

LASER IN DER MATERIALBEARBEITUNG

FORSCHUNGSBERICHTE DES **IFSW** 

Achim Holzwarth

**Ausbreitung und Dämpfung
von Stoßwellen in Excimerlasern**

B. G. Teubner Stuttgart



Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

Achim Holzwarth
Ausbreitung und Dämpfung
von Stoßwellen in Excimerlasern

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von
Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einer Werkzeugmaschine. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozeßdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studierenden soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden. Die Reihe ist auch offen für Arbeiten, die außerhalb des IFSW, jedoch im Rahmen von gemeinsamen Aktivitäten entstanden sind.

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern

Von Dr.-Ing. Achim Holzwarth
Advanced Scientific Computing GmbH, Holzkirchen



B. G. Teubner Stuttgart 1994

D 93

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Luft- und Raumfahrt-
technik der Universität Stuttgart.

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. H. Hügel

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. S. Wagner

Die Deutsche Bibliothek CIP-Einheitsaufnahme

Holzwarth, Achim:

Ausbreitung und Dämpfung von Stosswellen in Excimerlasern /
von Achim Holzwarth. – Stuttgart : Teubner, 1994

(Laser in der Materialbearbeitung)

Zugl.: Stuttgart, Univ., Diss.

ISBN 3-519-06216-X

Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Verlages unzulässig und strafbar. Das gilt besonders für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

© B. G. Teubner Stuttgart 1994

Printed in Germany

Gesamtherstellung: Präzis-Druck GmbH, Karlsruhe

Einband: E. Kretschmer, Leipzig

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Entstehung und Ausbreitung von Stoßwellen, die im laseraktiven Medium eines Excimerlasers bei der Auslösung eines Entladungspulses entstehen, sowohl theoretisch als auch in der experimentellen Nachbildung behandelt. Ziel der Untersuchungen ist zuerst, ein grundlegendes Verständnis von den Mechanismen, die für die Entstehung der Stöße und deren Ausbreitung verantwortlich sind, zu erlangen. Dann soll dieses Wissen zur gezielten Führung, Formung und schließlich zur Dämpfung der Stoßwellen eingesetzt werden. Hintergrund dieses Bemühens ist die von mehreren Forschungsprogrammen angestrebte Steigerung der mittleren Leistung von Excimerlasern bis in den Kilowatt-Bereich. Bei den dazu erforderlichen hohen Pulsleistungen und Pulsrepetitionraten ist zwischen den Laserpulsen eine wirkungsvolle Dämpfung der Inhomogenitäten im Lasergas notwendig, so daß diese unter einen bestimmten Schwellwert abklingen.

Die theoretische Grundlage zur Beschreibung der fluiddynamischen Effekte bildet ein instationäres, zweidimensionales Finite-Differenzen-Programm zur Lösung der Eulergleichungen. Aufbauend auf einem bekannten Algorithmus wird ein Verfahren vorgestellt, das die Berechnung der durch einen Laserpuls entstehenden Stoßwellen in unregelmäßigen Rechengittern gestattet. Damit kann die Ausbreitung und das Abklingverhalten der Störungen in realistischen Geometrien berechnet werden. Der Einfluß der Elektrodengestaltung auf die Stoßausbreitung und die mit verschiedenen Konfigurationen erreichbaren Abklingraten werden in einer Parameterstudie behandelt.

Die experimentelle Einrichtung zur Nachbildung der im Laser entstehenden Stoßwellen ist ein neuartiger, kolbenbetriebener Stoßwellenkanal. In ihm können Stoßstärken erzeugt werden, die in der gleichen Größenordnung liegen wie die durch eine Excimerentladung verursachten. Neben grundlegenden Untersuchungen zur Stoßbeugung, -reflexion und -fokussierung wird der Einfluß verschiedener Komponenten eines Lasergaskreislaufs auf die Stoßausbreitung vorgestellt. Die Stoßwellen werden dabei mit Hilfe von Piezodruckaufnehmern sowie interferometrisch mittels einer digitalen Ultraschallkamera erfaßt.

