



FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

**Institut für Plasmaphysik
Assoziation EURATOM - KFA**

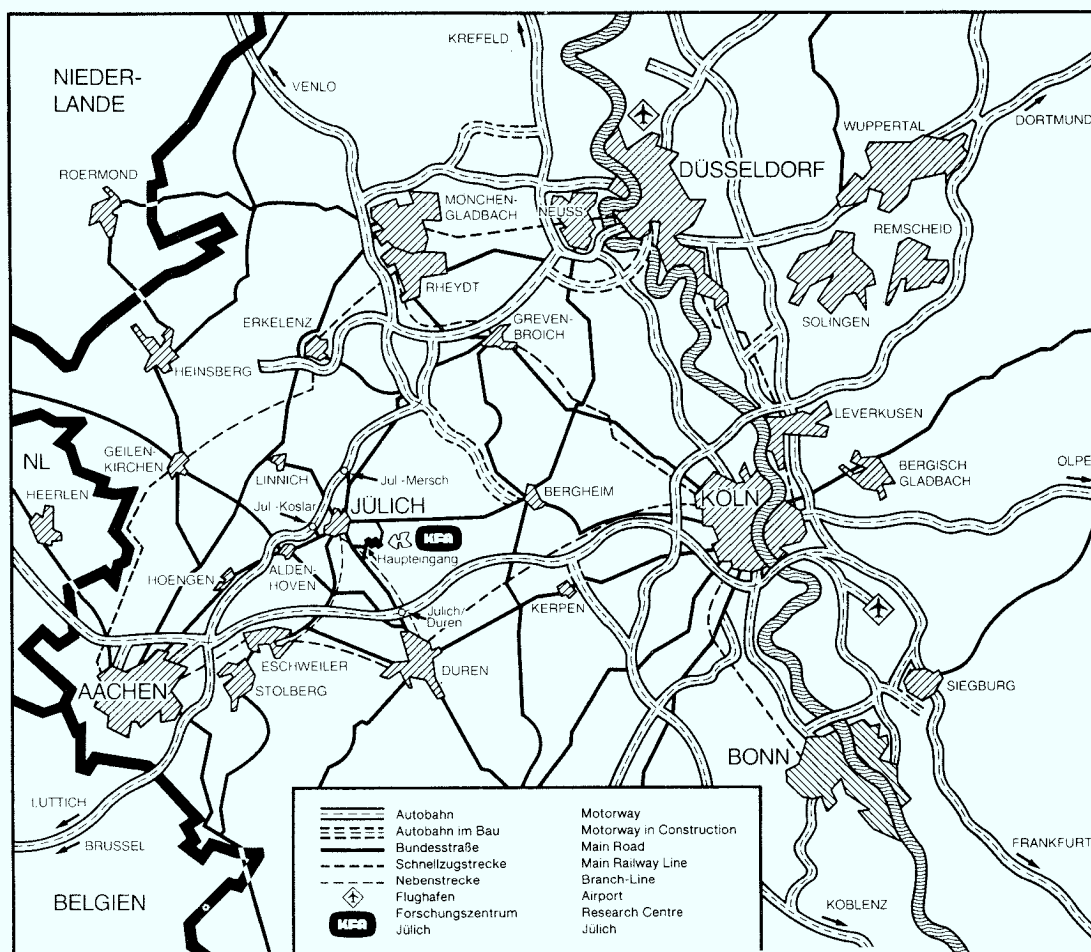
**Spektrometrische Bestimmung der
Ionenspeziesverteilung für Wasser-
stoff und Deuterium der Multi-Mega-
watt Ionenquellen (PINI) an den Neu-
tralteilchen-Injektoren NI-1 und NI-2
von TEXTOR**

von

H. Rotter

R. Uhlemann

**Jül - 2402
November 1990
ISSN 0366-0885**



Forschungszentrum Jülich: Berichte Nr. 2402

Institut für Plasmaphysik Jül-2402

Assoziation EURATOM - KFA

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK · Forschungszentrum Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 0 24 61/61-0 · Telefax: 0 24 61/61-61 03 · Telex: 833 556-70 kfa d

**Spektrometrische Bestimmung der
Ionenspeziesverteilung für Wasser-
stoff und Deuterium der Multi-Mega-
watt Ionenquellen (PINI) an den Neu-
tralteilchen-Injektoren NI-1 und NI-2
von TEXTOR**

von

H. Rotter

R. Uhlemann

Summary

The ion species fractions of hydrogen H^+ , H_2^+ , H_3^+ and deuterium D^+ , D_2^+ , D_3^+ in the extracted beam of the multi-megawatt ion sources (PINI) of the neutral beam injectors of TEXTOR are determined. The measurements are obtained from two grating spectrometers of 0.5 m focal length with a light guiding system of 50 mm aperture using the Doppler shifted H_α/D_α - light of the accelerated beam particles. The spectral resolution obtained is 0.76 Å with a 50 μ m entrance slit. The ion source is a bucket source (modified JET PINI) with a multipole magnetic field in checkerboard arrangement. The species fraction measurements are performed as function of beam current, ion source pressure and beam pulse length. The results for hydrogen and deuterium at particle energies of 20 - 55 keV and beam currents of 13 - 87 A show no significant difference between neutral injector I and II. For 55 keV and a beam current of 87 A in hydrogen and 63 A in deuterium a species mix of

$$67.2 : 24.5 : 8.4 \% \quad (H^+ : H_2^+ : H_3^+)$$

and of $69.1 : 23.8 : 7.1 \% \quad (D^+ : D_2^+ : D_3^+)$

is obtained.

Zusammenfassung :

Zweck der Arbeit ist die Bestimmung der Ionenspeziesverteilung für Wasserstoff - und Deuterium - Beams an den Neutralteilcheninjektoren NI1 und NI2 für TEXTOR.

Diese wurde im Institut für Plasmaphysik der KFA - Jülich durchgeführt. Hierzu standen zwei registrierende Gitterspektrometer mit 500 mm Brennweite und einem Auflösungsvermögen von $0,76 \text{ \AA}$ bei einem $50 \mu\text{m}$ breitem Spalt zur Verfügung.

Diese sind im IPP konzipiert und gebaut worden.

Zur Ausleuchtung der Spektrometer wurde für beide Injektoren ein lichtstarkes, drei - linsiges Lichtführungssystem aufgebaut und justiert.

Die Messungen und damit die Kenntnis der Speziesverteilung ermöglichen eine genaue Interpretation der Aufheizeffekte und der Teilchenbilanz bei Neutralteilchen-Injektion im TEXTOR - Plasma.

Nach Auswertung der Messungen ergaben sich bei einer Beschleunigungsspannung von ca. 55 kV für Wasserstoff - und Deuterium - Beams mit einem perveanten Strom von 87 A bzw. 63 A folgende Speziesverteilungen :

$$\text{H}^+ : \text{H}_2^+ : \text{H}_3^+ = 67,1 \% : 24,5 \% : 8,4 \%$$

$$\text{D}^+ : \text{D}_2^+ : \text{D}_3^+ = 69,1 \% : 23,8 \% : 7,1 \%$$

Inhaltsverzeichnis

Seite

Zusammenfassung	1
1. Einleitung	2
1.1 Allgemeines	2
1.2 Ziel der Arbeit	3
1.3 Die Injektoren an Textor	3
1.4 Einbauten im Tank	5
2. Erzeugung des Neutralteilchenstrahls	7
2.1 Entstehung und Eigenschaften eines Plasmas	7
2.2 Die Ionenquelle und das Beschleunigungssystem	8
2.3 Der Neutralisator	9
3. Das optische Spektrometer	10
3.1 Allgemeines	10
3.2 Physikalische Grundlagen	11
3.2.1 Der Doppler - Effekt	11
3.2.2 Optik des Spektrometers	14
3.2.3 Blaze des Gitters	18
3.2.4 Justieren des Spektrometers im Labor	18
3.3 Aufbau des optischen Systems und des Spektrometers	21
3.3.1 Aufbau des optischen Spektrometers	21
3.3.1.1 Das Auflösungsvermögen der Spektrometer als Funktion der Spaltbreite	23
3.3.1.2 Transmission	25
3.3.2 Aufbau des Lichtführungssystems	26
3.3.3 Justierung des Lichtführungssystems	32
3.3.4 Die elektrische Versorgung des Spektrometers	33
3.3.4.1 Hochspannungsversorgung des Photomultipliers	35
3.3.4.2 Störungen des Ausgangssignals und deren Beseitigung	37

3.3.5	Einstellwerte der Spektrometer für NI1 und NI2 bei Wasserstoff - und Deuterium - Beams	38
4.	Messungen mit dem optischen Spektrometer an den Injektoren (NI1 und NI2) und Berechnung der Ergebnisse	40
4.1	Vorgänge bei der Lichtemission	40
4.2	Die Plasmaerzeugung in der Ionenquelle	41
4.3	Berechnung der Speziesverteilung und deren Bestimmung aus den Rohdaten	43
4.4	Aufnahme der Daten	47
4.5	Berechnung der Speziesverteilung aus den aufgenommenen Meßreihen	53
4.6	Abschätzung der Targetdicke im Neutralisator	53
5.	Auswertung der Meßdaten	57
5.1	Allgemeines	57
5.2	Speziesverteilung über den Beam - Strom	57
5.3	Speziesverteilung über die Beam - Pulslänge	60
5.4	Speziesverteilung über den Ionenquellen - Druck	62
5.5	Fehlerstatistik	66
6.	Diskussion der Ergebnisse	76
7.	Tabellen	77
8.	Nomenklatur	83
9.	Literaturverzeichnis	85

Tabellenverzeichnis

Seite

Tabelle	1 : Betriebsdaten der Neutralinjektoren	4
Tabelle	2 : Auflösungsvermögen der Spektrometer	23
Tabelle	3 : Einstellwerte der Spektrometer im Betrieb	38
Tabelle	4 : Bestimmung der Dispersionskonstanten	49
Tabelle	5 : Doppler - Verschiebung eines H^+ bzw. D^+ - Beams	49
Tabelle	6 : Speziesverteilung über den Ionenquellen- druck	63
Tabelle	7 : Auswertung des mittleren Fehlers des Mittelwertes $\Delta \bar{x}$ und die maximalen Ab- weichungen vom Mittelwert $\bar{x}$ für NI1 - Wasserstoff	68
Tabelle	8 : Auswertung des mittleren Fehlers des Mittelwertes $\Delta \bar{x}$ und die maximalen Ab- weichungen vom Mittelwert $\bar{x}$ für NI1 - Deuterium	70
Tabelle	9 : Auswertung des mittleren Fehlers des Mittelwertes $\Delta \bar{x}$ und die maximalen Ab- weichungen vom Mittelwert $\bar{x}$ für NI2 - Wasserstoff	72
Tabelle	10 : Auswertung des mittleren Fehlers des Mittelwertes $\Delta \bar{x}$ und die maximalen Ab- weichungen vom Mittelwert $\bar{x}$ für NI2 - Deuterium	74
Tabelle	11 : Gemessene und ausgewertete Daten für NI1 - Deuterium	78
Tabelle	12 : Auswertung der Speziesverteilung nach drei verschiedenen Möglichkeiten (Aus- zählen von Hand, Planimeter, Computer- programm SPECIES)	79
Tabelle	13 : Gemessene und ausgewertete Daten für NI1 - Wasserstoff	80
Tabelle	14 : Gemessene und ausgewertete Daten für NI2 - Deuterium	81
Tabelle	15 : Gemessene und ausgewertete Daten für NI2 - Wasserstoff	82

Abbildungsverzeichnis

Seite

Abb.	1 : Injektoren an TEXTOR	4
Abb.	2 : Beam - Diagnostiken an den Injektoren	5
Abb.	3 : Wasserstoff - Beam ; 40 kV ; 41,5 A ; 2 s ; $\approx 1,6$ MW	10
Abb.	4 : Interferenzbedingungen am optischen Gitter	16
Abb.	5 : Lichtbeugung in Ordnungen	17
Abb.	6 : Ausgangsspannung am Photomultiplier als Funktion der Spaltbreite von Eintritts - und Austritts - Spalt am Spektrometer NI1	20
Abb.	7 : Aufbau des Spektrometers	21
Abb.	8 : Auflösungsvermögen des Spektrometers	24
Abb.	9 : Transmissionskurve	25
Abb.	10 : Neutralisator ; darunter Lichtführungs- system	27
Abb.	11 : Äußeres Lichtführungssystem und Spektro- meter als Gesamtansicht	27
Abb.	12 : Lichtführungssystem an NI1 und NI2	30
Abb.	13 : Der optische Strahlengang des Licht- führungssystems	31
Abb.	14 : Elektrische Versorgung der Spektrometer	34
Abb.	15 : Schaltung der Hochspannungsversorgung	35
Abb.	16 : Eichkurve der Hochspannungsversorgung	36
Abb.	17 : Schaltung des Tiefpaßes	37
Abb.	18 : Termschema von Wasserstoff	40
Abb.	19 : Korrekturfaktor c_2	45
Abb.	20 : Korrekturfaktor c_3	46
Abb.	21 : Neonspektrum zur Bestimmung der Dispersions- konstanten im zu messenden Wellenlängenbereich	48
Abb.	22 : Speziesspektren Beam - Nr. 38447, NI1, H ₂	50
Abb.	23 : Speziesspektren Beam - Nr. 4045, NI2, D ₂	51
Abb.	23a: Speziesspektren Beam - Nr. 4048, NI2, D ₂	52
Abb.	24 : Optische Rohdaten NI1, H ₂ und D ₂	58
Abb.	25 : Optische Rohdaten NI2, H ₂ und D ₂	59
Abb.	26 : Speziesverteilung über die Beampulslänge	61
Abb.	27 : Der Ionenquellendruck P_s als Funktion des Ionenquellengasflusses Q_s	64

Abb.	28 : Gas - Scan NI1 ; Speziesverteilung über den Ionenquellengasfluß bzw. Ionenquellen- nettodruck	65
Abb.	29 : Polynomfit Speziesverteilung NI1, Wasser- stoff	69
Abb.	30 : Polynomfit Speziesverteilung NI1, Deu- terium	71
Abb.	31 : Polynomfit Speziesverteilung NI2, Wasser- stoff	73
Abb.	32 : Polynomfit Speziesverteilung NI2, Deu- terium	75

Einleitung

1.1 Allgemeines

Die Neutralteilcheninjektion ist eines der Heizverfahren, mit dem die Temperatur eines Fusionsplasmas sehr effektiv erhöht werden kann. Hierbei wird ein Neutralteilchenstrahl hoher Leistung in das Plasma injiziert.

Im Rahmen des Versuchsprogramms an TEXTOR (Torus Experiment for Technological Oriented Research) ist es notwendig, die genaue Speziesverteilung des Neutralteilchenstrahls der Injektoren NI1 und NI2 zu kennen, um daraus die Plasmaaufheizeffekte bestimmen zu können.

Bevor die Messungen an den Injektoren vorgenommen werden konnten, wurden zur Erprobung der Meßtechnik und zum Vergleich der Meßergebnisse ein optisches und ein magnetisches Spektrometer am NI - Teststand des Instituts für Plasmaphysik angebracht. Dieser ist mit der gleichen Ionenquelle (PINI) wie die Injektoren ausgestattet.

Nach Auswertung der Messungen konnte festgestellt werden, daß bei beiden Meßmethoden gleiche Ergebnisse erzielt werden.^[1]

Jedoch war es bauartbedingt nicht möglich mit Deuterium am NI - Teststand zu arbeiten, da dieser keinen Bunker zur Abschirmung der radioaktiven Strahlung besitzt, die aus Fusionsneutronen bei D - D-Beam - Target - Reaktionen entsteht.

Deshalb war es notwendig die optischen Spektromettermessungen an den Injektoren innerhalb des TEXTOR - Bunkers durchzuführen, um den Unterschied von Wasserstoff - zu Deuterium - Beams aufzuzeigen.

An anderen Fusionsexperimenten, z.B. bei JET (Joint European Torus) in England werden ebenfalls optische Spektromettermessungen durchgeführt.^[2,3] Dort erfolgen die Messungen über lange Lichtleiter. An TEXTOR hingegen werden die optischen Messungen der Ionen - Spezies mit einem mehrlinsigen Lichtführungssystem durchgeführt. Durch die größere Lichtstärke dieses Systems sind Spezies - Messungen bei geringerer Lichtintensität möglich, wie sie bei den kleineren Beamströmen von ca. 15 A bei 20 kV Beschleunigungsspannung auftreten.

1.2 Ziel der Arbeit

Ziel der Arbeit ist es, die prozentuale Ionenspezies - Zusammensetzung des extrahierten Teilchenstrahls der Injektoren NI1 und NI2 für Wasserstoff und Deuterium in Abhängigkeit der Ionenquellen - Betriebsparameter zu ermitteln.

Die Speziesverteilung für Wasserstoff wird ebenfalls an den Injektoren gemessen, um die Meßwerte des Teststandes zu erhärten und sie gleichzeitig mit der Verteilung bei Deuterium vergleichen zu können. Aus der Speziesverteilung für die Ionen kann dann unter Berücksichtigung des Neutralisationsgrades die Zusammensetzung des Neutralstrahls, der in den Torus injiziert wird, berechnet werden. Diese Ergebnisse sind für die Interpretation der Plasma - Aufheizungseffekte wichtig.

1.3 Die Injektoren an TEXTOR

Die beiden Neutralinjektoren an TEXTOR sind mit je einer 5 MW Ionenquelle ausgerüstet. Hierbei handelt es sich um weiterentwickelte PINIs (Plug - in Neutral Injectors) wie^[4,5,6] sie am europäischen Fusionsprojekt JET in Abingdon, England verwendet werden, jedoch mit vergrößerter Extraktionsfläche. Diese wurden von der Firma Pfeiffer, Ablar bei Wetzlar geliefert. Abb. 1 zeigt TEXTOR mit beiden Injektoren und den angebauten optischen Spektrometern.

Nach Fertigstellung, Anbau der Injektoren an TEXTOR und Inbetriebnahme Ende 1988, brachte die erste Meßphase bereits gute Ergebnisse.

Tabelle 1: Betriebsdaten der Neutralinjektoren

	Wasserstoff	Deuterium
Beamspannung	55 kV	55 kV
Beamstrom	88 A	63 A
max. Beamleistung	4,9 MW	3,5 MW
Neutralisationsgrad	52 %	74 %
Beampulslänge	3 s	3 s
Divergenz	$0,92^\circ$	$1,1^\circ$
Speziesmix	$H^+ : H_2^+ : H_3^+$ 67 : 25 : 8 %	$D^+ : D_2^+ : D_3^+$ 69 : 24 : 7 %
Beamleistung in TEXTOR	1,45 MW	1,75 MW
Transmission	30 %	48 %

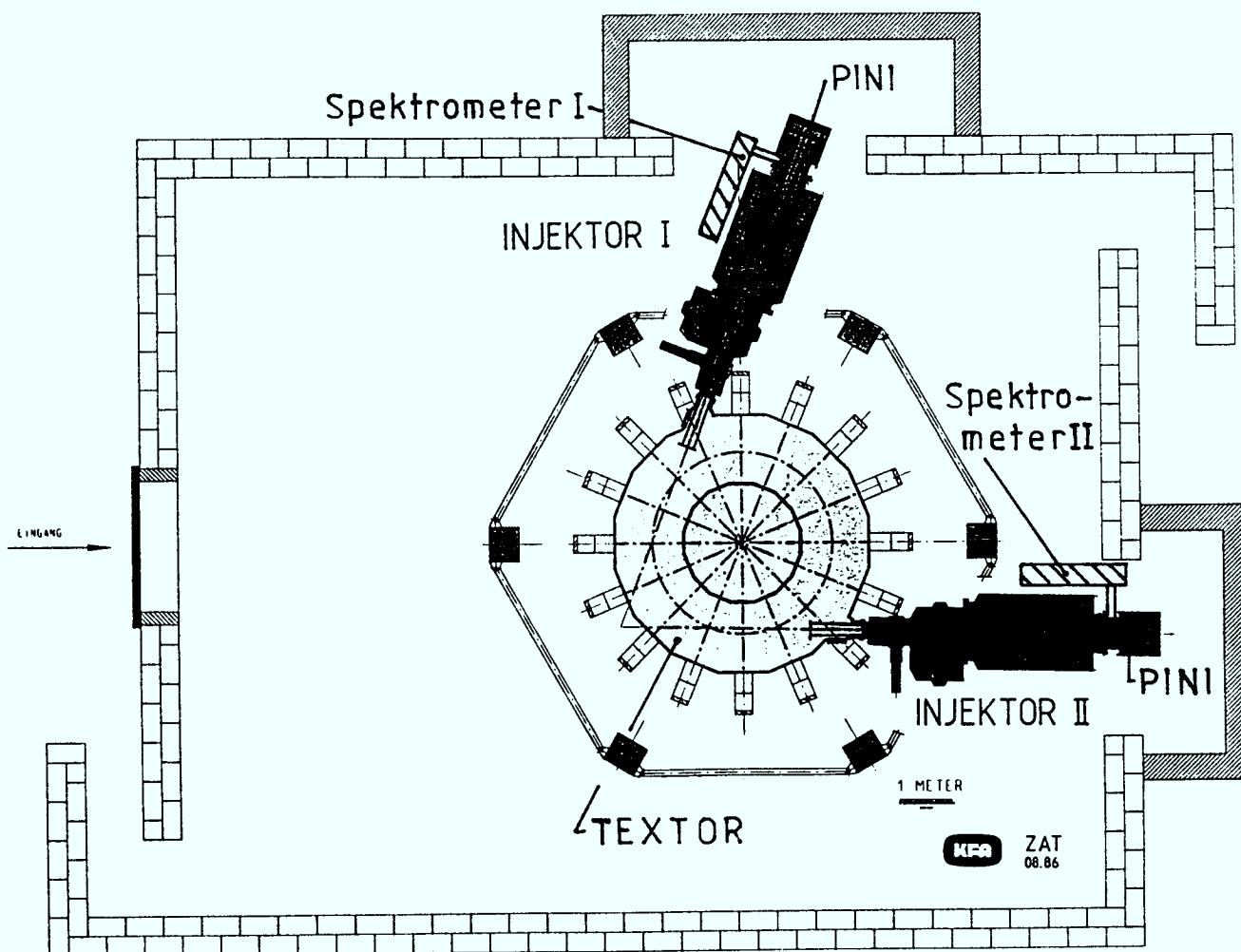


Abb. 1: Co- und Counterinjektor an TEXTOR mit angebauten optischen Spektrometern

1.4 Einbauten im Tank

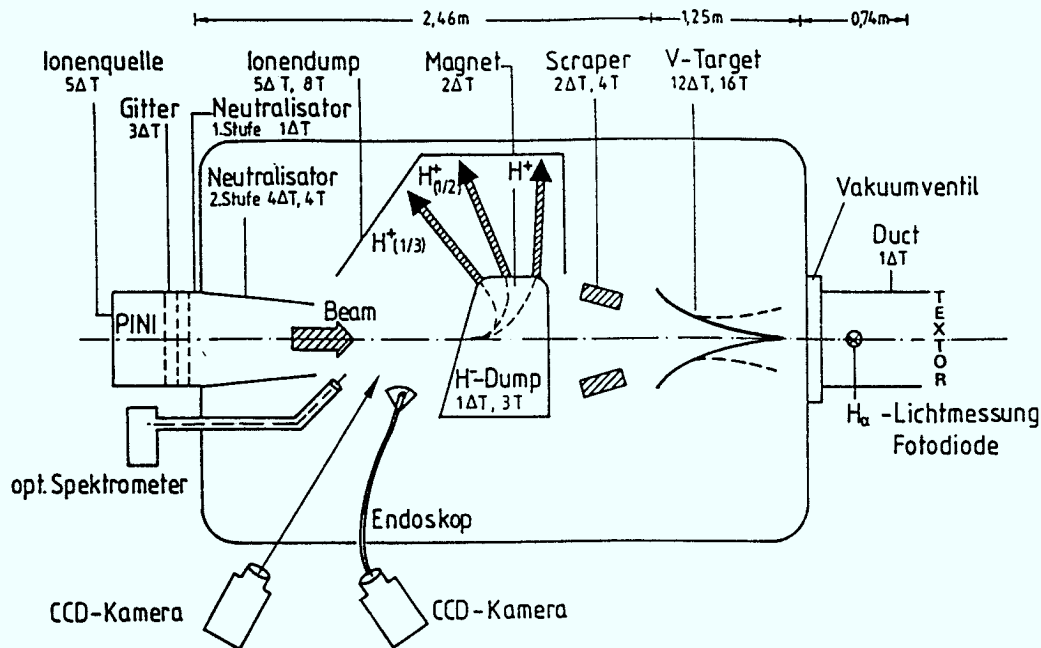


Abb. 2: Beam - Diagnostik an den Injektoren

Wie Abb. 2 zeigt, wird zur Bestimmung der physikalischen Eigenschaften des Neutralteilchenstrahls eine umfangreiche Diagnostik verwandt.

Im wesentlichen wird die Energiebilanz durch elektrische und kalorimetrische Messungen mit Wasserdurchflußzählern und Thermoelementen an den verschiedenen wassergekühlten Kupfer - Strukturen der Injektoren, die vom Teilchenstrahl getroffen werden, erstellt, wie z.B. Magnetliner, Scraper und V-Target. (ΔT = Diff. Temperaturen über Durchfluß, T = Cu - Temperaturen)

Zur Ermittlung des Beamprofiles stehen CCD-Kameras, wahlweise in Verbindung mit einem Endoskop, sowie das optische Spektrometer zur Bestimmung der Speziesanteile zur Verfügung.[5]

Zur Vermeidung von Beam - Blocking im Duct nach TEXTOR wird eine H_{α} - Lichtmessung mit einer Fotodiode vorgenommen. Bei Injektion des Neutralstrahls nach TEXTOR wird das V - Target und das Vakuumentil geöffnet.

Hierbei muß der Magnet eingeschaltet sein, der die Ionen auf den Ionendump ablenkt, so daß nur der neutrale Beam in den Torus gelangt.

Das optische Spektrometer gestattet eine Beobachtung des Teilchenstrahls zwischen Neutralisator und dem Ablenkmagnet über ein mehrlinsiges Lichtführungssystem.

2. Erzeugung des Neutralteilchenstrahls

2.1 Entstehung und Eigenschaften eines Plasmas

Unter einem Plasma versteht man ein System von Teilchen, das wenigstens zum Teil aus positiven und negativen Ladungsträgern besteht, die wesentlich die Eigenschaften des Systems bestimmen. Die Verteilung der Ladungsträger ist so, daß Quasineutralität herrscht.[7]

$$(1) \quad n_e = \sum_k Z_k \cdot n_{i,k} \quad \text{für } k = 1, \dots, m$$

k = Teilchenart

$$(2) \quad n_e = n_i \quad n_e = \text{Elektronendichte} \\ (\text{cm}^{-3})$$

(für einfach geladene Ionen)

$$Z = \text{Ladungszahl} \\ = 1, 2, \dots, Z$$

$$n_i = \text{Ionendichte } (\text{cm}^{-3})$$

Um ein Plasma zu erzeugen, muß Neutralgas vollkommen ionisiert werden. Für atomaren Wasserstoff beträgt die Ionisationsenergie:

$$E_i = 13,6 \text{ eV}$$

Die nötige Ionisationsenergie kann man in Form von Strahlung, durch ein Hochfrequenzfeld oder durch eine Gasentladung erzeugen. Hierbei werden aus einer Kathode emittierte Elektronen in Richtung Anode beschleunigt. Zur Ionisation kommt es nur, wenn die kinetische Energie größer ist als der Energiebetrag zur Bildung eines Ionenpaares.

Da Energieverluste, z.B. beim Emittieren der Elektronen aus der Kathodenoberfläche auftreten, muß die Bogenspannung größer sein, als der theoretische Wert für die Ionisation. Maßgebend für die Steuerung eines Ionenquellen - Plasmas ist der Bogenstrom, denn ein hoher Bogenstrom bewirkt eine hohe Ionenstromdichte und damit einen hohen Extraktionsstrom, d.h. Beamstrom.

2.2 Die Ionenquelle und das Beschleunigungssystem

Die Ionenquellen zur Neutral - Injektion an TEXTOR sind mit einem drei Elektroden-System, d.h. ACCEL - DECEL - Extraktionssystem (Beschleunigungs -, Brems - und Erdgitter) ausgestattet. Eine homogene Ausleuchtung des großen Extraktionsgebietes von $500 \times 225 \text{ mm}^2$ durch das Plasma wird durch eine besondere Magnetfeldkonfiguration (Checkerboard) erreicht.

Die drei Gitter, mit je 774 Präzisionsbohrungen von 8 mm Durchmesser, sind wassergekühlt und bestehen aus galvanischem Kupfer. Jede Gitterhälfte besitzt 387 Bohrungen. Der Abstand zwischen ACCEL - und DECEL - Gitter beträgt 8 mm und zwischen DECEL - und Erdgitter 2 mm.[8]

Die hohe Spannung des Gitter 1 (Accel), das zur Beschleunigung der Ionen dient, wird in einer Hochspannungsanlage über 68 x 1 kV Stufen erzeugt, die je nach Höhe der gewünschten Spannung in Reihe geschaltet werden können.[9]

Die negative Spannung des Gitter 2 (Decel) wird passiv durch Spannungsabfall an einem luftgekühlten Widerstand ($25 - 60 \Omega$), der zwischen Erde (Tank) und dem Gitter 2 liegt, erzeugt. Außerdem liegt der Widerstand an der negativen Seite der Hochspannungsversorgung und somit ist Gitter 2 das eigentliche Beschleunigungsgitter. Dadurch wird eine Beschleunigung der an Gitter 3 und im Neutralisator emittierten Sekundärelektronen in Richtung Quelle verhindert und damit eine Verminderung der thermischen Belastung der Ionenquelle erreicht.

