

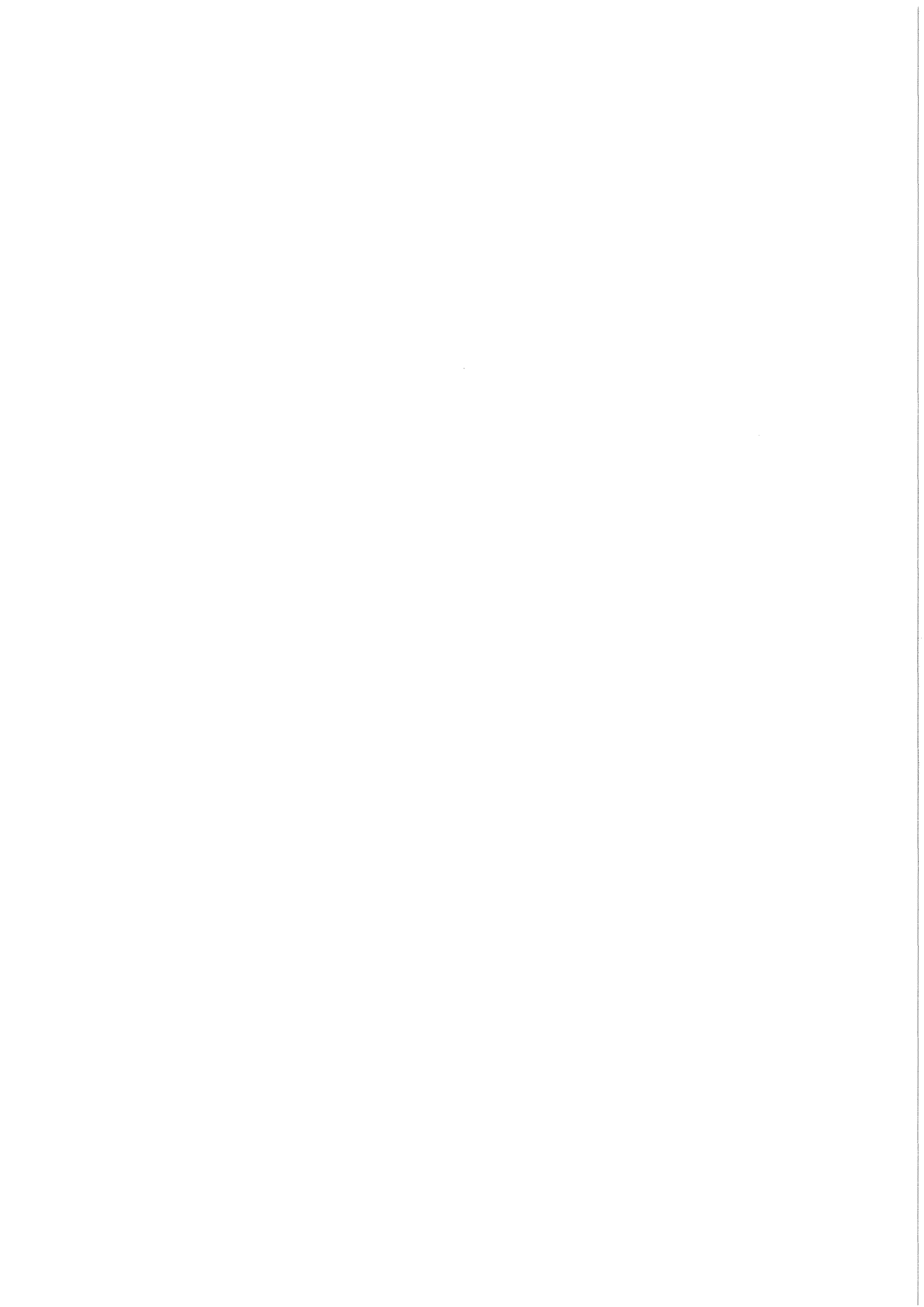
KfK 3349

Mai 1982

Aufbau und Erprobung eines Cs-Gasstrahltargets zur Umwandlung beschleunigter Wasserstoffcluster in H^- -Ionen für Fusionsexperimente

A. Athanasiou, O. F. Hagen
Institut für Kernverfahrenstechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernverfahrenstechnik

KfK 3349

AUFBAU UND ERPROBUNG EINES Cs-GASSTRAHLTARGETS ZUR UMWANDLUNG
BESCHLEUNIGTER WASSERSTOFFCLUSTER IN H^- -IONEN FÜR FUSIONSEXPERIMENTE

A. Athanasiou⁺), O.F. Hagen

+) von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (T.H.)
genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Die für Fusionsexperimente benötigten Strahlen negativer Wasserstoffionen lassen sich durch Umladung beschleunigter Wasserstoffcluster in einem Cäsium-Gasstrahltarget erzeugen, das als Überschallströmung durch Expansion des Cäsiums aus einer schlitzförmigen Düse gewonnen wird.

Die Versuche unter Verwendung einer Überschalldüse (konvergent - divergenter Strömungskanal) und einer gekühlten Abschälblende zeigten, daß wegen des gegenüber einfachen Düsen (konvergenter Strömungskanal) etwa 3,5 mal größeren Strahl-Abschälverhältnisses von 60 % die erforderliche Targetdicke von $2\text{-}3\cdot 10^{15}$ Cs-Atome pro cm^2 bei vergleichsweise niedrigen Werten von Druck (5-10 mbar) und Temperatur (650-700 K) des Cäsiums vor der Expansion erzielt werden kann. Die Ausströmung an Cs aus der Umladungszone in Richtung des Clusterstrahles entspricht etwa dem Dampfdruck bei Zimmertemperatur.

Die bestehenden Möglichkeiten für eine weitere Verbesserung der Eigenschaften des Gasstrahltargets, insbesondere weitere Absenkung der Cs-Verluste und Erhöhung der Machzahl der Überschallströmung, werden diskutiert.

Design and Test of a Cesium Jettarget for Transforming Accelerated Hydrogen Clusters into H^- -Ions for Fusion Experiments

Abstract

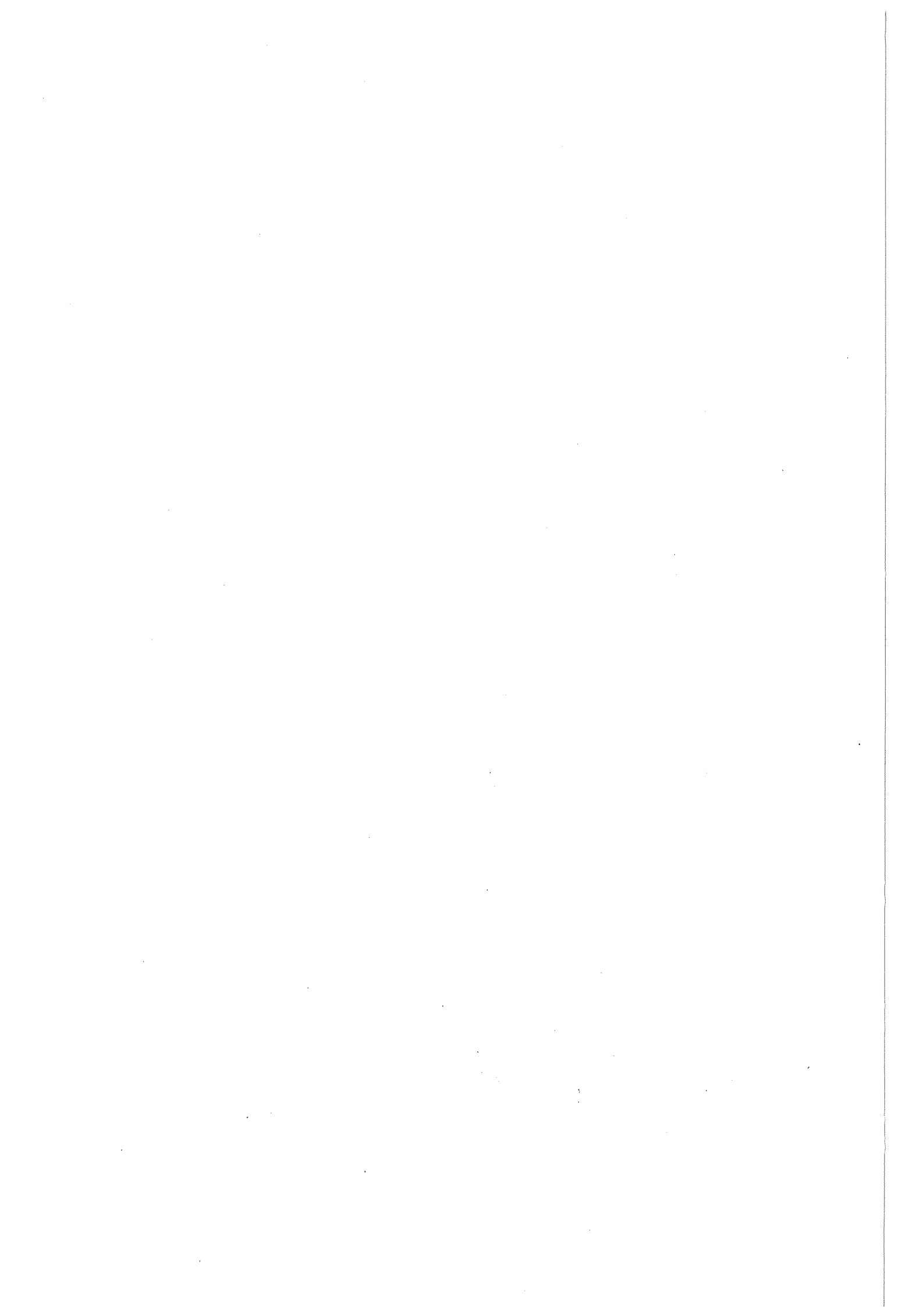
Beams of negative hydrogen ions as required for fusion experiments can be produced by charge-exchange of accelerated hydrogen clusters in a cesium jettarget. The jettarget is obtained from a supersonic flowfield of cesium expanding out of a slit nozzle.

Experiments using a supersonic nozzle (converging - diverging flowchannel) and a cooled skimmer resulted in a jettarget which contained about 60 % of the total nozzle flux. This high gas efficiency exceeds the results for a simple converging nozzle by a factor of 3,5 and allows to produce the necessary target thickness of $2\text{-}3\cdot 10^{15}$ Cs atoms per cm^2 with comparatively low values of source pressure (5-10 mbar) and temperature (650-700 K). Cs losses in the direction of the cluster beam correspond to the Cs vapour pressure at room temperature.

The prospects for further improvements of the present design with respect to jet Mach number and lower Cs losses are discussed.

Inhaltsverzeichnis:

Liste der benutzten Bezeichnungen	3
EINLEITUNG	5
1. ANFORDERUNGEN AN DAS C _s -GASSTRAHLTARGET	8
1.1 Targetgeometrie und Targetdicke	8
1.2 Minimierung der Cäsiumverluste	9
1.3 Erzeugung der Überschallströmung	12
2. ANLAGENBESCHREIBUNG	19
2.1 Strahlerzeugungssystem und Cs-Kreislauf	20
2.2 Heiz- und Kühlsystem	28
2.3 Sicherheitsmaßnahmen	35
3. MESSVERFAHREN ZUR UNTERSUCHUNG DER CÄSIUMSTRÖMUNG	37
3.1 Messung des Düsendurchsatzes und des Abschälverhältnisses	37
3.2 Messung des Strahlprofils	39
3.3 Messung der Cäsiumverluste	43
4. ERGEBNIS DER VERSUCHE UND DISKUSSION	46
4.1 Strömungsfeld der Überschalldüse	46
4.2 Strahlprofil und Targetdicke	52
4.3 Cäsiumverluste	55
5. LITERATURVERZEICHNIS	63



Liste der benutzten Bezeichnungen

A	cm^2	Fläche
b	cm	Breite
c	$\text{J g}^{-1}\text{K}^{-1}$	spez. Wärme
h	cm	Höhe
I_{el}	A	elek. Strom
i	J g^{-1}	Enthalpie
J	Atome s^{-1}	Teilchenstrom
j	Atome $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	Teilchenstromdichte
Kn	-	Knudsen-Zahl
l	cm	Länge
M	-	Mach-Zahl
m	g	Masse
\dot{m}	g s^{-1}	Massenstrom
n	Atome cm^{-3}	Teilchendichte
p	mbar	Druck ($1 \text{ mbar} = 10^2 \text{ N m}^{-2}$)
\dot{Q}	W	Wärmestrom
\dot{q}	W cm^{-2}	Wärmestromdichte
R	cm	Radius
r	J g^{-1}	Cs-Verdampfungswärme
T	K	Temperatur ($\frac{T}{\text{K}} = 273,15 + \frac{T}{\text{°C}}$)
dT/dt	K s^{-1}	Aufheizrate
t	s	Zeit
V	cm^3	Volumen
\dot{V}	$\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Volumenstrom
\bar{v}	cm s^{-1}	mittl. therm. Geschwindigkeit

w_{∞}	cm s^{-1}	Grenzgeschwindigkeit
x	cm	Koordinate
z	cm	Koordinate
α, ϕ	o	Winkel
θ	-	Abschälverhältnis
ΔT	K	Temperatur-Differenz
δT	K	Temperatur-Differenz
λ	cm	mittlere freie Weglänge
ρ	g cm^{-3}	Dichte

Indizes:

A	=	Abschäler
D	=	Düse
K	=	Kollektor
o	=	Ausgangswerte
t	=	Target

Abkürzungen:

K_i	=	Kühlkreis ($i = 1, 2, 3, \dots, n$)
p_i	=	Druck
T_i	=	Thermoelement
V_i	=	Ventil

Konstanten:

e	=	$1,602 \cdot 10^{-19}$	C_b	=	elektrische Elementarladung
k	=	$1,38 \cdot 10^{-23}$	J K^{-1}	=	Boltzmann-Konstante

EINLEITUNG

Nach heutigen Vorstellungen über zukünftige Großanlagen zur kontrollierten Kernfusion ist zur Aufheizung des Plasmas mittels Neutralinjektion die Bereitstellung stromstarker Wasserstoffstrahlen mit Energien oberhalb 150 keV/Atom erwünscht. In diesem Bereich lassen sich Neutralstrahlen vorzugsweise durch Neutralisierung entsprechender Strahlen negativer Ionen gewinnen, die Neutralisierungsgrade von oberhalb 60 % erlauben /1,2/.

Zur Erzeugung solcher negativer Wasserstoffionen wird überwiegend die Umladung niederenergetischer positiver Ionen in einem Alkali-Gastarget benutzt /1/. Mit Cäsium und Ionenenergien unter 500 eV ist dabei der Umladungswirkungsgrad mit über 30 % am höchsten. Die raumladungsbedingten Schwierigkeiten der Erzeugung stromstarker Ionenstrahlen in diesem Energiebereich haben in der Praxis jedoch dazu geführt, daß überwiegend mit Ionenenergien um 10 keV gearbeitet wird, für die dann Natrium mit etwa 10 % den höchsten Umladungswirkungsgrad besitzt. Bei vorgegebenem Strom negativer Ionen bedeutet dies allerdings, daß gegenüber Cäsium als Targetgas der Gasanfall in der Umladungszone um den Faktor 4, die ungenutzte Leistung des positiven Ionenstrahles sogar um den Faktor 80 höher liegen. Dies führt zu entsprechenden Erschwernissen bei der Auslegung der Umladungszone und der nachfolgenden Beschleunigungsstrecke für die negativen Ionen. Um daher die Vorteile des Cäsiums nutzen zu können, wurde vorgeschlagen, das Raumladungsproblem durch die Verwendung beschleunigter Wasserstoffcluster statt positiver Atomionen zu umgehen /2/.

Nach entsprechenden Vorversuchen, die die Bildung negativer Ionen aus beschleunigten Wasserstoffclustern bestätigten /3/, ist nun im IKVT eine Versuchsanlage im Bau, die mit der Clustermethode und einem Cäsiumtarget einen Strom von 1 A negativer Ionen liefern soll. Statt durch eine einfache Gaszelle muß dabei das Umladungstarget durch einen quer zum Clusterstrahl gerichteten Gasstrahl realisiert werden, weil sonst bei den erforderlichen Strahlquerschnitten und Targetdicken die Verluste an Cäsium aus den Ein- und Austrittsöffnungen der Umladungszone heraus zu groß werden.

Unabhängig von diesem speziellen Verwendungszweck ist die Erzeugung eines solchen Alkali-Gasstrahltargets auch für andere Anwendungen von Interesse. So wird z. B. Cäsium für die spätere Neutralisation der negativen Ionen diskutiert /4/, und ein Na-Gasstrahltarget wird für diagnostische Zwecke am CERN-Beschleuniger eingesetzt /5/. Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es daher, im Rahmen der Bereitstellung eines für das Karlsruher Clusterexperiment einsetzbaren Gasstrahltargets die Probleme der Erzeugung von Alkaligasströmungen zu untersuchen und Lösungsmöglichkeiten für die interessierenden Bereiche von Targetdicke und Strahlapertur aufzuzeigen. Dabei kam es insbesondere auf die Minimierung sowohl des zirkulierenden Cs-Massenstromes als auch der Verluste an Cäsium aus der Umladungszone heraus an.

Ausgangspunkt bei der gewählten Konstruktion des Gasstrahltargets war, daß es sich bei dem Gasstrahl bei der geforderten Targetdicke, bestimmt durch Teilchendichte und Breite der Umladungszone, um eine Strömung im Übergangsbereich zwischen stoßfreier Molekularströmung und stoßbehafteter gasdynamischer Strömung handelt. In diesem Bereich läßt sich ein räumlich möglichst konzentrierter Gasstrahl nur als Überschallstrahl hoher Machzahl und damit kleiner Querkomponente der Teilchengeschwindigkeit verwirklichen. Zur Erzeugung des Überschallstrahles wurde, analog zur Erzeugung intensiver Molekularstrahlen /6/, der Kern einer aus einer schlitzförmigen Düse ins Vakuum expandierenden Überschallströmung mittels eines Abschälers möglichst störungsfrei ausgeblendet und so als scharf begrenzter Strahl in die Umladungszone überführt. Durch Verwendung einer konvergent-divergenten Überschalldüse und eines den gasdynamischen Erfordernissen entsprechenden Abschälers konnte ein wesentlich größerer Teil der Überschallströmung für das Strahltarget genutzt werden, als es mit einer nur konvergenten schlitzförmigen Düse bisher möglich war. Das Abschälverhältnis lag zwischen 57 und 65 % und war bei sonst vergleichbaren Verhältnissen um einen Faktor drei größer als bei der konvergenten Düse. Die Cs-Verluste aus der Umladungszone heraus konnten bei eingeschaltetem Cs-Strahl auf einen Wert verringert werden, der einer Teilchenstromdichte in der Austrittsöffnung der Umladungszone von $4 \cdot 10^{14}$ Atome $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ entspricht. Dies ist die Intensität, die zum Cs-Dampfdruck bei 300 K gehört.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich im ersten Abschnitt mit den Kenndaten der erforderlichen Überschallströmung und den daraus abgeleiteten Werten von Druck, Temperatur und Geometrie des Strahlerzeugungssystems. Im zweiten Abschnitt werden Aufbau und Betrieb der Apparatur zur Erzeugung des Cäsium-Gasstrahltargets beschrieben und im dritten Abschnitt werden die eingesetzten Meßgeräte und Auswerteverfahren vorgestellt. Im abschließenden vierten Abschnitt werden die Versuchsergebnisse in den Teilbereichen Strömungsfeld der Überschalldüse, Strahlprofil und Cäsiumverluste vorgestellt und diskutiert, wobei insbesondere aus den Ergebnissen über die Cäsiumverluste Vorschläge für eine weitere Verringerung dieser Verluste abgeleitet werden.

1. ANFORDERUNGEN AN DAS Cs-GASSTRAHLTARGET

1.1 Targetgeometrie und Targetdicke

Die für die Auslegung des Cs-Gasstrahltargets wesentlichen Größen sollen an Hand der Abb. 1 erläutert werden. Sie zeigt schematisch den umzuladenden Wasserstoffstrahl und senkrecht dazu den Cs-Gasstrahl, der das Umladungstarget darstellt. Der - hier durch eine kreisförmige Eintrittsblende festgelegte - Strahlquerschnitt des Wasserstoffstrahles A_E bestimmt die Längsausdehnung l_t des Cs-Strahles, die zur Ausleuchtung des Wasserstoffstrahles notwendig ist. Die Querausdehnung b_t sollte im Interesse eines möglichst gut lokalisierten Entstehungsgebietes der H^- -Ionen klein sein. Wegen der aus der Physik der H^- -Bildung sich ergebenden Forderung einer bestimmten Targetdicke $n_t b_t$ würde ein kleines b_t allerdings eine größere Teilchendichte n_t erfordern. Auch die Probleme der Erzeugung des Strahltargets sprechen für eine kleinere Dichte und damit größere Länge b_t . Allerdings sollte b_t nicht größer als die Höhe h_t des Umladungsgebietes sein, die wieder durch den Strahlquerschnitt A_E des Umladungsgebietes sein, die wieder durch den Strahlquerschnitt A_E

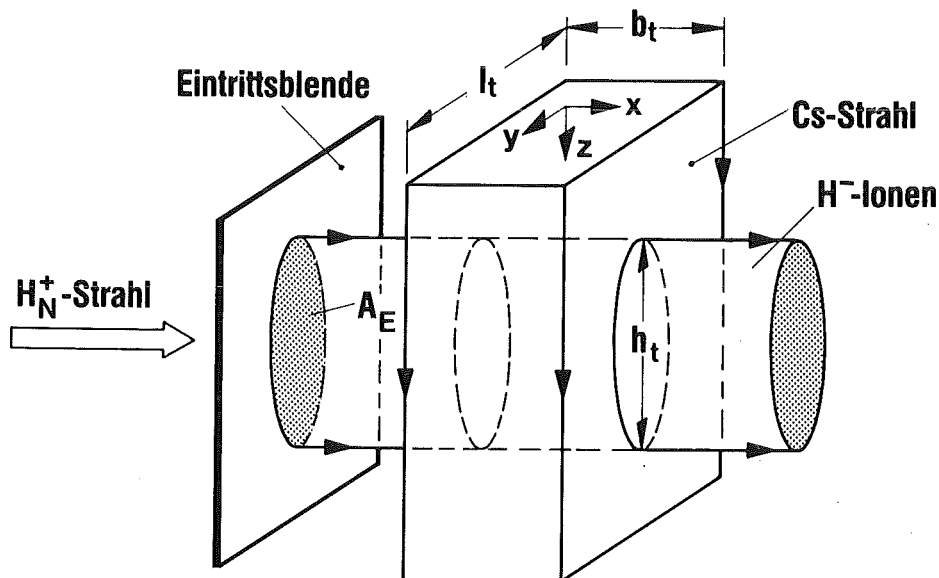


Abb. 1: Cäsium-Gasstrahltarget zur Umladung eines Wasserstoffstrahles, schematisch.

festgelegt ist. Für diese Arbeit wurde entsprechend den Leistungsdaten des den Wasserstoffstrahl liefernden Clusterionenbeschleunigers /7/ und dem angestrebten H^- -Strom von etwa einem Ampere ein Eintrittsquerschnitt A_E mit 5 cm Durchmesser gewählt.

