

Abb.14 Einfluss der Strahlungsverluste auf die Verläufe des Ionisationsgrades bei verschiedenen Machzahlen des reflektierten Stosses. Gestrichelte Kurven: Strahlungsverluste vernachlässigt. Ausgezogene Kurven: Strahlungsverluste berücksichtigt. Daten des primären Stosses:
 A) $T_0 = 296 \text{ OK}$, $p_0 = 20 \text{ Torr}$, $M_p = 8,4$ B) $T_0 = 296 \text{ OK}$, $p_0 = 0,5 \text{ Torr}$, $M_p = 1,2,1$
 In beiden Fällen ist LTE hinter dem primären Stoss angenommen.

II.5.4 Relaxationslängen und Relaxationszeiten als Funktionen der Stossmachzahlen

Das Relaxationsverhalten des Stosswellenplasmas wird durch Relaxationslängen $L_{\text{Rel}}^{+)$ oder entsprechende Relaxationszeiten τ_{Rel} beschrieben.

Da im vorhergehenden Abschnitt gezeigt werden konnte, dass die Strahlungsverluste das Relaxationsverhalten nicht wesentlich beeinflussen, kann die Diskussion der Relaxationslängen und -zeiten auf die Resultate beschränkt werden, bei deren Berechnung Strahlungsverluste vernachlässigt wurden.

Das Arbeiten mit Relaxationslängen L_{Rel} ist vorteilhaft, wenn Stosswellenstrukturen beschrieben oder erklärt werden sollen. Im allgemeinen sind diese Längen unter experimentellen Bedingungen leicht zu messen. Ist das Interesse dagegen auf reaktionskinetische Probleme gerichtet, ist die Verwendung der Relaxationszeit im Partikelsystem angebracht. Leider lässt sich L_{Rel} im allgemeinen nicht einfach in diese Zeit umrechnen, denn die Geschwindigkeit, mit der die Teilchen von der Stossfront wegdriften, ändert sich mit ihrem Abstand davon. So gilt

$$\tau_{\text{Rel, Part}} = \int_0^{L_{\text{Rel}}} \frac{dx}{u(x)},$$

und diese Gleichung kann praktisch nur numerisch im Rahmen des Gesamtrechnenvorgangs gelöst werden.

Eine andere, relativ leicht zu messende Grösse ist $\tau_{\text{Rel, Lab}}$. Sie lässt sich wegen des Zusammenhanges

$$\tau_{\text{Rel, Lab}} = \frac{L_{\text{Rel}}}{V_R}$$

im Falle der hier behandelten stationären sekundären Stosswellen dann leicht in L_{Rel} umrechnen, wenn auch die Stossfrontgeschwindigkeit bekannt ist. Die Umrechnung von $\tau_{\text{Rel, Lab}}$ in $\tau_{\text{Rel, Part}}$ ist damit noch etwas umständlicher (und damit evtl. ungenauer) als die von L_{Rel} . Im Falle sehr kleiner V_R ist nur das Arbeiten mit L_{Rel} vernünftig.

+) Die Relaxationslänge ist durch den Abstand des Punktes von der Stossfront definiert, in dem der Ionisationsgrad den Wert $\alpha_{\text{equil}}/\sqrt{2}$ hat /29/.

Im folgenden werden die drei charakteristischen Grössen L_{Rel} , $\tau_{\text{Rel,Lab}}$ und $\tau_{\text{Rel,Part}}$ der reflektierten Stosswellen als Funktion der Stosswellenparameter M_R und M_P für die Vorlandgrenzfälle EPG und LTE betrachtet.

In den Abb. 15a und 15b sind sowohl für EPG als auch für LTE die Relaxationslängen L_{Rel} (mit der Machzahl M_P als Parameter) als Funktionen der Machzahl M_R des reflektierten Stosses aufgetragen.

Wie auf Grund der unterschiedlichen Anfangsionisation erwartet, liegen in dem gezeigten Bereich die $L_{\text{Rel}}-M_R$ -Kurven bei gleicher Machzahl des primären Stosses im Falle des EPG höher als im Falle des LTE. Im Falle des LTE verhalten sich die $M_P = \text{const.}$ -Kurven im allgemeinen so wie erwartet, d.h., dass L_{Rel} mit wachsender Stärke des primären Stosses abnimmt. Nur für sehr kurze Relaxationslängen wird das Verhalten unübersichtlich. Anders verhält sich L_{Rel} im Falle von EPG. Hier ist auch bei grösseren Relaxationslängen kein monotoner Zusammenhang zwischen Stärke des primären Stosses und Relaxationslänge zu beobachten. Im Anhang E ist daher L_{Rel} auch als Funktion von M_P mit M_R als Parameter dargestellt und diskutiert.

In den Abb. 16a und 16b sind die $\tau_{\text{Rel,Lab}}$ -Verläufe in gleicher Weise wie die von L_{Rel} als Funktionen von M_R dargestellt. Derartige Diagramme wurden in der vorliegenden Arbeit beim Vergleich zwischen Theorie und Experiment benutzt, um zu gemessener Machzahl M_R und gemessener Relaxationszeit $\tau_{\text{Rel,Lab}}$ der experimentell erzeugten sekundären Stossfronten theoretische Vergleichswerte zu ermitteln. Allerdings zeigen die $\tau_{\text{Rel,Lab}}^{(M_R)}$ -Kurven bezüglich ihrer M_P -Abhängigkeit ein noch verwirrenderes Bild als die L_{Rel} -Kurven (in Abb. 15). Deshalb wird in Anhang E auch $\tau_{\text{Rel,Lab}}$ noch einmal als Funktion von M_P dargestellt.

Die Kurven in Abb.17a und 17b stellen $\tau_{\text{Rel,Part}}$ als Funktion von M_R (ebenfalls mit M_P als Parameter) dar. Sie zeigen ein ähnliches Verhalten wie die von L_{Rel} . Darin spiegelt sich das Verhalten von $u(x)$ wieder, das sich im Relaxationsgebiet nur wenig ändert (im Falle von EPG sogar im grössten Teil des Relaxationsgebietes praktisch konstant ist). Dadurch wird der Informationswert von L_{Rel} erhöht, denn seine Grösse lässt doch ziemlich direkte Schlüsse auf $\tau_{\text{Rel,Part}}$ zu.

Abb. 15 bis 17 Relaxationsverhalten hinter reflektierten Stossfronten in Abhängigkeit von der Stossmachzahl M_R für verschiedene Parameterkombinationen (p_0, M_P) der primären Stosswelle. $T = 296$ °K. Zustand im Vorland des reflektierten Stosses: a) EPG, b) LTE.

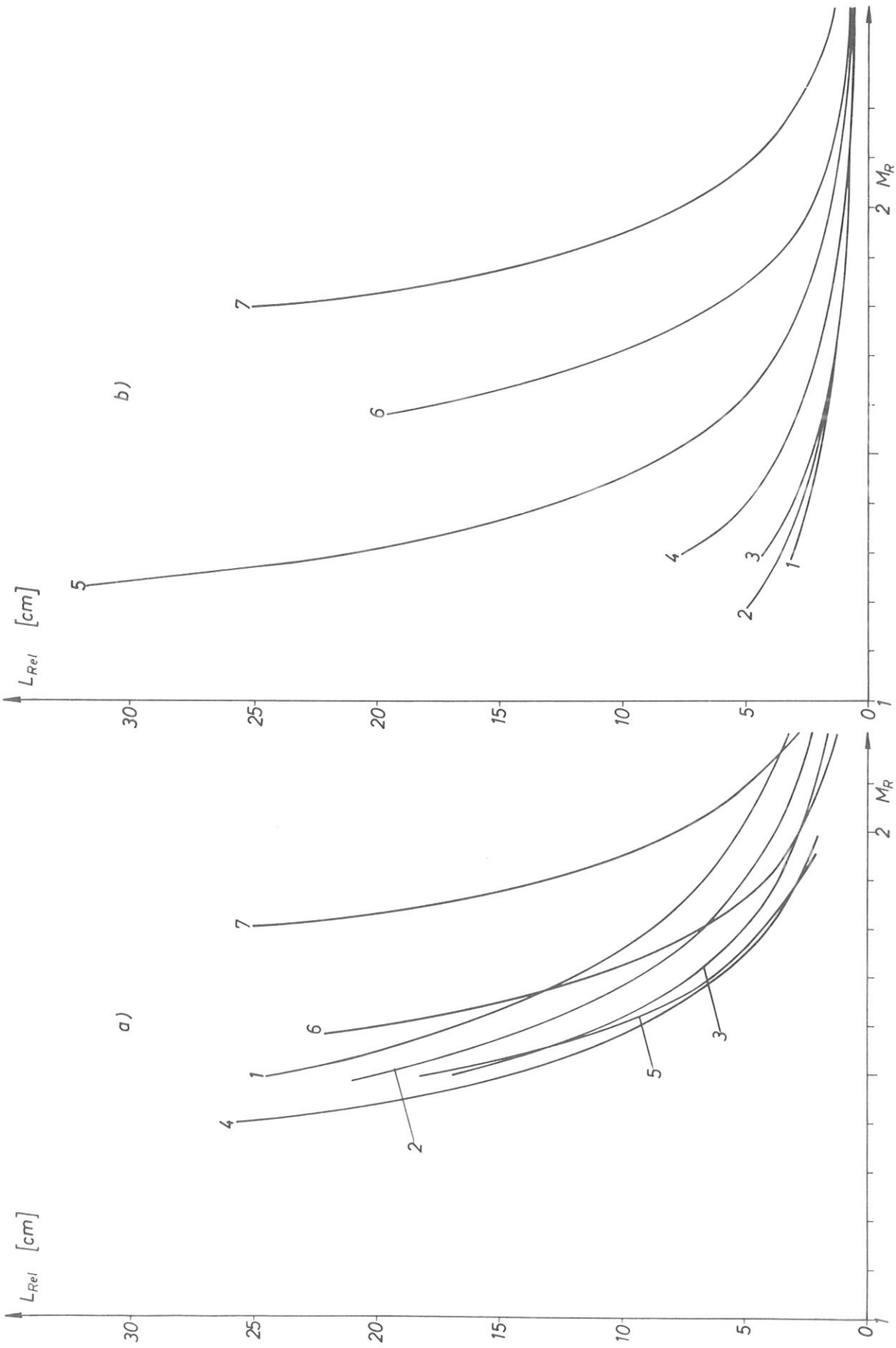


Abb. 1.5 Relaxationslänge L_{Rel}

1: $p_O = 0,5$ Torr, $M_P = 12,1$ 4: $p_O = 5$ Torr, $M_P = 10,0$ 7: $p_O = 50$ Torr, $M_P = 7,2$
2: $p_O = 1$ Torr, $M_P = 11,4$ 5: $p_O = 10$ Torr, $M_P = 9,3$
3: $p_O = 2$ Torr, $M_P = 10,8$ 6: $p_O = 20$ Torr, $M_P = 8,4$

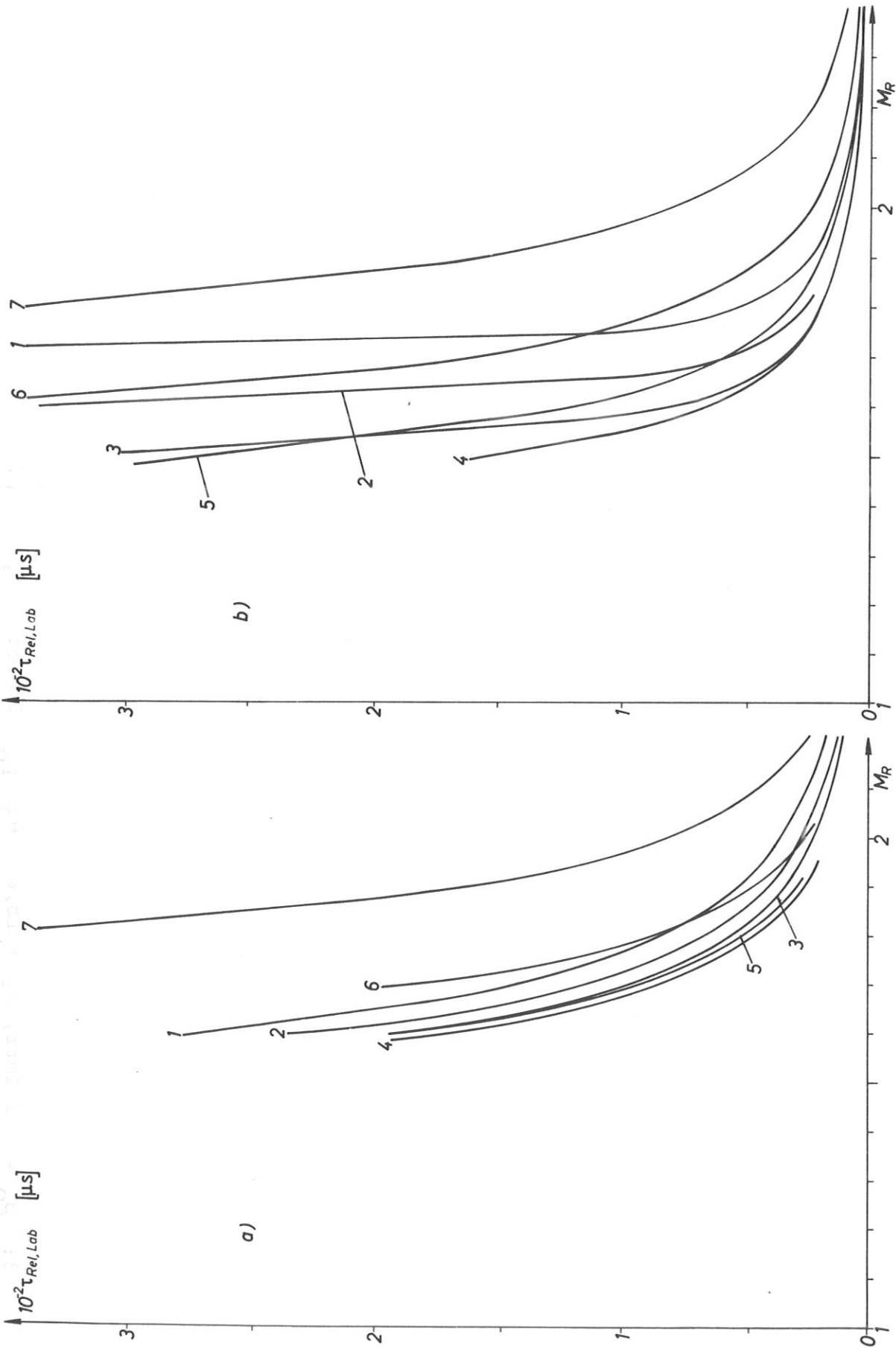


Abb.16 Relaxationszeit $\tau_{Rel,Lab}$ im Laborsystem:

- 1: $p_O = 0,5$ Torr, $M_P = 12,1$ 4: $p_O = 5$ Torr, $M_P = 10,0$ 7: $p_O = 50$ Torr, $M_P = 7,2$
- 2: $p_O = 1$ Torr, $M_P = 11,4$ 5: $p_O = 10$ Torr, $M_P = 9,3$
- 3: $p_O = 2$ Torr, $M_P = 10,8$ 6: $p_O = 20$ Torr, $M_P = 8,4$

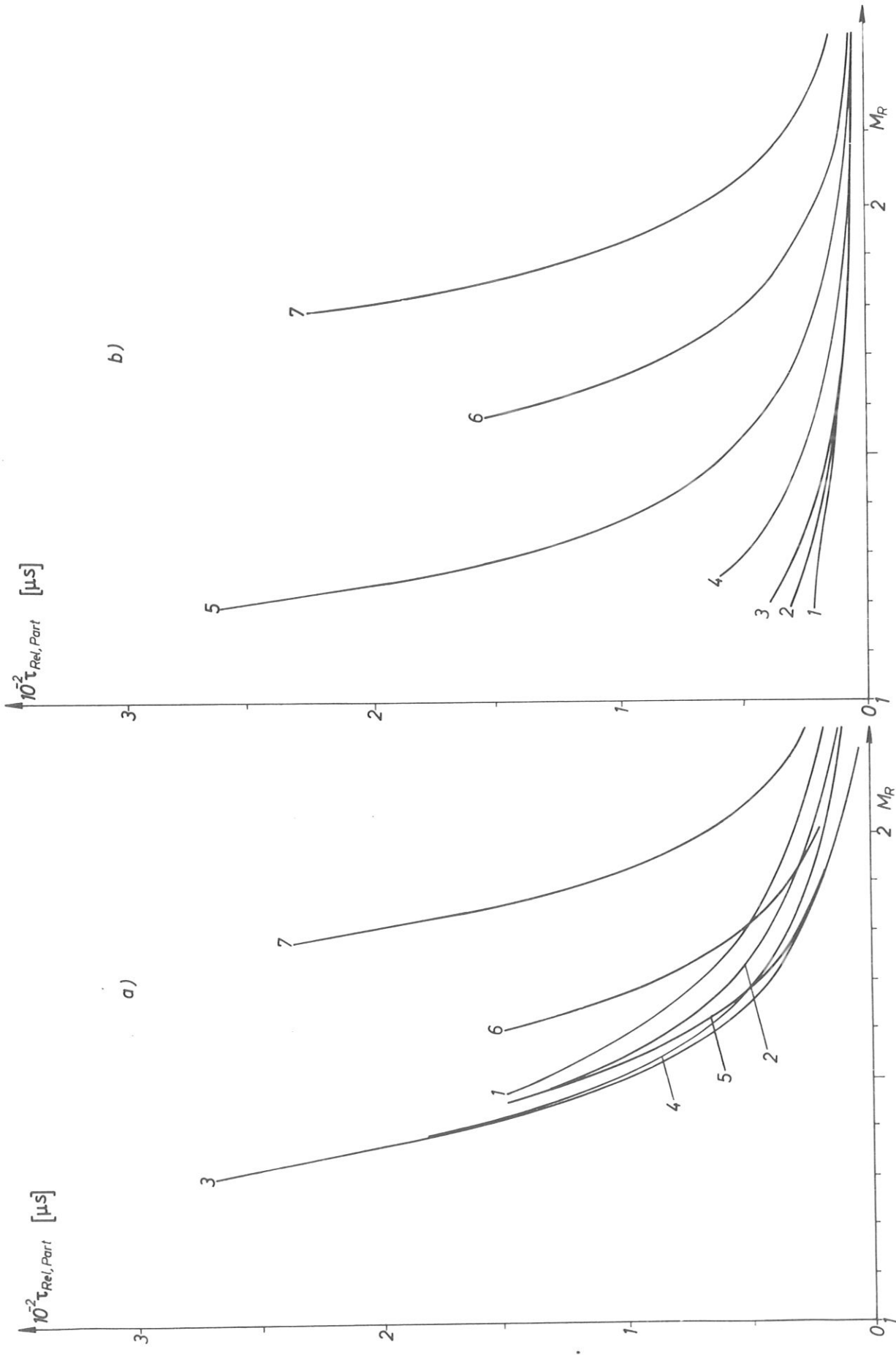


Abb.17 Relaxationszeit $\tau_{Rel,Part}$ im Partikelsystem:

- | | | |
|-----------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| 1: $p_O = 0,5$ Torr, $M_P = 12,1$ | 4: $p_O = 5$ Torr, $M_P = 10,0$ | 7: $p_O = 50$ Torr, $M_P = 7,2$ |
| 2: $p_O = 1$ Torr, $M_P = 11,4$ | 5: $p_O = 10$ Torr, $M_P = 9,3$ | |
| 3: $p_O = 2$ Torr, $M_P = 10,8$ | 6: $p_O = 20$ Torr, $M_P = 8,4$ | |

III. EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN

III.1 Die Apparatur zur Erzeugung sekundärer Stosswellen

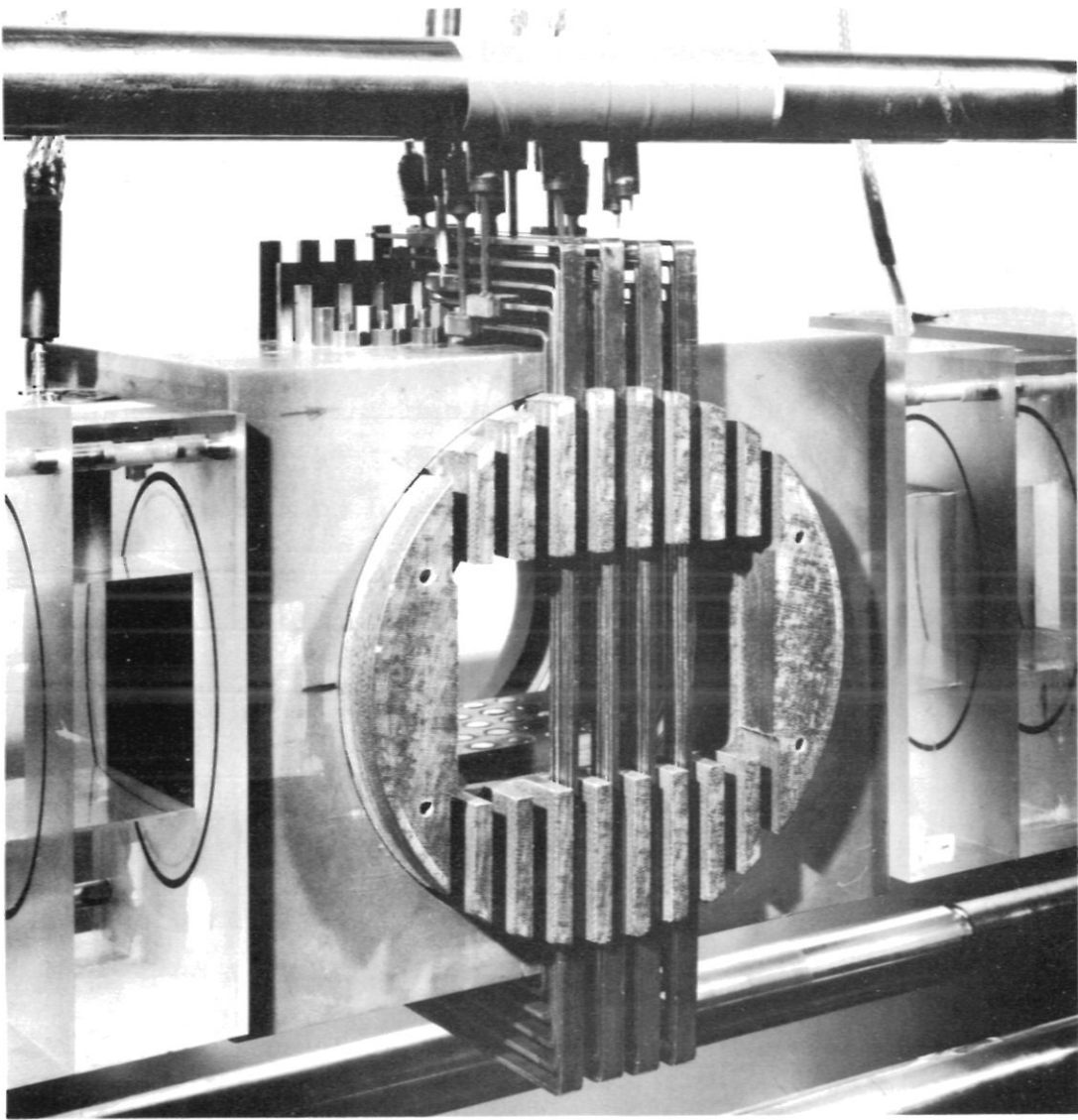
Das Prinzip der Vorgänge in der Wechselwirkungsanordnung, mit deren Hilfe die sekundären Stosswellen erzeugt wurden, ist bereits in der Einführung beschrieben. Die Versuchsanordnung ist im wesentlichen identisch mit der von Klingenberg /23/ benutzten.

Die Erzeugung der Argonplasmaströmung erfolgt mit Hilfe der primären Stosswelle in einem Membranstossrohr (vergl./23/). Als Treibgas dient dabei Wasserstoff von 100 Atm. Ausgangsdruck. Das Testgas Argon hatte bei den hier beschriebenen Experimenten Anfangsfülldrucke p_0 zwischen 0,5 und 50 Torr. Der Messort befand sich, den Abschätzungen von Nett /38/ entsprechend, etwa 8 m von dem Membranbereich entfernt, und die Geschwindigkeiten und Machzahlen der primären Stosswellen stimmen mit den von Nett angegebenen (innerhalb der Fehlergrenzen von $\pm 3\%$) überein. Dies wurde während der gesamten Experimentierphase durch Kontrollmessungen immer wieder überprüft. Die erreichbare Reinheit des eingefüllten Testgases beträgt (vgl. /60/) etwa 20 ppm. Darin sind jedoch Verunreinigungen durch feste Partikel, wie Membranstaub, nicht erfasst. Auch eventuelle Verunreinigungen durch Ablation der Rohrwandung und durch Elektrodenabbrand sind dabei nicht berücksichtigt.

Zur Erzeugung eines Magnetfeldes B_0 senkrecht zur Strömungsgeschwindigkeit sind beiderseits der Messkammer Spulenpakete von je 5 wassergekühlten Spulen angebracht, deren Dimensionierung ein praktisch homogenes Feld über den gesamten Untersuchungsbereich im Messkanal gewährleistet /23b/. Mit den vorhandenen Gleichrichtern liess sich auf diese Weise ein Feld der maximalen Induktion $B_0 = 21,5$ kG in der Feldmitte erzeugen. Der dafür nötige Spulenstrom von 5 kA hatte eine Restwelligkeit von ca. 100 A mit einer Frequenz von 300 Hz. Da diese Welligkeit bei den interferometrischen Messungen teilweise zu Störungen führte, wurden die Magnetspulen auch aus einer Ni-Cd-Akkumulatorenbatterie gespeist. Das erreichbare B_0 betrug jedoch dann nur ca. 10 kG.

Die MHD-Wechselwirkungskammer hat einen Innenquerschnitt von $7 \times 7 \text{ cm}^2$. Den Übergang von dem kreisförmigen Stossrohrquerschnitt ($10 \text{ cm } \varnothing$) auf den quadratischen Kanalquerschnitt bewirken schneidenförmige Bleche parallel zur Strömung, die aus dem zylindrischen Plasmapfropfen hinter dem primären Stoss einen Pfropfen von quadratischem Querschnitt herausstanzen. In die Wechselwirkungskammer (aus einer Mischung von Kunstharz und Quarzmehl) sind in der Kammerober- und Kammerunterseite, plan abschliessend, Elektroden (aus Wolframkupfer) eingelassen. In den hier beschriebenen Versuchen wurden 4 Reihen zu je 5 Elektrodenpaaren benutzt, die einzeln durch Kupferbügel verbunden waren. Die Mitte-zu-Mitte-Abstände zwischen den Elektroden betragen $1,4 \text{ cm}$, die Elektrodendurchmesser 5 mm (siehe Abb.18). Pro Elektrodenpaar floss ein Strom von einigen 100 Ampere (vergl./23/), so dass sich Gesamtströme von einigen kA im WW-Bereich ergaben. Durch Variation des Magnetfeldes liessen sich die Elektrodenströme und der Wechselwirkungsparameter variieren und damit auch die reflektierte Stossfront beeinflussen.

A)



B)

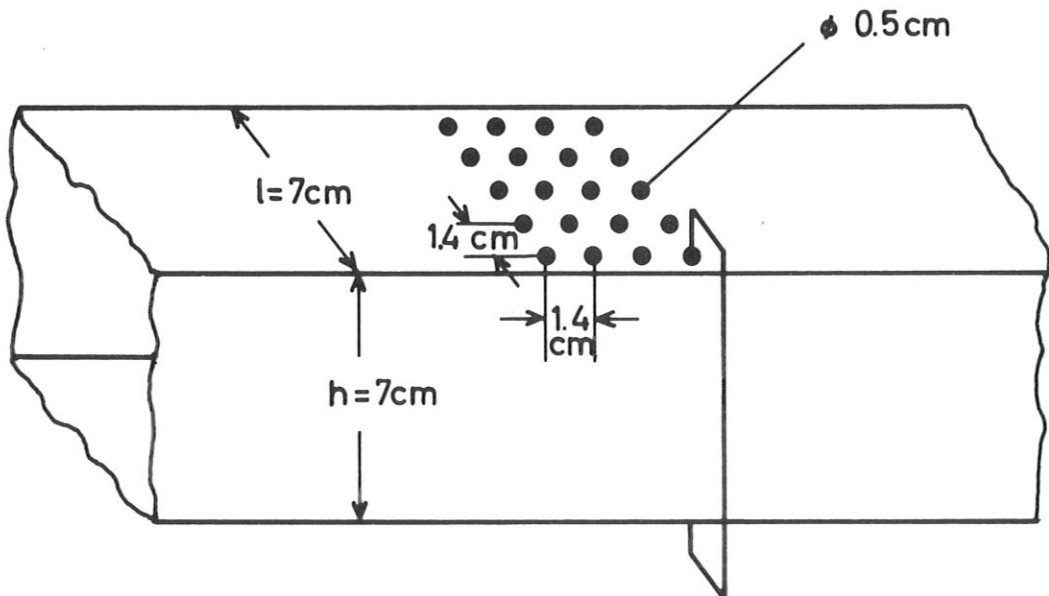


Abb.18 A) Ansicht des Messkanals
B) Schema der Elektrodenanordnung mit den wichtigsten Abmessungen

III.2 Interferometrische Messungen

III.2.1 Grundlagen

Für das Studium der Ionisationsrelaxation ist die Messung des Elektronendichteverlaufs das Nächstliegende. Auch der Massendichteverlauf sollte wichtige Aufschlüsse geben, wie die theoretischen Resultate in Abschnitt II.5 erwarten lassen. Die simultane Messung beider Verläufe ist daher wünschenswert. Sie kann in der benutzten Apparatur im Druckbereich $2 \text{ Torr} < p_0 < 50 \text{ Torr}$ mit Hilfe der optischen Interferometrie durchgeführt werden.