Die Plasmabox der sogenannten Bucketquelle ist eine wassergekühlte Kupferstruktur von 58 cm Länge, 31 cm Breite und 19,9 cm Tiefe. Der Entladestrom wird von 24 Heizfilamenten, die durch eine speziell konzipierte Stromversorgung einzeln geregelt und versorgt werden, produziert.[10] Die Wolframfilamente sind 15 cm lang und haben einen Durchmesser von 1,6 mm.

Das Magnetfeld wird durch eine Anzahl von Permanentmagneten in Schachbrettanordnung erzeugt. Daraus ergibt sich eine gleichmäßige Stromdichte - Verteilung nahe des Plasmagitters.

2.3 Der Neutralisator

Nach Verlassen des Extraktionssystems gehen die ionisierten Teilchen in den Neutralisator über. Der Neutralisator ist eine wassergekühlte Kupferstruktur, bestehend aus zwei Stufen. Die erste Stufe ist 1200 mm lang mit einem Querschnitt von 430 mm x 230 mm und besteht aus 20 mm dicken Kupferplatten mit gekühlten Kupferrohren, die auf der Rückseite aufgelötet sind.

Das Neutralisatorgas wird zwischen der ersten und der zweiten Stufe eingelassen und beim Eintritt des Ionenstrahls findet Ladungsaustausch zwischen den schnellen Ionen und den ruhenden Gas-molekülen statt, und damit die Neutralisation.

Abb. 3 zeigt einen H_2 -Beam in ca. 2.5 m Entfernung von den Gittern, der auf der linken Bildhälfte den Neutralisator verläßt und rechts in die Magnetliner-Struktur eintritt. Deutlich sind eine obere und eine untere Beamhälfte zu erkennen. Diese laufen erst im Bereich der Fokallänge von 6 - 8 m zusammen.

3. Das optische Spektrometer

3.1 Allgemeines

Beschleunigte Ionen und neutrale Teilchen mit verschiedenen Energien kollidieren mit den Wasserstoffatomen des Hintergrundgases, werden angeregt und geben anschließend Licht ab.

Durch die hohe Geschwindigkeit der Teilchen tritt der sogenannte Doppler - Effekt auf.

Im folgenden Kapitel soll auf die Theorie des durch den Doppler - Effekt in der Wellenlänge verschobenen Lichts und die Bestimmung der Speziesverteilung aus den aufgenommenen Meßreihen eingegangen werden.

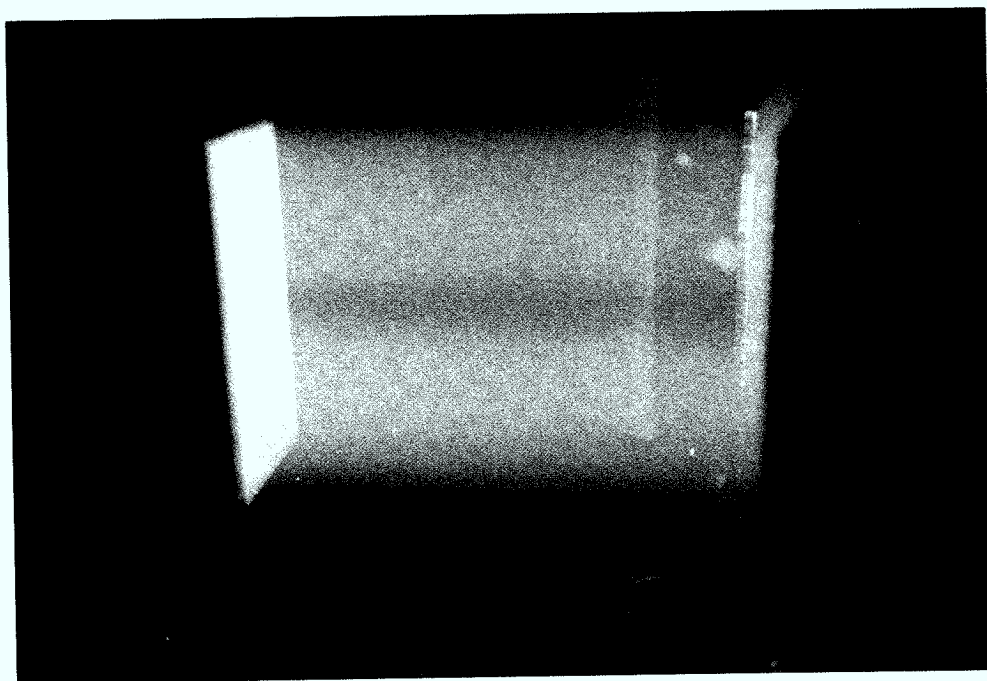


Abb. 3: Wasserstoff - Beam ; 40 kV ; 41,5 A ; 2 s ; $\approx 1,6$ MW

3.2 Physikalische Grundlagen

3.2.1 Der Doppler - Effekt

Licht, das aus einer Quelle emittiert wird und sich auf einen Beobachter zubewegt, erscheint in der Wellenlänge verkürzt.[11]

$$(1) \lambda = \lambda_0 - \left(\lambda_0 \cdot \frac{v}{c} \right)$$

Entfernt sich die Lichtquelle vom Beobachter, so erscheint ihm die Wellenlänge vergrößert.

$$(2) \lambda = \lambda_0 + \left(\lambda_0 \cdot \frac{v}{c} \right)$$

Betrachtet ein Beobachter die Lichtquelle unter einem Winkel β in Richtung der Bewegung, so ist die relative Geschwindigkeit der Lichtquelle

$$(3) v = v_0 \cdot \cos \beta$$

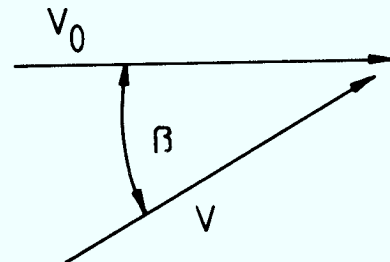
λ = verschobene Wellenlänge (nm)

λ_0 = emittierte Wellenlänge (nm)

v_0 = Geschwindigkeit der Teilchen (m/s)

v = Geschwindigkeit der Teilchen in Bewegungsrichtung (m/s), V c

c = Lichtgeschwindigkeit (m/s)



Diese Vorgänge bezeichnet man als Doppler-Effekt.

Durch die Prozesse in der Ionenquelle erhalten wir Wasserstoff- bzw. Deuterium - Ionen mit verschiedenen Energien. Beschleunigte Wasserstoffteilchen erzeugen mit den ruhenden Molekülen des Hintergrundgases angeregte, beschleunigte und ruhende Teilchen. Diese emittieren dopplerverschobenes oder unverschobenes H_{α} bzw. D_{α} - Licht der Balmerreihe. Die Wellenlänge beträgt:

$$H_{\alpha} = 6562,72 \text{ \AA} = 656,3 \text{ nm}$$

$$D_{\alpha} = 6560,94 \text{ \AA} = 656,1 \text{ nm}$$

Die kinetische Energie der Ionen hängt wie folgt von der Beschleunigungsspannung ab :

$$(4) \quad E = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 = q \cdot U$$

Hieraus läßt sich die Geschwindigkeit der Teilchen herleiten

$$(5) \quad v_0 = \sqrt{2 \cdot q \cdot \frac{U}{m}}$$

Aus (2) und (3) ergibt sich somit

$$(6) \quad \lambda = \lambda_0 + \lambda_0 \cdot \frac{v_0 \cdot \cos \beta}{c}$$

und daraus die Wellenlängenverschiebung

$$(7) \quad \Delta\lambda = \lambda_0 \cdot \left(\frac{v_0}{c}\right) \cdot \cos \beta$$

Setzt man für v_0 den Zusammenhang aus Gleichung (5) ein, so ergibt sich

$$(8) \quad \Delta\lambda = \lambda_0 \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot q \cdot U/m}}{c} \cdot \cos \beta$$

Für $U = 55 \text{ kV}$, $q = e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ und $m = m_H = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ folgt $v_0 = 3257806,14 \text{ m/s}$ und damit ist $v/c = 0,01087$

Da der Einfluß sehr klein ist, erübrigt sich eine relativistische Korrektur.

E = Energie der Teilchen (keV)

m = Masse der Teilchen (kg)

v_0 = Geschwindigkeit der Teilchen (m/s)

q = Ladung der Teilchen (C)

U = Beschleunigungsspannung (kV)

Für die zu erwartenden Spezies ergeben sich unter Berücksichtigung des Winkels β von 45° und

$$\lambda_o \text{ Wasserstoff} = 656,3 \text{ nm}$$

$$\lambda_o \text{ Deuterium} = 656,1 \text{ nm}$$

folgende $\Delta\lambda$ - Werte :

$$U = 20 \text{ kV} - 55 \text{ kV}$$

H mit ganzer Energie (H (E)) :

$$\Delta\lambda_{H1} = \lambda_{oH} \frac{\sqrt{2 \cdot q \cdot U/m}}{c} \cdot \cos \beta = 3,039 - 5,039 \text{ nm}$$

D mit ganzer Energie (D (E)) :

$$\Delta\lambda_{D1} = \lambda_{oD} \frac{\sqrt{2 \cdot q \cdot U/(2m)}}{c} \cdot \cos \beta = 2,148 - 3,562 \text{ nm}$$

H mit halber Energie (H (E/2)) :

$$\Delta\lambda_{H2} = \lambda_{oH} \frac{\sqrt{q \cdot U/m}}{c} \cdot \cos \beta = 2,148 - 3,563 \text{ nm}$$

D mit halber Energie (D (E/2)) :

$$\Delta\lambda_{D2} = \lambda_{oD} \frac{\sqrt{q \cdot U/(2m)}}{c} \cdot \cos \beta = 1,519 - 2,519 \text{ nm}$$

H mit drittel Energie (H (E/3)) :

$$\Delta\lambda_{H3} = \lambda_{oH} \frac{\sqrt{2 \cdot q \cdot U/(3m)}}{c} \cdot \cos \beta = 1,755 - 2,909 \text{ nm}$$

D mit drittel Energie (D (E/3)) :

$$\Delta\lambda_{D3} = \lambda_{oD} \frac{\sqrt{2 \cdot q \cdot U/(6m)}}{c} \cdot \cos \beta = 1,24 - 2,057 \text{ nm}$$

Da in Strahlrichtung beobachtet wird, ergibt sich für die Spektrometer ein abzudeckender Wellenlängenbereich von 656 - 662 nm.

3.2.2 Optik des Spektrometers

Bei den Spektrometern an den Injektoren NI1 und NI2 handelt es sich um Gitterspektrometer. Um eine bessere Auflösung zu erzielen wird ein Spektrum höherer Ordnung benutzt. Durch die Stufen des Gitters (Abb. 4) wird das Licht bevorzugt in eine bestimmte Richtung, den sogenannten Blaze reflektiert. Die folgenden Gleichungen beschreiben die Interferenzbedingungen aus Abb. 4 :

$a = d \cdot \sin \alpha$	$m = \text{Ordnung}$
$b = d \cdot \sin \beta$	$\lambda = \text{Wellenlänge (nm)}$
Interferenzbedingung :	$\alpha = \text{Einfallswinkel } (^{\circ})$
$a + b = m \cdot \lambda$	$\beta = \text{Ausfallswinkel } (^{\circ})$
$\Rightarrow m \cdot \lambda = d (\sin \alpha + \sin \beta)$	$d = \text{Gitterkonstante}$
mit $\frac{\alpha + \beta}{2} = \delta$; $\frac{\alpha - \beta}{2} = \gamma$	$\delta = \text{Gitterdrehwinkel } (^{\circ})$
$\Rightarrow \alpha = \delta + \gamma$; $\beta = \delta - \gamma$	$\varphi_0 = \text{Winkelnullpunkt } (^{\circ})$
Mit dem Additionstheorem ergibt sich	$\varphi = \text{einzustellender Gitterwinkel } (^{\circ})$
$m \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \delta \cdot \cos \gamma \quad (*)$	

$2 \cdot \gamma$ ist der Winkel zwischen ein - und ausfallendem Strahl.

Im vorliegenden Fall ist $\gamma \approx 1,4^{\circ}$ und dadurch

$$\cos \gamma \approx 1 - \frac{\gamma^2}{2} \approx 1 - \frac{1}{3200}$$

und daraus folgt, daß der Einfluß von γ sehr gering ist.

Für die 0. Ordnung hat man daher $\delta = 0^{\circ}$. Dreht man jetzt das Gitter bei im Raum festem Ein- und Ausfalls-Winkel, dann ändern sich die Winkel α und β gleichsinnig. Zählt man die Gitterdrehung von der Position, bei der im Austrittsstrahl die 0. Ordnung erscheint, dann ist δ der Gitterdrehwinkel.

Das Gitter ist vom Hersteller mit 600 Furchen pro Millimeter spezifiziert. Daraus folgt $d = 1667 \text{ nm}$ und für die Konstante $2 d \cdot \cos \gamma = 3332 \text{ nm}$.

Empirisch wurde durch Ablesen der Winkel für verschiedene Wellenlängen $2 \cdot d \cdot \cos \gamma = 3326 \text{ nm}$ gefunden.

Aus Kapitel (3.2.1) ergibt sich für den Wellenlängenbereich von 656 nm - 662 nm ein Mittelwert von

$$\bar{\lambda} = 659 \text{ nm}$$

Für ein Spektrum zweiter Ordnung (siehe Abb. 5)

$$m = 2$$

ergibt sich aus Gleichung (*) ein Winkel von

$$\delta = 23,20^\circ = 23^\circ 12'$$

Nach Addition der für die o. Ordnung abgelesenen Winkel φ_o , die für NI1 $1^\circ 43'$ und für NI2 $1^\circ 56'$ betragen sind folgende Winkel $\varphi = \varphi_o + \delta$ einzustellen :

$$\varphi_E \text{ NI1} = 24^\circ 55'$$

$$\varphi_E \text{ NI2} = 25^\circ 8'$$

Ein Volt Scannerspannung ergeben ungefähr eine Wellenlängenänderung von 0,6 nm. Daher wurde eine Scannerspannung von ± 5 V gewählt, um einen Wellenlängenbereich von 6 nm bei 50 kV zu erhalten. Um eine bessere Auflösung bei niedrigen Beamenergien zu erreichen, wurde die Scannerspannung variiert. Mit einer einstellbaren Frequenz von üblicherweise 10 Hz führt der Scanner das Spektrum am Eintrittsspalt des Photomultipliers vorbei.

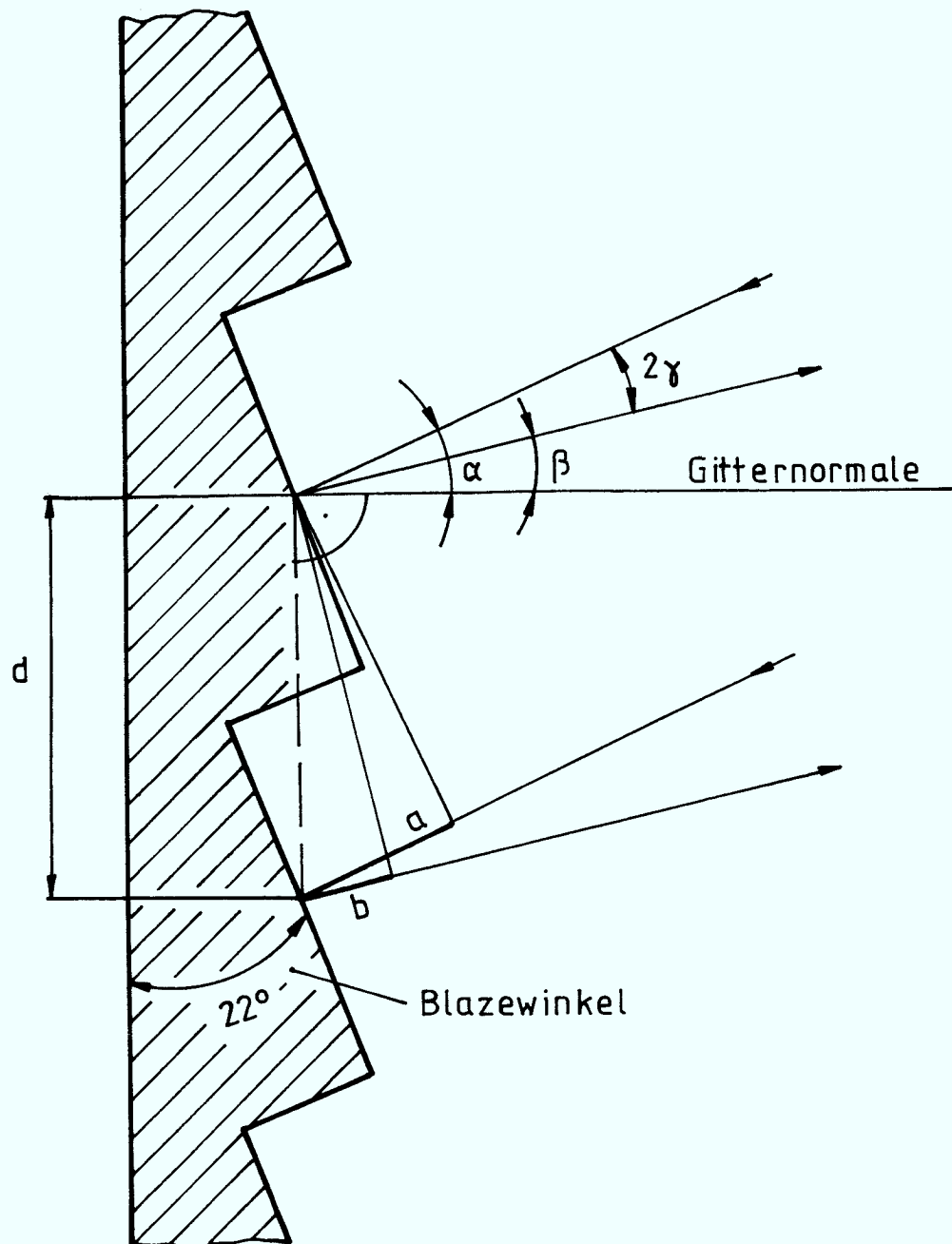


Abb. 4: Interferenzbedingungen am optischen Gitter [12]

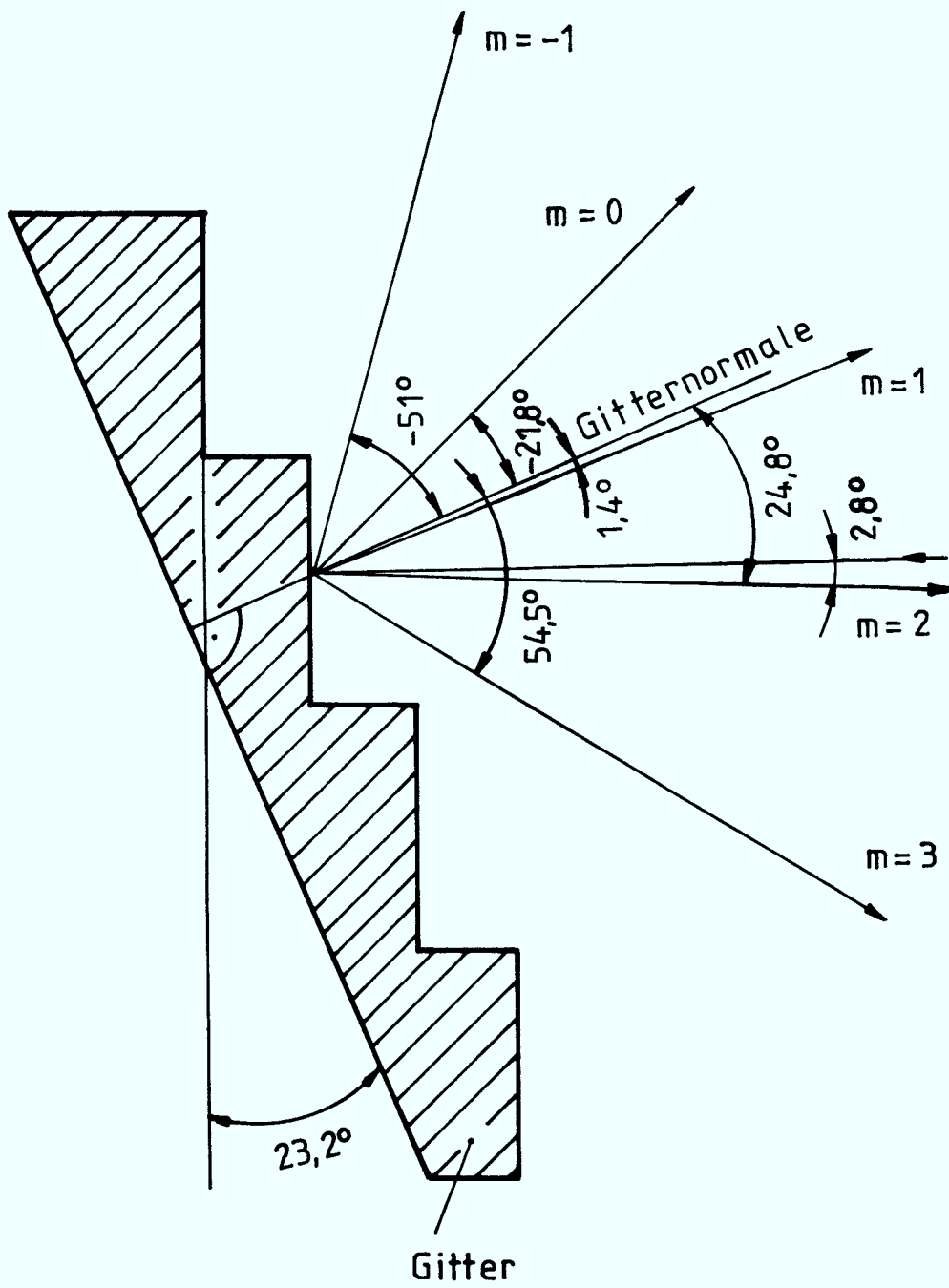


Abb. 5: Lichtbeugung in Ordnungen |12|

3.2.3 Blaze des Gitters

Monochromatisches Licht, das auf ein Gitter fällt, wird je nach Stellung des Gitters in Ordnungen gebeugt. Das Gitter ist dann besonders wirksam, wenn die Furchen als Spiegel wirken können. Dies erreicht man durch "Blazing". Der Blaze ist der Winkel, den die Furchenoberfläche mit der Gitteroberfläche bildet.

Der Blaze für das von uns verwandte Gitter beträgt 22° .¹¹²¹

3.2.4 Justieren des Spektrometers im Labor

Nach Auslieferung der Spektrometer wurden zunächst die Spaltnullpunkte (siehe Seite 19) bestimmt. Dazu wurde eine Neonlampe vor den Eintrittsspalt des Spektrometers gestellt und durch eine Linse scharf auf den Eintrittsspalt abgebildet. Die Strahlen laufen durch das Spektrometer und fallen nach geeigneter Gitterdrehung auf den Austrittsspalt und damit auf den Photomultiplier, der nach Verstärkung der Signale eine Spannung erzeugt, die am Oszillographen ablesbar ist. Wie aus Abb. 6 zu ersehen, ist die Photomultiplierspannung eine Funktion der Spaltbreite. Je weiter die Spalte geöffnet werden, desto größer wird die Spannung (bis maximal ± 10 V) am Photomultiplier.

Durch passende Wahl der Photomultiplierspannungsversorgung und der Spaltöffnungen, die sich im linearen Bereich der in Abb. 6 dargestellten Meßkurven bewegen müssen, können Meßfehler ausgeschlossen werden. Daraus ergeben sich für die Spaltöffnungen Minimalstellungen, die als Spaltnullpunkte bezeichnet werden. Dazu wird die gewünschte Öffnungsweite hinzuaddiert.

Wie aus Abb. 6 zu ersehen, ergeben sich folgende Spalt-nullpunkte :

NI1 : Eintrittsspalt : 4 SKT $\hat{=}$ 40 μ m
Austrittsspalt : 25 SKT $\hat{=}$ 250 μ m

Wie am ersten Spektrometer, so wurden auch am zweiten die gleichen Messungen durchgeführt. Hierbei ergaben sich folgende Werte :

NI2 : Eintrittsspalt : 2 SKT $\hat{=}$ 20 μ m
Austrittsspalt : 27 SKT $\hat{=}$ 270 μ m

Hierbei bedeutet eine hohe Spaltbreite mehr Licht, jedoch eine geringere Auflösung (siehe Kapitel 3.3.1.1).

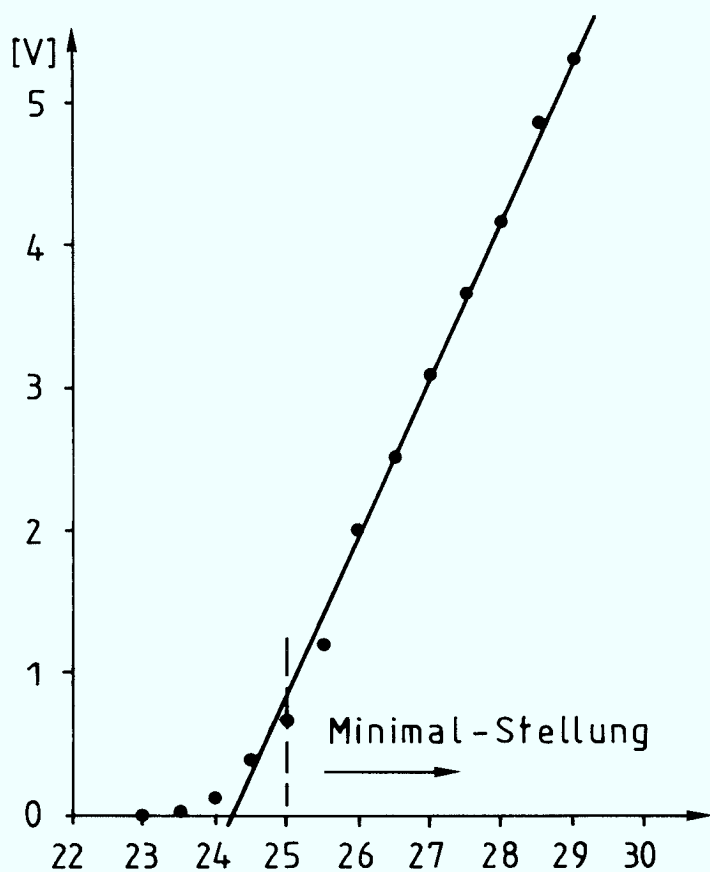
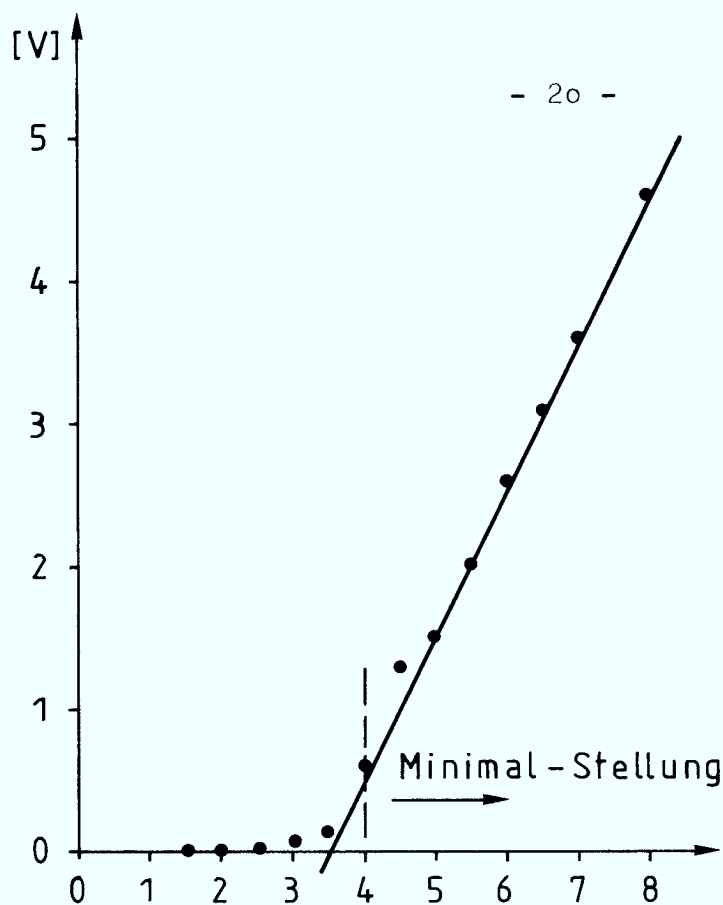


Abb. 6: Ausgangsspannung am Photomultiplier als Funktion der Spaltbreite von Eintritts - und Austritts - Spalt am Spektrometer von NI1

3.3 Aufbau des optischen Systems und des Spektrometers

3.3.1 Aufbau des Spektrometers

Wie im vorhergehenden Kapitel erwähnt, handelt es sich um Gitterspektrometer, die sich durch ihr gutes Auflösungsvermögen (siehe Kapitel 3.3.1.1) auszeichnen.

Das vom Beam kommende und durch das Lichtführungssystem geleitete Licht, wird auf den Eintrittsspalt (2) des Spektrometers, der bei den Messungen eine Breite von $50\text{ }\mu\text{m}$ und eine Höhe von $7,5\text{ mm}$ hatte, abgebildet (vgl. Abb. 7). Der Spiegel (3) reflektiert das Licht auf die achromatische Linse (4), die es parallelisiert. Somit fällt paralleles Licht auf das Reflexionsgitter (5). Das vom Gitter reflektierte Licht fällt wieder durch die Linse auf den Scannerquader (7). Die Linse erzeugt bei monochromatischem Licht ein Bild des Eintrittsspalt auf dem Austrittsspalt. Durch Drehen des Scannerquaders werden einzelne Spektrallinien am Austrittsspalt (6) vorbeigeführt, der über zwei Linsen (8) auf die Photokathode (9) des Photomultipliers abgebildet wird. Der Photomultiplier kann somit die einzelnen Spektrallinien zeitlich nacheinander registrieren.