Die zur Bildung der negativen Wasserstoffionen erforderliche Targetdicke $n_t \cdot b_t$ hängt von der Art der Primärteilchen ab. Für H^+ -Ionen beträgt sie $1 \cdot 10^{15}$ Cs-Atome cm^{-2} , für H_2^+ -Ionen ist sie etwa 5÷10 mal höher /1/. Bei Verwendung der hier interessierenden beschleunigten Wasserstoffcluster $(H_2)_N$ sind die wesentlichen Prozesse die Stöße des Cs mit H_2 -Molekülen. Hierfür hat Henkes /8/ aus einer Analyse der dazu vorliegenden Experimente /3/ abgeschätzt, daß die Targetdicke nur etwa um den Faktor 1,2÷1,9 über dem für H^+ erforderlichen Wert liegen dürfte. Als Auslegungspunkt für die Targetdicke wird deshalb angenommen:

$$n_t \cdot b_t = 2 \cdot 10^{15} \text{ Cs-Atome } cm^{-2} \quad (1)$$

Eine Erhöhung der Targetdicke bis auf etwa 10^{16} Cs-Atome cm^{-2} sollte dabei noch möglich sein.

Mit $b_t = 5$ cm führt Gl. (1) auf eine Teilchendichte $n_t = 4 \cdot 10^{14}$ Cs-Atome cm^{-3} . Bezogen auf Zimmertemperatur entspricht dies einem Druck von $1,6 \cdot 10^{-2}$ mbar.

1.2 Minimierung der Cäsiumverluste

Die für die Erzeugung von H^- -Strömen im Amperebereich erforderlichen großen Strahlquerschnitte A_E machen die Verwendung eines Gasstrahltargets zwingend notwendig, weil die sonst üblichen mit ruhendem Gas gefüllten Umladungszellen zu unakzeptabel hohen Cäsiumverlusten aus den Aperturöffnungen heraus in Richtung des Wasserstoffstrahles führen würden. Abgesehen vom Problem der Entfernung dieser Cäsiummengen aus den betroffenen Apparate teilen müssen insbesondere die Bedampfung von Beschleunigerstrukturen (Elektroden, Isolatoren) und die Verschleppung des Cs bei laufendem

H⁻-Strahl in das Fusionsplasma vermieden werden. Mit einem Strahltarget, bei dem alle Cs-Atome entsprechend Abb. 1 den Wasserstoffstrahl in einer gerichteten Molekularströmung kreuzen, wären diese auf der ungerichteten Bewegung beruhenden Verluste ausgeschaltet. Dieser Idealfall läßt sich allerdings nur unvollständig realisieren, weil sich für die geforderte Targetdicke zeigen läßt, daß die Strömung nicht mehr rein molekular ist und daher die Stöße der Cs-Atome miteinander zu einer Aufweitung des Strahles und damit zu einer Strahlkomponente quer zur eigentlichen Strömungsrichtung führen:

Zur Charakterisierung des Strömungstyps dient in der Dynamik verdünnter Gase die sogenannte Knudsenzahl Kn, hier definiert für den Targetbereich als Verhältnis der gaskinetischen mittleren freien Weglänge im Schwerpunktsystem λ_t und der Breite b_t des Strahles /9/:

$$Kn_t = \lambda_t / b_t \quad (2)$$

Als Abschätzung für λ_t genügt die Annahme des Modells eines von T unabhängigen Wirkungsquerschnittes ("Starrkugelmodell"), womit dann das Produkt aus Dichte n und freier Weglänge eine für das jeweilige Gas konstante Größe wird. Aus der Viskosität des Cäsiums bei 700 K /10/ erhält man so für dieses Produkt:

$$\lambda_t \cdot n_t = 5,3 \cdot 10^{13} \text{ Cs-Atome cm}^{-2}. \quad (3)$$

Zusammenfassung von Gl. (1) - (3) liefert schließlich für die Target-Knudsenzahl den Wert:

$$Kn_t = n_t \cdot \lambda_t / n_t \cdot b_t = 1/38 = 0,026. \quad (4)$$

Anschaulich besagt dies, daß für ein quer zum Strahl in x-Richtung fliegendes Cäsiumatom das Strahltarget eine Breite von 38 freien Weglängen hat. Für die in z-Richtung fliegenden Strahlteilchen und ihre Stöße unter-

einander ist wichtig, daß im Laborsystem die freie Weglänge gegenüber der im Schwerpunktsystem um das Verhältnis aus Strömungs- zu thermischen Geschwindigkeit $w/\bar{v} = 0,8 \cdot M$ vergrößert ist /11/, mit M gleich der lokalen Machzahl. Bei z. B. $M = 10$ bzw. $M = 20$ und für $b_t = h_t$ ergibt dies immer noch 4 bzw. 2 Stöße, während ein Cs-Atom im Strahl die Targetzone passiert.

Die Zahlenbeispiele belegen die oben gemachte Charakterisierung des Gasstrahl-targets als eine Strömung im Übergangsbereich zwischen gasdynamischer und molekularer Strömung. Dies gilt unabhängig davon, wie die Strömung erzeugt und welche genauen Abmessungen b_t und h_t gewählt werden. Wichtig und darum bei der Erzeugung des Gasstrahl-targets anzustreben ist aber in jedem Fall, daß die Überschallströmung eine möglichst hohe Machzahl M und damit eine kleine thermische Geschwindigkeitskomponente besitzt. Hohe Machzahlen vermindern nicht nur die Zahl der für die Aufweitung und damit letztlich für unerwünschte Cs-Verluste verantwortlichen Stöße, sondern zugleich auch die aufweitende Wirkung der Stöße: Entsprechend dem mit der Machzahl zunehmenden Verhältnis von geordneter zu ungeordneter Geschwindigkeitskomponente nimmt der mittlere Ablenkwinkel pro Stoß wie M^{-1} ab. Analog gilt für die rein gasdynamische Kontinuumsströmung, daß der maximale Umlenkwinkel einer ebenen Überschallströmung (Prandtl-Meyer-Expansion) mit steigender Machzahl abnimmt, von z. B. 40° bei $M = 4$ auf 17° bei $M = 10$.

Zu diesen direkten Cäsiumverlusten, die ihren Ursprung in der Strömung selbst haben, kommen noch die indirekten Verluste, die von den mit Cäsium beaufschlagten Flächen ausgehen, soweit diese Flächen aus der Richtung des Wasserstoff- bzw. H^- -Strahles sichtbar sind und so in diese Richtung Cäsium emittieren können. Bei völliger Bedeckung ergibt sich die Abstrahlung aus dem zur Oberflächentemperatur gehörenden Cs-Dampfdruck p_D . Bei z. B. 300 K wären dies $p_D = 3,19 \cdot 10^{-6}$ mbar, und die abgestrahlte Stromdichte beträgt $j_0 = 4,16 \cdot 10^{14}$ Cs-Atome $cm^{-2}s^{-1}$. Zur Minimierung dieser Verluste muß man die sichtbaren Oberflächen durch konstruktive Maßnahmen möglichst klein halten und gleichzeitig ihre Temperatur durch ausreichende Kühlung absenken.

1.3 Erzeugung der Überschallströmung

In Abb. 2 sind die bisher benutzten Systeme (a, b) zur Erzeugung der Überschallströmung eines Strahlargets zusammen mit der in dieser Arbeit entwickelten Konfiguration (c) dargestellt. In allen Fällen expandiert

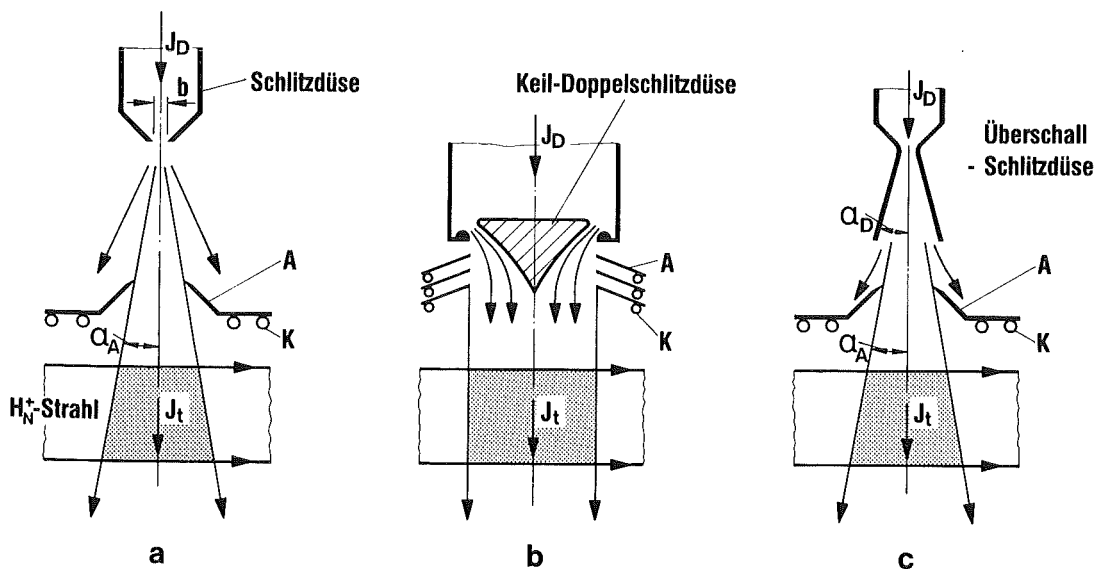


Abb. 2: Überblick über Systeme zur Erzeugung der Überschallströmung für ein Gasstrahltarget (A = Abschäler, K = Kühlung).

das Gas aus einer schlitzförmigen Düse in eine Vakuumkammer, wird auf gekühlten Flächen aufgefangen und möglichst als flüssiges Kondensat in den Düsenkreislauf zurückgeführt. Die Abtrennung der Randzonen der Überschallströmung und damit die Ausblendung des für das Strahltarget genutzten Teilstromes J_t erfolgt mit gekühlten Abschälblenden. Der Ausnutzungsgrad des aus der Düse strömenden Gases J_D wird durch das Abschälverhältnis θ charakterisiert, hier definiert als

$$\theta = J_t/J_D \quad (5)$$

Der Zahlenwert des Abschälverhältnisses ergibt sich dabei aus der räumlichen Verteilung des Teilchenstromes J_D stromab der Düse und aus der Ab-

schälergeometrie. Von den bisher vier Gruppen, die Ergebnisse über Gasstrahltargets aus Cs bzw. Na veröffentlicht haben /5, 12, 13, 14/, sind nur in einem Fall Angaben für θ gemacht worden, und zwar war dies ein System gemäß Abb. 2a mit Abschälverhältnissen zwischen 3 und 7 % /14/.

Für Abschälverhältnisse bis nahe 100 % ist das in Berkeley entwickelte System nach Abb. 2b ausgelegt, bei der die Düse aus zwei Schlitzen auf den Seiten eines keilförmigen Mittelstückes besteht /13/. Diese einseitig durch Wände geführte Expansion sollte eine weitgehend parallele Strömung hoher Machzahl erzeugen, die die entlang der Wand entstehende Grenzschichtströmung einschließt. Es ist jedoch offen, ob dieses Konzept bei den sehr kleinen Teilchendichten bzw. großen Knudsenzahlen realisiert werden kann, vgl. dazu die Diskussion zu Gl. (4). Die veröffentlichten Daten zum Strahlprofil zeigen eine deutliche Aufweitung der Strömung unterhalb der letzten Blende. Angaben über das tatsächliche Abschälverhältnis fehlen.

Das für diese Arbeit gewählte Strahlerzeugungssystem nach Abb. 2c geht wieder von der Kombination aus Schlitzdüse und Abschäler aus. Statt der einfachen Schlitzdüse wird jedoch eine Überschalldüse benutzt und so die freie Expansion durch den keilförmig sich erweiternden Strömungskanal ersetzt. Hierdurch soll eine stärkere Bündelung der Überschallströmung erzielt und so bei vergleichbarer Divergenz ein deutlich besseres Abschälverhältnis θ erreicht werden. Bei axialsymmetrischen Strahlen hat sich die Verwendung von Überschalldüsen zur Erzeugung intensiver Clusterstrahlen seit langem bewährt /11/. Mit relativ langen und schlanken Überschallkegeln mit Erweiterungsverhältnissen von zwischen 10^3 und 10^4 konnten auf der Achse Intensitätsgewinne von typisch einem Faktor 50 gegenüber einfachen runden Düsen erzielt werden, was einer entsprechenden Vergrößerung des Abschälverhältnisses entspricht. Bei den hier geforderten stark verdünnten Strömungen setzt jedoch die Ausbildung der Wandgrenzschicht diesem Gewinn eine Grenze, bei zu langen bzw. zu schlanken Überschallprofilen wird sie den gesamten Düsenquerschnitt ausfüllen und die Überschallströmung wieder zerstören. Im Vergleich zu Abb. 2b kann hier

die Grenzschicht am Düsenende frei zur Seite expandieren und wird danach als Bereich kleiner Machzahl abgetrennt. Bei Abb. 2b dagegen ist die Grenzschicht im Kern der Strömung, wird diese bei der Querexpansion aufweiten und die Machzahl verschlechtern.

Zur Abschätzung der mit einer Überschalldüse möglichen Konzentration des Strömungsfeldes soll zunächst die freie Expansion aus einer Schlitzdüse behandelt werden, deren Ergebnisse sich dann über eine Ähnlichkeitsbetrachtung auf den Fall der Überschalldüse übertragen lassen.

Das Strömungsfeld der freien Expansion aus einer Schlitzdüse ähnelt wie im axialsymmetrischen Fall weitgehend dem einer Quellströmung, bei der die Stromflächen von einer mit dem Düsen Schlitz zusammenfallenden Quelllinie ausgehen. Schon wenige Düsenweiten stromab der Düse verlaufen die Stromflächen praktisch gradlinig, die Strömungsgeschwindigkeit hat ihren durch die Ausgangstemperatur festgelegten Grenzwert w_∞ erreicht und die Dichte nimmt daher linear mit dem Abstand von der Düse ab.

Für diesen Hyperschallbereich liefert die gasdynamische Theorie im Einklang mit experimentellen Ergebnissen für den Verlauf der Zustandsgrößen auf der Strahlachse (z -Koordinate) einfache Potenzgesetze /11/. Es gilt speziell:

$$\text{Teilchendichte: } n_{(z)}/n_0 = 0,2 \cdot b_D/z \quad (6)$$

$$\text{Machzahl: } M_{(z)} = 3,0 \cdot (z/b_D)^{1/3} \quad (7)$$

$$\text{Teilchenstromdichte: } j_{(z)}/J_D = 0,62 \cdot (l_D \cdot z)^{-1} \quad (8)$$

Der Index "o" bezieht sich dabei auf den Ausgangszustand. J_D ist der Gesamtteilchenstrom durch die Düse, b_D die Weite und l_D die Länge der Düse. Die Formeln gelten für die Näherung "langer" Schlitzdüse, d. h. für $l_D > z$, und für ein einatomiges Gas mit $c_p/c_v = 5/3$. Für den Gesamtteilchenstrom J_D und die Grenzgeschwindigkeit w_∞ gelten die Formeln /11/:

$$\begin{aligned}
 J_D &= 0,324 \cdot n_0 \cdot w_\infty \cdot b_D \cdot l_D & (9) \\
 &= 4,14 \cdot 10^{21} \cdot (p_0/\text{mbar}) \cdot (T_0/\text{K})^{-0,5} \cdot (b_D \cdot l_D/\text{cm}^2) \text{ Cs-Atome s}^{-1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 w_\infty &= (5kT_0/m)^{0,5} & (10) \\
 &= 1,76 \cdot 10^3 \cdot (T_0/\text{K})^{0,5} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{für Cs})
 \end{aligned}$$

Bei störungsfreier Ausblendung der Strömung durch den Abschäler, d. h. wenn Änderungen der Stromflächen erst stromab vom Abschäler einsetzen, läßt sich das Abschälverhältnis in ausreichender Näherung aus Gl. (8) berechnen, indem die örtliche Stromdichte $j_{(z_A)}$, über die Abschälerfläche aufsummiert, den Targetstrom J_t liefert. (z_A = Abstand zwischen Düse und Abschäler). Mit der Abschälerfläche $b_A \cdot l_A$ und $l_A = l_D$ erhält man:

$$\theta = J_t/J_D = j_{(z_A)} \cdot (b_A l_A)/J_D = 0,62 \cdot b_A/z_A = 1,23 \cdot \text{tg}\alpha_A \quad (11)$$

Dieses für kleine Winkel α_A der die Abschälerkante treffenden Stromlinie mit der Strahlachse abgeleitete Ergebnis gilt nach den Stromflächenberechnungen von Zigan /15/ bis hin zu Winkeln von $\alpha_A \lesssim 15^\circ$, was Abschälverhältnissen von $\lesssim 30\%$ entspricht.

Eine Übertragung dieser Ergebnisse der freien Expansion auf Überschalldüsen ist wie bei runden Düsen /11/ für solche Düsenprofile möglich, die den Stromflächen des Freistrahles entsprechen, also durch die engste Weite b_D und den Öffnungswinkel $2\alpha_D$ der Düse gekennzeichnet sind. Zu jeder Überschalldüse gibt es dann eine korrespondierende einfache Schlitzdüse mit der Weite b_{korr} , die auf der Achse das gleiche Strömungsfeld liefert. Es gilt:

$$b_{\text{korr}} = 0,81 \cdot b/\text{tg}\alpha_D \quad (12)$$

Bei z. B. $\alpha_D = 10^\circ$ ist die korrespondierende Schlitzdüse um den Faktor 5 größer als die Überschalldüse, und der Verlauf von Dichte, Machzahl und Stromdichte ergibt sich aus den Gl. (6) - (8), indem man sie für b_{korr} statt für b_D auswertet. Bei vorgegebener Abschälergeometrie ist so auch das Abschälverhältnis ebenfalls um den Faktor $0,812/\text{tg}\alpha_D$ größer. Einsetzen in Gl. (11) liefert schließlich für θ :

$$\theta_{\text{üD}} = 0,812 \cdot 1,23 \text{ tg}\alpha_A / \text{tg}\alpha_D = \text{tg}\alpha_A / \text{tg}\alpha_D \quad (13)$$

Dieses Ergebnis folgt natürlich schon unmittelbar aus den gemachten Annahmen einer gleichförmig über den Querschnitt der Düse verteilten Strömung, die durch den Abschäler nicht gestört wird. Wegen der vereinfachenden Annahmen liefert das Modell korrespondierender Düsen nur die maximal mögliche Verbesserung durch die Überschalldüse, weil eben Grenzschicht und Nachexpansion nach dem Ende der Düse nicht berücksichtigt wird.

Eine genauere Abschätzung durch Kombination der theoretischen Ansätze zur Berechnung der Grenzschicht in einer Überschalldüse und des Strömungsfeldes der freien Expansion einer Überschallströmung ist in dem hier interessierenden Übergangsbereich zwischen gasdynamischer und molekularer Strömung beim gegenwärtigen Stand der Theorie nicht möglich. Die tatsächliche Beeinflussung des Strömungsfeldes durch den Überschallteil der Düse wird daher in dieser Arbeit experimentell ermittelt, und hierfür war bei der Konstruktion des Strahlensystems zu fordern, daß unterschiedliche Überschalldüsen und auch eine einfache Schlitzdüse im Wechsel benutzt werden können. Als Richtwert für das erwartete Abschälverhältnis wird angenommen:

$$\theta = 0,5 \quad (14)$$

Zusammen mit dem Richtwert der Targetdicke in Gl. (1) wird damit über Gl. (9) das Produkt aus Teilchendichte vor der Expansion n_0 und Düsenweite b_D festgelegt:

$$\begin{aligned} n_0 b_D &= n_t b_t / (0,324 \cdot \theta) \\ &= 1,23 \cdot 10^{16} \text{ Cs-Atome cm}^{-2} \end{aligned} \quad (15)$$

Auch die auf die Düsenweite bezogene Ausgangsknudsenzah1 ist so für den Auslegungsfall festgelegt:

$$\begin{aligned} \text{Kn}_0 &= \lambda_0/b_t = \text{Kn}_t \cdot (n_t b_t)/(n_0 b_D) \\ &= 4,2 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (16)$$

Es verbleiben als noch freie Parameter die Ausgangstemperatur T_0 und die Düsenweite b_D . Für T_0 wurde aus apparativen Gründen (Materialprobleme, Heizleistung, Aufheizzeit) ein Grenzwert von etwa 700 K festgelegt. Mit einer für erforderlich gehaltenen Überhitzung des Strahlgases von 50 K bekommt man als Maximalwert von n_0 entsprechend dem Cs-Dampfdruck bei 650 K (17,3 mbar) eine Ausgangsdichte $n_0 \leq 1,8 \cdot 10^{17}$ Cs-Atome cm^{-3} . Zusammen mit Gl. (15) ergibt das eine Mindestdüsenweite von $b_D \geq 0,07$ cm. Mit dem gewählten Wert $b_D = 0,2$ cm wird der Auslegungspunkt schon bei $n_0 = 6,15 \cdot 10^{16}$ Cs-Atome cm^{-3} erreicht, und es bleibt möglich, entsprechend höhere Targetdicken zu erreichen und/oder bei kleineren Abschälerverhältnissen θ das Strahltarget zu betreiben. Ebenso sind höhere Werte möglich, wenn mit kleineren Überhitzungen gearbeitet wird.

Hinsichtlich der erforderlichen Schlitzlänge l_D war in Kap. 1.1 bereits die Mindestlänge l_t des Targets von in unserem Fall 5,0 cm eingeführt worden. Zur Kompensation der Verluste an den Schlitzenden wurde $l_D = 6,0$ cm gewählt. In diesem Zusammenhang ist zu beachten, daß bei einem Abstand des Targets von der Düse von zwischen 10 ÷ 20 cm das Strömungsfeld nur noch bedingt durch die für eine "lange" Schlitzdüse abgeleiteten Gesetze der Gl. (6) - (8) beschrieben wird, die tatsächlichen Werte dürften wegen der zunehmenden Expansion der Strömung in y-Richtung kleiner sein.

