahls eingegangen. Der Nachweis der metastabilen 2S-Atome erfolgt durch elektrisches Quenchen über den Starkeffekt, wobei das entstehende Lyman-α-Fluoreszenzlicht registriert wird. Besonderes Augenmerk wird auf die Beseitigung des durch Wasserstoff-Ionen hervorgerufenen Untergrundes gelegt, der das Quenchsignal vollständig überdecken würde.

Schließlich werden die Messungen mit optischem Quenchen, die zur Auflösung der Hyperfeinstruktur des Balmer-α-Überganges führten, und die Aufnahme des Lamb-Dips beschrieben.

2. Berechnungen zur Lage und Form des Lamb-Dips in der H_α-Linie

2.1 Termschema und die Entstehung des Lamb-Dips

Die H_α-Linie wird durch die Feinstruktur des oberen P-Niveaus in zwei Linien getrennt, die wiederum durch die Hyperfeinstruktur aller Terme jeweils in drei Linien aufspalten. Aus der Kopplung zwischen dem Hüllendrehimpuls J des Elektrons und dem Kerndrehimpuls erhält man den Gesamtdrehimpuls F = 0 oder 1 für J = 1/2 und F = 1 oder 2 für J = 3/2 (vgl. Abb. 3).

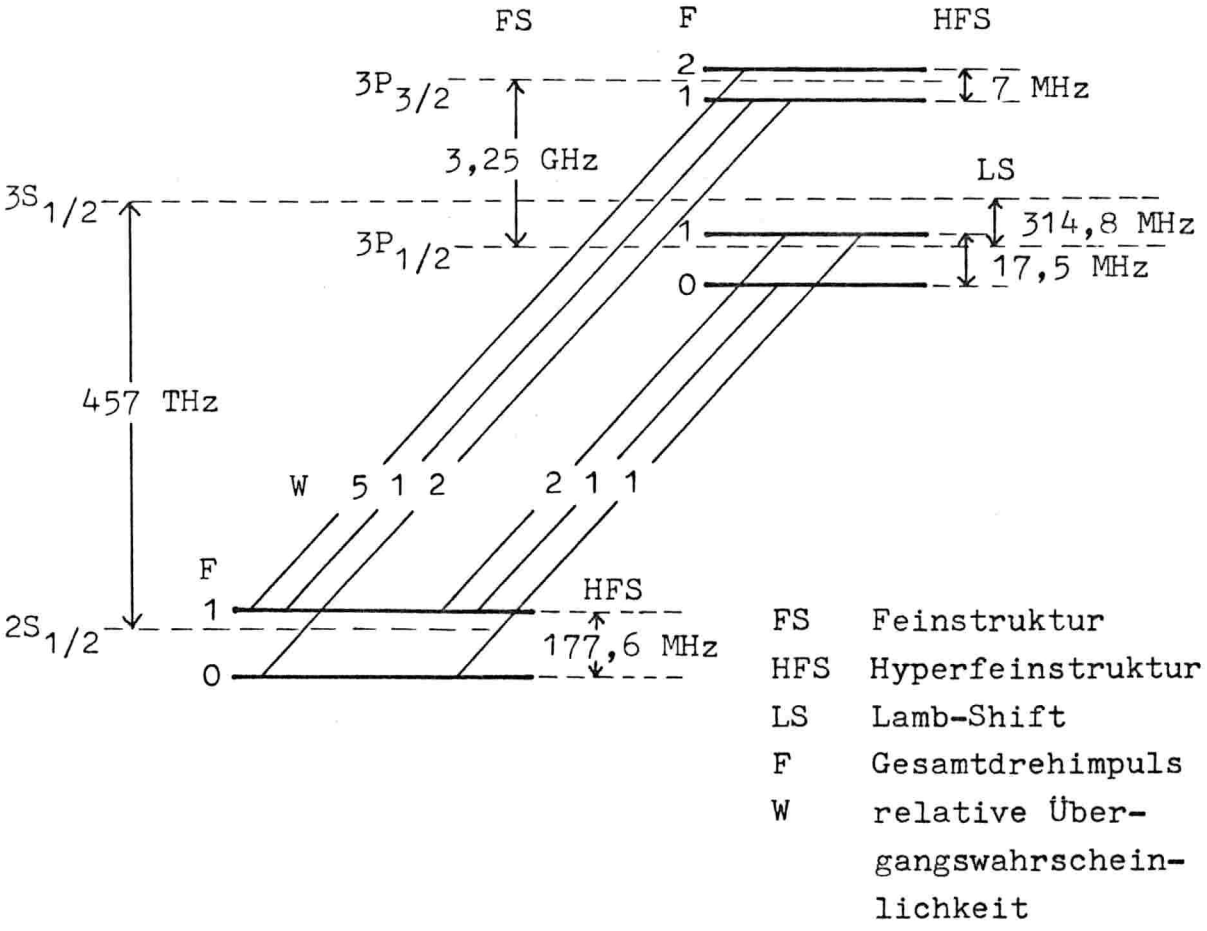


Abb. 3: Ausschnitt aus dem Energieniveauschema von atomarem Wasserstoff (nicht maßstäblich) /8,9/

Mit der Auswahlregel: $\Delta F = 0$ oder ± 1 und $0 \not\to 0$ ergeben sich die sechs in Abb. 3 eingezeichneten Übergänge. Die Übergangswahrscheinlichkeiten W lassen sich quantenmechanisch berechnen und wurden aus "Atomic Transition Prob." /10/ bzw. /33/ entnommen. Die Abbildung 4 a zeigt die sechs einzelnen Linien

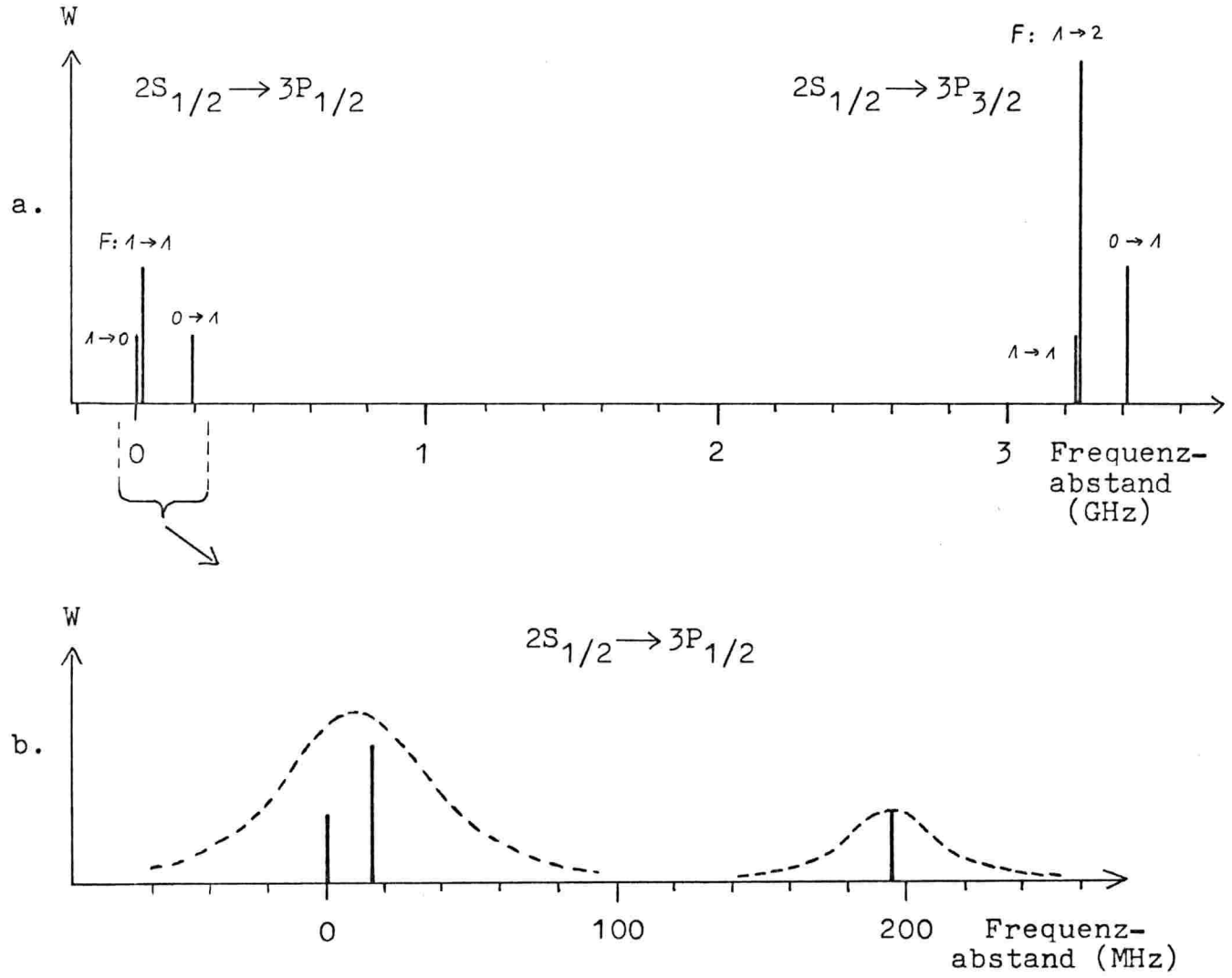


Abb. 4 a: Die sechs H_α-Linien (-Mitten) als Funktion des Frequenzabstandes, maßstabsgetreu, die Höhe der Linien ist proportional zur Übergangswahrscheinlichkeit W

b: Die Feinstrukturkomponente $2S_{1/2} \to 3P_{1/2}$, die natürliche Linienform mit einer Halbwertsbreite von 30 MHz ist gestrichelt gezeichnet

des Überganges 2S→3P als Funktion des Frequenzabstandes. Jeweils zwei Linienpaare lassen sich nicht auflösen, da die Linienabstände kleiner als die natürliche Linienbreite sind. In beiden Feinstrukturlinien liegt jedoch der Hyperfeinstruktur-Übergang F: 0→1 isoliert, der deshalb später zur Bestimmung der H_α-Frequenz benutzt werden soll. In Abb. 4 b wurde der Übergang $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$ um einen Faktor 10 gespreizt und mit gestrichelten Kurven versehen, die etwa die natürliche Linienbreite und -höhe besitzen.

Werden die H(2S)-Atome mit Laserlicht angeregt, so erfährt dieses Licht bezüglich der bewegten Atome eine Dopplerverschiebung resultierend aus der Geschwindigkeitskomponente der Atome, die parallel zum Laserstrahl verläuft. Dieser Effekt läßt sich verringern, indem das Laserlicht möglichst senkrecht zur Flugbahn der Atome eingestrahlt wird. Doch abgesehen von dem Justierungsproblem ist durch die relative Bewegung der Atome zueinander praktisch nicht durchführbar, daß sich alle Atome gleichzeitig senkrecht zum Laserstrahl bewegen, wodurch immer eine Linienverbreiterung durch den Dopplereffekt bleibt. Diese Probleme können durch den folgenden Versuchsaufbau umgangen werden.

Der Laserstrahl wird nach dem Durchlaufen des Atomstrahls durch einen Retroreflektor parallel und versetzt zurückreflektiert, so daß er den Atomstrahl an einer anderen Stelle erneut kreuzt. Die prinzipielle Anordnung ist aus Abb. 5 ersichtlich. Strahlt man Laserlicht mit einer Frequenz innerhalb der dopplerverbreiterten H_α-Linie ein, so werden die H(2S)-Atome in den 3P-Zustand angeregt. Sofort danach zerfallen sie zu 90 % unter Aussendung von Lyman-ß-Strahlung in den Grundzustand mit einer Halbwertszeit von $5 \cdot 10^{-9}$s. Im allgemeinen kreuzen die Atome den Laserstrahl nicht senkrecht, so daß aufgrund des Dopplereffektes in beiden Wechselwirkungszonen verschiedene Atome mit dem Laserlicht in Resonanz sind und somit aus beiden Zonen L_β-Fluoreszenzlicht ausgesandt wird (vgl. Abb. 6 a). In dem Fall, daß senkrecht auftreffende Atome mit den Photonen in Resonanz sind, stellt man in der zweiten Wechselwirkungs-

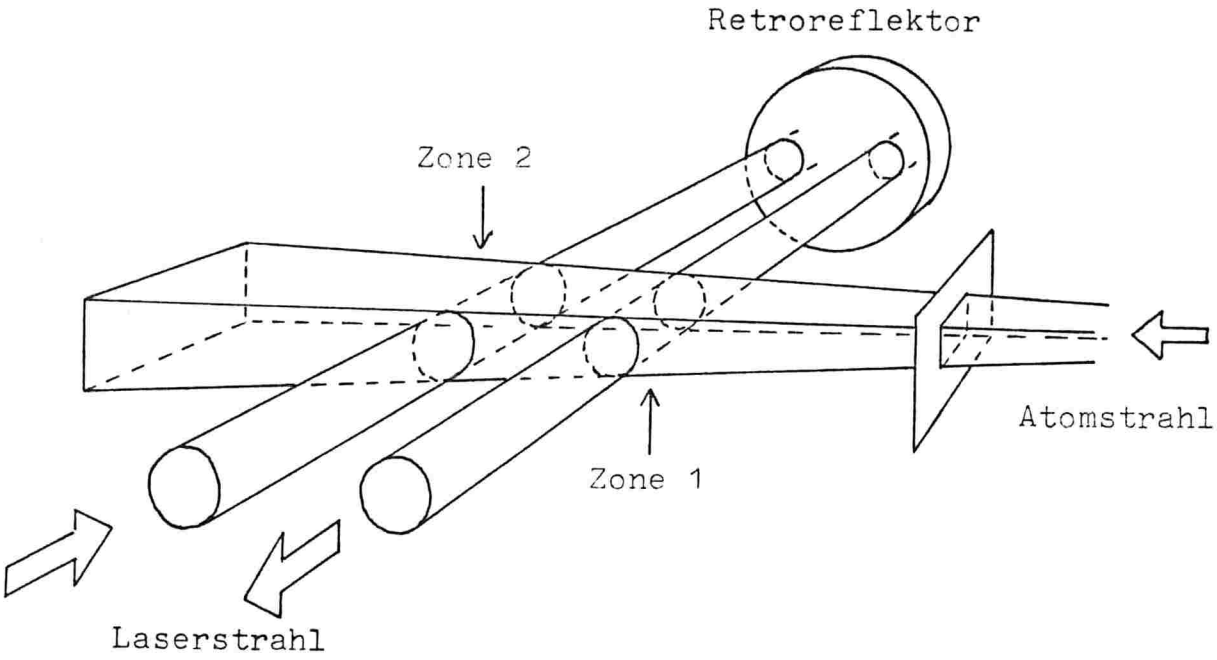


Abb. 5: Anordnung der Wechselwirkungszonen

zone (kurz: WW-Zone) eine Abnahme der Fluoreszenz fest, da das 2S-Niveau bereits in der ersten WW-Zone entvölkert wurde (vgl. Abb. 6b). Beim Durchstimmen des Lasers über die Dopplerbreite entsteht also eine Einsenkung, die auch (invertierter) Lamb-Dip genannt wird. Die Form dieses Lamb-Dips, d.h. die

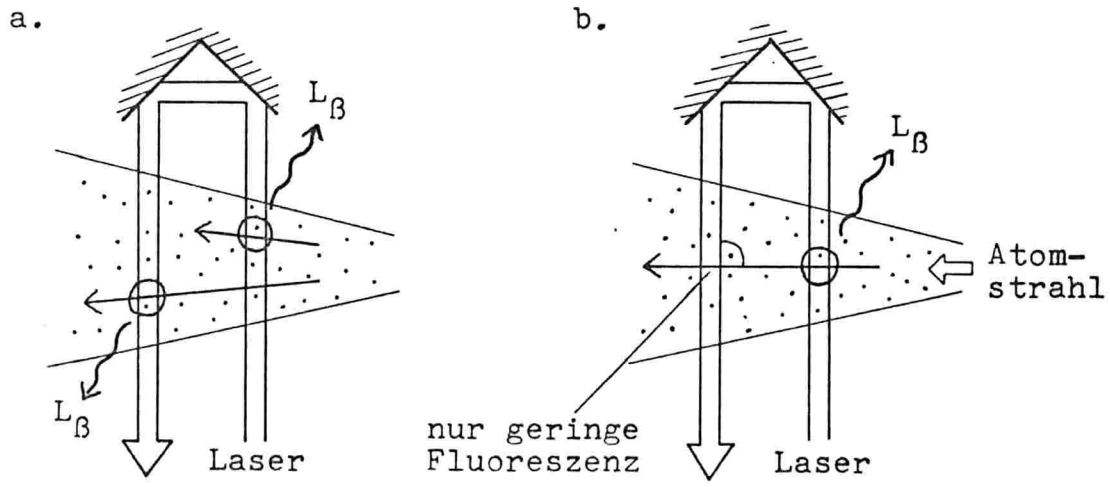


Abb. 6 a und b: Das L_β-Fluoreszenzlicht bei unterschiedlicher Laserfrequenz

L_β-Fluoreszenz aus der zweiten WW-Zone in Abhängigkeit von der eingestellten Laserfrequenz soll im folgenden bestimmt werden.

2.2 Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl

Zunächst wird die Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Strahl betrachtet. Die für den Dopplereffekt relevante Geschwindigkeitskomponente ist diejenige, die zum Laserstrahl parallel verläuft, v_y genannt (vgl. Abb. 7).

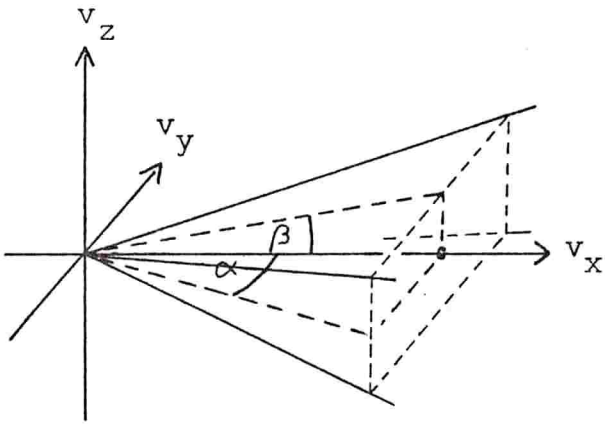


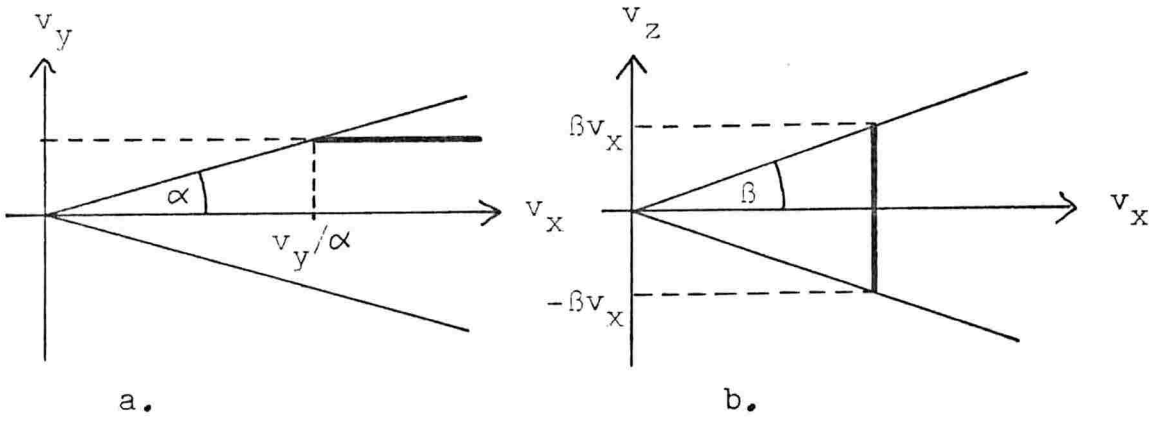
Abb. 7: Der den Atomstrahl begrenzende Raumwinkel

Um die Wahrscheinlichkeitsdichte für v_y zu erhalten, wird die Maxwellsche Wahrscheinlichkeitsdichte:

$$\varrho(v_x,v_y,v_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m}{2kT}\,(v_x^2+v_y^2+v_z^2)\right)$$

im Raumwinkel, der den Atomstrahl begrenzt, über die Komponenten v_x und v_z integriert. Mit den Integrationsgrenzen, die aus Abb. 8 a und b ersichtlich sind, ergibt sich:

$$\varrho(v_y) = \int_{v_y/\alpha}^{\infty} dv_x \int_{-\beta v_x}^{\beta v_x} dv_z\, \varrho(v_x,v_y,v_z) \quad .$$



a. b.

Abb. 8 a und b: Integrationsgrenzen und -weg (fett gezeichnet)

Da $\beta \ll 1$ (im Experiment ist $\beta \approx 0{,}02 \approx 1^\circ$), gilt $v_z \approx 0$. Man erhält näherungsweise:

$$\varrho(v_y) = \int_{v_y/\alpha}^{\infty} dv_x \; 2\beta v_x \, \varrho(v_x, v_y, 0)$$

$$\Rightarrow \varrho(v_y) = 2\beta \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m}{2kT} v_y^2} \cdot \int_{v_y/\alpha}^{\infty} dv_x \; v_x \, e^{-\frac{m}{2kT} v_x^2}$$

$$= \quad " \quad \cdot \left(\frac{-1}{\frac{2m}{2kT}} \cdot e^{-\frac{m}{2kT} v_x^2}\right) \Bigg|_{\frac{v_y}{\alpha}}^{\infty}$$

$$= \quad " \quad \cdot \left(0 - \left(-\frac{kT}{m}\right) \cdot e^{\frac{-m}{2kT} \frac{v_y^2}{\alpha^2}}\right)$$

$$= 2\beta \left(\frac{m}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m}{2kT} v_y^2 \left(1 + \frac{1}{\alpha^2}\right)}$$

Nun ist $\alpha \ll 1$ ($\alpha \approx 0{,}035 \approx 2^\circ$) d.h. $1 + \frac{1}{\alpha^2} \approx \frac{1}{\alpha^2}$ und

$$\varrho(v_y) \sim e^{-\frac{m}{2kT}\left(\frac{v_y}{\alpha}\right)^2} .$$

Auf 1 normiert erhält man: $\varrho(v_y) = \frac{1}{\alpha}\sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}\, e^{-\frac{m}{2kT}\left(\frac{v_y}{\alpha}\right)^2}$ (1)

Die Halbwertsbreite der Geschwindigkeitsverteilung ist also proportional zum Öffnungswinkel α.

2.3 Dopplereffekt und Photonendruck

Der durch die Eigenbewegung der Atome entstehende Dopplereffekt und der durch die endliche atomare Masse bei Absorption eines Photons auftretende Rückstoßeffekt bewirken eine Verschiebung zwischen der Frequenz der H_α-Linie und der tatsächlich eingestellten Laserfrequenz /11/.

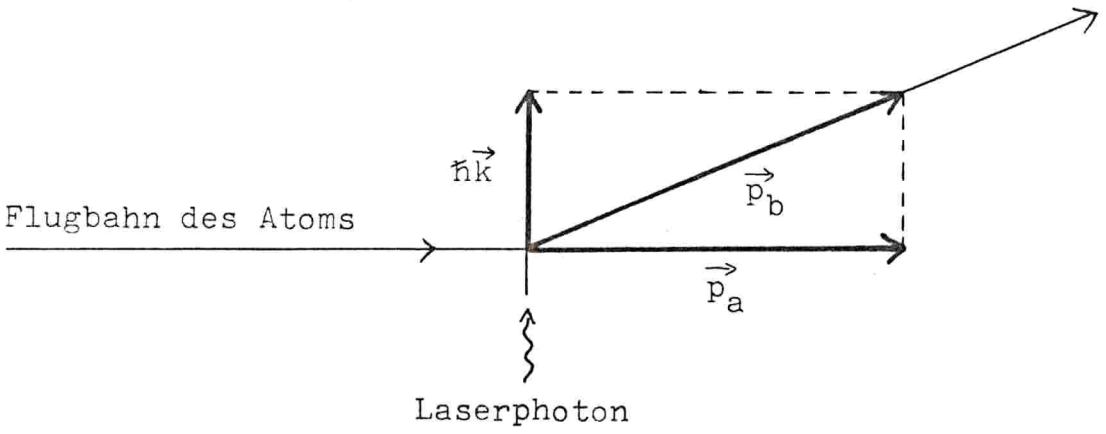


Abb. 9: Impulsbilanz bei Absorption eines Photons

Seien M_a und M_b die Ruhemassen des H-Atoms im 2S- bzw. im 3P-Zustand sowie $\vec{p}_a$ und $\vec{p}_b$ die Impulse des Atoms vor bzw. nach dem Stoß, so gelten im Laborsystem folgende Gleichungen (L = Laser im Laborsystem und α bedeutet H-alpha):

i) $h\nu_L = \sqrt{p_b^2c^2 + M_b^2c^4} - \sqrt{p_a^2c^2 + M_a^2c^4}$, Energiebilanz

ii) $\hbar\vec{k}_L = \vec{p}_b - \vec{p}_a$, Impulsbilanz

iii) $h\nu_\alpha = (M_b - M_a)\,c^2$, Änderung der potentiellen Energie der Atome

Die drei Gleichungen sind allgemeingültig, d.h. sie sind auch gültig, wenn die Photonenabsorption nicht im Maximum der H_α-Linie stattfindet. Hier soll jedoch folgender Sonderfall vorliegen: Die Laserfrequenz wird so gewählt, daß die Resonanz maximal ist. Der vom Atom absorbierte und als potentielle Energie gespeicherte Teil der Laserphotonenenergie ist dann $h\nu_\alpha$ (vgl. iii).

Gleichung i) läßt sich schreiben in der Form:

$$h\nu_L = M_bc^2 \cdot \sqrt{1 + \frac{\vec{p}_b^{\,2}c^2}{M_b^2c^4}} - M_ac^2 \cdot \sqrt{1 + \frac{\vec{p}_a^{\,2}c^2}{M_a^2c^4}} \,.$$

Wegen $\sqrt{1+x} = 1 + \frac{x}{2} + O(x^2)$ und $x_i = \frac{\vec{p}_i^{\,2}}{M_i^2c^2} \approx 3\cdot10^{-10}$;

$i = a,b$ folgt näherungsweise:

$$h\nu_L = M_bc^2\left(1 + \tfrac{1}{2}x_b\right) - M_ac^2\left(1 + \tfrac{1}{2}x_a\right)$$

$$\Rightarrow\quad h\nu_L = \underbrace{M_bc^2 - M_ac^2}_{= h\nu_\alpha \text{ wegen iii)}} + \frac{\vec{p}_b^{\,2}}{2M_b} - \frac{\vec{p}_a^{\,2}}{2M_a} \qquad (2)$$

Der dritte Summand aus Gleichung (2) läßt sich mit ii) und

iii) umformen:

$$\frac{\vec{p}_b^{\,2}}{2M_b} = \frac{\left(\vec{p}_a + \hbar\vec{k}_L\right)^2}{2\left(M_a + \frac{h\nu_\alpha}{c^2}\right)} = \frac{\vec{p}_a^{\,2}}{2M_a}\,\frac{\left(\frac{\vec{p}_a}{p_a} + \frac{\hbar\vec{k}_L}{p_a}\right)^2}{\left(1 + \frac{h\nu_\alpha}{M_a c^2}\right)}$$

Die Messungen (Abschnitt 4.2.3) ergeben eine Geschwindigkeit der Atome v mit $v = p_a/M_a$ von 4600 m/s (zur Schreibweise: es sei $v := |\vec{v}|$).

$$\Rightarrow \quad \frac{\hbar k_L}{p_a} \approx 10^{-4}\,, \qquad \frac{h\nu_\alpha}{M_a c^2} \approx 2\cdot 10^{-9}$$

Unter Vernachlässigung von Termen der Größenordnung $(2\cdot 10^{-9})^2$ erhält man:

$$\frac{\vec{p}_b^{\,2}}{2M_b} = \frac{\vec{p}_a^{\,2}}{2M_a}\cdot\left(\frac{\vec{p}_a}{p_a} + \frac{\hbar\vec{k}_L}{p_a}\right)^2\cdot\left(1 - \frac{h\nu_\alpha}{M_a c^2}\right)$$

$$= \frac{\vec{p}_a^{\,2}}{2M_a}\cdot\left(1 + \frac{2\vec{p}_a\hbar\vec{k}_L}{p_a^{\,2}} + \left(\frac{\hbar\vec{k}_L}{p_a}\right)^2\right)\cdot\left(1 - \frac{h\nu_\alpha}{M_a c^2}\right)$$

(Größenordnung: $2\cdot 10^{-4}$, 10^{-8}, $2\cdot 10^{-9}$, $\underline{\vec{p}_a \mid \vec{k}_L}$)

$$= \frac{\vec{p}_a^{\,2}}{2M_a}\left(1 + \frac{2\vec{p}_a\hbar\vec{k}_L}{p_a^{\,2}} + \left(\frac{\hbar\vec{k}_L}{p_a}\right)^2 - \frac{h\nu_\alpha}{M_a c^2} - \frac{2\vec{p}_a\hbar\vec{k}_L h\nu_\alpha}{p_a^{\,2}M_a c^2} - \frac{(\hbar\vec{k})^2 h\nu_\alpha}{p_a^{\,2}M_a c^2}\right)$$

($2\cdot 10^{-4}$, 10^{-8}, $2\cdot 10^{-9}$, $4\cdot 10^{-13}$, $2\cdot 10^{-17}$)

Vernachlässigung der beiden letzten Terme, Ausmultiplizieren und Subtraktion von $\vec{p}_a^{\,2}/2M_a$ ergibt:

$$\frac{\vec{p}_b^{\,2}}{2M_b} - \frac{\vec{p}_a^{\,2}}{2M_a} = \frac{\vec{p}_a\hbar\vec{k}_L}{M_a} + \frac{(\hbar\vec{k}_L)^2}{2M_a} - \frac{h\nu_\alpha\vec{p}_a^{\,2}}{2M_a^{\,2}c^2} \qquad (3)$$

Folgende Umformungen werden durchgeführt:

1. Da für die Geschwindigkeit der Atome gilt: $v/c \approx 10^{-5}$, kann in nichtrelativistischer Näherung $\vec{p}_a/M_a$ durch $\vec{v}$ ersetzt werden.
2. $(\hbar k_L)$ wird ersetzt durch $(h\nu_L/c)$.
3. M_a wird mit M bezeichnet.

Die rechte Seite der Gleichung (3) in die Gleichung (2) eingesetzt ergibt:

$$h\nu_L = h\nu_\alpha + \hbar\vec{v}\vec{k}_L + \frac{(h\nu_L)^2}{2Mc^2} - \frac{h\nu_\alpha \vec{v}^2}{2c^2}$$

Weiter gilt:

4. $(\nu_L - \nu_\alpha)/\nu_L \approx 10^{-6}$, so daß im vierten Summand der letzten Gleichung ν_α durch ν_L ersetzt werden kann.
5. Die zu k_L parallele Geschwindigkeitskomponente ist v_y, woraus folgt: $\vec{v}\cdot\vec{k}_1 = v_y k_L$.

Aufgelöst nach ν_α ergibt sich die Beziehung:

$$\nu_\alpha = \nu_L - \frac{v_y k_L}{2\pi} - \frac{h\nu_L^2}{2Mc^2} + \nu_L \frac{\vec{v}^2}{2c^2} \qquad (4)$$

==========

Der erste und zweite Korrekturterm entsprechen dem linearen Dopplereffekt und dem Rückstoßeffekt. Der dritte Term mit umgekehrtem Vorzeichen stellt den quadratischen Dopplereffekt dar, welcher in linearer Näherung dem Effekt der Zeitdilatation entspricht.

2.4 Das Lyman-ß-Fluoreszenzlicht in Abhängigkeit von der eingestrahlten Laserfrequenz

Die Aufnahme des Lamb-Dips erfolgt durch die Messung des Fluoreszenzlichtes, das in der zweiten Wechselwirkungszone entsteht. Ob ein Atom aufgrund des Dopplereffektes mit dem Laserlicht in Wechselwirkung treten kann, hängt von der Geschwindigkeitskomponente v_y in Richtung des Laserstrahls ab.

Zu bestimmen ist also das Geschwindigkeitsensemble, das nach Durchqueren des ersten Laserstrahls (s. Abb. 5, S. 9) dem zweiten Strahl zur Verfügung steht. Dieses Ensemble ist durch die in Abschnitt 2.2 berechnete v_y-Wahrscheinlichkeitsdichte (Gl. 1) gegeben, die durch das optische Pumpen mit dem Laserlicht an einer Stelle einen Einschnitt mit natürlicher Linienform besitzt. In diesem v_y-Geschwindigkeitsbereich sind die H(2S)-Atome mit dem Laserlicht in Resonanz, werden in den 3P-Zustand angeregt und zerfallen innerhalb von ca. $5 \cdot 10^{-9}$s zu 90 % in den Grundzustand. Sie können somit vom zweiten Laserstrahl nicht mehr angeregt werden. 10 % der 3P-Atome fallen in den 2S-Zustand zurück und können erneut angeregt werden.