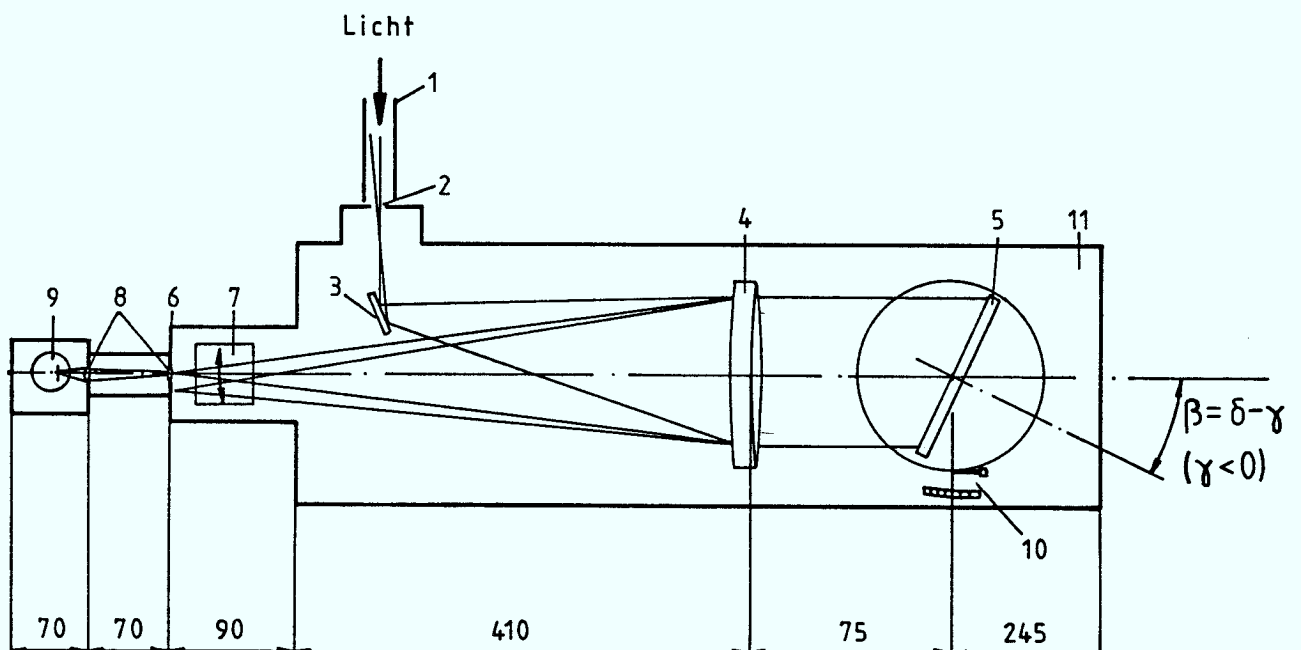


Abb. 7: Aufbau des Spektrometers

1. Lichtführungssystem vom Injektortank
2. Eintrittsspalt: $h = 7,5 \text{ mm}$; $b = 50 \mu\text{m}$ (h, b verstellbar)
3. Spiegel
4. Kollimatorlinse: Achromat, $f = 500$, $\phi 78 \text{ mm}$
5. Reflexionsgitter: $h = 76 \text{ mm}$; $b = 85 \text{ mm}$
Gitterkonstante $d = 600 \text{ Linien/mm}$; Blazewinkel 22°
6. Austrittsspalt: h und b wie Eintrittsspalt
7. Scannerquader : $30 \times 30 \times 15 \text{ mm}$; Schwertflintglas
 $\pm 13^\circ$ Drehung $\hat{=} \pm 3 \text{ mm}$ Versatz
8. Zwischenabbildung
9. Photomultiplier Typ R928, Hamamatsu
10. Nonius und Rändelschraube zur Einstellung von φ
11. Gehäuse

Der Photomultiplier der Firma Hamamatsu hat folgende technische Daten :

Hamamatsu	:	Typ R928
Quantenausbeute bei 600 nm	:	ca. 8 %
Anodenempfindlichkeit		
bei 20° C und 600 nm	:	100 %
bei 10° C und 600 nm	:	105 %
Ansprechverhalten bei 450 V	:	3,3 ns Anstiegszeit
bei 500 V	:	3,0 ns Anstiegszeit
Dunkelstrom bei 20° C	:	ca. 1,8 nA
Anodenempfindlichkeit		
bei 500 V	:	11 A/lm (1m = lumen)
Stromverstärkung bei 500 V	:	$2 \cdot 10^5$
Die am Widerstand ($500 \text{ k}\Omega$) des Photomultipliers abfallenden Spannungen werden um den Faktor 10 verstärkt. Daraus ergeben sich folgende Betriebsdaten :		
Dunkelspannung bei 20° C	:	9 mV
Ausgangsspannung bei 500 V	:	55 MV/lm

3.3.1.1 Das Auflösungsvermögen der Spektrometer als Funktion der Spaltbreite

Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens wird eine Berechnung mit vorgegebener Spaltbreite von $50 \mu\text{m}$ durchgeführt.

Beim Scannen ändert sich $\sin \beta$, während α konstant bleibt.

Daraus ergibt sich :

$$m \cdot \lambda = d \cdot (\sin \alpha + \sin \beta)$$

$$m \cdot \frac{d\lambda}{d\beta} = d \cdot \cos \beta$$

Littrow - Anordnung : $\alpha \approx \beta \approx \delta$

$$\Rightarrow m \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \delta \approx 2 \cdot d \cdot \sin \beta$$

Die Division gibt :

$$\frac{d\lambda}{d\beta} \cdot \frac{1}{\lambda} \approx \frac{1}{2} \cdot \cot \delta$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{2} \cdot \cot \delta \cdot \Delta\beta$$

$$\text{Auflösung : } \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\cot \delta}{2 \cdot f} \cdot \Delta s$$

$$\text{Mit } \delta = 23,2^\circ \text{ (Seite 15)} \Rightarrow \cot \delta = 2,336$$

$$\Rightarrow \Delta\lambda = 656 \cdot \frac{2,336}{1000} \cdot \frac{\Delta s}{(\text{mm})} \text{ nm}$$

$$\Rightarrow \Delta\lambda = 1,53 \cdot \frac{\Delta s}{(\text{mm})} \text{ nm} (*)$$

$$\Rightarrow \Delta\lambda = 0,077 \text{ nm} \hat{=} 0,77 \text{ \AA} \text{ bei } 50 \mu\text{m Spalt}$$

d = Gitterkonstante

f = 500 mm

λ = 656 nm

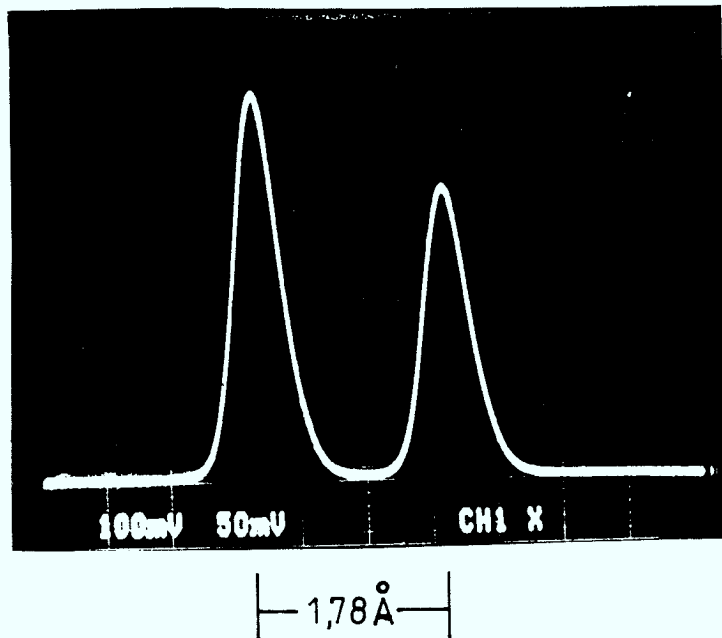
Δs = Spaltbreite = 0,05 mm

$$\Delta\beta = \frac{\Delta s}{f}$$

Tabelle 2 : Auflösungsvermögen der Spektrometer

Spaltbreite (μm)	Δs	Theoretisch nach (*) ($\text{\AA}$)	gemessen (vgl. Abb. 8) ($\text{\AA}$)
15		0,23	0,4
50		0,77	0,8
100		1,53	-

Abb. 8 zeigt die Spektren einer Entladungslampe mit einem Gasgemisch aus Wasserstoff und Deuterium für eine Spaltbreite von $15 \mu\text{m}$ und $50 \mu\text{m}$. Die Eigenbreite der Linien liegt bei $0,22 \text{ \AA}$.



Spektrometer NI 1

Auflösungsvermögen als
Funktion der Spaltbreite

E - Spalt : 15 μm breit
7,5 mm hoch

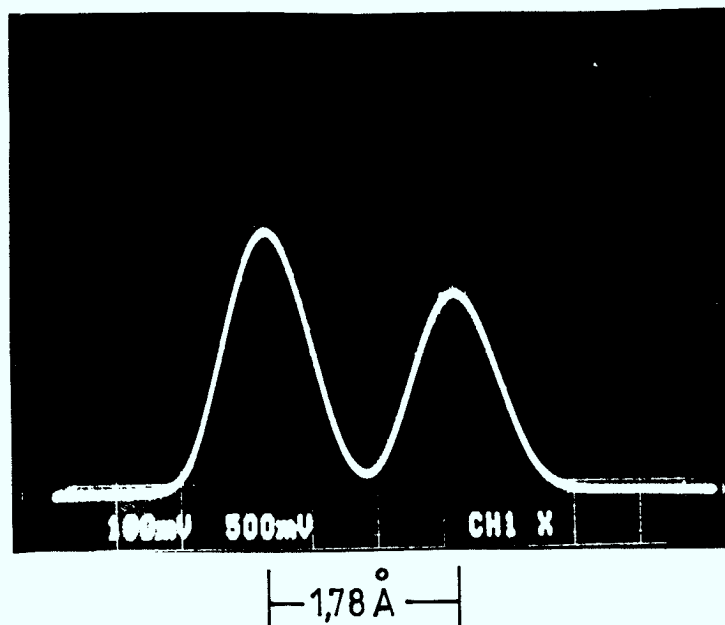
A - Spalt : 15 μm breit

Scanner : 0,5 V

(100 mV / cm)

Multipl. - Spg. : 194 V

$\text{H}\alpha / \text{D}\alpha$ Linie : = 1,78 $\text{\AA}$



E - Spalt : 50 μm breit
7,5 mm hoch

A - Spalt : 50 μm breit
7,5 mm hoch

Multipl. - Spg. : 198 V

$\text{H}\alpha / \text{D}\alpha$ Linie : = 1,78 $\text{\AA}$

Spaltbreitenverh. 1 : 3,3

Peakhöhenverh. 1 : 6,67

Abb. 8: Auflösungsvermögen des Spektrometers

3.3.1.2 Transmission

Im allgemeinen ist in der Optik die Transmission τ eines Mediums (oder optischen Gerätes) definiert als das Verhältnis des Lichtstromes Φ_{τ} , der aus der Austrittsfläche austritt, zum Lichtstrom Φ , der auf die Eintrittsfläche trifft. Tritt die Wellenlängen - Abhängigkeit des Photomultipliers, o.ä. hinzu wird dies auch als Gerätefunktion bezeichnet und ist wellenlängenabhängig.

$$\tau(\lambda) = \frac{\Phi_{\tau}(\lambda)}{\Phi(\lambda)}$$

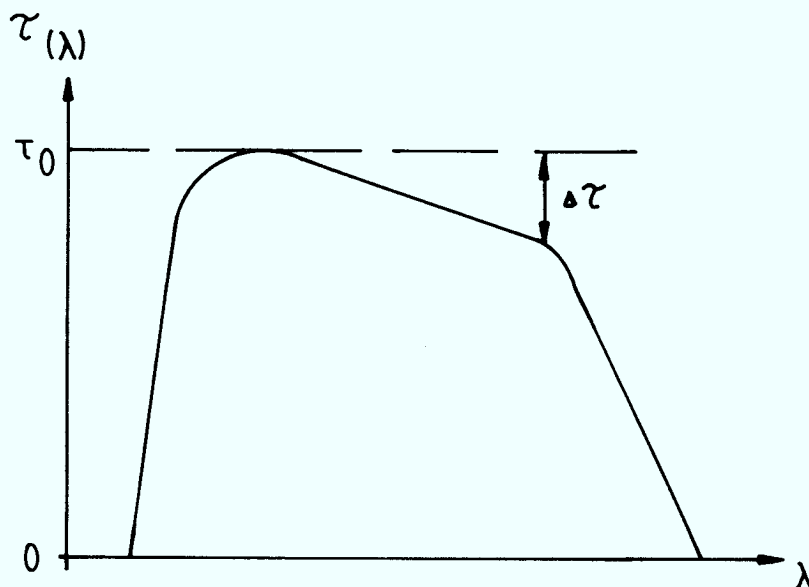


Abb. 9: Transmissionskurve

Bei optischen Spektrometern können aus unterschiedlichen Gründen bei der gemessenen Intensität von Linien Verluste auftreten. Bedingt durch den Drehwinkel des Scannerquader und dessen Brechungseigenschaften, kann bei den Linien, die im Randbereich des meßbaren Spektrums liegen, ein Abschneiden von Teilen der Strahlung und damit der Spektrallinie auftreten. Bei den hier verwandten Gitterspektrometern können solche Verluste ausgeschlossen bzw. vermieden werden (bedingt durch dessen Bauart und dem gewählten Scan - Bereich).|12|

Eine Verbreiterung der Linien durch Unschärfe kann dennoch auftreten. Dies ist auf eine Änderung der Fokussierung mit dem Drehwinkel des Scanners zurückzuführen.

Bei sehr schmalen Linien mit bekannter Intensität und Breite tritt bei Unschärfe eine Verminderung des Intensitätsmaximums und gleichzeitig eine Verbreiterung der Linie auf. Da jedoch das Integral der Linie ausgewertet wird (vgl. Kapitel 4.2), bleibt diese Verbreiterung der Linie ohne Einfluß.

Da $\Delta\lambda = 1\%$ vom Arbeitsbereich des Photomultipliers ist, erübrigt sich eine weitere Transmissionsbetrachtung und die Transmission im betrachteten Wellenlängenbereich ($\Delta\lambda < 60 \text{ \AA}$) kann als konstant angesehen werden.

3.3.2 Aufbau des Lichtführungssystems

Der Aufbau des optischen Lichtführungssystems besteht aus einem inneren Teil, der sich im Vakuumtank befindet, und einem äußeren Teil, der zwischen Vakuumfenster und Spektrometer montiert ist.

Das innere Lichtführungssystem (Abb. 10) reicht bis zum Vakuumfenster und besteht aus einem mattschwarzeloxierten Aluminiumrohr (Innendurchmesser 50 mm ; Wandstärke 1,75 mm), das im Inneren mit einem Spiegel und einer Linse bestückt ist.

Das äußere Lichtführungssystem (Abb. 11) besteht aus zwei Linsen mit einem Umlenkspiegel. Diese Bauteile wurden in vorgefertigte Halterungen montiert, die wiederum durch Faltenbälge miteinander verbunden sind. Hierdurch war es möglich, die Linsen des äußeren Systems bei der Justierung aus den vorher berechneten Positionen zu verschieben (siehe Kapitel 3.3.3).

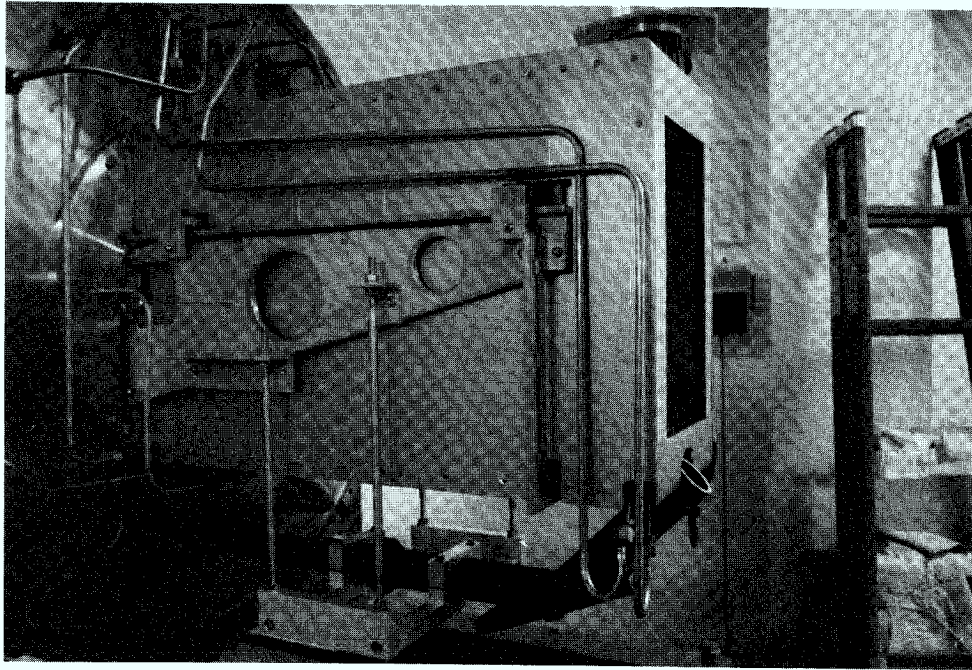


Abb. 10: Neutralisator ; darunter Lichtführungssystem

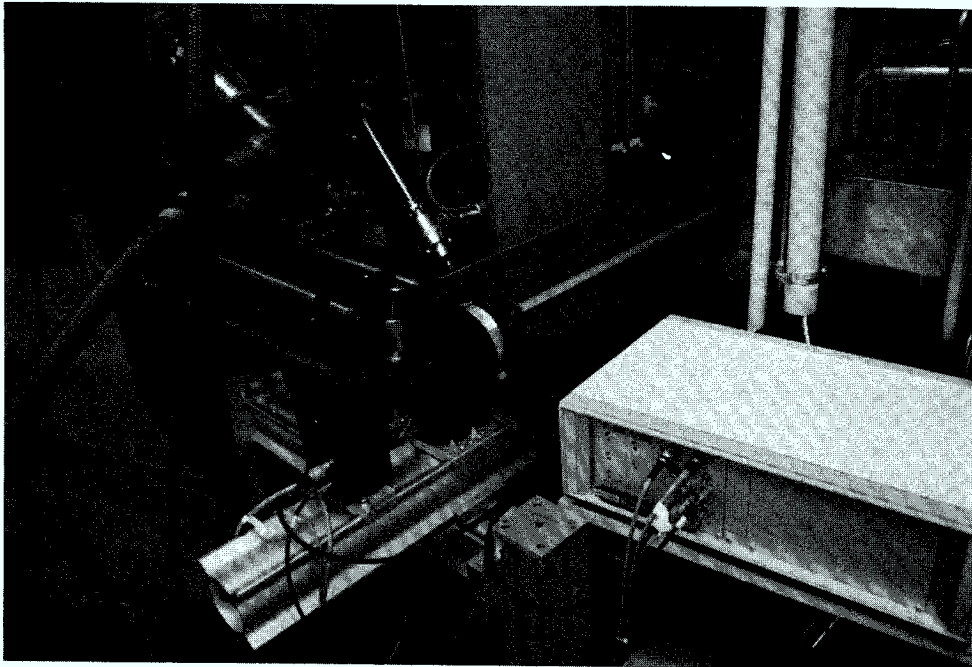


Abb. 11: Äußeres Lichtführungssystem und Spektrometer
als Gesamtansicht

Außerdem konnte gewährleistet werden, daß vom Beam nahezu paralleles Licht in das System einfällt.

Nach folgenden Abbildungsgesetzen

$$(1) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b}$$

$$(2) \quad \frac{y'}{y} = \frac{b}{g}$$

f = Brennweite (mm)

g = Gegenstandsweite (mm)

b = Bildweite (mm)

y = Gegenstandsgröße (mm)

y' = Bildgröße (mm)

wurde die entsprechende Berechnung für die Injektoren NI1 und NI2 vorgenommen. In der folgenden Abschätzung zur Auslegung des gesamten Lichtführungssystems, wird der Eintrittsspalt auf den Beam abgebildet (Spalt = Gegenstandsgröße y, Bildgröße y' des Spaltes auf dem Beam).

Die Unterkante des Beams ist maßgebend für den Abstand von b zur Linse 3. Eine Berechnung ergibt einen Abstand von b = 754 mm. Außerdem gilt : D = 50 mm und L = 620 mm.

Die senkrechte Bildgröße B₀, die zur weiteren Berechnung notwendig ist, errechnet sich aus den Winkelbeziehungen wie folgt :

$$B_0 = 2 \cdot \frac{b \cdot D}{L} - D = 71,6 \text{ mm}$$

Wie aus der Skizze auf Seite 29 zu ersehen ist, erhält man für die maximale Bildgröße B (Beamausschnitt) ein schiefwinkeliges Dreieck, das mit Hilfe des Cosinus - Satzes gelöst werden kann.

$$a^2 = b^2 + c^2 - 2 \cdot b \cdot c \cdot \cos \alpha$$

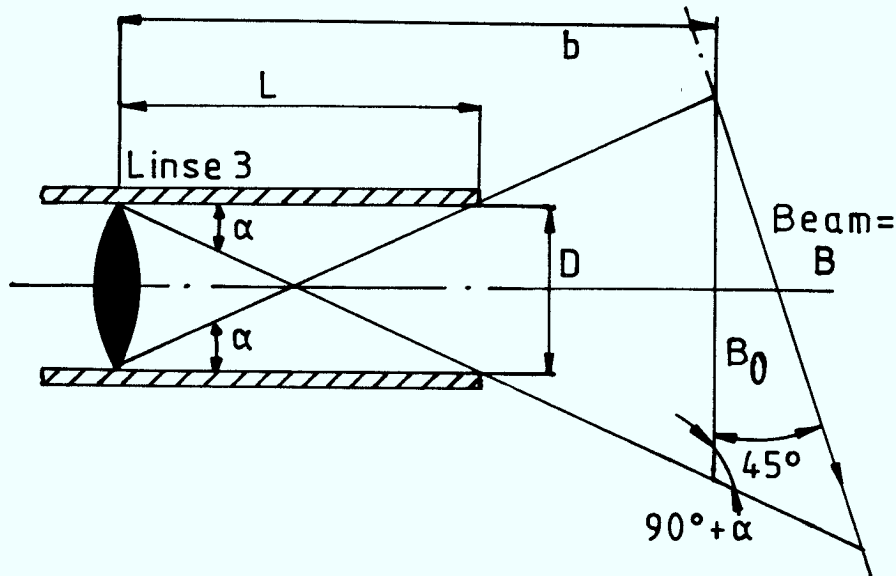
Nach mehrmaliger Umformung der Ausgangsgleichung errechnet sich das Verhältnis von

$$\frac{B}{B_0} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot 1 - \frac{1}{2 \cdot \cos \alpha}} \pm \sqrt{\frac{1}{2 \cdot \left(1 - \frac{1}{2 \cdot \cos \alpha} \right)^2} - 1}$$

Außerdem ist darauf zu achten, daß das Bild an keiner Stelle des optischen Systems die Rohrwand berührt.

Mit eingesetztem Grenzwinkel α , der $4,6^\circ$ beträgt, ergibt sich für

$$\frac{B}{B_0} = 2,43 \quad \Rightarrow \quad B = B_0 \cdot 2,43 = 174 \text{ mm}$$



$$-\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{g} = \frac{1}{f} + \frac{1}{b} \quad \Rightarrow \quad g_3 = 300 \text{ mm}$$

Der Abstand von Linse 2 zu 3 = $1258 - 300 = 958 \text{ mm} = b_1$

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{f} + \frac{1}{b} \quad \Rightarrow \quad g_2 = 228 \text{ mm}$$

Der Abstand von Linse 1 zu 2 = $401 - 228 = 173 \text{ mm} = b_1$

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{f} + \frac{1}{b} \quad \Rightarrow \quad g_1 = 63 \text{ mm}$$

$$\frac{y'}{y} = \frac{g}{b} \quad \Rightarrow \quad \begin{array}{l} y_3 = \frac{y' \cdot g}{b} = 28,5 \text{ mm} \\ y_2 = 6,8 \text{ mm} \\ y = 2,5 \text{ mm} \end{array}$$

Aus der Berechnung folgert, daß ein 2,5 mm hoher Spalt (Gegenstand), der im Experiment auf eine Höhe von 7,5 mm und eine Breite von $50 \mu\text{m}$ eingestellt ist, auf dem Beam ein Bild von 174 mm erzeugt. Darüber hinaus konnte festgestellt werden, daß eine hohe Lichtintensität vorhanden ist. In Abb. 13 ist der optische Strahlengang des Lichtführungssystems dargestellt. Die Abmaße sind nicht maßstabsgerecht.

Lichtführungssystem an Ni1 und Ni2

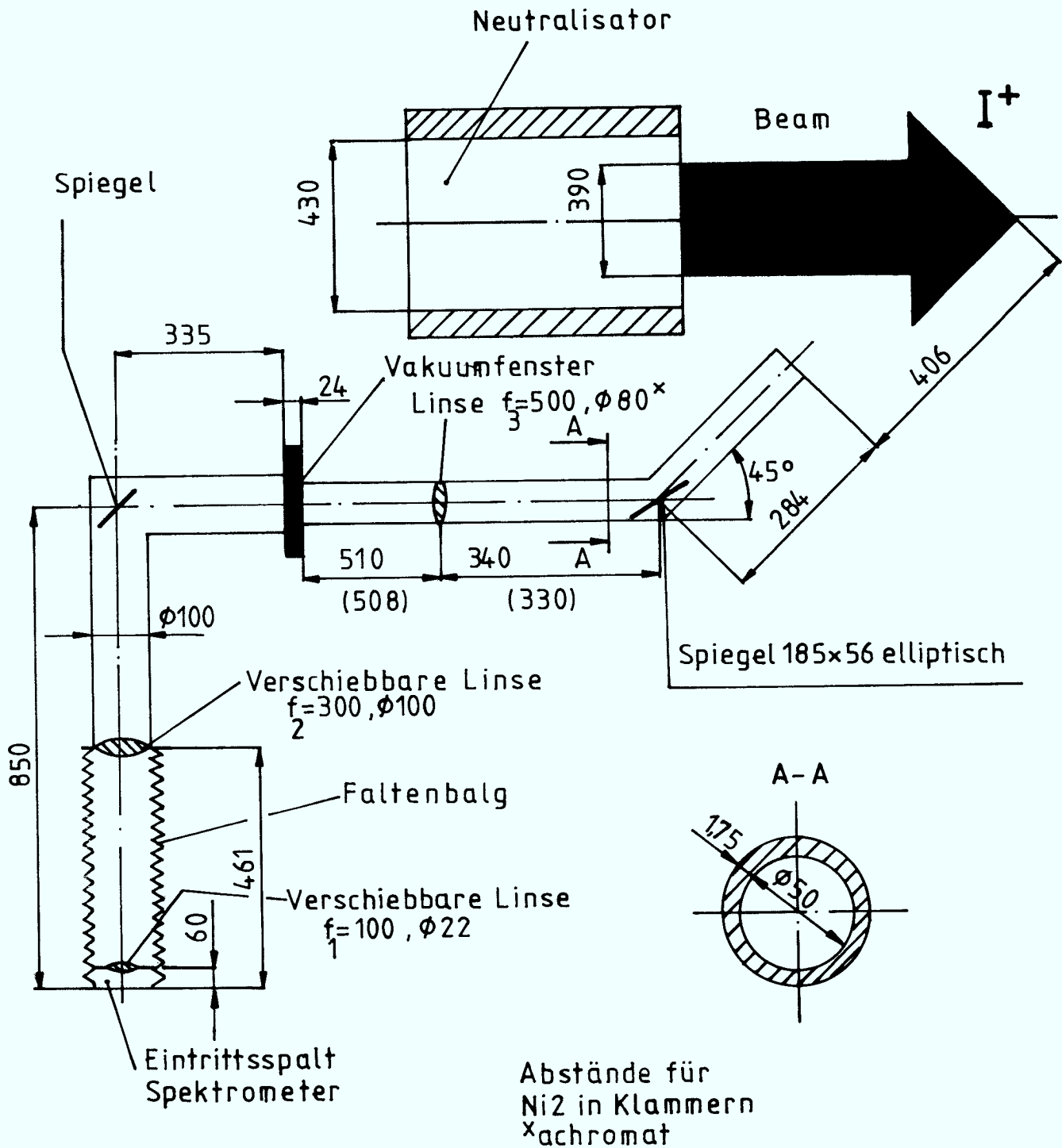


Abb. 12: Lichtführungssystem an NI1 und NI2

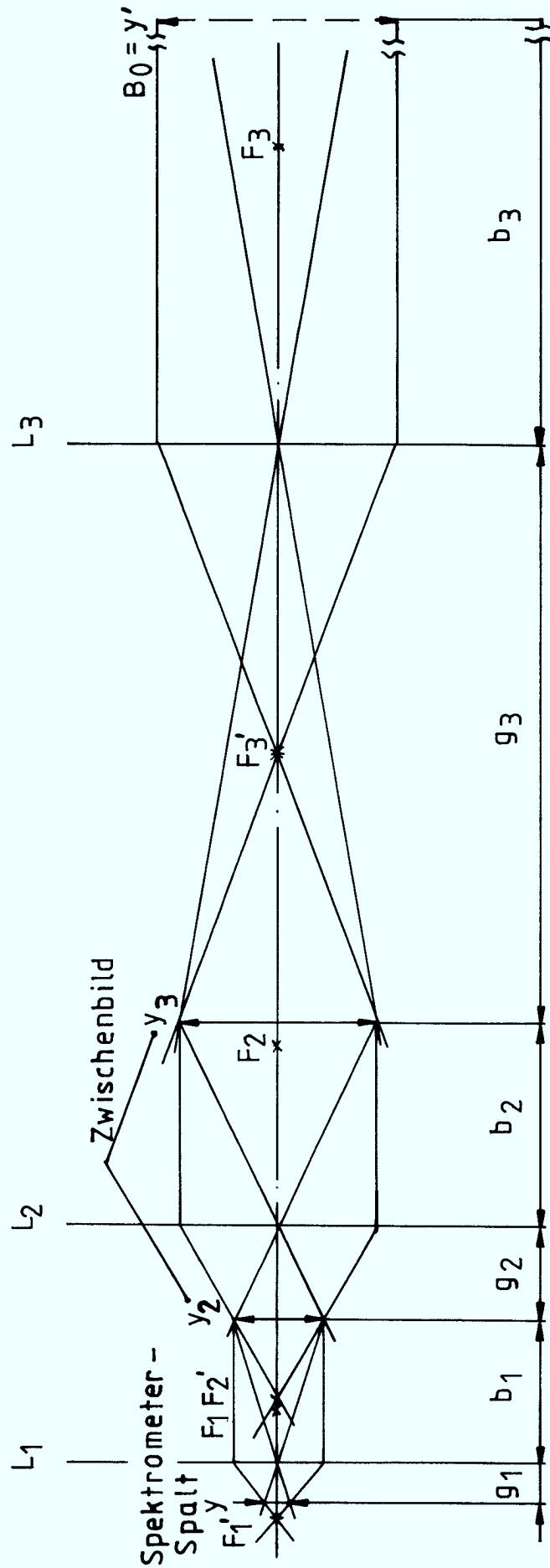


Abb. 13: Der optische Strahlengang des Lichtführungssystems

3.3.3 Justierung des Lichtführungssystem

Nach Aufbau des Spektrometers und des äußeren Lichtführungssystems an den Injektoren mußten beide Komponenten ausgerichtet werden, um optimale Meßergebnisse zu erzielen.