Für die Refraktivität des Plasmas gilt:

$$\mu - 1 = \sum_k (\mu_k - 1) \quad (\text{III.2/1})$$

Der Index k steht für die einzelnen Plasmakomponenten: Atome, Ionen und Elektronen. Die Refraktivität der Atome und Ionen wird durch Ausdrücke der Form

$$\mu_k - 1 = \frac{2\pi e^2}{m_e} \sum_n n_n^{(k)} \sum_m \frac{f_{nm}^{(k)}}{(\omega_{nm}^{(k)})^2 - \omega^2} \quad (\text{III.2/2})$$

wiedergegeben. Der Index n kennzeichnet die einzelnen Anregungszustände, aus denen der optische Übergang in andere Zustände erfolgen kann. $n_n^{(k)}$ sind die Teilchendichten der Komponente k im Zustand n , $f_{nm}^{(k)}$ die Oszillatorenstärken für den Übergang $n \rightarrow m$ und $\omega_{nm}^{(k)}$ die entsprechenden (Kreis-) Frequenzen. Werden nur Übergänge aus dem Grundzustand berücksichtigt, und ist die (Kreis-) Frequenz ω des eingestrahlten Lichts (der Interferometerbeleuchtung) genügend weit von den Resonanzfrequenzen entfernt, lassen sich für die spezifischen Refraktivitäten Näherungsausdrücke mit Hilfe der Cauchy-Formel

$$\mu_k - 1 = \left(A_k + \frac{B_k}{\lambda^2} \right) \quad (\text{III.2/3})$$

angeben. In den Grössen A_k und B_k steht als gemeinsamer Faktor noch die Teilchendichte n_k . Für Argon gilt unter Normalbedingungen ($p_N = 760 \text{ Torr}$, $T_N = 273 \text{ }^\circ\text{K}$): $A_a = 2,79 \times 10^{-4}$, $B_a = 1,56 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$, wenn λ in cm eingesetzt wird. Für den Plasma-

zustand kann man näherungsweise annehmen, dass die Ionen weit weg von Resonanzfrequenzen die gleiche spezifische Refraktivität haben wie die Atome (vergl./61/). Dann kann für die Refraktivität der schweren Teilchen im Plasma die Gladstone-Dale-Beziehung in der Form

$$(\mu_a - 1) + (\mu_i - 1) = K_a \rho \quad (\text{III.2/4})$$

geschrieben werden

$$\text{mit } K_a = \frac{1}{\rho_N} \left(A_a + \frac{B_a}{\lambda^2} \right) \quad (\text{III.2/5})$$

(K_a = Gladstone-Dale-Konstante).

Der Fehler durch die zugrundeliegende Annahme sollte bei den mässigen Ionisationsgraden, die in den reflektierten Stosswellen bei typischen Versuchsbedingungen vorliegen, gering sein.

Die Refraktivität der Elektronen folgt aus der bekannten Dispersionsformel von Appleton-Hartree /62/:

$$\mu_e - 1 = - \frac{\omega_{Pl}^2}{\omega^2} \cdot \frac{1 - \frac{\omega_L}{\omega} + i \frac{\nu_e}{\omega}}{\left(1 - \frac{\omega_L}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\nu_e}{\omega}\right)^2} \quad (\text{III.2/6})$$

ω_P ist die Plasmafrequenz, ω_L die Larmor-Frequenz, wobei die beiden Vorzeichen einer rechts- und einer linkszirkular polarisierten Welle in einem Magnetfeld parallel zum einfallenden Lichtstrahl entsprechen. ν_e ist die Stossfrequenz der Elektronen. Unter den gegebenen Bedingungen sind ω_P , ω_L und ν_e klein gegen die optischen Frequenzen. Deshalb ergibt sich aus (III.2/6) mit

$$\omega_{Pl}^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e} \quad (\text{III.2/7})$$

die Beziehung

$$\mu_e - 1 = K_e n_e \quad (\text{III.2/8})$$

wobei

$$K_e = -\frac{e^2}{2\pi m_e c^2} \lambda^2 = K_e^* \lambda^2 = -4,46 \cdot 10^{-14} \lambda^2 \text{ [cm}^2\text{]} \quad (\text{III.2/9})$$

ist. Auch hier ist λ in [cm] einzusetzen.

Bringt man in den Strahlengang eines auf endlichen Streifenabstand eingestellten Interferometers anstelle des vorher dort befindlichen kalten Gases eine homogene Plasmaschicht der gleichen Dicke ℓ , so werden die Interferenzstreifen verschoben. Die Verschiebung, bezogen auf den Abstand homologer Punkte des Streifenprofils (= Streifenabstand) ist

$$S = \frac{(\mu - \mu_0) \ell}{\lambda} \quad (\text{III.2/10})$$

wobei μ_0 den (bekannten) Wert des Brechungsindex des kalten Gases (vor dem Einbringen der Plasmaschicht) bedeutet. S ist auf Grund der vorstehenden Beziehungen eine Funktion der zwei Unbekannten $\Delta \varphi = \varphi - \varphi_0$ und $\Delta n_e = n_e - n_{e0}$:

$$S = \frac{\ell}{\lambda} (K_a \Delta \varphi + K_e \Delta n_e) \quad (\text{III.2/11})$$

Da K_a und K_e bekannte Funktionen von λ sind, die sich in ihrer Abhängigkeit von λ stark unterscheiden, stehen bei simultaner Messung der Streifenverschiebung bei zwei verschiedenen Wellenlängen zwei Gleichungen zur Verfügung, aus denen $\Delta \varphi$ und Δn_e bestimmt werden können (s. auch /63/). Damit können bei gegebenen Referenzwerten φ_0 und n_{e0} (= 0) auch φ und n_e bestimmt werden. Die Messresultate werden umso genauer, je weiter die Wellenlängen λ_1 und λ_2 auseinander liegen.

III.2.2 Versuchsaufbau für interferometrische Messungen und Interferogrammauswertung

Für die interferometrischen Messungen wurde ein Mach-Zehnder-Interferometer benutzt. Der experimentelle Aufbau ist in Abb.19 dargestellt. Da zwischen den Interferometerschenkeln ein statisches Magnetfeld von einigen Kilogauss aufgebaut werden sollte, musste ein vollständig aus unmagnetischem Material gefertigtes Interferometer verwendet werden. Ein solches wurde im IPP entwickelt (s./64/) und Ende 1969 fertiggestellt.

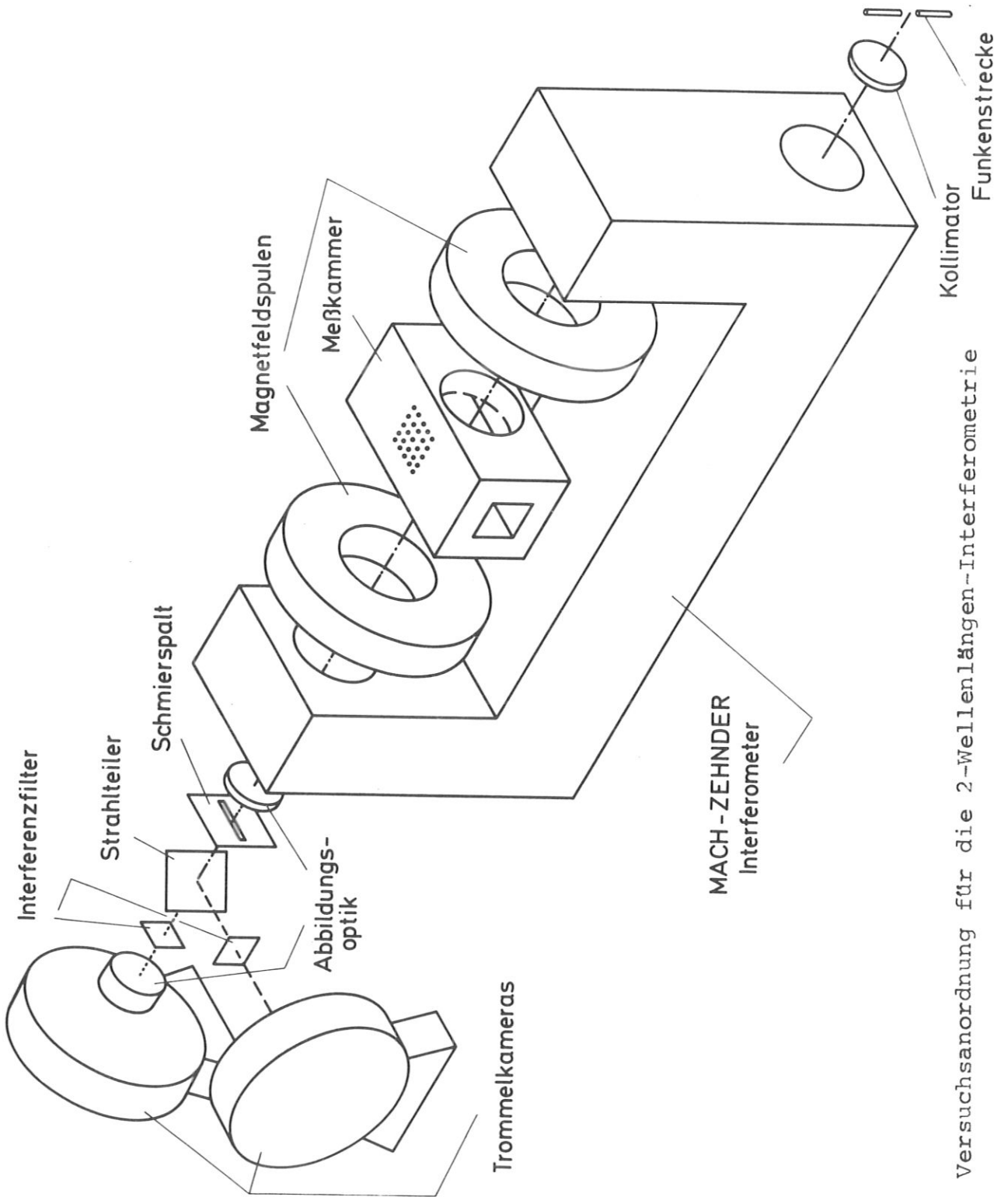


Abb. 19 Versuchsanordnung für die 2-Wellenlängen-Interferometrie

Die quantitativen interferometrischen Untersuchungen wurden mit Hilfe von Schmierinterferogrammen durchgeführt. Die Interferenzstreifen, welche im allgemeinen senkrecht zur Kanalachse orientiert waren, wurden zusammen mit dieser auf einen achsenparallelen Spalt abgebildet. Dieser wiederum wurde auf Filmtrommeln von Trommelkamas fokussiert, derart dass das Spaltbild in der Filmebene parallel zur Drehachse lag. Bei gleichförmig rotierender Filmtrommel wird auf dem Film der zeitliche Verlauf der Interferenzstreifenverschiebung registriert, aus dem sich der lokale zeitliche Verlauf der Dichten längs der Kanalachse ermitteln lässt. Von der Bewegung starker Inhomogenitäten entlang der Kanalachse werden auf dem Film auf diese Weise direkt x,t -Diagramme gezeichnet.

In der benutzten Anordnung wurde hinter dem Schmierspalt der Strahlengang geteilt und über zwei unterschiedliche Interferenzfilter in zwei Trommelkamas gelenkt. Jeder Messvorgang lieferte somit zwei mit verschiedenen Wellenlängen λ_1 und λ_2 aufgenommene Schmierinterferogramme. Die Interferenzfilter wurden gemäss den Forderungen des vorhergehenden Abschnitts so gewählt, dass die Wellenlängen λ_1 und λ_2 möglichst weit auseinanderlagen und nicht mit denen von Argonlinien zusammenfielen.

Als Interferometerlichtquelle diente ein (Argon-) Hochdruck-Punktfunke nach /65/, der ein intensives Kontinuum abstrahlt. Gespeist wurde der Funke aus einer Laufzeitkette, die einen Stromimpuls von mehr als 1 ms Dauer lieferte. Der entsprechende Lichtimpuls dauerte somit länger als der gesamte Stosswellenvorgang, war aber kürzer als eine Trommelumdrehung. Die Synchronisation von Stosswellenvorgang und Lichtimpuls erfolgte mit Hilfe von Photomultipliersignalen, die vom Leuchten der primären Stossfront strömungsaufwärts erzeugt wurden. Zur genauen Bestimmung von Stossfrontgeschwindigkeiten musste die Trommelkameradrehzahl exakt gemessen werden. Für die eine Kamera geschah dies mit einem quartzesteuerten Zähler. Zur Kontrolle der zweiten Kamera wurden auf die Filme in beiden Kamas simultan je zwei Zeitmarken mit definiertem zeitlichem Abstand gegeben.

Für die Interferogramme wurde Ilford-HP4-Film verwendet. Die Filme wurden in Kodak D-19-Entwickler entwickelt (Entwicklungsdauer ca. 10 min.). Die Ausmessung der Interferogramme erfolgte mit Hilfe eines Densitometers. Für die verschiedenen Zeitschnitte wurde die Streifenverschiebung gegen feste Ortsmarken registriert, die auf die Interferogramme mit aufgenommen worden waren. Die Genauigkeit bei der Bestimmung der Streifenverschiebung betrug etwa 1/30 Streifenbreite.

III.3 Spektroskopische Messungen

III.3.1 Grundlagen

Als weitere Methode zur Ermittlung der Elektronendichte wurde die Intensitätsmessung der Kontinuumsstrahlung verwendet. Zwischen dem spektralen Emissionskoeffizienten des überlagerten Frei-Frei- und Frei-Gebunden-Kontinuums und der Elektronendichte des untersuchten Plasmas gilt die bekannte Beziehung, die erstmals von Unsöld /66/ für wasserstoffähnliche Plasmen abgeleitet wurde:

$$\epsilon_{\nu} = \begin{cases} \frac{D \cdot n_e^2}{\sqrt{T_e}} \cdot Z_{eff}^2 & \text{für } \nu \leq \nu_g \\ \frac{D \cdot n_e^2}{\sqrt{T_e}} \cdot Z_{eff}^2 \cdot e^{-\frac{h(\nu - \nu_g)}{kT_e}} & \text{für } \nu \geq \nu_g \end{cases} \quad (\text{III.3/1})$$

D ist mit dem Ausdruck D in Abschnitt II.3.3.4 identisch. Andere Autoren, so Biberman und Norman /52/, sowie Schlüter /67/ stellen ϵ_{ν} in ähnlicher Weise als

$$\epsilon_{\nu} = \frac{D \cdot n_e^2}{\sqrt{T_e}} \mathcal{J}(\nu) \quad (\text{III.3/2})$$

dar. $\mathcal{J}(\nu)$ bzw. die entsprechend normierten Werte von ϵ_{ν} nach Unsöld sind für Argon bei Horn, Wong und Bershader /49b/ graphisch als Funktionen von ν dargestellt. In den vorliegenden Untersuchungen wurde $\mathcal{J}(\nu)$ für die verwendeten Wellenlängen der Kurve von Schlüter entnommen.

Durch Messung von ϵ_{ν} kann n_e aus Gl.(III.3/2) ermittelt werden, wenn die Elektronentemperatur T_e bekannt ist. Nach Gl.(III.3/2) ist aber

$$n_e \sim T_e^{1/4}$$

d.h., es genügt ein Näherungswert von T_e , um n_e hinreichend genau ermitteln zu können. Da sich T_e hinter der reflektierten Stossfront nur wenig ändert, wie die Relaxationsrechnungen in Abschnitt II.5 zeigen, kann der Näherungswert diesen Rechnungen entnommen werden.

Die Ermittlung von ϵ_ν an einem bestimmten Messort im Plasma ist experimentell einfach möglich, wenn das Plasma optisch dünn und in Beobachtungsrichtung homogen ist. In diesem Falle erhält eine Detektorfläche bei stigmatischer Abbildung des Messortes auch ungeschwächte Strahlung aus der gesamten Plasmasäule vor und hinter dem Messort, und es wird die spektrale Intensität

$$J_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{4\pi} \cdot \ell \quad (\text{III.3/3})$$

gemessen. ℓ ist die Länge der gesamten Plasmaschicht, die den Messort enthält. Wie Horn /49/ gezeigt hat, kann für die experimentellen Bedingungen der vorliegenden Arbeit ($\ell = 7$ cm, Teilchendichten etwa 10^{18} cm⁻³, Elektronendichten ca. 10^{17} cm⁻³) das Plasma längs ℓ für das Kontinuum als optisch dünn angesehen werden. In der vorliegenden Arbeit wurde weiter vorausgesetzt, dass dreidimensionale Effekte und Grenzschichten optisch keine wesentliche Rolle spielen und dass die Bedingung der Homogenität in Beobachtungsrichtung erfüllt ist. Wie Schmierinterferogramme ohne Wechselwirkung erkennen lassen, ist der Einfluss von Grenzschichten genügend klein. (Die Grenzschicht, die sich während des Laufes des Plasmapropfens im 8 m langen Stosswellenrohr ausgebildet hat, wird durch die Schneiden (s./23/) grösstenteils weggeschnitten, so dass sich im Rechteckkanal erst eine neue Grenzschicht aufbauen muss.) Einige Beobachtungen weisen jedoch auf eine Krümmung der reflektierten Stossfront, also eine Abweichung von der Eindimensionalität hin (vergl./68/). Ihre Berücksichtigung bei der Auswertung der Messungen war in den vorliegenden Experimenten praktisch nicht möglich. In den hier gezeigten Beispielen für

die spektroskopischen Resultate wurden deshalb solche Fälle ausgewählt, bei denen die Krümmung vernachlässigt werden kann.

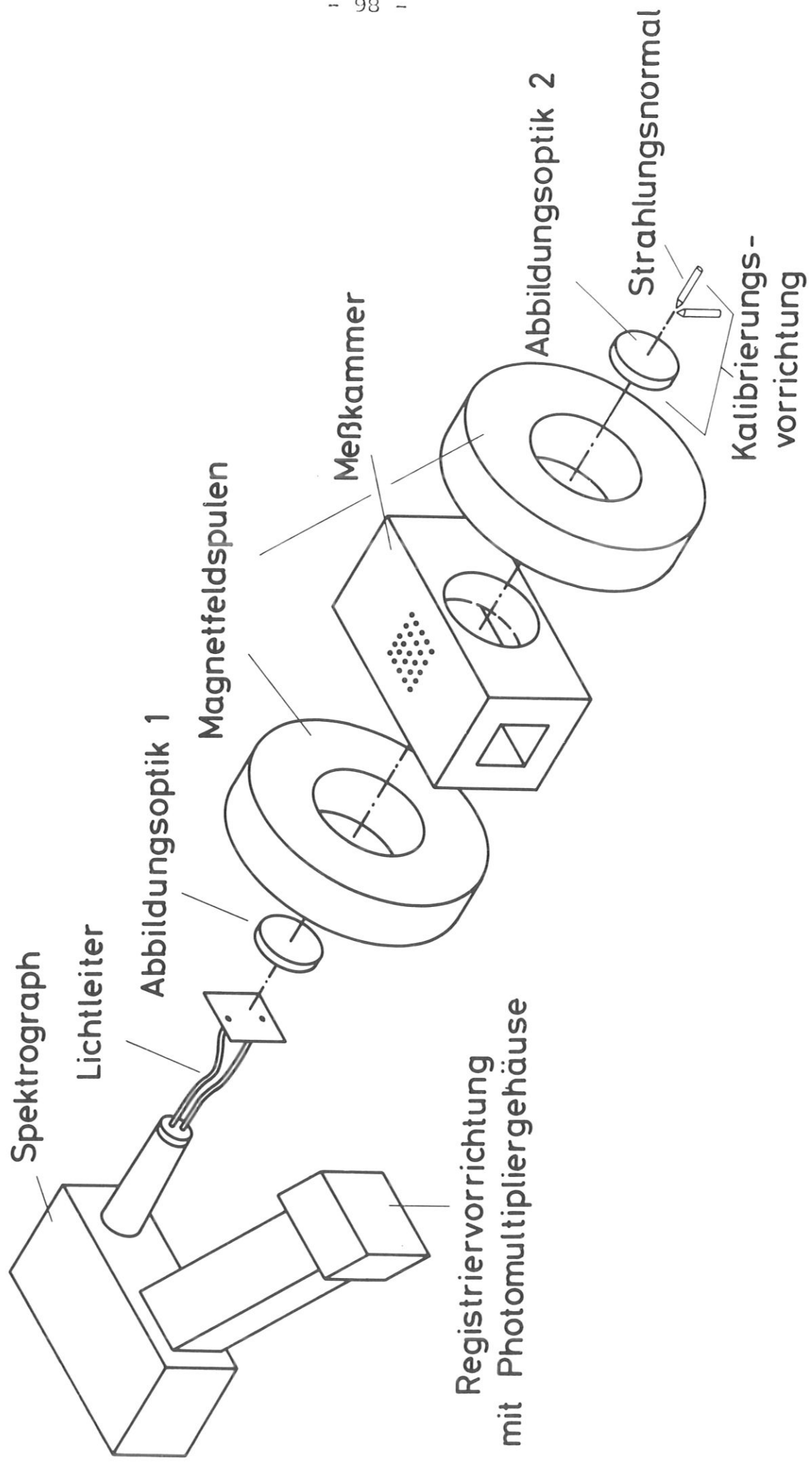
Die Kontinuumsintensität J_ν wurde bei Wellenlängen gemessen, die möglichst weit von Kanten und Linien des Argonspektrums entfernt sind.

III.3.2 Spektroskopischer Versuchsaufbau und Durchführung der Messungen

Zur Bestimmung der spektralen Intensität J_ν des Kontinuums, aus welcher der Emissionskoeffizient ϵ_ν und damit n_e ermittelt wird, wurden die interessierenden Messorte mit Hilfe von Achromaten auf Lichtleiter abgebildet (Abb.20). Die Lichtleiter wurden an den Eingangsspalt eines Steinheil-Dreiprismenspektrographen geführt. Am Ausgang des Spektrographen befand sich ein Multiplieraufsatz, der mit 4 Photomultipliern hinter 4 Ausgangsspalten ausgestattet war. Je 2 Spalten sind bei diesem System je einem Lichtleiter zugeordnet. Damit war es möglich, den zeitlichen Verlauf der spektralen Intensitäten J_ν simultan an 2 Messorten bei je 2 verschiedenen Wellenlängen zu messen.

Die Verwendung von Lichtleitern zwischen dem festen Eintrittsspalt des Spektrographen und dem Ort eines Zwischenbildes der Messkammer ermöglichte eine einfache Variation der Messorte. Ausserdem wurde mit dieser Anordnung ein möglichst grosser Abstand des Spektrographen und damit der Photomultiplier von den Magnetfeldspulen ermöglicht.

Die Kalibrierung der gesamten Anordnung erfolgte mit einem Graphitbogennormal. Der Anodenkrater wurde im Masstab 1 : 1 in den jeweiligen Messort im Kanal abgebildet. Durch die Optik, die den Messort weiter auf den Lichtleiterkopf abbildete, war sichergestellt, dass das Bild des Anodenkraters die Lichtleiteröffnung voll überdeckte. Da diese Optik auch die Aperturblende darstellte, war gleichzeitig gewährleistet, dass der Öffnungswinkel der abbildenden Strahlenbüschel bei der Messung und Kalibrierung der gleiche war.



Registrier-
vorrichtung
mit Photomultipliergehäuse

Abb.20 Spektroskopische Versuchsanordnung

Bei der Kalibrierung wurde die vom Eichnormal gelieferte Intensität mit Hilfe definiert abgestufter Graufilter variiert und die Oszillographenspannung als Funktion der relativen Intensität registriert. Zur Rückführung auf absolute Intensitäten war es notwendig, die Intensitätsverluste im Strahlengang zwischen dem Normal und seinem Zwischenbild in der Messkammer zu erfassen. Der Schwächungsfaktor wurde ermittelt, indem der Anodenkrater des Normals direkt an den Messort gebracht wurde, und die dann registrierte Intensität mit der bei Zwischenabbildung verglichen wurde. Mit den bekannten Daten des Graphitbogennormals konnte unter Berücksichtigung des Schwächungsfaktors die Kalibrierung auch in Absolutintensitäten erfolgen. Die Kalibrierung wurde am Anfang und am Ende jeder Messreihe durchgeführt, um die Änderung der Apparatur im Verlauf der Messungen (z.B. durch Bedampfung der Messkammerfenster) zu kontrollieren.

Bei den Messungen an reflektierten Stosswellen musste die sehr hohe Intensität des Stosswellenleuchtens durch definierte Graufilter soweit abgeschwächt werden, dass die registrierte Intensität in den von der Kalibrierung erfassten Intensitätsbereich fiel.

Bei den genannten Messungen störte anfänglich trotz des grossen Abstandes der Multiplier von den Magnetfeldspulen (mehr als 3 m) das Magnetfeld die Funktion der Multiplier so stark, dass diese mit dickwandigen Eisenabschirmungen umgeben werden mussten. Nicht ganz vermeiden liess sich unter den räumlichen Gegebenheiten eine schwache Einwirkung des statischen Magnetfeldes auf die Bildröhren der Messoszillographen in der Messkabine. Sie führte zu einer leichten Drehung der Ablenkungsrichtungen (siehe Oszillogramm in Abb. 26).

Die Auswertung der Oszillogramme erfolgte mit Hilfe der Eichkurven und unter Berücksichtigung der Schwächungsfaktoren nach den Beziehungen des vorigen Abschnitts. Die geringfügige Neigung der Ablenkungsrichtungen infolge der Magnetfeldeinstreuung auf die Oszillographen erforderte nur eine kleine Korrektur.

III.4 Versuchs- und Messergebnisse

III.4.1 Interferometrische Resultate

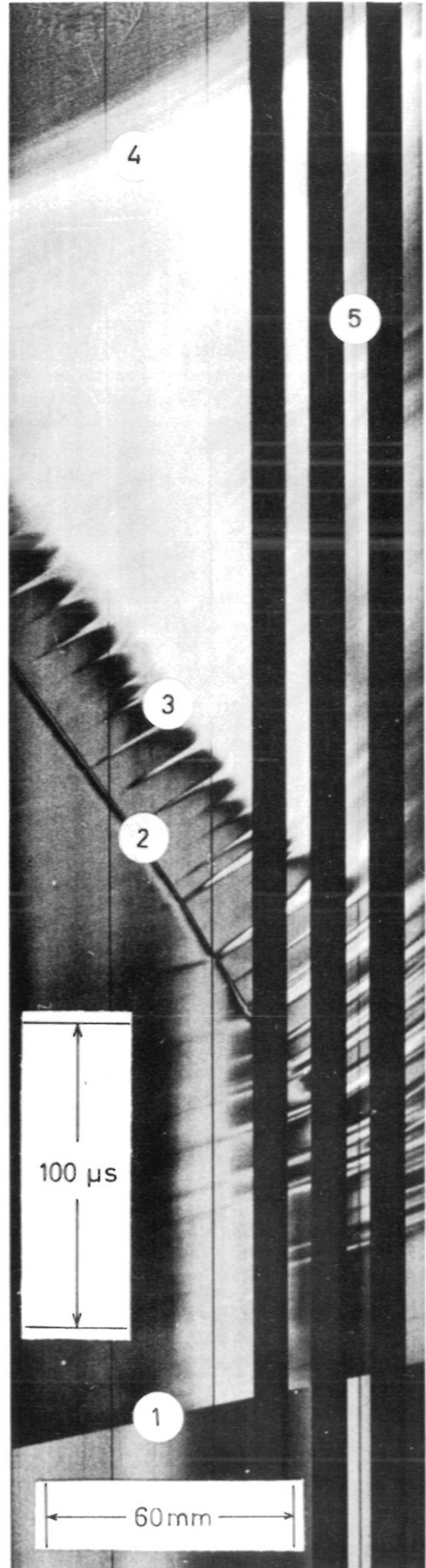
III.4.1.1 Ergebnisse der qualitativen Auswertung von Interferogrammen

Schmierinterferogramme, die neben den Phasenunterschieden auch das Eigenleuchten des Plasmas registrierten, zeigten eine deutliche Trennung von reflektierter Stossfront und reflektierter Leuchtfrent (Abb.21 und 22). Dass es sich bei der in Abb.21 mit ③ gekennzeichneten Front um eine Leuchtfrent handelt, lässt sich nicht nur an der gegenüber den hellen Streifen noch erheblich erhöhten Intensität erkennen, sondern konnte auch durch Abblenden des Plasma-Eigenleuchtens nachgewiesen werden (vergl. hierzu die Abb. 23 bei der das Eigenleuchten zu einem grossen Teil abgeblendet war). Auch in der Abb.22 kennzeichnet die Stufe in der Helligkeit und die durch das Eigenleuchten des Plasmas verursachte Kontrastverringernng der Streifen deutlich die Lage der Leuchtfrent. Schon damit wird - als ein erstes Ergebnis - die Vermutung gestützt, dass hinter magnetisch reflektierten Stössen Ionisationsrelaxation auftritt. Der Abstand zwischen Stossfront und Leuchtfrent beträgt in den gezeigten Beispielen etwa 40 bis 60 μ s.

Die in Abb.21 und 22 wiedergegebenen Schmieraufnahmen sind mit einem Filter der Wellenlänge $\lambda = 5470 \text{ \AA}$ und einer Halbwertsbreite von etwa 200 \AA aufgenommen. Beide repräsentieren Reflexionsvorgänge, bei denen der primäre Stoss durch $p_0 = 10 \text{ Torr}$, $T_0 = 296 \text{ }^\circ\text{K}$ und $M_p = 9,6$ gekennzeichnet ist und die Reflexion an einem Magnetfeld der Induktion $B_0 = 21,5 \text{ kG}$ erfolgte.