In Tabelle 1 sind die in diesem Abschnitt hergeleiteten Bedingungen für den Auslegungspunkt des Strahltargets zusammengefaßt aufgelistet.

1. Wasserstoffstrahl:

Strahldurchmesser $2R = 5,0 \text{ cm}$

2. Cäsium-Umladungstarget:

Breite $b_t \leq 5,0 \text{ cm}$

Länge $l_t \approx 6,0 \text{ cm}$

Höhe $h_t = 5,0 \text{ cm}$

Targetdicke $n_t \cdot b_t = 2,0 \cdot 10^{15} \text{ Cs-Atome cm}^{-2}$

3. Cäsium-Strahl:

Düsenweite $b_D = 0,2 \text{ cm}$

Düsenlänge $l_D = 6,0 \text{ cm}$

Ausgangstemperatur $T_0 = 700 \text{ K}$

Ausgangsdruck $p_0 = 5,93 \text{ mbar}$

Ausgangsdichte $n_0 = 6,15 \cdot 10^{16} \text{ Cs-Atome cm}^{-3}$

Cs-Ausstrom aus der Düse $J_D = 1,11 \cdot 10^{21} \text{ Cs-Atome s}^{-1}$

$(\dot{m}_D = 0,886 \text{ kg Cs h}^{-1})$

Abschälverhältnis $\theta = J_t/J_D = 0,5$

Strömungsgeschwindigkeit $w_\infty = 4,66 \cdot 10^4 \text{ cm s}^{-1}$

Tabelle 1: Auslegungsdaten des Cs-Gasstrahltargets.

2. ANLAGENBESCHREIBUNG

Das Cäsium-Gasstrahltarget ist Teil eines Experiments, bei dem positive beschleunigte Wasserstoffcluster zur Erzeugung negativer Ionen benutzt werden, die dann auf Energien von zunächst 100 keV beschleunigt werden /2, 16/. Das Schema der experimentellen Anordnung aus Wasserstoffclusterstrahl, Cs-Gasstrahltarget und Beschleunigung der H^- -Ionen ist in Abb. 3 dargestellt. Das Cs-Target ist als Einbausystem auf einem Flansch NW 350 montiert und befindet sich in der - vom Wasserstoffstrahl aus gesehen - vorderen Hälfte einer Vakuumkammer mit den Abmessungen 1,24 m lang, 1,02 m breit und 0,94 m hoch. Die Versuche dieser Arbeit wurden ohne das in der zweiten Hälfte vorgesehene Elektrodensystem zur Absaugung und Beschleunigung der negativen Ionen durchgeführt. Auch wurde die Anlage noch getrennt vom Clusterinjektor betrieben, so daß die Ein- und Austrittsstutzen des Wasserstoffstrahles für Messungen am Cs-Strahl zur Verfügung standen.

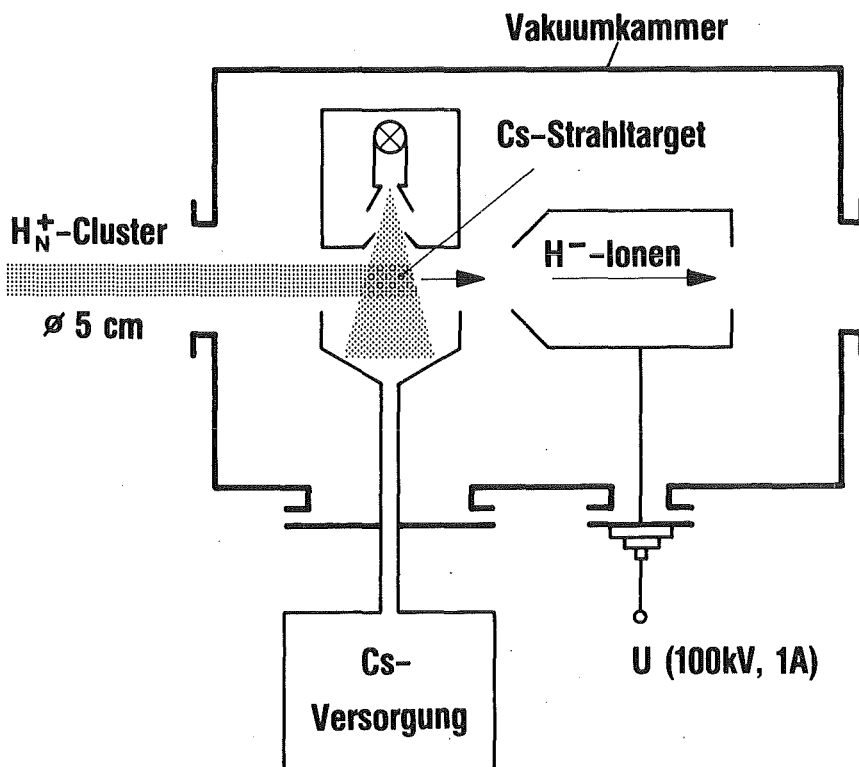


Abb. 3: Schematischer Aufbau des Experiments zur Erzeugung von H^- -Ionen durch Umladung von Wasserstoffcluster-Ionen H_N^+ an einem Cs-Strahltarget.

2.1 Strahlerzeugungssystem und Cs-Kreislauf

Die wesentlichen Komponenten des Strahlerzeugungssystems mit dem dazu gehörenden Cs-Kreislauf sind in Abb. 4 schematisch dargestellt. Als Gasquelle dient der Cs-Vorrat im Verdampfer, der durch elektrische Heizung auf die dem gewünschten Dampfdruck p_0 entsprechende Temperatur gebracht

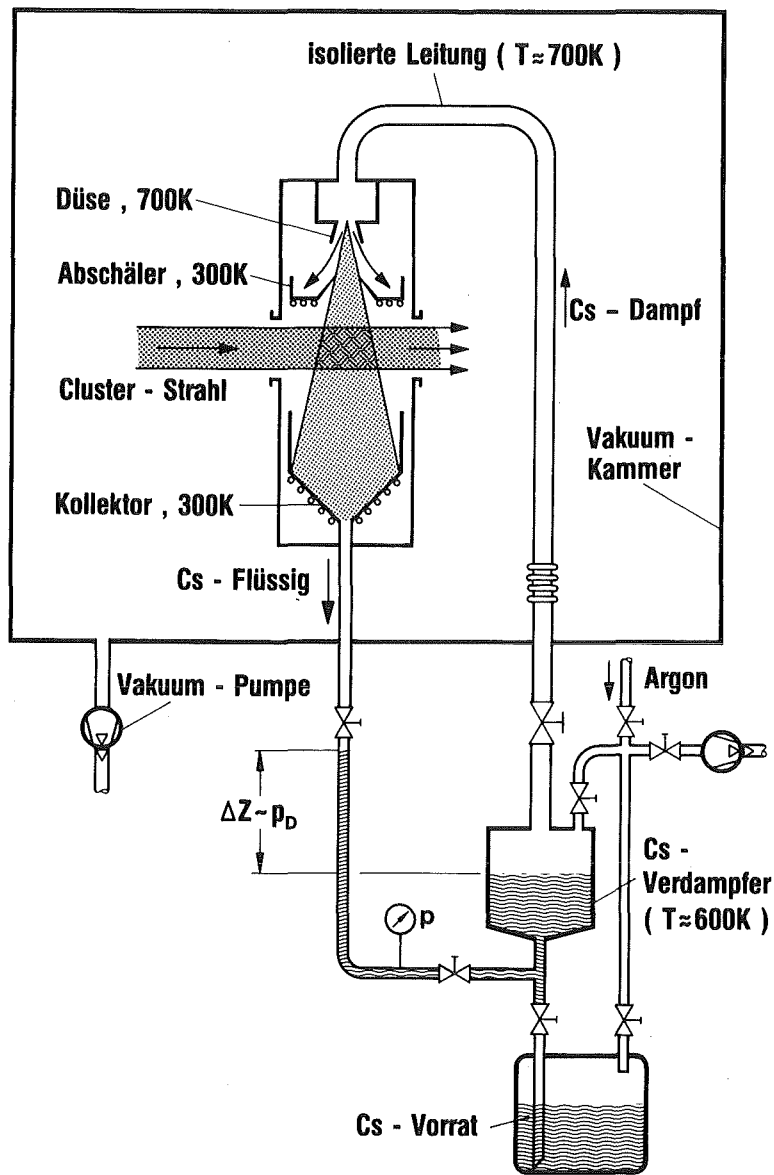


Abb. 4: Cs-Strahlerzeugungssystem mit dazugehörendem Cs-Kreislauf, schematisch.

wird. Über ein Absperrventil und eine isolierte Leitung, beide gegenüber dem Verdampfer auf höherer Temperatur, strömt das Cäsium als überhitzter Dampf zur Düse. Es expandiert als Überschallströmung in die Vakuumkammer, wird auf den gekühlten Flächen von Abschäler und Kollektor auskondensiert und gelangt schließlich als Flüssigkeit zurück in den Verdampfer. In das am tiefsten Punkt des Systems angeordnete Vorratsgefäß kann das Cäsium nach Versuchsende entleert werden, und umgekehrt wird das Cäsium von dort durch Druckerhöhung in den Verdampfer gefördert.

Im Unterschied zu den bisher gebauten Strahltargets ist das Anlagenschema der Abb. 4 dadurch gekennzeichnet, daß nicht der gesamte Cäsium-Kreislauf innerhalb /12, 13/ oder außerhalb /5, 14/ der Vakuumkammer verläuft. Die Anordnung von Düse, Abschäler und Kollektor innerhalb der Vakuumkammer vereinfacht die Ankopplung des Wasserstoffstrahles und verbessert die Abpumpbedingungen für den nicht genutzten Strahlanteil. Weitere Vorteile sind bessere thermische Isolation der heißen Bauteile, geringere Forderungen an Druckfestigkeit und Dichtheit der Leitungen für Cäsiumdampf und -kondensat und zusätzliche Barriere gegen Kontakt des Cäsiums mit Luft. Die Anordnung des Verdampfers und der Absperrarmaturen für Dampf- und Kondensatleitung außerhalb des Vakuums macht diese Bauteile leichter zugänglich. Neben unmittelbaren Vorteilen bei Wartung und Reparatur und größerer Flexibilität beim Einsatz von Meßgeräten war besonders auch die Abschottung des Cs-Kreislaufes durch fernbediente Ventile als Vorsorge bei Störfällen und zur Durchführung von Arbeiten innerhalb der Vakuumkammer ausschlaggebend für die gewählte Konstruktion.

Ein wichtiger Punkt zur Vereinfachung von Aufbau und Betrieb des Cs-Strahltargets war der Verzicht auf die sonst übliche elektromagnetische Förderpumpe. Durch die Anordnung des Verdampfers unterhalb des Kollektors ist es möglich, daß der Druck im Verdampfer durch den hydrostatischen Druck ausgeglichen wird, der der Höhendifferenz ΔZ der Flüssigkeitspegel in der Kondensatleitung und im Verdampfer entspricht. Mit der Dichte des flüssigen Cäsiums am Schmelzpunkt von $1,84 \text{ g cm}^{-3}$ (vgl. Tabelle 2) erhält man als Beziehung zwischen Druck und Pegeldifferenz:

Atommasse	$m = 132,905 \text{ amu} = 2,207 \cdot 10^{-22} \text{ g}$
Schmelzpunkt	$= 301,66 \text{ K}$
Siedepunkt	$= 943 \text{ K}$
Ionisationspotential	$= 3,87 \text{ eV}$
Dichte:	
293 K (fest)	$\rho = 1,9 \text{ g cm}^{-3}$
301,66 K (flüssig)	$= 1,84 \text{ g cm}^{-3}$
484 K (flüssig)	$= 1,73 \text{ g cm}^{-3}$
Spez. Wärme:	
323 K - 373 K (flüssig)	$c = 0,243 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Schmelzwärme:	$= 15,77 \text{ J g}^{-1}$
Verdampfungswärme bei 320 K:	$r = 561 \text{ J g}^{-1}$
Dampfdruckformel aus /17/	
(400 K < T < 800 K):	$\log (p/\text{mbar}) = 7,004 - 3750 \left(\frac{\text{K}}{T}\right)$

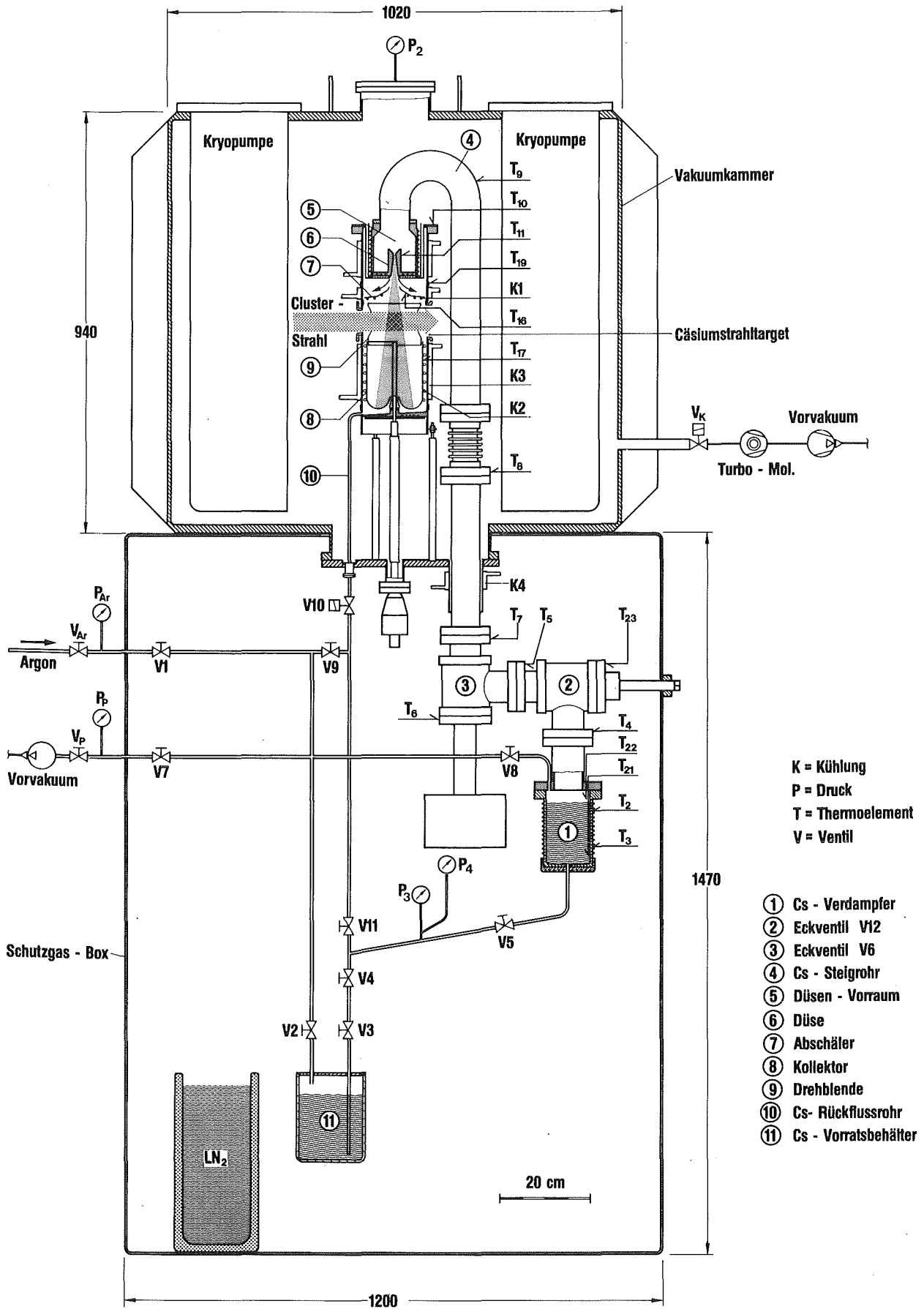
Tabelle 2: Physikalische Eigenschaften des Cäsiums /10/.

$$p_{\text{hydr.}} = 1,805 (\Delta Z/\text{cm}) \text{ mbar} \quad (17)$$

Für den Auslegungsdruck von 5,93 mbar (vgl. Tabelle 1) kommt man auf $\Delta Z = 3,29 \text{ cm}$. Die geometrisch möglichen Pegeldifferenzen von fast einem Meter erlauben so ein Arbeiten bei wesentlich größeren Drücken. Die Grenze für den Druck ist nicht durch die fehlende Förderpumpe, sondern durch die zulässigen Temperaturen von Verdampfer und Düse festgelegt: bei $T_{\text{max}} = 725 \text{ K}$ hat Cäsium eine Dampfdruck von 67,9 mbar, was nur einer Pegeldifferenz von 37,6 cm entspricht.

Ausgehend vom Anlagenschema der Abb. 4 und von den in Tabelle 1 zusammengefaßten Forderungen an das Cs-Gasstrahltarget hatte die konstruktive Realisierung des in Abb. 5 maßstäblich dargestellten Gesamtsystems vor allem die Randbedingungen zu beachten, die durch die physikalisch-chemischen Eigenschaften des Cäsiums bestimmt sind. Von allen Alkalimetallen ist Cäsium am reaktionsfreudigsten und darf insbesondere mit Luft oder Wasser nicht in Berührung kommen. Die physikalischen Eigenschaften sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Folgende Punkte waren für die Konstruktion wichtig:

1. Werkstoffauswahl: Wegen der hohen Betriebstemperaturen und der chemischen Aggressivität des Cäsiums wurde durchgängig Edelstahl Nr. 1.4301 (X 5 CrNi 18 9) als Werkstoff benutzt. Gekühlte Bauteile wie Abschäler und Kollektor waren aus Kupfer. Die Ventile waren membran- bzw. falgenbalggedichtete Ganzmetalltypen. Flanschdichtungen im heißen Teil waren aus Kupfer. In der kalten Kondensatrückleitung mit $T \lesssim 400$ K wurden auch Verbindungselemente mit Teflon als Dichtmaterial eingesetzt.
2. Heizung und Kühlung: Die unterschiedlichen Betriebstemperaturen erforderten eine sorgfältige Abstimmung der einzelnen Heiz- und Kühlkreise und eine wirksame thermische Isolation. Innerhalb der Vakuumkammer wurde mit Strahlungsabschirmungen aus Edelstahlblech gearbeitet, und außerhalb wurde zusätzlich Glaswolle benutzt. Um bei den Edelstahlbauteilen mit ihrer schlechten Wärmeleitfähigkeit die lokalen Temperaturunterschiede möglichst klein zu halten, wurden, falls erforderlich, zwischen Bauteil und Isolation Ausgleichsmäntel aus 2 mm dickem Kupferblech angeordnet.
3. Cäsiumabfluß: Alle mit Cäsium beaufschlagten Teile waren so auszuliegen, daß es im natürlichen Gefälle zum tiefsten Systempunkt abfließen konnte. Lediglich bei den Ventilen in der Kondensatleitung war dieses Konzept nicht voll realisierbar, es blieben jeweils ca. 10^{-2} cm^3 Cäsium zurück im Ventil. Bei den beiden Eckventilen



K = Kühlung
P = Druck
T = Thermoelement
V = Ventil

- ① Cs - Verdampfer
- ② Eckventil V12
- ③ Eckventil V6
- ④ Cs - Steigrohr
- ⑤ Düsen - Vorraum
- ⑥ Düse
- ⑦ Abschäler
- ⑧ Kollektor
- ⑨ Drehblende
- ⑩ Cs- Rückflussrohr
- ⑪ Cs - Vorratsbehälter

Abb. 5: Schnittzeichnung der Apparatur zur Erzeugung des Cs-Strahltargetts. (Die Teile ⑤, ⑥ und ⑦ mit dem Umladungsgebiet sind um 90° gedreht gezeichnet).

V6 und V12 (NW 65) in der Dampfleitung könnten sich bei fehlender Überhitzung gegenüber dem Verdampfer zwar große Mengen Cäsium ohne Abflußmöglichkeit ansammeln. Sie lassen sich aber bei korrekten Temperaturverhältnissen wieder in den Verdampfer zurückdestillieren.

Aufbau und Funktion der nach diesen Kriterien gebauten Apparatur sollen an Hand der Abb. 5 und Abb. 6 erläutert werden. In Abb. 5 erkennt man im oberen Teil die Vakuumkammer mit dem von unten angeflanschten Cs-Strahlensystem. Die links und rechts angeordneten großflächigen LHe-Kryopumpen dienen später dem Abpumpen des nicht in negative Ionen umgewandelten Wasserstoffteilstromes und wurden zunächst nur mit LN_2 gekühlt. Die außerhalb der Vakuumkammer gelegenen Bauteile befinden sich in einer Schutzgasbox aus Edelstahlblech, deren Vorderwand aus Acrylglas mit mehreren Handschuhöffnungen versehen ist, um die Handventile bedienen zu können. Das Schutzgas wird durch verdampfenden Flüssigstickstoff geliefert.

Der zylindrische Cs-Verdampfer ① hat einen Innendurchmesser von 97,5 mm und bei einer Füllhöhe von z. B. 50 mm ein Fassungsvermögen von 0,65 kg Cs. Diese Kapazität reicht auch ohne Rückführung des Cäsiums für eine Betriebszeit im Auslegungspunkt von 0,75 Stunden. Die Wärmezufuhr erfolgt durch Wärmeleitung über Boden und Seitenwand, mit jeweils getrennten Heizkreisen, die über die Thermoelemente T_2 und T_3 gesteuert sind. Zusätzlich erfolgt noch eine Wärmelieferung durch Strahlung und Wärmeleitung aus dem ca. 50 K heißeren Verbindungsrohr zwischen Verdampfer und Eckventil ②. Dementsprechend zeigt das Thermoelement T_{21} innen am Boden des Verdampfers praktisch die gleiche Temperatur an wie T_2 und T_3 , während die des im Dampfraum über dem Flüssigkeitsspiegel befindlichen Elements T_{22} etwa zwischen T_4 und T_3 liegt.