Da es nicht möglich ist, vom Inneren des Injektortanks her den Strahlengang auszuleuchten, macht man es sich zunutze, daß der Lichtweg eines optischen Systems umkehrbar ist.

An den Ort des Photomultipliers wurde ein Laser gebracht, der das Spektrometer in umgekehrter Richtung durchstrahlt. Nach Einbau der beiden Linsen in den äußeren Strahlengang wurde dieser mit Hilfe des Lasers ausgerichtet. Anschließend wurde der Laser entfernt und durch eine spezielle Lichtquelle (Hg - Lampe) ersetzt. Durch Verschieben der Linsen wird das Bild des Spaltes scharf auf das Vakuumfenster projiziert. Danach wurde der Spiegel um 90° gedreht, und somit der innere Strahlengang künstlich nach außen verlegt, um überprüfen zu können, ob sich das Bild der Kollimatorlinse des Spektrometers, im Abstand der inneren Linse zum Vakuumfenster befindet.

Von größter Wichtigkeit ist es, daß die optischen Achsen des Gesamtsystems (Innerer Strahlengang, Äußerer Strahlengang, Spektrometer) fluchten müssen und das Bild der Kollimatorlinse auf dem Vakuumfenster scharf abgebildet wird. Dieses wurde durch Reflexion an Linse 1 überprüft, wobei davon auszugehen war, daß diese senkrecht zur optischen Achse steht. Ein Laserstrahl läuft nur dann in sich selbst zurück, wenn die Linse zentrisch getroffen wird.

Je exakter diese Ausrichtung ist, desto größer ist in umgekehrter Richtung die Intensität des Lichtes des Neutralteilchenstrahls auf dem Spektrometerspalt.

3.3.4 Die elektrische Versorgung der Spektrometer

Die elektrische Versorgung der Spektrometer besteht aus vier Baugruppen, von denen sich die Baugruppen zwei, drei und vier in einem Europarahmen eingesetzt und mit der nötigen Betriebsspannung versorgt, außerhalb des TEXTOR - Bunkers befinden, um auch während des Plasmabetriebs Einstelländerungen vornehmen zu können. (siehe Abb. 14)

Die zentrale Steuereinheit der Spektrometer befindet sich, durch Kabel mit den äußeren Baugruppen verbunden, innerhalb des Bunkers und besitzt ein 220 V - Netzteil, das von außen einschaltbar ist. Die zentrale Baugruppe versorgt den Scanner sowie den Photomultiplier mit einem Steuersignal und erzeugt die Versorgungsspannung für die Scannerelektronik und den Sekundärverstärker. (+15V, -15 V, +6V, -6V, Erde). Er besitzt außerdem einen Generatoreingang und die Rückmeldung des Scanners. Die zweite Baugruppe ist ein softwaregesteuerter Funktionsgenerator der Firma Le Croy (Quad Programmable Complex Function Generator, Modell 8601), der ein Dreieckssignal mit einer Frequenz von 10 Hz und einer Amplitude von ± 10 V liefert. Dieses Signal ist das Steuersignal des Scanners.

Die dritte Baugruppe ist die Hochspannungsversorgung des Photomultipliers.

Die vierte Baugruppe ist ein Acht - Kanal Transientenrecorder der Firma Kinetic System Corporation (Modell 4022, 8 - Channel Transient Recorder) mit folgenden Daten :

Anzahl der Kanäle	: 8
Max. Sample Rate	: 250 kHz / Anzahl der Kanäle
Max. Meßzeit	: 250 kHz / Sample Rate · s für 250 kHz Sample Rate, 1 Kanalbetrieb : 1s
mind. Impedanz	: 1 Megaohm
Max. Meßbereich	: ± 5 V
Auflösung	: 12 bit $\rightarrow$ 2,5 mV per Digit
Max. Fehler	: ± 1 bit $\rightarrow$ 2,5 mV bei bester Aus- nutzung des Meßbereichs
Ausgangs Code	: Digital

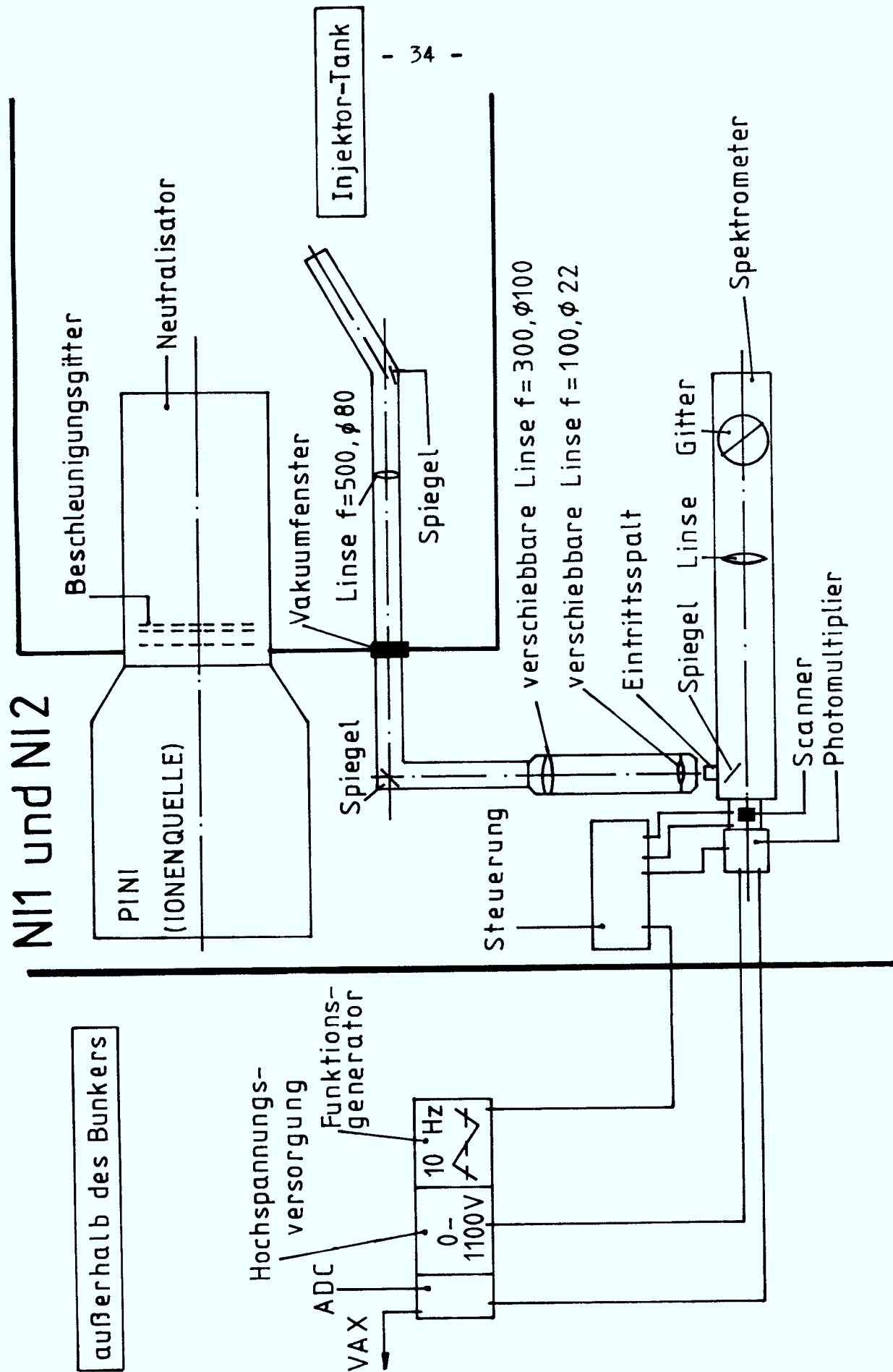


Abb. 14: Elektrische Versorgung der Spektrometer

3.3.4.1 Hochspannungsversorgung des Photomultipliers

Für die Hochspannungsversorgung des Photomultipliers wurde ein vorgefertigter Baustein der Firma Hamamatsu verwandt.

Dieser wurde auf einer für Europarahmen tauglichen Platine montiert. Somit war die Möglichkeit gegeben, diese Europlatine in die Schaltschränke außerhalb des TEXTOR - Bunkers einzusetzen, um bei Deuterium - Beams, bei denen radioaktive Strahlung entsteht und der Bunker nicht betreten werden darf, die Photomultiplierspannung verändern zu können.

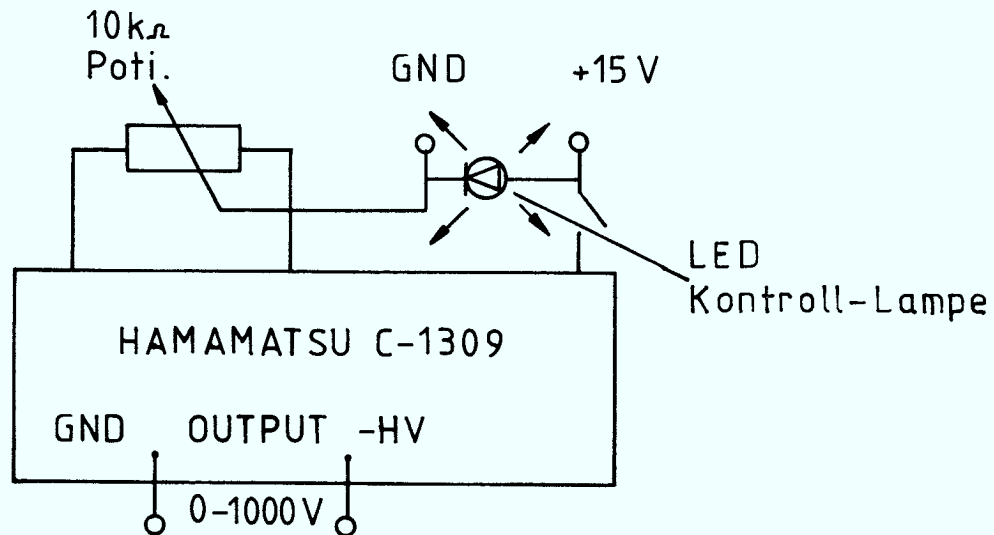


Abb. 15: Schaltung der Hochspannungsversorgung

Da die Einstellung des Photomultipliers über ein Potentiometer mit Skalenteilen - Einteilung erfolgt, wurde eine Eichkurve aufgenommen, um die Potentiometerstellung in Abhängigkeit von der Spannung zu messen. Die maximale Arbeitsspannung des Photomultipliers liegt bei ungefähr 1000 V. Da die Lichtausbeute recht groß war, genügt es, die Hochspannung im Bereich zwischen 450 und 550 V einzustellen.

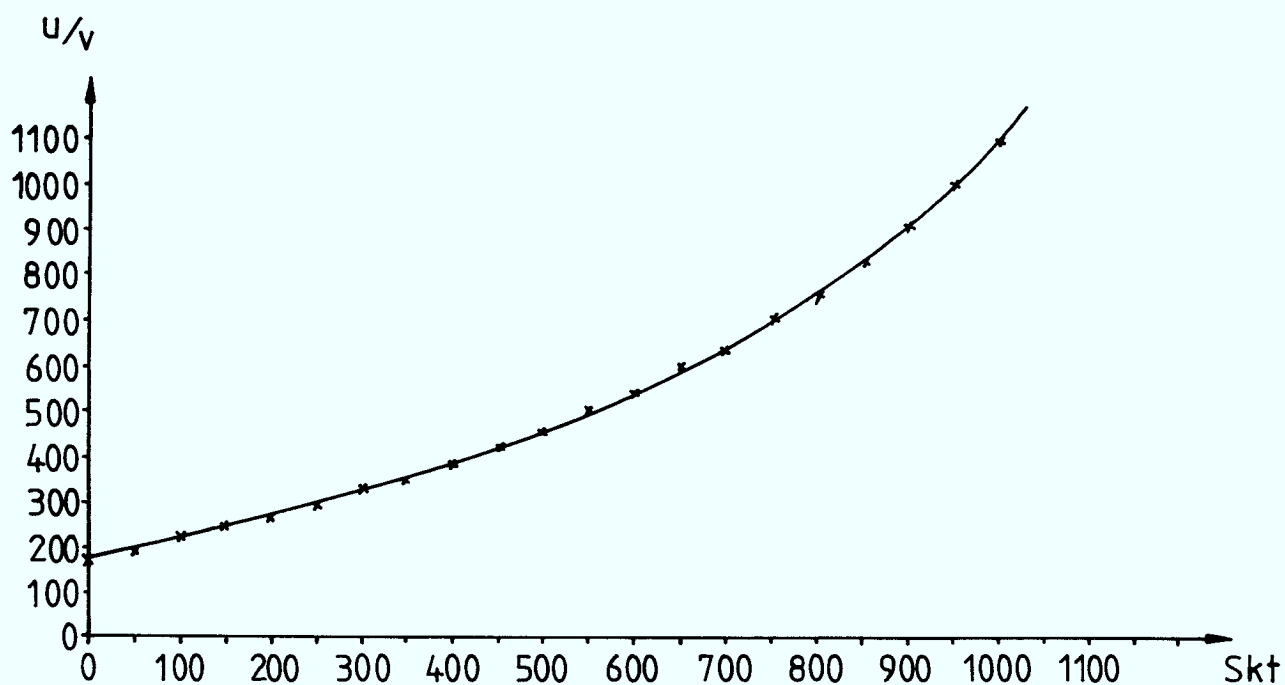


Abb. 16: Eichkurve der Hochspannungsversorgung

Pot./SKT	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500
U / V	175	196	219	244	270	298	328	358	392	427	466
Pot./SKT	550	600	650	700	750	800	850	900	950	1000	
U / V	507	553	602	655	713	777	846	923	1008	1105	

3.3.4.2 Störungen des Ausgangssignals und deren Beseitigung

Da hochfrequente Störungen durch Spannungsüberschläge zwischen den Ionenquellen - Gittern bei hohen Extraktionsspannungen und durch das Brennen des Lichtbogens, etc. nicht zu verhindern sind, wurden für sämtliche Leitungen Koaxial - Kabel verwandt, um Störungen möglichst gering zu halten.

Bei der Auswertung des Signals ergab sich eine Störfrequenz von einigen Kiloherz. Da das zu erwartende Spektrometersignal eine Frequenz kleiner 500 Hz hat, wurde vor den Eingang der Datenerfassung ein Tiefpaß als Rauschfilter gesetzt.[14]

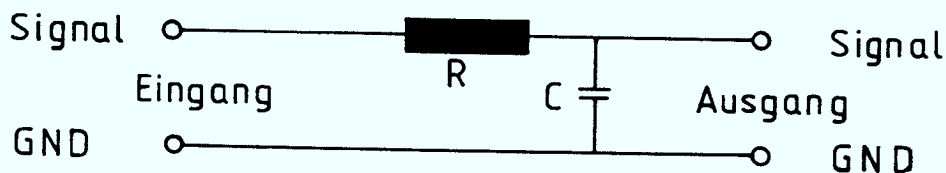


Abb. 17:Schaltung des Tiefpaßes

Die Grenzfrequenz eines solchen R - C Gliedes (Tiefpaß) errechnet sich :

$$(1) f_g = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot C}$$

f_g = Grenzfrequenz (Hz)

R = Ohmscher Widerstand (Ω)

C = Kapazität (F)

Es wurde eine Grenzfrequenz von $f_g = 1500$ Hz angenommen und ein ohmscher Widerstand von $10 \text{ k}\Omega$ dimensioniert. Nach Umstellung von Gleichung (1) folgt daraus :

$$(2) C = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot f_g}$$

Setzt man die Werte in Gleichung (2) ein, so ergibt sich eine Kapazität von $C = 10 \cdot 10^{-9} \text{ F} = 10 \text{ nF}$. Durch diesen Tiefpaß konnte das Rauschen um den Faktor 3 gedämpft werden; das entspricht 9,5 dB.

3.3.5 Einstellwerte der Spektrometer für NI1 und NI2 bei Wasserstoff - und Deuterium - Beams

Um die Spektrometer betreiben zu können und die best-möglichen Ergebnisse (Spektren) zu erhalten sind einige Einstellwerte, die experimentell ermittelt worden sind, vorzunehmen (siehe Tabelle 3). Dabei ist darauf zu achten, daß die einzelnen Peaks eines Spektrums gut getrennt sind und sich die kleinste Peakhöhe der Spektrum - Komponenten oberhalb von etwa 1 Volt befindet, da sich sonst bei der späteren Auswertung Ungenauigkeiten ergeben.

Tabelle 3: Einstellwerte der Spektrometer im Betrieb

U _{acc} (kV)	I _{acc} (A)		Photomultiplierspannung							
			NI1				NI2			
	H ₂	D ₂	H ₂		D ₂		H ₂		D ₂	
			SKT	V	SKT	V	SKT	V	SKT	V
20	18	14	min: 450	427	500	466	500	466	650	602
30	36	24	min: 500	466	520	482	520	482	650	602
40	53	35	min: 520	482	550	507	540	499	660	613
50	77	55	max: 520	482	580	534	540	499	680	635
55	87	63	max: 580	534	600	553	580	534	680	635

	Scannerspannung				Gitterwinkel		Spalte	
							geöffnet um :	
	(V)				$\varphi(^{\circ})$		50 μ m $\hat{=}$ 5 SKT	
	NI1		NI2		NI1	NI2	NI1	NI2
	H ₂	D ₂	H ₂	D ₂			Eintrittsspalt :	
20	± 4	$\pm 4,5$	± 4	± 4	24°55'	25°8'	μ m SKT	μ m SKT
30	$\pm 4,5$						90 9	70 7
40	± 5						Austrittsspalt :	
50	± 6	$\pm 5,5$	± 6	$\pm 5,5$			μ m SKT	μ m SKT
55	± 6						300 30	320 32

Aus der Tabelle ergibt sich, das bei NI2 etwas mehr Photomultiplierspannung nötig ist als bei NI1. Generell müssen bei kleinen Beamströmen höhere Photomultiplierspannungen eingestellt werden, um die gleiche Peakhöhe wie bei großen Beamströmen zu erhalten. Wegen der größeren Doppler - Shift bei hohen Beschleunigungsspannungen liegt dort die Scanner-spannung höher.

Für das Spektrometer an NI1 ergibt sich ein Eintrittsspalt-nullpunkt von $40\mu\text{m}$ (4 SKT) und ein Austrittsspalt-nullpunkt von $250\mu\text{m}$ (25SKT). Bei NI2 ergeben sich für den Eintrittsspalt $20\mu\text{m}$ (2SKT) und für den Austrittsspalt $270\mu\text{m}$ (27SKT) als Spalt-nullpunkte (siehe Kapitel 3.2.3). Die gewünschte Spaltöffnung (hier $50\mu\text{m}$) ist dem hinzuzuzählen.

4. Messungen mit dem optischen Spektrometer an den Injek- toren (NI1 und NI2) und Berechnung der Ergebnisse

4.1 Vorgänge bei der Lichtemission

Wie in Kapitel (3.2.1) erwähnt, kollidieren die beschleunigten, neutralisierten Wasserstoffatome mit den ruhenden Molekülen des Hintergrundgases und geben dabei Licht der Balmer - Serie ab. Das Licht der Balmer - Serie liegt im Bereich des sichtbaren Spektrums.

Zu jedem diskreten Elektronenzustand gehört ein bestimmtes Energieniveau, das sich als Summe aus der potentiellen Energie W_p und der kinetischen Energie W_k darstellen läßt. Die gesamte Energie des Elektrons in dem n-ten Niveau ist $W_n = W_p + W_k$. Dies läßt sich anschaulich im sogenannten Termschema darstellen.

Die kleinste Wellenlänge λ bzw. die höchste Frequenz f für Wasserstoff erhält man mit $n = 1$ und $m = \infty$. Daraus ergibt sich für diesen Fall eine Quantenenergie von $2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 13,6 \text{ eV}$. Das ist die größte Energie die ein Wasserstoffatom abstrahlen kann. Es ist vorher voll ionisiert und das Elektron vom Kern getrennt.

Beim Übergang von dem Energieniveau m in das niedrigere n wird die Energie $W = h \cdot \nu$ abgegeben.

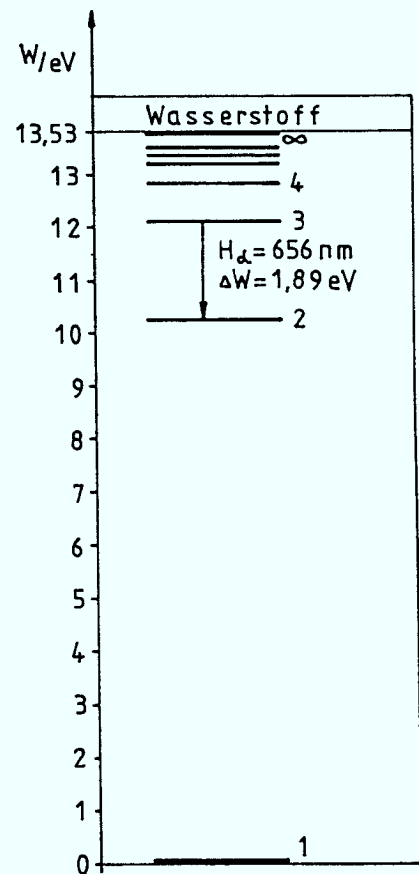


Abb. 18: Termschema für Wasserstoff

$$(1) \quad h \cdot \nu = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) 2,179 \cdot 10^{-18} \text{ J}$$

Für die Spektromettermessungen gilt $m = 3$ und $n = 2$ ($H\alpha$ - Licht). Setzt man diese Werte in obige Gleichung ein, so erhält man für $W = h \cdot \nu = 3,027 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, entsprechend 1,89 eV. [15]

Daraus folgt, das beim Übergang vom dritten zum zweiten NI-Niveau ein Lichtquant mit 1,89 eV abgestrahlt wird.

Aus der Rydberg - Frequenz R ($3,2898 \cdot 10^{15}$ Hz) errechnet sich die Rydberg - Konstante R_{∞} , als

$$R_{\infty} = \frac{1}{c_0} \cdot R \quad c_0 = \text{Lichtgeschwindigkeit im Vakuum}$$
$$R_{\infty} = 1,0973 \cdot 10^7 \text{ 1/m}$$

Daraus läßt sich die Wellenlänge λ für das hier betrachtete Wasserstoffspektrum wie folgt berechnen :

$$\Delta W = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \cdot R_{\infty}$$
$$\Delta W = \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \cdot 1,0973 \cdot 10^7 \text{ 1/m}$$
$$\Delta W = 1,523 \cdot 10^8 \text{ 1/m}$$
$$\Rightarrow \lambda = \frac{1}{\Delta W}$$
$$\lambda = 656 \text{ nm}$$

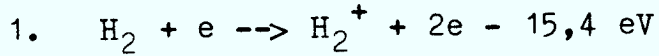
4.2 Die Plasmaerzeugung in der Ionenquelle

Im wesentlichen entstehen bei einer Wasserstoffentladung drei Arten von positiven Wasserstoffionen (H_1^+ , H_2^+ , H_3^+). Hierbei ist es sehr wichtig, einen hohen Protonenanteil $H^+(E)$ in der Quelle zu bekommen. Weniger nutzbar sind die niederenergetischen Ionen und Neutralteilchen ($H^0(E/2)$, $H^0(E/3)$), die bei der Injektion ins Plasma eine Aufheizung der Randbereiche bewirken und nicht wie die $H^0(E)$ - Anteile bis ins Plasmazentrum gelangen.

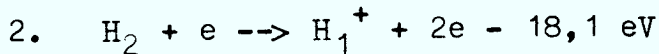
Die folgenden Reaktionen, deren Daten aus [16] entnommen wurden, finden bei der Erzeugung eines Wasserstoffplasmas aus einer Wasserstoffentladung statt.

σ = der Wirkungsquerschnitt für den entsprechenden Vorgang

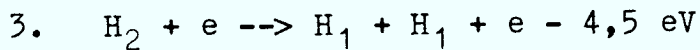
$\sigma_{\max}$ = maximaler Wirkungsquerschnitt bei der angegebenen Energie



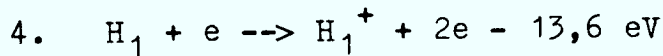
$$\sigma_{\max} = 9,8 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2, E \approx 70 \text{ eV}$$



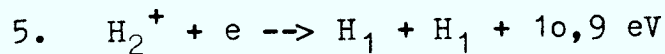
$$\sigma_{\max} = 5,8 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2, E \approx 100 \text{ eV}$$



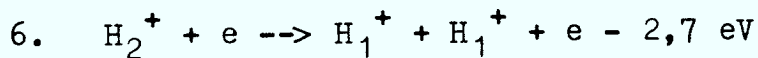
$$\sigma_{\max} = 9 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2, E \approx 17 \text{ eV}$$



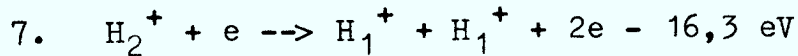
$$\sigma_{\max} = 7 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2, E \approx 50 \text{ eV}$$



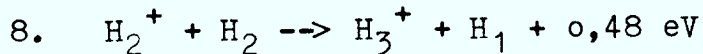
$$\sigma_{\max} = 1 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2, E < 1 \text{ eV}$$



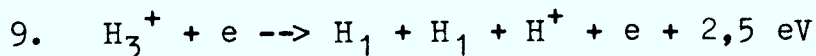
$$\sigma_{\max} = 4,3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2, E \approx 24 \text{ eV}$$



$$\sigma_{\max} = 1,75 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2, E \approx 105 \text{ eV}$$



$$\sigma \approx 10^{-14} \text{ cm}^2, \text{ für thermische Energien } (E < 0,5 \text{ eV})$$

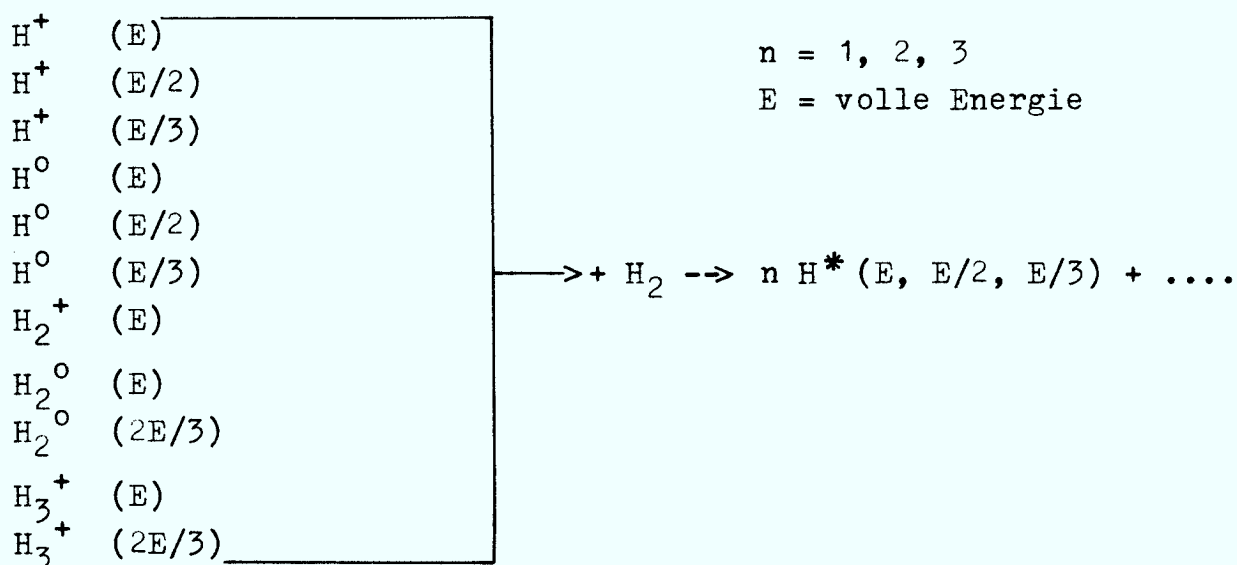


$$\sigma \geq 10^{-15} \text{ cm}^2, E < 1 \text{ eV}$$

Bei der Betrachtung der H^+ - Erzeugung fällt auf, daß der direkte Wirkungsquerschnitt um mehr als eine Größenordnung kleiner ist, als bei der Erzeugung von H_2^+ und H_3^+ . Dadurch ergibt sich, daß der größte Teil der H^+ - Ionen über H_2^+ und H_3^+ - Reaktionen (1, 3, 4, 8, 9) entsteht.