Während bei der Abb.21 die Interferenzstreifen annähernd parallel zum Schmier spalt eingestellt waren, was praktisch einer Streifenbreite "unendlich" gleichkommt, waren die Streifen bei der Abbildung 22 senkrecht zum Spalt orientiert. Beide Interferogramme stellen x-t-Diagramme dar, bei denen die x-Achse der des Messkanals entspricht. Die breiten dunklen Streifen (⑤ in Abb.21) werden von den Schatten der Kurzschlussbügel zwischen den Elektroden erzeugt und markieren annähernd den Wechselwirkungsbereich.

Abb.21 Schmierinterferogramm eines Reflexionsvorganges, aufgenommen bei parallel zum Schmier-
spalt eingestellten Interferenzstreifen.
Versuchsbedingungen:
 $T_o = 296 \text{ }^\circ\text{K}$
 $p_o = 10 \text{ Torr}$
 $M_p = 9,6$
 $B_p = 21,5 \text{ kG}$
 $\lambda = 5470 \text{ \AA}$
1 Primäre Stossfront
2 Reflektierte Stoss-
front
3 Leuchtfrent
4 Kontaktzone zum
Treibergas
5 Schatten der
Elektrodenbügel



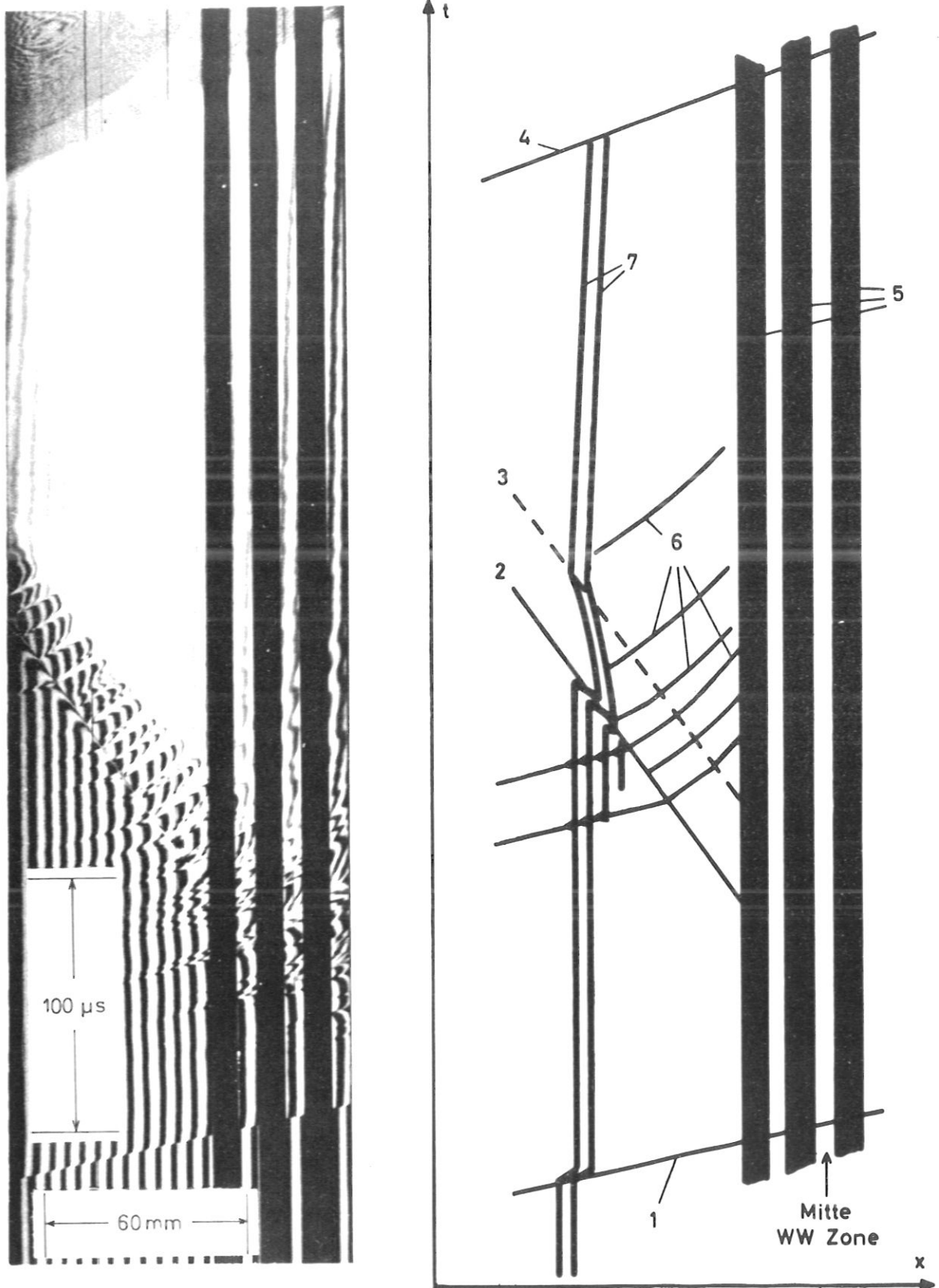


Abb. 22 Schmierinterferogramm eines Reflexionsvorgangs, aufgenommen bei vertikal zum Schmierpalt eingestellten Interferenzstreifen. Versuchsbedingungen: $T_0 = 296 \text{ }^\circ\text{K}$, $p_0 = 10 \text{ Torr}$, $M_p = 9,6$, $B_0 = 21,5 \text{ kG}$, $\lambda = 5470 \text{ \AA}$. Erläuterungsskizze: 1: Primäre Stossfront, 2: Reflektierte Stossfront, 3: Leuchtfront, 4: Kontaktzone zum Treibergas, 5: Schatten der Elektrodenbügel, 6: Teilchenbahnen, 7: Interferenzstreifen

Die Einstellung des Interferometers mit Streifen parallel zum Schmierpalt (Abb.21) war unter den vorgegebenen Bedingungen ersichtlich besonders gut geeignet, um die Weg-Zeit-Verläufe der wesentlichen Fronten klar herauszustellen: Etwa $100 \mu\text{s}$ nach Ankunft der primären Stossfront (1) am Rand des Elektroden- bzw. Wechselwirkungsbereiches (5) verlässt die sekundäre (reflektierte) Stossfront (2) diesen Bereich. Sie läuft bald mit nahezu konstanter (Labor-) Geschwindigkeit strömungsaufwärts. Durch Messung der Neigung $\Delta x / \Delta t$ erhält man für den reflektierten Stoss dessen Laborgeschwindigkeit und mit Hilfe der berechneten Daten hinter dem primären Stoss die Machzahl M_R . (Sie ergibt sich für die Bedingungen der hier gezeigten Aufnahmen zu $M_R = 1,67$.) Der Stossfront folgt mit fast konstantem Abstand und damit praktisch gleicher Geschwindigkeit die Leuchtfrent (3).

Bei dem Interferogramm in Abb.22 beobachtet man die gleichen Phänomene wie in Abb.21. Zusätzlich kann hieraus jedoch auch noch die Richtung der Phasenverschiebung ermittelt werden: In beiden Stossfronten erfolgt eine Verschiebung der Interferenzstreifen nach rechts (siehe Skizze zu Abb.22)⁺⁾ . Das entspricht einer Massendichtezunahme über die Stösse. Hinter der reflektierten Stossfront dagegen bewegen sich die Streifen (von der "Zackenbewegung" abgesehen) zunächst generell nach links. Dies kann mit einer Elektronendichtezunahme gedeutet werden. Etwa an der Leuchtfrent kehrt die Richtung der Streifenverschiebung um. Die Streifen werden wieder nach rechts verschoben, was z.B. einer Massendichtezunahme oder einer Elektronendichteabnahme oder beidem gleichzeitig entsprechen kann. Im letzten Fall sollte diese Streifenverschiebung ein qualitativer Hinweis auf das Auftreten von merklicher Strahlungskühlung sein (vergl. Abschn. II.5.3).

In Abb.21 erkennt man im Hinterland der primären Stossfront "Spuren", die auch in Abb.22 in diesem Bereich als "Zacken" in den Interferenzstreifen wiederzufinden sind. Die Laborgeschwindigkeit dieser Spuren ist etwa 25 % kleiner als die der primären Stossfront. Diese Bahnspuren von Inhomogenitäten markieren also die Teilchenbahnen in der Strömung.

+) Die Richtung der Streifenverschiebung wurde durch Beobachtung des Nullstreifens bei weissem Licht kontrolliert.

Die Spuren setzen sich auch über die reflektierte Stossfront hinweg in deren Hinterland fort. Sie erscheinen dort noch ausgeprägter als im Vorland der reflektierten Front und erlauben auch im Relaxationsgebiet und dem daran anschliessenden (Gleichgewichts-) Bereich die Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit (im Laborsystem). Wie man erkennt, wird die Strömung im reflektierten Stoss unstetig abgebremst, erfährt an der Leuchtfrent nochmals eine - nicht ganz so sprunghafte - Abbremsung und verlangsamt sich hinter der Leuchtfrent stetig weiter.

Den beobachteten Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit entsprechen auf Grund der Massenerhaltung (und wegen des konstanten Kanalquerschnitts) Dichteänderungen. Die Geschwindigkeitserniedrigung in der Leuchtfrent besagt, dass dort die Massendichte nochmals sehr schnell ansteigt. Auch anschliessend steigt sie, wenn auch in weit geringerem Masse stetig weiter an. Die Teilchenbahnen lassen also einen Massendichteverlauf hinter der reflektierten Stossfront erkennen, der qualitativ dem theoretisch berechneten Verlauf für Ionisationsrelaxation unter Berücksichtigung von Strahlungskühlung entspricht (vergl. Abschn. II.5.3).

Die Auslenkung der Interferenzstreifen entlang den Bahnen der Inhomogenitäten hat eine Richtung, die mit einer lokalen Erhöhung der Elektronendichte oder/und einer lokalen Erhöhung der Temperatur gegenüber der Umgebung erklärt werden kann. Diese lokale Erhöhung bleibt auch über die reflektierte Stossfront hinweg und im Gebiet hinter der Leuchtfrent erhalten.

Die Inhomogenitäten haben leider nicht nur die positive Wirkung der Kennzeichnung von Teilchenbahnen. Sie erschweren auch die Lösung der Hauptaufgabe, der quantitativen Auswertung von Interferogrammen in Bezug auf den Elektronen- und Massendichteverlauf im Relaxationsbereich.

III.4.1.2 Interferometrisch gemessene Massen- und Elektronendichteprofile über die reflektierte Stosswelle

Die Resultate der 2-Wellenlängen-Interferometrie sollen im folgenden an einem Versuch mit den Bedingungen $p_0 = 5$ Torr, $M_p = 10,0$ und $B_0 = 10$ kG demonstriert werden. Abb.23 zeigt simultan aufgenommene Interferogramme im Licht der Wellenlängen $\lambda_1 = 4846 \text{ \AA}$ und $\lambda_2 = 6465 \text{ \AA}$.^{+) Die in Abb.18 und 22 beobachteten Inhomogenitäten sind auch hier erkennbar, stören aber die Auswertung der Interferogramme für einen Bereich vor der Wechselwirkungszone nicht. Daher war in diesem besonders interessierenden Bereich der reflektierten Stosswelle die Messung der Massendichte ρ und der Elektronendichte n_e ohne besondere Schwierigkeiten möglich.}

Die Interferogramme zeigen, dass die Interferenzstreifen hinter der reflektierten Stossfront erst dann einigermaßen ähnliche Verläufe haben, wenn sich die Front etwa 40 mm strömungsaufwärts von der Mitte der Wechselwirkungszone entfernt hat. Erst von dort an ist ein annähernd stationäres Stosswellenprofil zu erwarten. Dies wird auch durch die quantitative Auswertung der Interferogramme bestätigt. In Abb.24A bis 24C sind die gemessenen Massen- und Elektronendichteprofile für das gesamte Gebiet zwischen der primären Stossfront und der Kontaktfront zum Treibergas gezeigt. Die Messorte befanden sich 30, 40 und 45 mm strömungsaufwärts von der Mitte der Wechselwirkungszone.

Alle Abbildungen zeigen, dass nach der Ankunft der primären Stossfront an dem jeweiligen Messort die Massendichte auf Werte von etwa $4,10$ bis $4,25 \times 10^{-5} [\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}]$ springt, die nur wenig von dem theoretischen Wert von $4,30 \times 10^{-5} [\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}]$ für die Bedingungen $p_0 = 5$ Torr und $M_p = 10,0$ bei eingefrorenem perfekten Gaszustand hinter dem primären Stoss abweichen. Damit ist eine Gewähr für die Verlässlichkeit der Messungen gegeben.

+)¹⁾ Die verschiedenen Längen der beiden Interferogramme rühren von den verschiedenen Filmgeschwindigkeiten in den benutzten Trommelkameras her.

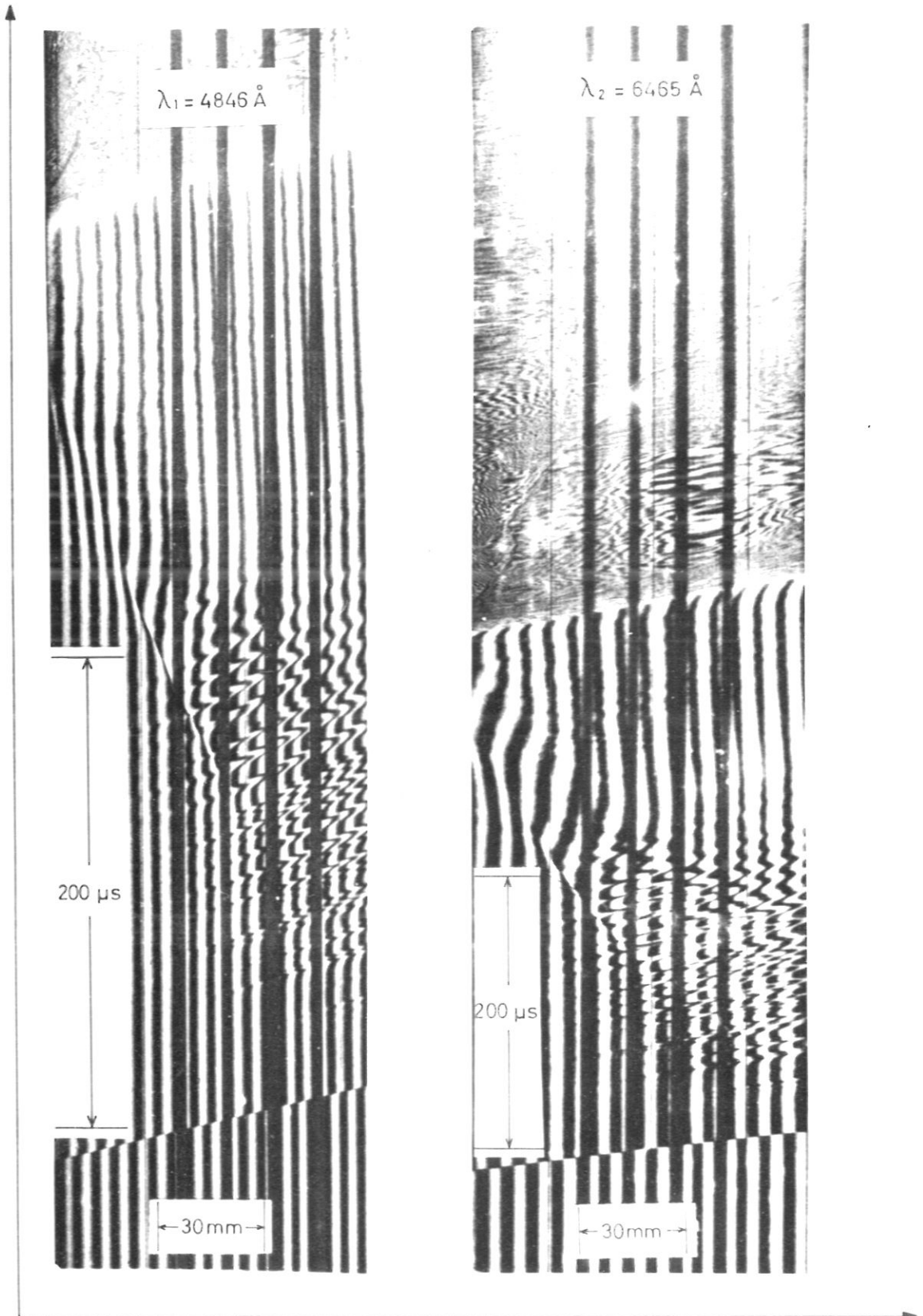


Abb. 23 Simultan mit verschiedenen Interferenzfiltern aufgenommene Schmierinterferogramme eines Reflexionsvorgangs. (Die unterschiedlichen Interferogrammlängen sind bedingt durch die verschiedenen Filmgeschwindigkeiten der benutzten Trommelkamas.) Versuchsdaten: $T_0 = 296 \text{ }^\circ\text{K}$, $p_0 = 5 \text{ Torr}$, $M_p = 10,0$, $B_0 = 10 \text{ kG}$

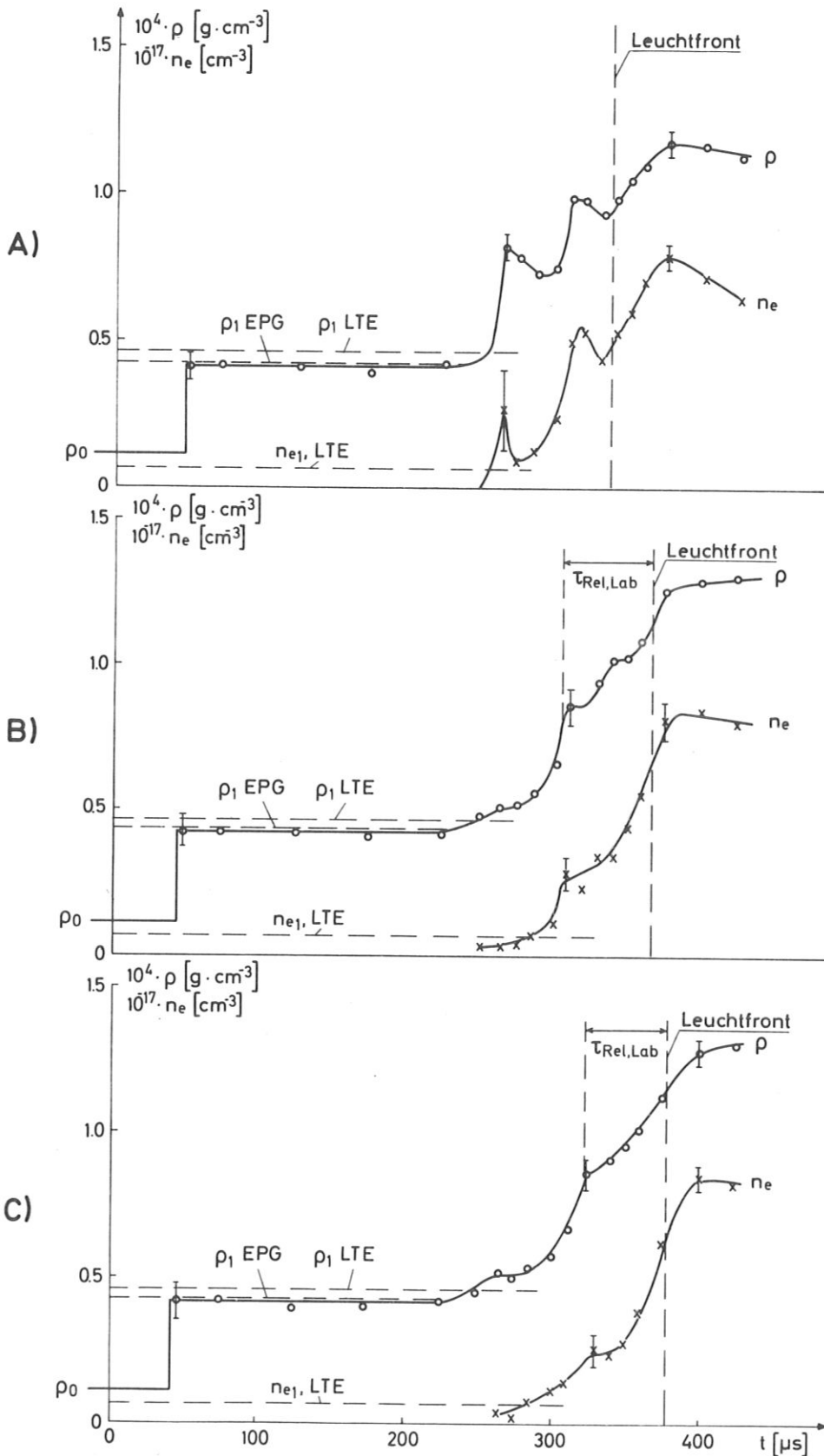


Abb. 24 Interferometrisch gemessene Massen- und Elektronendichteverläufe über die primäre und die reflektierte Stosswelle an verschiedenen Stellen des Messkanals: A) 30 mm, B) 40 mm, C) 45 mm strömungsaufwärts von der Mitte des Wechselwirkungsbereichs. Versuchsdaten: $T = 296 \text{ K}$, $p_0 = 5 \text{ Torr}$, $M_p = 10,0$, $B_0 = 10 \text{ kG}$. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die Messunsicherheit an den jeweiligen charakteristischen Stellen der Profile an. Zum Vergleich sind die theoret. Dichtewerte im Vorland der reflektierten Stossfront mit angegeben.

Hinter dem primären Stoss steigt nach einiger Zeit die Massendichte noch etwas an und zwar umso früher, je weiter strömungsaufwärts der Messort liegt. Dadurch wird das Ende des Relaxationsgebietes der primären Stosswelle gekennzeichnet. Die Elektronendichteverläufe lassen entsprechende Schlüsse nicht zu, weil ihre Bestimmung bei den niedrigen Werten von n_e hinter der primären Stossfront zu ungenau ist.

Die reflektierte Stossfront, die als Sprung bzw. sehr schneller Anstieg der Massendichte erscheint, läuft bei 30 mm noch in ein Gebiet beginnender Ionisation hinein, während sie bei etwa 40 mm ein Plasma nahe dem Ionisationsgleichgewicht vorfindet. Dass es sich hierbei um die reflektierte Stossfront handelt, geht daraus hervor, dass der Sprung umso früher erfolgt, je weiter strömungsabwärts der Messort liegt.

Im einzelnen zeigt die reflektierte Stosswelle an den verschiedenen Messorten folgendes Aussehen: Bei 30 mm besteht sie aus zwei Dichtesprüngen, denen jeweils eine Verdünnungswelle folgt, und einem dritten, etwas flacherem Dichteberg. Die Elektronendichte verhält sich analog wie die Massendichte. Anscheinend laufen hier verschiedene reflektierte Einzelstösse hintereinander her, die von verschiedenen Elektrodenreihen in der Wechselwirkungszone ausgehen. Diese Deutung ist im Einklang mit dem von Beckner /16/ beobachteten Entstehungsmechanismus reflektierter Stösse aus schiefen Einzelstössen an den Elektroden, der sich auch aus Interferogrammen entnehmen liess, die im Rahmen der am IPP durchgeführten Wechselwirkungsuntersuchungen aufgenommen wurden.

Bei 40 mm ist nur mehr ein einziger Stoss zu sehen. Er erscheint als steiler Anstieg zu einer "Stufe" in der Massendichtekurve. Der anschliessende Dichteanstieg hinter der Stossfront führt nicht mehr zu einem Dichtemaximum, sondern über einen flachen Dichtebuckel zu einem Knick, hinter dem die Dichte weiter - allerdings sehr flach - ansteigt. Diesem Knick in der Massendichte entspricht ein Maximum der Elektronendichte, die von da ab langsam abfällt.

Bei 45 mm haben sich die Profile nur wenig geändert. Der flache Buckel zwischen der reflektierten Stossfront und dem zweiten Dichteknick ist verschwunden. Die Dichten im Stoss und im Knick sind nur geringfügig angewachsen, desgleichen die Elektronendichte im Maximum. Auch die Laufzeitdifferenz zwischen dem reflektierten Stoss und dem Elektronendichtemaximum ist praktisch gleichgeblieben. Man kann daher annehmen, dass sich zwischen 40 und 45 mm die Stossfront nahezu stationär verhält. Hier sind somit die Voraussetzungen für die Untersuchung des Relaxationsverhaltens annähernd erfüllt, und die gemessenen ξ - und n_e -Profile können mit theoretischen Profilen verglichen werden. Dieser Vergleich wird in Kap. IV durchgeführt.

III.4.2 Spektroskopische Resultate

III.4.2.1 Vorbemerkungen

Die Elektronendichte wurde spektroskopisch vor allem bei solchen Versuchsbedingungen gemessen, bei denen die 2-Wellenlängen-Interferometrie nicht durchgeführt werden konnte oder zu ungenaue Resultate lieferte. Dies gilt zum Beispiel für Messungen im Vorland der reflektierten Stossfront, d.h., im Hinterland der primären Stossfront. Dort haben die Elektronendichten Werte von 10^{15} bis 10^{16} [cm^{-3}]. Die gleiche Grössenordnung haben bei der benutzten interferometrischen Messanordnung auch die Messfehler, so dass die Interferometermessungen einer Kontrolle bedürfen. Auch im Hinterland der reflektierten Stossfront waren bei sehr grossen Magnetfeldern die Bedingungen für die Auswertung der Interferogramme sehr ungünstig. Wie die Abbildungen 21 und 22 zeigen, machen die beobachteten Inhomogenitäten eine quantitative Auswertung sehr schwierig, wenn nicht unmöglich. Ausserdem erwies sich bei Magnetfeldern über 10 kG, die mit Hilfe von Gleichrichtern erzeugt wurden, die Restwelligkeit des Spulenstroms als störend, da sie zu Schwingungen des Interferometers führte.

III.4.2.2 Elektronendichtemessungen im Hinterland der primären Stossfronten

Diese Messungen wurden an Messorten durchgeführt, die in der Umgebung der Stellen lagen, an denen die reflektierte Stoss- welle auch interferometrisch untersucht wurde (meist 60 mm strömungsaufwärts von der Mitte der Wechselwirkungszone). Sie sollten Aufschluss geben über den Ionisationszustand, den die reflektierte Stossfront bei ihrer Ankunft an dem jeweiligen Messort vorfindet. Danach sollte dann die Wahl eines der theoretisch untersuchten Grenzfälle (EPG oder LTE im Vorland) erfolgen, der für den Vergleich zwischen Theorie und Experiment herangezogen werden sollte. Die Messungen wurden ohne Magnetfeld durchgeführt, da am Messort sowieso keine Wechselwirkung stattfindet.

Die Abb.25 zeigt typische Elektronendichteverläufe hinter der primären Stossfront ohne Magnetfeld, wie sie sich aus Messungen mit den Anfangsdrucken $p_0 = 2, 5$ und 10 Torr ($M_p = 10,8, 10,0$ und $9,6$) ergaben. Der Zeitpunkt $t = 0$ entspricht der Ankunft der Stossfront am Messort. Der Elektronendichteverlauf an jedem Punkt ist (der Kontrolle halber) doppelt, d.h. simultan mit verschiedenen Wellenlängen ($\lambda_1 = 5390 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 4655 \text{ \AA}$) gemessen. Die gute Übereinstimmung der Messwerte spricht für die Verlässlichkeit der Methode. (Sie zeigt auch, dass die Elektronendichte - zumindest für die niedrigen Anfangsdrucke p_0 - quer zum Kanal in guter Näherung homogen ist.)

Die Kurvenverläufe lassen folgende charakteristische Eigenschaften erkennen:

1. Die Elektronendichte, welche hinter der primären Stossfront erwartungsgemäss ein Relaxationsverhalten zeigt, fällt nach Erreichen eines Maximums wieder ab. Dies spricht dafür, dass auch hinter der primären Stossfront schon Strahlungskühlung wirksam ist. Nicht so einfach zu erklären sind dagegen die ausgeprägten zweiten Maxima (vor allem bei 5 und 10 Torr), die eventuell doch Hinweise auf Grenzschichteffekte geben.

2. Die Elektronendichten in den ersten Maxima liegen über den theoretischen Vorlandswerten für LTE (vergl. Tabelle 4).

Dies kann nur teilweise mit den Fehlerbreiten der theoretischen $n_{e,1}$ -Werte (z.B. infolge ihrer Berechnung mit Hilfe experimentell bestimmter Machzahlen M_P , vergl. /69/) erklärt werden. Der Verlauf von n_e spricht dafür, dass Verunreinigungen eine merkliche Rolle spielen. Aber ihr Einfluss kann weder theoretisch noch experimentell quantitativ erfasst werden. Immerhin ergibt sich, dass zu den Zeitpunkten, an denen die reflektierten Stossfronten an den jeweiligen Messorten vorbeikommen, die Elektronendichte schon einen hohen Wert erreicht hat, der dem Gleichgewichtswert sehr nahe ist.

3. Die Kurvenverläufe bei verschiedenen Drucken zeigen, dass die Relaxationslänge mit wachsendem Anfangsdruck p_0 stark zunimmt und auch die Pfropfenlänge (Abstand Stossfront - Kontaktzone) mit wachsendem Anfangsdruck zunimmt.