Die natürliche Linienform wird gut wiedergegeben durch eine Lorentzkurve mit einer Halbwertsbreite von 30 MHz beruhend auf der Zerfallszeit von $5 \cdot 10^{-9}$s. Zur Vereinfachung wird die v_y-Dichte im Bereich des Einschnitts als konstant (ϱ_0) angenommen. Unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses erhält man folgende v_y-Verteilung der H(2S)-Atome $\varrho_1(v_y)$ nach Durchqueren der ersten WW-Zone (Γ = natürliche Linienbreite bzw. Energieunschärfe, $\varrho_{01} \triangleq$ Maximum der Lorentzkurven):

$$\varrho_1(v_y) = \varrho_0 - \frac{9\varrho_{01}}{10} \frac{\left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}{(\nu_L' - \nu_\alpha)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2} + \frac{\varrho_{01}}{10} \frac{\left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}{(\nu_L'' - \nu_\alpha)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}$$

Die v_y-Abhängigkeit ist in den Ausdrücken ν_L', ν_L'' bzw. ν_L''' (in $\varrho_2(v_y)$, s.u.) enthalten, die im folgenden genauer bestimmt werden. In der zweiten Anregungszone besitzt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von v_y folgende Form (vgl. Abb. 10, ϱ_{02} analog zu ϱ_{01}):

$$\varrho_2(v_y) = \varrho_{02} \frac{\left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}{(\nu_L''' - \nu_\alpha)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}$$

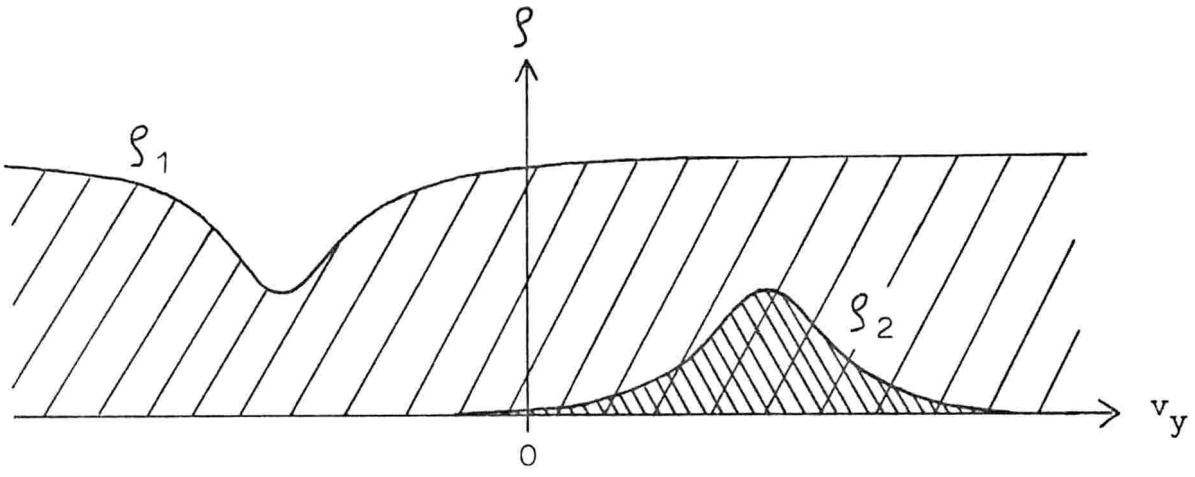


Abb. 10: Geschwindigkeitsverteilung $\varrho_1(v_y)$ der H(2S)-Atome nach dem ersten Laserstrahl und Wechselwirkungswahrscheinlichkeit $\varrho_2(v_y)$ im zweiten

Zur Bestimmung der Lyman-ß-Fluoreszenzintensität in Abhängigkeit von der eingestellten Laserfrequenz ist folgendes Integral zu berechnen:

$$\varrho(\nu_L) = \int_{-\infty}^{\infty} \varrho_1(v_y)\, \varrho_2(v_y)\, dv_y \qquad (5)$$

Die Berücksichtigung des Doppler- und des Rückstoßeffekts ergibt, daß für ν_L' im Ausdruck für ϱ_1 die rechte Seite der Gleichung (4) zu setzen ist. In dem "10 %"-Anteil von ϱ_1 muß

für ν_L'' außer der rechten Seite der Gleichung (4) noch ein Zusatzterm eingesetzt werden, da die H(2S)-Atome in y-Richtung durch die Photonenabsorption eine Impulsänderung der Größe $\hbar\vec{k}$ erfahren haben. Die daraus resultierende Frequenzänderung Δv des 2. Laserstrahls gegenüber diesen Atomen ergibt sich wie folgt (M = atomare Masse):

$$\Delta\vec{p} = M(\Delta\vec{v}) = \hbar\vec{k}_L \quad \Rightarrow \quad \Delta v = \frac{\hbar k_L}{M} = \frac{h\nu_L}{Mc} .$$

Die aus Δv resultierende Frequenzänderung $\Delta\nu$ (s. Gl. 4) ist: $\Delta\nu = \Delta v \frac{k}{2\pi}$. Mit $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c}$ erhält man:

$$\Delta\nu = \frac{h\nu_L}{Mc}\frac{2\pi\nu_L}{c2\pi} = \frac{h\nu_L^2}{Mc^2}$$

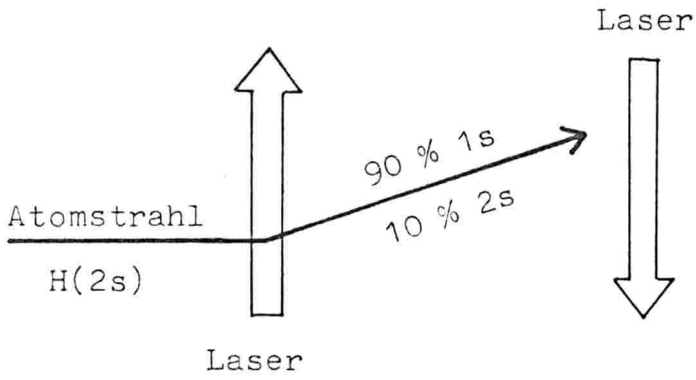


Abb. 11: Skizze zur Ablenkung der Atome

Ersetzt man in $\rho_1(v_y)$ ν_L' und ν_L'', so ergibt sich explizit:

$$\rho_1(v_y) = \rho_0 - \frac{9}{10}\rho_{01}\frac{\left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}{\left(\frac{v_y k}{2\pi} + \nu_\alpha - \nu_L + \frac{h\nu_L^2}{2Mc^2} - \frac{\nu_L v^2}{2c^2}\right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}$$

$$+ \frac{1}{10}\rho_{01}\frac{\left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}{\left(\frac{v_y k}{2\pi} + \underbrace{\nu_\alpha - \nu_L + \frac{h\nu_L^2}{2Mc^2} - \frac{\nu_L v^2}{2c^2}}_{\text{"}\nu_1\text{"}} - \underbrace{\frac{h\nu_L^2}{Mc^2}}_{\text{"}\Delta\nu\text{"}}\right)^2 + \left(\underbrace{\frac{\Gamma}{2h}}_{\text{"}\nu_2\text{"}}\right)^2}$$

Zur Vereinfachung der Rechnung wurden in der letzten Gleichung die Bezeichnungen ν_1 und ν_2 eingeführt. In der "90 %"-Kurve von ϱ_1 wird das Minimum erreicht, wenn im Nenner der linke Klammerausdruck Null wird. Das ist genau dann der Fall, wenn die Gleichung (4) auf Seite 15 erfüllt ist.

Das negative Vorzeichen vor "$\Delta\nu$" läßt sich plausibel machen: Beim Impulsübertrag durch das Photon erhalten die Atome eine Geschwindigkeitsänderung $\Delta\vec{v}$, die dem zweiten Laserstrahl entgegengerichtet ist. Diese Atome bewegen sich also den Photonen mehr entgegen, als es ohne Stoß der Fall wäre, so daß sich die den Atomen angebotene Frequenz durch den Dopplereffekt erhöht. Das Maximum der "10 %"-Lorentzkurve wird erreicht, wenn (wie oben) unter dem Bruchstrich der linke Klammerausdruck Null wird. Durch das Minuszeichen vor $\Delta\nu$ ist das aber genau dann gegeben, wenn die Laserfrequenz um den Betrag $\Delta\nu$ kleiner ist als im Minimum der "90 %"-Kurve.

Für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit $\varrho_2(v_y)$ erhält man:

$$\varrho_2(v_y) = \varrho_{02} \frac{\left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}{\left(\underbrace{-\frac{v_y k}{2\pi} + \nu_\alpha - \nu_L + \frac{h\nu_L^2}{2Mc^2} - \frac{\nu_L v^2}{2c^2}}_{\nu_1}\right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}$$

Das Minuszeichen des linearen Dopplerterms in ϱ_2 entsteht durch die entgegengesetzte Richtung von $\vec{k}$ gegenüber dem Wellenzahlvektor in ϱ_1.

Beim Übergang vom 3P- in den 2S-Zustand wird ein Photon reemittiert und zwar isotrop. Der Rückstoß, der dabei entsteht, entspricht einer Frequenzverschiebung von ca. 460 kHz (s.S.24 o.), was nur eine relativ geringe Verbreiterung der "10 %"-Kurve mit einer Halbwertsbreite von 30 MHz bewirkt und daher vernachlässigt werden kann.

Mit den Bezeichnungen ν_1, ν_2 und $\Delta\nu$ (s.S. 18 unten) erhält man für ρ_1 und ρ_2:

$$\rho_1(v_y) = \rho_0 - \frac{9}{10}\rho_{01}\frac{\nu_2^2}{\left(\frac{v_y k}{2\pi} + \nu_1\right)^2 + \nu_2^2} + \frac{\rho_{01}}{10}\frac{\nu_2^2}{\left(\frac{v_y k}{2\pi} + \nu_1 - \Delta\nu\right)^2 + \nu_2^2}$$

$$\rho_2(v_y) = \rho_{02}\frac{\nu_2^2}{\left(\frac{v_y k}{2\pi} - \nu_1\right)^2 + \nu_2^2}$$

Zur Bestimmung der Lyman-ß-Fluoreszenzintensität abhängig von der Laserfrequenz wird das Integral in Gleichung (5) (S. 17) gebildet. Durch die drei Summanden von ρ_1 erhält man drei Integrale:

$$\rho = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_0\rho_{02}\frac{\nu_2^2}{\left(\frac{v_y k}{2\pi} - \nu_1\right)^2 + \nu_2^2}\,dv_y \qquad (I_1)$$

$$-\int_{-\infty}^{\infty} \frac{9}{10}\rho_{01}\frac{\nu_2^2}{\left(\frac{v_y k}{2\pi} + \nu_1\right)^2 + \nu_2^2}\rho_{02}\frac{\nu_2^2}{\left(\frac{v_y k}{2\pi} - \nu_1\right)^2 + \nu_2^2}\,dv_y \qquad (I_2)$$

$$+\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho_{01}}{10}\frac{\nu_2^2}{\left(\frac{v_y k}{2\pi} + \nu_1 - \Delta\nu\right)^2 + \nu_2^2}\rho_{02}\frac{\nu_2^2}{\left(\frac{v_y k}{2\pi} - \nu_1\right)^2 + \nu_2^2}\,dv_y \qquad (I_3)$$

Die drei Integrale I_1, I_2 und I_3 lassen sich ausführen:

Integral I_1 : Substitution $v_y' = \frac{v_y k}{2\pi}$; $\frac{\partial v_y}{\partial v_y'} = \frac{2\pi}{k}$ ergibt

$$I_1 = \rho_0 \rho_{02} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\nu_2^2}{(v_y' - \nu_1)^2 + \nu_2^2} \frac{2\pi}{k} \, dv_y'$$

$$= \rho_0 \rho_{02} \nu_2^2 \frac{2\pi}{k} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{v_y'^2 - 2v_y'\nu_1 + \nu_1^2 + \nu_2^2} \, dv_y'}_{=}$$

$$\frac{2}{\sqrt{4(\nu_1^2 + \nu_2^2) - 4\nu_1^2}} \arctan \frac{2v_y' - 2\nu_1}{2\nu_2} \Bigg|_{-\infty}^{\infty} = \frac{1}{\nu_2} \left(\frac{\pi}{2} - \left(-\frac{\pi}{2} \right) \right)$$

$$\Rightarrow \quad I_1 = \rho_0 \rho_{02} \nu_2^2 \frac{2\pi}{k} \frac{1}{\nu_2} \pi = \underline{\rho_0 \rho_{02} \frac{2\pi^2}{k} \nu_2}$$

Integral I_2 : Substitution $v_y' = \frac{v_y k}{2\pi} + \nu_1$; $\frac{\partial v_y}{\partial v_y'} = \frac{2\pi}{k}$ $\Rightarrow$

$$I_2 = \frac{9}{10} \rho_{01} \rho_{02} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\nu_2^2}{v_y'^2 + \nu_2^2} \frac{\nu_2^2}{(v_y' - 2\nu_1)^2 + \nu_2^2} \frac{2\pi}{k} \, dv_y'$$

$$= \frac{9 \rho_{01} \rho_{02}}{10} \nu_2^2 \pi^2 \frac{2\pi}{k} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi} \frac{\nu_2}{v_y'^2 + \nu_2^2} \frac{1}{\pi} \frac{\nu_2}{(2\nu_1 - v_y')^2 + \nu_2^2} \, dv_y'}_{I}$$

Das rechts im Ausdruck für I_2 stehende Integral I entspricht der Faltung zweier Lorentzkurven. Allgemein gilt: Haben zwei Lorentzkurven die Maxima jeweils bei μ und ν und die Halbwertsbreiten ϑ und η, so ist die Faltung der Funktionen wieder eine Lorentzkurve mit den Parametern $\mu + \nu$ und $\vartheta + \eta$ /12/. Dies läßt sich z.B. durch Integration in der komplexen Ebene mit Hilfe des Residuensatzes zeigen.

$$\Rightarrow \quad I_2 = \frac{9}{10} \varrho_{01} \varrho_{02} \nu_2^2 \pi^2 \frac{2\pi}{k} \left(\frac{1}{\pi} \frac{2\nu_2}{(2\nu_1)^2 + (2\nu_2)^2} \right)$$

$$= \underline{\frac{9}{10} \varrho_{01} \varrho_{02} \frac{\pi^2 \nu_2}{k} \frac{\nu_2^2}{\nu_1^2 + \nu_2^2}}$$

Integral I_3 : Substitution $v_y' = \frac{v_y k}{2\pi} + \nu_1 - \Delta\nu$; $\frac{\partial v_y}{\partial v_y'} = \frac{2\pi}{k} \Rightarrow$

$$I_3 = \frac{\varrho_{01}}{10} \varrho_{02} \pi^2 \nu_2^2 \frac{2\pi}{k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi} \frac{\nu_2}{v_y'^2 + \nu_2^2} \frac{1}{\pi} \frac{\nu_2}{(v_y' - 2\nu_1 + \Delta\nu)^2 + \nu_2^2} dv_y'$$

$$= \frac{\varrho_{01}}{10} \varrho_{02} \pi^2 \nu_2^2 \frac{2\pi}{k} \left(\frac{1}{\pi} \frac{2\nu_2}{(-2\nu_1 + \Delta\nu)^2 + (2\nu_2)^2} \right) \qquad \text{(s.o.)}$$

$$= \underline{\frac{\varrho_{01} \varrho_{02}}{10} \frac{\pi^2 \nu_2}{k} \frac{\nu_2^2}{\left(\nu_1 - \frac{\Delta\nu}{2}\right)^2 + \nu_2^2}}$$

Ersetzt man die Integrale I_1, I_2 und I_3 in der Gleichung für ϱ (S. 20) durch die berechneten Ausdrücke, so erhält man nach Division durch $\frac{\varrho_{02}\, 2\pi^2 \nu_2}{k}$:

$$\varrho' = \varrho_0 - \frac{9}{20}\varrho_{01}\frac{\nu_2^2}{\nu_1^2 + \nu_2^2} + \frac{\varrho_{01}}{20}\frac{\nu_2^2}{\left(\nu_1 - \frac{\Delta\nu}{2}\right)^2 + \nu_2^2}$$

Mit der Annahme, daß im Minimum der Geschwindigkeitsverteilung ϱ_1 (S. 20 oben) gerade <u>alle</u> H(2S)-Atome angeregt werden, d.h. $\varrho_0 = \varrho_{01}$, ergibt sich für ϱ' im Minimum:

$$\varrho' \approx \varrho_0 - \frac{9}{20}\varrho_0 + \frac{1}{20}\varrho_0 = 0{,}6\,\varrho_0 \ .$$

Das entspricht einer Tiefe des Lamb-Dips von 40 % der Linienhöhe. Bei tieferen Lamb-Dips handelt es sich nicht mehr um eine Lorentzkurve. Dieser Effekt wird experimentell durch eine Verbreiterung des Lamb-Dips bei hoher Laserleistung bestätigt, was in Abschnitt 4.2.3 beschrieben wird.

Aus den Messungen geht hervor, daß die mittlere Geschwindigkeit der H(2S)-Atome ca. 4600 m/s beträgt (s.S. 87). Damit ergibt sich für den quadratischen Dopplereffekt eine entsprechende Frequenzverschiebung von ~54 kHz. Für die Rückstoßenergie erhält man ~460 kHz.

In der folgenden Formel für $\varrho'(\nu_L)$, d.h. für die Intensität des L_β-Fluoreszenzlichtes aus der zweiten WW-Zone in Abhängigkeit von der im Labor eingestellten Laserfrequenz ν_L werden ν_1, ν_2 und $\Delta\nu$ in ϱ' wieder durch deren vorherige Werte ersetzt. Dabei wurden die Vorzeichen innerhalb der quadrierten Terme, die ν_L enthalten, umgekehrt. Der Term $\frac{\Delta\nu}{2}$ hebt sich gerade auf mit einem Summand aus ν_1.

$$\rho'(\nu_L) = \rho_0 - \frac{9\,\rho_{01}}{20}\,\frac{\left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}{\left(\nu_L - \nu_\alpha - \underbrace{\frac{h\nu_L^2}{2Mc^2}}_{460} + \underbrace{\frac{\nu_L v^2}{2c^2}}_{54}\right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2} \quad (\text{kHz})$$

$$+ \frac{\rho_{01}}{20}\,\frac{\left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}{\left(\nu_L - \nu_\alpha + \underbrace{\frac{\nu_L v^2}{2c^2}}_{54\ \text{kHz}}\right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2h}\right)^2}$$

Der Lamb-Dip besteht aus der Summe zweier Lorentzkurven. Die negative "größere" Kurve ist um (460 - 54) kHz = 406 kHz zu höherer Laserfrequenz verschoben, während die um einen Faktor 9 kleinere positive Kurve, die die Atome darstellt, welche mit beiden Laserstrahlen in Wechselwirkung treten, um ~54 kHz zu niedrigerer Laserfrequenz verschoben ist (vgl. Abb. 12).

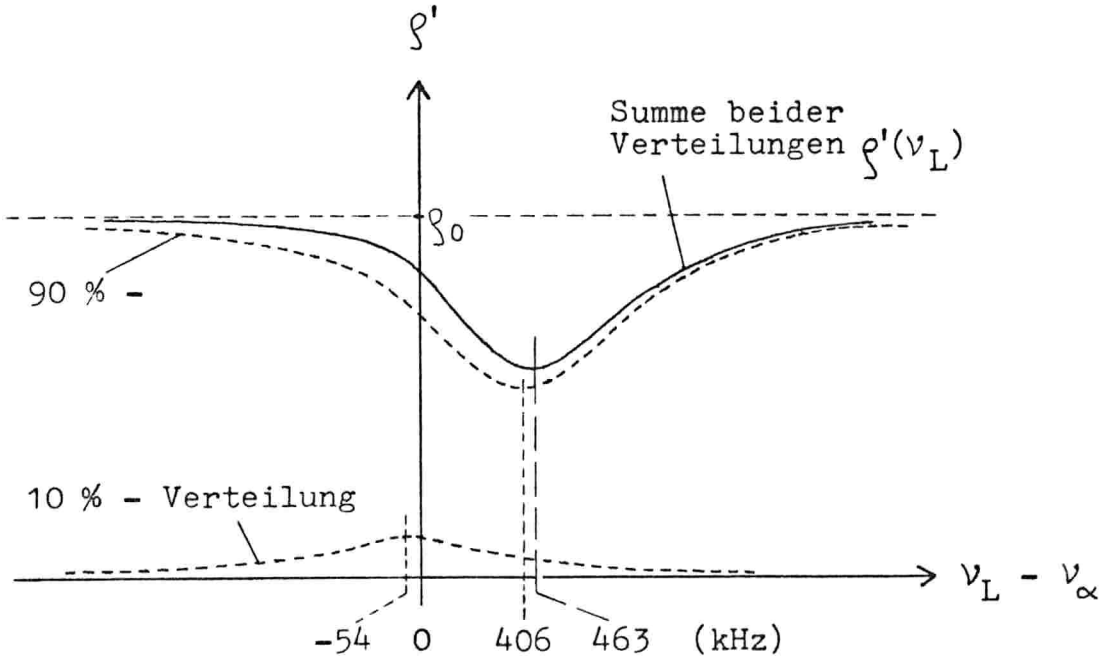


Abb. 12: Qualitativer Verlauf der Komponenten von $\rho'(\nu_L)$

Um das Minimum von $\varrho'(\nu_L)$, d.h. von der Summe der Verteilungen festzulegen, kann man mit einem Rechner dieser Verteilung eine Lorentzkurve anpassen. Der Erwartungswert einer physikalischen Größe hat mathematisch die Form eines Schwerpunktes. Eine einfachere Möglichkeit ist also die Bestimmung des Schwerpunktes dieser Kurve mit Hilfe der "Gewichte" und der Frequenzablagen beider Komponenten von $\varrho'(\nu_L)$. Benutzt wird der Schwerpunktsatz:

$$r_s = \frac{\sum_i r_i m_i}{\sum_i m_i} \quad .$$

In der eindimensionalen Verteilung entsprechen den beiden Kurven die Gewichte -0,9 und 0,1 mit den Frequenzablagen von 406 und -54 kHz. Die Schwerpunktlage der Summenkurve beträgt demnach:

$$\Delta\nu_s = \frac{406(-0,9) + (-54)0,1}{-0,9 + 0,1} \text{ kHz} = \underline{\underline{463 \text{ kHz}}} \quad .$$

Da der Abstand der beiden Komponenten von $\varrho'(\nu_L)$ nur ca. 1,5 % ihrer Halbwertsbreiten beträgt, handelt es sich bei der Summe in guter Näherung wieder um eine Lorentzkurve. Die H(2S)-Atome absorbieren also die H_α-Frequenz bei einer um ~463 kHz höher eingestellten Laserfrequenz und die Halbwertsbreite des Lamb-Dips beträgt wie die natürliche Linienbreite 30 MHz.

Zu bemerken ist, daß sich der quadratische Dopplereffekt und die Frequenzverschiebung durch die Wechselwirkung der Atome mit beiden Laserstrahlen (Abb. 12) durch ihre umgekehrten Vorzeichen etwa aufheben.

2.5 Durchflugszeitverbreiterung

Aufgrund der endlichen Flugzeit der Atome durch den Laserstrahl ist die Wechselwirkungsdauer zeitlich begrenzt. Die daraus resultierende Energieunschärfe erhält man durch die Halbwertsbreite der Fouriertransformierten des zeitlichen Wechselwirkungsverlaufs. Für die Varianzen dieser Größen gilt die Unschärferelation: $\Delta\omega \cdot \Delta t \geq 1$, woraus folgt:

$$\Delta t \approx \frac{1}{2\pi\,\Delta\nu}$$

Mit einer mittleren Geschwindigkeit der Atome von 4600 m/s und einer erlaubten Frequenzunschärfe von z.B. 50 kHz erhält man einen Laserstrahldurchmesser von mindestens 7 mm. Diese Unschärfe bewirkt eine Verbreiterung der 30 MHz breiten Linie. Da sie mit 50 kHz nur 1/600 der Linienbreite beträgt, ist dieser Effekt im Experiment unkritisch.

Eine Aufweitung des Strahls ist aus einem anderen Grund erforderlich. Und zwar erhöht sich damit die Zahl der ihn kreuzenden Atome und somit die Fluoreszenzausbeute. Im Experiment betrug der Laserstrahldurchmesser 14 mm.

2.6 Winkelgenauigkeit des Retroreflektors

Anders sieht es mit dem Fehler aus, der durch die Ungenauigkeit der Spiegelecke entsteht. Sofern ein Fehler vorhanden ist, verschiebt er die Linie im ganzen und ist somit systematischer Natur. Die auf dem Markt befindlichen Retroreflektoren sind im allgemeinen mit bis zu einer Winkelgenauigkeit von einer Bogensekunde zu erhalten. Mit $v = 4600$ m/s entspräche dies einer Geschwindigkeitsänderung der Atome in Richtung des Laserstrahls von 2,2 cm/s. Der lineare Dopplereffekt bewirkt eine Frequenzverschiebung von:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta vk}{2\pi} = \frac{\Delta v}{\lambda} = \frac{0{,}0223}{6{,}563\ 10^{-7}}\ s^{-1} = \underline{\underline{34\ \text{kHz}}}$$

Diese Ungenauigkeit ist akzeptabel, wenn man berücksichtigt,

daß die Linienmitte auf 300 kHz genau bestimmt werden soll. Der bei der Firma Rolyn Optics bestellte Corner Cube ist "geschlossen", was bedeutet, daß es sich um einen Glaskörper handelt mit drei zueinander senkrecht geschliffenen Flächen. Im Gegensatz zur offenen Spiegelecke, die aus drei aneinander geklebten Spiegeln besteht, hat sie den Vorteil, daß sie besser gegen Staub und Stoß geschützt ist (außerdem ist sie erheblich preisgünstiger). Ein geringer Nachteil ist dadurch gegeben, daß das Licht durch eine Glasoberfläche ein- und austritt und dadurch etwas an Intensität verliert.

3. Experimenteller Aufbau

Der Gesamtaufbau der Apparatur entspricht im wesentlichen dem einer klassischen Atomstrahlanordnung bestehend aus atomarer Quelle, Anregungs- und Nachweiszone.

Im einzelnen (vgl. Abb. 13) sieht das wie folgt aus: Der für den Atomstrahl benötigte Wasserstoff gelangt in molekularer Form aus einer Vorratsflasche über zwei Druckreduzierventile in eine Gasentladungsröhre. Die Entladung arbeitet mit einer Brennspannung von ca. 1,6 kV und bewirkt, daß ein großer Teil der H_2-Moleküle in Atome dissoziiert. Das Gemisch aus Wasserstoffatomen und -molekülen gelangt durch eine Düsenöffnung der Entladungsröhre und durch eine Lochblende, die den Atomstrahl formt, in die Elektronenkanone.

Dort überfliegen die Atome eine ca. 800°C heiße Oxidkathode /13, S.39/, die als Elektronenemitter dient. Sie werden durch Elektronenstoß in verschiedene P-Zustände angeregt und fallen unter anderem in den metastabilen 2S-Zustand zurück, der für dieses Experiment relevant ist. Nach Austritt aus der Anregungszone durchquert der Atomstrahl ein transversales Magnetfeld zum Herauslenken von Ionen, die sich in der Zählrate als Untergrund störend bemerkbar machen würden. Durch eine weitere Lochblende und ein rohrförmiges Gitter, das zur elektrischen Abschirmung dient, erreichen die metastabilen H(2S)-Atome schließlich die Detektorkammer.

Dort werden sie nachgewiesen, indem sie zwischen zwei Kondensatorplatten über den Starkeffekt elektrisch gequencht werden. Die entstehenden L_α-Lichtquanten werden von einem Elektronenvervielfacher-Kanal aufgefangen und durch Sekundärelektronenemission in einen Stromimpuls umgewandelt. Nach weiterer Verstärkung und Pulsformung wird dieser in einer angeschlossenen Zählelektronik registriert.

Zur Aufnahme der H_α-Linie wird mit einem Ringlaser senkrecht zum Atomstrahl Licht der Wellenlänge 6563 Å eingestrahlt, und die Atome werden somit optisch gequencht. Der Nachweis der entstehende L_β-Quanten erfolgt wie der der L_α-Quanten.

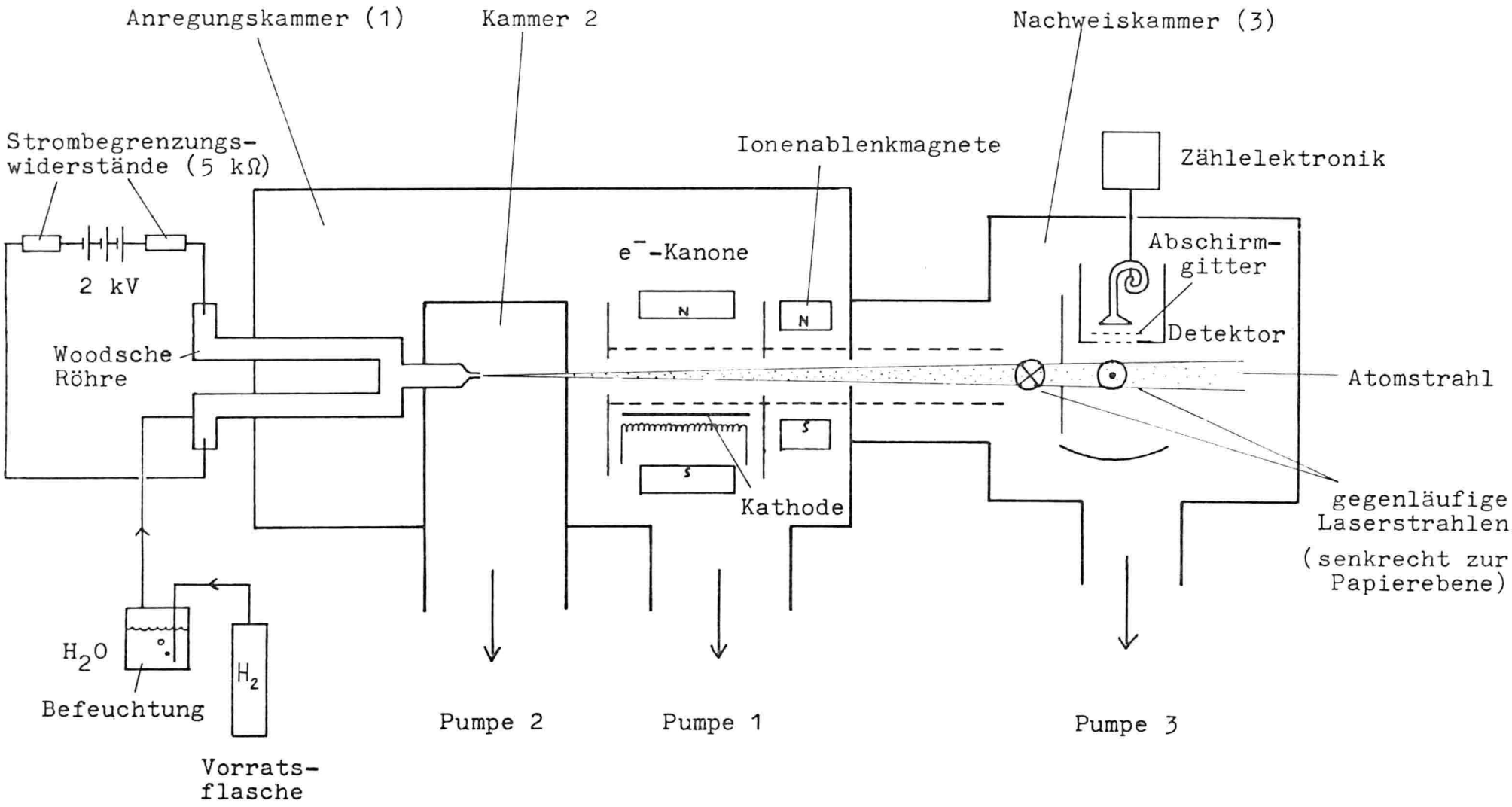


Abb. 13: Aufbau der Apparatur

3.1 Der 3-Kammer-Vakuumpumpstand

Für dieses Experiment wurde das von W. Hemmer-Girod aufgebaute 2-Kammer-Vakuumsystem durch eine dritte Kammer innerhalb der Anregungskammer und eine dritte Pumpe erweitert (vgl. Abb. 14). Das zusätzliche Pumpsystem und das der Anregungskammer sind im wesentlichen identisch. Beide sind mit einer Öldiffusionspumpe des Typs DI 3000 (Leybold-Heraeus) ausgerüstet, einem Wasserbaffle, einer Tiefkühlfalle mit flüssigem Stickstoff und einem elektropneumatischen Schieberventil. Die beiden Kühlfallen dienen der Verminderung der Pumpölrückströmung. Die Nachweiskammer besitzt eine kleinere Öldiffusionspumpe des Typs DI 1000 mit entsprechenden Kühlfallen.

Alle Öldffusionspumpen sind mit je einem Wasserwächter ausgestattet, der bei Störungen automatisch die Pumpenheizung ausschaltet. Das Nachfüllen der Tiefkühlfallen erfolgt über eine Nachfüllautomatik /13, S.20/, kann jedoch auch von Hand vorgenommen werden. Das Vorvakuum für die Diffusionspumpen wird durch eine Drehschieberpumpe des Typs DK 50 (Leybold-Heraeus) hergestellt. Die wichtigsten Daten sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Der Grund für den Bau der neuen Kammer war der hohe Partialdruck des molekularen Wasserstoffs in Anregungs- und Nachweiskammer. Die H_2-Moleküle können in der Elektronenkanone dissoziiert werden. Hierbei oder durch erneuten Elektronenstoß entstehen angeregte oder ionisierte Wasserstoffatome, die bei einer Messung wesentlich zur Erhöhung des Untergrundes beitragen. Durch die neue Kammer wird der größte Teil des Wasserstoffgases, der nicht zum Atomstrahl beiträgt, separat abgepumpt.