4.3 Berechnung der Speziesverteilung und deren Bestimmung aus den Rohdaten

Die Energieverteilung in beschleunigten Wasserstoff - bzw. Deuterium - Strahlen wird vorwiegend bestimmt durch das Verhältnis von voller, halber und eindrittel Energie atomarer und molekularer Ionen, die in der Quelle gebildet werden. Zerfall und Umladungsprozesse im Beschleunigungs - und Neutralisator - Bereich führen zu elf positiven Ionen - und Neutralteilchen - Spezies, wobei hier negative Ionen wegen ihres geringen Anteils außer Betracht bleiben sollen. Diese Spezies produzieren angeregte Wasserstoff - Atome durch Reaktionen mit dem Hintergrundgas H_2 . Die folgenden Zusammenhänge gelten analog für Deuterium.[2]



Die Ionen und die neutralen Spezies im Beam, die wie oben erwähnt in drei Gruppen unterteilt werden können, geben dabei, durch ihre hohe Geschwindigkeit, unterschiedliches, durch den Doppler - Effekt in der Wellenlänge verschobenes Licht ab. Dadurch ist es möglich, mit Hilfe der aufgenommenen Spektren und unter Verwendung der folgenden Gleichungen die Relationen des zusammengesetzten Beams zu berechnen.

$$(1) \quad \frac{H_2^+}{H^+} = c_2 \cdot \frac{R(E/2)}{R(E)} \quad ; \text{ analog für Deuterium}$$
$$(2) \quad \frac{H_3^+}{H^+} = c_3 \cdot \frac{R(E/3)}{R(E)}$$

R sind die Integrale der Doppler - verschobenen Peaks der entsprechenden Energien und c_2 und c_3 sind Korrekturfaktoren, die Anregungs - und Neutralisationswirkungsquerschnitte enthalten. Sie gelten für den aus Ionen - und Neutralteilchen zusammengesetzten Beam und ermöglichen die Bestimmung der Ionenanteile im ursprünglichen, aus der Quelle extrahierten Ionenstrahl.

Diese Werte wurden für die Speziesverteilung in Abhängigkeit von der Neutralisatortargetdicke, mit einem Computerprogramm G-Beams (Culham Laboratories) für 20, 30, 35, 40, 50, 60, 70 und 80 keV - Beams, die einen H_2 - Neutralisator passieren, berechnet.[2]

Zur Bestimmung der Korrekturfaktoren für Deuterium Spektren war es notwendig, zusätzliche Faktoren aus den entsprechenden Wirkungsquerschnitten zu berechnen und zwar für folgende keV - Werte : 10, 15, 25 und 27,5 keV.

Mit Hilfe des Rechenprogramms SPECIES [17], das diese Faktoren in parametrisierter Form enthält, ist es möglich aus den Rohdaten der gemessenen Spektren direkt die Speziesverteilung zu erhalten.

Die berechneten Werte der Korrekturfaktoren als Funktion der Neutralisatortargetdicke und der Extraktionsenergie sind in Abb. 19 und Abb. 20 dargestellt.

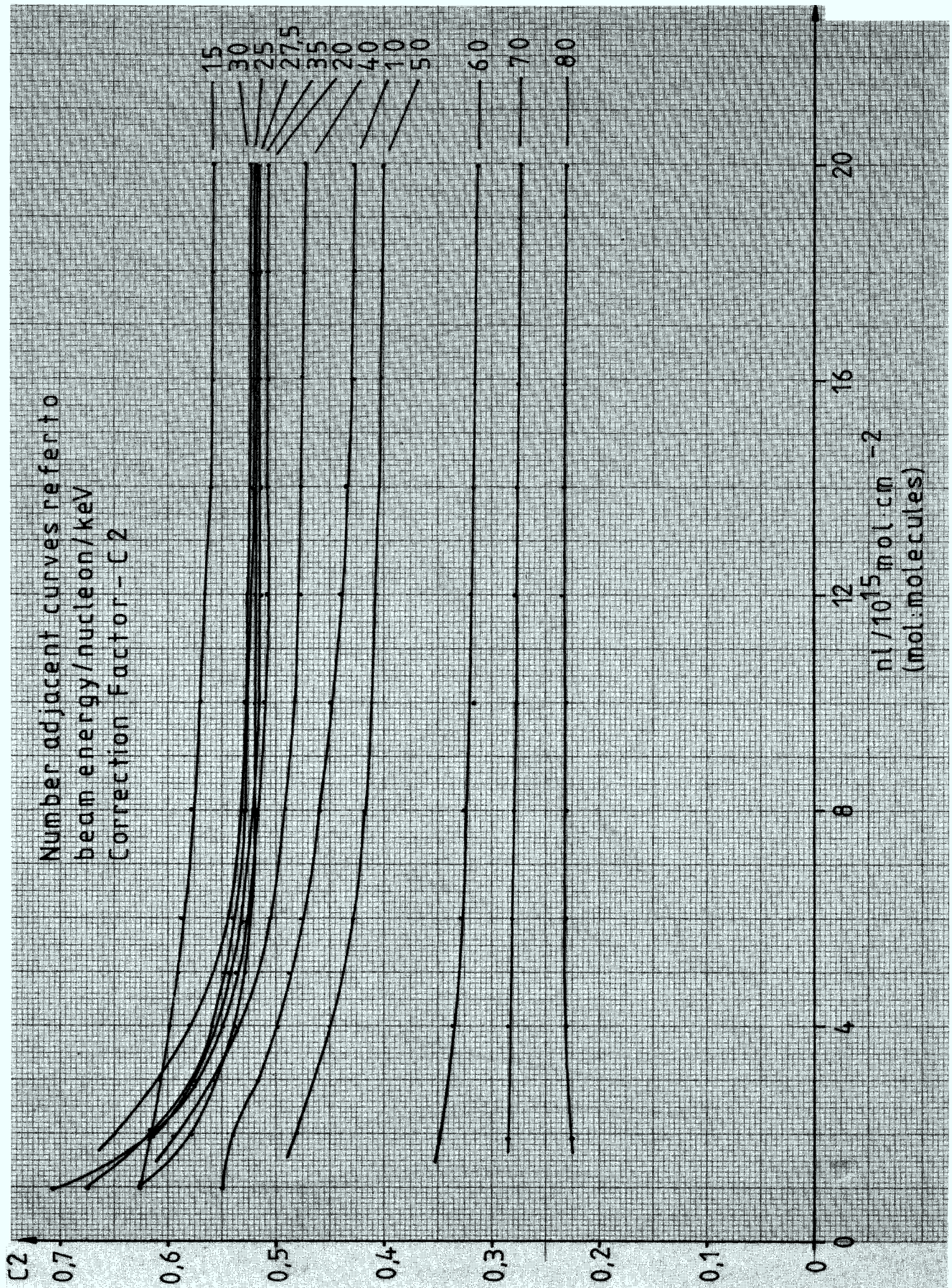


Abb. 19: Korrekturfaktor c_2

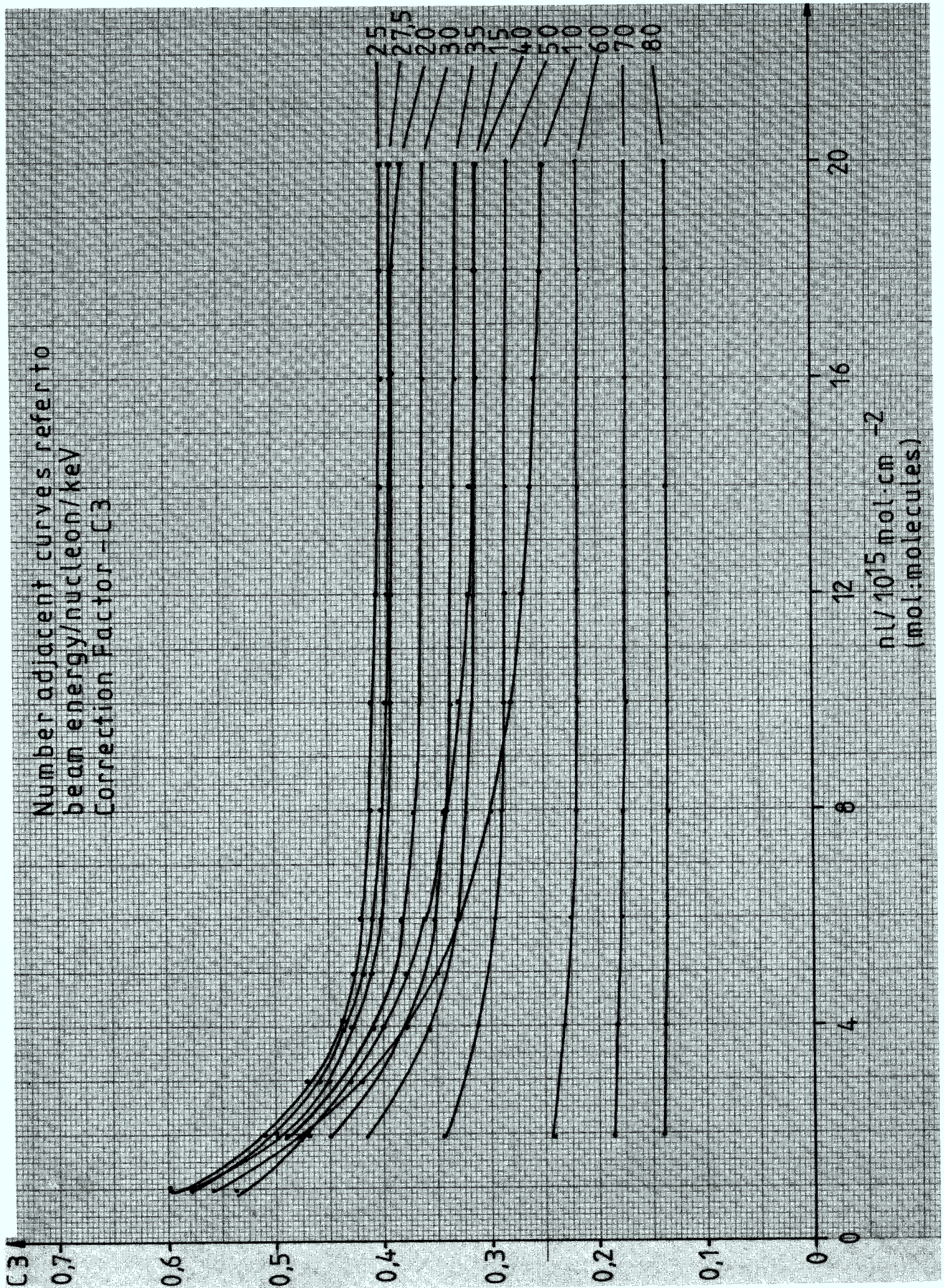


Abb. 20: Korrekturfaktor c_3

4.4 Aufnahme der Daten

Vor Beginn der Messungen mit dem optischen Spektrometer wird die Steuerung und die Hochspannungsversorgung eingeschaltet. Gleichzeitig wird die Hochspannung eingestellt und vom Computer - Terminal aus der Funktionsgenerator und der Datenlogger (ADC) gestartet.

Die Meßreihen bzw. die Daten werden mit Hilfe eines Transienten Recorders (Analog Digitalwandler), der an das NI - Datenverbundnetz der Großrechenanlage (VAX) des IPP angeschlossen ist, aufgenommen. Das Timing erfolgt nun über ein zentralgesteuertes Trigger - Signal, das bei ($T=0$ s) den Funktionsgenerator auslöst und bei Extraktion des Beams ($T=10$ s) das ADC auf "Sampling" - Mode (Datenaufnahme) schaltet. Nach Ende der Meßzeit werden die Daten automatisch in der Großrechenanlage abgespeichert.

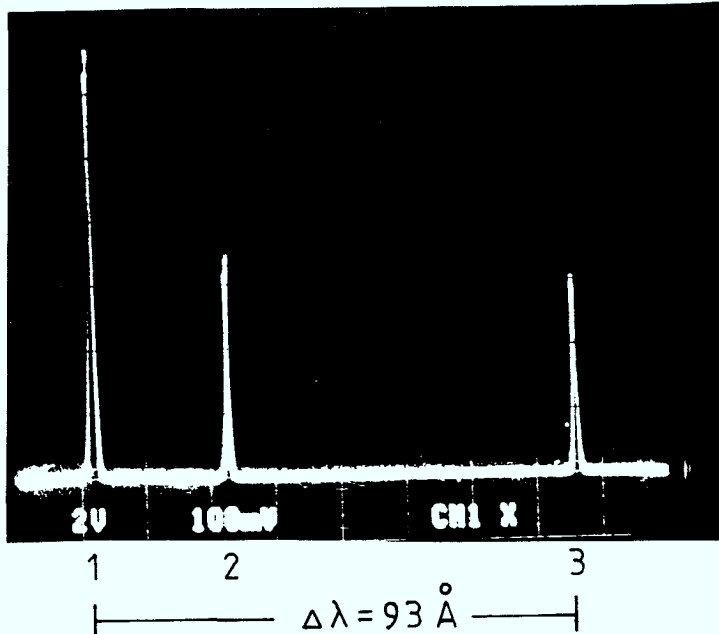
Dann können mit Hilfe der Terminals die gemessenen Daten abgerufen, aufbereitet und anschließend graphisch dargestellt werden.

Die graphische Darstellung eines typischen Spektrums zeigt vier Peaks, von denen der erste das "Unshifted" (Unverschobene) Licht mit der Wellenlänge $D_{\alpha} = 656,1$ nm bzw. $H_{\alpha} = 656,3$ nm ist. Dieser entsteht durch Stoßanregung des Hintergrundgases und ermöglicht dadurch die Bestimmung der Wellenlängen der drei Doppler - verschobenen Peaks der beschleunigten Teilchen. Da sowohl ein Zusammenhang zwischen betrachteter Wellenlänge und der Scannerspannung (1 V entsprechen $6,19 \text{ \AA}$) als auch zwischen der Zeit t und der Scannerspannung besteht, läßt sich daraus Δt und $\Delta \lambda$ bestimmen.

Nach folgenden Gleichungen lassen sich die Doppler - verschobenen Peaks berechnen :

$$(1) \quad \lambda' = \lambda_0 + \Delta t \cdot U_{sc} \cdot f' \cdot D^*$$

$$(2) \quad \Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$$



λ' = Wellenlänge der verschobenen Peaks (nm)

λ_0 = Wellenlänge des "Unshifted" (nm)

Δt = Zeitdifferenz zwischen verschobenem und betrachtetem Peak (s)

U_{sc} = Betrag der Scanner-
spannung $| U_{max} - U_{min} |$ (V)

$f' = 2 \cdot f$ = Frequenz, mit der die Spektren aufgenommen werden (da Scanner Hin- und Rücklauf je ein Spektrum liefert : $2 \cdot f$ (s^{-1}))

D^* = Dispersionskonstante
= $6,19 \text{ Å/V}$

Abb. 21: Neonspektrumspektrum zur Bestimmung der Dispersionskonstanten im zu messenden Wellenlängenbereich

Die Dispersionskonstante beschreibt die Wellenlängenänderung im Spektrum bei 1 V Scanner-spannungsänderung. Zur Ermittlung von D^* wurde das Spektrometer mit einer Neonlampe, deren Spektrum bekannt ist, durchstrahlt. In den zu messenden Wellenlängenbereich fallen die Neonpeaks 1 bis 3.

Wellenlängenbereich

Neon - Lampe :

Peak 1 : $6506,5 \text{ Å}$

Peak 2 : $6532,9 \text{ Å}$

Peak 3 : $6599,0 \text{ Å}$

E_{Spalt} : $15 \mu m$

A_{Spalt} : $15 \mu m$

Scanner: 10 V (2 V/Kästchen)

Multiplierspannung : 250 V

Gitter : $24^\circ 46'$

Wie aus dem Oszillogramm in Abb. 21 und der dazugehörigen Tabelle zu ersehen, beträgt die Scannerspannung 2V/Kästchen. Daraus läßt sich nach Abmessen der Abstände der Peaks untereinander die Scannerspannung berechnen. Die Division der Wellenlängendifferenz durch die Spannungsdifferenz ergibt die Dispersionskonstante D^* . (siehe Tabelle 4)

Tabelle 4 : Peak Nr.	Abstände in Kästchen	$\Delta\lambda$ (Å)	Scannerspag. (V)	D^* (Å/V)
1 - 3	7,42	92,5	14,84	6,23
2 - 3	5,29	66,1	10,59	6,24
1 - 2	2,20	27,4	4,40	6,23

Nach Gleichung (1) und (2) wurde die Dopplerverschiebung eines Wasserstoff - bzw. eines Deuterium - Beams berechnet und in Abb. 22 und 23 eingezeichnet. In Tabelle 5 sind die $\Delta\lambda$ - Werte für die Doppler - Verschiebung eingetragen.

Tabelle 5 :

NI1 : 53 kV	Spezies	theor. Wert nach Gleichungen aus Kapitel (3.2.1) (nm)	Spektrum I abgelesen (nm)	Spektrum II abgelesen (nm)
	H^+	4,95	5,06	5,11
	H_2^+	3,50	3,58	3,62
	H_3^+	2,86	2,91	2,94
NI2 : 30 kV	D^+	2,63	2,58	2,64
	D_2^+	1,86	1,79	1,85
	D_3^+	1,52	1,45	1,51

Wie die Tabelle zeigt, sind die Abweichungen der mit den Spektrometern bei NI1 und NI2 gemessenen Doppler - Verschiebungen für 53 keV Wasserstoff und 30 keV Deuterium von den berechneten Werten minimal.

In Abb. 23 a ist ein 20 keV Deuterium Spektrum dargestellt, bei dem die geringste Doppler - Shift von 2,80 Å zwischen D_3^+ und D_2^+ auftritt. Der abgelesene Wert von 2,67 Å stimmt hiermit gut überein. Dadurch ist es möglich eine sehr genaue Speziesverteilung berechnen zu können. Die Spezieskomponenten sind hervorragend getrennt.

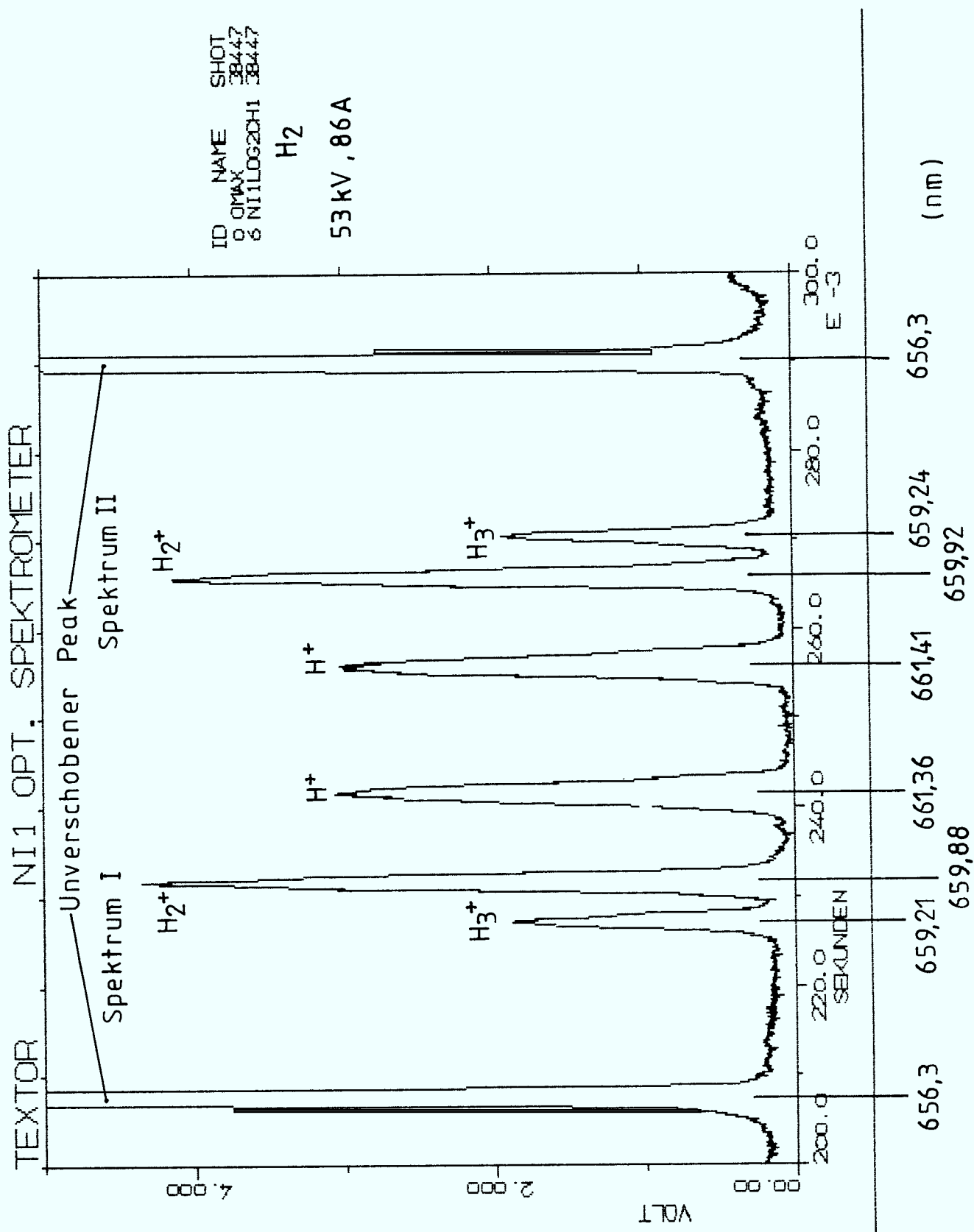


Abb. 22:Speziesspektren Beam + Nr. 38447, NI1, H₂

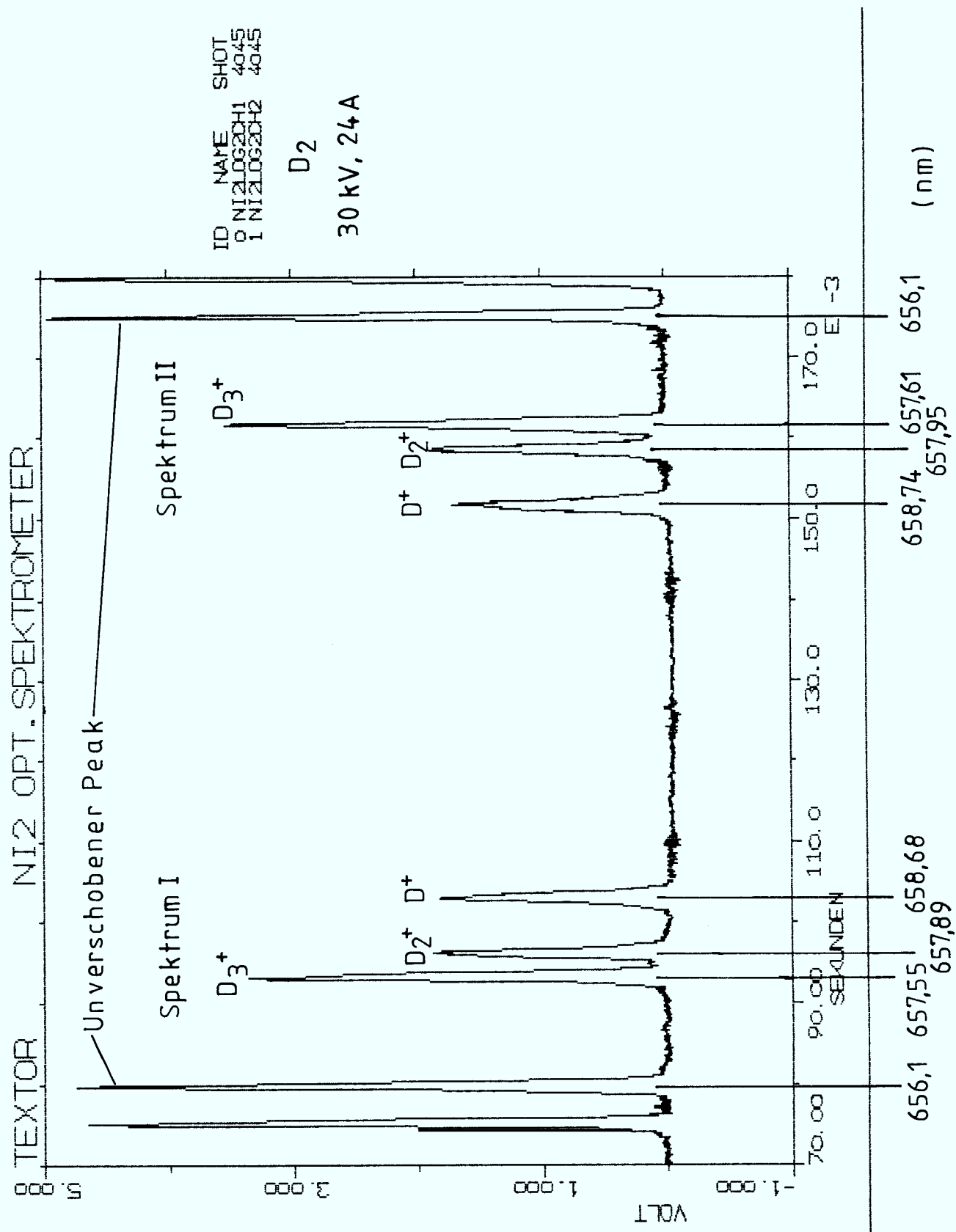


Abb. 23: Speziesspektren Beam - Nr. 4045, NI2, D₂

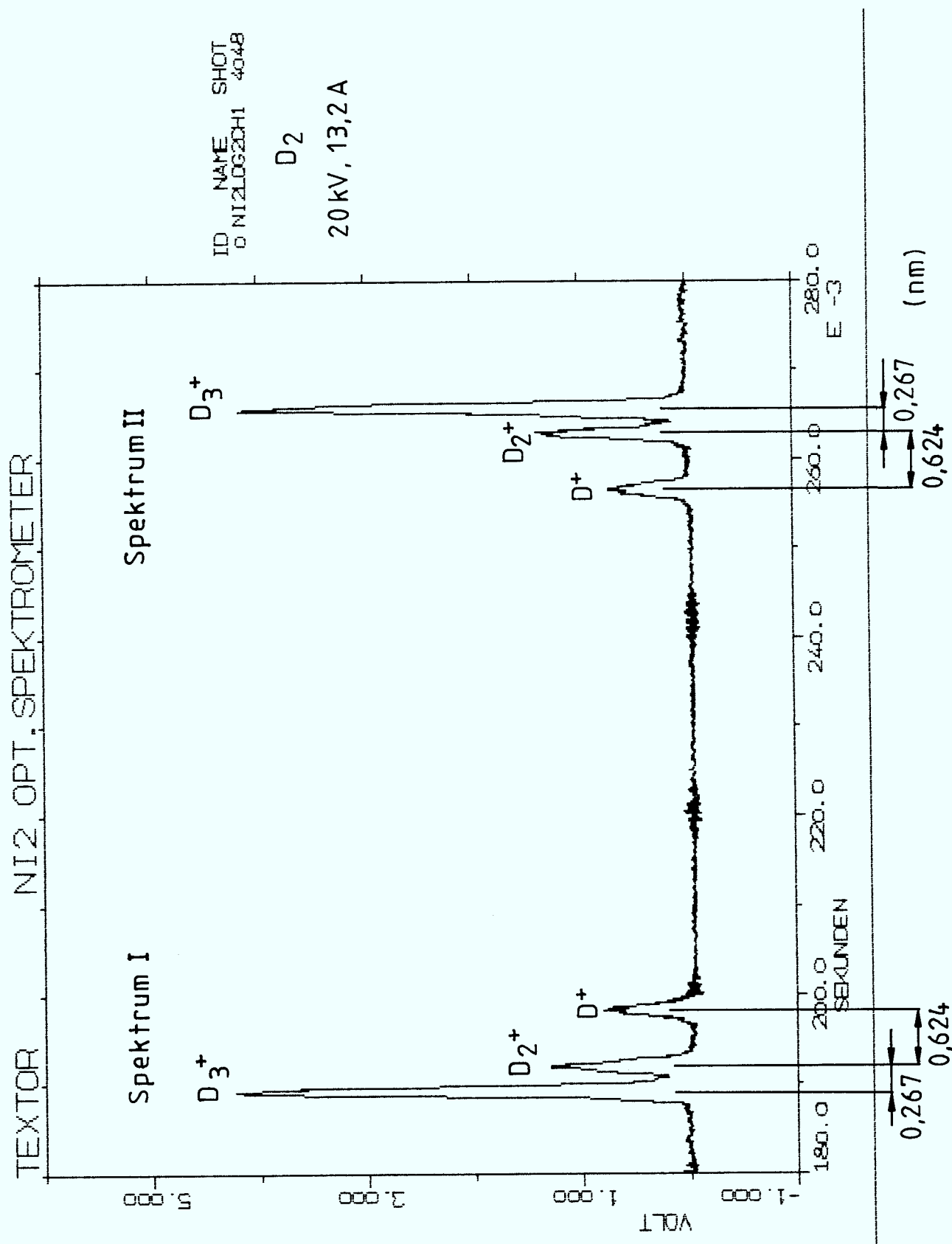


Abb. 23a: Speziesspektren Beam - Nr. 4048, NI2, D₂

4.5 Berechnung der Speziesverteilung aus den aufgenommenen Meßreihen

Um die Speziesverteilung berechnen zu können, wird das Integral der Intensität des zugeordneten Peaks eines Spektrums benötigt. Um eine möglichst hohe Genauigkeit zu erreichen, sind elf Deuterium - Spektren nach drei unterschiedlichen Methoden integriert und verglichen worden. Außerdem soll damit gezeigt werden, welche Möglichkeiten zur Auswertung es gibt, und welche Ergebnisse diese liefern.