$p_0 [T_{011}]$	M_P	$n_{el, equil}$ (theoretisch) [cm ⁻³]	$n_{el, equil}$ (gemessen) [cm ⁻³]
2	10,8	$6,35 \times 10^{15}$	$1,0 \times 10^{16}$
5	10,0	$5,10 \times 10^{15}$	$1,0 \times 10^{16}$
10	9,6	$4,10 \times 10^{15}$	$1,1 \times 10^{16}$

Tabelle 4

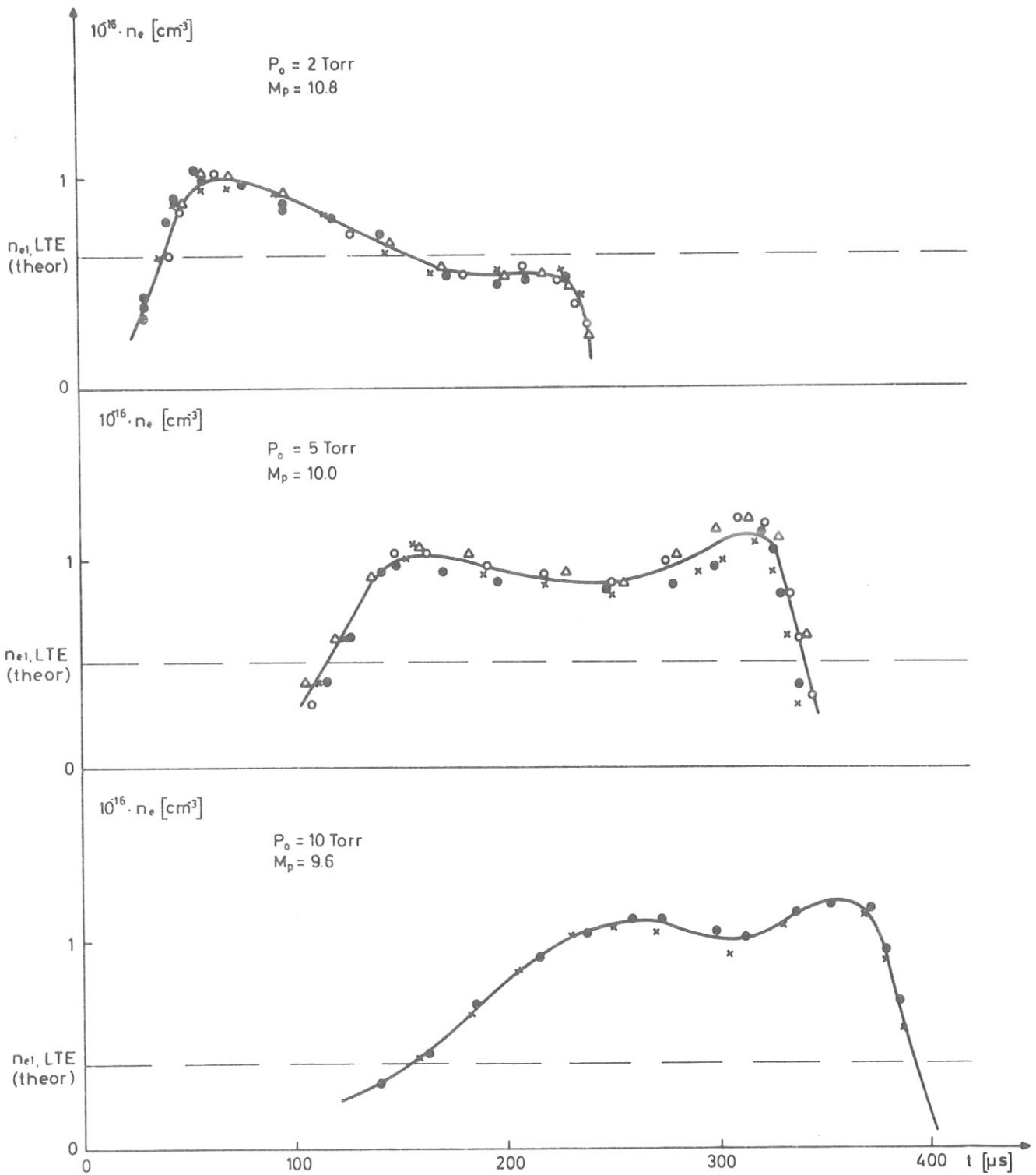


Abb.25 Spektroskopisch gemessene Elektronendichteverläufe hinter primären Stoßfronten verschiedener Stärke. Die verschiedenartigen Messpunkte entsprechen simultanen Messungen mit unterschiedlichen Wellenlängen und an Orten mit unterschiedlichem Abstand Δ von der Stoßrohrachse. Die Zeit $t_{\text{LSE}} = 0$ entspricht der Ankunft der primärer Stoßfront.

Δ	λ	=	5390	$\begin{matrix} \text{O} \\ \text{A} \end{matrix}$	Δ	=	0
\circ	λ	=	4655	$\begin{matrix} \text{O} \\ \text{A} \end{matrix}$	Δ	=	0
\times	λ	=	5390	$\begin{matrix} \text{O} \\ \text{A} \end{matrix}$	Δ	=	26 mm
.	λ	=	4655	$\begin{matrix} \text{O} \\ \text{A} \end{matrix}$	Δ	=	26 mm

III.4.2.3 Elektronendichtemessungen im Hinterland der reflektierten Stossfronten

Der Verlauf der Elektronendichte hinter der reflektierten Stossfront wurde an Orten gemessen, die möglichst weit von der Wechselwirkungszone entfernt lagen, um nach Möglichkeit Effekte, die von Ohmscher Heizung herrühren könnten, zu vermeiden. Ausserdem sollte sichergestellt sein, dass die reflektierte Stosswelle stationär geworden war. Die Messorte waren 50, 60 und 75 mm strömungsaufwärts von der Mitte der Wechselwirkungszone (s. Abb.26A). Abb.26B zeigt ein typisches Oszillogramm für einen Versuch mit dem Anfangsfülldruck $p_0 = 10$ Torr, $M_p = 9,6$ und einem Magnetfeld $B_0 = 21,5$ kG. Das Oszillogramm zeigt die Spuren von 3 verschiedenen Lichtsignalen. Die beiden oberen Spuren registrierten die Intensität des Eigenleuchtens des Plasmas (aus der Kanalachse) bei einer Wellenlänge $\lambda = 5390 \text{ \AA}$ an den Messorten I und III gemäss Abb. 26A. Die unterste Spur ist das Signal eines Kontrollmultipliers, der die Ankunft der primären Stossfront an einem Referenzort (60 mm strömungsaufwärts = Messort II) angibt. Schon die erste Stufe in diesem Signal entspricht dem Dichtesprung in der primären Stossfront.

Die beiden Signalspuren von den Multipliern hinter dem Spektrographen zeigen, nachdem sie über $100 \mu\text{s}$ nach dem Vorbeigang der primären Stossfront noch praktisch unverändert blieben, einen Anstieg, der nach 30 bis $40 \mu\text{s}$ von Null auf ein Maximum führt. Nach Durchlaufen eines Plateaus tritt am Ende jedes Signals nochmals eine starke Spitze auf, hinter der das Signal auf Null abfällt. Im Gebiet des Anstiegs sind bei dem Signal vom Messort "50 mm" mehrere unregelmässige Spitzen zu sehen. Sie rühren von den bereits interferometrisch beobachteten Inhomogenitäten (vergl. Abb.21, 22) her.

In Abb.26C sind die aus dem Oszillogramm (Abb.26B) berechneten Elektronendichteverläufe in der Stossrohrachse dargestellt. Diese Verläufe sind von Versuch zu Versuch innerhalb einer Messreihe recht gut reproduzierbar. Die Abweichungen der Elektronendichte nach dem Erreichen des ersten Maximums betragen zwischen den einzelnen Schüssen etwa 5 %. Den nicht reproduzierbaren

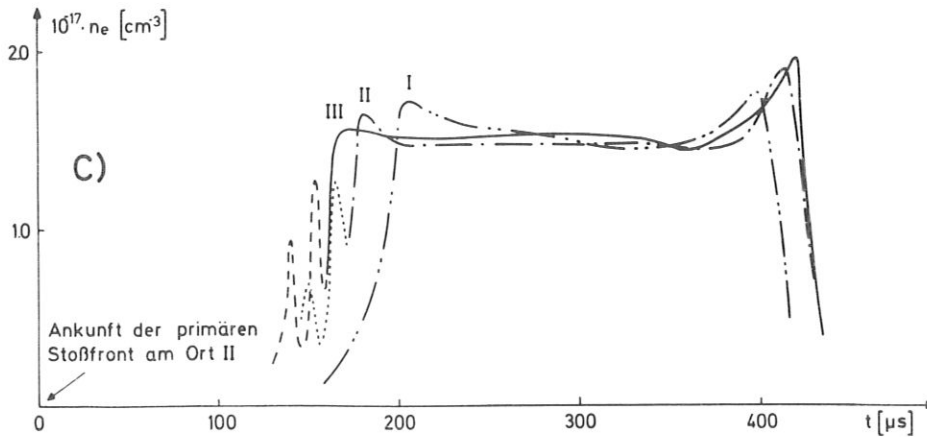
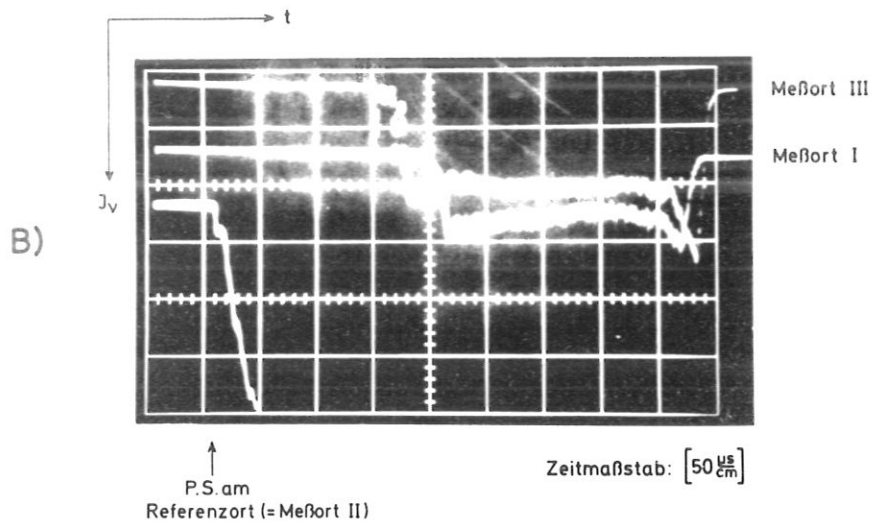
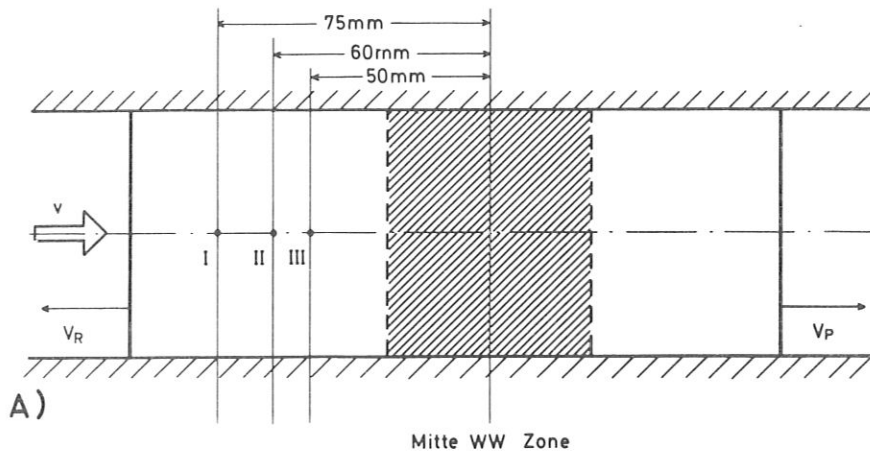


Abb. 26 Elektronendichtemessungen hinter reflektierten Stoßfronten.

- A) Messkanalskizze mit Lage der Messorte
- B) Oszillogramm der Kontinuumsintensität (bei $\lambda = 5390 \text{ \AA}$) hinter einer reflektierten Stoßfront an 2 Messorten (I, III) auf der Achse des Messkanals. Versuchsbedingungen: $T = 296 \text{ }^\circ\text{K}$, $p_0 = 10 \text{ Torr}$, $M_p = 9,6$, $B_0 = 21,5 \text{ kG}$
- C) Spektroskopisch ermittelte Elektronendichteverläufe hinter reflektierten Stoßfronten bei obigen Versuchsbedingungen an den Messorten I, II, III.

Spitzen im Gebiet des Anstiegs scheint keine Bedeutung zuzukommen, denn der generelle Verlauf der Kurven ändert sich nicht, ob und wie die Spitzen auch auftreten mögen. Sie sind deshalb nur gestrichelt gezeichnet. Das Gebiet des Anstiegs bis zum ersten Maximum ist das Relaxationsgebiet. Vom ersten Maximum mit einem Elektronendichtewert von ca. $1,65 \times 10^{17} [\text{cm}^{-3}]$ fällt die Elektronendichte etwas (um einige Prozent) ab, um dann etwa $200 \mu\text{s}$ nahezu konstant zu bleiben. Das Elektronendichteplateau wird begrenzt durch einen nochmaligen Anstieg der Elektronendichte in dem Teil der reflektierten Stosswelle, der an der Kontaktfront wieder strömungsabwärts reflektiert wird. Dahinter erfolgt dann der endgültige Abfall der Elektronendichte auf Null, der durch die Ankunft des Treibergases bewirkt wird. In die Abb.26C ist zum Vergleich auch eine Kurve für den Referenzort (= Messort II) eingezeichnet, die bei der Auswertung eines anderen Oszillogramms gewonnen wurde. Wie man sieht, fügt sie sich zwanglos in die Kurvenschar ein.

Die Kurvenschar lässt die Ermittlung eines sehr groben Wertes für die Laborgeschwindigkeit zu. Vor allem zeigt sie aber deutlich, dass das Elektronendichteprofil in und hinter dem Relaxationsbereich als annähernd stationär angesehen werden kann.

Abschliessend sei noch auf die Ermittlung der Relaxationszeit aus den Oszillogrammen eingegangen. Diese geben zwar deutlich das Ende der Relaxationszone (erstes Elektronendichtemaximum) wieder, lassen jedoch den Anfang (die Ankunft der reflektierten Stossfront am Messort) nur mit einiger Unsicherheit bestimmen. Es ergeben sich für die oben diskutierten Versuchsbedingungen ($p_0 = 10 \text{ Torr}$, $M_p = 9,6$, $B_0 = 21,5 \text{ kG}$) Relaxationszeiten von 30 bis $50 \mu\text{s}$. Diese Werte sind im Einklang mit den (genaueren) interferometrischen Werten für den Abstand zwischen reflektierter Stossfront und Leuchtfrent, der sich zu $40 \mu\text{s}$ für die obigen Bedingungen ergab.

IV. VERGLEICH ZWISCHEN THEORIE UND EXPERIMENT

Die in Kapitel III als Beispiele gezeigten experimentellen Resultate für die Versuchsbedingungen

$$(I) \quad p_0 = 5 \text{ Torr}, \quad T_0 = 296 \text{ }^\circ\text{K}, \quad M_p = 10.0, \quad B_0 = 10 \text{ kG}$$

und

$$(II) \quad p_0 = 10 \text{ Torr}, \quad T_0 = 296 \text{ }^\circ\text{K}, \quad M_p = 9.6, \quad B_0 = 21.5 \text{ kG}$$

sollen nun mit theoretischen Ergebnissen, die den gleichen Versuchsbedingungen entsprechen, verglichen werden. Vor dem quantitativen Vergleich muss erst geklärt werden, welcher der theoretisch betrachteten Vorlandgrenzfälle - EPG oder LTE - vor dem reflektierten Stoss, d.h. hinter dem primären Stoss zutrifft.

IV.1 Diskussion des Vorlandzustandes

Für die Versuchsbedingungen (I) entnimmt man den spektroskopisch gemessenen Elektronendichteverläufen hinter dem primären Stoss (siehe Abb.25) eine Anstiegszeit der Elektronendichte von etwa $160 \mu\text{s}$ (Zeit zwischen Durchgang des primären Stosses und Erreichen des Elektronendichtemaximums am Messort). Der interferometrisch bestimmte Massendichteverlauf für einen anderen Versuch unter den gleichen Versuchsbedingungen ergab Anstiegszeiten von etwa $200 \mu\text{s}$ bis zum Erreichen der Gleichgewichtsmassendichte (siehe Abb.24). Zwischen diesen beiden Zeiten streuten die Ergebnisse. Da der reflektierte Stoss an den gewählten Messorten etwa 200 bis $250 \mu\text{s}$ (vgl. Abb. 24) nach dem Durchgang des primären Stosses eintrifft, findet er dort mit Sicherheit ein Vorland vor, das aus dem eingefrorenen perfekten Gaszustand in einen Gleichgewichtszustand übergegangen ist. Die gemessenen maximalen Elektronendichten liegen sogar noch erheblich - etwa um den Faktor 2 - über den theoretischen Werten für LTE, und auch die maximalen Massendichten liegen - etwa 10 % - über den theoretischen Werten.

Die überhöhten Elektronen- und Massendichten sprechen für einen erheblichen Einfluss leicht ionisierbarer Verunreinigungen. Als Verunreinigungen niedriger Ionisierungsarbeit sind vor allem Metaldämpfe in Betracht zu ziehen (z.B. von Cu, Fe, W, usw.). Die gemessenen Ionisationsgrade können z.B. durch einen Verunreinigungsgrad mit Cu von 5000 p.p.m. erklärt werden. Ein derartiger partieller Verunreinigungsgrad erscheint allerdings recht hoch. Nimmt man aber die gleichzeitige Wirksamkeit verschiedener möglicher Verunreinigungen an, so kommt man auf niedrigere partielle Verunreinigungsgrade, die in der benutzten Anordnung durchaus denkbar sind. Viel höhere Verunreinigungen sind andererseits auch unwahrscheinlich. Da die Verunreinigungen viel leichter als das eigentliche Testgas Argon ionisiert werden können und damit die Relaxationszeit erheblich herabsetzen sollten /30,31,70,71/, kann man annehmen, dass sich auch das Argon bei Ankunft des reflektierten Stosses praktisch schon im Zustand des LTE befindet (bei vollständiger Ionisation der Verunreinigungen).

Im Beispiel II sind die Unterschiede zwischen berechneter und experimentell bestimmter Elektronendichte noch grösser. Die experimentellen Werte übertreffen den theoretischen Gleichgewichtswert (s. Tab. 4) um etwa das Dreifache. Sie sind dabei aber, absolut gesehen, ziemlich genau den Werten gleich, die bei $p_0 = 5$ Torr gemessen wurden. Dies allein spricht schon deutlich für Metaldampf-Verunreinigungen. Ein Vergleich des Elektronendichteverlaufes im ungestörten Hinterland des primären Stosses (Abb. 25) mit dem Elektronendichteverlauf hinter dem reflektierten Stoss (Abb. 26B) zeigt, dass sich im Falle II die reflektierte Stossfront noch im Relaxationsgebiet der primären bewegt, dass aber auch dort schon Elektronendichten erreicht sind, die dem LTE-Wert vergleichbar sind. Ein Vergleich der beiden Abbildungen lässt weiterhin erkennen, dass der Anstieg der Elektronendichte hinter der primären Front sich in der reflektierten Stosswelle in einem Anstieg des Elektronendichtemaximums am Ende des Relaxationsgebietes bemerkbar macht, wenn die reflektierte Stossfront den "Elektronendichteberg" hinter der primären Front "hinaufläuft".

Vor allem die Ergebnisse der Versuche unter den Bedingungen (I), aber auch die hohen Elektronendichten schon vor der sekundären Stossfront unter den Bedingungen (II) sprechen dafür, dass der Vergleich der experimentellen Werte mit denjenigen Rechenergebnissen durchgeführt werden sollte, bei denen LTE zugrundegelegt wurde, während die Annahme von EPG vor dem reflektierten Stoss unvernünftig wäre.

IV.2 Vergleich zwischen Theorie und Experiment im Hinterland der reflektierten Stossfront

Gemessene Massendichten werden in Abb. 27A dem theoretischen Massendichteverlauf unter Annahme von LTE im Vorland für die Versuchsbedingungen des Beispiels (I) gegenübergestellt. Dabei ist M_R noch als Parameter beibehalten worden. Die Zeit $t = 0$ entspricht der Ankunft der reflektierten Stossfront am jeweiligen Messort. Die gestrichelten Kurvenverläufe entsprechen dem Fall vernachlässigter Strahlungsverluste, während die ausgezogenen Kurvenverläufe Strahlungsverluste gemäss Gl. (II.3/48) berücksichtigen. In diese theoretischen Kurven sind Punkte der interferometrisch ermittelten Massendichte an den Messorten 40 mm und 45 mm strömungsaufwärts von der Mitte der Wechselwirkungszone eingezeichnet. In gleicher Weise werden die Elektronendichteverläufe in Abb. 27B verglichen. Die gute qualitative Übereinstimmung der experimentellen ϱ - und n_e -Profile mit den unter Berücksichtigung von Strahlungsverlusten berechneten theoretischen Profilen ist klar ersichtlich. Die experimentellen Werte liegen im Bereich der theoretischen Kurve für die Machzahl $M_R = 1.60$.

In Abb. 28 sind analog der Abb. 27B theoretische Elektronendichteprofile für die Bedingungen des Beispiels (II) dargestellt. In die Kurvenschar sind auch die Messpunkte der spektroskopisch bestimmten Elektronendichte an den Messorten 60 mm und 75 mm strömungsaufwärts von der Mitte der Wechselwirkungszone eingetragen. Da der zeitliche Abstand der Messpunkte von der Stossfront bei dieser Messmethode nicht genau ermittelt werden konnte, wurde ihr Abstand von der Leuchtfrent gemessen. Dieser wurde

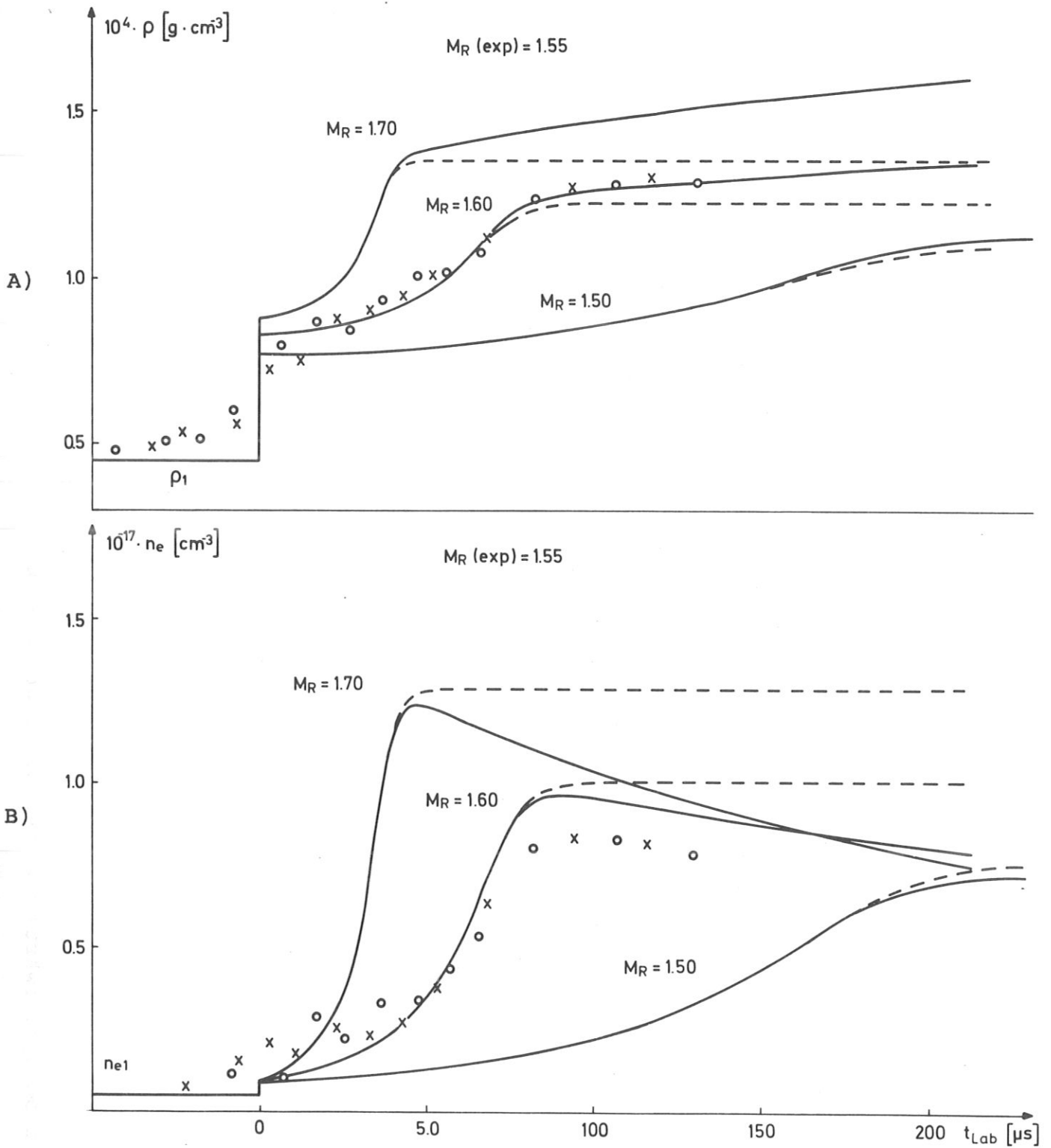


Abb. 27 Vergleich interferometrisch gemessener und theoretischer Dichteverläufe hinter reflektierten Stoßfronten.

A) Massendichte B) Elektronendichte

Zugrundegelegte Bedingungen (Beispiel I): $T_0 = 296^\circ\text{K}$, $p_0 = 5 \text{ Torr}$, $M_p = 10,0$. Die gestrichelten Kurven entsprechen vernachlässigten, die ausgezogenen Kurven berücksichtigten Strahlungsverlusten. Die verschiedenartigen Messpunkte kennzeichnen simultane Messungen an verschiedenen Stellen im Messkanal:

- o 40 mm
 - x 45 mm
- strömungsaufwärts von der Mitte der WW-Zone

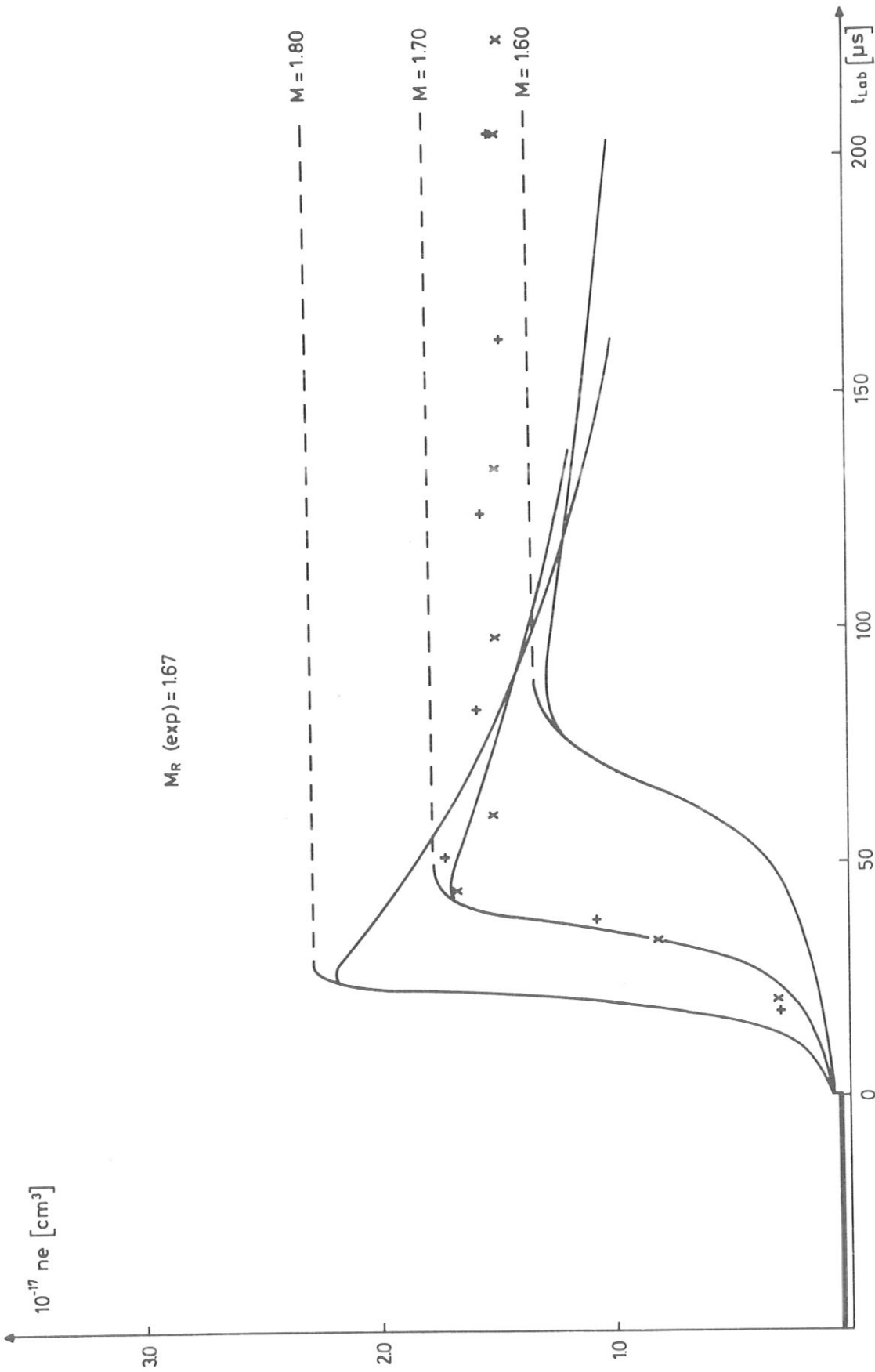


Abb. 28 Vergleich spektroskopisch gemessener und theoretischer Elektronendichteverläufe hinter reflektierten Stossfronten. Zugrundegelegte Bedingungen (Beispiel II): $T_0 = 296 \text{ }^\circ\text{K}$, $P_0 = 10 \text{ Torr}$, $M_p = 9,6$. Die gestrichelten Kurven entsprechen vernachlässigten, die ausgezogenen Kurven berücksichtigten Strahlungsverlusten. Die verschiedenen Stellen im Messkanal kennzeichnen Messungen an verschiedenen Stellen im Messkanal:

- x 60 mm strömungsaufwärts von der Mitte der WW-Zone
- + 75 mm

dann mit Hilfe des in II.2 definierten Abstandes zwischen Leuchtfrent und Stossfront auf letztere umgerechnet. Die experimentellen Werte liegen im Relaxationsgebiet in der Nähe der theoretischen Werte für $M_R = 1.70$. Wieder ist eine gute qualitative Übereinstimmung zwischen dem theoretischen und dem experimentellen Verlauf zu erkennen.