Diese Kammer 2 (vgl. Abb. 14) besteht aus einer zylinderförmigen Haube mit einer rechteckigen Öffnung oben, auf der ein unten offener Kasten aus Plexiglas steht. Der Zylinder liegt mit einem Absatz auf dem Rand der Pumpöffnung auf und ragt mit dem Mantel 120 mm tief in sie hinein, um eine Rückströmung der H_2-Moleküle in die Anregungskammer zu vermindern.

Tab. 1

Kammer	1 (Anregungsk.)	2	3 (Nachweisk.)
Maße	550·500·500 mm^3	Höhe 240 mm Ø 250 mm	320·310·270 mm^3
Material	VA außen-geschweißt	VA/Plexiglas	VA innengeschweißt elektropoliert
Pumpöffnung Ø (mm)	150	250	150
Ventiltyp	Schieber	Schieber	Schmetterling
Tiefkühlfalle	LN_2	LN_2	LN_2
Baffle	H_2O	H_2O	H_2O
Öldiff.-pumpe	DI 3000	DI 3000	DI 1000
Pumpenöl	—— Santovac 5 ——		
Saugvermögen, eff f. H_2 (l/s)	700	1070	350
Enddruck (Torr)	$1 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$< 1 \cdot 10^{-6}$
Druck m. Wasserstoffeinlaß und lauf. e^--Kanone (Torr)	$5 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Druckmeßgerät	Combitron CM 330 (L.H.)	PM 41 (L.H.)	ACF 10 (Alcatel)
Meßbereich (Torr)	$760 - 10^{-6}$	$10^{-3} - 10^{-9}$	$10^{-3} - 10^{-6}$
Vorpumpe	DK 50 (L.H.)		
Vorvakuum (Torr)	$3 \cdot 10^{-2}$		
Saugvermögen	50 m^3h^{-1} = 14 ls^{-1}		
Vorpumpenöl	N 62		

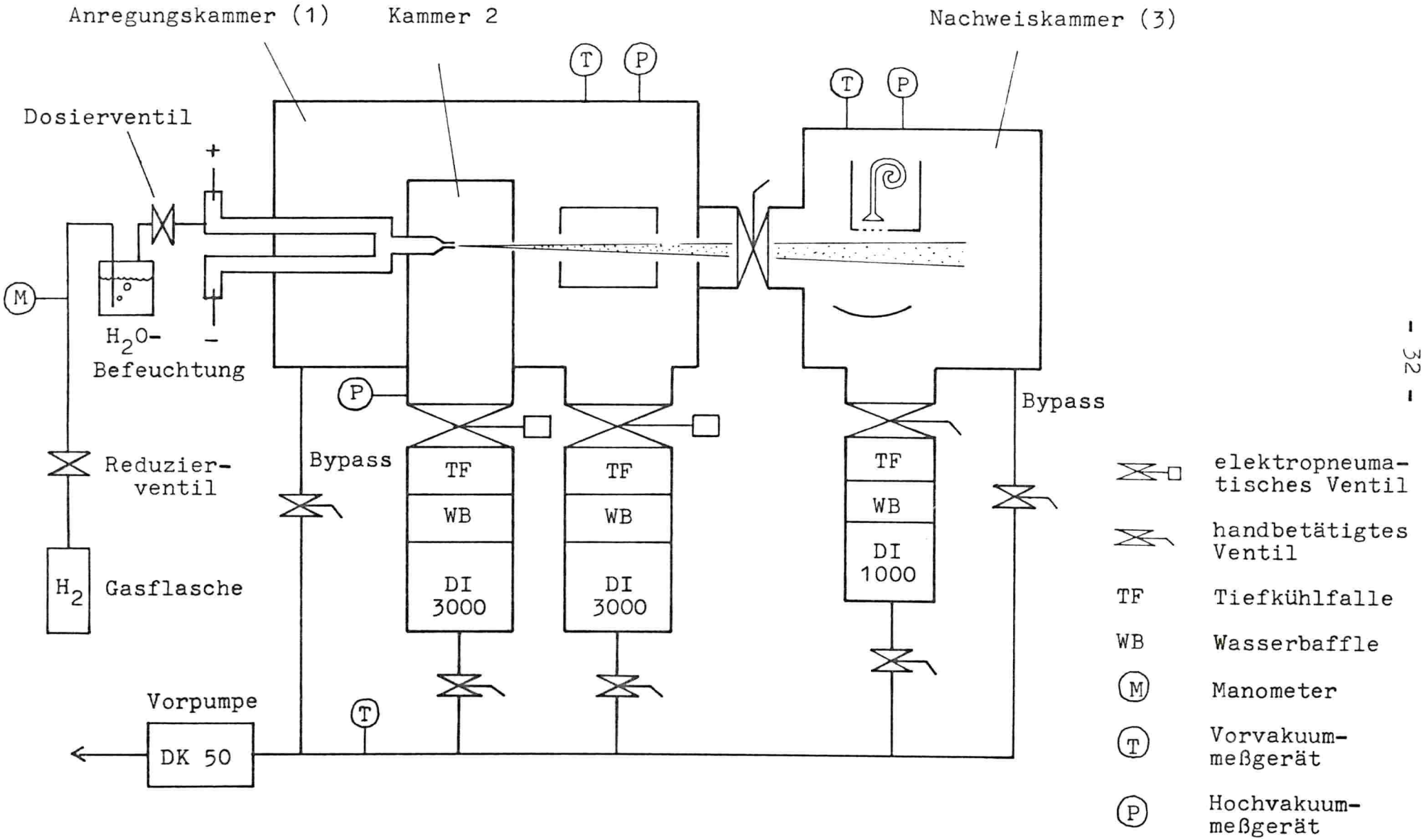


Abb. 14: Das Vakuumsystem

Aus fertigungstechnischen Gründen wurde der Zylinder aus Edelstahl hergestellt.

Der Kasten wurde aus einzelnen Plexiglasteilen zusammengeklebt, um später die darin befindliche Düse der Entladungsröhre auf Sicht leichter justieren zu können. Als Klebstoff wurde der für das Hochvakuum geeignete 2-Komponenten-Kleber Torr Seal (Varian) verwendet. Im folgenden wird dieser Kasten der Einfachheit halber mit "Dom" bezeichnet. In der Vor- und Rückseite befindet sich je eine kreisrunde Öffnung mit ca. 60 mm Durchmesser. Sie dienen zur Aufnahme der Entladungsröhre und zum Anbringen einer Scheibe mit definierter Öffnung zur Formung des Atomstrahls (vgl. Abb. 15).

Da sowohl die Düse als auch diese Öffnung gegenüber dem Dom verschiebbar sein müssen, um später den Atomstrahl justieren zu können, war es notwendig, die Entladungsröhre und die Scheibe mit der Öffnung beweglich aber vakuumdicht mit dem Dom zu verbinden. (Anfangs benutzte Aluminiumscheiben, die plan an die Öffnungen des Doms angelegt wurden, sind nicht dicht genug.) Besser geeignet ist ein System aus Nut- und Rundschnurringen, das die beweglichen Teile durch eine Gummimembran verbindet. Als flexibles Material erwies sich das von Latex-Schutzhandschuhen als geeignet. Da dieses Gummi durch die Wärmestrahlung der Elektronenkanone erhitzt wird, wurde die Hitzebeständigkeit in einem Wärmeschrank getestet.

Das einstündige Lagern dieses Materials bei einer Temperatur von 100°C zeigte keine sichtbare Veränderung der Beschaffenheit und der Elastizität. Um die tatsächliche Temperatur zu erhalten, der das Gummi bei Betrieb der Apparatur ausgesetzt ist, wurde ein Chromel-Alumel-Thermoelement direkt an den nichtgekühlten Metallteilen angebracht, die die Membran spannen. Bei einer Kathodentemperatur von 900°C wurde eine Thermospannung von 1,8 mV gemessen. Das entspricht einer Temperatur von ~60°C, was tolerierbar ist.

Da die Druckverhältnisse im Dom interessieren, wurde an den Dom innerhalb der Anregungskammer eine Hochvakuummeßröhre angeschlossen. Bei Inbetriebnahme der Entladungsröhre stieg

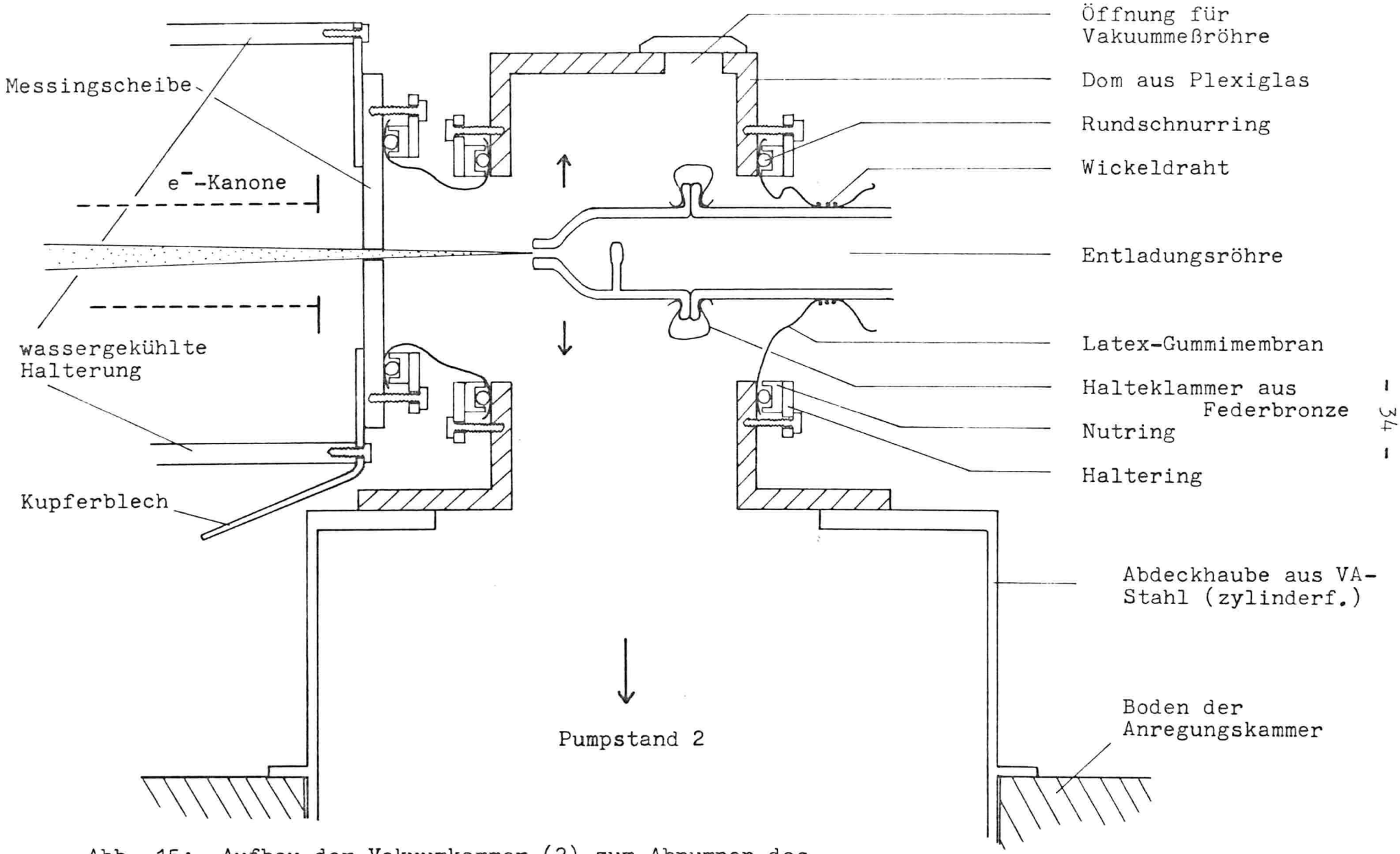


Abb. 15: Aufbau der Vakuumkammer (2) zum Abpumpen des Hauptanteils an anfallendem Wasserstoffgas (Längsschnitt)

der Druck durch den anfallenden Wasserstoff von $4 \cdot 10^{-7}$ auf $4 \cdot 10^{-5}$ Torr. Bei diesem Druck beträgt die mittlere freie Weglänge der H-Atome einige Meter /31/, was bedeutet, daß im Dom Molekularströmung vorliegt. Der vorher benutzte Skimmer zur Formung des Atomstrahls bei einer Gasströmung wurde durch eine Lochblende mit einer Öffnung von 2,5 mm ersetzt.

Bei Betrieb der Entladung ist eine Druckzunahme in der Anregungskammer durch das Wasserstoffgas jetzt kaum noch meßbar. Um trotzdem das Verhältnis des Druckanstiegs innerhalb des Doms (Δp_{Dom}) und außerhalb des Doms in der Anregungskammer (Δp_A) bestimmen zu können, wurden die Werte bei größeren Wasserstoffdurchflußraten gemessen und auf den Betriebsdruck extrapoliert. Während das Dichtungssystem mit verschiebbaren Aluminiumscheiben für das Verhältnis $\Delta p_A / \Delta p_{Dom}$ einen Wert von 1/15 ergab, wurde für die Membrandichtung ein Verhältnis von 1/700 ermittelt.

Ein Arbeitsdruck von $4 \cdot 10^{-5}$ Torr im Dom bedeutet einen Wasserstoffpartialdruck von etwa 10^{-7} Torr in der Anregungskammer. Der Druckanstieg in der Nachweiskammer durch den Atomstrahl liegt etwas höher.

Um die Auswirkungen des Restgases auf die Untergrundzählrate festzustellen, wurde Wasserstoff aus einer Gasflasche über ein Feinregulierventil direkt in die Anregungskammer eingelassen. Es zeigte sich, daß praktisch nur der Wasserstoff-Partialdruck für ein Ansteigen des Untergrundes bei laufender Messung verantwortlich ist. Eine Vergrößerung des Restgasdrucks ohne Wasserstoff auf $1 \cdot 10^{-5}$ Torr ergab keinen Anstieg der Untergrundzählrate.

Ein schlechtes Vakuum verringert jedoch die Lebensdauer der Oxidkathode und kann die Funktionsfähigkeit des Elektronenvervielfacher-Kanals beeinträchtigen. Deshalb wurden alle Kabelisolierungen aus Kunststoff, die sich im Vakuum befanden und bei höheren Temperaturen ausgasen können, durch Glasseidenschläuche ersetzt. Es blieb durch den Betrieb der Elektronenkanone ein Druckanstieg von $3 \cdot 10^{-6}$ Torr, der auf ein Ausgasen des Latex-Gummis deutet. Dieser Druckanstieg wirkte

sich jedoch nicht störend aus. Die Betriebsdrucke sind aus Tabelle 1 zu entnehmen.

Zum Betrieb der Entladungsröhre sei erwähnt, daß bei größeren Wasserstoff-Durchflußraten das Plasma der Entladung eine Lamellenstruktur besitzt und vermutlich unterschiedliche Dichten an atomarem Wasserstoff enthält. Durch das Verringern des H_2-Durchflusses am Dosierventil (vgl. Abb. 14) läßt sich diese Struktur im mittleren Teil der Röhre, der die Austrittsdüse enthält, beseitigen, so daß eine homogene Helligkeitsverteilung herrscht. Der konstruktive Aufbau der verwendeten Woodschen Entladungsröhre wird in der Diplomarbeit von W. Hemmer-Girod beschrieben /7, S.53 ff./.

Die Reinigung der Röhre /7, S.56/ geschieht durch aufeinanderfolgendes Spülen mit destilliertem Wasser, Aceton (zur Beseitigung der Ölrückstände), konzentrierter Chromschwefelsäure und erneutes mehrmaliges Spülen mit destilliertem Wasser. Um die Rekombination des atomaren Wasserstoffs an den Gefäßwänden zu verringern, folgt ein Spülen mit einer 1-prozentigen wässrigen Lösung von Ortho-Phosphorsäure und eine anschließende Trocknung mit Heißluft. Bei stärkeren Konzentrationen als 1 % ließen sich Säuretröpfchen an der Gefäßwand weder mit Heißluft noch im Vakuum bei Betrieb der Röhre beseitigen.

3.2 Änderungen an der Elektronenkanone

Zur Erzeugung metastabiler Wasserstoffatome wurde mit wenigen Änderungen die von B. Valk konstruierte Elektronenkanone verwendet /13, S.38 ff./. Die konstruktiven Änderungen sollen den Elektronenstrom vergrößern, die Zuverlässigkeit bei Dauerbetrieb erhöhen und den Ein- und Ausbau zur Erneuerung der Kathode erleichtern.

Die Elektronenkanone besteht aus folgenden Teilen /7, S.61 ff./ (vgl. Abb. 17 und 18):

a) Kathodenheizung
b) Oxidkathode
c) Beschleunigungsgitter
d) Auffängerabschirmung
e) Elektronenauffänger
f) Permanentmagnete
g) Kühlbleche

Folgende Änderungen wurden vorgenommen:

1) In der alten Version wurden in die Enden der Heizwendeln Wolframdrähte eingehakt, die einen leichten Zug ausüben und so den elektrischen Kontakt herstellen. Nach einigen Stunden Betrieb der Heizung läßt jedoch die Elastizität des Wolframdrahtes nach und es gab Probleme mit dem Kontakt. Um das zu vermeiden, wurden die Wendeln mit ihren vorher gerade gebogenen Enden direkt auf den Anschlußblechstreifen punktgeschweißt. Auf diese Weise muß zwar bei einem Ausfall die ganze Wendel erneuert werden, doch die Wendeln ließen sich auf folgende Weise leicht herstellen: Man biegt einen 20 cm langen 2 mm starken Stahldraht zu einer L-Form und versieht ihn am kurzen Ende mit einer Öse. Das lange Ende wird in eine Bohrmaschine eingespannt (vgl. Abb. 16). Nun befestigt man provisorisch den Wolframdraht an der Öse und läßt ihn sich bei langsamem Lauf der Bohrmaschine (ca. 2 U/s) auf den Stahldraht aufwickeln. Der Wolframdraht wird per Hand unter leichtem Zug nachgeführt. Durch

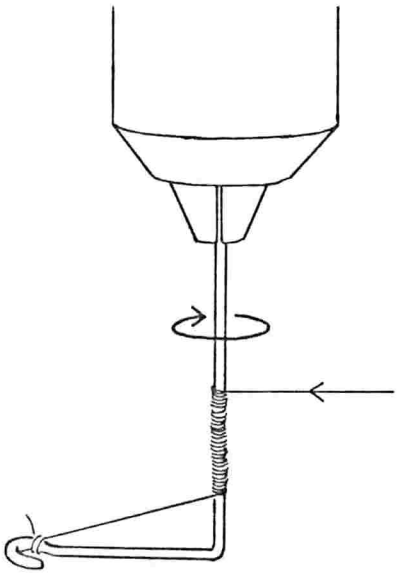


Abb. 16: Herstellung einer Heizwendel

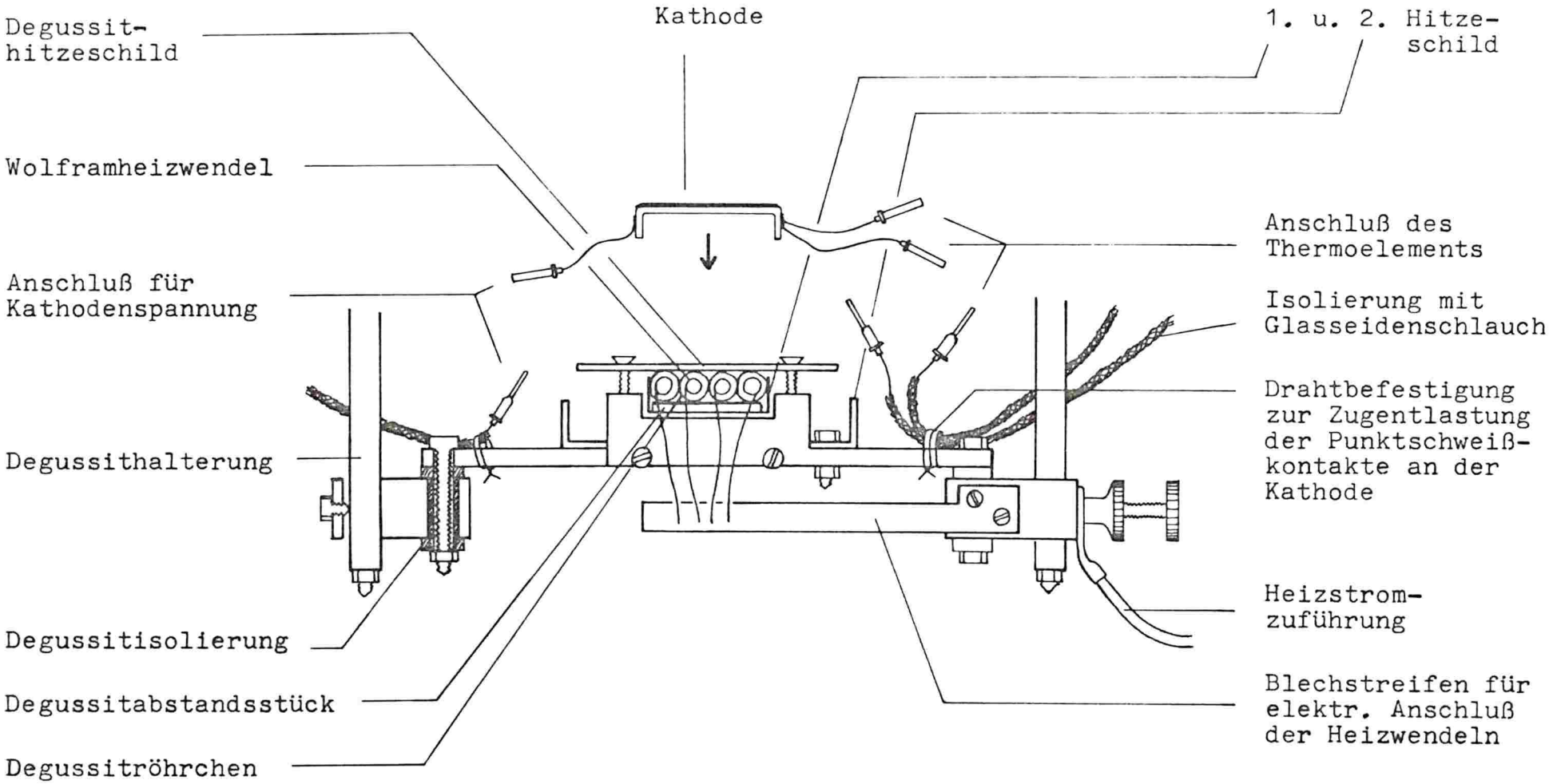


Abb. 17: Vorderansicht der Kathode mit Heizung (Maßstab 1:1)

Zählen der Windungen erhält man die gewünschte Windungsdichte, indem man die Spirale vorsichtig auf die entsprechende Länge auseinanderzieht.

2) Der Wolframdraht wird spröde und bricht sehr leicht, wenn er einmal zum Glühen gebracht worden ist. Beim Hantieren mit der Kathode passierte es, daß ein leichtes Anstoßen den Blechstreifen verschob, an den die Heizwendeln punktgeschweißt sind, so daß diese abbrachen. Eine zweite Befestigungsschraube an dem Blechstreifen bewirkt, daß dieser sich praktisch nicht mehr verschieben läßt. Die Kathodenheizung arbeitet jetzt auch nach Ein- und Ausbau der Kathode über mehrere Wochen zuverlässig.

3) Nach einigen Tagen Betrieb läßt die Elektronenemissionsfähigkeit der Kathode nach. Die Oxidschicht muß von Zeit zu Zeit erneuert werden. Der Ausbau der Kathode, der nach ca. einer Woche Betrieb notwendig ist, wurde dadurch erleichtert, daß eine Degussitstange, die als Halterung diente, entfernt wurde. So ist es möglich, nur die Kathode mit Heizung aus der Vakuumkammer herauszunehmen, ohne die gesamte Elektronenkanone ausbauen zu müssen.

4) Zur Herstellung der Kathode wurde die von B. Valk verwendete "Emissions-Suspension E8-F2" verwendet, die uns die Firma AEG-Telefunken aus Ulm zur Verfügung stellte. Als Trägermaterial wurde manganfreies Nickel benutzt, das bei der Oxidbildung die Funktion eines Katalysators besitzt. Da der erreichbare Elektronenstrom stark von der Vorbehandlung der Kathodenoberfläche abhängt, wurden verschiedene Reinigungsverfahren getestet. Als ausreichend erwies sich, nach einer Vorreinigung unter fließendem (Leitungs-) Wasser vom Ni-Blech mit grobem Schleifpapier (Körnung 60) eine dünne Schicht abzutragen. Anschließend erfolgt eine Reinigung mit Armaclean (ein Ersatz für Trichloräthylen) sowie Aceton im Ultraschallbad. Der Elektronenstrom durch die Anregungszone beträgt bei frischer Kathodenoberfläche im Schnitt 50 mA bei einer Kathodentemperatur von 900°C und einer Beschleunigungsspannung von 50 V.

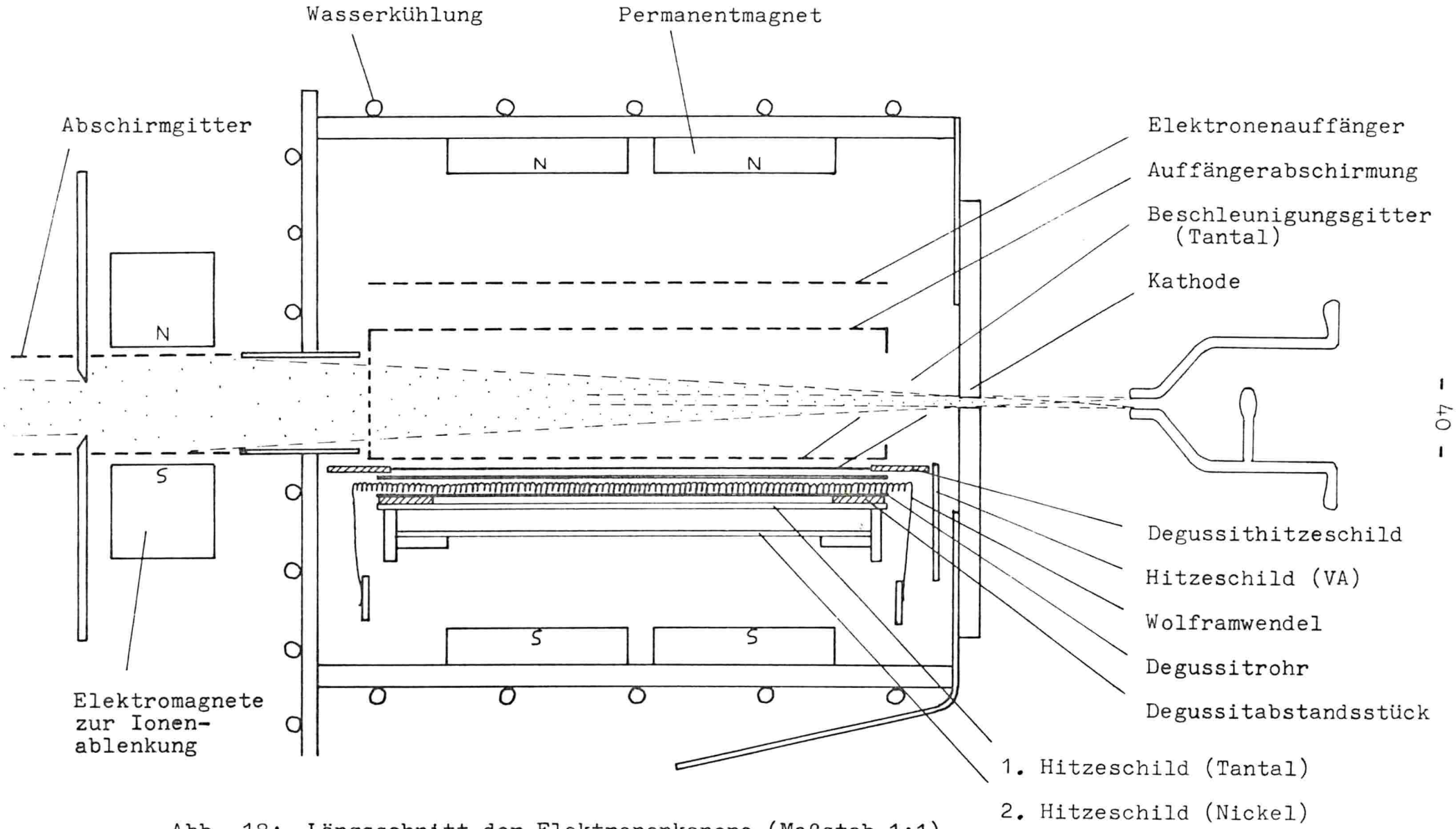


Abb. 18: Längsschnitt der Elektronenkanone (Maßstab 1:1)

Eine leichte Vergrößerung des Elektronenstroms wurde durch Beizen der Kathode in einer wässrigen Lösung von Essigsäure erreicht. Nachdem eine 10%-ige Lösung an der Ni-Oberfläche keine sichtbare Reaktion gezeigt hatte, wurde die Konzentration auf 30 % erhöht. Anschließend erfolgt nacheinander ein Spülen in destilliertem Wasser und Aceton. Das Beizen geschieht nach dem Abschmirgeln der Kathode.

Das Sandstrahlen der Oberfläche brachte keine Verbesserung. Es hatte außerdem den Nachteil, daß sich das Nickelblech beim Bestrahlen mit Sand verbog. Eine mögliche Erklärung ist Schockwelleneinwirkung durch die harten Stöße der Sandkörnchen.

5) Die Emulsions-Suspension darf nur dünn auf das Ni-Blech aufgetragen werden. Durch den weißlichen Belag soll die Nickeloberfläche noch gut zu sehen sein. Das Auftragen erfolgt am besten mit einem sauberen Haarpinsel, nachdem eine kleine Menge der Suspension in einem Uhrenglas mit spektralreinem Aceton verdünnt wurde. Bei erstmaligem Gebrauch einer relativ dünnen Oxidschicht wurde ein etwa doppelt so hoher Elektronenstrom erreicht als bei einer Schicht, die die Oberfläche dicht bedeckt.

Ein weiterer Vorteil ist, daß die beim Aktivieren der Kathode /13, S. 40/ freiwerdende Gasmenge nicht so groß ist. Dieses Gas schlägt sich auf den über der Kathode befindlichen Gittern nieder, was nach längerem Betrieb an einem bläulichen Niederschlag festgestellt werden kann. Dort können sich Oberflächenladungen ansammeln, wodurch elektrische Felder entstehen, die die H(2S)-Atome vorzeitig quenchen können.

6) Daß solche Felder existieren, zeigte eine generelle Reinigung der Elektronekanone, als das Quenchsignal von vorher 50 s^{-1} auf 800 s^{-1} anstieg. Im einzelnen sah das wie folgt aus: Die Edelstahlteile wurden elektropoliert. Eisenteile und Vacodil-Bleche wurden mit Schleifpapier abgeschmirgelt und mit Armaclean und Aceton gereinigt. Da sich die Gitter über der Kathode nicht mehr säubern ließen, wurden sie durch neue ersetzt. Die Gitter, die den Weg zwischen Anregungs- und Nachweiszone vor elektrischen Feldern abschirmen, wurden mit Armaclean und Aceton im Ultraschallbad gereinigt.

7) Die an die Kathode punktgeschweißten Drähte für Thermoelement und Kathodenspannung wurden mit "Burndy"-Steckverbindungen versehen, um ein Abnehmen des Kathodenbleches zu vereinfachen.