Nach folgenden drei Möglichkeiten sind die Integrale und daraus die Spezies berechnet worden:

1. Auftragen der Spektren auf Millimeterpapier und auszählen der Kästchen (Fläche) von Hand.
2. Abfahren der Peaks mit einem Planimeter.
3. Berechnung mit Hilfe des Computerprogramms SPECIES.[17]

Außerdem wurden zwei Spektren eines Beams ausgewählt, berechnet und gemittelt. Bei Auswahl der Spektren ist darauf zu achten, daß während der betrachteten Zeiträume keine Störungen in der Quelle (Hochspannungsüberschläge) vorliegen. Das geschieht durch Überprüfung des zeitabhängigen Bogen - bzw. Beamstroms.

Dadurch war es möglich, Aussagen über die Genauigkeit der Speziesverteilung zu machen. Eine Analyse ergab, daß die Speziesverteilung bei allen drei Berechnungsmethoden ungefähr gleich war (Abweichung < 1%) (vgl. Tabelle 12, Anhang). Die weiteren Spektren wurden daher allein mit dem Computerprogramm ausgewertet (vgl. Tabelle 11,13,14,15 im Anhang).

4.6 Abschätzung der Targetdicke im Neutralisator

Eine aufgenommene Meßreihe des Druckes im Neutralisator in Abhängigkeit der Gasflüsse im Neutralisator und der Quelle, läßt eine Bestimmung der Targetdicke $\int ndl$ zu.

Mit Hilfe eines Baratron, daß sich mittig im Neutralisator befindet, konnte nur der Kaltgasdruck zuverlässig gemessen werden. Wird nun der Beam extrahiert, steigt der Druck durch Gasaufheizung im Neutralisator an. Die Teilchendichte verringert sich, da der Beam Teilchen bindet.

Um die Targetdicke berechnen zu können, wurde der Beamteilchenfluß berechnet und vom Kaltgasfluß, bzw. -druck abgezogen.

$$Q = I \cdot t \Rightarrow I = \frac{Q}{t} = \frac{n \cdot e}{t}$$

$$\frac{n}{t} = \frac{I}{e} = \frac{1 \text{ A}}{1,6021892 \cdot 10^{-19} \text{ As}} = 6,24146 \cdot 10^{18} \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$$

$$1 \text{ A} = 6,24146 \cdot 10^{18} \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$$

Es gilt außerdem mit der Gasgleichung :

$$p \cdot V = n \cdot k \cdot T \Rightarrow n = \frac{p \cdot V}{k \cdot T} = \frac{1 \text{ Torr} \cdot 1}{k \cdot T}$$

$$\Rightarrow n = \frac{1,333 \cdot 10^3 \text{ dyn/cm}^2 \cdot 1000 \text{ cm}^3}{8,315 \cdot 10^7 \text{ erg/kmol} \cdot 300 \text{ K}}$$

$$= 5,345 \cdot 10^{-5} \text{ mol}$$

$$1 \text{ mol} = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ Teilchen}$$

$$1 \text{ Torr l} = 5,345 \cdot 10^{-5} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} = 3,219 \cdot 10^{19} \text{ Teilchen}$$

$$1 \text{ Tl / s} = \frac{3,219 \cdot 10^{19}}{6,2415 \cdot 10^{18}} \text{ A} = 5,16 \text{ A} = 1,333 \text{ mbls}^{-1}$$

$$\Rightarrow 1 \text{ A} = 0,2583 \text{ mbls}^{-1}$$

oder für 60 A = 15,5 mbls⁻¹

Aus der Gasmessung im Neutralisator ergibt sich für die Kaltgasdruckreduktion eines 60 A Beams

$$\Delta p_{\text{Beam}} = 0,5 \mu \text{ bar}$$

Die Berechnung der Targetdicke erfolgte nach folgenden Zusammenhängen :

$$(1) \quad n_o = 2,5 \cdot 10^{16} \cdot p_N$$

$$n_{\text{Beam}} = 2,5 \cdot 10^{16} \cdot \Delta p_{\text{Beam}}$$

$$n_o^* = n_o - n_{\text{Beam}}$$

$$(2) \quad n = \frac{n_o^*}{\sqrt{T/T_o}}$$

Δp_{Beam} = Kaltgasdruckre-
duktion durch
Beamteilchen-
fluß (bar)

n_o = Teilchendichte bei
300 K (cm^{-3})

p_N = mittlerer Kaltgas-
druck im Neutrali-
sator (mbar)

n = Teilchendichte bei
der Temperatur T im
Neutralisator (cm^{-3})

T = Temperatur im Neu-
tralisator bei Durch-
gang des Beams

T = 1200 K

T_o = 300 K

L_N = Neutralisatorlänge
(cm)

$n \cdot l$ = Targetdicke (cm^{-2})

Bei Durchgang des Beams durch
den Neutralisator erfolgt eine
Aufheizung des Neutralisator-
gases.[18]

Die $T^{-1/2}$ - Abhängigkeit ergibt
sich aus dem Leitwert des Neutra-
lisators, der bei molekularem
Fluß der Geschwindigkeit der Gas-
moleküle proportional ist.[19,20]
Eine Gastemperatur von T = 1200 K,
die sich in verschiedenen Messungen
herausgestellt hat, wird hierbei
zugrunde gelegt.

$$n = \frac{n_o^*}{\sqrt{1200/300}}$$

$$n = \frac{n_o^*}{2}$$

$$(3) \quad n \cdot l = \frac{n_o^*}{2} \cdot L_N$$

$$n \cdot l = \frac{n_o^*}{2} \cdot 200 = n_o^* \cdot 100$$

$$(4) \text{ aus (1) } n \cdot l = 2,5 \cdot 10^{18} (p_N - \Delta p_{\text{Beam}}) = 2,5 \cdot 10^{18} \cdot p_N \text{ real}$$

Mit der aus Gleichung (4) bestimmten Targetdicke und der Energie in keV konnten die Korrekturfaktoren c_2 und c_3 bestimmt werden. Nach Ablesen der Werte aus den Diagrammen (Abb. 19 und 20) und Einsetzen in Gleichung (5 und 6) lassen sich die Verhältnisse der Spezies berechnen. Hierbei handelt es sich um Relationen.

Die prozentualen Anteile ergeben sich wie folgt :

$$(5) \quad \frac{H_2^+}{H^+} = \frac{x}{1} \quad ; \quad \frac{D_2^+}{D^+} = \frac{x}{1} \quad ; \quad Z=1+x+y$$

$$(6) \quad \frac{H_3^+}{H^+} = \frac{y}{1} \quad ; \quad \frac{D_3^+}{D^+} = \frac{y}{1}$$

$$(7) \quad H^+ : H_2^+ : H_3^+ = \frac{1 \cdot 100}{Z} \% : \frac{x \cdot 100}{Z} \% : \frac{y \cdot 100}{Z}$$

$$(8) \quad D^+ : D_2^+ : D_3^+ = \frac{1 \cdot 100}{Z} \% : \frac{x \cdot 100}{Z} \% : \frac{y \cdot 100}{Z}$$

wobei x und y das Verhältnis der Integrale, versehen mit dem Korrekturfaktor, nach Kapitel 4.2, Gleichung (1) und (2) ist.

5. Auswertung der Meßdaten

5.1 Allgemeines

Um die Heizung des TEXTOR - Plasmas durch die Neutralteilchen - Injektoren mit größter Genauigkeit nachvollziehen zu können, ist es notwendig eine möglichst genaue Bestimmung der Speziesverteilung vorzunehmen. Dazu müssen die aufgenommenen Meßreihen statistisch aufbereitet werden. Außerdem soll eine vergleichende Darstellung zwischen den Wasserstoff - und den Deuterium - Meßwerten gemacht werden.

5.2 Speziesverteilung über den Beam - Strom

In den beiden folgenden Abbildungen sind alle ausgewerteten Beams der Injektoren NI1 und NI2 für Wasserstoff und Deuterium aufgetragen.

Die dazugehörige Rohdatensammlung befindet sich im Anhang in den Tabellen 11 bis 15.

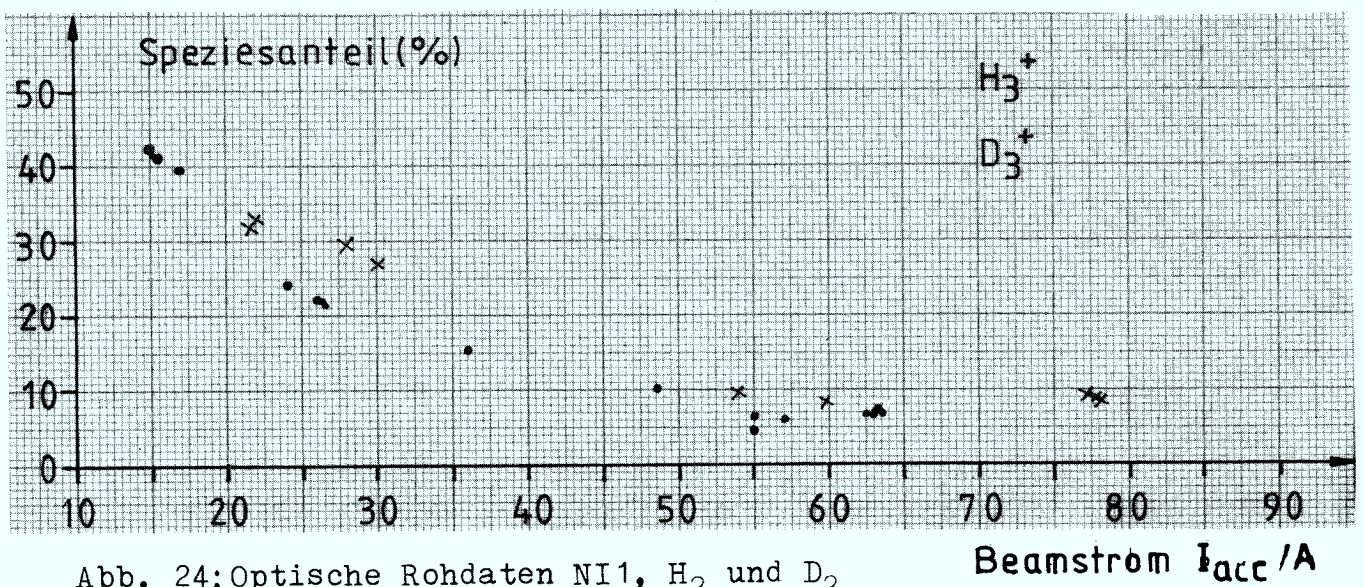
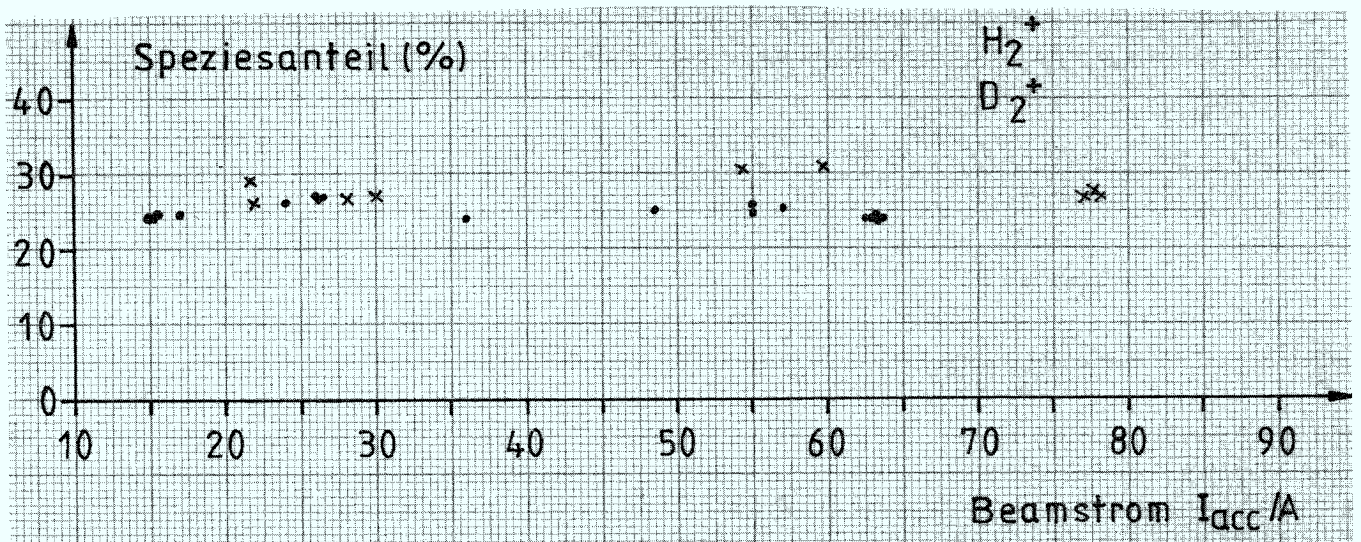
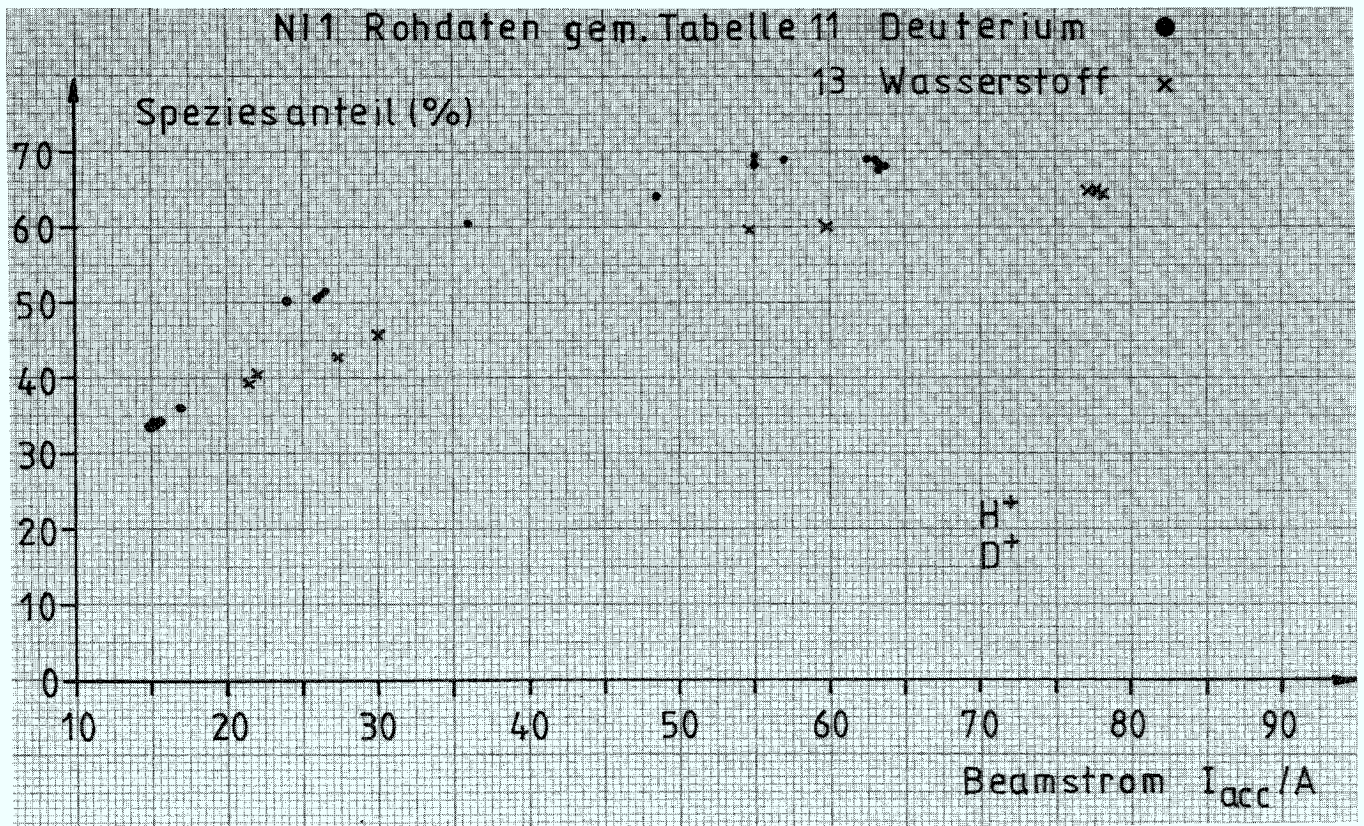


Abb. 24: Optische Rohdaten NI1, H₂ und D₂

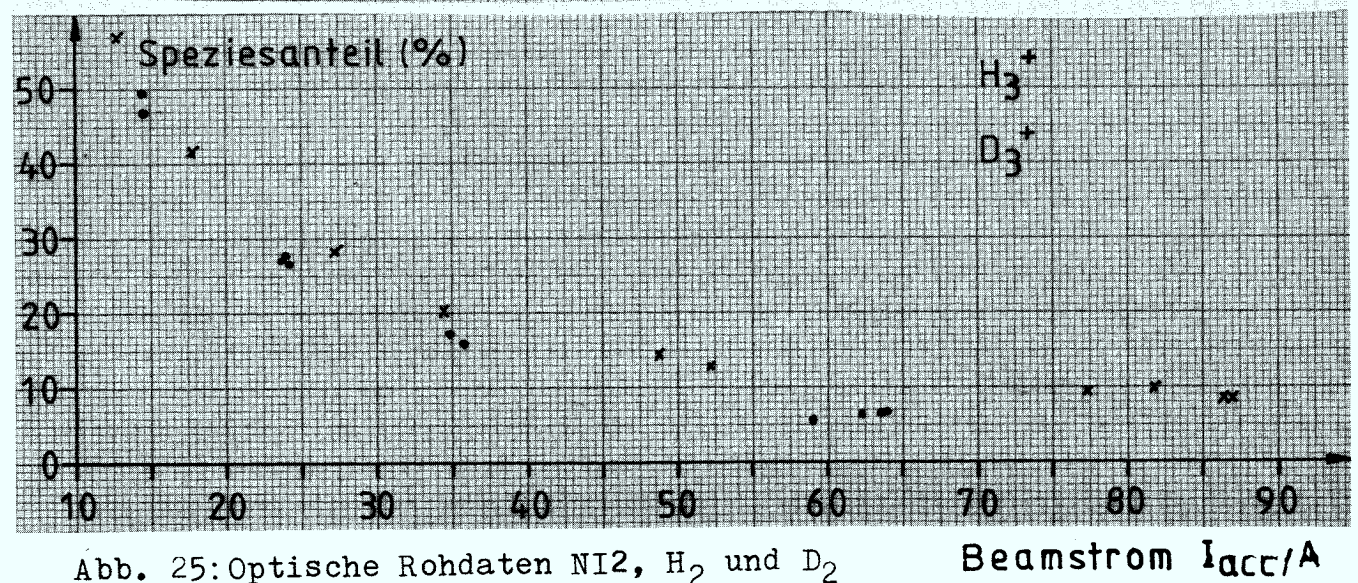
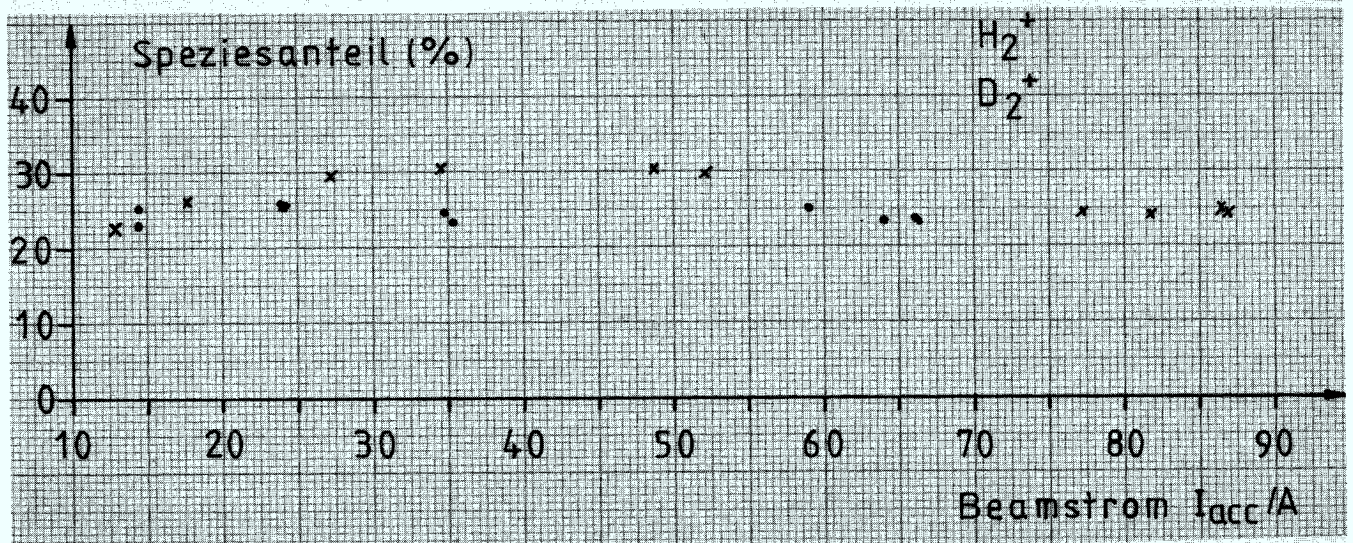
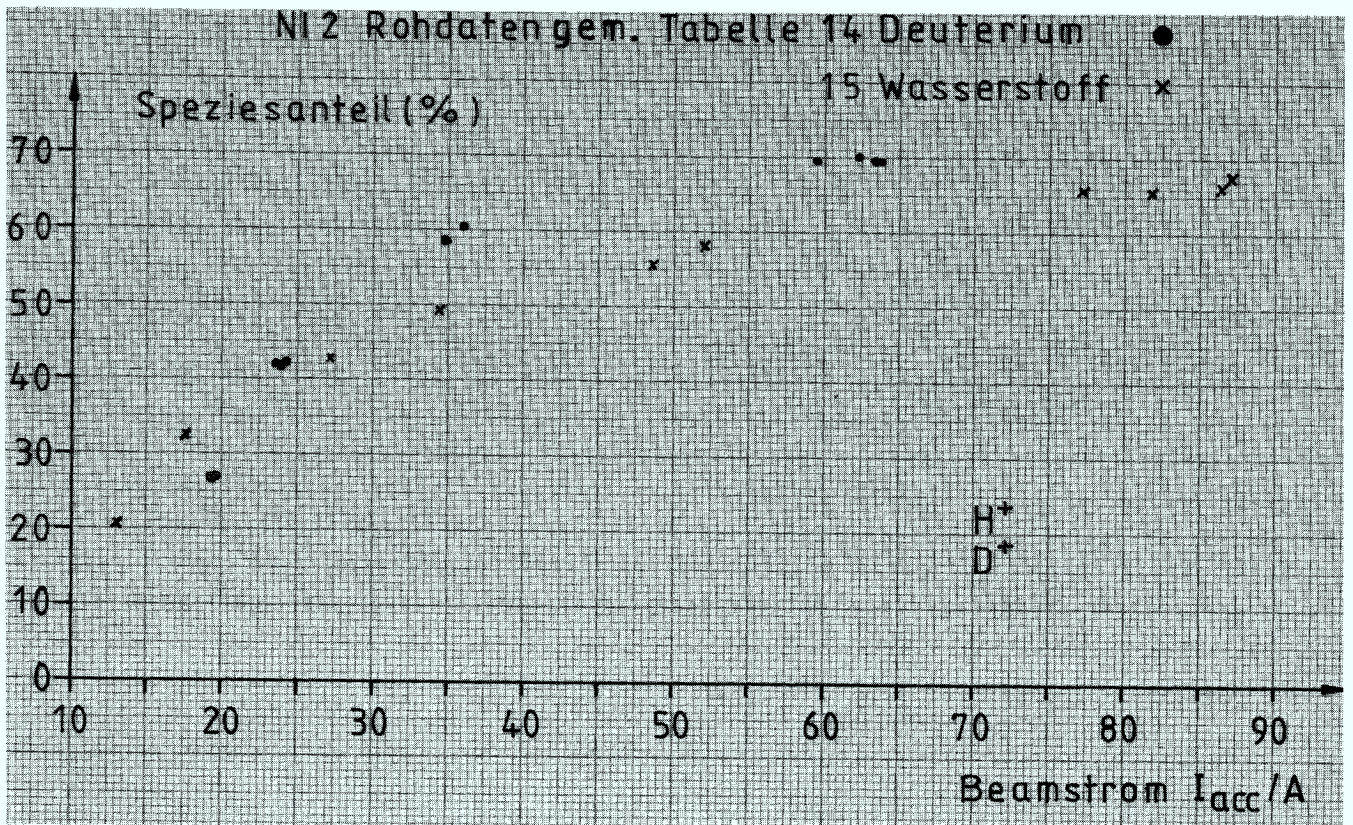


Abb. 25: Optische Rohdaten NI2, H₂ und D₂

5.3 Speziesverteilung über die Beampulslänge

Da bei einem Beam, je nach zeitlicher Länge, eine Vielzahl von Spektren entstehen und nur sechs Spektren ausgewertet werden, ist es nötig zu wissen, ob die Speziesverteilung über die Schußdauer als konstant angesehen werden kann. Dazu wurde bei NI2 ein Langzeitschuß von drei Sekunden Länge für Wasserstoff gemacht und jedes vierte Doppelspektrum ausgewertet. Die maximale Abweichung vom Durchschnittswert beträgt 1,3 % und der mittlere Fehler des Mittelwertes $\Delta\bar{x}$ ist kleiner $\pm 0,3$ %. Damit liegt der Fehler im Bereich der Auswertgenauigkeit und kann somit vernachlässigt werden. Somit ist es ausreichend, pro Beam das Mittel aus sechs Spektren zu bilden. Die Speziesverteilung für den Langzeitschuß befindet sich im Anhang in Tabelle 15 und ist in Abb. 26 graphisch dargestellt.

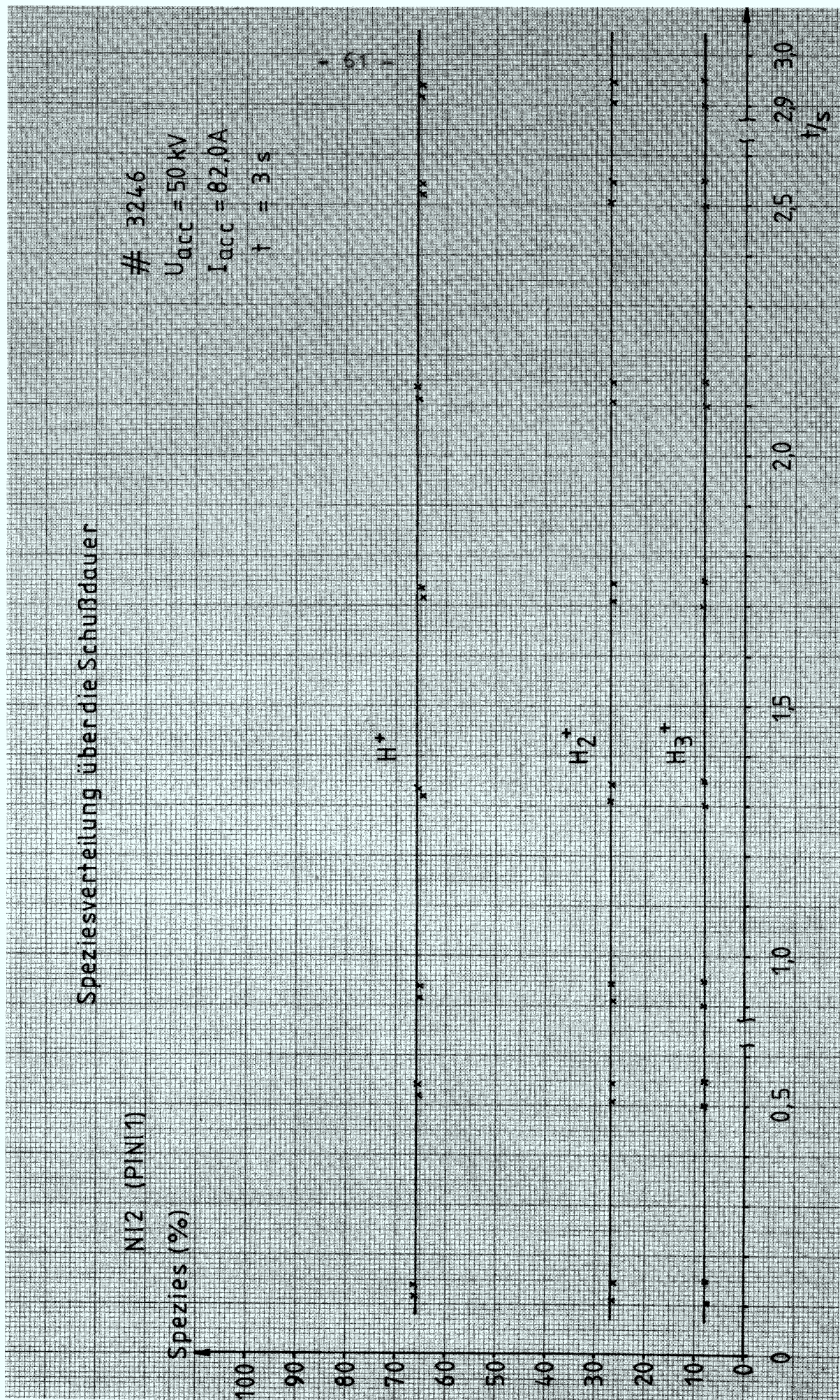


Abb. 26: Speziesverteilung über die Beampulslänge

5.4 Speziesverteilung über den Ionenquellen - Druck

Wie in Kapitel 4.4.1 beschrieben und berechnet, erhält man bei 60 A einen theoretischen Wert für den Ionenquellenfluß ($Q_s \text{ Beam}$) von $15,5 \text{ mbls}^{-1}$.