Bei der Berechnung der theoretischen Kurven wurde die Machzahl des sekundären Stosses vorgegeben. Sie tritt in den Abbildungen 27 und 28 als Scharparameter auf. Der quantitative Vergleich kann noch verschärft werden, da die Machzahl der reflektierten Stossfront auch aus Laborgeschwindigkeitsmessungen des reflektierten Stosses bestimmt werden kann. Die Laborgeschwindigkeit ist sehr einfach aus den Schmierinterferogrammen zu ermitteln. Sie ergab sich an den betrachteten Messorten

$$\text{für das Beispiel I zu} \quad V_R = 3.13 \times 10^4 \text{ cm/s}$$

$$\text{für das Beispiel II zu} \quad V_R = 5.60 \times 10^4 \text{ cm/s .}$$

Aus diesen Werten lässt sich mit Hilfe der in Gl.(II.4/14) wiedergegebenen Beziehung zwischen V_R , M_R und den Hinterlandparametern des primären Stosses die gesuchte Machzahl ermitteln. Es ergeben sich

$$\text{für das Beispiel (I)} \quad M_R = 1.55,$$

$$\text{für das Beispiel (II)} \quad M_R = 1.67.$$

Diese Werte befinden sich in sehr guter Übereinstimmung mit den auf Grund der Abbildungen 27 und 28 erwarteten Machzahlen.

Bei Kenntnis der Machzahl M_R lassen sich alle charakteristischen Werte wie die Massendichte ρ_r und Elektronendichte $n_{e,r}$ in der reflektierten Stossfront und ρ_{equil} und $n_{e,\text{equil}}$ im Gleichgewichtsgebiet am Ende der Relaxationszone, sowie die Relaxationsdauern τ_{Rel} durch Interpolation bestimmen (siehe z.B. Abb.16). Diese Werte werden in den Tabellen 5 und 6 mit den spektroskopisch und interferometrisch gemessenen Werten verglichen.

	ϱ_r [g x cm ⁻³]	ϱ_{equil} [g x cm ⁻³]	$n_{e,r}$ [cm ⁻³]	$n_{e,equil}$ [cm ⁻³]	$\tau_{Rel,Lab}$ [μ s]
theor.	0.805×10^{-4}	1.17×10^{-4}	0.90×10^{16}	0.88×10^{17}	97
exp. (40 mm)	0.86×10^{-4}	1.26×10^{-4}	0.23×10^{17}	0.83×10^{17}	60
exp. (45 mm)	0.87×10^{-4}	1.28×10^{-4}	0.25×10^{17}	0.84×10^{17}	55

Tab. 5 $p_0 = 5$ Torr, $M_P = 10$, $B = 10$ kG, $M_R = 1.55$

	$n_{e,equil}$ [cm ⁻³]	$\tau_{Rel,Lab}$ [μ s]	$\tau_{Rel,Part}$ [μ s]
theor.	1.63×10^{17}	41	17
exp. (60 mm)	1.66×10^{17}	39* (56)**	12* (16)**
exp. (75 mm)	1.72×10^{17}	39* (56)**	12* (16)**

Tab. 6 $p_0 = 10$ Torr, $M_P = 9,6$, $B = 21,5$ kG, $M_R = 1.6$

* aus Abb.21

** aus Abb.22

Man erkennt, dass die quantitative Übereinstimmung der charakteristischen Dichtewerte im allgemeinen sehr zufriedenstellend ist.

Im ersten Beispiel (I) weichen die experimentellen Werte φ_r und φ_{equil} um weniger als 10 % (nach oben) von den theoretischen Vergleichswerten ab. $n_{e,\text{equil}}$ weicht sogar nur um 5 % vom theoretischen Wert (nach unten) ab. Die verschiedene Richtung der Abweichungen weist auf einen geringen systematischen Messfehler hin, dessen Grösse etwa mit den Genauigkeitsgrenzen der Messmethode vergleichbar ist. Eine Fehlerabschätzung ist im Anhang F beigefügt.

Der experimentell gefundene Wert von $n_{e,r}$ liegt dagegen etwa doppelt so hoch wie der theoretische Wert. Diese Abweichung um etwa 100 % (bei einer Streuung der Messpunkte um nahezu den gleichen Wert) musste auf Grund der in III.4.2.2 wiedergegebenen Messwerte im Vorland der reflektierten Front erwartet werden. Die spektroskopischen Messungen dort hatten ja ergeben, dass die maximale Elektronendichte etwa 100 % über der theoretisch für LTE erwarteten lag. Da die Elektronen über die reflektierte Stossfront im Verhältnis der Massendichte komprimiert werden, wirkt sich die Abweichung von n_e im Vorland proportional auf $n_{e,r}$ aus. (Die grosse Streuung der Messpunkte weist darauf hin, dass die interferometrische Messmethode für Elektronendichten von etwa $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ abwärts ungenau wird. Dass trotzdem ungefähr derselbe Faktor zwischen $n_{e,\text{theor}}$ und $n_{e,\text{exp}}$ in und unmittelbar hinter der Stossfront gemessen wurde wie spektroskopisch vor der Stossfront, spricht dafür, dass auch die interferometrische Messung zuverlässig war.)

Die gute Übereinstimmung der gemessenen Gleichgewichtselektronendichte $n_{e,\text{equil}}$ hinter dem reflektierten Stoss mit der berechneten lässt den Schluss zu, dass die zur Erklärung des Vorlandverhaltens angenommenen Verunreinigungen sich nicht auf die Gleichgewichtssituation hinter dem reflektierten Stoss auswirken.

In der zum Beispiel (II) gehörigen Tabelle 6 ist nur die spektroskopisch gemessene Gleichgewichtselektronendichte mit dem theoretischen Wert verglichen. Auch hier ist die Übereinstimmung sehr gut, denn die Messwerte liegen maximal nur etwa 6 % über den theoretischen Werten.

In den Tabellen 5 und 6 sind ausser den Dichten auch die Relaxationszeiten $\tau_{\text{Rel, Lab}}$, die experimentell aus den Abständen Stossfront - Leuchtfrent bestimmt wurden, den entsprechenden theoretischen Werten gegenübergestellt. Für das Beispiel (II) werden darüber hinaus zum Vergleich mit berechneten Werten auch Messwerte der Relaxationszeit im Partikelsystem angegeben, die mit Hilfe der Bahnspuren der bereits erwähnten Inhomogenitäten ermittelt wurden.

Wie man erkennt, ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment im Beispiel (II) recht zufriedenstellend, wenn auch die Relaxationszeiten von Schuss zu Schuss stärker streuen als die Dichten. Im Beispiel (I) besteht zwischen Theorie und Experiment eine zwar grössenordnungsmässige Übereinstimmung, doch sind die Abweichungen merklich höher als im Beispiel (II): Die gemessenen Relaxationszeiten liegen um rund 50 % niedriger als der für LTE im Vorland berechnete Wert. Die folgende Diskussion der Abweichungen zwischen Theorie und Experiment wird sich daher im wesentlichen mit den Relaxationszeiten befassen.

IV.3 Diskussion der Abweichungen zwischen Theorie und Experiment

Bei den Massen- und Elektronendichten ist die Übereinstimmung zwischen den experimentell bestimmten und den theoretischen Werten im allgemeinen besser, als eine Fehlerabschätzung erwarten lässt (siehe Anhang F). Damit erübrigt sich eine Diskussion dieser Abweichungen.

Die Unterschiede zwischen den gemessenen Relaxationszeiten und den theoretischen Werten (bis zum Faktor 2) können dagegen nicht mit Messfehlern, z.B. bei der Zeitmessung, erklärt werden. Diese sind wesentlich kleiner, bei den interferometrischen Messungen

sogar sehr klein. Für diese Abweichungen müssen daher andere Gründe massgebend sein:

In den durchgeführten Rechnungen stecken Annahmen (z.B. Stationarität, Eindimensionalität, usw.), die im Experiment nur unvollkommen realisiert sind. In erster Linie ist jedoch die Voraussetzung der Reinheit der im Experiment erzeugten Plasmaströmung sicher nicht verwirklicht, worauf die spektroskopischen Messungen der Ionisation im Hinterland der primären Stossfront hinweisen. Diese Messungen haben ergeben, dass die Elektronendichte des Vorlandes erheblich über den Werten für LTE im Hinterland des primären Stosses liegt. Dies wirkt sich sehr stark auf das Relaxationsverhalten nicht nur hinter dem primären Stoss, sondern auch hinter dem reflektierten Stoss aus, da sich bei diesem die Startbedingungen für die weitere Ionisation wesentlich ändern und auch zusätzliche Stossprozesse (Umladungen, elastische Stösse Elektron - Fremdion, usw.) einen gewissen Einfluss bekommen.

In erster Näherung kann wohl davon ausgegangen werden, dass die Zeit eingespart wird, die sonst benötigt würde, um die Elektronendichte von dem Wert $n_{e,r}$, der sich aus dem LTE-Wert im Vorland ergibt, auf einen Wert anzuheben, der dem experimentellen $n_{e,r}$ entspricht, welcher aus der tatsächlichen Elektronendichte im Vorland folgt. Durch Verschieben der Kurven, die die theoretischen n_e -Verläufe angeben, um einen entsprechenden Wert über der Zeit- bzw. der Ortsachse lässt sich diese Vermutung sofort prüfen:

Im Beispiel (I) ist eine Verschiebung auf die gegenüber LTE verdoppelte Elektronendichte in der sekundären Stossfront nötig. Dadurch verkürzt sich die Relaxationszeit etwa um die Hälfte und die Diskrepanzen erklären sich für diese Fälle zwanglos.

Im Beispiel (II) entsprechen die Startbedingungen etwa den theoretischen LTE-Werten. Deshalb ist vom oben erwähnten Standpunkt aus keine Verkürzung der Relaxationszeit zu erwarten. Dies ist ebenfalls im Einklang mit den Beobachtungen.

IV.4 Schlussfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit wurden über reflektierte Stosswellen hinweg gemessene Massen- und Elektronendichteverläufe mit solchen verglichen, die unter den stark vereinfachenden Annahmen der Stationarität und Eindimensionalität berechnet wurden. In Anbetracht dieser Vereinfachungen ist die Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Resultaten im allgemeinen erstaunlich gut.

Die gute quantitative Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Profilen zeigt, dass das Rechenmodell anscheinend auch die wesentlichen Stossprozesse berücksichtigt, die die Ionisation und den Temperatúrausgleich zwischen Elektronen und schweren Teilchen bewirken.

Dort, wo anfänglich stärkere Abweichungen zwischen Messwerten und Rechenresultaten auftraten, konnten sie in allen Fällen zwanglos als Folge von Verunreinigungen des Plasmas erklärt werden. Es zeigte sich, dass diese zwar das Vorland der reflektierten Stosswellen erheblich verändern konnten, dass ihre Konzentration aber immer noch so klein war, dass sie weder den Ionisationsmechanismus in der Relaxationszone hinter der reflektierten Stossfront, noch die Gleichgewichtsbedingungen dahinter merklich änderten. Ihr Einfluss auf das Verhalten der reflektierten Stosswelle bestand in einer Änderung der Startbedingungen für die Ionisation (Erhöhung der Anfangselektronendichte) und damit einer Verkürzung der Relaxationsdauer.

Die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment besteht sogar bezüglich des Einflusses eines sekundären Effekts, wie ihn die Strahlung darstellt. Wenn sich das Interesse ausschliesslich auf das Relaxationsgebiet konzentriert, ist die Wirkung der Strahlung bei Argon vernachlässigbar.

Damit kann als bewiesen gelten, dass es sich bei der von Klingenberg /23/ vermuteten und im Rahmen der vorliegenden Arbeit deutlich gezeigten Trennung von reflektierter Stossfront und reflektierter Leuchtfront um die Folge von Ionisationsrelaxation handelt.

Da in die benutzte Theorie der Erzeugungsmechanismus der reflektierten Stosswelle nicht eingeht, Theorie und Experiment aber in Einklang sind, muss man schliessen, dass auch bei der experimentellen Realisierung der reflektierten Stosswelle ausserhalb des Wechselwirkungsbereichs der Erzeugungsmechanismus keine Rolle (mehr) spielt.

Die magnetische Reflexion von Stosswellen in Plasmen stellt somit ein brauchbares Verfahren dar, das Relaxationsverhalten reflektierter Stosswellen zu studieren, deren Vorlandbedingungen und Stoss-Stärken unabhängig voneinander variiert werden können.

ZUSAMMENFASSUNG

Die Relaxationseffekte hinter sekundären Stossfronten, die in ein Argon-Stosswellenplasma hineinlaufen, wurden theoretisch und experimentell untersucht.

Theoretisch wurden dabei zwei Fälle behandelt:

1. Vernachlässigbare Ionisation des Vorlandes vor dem sekundären Stoss. Dies entspricht dem eingefrorenen perfekten Gaszustand hinter dem primären Stoss.
2. Mässige Ionisation. Diese entspricht dem thermischen Gleichgewicht hinter dem primären Stoss.

Die numerischen Rechnungen lieferten charakteristische Profile des Ionisationsgrades, der Massendichte, der Gas- und Elektronentemperatur, des Drucks und der Strömungsgeschwindigkeit etc. hinter der sekundären Stossfront. Dabei wurden die das Ionisations- und Relaxationsverhalten bestimmenden Stossprozesse betrachtet und der Einfluss von Strahlungsverlusten auf die Stosswellenprofile untersucht. Die Rechenergebnisse lassen die allgemeinen Gesetzmässigkeiten für das Ionisationsverhalten hinter dem sekundären Stoss in Abhängigkeit von der Stoss-Stärke und dem Zustand des Vorlandes (= Hinterland des primären Stosses) erkennen.

Experimentell wurden die sekundären Stosswellen mit Hilfe der Wechselwirkung zwischen stosswellenerzeugten Argonplasma-Strömungen und starken Magnetfeldern in MHD-Generator-ähnlichen Anordnungen erzeugt. Sie liefen in das Hinterland der primären ionisierenden gasdynamischen Stösse und bestanden aus deutlich getrennten Stossfronten und Leuchtfrenten. Interferometrische Messungen bei zwei verschiedenen Wellenlängen lieferten simultan Massen- und Elektronendichteprofile der reflektierten Stosswellen. Spektroskopische Messungen des Argonkontinuums ergaben allein den Elektronendichteverlauf.

Die gemessenen Profile zeigen eine gute Übereinstimmung mit den entsprechenden berechneten Profilen relaxierender sekundärer Stosswellen. Gewisse quantitative Abweichungen, vor allem bei den Relaxationszeiten, können auf Verunreinigungen zurückgeführt werden. Die beobachtete Struktur magnetisch reflektierter Stosswellen wird also durch Relaxationsphänomene erklärt. Auf Grund dieser Tatsache können umgekehrt magnetisch reflektierte Stosswellen zum Studium der Relaxationseigenschaften von Nichtgleichgewichtsplasmen herangezogen werden.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- 1 N.F. Ness, C.S. Scearce, J.B. Seek: J. Geophys. Res. 69, 3531 (1964)
- 2 E.L. Resler, Jr., W.R. Sears: J. Aeronaut. Sci. 25, 235 (1958)
- 3 R.W. Ziemer: ARS-Journal 29, 642 (1959)
- 4 A.C. Kolb: "Magnetic Compression of Shock Preheated Deuterium", Proceedings 2nd Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 31, 332 (1958)
- 5 J.B. Heywood: Plasma Physics 2, 259 (1959)
- 6 G.W. Sutton, A. Sherman: "Engineering Magnetohydrodynamics", McCraw Hill, New York (1965)
- 7 M.R. Johnson: Phys. Fluids 10, 539 (1967)
- 8 J. Rosciszewski, W. Gallaher: "Shock Tube Flow Interaction with an Electromagnetic Field", Proc. 7th Int. Shock-Tube Symp., Univ. of Toronto (1969)
- 9 F. Sardei, K. Willeke: Plasma Physics 13, 999 (1971)
- 10 F. Sardei: "Instationäre Prozesse der Wechselwirkung zwischen stosswellenerzeugten Plasmaströmungen und Magnetfeldern. - Eine theoretische Untersuchung", Dissertation TU München (1972)
- 11 J.H. De Leeuw: "The Interaction of a Plane Shock Wave with a Steady Magnetic Field", Univ. of Toronto, Inst. of Aerophysics, Rep. No. 49 (1958)

- 12 M. Scheibe: "The Interaction between a Strong Shock Wave and an Inhomogeneous Magnetic Field", Ph.D.thesis, Univ. of Maryland (1958)
- 13 W.R. Atkinson, W.R. Holden, R.G. Fowler: J. Appl. Phys. 30, 801 (1959)
- 14 H.J. Pain, P.R. Smy: Proc. Phys. Soc. 76, 849 (1960)
- 15 H.T. Nagamatsu, R.E. Sheer, Jr.: Phys. Fluids 4, 1073 (1961)
- 16 E.H. Beckner: Phys. Fluids 7, 586 (1964)
- 17 S.G. Zaitsev, E.V. Lazareva, E.J. Chebotareva, E.K. Chekalin: "The Structure of a Supersonic Flow of Conducting Gas in a Transverse Magnetic Field with Extraction of the Induced EMF and a Study of the Voltage-Current Characteristics", (in Russisch), Proc. Int. Symp. Electricity from MHD, Vol.II, Warsaw 1968
- 18 R.M. Patrick, T.R. Brogan: J. Fluid Mech. 5, 289 (1959)
- 19 K. Dolder, R. Hide: Rev. Mod. Phys. 32, 289 (1959)
- 20 J.P. Barach: Phys. Fluids 4, 1474 (1961)
- 21 H. Brinkschulte, H. Muntenbruch: Z. Naturforsch. 20a, 196 (1965)
- 22 R.H. Kuiper: "Interferometric Study of the Nonequilibrium Shock Reflection Process and Thermal Layer in Ionizing Argon", SUDAAR No. 353, August 1968, Department of Aeronautics and Astronautics, Stanford Univ., Stanford, California
- 23a H. Klingenberg: Z. Naturforsch. 23a, 1929 (1968)

- 23b H. Klingenberg: Z. Naturforsch. 24a, 540 (1969)
- 24 K. Willeke, W. Zimmermann, H. Muntenbruch, F. Sardei:
Z. Naturforsch. 25a, 786 (1970)
- 25 W. Zimmermann, K. Willeke, H. Muntenbruch, B. Steffes:
Phys. Lett. 32A, 225 (1970)
- 26 H.E. Petschek, P.H. Rose, H.S. Glick, A. Kane, A. Kantrowitz:
J. Appl. Phys. 26, 83 (1955)
- 27 H.M. Mott-Smith: Phys. Rev. 82, 885 (1951)
- 28 Landolt-Börnstein: "Zahlenwerte und Funktionen aus Physik,
Chemie, Astronomie, Geophysik, Technik", Bd. I, 1,
Springer Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg (1950)
- 29 M.J. Hoffert, H. Lien: Phys. Fluids 10, 1769 (1967)
- 30 H. Petschek, S. Byron: Ann. Phys. (N.Y.) 1, 270 (1957)
- 31 K.E. Harwell, R.G. Jahn: Phys. Fluids 7, 214 (1964)
- 32 S. Chapman, T.G. Cowling: "The Mathematical Theory of Non-
Uniform Gases", Cambridge Univ. Press, London (1960)
- 33 A.J. Kelly: J. Chem. Phys. 45, 1723 (1966)
- 34 A. Unsöld: "Physik der Sternatmosphären", Springer Verlag
Berlin, Göttingen, Heidelberg, 2. Aufl. (1955)
- 35 W. Finkelnburg, H. Maecker: "Elektrische Lichtbögen und
thermisches Plasma", Hdb. d. Physik, Bd. XXII, Springer
Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg (1956)
- 36 L. Spitzer, R. Härm: Phys. Rev. 89, 977 (1953)
- 37 H.J. Pain, P.R. Smy: J. Fluid Mech. 9, 390 (1960)

- 38 H. Nett: "Überlegungen zum Bau eines Membranstosswellenrohres für Plasmaexperimente", Laborbericht Inst. f. Plasmaphysik, Garching, IPP 3/43 (1966)
- 39 H.S.W. Massey, E.H.S. Burhop: "Electronic and Ionic Impact Phenomena", Oxford Univ. Press, London (1956)
- 40 A. Einstein: Physik. Z. 18, 121 (1917)
- 41 W.L. Wiese, M.W. Smith, B.M. Miles: "Atomic Transition Probabilities", Vol. II, Sodium through Calcium, NSRDS-NBS 22 (US) - Oct. 1969
- 42 A.R. Striganov, N.S. Sventitskii: "Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms", (Übersetzung aus dem Russischen), IFI/PLENUM-New York, Washington (1968)
- 43 H. Wong, D. Bershader: J. Fluid Mech. 26, 459 (1966)
- 44a P. Oettinger: "A Unified Treatment of the Relaxation Phenomenon in Radiating Argon Plasma Flows Behind Incident and Bow Shock Waves", SU-IPR Report No. 86 July 1966 (SUDAAR Rep. No. 285) Inst. for Plasma Research, Stanford University, Stanford, California
- 44b P. Oettinger, D. Bershader: AIAA Journal 5, 1625 (1967)
- 45 L.M. Biberman, I.T. Yakubov: Soviet Physics - Technical Physics 8, 1001 (1964)
- 46 V.G. Sevastyanenko, I.T. Yakubov: Optics and Spectroscopy 16, 1 (1964)
- 47 J.P. Shkarovsky, M.P. Bachynski, T.W. Johnson: Planetary Space Sci. 6, 24 (1961)
- 48 M.Y. Jaffrin: Phys. Fluids 8, 606 (1965)
- 49a K.P. Horn: "Radiative Behavior of Shock Heated Argon Plasma Flows", SUDAAR Rep. No. 268 (1966), Inst. for Plasma Research, Stanford Univ., Stanford, California

- 49b K.P. Horn, H. Wong, D. Bershader: J. Plasma Physics 1, 157 (1967)
- 50 W. Finkelburg, Th. Peters: "Kontinuierliche Spektren", Hdb. d. Phys. Bd. XVIII, Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1957)
- 51 A.N. Lagarkhov, I.T. Yakubov: Optics and Spectroscopy 14, 103 (1963)
- 52 L.M. Biberman, G.E. Norman: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 3, 321 (1963), General Atomic Translation, GA-tr-4943 (1963)
- 53 K. Hain, F. Hertweck: "Numerical Integration of Ordinary Differential Equations by Difference Methods with Automatic Determination of Steplength", Symp. Provisional Intern. Computation Centre, 1960, Birkhäuser Verlag Basel
- 54 C.E. Chapin: "Nonequilibrium Radiation and Ionization in Shock Waves", Ph.D.thesis, Purdue Univ., Lafayette, Indiana (1967)
- 55 H.F. Nelson, R. Goulard: Phys. Fluids 12, 1605 (1969)
- 56 H. Oertel: "Stossrohre", Springer Verlag, Wien - New York (1966)
- 57 S. Ogawa, G.L. Weissler: "Temperature Measurements of Ar-Plasma-Arcs and Preliminary f-Value-Measurements of Lyman β , γ , δ ", Dept. of Physics. Univ. of Southern Calif., Los Angeles, Calif., Dec. 1970, Contr. Nr. F 33615-68-c-1228, Proj. Nr. 7073 USAF
- 58 J.W. Bond, K.M. Watson, J.A. Welch, Jr.: "Atomics Theory of Gas Dynamics", Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Massachusetts, 1965, p.p. 427 - 457
- 59 D.L. Chubb: Phys. Fluids 11, 2363 (1968)

- 60 H. Muntenbruch, H. Nett: "Ein Membran-Stosswellenrohr für Plasmaexperimente", Laborbericht Inst. f. Plasmaphysik Garching, IPP 3/99 (1969)
- 61 U. Ascoli-Bartoli: "Plasma Diagnostic Based on Refractivity", Laborbericht Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati (Roma), L.G.I. 64/17 (1964)
- 62 J.A. Rathcliffe: "The Magneto-Ionic Theory and its Application to the Ionosphere", Cambridge Univ. Press, London (1959)
- 63 H. Alpher, D.R. White: Phys. Fluids 2, 162 (1959)
- 64 H. Klingenberg, R. Zickert: "Bau eines Mach-Zehnder-Interferometers aus nichtmagnetischem Material", Laborbericht Inst. f. Plasmaphysik, Garching, IPP 3/89 (IPP 4/66) (1969)
- 65 H. Engelhard, W. Köppendörfer: "Eine Argon-Kapillarentladung als Lichtquelle für das Mach-Zehnder-Interferometer", Laborbericht Inst. f. Plasmaphysik, Garching, IPP 1/59 (1967)
- 66 A. Unsöld: Ann. Physik 33, 607 (1938)
- 67 D. Schlüter: Z. Astrophys. 61, 67 (1967)
- 68 W. Zimmermann, K. Willeke: "Interferometrische Untersuchung der Struktur von magnetisch reflektierten Stosswellen", Frühjahrstagung der DPG, Ulm 29.3. bis 3.4.1971, euro-abstracts 9/713 D 16349 ORA
- 69 H. Klingenberg, H. Muntenbruch: "Experimente zur Untersuchung von Wechselwirkungen zwischen Stosswellen und stationären Magnetfeldern", Laborbericht Inst.f.Plasmaphysik, Garching IPP 3/45 (1966)
- 70 E.J. Morgan, R.D. Morrison: Phys. Fluids 8, 1608 (1965)
- 71 N.R. Jones, M. McChesney: Nature 209, 1080 (1966)

SYMBOLVERZEICHNIS

1. Grössen

- A_k Erster Term in der Cauchy-Formel für die Refraktivität der Plasmakomponente k (Atome oder Ionen)
- A_{mn} Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission
- a_1 "eingefrorene" Schallgeschwindigkeit im Hinterland des primären Stosses
- B_k Konstante im zweiten Term der Cauchy-Formel für die Refraktivität der Plasmakomponente k (Atome oder Ionen)
- B_{mn} Übergangswahrscheinlichkeit für induzierte Emission
- B_{nm} Übergangswahrscheinlichkeit für Absorption
- \vec{B}_0 Induktion des angelegten Magnetfeldes
- \vec{C}_a, \vec{C}_p thermische Geschwindigkeit eines Atoms bzw. Stosspartners p
- C_S Konstanter Faktor im Ausdruck für die Linienverbreiterung durch den quadratischen Stark-Effekt
- c Lichtgeschwindigkeit im Vakuum; Koeffizientenkombination bei der Berechnung der spezifischen Refraktivitäten
- D Konstante der Kontinuumsstrahlung
- \bar{d}_k mittlerer Abstand der Feldpartikel k
- E_A Aktivierungsenergie
- E_m, E_n Anregungsenergie aus dem Grundzustand in den Zustand m bzw. n
- \bar{E}_j, \bar{E}_k mittlere thermische Translationsenergie der Teilchenkomponente j bzw. k
- e Elementarladung

$F_e^{(th)}$	Energieumsatz des Elektronengases pro Zeiteinheit und Masseneinheit des Plasmas durch Stossprozesse und Strahlung
$F_{e1}^{(th)}, F_{e2}^{(th)}$	Energieaustausch des Elektronengases pro Zeit- und Masseneinheit durch elastische Stösse mit neutralen Atomen bzw. mit Ionen
$F_{e3}^{(th)}$	Energieverlust des Elektronengases bei der Elektronenstoss-Ionisation pro Zeit- und Masseneinheit
$F_{e4}^{(th)}$	Energiegewinn des Elektronengases bei der Atomstoss-Ionisation durch die freigesetzten Elektronen pro Zeit- und Masseneinheit
$F_{e5}^{(th)}$	Energieverlust des Elektronengases durch Bremsstrahlung pro Zeit- und Masseneinheit
f	Zahl der Freiheitsgrade eines Gaspartikels
$f(\vec{C}_p)$	Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Teilchenkomponente p
f_{nm}	Absorptionsoszillatorenstärke
$g(\epsilon_p)$	Betrag der Relativgeschwindigkeit zwischen einem Atom und einem Stosspartner p
g_m, g_n	statistische Gewichte
h	Plancksches Wirkungsquantum; Enthalpie pro Masseneinheit
h_1	Enthalpie pro Masseneinheit hinter dem primären Stoss
h_r	Enthalpie pro Masseneinheit unmittelbar hinter dem reflektierten Stoss
I	Ionisierungsenergie pro Atom
J	Linienstärke
J_ν	spektrale Strahlungsintensität

\widehat{J}_ν	J_ν im Linienzentrum
j	elektrische Stromdichte
k	Boltzmann-Konstante
\overrightarrow{k}_{pa}	Ratenkoeffizient für unelastische Stöße zwischen Atomen und Teilchen der Sorte p (Hinreaktion für Ionisation)
$\overrightarrow{k}_{aa}, \overrightarrow{k}_{ea}$	Ratenkoeffizient \overrightarrow{k}_{pa} für Atomstoss- bzw. Elektronenstoss-Ionisation
\overleftarrow{k}_{pa}	Ratenkoeffizienten für Rückreaktionen
$K_{eq}(T_p)$	Sahakonstante für die jeweilige Temperatur der Teilchensorte p
K_a	Gladstone-Dale-Konstante
K_e	Proportionalitätsfaktor zwischen der Refraktivität des Elektronengases und der Elektronendichte
$L_a^{(i)}$	charakteristische Längen für den Ablauf von Ionisationsprozessen hinter der Stossfront
$\overline{L}_{jk}^{(th)}$	charakteristische Längen für Thermalisierungsprozesse
L_{Rel}	Relaxationslänge
L_W	Länge des Wechselwirkungsbereiches
l	Breite des Messkanals
\overline{l}_ν	Absorptionslänge für Strahlung der Frequenz
l_{jk}	mittlere freie Weglänge der Teilchen j zwischen elastischen Stößen mit Teilchen k
$\overline{l}_{ea}, \overline{l}_{ei}$	mittlere freie Weglänge der Elektronen zwischen elastischen Stößen mit neutralen Atomen bzw. mit Ionen