Dem elektropneumatisch betätigten Absperrventil ③, für das vom Hersteller Temperaturen bis zu 725 K zugelassen sind, ist zur Sicherheit ein baugleiches handbetätigtes Ventil ② vorgeschaltet, das in der Regel ständig offen ist. Die Temperatur der Ventile wird mit den Fühlern T_4 bis T_7 und T_{23} kontrolliert und mit vier Heizkreisen eingestellt. Heizmäntel und

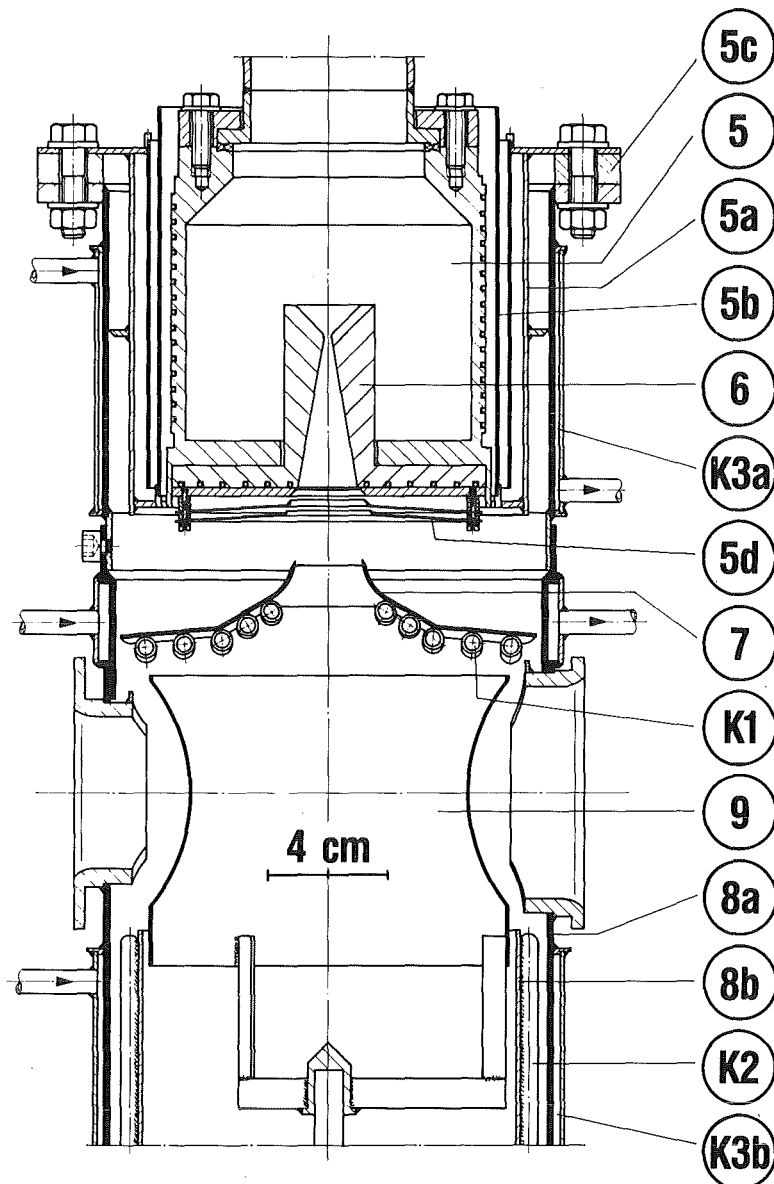


Abb. 6: Detailzeichnung des Strahlerzeugungssystems mit Düse, Abschäler und Kollektor.

Isolierung sind in Abb. 5 weggelassen. Das an ③ anschließende Cs-Steigrohr ④ ist am Flanschdurchgang über einen Rohrstopfen thermisch entkoppelt. Der Rohrstopfen trägt am Ende noch zusätzlich eine Kühlmanschette (Kühlkreis K4). Der untere Teil des Steigrohres einschließlich des zur Flexibilität (thermische Ausdehnung, Justierung) eingebauten Faltenbalges wird durch eine innenliegende Heizspirale beheizt, T_8 dient zur Tempera-

turkontrolle. Der obere Teil bis zum Düsenorraum (5) wird wieder von außen beheizt, kontrolliert über T_g . Der Querschnitt des Steigrohrs (4) NW 50 ist rund 16mal größer als der engste Querschnitt der Düse mit $1,2 \text{ cm}^2$ (vgl. Tabelle 1). Der Druckabfall auf der ca. 1,7 m langen Strecke zwischen Verdampfer und Düse kann vernachlässigt werden. Das Leitungsvolumen zwischen Ventil (3) und Düse beträgt $3,2 \text{ dm}^3$. Mit dem Leitwert der Düsenöffnung für Cs und $T_o = 700 \text{ K}$ von $10 \text{ dm}^3 \text{ s}^{-1}$, ergibt das eine Zeitkonstante für den Abfall des Druckes nach Schließen des Absperrventils (3) :

$$\tau = \text{Volumen/Leitwert} = 0,32 \text{ s} \quad (18)$$

Der Druckaufbau erfolgt wegen des größeren Ventilquerschnittes um etwa eine Größenordnung schneller. Bei diesen Einstellzeiten ist ein gepulster Betrieb mit Pulsdauer bis zu ca. $\geq 1 \text{ s}$ möglich.

Der konstruktive Aufbau des Strahlerzeugungssystems ist in Abb. 6 in Verbindung mit Abb. 5 dargestellt. Es besteht aus mehreren im wesentlichen zylindrischen Baugruppen, die unter Beachtung der Abflußmöglichkeit für das Kondensat ineinander gesteckt und verschraubt sind. Der Düsenorraum (5) wird nach unten durch die auswechselbare Düse (6) abgeschlossen, die Heizung erfolgt über Heizleiter in der Seitenwand und in der Grundplatte der Düse. Zur mechanischen Halterung des Düsenorraumes dient das Zwischenstück (5a), das zugleich mit zwei weiteren Strahlungsblechen (5b) die thermische Entkopplung vom gekühlten Außenrohr bewirkt. Die Höhe relativ zum Außenrohr kann über Distanzringe (5c) um $\pm 10 \text{ mm}$ geändert werden. Zum Abschäler hin sind zwei weitere Strahlungsbleche (5d) angebracht, um die Abstrahlung zum Abschäler klein zu halten. Die Abschälereinheit (7) besteht aus einem Rohrregister, das in den äußeren Verteilerring für die Kühlflüssigkeit eingeschweißt ist und auf das der eigentliche Abschäler aus 1 mm starkem Cu-Blech aufgelötet ist. Durch Leitbleche im Verteilerring wird die Strömung so geführt, daß zunächst die an der Abschäleröffnung gelegenen Rohre gekühlt werden. Das kondensierte Cäsium fließt zum Rand hin und dann durch den Ringschlitz in die darunter folgende Kollektoreinheit (8). Sie besteht aus dem Außenmantel (8a) und dem topfförmigen Kol-

lektor (8b). Beide haben separate Kühlkreise. Im Außenmantel (8a) befinden sich die Ein- und Austrittsöffnungen für den Durchgang des Wasserstoffstrahles. Zur Berücksichtigung einer Aufweitung des Strahles als Folge der Stöße mit dem Targetgas wurde der Öffnungsdurchmesser von 5 cm beim Eintritt auf 7 cm beim Austritt vergrößert. Eine von außen betätigte Drehblende (9) versperrt in den Strahlpausen den direkten Austritt von Cäsium und verringert so die Verluste. Der Boden der Kollektoreinheit ist abgeschrägt, um den Abfluß des sich sammelnden Kondensats in die Kondensatleitung zu erleichtern. Er hat zusätzlich einen eigenen Heizkreis. Das gesamte System ist über drei Stützen mechanisch auf dem Grundflansch NW 350 abgestützt und kann auf die Clusterstrahlachse einjustiert werden. Die Weiterleitung des Kondensats geht außerhalb der Vakuumkammer (vgl. Abb. 5) über die Ventile V10, V11 und V5 zurück in den Verdampfer (1), oder über V4 und V3 zurück in das Vorratsgefäß (11). Zum Umfüllen des flüssigen Cäsiums und zum Spülen der Leitungen sind mit V9, V8 und V2 jeweils Einspeisestellen für Argon vorhanden. Der Druck in der Kondensatleitung wird mit zwei parallel geschalteten Druckaufnehmern in Ganzmetallausführung überwacht. Der Meßbereich von p_3 geht bis 170 mbar, der von p_4 , dessen Meßmembran sich auf Höhe des Verdampferbodens befindet, bis 35 mbar.

2.2 Heiz- und Kühlsystem

Bei der Auslegung des Heiz- und Kühlsystems war zu berücksichtigen, daß die Funktion der einzelnen Komponenten des Strahlerzeugungssystems mit unterschiedlichen Forderungen an den zulässigen Bereich der Betriebstemperatur verbunden war. Beim Verdampfer kam es auf eine möglichst konstante Verdampfungstemperatur an, bei der Cs-Dampfleitung mit Ventilen und Düse war die Überhitzung gegenüber dem Verdampfer wichtig, und bei den Kondensationsflächen von Abschäler und Kollektor sollte die Temperatur möglichst niedrig, aber noch über dem Schmelzpunkt des Cäsiums von 301,6 K bleiben. Die Temperatur in den Kühlkreisen K3a und K3b durfte unterhalb, die der Kondensatleitung deutlich oberhalb des Schmelzpunktes liegen. Zur Erfüllung dieser Forderungen wurde das Heiz- und Kühlsystem

im Vergleich zu anderen Anlagen wesentlich stärker in Untersysteme aufgeteilt, deren Sollwerte getrennt vorgegeben und von einer zentralen Steuereinheit überwacht werden. Insgesamt sind 10 Heizkreise (Heizwiderstände) und vier Kühlkreise (Kreislauf für Kühlflüssigkeit) vorgesehen, die mit zusammen 25 Temperaturfühlern (Thermoelement Ni/CrNi) ausgerüstet sind. Das die jeweilige Heizung steuernde Thermoelement ist möglichst dicht an der Heizung selbst angebracht, um kurze Ansprechzeiten und damit kleine Regelamplituden zu erhalten. Die für reine Meßaufgaben eingebauten Thermoelemente ohne direkte Steuerfunktion dienen gleichzeitig als Reserve für die Steuer-Thermoelemente.

Als Steuereinheit wurde ein sogenannter Datenlogger, Typ Accurex AUTODATA TEN/10, benutzt. Es ist ein programmierbares Meßwerterfassungssystem, das mit 30 Eingangskanälen für Thermoelemente oder andere Signalspannungen und mit 20 ansteuerbaren Ausgangsrelais ausgerüstet ist. Mit diesen Relais, deren Kontaktstellung über die Logik-Einheit des Datenloggers von der Einhaltung einzelner oder mehrerer miteinander verknüpfter Bedingungen abhängig gemacht werden kann, wird die Heizleistung für die einzelnen Heizwiderstände geregelt.

Abb. 7 zeigt die Blockschaltung der Meßwerterfassung und Heizkreisregelung mit dem dazugehörigen Strukturdiagramm für die Programmierung des Datenloggers. Die den Temperaturen T_j oder Drücken p_j entsprechende Signalspannung wird mit einer vorgebbaren Frequenz von maximal typisch 1 Hz abgefragt und digital erfaßt. Durch entsprechende Vorgaben an das Programm wird das Signal in den zur gewünschten Einheit (z. B. $^{\circ}\text{C}$, K, mbar, Torr) gehörenden Zahlenwert umgerechnet. Das so aufbereitete Signal kann am Bildschirm abgelesen oder zu bestimmten Zeiten ausgedruckt werden.

Die Heizleistung wird den einzelnen Heizwiderständen über einen Thyristorschalter zugeführt. Seine Impulsgruppensteuerung ist so eingestellt, daß während einer Zyklusdauer t_{Zykl} von 1 s nur für die Heizzeit $t_{\text{Heiz}} \leq t_{\text{Zykl}}$ die Heizspannung durchgeschaltet wird. Das für jeden Heizkreis einstellbare Tastverhältnis $t_{\text{Heiz}}/t_{\text{Zykl}}$ bestimmt die mittlere verfügbare Leistung

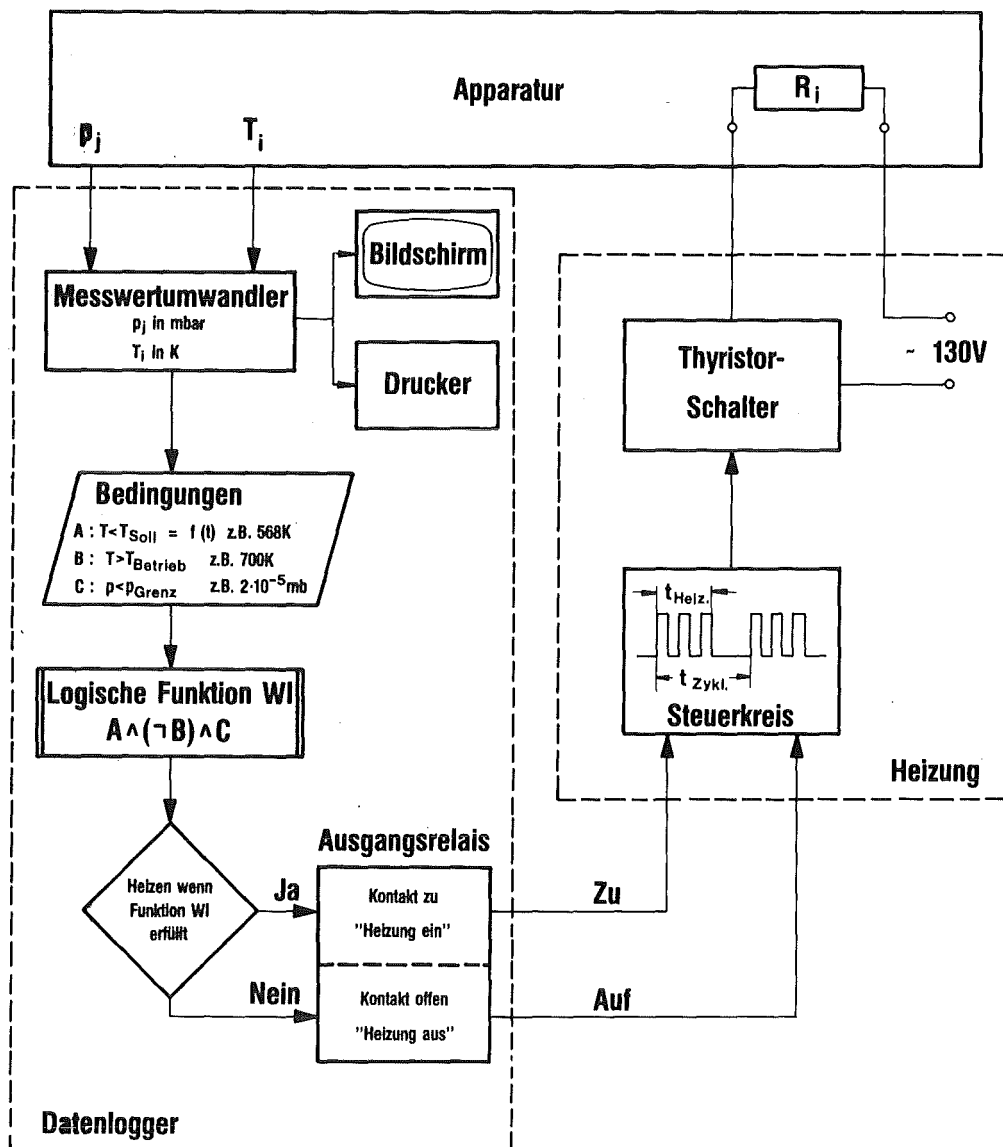


Abb. 7: Blockschaltbild der Datenerfassung und -verarbeitung zur Steuerung der Heizkreise.

und wurde nach Vorversuchen so gewählt, daß sie nur wenig über der tatsächlich benötigten Heizleistung liegt. Zur gesteuerten Ein-Aus-Schaltung der Heizleistung dient das im Steuerkreis des Thyristorschalters gelegene Ausgangsrelais des Datenloggers. Bei geschlossenem Kontakt "Heizung ein" hat die Heizzeit den vorgewählten Wert t_{Heiz} , bei offenem Kontakt geht die Heizzeit auf Null zurück. Die Steuerung des Ausgangsrelais und damit der Heizung ist an den Wert der logischen Funktion WI gebunden. Sie läßt

sich so programmieren, daß nur dann geheizt wird, wenn neben der Grundbedingung:

$$T_i < T_{\text{Soll}} \text{ ("Sollwert der Temperatur ist noch nicht erreicht")},$$

weitere Bedingungen für die Temperatur oder andere Zustandsgrößen des Systems erfüllt sind. Bei Nichterfüllung der Bedingungen schaltet das Relais die Heizung aus. Die bei der Heizungsregelung benutzten Bedingungen (A, B, C) sind in Abb. 7 aufgeführt.

Die mit dem Datenlogger gegebene Möglichkeit einer zeitlich veränderlichen Solltemperatur T_{Soll} erlaubt es, das System mit einer vorgebbaren Aufheizgeschwindigkeit von z. B. 30 K/h auf die gewünschte Betriebstemperatur T_{Betrieb} zu bringen.

Die Bedingung $p < p_{\text{Grenz}}$ sichert, daß nur dann geheizt werden kann, wenn der Druck in der Vakuumkammer einen zulässigen Grenzwert nicht übersteigt.

Diese Programmierbarkeit der Steuereinheit macht es möglich, z. B. während der Nacht das System automatisch hochzuheizen, so daß morgens der Betriebszustand erreicht ist. Umgekehrt läßt sich auch das Abkühlen kontrolliert durchführen, indem die Solltemperatur als zeitlich abnehmende Funktion eingegeben wird.

Die Genauigkeit bei der Temperaturmessung betrug $\pm 0,1$ K, und entsprechend wurden auch die Steuerbefehle an den jeweiligen Heizkreis gegeben. Die Wärmeträgheit des Heizwiderstandes und der Wärmewiderstand zum Thermoelement hin führen aber zu einem mehr oder weniger starken Oszillieren der Temperatur um den Betriebspunkt herum. Diese Regelamplitude von typisch ± 2 K ist i. a. hinreichend klein. Bei der Düsentemperatur von im Auslegungspunkt 700 K entspricht sie einer relativen Genauigkeit von $\pm 0,3$ % und bleibt so praktisch ohne Einfluß auf den Cäsium-Ausstrom $J_D \propto (T_0)^{-1/2}$. Bei der Verdampfertemperatur T_{21} war dagegen wegen der Steilheit der Dampfdruckkurve von im Auslegungspunkt 0,15 mbar/K eine kleine Regelamplitude erwünscht. Erreicht wurden ± 1 K, was einer Dampfdruckschwankung von ± 3 % im Auslegungspunkt entspricht.

Die als Heizwiderstand benutzten Heizleiter mit Inconel-Außenmantel und 1 mm bzw. 2 mm Außendurchmesser wurden zunächst mit 220 Volt betrieben. Dabei kam es gelegentlich zu Störungen, die offenbar durch zu kleine Isolationsabstände verursacht waren, die in dem Bereich des Heizleiters vorliegen, wo der Widerstandsdraht mit der Zuleitung verbunden ist. Nach Umstellung der Spannungsversorgung auf 130 Volt traten solche Störungen nicht mehr auf.

Bei den Kühlkreisen liegt das Hauptgewicht auf der Abfuhr der Kondensationswärme, die durch das am Abschäler bzw. Kollektor kondensierende Cäsium freigesetzt wird. Zusätzlich wird insbesondere der Abschäler durch Wärmestrahlung von der Düse her belastet. Die zu erwartenden Wärmeströme liegen beim Abschäler und beim Kollektor bei jeweils 80 Watt.

Die bei den Kühlkreisen K3a und K3b (vgl. Abb. 6) anfallende Wärme durch kondensierendes Cäsium kann vernachlässigt werden, sie werden wie K4 (vgl. Abb. 5) nur durch Strahlung und Wärmeleitung belastet. Unter diesen Umständen konnte auf die mögliche getrennte Versorgung der Kühlkreise verzichtet und ein vereinfachtes Fließschema entsprechend Abb. 8 benutzt werden.

Das als Wärmeträger benutzte Mineralöl - Wasser scheidet aus Sicherheitsgründen aus /14/ - wird aus dem Thermostat von einer Zahnradschlepppumpe angesaugt und auf den Ausgangsdruck p_{01} von typisch 2,5 bar Absolutdruck komprimiert. Der Ölstrom teilt sich in zwei Teilströme entsprechend den jeweiligen Strömungswiderständen auf. Der linke Teilstrom geht in den Kollektorkreislauf K2, erwärmt sich dort entsprechend der zugeführten Wärmeleistung \dot{Q}_2 und fließt zurück in den Thermostaten. Der rechte Teilstrom geht in den Abschälerkreislauf K1 und erwärmt sich dort entsprechend der Wärmeleistung \dot{Q}_1 . Anschließend passiert er außerhalb der Vakuumkammer zur Abkühlung einen wassergekühlten Wärmetauscher und wird danach zum Kühlen von K3 und K4 benutzt.

Als Wärmesenken zur Abkühlung des Wärmeträgers stehen neben dem Wärmetauscher zwischen K1 und K3 noch eine Kühlschlange im Thermostat und

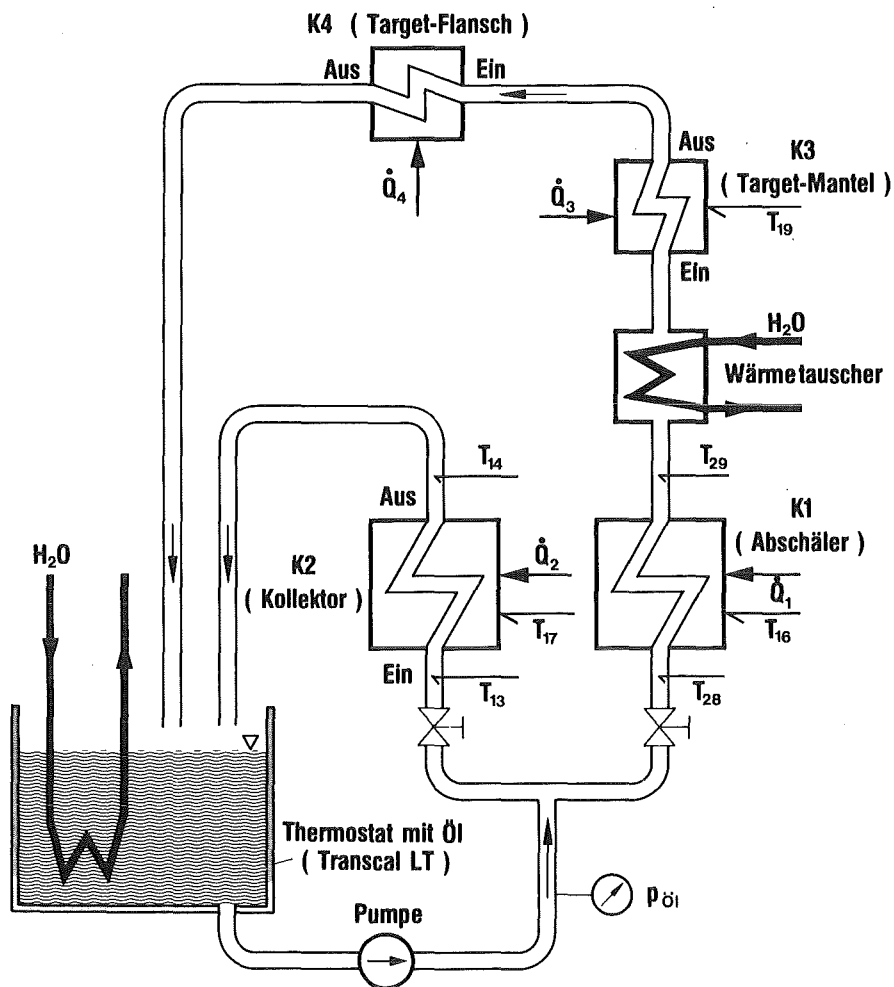


Abb. 8: Schematische Darstellung der Kühlkreisläufe.
(K_j = Kühlkreis, Q_j = zugeführter Wärmestrom, T_j = Temperaturmeßstelle).