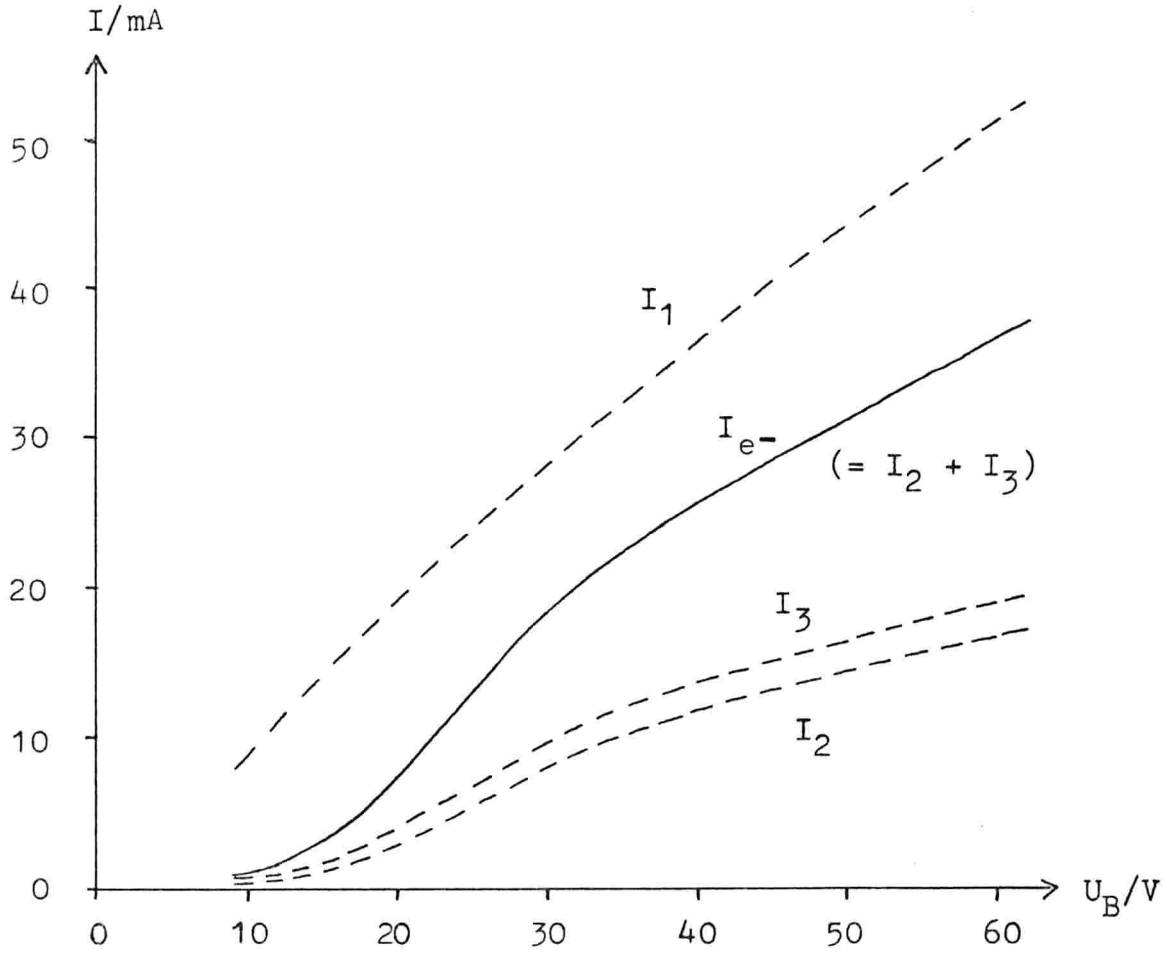
Es seien noch einige technische Daten erwähnt: Beschleunigungsgitter und Auffängerabschirmung liegen auf Erdpotential, um die Anregungszone frei von äußeren elektrischen Feldern zu halten. Die Kathode hat eine Spannung von im allgemeinen -40 V und der Elektronenauffänger von 20 V gegenüber Erde. Die positive Spannung des Elektronenauffängers erwies sich jedoch als nicht unbedingt notwendig, da eine Erdung dieses Gitters die Höhe des Elektronenstroms durch die Anregungszone nicht beeinflußte.

Der Kathodenstrom I_{Kath} fließt hauptsächlich über die drei Gitter oberhalb der Kathode ab. Die Stromverteilung ist aus Abbildung 19 zu entnehmen. Im folgenden wird der Elektronenstrom, der die Anregungszone durchquert, d.h. den Atomstrahl kreuzt, mit I_{e^-} bezeichnet. Es gilt:

$$I_{e^-} = I_2 + I_3 \quad \text{(vgl. Abb. 19 unten) u. } I_{Kath} \approx -(I_1 + I_2 + I_3)$$

Strommessungen zeigen, daß beide Seiten der letzten Gleichung um ca. 1,5 % differieren. 1,5 % des aus der Kathode emittierten Elektronenstroms fließen also über andere Metallteile ab als über die drei Gitter.

Die Kurven der Abbildung 19 wurden unter typischen Versuchsbedingungen ohne Wasserstoffeinlaß aufgenommen. Die Kathodentemperatur beträgt 900°C und der Elektronenauffänger ist geerdet.



Gitteranordnung		Ströme
— — — —	Auffänger	I_3
— — — —	Auffängerabschirmung	I_2
— — — —	Beschleunigungsgitter	I_1
———	Kathode	

Abb. 19: Die Gitterströme (– – –) und der den Atomstrahl kreuzende Elektronenstrom (———) in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung

3.3 Der Detektor

Zum Nachweis der metastabilen H(2S)-Atome wurden diese in einem elektrischen Feld von etwa 20 V/cm über den Starkeffekt gequencht. Dabei gehen die 2S-Atome über den 2P-Zustand in den 1S-Grundzustand über. Zum optischen Quenchen werden die H(2S)-Atome durch das Einstrahlen von Laserlicht der Wellenlänge 6563 Å in den 3P-Zustand angeregt und fallen von dort in den Grundzustand. Die in Form von Fluoreszenzlicht entstehenden L_α- bzw. L_β-Lichtquanten werden von einem Elektronenvervielfacher-Kanal aufgefangen und in einen elektrischen Stromimpuls umgewandelt.

3.3.1 Aufbau des Detektors

An den experimentellen Aufbau sind folgende Anforderungen zu stellen:

1) Der Abstand vom Detektor zur Wechselwirkungszone muß klein sein, um einen großen Nachweisraumwinkel zu erhalten.
2) Der Detektor soll möglichst vollständig vor Ionen abgeschirmt sein, die die Untergrundzählrate wesentlich erhöhen.
3) Die Wechselwirkungszone soll frei sein von elektrischen Feldern, die einen Teil der H(2S)-Atome permanent quenchen würden.
4) In der Umgebung der WW-Zone dürfen sich keine Metallteile befinden, die durch auftreffende Wasserstoff-Ionen bzw. H(2S)-Atome UV-Licht erzeugen oder das UV-Licht aus der Anregungszone in den Detektor reflektieren können.
5) Die Signalleitung vom Elektronenvervielfacher-Kanal ("Channeltron") zum Vorverstärker, die ein RC-Glied darstellt, soll möglichst kurz sein, da sie die Stromimpulse vom Channeltron abflacht und verbreitert.
6) Trotz elektrischer Abschirmung soll das Channeltron aus-

reichend bepumpt werden, da ein schlechtes Vakuum seine Funktionsfähigkeit beeinträchtigen kann.

Der Elektronenvervielfacher-Kanal ist vom Typ B 419 AL/01 der Firma VALVO /14/.

Technische Daten:

Wirksamer Eingangs-durchmesser	10 mm
Wandwiderstand	$3 \cdot 10^9\ \Omega$
Verstärkung (U = 2,5 kV)	$1{,}7 \cdot 10^8$
Nulleffekt	0,25 Imp/s

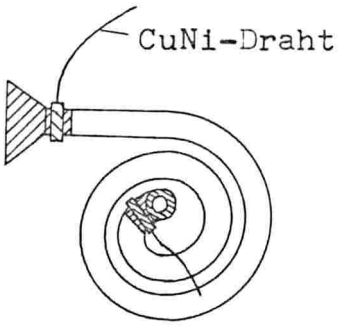


Abb. 20: Elektronenvervielfacher-Kanal in Originalgröße

Eine trotz Kühlfallen nicht zu vermeidende geringe Pumpölrückströmung bewirkt mit der Zeit eine Abnahme der Eingangsempfindlichkeit des Channeltrons. Nach längerem Gebrauch ist deshalb eine Reinigung erforderlich. Um das Röhrchen besser mit Aceton durchspülen zu können, wurde eines mit offenem Ende benutzt. Eine durchgeführte Reinigung im Ultraschallbad mit Aceton und anschließender Acetonspülung stellte die Funktionsfähigkeit vollständig wieder her. Vor dem Einschalten des Ultraschalls muß das Röhrchen ganz mit Aceton gefüllt sein. Mit einer Pipette läßt sich im Inneren vorhandene Luft beseitigen, indem es im Aceton untergetaucht und gleichzeitig mit Aceton durchgespült wird. Das Ultraschallbad sollte nicht länger als einige Sekunden dauern, da es den Leitkleber löst, mit dem die Anschlußdrähte befestigt sind.

Das Channeltron befindet sich in einem zylinderförmigen Aluminiumgehäuse, das auf dem Mantel mit Löchern versehen wurde, um das Channeltron ausreichend zu bepumpen. Die Aufhängung des Gehäuses ist ein System aus 6-mm-Aluminiumstangen und Kreuzklemmen, das es gestattet den Detektor nahezu be-

liebig in jede Raumrichtung zu verschieben. Er konnte so innerhalb der Nachweiskammer möglichst weit in Richtung der Elektronenkanone positioniert werden, um den Abstand von der Anregungs- zur Nachweiszone, der ca. 40 mm beträgt, gering zu halten. Die Halterung ist am Deckelflansch der Nachweiskammer befestigt, durch den auch alle elektrischen Anschlüsse verlaufen. Dadurch ist ein problemloses Aus- und Einbauen des Detektors möglich.

Zwischen dem Öffnungstrichter des Channeltrons und der Wechselwirkungszone sind mit einem Abstand von ca. 1,5 mm zwei Tantalgitter angeordnet (vgl. Abb. 21). Das näher zum Detektor liegende Gitter wird auf eine positive Spannung (z.B. 20 V) gelegt, um einen Potentialwall zu errichten, den positive Ionen nicht durchdringen können. Das zweite Gitter dient der Abschirmung des entstehenden elektrischen Feldes zur Wechselwirkungszone hin. Vorhanden sind Möglichkeiten zur Anbringung eines dritten Gitters und eines Lithiumfluorid-Fensters, deren Einbau sich jedoch als nicht notwendig erwies. Die Spannungsversorgung des ersten Gitters wurde wegen einer möglichen Felderzeugung durch das Detektorgehäuse geführt.

Die Rückseite des Detektors besteht aus einer kreisförmigen Plexiglasscheibe, die mit Löchern versehen ist und auf deren beiden Seiten der elektrischen Abschirmung wegen VA-Gitter anliegen. Zwei Lochbohrungen dienen zur Aufnahme von je einem Degussitrohr, die mit Vierkanthalteblöcken befestigt sind. Hindurch verlaufen zwei M2-Gewindestangen, die der Stromzuführung und der Halterung des Channeltrons dienen. Am Öffnungstrichter liegt eine Spannung von -2 kV an, während das andere Ende des Channeltrons auf Erdpotential liegt.

Die an die Gewindestangen angeschlossenen Silberdrähte sind zur elektrischen Isolierung mit Keramikperlen umgeben, über die zur elektrischen Abschirmung ein Masseband gezogen wurde. Herkömmliche Kabel mit Kunststoffisolierung haben den Nachteil, daß sogenannte Weichmacher des Kunststoffs ausgasen und so das Vakuum verschlechtern können. Da die Hochspannungs- und die Signalleitung an den Anschlußstellen nahe

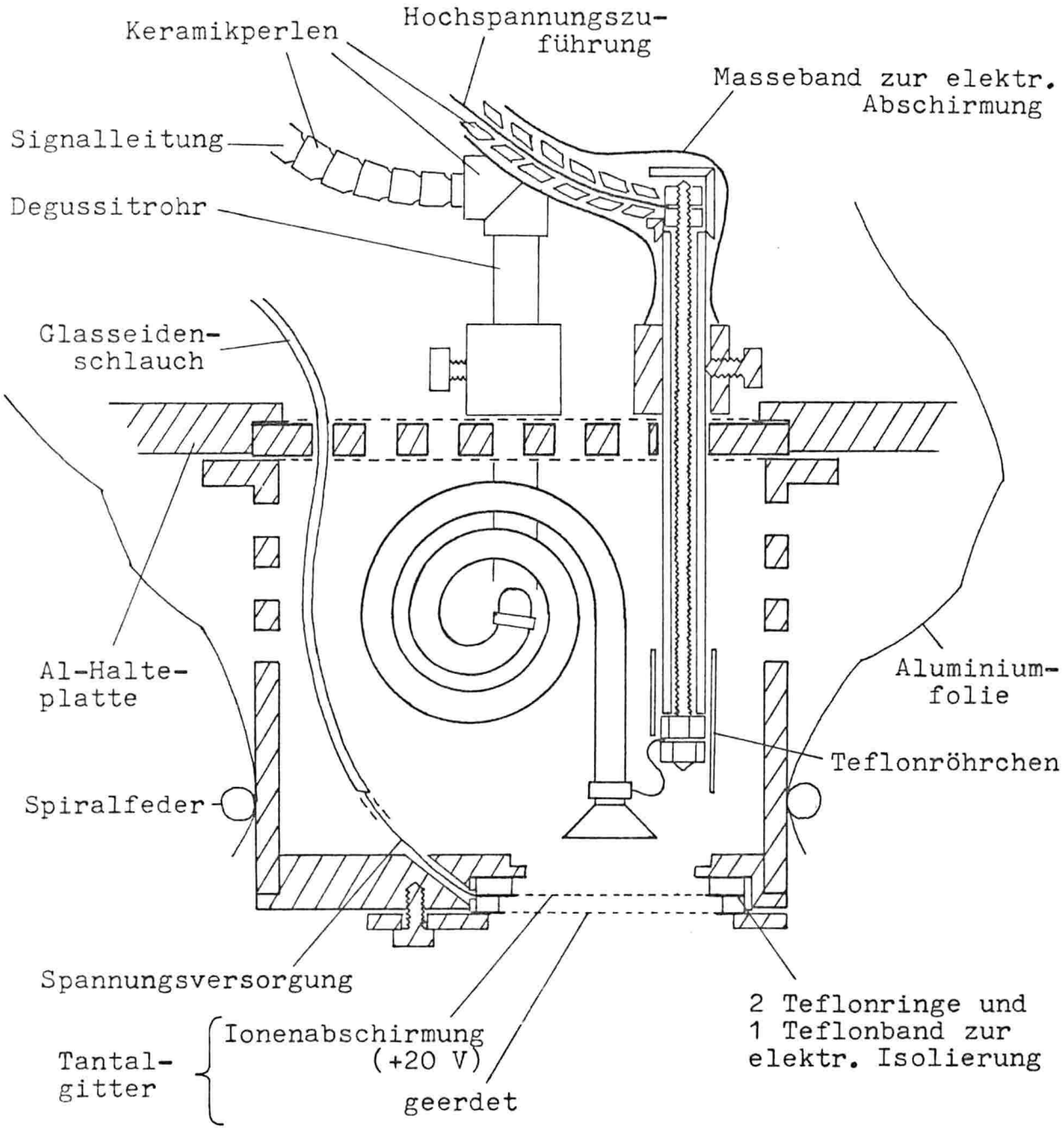


Abb. 21: Längsschnitt durch das Detektorgehäuse
(1,5-fache Originalgröße)

nebeneinander verlaufen, wurde zwischen ihnen zur weiteren Abschirmung ein geerdetes VA-Blech angebracht. Die Signalleitung kann durch eine Lemosa-Steckverbindung der Größe 00 unterbrochen werden, um den Detektor, falls notwendig, leichter von der Aufhängung lösen zu können.

Der Abstand vom Channeltron zum Vorverstärker soll möglichst kurz sein. Aus diesem Grund wurde der Vorverstärker in einer topfförmigen Einstülpung aus Aluminium in den Deckelflansch der Nachweiskammer versenkt und so näher an den Detektor gebracht (s. Abb. 26). Die Steckverbindung zwischen dem Vorverstärker und der Einsenkung besteht aus zwei Lemosa-Apparatedosen, von denen die weibliche in der Einsenkung angebracht und vakuumdicht ist.

Damit die Ionen im Atomstrahl nicht durch die Löcher des Detektorgehäuses zum Channeltron gelangen, wurden Gehäuse und Aufhängung mit einer Aluminiumfolie (Melitta) umgeben (vgl. Abb. 21). Auf der dem Atomstrahl abgewandten Seite ist eine genügend große Öffnung zum Bepumpen vorhanden. Gleichzeitig verbessert die Folie die elektrische Abschirmung des Atomstrahls gegenüber der Hochspannung. Die Befestigung besteht aus zwei dünnen Stahlspiralen, die um die Folie herumgespannt werden. Der dauernde Zug der Spiralen sorgt außerdem für eine gute Erdung der Folie. Die Erdungsleitungen der Kabelabschirmungen wurden getrennt aus der Vakuumkammer herausgeführt, um Leiterschleifen und damit mögliche Induktionseffekte zu vermeiden.

3.3.2 Detektoranordnungen zum elektrischen Quenchen

Die beiden benutzten Anordnungen der Kondensatorplatten sind in Abb. 22 schematisch dargestellt. Der Quenchkondensator wurde aus zwei VA-Drahtgittern hergestellt, die auf einen aus Draht gebogenen Rahmen punktgeschweißt wurden.

Die erste Version (Abb. 22 a) entspricht der von W. Hemmer-Girod benutzten Quenchanordnung /7, S.65/, in der die VA-Gitter im Atomstrahl stehen.

Die zweite Version zeigte, daß ein Teil des Untergrundes durch diese Gitter entsteht, die sich im Atomstrahl befinden (s.S.68). Beim Durchfliegen der Gitter können H(2S)-Atome durch Oberflächenladungen oder auch durch direkten Stoß

mit dem Gitter gequencht werden. Ebenfalls können Ionen beim Auftreffen auf die Gitter UV-Licht erzeugen, das der Detektor registriert (vgl. Abb. 22 b).

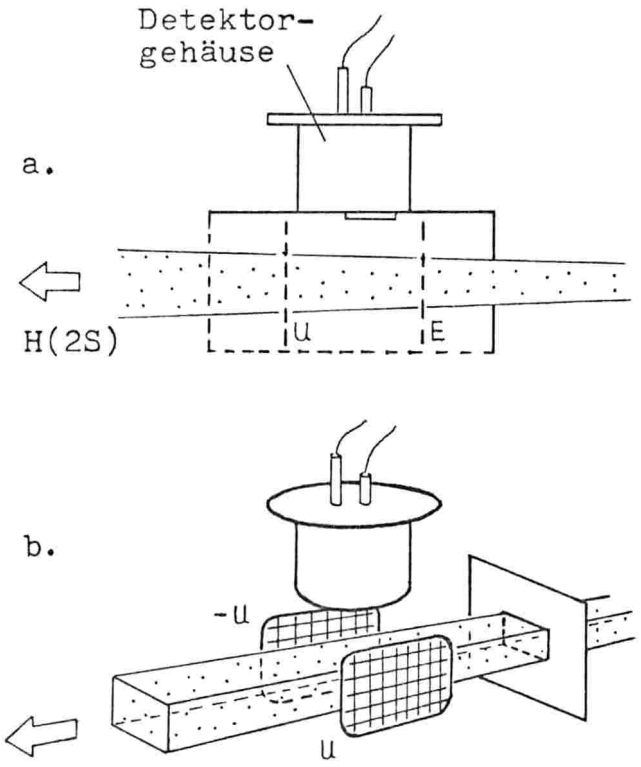


Abb. 22 a und b: Schematischer Aufbau der zwei Detektorvarianten zum elektrischen Quenchen

(U und E bezeichnen die Kondensatorplatten, mit elektrischer Spannung bzw. geerdet)

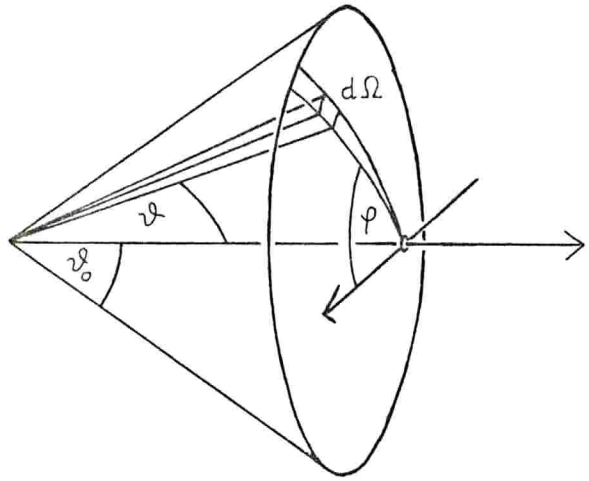
3.3.3 Anordnungen zum optischen Quenchen

Um das Quenchsignal zu erhöhen, wurde ein Sammelspiegel für fernes UV-Licht installiert, der einen Teil des Lyman-ß-Fluoreszenzlichtes in die Öffnung des Channeltrons hineinreflektiert und damit den beobachteten Raumwinkel vergrößert.

3.3.3.1 Aufbau und Strahlgeometrie

Der Verstärkungsfaktor des Nutzsignals durch den VUV-Spiegel hängt vom bedeckten Raumwinkel, vom Reflexionsvermögen des Spiegels und den Abbildungseigenschaften ab.

Den Raumwinkel Ω mit einem Öffnungswinkel von $2\vartheta_o$ erhält man wie folgt:



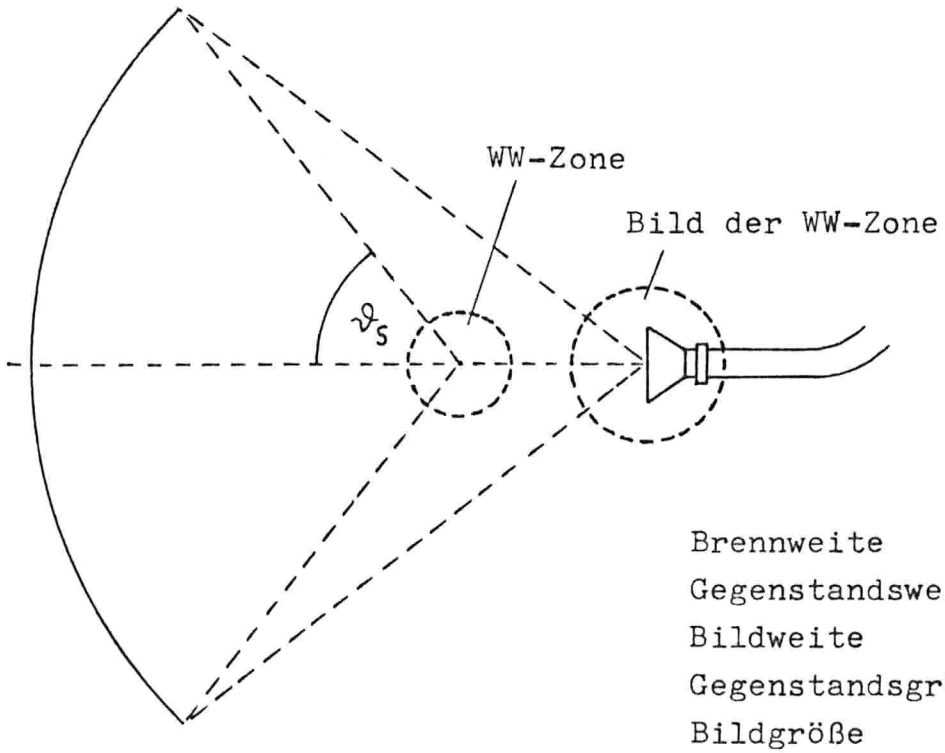
$$d\Omega = \sin\vartheta \; d\varphi \; d\vartheta$$

$$\Rightarrow \Omega = \int_0^{\vartheta_o} d\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi \; \sin\vartheta$$

$$\Rightarrow \Omega = 2\pi (1 - \cos\vartheta_o)$$

Abb. 23: Der Raumwinkel Ω

Der Öffnungsdurchmesser des Spiegels beträgt 94 mm und der Krümmungsradius 66,8 mm. Die geometrische Anordnung ist aus Abb. 24 im Maßstab 1:1 ersichtlich.



(mm)

Brennweite	f = 33,4
Gegenstandsweite	g = 56,8
Bildweite	b = 81,1
Gegenstandsgröße	G = 14
Bildgröße	B = 20,1

Abb. 24: Abbildung der Wechselwirkungszone (Gegenstand) an den Ort des Channeltrons

Die Größen g,b,G und B ergeben sich durch die Beziehungen

$$1/f = 1/g + 1/b \quad \text{und} \quad g/b = G/B \ .$$

Die halben Öffnungswinkel für das Channeltron und den Spiegel betragen $\vartheta_{Ch} = 11.3^{o}$ und $\vartheta_{S} = 52^{o}$. Mit der Gleichung für Ω (s. S.50 oben) erhält man für die entsprechenden Raumwinkel:

$$\Omega_{Ch} = 2\pi\,(1 - \cos 11{,}3^{o}) = 0.122$$

$$\Omega_{S} = 2\pi\,(1 - \cos 52^{o}) = 2.41$$

Das Verhältnis der beobachteten Raumwinkel mit und ohne Spiegel ist

$$\frac{\Omega_S + \Omega_{Ch}}{\Omega_{Ch}} = \frac{2{,}41 + 0{,}122}{0{,}122} = 21 \ .$$

Es gelangen jedoch nicht alle reflektierten Lichtquanten in den Öffnungstrichter des Channeltrons, da dieser kleiner ist als das Bild der WW-Zone. Der Verlustfaktor A ist das Verhältnis der Flächen beider Größen:

$$A = \frac{\pi\,(10/2)^2}{\pi\,(20{,}1/2)^2} = 0{,}248$$

Mit dem hergestellten Spiegel wurde für die Lyman-ß-Wellenlänge (1026 Å) ein Reflexionsvermögen R von 12 % erreicht. Daraus ergibt sich für die Signalverstärkung durch den Spiegel ein Faktor V:

$$V = \frac{\Omega_S \cdot A \cdot R + \Omega_{Ch}}{\Omega_{Ch}} = \frac{2{,}41 \cdot 0{,}248 \cdot 0{,}12 + 0{,}122}{0.122} = 1{,}6$$

Zwei weitere Punkte sind zu erwähnen:

1) Aufgrund der Größe des Spiegels, der Größe der WW-Zone und der Tatsache, daß der Spiegel Ausschnitt einer Kugeloberfläche ist, sind Abbildungsfehler vorhanden.

2) Nur die aus der Mitte des Spiegels kommenden Lichtquanten

"sehen" die volle Öffnung des Channeltrons. Den Quanten, die aus dem Randbereich des Spiegels reflektiert werden, steht nur eine Projektion der Öffnung (Ellipse) zur Verfügung.

Beides verringert noch geringfügig den Verstärkungsfaktor V.

Die beiden verwendeten Detektorvarianten sind in Abb. 25 schematisch dargestellt. Die erste Anordnung (Abb. 25 a) dient dem Finden und Optimieren des optischen Quenchsignals. Durch einen Quenchkondensator, der durch die geerdete Frontseite des Detektors und ein dazu parallel liegendes Gitter gebildet wird, ist ein direkter Vergleich zwischen elektrischer und optischer Quenchrate möglich. Die zweite Detektoranordnung erlaubt die Aufnahme eines Lamb-Dips (Abb. 25 b).

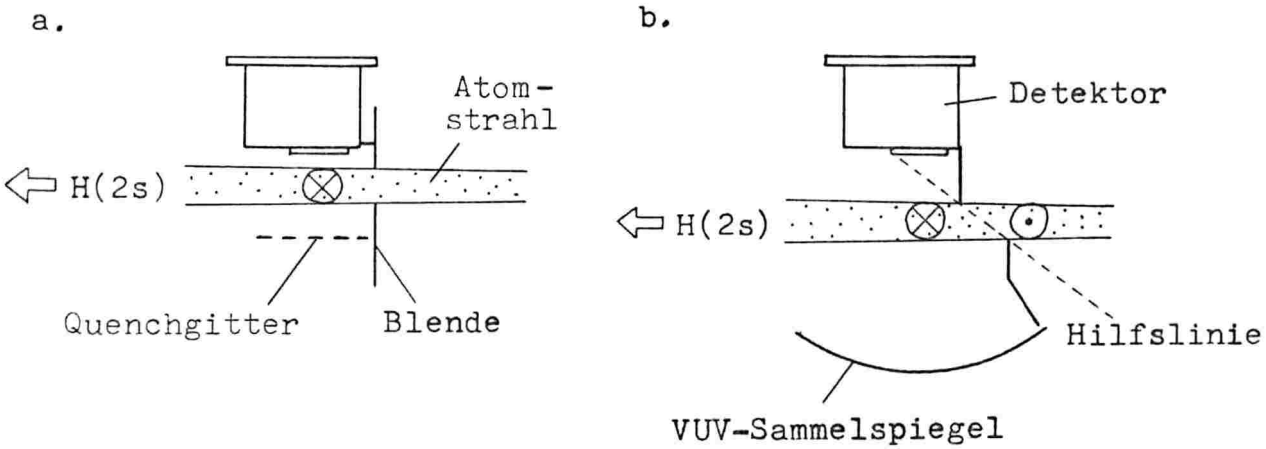


Abb. 25 a und b: Zwei Detektoranordnungen zum optischen Quenchen

In der zweiten Anordnung dienen zwei VA-Bleche als Blende. Durch ihre Positionen wird erreicht, daß kein Fluoreszenzlicht von der Unterkante der Blendenöffnung in den Detektor gelangen kann, das durch auftreffende H(2S)-Atome oder Ionen entsteht (vgl. Abb. 25 b, Hilfslinie). Auch gelangt aus der ersten WW-Zone kein Fluoreszenzlicht in den Detektor. Zur Kontrolle wurde Laserlicht allein in die erste WW-Zone einge-

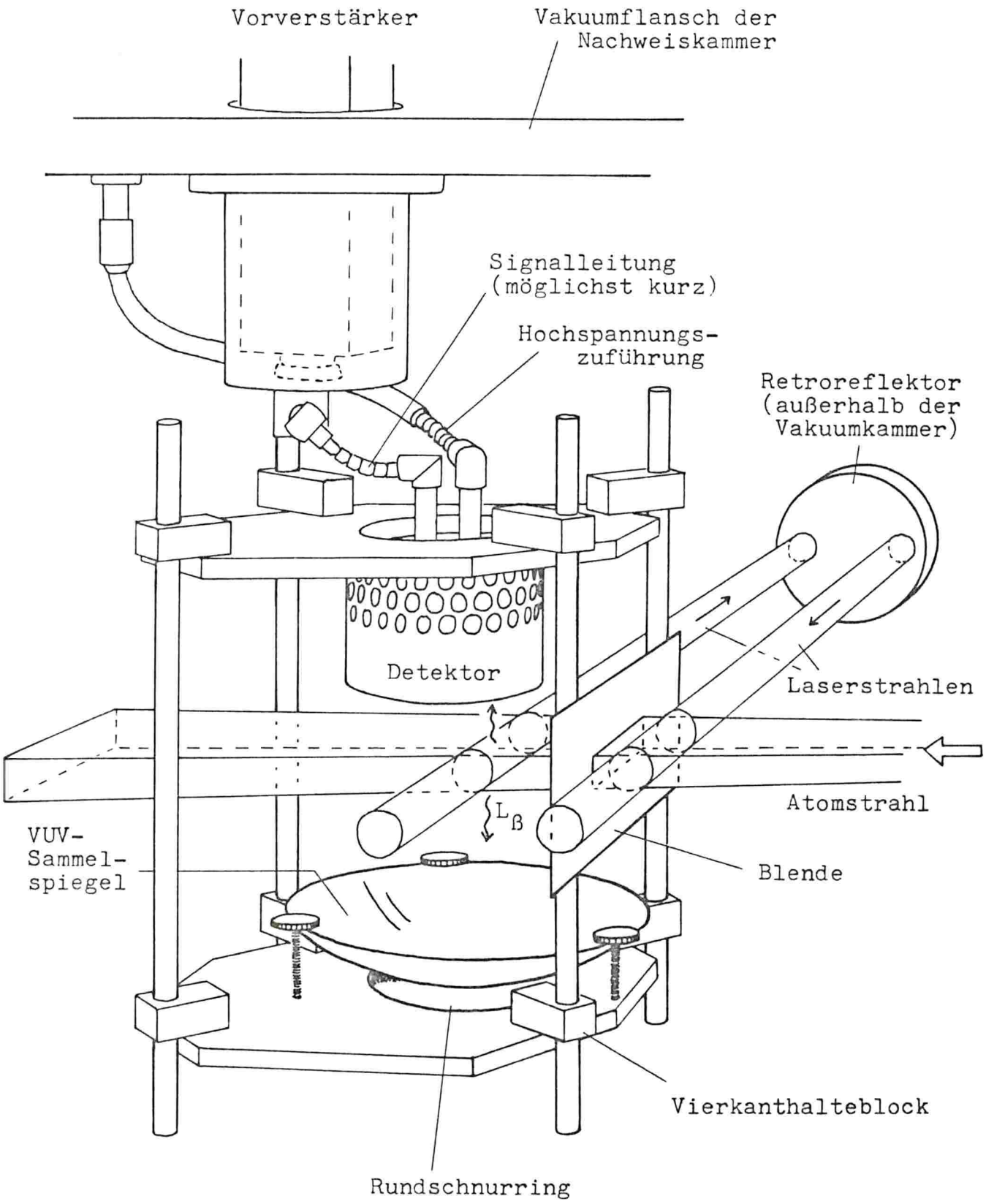


Abb. 26: Die Haltevorrichtung für das Detektorgehäuse und den VUV-Sammelspiegel (Die Aluminiumfolie, das Masseband zur elektrischen Isolierung und Teile der Aufhängung sind der Übersichtlichkeit halber nicht mitgezeichnet)

strahlt und die Untergrundzählrate beobachtet. Es war bei "Einschalten" des Laserlichtes kein Anstieg der Zählrate festzustellen. Die dadurch entstehende Vergrößerung des Abstandes von der zweiten WW-Zone zum Detektor bewirkt zwar eine Abnahme der Signalzählrate, wurde aber in Kauf genommen.

Der VUV-Spiegel liegt der besseren Auflage wegen auf einem Rundschnurring. Mit drei Rändelschrauben ist der Spiegel auf einer Aluminiumplatte gegen ein Verschieben gesichert (vgl. Abb. 26). Diese Platte ist über Vierkanthalteblöcke mit vier 6-mm-Aluminiumstangen verbunden und ist in der Höhe verschiebbar, um den richtigen Abstand zwischen dem Spiegel und dem Channeltron einstellen zu können.