Aus den Kurven der experimentell ermittelten Meßwerte [21] (siehe Abb. 27) lassen sich unter Berücksichtigung der Speziesverteilung folgende Formeln herleiten und damit $Q_s \text{ Beam}$ bzw. der Ionenquellendruck P_s berechnen.

$$(1) \quad Q_s \text{ Beam} = 0,1277 \cdot I_{\text{acc}} (v_1 + 2 \cdot v_2 + 3 \cdot v_3)$$

$$(2) \quad P_s = 0,266 \cdot Q_s + 0,057 \cdot Q_N$$

Der Ionenquellennettodruck $P_s \text{ netto}$ errechnet sich aus

$$(3) \quad P_s \text{ netto} = P_s - \Delta P_s \text{ Beam}$$

Das $\Delta P_s \text{ Beam}$ aus Gleichung (3) erhält man wiederum aus Abb. 27, indem man in Kurve 1 über dem errechneten $Q_s \text{ Beam}$ das $\Delta P_s \text{ Beam}$ abliest.

Nach Subtraktion des $\Delta P_s \text{ Beam}$ von P_s erhält man das $P_s \text{ netto}$ (siehe Tabelle 6).

Der so abgeschätzte Ionenquellennettodruck $P_s \text{ netto}$ ist in Abb. 28 eingetragen. Der Betriebsdruck der Quelle liegt im Normalfall bei ca. $2 - 3 \text{ mtorr} \hat{=} 2,5 - 4 \mu\text{bar}$.

Die Änderung der Speziesverteilung bei Variation des Quellengasdruckes $P_s \text{ netto}$, bzw. des Quellengasflusses Q_s zeigt Tabelle 6. Mit Ausnahme von Beam Nr. 4945 bleiben die Verhältnisse im Neutralisator unverändert. Die Ergebnisse des Gas - Scans sind in Abb. 28 graphisch dargestellt und zeigen nahezu eine Verdoppelung des H_3^+ - Anteils bei steigendem Quellendruck zu Lasten des H_2^+ - Anteils.

Tabelle 6 :

Gas - Scan : NI1 (PINI 2) ; Wasserstoff

Schuß	U_{acc}	I_{acc}	p_N (Kaltgas)	p_N (real)	Korrektur- faktoren	
Nr. :	(kV)	(A)	(μ bar)	(μ bar)	c_2	c_3
4938	53,4	81,6	2,92	2,14	0,4436	0,3183
4939	53,4	82,9	2,86	2,17	0,4436	0,3183
4940	53,8	82,0	2,80	2,12	0,4408	0,3156
4941	52,9	80,0	2,72	2,06	0,4436	0,3183
4942	52,6	76,4	2,65	2,01	0,4436	0,3183
4944	48,8	74,8	2,50	1,87	0,4545	0,3284
4945	48,8	64,6	2,34	1,80	0,4545	0,3284

Targetdicke $n \cdot l \cdot 10^{15}$ (cm^{-2})	Q_S	Q_N	P_S netto	Spezies:Mittelwert aus 6 Spektren in (%)		
	($mb\cdot s^{-1}$)		(μ bar)	H^+	H_2^+	H_3^+
5,350	20,5	77,6	5,70	63,01	27,28	9,71
5,425	17,3	78,0	4,85	63,57	27,99	8,44
5,300	11,4	75,2	3,22	62,26	30,19	7,54
5,150	7,9	74,9	2,37	61,80	31,55	6,65
5,025	6,6	76,9	2,24	61,43	32,40	6,17
4,675	8,3	75,8	2,73	61,56	34,01	4,43
4,500	3,6	71,0	1,70	56,77	37,44	5,79

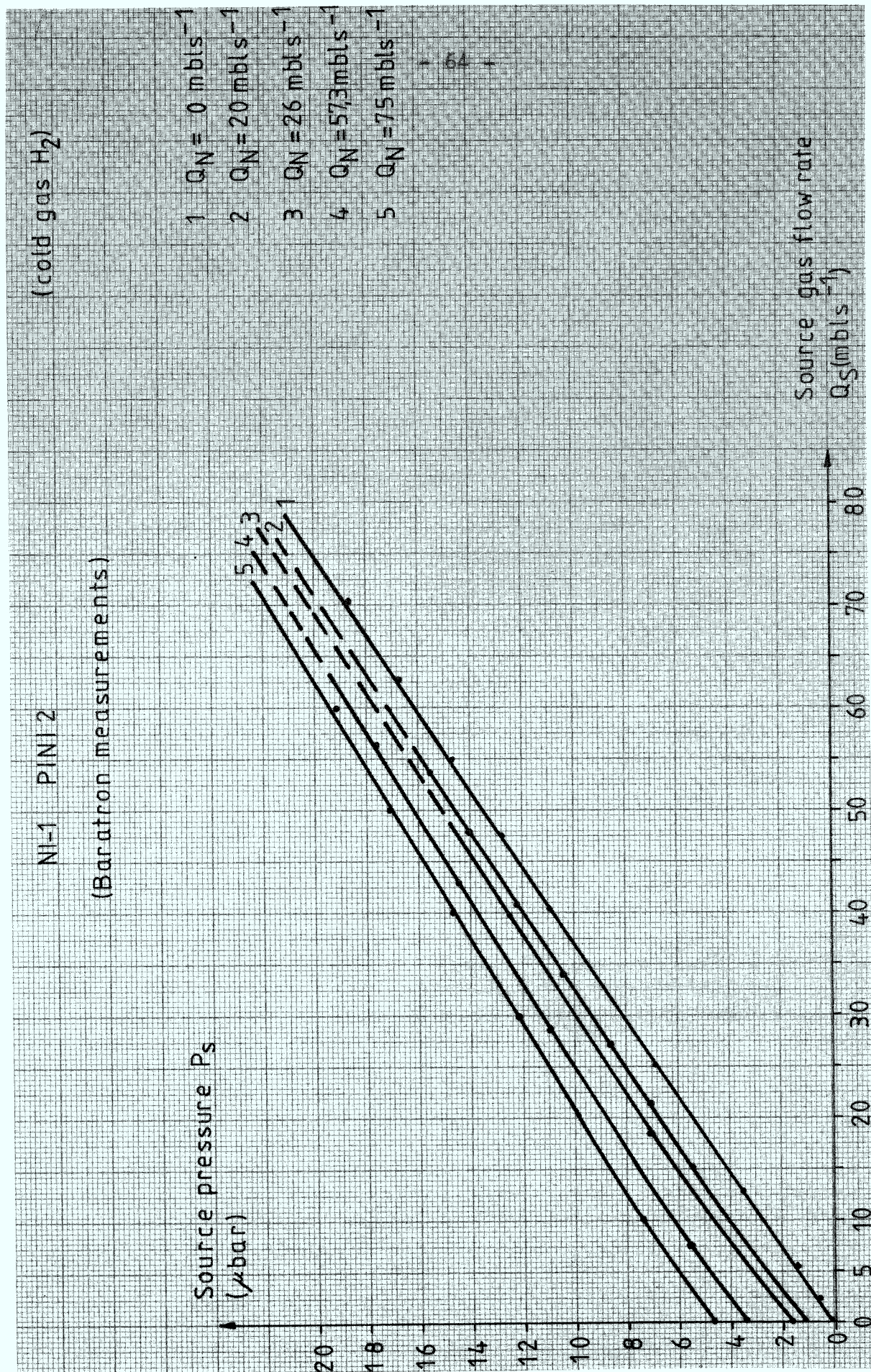


Abb. 27: Der Ionenquellendruck P_s als Funktion des Ionenquellengasflusses Q_s

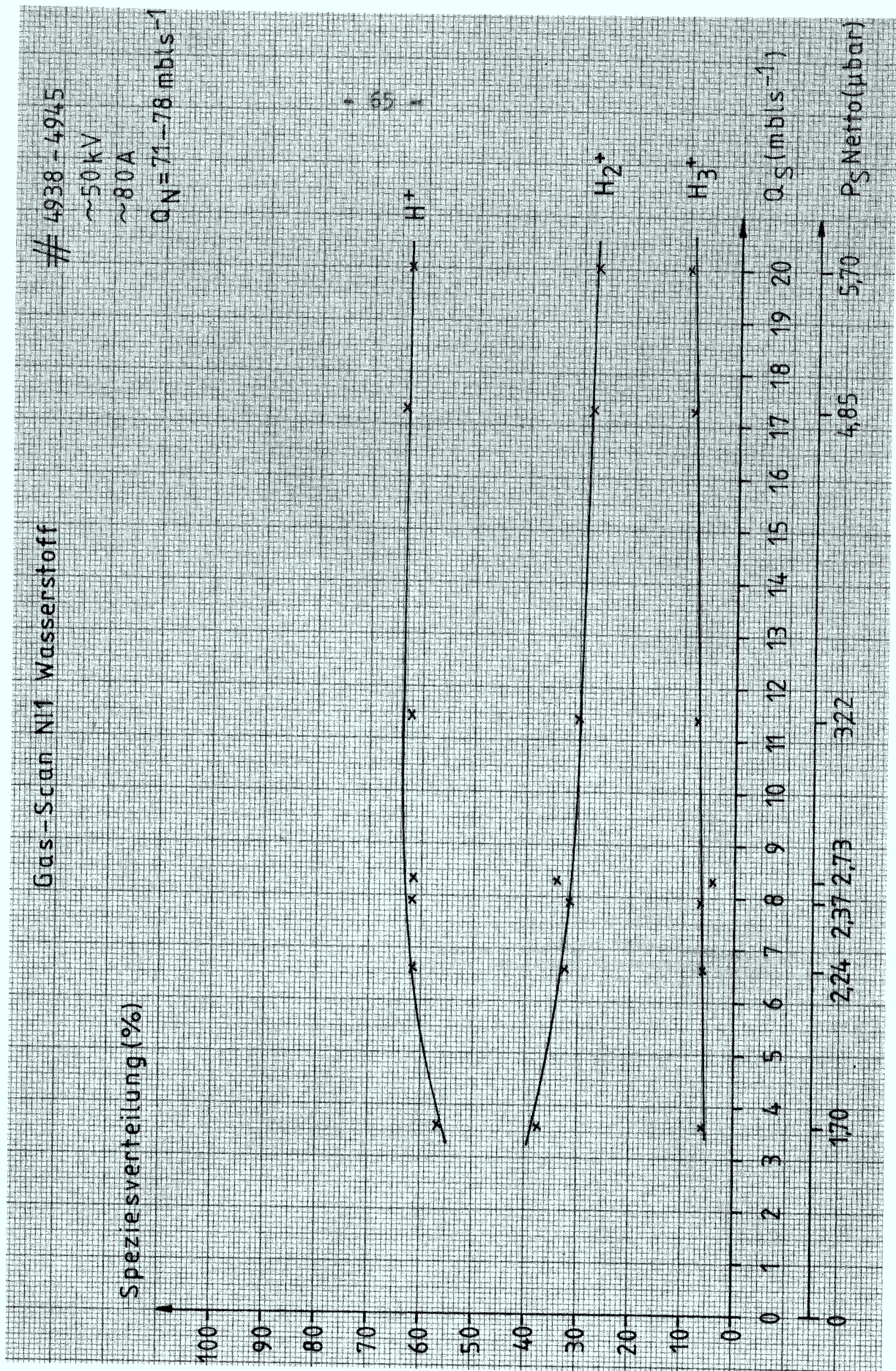


Abb. 28: Gas - Scan NI1, Speziesverteilung über den Ionenquellengasfluß bzw. Ionenquellennettodruck

5.5 Fehlerstatistik

Nach Berechnung der prozentualen Speziesverteilung der einzelnen Beams wird im Kapitel Fehlerstatistik auf die statistische Aufbereitung der aufgenommenen Meßreihen eingegangen.

Da bei jedem Schuß sechs Spektren ausgewertet werden, ist es nötig, diese Daten zusammenzufassen. Dazu wird zunächst das mathematische Mittel $\bar{x}$ gebildet und anschließend die Standardabweichung s . Sie ist der mittlere Fehler der Einzelmessung ($\Delta \bar{x}$). Aussagekräftiger ist aber der mittlere Fehler des Mittelwertes [15].

Es gelten folgende Gleichungen

$(1) \quad \bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n}$	$\bar{x}$ = Mittelwert der Meßwerte
$(2) \quad \Delta x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$	x_i = Meßwert n = Anzahl der Messungen
$(3) \quad \Delta \bar{x} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$	Δx = mittlerer Fehler der Einzelmessung
$\Rightarrow \Delta \bar{x} = \frac{\Delta x}{\sqrt{n}}$	$\Delta \bar{x}$ = mittlerer Fehler des Mittelwertes

Beams, die im Strom nur geringe Schwankungen (± 1 A) aufweisen werden in Gruppen zusammengefaßt.

So ergaben sich folgende Gruppeneinteilungen :

NI 1 Wasserstoff

G 1 5564 , 5565

G 2 5571

G 3 5572

G 4 6072

G 5 6075

G 6 39494 , 39498 , 4433

NI 1 Deuterium

G 1 5861 , 5862 , 5863
G 2 5864
G 3 4457
G 4 4454 , 4455 , 5845
G 5 4453
G 6 4452
G 7 4450 , 37848
G 8 4453
G 9 4444 , 38392 , 4445 , 4446 , 38396

NI 2 Deuterium

G 1 4048 , 4049
G 2 4045 , 4046 , 4047
G 3 4042 , 4044
G 4 40707
G 5 40713 , 40718 , 40719

Für NI 2 Wasserstoff wurden jeweils für eine Beschleunigungsspannung zwei unterschiedliche Stromstärken verwandt, um zu zeigen, daß die Speziesverteilung abhängig von der Stromstärke ist.

Bedingt durch die hohe Zahl an ausgewerteten Spektren pro Beam, ist der mittlere Fehler des Mittelwertes $\Delta \bar{x}$ sehr gering (siehe Tabelle 7 bis 10).

Um die Auswertgenauigkeit darzustellen, werden in den "Fehlerbalkendiagrammen" (Abb. 29 - 32) die maximalen Abweichungen vom Mittelwert $\bar{x}$ graphisch aufgetragen.

Anschließend wurden aus diesen Daten mit Hilfe eines Computerprogramms Polynomfits berechnet und in die Fehlerbalkendiagramme eingezeichnet.

Tabelle 7 :

NI1 : Wasserstoff

Gruppe	U_{acc} (kV)	I_{acc} (A)	H^+ $\Delta \bar{x}$ (%)	H_2^+ $\Delta \bar{x}$ (%)	H_3^+ $\Delta \bar{x}$ (%)
1	20	$21,9 \pm 0,1$	$40,26 \pm 0,35$	$27,64 \pm 0,15$	$32,10 \pm 0,28$
2	30	30,3	$45,95 \pm 0,11$	$26,96 \pm 0,20$	$27,09 \pm 0,14$
3	30	28,1	$42,69 \pm 0,12$	$26,84 \pm 0,05$	$30,47 \pm 0,08$
4	40	54,4	$59,92 \pm 0,81$	$30,37 \pm 0,58$	$9,71 \pm 0,53$
5	40	59,4	$60,61 \pm 0,31$	$30,85 \pm 0,27$	$8,55 \pm 0,05$
6	50	$77,7 \pm 0,4$	$64,55 \pm 0,27$	$26,33 \pm 0,20$	$9,12 \pm 0,10$

Die maximalen Abweichungen vom Mittelwert $\bar{x}$

1	+0,74	+0,53	+1,30
	-1,64	-0,40	-0,58
2	+0,38	+0,38	+0,60
	-0,36	-0,98	-0,34
3	+0,35	+0,17	+0,27
	-0,45	-0,12	-0,29
4	+2,39	+1,40	+0,53
	-1,75	-1,85	-0,54
5	+0,89	+0,83	+0,11
	-0,88	-0,70	-0,20
6	+0,86	+0,65	+0,32
	-0,80	-0,55	-0,33

Der Polynomfit ergibt :

(I = Strom in A)

$$H^+ : S_{H^+} (\%) = 18,21 + 1,11 \cdot I - 0,00658 \cdot I^2$$

$$H_2^+ : S_{H_2^+} (\%) = 27,2 + 0,022 \cdot I$$

$$H_3^+ : S_{H_3^+} (\%) = 64,32 - 1,61 \cdot I + 0,0115 \cdot I^2$$

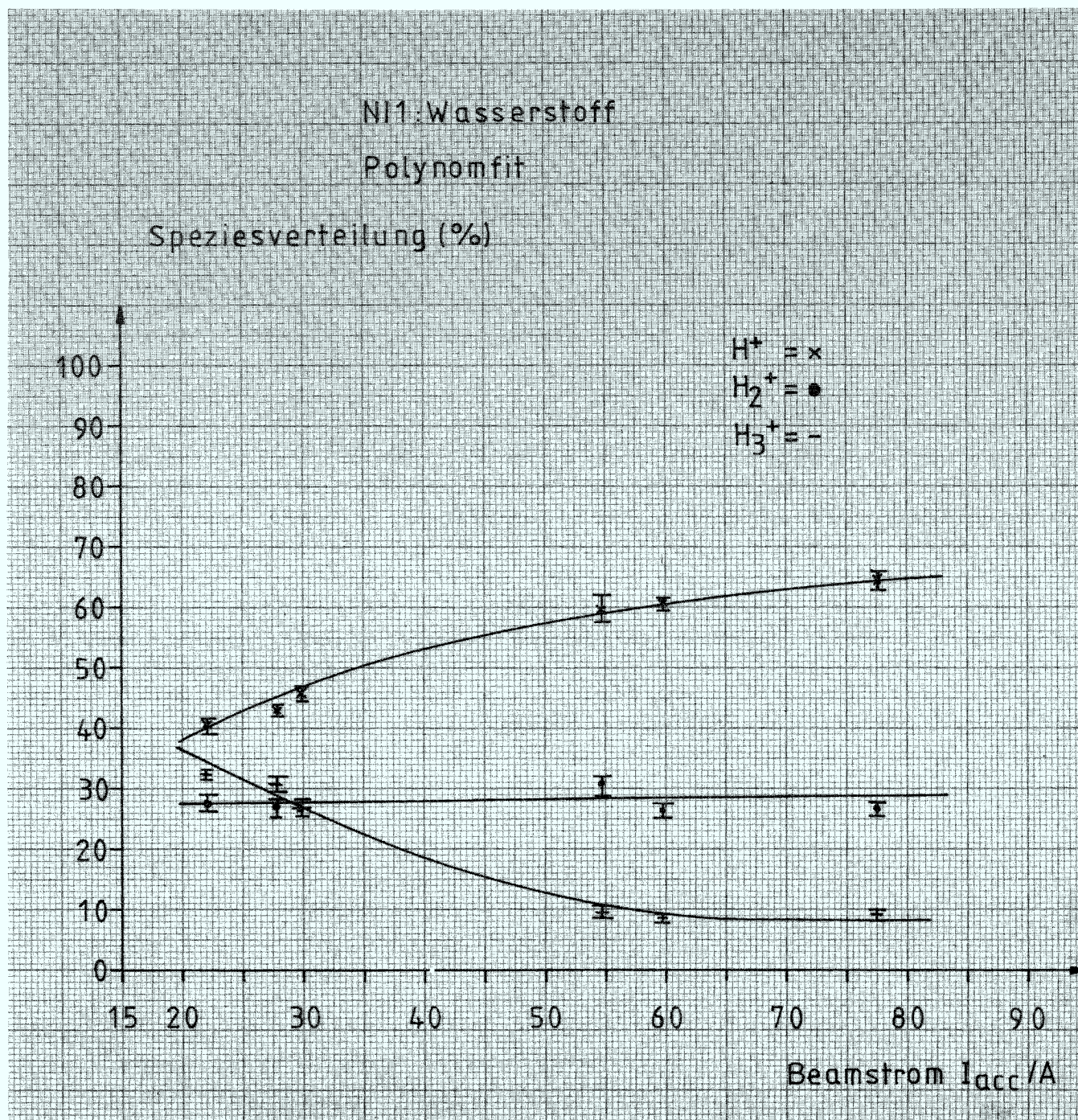


Abb. 29: Polynomfit Speziesverteilung NI1, Wasserstoff

Tabelle 8 :

NI1 : Deuterium

Gruppe	U_{acc} (kV)	I_{acc} (A)	D^+ $\Delta \bar{x}$ (%)	D_2^+ $\Delta \bar{x}$ (%)	D_3^+ $\Delta \bar{x}$ (%)
1	20	$15,3 \pm 0,3$	$33,94 \pm 0,13$	$24,28 \pm 0,19$	$41,79 \pm 0,20$
2	20	17,1	$35,94 \pm 0,10$	$24,64 \pm 0,33$	$39,42 \pm 0,41$
3	30	24,0	$50,20 \pm 0,18$	$25,91 \pm 0,20$	$23,08 \pm 0,14$
4	30	$26,2 \pm 0,3$	$51,03 \pm 0,16$	$26,94 \pm 0,18$	$22,02 \pm 0,11$
5	40	36,0	$60,68 \pm 0,13$	$23,95 \pm 0,15$	$15,37 \pm 0,13$
6	40	48,4	$64,46 \pm 0,12$	$25,36 \pm 0,19$	$10,18 \pm 0,13$
7	50	55,0	$69,23 \pm 0,25$	$25,42 \pm 0,18$	$5,48 \pm 0,10$
8	50	56,8	$68,60 \pm 0,52$	$25,37 \pm 0,42$	$6,03 \pm 0,22$
9	55	$63,0 \pm 0,5$	$68,71 \pm 0,18$	$24,22 \pm 0,19$	$7,06 \pm 0,11$

Die maximalen Abweichungen vom Mittelwert $\bar{x}$

1	+0,48	+0,52	+0,72
	-0,61	-1,04	-1,00
2	+0,37	+1,34	+1,22
	-0,35	-0,87	-1,51
3	+0,73	+0,58	+0,55
	-0,59	-0,55	-0,43
4	+0,84	+0,85	+0,55
	-0,64	-0,67	-0,48
5	+0,27	+0,38	+0,30
	-0,61	-0,54	-0,54
6	+0,49	+0,62	+0,37
	-0,43	-0,56	-0,42
7	+1,18	+0,58	+0,33
	-0,89	-0,68	-0,52
8	+2,58	+0,70	+0,81
	-1,15	-1,73	-0,55
9	+2,13	+0,80	+0,41
	-1,15	-1,73	-0,55

Der Polynomfit ergibt :

(I = Strom in A)

$$D^+ : S_{D^+} (\%) = - 11,89 + 3,87 \cdot I - 0,065 \cdot I^2 + 0,00039 \cdot I^3$$

$$D_2^+ : S_{D_2^+} (\%) = 25,254 - 0,003775 \cdot I$$

$$D_3^+ : S_{D_3^+} (\%) = 92,89 - 4,43 \cdot I + 0,0795 \cdot I^2 - 0,000494 \cdot I^3$$

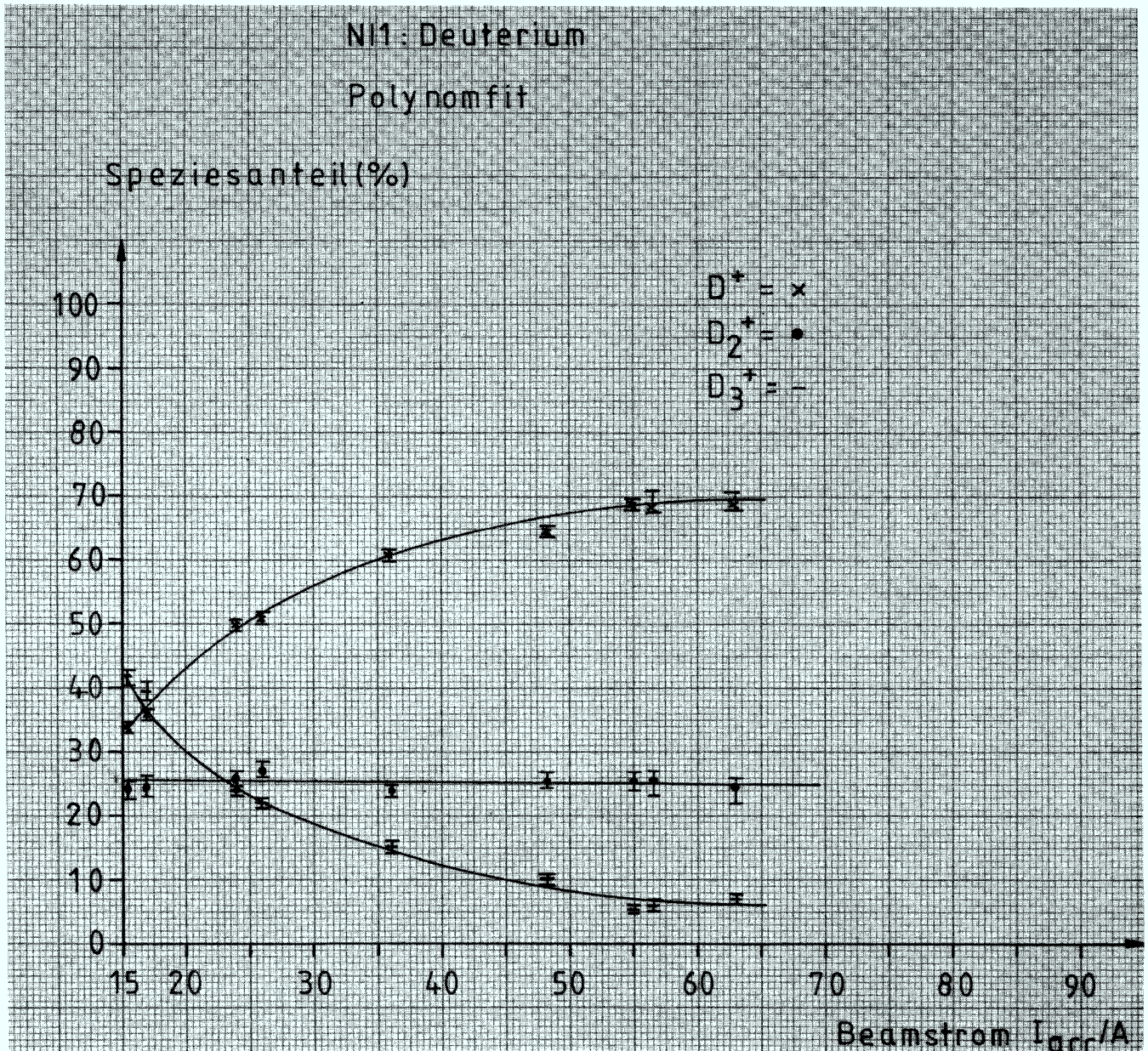


Abb. 30: Polynomfit Speziesverteilung NI1, Deuterium

Tabelle 9 :

NI2 : Wasserstoff

Schuß Nr. :	U_{acc} (kV)	I_{acc} (A)	H^+ (%) $\Delta \bar{x}$	H_2^+ (%) $\Delta \bar{x}$	H_3^+ (%) $\Delta \bar{x}$
3257	20	13,2	$20,21 \pm 0,30$	$22,22 \pm 0,21$	$57,57 \pm 0,14$
3258	20	17,8	$32,63 \pm 0,23$	$25,99 \pm 0,18$	$41,28 \pm 0,11$
3271	30	34,0	$49,29 \pm 0,34$	$30,56 \pm 0,26$	$20,15 \pm 0,14$
3272	30	27,3	$42,64 \pm 0,19$	$29,53 \pm 0,15$	$27,83 \pm 0,11$
3167	40	48,7	$55,77 \pm 0,25$	$30,11 \pm 0,22$	$14,12 \pm 0,04$
3282	40	52,1	$58,08 \pm 0,17$	$29,20 \pm 0,14$	$12,72 \pm 0,07$
3230	50	87,0	$67,58 \pm 0,34$	$24,13 \pm 1,06$	$8,29 \pm 0,68$
3227	50	77,2	$65,87 \pm 0,72$	$24,57 \pm 0,88$	$9,57 \pm 0,30$
3292	55	81,9	$65,85 \pm 0,76$	$24,00 \pm 0,08$	$10,16 \pm 0,07$
3295	55	86,5	$66,11 \pm 0,22$	$25,17 \pm 0,13$	$8,70 \pm 0,10$

Die maximalen Abweichungen vom Mittelwert $\bar{x}$

3257	+0,89 -1,13	+0,67 -0,93	+0,46 -0,22
3258	+1,04 -0,30	+0,48 -0,70	+0,35 -0,35
3271	+1,03 -1,05	+0,96 -0,58	+0,39 -0,45
3272	+0,79 -0,53	+0,42 -0,45	+0,23 -0,39
3167	+1,04 -0,50	+0,54 -0,93	+0,16 -0,11
3282	+0,69 -0,47	+0,46 -0,42	+0,25 -0,27
3230	+1,09 -0,67	+1,29 -3,80	+2,71 -0,79
3227	+1,85 -1,40	+1,57 -2,85	+1,20 -0,50
3292	+0,24 -0,22	+0,17 -0,39	+0,18 -0,30
3295	+0,88 -0,29	+0,20 -0,52	+0,23 -0,35

Der Polynomfit ergibt :

(I = Strom in A)

$$H^+ : S_{H^+} (%) = - 3,84 + 2,35 \cdot I - 0,0276 \cdot I^2 + 0,000111 \cdot I^3$$

$$H_2^+ : S_{H_2^+} (%) = 28,130 - 0,0300 \cdot I$$

$$H_3^+ : S_{H_3^+} (%) = 115,53 - 6,055 \cdot I + 0,136 \cdot I^2 - 0,00137 \cdot I^3 + 0,00000509 \cdot I^4$$