- nicht eingezeichnet - ein luftgekühltes Rohrregister zur Verfügung.
Falls erforderlich könnte der Wärmetauscher auch mit einem Kältemittel gekühlt werden, um speziell K3a und K3b möglichst kalt zu bekommen. Der Wärmeträger ist bis herunter zu 258 K verwendbar.

Je nach Art der Wärmelast und der Kühlung von Wärmetauscher, Kühlschlange im Thermostat und Luftkühler ändert sich auch die Eingangstemperatur beim Abschäler (T_{28}) bzw. Kollektor (T_{13}). Falls gewünscht, läßt sich diese Temperatur durch Einschalten der Thermostatheizung (in Abb. 8 weggelassen) auf einem dann höheren Wert konstant halten.

Die Aufwärmspannen

im Abschälerkreislauf: $\delta T_A = T_{29} - T_{28}$ und

im Kollektorkreislauf: $\delta T_K = T_{14} - T_{13}$

werden mit Thermoelementen erfaßt und direkt als Differenz vom Datenlogger registriert. Die Volumenströme werden durch getrenntes Auffangen der Teilströme bestimmt. Sie lagen typisch bei:

$$\dot{V}_A = 10 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ und } \dot{V}_K = 5 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

Die abgeführte Wärme ist mit dem Volumenstrom und der Aufwärmspanne verknüpft über die Beziehung:

$$\dot{Q} = \dot{V} \cdot c \cdot \rho \cdot \delta T \quad (19)$$

Das Produkt $c \cdot \rho$ hat für das benutzte Öl nach Herstellerangaben /18/ bei $T = 320 \text{ K}$ den Wert

$$c \cdot \rho = 1,71 \text{ J cm}^{-3} \text{ K}^{-1} \quad (20)$$

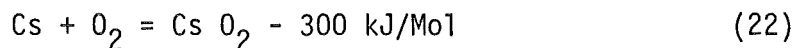
und ändert sich mit der Temperatur um hier vernachlässigbar $0,1 \text{ \%}/\text{K}$. Zusammenfassung von Gl. (19) und (20) liefert:

$$\delta T/\text{K} = 0,585 \frac{\dot{Q}/\text{W}}{\dot{V}/(\text{cm}^3 \text{ s}^{-1})} \quad (21)$$

Im Beispiel 80 W und $10 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ergibt das eine Erwärmung von $\delta T = 0,585 \cdot 8 \text{ K} = 4,7 \text{ K}$.

2.3 Sicherheitsmaßnahmen

Die hohe Reaktivität des Alkalimetalls Cäsium verlangt, daß sein Kontakt mit Luft bzw. Sauerstoff und mit Wasser sicher ausgeschlossen ist. Das Gefährdungspotential läßt sich durch die Wärmetönung der Oxidationsreaktion verdeutlichen /17/:



Danach würde bei der Reaktion von 1 kg Cs $\hat{=}$ 7,5 Mol eine Energie von 2,2 MJ freigesetzt, was dem Heizwert von ca. 50 g Benzin entspricht. Für den Sauerstoffbedarf von ebenfalls 7,5 Mol werden knapp 1 m_N³ Luft benötigt. Bei kontinuierlicher Zufuhr von z. B. 1 dm³ Luft/s wäre die freigesetzte Leistung rund 2,5 kW. Diese Zahlen zeigen, daß bei einem Lufteinbruch durch ein Leck in der Vakuumkammer die Reaktion der dort vorhandenen kleinen Mengen Cs (\lesssim 50 g) beherrschbar ist. Die wesentlichere Gefährdung liegt beim Bruch von Leitungsteilen mit flüssigem, teils heißem Cäsium. Aus diesem Grund sind die entsprechenden Bauteile gemäß Abb. 5 in einer getrennten Kammer mit massiven Wänden untergebracht, in der durch verdampfenden Flüssigstickstoff eine Schutzgasatmosphäre aufrecht erhalten wird. Der Boden ist als Auffangwanne ausgebildet, die im Störfall mit z. B. Paraffinöl geflutet werden kann.

Neben dieser Sicherheit gegenüber Störfällen durch die Art der Konstruktion ("built-in safety") ist zusätzlich Vorsorge getroffen, um Störungen durch Fehlbedienung bzw. fehlerhafte Funktion einzelner Systeme auszuschließen. Zu erwähnen sind:

- a) Ein Membran-Druckschalter an der Vakuumkammer gibt Alarm bei einem Druck $p > 5$ mbar und bewirkt gleichzeitig:
- Schließen der Ventile in der Dampf- und Kondensatleitung
 - Abschaltung der Heizkreise.

Die Wiedereinschaltung bei niedrigem Druck kann nur von Hand vorgenommen werden. Damit ist vermieden, daß versehentlich bei belüfteter Kammer der Cs-Kreislauf ebenfalls belüftet wird.

b) Die Programmierung des Heizsystems mit dem Datenlogger wurde so gewählt, daß zusätzlich zu der in Abschnitt 2.2 beschriebenen Abschaltung bei schlechtem Vakuum und erreichter Betriebs- bzw. Solltemperatur auch noch dann abgeschaltet wird, wenn

- das steuernde Thermoelement unterbrochen ist oder
- der Datenlogger durch Defekt oder versehentliches Abschalten ausfällt.

Als weitere Sicherheitsmaßnahme wird vom Datenlogger die jeweils höchste Temperatur ermittelt und angezeigt. Wenn sie einen vorgebbaren Wert überschreitet, erfolgt über ein zugeordnetes Ausgangsrelais ein akustisches und optisches Signal. Gegen unbefugte Änderungen am Programm ist der Datenlogger durch einen abschließbaren Programmschalter gesichert.

3. MESSVERFAHREN ZUR UNTERSUCHUNG DER CÄSIUMSTRÖMUNG

Entsprechend der Aufgabenstellung bei der Entwicklung des Gasstrahl-targets waren zur Charakterisierung der Überschallströmung geeignete Meßverfahren einzusetzen, die Antworten auf folgende Fragen liefern:

- Wie groß ist der Gasdurchsatz durch die Düse (J_D), welcher Teilstrom wird davon für das Target benutzt (J_t) und wie groß ist das mit der Überschalldüse erreichte Abschälverhältnis ($\theta = J_t/J_D$)?
- Wie ist die räumliche Verteilung der Intensität in der Targetzone (Strahlprofil) und wie groß ist die daraus abgeleitete Targetdicke ($n_t b_t$)?
- Wie groß sind die Cäsiumverluste aus den Aperturöffnungen heraus und wie sind sie räumlich verteilt?

In allen drei Bereichen handelte es sich also um die Messung von Teilchenströmen, deren Größe allerdings um viele Größenordnungen variiert: Der Gasdurchsatz liegt bei 10^{21} Atome s^{-1} , während im Außenraum die durch die Cäsiumverluste verursachten Ströme auf einen Detektor mit z. B. 1 cm^2 Empfangsfläche bei $10^{12} \div 10^{13}$ Atome s^{-1} liegen. Zum Nachweis dieser unterschiedlichen Ströme wurden die besonderen Eigenschaften des Cäsiums ausgenutzt: Bei hohen Strömen kann die beim Kondensieren freiwerdende Wärme als Meßsignal dienen, und für sehr kleine Ströme bietet sich der Oberflächenionisationsdetektor mit seiner sehr hohen Nachweisempfindlichkeit an /19/.

3.1 Messung des Düsendurchsatzes und des Abschälverhältnisses

Bei der Beschreibung des in Abb. 8 dargestellten Kühlsystems wurde bereits gesagt, wie sich die im Abschäler bzw. Kollektor freigesetzte Wärme aus der Temperaturerhöhung und dem Volumenstrom des Wärmeträgers berechnen läßt, vgl. Gl. (19) und Gl. (21). Die durch das Kondensieren eines Cäsiumstromes J_{kond} freigesetzte Wärmeleistung \dot{Q}_{kond} ist unter der hier

zulässigen Annahme einer adiabaten Expansion ohne Leistung äußerer Arbeit durch den Enthalpieunterschied Δi zwischen Ausgangsgas und Kondensat bestimmt:

$$\dot{Q}_{\text{kond}} = J_{\text{kond}} \cdot \Delta i \quad (22)$$

Der Enthalpieunterschied ist wesentlich durch die Kondensationswärme mit 561 J g^{-1} gegeben (vgl. Tabelle 2) und ändert sich im untersuchten Bereich nur wenig mit dem Ausgangs- und Endzustand: Für den Auslegungspunkt mit $T_0 = 700 \text{ K}$ und eine Kondensattemperatur von 320 K liefern die thermodynamischen Daten für Cäsium /10/:

$$\Delta i = 619 \text{ J g}^{-1} = 1,37 \cdot 10^{-19} \text{ J/Atom} \quad (23)$$

Änderungen der Kondensattemperatur oder der Ausgangstemperatur um jeweils 10 K ändern Δi nur um $2,5$ bzw. $2,0 \text{ J g}^{-1}$ und können unberücksichtigt bleiben. Zusammenfassung der beiden letzten Gleichungen liefert:

$$J_{\text{kond}} = 7,32 \cdot 10^{18} \cdot (\dot{Q}_{\text{kond}}/\text{W}) \text{ Atome s}^{-1}, \quad (24)$$

oder als Massenstrom $\dot{m}_{\text{kond}} = m_{\text{CS}} \cdot J$ ausgedrückt:

$$\dot{m}_{\text{kond}} = 1,61 \cdot 10^{-3} \cdot (\dot{Q}_{\text{kond}}/\text{W}) \text{ g s}^{-1} \quad (25)$$

Durch Ersetzen von \dot{Q}_{kond} durch die Daten δT_{kond} und \dot{V} des Wärmeträgers gemäß Gl. (19) erhält man schließlich:

$$\dot{m}_{\text{kond}} = 2,76 \cdot 10^{-3} \left[\frac{\dot{V}}{\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}} \right] \cdot \left[\frac{\delta T_{\text{kond}}}{\text{K}} \right] \text{ g s}^{-1} \quad (26)$$

Die Gleichsetzung der über Gl. (26) bestimmten Kondensatströme mit den entsprechenden Teilströmen der Cs-Strömung setzt voraus, daß praktisch der gesamte Targetstrom J_t im Kollektor kondensiert, also $J_t = J_K$, und

daß auch der vom Abschäler abgetrennte Außenbereich der Überschallströmung vollständig auf dem Abschäler kondensiert. Damit gilt:

$$J_D = J_A + J_K, \quad J_t = J_K \quad \text{und} \quad \theta = J_A / (J_A + J_K) \quad (27)$$

Die Gültigkeit dieser Annahme, die sich aus der geometrischen Anordnung ergibt, ließ sich für den Kollektor durch die direkte Messung des Strahlprofils bestätigen. Ein zusätzlicher Test lag in dem Vergleich des aus Gl. (27) kalorimetrisch ermittelten Gasdurchsatzes mit einer direkten Bestimmung des zirkulierenden Cs-Stromes. Dazu wurde unter sonst stationären Strömungsbedingungen der Kondensatrückfluß in den Verdampfer durch Schließen des Ventils V5 unterbrochen (vgl. Abb. 5). Dadurch sammelt sich das Kondensat in der Kondensatleitung an, und der Druck p_4 steigt wegen der Zunahme des hydrostatischen Druckes. Wenn A_R der Rohrquerschnitt ist, dann ist die zunehmende Cs-Kondensatmenge Δm mit der Druckzunahme verknüpft durch

$$\Delta p_4 = 0,98 \cdot (\Delta m / g) / (A_R / \text{cm}^2) \text{ mbar} \quad (28)$$

und durch Messung der Druckzunahme in einer bestimmten Zeit läßt sich der Kondensatstrom und damit der Düsendurchsatz J_D bestimmen. Die für den Auslegungspunkt mit $J_D = 0,246 \text{ g s}^{-1}$ erwartete Druckänderungsgeschwindigkeit liegt für $A_R = 0,44 \text{ cm}^2$ bei $0,55 \text{ mbar s}^{-1}$.

Ganz analog läßt sich der Gasdurchsatz bei offenem Ventil V5, aber geschlossenem Ventil V11, aus der Abnahme des Druckes p_4 bestimmen, die dem mit der Zeit sinkenden Cs-Pegel im Verdampfer entspricht. Wegen des größeren Querschnitts des Verdampfers ist die Abnahme aber um den Faktor 170 langsamer und daher für schnelle Messungen nicht geeignet.

3.2 Messung des Strahlprofils

Die zur Messung des Strahlprofils benutzte Temperaturmeßsonde ist in Abb. 9 maßstäblich dargestellt. Sie ist auf einem Flansch der Vakuumkammer montiert und kann über eine Dreh-Schiebedurchführung entlang der Clusterstrahlachse durch das Cs-Strahltarget verschoben werden.

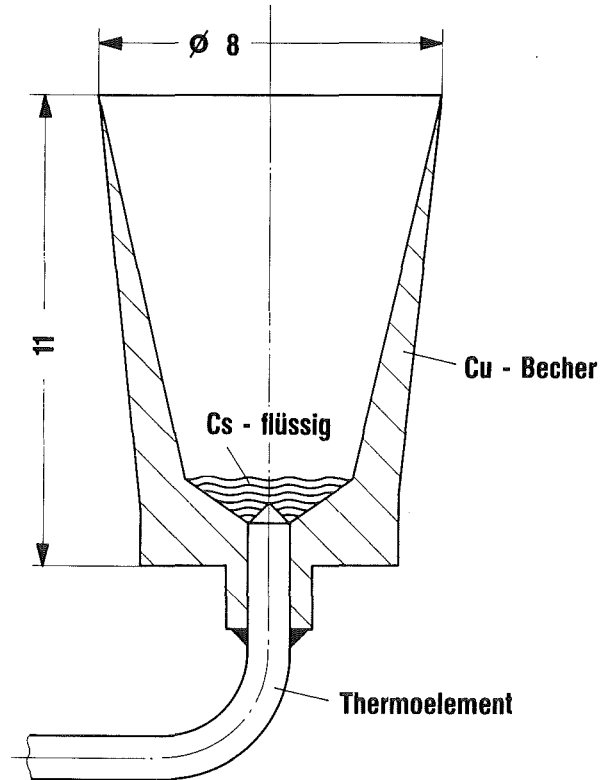


Abb. 9: Temperaturmeßsonde zur Messung der Cs-Intensität.

Die Öffnung des als Kalorimeter wirkenden Kupferbechers ist zum einfallenden Cäsiumstrahl hin orientiert, und der kondensierende Teilstrom J_{kond} sammelt sich im Becher. In Abb. 10 ist an zwei Meßkurven dargestellt, wie sich durch die freigesetzte Enthalpie Δi die Temperatur des Kupferbechers T_{Becher} erhöht. Nach Einschalten der Strömung steigt die Temperatur zunächst linear an und nähert sich dann schließlich einem (nicht mehr dargestellten) Gleichgewichtswert. Zur Auswertung wurde in dieser Arbeit nur der lineare Anstieg benutzt, bei dem offensichtlich Wärmeverluste durch Strahlung, Wärmeleitung und Rückverdampfung noch vernachlässigbar sind und die freigesetzte Wärmeleistung \dot{Q}_{kond} ausschließlich zum Aufheizen des Kupferbechers führt. Die Aufheizrate dT/dt ist mit der zugeführten Leistung über die Wärmekapazität des Bechers verknüpft, es gilt:

$$\dot{Q}_{\text{kond}} = m_{\text{Cu}} \cdot c_{\text{Cu}} \cdot dT/dt = 0,635 \cdot \frac{dT/K}{dt/s} \text{ W} \quad (29)$$

Dabei ist $m_{\text{Cu}} = 1,65 \text{ g}$ und $c_{\text{Cu}} = 0,385 \text{ J g}^{-1}\text{K}^{-1}$.

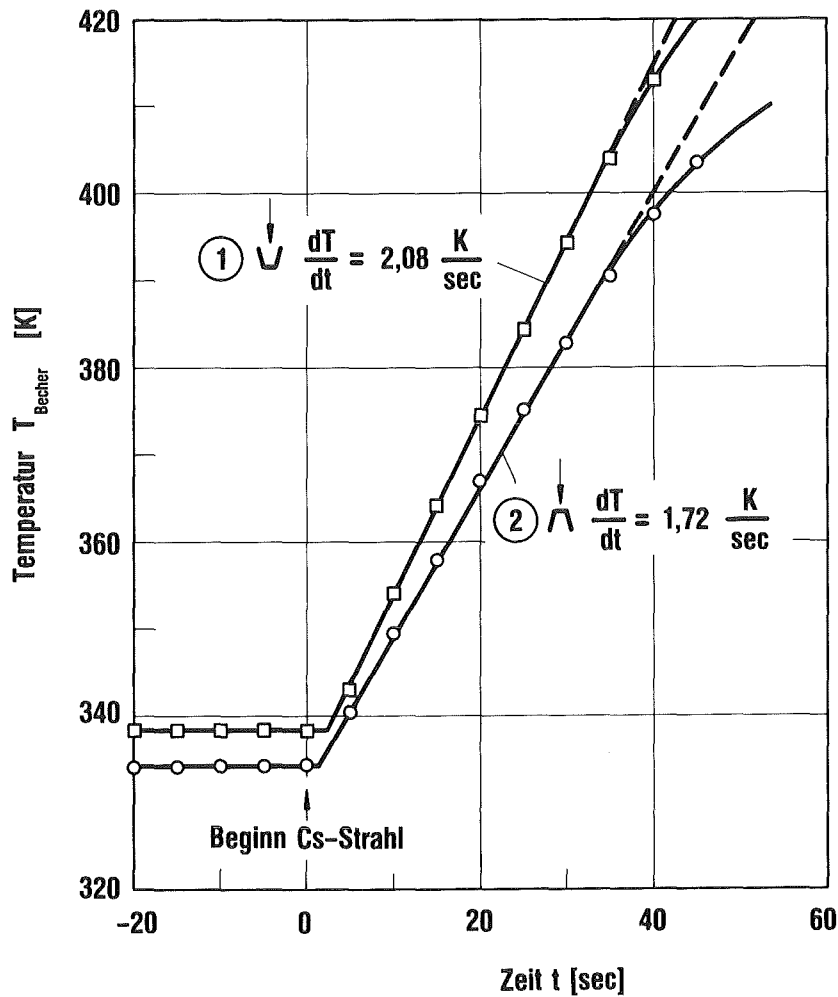


Abb. 10: Temperatur T_{Becher} der Meßsonde als Funktion der Zeit, bei Einschaltung der Cs-Strömung zur Zeit $t = 0$ ($x = 0$).
 Meßreihe ① : Becheröffnung zum Strahl hin gerichtet,
 Meßreihe ② : Becheröffnung vom Strahl weg gerichtet.
 (Nr. 150481/13, 14)

Die Wärmeleistung ist gemäß Gl. (22) an den kondensierenden Teilchenstrom J_{kond} gebunden. Zusammenfassung der beiden Gleichungen ergibt:

$$J_{\text{kond}} = \frac{\dot{Q}_{\text{kond}}}{\Delta i} = 4,635 \cdot 10^{18} \cdot \frac{dT/K}{dt/s} \text{ Atome s}^{-1} \quad (30)$$

Durch Division mit der Querschnittsfläche der Sonde $A_{\text{Sonde}} = 0,503 \text{ cm}^2$ erhält man die kondensierende Teilchenstromdichte am Ort der Sonde:

$$j_{\text{kond}} = J_{\text{kond}}/A_{\text{Sonde}} = 9,22 \cdot 10^{18} \cdot \frac{dT/K}{dt/s} \text{ Atome cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (31)$$

Nur wenn alle auf den Becher treffenden Cäsiumatome auch kondensieren und damit ihre Kondensationswärme abgeben, ist j_{kond} gleich der lokalen Stromdichte j . Um die Kondensationswahrscheinlichkeit zu prüfen, wurde unter sonst gleichen Bedingungen bei Meßreihe ② der Abb. 10 die Sonde verkehrt herum in den Strahl gebracht, mit der Öffnung nach unten. Wegen des in dieser Position etwas größeren Abstandes z zur Düse war der Meßwert der Aufheizrate von $1,72 \text{ K s}^{-1}$ für den Vergleich mit Meßreihe ① um $(10 \pm 2 \%)$ zu erhöhen. Der so korrigierte Wert ist mit $(1,89 \pm 0,04 \text{ K s}^{-1})$ um 10 % kleiner, entsprechend einer um 10 % kleineren Stromdichte j_{kond} . Dieser in Kontrollmessungen bestätigte Unterschied im kondensierenden Teilchenstrom zwischen den Sondenpositionen der Reihe ① und ② läßt den Schluß zu, daß beim ersten Wandstoß im Mittel nur 90 % der Cs-Atome kondensieren. Bei der normalen Sondenstellung (Becheröffnung nach oben), wirkt sich diese verminderte Kondensationswahrscheinlichkeit nicht aus, weil ein Verlassen des Bechers erst nach mehreren Wandstößen möglich ist und es gilt daher $j = j_{\text{kond}}$. Die in anderen Arbeiten benutzten Sonden, die nicht als Teilchenfalle ausgebildet sind, liefern nur eine untere Grenze für die tatsächliche Intensität.