3.3.3.2 Der VUV-Sammelspiegel

Im folgenden wird zunächst aus der Literatur ein Überblick über bisher benutzte Aufdampfmaterialien und die damit durchgeführten Reflexionsmessungen im Hinblick auf die Verwendung für Lyman-ß-Strahlung gegeben. Eine Zusammenfassung wichtiger Veröffentlichungen hierüber findet man in "Publications by Georg Hass" /23/. Anschließend werden die Herstellung der VUV-Spiegel und die durchgeführten Reflexionsmessungen beschrieben.

a) Überblick aus der Literatur

Das für VUV-Spiegelbeschichtungen am häufigsten verwendete Material ist Aluminium. Unmittelbar nach der Bedampfung hat Aluminium für Lyman-ß-Licht ein Reflexionsvermögen (kurz: R) von über 50 % /17, S.586 fig.1/. Im folgenden sind die wichtigsten Faktoren zur Herstellung und Benutzung eines Spiegels für fernes UV-Licht am Beispiel einer Al-Bedampfung zusammengestellt /15, S.1070 ff./.

1. Geschwindigkeit der Bedampfung: Das größte Reflexionsvermögen erhält man bei extrem schneller Bedampfung (ca. 2s). Das entspricht einer Bedampfungsrate von über 400 Å/s.

2. Druck während der Bedampfung: Gute Ergebnisse erzielt man bei einem Druck nicht größer als $1 \cdot 10^{-5}$ Torr.

3. Schichtdicke: Die Dicke der aufgetragenen Aluminiumschicht verhält sich bzgl. R unkritisch im Bereich zwischen 500 Å und 2000 Å.

4. Reinheit des Bedampfungsmaterials: Für die L_β-Wellenlänge beträgt bei sonst gleichen Parametern und einer Al-Reinheit von 99,99 %, 99,88 % und 99,5 % das Reflexionsvermögen 20 %, 19 % bzw. 16 %.

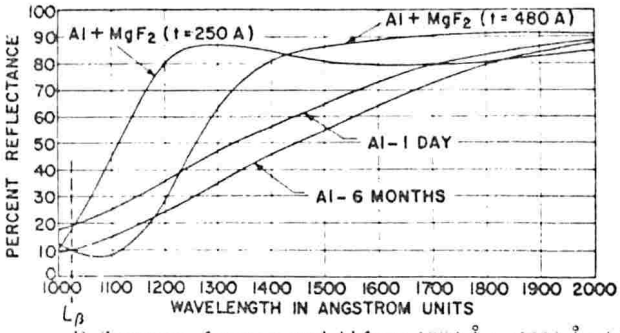
5. Temperatur des Spiegelsubstrates während der Bedampfung: Zimmertemperatur ist gut geeignet. Temperaturen von 30, 100 und 200°C ergeben Reflexionswerte von 19, 18 und 15 %.

6. Alterungseffekte:

   a. An Luft entsteht Aluminiumoxid (Al_2O_3), das innerhalb weniger Stunden das Reflexionsvermögen für L_β von anfangs 50 % auf 20 % und weniger reduziert. Die Lagerung des Spiegels in einem Exsikkator verlangsamt die Reflexionsabnahme auf etwa die Hälfte.

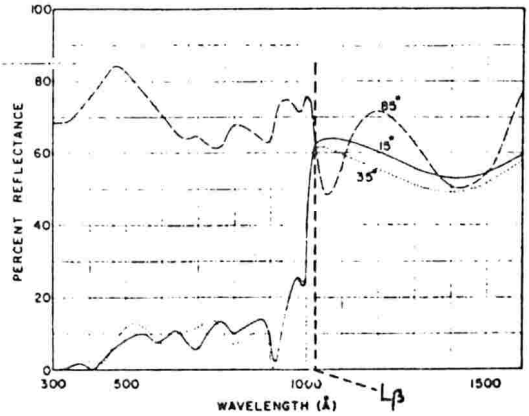
   b. Das Einstrahlen von UV-Licht verringert R ebenfalls abhängig von der Luftfeuchtigkeit. Das 20-stündige Einstrahlen von UV-Licht mit einer Quecksilber-Quarzlampe verringert R für L_β von anfangs 20 % auf 10 % (Exsikkator), auf 7 % bei 30 % Luftfeuchtigkeit und auf 4 % bei mehr als 90 % Luftfeuchtigkeit.

Eine wesentliche Verbesserung ergibt das zusätzliche Aufdampfen einer Schutzschicht aus Magnesiumfluorid (MgF_2). Es verhindert die Bildung von Al_2O_3, das unterhalb einer Wellenlänge von 1600 Å stark absorbiert /19, S.45/. Nach 2 Monaten war bei einer 250 Å dicken MgF_2-Schicht auf Al keine Abnahme von R festzustellen /16, S.600 f./. Außerdem erhöht MgF_2 (250 Å) das Reflexionsvermögen oberhalb einer Wellenlänge von etwa 1100 Å (s. Abb. 27 a). Größere Schichtdicken sind nur oberhalb 1200 Å geeignet. Andererseits geben MgF_2-Schichtdicken von 25, 50 und 75 Å keinen ausreichenden Schutz vor



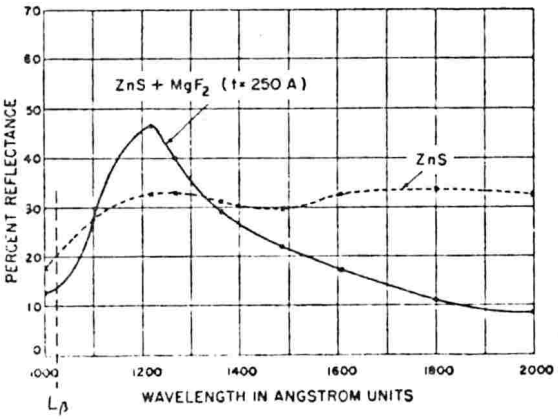
Reflectance of evaporated Al from 1000 Å to 2000 Å with and without protective layers of MgF_2 of two different thicknesses.

a. Aluminium + Magnesiumfluorid /19, S.46 fig.4/



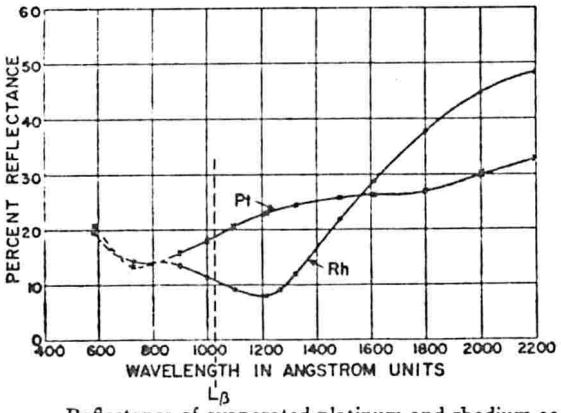
Measured reflectance of an Al + LiF mirror from 300 Å to 1600 Å. The LiF thickness is 140 Å.

b. Aluminium + Lithiumfluorid /21, S.542 fig.7/



Reflectance of evaporated ZnS with and without 250 A of MgF_2 in the wavelength range 1000 to 2000 A.

c. Zinksulfid (+ Magnesiumfluorid) /17, S.592 fig.14/



Reflectance of evaporated platinum and rhodium as a function of wavelength from 585 to 2200 A.

d. Platin und Rhodium /17, S.593 fig.16/

Abb. 27 a - d: Reflexionsmessungen an verschiedenen für Lyman-ß-Licht geeigneten Beschichtungen

Oxidation. Die MgF_2-Schicht sollte deshalb mindestens 100 Å dick sein /19, S.47/. Das höchste Reflexionsvermögen wird bei einer Aufdampfrate von 45 Å/s erreicht /22/. Das Aufdampfen von Al und MgF_2 soll unmittelbar nacheinander erfolgen, d.h. ohne daß die Apparatur zwischendurch belüftet wird.

MgF_2 macht die Beschichtung ebenfalls praktisch unempfindlich gegen UV-Bestrahlung. Das 20-stündige Bestrahlen mit UV-Licht bewirkt bei 1216 Å keine Abnahme von R, während ungeschütztes Aluminium eine Reflexionsabnahme von 40 auf 18 % erfährt /19, S.48 fig.8/.

Die bei längerer Benutzung im Vakuum mögliche Verschmutzung durch rückströmendes Pumpöl läßt sich durch Spülen mit Freon TF (Dupont), Äther oder Aceton bzw. mit einer Collodium-Reinigung beseitigen.

Eine Vergrößerung des Reflexionsvermögens wird erreicht, wenn statt MgF_2 Lithiumfluorid (LiF) verwendet wird. Die Löslichkeit von LiF in Wasser beträgt 0,27 g/100 ml (zum Vergleich MgF_2: 0,0076 g/100 ml) /18/. Dadurch zeigt LiF an Luft eine schnellere Abnahme von R als MgF_2. Dieser Alterungseffekt ist jedoch gering bei einer Lagerung des Spiegels in einem Exsikkator. So nimmt in einem Exsikkator das Reflexionsvermögen innerhalb eines Monats nur um 1,5 % ab /20, S.1538 f/.

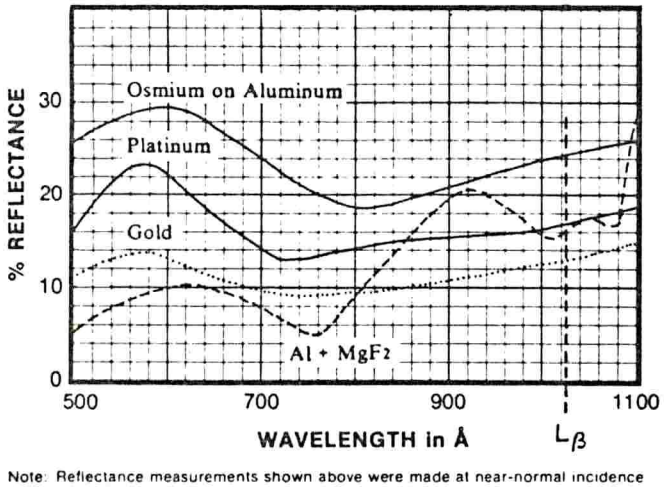
Optimale Reflexionseigenschaften werden bei einer optischen Schichtdicke erreicht, die der halben Wellenlänge des einfallenden Lichtes entspricht /21, S.544/. Eine LiF-Schicht von 140 Å Stärke ergibt für L_β ein gemessenes Reflexionsvermögen von 63 % (vgl. Abb. 27 b). Im Gegensatz zu MgF_2 zeigt R bei LiF keine Abhängigkeit von der Aufdampfrate, dafür jedoch von der Substrattemperatur. Sie sollte beim Bedampfen ca. 100°C betragen /22/.

Ein weiteres geeignetes Material zur Spiegelbeschichtung ist Zinksulfid (ZnS, vgl. Abb. 27 c). Es hat die Vorzüge, daß das Reflexionsvermögen nur wenig beeinflußt wird von der Schichtdicke, der Substrattemperatur beim Bedampfen und Alterungseffekten durch Lufteinwirkung. Die ZnS-Beschichtung ist

jedoch empfindlich gegenüber intensiver UV-Bestrahlung. Die Bestrahlung mit einer Quecksilber-Quarzlampe aus 20 cm Entfernung bewirkt eine Abnahme von R nach 2, 4 und 24 Stunden von ursprünglich 20 % auf 14, 8 und 5 % /16, S.598 fig.11/.

In Abb. 27 d ist das Reflexionsvermögen von Platin und Rhodium für Wellenlängen zwischen 585 und 2200 Å angegeben. Beide Metalle zeigen nur geringe Alterungseffekte an Luft /17, S.592/.

Von den befragten Herstellern von VUV-Spiegeln schickte nur Acton Research Corp. Information über Reflexionsmessungen, die die Lyman-ß-Wellenlänge enthalten (vgl. Abb. 28). Ein von ARC speziell für L_β gefertigtes Coating soll bei 1026 Å ein Reflexionsvermögen von 59 % besitzen, wobei jedoch die Zusammensetzung der Beschichtung nicht angegeben war. Vermutlich handelt es sich um LiF bzw. LiF + MgF_2 auf Aluminium.



Note: Reflectance measurements shown above were made at near-normal incidence

Abb. 28: Weitere Reflexionsmessungen /24/ (Die Al+MgF_2-Beschichtung ist ein spezielles Lyman-α-Coating)

In der nachfolgenden Tabelle sind die Bedampfungsmaterialien mit den entsprechenden Reflexionsvermögen für L_β-Licht zusammengefaßt. Bei geringfügig voneinander abweichenden Werten in der Literatur wurde R gemittelt.

Tab. 2:

Material	R (1026 Å) in %
Aluminium (frisch aufgedampft)	50
Aluminium + 250 Å MgF_2	18
Aluminium + 140 Å LiF	63
Zinksulfid	20
Osmium auf Al	24
Platin	17
Gold	13
Rhodium	11

Abschließend sei aus einer Veröffentlichung von W.R. Hunter, J.F. Osantowski und G. Hass zitiert /21, S.543/: Wegen des Alterungsprozesses ist der Gebrauch von LiF-Oberbeschichtungen nicht generell zu empfehlen, obwohl diese Beschichtungen als einziger Weg übrigbleiben, um ein hohes Reflexionsvermögen bis hinunter zu Wellenlängen von 1000 Å zu erreichen.

b) Herstellung des VUV-Spiegels

Da es bei dem Spiegelkörper nicht auf optische Qualität ankommt, wurde vom Glasbläser eine Kugel aus Pyrexglas geblasen mit einem Durchmesser von 138 mm. Aus dieser Kugel ließen sich mit der Diamantsäge drei Kugelabschnitte ausschneiden, die mit einem Durchmesser von jeweils 100 mm die Spiegelkörper darstellen. Eine ähnliche Form haben die aus der Chemie bekannten Uhrengläser, deren Oberfläche jedoch leicht gewellt ist und die deshalb nicht verwendet wurden.

Die Bedampfung der Spiegel wurde im Max-Planck-Institut für Radioastronomie (Bonn) durchgeführt. Als Beschichtung wurde zunächst Aluminium + MgF_2 ausgewählt. Die Reinigung des Spiegelsubstrats vor der Bedampfung erfolgte mit Aceton und Propanol. Drei Spiegel mit je 3000 Å Aluminium und 250, 500 und 1000 Å Magnesiumfluorid wurden hergestellt.

Die Messung der Schichtdicken erfolgte mit dem Filmdicken- und Bedampfungsraten-Monitor XTM von INFICON. Er arbeitet mit einem Quarzkristall-Resonator, dessen Eigenschwingung gemessen wird, die abhängig von der aufgedampften Schichtdicke ist. Für jedes Aufdampfmaterial muß vorher in das Gerät der "Z-Faktor" eingegeben werden, der sich wie folgt berechnet /25, S.5-4/:

$$Z = 8{,}834 \cdot 10^5 \, (d_f \cdot u_f)^{-1/2} \quad .$$

Hierbei ist d_f die Dichte (g/cm^3) und u_f der Schermodul ($dynes/cm^2$) des aufzudampfenden Films. Für Al ist Z = 1,077 /25, S.5-4/. Für MgF_2 ließen sich der Z-Faktor und der Schermodul nicht feststellen. Die Dichte von MgF_2 beträgt 3,13 g/cm^3 /26/ und für den Schermodul wurde der Schätzwert 1 benutzt. Dadurch sind die vom Monitor gemessenen Schichtdicken für MgF_2 mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. In jeder Charge wurde direkt neben dem Hohlspiegel ein Glasplättchen (Objektträger) mitbedampft, das später zur Reflexionsmessung benutzt wurde.

c) Reflexionsmessungen verschiedener Beschichtungen für Lyman-ß-Licht

Die Relexionsmessungen wurden am Bonner Synchrotron durchgeführt. Mit einem 2-Meter-VUV-Monochromator wurde aus der Synchrotronstrahlung der relevante Frequenzbereich herausgeblendet und über einen Monitor auf den zu vermessenden Spiegel gelenkt (vgl. Abb. 29).

Der Monitor enthält eine schräggestellte Spaltblende, die einen festen Anteil des $L_ß$-Lichtes in einen Photomultiplier abzweigt. Dieser Anteil wird bei jeder Reflexionsmessung mit aufgenommen und dient später zur Normierung des Signals. Der Einfallswinkel des Lichtes auf den Spiegel beträgt 15°.

Das Reflexionsvermögen des Spiegels wird wie folgt bestimmt: Um die gleiche Nachweisempfindlichkeit zu erhalten, wird mit demselben Photomultiplier einmal die Strahlinten-

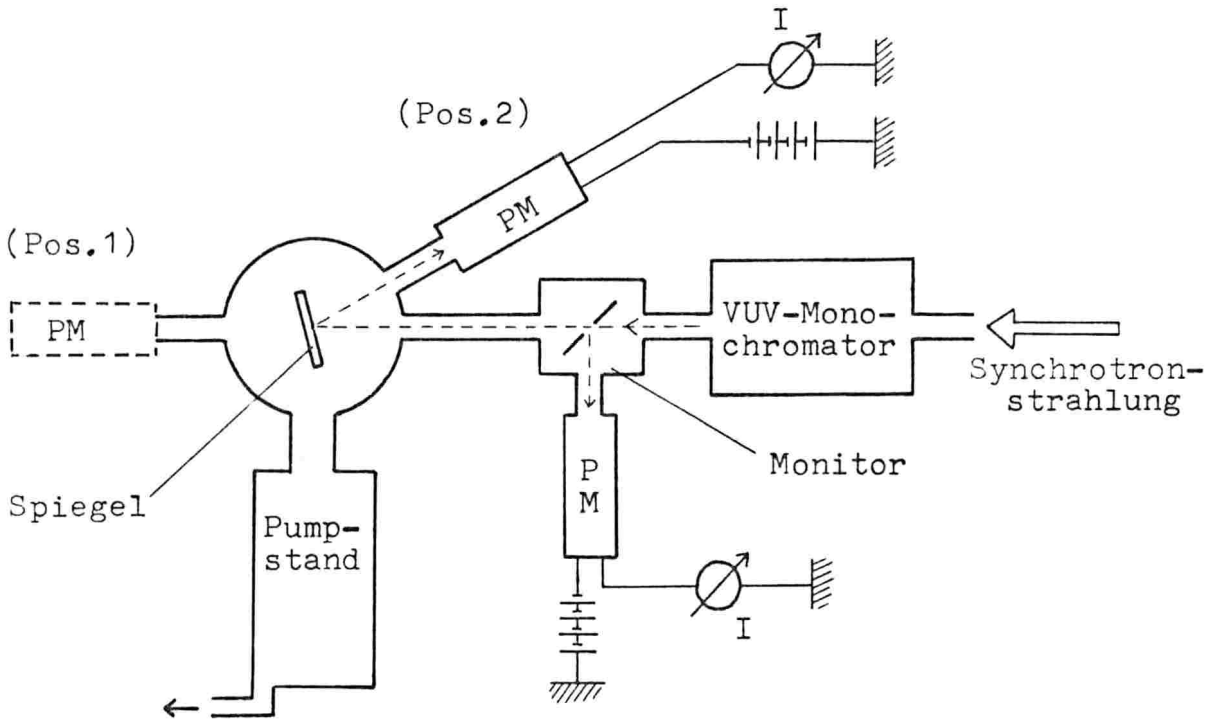


Abb. 29: Schematischer Aufbau der Vakuumapparatur zur Reflexionsmessung mit L_β-Licht (PM = Photomultiplier)

sität (I_o) in Position 1 (vgl. Abb. 29) gemessen und anschließend über den Spiegel in Position 2 (I_s). In beiden Positionen ist der Abstand vom Spiegel zum Photomultiplier derselbe. Zwischendurch wird die Vakuumapparatur belüftet und der Photomultiplier von Position 1 in Position 2 umgesetzt. Mit den zugehörigen Monitorsignalen M_o und M_s erhält man das Reflexionsvermögen R:

$$R = \frac{I_s}{M_s} \frac{M_o}{I_o} \quad .$$

Die Öffnungen der benutzten Photomultiplier sind mit Natriumsalicylat ($C_7H_5NaO_3$) beschichtet, das mit einem Wirkungsgrad von ca. 1 jedes Lichtquant mit z.B. 1026 Å Wellenlänge in ein Lichtquant der Wellenlänge 4300 Å (grün) umwandelt, für das der Photomultiplier empfindlich ist. Das Hochvakuum wird durch eine Turbomolekularpumpe erzeugt, durch die eine

Verschmutzung des Spiegels durch rückströmendes Pumpöl entfällt. An die Photomultiplier angeschlossene Elektrometer messen die Signalströme.

Die Dunkelströme von Detektor- und Monitor-Photomultiplier betrugen $6 \cdot 10^{-11}$ bzw. $2 \cdot 10^{-9}$ Ampere. Sie wurden von den zugehörigen Signalströmen subtrahiert, die Werte von typischerweise $6 \cdot 10^{-9}$ und $2 \cdot 10^{-7}$ Ampere besaßen. Um brauchbare Ergebnisse zu erzielen, muß der vom Monitor durchgelassene Lichtstrahl vollständig in die Öffnung des Photomultipliers gelangen, was eine sorgfältige Justierung erforderte.

Während der Reflexionsmessungen betrugen im Synchrotron die Teilchenenergie im Strahl 0,63 GeV und der Strahlstrom 25 mA. Die Spaltbreite des Monochromators betrug 1 mm, das einem Wellenlängenintervall von ±10 Å entspricht. So wurden für die Spiegel mit 250, 500 und 1000 Å MgF_2 Reflexionsvermögen von 12 %, 12,3 % und 12,4 % gemessen. Um die Unterschiede in der Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der MgF_2-Schichtdicke zu erhalten, wurden die gleichen Messungen für den Wellenlängenbereich von 500 bis 1500 Å durchgeführt. Der Monochromator wurde hierbei mit einer elektronischen Steuerung automatisch durchgestimmt und das Monitor- und Detektorsignal gleichzeitig mit einem y_1-y_2-t-Schreiber aufgezeichnet. Die Kurven wurden mit Hilfe der Gleichung für R (s.S.61 u.) ausgewertet. Das Ergebnis (s. Abb. 30) für 1026 Å stimmt etwa mit den Einzelmessungen überein.

Das relativ geringe Reflexionsvermögen von 12 % kann folgende Ursachen haben:

1. Die Bedampfungsrate betrug ca. 20 Å/s, das sowohl für MgF_2 (45 Å/s) als auch für Al (400 Å/s) zu wenig ist.
2. Die Al-Schichtdicke liegt mit 3000 Å außerhalb des unkritischen Bereichs.
3. Aus technischen Gründen mußte die Bedampfungsapparatur zwischen Al- und MgF_2-Bedampfung kurz belüftet werden, wodurch sich eventuell schon ein dünner Aluminiumoxid-Film bilden konnte.

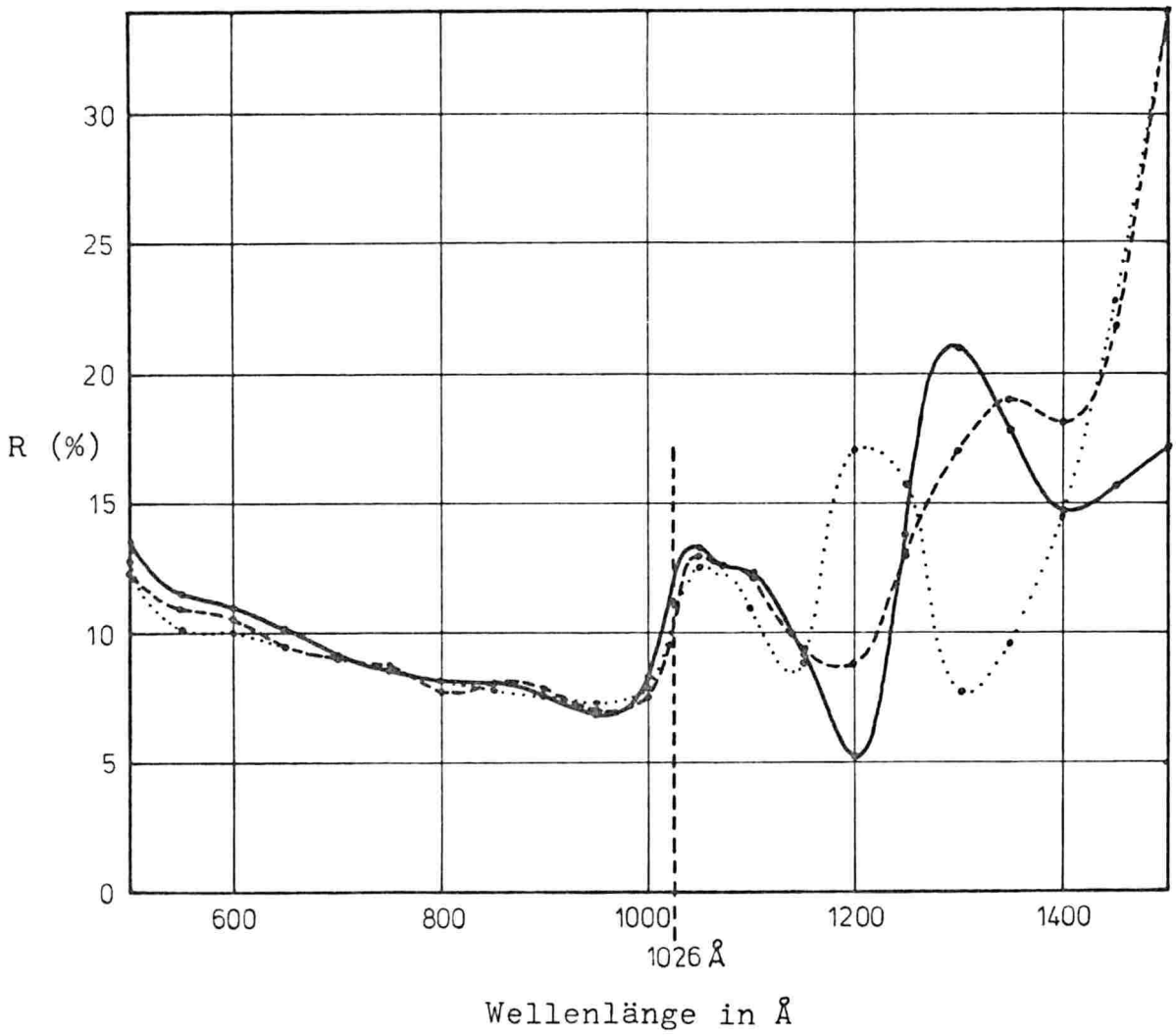


Abb. 30: Reflexionsvermögen von drei Spiegeln im Wellenlängenbereich von 500 bis 1500 Å, Beschichtungen: 3000 Å Al + 250 Å (——), 500 Å (– – –) und 1000 Å (·····) MgF_2

Die von Canfield, Hass und Waylonis durchgeführten Messungen (Abb. 27 a) zeigen, daß bei einer Wellenlänge von 1000 Å das Reflexionsvermögen von Al+MgF_2-Beschichtungen etwa 10 % beträgt. Die von uns durchgeführten Messungen liefern also trotz der nicht optimalen Justiermöglichkeiten der benutzten Apparatur eine gute Übereinstimmung. Die Minima und Maxima in den Kurven (Abb. 30) entstehen durch Interferenz zwischen den Lichtwellen, die an der Oberfläche der MgF_2-Schicht und

denen, die erst an der Aluminiumoberfläche reflektiert werden.

Ein weiterer Hohlspiegel mit einer Beschichtung von 1000 Å Aluminium + 110 Å LiF + 30 Å MgF_2 wurde hergestellt, wobei nur zwischen LiF- und MgF_2-Bedampfung kurz belüftet wurde. Der Z-Faktor von LiF konnte durch ein Telefonat mit der Firma Balzers festgestellt werden und beträgt 0,774. Leider konnten keine Reflexionsmessungen mehr durchgeführt werden, da die bisher benutzte Vakuumapparatur durch einen verbesserten Aufbau mit stabilem Verschiebetisch ersetzt werden sollte. Der neue Aufbau wurde jedoch nicht früh genug fertiggestellt.

3.4 Die Nachweiselektronik

Auf die Lemosa-Vakuumdurchführung ist ein von G. Meisel selbstgebauter schneller Vorverstärker /27/ aufgesteckt, der die Strompulse vom Elektronenvervielfacher-Kanal in Spannungspulse umwandelt und verstärkt. Die weitere elektrische Aufbereitung und Zählung der Pulse erfolgt in einer in /28/ näher beschriebenen Zählelektronik, die schematisch in Abb. 31 dargestellt ist.

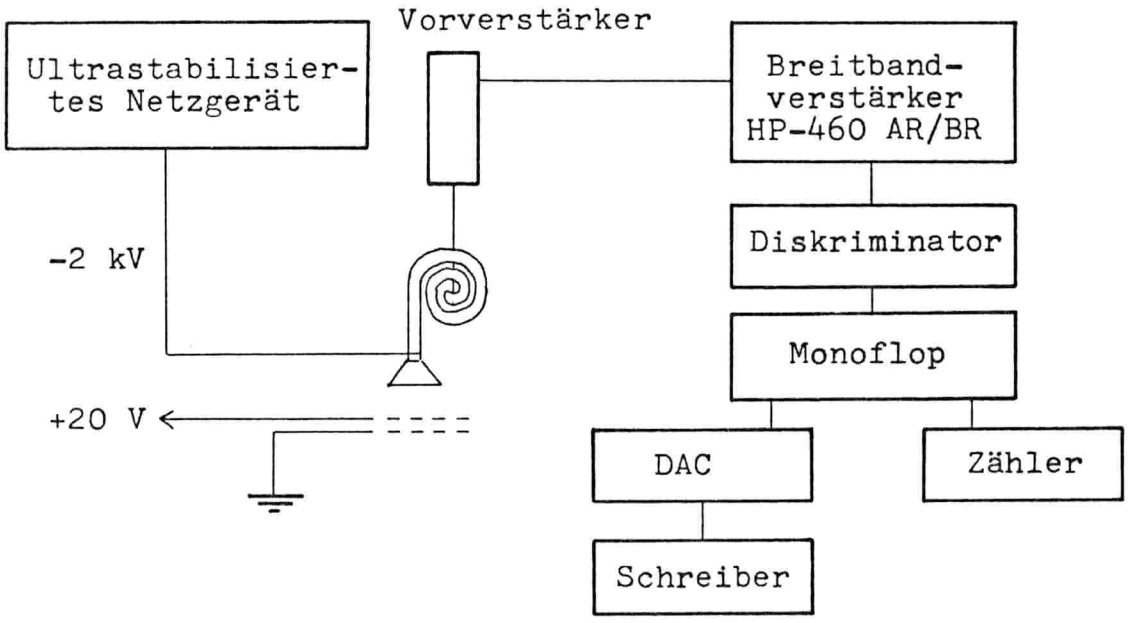


Abb. 31: Blockschema der zum elektrischen und optischen Quenchen benutzten Nachweiselektronik

Zur besseren Auflösung der H_α-Hyperfeinstruktur (Abschnitt 4.2.2) wurde der Laserstrahl periodisch unterbrochen und das Signal mit einem Lock-in-Verstärker aufgenommen (s. Abb. 32).

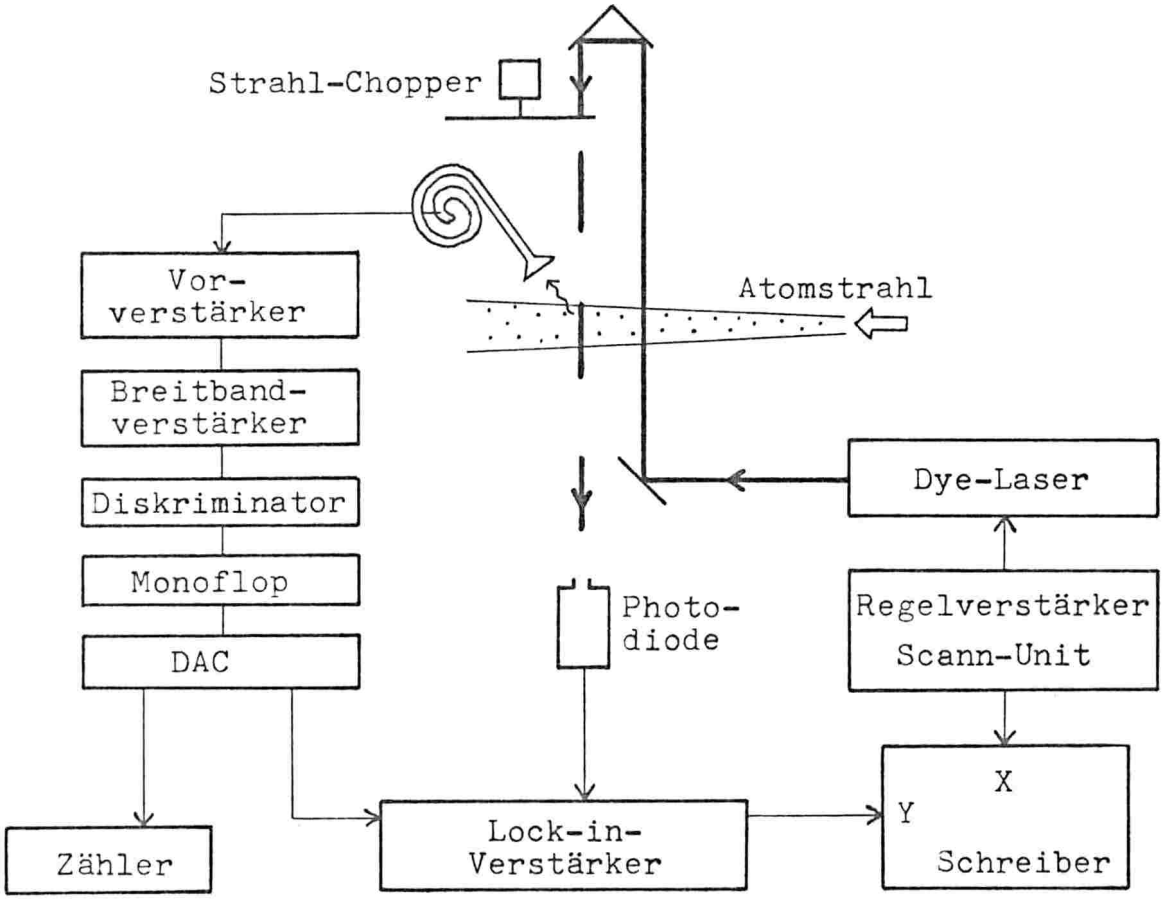


Abb. 32: Blockschema der Nachweiselektronik mit Lock-in-Technik

Mit einer Photodiode wird der modulierte Laserstrahl aufgefangen und das Signal an den Lock-in-Verstärker weitergegeben. Zur Unterbrechung des 14 mm breiten Laserstrahls dient eine Kreisscheibe aus Karton, die je vier gleichgroße Hell- und Dunkelsektoren besitzt. Der Antrieb erfolgt durch einen Spaltpolmotor, der üblicherweise zur Kühlung elektronischer Geräte durch Ventilation verwendet wird. Die Drehzahl entspricht der Netzfrequenz, doch wegen eines vorhandenen Schlupfes ergab sich eine Chop-Frequenz von 194 Hz. Dadurch gab es keine Störeinwirkungen durch Oberwellen der Netzfrequenz von 50 Hz.