M_P	Machzahl des primären Stosses
M_R	Machzahl des reflektierten Stosses
$M_{R,o.Gr.}$	obere und untere Grenzen von M_R
$M_{R,u.Gr.}$	
m_a, m_e	Atom- bzw. Elektronenmasse
n_a, n_i, n_e	Teilchendichte der Atome bzw. Ionen/Elektronen
\dot{n}_e	Zahl der Ionisationen pro Zeit- und Volumeneinheit (Nettorate)
$\overrightarrow{(n'_e)_p}$	Zahl der Ionisationen pro Zeit- und Volumeneinheit (Hinreaktionen) durch Stösse mit Teilchen der Sorte p
$\overleftarrow{(n'_e)_p}$	Rückreaktionen zu $\overrightarrow{(n'_e)_p}$
$(\dot{n}'_e)_a$ $(\dot{n}'_e)_e$	Nettorate der Ionisationen durch Atom- bzw. Elektronenstösse
$(\dot{n}_m^{(a)})_{nm}$	Änderung der Dichte von angeregten Atomen a im Zustand m durch optische Übergänge aus dem Zustand n
$P(\nu)$	normiertes Linienprofil
$\widehat{P(\nu)}$	$P(\nu)$ im Linienzentrum
p	Druck
p_0	Stossrohr-Fülldruck
p_1, p_r	Druck hinter dem primären Stoss bzw. unmittelbar hinter dem reflektierten Stoss
p_e	Partialdruck der Elektronen
Q_{pa}^*	Wirkungsquerschnitte der Atome für Anregung durch Teilchen der Sorte p

Q_{ea}, Q_{ia}	Wirkungsquerschnitte der Atome bzw. der Ionen für elastische Stöße mit Elektronen
q, q_K	Strahlungsverluste pro Zeit- und Volumeneinheit insgesamt bzw. durch Kontinuumsstrahlung
q_{ff}	Strahlungsverluste durch Bremsstrahlung
q_{fg}	Strahlungsverluste durch Rekombinationsstrahlung
q_{gg}	Strahlungsverluste durch Linienstrahlung
Re_m	magnetische Reynoldszahl
S_{pa}	Proportionalitätsfaktor zwischen Q_{pa}^* und ϵ_p
s	Verschiebung der Interferenzstreifen bezogen auf den Abstand homologer Punkte des Streifenprofils
T	Temperatur
T_0	Anfangstemperatur des Testgases
$T_e, T_{e,r}$	Elektronentemperatur bzw. Anfangswert von T_e hinter dem reflektierten Stoß
$T_g, T_{g,r}$	Gastemperatur bzw. Anfangswert von T_g hinter dem reflektierten Stoß
t	Zeit
t_{Lab}, t_{Part}	Zeit im Laborsystem bzw. im Partikelsystem
$\tau_{Rel,Lab}, \tau_{Rel,Part}$	Relaxationszeit im Laborsystem bzw. im Partikelsystem
u	Strömungsgeschwindigkeiten im System der reflektierten Stoßfront
u_1, u_r	u hinter dem primären Stoß bzw. Anfangswert hinter dem reflektierten Stoß

u_{equil}	u im Gleichgewichtsgebiet hinter dem reflektierten Stoss
V_P	Laborgeschwindigkeit des primären Stosses
V_R	Laborgeschwindigkeit des reflektierten Stosses
\vec{v}	Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas im Laborsystem
v, v_1	Betrag von \vec{v} bzw. Wert von v hinter dem primären Stoss
v_{equil}	Betrag von \vec{v} im Gleichgewichtsgebiet hinter dem reflektierten Stoss
$\overline{v_j^{(\text{th})}}$	mittlere thermische Geschwindigkeit der Teilchenkomponente j
W	Wechselwirkungsparameter
w_0, w_1	Strömungsgeschwindigkeit im System des primären Stosses vor bzw. hinter dem primären Stoss
x	Ortskoordinate längs des Stossrohres; Abstand eines Punktes hinter dem reflektierten Stoss von der Stossfront
z_a^e, z_i^e	elektronische Zustandssummen der Atome bzw. der Ionen
Z_{eff}	mittlere effektive Ionenladung
$\overline{Z_{jk}}$	mittlere Zahl der Stösse eines Teilchens j mit Teilchen k bis zum Ausgleich der Temperaturen
α	Ionisationsgrad allgemein
α_1	Ionisationsgrad hinter dem primären Stoss
α_r	Ionisationsgrad unmittelbar hinter dem reflektierten Stoss

α_{equil}	Ionisationsgrad im Gleichgewicht (hinter dem reflektierten Stoss)
$\dot{\alpha}$	Ionisationsrate
$\dot{\alpha}_a, \dot{\alpha}_e$	Ionisationsrate, Anteil der Atomstoss- bzw. Elektronenstoss-Ionisation
ϵ_ν	spektraler Emissionskoeffizient
ϵ_p	kinetische Energie eines stossenden Teilchens p im Schwerpunktsystem der Stosspartner (Atom a und Teilchen p)
$\overline{\epsilon_{aa}}, \overline{\epsilon_{ea}}$	mittlere kinetische Energie eines durch Atomstoss- bzw. Elektronenstoss freigesetzten Elektrons
γ	Isotropenexponent
κ_ν	Volumenabsorptionskoeffizient
λ	Wellenlänge
μ	Brechungsindex
μ_0	Brechungsindex, Referenzwert im Vorland des primären Stosses; absolute Permeabilität des Vakuums
μ_k	Brechungsindex einer Einzelkomponente
ν	optische Frequenz
ν_{nm}	optische Frequenz für den Übergang zwischen den Zuständen n und m
ν_g	obere Grenzfrequenz für die frequenzunabhängige Kontinuumsemission
ν_e	Zahl der elastischen Stösse eines Elektrons pro Zeiteinheit (Stossfrequenz) mit schweren Teilchen
ν_{ea}, ν_{ei}	Stossfrequenz der Elektronen mit neutralen Atomen bzw. mit Ionen

$\omega, \omega_{nm}^{(k)}$	$2\pi\nu$ ($2\pi\nu_{nm}$ für Atome der Sorte k)
ω_L	Larmorfrequenz der Elektronen
ω_{pl}	Plasmafrequenz
ρ, ρ_1, ρ_r	Massendichten
ρ_{Rad}	Energiedichte der Strahlung
σ	elektrische Leitfähigkeit
$\tau_{Rel, Lab}$	Relaxationszeit im Laborsystem
$\tau_{Rel, Part}$	Relaxationszeit im Partikelsystem
$\overline{\tau_a^{(i)}}$	charakteristische Ionisierungszeit
$J(\nu)$	ein Z_{eff} entsprechender frequenzabhängiger Faktor im Ausdruck für den spektralen Emissionskoeffizienten des Argonkontinuums

2. Indizes und Abkürzungen

a	(Argon-) Atom
EPG	eingefrorener perfekter Gaszustand
e	Elektron
eff	effektiv
eq	Ionisationsgleichgewicht (für thermisches Nichtgleichgewicht, vgl. /31/)
equil	im Gleichgewicht (hinter dem reflektierten Stoss)
i	Ion
j	Testpartikel
k	Plasmakomponente (Neutralatome oder Ionen); Feldpartikel
Lab	im Laborsystem
LTE	lokales thermisches Gleichgewicht
m	(höheres) Anregungsniveau
n	(niedrigeres) Anregungsniveau
P	primärer Stoss
Pl	Plasma
Part	im Partikelsystem
p	ionisierende Plasmakomponente
R	reflektierter Stoss
Rel	Relaxation

- r Anfangswerte im Hinterland der reflektierten Stoss-
 front
- WW Wechselwirkung
- o vorgegebene Versuchsdaten, Vorland des primären
 Stosses
- 1 Hinterland des primären Stosses

Herrn H. Gorenflo sei für seine Unterstützung bei der Programmierung und Durchführung der Rechnungen gedankt. Die Herren B. Steffes, F. Aigner und H. Loebel haben durch ihre Sorgfalt und ihr handwerkliches Können beim Aufbau und bei der Durchführung der Experimente wesentlich zu deren Gelingen beigetragen. Frau L. Elsholz hat uns während der gesamten Dauer der Untersuchungen in vielfältiger Weise unterstützt.

Schliesslich sei allen gedankt, die bei der Zusammenstellung des Berichtes mitgeholfen haben: Frl. C. Wallner für die mühevollen Niederschrift, Frl. J. Pfister, Frau R. Pollner und Herrn K. Heilmeier für die sorgfältige Ausführung der Zeichnungen, Frl. M. Treske, Frau U. Brands, Frl. D. Beirer, Frau I. Goebel und Frau E. Dick für die sorgfältige und schnelle Ausführung der Reproduktionen.

A N H A N G A

Abschätzung der einzelnen Terme in den Ratengleichungen der Stossionisationsprozesse

Die Ratengleichungen der einzelnen Stossionisationsprozesse haben bei Einbeziehung der Umkehrprozesse folgende Form:

$$(\dot{n}_e)_p = (-\dot{n}_a)_p = \overrightarrow{k}_{pa} n_a n_p - \overleftarrow{k}_{pa} n_e^2 n_p \quad (A1)$$

Die einzelnen Terme dieser Gleichungen sollen für die Atomstoss-, Ionenstoss- und Elektronenstossprozesse bei typischen Bedingungen unmittelbar hinter der Front der betrachteten sekundären Plasmastosswellen abgeschätzt werden. Dazu müssen die Ratenkoeffizienten \overrightarrow{k}_{pa} und \overleftarrow{k}_{pa} ermittelt werden, welche Funktionen der Temperatur T_p des jeweiligen ionisierenden Stosspartners sind.

Ausdrücke für die \overrightarrow{k}_{pa} können durch die Lösung der Stossintegrale für die Prozesse der Hinreaktionen

$$\overrightarrow{k}_{pa} n_a n_p = \int Q_{pa}^*(\epsilon_p) g(\epsilon_p) f_p(\vec{c}_p) f_a(\vec{c}_a) d\vec{c}_p d\vec{c}_a \quad (A2)$$

gewonnen werden /32/. Hierin bedeuten $f_p(c_p)$ bzw. $f_a(c_a)$ die Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen der Stosspartner. c_a, c_p sind die Geschwindigkeiten der einzelnen Stosspartner und $g(\epsilon_p)$ die Relativgeschwindigkeiten als Funktionen der kinetischen Energien der stossenden Teilchen der Sorte p im Schwerpunktsystem der Stosspartner. E_A ist die für den Ionisierungsvorgang massgebende Aktivierungsenergie. Der Wirkungsquerschnitt Q_{pa}^* kann für $\epsilon_p \geq E_A$ in einer genügend engen Umgebung von E_A durch einen in ϵ_p linearen Ausdruck approximiert werden:

$$Q_{pa}^* = S_{pa} \cdot (\epsilon_p - E_A) \quad (A3)$$

Für $0 < \varepsilon_p < E_A$ ist $Q_{pa}^* = 0$. (A4)

Durch Integration von (A2) über den ganzen Energiebereich von $\varepsilon_p = E_A$ bis ∞ (wobei für die Atome und Ionen eine Maxwellverteilung entsprechend der jeweiligen Temperatur $T_p = T_a = T_i = T_g$ für die Elektronen eine Maxwellverteilung der Elektronentemperatur $T_p = T_e$ zugrundegelegt wird) ergibt sich nach /32/ der allgemeine Ausdruck

$$\overrightarrow{k}_{pa}(T_p) = S_{pa} \left[\frac{32}{\pi} \left(\frac{m_a + m_p}{m_a m_p} \right) \right]^{\frac{1}{2}} (k T_p)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{E_A}{2k T_p} + 1 \right) e^{-\frac{E_A}{k T_p}} \quad (A5).$$

Bei den Atom-Atom-Stößen muss dieser Ausdruck durch 2 dividiert werden, damit Stöße gleichartiger Teilchen nicht doppelt gezählt werden.

Die Ratenkoeffizienten \overleftarrow{k}_{pa} für die Rückreaktion ergeben sich aus \overrightarrow{k}_{pa} durch Anwendung des Prinzips vom detaillierten Gleichgewicht für die jeweilige Temperatur T_p des ionisierenden Stosspartners p:

$$\overleftarrow{k}_{pa} = \frac{\overrightarrow{k}_{pa}}{K_{eq}(T_p)} \quad (A6)$$

$K_{eq}(T_p)$ ist die Sahakonstante für die jeweilige Temperatur T_p :

$$K_{eq}(T_p) = \frac{2 z_i^e \left(\frac{2\pi m_e k T_p}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{I}{k T_p}}}{z_a^e} \quad (A7)$$

Für I ist die Ionisierungsenergie des Argonatoms einzusetzen. Für das Verhältnis der elektronischen Zustandssummen wird unter Stosswellenbedingungen in guter Näherung $\frac{z_i^e}{z_a^e} = 6$ eingesetzt.

Theoretische Abschätzungen und Experimente /30, 31, 33/ haben gezeigt, dass bei Argon die Rate für die Hinreaktion der Stossionisationsprozesse (1. Term in den Gln. (A1)) durch die Anregung in die untersten Anregungsniveaus bestimmt wird. Für E_A in Gl. (A5) ist daher die Anregungsenergie der untersten Anregungsniveaus ($3p^5 4s$ -Niveaus) einzusetzen. Den Wert von S_{pa} ermittelten für die Atom-Atom-Stöße (S_{aa}) Kelly /33/ und für die Elektron-Atom-Stöße (S_{ea}) Petschek und Byron /30/. Für die Ion-Atom-Stöße

wurde S_{ia} unter Zuhilfenahme gemessener Ionisationsquerschnitte (/30/ und /39/) und der anderen Anregungsquerschnitte (/30/ und /33/) abgeschätzt, da es über die Ionenstossanregung in die untersten Anregungsniveaus des Argons keine Daten gibt. Wie die in Tabelle A1, Spalte ② und ③ durchgeführte Gegenüberstellung der S_{pa} -Werte für Ionisation einerseits und Anregung andererseits durch Atomstösse bzw. Elektronenstösse zeigt, sind die S_{pa} -Werte für Anregung in diesen beiden Fällen kleiner als die für Ionisation. Eine derartige Relation erscheint daher auch für die Ion-Atom-Stösse wahrscheinlich. Da die Verhältnisse aus den S_{pa} -Werten für Ionisation und für Anregung zwischen einem Faktor von etwa 3 bei den Atomstössen und 1 bei den Elektronenstössen variieren, wird man bei Annahme einer Mittelstellung der Ion-Atom-Stösse schliessen, dass S_{ia} für die Anregung etwa um den Faktor 2 kleiner sein wird als für die Ionisation. Es folgt als wahrscheinlicher Wert für die Stossanregung $S_{ia} \approx 2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{eV}$.

Mit den in Tabelle A1, Spalte 3 angegebenen S_{pa} -Werten und $m_a = 6,628 \times 10^{-23} \text{ g}$, $m_e = 9,109 \times 10^{-28} \text{ g}$ ergeben sich folgende Ausdrücke für die Ratenkonstanten:

$$\overrightarrow{k_{aa}} = 1,68 \cdot 10^{-20} T_g^{\frac{3}{2}} \left(\frac{E_1}{kT_g} + 2 \right) e^{-\frac{E_1}{kT_g}} \left[\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \right] \quad (\text{A8})$$

$$\overleftarrow{k_{aa}} = 5,80 \cdot 10^{-37} \left(\frac{E_1}{kT_g} + 2 \right) e^{\frac{I-E_1}{kT_g}} \left[\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1} \right] \quad (\text{A9})$$

$$\overrightarrow{k_{ia}} = 5,6 \cdot 10^{-20} T_g^{\frac{3}{2}} \left(\frac{E_1}{kT_g} + 2 \right) e^{-\frac{E_1}{kT_g}} \left[\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \right] \quad (\text{A10})$$

$$\overleftarrow{k_{ia}} = 1,9 \cdot 10^{-36} \left(\frac{E_1}{kT_g} + 2 \right) e^{\frac{I-E_1}{kT_g}} \left[\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1} \right] \quad (\text{A11})$$

$$\overrightarrow{k_{ea}} = 3,75 \cdot 10^{-16} T_e^{\frac{3}{2}} \left(\frac{E_1}{kT_e} + 2 \right) e^{-\frac{E_1}{kT_e}} \left[\text{cm} \cdot \text{s}^{-1} \right] \quad (\text{A12})$$

$$\overleftarrow{k_{ea}} = 1,29 \cdot 10^{-32} \left(\frac{E_1}{kT_e} + 2 \right) e^{\frac{I - E_1}{kT_e}} \left[\text{cm} \cdot \text{s}^{-1} \right] \quad (\text{A13})$$

Mit den in Spalte ④, Tabelle A1 angegebenen Temperaturen ergeben diese Ausdrücke die $\overrightarrow{k_{pa}}$ - und $\overleftarrow{k_{pa}}$ -Werte der Spalte ⑤ bzw. ⑥ in Tabelle A1. Damit können die einzelnen Terme der Raten-gleichungen (A1) für typische Bedingungen unmittelbar hinter der Stossfront der sekundären Plasmastosswellen abgeschätzt werden, also z.B. für die Fälle a (eingefrorener perfekter Gaszustand) und b (thermisches Gleichgewicht),

	a		b
T_g	= 15000 °K	T_g	= 15000 °K
T_e	= 10000 °K	T_e	= 10000 °K
n_a	= 10^{18} cm^{-3}	n_a	= 10^{18} cm^{-3}
n_e	= 10^8 cm^{-3}	n_e	= 10^{16} cm^{-3}

Für E_1 wird immer der Wert eingesetzt, der dem untersten Anregungsniveau entspricht, also 11,5 eV.

Die so geschätzten Werte der einzelnen Terme sind ebenfalls in die Tabelle A1 aufgenommen (Spalte ⑦). Wie man erkennt, sind die Raten der Rückreaktionen meist erheblich kleiner als die der Hinreaktionen, und die Raten der Ionenstossanregung können vernachlässigt werden.

Stossprozess	Spa Ionisation aus dem Grund- zustand [cm ² /ev]	Spa Anregung in 4s-Niveaus [cm ² /ev]	T _p [°K]	\vec{k}_{pa} Anregung in 4s-Niveaus [cm ³ s ⁻¹]	$\vec{k}_{pa} = \frac{k_{pa}}{k_{eq}}$ [cm ⁶ s ⁻¹]	a) $n_{a,r} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ b) $n_{e,r} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$				
						$\vec{k}_{pa} n_a n_p$ [cm ⁻³ s ⁻¹]	$\vec{k}_{pa}^2 n_e n_p$ [cm ⁻³ s ⁻¹]	$\vec{k}_{pa} n_a n_p$ [cm ⁻¹ s ⁻¹]	$\vec{k}_{pa}^2 n_e n_p$ [cm ⁻³ s ⁻¹]	
p - a										
Ar - Ar	3,4 x 10 ⁻¹⁹ nach /39/	1,2 x 10 ⁻¹⁹ nach /33/	15000 (T _p = T _g)	4,2 x 10 ⁻¹⁷	1,6 x 10 ⁻³⁴	4,2 x 10 ¹⁹	1,6 x 10 ⁰	4,2 x 10 ¹⁹	4,2 x 10 ¹⁹	1,6 x 10 ¹⁶
Ar ⁺ - Ar	4,3 x 10 ⁻¹⁹ nach /39/	2 x 10 ⁻¹⁹ (Schätzwert)	15000 (T _p = T _g)	1,4 x 10 ⁻¹⁶	5,2 x 10 ⁻³⁴	1,4 x 10 ¹⁰	5,2 x 10 ⁰	1,4 x 10 ¹⁸	1,4 x 10 ¹⁸	5,2 x 10 ¹⁶
e - Ar	8,4 x 10 ⁻¹⁸ nach /30/	7,2 x 10 ⁻¹⁸ nach /30/	10000 (T _p = T _e)	7,8 x 10 ⁻¹⁵	2,4 x 10 ⁻²⁹	8,0 x 10 ¹¹	2,4 x 10 ⁻⁵	8,0 x 10 ¹³	8,0 x 10 ¹³	2,4 x 10 ¹⁰

Tabelle A1

A N H A N G B

Abschätzung der Photoionisationseffekte

Die Nettorate für die Zahl der optischen Übergänge aus dem Zustand n in einen (höher) angeregten Zustand m durch Absorptions- und Emissionsprozesse ist nach Einstein /40/:

$$\left(\dot{n}_m^{(a)} \right)_{nm} = B_{nm} n_n^{(a)} \mathcal{S}_{Rad}(\nu_{nm}) - A_{mn} n_m^{(a)} - B_{mn} n_m^{(a)} \mathcal{S}_{Rad}(\nu_{nm}) \quad (B1)$$

Ausser dem vorgegebenen physikalischen Zustand des Plasmas, gekennzeichnet durch die Besetzungsdichten $n_n^{(a)}$ und $n_m^{(a)}$ der Anregungsniveaus n bzw. m der Atome a und durch die Energiedichte \mathcal{S}_{Rad} der Strahlung, bestimmen die Einsteinschen Übergangswahrscheinlichkeiten A_{mn} , B_{mn} , B_{nm} die einzelnen Raten. Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind jedoch nicht voneinander unabhängig, sondern lassen sich mit Hilfe folgender Relationen durch die Absorptionssoszillatorenstärken f_{nm} ausdrücken:

$$A_{mn} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu_{nm}^2}{m_e c^3} \frac{g_n}{g_m} f_{nm} \quad (B2)$$

$$B_{mn} = \frac{\pi e^2}{m_e h \nu_{nm}} \frac{g_n}{g_m} f_{nm} \quad (B3)$$

$$B_{nm} = \frac{g_m}{g_n} \cdot B_{mn} \quad (B4)$$

Im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen interessieren nur die Resonanzübergänge des Argons, d.h. solche Übergänge, bei denen n dem Grundzustand des Argonatoms entspricht. Allerdings sind nur von wenigen Resonanzübergängen des Argons die Oszillatorenstärken bekannt (s. /41/). In die Abschätzungen der Photoprozesse müssen jedoch auch solche Übergänge einbezogen werden, bei denen die f_{om} nicht bekannt sind. Für diese wurden sie entweder abgeschätzt, indem die Oszillatorenstärken von Linien

1	2	3	4	5	6	7a		7b		8a		8b		9a		9b		
						Resonanz- übergang	M	λ [Å]	J	f_{om}	$B_{om}^{n(a)} S^R$ [cm ⁻³ s ⁻¹]	$\Delta \nu$ [sec ⁻¹]	Fall a	Fall b	Fall a	Fall b	$(n_m^{(a)})_{om}$ [cm ⁻³ s ⁻¹]	Fall a
1	$3p^6 S - 3p^5 4s [\frac{3}{2}]^0$	4	1066,7	15	0,061	$4,8 \times 10^{20}$	$4,0 \times 10^{10}$	$5,0 \times 10^{10}$	Fall a	Fall b	$2,4 \times 10^{-5}$	$3,1 \times 10^{-5}$	$4,8 \times 10^{14}$	$6,0 \times 10^{14}$	$4,8 \times 10^{14}$	$6,0 \times 10^{14}$	$4,8 \times 10^{14}$	$6,0 \times 10^{14}$
2	$4s^1 [\frac{1}{2}]^0$	4	1048,2	25	0,254	$1,68 \times 10^{21}$	$4,0 \times 10^{10}$	$5,0 \times 10^{18}$	Fall a	Fall b	$6,0 \times 10^{-5}$	$7,5 \times 10^{-6}$	$4,4 \times 10^{14}$	$5,5 \times 10^{14}$	$4,4 \times 10^{14}$	$5,5 \times 10^{14}$	$4,4 \times 10^{14}$	$5,5 \times 10^{14}$
3	$3d [\frac{1}{2}]^0$	3	893,3	4	0,1*	$9,0 \times 10^{19}$	$4,7 \times 10^{10}$	$5,7 \times 10^{10}$	Fall a	Fall b	$1,8 \times 10^{-5}$	$2,2 \times 10^{-5}$	$7,0 \times 10^{13}$	$8,5 \times 10^{13}$	$7,0 \times 10^{13}$	$8,5 \times 10^{13}$	$7,0 \times 10^{13}$	$8,5 \times 10^{13}$
4	$5s [\frac{3}{2}]^0$	5	880,0	3	0,027	$1,8 \times 10^{19}$	$4,8 \times 10^{10}$	$5,8 \times 10^{10}$	Fall a	Fall b	$2,0 \times 10^{-5}$	$2,4 \times 10^{-4}$	$5,4 \times 10^{13}$	$6,5 \times 10^{13}$	$5,4 \times 10^{13}$	$6,5 \times 10^{13}$	$5,4 \times 10^{13}$	$6,5 \times 10^{13}$
5	$3d [\frac{3}{2}]^0$	3	876,1	4	0,093	$6,0 \times 10^{19}$	$4,8 \times 10^{10}$	$5,8 \times 10^{10}$	Fall a	Fall b	$1,7 \times 10^{-4}$	$2,1 \times 10^{-4}$	$5,1 \times 10^{13}$	$6,2 \times 10^{13}$	$5,1 \times 10^{13}$	$6,2 \times 10^{13}$	$5,1 \times 10^{13}$	$6,2 \times 10^{13}$
6	$3d [\frac{3}{2}]^0$	3	866,8	4	0,106	$5,7 \times 10^{19}$	$4,9 \times 10^{10}$	$5,9 \times 10^{10}$	Fall a	Fall b	$6,9 \times 10^{-6}$	$8,3 \times 10^{-6}$	$4,6 \times 10^{13}$	$5,5 \times 10^{13}$	$4,6 \times 10^{13}$	$5,5 \times 10^{13}$	$4,6 \times 10^{13}$	$5,5 \times 10^{13}$
7	$6s [\frac{3}{2}]^0$	6	835,0	6	0,018**	$5,2 \times 10^{19}$	$5,0 \times 10^{10}$	$6,0 \times 10^{10}$	Fall a	Fall b	$9,2 \times 10^{-5}$	$1,1 \times 10^{-4}$	$2,9 \times 10^{13}$	$3,5 \times 10^{13}$	$2,9 \times 10^{13}$	$3,5 \times 10^{13}$	$2,9 \times 10^{13}$	$3,5 \times 10^{13}$
8	$7s [\frac{3}{2}]^0$	7	816,5	4	0,011**	$2,25 \times 10^{18}$	$5,1 \times 10^{10}$	$6,1 \times 10^{10}$	Fall a	Fall b	$1,8 \times 10^{-4}$	$2,1 \times 10^{-4}$	$2,1 \times 10^{13}$	$2,5 \times 10^{13}$	$2,1 \times 10^{13}$	$2,5 \times 10^{13}$	$2,1 \times 10^{13}$	$2,5 \times 10^{13}$
9	$8s [\frac{3}{2}]^0$	8	806,9	2	0,0075**	$1,62 \times 10^{18}$	$5,2 \times 10^{10}$	$6,2 \times 10^{10}$	Fall a	Fall b	$2,6 \times 10^{-4}$	$3,1 \times 10^{-4}$	$1,8 \times 10^{13}$	$2,1 \times 10^{13}$	$1,8 \times 10^{13}$	$2,1 \times 10^{13}$	$1,8 \times 10^{13}$	$2,1 \times 10^{13}$

Tabelle B1 * Schätzwert durch Vergleich mit 5 und 6. ** berechnet aus dem Wert $f_{om} = 0,061$
 Inzwischen wurde dafür von Ogawa und für den Übergang $3p^6 1S - 3p^5 4s [\frac{3}{2}]^0$
 Weissler /57/ der Wert $2,5 \times 10^{-5}$ gemessen. nach der asymptotischen Formel $f_{om} = \frac{0,061 \times 4^3}{M^3}$

gleicher Intensität einander gleich gesetzt wurden (s. Tabelle B1), oder dadurch, dass, ausgehend von bekannten Oszillatorenstärken f_{om} niedrigerer Übergänge die f_{om} -Werte höherer Übergänge nach einer für wasserstoffähnliche Atome gültigen Beziehung berechnet wurden (s. ebenfalls Tabelle B1). Nach dieser Beziehung nehmen die Oszillatorenstärken umgekehrt proportional zur 3. Potenz der Hauptquantenzahl ab (vergl. /34/, S. 344).

Die Auswahl der hier betrachteten und in Tabelle B1 zusammengestellten Übergänge des Argons erfolgte nach dem Tabellenwerk von Striganov und Sventitski /42/. Dabei wurden jeweils die stärksten Übergänge in die Niveaus der Hauptquantenzahl M ausgewählt: Im einzelnen waren dies die drei stärksten Übergänge für $M = 3$, die beiden stärksten Übergänge in Niveaus der Hauptquantenzahl 4 und jeweils der stärkste Übergang in Niveaus mit den Hauptquantenzahlen 5 bis 8. Diese Übergänge sind in Spalte 1 der Tabelle B1 angegeben. In Spalte 2 finden sich die Hauptquantenzahlen der oberen Niveaus. Die Anordnung der einzelnen Resonanzübergänge erfolgte nach abnehmender Wellenlänge (Spalte 3). Die im Tabellenwerk /42/ angegebenen Werte J für die Linienstärken sind in Spalte 4 aufgeführt.