Aus der mit der Sonde bestimmten Teilchenstromdichte erhält man die lokale Teilchendichte n durch Division mit der Strömungsgeschwindigkeit w_{∞} . Die Abhängigkeit der Teilchendichte von der Aufheizrate und der Ausgangstemperatur T_0 ist mit der Gl. (31) und Gl. (10):

$$n = j/w_{\infty} = 2,0 \cdot 10^{14} \cdot \frac{dT/K}{dt/s} \cdot \left(\frac{700 \text{ K}}{T_0}\right)^{1/2} \text{ Atome cm}^{-3} \quad (32)$$

3.3 Messung der Cäsiumverluste

Zur Messung der kleinen Cs-Intensitäten außerhalb des Strahlargets wird der Oberflächen-Ionisationsdetektor nach Langmuir-Taylor /19/ eingesetzt, dessen Prinzip in Abb. 11 dargestellt ist: Ein Wolframband wird durch

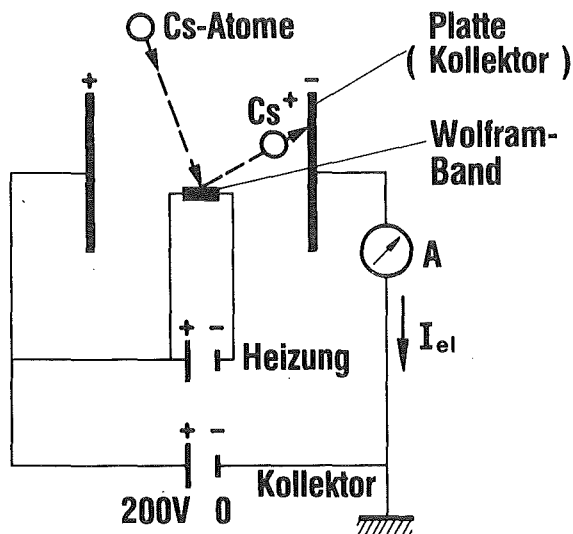


Abb. 11:
Prinzipskizze des Oberflächenionisationsdetektors nach Langmuir-Taylor (LT-Detektor).

elektrische Heizung auf Temperaturen um 1300 K gebracht. Da die Austrittsarbeit für Elektronen mit 4,55 eV deutlich größer als die Ionisierungsarbeit des Cs mit 3,8 eV ist, werden auftreffende Cs-Atome in positive Ionen umgewandelt und können nach Absaugung auf einen negativ geladenen Kollektor als elektrischer Strom I_{eI} nachgewiesen werden. Die Zahl der Ionen ist also gleich der Zahl der auftreffenden Cs-Atome, und es gilt für die Ströme

$$I_{eI} = J_{LT} \cdot e = j_{LT} \cdot A_{LT} \cdot e \quad (33)$$

mit J_{LT} = Cs-Atomstrom zum LT-Detektor

e = eI. Elementarladung = $1,602 \cdot 10^{-19}$ A·s pro Cs-Ion

j_{LT} = Cs-Atomstromdichte am Ort des Detektors

A_{LT} = Empfangsfläche des Detektors.

Abb. 12 zeigt einen Schnitt durch den Detektor, und Abb. 13 die Anordnung des Detektors relativ zum Strahltarget. Die Meßeinheit ist innerhalb eines

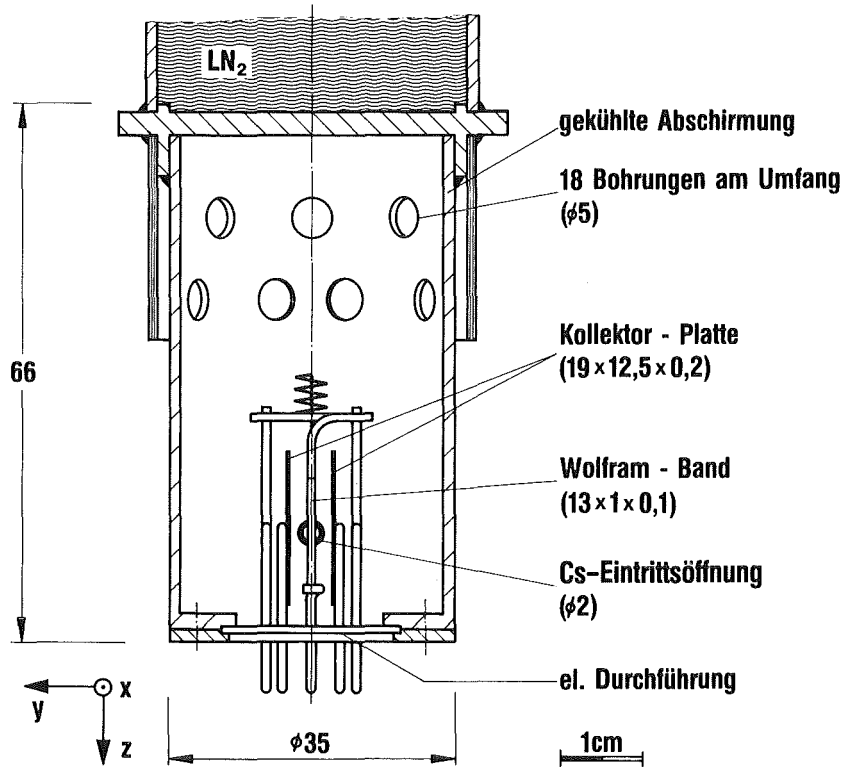


Abb. 12: Schnitt durch den LT-Detektor mit gekühlter Abschirmung.

mit LN_2 gekühlten Kupferrohres aufgebaut, das mit einer Eintrittsöffnung von 2 mm \varnothing für das nachzuweisende Cäsium versehen ist. Als Empfangsfläche dient ein in der Mitte ausgespanntes Wolframband, 13 mm lang und 1 mm breit. Der Kühlmantel bewirkt, daß die Cs-Atome nur direkt und nicht nach Wandstößen zum Wolframdraht gelangen können. Die Richtcharakteristik des Detektors, die aus der gegenseitigen Lage und Größe von Wolframband und Eintrittsöffnung resultiert, hat wie in Abb. 13 angedeutet in der x-y-Ebene eine Winkelakzeptanz von $\pm 4,9^\circ$ und in der x-z-Ebene eine von $\pm 23^\circ$. Da jedoch das Cäsium aus dem Inneren der Targeteinheit kommt, wird dieser große Winkelbereich nicht gleichzeitig genutzt. Bei der Auswertung der gemessenen Ströme wird daher mit einer wirksamen Fläche von einheitlich $A_{\text{LT}} = 0,2 \cdot 0,1 \text{ cm}^2$ gerechnet.

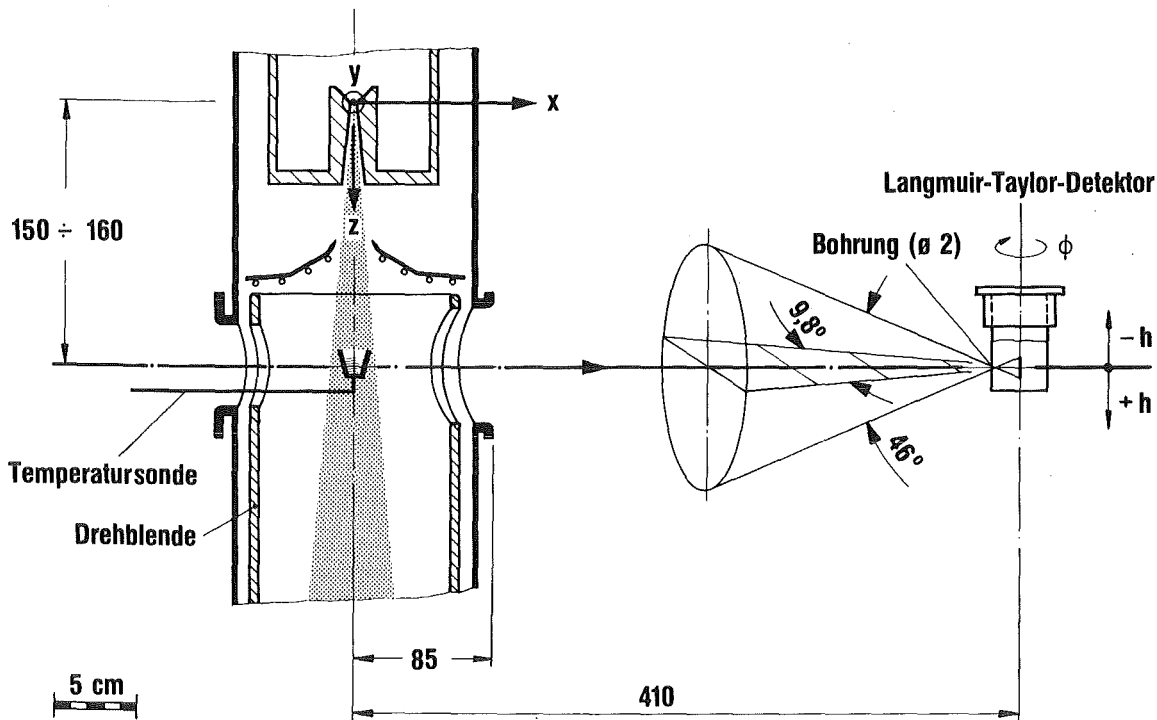


Abb. 13: Meßanordnung für die Experimente mit der Temperatursonde und den LT-Detektor.

Damit gilt:

$$j_{LT} = 3,12 \cdot 10^{20} \cdot (I_{e1}/A) \text{ Atome cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (34)$$

Nach Abb. 13 kann der Detektor im Abstand $x = 41$ cm von der Cs-Strahlachse entfernt parallel um $h = \pm 25$ cm verschoben und zusätzlich um seine eigene Achse um den Winkel ϕ gedreht werden.

Die Benutzung des LT-Detektors ist zu großen Strömen hin durch die Raumladungsgrenze beim Absaugen der Ionen eingeschränkt, die von der Absaugspannung und dem Abstand Wolframband-Kollektorelektrode (vgl. Abb. 12) abhängt. Bei 200 Volt liegt die Grenze bei $1 \cdot 10^{-6}$ A, was einer Cs-Atomstromdichte von $3 \cdot 10^{14}$ Atome $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ entspricht. Die gemessenen Intensitäten lagen unter diesem Wert, und es wurde zusätzlich durch Variation der Absaugspannung und des Heizstromes für das Wolframband sichergestellt, daß im jeweiligen Betriebspunkt des Detektors alle auftreffenden Atome ionisiert und alle Ionen gemessen wurden. Die sonst für Absolutmessungen erforderliche Eichung, die z. B. in Berkeley /13/ bei einem Na-Gasstrahltarget mittels Neutronenaktivierung durchgeführt wurde, konnte entfallen.

4. ERGEBNIS DER VERSUCHE UND DISKUSSION

4.1 Strömungsfeld der Überschalldüse

Bei der Charakterisierung des Strömungsfeldes durch das Abschälverhältnis interessierte, in welchem Maße durch die benutzte Überschalldüse eine Bündelung des Cs-Stromes erzielt werden konnte. Dazu wurden Messungen an stationären Cs-Strömungen durchgeführt, bei denen der Ausgangsdruck p_0 im Bereich 5-10 mbar und die Ausgangstemperatur T_0 zwischen 650 und 740 K variierten. Die Düse war mit ihrem engsten Querschnitt zunächst $z = 15$ cm, später 16 cm von der Clusterstrahlachse entfernt (vgl. Abb. 13) und der Abschäler war 7,5 cm von der Clusterstrahlachse entfernt.

Als Beispiel für die Messungen zeigt Abb. 14 für eine Versuchsdauer von insgesamt 30 Minuten die vom Datenlogger ausgedruckten Temperaturen von Verdampfer (T_{Verd}), Abschäler und Kollektor zusammen mit der Aufwärmung δT des Kühlmediums im Abschäler und Kollektor. Die vor der Einschaltung des Strahles bei $t \leq 0$ beobachtete Erwärmung zwischen 0,5 und 1 K ist durch die - beim Abschäler natürlich größere - Wärmebelastung durch die Abstrahlung der heißen Düse bedingt. Mit Einschalten des Strahles beobachtet man ein Abnehmen der Verdampfertemperatur, während alle anderen Temperaturen ansteigen. Die Abnahme von T_{Verd} , angezeigt mit T_{21} (vgl. Abb. 5), erklärt sich durch den Aufbau eines Temperaturgradienten, wenn dem Cäsium die beim Strahlbetrieb für das Verdampfen erforderliche Wärmeleistung zugeführt wird. Die beim Abschäler und Kollektor durch das kondensierende Strahlgas freiwerdende Wärme bewirkt einen zunächst schnellen, dann entsprechend der Wärmeträgheit langsameren Anstieg, bis nach etwa 15-20 Minuten ein stationärer Zustand erreicht ist, bei dem die Temperaturen um ca. 13 K (Abschäler) bzw. 8 K (Kollektor) über dem jeweiligen Anfangswert liegen. Parallel damit nimmt die Erwärmung δT des Kühlmittels ebenfalls zu. Die durch das kondensierende Cäsium bewirkte Erwärmung δ_{kond} ist die Differenz zwischen End- und Anfangswert, für die man aus Abb. 14 abliest:

$$\text{Abschäler: } \delta T_{\text{kond,A}} = (2,15-0,9) \text{ K} = 1,25 \text{ K}$$

$$\text{Kollektor: } \delta T_{\text{kond,K}} = (6,40-0,5) \text{ K} = 5,90 \text{ K}$$

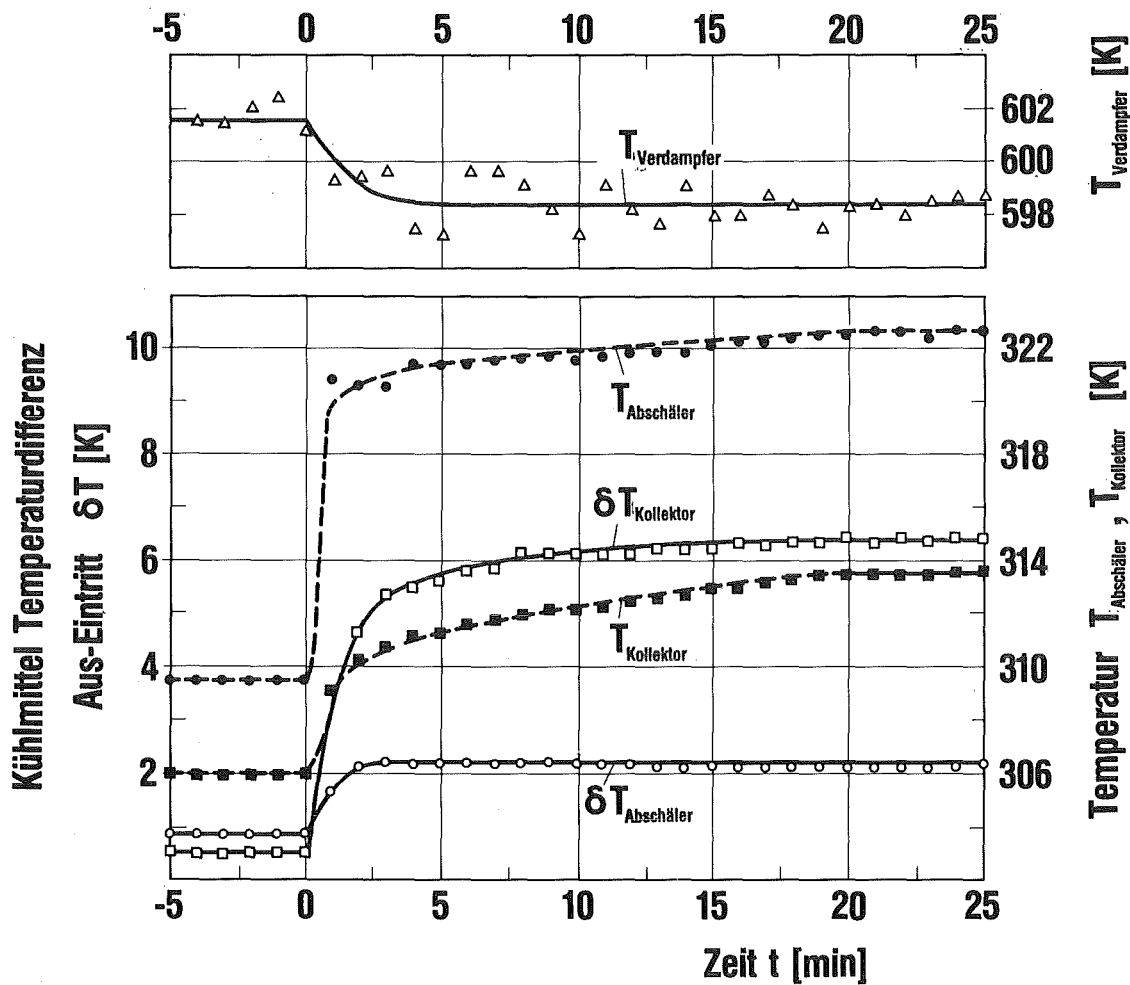


Abb. 14: Kühlmitteltemperaturdifferenz (Austritt-Eintritt) beim Abschäler $\delta T_{\text{Abschäler}}$ und Kollektor $\delta T_{\text{Kollektor}}$, Temperaturen vom Abschäler $T_{\text{Abschäler}}$ und Kollektor $T_{\text{Kollektor}}$, sowie Verdampfer-Temperatur $T_{\text{Verdampfer}}$ als Funktion der Zeit t , während eines Cs-Dauerstrahls. Der Strahl beginnt bei $t = 0$. Düsentemperatur $T_0 = 700 \text{ K}$.
(Nr. 280781/1)

Die Messung der Volumenströme \dot{V} des Kühlmittels nach Erreichen stationärer Temperaturverhältnisse lieferte:

$$\text{Abschäler: } \dot{V}_A = 11,4 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

$$\text{Kollektor: } \dot{V}_K = 4,83 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

Mit diesen experimentellen Werten erhält man aus Gl. (26) als Cäsium-Teilströme die Werte:

$$\text{Abschäler: } \dot{m}_A = 39,3 \text{ mg s}^{-1}$$

$$\text{Kollektor: } \dot{m}_K = 78,7 \text{ mg s}^{-1}$$

In der Summe sind das

$$\text{Gesamtstrom: } \dot{m}_{A+K} = 118 \text{ mg s}^{-1}$$

und somit hat das Abschälverhältnis den Wert

$$\theta = \dot{m}_K / \dot{m}_{A+K} = 67 \%$$

Am Beispiel dieser Auswertung wird deutlich, daß die Genauigkeit bei der Ermittlung des Abschälverhältnisses θ überwiegend durch die relativ hohe Wärmegrundlast am Abschäler beeinträchtigt wird. Sie führt bei der Differenzbildung zur Bestimmung $\delta T_{\text{kond},A}$ zu einer Fehlergrenze von maximal $\pm 15 \%$ und einer entsprechenden Ungenauigkeit von \dot{m}_A . Bei der Berechnung von θ liefert der gleiche Fehler aber nur noch einen kleineren Beitrag von $\pm 4,5 \%$. Diese Genauigkeit ließ sich nur dadurch erreichen, daß die Strahlungsabschirmung (5d) (vgl. Abb. 6) die Einstrahlung von der 700 K heißen Düse von sonst ca. 100 W auf nur noch 17,5 W (nach Gl. (21) und Abb. 14 für die Verhältnisse ohne Strahl ermittelt) reduziert. Bei der Anlage in Grenoble /14/ fehlte eine solche Strahlungsabschirmung, und bei der in Berkeley /13/ war sie wegen der besonderen Geometrie der Düse (vgl. Abb. 2b) nicht möglich.

Der Vergleich des kalorimetrisch bestimmten Massenstromes \dot{m}_{A+K} mit dem direkt volumetrisch aus Gl. (28) ermittelten Düsendurchsatz \dot{m}_D war dadurch erschwert, daß das Cs nur sehr ungleichmäßig in die Kondensatableitung abfloß. Die Meßzeiten für das Auffangen einer Kondensatmenge mit einem hydrostatischen Druckanstieg von 30 mbar variierten um teils einem Faktor zwei, und genauere Messungen erforderten die Mittelung über längere Zeiten. Das Ergebnis einer Meßreihe, bei der \dot{m}_D über jeweils 20 Einzelmessungen bestimmt wurde, ist in Tabelle 3 zusammen mit anderen Daten des Versuches zusammengestellt. Danach sind die beiden unabhängig voneinander bestimmten Werte für den Gasdurchsatz gleich groß.

Düsentemperatur T_0/K	720	730	740
Ausgangsdruck p_0 (theor.)/mbar	4,1	5,3	6,6
$\dot{m}_K/(mg\ s^{-1})$	97	129	159
$\dot{m}_{A+K}/(mg\ s^{-1})$	169	217	266
$\dot{m}_D/(mg\ s^{-1})$	170±17	213±40	280±50
Abschälverhältnis θ	57 %	59,4 %	59,7 %
Aufheizrate Sonde $\frac{dT/K}{dt/s}$	2,14	2,69	3,14

Tabelle 3: Ergebnisse mit einer stationären Cs-Strömung. Die Werte für p_0 (theor.) sind unter Annahme einer reibungsfreien Ausströmung aus dem Meßwert von \dot{m}_{A+K} nach Gl. (9) berechnet. Die Düse war $z = 16$ cm von der Clusterstrahlachse entfernt.

Das gegenüber dem Ergebnis für den Versuch der Abb. 14 kleinere Abschälverhältnis erklärt sich durch den größeren Abstand z .

Die insgesamt bei den beiden unterschiedlichen Abständen erhaltenen Abschälverhältnisse sind in Tabelle 4 mit dem bei einer Schlitzdüse ohne

z	α_A	Abschälverhältnis θ	
		Überschalldüse (gemessen)	Schlitzdüse (aus Gl. (11))
15 cm	$8,5^\circ$	(62 ÷ 70) %	18,4 %
16 cm	$7,5^\circ$	(57 ÷ 63) %	16,2 %

Tabelle 4

Überschallkugel (vgl. Abb. 2a) theoretisch erwarteten Wert nach Gl. (11) zusammengestellt. α_A ist der Winkel zwischen der Strahlachse und der die Abschälerkante treffenden Stromlinie.