4. Durchführung der Messungen

4.1 Messungen mit elektrischem Quenchen

Um ein großes optisches Quenchsignal zu erhalten, müssen möglichst viele metastabile H(2S)-Atome die Nachweisregion erreichen. Der Nachweis dieser Atome und die Optimierung des Signals erfolgt durch elektrisches Quenchen, da dies weniger Aufwand erfordert als das optische Quenchen mit Laserlicht.

4.1.1 Allgemeines

Vor Beginn der Messungen sollte der Druck in der Anregungs- und in der Nachweiskammer kleiner als ca. $5 \cdot 10^{-6}$ Torr sein, die Kathode muß ihre Betriebstemperatur (800 - 900°C) besitzen und die Wasserstoffentladung gleichmäßig brennen. Die anfangs durch Luftmoleküle verursachte blasse Farbe der Entladung muß in das typische Rot einer reinen Wasserstoffentladung übergegangen sein.

Dieser Prozeß läßt sich dadurch wesentlich beschleunigen, daß beim Evakuieren der Vakuumapparatur die Wasserstoffzuleitung bis zur H_2-Vorratsflasche mitevakuiert wird. Nach dem Schließen des Dosierventils (vgl. Abb. 14, S.32) wird durch sofortiges Einlassen von Wasserstoff in der Zuleitung ein Überdruck von 0,5 atm erzeugt, der verhindert, daß Luftmoleküle in die Zuleitung gelangen. Die Wasserstoffentladung brennt so nach ca. zwei Minuten einwandfrei.

Im folgenden wird auf die Aufnahme und Vergrößerung des elektrischen Quenchsignals eingegangen. Nach dem Umzug mit der Atomstrahlapparatur vom Institut für Angewandte Physik in Bonn in das Kernforschungszentrum Karlsruhe wurde erstmalig wieder ein elektrisches Quenchsignal registriert, als mit der ersten Detektorversion (Abb. 22 a, S.49) mit einem LiF-Fenster (Ø 20 mm, Stärke 1 mm) vor dem Channeltron zum Fernhalten der Ionen gemessen wurde. Die Elektronen erhalten durch die

Beschleunigungsspannung von 50 V genügend Energie, um Wasserstoffatome ionisieren zu können ($E_{Ion.}$ = 13,6 eV). Das Quenchsignal, das 130 s^{-1} auf einem Untergrund von 60 s^{-1} betrug, trat jedoch zunächst nur auf, wenn die Beschleunigungsspannung von 50 V auf 100 V erhöht worden war. Nach dem Zurückstellen auf 50 V blieb das Signal für einige Minuten erhalten. Das deutet darauf hin, daß durch die erhöhte Spannung Oberflächenladungen abgezogen wurden, durch die die H(2S)-Atome schon in der Elektronenkanone gequencht wurden.

Der Ausbau des LiF-Fensters ergab eine Erhöhung der Signalzählrate auf 750 s^{-1} auf einem Untergrund von 350 s^{-1}. Dabei wurden in der Elektronenkanone entstehende Wasserstoffionen durch Ablenkmagnete und durch ein elektrisches Abschirmgitter vor dem Channeltron ferngehalten. Zur Veranschaulichung ihrer Wirkung, die in den nächsten Abschnitten behandelt wird, sind in der folgenden Tabelle typische Untergrundzählraten angegeben:

Tab. 3:

Abschirmgitter (U = +20 V)	Elektromagnet (I_M = 200 mA)	Untergrundzählrate (s^{-1})
-	-	50000
-	ein	2000
ein	-	400
ein	ein	250

Ein Magnetstrom von 200 mA entspricht dabei einem Magnetfeld von 200 Gauß, das mit einer Hallsonde zwischen den Magnetpolen gemessen wurde.

Für das anfangs benutzte LiF-Fenster erhält man aus dem Verhältnis der Signalzählraten mit und ohne LiF-Fenster eine Transmission von 130/750 = 17 % für Lyman-α-Strahlung. Dieser relativ geringe Wert ist vermutlich auf eine Reaktion des LiF mit dem Wasserdampf der Luft zurückzuführen. Eine Verschmutzung durch Pumpöl kann ausgeschlossen werden, da das Fenster

erstmalig in Gebrauch war. Bildet man das Verhältnis der Untergrundzählraten mit und ohne LiF-Fenster, so erhält man ebenfalls 60/350 = 17 %. Daraus ergibt sich, daß der verbleibende Untergrund bei Benutzung der Ablenkmagnete und des Abschirmgitters praktisch nur aus Lichtquanten besteht.

In der zweiten Detektorversion (Abb. 22 b, S. 49) stehen die Quenchplatten außerhalb und parallel zum Atomstrahl. Das Signal stieg bei Verwendung dieser Version gegenüber der ersten Version von 750 auf 950 s^{-1}, und der Untergrund fiel von 350 auf 170 s^{-1}. Der Anstieg des Signals ist auf das im Atomstrahl fehlende Gitter aus der ersten Detektorversion zurückzuführen, das mit einer Transmission von 80 % einen Teil der H(2S)-Atome zurückhielt. Die Abnahme des Untergrundes läßt sich durch UV-Licht erklären, das in der ersten Detektorversion durch H(2S)-Atome erzeugt wurde, die beim Auftreffen auf das Gitter gequencht wurden.

4.1.2 Wirkung der Ionenablenkmagnete

Nach dem Austritt aus der Elektronenkanone durchquert der Atomstrahl das durch die Elektromagnete hervorgerufene transversale Magnetfeld, das aufgrund der Lorentzkraft die Wasser-

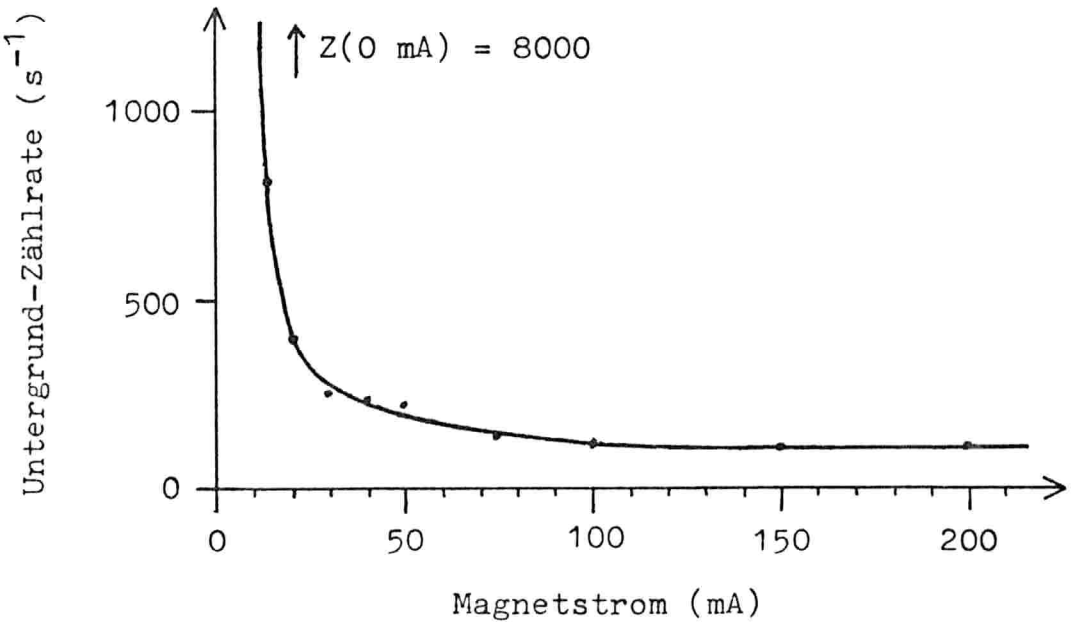


Abb. 33: Untergrundzählrate als Funktion des Magnetstroms

stoffionen aus dem Strahl herauslenkt. Abb. 33 ist zu entnehmen, daß mit einem Magnetstrom von 100 mA schon der maximale Effekt erreicht wird. Im Bereich von ± 20 mA erhält man durch die Remanenz im Magnetkern keine eindeutigen Zählraten, was in diesem Fall jedoch nicht interessiert.

Durch das Ein- und Austreten der H-Atome aus dem Magnetfeld wirkt auf sie ein zeitlich veränderliches $\vec{B}$-Feld. Aus den Maxwell-Gleichungen geht mit $-\dot{\vec{B}} = \text{rot}\,\vec{E}$ hervor, daß die Änderung von $\vec{B}$ ein elektrisches Feld hervorruft, das die H(2S)-Atome bei genügend großer Feldstärke quencht. In Abb. 34 ist das Quenchsignal aus der Nachweisregion als Funktion des Magnetstroms aufgetragen. An der Abnahme des Quenchsignals sieht man, daß ein Quencheffekt durch die Magnete erst oberhalb von 200 mA auftritt. Die Einstellung des Magnetstroms ist also unkritisch im Bereich zwischen 100 und 200 mA.

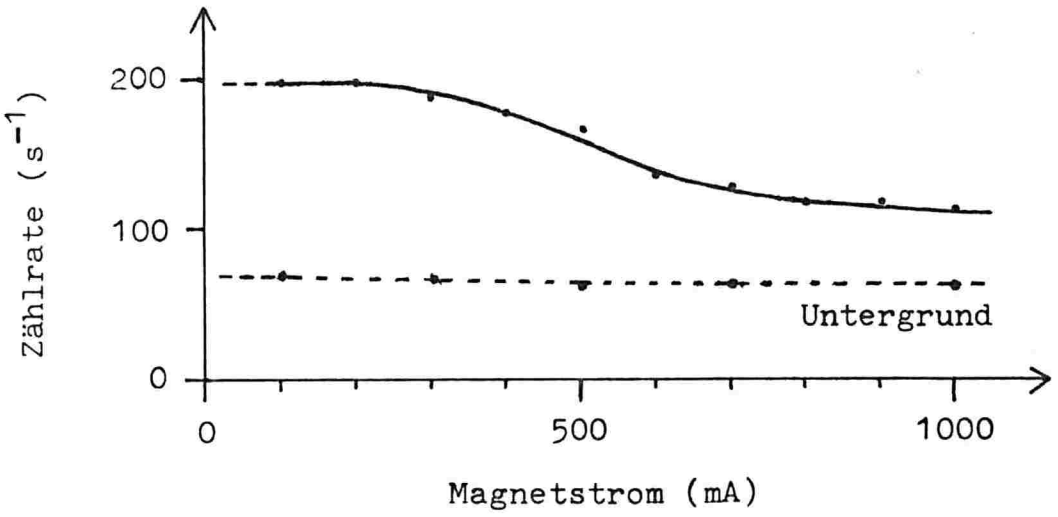


Abb. 34: Das Quenchsignal + Untergrund als Funktion des Magnetstroms

4.1.3 Elektrische Abschirmung des Channeltrons gegen Ionen

Ein ca. 3 mm vor dem Auffangtrichter des Channeltrons angebrachtes Tantalgitter errichtet mit einer positiven Spannung einen Potentialwall, den positive Ionen nicht durchdringen können (s. Abb. 21, S.47). Abbildung 35 zeigt die Untergrundzählrate als Funktion der Gitterspannung für zwei verschiedene Beschleunigungsspannungen (U_B) der Elektronen.

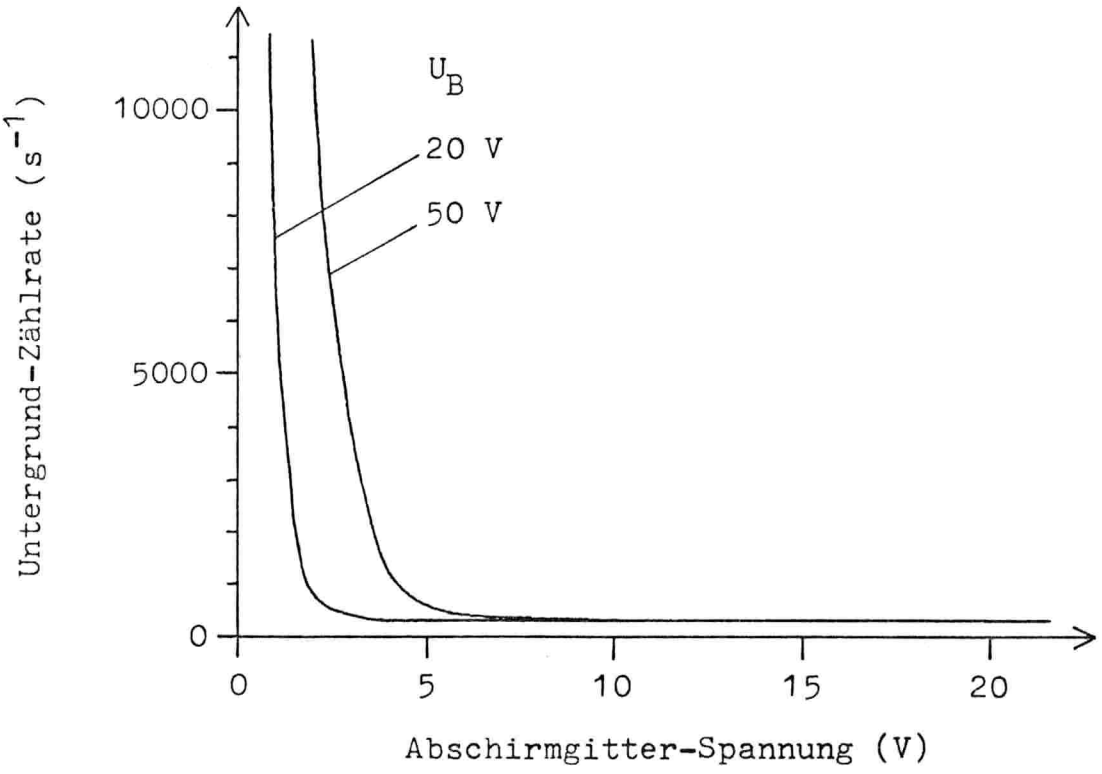


Abb. 35: Die Untergrundzählrate als Funktion der Spannung am Abschirmgitter für zwei Beschleunigungsspannungen U_B

Für U_B = 50 V ist eine Spannung am Abschirmgitter von 10 V ausreichend, um praktisch alle positiven Ionen fernzuhalten. Eine Erhöhung der Spannung bis auf 100 V ergab keine weitere Senkung der Untergrundzählrate. Angelegte negative Spannungen und Versuche mit zwei Gittern, von denen eines auf positivem, das andere auf negativem Potential lag, führten zu keiner Verbesserung.

Bei geschlossenem Ventil zwischen Anregungs- und Nachweiskammer ist die Untergrundzählrate mit 0,25 Hz gerade der Nulleffekt des Channeltrons. Ein zunächst auftretender Untergrund von 100 s^{-1} zeigte sich als unabhängig von der am Abschirmgitter anliegenden Spannung und ließ sich auf Hochfrequenzeinfang durch das Versorgungskabel des Abschirmgitters außerhalb der Vakuumkammer zurückführen. Ein Tiefpaßfilter, das außerhalb des Vakuums am Vakuumflansch in die Spannungszuführung eingefügt wurde, beseitigte diesen Effekt.

Ein durch flüssigen Stickstoff gekühltes LiF-Fenster, das für Lyman-ß-Strahlung durchlässig ist und zum Fernhalten von Ionen in Betracht kam, brauchte nicht realisiert zu werden, denn der mit den Magneten und Abschirmgittern verbleibende Untergrund ist ausreichend niedrig und besteht überdies nur noch aus UV-Licht.

4.1.4 Einfluß der Düsenposition

Bei der Anregung des Atoms durch Elektronenstoß erfolgt an das Atom ein Impulsübertrag, wodurch es beim Stoß eine Ablenkung erfährt. In einer Arbeit von Stebbings u.a. /29/ wird die Winkelverteilung von H(2S)-Atomen nach der Anregung durch Elektronenstoß für unterschiedliche Elektronenenergien angegeben. Die mittlere Geschwindigkeit der Atome im Strahl betrug danach 7500 m/s, dagegen in dem Experiment dieser Arbeit 4600 m/s. Da der qualitative Verlauf der Winkelverteilungen jedoch gleich sein wird, ist in Abb. 36 eine Winkelverteilungskurve angegeben. Das Maximum der Verteilung liegt bei einem Ablenkwinkel von einigen Grad.

Erstmalig wurde der Ablenkeffekt in diesem Versuch beobachtet, als ein Verschieben der Austrittsdüse an der Entladungsröhre nach oben eine Vergrößerung des Quenchsignals bewirkte. Während bei der Justierung aller Blenden einschließlich Düse auf eine Achse das Signal und der Untergrund 450 s^{-1} und 80 s^{-1} betrugen, ergab eine Verschiebung der Düse um ca. 4 mm nach oben die Werte 600 s^{-1} und 40 s^{-1}.

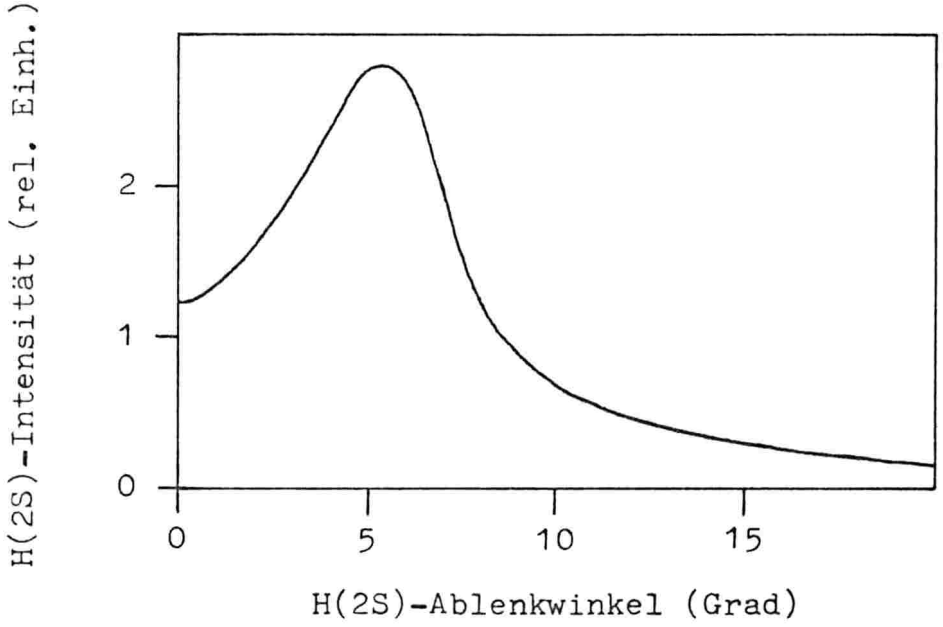


Abb. 36: H(2S)-Intensität als Funktion des Ablenkwinkels (v_H = 7500 m/s, E_{e^-} = 30 eV) /29/

Durch die Änderung des Strahlverlaufs wurde jedoch das Anregungsvolumen nun nicht mehr optimal genutzt (Abb. 37 a). Deshalb wurde erneut die Düse und die Lochblende am Dom ebenfalls nach oben versetzt (Abb. 37 b). Der Winkel des in die

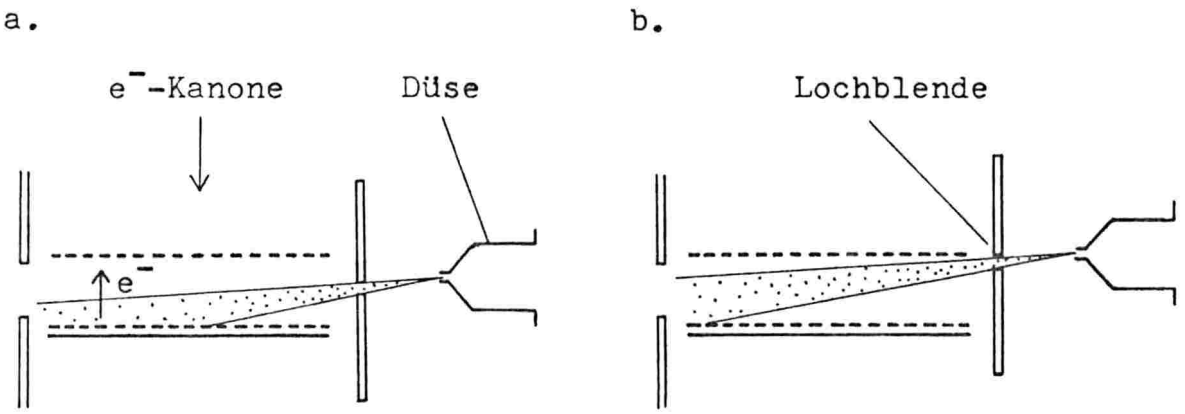


Abb. 37: Schräger Einfall des Atomstrahls zur Kompensation der Ablenkung durch Elektronenstoß a: durch Anheben der Düse b: mit besserer Ausnutzung des Anregungsvolumens

Elektronenkanone einfallenden Atomstrahls beträgt bei Optimierung des Quenchsignals etwa 6°. Bei einer Vergrößerung der Elektronenenergie mußte der Ablenkwinkel kleiner gewählt werden, um ein maximales Signal zu erhalten, was eine Übereinstimmung mit der Arbeit von Stebbings ergibt.

Die Vergrößerung der Beschleunigungsspannung für die Elektronen auf mehr als 50 V bewirkte eine Abnahme des Signal-Untergrund-Verhältnisses. Die Variation der Beschleunigungsspannung und damit der Elektronenenergie ergab für die Signalhöhe und das Signal-Untergrund-Verhältnis optimale Werte bei einer Beschleunigungsspannung zwischen 40 und 50 V.

4.2 Messungen mit optischem Quenchen

Wie schon in der Einleitung beschrieben, geschieht das Vermessen der Balmer-α-Linie durch Anregung der H(2S)-Atome in den 3P-Zustand mit einem auf den Übergang abgestimmten Farbstoff-Laser. Die durch das optische Pumpen erzeugten 3P-Atome zerfallen zu 90 % in den Grundzustand, wobei die beim Zerfall entstehenden Lyman-ß-Quanten dem Nachweis des H_{α}-Übergangs dienen.

4.2.1 Messung zweier H_{α}-Feinstrukturlinien

Zur optischen Anregung wurde ein Farbstoff-Ringlaser der Firma Coherent verwendet, der von einem Argon-Ionen-Laser der Firma Spectra-Physics gepumpt wurde. Mit einer Pumpleistung von 6 bis 7 Watt "single line" im grünen Wellenlängenbereich (514 nm) wurde für die H_{α}-Linie (656 nm) eine Ausgangsleistung von 200 mW erreicht. Der Ringlaser, für den der Farbstoff DCM benutzt wurde, arbeitet im Ein-Moden-Betrieb mit einer effektiven Bandbreite von 1 MHz. Er wird auf die Flanke eines eingebauten Referenz-Etalons stabilisiert und kann durch Kippen einer Brewsterplatte im Referenz-Etalon über einen Frequenzbereich von maximal 30 GHz durchgestimmt werden.

Zum Auffinden der H_α-Resonanz wurde die Laserfrequenz zunächst mit einem Monochromator grob eingestellt und anschließend in das Plasma der Wasserstoff-Entladung gelenkt. Nach dem Finden des H_α-Resonanzlichtes wurde das Laserlicht in die Wechselwirkungszone eingestrahlt. Es konnte durch Beobachten der Zählrate auf eine der H_α-Feinstrukturkomponenten abgestimmt werden. Das Wechselwirkungsvolumen wurde vergrößert, indem der Laserstrahl mit einem Teleskop auf einen Durchmesser von 14 mm aufgeweitet wurde. Alle Meßkurven in diesem Kapitel wurden mit einem x-y-Schreiber im Format DIN A3 aufgezeichnet, was ein genaues Vermessen der Linien ermöglichte und wurden zum Abdrucken in dieser Arbeit auf das Format DIN A6 bzw. DIN A5 verkleinert.

Zur Aufnahme der H_α-Feinstrukturlinien (Abb. 39) diente die Detektoranordnung aus Abb. 25 a (S.52), die der Einfachheit halber in nebenstehender Abbildung noch einmal gezeigt wird. Der Farbstoff-Laser wurde laut Einstellung der Scan-Unit über 30 MHz durchgestimmt (Abb. 39). Kontrollmessungen ergaben jedoch für die H_α-Frequenz einen Korrekturfaktor von 0,93, so daß der Scan-Bereich etwa 28 MHz betrug.

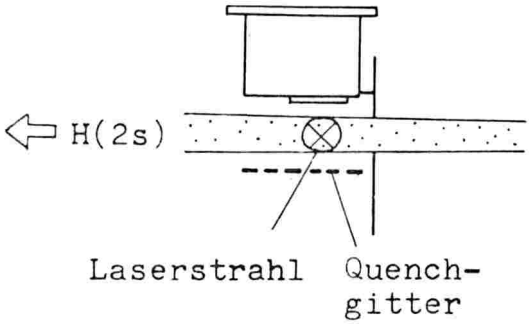


Abb. 38: Detektoranordnung zur Aufnahme der Feinstrukturlinien

Ein Vergleich der gemessenen Linienabstände in Abb. 39 und in den folgenden Abbildungen mit den theoretischen Werten ergab abhängig von der Scan-Weite Abweichungen von einigen Prozent. Diese wurden durch Anpassen des Frequenz-Maßstabes korrigiert; überdies sind sie für diese Arbeit unerheblich.

Nach Verringerung des Abstandes vom Detektor zur WW-Zone wurden im Maximum der Feinstrukturlinien Zählraten bis zu 4800 s^{-1} auf einem Untergrund von 80 s^{-1} registriert. Das

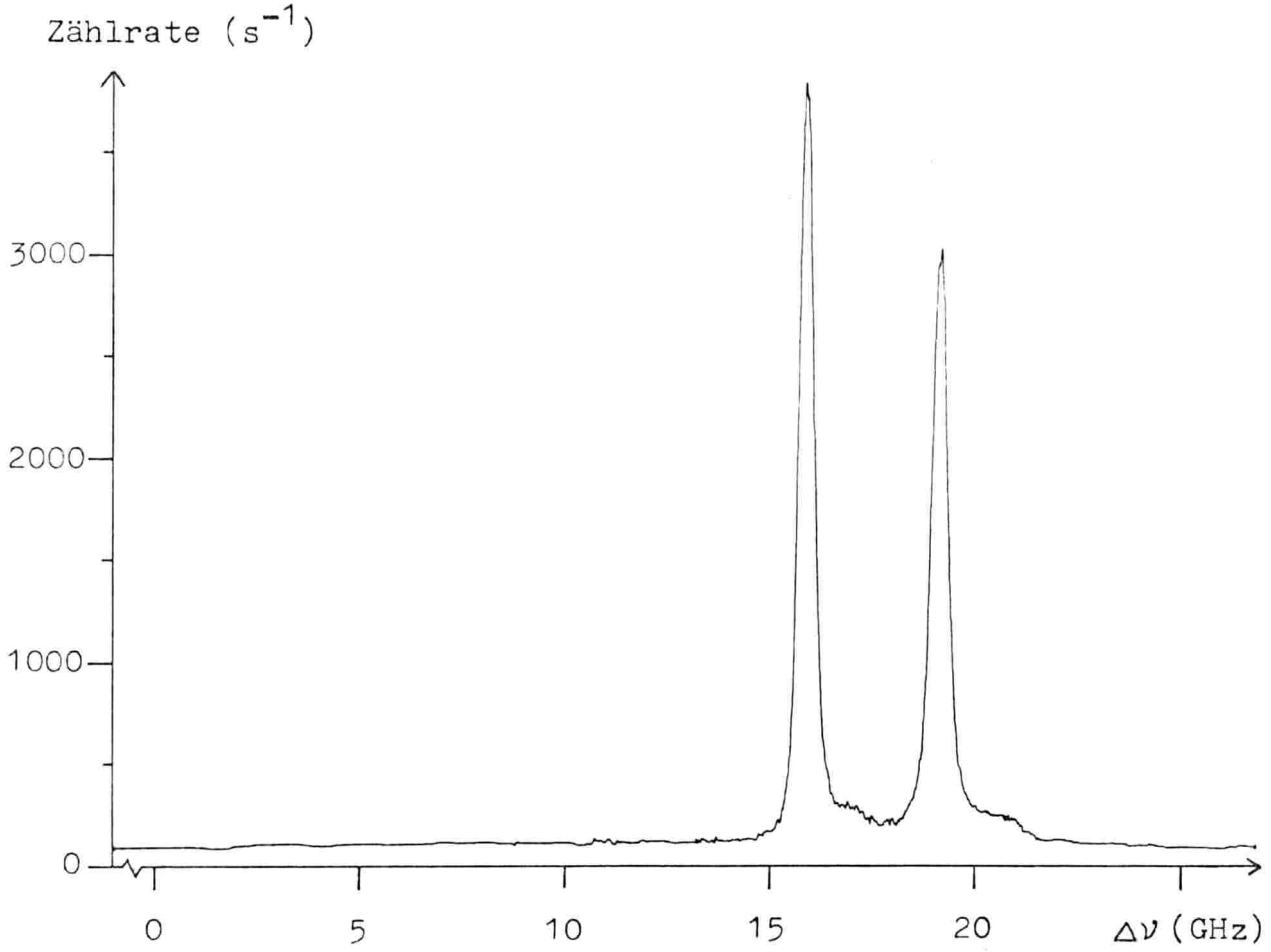


Abb. 39: Die beiden H_α-Feinstrukturkomponenten (L_β-Zählrate als Funktion des relativen Frequenzabstandes) ($U_B = 40$ V, $I_{e^-} = 9$ mA, $I_{Entl.} = 50$ mA, $U_{Ch} = -2$ kV, $P_{Nachw.} = 10^{-6}$ Torr, $P_{Anreg.} = 2 \cdot 10^{-6}$ Torr, $P_{Dom} = 9 \cdot 10^{-6}$ Torr, $I_{Laser} = 125$ mW, Scanweite 28 GHz)

entspricht einem Signal-Untergrund-Verhältnis von 60:1. In Abb. 39 sind die wichtigsten Versuchsparameter unten mit aufgeführt. Dabei bedeutet U_B die Beschleunigungsspannung, I_{e^-} der Elektronenstrom durch die Anregungszone, $I_{Entl.}$ der Wasserstoff-Entladungsstrom, U_{Ch} die Versorgungsspannung des Channeltrons und I_{Laser} die Leistung des Laserlichtes in der WW-Zone. Die durch einen Tiefpaß bestimmte Zeitkonstante des x-y-Schreibers betrug in fast allen Messungen 1 Sekunde und die Meßdauer zwischen 2 und 5 Minuten. Soweit nichts anderes

vermerkt wurde, sind die Versuchsparameter in den folgenden Meßkurven dieselben.

Die Halbwertsbreiten in Abb. 39 betragen ca. 420 MHz. Bei einer mittleren atomaren Geschwindigkeit $\bar{v}$ von 4600 m/s und einem Öffnungswinkel des Atomstrahls von $\alpha = 4^{\circ}$ (30 mm Breite in 400 mm Entfernung) ergibt sich senkrecht zum Atomstrahl eine mittlere Geschwindigkeitskomponente von $\bar{v}_y \approx v \cdot 10/400 =$ 115 m/s. Zusätzlich kommt die sogenannte Powerverbreiterung von ca. 100 MHz hinzu (Abschnitt 4.2.3), so daß die zu erwartende und die gemessene Linienbreite gut übereinstimmen.

Das theoretische Intensitätsverhältnis der beiden Feinstrukturlinien ist 1:2 /33/. In Abb. 39 sind die Linien jedoch annähernd gleich hoch, da durch zu hohe Laserlicht-Intensität im Sättigungsbereich gemessen wurde.