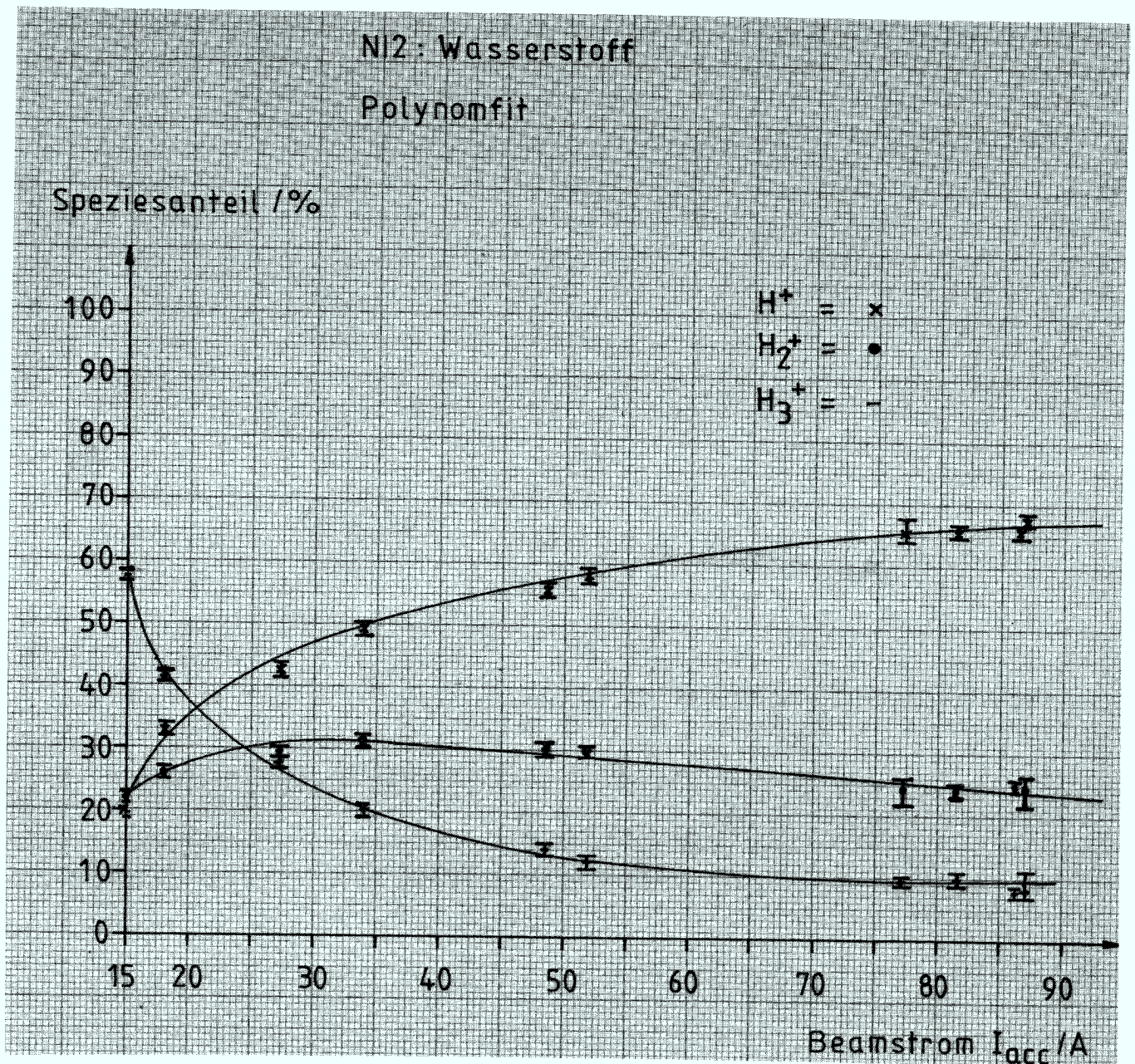


Abb. 31: Polynomfit Speziesverteilung NI2, Wasserstoff

Tabelle 10 :

NI2 : Deuterium

Gruppe	U_{acc} (kV)	I_{acc} (A)	D^+ $\Delta \bar{x}$ (%)	D_2^+ $\Delta \bar{x}$ (%)	D_3^+ $\Delta \bar{x}$ (%)
1	20	14,5	$27,05 \pm 0,22$	$24,52 \pm 0,18$	$48,44 \pm 0,21$
2	30	$24,0 \pm 0,1$	$47,07 \pm 0,27$	$25,62 \pm 0,16$	$27,31 \pm 0,19$
3	40	$35,4 \pm 0,5$	$59,53 \pm 0,13$	$23,56 \pm 0,18$	$16,91 \pm 0,13$
4	50	59,0	$69,40 \pm 0,17$	$25,14 \pm 0,12$	$5,46 \pm 0,11$
5	55	$63,2 \pm 0,6$	$69,77 \pm 0,25$	$23,60 \pm 0,18$	$6,63 \pm 0,13$

Die maximalen Abweichungen vom Mittelwert $\bar{x}$

1	$+1,20$ $-0,58$	$+0,76$ $-0,86$	$+0,77$ $-1,05$
2	$+1,33$ $-1,46$	$+0,64$ $-0,71$	$+1,48$ $-0,99$
3	$+0,31$ $-0,76$	$+0,76$ $-0,70$	$+0,50$ $-0,38$
4	$+0,57$ $-0,50$	$+0,55$ $-0,32$	$+0,50$ $-0,25$
5	$+1,40$ $-1,06$	$+0,76$ $-0,96$	$+0,44$ $-0,70$

Der Polynomfit ergibt :

(I = Strom in A)

$$D^+ : S_{D^+}(\%) = - 22,7 + 4,447 \cdot I - 0,0757 \cdot I^2 + 0,000452 \cdot I^3$$

$$D_2^+ : S_{D_2^+}(\%) = 24,975 - 0,0126 \cdot I$$

$$D_3^+ : S_{D_3^+}(\%) = 97,77 - 4,447 \cdot I + 0,0763 \cdot I^2 - 0,000458 \cdot I^3$$

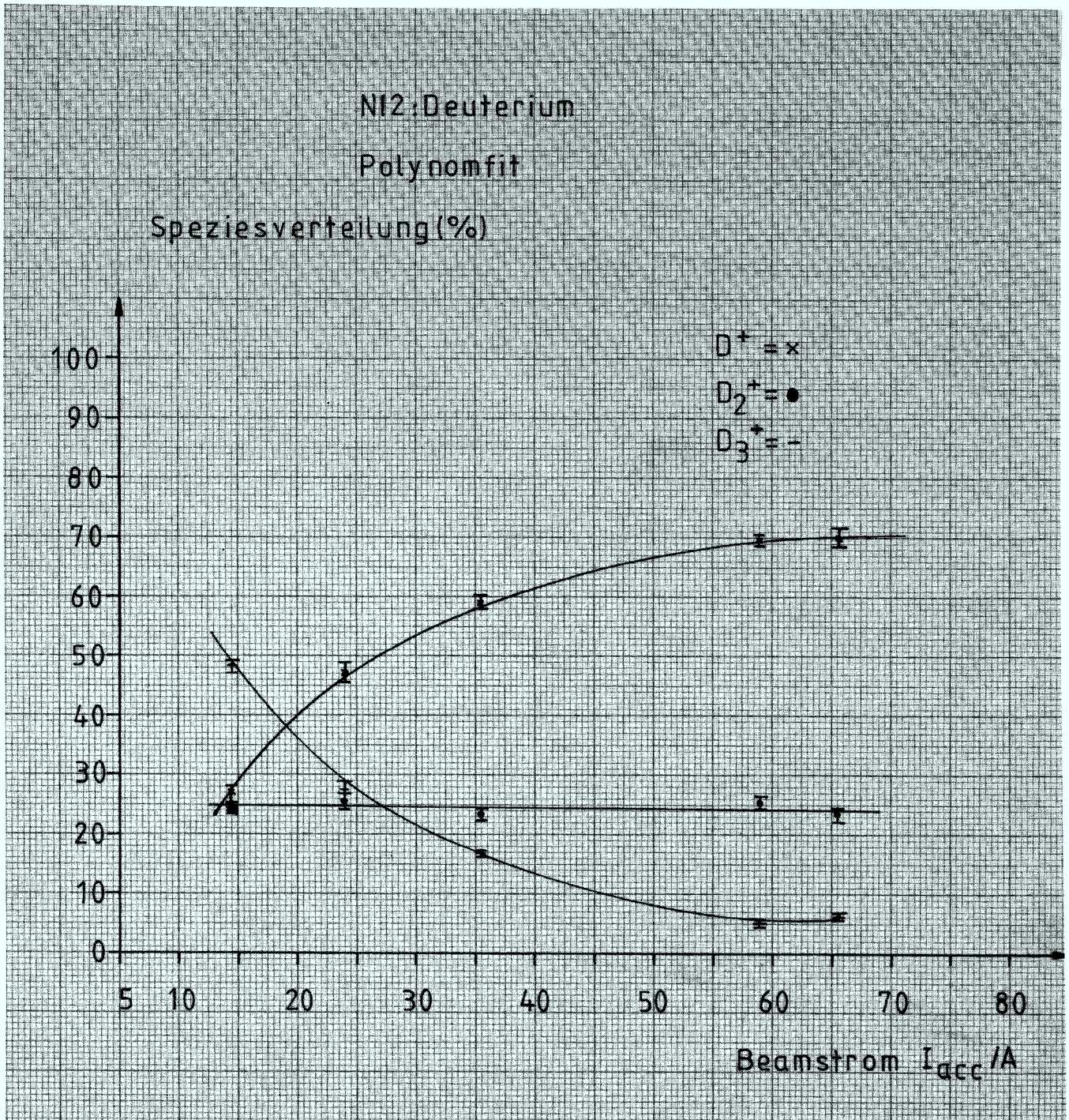


Abb. 32: Polynomfit Speziesverteilung NI2, Deuterium

6. Diskussion der Ergebnisse

Ein Vergleich der Speziesverteilung beider Injektoren ist nur möglich, wenn alle Betriebsparameter, wie Ionenstrom, Beschleunigungsspannung und Ionenquellendruck übereinstimmen. Geringe Abweichungen, wie sie aus den Tabellen ersichtlich sind, können auf Unterschiede in den Betriebsparametern zurückgeführt werden.

Nach Auswertung der Messungen konnte festgestellt werden, daß sich beispielsweise bei der Spektrum - Komponente D_3^+ (siehe NI 1: Schuß Nr.: 4457 und NI 2: Schuß Nr.: 4045) eine Abweichung von 4% - Punkten bei gleicher Stromstärke ergibt; dies ist auf den geringeren Druck bei NI 1 zurückzuführen.

Abb. 28 bzw. Tabelle 6 zeigt die Speziesverteilung bei Wasserstoff über den Ionenquellenfluß Q_s bzw. den Ionenquellennettodruck P_s netto. Steigt Q_s bzw. P_s netto an, so erhöht sich aufgrund molekularer Vorgänge (Anlagerung) die H_3^+ - bzw. D_3^+ - Komponente. [22]

Wie die Abbildungen 29 - 32 (Polynomfits) zeigen, erfolgt mit wachsendem Beamstrom ein Anstieg der H^+ bzw. D^+ - Komponenten, bei gleichzeitigem Absinken der molekularen Anteile von H_3^+ bzw. D_3^+ - Ionen, da deren Bildung durch Anlagerungsvorgänge an H^+ bzw. D^+ - Ionen in der Quelle bei geringer Stromdichte zurückgeht.

Außerdem ist zu erkennen, daß die Speziesverteilung bei Deuterium (D^+) geringfügig höher ist als bei Wasserstoff (H^+). Dies entspricht den Ergebnissen an anderen Experimenten. [3]

Innerhalb der Meßgenauigkeit stimmen die Speziesverteilungen der beiden Injektoren überein. Ein Vergleich der Meßwerte der Wasserstoff - Speziesverteilung am NI - Teststand [1] mit den Injektordaten zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung.

A N H A N G

7. Tabellen

Im Anhang befinden sich die Tabellen der Meßwerte der beiden Injektoren NI1 und NI2, unterteilt nach Wasserstoff - und Deuterium - Beams.

Außerdem sind alle zur Berechnung und Rekonstruktion erforderlichen Daten der Abbildungen und Tabellen aufgeführt.

Tabelle 11 :

NI1 (PINI 2) : Deuterium

Schuß	U _{acc}	I _{acc}	p _N (Kaltgas)	p _N (real)	Korrekturfaktor		Targetdicke	Computerprogramm		
Nr. :	(kV)	(A)	(µbar)	(µbar)	c ₂	c ₃	n · l · 10 ¹⁵ (cm ⁻²)	SPECIES: Mittelwert	aus 6 Spektren in (%)	D ₂ ⁺ D ₃ ⁺
5861	20	14,99	2,04	1,92	0,4916	0,3572	4,800	33,46	24,02	42,52
5863	20	15,39	2,08	1,95	0,4906	0,3550	4,880	34,06	24,09	41,85
5862	20	15,66	2,04	1,92	0,4919	0,3579	4,780	34,30	24,70	41,00
5864	20	17,06	2,13	1,99	0,4893	0,3522	4,970	35,94	24,64	39,42
4457	30	24,00	2,30	2,00	0,5933	0,3781	5,000	50,20	25,91	23,88
4454	30	26,00	2,30	2,00	0,5933	0,3781	5,000	50,36	27,35	22,29
4455	30	26,10	2,30	2,00	0,5933	0,3781	5,000	51,23	26,74	22,03
5845	30	26,55	2,23	2,01	0,5931	0,3776	5,030	51,51	26,74	21,74
4453	40	36,00	2,68	2,38	0,5321	0,3707	5,950	60,68	23,95	15,37
4452	40	48,40	3,00	2,62	0,5280	0,3658	6,550	64,46	25,36	10,18
4450	50	55,00	3,10	2,62	0,5327	0,2533	6,550	65,19	24,77	6,76
37848	50	55,00	3,53	3,07	0,5297	0,1928	7,680	69,72	26,07	4,21
4443	50	56,80	3,00	2,40	0,5358	0,2817	6,000	68,60	25,37	6,03
4444	55	62,50	3,06	2,54	0,5200	0,3913	6,350	69,01	24,19	6,81
38392	55	63,06	2,97	2,44	0,5216	0,3935	6,100	69,07	24,14	6,79
4445	55	63,30	3,10	2,51	0,5204	0,3923	6,280	68,43	24,45	7,12
4446	55	63,30	3,13	2,60	0,5992	0,3912	6,500	68,09	24,04	7,61
38396	55	63,40	2,98	2,45	0,5214	0,3933	6,130	68,97	24,04	6,99

Tabelle 12 :

NI1 (PINI 2) : Deuterium

Außerdem wurde die Speziesverteilung für nachfolgende Schüsse nach drei verschiedenen Möglichkeiten berechnet. (jeweils 2 Spektren gemittelt)

Schuß Nr. :	U _{acc} (kV)	I _{acc} (A)	Computer		Spezies in (%) ausgezählt			Planimeter		
			D ⁺	D ₂ ⁺	D ⁺	D ₂ ⁺	D ₃ ⁺	D ⁺	D ₂ ⁺	D ₃ ⁺
4457	30	24,0	49,95	25,93	49,59	25,93	24,47	49,53	26,06	24,41
4454	30	26,0	49,90	28,15	48,11	28,96	22,93	48,28	28,95	22,78
4455	30	26,1	50,85	26,90	50,34	27,52	22,14	50,31	27,64	22,04
4453	40	36,0	60,76	23,67	60,06	24,49	15,48	59,91	24,46	15,64
4452	40	48,4	64,59	25,44	63,10	26,10	10,85	63,53	25,88	10,82
4450	50	55,0	68,17	25,08	65,19	23,50	11,31	65,26	23,32	11,42
4443	50	56,8	67,89	26,40	65,80	24,94	9,27	65,66	24,73	9,61
4444	55	62,5	68,11	24,76	66,02	25,92	7,75	65,95	26,03	7,94
4445	55	63,3	68,50	24,45	67,48	24,81	7,71	67,17	24,78	8,05
4446	55	63,5	67,98	24,44	67,43	23,64	8,97	66,53	24,36	9,11

Tabelle 13 :

NI1 (PINI 2) : Wasserstoff

Schuß	U _{acc}	I _{acc}	p _N (Kaltgas)	p _N (real)	Korrekturfaktor		Targetdicke n . l . 10 ¹⁵ . (cm ⁻²)	Computerprogramm SPECIES: Mittelwert aus 6 Spektren in (%)		
Nr. :	(kV)	(A)	(µbar)	(µbar)	c ₂	c ₃		H ⁺	H ₂ ⁺	H ₃ ⁺
5564	20	22,00	2,39	2,20	0,5357	0,3753	5,500	40,69	26,37	32,94
5565	20	21,77	2,08	1,90	0,5427	0,3848	4,750	39,83	28,91	31,26
5571	30	30,30	2,36	2,11	0,5714	0,3985	5,000	45,95	26,96	27,09
5572	30	28,13	2,33	2,10	0,5714	0,3985	5,000	42,69	26,84	30,47
6072	40	54,44	1,88	1,43	0,5580	0,3729	3,510	59,92	30,37	9,71
6075	40	59,40	2,12	1,64	0,5468	0,3602	4,100	60,61	30,85	8,55
4433	50	77,30	3,23	2,58	0,4350	0,3099	6,400	65,36	26,16	9,48
39494	50	77,73	2,71	2,10	0,4436	0,3183	5,000	64,17	27,14	8,68
39498	50	77,98	2,79	2,14	0,4404	0,3152	5,350	64,12	26,68	9,20

Tabelle 14 :

NI2 (PINI 2) : Deuterium

Schuß	U _{acc}	I _{acc}	P _N (Kaltgas)	P _N (real)	Korrekturfaktor		Targetdicke	Computerprogramm		
Nr. :	(kV)	(A)	(µbar)	(µbar)	c ₂	c ₃	n · l · 10 ¹⁵ (cm ⁻²)	SPECIES: Mittelwert aus 6 Spektren in (%)		
								D ⁺	D ₂ ⁺	D ₃ ⁺
4048	20	14,60	2,81	2,69	0,4709	0,3136	6,720	26,79	23,27	49,94
4049	20	14,50	2,69	2,51	0,4751	0,3217	6,280	27,30	25,77	46,93
4045	30	24,00	2,99	2,79	0,5827	0,3490	6,970	46,76	25,43	27,81
4046	30	24,20	2,97	2,77	0,5830	0,3495	6,930	47,55	25,66	26,79
4047	30	23,95	2,98	2,78	0,5828	0,3493	6,950	46,90	25,76	27,33
4042	40	34,90	3,28	2,98	0,5230	0,3603	7,470	58,75	23,82	17,43
4044	40	35,80	3,27	2,97	0,5269	0,3646	6,720	60,31	23,30	16,39
40707	50	59,00	2,70	2,20	0,5399	0,3070	5,500	69,40	25,14	5,46
40713	55	62,40	2,78	2,26	0,5254	0,3974	5,650	70,03	23,55	6,41
40718	55	63,60	2,79	2,25	0,5254	0,3974	5,650	69,52	23,82	6,66
40719	55	63,70	2,79	2,25	0,5254	0,3974	5,650	69,76	23,43	6,81

1 8 1

Tabelle 15 :

NI2 (PINI 1) : Wasserstoff

Schuß	U _{acc}	I _{acc}	p _N (Kaltgas)	p _N (real)	Korrekturfaktor		Targetdicke	Computerprogramm		
Nr. :	(kV)	(A)	(µ bar)	(µ bar)	c ₂	c ₃	n · l · 10 ¹⁵ (cm ⁻²)	SPECIES:Mittelwert	aus 6 Spektren in (%)	
								H ⁺	H ₂ ⁺	H ₃ ⁺
3257	20	13,22	2,26	2,15	0,5367	0,3767	5,375	20,21	22,22	57,57
3258	20	17,85	2,27	2,11	0,5376	0,3778	5,275	32,63	25,99	41,38
3272	30	27,27	2,24	2,01	0,5709	0,3981	5,025	42,64	29,53	27,83
3271	30	33,95	2,23	1,95	0,5737	0,4007	4,875	49,29	30,56	20,15
3167	40	48,70	2,46	2,06	0,5298	0,3433	5,150	55,77	30,11	14,12
3282	40	52,05	2,43	2,00	0,5320	0,3453	5,000	58,08	29,20	12,72
3227	50	77,20	3,09	2,68	0,4366	0,3115	6,700	65,87	24,57	9,57
3230	50	87,00	2,96	2,24	0,4382	0,3131	5,600	67,58	24,13	8,29
3292	55	81,87	3,00	2,32	0,4366	0,3115	5,800	65,85	24,00	10,16
3295	55	86,46	2,88	2,16	0,4399	0,3147	5,400	66,11	25,17	8,70
			Schuß Nr.: 3292 Mittelwert aus 50 kV				62,65	26,17	11,18	
							und 60 kV	21,82	9,14	
			Schuß Nr.: 3295 Mittelwert aus 50 kV				62,89	27,51	9,60	
							und 60 kV	22,85	7,81	
Langzeitschuß : Schuß Nr. : 3246 (Speziesverteilung aus 16 Spektren) (3s)										
52,7		82,00	2,99	2,31	0,4368	0,3117	5,775	65,26	26,58	8,16

8. Nomenklatur

a	= Spaltbreite	(mm)
b	= Bildweite	(mm)
c ₀	= Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	(m/s)
c	= Lichtgeschwindigkeit	(m/s)
C	= Kapazität	(F)
d	= Gitterkonstante	
D*	= Dispersionskonstante	(6,19 Å/V)
D	= Durchmesser	(m)
e	= Elementarladung = $1,6 \cdot 10^{-19}$	(C)
E	= Teilchenenergie	(keV)
E _i	= Ionisationsenergie	(keV)
f	= Brennweite	(mm)
f _g	= Grenzfrequenz	(Hz)
g	= Gegenstandsweite	(mm)
h · ν = ΔW	= Energie	(J)
I	= Stromstärke	(A)
k	= Boltzmann - Konstante = $1,38 \cdot 10^{-23}$	(J/K)
k	= Teilchenart	
L	= Länge	(mm)
L _N	= Neutralisatorlänge	(cm)
m	= kernfernere Bahn	
m	= Masse	(kg)
m	= Ordnung	
n	= Teilchendichte	(cm ⁻³)
n	= Anzahl der Messungen	
n	= kernnähere Bahn	
n · l	= mittlere Targetdicke	(cm ⁻²)
n _e	= Elektronendichte	(cm ⁻³)
n _i	= Ionendichte	(cm ⁻³)
n ₀	= Teilchendichte für Kaltgas	(cm ⁻³)
p _N	= Druck im Neutralisator	(bar)
p _s	= Ionenquellendruck	(μbar)
Δ p _{Beam}	= Kaltgasdruckänderung durch den Beam	(μbar)
Q = q	= Ladung	(C)

Q_N	= Neutralisatorgasfluß	(mbls ⁻¹)
Q_S	= Ionenquellengasfluß	(mbls ⁻¹)
R	= ohmscher Widerstand	(Ω)
R	= Rydberg Frequenz	(Hz)
R_∞	= Rydberg Konstante	(1/m)
Δs	= Spaltbreite	(mm)
Δt	= Zeitdifferenz	(s)
t	= Zeit	(s)
T	= Temperatur	(K)
U	= Beschleunigungsspannung	(kV)
U_{SC}	= Scannerspannung	(V)
v_o	= Geschwindigkeit der Teilchen	(m/s)
v	= Geschwindigkeit der Teilchen in Bewegungsrichtung	(m/s)
V	= Volumen	(m ³)
W_K	= kinetische Energie	(keV)
W_N	= volle Energie	(keV)
W_P	= potentielle Energie	(keV)
x_i	= Meßwert	
$\bar{x}$	= Mittelwert der Meßwerte	
Δx	= Mittlerer Fehler der Einzelmessung	
$\Delta \bar{x}$	= Mittlerer Fehler des Mittelwertes	
y	= Gegenstandsgröße	(mm)
y'	= Bildgröße	(mm)
Z	= Ladungszahl	
α	= Einfallswinkel	(°)
β	= Ausfallswinkel	(°)
δ	= Gitterwinkel	(°)
ν	= Spezies	
λ	= Wellenlänge	(nm)
λ_0	= emittierte Wellenlänge	(nm)
λ'	= verschobene Wellenlänge	(nm)
$\bar{\lambda}$	= mittlere Wellenlänge	(nm)
σ	= Wirkungsquerschnitt	(cm ²)
σ_{max}	= maximaler Wirkungsquerschnitt	(cm ²)
τ	= Transmission	
φ	= einzustellender Gitterwinkel	(°)
φ_0	= Winkelnullpunkt	(°)
$\dot{I}$	= Lichtstrom der Eintrittsfläche	
$\dot{I}_\tau$	= Lichtstrom der Austrittsfläche	

9. Literaturverzeichnis

- / 1 / Baechler, M., Uhlemann, R., Rusbueltdt, D. :
Bestimmung der Speziesverteilung H^+ , H_2^+ , H_3^+ in der
Ionenquelle für die Neutralteilchen - Injektoren an
TEXTOR, Bericht der KFA Jülich, Jül-Spez 497 (1989)

- / 2 / Hemsworth, R.S. :
Species Determination Using Doppler Shift Spectros-
copy for Non - Equilibrium Hydrogen Ion and/or Neutral
Beams, JET - DN - C (85) 8

- / 3 / Deschamps, G.H., Falter, H.D., Hemsworth, R.S.,
Massmann, P. :
JET Neutral Beam Species Measurements by Doppler - Shift -
Spectroscopy, Proc. 15. Symp. Fus. Techn. Vol 1, p.
588ff, North Holland 1989

- / 4 / Uhlemann, R., Euringer, H., Lochter, M. :
First Results of Conditioning the Neutral Beam Ion
Sources for TEXTOR, Proc. of 15th SOFT, Utrecht,
19. - 23.9.1988, p. 636ff, North Holland (1989)

- / 5 / Euringer, H., Lochter, M., Pfister, U., Uhlemann, R. :
Neutral Injection for TEXTOR, 13th Symposium of Fusion
Engineering (SOFE), Knoxville, Tennessee, USA 1989,
Vol. 2, p. 991 - 995, IEEE (1990)

- / 6 / Duesing, G. et. al. :
Neutral Beam Injection Systems, Fus. Techn., Vol 11,
No 1, p. 163ff, (1987)

- / 7 / Prof. Dr. Bieger :
Script, Vorlesung Plasmaphysik FH Aachen/Abt. Jülich

- / 8 / Uhlemann, R., Wang, G. :
Modified Perveance Law for Neutral Beam Ion Sources
Rev. Sci. Instr., 60, 9, p. 2879ff (1989)

- / 9 / Boksberger, H.U. et al. :
The Solid State TEXTOR High Voltage Neutral Beam
Accelerator Power Supplies, in: Proc. 11th SOFE,
Austin, Texas, 1985, pp 679 - 680

- / 10 / Schwarz, U., Pfister, U. :
The Design of the Auxiliary Power Supplies for the
TEXTOR Neutral Injectors, in: Proc. 11th Symp. Fus.
Eng., Austin, Texas 1985, pp. 685 - 688

- / 11 / Bergmann - Schäfer :
Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III, Optik,
Verlag W. de Gryter, Berlin 1974

- / 12 / Rusbueldt, D. :
Persönliche Mitteilung, IPP - KFA, Jülich

- / 13 / Fa. Carl Zeiss :
Handbuch für Augenoptiker, Oberkochen, 1977

- / 14 / Lindner, H., Brauer, H., Lehmann, C. :
Taschenbuch der Elektrotechnik und Elektronik,
Verlag Harry Deutsch, Frankfurt/Main 1986

- / 15 / Kuchling, H. :
Taschenbuch der Physik, Verlag Harry Deutsch
Frankfurt/Main, 1978

- / 16 / Piosczyk, B. :
Messungen der Ionenanteile H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ bei einer
zylindrischen Multipol - Ionenquelle, Primärbericht
11/o4/o2 P12P, Jülich, Karlsruhe, 1980

- / 17 / Uhlemann, R., Simpson, E. :
Ionen-Spezies Berechnung mit dem Computerprogramm
SPECIES, KFA - IPP, Int. - Bericht, 1989

- / 18 / Pamela, J. :
Gas Heating Effects in Neutralizer of Neutral
Beam Injection Lines, Oct. 1985, EUR-CEA-FC-1279
- / 19 / Speth, E. :
Neutral Beam Heating of Fusion Plasma, Rep.
Progr. Phys. 52 (1989), p. 57 - 121
- / 20 / Roth, A. :
Vacuum Technology, North Holland Publishing Comp.,
Amsterdam, 1976
- / 21 / Uhlemann, R. :
Gasfluß - und Druckmessungen an den Injektoren,
KFA - IPP (1989)
- / 22 / Giese, C.F., Maier, W.B. :
Energy Dependence of Cross Sections for Ion -
Molecule Reactions. Transfer of Hydrogen Atoms
and Hydrogen Ions, J. Chem. Phys. 39 , 3, 739ff,
(1963)

DANKSAGUNG

Die Arbeit wurde an den Neutralteilchen-Injektoren NI-1 und NI-2 durchgeführt.

Für die Unterstützung beim Betrieb der Injektoren danken wir allen Mitarbeitern der Gruppe NI, insbesondere den Herren G. Gutzmann, M. Lochter, H. Reimer und M. Sauer.

Herrn Dr. Rusbüldt danken wir für den Entwurf und die Justierung des Lichtführungssystems und der Spektrometer. Ohne seine tatkräftige Hilfe wären die optischen Messungen nicht möglich gewesen.

Herrn H. Schmitz danken wir für die wertvolle Hilfe bei den Messungen und Herrn W. Cremerius für den Bau der optischen Spektrometer mit der zugehörigen Meß- und Steuerelektronik.

Für die tatkräftige Unterstützung beim Anbau der Spektrometer an die Injektoren danken wir Herrn M. Müskes.

Bei der Interpretation der Meßergebnisse und dem Erstellen eines Auswertungsprogrammes waren Herr G. Wang und Mrs. E. Simpson maßgeblich beteiligt.