Danach liefert die hier benutzte Überschalldüse (Abb. 2c) ein rund 3,5-fach größeres Abschälverhältnis, als es mit einer einfachen Schlitzdüse erzielbar ist. Dieser Gewinn im Abschälverhältnis bedeutet, daß der Gasdurchsatz bei sonst vergleichbaren Verhältnissen um den Faktor 3,5 kleiner ist, ebenso die dem Gasdurchsatz in etwa proportionalen Aufwendungen zum Verdampfen und Kondensieren des zirkulierenden Cäsiums. Auch die damit mögliche Verkleinerung des Cs-Inventars ist als Vorteil der Überschalldüse zu nennen. Das in Kap. 1.3 als hypothetischer Grenzwert genannte Abschälverhältnis (nach Gl. (13)) von rund 80 % wird natürlich nicht erreicht, aber der bei der Planung angenommene Wert von 50 % deutlich überschritten.

Zur weiteren Absicherung der Meßergebnisse wäre ein Vergleich mit dem theoretischen Gasdurchsatz gemäß Gl. (9) wünschenswert. Dazu muß man den Ausgangsdruck p_0 kennen, entweder durch Messung oder durch Berechnung aus der Verdampfertemperatur über die Dampfdruckkurve. Beide Verfahren waren jedoch bei stationärem Cs-Strahl nur bedingt anwendbar, sie lieferten zu große Werte: Die am Boden des Verdampfers gemessene Temperatur T_{21} (vgl. Abb. 5) ist bei den relativ großen Wärmestromdichten sicher größer als die 5÷10 cm weiter oben gegebene Temperatur der Flüssigkeitsoberfläche. Die Druckmessung ist neben dem Dampfdruck noch vom hydrostatischen Druck des Cs in der Leitung zwischen Meßröhre und Verdampfer abhängig. Dazu zeigt Abb. 15 die Änderung von p_4 , wenn der Verdampfer vor dem Versuch, also bei geschlossenem Ventil V6, mit der konstanten Rate von 30 K/h hochgeheizt wird. Zunächst nimmt dabei der Druck p_4 ab, weil eben der hydrostatische Druck kleiner wird, wenn das Cs in der Leitung heißer wird. Der Dampfdruck des Cäsiums ist die Differenz zwischen p_4 und dem extrapolierten Wert des hydrostatischen Druckes. Die so bestimmten Dampfdrücke p_D entsprechen der Dampfdruckformel in Tab. 2 und den Tabellenwerten von Ref. /10, 20/. Wenn nun mit Öffnen von V6 die Zirku-

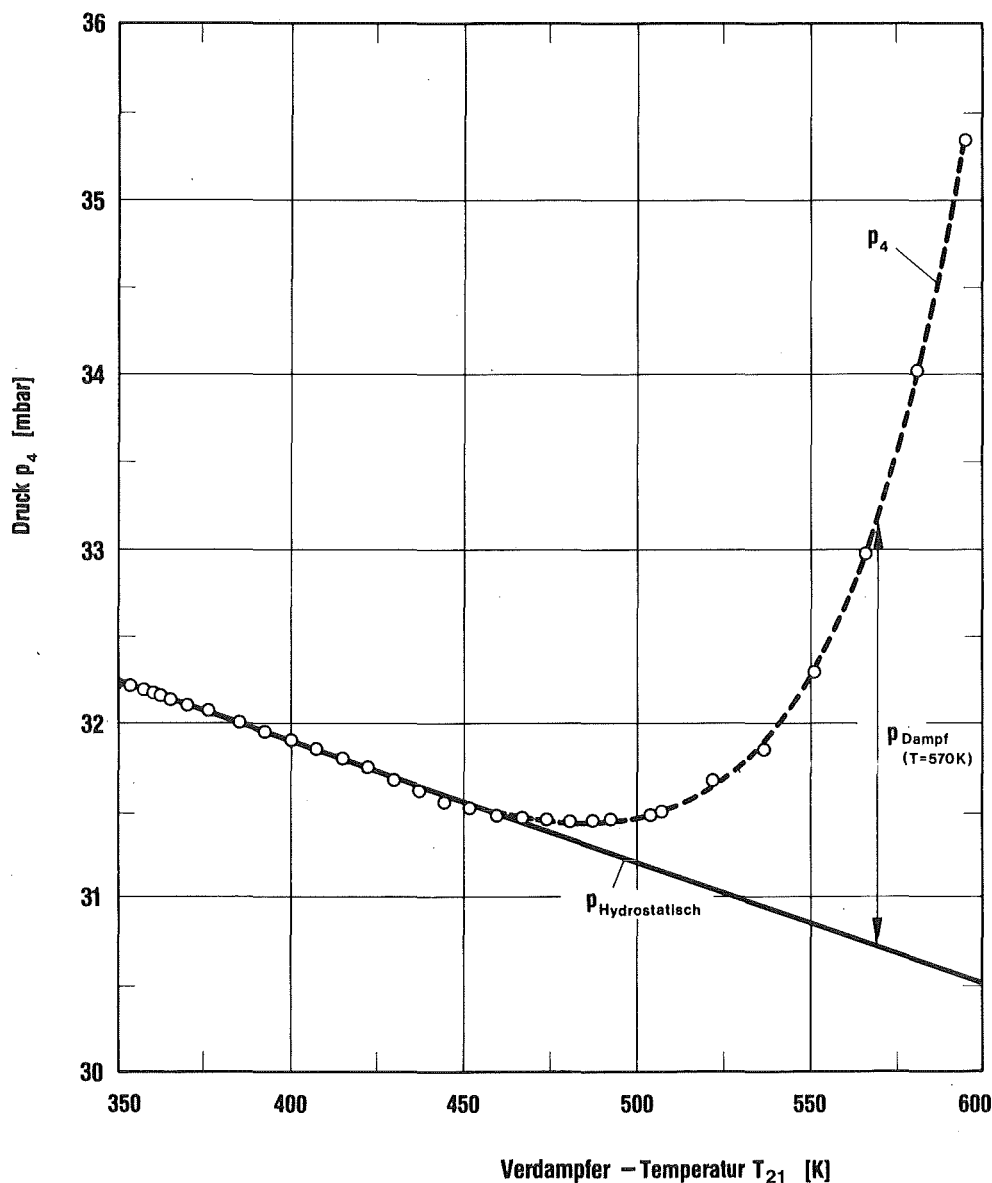


Abb. 15: Druck p_4 in der Kondensatrückleitung (vgl. Abb. 5) als Funktion der Verdampfer-Temperatur T_{21} .
(Nr. 030282)

lation des Cäsiums einsetzt, dann wird das rückströmende Kondensat kälter sein und einen zu hohen Druck p_0 vortäuschen. Aus diesen Gründen wurde bei den hier vorgestellten Ergebnissen mit stationärem Strahl auf die Berechnung des Düsendurchsatzes verzichtet, und umgekehrt aus dem gemessenen Durchsatz der effektive Einlaßdruck nach Gl. (9) ermittelt wie in Tab. 3. Eine merkliche Abweichung vom theoretischen Wert kann bei den hier vorliegenden Ausgangsknudsenzahlen (vgl. Gl. (16)) ausgeschlossen werden.

Messungen aus Grenoble, wonach bei einer Schlitzdüse mit vergleichbaren Ausgangsbedingungen der kalorimetrisch gemessene Massenstrom um bis zu einem Faktor 2 größer als der theoretische Wert war /21/, lassen sich nur mit systematischen Fehlern bei der Kalorimetrie und/oder bei der Bestimmung von p_0 erklären, weil beim Übergang zu mehr molekularer Strömung der Gasdurchsatz eher kleiner, aber nicht größer als der einer gasdynamischen Strömung wird.

4.2 Strahlprofil und Targetdicke

Zur Messung der Strahlprofile mit der in Kap. 3.2 beschriebenen Temperatursonde wurde der Cs-Strahl jeweils nur zwischen 20 und 30 s freigegeben und für diese Zeit der Anstieg der Temperatur dT/dt bestimmt. Nach jeder Messung kühlte sich die Sonde außerhalb der Targetzone bis auf mindestens 340 K ab, bevor sie auf eine neue Position (vgl. Abb. 13) gebracht wurde. Diese punktweise Bestimmung ist zwar zeitaufwendig, dafür apparativ und in der Auswertung einfacher und genauer als die Bestimmung des Profils aus einem kontinuierlichen Durchfahren der Sonde durch das Meßgebiet. Abb. 16 zeigt für drei unterschiedliche Strahlerzeugungsbedingungen die so erhaltenen Strahlprofile. Die Meßpunkte dT/dt wurden gemäß Gl. (32) in Teilchendichte n umgerechnet. In allen drei Fällen ist die Halbwertsbreite mit 4,7 cm nur unwesentlich größer als die Breite, die man durch Verlängerung der den Abschäler treffenden Stromlinie erhält (4,5 bzw. 4,2 cm bei $z = 15$ bzw. 16 cm).

Zur Kennzeichnung der Güte des Profils wird die 10 %-Breite mit der Halbwertsbreite verglichen. Sie ist nach Abb. 16 mit 10 cm um den Faktor 2,1 größer als die Halbwertsbreite, verglichen mit einem Faktor 2,9, den man für das Strahlprofil der Anlage in Grenoble /14/ bestimmt. Dabei ist nicht berücksichtigt, daß die Temperatursonde an den Flanken des Strahles zunehmend zu große Werte für n anzeigt: Bei schräger Anströmung der Sonde wird nach Abb. 9 die Empfangsfläche größer als die der der Auswertung zugrunde liegenden Querschnittsfläche. Der Verzicht auf eine

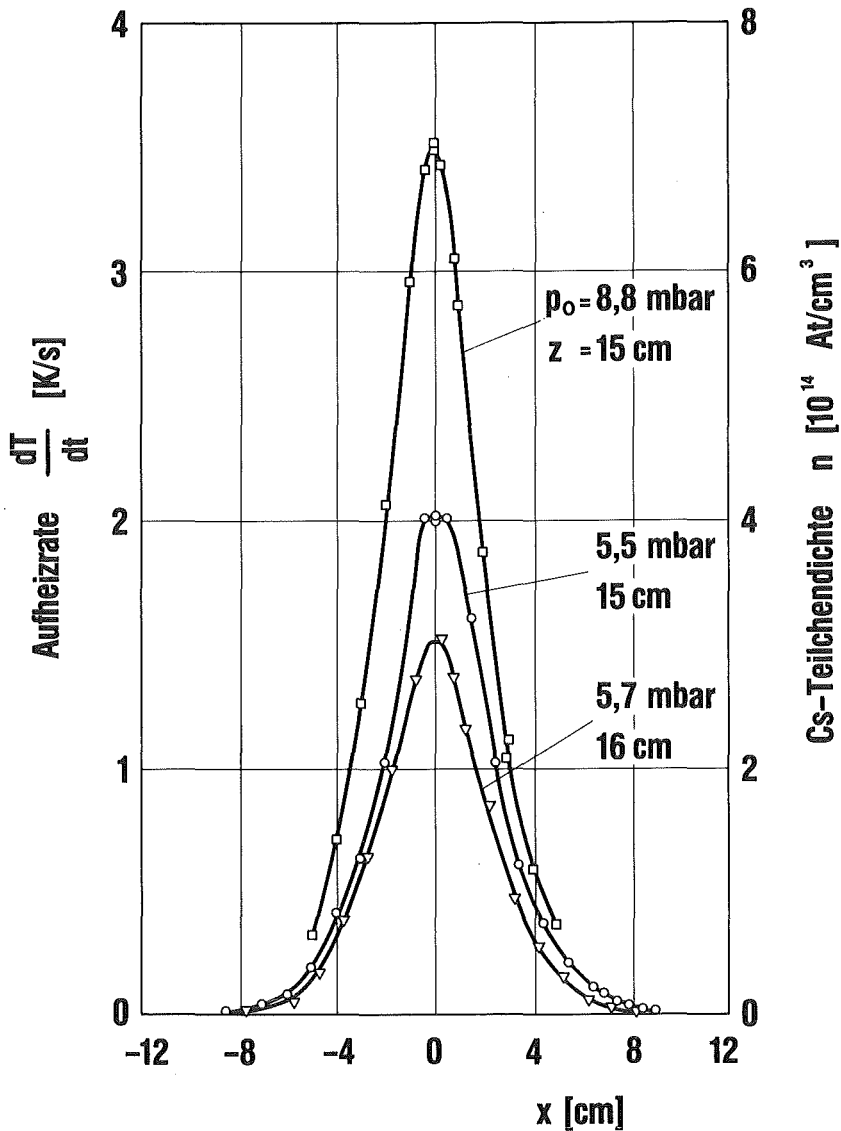


Abb. 16: Cs-Strahlprofile: Aufheizrate dT/dt der Temperaturmeßsonde als Funktion des Abstandes x von der Mitte des Cs-Strahls, bei verschiedenen Strahlerzeugungsbedingungen (Druck p_0 und Abstand Düse - Clusterstrahlachse z) bei $T_0 = 700$ K. Die rechte Skala gibt die aus dT/dt über Gl. (32) berechnete Teilchendichte n an. (Nr. 150481, 090681, 211081)

entsprechende Korrektur, deren genaue Größe noch von der Geschwindigkeitsverteilung der Strömung und von dem Kondensationskoeffizienten abhängt, bedeutet, daß die tatsächlichen Profile etwa ab $x = \pm 3$ cm schneller abfallen, und somit das Strahltarget auf einen engeren Bereich konzentriert ist. Insgesamt läßt sich aus den Profilmessungen folgern, daß die Kombi-

nation Überschalldüse und Abschäler auch bei Abschälverhältnissen um 60 % die Erzeugung räumlich scharf begrenzter Überschallstrahlen zuläßt, ohne daß durch Grenzschichten in der Düse oder durch Störungen beim Ausblenden mit dem Abschäler die Strahlqualität wesentlich beeinträchtigt wird.

Die Größe der Targetdicke ist durch die Fläche unter dem Profil der Teilchendichte n bestimmt. Wegen der tatsächlich kleineren Dichte an den Strahlrändern wird diese Fläche durch das Produkt aus Halbwertsbreite und maximaler Dichte angenähert, es gilt:

$$\text{Targetdicke} = \int n dx \geq n_{\text{max}} \cdot 4,7 \text{ cm} \quad (35)$$

Die so zu den drei Profilen der Abb. 16 bestimmten Targetdicken liegen zwischen 3,3 und $1,4 \cdot 10^{15}$ Cs-Atome cm^{-2} und übertreffen damit den Auslegungswert von $2 \cdot 10^{15}$. Größere Werte lassen sich durch größere Ausgangsdrücke p_0 realisieren.

Diese mit gepulsten Strahlen gemessenen Strahlprofile und Targetdicken wurden auch bei stationärem Betrieb nachgewiesen. Dazu wurde die Sonde von außen in den Strahl eingeschoben und die Aufheizrate registriert. Die in Tab. 3 aufgeführten Werte dT/dt wurden in der Strahlmitte gemessen. Weitere Kontrollversuche an anderen Stellen des Profiles bestätigten, daß die Halbwertsbreite gleich der bei gepulsten Strahlen war. Ein unterschiedliches Verhalten wäre dann möglich, wenn die Expansionsbedingungen zeitlich nicht konstant sind, und ein ansteigender Gegendruck z. B. zur Ausbildung von Verdichtungsstößen und damit zu massiven Störungen der Überschallströmung führt. In dem hier benutzten Strahlerzeugungssystem waren die Kondensationsflächen von Abschäler und Kollektor ausreichend gekühlt und die nur geringen Temperaturanstiege nach Einschalten des Strahles, vgl. Abb. 14, waren ohne Einfluß auf die Überschallströmung.

4.3 Cäsiumverluste

Bei der Bestimmung der Cäsiumausströmung aus dem Targetsystem in die Vakuumkammer waren die folgenden Betriebszustände zu unterscheiden:

1. Ohne Cs-Strahl, Drehblende geschlossen: Das dann gemessene Untergrundsignal des Langmuir-Taylor-Detektors, formal über Gl. (34) in eine Cäsium-Teilchenstromdichte am Ort des Detektors umgerechnet, wird mit $j_{o,g}$ bezeichnet, wobei der Index o für "ohne Strahl" (V6 geschlossen) und der Index g für "geschlossene Drehblende" stehen.
2. Ohne Cäsium-Strahl, Drehblende auf: Signal $j_{o,a}$.
3. Mit Cäsium-Strahl, Drehblende geschlossen: Signal $j_{m,g}$
4. Mit Cäsium-Strahl, Drehblende auf: Signal $j_{m,a}$.

Die Größe der bei den verschiedenen Betriebszuständen erhaltenen Ionenströme wurde fortlaufend mit einem Schreiber registriert. Abb. 17a zeigt als Ausschnitt aus einem solchen Registrierstreifen den Verlauf des Stromes I_{e1} , der sich bei einem Strahlimpuls von insgesamt 25 s Dauer ergab. Die Drehblende war zunächst offen (Signale $j_{o,a}$, $j_{m,a}$) und wurde etwa 30 s nach Ende des Strahlpulses ebenfalls geschlossen. Das Strahlsignal $j_{m,a}$ bestimmt sich aus dem Stromsignal von $1,04 \cdot 10^{-7}$ A über Gl. (34) zu $j_{m,a} = 3,15 \cdot 10^{13}$ Atome $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Bei den gleichen Versuchsbedingungen war die Aufheizrate der Sonde $dT/dt = 1,30 \text{ K s}^{-1}$, was einer Strahlintensität im Target von $1,2 \cdot 10^{19}$ Atome $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ entspricht. Die im Abstand $x = 41 \text{ cm}$ gemessene Intensität ist also um den Faktor $2,6 \cdot 10^{-6}$ kleiner als die Intensität im Target ($x = 0$).

Das Strahlsignal $j_{m,a}$ war bei der Meßreihe, zu der Abb. 17a gehört, zeitlich nicht konstant, sondern nahm unter sonst gleichen Bedingungen von $4,4 \cdot 10^{13}$ auf $2,9 \cdot 10^{13}$ Atome $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ab. Bei Wiederholung der Messungen

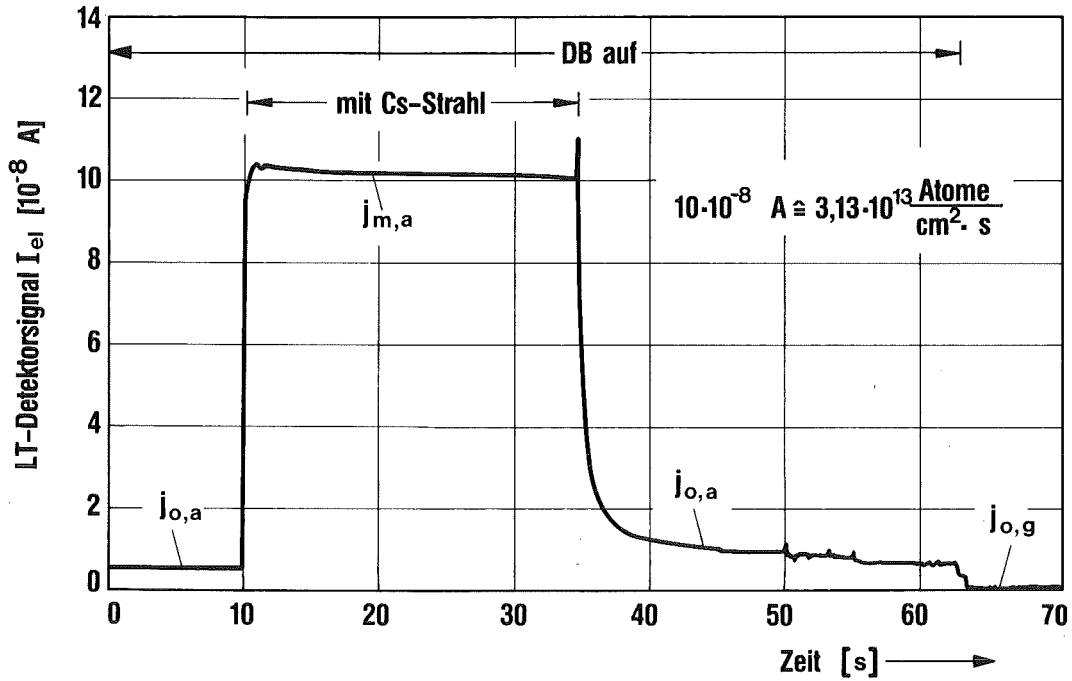


Abb. 17a: Registrierstreifen des Langmuir-Taylor-Signals I_{e1} als Funktion der Zeit ($h = 0, \phi = 0$).
(Nr. 030282/22)

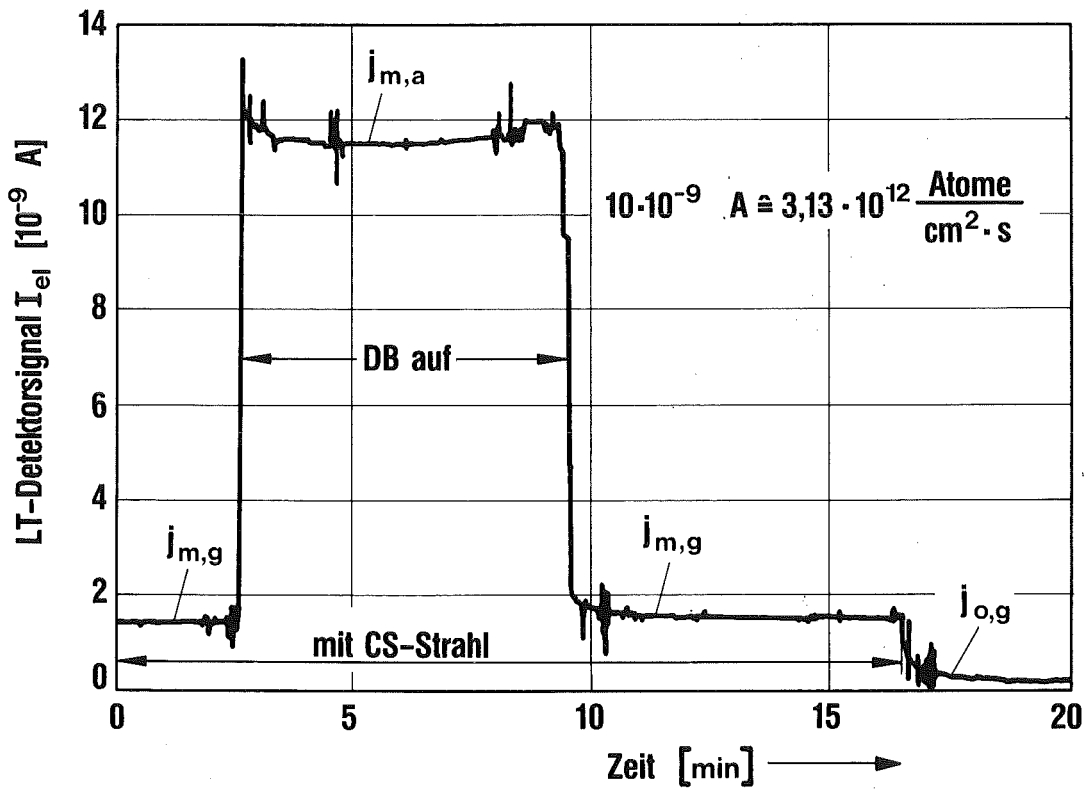


Abb. 17b: Registrierstreifen des Langmuir-Taylor-Signals I_{e1} als Funktion der Zeit ($h = 0, \phi = 0$).
(Nr. 100282/14)

nach einer Woche wurde mit stationärem Strahl sogar ein fast eine Größenordnung kleineres Signal erhalten, obwohl die Strahlintensität, gemessen mit der Temperatursonde, gleich geblieben war. Die entsprechende Messung zeigt Abb. 17b, bei der die Änderung des Detektorstromes I_{e1} dargestellt ist, die sich bei laufendem Strahl durch Öffnung der Drehblende ergibt. Die Amplitude ist mit nur noch $j_{m,a} = 3,6 \cdot 10^{12}$ Atome $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ um den Faktor $3 \cdot 10^{-7}$ kleiner als die Intensität in der Targetzone. Diese Zeitabhängigkeit des Signals läßt den Schluß zu, daß das Signal überwiegend nicht durch direkte Streuprozesse aus der Targetzone entsteht, sondern zum größeren Teil über Stöße mit der Wand aus der Targeteinheit in den Detektor gelangt. Die Reflexionsbedingungen hängen dabei von der Oberflächenbeschaffenheit ab, und es ist denkbar, daß die stärkere Bedeckung mit Cs und/oder die Bildung von Oxydschichten die Reflexion zunehmend beeinträchtigt.