Durch Verkleinern des Öffnungswinkels α vom Atomstrahl, was durch eine schmalere Blende (5 mm Breite) vor der WW-Zone

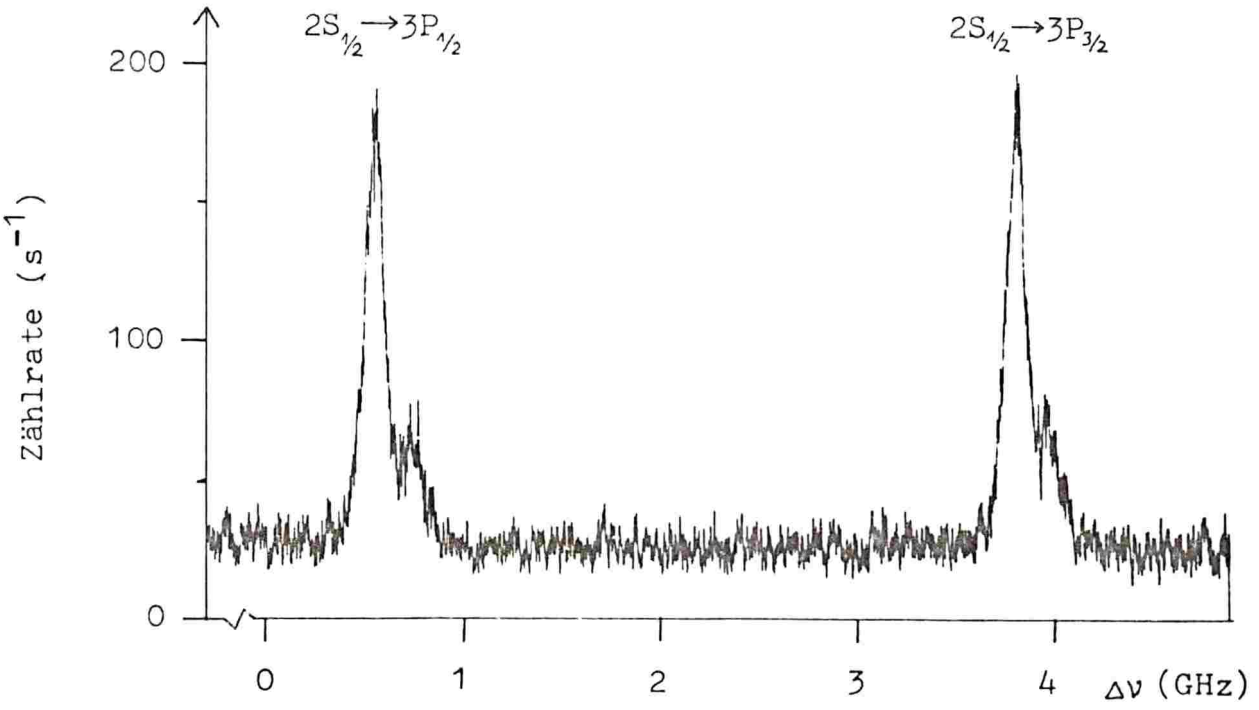


Abb. 40: Fein- und Hyperfeinstrukturkomponenten der H_α-Linie bei einer Blendenbreite von 5 mm vor der WW-Zone

erreicht wurde, konnte die Hyperfeinstruktur der H_α-Linie gerade aufgelöst werden (s. Abb. 40). Zu beachten ist der relativ niedrige Untergrund von 30 Hz. Er läßt den Schluß zu, daß der in den Messungen verbleibende Untergrund nicht durch Ionen entsteht, die durch Pumpöffnungen "hintenherum" zum Channeltron gelangen, da ein solcher Untergrund unabhängig von der Größe der Blendenöffnung sein sollte.

Eine weitere Verschmälerung der Blendenöffnung auf 1,3 mm Breite ergab keine Verkleinerung der Halbwertsbreiten. Der Grund liegt darin, daß der Atomstrahl keine punktförmige Quelle besitzt, sondern die H(2S)-Atome von verschiedenen Richtungen her aus der Elektronenkanone kommen. Der Untergrund sank hierbei jedoch auf $10\ s^{-1}$.

4.2.2 Auflösung der Hyperfeinstruktur durch Aufnahme des Lamb-Dips mit gegenläufigen Laserstrahlen

Wie in der Einleitung und in Abschnitt 2.1 erläutert, läßt sich durch Benutzung zweier gegenläufiger Laserstrahlen, die den Atomstrahl kreuzen, in der dopplerverbreiterten Linie ein Einschnitt mit natürlicher Linienbreite erzeugen, der sogenannte Lamb-Dip. Mit der Detektoranordnung aus Abb. 25 b (S.52), die in nebenstehender Abbildung noch einmal gezeigt wird, wurden die Hyperfeinstrukturlinien des H_α-Überganges aufgenommen (s. Abb. 42).

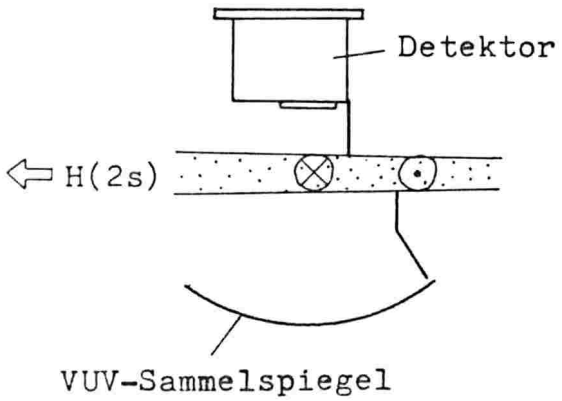


Abb. 41: Detektoranordnung zur Aufnahme des Lamb-Dips

Die obere Kurve zeigt das L_β-Fluoreszenzlicht aus der zweiten WW-Zone als Funktion der relativen Laserfrequenz. Man erkennt je einen Lamb-Dip auf den Linien-Mitten und als leichten Knick je einen Lamb-Dip auf der rech-

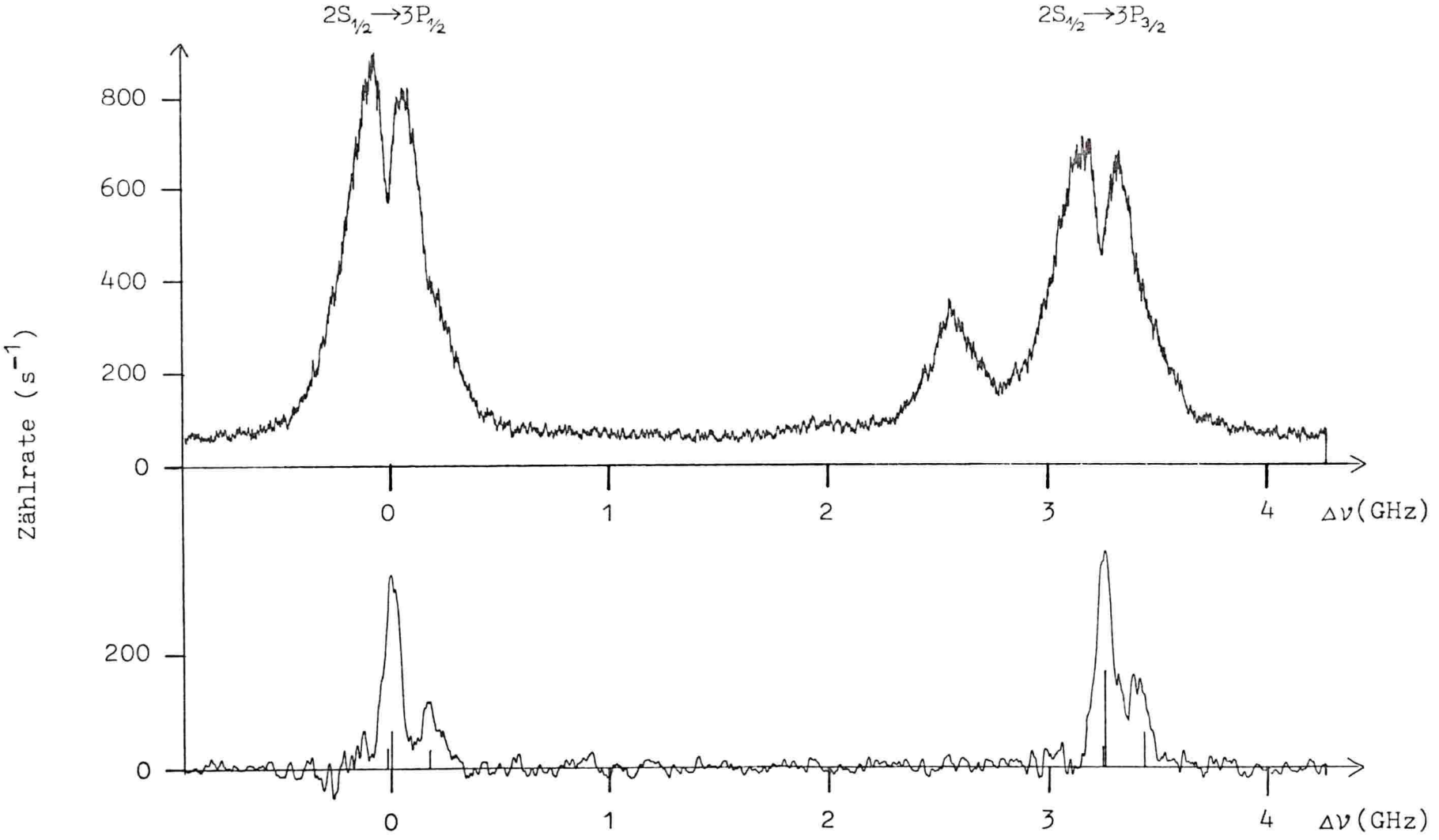


Abb. 42: Die beiden H_α-Feinstrukturlinien mit Lamb-Dips
obere Kurve: L_β-Intensität aus der zweiten Wechselwirkungszone
untere Kurve: Die Lamb-Dips aufgenommen mit Lock-in-Technik (→HFS)

ten Flanke der Linien. Der Peak links neben dem ($2S_{1/2} \longrightarrow 3P_{3/2}$)-Übergang entstand, als während der Messung plötzlich der Elektronenstrom anstieg und darauf wieder abfiel. Die Ursache dieses Anstiegs, der alle 1 bis 2 Stunden auftrat und nicht länger als eine Minute dauerte, konnte nicht geklärt werden.

Mit Lock-in-Technik konnten jeweils die Hyperfeinstrukturkomponenten getrennt werden, die aufgrund der natürlichen Linienbreite auflösbar sind. Hierfür wurde der rücklaufende Laserstrahl periodisch unterbrochen. Das Blockschema des Aufbaus ist in Abb. 32 (S.65) dargestellt. Die relativen Linienabstände stimmen innerhalb der gegebenen Genauigkeit mit den Literaturwerten überein. Diese wurden in Abb. 42, untere Kurve mit eingezeichnet.

Die Halbwertsbreite des jeweils kleineren Lamb-Dips, der nur eine Hyperfeinstrukturkomponente enthält, ist mit 90 MHz noch um einen Faktor 3 zu groß, was auf Powerverbreiterung (Abschnitt 4.2.3) zurückzuführen ist. Die mit dieser Anordnung und frischem Kathodenbelag erreichte maximale Quenchzählrate betrug 2500 s^{-1}. Nach mehreren Tagen Betrieb der Elektronenkanone sank der Elektronenstrom I_{e^-} auf 2 bis 3 mA und die optische Quenchzählrate auf ca. 400 s^{-1}. Zu bemerken ist, daß oberhalb von 10 mA eine weitere Erhöhung des Elektronenstroms keine wesentliche Vergrößerung der optischen Quenchrate bewirkt, so daß vermutlich zur Aufnahme der Linien ein Elektronenstrom von 10 mA ausreichend ist. Dieser Strom ist mit der benutzten Oxidkathode leicht zu realisieren.

Die maximale Meßzeit für einen "Scan" betrug apparativ bedingt unabhängig von der Breite des gewählten Frequenzintervalls ca. 5 Minuten. Um längere Integrationszeiten, damit höhere Signalzählraten und ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten, wurde die Zählrate mit einem Vielkanalanalysator aufgenommen, der zum Scan des Lasers synchronisiert war. Die Zahl der Kanäle betrug 1024. Anschließend erfolgte ein Datenübertrag auf einen 64k-Prozeßrechner. Mit einem erstellten Programm (Anhang, P1) ließ sich jeweils eine vorgege-

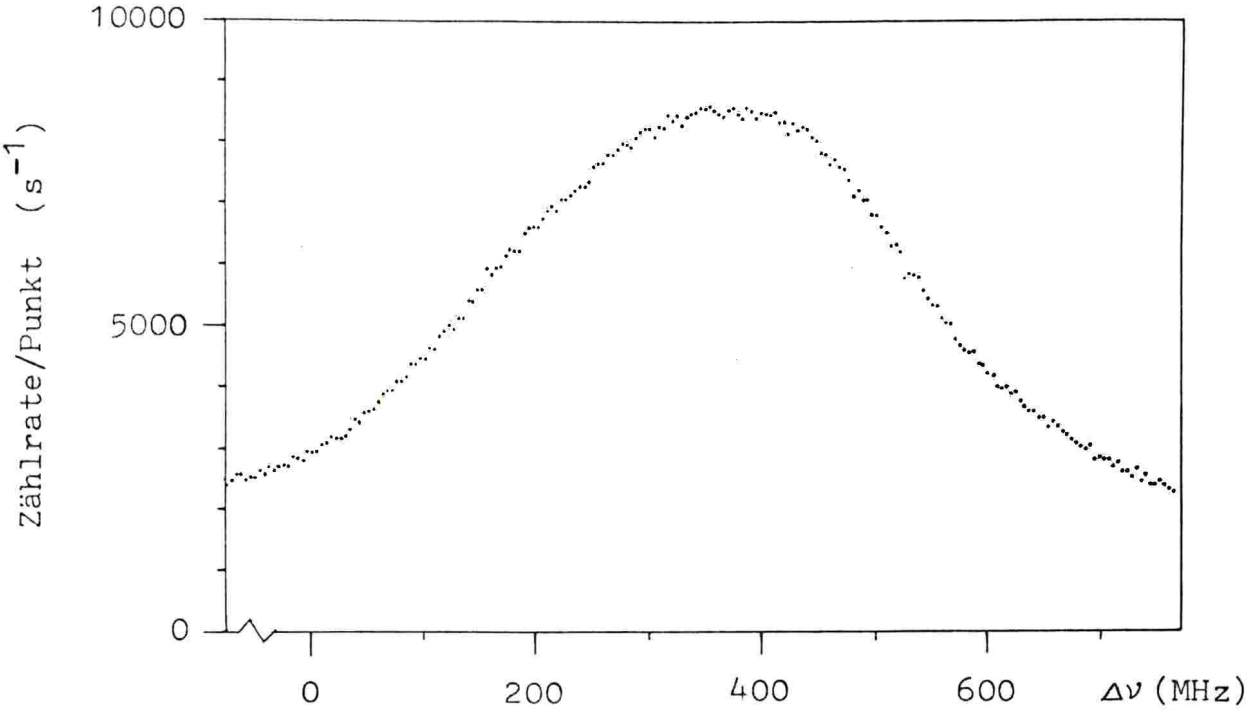
bene Zahl von Kanälen aufaddieren, um beim Ausdrucken der Meßkurven durch die Erhöhung der Zählrate ein günstigeres Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten.

In Abb. 43 und 44 wurde die $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$-Linie von einem x-y-Schreiber, der mit einem Programm gesteuert wurde, ohne und mit Lamb-Dip aufgezeichnet. Die Datenaufnahme mit dem Vielkanalanalysator erfolgte abwechselnd mit und ohne Lamb-Dip, um apparativ bedingte Langzeitschwankungen der Zählrate zu eliminieren, wobei anschließend die Zählraten der entsprechenden Kurven aufaddiert wurden. Der Wechsel erfolgte alle 10 Minuten, die Integrationszeit für beide Kurven insgesamt betrug ca. 100 Minuten. In jedem 10-Minuten-Abschnitt wurde das Aufnahme-Intervall zehnmal durchlaufen, was für jeden Kanal eine Zählzeit von 50 ms ergibt.

Die Subtraktion beider Kurven voneinander liefert die Hyperfeinstrukturkomponenten des Übergangs $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$ (Abb. 45). Die Breite des kleineren Maximums, das den Übergang vom Gesamtdrehimpuls $F = 0$ nach $F = 1$ darstellt, beträgt ca. 45 MHz und ist damit noch um einen Faktor 1,5 breiter als die natürliche Linienbreite. Diese Verbreiterung ist auf etwas zu hohe Laserleistung oder auf ein Driften der Laserfrequenz innerhalb der eineinhalb Stunden Meßzeit zurückzuführen. Das große Maximum hat eine Halbwertsbreite von 60 MHz, enthält jedoch zwei Linien mit einem gegenseitigen Abstand von 17,5 MHz. Die Höhen der Maxima verhalten sich zueinander wie das vorausgesagte Verhältnis von 3 : 1 (vgl. Abb. 4 b, S.7).

Ob es sich bei dem Rauschen der Feinstrukturlinien (Abb. 43 und 44) um das Rauschen einer reinen Teilchenstatistik handelt, läßt sich wie folgt prüfen: Es sei $\bar{Z}$ der Mittelwert der Zählraten Z_i eines Frequenzintervalls mit konstanter Signalhöhe. Bei einem reinen Teilchenrauschen gilt $\sqrt{\bar{Z}} = \sigma$, wobei sich die Standardabweichung σ aus der Varianz σ^2 /30/ ergibt mit

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(Z_i - \bar{Z})^2}{N - 1} \quad .$$



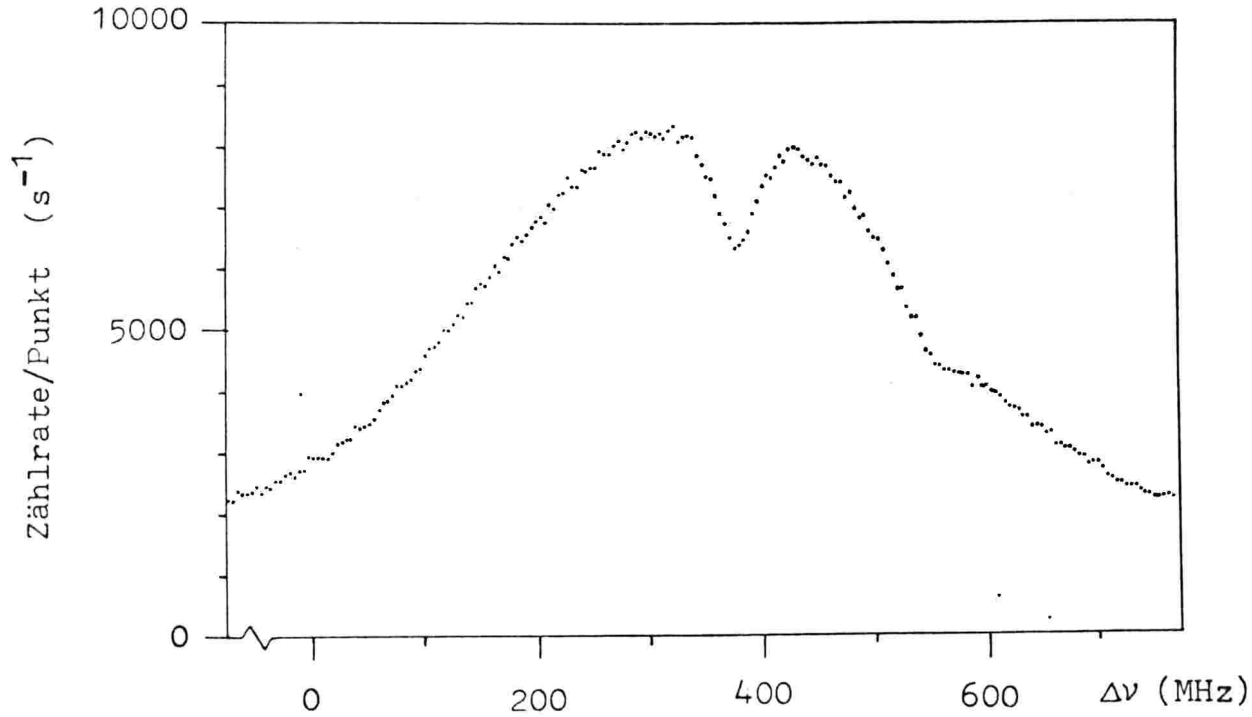


Abb. 43 (oben): Die H_α-Feinstrukturlinie $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$ ohne Lamb-Dip, Abszisse: relativer Frequenzabstand. In der Darstellung wurden je 5 aufeinanderfolgende Kanäle aufaddiert, $I_{e^-} = 3$ mA

Abb. 44 (unten): (wie oben) mit Lamb-Dip

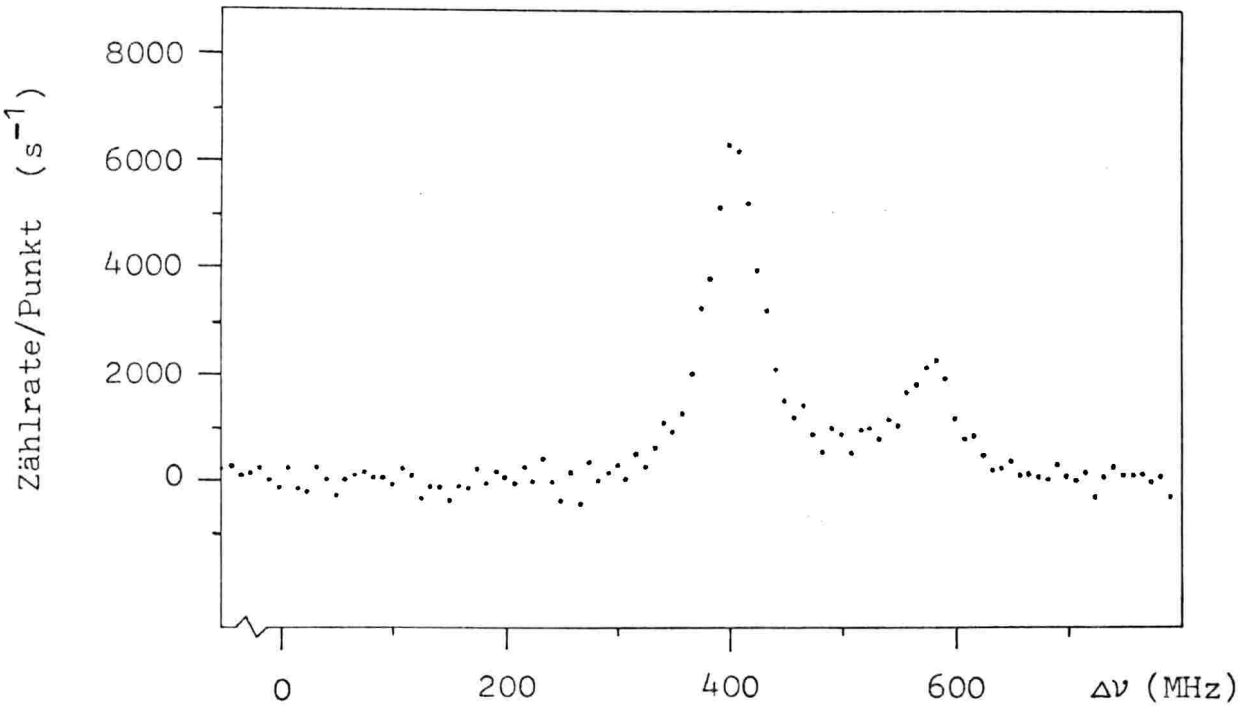


Abb. 45: Die Hyperfeinstrukturlinien des Übergangs $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$ in der Balmer-α-Linie $\hat{=}$ Differenz der Meßkurven aus Abb. 43 und 44. Je 10 aufeinanderfolgende Kanäle wurden aufaddiert.

Damit die Zählrate im benutzten Intervall keine Drift aufweist, wurde eine Intervallbreite von 25 Kanälen gewählt ($\hat{=}$ ~22 MHz). Im Maximum der Feinstrukturlinie (Abb. 43) beträgt die Zählrate pro Kanal ca. 1700, womit $\sqrt{\bar{Z}} \approx 41$ ist. Die Standardabweichung σ liegt mit 37 sogar etwas darunter. Auf der auslaufenden (rechten) Flanke der Linie ist $\sqrt{\bar{Z}} \approx 23$ und $\sigma \approx 28$. Da die Werte nahe zusammenliegen, machen sich also bei den benutzten Meßzeiten noch keine apparativ hervorgerufenen Schwankungen der Zählrate bemerkbar. Es handelt sich somit um reines Teilchenrauschen.

Nachdem zwei Wochen lang Messungen mit elektrischem und optischem Quenchen durchgeführt worden waren, wurde nach einer Unterbrechung von zwei Wochen mit optischem Quenchen weitergemessen. Zwischendurch wurde die Anregungskammer belüftet und die Kathode ausgebaut, um den Oxidbelag zu erneuern. Die

optischen Quench-Zählraten in der zweiten Meßperiode entsprachen denen der ersten, so daß die Messungen und damit die Herstellung des Strahls metastabiler H(2S)-Atome mit dieser Apparatur reproduzierbar sind.

Im folgenden wird die Größe des H(2S)-Teilchenstroms im Atomstrahl bestimmt. Die Abstrahlung des Lyman-ß-Fluoreszenzlichtes erfolgt isotrop. Das Channeltron besitzt mit einem Öffnungsdurchmesser von 10 mm und einem Abstand zur Mitte der WW-Zone von 16 mm einen halben Öffnungswinkel von 17,4°. Damit wird ein Raumwinkel von 0,286 erfaßt (s. Gleichung für Ω S.50 oben). Der vom Channeltron erfaßte Teil des Gesamtraumwinkels 4π ist demnach $X = 1/44$. Da der VUV-Spiegel die Zählrate erhöht, muß durch den Verstärkungsfaktor V (s.S.51 unten) dividiert werden. Die Quanteneffizienz Q von 8 % für L_β und die zwei Gitter vor dem Channeltron mit jeweils einer Transmission T_G von 80 % werden ebenfalls berücksichtigt. Mit einer Zählrate Z von 4500 s^{-1} erhält man für die Zahl der Übergänge 3P→1S pro Sekunde:

$$Z(3P \rightarrow 1S) = \frac{Z}{X \cdot V \cdot Q \cdot T_G^2} = 2{,}4 \cdot 10^6 \ s^{-1} \ .$$

Um den H(2S)-Teilchenstrom berechnen zu können, muß der Anteil der H(2S)-Atome, die mit den Laserphotonen in Resonanz sind, bekannt sein. Die Dopplerbreite der zugehörigen Linie (Abb. 39) beträgt 420 MHz. Mit der natürlichen Linienbreite von 30 MHz erhält man bei Absorption im Maximum der dopplerverbreiterten Linie einen Anteil der in Resonanz befindlichen H(2S)-Atome von ~ 7 %. Die natürliche Linienbreite wird jedoch bei einer Laserleistung von 125 mW durch die hohe Laserlicht-Intensität um einen Faktor von ungefähr 3 vergrößert (vgl. Abb. 49). Der Anteil der H(2S)-Atome, die mit den Photonen in Resonanz sind, beträgt demnach ~ 21 %. Das entspricht einem Teilchenstrom von $\underline{1{,}1 \cdot 10^7}$ H(2S)-Atomen pro Sekunde.

4.2.3 Einfluß von Leistung und Einfallswinkel des Laserlichtes

Die Linienverbreiterung durch eine hohe Laserlicht-Intensität in der WW-Zone kann zwei Ursachen haben:

1. Die Höhe einer aufgenommenen Linie ist proportional zur Intensität des Laserlichtes, wenn ein genügend großes Ensemble von H(2S)-Atomen zur Verfügung steht. In diesem Fall besitzt die Entvölkerungsrate des 2S-Niveaus nach der Wechselwirkung mit dem "ersten" Laserstrahl als Funktion von v_y gerade Lorentzform (Abb. 46 a). Die Halbwertsbreite entspricht einer Frequenzbreite von 30 MHz.

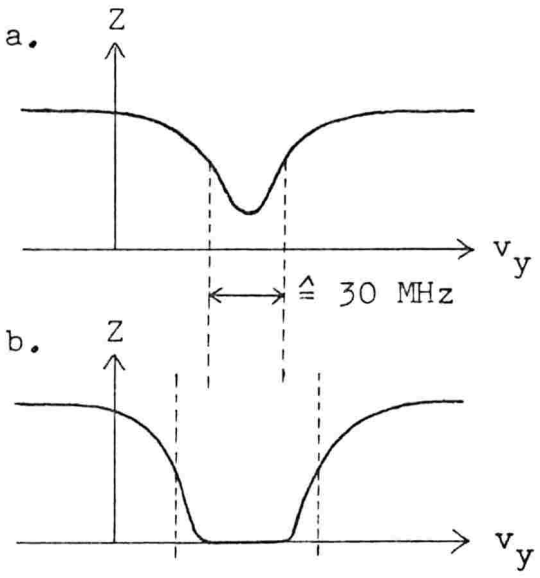


Abb. 46: v_y-Verteilung bei zwei verschiedenen Laserleistungen a: ohne b: mit "Powerverbreiterung"

Ist die Leistung des Laserstrahls zu groß, so wird ein Geschwindigkeitsintervall vollständig geleert (Abb. 46 b). Die Verbreiterung kommt dadurch zustande, daß die neue Linienbreite die Halbwertsbreite dieser "abgeschnittenen" Lorentzkurve ist.

2. Eine weitere Verbreiterung kann durch den AC-Starkeffekt des elektrischen Wechselfeldes der Photonen entstehen.

In Abb. 47 wurden die Feinstrukturlinien für verschiedene Laserlicht-Intensitäten aufgezeichnet. Die Intensität wurde durch Abschwächungs-Glasplättchen variiert, die in den Verlauf des Laserstrahls gebracht wurden und Abschwächungsfaktoren von 1/2, 1/5 und 1/10 ergaben. Abb. 48 zeigt die Zählrate im Maximum der Linien als Funktion der Leistung des Laserlichtes in der WW-Zone. Zur Bestimmung der Laserleistung wurden Ver-

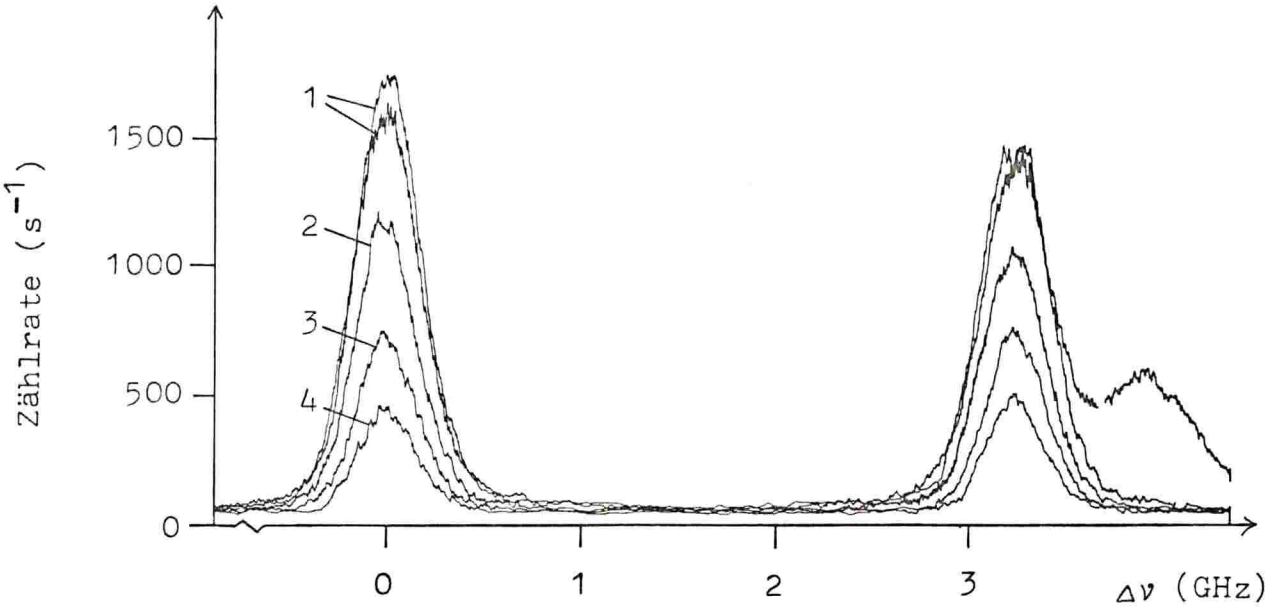


Abb. 47: Die H_α-Feinstrukturlinien bei unterschiedlicher Leistung des Laserstrahls in der WW-Zone (Kurve 1: 71 mW, 2: 35,5 mW, 3: 14,2 mW, 4: 7,1 mW, I_{e^-} = 7 mA, Kurve 1 wurde abschließend noch einmal aufgezeichnet, wobei inzwischen I_{e^-} auf 6,5 mA gesunken war $\longrightarrow$ kleinere Kurve)

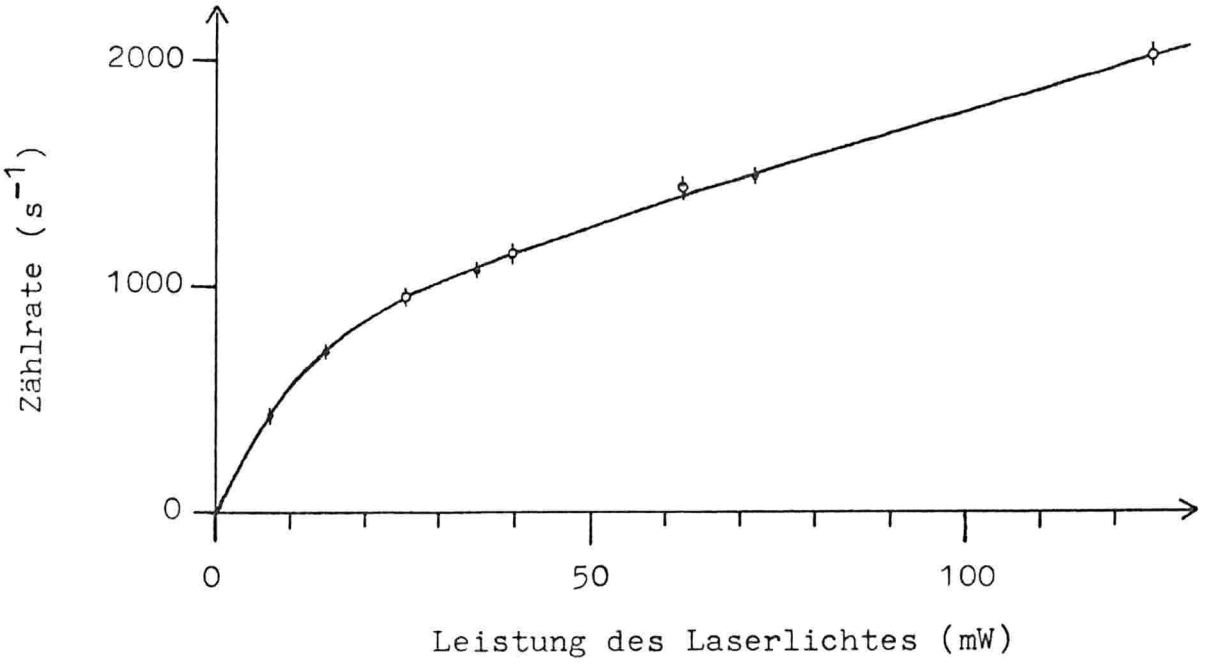


Abb. 48: Zählrate beim optischen Quenchen im Maximum der Linien abhängig von der Laserleistung in der WW-Zone

luste durch Reflexion an Glasscheiben und Linsen im Strahlverlauf mit 4 % pro Oberfläche berücksichtigt. Ebenfalls wurde die Anzeige des Meßgerätes für die Laser-Ausgangsleistung, die nur 60 % der tatsächlichen Leistung angibt, entsprechend korrigiert. Aus einer anderen Messung konnten vier weitere Meßpunkte hinzugewonnen werden, nachdem die aufgrund unterschiedlichem Kathodenstroms verschiedenen absoluten Zählraten mit einem Faktor angeglichen worden waren. Diese Meßwerte sind in Abb. 48 als kleine Kreise eingetragen. Man sieht, daß resultierend aus der Powerverbreiterung schon oberhalb einer Laserleistung von 10 mW ein unerwünschtes Sättigungsverhalten eintritt.