In Spalte 5 sind die schon bekannten oder zusätzlich extrapolierten Oszillatorenstärken angegeben. Für die Triplettübergänge in Niveaus mit einer Hauptquantenzahl > 4 wurden die f_{om} aus dem Wert $f_{om} = 0,06$ für den Triplettübergang $3p^6 - 3p^5 4s \left[\frac{3}{2} \right]^0$ mit Hilfe der bereits erwähnten Formel extrapoliert. Im vorliegenden Fall hat sie die Form

$$f_{om} \approx \frac{K}{M^3} \quad (B5)$$

Der Übergang $3p^6 - 3p^5 4s \left[\frac{3}{2} \right]^0$ liefert mit $f_{om} = 0,06$ für K den Wert 3,8. Damit sind die Oszillatorenstärken der entsprechenden Triplettübergänge zu höheren Hauptquantenzahlen durch

$$f_{om} \approx \frac{3,8}{M^3} \quad (B5a)$$

gegeben.

Mit Hilfe der Oszillatorenstärken aus Spalte 5 lassen sich nun gemäss den Gl. (B2) bis (B4) die Einsteinschen Übergangswahrscheinlichkeiten berechnen, wenn auch die statistischen Gewichte bekannt sind. Für alle hier betrachteten Übergänge sind $g_n = 1$ und $g_m = 3$. Die Fehler, die bei der Ermittlung der in Tabelle B1 aufgeführten f_{om} gemacht wurden, machen sich direkt in den Übergangswahrscheinlichkeiten und damit sowohl in den einzelnen Summanden der Gl. (B1) als auch in der Netto-rate bemerkbar. Sie werden die Raten aber nicht um Grössenordnungen verfälschen. Um die einzelnen Summanden in Gl. (B1) berechnen zu können, muss nun noch der physikalische Zustand des Plasmas bekannt sein. Hierfür werden die im Anhang A erwähnten 2 typischen Fälle zugrundegelegt. $n_0^{(a)}$ kann praktisch gleich der Gesamtzahl der Neutralatome gesetzt werden. Da sich die Besetzungszahlen der Niveaus beim Durchgang der Teilchen durch die Stossfront nicht sprunghaft ändern werden, kann angenommen werden, dass direkt hinter der Stossfront noch eine Boltzmann-Besetzung der Niveaus besteht, die der Vorlandtemperatur T_1 entspricht. Dann ist

$$n_m^{(a)} = n_n^{(a)} \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT_1}} \quad (B6)$$

mit $E_n = 0$ und $g_n = g_0 = 1$

Für die Berechnung der Strahlungsdichte \mathcal{S}_{Rad} ist von Bedeutung, dass das Plasma optisch dick ist. Dies haben schon /43, 44, 45/ erkannt und die im weiteren Verlauf dieses Anhangs gemachten Abschätzungen bestätigen dies. Dann muss, im Einklang mit einer Besetzung der Energieniveaus entsprechend der Vorlandtemperatur T_1 , auch angenommen werden, dass die Energiedichte \mathcal{S}_{Rad} der Strahlung dem Planckschen Gesetz mit der Temperatur T_1 gehorcht:

$$\mathcal{S}_{Rad} = \frac{8\pi h \nu_{nm}^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu_{nm}}{kT_1}} - 1} \quad (B7)$$

Damit können die einzelnen Summanden in (B1) abgeschätzt werden, nicht aber die Nettorate, denn diese wird wegen der Annahme von Gleichgewicht null.

In Wirklichkeit bestehen jedoch (kleine) Abweichungen vom Gleichgewicht, so dass die Summe aller Terme $\neq 0$ wird. Da die Abschätzung

der Einzelsummanden Werte bis zu $10^{21} [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}]$ ergibt (siehe Tabelle B1, Spalte 6), also Raten, die erheblich grösser sind als die konkurrierenden Stossraten von etwa $10^{19} [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}]$ (siehe Tabelle A1), kann auch für die Nettoraten (Gl. (B1)) nicht ausgeschlossen werden, dass sie den Stossraten vergleichbar sein könnten. Dies gilt gewiss für die ersten beiden Übergänge in Tabelle B1. Aber auch die dort unter Nummer 3 bis 7 aufgeführten Resonanzübergänge lassen unter ungünstigen Bedingungen noch den Stossraten vergleichbare Nettoraten der Photoanregung möglich erscheinen. Dagegen können die Übergänge in 7s-Niveaus und höhere sicher vernachlässigt werden, da schon die einzelnen Summanden kleiner werden als die konkurrierenden Stossraten - die Nettorate der Photoanregung daher erst recht. Es muss also noch ein Weg gesucht werden, für die Übergänge in die unteren Niveaus, wenn nicht die einzelnen Summanden so zum Mindesten die Nettoraten der Photoanregung genügend genau zu ermitteln. Dies kann mit Hilfe der Energiebilanzgleichung geschehen, welche die lokale Änderung der Linienintensitäten für die einzelnen Übergänge mit den entsprechenden Änderungsraten der Besetzungsdichten verknüpft:

$$\left(\frac{\partial \int J_\nu d\nu}{\partial x} \right)_{0m} = \left(n_m^{(a)} \right)_{0m} h\nu_{0m} \quad (\text{B8})$$

Für die Zwecke der Abschätzung wird näherungsweise die Änderung der Linienintensität

$$\left(\frac{\partial \int J_\nu d\nu}{\partial x} \right)_{0m} = \Delta\nu \frac{\partial \hat{J}_\nu}{\partial x} \quad (\text{B9})$$

gesetzt, wobei \hat{J}_ν , die Strahlungsdichte im Linienzentrum, $\Delta\nu$ die Halbwertsbreite des lokalen Absorptionsprofils bedeuten soll. $\Delta\nu$ ist durch die verschiedenen Verbreiterungseffekte bestimmt, unter denen bei den vorliegenden Stosswellenbedingungen Dopplerverbreiterung und Starkeffektverbreiterung dominieren.

Für die Halbwertsbreite des Dopplerprofils gilt (vergl. z.B. /44/):

$$(\Delta \nu)_D = \frac{2\nu}{c} \sqrt{\frac{2kT_e \ln 2}{m_a}} \quad (\text{B10})$$

Für die Verbreiterung durch den (quadratischen) Starkeffekt gibt Oettinger /44a/ die Beziehung

$$(\Delta \nu)_S = \frac{38,8}{2\pi} (C_S)^{\frac{2}{3}} (\bar{v}_e^{(th)})^{\frac{1}{3}} \cdot n_e \quad [s^{-1}] \quad (\text{B11})$$

an. Darin sind $C_S = 10^{-14} [\text{cm}^4 \text{sec}^{-1}]$ (siehe z.B. /46/),

$\bar{v}_e^{(th)}$ = thermische Geschwindigkeit der Elektronen.

In schwach ionisierten Plasmen mit $n_e < 10^{15} [\text{cm}^{-3}]$ (Fall a aus Abschnitt II.2.2) überwiegt die Dopplerverbreiterung die Starkeffektverbreiterung wesentlich, bei mässig bis stark ionisierten Plasmen (Fall b) liefert die Starkverbreiterung auch noch einen merklichen Anteil. $\Delta \nu$ kann somit prinzipiell aus den lokalen Plasmadaten bestimmt werden. Für die betrachteten typischen Plasmabedingungen ist $\Delta \nu$ in den Spalten 7a und 7b der Tabelle B1 angegeben.

J_ν dagegen ist durch den Strahlungstransport im Plasma bestimmt. Dieser ergibt sich mit Hilfe der Strahlungstransportgleichung

$$\frac{\partial J_\nu}{\partial x} = -\kappa_\nu J_\nu + \epsilon_\nu \quad (\text{B12})$$

Wesentlich ist hierbei die Grösse des jeweiligen Volumenabsorptionskoeffizienten κ_ν . ϵ_ν ist der Emissionskoeffizient. Für κ_ν folgt aus der Ladenburgschen Beziehung für die Gesamtabsorption der Linie

$$\left(\int \kappa_\nu d\nu \right)_{nm} = \frac{h\nu_{nm}}{c} n_n^{(a)} B_{nm} \quad (\text{B13})$$

Durch Multiplikation der rechten Seite mit

$$\left(\int P(\nu) d\nu \right)_{nm} = 1 \quad (\text{B14})$$

(vergl. Unsöld /34/, S. 252) ergibt sich:

$$K_{\nu} = \frac{h\nu_{nm}}{c} n_n^{(a)} B_{nm} P(\nu) \quad (\text{B15})$$

Darin ist $P(\nu)$ das normierte Linienprofil. Setzt man näherungsweise

$$\left(\int P(\nu) d\nu \right)_{nm} = \widehat{P}(\nu) \Delta\nu = 1 \quad (\text{B16})$$

und verwendet in Gl. (B15) $\widehat{P}(\nu)$, so kann man damit einen Näherungswert von K_{ν} berechnen. Seine Bedeutung wird klarer erkennbar, wenn man die Absorptionslänge

$$l_{\nu} = \frac{1}{K_{\nu}} \quad (\text{B17})$$

betrachtet, die ein anschauliches Mass für die optische Durchlässigkeit des Mediums ist. Für l_{ν} gilt wegen (B15), (B16) und (B17):

$$l_{\nu} = \frac{c \cdot \Delta\nu}{h\nu_{nm} B_{nm} n_n^{(a)}} \quad (\text{B18})$$

Die für die beiden betrachteten Fälle a und b der Anfangsionisation berechneten Absorptionslängen sind in Spalte 8a und 8b der Tabelle B1 eingetragen. Sie liegen unterhalb von 10^{-3} cm. Daraus muss gefolgert werden, dass das Argonstosswellenplasma für alle Resonanzlinien optisch dick ist. Damit ergibt sich sofort, dass J_{ν} (bzw. \mathcal{J}_{Rad}) mit Hilfe der Planckschen Formel durch eine lokale Strahlungstemperatur ausgedrückt werden kann:

$$\widehat{J}_{\nu} = \frac{2 h \nu_{om}^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu_{om}}{kT(x)}} - 1} \quad (\text{B19})$$

Da unter den typischen Stosswellenbedingungen für die Resonanzlinien stets $h\nu_{om} \gg kT(x)$ gilt, kann dafür auch die Wiensche Näherung benützt werden. Die Differentiation von \widehat{J}_{ν} nach x ergibt:

$$\frac{\partial \widehat{J}_{\nu}}{\partial x} = \frac{\partial \widehat{J}_{\nu}}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = \widehat{J}_{\nu} \cdot \frac{h\nu_{om}}{kT(x)^2} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{B20})$$

Damit lässt sich nach $\Delta\nu$ nun auch $\frac{\partial \widehat{J}_{\nu}}{\partial x}$ berechnen und mit Hilfe der Gl. (B9) die Gl. (B8) lösen, wenn der Temperaturver-

lauf im betrachteten Bereich bekannt ist. Bei der Ermittlung von $\frac{\partial \hat{J}_x}{\partial x}$ bzw. $\frac{\partial T}{\partial x}$ werden folgende plausible Annahmen benutzt:

1. Die Strahlungstemperatur nahe der Stossfront ist gleich der Gleichgewichtstemperatur des Vorlandes $T_1 = 10000$ °K.
2. Die Temperatur steigt im Nichtgleichgewichtsgebiet (ähnlich wie die Elektronentemperatur) bis zum Erreichen des Gleichgewichtswerts im Hinterland $T_{\text{equil}} = 12000$ °K an.
3. Die Länge des Nichtgleichgewichtsgebiets wird (in Übereinstimmung mit späteren numerischen Resultaten und dem experimentellen Befund) mit etwa 5 cm angenommen. Weiterhin wird der Einfachheit halber
4. der Temperaturverlauf im Relaxationsgebiet linear approximiert.

Damit erhält man aus den Gleichungen (B8), (B9), (B10), (B11) und (B20) Schätzwerte der Nettoraten der einzelnen Anregungsübergänge. Auch sie sind in Tabelle B1 für geringe Anfangsionisation (Fall a) in Spalte 9a, für mässige Anfangsionisation (Fall b) in Spalte 9b zusammengestellt. Wie man erkennt, liegen sie für einen Bereich unmittelbar hinter der Stossfront grössenordnungsmässig weit (etwa 5 Zehnerpotenzen) unterhalb der Stossraten. Damit erweisen sich die Annahmen, die bei der Abschätzung gemacht wurden, als völlig unkritisch. Auch kleinere Längen des Relaxationsbereiches und andere Temperaturverläufe werden die Raten nicht um sovielen Zehnerpotenzen grösser machen.

A N H A N G C

Diskussion der Energiezufuhr an das Elektronengas durch die bei der Atomstoss-Ionisation gebildeten freien Elektronen.

Bei der Atomstoss-Ionisation verlieren die stossenden Atome kinetische Energie, die sich auf die Ionisierungsenergie und die kinetische Energie der entstehenden freien Elektronen verteilt. Diese kinetische Energie wird in der Energiebilanzgleichung der Elektronen (Gl. (II.3/21) bzw. (II.3/22)) durch den Term

$$\frac{(n_{ie})_a \cdot \overline{\epsilon}_{aa}}{\rho}$$

berücksichtigt. Über die Grösse dieses Terms wurden in der Literatur noch keine verlässlichen Angaben gemacht.

In den Arbeiten von Petschek und Byron /30/, Hoffert und Lien /29/, Bibermann und Jakobov /45/ und Wong und Bershader /43/ wird dieser Term in der Energiegleichung vollständig ignoriert.

Dagegen berücksichtigen ihn Oettinger und Bershader /44/, wobei sie der Energie $\overline{\epsilon}_{aa}$ Werte zwischen 1/3 und 2/3 der thermischen Elektronenenergie $(3/2)kT_{\text{equil}}$ im Gleichgewichtsgebiet am Ende der Relaxationszone zuschreiben. Dabei beziehen sie sich auf unveröffentlichte Ergebnisse von Vlases (University of Colorado, Boulder).

Vlases hatte empirisch festgestellt, dass bei starken zylindrischen Stössen die Anfangsenergie der durch Atom-Atom-Stösse gebildeten freien Elektronen ungefähr gleich ist dem Gleichgewichtswert

$$\frac{3}{2} k T_{\text{equil}}$$

am Ende des Relaxationsgebietes. Eine Begründung dafür, dass sie von den Vlases'schen Ergebnissen etwas abweichen, geben Oettinger und Bershader nicht.

Chapin /54/ berücksichtigt einen, dem Term

$$\frac{(n_e)_a}{\rho} \cdot \overline{\epsilon_{aa}}$$

entsprechenden, Summanden in der von ihm benützten Elektronenenergiegleichung (\int_{aa} steht dort stellvertretend für $\overline{\epsilon_{aa}}$), ohne ihn weiter zu diskutieren.

In einer Fortführung der Chapin'schen Arbeit durch Nelson und Goulard /55/ wird dieser Term ebenfalls erwähnt und $\overline{\epsilon_{ea}}$ in der Grössenordnung von kT_e angenommen. Er wird dann aber ausdrücklich zusammen mit dem entsprechenden Photoionisations-term gegenüber den anderen Stosstermen vernachlässigt. Dafür führen Nelson und Goulard als Argument an, dass T_e in dem Bereich, in dem $(n_e)_a$ eine dominierende Rolle spielt, klein ist.

Dieses Argument scheint jedoch - zumindest unter den Bedingungen, die in der vorliegenden Arbeit vorausgesetzt werden müssen - nicht zuzutreffen. Ausserdem braucht $\frac{(n_e)_a}{\rho} \cdot \overline{\epsilon_{aa}}$ obwohl im allgemeinen klein gegen die Beträge der übrigen Terme in $F_e^{(th)}$, durchaus nicht gegen die algebraische Summe der anderen Terme vernachlässigbar zu sein, die zusammen mit $\frac{(n_e)_a}{\rho} \cdot \overline{\epsilon_{aa}}$ die Gesamtrate $F_e^{(th)}$ bilden.

Es erhob sich die Frage, wie unter Berücksichtigung des oben geschilderten Sachverhaltes in der vorliegenden Arbeit dem Beitrag der Atomstossionisation zur Elektronenenergiebilanz Rechnung zu tragen sei. Am zwanglosesten erschien die Verwendung des Wertes

$$\overline{\epsilon_{aa}} = \frac{3}{2} kT_e \quad (C1)$$

wobei T_e die Elektronentemperatur am jeweils betrachteten Ort des Stosswellenprofils sein soll.

A N H A N G D

Der Zusammenhang der Laborgeschwindigkeit V_R des reflektierten Stosses mit den Stossmachzahlen M_R und M_P .

Die Laborgeschwindigkeit V_R des reflektierten Stosses spielt in den vorliegenden Untersuchungen eine wichtige Rolle. Sie ist von allen gemessenen Grössen diejenige, die der Messung am bequemsten zugänglich ist (siehe z.B. die Schmierinterferogramme in Abb. 21) und wird in den durchgeführten Untersuchungen zur Ermittlung der Stossmachzahl M_R verwendet, welche für den quantitativen Vergleich einer experimentell gegebenen Stosswelle mit der Theorie benötigt wird. Weiterhin ist zum Verständnis des zeitlichen Relaxationsverhaltens im Laborsystem die Kenntnis von V_R unerlässlich (siehe Abschn. II.5.4 und Anhang E). Schliesslich benötigt man für die Ermittlung der unteren und oberen Grenzmachzahlen für stationäre magnetisch reflektierte Stösse, hinter denen sich Gleichgewicht einstellen kann, ebenfalls V_R (zusammen mit u_{equil}) als Funktion von M_R .

Für stationäre Bedingungen hinter dem primären Stoss gilt zwischen V_R und M_R die lineare Beziehung

$$V_R = v_1 - a_1 M_R \quad (\text{D1})$$

v_1 und a_1 sind für die in dieser Arbeit betrachteten Parameterkombinationen (T_0 , p_0 , M_P) und die theoretisch behandelten Grenzfälle EPG und LTE hinter dem primären Stoss durch die Parameterwerte in Tabelle 1 bestimmt. Entspricht der Zustand im Vorland eines experimentell untersuchten reflektierten Stosses einem der beiden Grenzfälle, und wurde V_R gemessen, so kann mit Hilfe von Gl. (D1) die Machzahl M_R berechnet werden. Zur bequemen Interpolation innerhalb des von den Untersuchungen überdeckten Parameterbereichs erweist es sich als zweckmässig, Diagramme nach Abb. D1 zu benutzen. (In diesem Diagramm ist ausserdem u_{equil} als Funktion von M_R zur Ermittlung der oberen Grenzmachzahlen für die magnetisch reflektierten Stösse aufgetragen.)

Mit Hilfe von Gl. (D1) ergibt sich die untere Grenzmachzahl $M_{R,u.Gr.}$ für eine stationäre reflektierte Stossfront als die Machzahl

$$M_R = \frac{v_1}{a_1} \quad (D2)$$

eines im Laborsystem stehenden Stosses ($V_R = 0$). Für die verschiedenen primären Stösse liegen im Falle des EPG die unteren Grenzmachzahlen der reflektierten Stösse sehr nahe zusammen und zwar, wie man der Abb. D1 entnimmt, in der Umgebung von $M_R = 1,30$. Dieses Verhalten ist leicht zu erklären: Die Stossmachzahl M_R fällt beim stehenden Stoss mit der lokalen Strömungsmachzahl M_1 des Gases hinter dem primären Stoss zusammen. Für diese Strömungsmachzahl in einem perfekten Gas gilt aber (vergl. z.B. /56/, S. 248)

$$M_1 = \frac{v_1}{a_1} = \frac{f \cdot (M_p^2 - 1)}{(M_p^2 + 1)^{\frac{1}{2}} [(2 + f) M_p^2 - 1]^{\frac{1}{2}}} \quad (D3).$$

f ist die Zahl der inneren Freiheitsgrade und bei Argon gleich 3. Mit $M_p \rightarrow \infty$ geht v_1/a_1 gegen

$$\frac{f}{\sqrt{2 + f}} = 1,34.$$

Diese Tendenz spiegelt sich in den unteren Grenzmachzahlen der reflektierten Stösse wieder: Mit zunehmender Machzahl des primären Stosses, d.h. mit abnehmendem P_0 wächst bei eingefrorenem EPG auch M_R gegen 1,34 an.

Im Falle des LTE ist die Machzahl M_R des stehenden Stosses gleich der auf die "eingefrorene" Schallgeschwindigkeit

$$a_1 = \sqrt{\frac{5}{3} \frac{P_1}{P_1}} = \sqrt{\frac{(1 + \alpha_1) k T_1}{m_a}} \quad (D4)$$

des Gleichgewichtsplasmas hinter dem primären Stoss bezogenen Strömungsmachzahl M_1 . Für $M_1 = v_1/a_1$ gibt es bei hohen Machzahlen M_p des primären Stosses wegen der Ionisation keine analytische Beziehung wie Gl. (D3). Bei niedrigen Machzahlen nähern sich jedoch die Verhältnisse immer mehr dem EPG und damit dem Gültigkeitsbereich von Gl. (D3).

Die obere Grenzmachzahl $M_{R, o.Gr.}$ für einen reflektierten Stoss, hinter dem sich Gleichgewicht einstellt, ist gegeben durch

$$v_{equil} = 0 \quad (D5),$$

was der Reflexion an einer festen Wand entspricht. Dies ist jedoch gleichbedeutend mit

$$V_R = -u_{equil} \quad (D6)$$

und man erhält daher die oberen Grenzmachzahlen aus den Schnittpunkten der $(-V_R)$ -Geraden mit den entsprechenden (d.h. zu der jeweiligen Parameterkombination (T_0, p_0, M_p) gehörigen) u_{equil} -Kurven, die in Abb. D1 ebenfalls aufgetragen sind. Die resultierenden oberen Grenzmachzahlen $M_{R, o.Gr.}$ liegen für den betrachteten p_0 - bzw. M_p -Bereich sowohl für EPG als auch LTE teilweise erheblich unter dem Grenzwert

$$M_{R, o.Gr.} = \sqrt{2 + f} = 2.236$$

(vergl. /56/, S. 291) für eine an einer festen Wand reflektierte Stossfront in einem perfekten einatomigen Gas.

In den Diagrammen der Abb. D1 ist die Abhängigkeit der Grösse V_R von der Machzahl M_p des primären Stosses bzw. vom Ausgangsfülldruck p_0 für den Fall des LTE nicht ganz einfach zu übersehen. Gerade diese Abhängigkeit bestimmt aber wesentlich das Relaxationsverhalten der reflektierten Stosswelle, wie es sich z.B. in den Abbildungen E2 äussert. Deshalb wird $|V_R|$ in Abb. D2 für die beiden Fälle EPG und LTE als Funktion von M_p für jeweils konstante M_R dargestellt. Die Kurven zeigen für den Fall des EPG, dass mit fallendem M_p auch $|V_R|$ fällt, während für das LTE die Geschwindigkeit zunächst mit fallendem M_p steigt und dann erst abfällt. Dieses unterschiedliche Verhalten hat folgende Gründe:

Die Grösse V_R ist die Differenz von zwei wenig verschiedenen Grössen und daher sehr empfindlich gegen kleine relative Änderungen der Einzelterme. Wie man aus der Tabelle 3 der Vorlandwerte entnehmen kann, nimmt im Falle des EPG sowohl

$$a_1 = \sqrt{\frac{5}{3} \frac{kT_1}{m_a}} \quad (D7)$$

als auch die Strömungsgeschwindigkeit v_1 im Laborsystem mit wachsendem M_p zu. Der Betrag von $a_1 M_R$ ist oberhalb $M_{R,u.Gr.}$ grösser und wächst schneller mit M_p als der von v_1 , so dass auch der Betrag von V_R

$$|V_R| = |v_1 - a_1 M_R|$$

mit wachsendem M_p zunimmt.

Im Falle des LTE ist a_1 durch Gl. (D4) gegeben. T_1 ist wegen der Ionisationseffekte kleiner als im Falle ohne Ionisation. Die Wirkung von $(1 + \alpha_1)$ wird durch die stärkere Reduzierung von T_1 überkompensiert. Daher ist a_1 im Falle des LTE kleiner als im Falle des EPG. v_1 ist dagegen grösser (vergl. Tabelle 3), so dass der Betrag von V_R einen kleineren Wert hat als im Falle des EPG. Dies führt mit wachsendem M_p schliesslich sogar zu einer Abnahme von V_R .

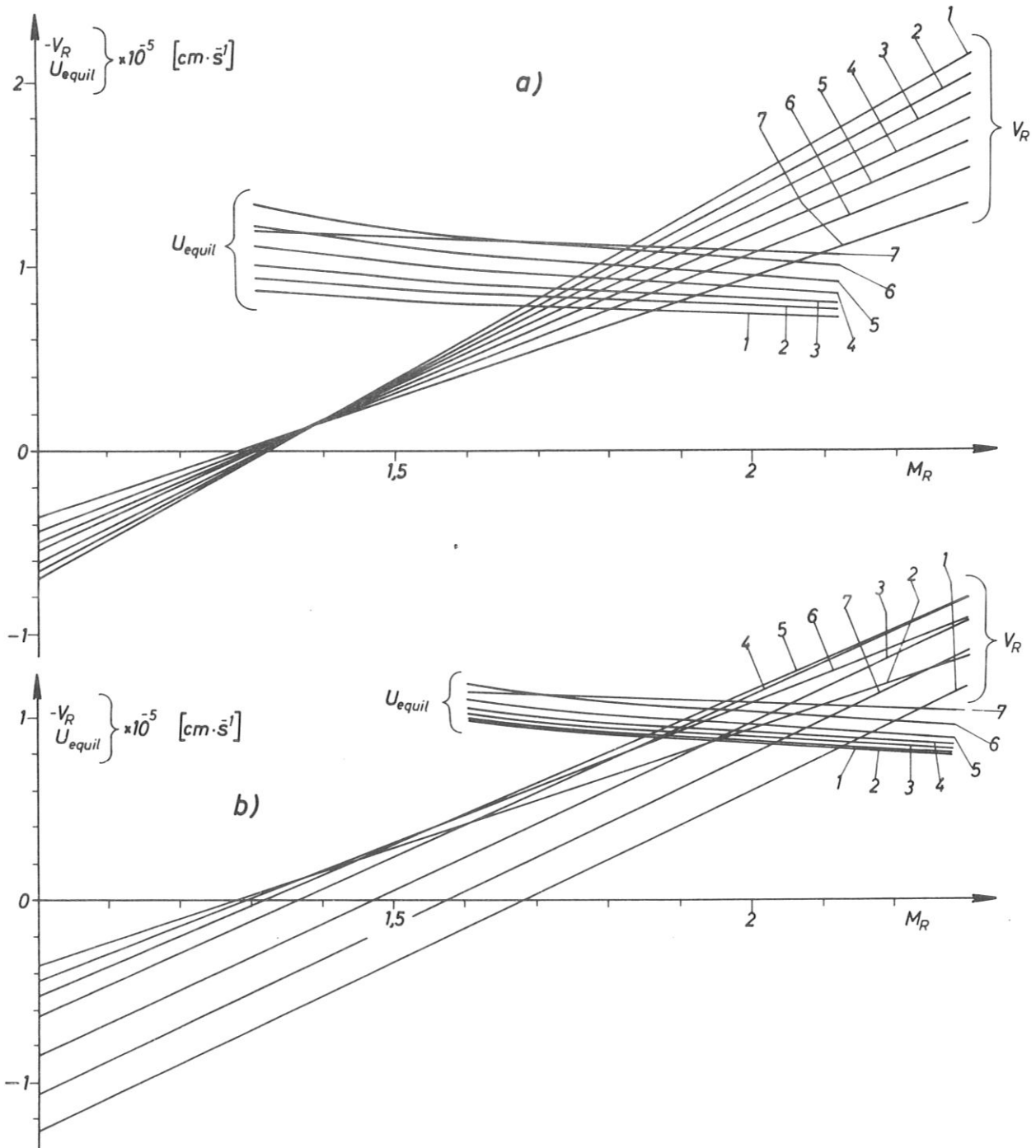


Abb.D1 Laborgeschwindigkeit V_R der reflektierten Stoßfront und Strömungsgeschwindigkeit u_{equil} im Gleichgewichtsgebiet hinter der reflektierten Stoßfront (im stoßfrontfesten System) als Funktionen der Stoßmachzahl M_R für verschiedene Parameterkombinationen (T_0 , p_0 , M_p) der primären Stoßwelle. Zustand im Vorland des reflektierten Stoßes: a) EPG, b) LTE. Parameterkombinationen: 1 bis 7: $T_0 = 296 \text{ } ^\circ\text{K}$

1	$p_0 = 0,5 \text{ Torr}$, $M_p = 12,1$	5	$p_0 = 10 \text{ Torr}$, $M_p = 9,6$
2	$p_0 = 1 \text{ Torr}$, $M_p = 11,4$	6	$p_0 = 20 \text{ Torr}$, $M_p = 8,4$
3	$p_0 = 2 \text{ Torr}$, $M_p = 10,8$	7	$p_0 = 20 \text{ Torr}$, $M_p = 7,2$
4	$p_0 = 5 \text{ Torr}$, $M_p = 10,0$		

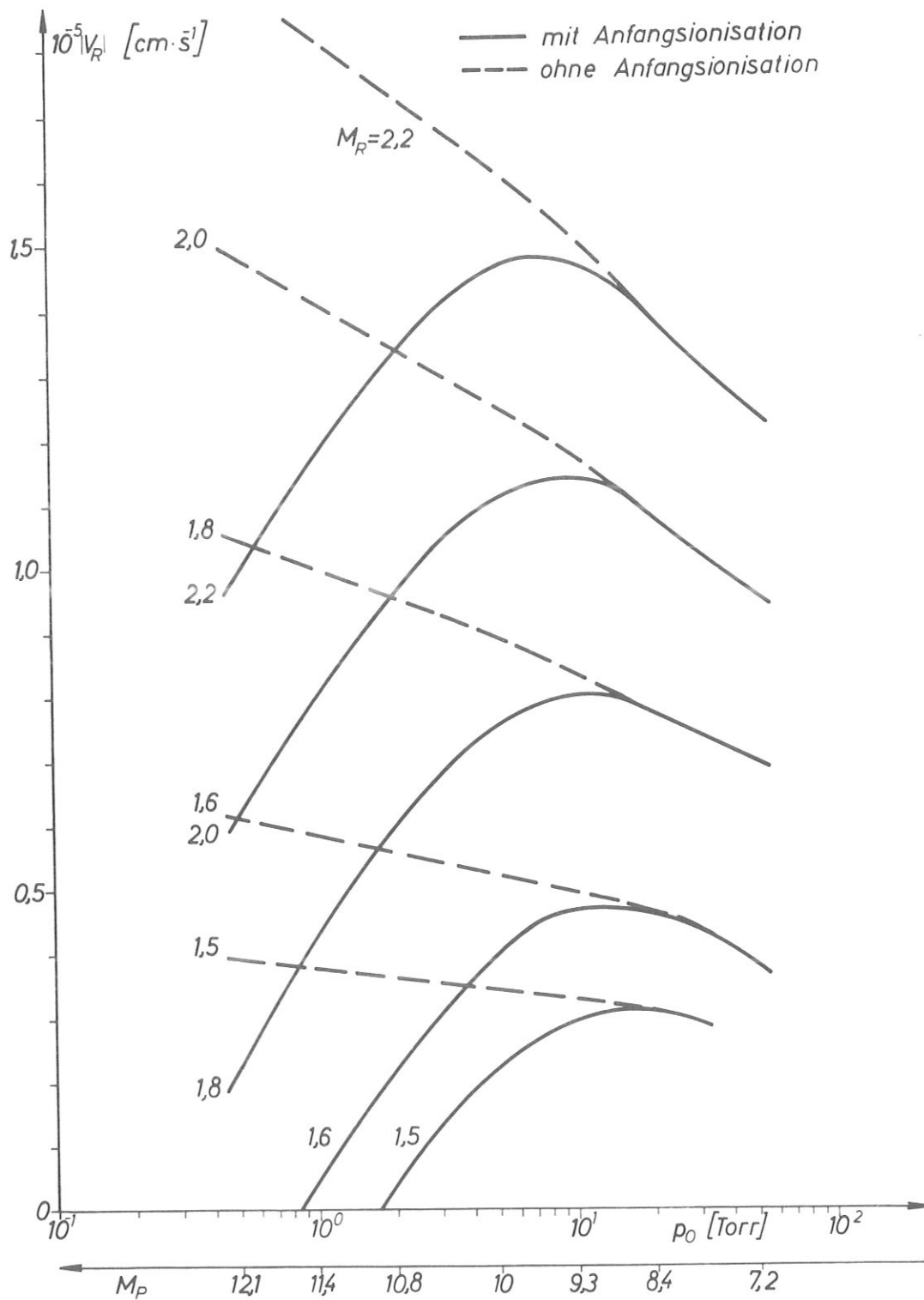


Abb. D2 Laborgeswindigkeit der reflektierten Stossfront als Funktion von p_0 bzw. M_p für verschiedene Machzahlen M_R des reflektierten Stosses.
 Gestrichelte Kurven: EPG } im Vorland des
 Ausgezogene Kurven: LTE } reflektierten Stosses

A N H A N G E

Die Abhängigkeit der Relaxationslängen und -zeiten hinter dem reflektierten Stoss von den Daten des primären Stosses.