Die Messungen der Abb. 17 galten für die zentrale Position des Detektors, bei der er in Höhe der Clusterstrahlachse ($h = 0$) auf das Strahltarget ausgerichtet war ($\phi = 0^\circ$). Die Abb. 18 und Abb. 19 zeigen Ergebnisse über die Winkel- und Höhenabhängigkeit der Detektorsignale. Nach Abb. 18 ist das eigentliche Strahlsignal $j_{m,a} - j_{m,g}$ nicht symmetrisch zur Strahlmitte $h = 0$, sondern zeigt ein ausgeprägtes Maximum in Richtung der ursprünglichen Cäsiumströmung. Auch im Maximum bei $h = +15$ cm ist die Intensität mit $1,2 \cdot 10^{14}$ Atome $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ um mehr als 5 Größenordnungen kleiner als die Intensität im Strahltarget und bei $h = -15$ cm ist sie um einen weiteren Faktor 17 abgesunken.

Abb. 19 zeigt für alle dargestellten Betriebszustände eine starke Winkelabhängigkeit des Signals in dem Sinne, daß die Signale um so kleiner sind, je mehr der Detektor vom Target weggedreht wird. Dabei werden auch bei Winkeln von z. B. $\pm 15^\circ$ noch deutliche direkte Strahlsignale nachgewiesen, obwohl in dieser Stellung die Cs-Atome nur noch über Stöße mit Wänden außerhalb des Strahltargets in den Detektor gelangen können. Dazu zeigt Abb. 20 den zeitlichen Verlauf des Detektorstromes I_{e1} bei $\phi = -15^\circ$: nach Einschalten des Strahles steigt bei geschlossener Drehblende das

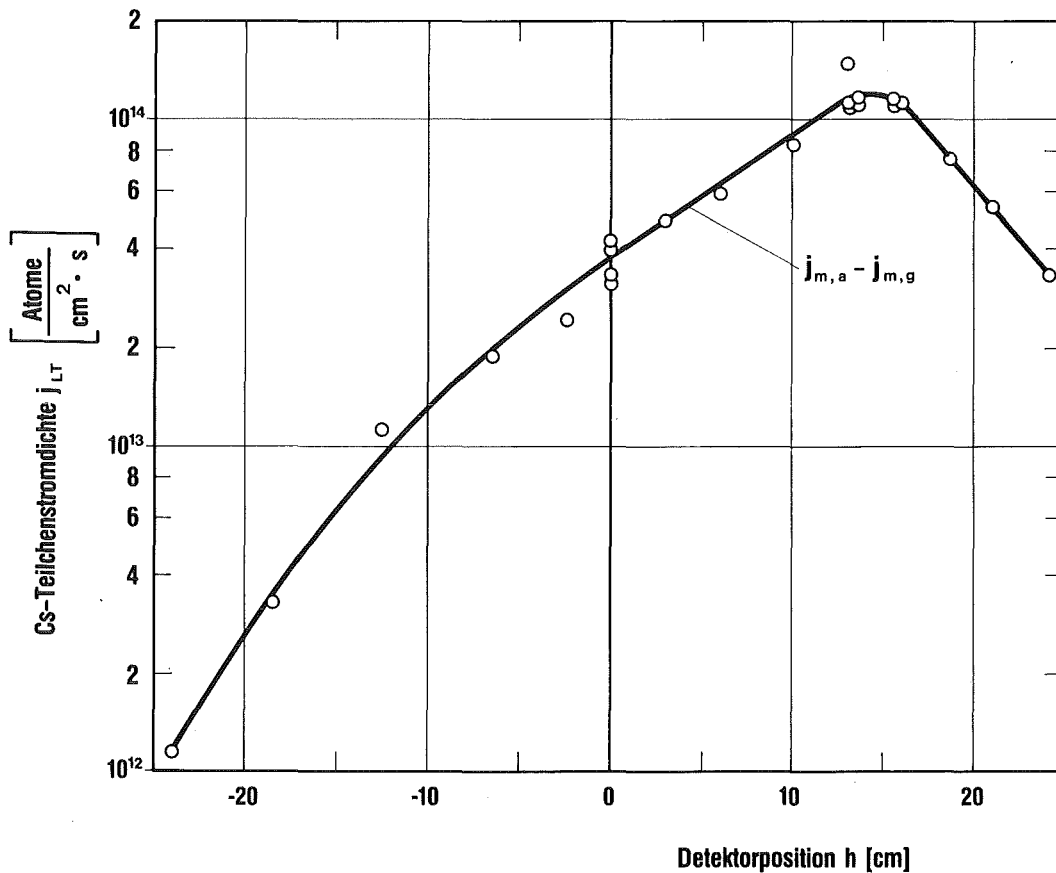


Abb. 18: Intensität des Cs-Strahlsignals $j_{m,a} - j_{m,g}$ als Funktion der Detektorhöhe h relativ zur Clusterstrahlachse ($\phi = 0$). (Nr. 030282/12, 13)

Signal nur langsam an, was sich durch zunehmende Erwärmung und/oder Bedeckung der Wandflächen erklären läßt. Öffnen der Drehblende läßt das Signal wie in der zentralen Position (vgl. Abb. 17b) sprunghaft ansteigen und beim Schließen wieder abfallen.

Die noch relativ hohen Signale $j_{m,g}$ bei geschlossener Blende deuten an, daß die nur optisch dichte Drehblende relativ große Cs-Ströme in den Außenraum passieren läßt, wenn in der Kollektoreinheit durch den laufenden Strahl der Cs-Partialdruck höher wird. Dieser Anteil ließe sich durch konstruktive Maßnahmen an der Führung der Drehblende und evtl. durch eine gesonderte Kühlung weiter reduzieren.

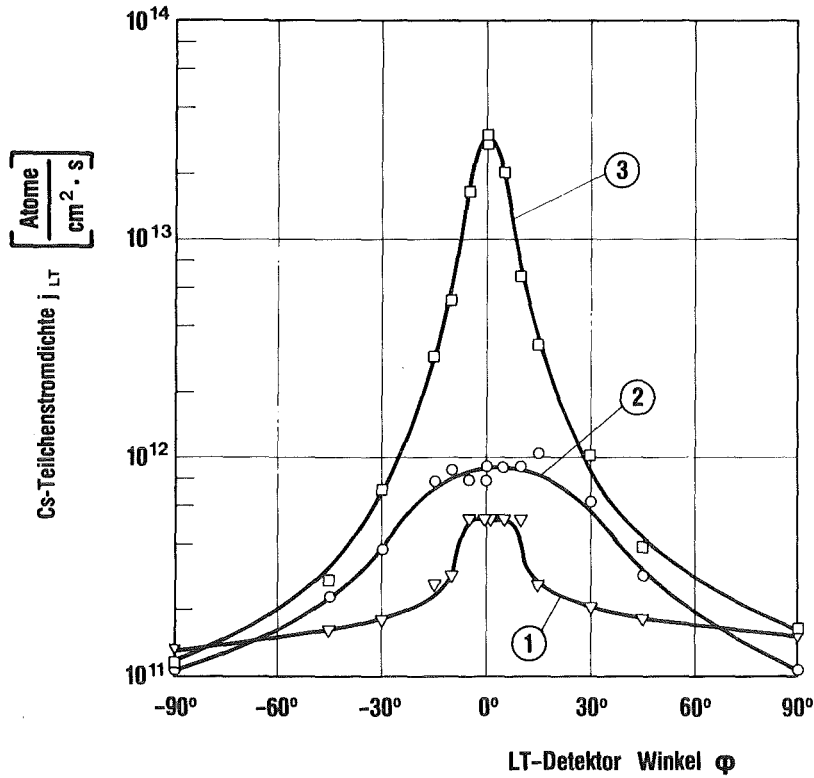


Abb. 19: Cs-Teilchenstromdichte als Funktion des Detektor-Winkels ϕ ($h = 0$).
 Meßreihe ① : Signal $j_{o,g}$ (Untergrundsignal)
 Meßreihe ② : Signal $j_{m,g} - j_{o,g}$ (Strahlsignal bei geschlossener Drehblende)
 Meßreihe ③ : Signal $j_{m,a} - j_{m,g}$ (Strahlsignal bei offener Drehblende)
 (Nr. 030282/14)

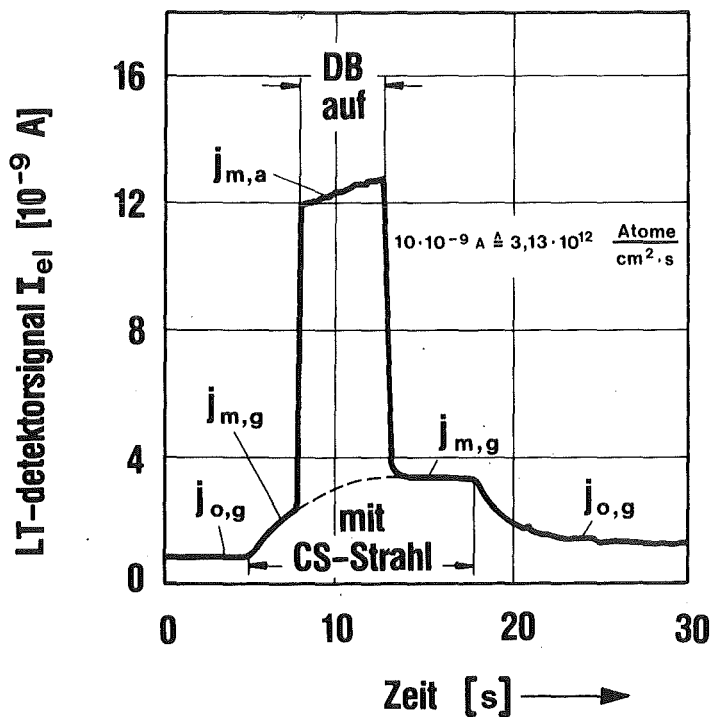


Abb. 20: Registrierstreifen des Langmuir-Taylor-Signals I_{e1} als Funktion der Zeit bei $\phi = -15^\circ$ ($h = 0$).
 (Nr. 030282/14)

Bei den in Abb. 17-19 dargestellten Ergebnissen war die Cs-Strömung stets durch eine Aufheizrate von $dT/dt = 1,3 \text{ K s}^{-1}$ gekennzeichnet. Versuche bei höheren Strahlintensitäten zeigten qualitativ das gleiche Verhalten, nur nahmen die Cs-Ströme im Außenraum wesentlich weniger stark zu als es der Zunahme der Intensität in der Targetzone entsprach. Tabelle 5 bringt dazu eine Zusammenfassung von Werten für die Signale $j_{m,a}$ bei laufendem Strahl und offener Drehblende. Auch bei diesen anderen Strahlerzeugungsbedingungen wurde die bei Abb. 17 erwähnte zeitliche Abnahme von $j_{m,g}$ beobachtet, und die beiden jeweils angegebenen Werte entsprechen dem Anfangs- und Endwert während einer Versuchsdauer von ca. 1 h.

$\frac{dT/K}{dt/s}$	$j_{m,a}/(10^{13} \text{ Atome cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$
1,3	4,4 ÷ 2,9
1,67	5,0 ÷ 3,8
2,2	4,8 ÷ 3,6

Tabelle 5: Intensität am Langmuir-Taylor-Detektor bei unterschiedlichen Strömungsbedingungen in der Targetzone. (030282)

Zur Bewertung der im Außenraum gemessenen Cs-Intensitäten und der damit verbundenen Verluste an Cs aus dem Strahltarget in die Vakuumkammer dient der folgende Vergleich mit den Cs-Intensitäten, die sich ergeben, wenn man die Targeteinheit als Knudsenzelle betrachtet, in der sich Cs im thermischen Gleichgewicht entsprechend dem jeweiligen Dampfdruck befindet. Für eine Temperatur von 300 K und dem dazugehörigen Druck von $3 \cdot 10^{-6}$ mbar liefert die Ofenausströmung aus der 70 mm \emptyset großen Austrittsöffnung am Ort des Detektors mit $4 \cdot 10^{12} \text{ Atome cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ eine Intensität, die unter den Bedingungen der Abb. 17b nur bei laufendem Strahl und offener Blende erreicht wird. Die tatsächliche Mitteltemperatur von Kollektor und Abschäler betrug dabei etwa 310 K. Betrachtet man andererseits die gesamte Vakuumkammer als Knudsenzelle bei 300 K, dann wird ein Detektorstrom von $3 \cdot 10^{-8} \text{ A} \approx 1 \cdot 10^{13} \text{ Atome cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erwartet. Bei geschlossener Drehblende sind die Detektorsignale stets um mindestens eine Größenordnung kleiner.

Betrachtet man entsprechend dieser Abschätzung die Austrittsöffnung des Strahltargets als Cs-Quelle bei $T = 300 \text{ K}$ mit einer Quellstärke von $4 \cdot 10^{14} \text{ Atome cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, dann sind die Intensitäten im Außenraum natürlich überall kleiner, und das Cs wird, wenn es mit dieser kleineren Intensität auf Oberflächen mit $T \approx 300 \text{ K}$ trifft, überwiegend reflektiert werden (vgl. die Diskussion zu Abb. 20). Echte Senken für Cs stellen nur Oberflächen dar, deren Temperatur zu Quellstärken führt, die deutlich kleiner als die einfallenden Stromdichten sind, oder die z. B. über absorbierte Wasser- oder Sauerstoffschichten mit dem Cs reagieren. Kontrollversuche mit einem Massenspektrometer in der Vakuumkammer bestätigten, daß mit Ein- und Ausschalten der Cs-Strömung der Cs-Partialdruck sprunghaft zu und ebenso wieder abnahm, was nur über Wandstöße mit vernachlässigbarer Verweildauer erklärbar ist. Gleichzeitig nahm der Partialdruck des Wasserstoffs zu, wofür die Freisetzung von H_2 über die Reaktion des Cäsiums mit Wasser verantwortlich ist.

Ein Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Cäsium-Intensitäten außerhalb des Strahltargets und damit der Cäsiumverluste mit den Ergebnissen anderer Autoren ist nur bedingt möglich. Für das Strahltarget in Grenoble /14/ sind solche Messungen nicht durchgeführt worden, und bei den anderen Systemen wurde mit Natrium als Strahlgas gearbeitet, was wegen der höheren Temperaturen und des kleineren Druckes am Schmelzpunkt günstigere Voraussetzungen liefert /22/. Für die Anlage in Berkeley wird angegeben, daß bei einer Targetdicke von $2 \cdot 10^{15} \text{ Na-Atome cm}^{-2}$ in 80 cm Abstand von der Targetmitte die Intensität um den Faktor $4 \cdot 10^{-4}$ kleiner als im Target selbst war. Demgegenüber wird in dieser Arbeit in einem Abstand von 41 cm auch im ungünstigsten Fall (Bedingungen der Abb. 17a) eine Reduktion um den Faktor $2,6 \cdot 10^{-6}$ erzielt, und bei Abb. 17b sinkt der Reduktionsfaktor auf $3 \cdot 10^{-7}$. Ein Vergleich mit den sehr hohen Verlusten der russischen Anlage erscheint nicht sinnvoll, weil dort offensichtliche Mängel bei der Kühlung der Kondensatflächen vorlagen.

Ob die hier gefundenen geringen Cs-Verluste für alle Anwendungen eines Strahltargets ausreichend klein sind, läßt sich nicht allgemein beantworten. In jedem Fall ist es aber möglich, aufbauend auf den Ergebnissen

dieser Arbeit gezielte Maßnahmen zur weiteren Verkleinerung der Verluste zu ergreifen. Ansatzpunkte sind dabei weniger die Eigenschaften des Cs-Strahles selbst - Erhöhung der Machzahl durch Arbeiten bei kleineren Schlitzweiten und höheren Drücken, was angesichts des dank des hohen Abschälverhältnisses nicht ausgeschöpften Bereiches von p_0 möglich ist - als vielmehr kleinere Temperaturen im Bereich der Öffnungen für den Wasserstoffstrahl und der benachbarten Flächen von Abschäler und Kollektor.

Wir danken S. Dürr und G. Isringhaus für die große Einsatzbereitschaft und den Ideenreichtum, den sie beim Aufbau der Apparatur und bei der Durchführung der Experimente gezeigt haben. Die Mitwirkung von Ing. S. Müller, IRB, bei Entwurf und ersten Konstruktionen des Cs-Kreislaufes und bei der Auswahl des Datenerfassungssystems wird dankbar anerkannt.

5. LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ A.S. Schlachter,
Proc. Symp. on the Production and Neutralization of Negative
Hydrogen Ions and Beams, Brookhaven 1977, K. Prelec, Editor
(Brookhaven National Laboratory Report BNL 50727 (1977) S. 11)
- /2/ E.W. Becker, H.D. Falter, O.F. Hagen, P.R.W. Henkes, R. Klingelhöfer,
H.O. Moser, W. Obert und I. Poth,
Nucl. Fusion 17 (1977) S. 617
- /3/ O.F. Hagen und U. Pfeiffer,
Fusion Technology, Proc. of the 10th Symposium, Padova 1978,
Pergamon Press, Oxford, 1979, S. 295.
- /4/ L.W. Anderson, C.J. Anderson, R.J. Girnius und A.M. Howald,
Proc. of the 2nd Intern. Symp. on the Production and Neutralization
of Negative Hydrogen Ions and Beams, Brookhaven 1980. (Brookhaven
National Laboratory Report BNL 51304 (1980) S. 285)
- /5/ K. Zankel und B. Vosicki,
J. Phys. E, Sci. Instrum., 8 (1975) S. 360
- /6/ E.W. Becker und K. Bier,
Z. Naturforsch. 9a (1954) S. 975
- /7/ E.W. Becker, H.D. Falter, O.F. Hagen, P.R.W. Henkes, H.O. Moser,
W. Obert und I. Poth,
Fusion Technology, Proc. of the 10th Symposium, Padova 1978,
Pergamon Press, Oxford, 1979, S. 331
- /8/ P.R.W. Henkes,
International Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics 41 (1981)
S. 55
- /9/ K. Bier,
Proc. of the 1965 Transactions of the 3rd International Vacuum Congress,
Pergamon Press, Oxford (1966), Vol. 1, S. 5
- /10/ N.B. Vargaftik,
Tables on the Thermophysical Properties of Liquids and Gases.
Halsted Press, J. Wiley and Sons, New York (1975)

- /11/ O.F. Hagen,
Surface Science 106 (1981) S. 101
- /12/ N.N. Semashko, V.V. Kuznetsov und A.I. Krylov,
Proc. 8th Symp. Eng. Problems. of Fusion Research, San Francisco,
1979, IEE Pub. No. 79CH1441-5-NPS, Vol. II, S. 853
- /13/ P. Poulsen und E.B. Hooper, Jr.,
Proc. 8th Symp. Eng. Problems. of Fusion Research, San Francisco,
1979, IEE Pub. No. 79CH1441-5-NPS, Vol. II, S. 676
- /14/ M. Bacal, J.M. Buzzi, H.J. Doucet, G. Labaune, H. Lamain,
J.P. Stephan, M. Delaunay, G. Jacquot, P. Ludwig und S. Verney,
Proc. 2nd Intern. Symposium on the Production and Neutralization
of Negative Hydrogen Ions and Beams, Brookhaven 1980 (Brookhaven
National Laboratory Report BNL 51304 (1980) S. 270)
- /15/ F. Zigan,
Z. Naturforsch. 17a (1962) S. 772
- /16/ O.F. Hagen, P.R.W. Henkes, R. Klingelhöfer, B. Krevet und H.O. Moser,
Proc. of the 2nd Intern. Symposium on the Production and Neutraliza-
tion of Negative Hydrogen Ions and Beams, Brookhaven 1980 (Brookhaven
National Laboratory Report BNL 51304 (1980) S. 263)
- /17/ Ullmanns Encyklopädie der Technischen Chemie, Urban und Schwarzen-
berg Verlag München, Band 9 (1975)
- /18/ BP Transcal LT, Druckschrift 5017/ZQB
- /19/ John B. Taylor,
Z. für Physik 57 (1929) S. 242
- /20/ A.N. Nesmeyanov,
Vapor Pressure of the Chemical Elements. Elsevier Publishing Company
Amsterdam, 1963
- /21/ M. Bacal, J.M. Buzzi, H.J. Doucet, G. Labaune, H. Lamain, J.P. Stephan,
M. Delaunay, C. Jacquot, P. Ludwig und S. Verney,
8th Intern. Symposium on Molecular Beams, Cannes 1981, F.M. Devienne
Editor, S. 54
M. Bacal, H.J. Doucet, G. Labaune, H. Lamain, C. Jacquot und S. Verney,
Rev. Sci. Instrum. 53 (2) (1982) S. 159
- /22/ Yu. A. Agafonov, B.A. D'yachkov und N.A. Pavlii,
Sov. Phys. Tech. Phys. 25 (1980) S. 1261