Zur weiteren Demonstration dieses Effektes wird in Abb. 49 die $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$-Linie mit Lamb-Dip bei unterschiedlicher Laserleistung gezeigt. Den Kurven 1 und 3 ist zu entnehmen,

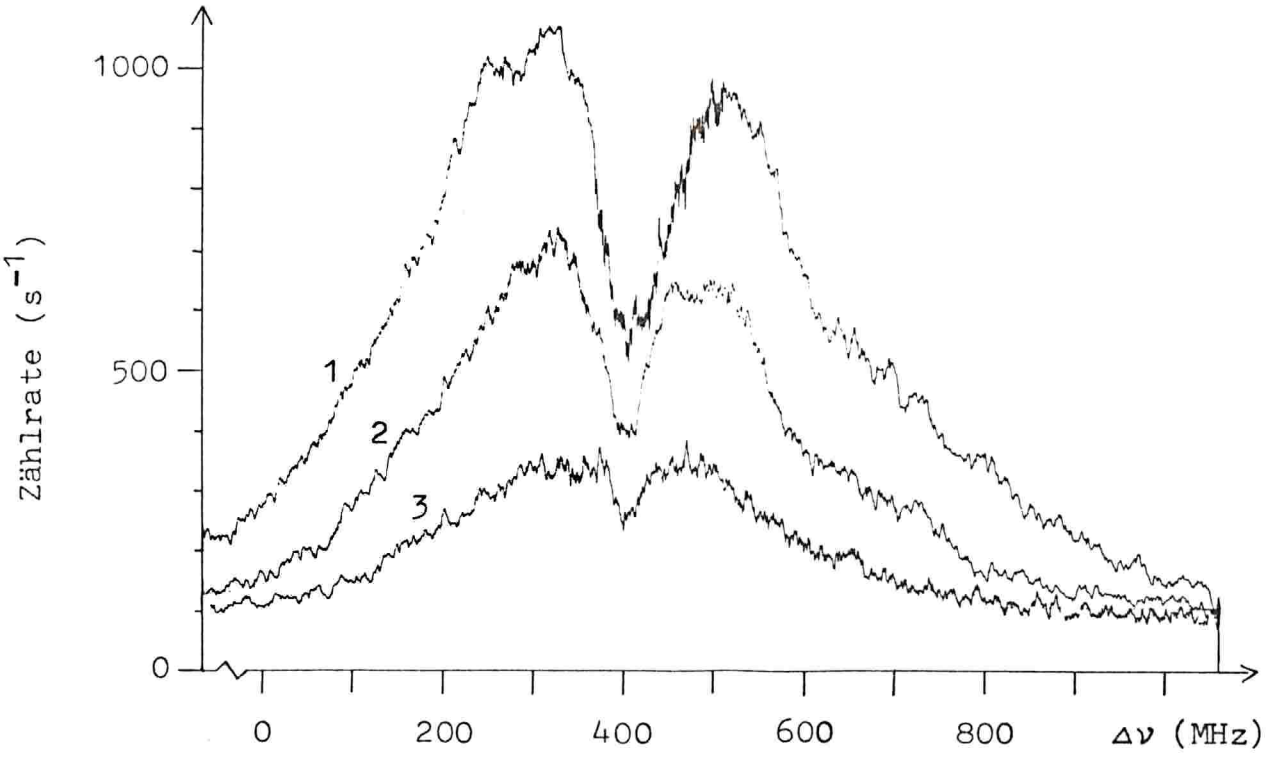


Abb. 49: Die $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$-Linie mit Lamb-Dip bei unterschiedlicher Laserleistung in der WW-Zone (Kurve 1: 130 mW, 2: 26 mW, 3: 8 mW)

daß der Lamb-Dip bei einer Laserleistung von 130 mW im WW-Volumen um etwa einen Faktor 3 verbreitert wird.

In der für die Aufnahme der Linien ohne Lamb-Dip verwendeten Detektoranordnung ist es möglich, sowohl optisch als auch elektrisch zu quenchen. Eine Messung im Maximum der dopplerverbreiterten Linie ergab mit optischem Quenchen eine 3P⟶1S-Zählrate von 4200 s^{-1} und unmittelbar darauf mit elektrischem Quenchen eine 2S⟶3P-Zählrate von 2500 s^{-1}. Bei 130 mW Laserleistung sind ca. 20 % der H(2S)-Atome (s.S.83 unten) mit dem Laserlicht in Resonanz, während durch das elektrische Quenchen nahezu alle H(2S)-Atome erfaßt werden. Dieser Faktor 5 wird jedoch durch die höhere Quanteneffizienz des Channeltrons für L_β-Licht von 8 % gegenüber der für L_α-Licht von 2 % /32/ mit einem Faktor 4 ausgeglichen, was sich im Einklang mit den Zählraten befindet. Abweichungen können unter anderem dadurch auftreten, daß die Wechselwirkungsvolumina bei elektrischem und optischem Quenchen unterschiedlich sind und damit auch die jeweilige Zählratenausbeute.

Variiert man den Winkel des einfallenden Laserstrahls zum Atomstrahl, so erfährt die dopplerverbreiterte Linie eine Verschiebung entsprechend dem linearen Dopplereffekt. Der Lamb-Dip dagegen bleibt aufgrund seiner Entstehung an derselben Stelle. In Abb. 50 sind beide Erscheinungen gut zu erkennen. Der Einfallswinkel des Laserstrahls wurde zwischen der Aufnahme beider Kurven um $0{,}91^\circ$ geändert. Bei Bestimmung der Mitten der dopplerverbreiterten Linien mußte darauf geachtet werden, daß sich jeweils auf der rechten Flanke ein weiterer kleiner Lamb-Dip befindet. Der Frequenzabstand der Linienmitten beträgt 112 MHz. Mit der Formel für den linearen Dopplereffekt entspricht dem eine Geschwindigkeitsänderung von $\Delta v_y = \Delta\nu\lambda = 74$ m/s. Die mittlere Geschwindigkeit der Atome ergibt sich daraus zu

$$\bar{v} = \frac{74}{\tan 0{,}92^\circ}\ \text{m/s} = 4600\ \text{m/s}\ .$$

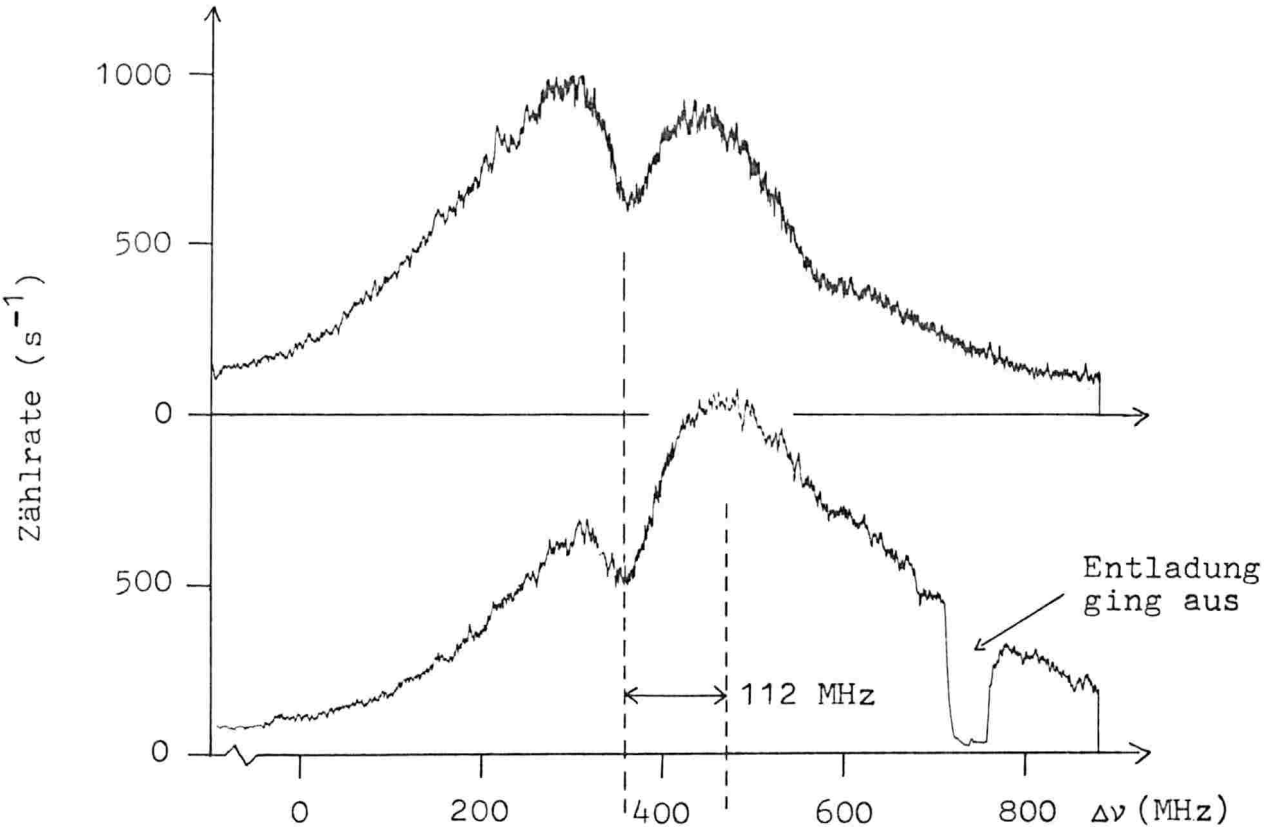


Abb. 50: Die $2S_{1/2} \longrightarrow 3P_{1/2}$-Linie mit Lamb-Dip bei zwei unterschiedlichen Einfallswinkeln des Laserstrahls zum Atomstrahl (Winkeldifferenz = 0,91°)

Diese Angabe ist jedoch mit einem Fehler versehen, der aus der Unsicherheit bei der Bestimmung der Winkeldifferenz, der Linienverschiebung und durch eine mögliche Ungenauigkeit des Frequenzmaßstabes entsteht.

Zu erwähnen ist, daß bei dem Ausgehen der Wasserstoffentladung die Quenchzählrate auf wenige Hz sinkt (z.B. 30 Hz in Abb. 52). Das läßt auf die hohe Effektivität der Entladung schließen und auf einen vernachlässigbaren Effekt der H_2-Molekül-Dissoziation + Anregung durch e^--Stoß in der Elektronenkanone.

Die Beziehung $\frac{m}{2} v^2 = \frac{3}{2} \cdot kT$ ergibt mit v = 4600 m/s eine Temperatur im Innern der Wasserstoffentladung von ~580°C. Aus Gleichung (1) auf S. 12 folgt, daß für die Temperatur T_S im Atomstrahl, die aus der relativen Bewegung der Atome unter-

einander entsteht, gilt: $T_S \approx \alpha^2 \cdot T$, wobei T die Temperatur der Entladung ist (beides sind absolute Temperaturen). Mit einem halben Öffnungswinkel α des Atomstrahls von 2° beträgt die Strahltemperatur ca. $1{,}0^o$ Kelvin.

4.2.4 Ausblick und mögliche Verbesserungen

Durch unterschiedliche Breiten der Blende vor dem WW-Volumen ist es möglich, den Lamb-Dip in einer mehr oder weniger stark dopplerverbreiterten Linie aufzunehmen. Deshalb soll geprüft werden, ob eine schmale oder eine breite Blende vorteilhafter ist. In Abb. 51 a und b sind die Hyperfeinstrukturlinien eines Feinstruktur-Niveaus mit zwei unterschiedlichen Dopplerbreiten und ihren Lamb-Dips skizziert.

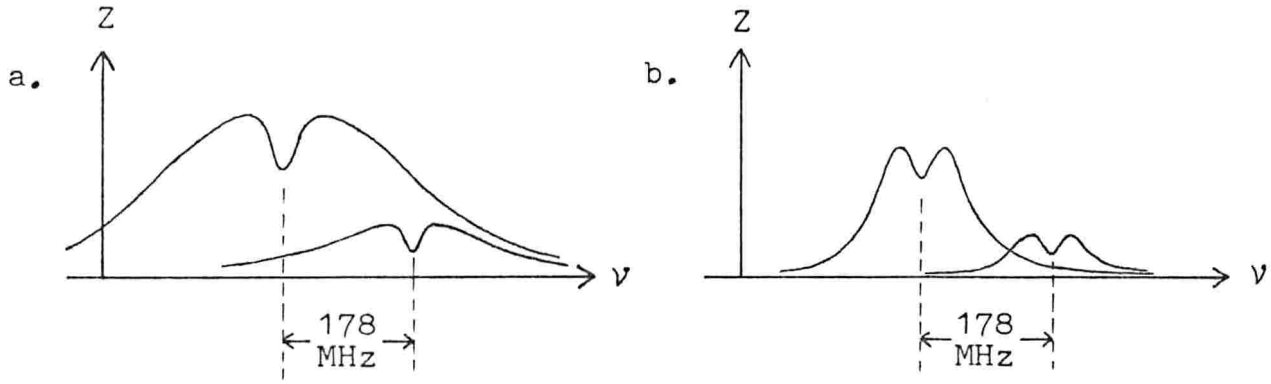


Abb. 51: Die dopplerverbreiterten Hyperfeinstrukturlinien mit Lamb-Dips als Funktion der Laserfrequenz a: ~300 MHz und b: ~100 MHz Dopplerbreite

Die größere Dopplerbreite hat den Vorteil, daß der Lamb-Dip in einen annähernd konstanten Untergrund eingebettet ist und damit in guter Näherung Lorentzform besitzt. Ebenfalls ist bei der größeren Blendenbreite das WW-Volumen größer und damit auch die absolute Zählrate. Der Vorteil der schmalen Dopplerbreite liegt darin, daß die dopplerverbreiterten nahe zusammenliegenden Hyperfeinstrukturlinien mit der isoliert

liegenden Linie nur wenig überlappen und damit der Untergrund der starken (jeweils linken) Linie praktisch wegfällt.

Experimentell ist die Dopplerbreite sowohl nach oben als auch nach unten begrenzt. Die untere Grenze ist mit einer Blendenbreite von 5 mm gegeben, da eine Verkleinerung der Breite auf weniger als 5 mm keine Einengung der Dopplerbreite mehr bewirkt (vgl. S. 76,77). Die obere Grenze liegt bei etwa 40 mm. Bei einer größeren Blendenbreite ist die "Länge" des WW-Volumens, das aufgrund des Laserstrahls Zylinderform besitzt, groß gegenüber dem Abstand vom WW-Volumen zum Detektor. Die Lyman-ß-Quanten aus den "Enden" des Zylinders haben dadurch einen relativ großen Abstand und außerdem einen flachen Einfallswinkel zum Channeltron. Die Zählrate nimmt also bei zu groß werdendem WW-Volumen nicht mehr zu.

Dieser Abschnitt soll zur Entscheidung zwischen großer und kleiner Dopplerbreite beitragen. Angenommen das Verhältnis der Dopplerbreiten beträgt 4. Bei der größeren Dopplerbreite ist die Signalzählrate gegenüber der kleineren Breite wegen des größeren WW-Volumens um etwa einen Faktor 4 größer und das Signal-Rausch-Verhältnis um einen Faktor 2. Das Signal der isoliert liegenden Hyperfeinstrukturlinie wird jedoch durch die überlagerte linke Flanke der benachbarten Linie um einen Faktor von ungefähr 3 erhöht. Damit nimmt das Signal-Rausch-Verhältnis um einen Faktor $\sqrt{3}$ ab, was den vorherigen Faktor 2 in etwa kompensiert. Bei der größeren Dopplerbreite besitzt der Lamb-Dip jedoch eher Lorentzform, so daß meiner Meinung nach die Vorteile der größeren Dopplerbreite überwiegen. Gegebenfalls sollten Messungen mit verschiedenen Blendenbreiten (z.B. 10 und 30 mm) durchgeführt werden, um anhand der aufgenommenen Linien zu entscheiden.

Das mit dem Vielkanalanalysator und dem Rechner erhaltene Signal-Rausch-Verhältnis der Hyperfeinstrukturlinien in Abb. 45 (S.82) läßt sich durch folgende Änderungen verbessern:

1. Die in der Detektorversion zur Aufnahme des Lamb-Dips verwendete Blende zur Formung des Atomstrahls und zum Fernhalten

des Fluoreszenzlichtes aus der ersten WW-Zone erfordert einen größeren Abstand zwischen der zweiten WW-Zone und dem Channeltron. Die Folge ist eine um einen Faktor 2,5 bis 3 geringere Signalzählrate. Eine Verbesserung stellt deshalb die dritte Detektorversion (Abb. 25 a, S. 52) ohne Quenchgitter und mit VUV-Spiegel dar, die schematisch in Abb. 52 gezeigt wird. Das Fluoreszenzlicht aus der ersten WW-Zone wird wegen des flachen Einfallswinkels und dem relativ großen Abstand

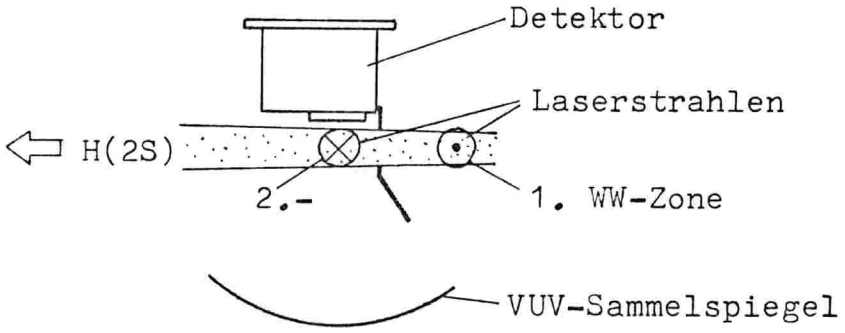


Abb. 52: Vorschlag einer verbesserten Detektorversion

zum Channeltron nur wenige Prozent der Signalhöhe betragen. Ein mit 10 % vermutlich zu hoch angesetzter Anteil aus der ersten WW-Zone bewirkt eine Verstärkung des Teilchenrauschens von $\sqrt{Z}$ auf $\sqrt{Z + Z/10} \approx 1{,}05 \cdot \sqrt{Z}$, also um etwa 5 %. Der dafür gewonnene Faktor 3 in der Signalhöhe durch Verkürzung des Abstandes WW-Zone - Detektor ergibt jedoch eine Vergrößerung des Signal-Rausch-Verhältnisses um $\sqrt{3}$, was einer Zunahme von ca. 70 % entspricht.

2. Die Hyperfeinstrukturlinien in Abb. 45 (S. 82) wurden mit einer Scannweite von etwa einem GHz aufgenommen. Die natürliche Linienbreite beträgt 30 MHz. Für die Messung des Lamb-Dips der isoliert liegenden Linie (F: $0 \rightarrow 1$) ist deshalb ein Frequenzintervall von 100 bis 150 MHz ausreichend. Das bedeutet eine Verringerung der Integrationszeit bzw. Vergrößerung des Signals um einen Faktor 6 bis 10.

3. Bei der Aufnahme des Lamb-Dips (Abb. 45) betrug der Elektronenstrom 3 mA. Mit einer frischen Oxidkathode ist eine Signalerhöhung um einen Faktor 2 bis 3 zu erwarten.

Zusammengefaßt ergeben jeweils die kleineren Werte der Faktoren dieser drei Änderungen eine Gesamterhöhung der Signalzählrate bei gleicher Integrationszeit um einen Faktor von $2,5 \cdot 6 \cdot 2 = \underline{30}$.

Anhang Basic-Programme zur Handhabung der angelegten Files (Zählraten aus Abschnitt 4.2.2)

P1

```
LOAD "HANSII

◆ LIST
0010 INPUT "ZAHL DER JEWEILS AUFADDIERTEN KANAELE:  ",S
0020 DIM N2$[5],N1$[8],F$[2]
0030 LET N2$="HANSI"
0040 INPUT "FILE  ",F$
0050 LET N1$=N2$,".",F$
0060 LET C=0
0070 LET Y=0
0080 DIM A[1024],B[1024]
0090 PRINT N1$
0100 OPEN FILE[4,3],N1$
0110 READ FILE[4],C
0120 FOR I=1 TO C
0130   READ FILE[4],Y,A[I],Y,Y
0140 NEXT I
0150 CLOSE FILE[4]
0160 REM                              FILE UMSETZEN
0170 FOR I=1 TO 1024
0180   LET B[I]=0
0190 NEXT I
0200 FOR X=1 TO 1024 STEP S
0210   FOR L=1 TO S
0220     IF X+L-1>1024 THEN GOTO 0260
0230     LET B[X]=B[X]+A[X+L-1]
0240   NEXT L
0250 NEXT X
0260 REM                              NEUES FILE
0270 OPEN FILE[2,1],"HANSI.05"
0280 LET M=INT(1024/S)
0290 WRITE FILE[2],M
0300 LET X=1
0310 FOR I=1 TO M
0320   WRITE FILE[2],X,B[X],0,0
0330   LET X=X+S
0340 NEXT I
0350 CLOSE FILE[2]
0360 STOP

◆
◆
```

Bemerkung: Das Programm addiert in einem File (Hansi.01..04) jeweils n aufeinanderfolgende Kanäle und legt einen neuen File an (Hansi.05) mit entsprechend weniger (1024/n) Kanälen.

Eingabe	Ausgabe
run"Hansii	Zahl der jeweils auf-addierten Kanäle:
n (z.B. 10)	File
02 (z.B.)	File Hansi.02
	(Programm läuft)

P2

Bemerkung: Das Programm druckt Nummer und Inhalt der Kanäle eines Files in 5 Spalten nebeneinander aus.

Eingabe	Ausgabe
run"Hansitab	Auszudrucken-des File:
05 (z.B.)	Hansi.05
	(Progr. läuft)

```
LOAD "HANSITAB

◆ LIST
0010 DIM N2$[5],N1$[8],F$[2]
0020 LET N2$="HANSI"
0030 INPUT "AUSZUDRUKENDES FILE :  ",F$
0040 LET N1$=N2$,".",F$
0050 LET C=0
0060 LET Y=0
0070 DIM A[1200],B[1200]
0080 DIM K$[70]
0090 LET K$="#### ######    #### ######    #### ######    #### ######    ####
# ######"
0100 PRINT N1$
0110 OPEN FILE[4,3],N1$
0120 READ FILE[4],C
0130 FOR I=1 TO C
0140   READ FILE[4],Y,A[I],Y,Y
0150 NEXT I
0160 CLOSE FILE[4]
0170 FOR I=1 TO C STEP 5
0180   PRINT USING K$,I,A[I],I+1,A[I+1],I+2,A[I+2],I+3,A[I+3],I+4,A[I+4]
0190 NEXT I
0200 STOP

◆
```

P3

```
LOAD "HANSIWI

◆ LIST
0010 INPUT "ZU BERECHNENDE KURVE := A(I)-W◆B(I) MIT W = ",W
0020 DIM A[1200],B[1200],C[1200]
0030 OPEN FILE[5,3],"HANSI.03"
0040 READ FILE[5],C
0050 OPEN FILE[6,3],"HANSI.02"
0060 READ FILE[6],D
0070 IF C<>D THEN PRINT "C<>D"
0080 FOR I=1 TO C
0090   READ FILE[5],Y,A[I],Y,Y
0100   READ FILE[6],Y,B[I],Y,Y
0110   LET C[I]=A[I]-W◆B[I]+200
0120 NEXT I
0130 CLOSE
0140 OPEN FILE[1,1],"HANSI.04"
0150 WRITE FILE[1],1024
0160 FOR I=1 TO C
0170   WRITE FILE[1],I,C[I],0,0
0180 NEXT I
0190 CLOSE
0200 STOP

◆
```

Bemerkung: Das Programm subtrahiert den File Hansi.02 (kanalweise) vom File Hansi.03, wobei Hansi.02 mit einer Zahl "W" gewichtet wird.

Eingabe	Ausgabe
run"Hansiwi	zu berechnende Kurve := A(i) - W B(i) mit W =
0.95 (z.B.)	(Progr. läuft)

(Der neue File wird in Hansi.04 angelegt)

Angelegte Files: Hansi.01 ...02 ...03 ...04

Literaturverzeichnis

1 G.W. Erickson: J. Phys. Chem. Data. 6 (1977) 831

2 S.R. Amin, C.D. Caldwell, W. Lichten: Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1234

3 D.J. Wineland, D.W. Allan, D.J. Glaze, H.W. Hellwig, S. Jarvis: Jr. IEEE IM-25 (1976) 453

4 B. Burghardt, H. Hoeffgen, H. Kriz, G. Meisel: PTB-Bericht E-17 (1981) 171

5 H.J. Hoeffgen: Dissertation, Bonn 1982 (unveröffentlicht)

6 H.P. Layer, R.D. Deslattes, W.G.Jr. Schweizer: Appl. Optics 15 (1976) 734

7 W. Hemmer-Girod: Diplomarbeit, Bonn 1982 (unveröffentlicht)

8 J.D. Garcia, J.E. Mack: J. Opt. Soc. Am. 55 (1965) 654

9 B.N. Taylor, W.H. Parker, D.N. Langenberg: Rev. Mod. Phys. 41 (1961)

10 W.L. Wiese, M.W. Smith, B.M. Glennon: Atomic Trans. Prob. NSRDS NBS 4, 1 (1966)

11 M.H. Nayfeh: M.L. Report No. 2318 (1974) 90

12 K. Krickeberg: Wahrscheinlichkeitstheorie, BG. Teub. Verl. (1963) 85, Übungsaufg.

13 B. Valk: Diplomarbeit, Bonn 1980 (unveröffentlicht)

14 Valvo: Elektronenvervielfacher-Kanäle und Kanalplatten (1980-81) 39

15 G. Hass, W.R. Hunter, R. Tousey: J. Opt. Soc. Am. 47 (1957) 1070

16 G. Hass, R. Tousey: J. Opt. Soc. Am. 49 (1959) 593

17 P.H. Berning, G. Hass, R.P. Madden: J. Opt. Soc. Am. 50 (1960) 586

18 D.W. Angel, W.R. Hunter, R. Tousey, G. Hass: Letters to the Editor 51 (1961) 913

19 L.R. Canfield, G. Hass, J.E. Waylonis: Appl. Opt. 5 (1966) 45

20 J.T. Cox, G. Hass, J.E. Waylonis: Appl. Opt. 7 (1968) 1535

21 W.R. Hunter, J.F. Osantowsky, G. Hass: Appl. Opt. 10 (1971) 540

22 E.T. Hutcheson, G. Hass, J.T. Cox: Opt. Soc. Am. Spring Meeting (1972) 719, TuH 12

23 Publications by Georg Hass: J. Opt. Soc. Am. 72 (1982) 22

24 Acton Research Corp.: Product 210 Data (1982)

25 Inficon L.H. Inc.: Instruction Manual Thin Film Thickness & Rate Monitor XTM

26 Landolt-Börnstein: Mech.-therm. Zustandsgrößen II 1 (1971) 518

27 G. Meisel: Dissertation, Bonn 1971 (unveröffentlicht)

28 W. Jitschin: Dissertation, Bonn 1977 (unveröffentlicht)

29 R.F. Stebbings, W.L. Fite, D.G. Hummer, R.T. Brackmann: Phys. Rev. 119 (1960) 1939

30 P.R. Bevington: Data Reduction and Error Analysis, Mc. Graw-Hill Book Comp. (1969) 24

31 Gerthsen, Kneser, Vogel: Physik 12. Aufl. (1974) 226

32 Valvo: Elektronenvervielfacher-Kanäle und Kanalplatten (Sept. 1976)

33 H.G. Kuhn: Atomic Spectra, Longmans, Green and Co. LTD London (1962) 122, Appendix Table 1a

Herrn Prof. Dr. S. Penselin danke ich für sein förderndes Interesse und die Möglichkeit, daß ein Teil der vorliegenden Arbeit am Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn ausgeführt werden konnte.

Herrn Prof. Dr. G. Schatz und Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für ihre Unterstützung und dafür, daß diese Arbeit am Institut für Kernphysik III im Kernforschungszentrum Karlsruhe abgeschlossen werden konnte.

Herrn Privatdozenten Dr. G. Meisel danke ich für das interessante Thema und seine vielen engagierten und hilfreichen Bemühungen um den Fortgang der Arbeit.

Den Mitgliedern unserer Bonner Arbeitsgruppe Dr. B. Burghardt, Dipl. Phys. B. Hoffmann, Dr. H. Kriz, H. N. Wilzek, Dipl. Phys. W. Liewehr, Dipl. Phys. W. Lackner und G. Groß, sowie meinen Kollegen aus der Karlsruher Arbeitsgruppe Dipl. Phys. M. Anselment, A. Steiger, Dr. K. Bekk und G. Kunigkeit danke ich für die kollegiale Zusammenarbeit.

Herzlich bedanken möchte ich mich bei Dipl. Phys. W. Hemmer-Girod für die intensive Zusammenarbeit in der Anfangsphase der Arbeit, sowie bei Herrn Dr. H. Hoeffgen für die Klärung vieler Fragen und für die Steuerung des Farbstofflasers bei der zeitaufwendigen Durchführung der H_α-Messungen.

Besonderer Dank gilt Frau G. Lundershausen vom Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn für die Durchführung der Spiegelbedampfungen, sowie Dipl. Phys. W. Laaser vom Physikalischen Institut der Universität Bonn, der die VUV-Reflexionsmessungen am Bonner Synchrotron ermöglichte und mit durchführte.

Herrn Hanfland, Herrn Kath und den Mitarbeitern der Feinmechanik-, der Elektronik- und der Zentralwerkstatt in Bonn unter der Leitung von Herrn Lütz, Herrn Krause und Herrn Roßrucker danke ich für die sorgfältige Herstellung einer Vielzahl von Werkstücken.

Stellvertretend für die Mitglieder der Elektronik- und Mechanikwerkstätten im Institut für Kernphysik III des Kernforschungszentrums Karlsruhe danke ich Herrn Deutsch, Herrn

Hoffmann und Herrn Bux für die schnelle Herstellung mehrerer Werkstücke, sowie für die oftmalige Beratung und rasche Hilfe bei auftretenden technischen Problemen. Herzlicher Dank gebührt auch Herrn Münch für die fortwährende Bereitstellung des flüssigen Stickstoffs.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat die Arbeit durch finanzielle Unterstützung ermöglicht.