In der Darstellung der Relaxationslängen und -zeiten über M_R mit M_p und p_o als Scharparameter in Abb. 15 bis 17 wird die Abhängigkeit der Grössen L_{Rel} , $\tau_{Rel,Lab}$, $\tau_{Rel,Part}$ von der Parameterkombination M_p , p_o und dem Zustand des Vorlandes teilweise nur sehr unübersichtlich wiedergegeben. Die Übersichtlichkeit wird jedoch erhöht, wenn man die Grössen L_{Rel} , $\tau_{Rel,Lab}$ und $\tau_{Rel,Part}$ über M_p bzw. p_o aufträgt. Wie man in den Abbildungen E1 bis E3 erkennt, zeigen L_{Rel} und $\tau_{Rel,Part}$ ein qualitativ ähnliches Verhalten:

Im Falle des EPG im Vorland haben die L_{Rel} und $\tau_{Rel,Part}$ -Kurven ausgeprägte Minima bei bestimmten Machzahlen M_p , während im Falle des LTE in dem von den Rechnungen überdeckten M_p -Bereich praktisch keine Minima auftreten. (Nur bei grossen M_R -Werten sind flache Minima angedeutet.)

Dagegen zeigen die $\tau_{Rel,Lab}$ -Kurven ein völlig anderes Bild. Hier treten auch im Falle des LTE Minima auf, die sogar noch stärker ausgeprägt sind als im Falle des EPG. Dies ist jedoch ein kinematisches Phänomen auf Grund der Beziehung

$$\tau_{Rel,Lab} = \frac{L_{Rel}}{|V_R|}$$

und kann mit der in Abb. D2 dargestellten Abhängigkeit der Laborgeschwindigkeit V_R von M_p erklärt werden.

Die typischen Verläufe von L_{Rel} und $\tau_{Rel,Part}$ in den beiden Fällen EPG und LTE können dagegen als "echte", d.h. durch den Reaktionsmechanismus (der Ionisation) bestimmte Relaxationsphänomene interpretiert werden. Die Interpretation kann anhand der Ratengleichungen für die Ionisationsprozesse, die für die jeweilige Situation wesentlich sind, gegeben werden. Da erst

bei dem Ionisationsgrad $\alpha_{\text{equil}}/\sqrt{2}$ die Rekombinationsvorgänge das Ionisationsverhalten wesentlich beeinträchtigen, können sie bei der Diskussion der Relaxationslängen und -zeiten gemäss deren üblicher Definition /29/ vernachlässigt werden.

Im Falle des EPG im Vorland ist unmittelbar hinter der reflektierten Stossfront die Atomstossionisation ratenbestimmend:

$$(\dot{n}_e)_a = \overrightarrow{k_{aa}}(T_g) \cdot n_a^2 \quad (\text{E1})$$

Da die Atomstoss-Ionisation erst relativ spät von der Elektronenstoss-Ionisation übertroffen wird, kann das gesamte Relaxationsverhalten in erster Näherung durch den Ablauf der Atomstoss-Ionisation erklärt werden: Der Ratenkoeffizient wächst gemäss Gl. (A5) mit der Gastemperatur stark an. T_g ist am Anfang des Relaxationsgebietes bei vorgegebenem M_R proportional zu T_1 . Das gleiche gilt für n_a bezüglich ξ_1 . Wegen $n_a = (\xi/m_a) \cdot (1-\alpha)$, $n_e = (\xi/m_a)\alpha$ und der vernachlässigbaren Änderungen von ξ und $(1-\alpha)$ gilt am Anfang des Relaxationsgebiets annähernd

$$\dot{\alpha}_a \sim \overrightarrow{k_{aa}}(M_R, T_1) \cdot \xi_1 \quad (\text{E2})$$

Die Machzahl M_p , welche T_1 und ξ_1 bestimmt, ist in den vorliegenden Rechnungen entsprechend den experimentellen Gegebenheiten (vergl. II.4) mit p_0 gekoppelt. Dabei wächst mit abnehmendem p_0 , d.h. zunehmendem M_p die Grösse T_1 , während ξ_1 stark abnimmt. Beide Tendenzen arbeiten in der Rate, die durch Gl. (E2) beschrieben wird, gegeneinander. Bei niedrigem M_p überkompensiert die Zunahme von T_1 mit wachsendem M_p die Abnahme von ξ_1 , so dass die Rate $\dot{\alpha}_a$ zunächst zunimmt. Bei weiterer Zunahme von M_p bekommt jedoch die Abnahme von ξ_1 grösseres Gewicht als die Zunahme von T_1 und α_1 nimmt (bei wachsendem α_{equil}) ab. Das Maximum von $\dot{\alpha}_a$ ist mit einem Minimum von L_{Rel} bzw. $\tau_{\text{Rel,Part}}$ bei einem bestimmten M_p verbunden. Dieses Minimum verschiebt sich mit wachsendem M_R und damit zunehmender Kompression und Aufheizung im sekundären Stoss zu abnehmendem M_p hin.

Befindet sich das Vorland des sekundären Stosses im thermischen Gleichgewicht (LTE), und ist die primäre Stossmachzahl noch nie-

drig, so wird das Ionisationsverhalten nach wie vor durch Atom-Atom-Stösse bestimmt. Dies ist daran erkennbar, dass die entsprechenden Kurven von L_{Rel} bzw. $\tau_{\text{Rel,Part}}$ für beide Grenzfälle bei niedrigen M_p -Werten ineinander übergehen (Abb. E1, E3). Dagegen wird bei höheren M_p -Werten, bei denen die Ionisation hinter dem primären Stoss sehr hoch ist, die Ionisationsrate hinter dem reflektierten Stoss hauptsächlich durch Elektron-Atom-Stösse bestimmt. Dies äussert sich darin, dass die L_{Rel} - und $\tau_{\text{Rel,Part}}$ -Kurven für ein gegebenes M_R bei LTE im Vorland erheblich tiefer liegen als die entsprechenden Kurven im Falle des EPG.

Wiederum soll nur die Rate für die Hinreaktion betrachtet werden. Sie lautet:

$$(\dot{n}_e)_e = \overrightarrow{k_{ea}(T_e)} \cdot n_e n_a \quad (\text{E3})$$

Der Ratenkoeffizient wächst gemäss Gl. (A5) mit T_e . T_e ist am Anfang des Relaxationsgebiets durch T_1 gegeben. Ansonsten folgt analog wie bei der vorhergehenden Betrachtung näherungsweise:

$$\dot{\alpha}_e \approx \overrightarrow{k_{ea}(T_1)} \cdot \alpha_1(T_1) \cdot \varphi_1 \quad (\text{E4})$$

Die Variation von M_p über P_0 hat bei zunehmendem M_p eine Abnahme von φ_1 , jedoch eine starke Zunahme von $\overrightarrow{k_{ea}(T_1)}$ und $\alpha_1(T_1)$ zur Folge. Diese Zunahme ist wegen der starken Temperaturabhängigkeit von $\overrightarrow{k_{ea}(T_1)}$ und $\alpha_1(T_1)$ viel stärker als die Abnahme von φ_1 , so dass die Ionisationsrate monoton zunimmt. Die Relaxationszeit nimmt daher mit zunehmendem M_p ab.

Abb. E1 bis E3: Relaxationsverhalten hinter reflektierten Stossfronten als Funktionen von p_0 bzw. M_p für verschiedene Stossmachzahlen M_R . $T_0 = 296 \text{ }^\circ\text{K}$. Zustand im Vorland der reflektierten Stosswelle: a) EPG, b) LTE

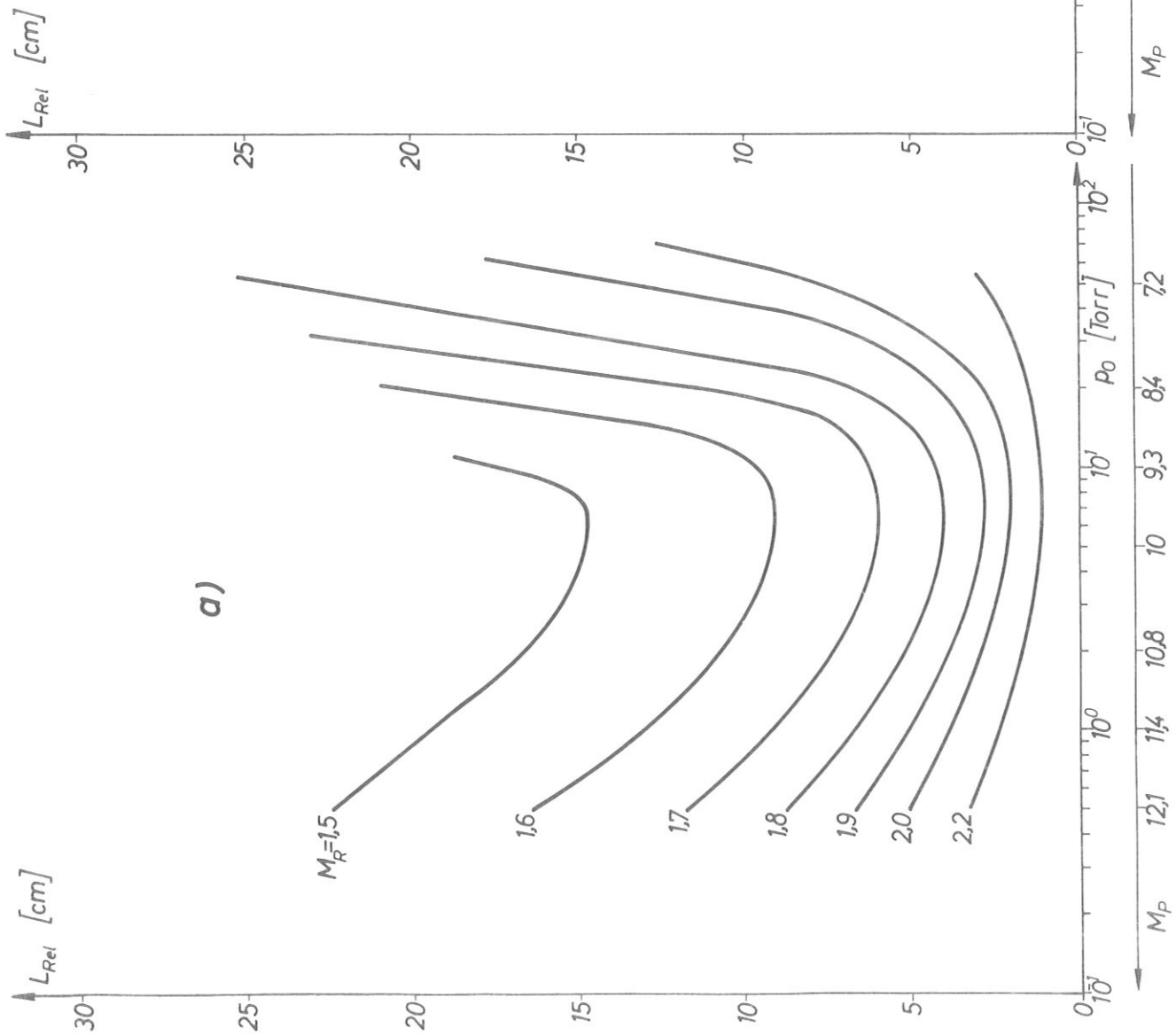


Abb.E1 Relaxationslängen L_{Rel}

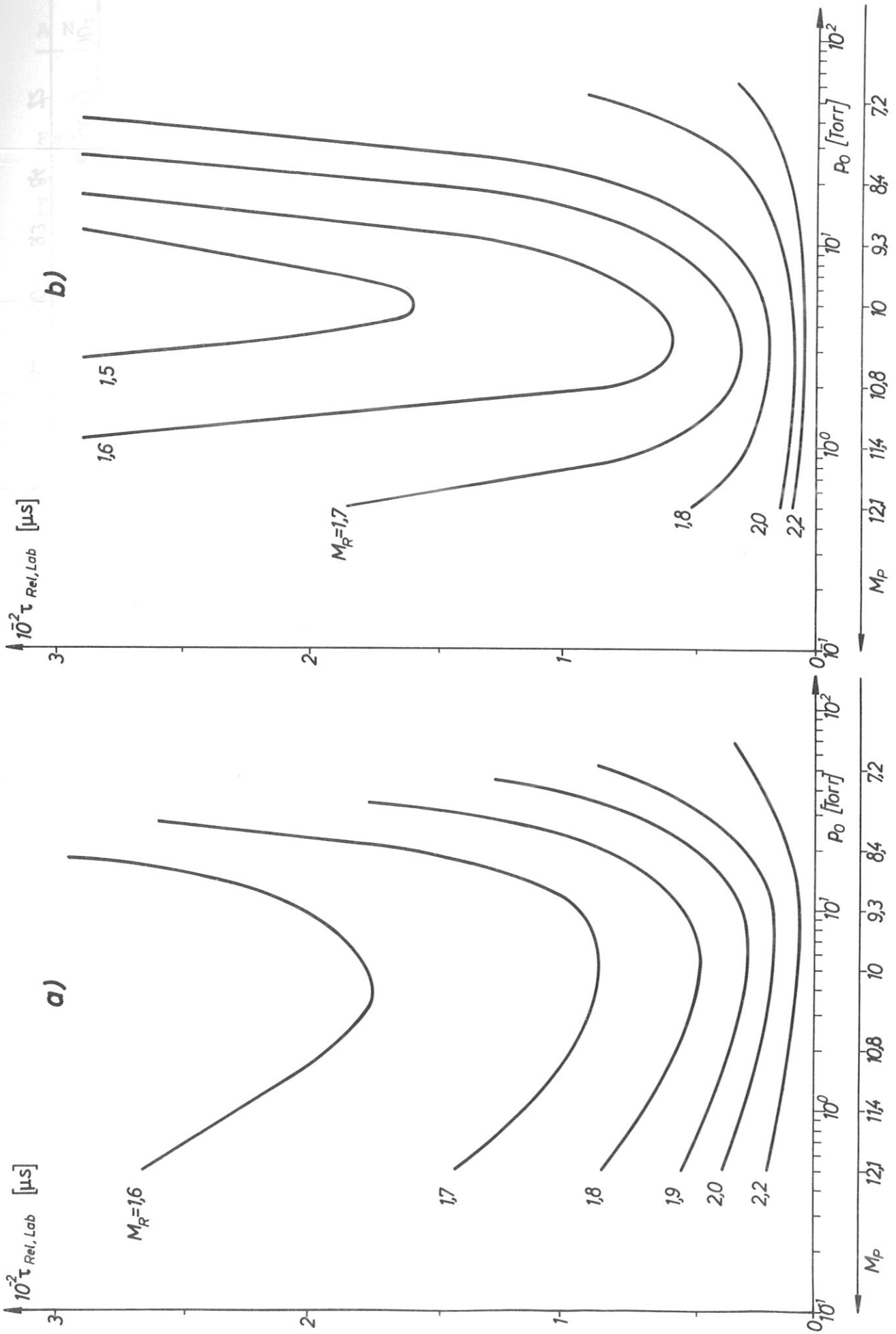


Abb.E2 Relaxationszeiten $\tau_{Rel, Lab}$ im Laborsystem

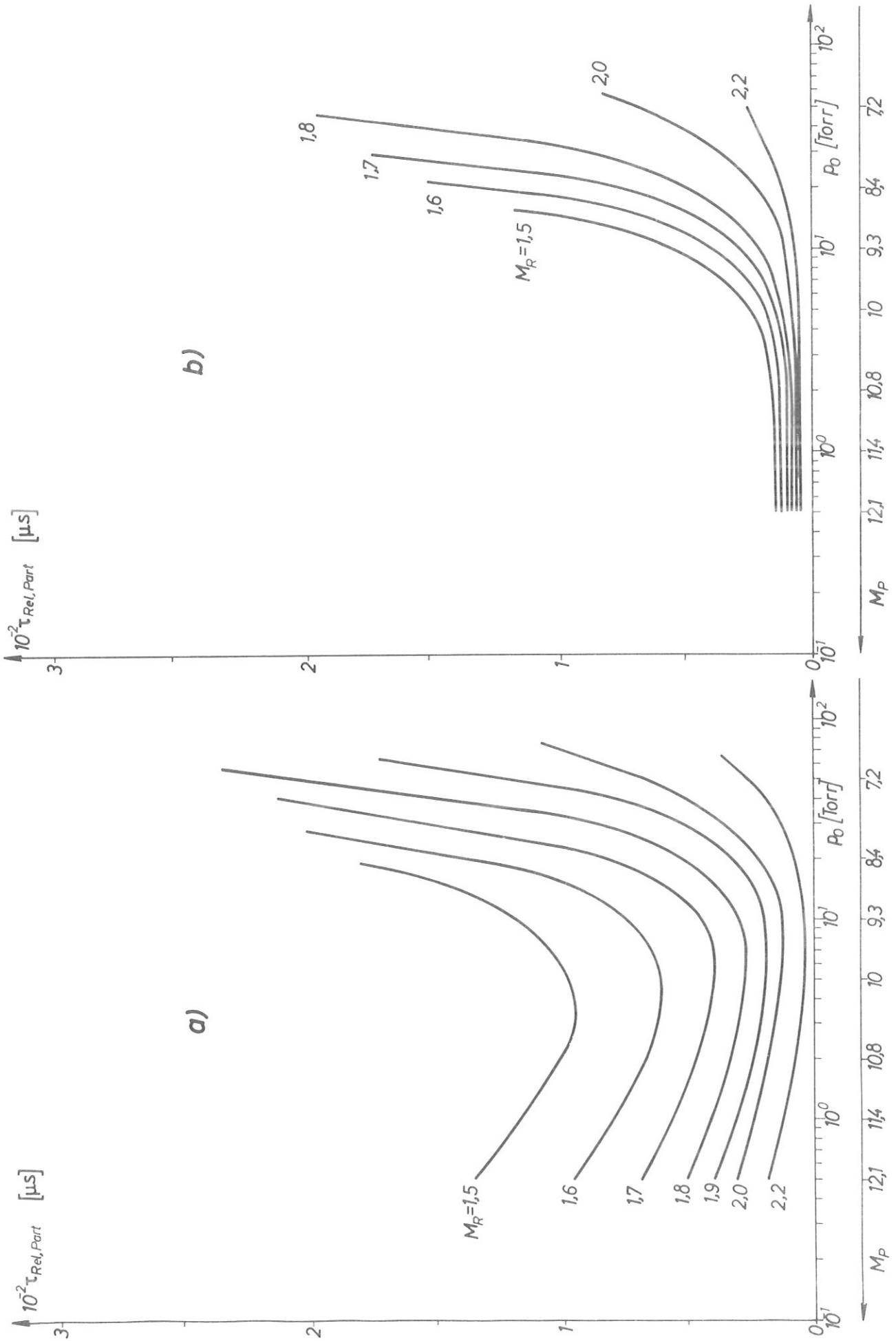


Abb.E3 Relaxationszeiten $\tau_{Rel,Part}$ im Partikelsystem

A N H A N G F

Fehlerabschätzung bei den Dichtemessungen

F.1) 2-Wellenlängen-Interferometrie

Die Änderungen $\Delta \varrho$ und Δn_e der Massen- bzw. Elektronendichten (ausgehend von bestimmten Bezugswerten, z.B. $\varrho = \varrho_0$, $n_e = n_{e0} = 0$) haben eine Verschiebung der Interferenzstreifen aus ihrer Ausgangslage zur Folge. Werden vom gleichen Vorgang 2 Interferogramme mit jeweils verschiedener Wellenlänge λ_1 bzw. λ_2 aufgenommen, so gilt für die auf den Streifenabstand bezogenen Streifenverschiebungen

$$S_1 = c_{a1} \Delta \varrho + c_{e1} \Delta n_e \quad (\lambda = \lambda_1) \quad (F1)$$

$$S_2 = c_{a2} \Delta \varrho + c_{e2} \Delta n_e \quad (\lambda = \lambda_2) \quad (F2)$$

worin $c_{a1} = \frac{eK_{a1}}{\lambda_1}$, $c_{a2} = \frac{eK_{a2}}{\lambda_2}$, $c_{e1} = \frac{eK_{e1}}{\lambda_1}$, $c_{e2} = \frac{eK_{e2}}{\lambda_2}$ (vergl. Abschn. III.2.1) ist und die Koeffizienten K_a durch Gl. (III.2/5), die Koeffizienten K_e durch Gl. (III.2/9) gegeben sind. Aus (F1) und (F2) folgt:

$$\Delta \varrho = \frac{c_{e2} S_1 - c_{e1} S_2}{c} \quad (F3)$$

$$\Delta n_e = \frac{-c_{a2} S_1 + c_{a1} S_2}{c} \quad (F4)$$

mit
$$c = c_{a1} c_{e2} - c_{a2} c_{e1} \quad (F5)$$

Die Messungenauigkeit Δs_1 bzw. Δs_2 bei der Ermittlung der Streifenverschiebungen hat Fehler in $\Delta \varrho$ und Δn_e zur Folge. Es gilt:

$$\Delta(\Delta g) = \pm \frac{1}{C} (c_{e2} \Delta s_1 - c_{e1} \Delta s_2) \quad (\text{F6})$$

$$\Delta(\Delta n_e) = \pm \frac{1}{C} (-c_{a2} \Delta s_1 + c_{a1} \Delta s_2) \quad (\text{F7})$$

Der ungünstigste Fall ist gegeben, wenn sich die Wirkungen von Δs_1 und Δs_2 addieren. Wenn man Δs_1 und Δs_2 ausserdem als gleich gross ansieht, ist

$$\Delta(\Delta g) = \pm \frac{|c_{e2}| + |c_{e1}|}{C} \cdot |\Delta s| \quad (\text{F8})$$

$$\Delta(\Delta n_e) = \pm \frac{|c_{a1}| + |c_{a2}|}{C} \cdot |\Delta s| \quad (\text{F9})$$

Für den relativen Grösstfehler gilt:

$$\frac{\Delta(\Delta g)}{\Delta g} = \pm \frac{|c_{e2}| + |c_{e1}|}{C \cdot \Delta g} \cdot |\Delta s| \quad (\text{F10})$$

$$\frac{\Delta(\Delta n_e)}{\Delta n_e} = \pm \frac{|c_{a1}| + |c_{a2}|}{C \cdot \Delta n_e} \cdot |\Delta s| \quad (\text{F11})$$

Vernachlässigt man die geringe Abhängigkeit der Grössen K_a von λ , d.h., setzt man $K_a = \frac{1}{S_N} \cdot A_a$ (vergl. Abschn. II.2.1), so gilt:

$$|c_{a1}| = \left| \frac{A_a \ell}{S_N \cdot \lambda_1} \right|; |c_{a2}| = \left| \frac{A_a \ell}{S_N \cdot \lambda_2} \right| \quad (\text{F12})$$

$$|c_{e1}| = \left| K_e' \lambda_1 \ell \right|; |c_{e2}| = \left| K_e' \lambda_2 \ell \right| \quad (\text{F13})$$

Damit und mit den Gleichungen (F3), (F4), (F5) folgt:

$$\frac{\Delta(\Delta g)}{\Delta g} = \pm \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{|\lambda_2 s_1 - \lambda_1 s_2|} \cdot |\Delta s| \quad (\text{F14})$$

$$\frac{\Delta(\Delta n_e)}{\Delta n_e} = \pm \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{|\lambda_2 s_2 - \lambda_1 s_1|} \cdot |\Delta s| \quad (\text{F15})$$

Die in den vorliegenden Experimenten benutzten Wellenlängen waren

$$\lambda_1 = 4846 \text{ \AA} \quad \text{und} \quad 6465 \text{ \AA}.$$

Für diese Wellenlängen werden die relativen Grösstfehler an den 2 charakteristischen Stellen der reflektierten Stossfront, nämlich an der Stossfront und am Ende des Relaxationsgebietes abgeschätzt und in Tabelle F1 zusammengestellt. Die zwei Werte von Δs , die in der Tabelle angegeben sind, entsprechen geschätzten grössten und kleinsten Messfehlern bei der Bestimmung von s_1 und s_2 .

Ort in der reflekt. Stoss-welle	s_1 -Mess-werte	s_2 -Mess-werte	$\pm \Delta s $	$\frac{\Delta(\Delta s)}{\Delta s} \approx \frac{\Delta s}{s}$	$\frac{\Delta(\Delta n_e)}{\Delta n_e} = \frac{\Delta n_e}{n_e}$
Reflekt. Stoss-front	1,4	1,0	$\pm 0,05$	$\pm 0,14$	$\pm 1,5$
			$\pm 0,02$	$\pm 0,05$	$\pm 0,6$
Ende des Relaxat.-Gebiets	1,4	0,4	$\pm 0,05$	$\pm 0,08$	$\pm 0,13$
			$\pm 0,02$	$\pm 0,03$	$\pm 0,05$

Tabelle F1

F.2) Spektroskopische Messungen

Die Beziehung (III.3/1) in Abschnitt III.3.1 wird benutzt, um aus gemessenen Kontinuumsintensitäten unter Annahme von Strahlung aus optisch dünner Schicht und Vorgabe eines Näherungswertes der Elektronentemperatur $T_e - n_e$ zu ermitteln:

$$n_e = \sqrt{\frac{1}{D} \cdot \frac{\epsilon_v \cdot T_e^{\frac{1}{2}}}{s}} \quad (\text{F16})$$

Für \mathcal{Y} wird bei den benutzten Wellenlängen ein theoretischer Wert nach /57/ benutzt. Wie bei /49b/ gezeigt wird, haben andere Autoren, z.B. /52/, davon verschiedene \mathcal{Y} -Verläufe berechnet, so dass die Resultate mit einer theoretischen Unsicherheit $\Delta\mathcal{Y}$ behaftet sind. Dazu kommt noch die Unsicherheit, die durch die Verwendung eines Näherungswertes für T_e gegeben ist, und vor allem jedoch die Unsicherheit für ϵ_ν , die durch Mess- und Eichfehler verursacht wird. Für den relativen Grösstfehler des Ergebnisses ergibt sich aus (F16):

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \pm \left[\frac{1}{2} \left| \frac{\Delta \epsilon_\nu}{\epsilon_\nu} \right| + \frac{1}{4} \left| \frac{\Delta T_e}{T_e} \right| + \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta \mathcal{Y}}{\mathcal{Y}} \right| \right] \quad (\text{F17})$$

Der Fehler $\Delta \epsilon_\nu / \epsilon_\nu$ sollte selbst bei vorsichtiger Schätzung $\pm 20\%$ nicht übersteigen, der Fehler $\Delta T_e / T_e$ beträgt maximal $\pm 10\%$. Die theoretische Unsicherheit von \mathcal{Y} beträgt für die Wellenlänge $\lambda = 5390 \text{ \AA}$ etwa $\pm 5\%$. Dies ergibt zusammengenommen einen relativen Grösstfehler des Resultats für n_e von

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \pm (0,10 + 0,025 + 0,025) = \pm 15\%$$

Diese Fehlergrenzen entsprechen einer sehr vorsichtigen Schätzung des Messfehlers, der in Wirklichkeit, wie die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zeigt, offenbar erheblich geringer ist.