Nachdem die Stoßausbreitung im Entladungsraum theoretisch untersucht wurde, die Stärke der den Entladungsraum verlassenden Stoßwelle und auch deren Verhalten im Krümmer des Gaskreislaufs durch theoretische und experimentelle Untersuchungen bekannt ist, werden der Stoßwellenkanal und das Berechnungsprogramm gemeinsam dazu eingesetzt, ein Dämpfungselement zu entwickeln, das diese im Gaskreislauf umlaufenden Stöße abschwächt. Dabei wird darauf geachtet, daß die Dämpfung auf möglichst geringem Raum erfolgt. Einerseits wird dadurch ein kompaktes und leicht in einen Gaskreislauf einzubauendes Element angestrebt, andererseits wird durch die sparsame Verwendung von Dämmmaterial auch das Risiko einer Kontamination des Lasergases durch chemische Reaktionsprodukte verringert. Erreicht wird die kompakte Bauweise durch Integration des Dämpfungselementes in einen Krümmer des Gaskreislaufs, dessen speziell geformte Außenwand die Stöße in eine Öffnung auf der Innenseite fokussiert.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Formelzeichen und Einheiten	11
1 Einführung	13
1.1 Anregung von Excimerlasern	13
1.2 Gaszirkulation	14
1.3 Skalierung zu hohen Leistungen	15
1.4 Industrielle Anwendungen für Hochleistungs-Excimerlaser	16
1.5 Gliederung der Arbeit	19
2 Hintergrund und Zielsetzung der Arbeit	21
2.1 Bauweise von Excimerlasern	21
2.2 Einfluß von Dichteinhomogenitäten auf Entladung und Strahlqualität	23
2.3 Dämpfung von Stoßwellen und Dichteschwankungen	25
3 Grundlagen	29
3.1 Entstehung von Inhomogenitäten im Lasergas	29
3.2 Abgrenzung der zu erwartenden Stoßstärken	33
3.2.1 Akustische Wellen und schwache Stöße	33
3.2.2 Starke Stöße	35
3.3 Ebene Stoßausbreitung nach zylindrischer Energieeinkopplung.	36
3.4 Numerisches Verfahren zur Berechnung der Stoßausbreitung	38
3.4.1 Finite-Differenzen Formulierung	39
3.4.2 Erweiterung auf unregelmäßige Gitter	41
3.4.3 Randbedingungen bei gekrümmten Wänden	44

3.4.4	Randbedingungen bei Kanaldurchströmung	45
3.4.5	Verbesserung der Wiedergabe steiler Gradienten	47
3.5	Test des Verfahrens und Vergleich mit Experiment	49
4	Theoretische Untersuchungen zur Stoßausbreitung	54
4.1	Stoßausbreitung im Entladungsraum	54
4.1.1	Einfluß der Wandkontur auf die Stoßausbreitung	54
4.1.2	Stöße zwischen den Elektroden	61
4.1.3	Vergleich mit Helium als Lasergas	67
4.1.4	Stöße zwischen den Resonatorspiegeln	69
4.2	Berücksichtigung der Grundströmung im Entladungsraum	73
4.2.1	Umströmung der Elektroden	74
4.2.2	Stoßausbreitung im Entladungsraum und im Krümmer mit Grundströmung	78
5	Experimentelle Einrichtung zur Erzeugung und Untersuchung laser- relevanter Stoßwellen	81
5.1	Stoßerzeugung	81
5.1.1	Anforderungen	81
5.1.2	Konzepte zur Stoßwellenerzeugung	82
5.2	Auslegung und Aufbau des Versuchsstandes	84
5.2.1	Die Antriebseinheit	84
5.2.2	Kolben und Aufpralleinheit	85
5.2.3	Stoßwellenkanal und eingesetzte Meßtechnik	87
5.3	Stärke und Qualität der erzeugten Stoßwellen	91
5.3.1	Erreichbare Kolbengeschwindigkeit	91
5.3.2	Einfluß der Kolbengeschwindigkeit auf die Stoßstärke	92
5.3.3	Beobachtungszeit	93
5.4	Übertragbarkeit der Experimente in Luft auf Excimerverhältnisse	94

Inhaltsverzeichnis	9
6 Ausbreitung von Stößen im Gaskreislauf	97
6.1 Stoßdurchgang durch einen Krümmer	97
6.2 Einfluß des Krümmerradius auf den Stoßdurchgang im Excimerlaser . .	101
7 Stoßfokussierung als Schritt zur effektiven Dämpfung	107
7.1 Fokussierung in der Kanalmitte	108
7.1.1 Theorie	108
7.1.2 Stoßfokussierung im Stoßwellenkanal	108
7.1.3 Stoßfokussierung unter Excimerlaserbedingungen	112
7.2 Fokussierung außerhalb der Kanalmitte	115
7.3 Integration des Fokussierungselementes in einen Krümmer	116
7.3.1 Bestimmung der Fokuslage	116
7.3.2 Öffnung in der Krümmerinnenwand	119
7.3.3 Fokussierung in ein Dämpfungselement	120
7.3.4 Bewertung der Wirksamkeit des Dämpfers	122
7.3.5 Stoßfokussierung im Krümmer unter Excimerlaserbedingungen .	126
8 Zusammenfassung	130
Literaturverzeichnis	134
Anhang	143
A.1 Rankine–Hugoniot’sche Stoßgesetze	143
A.2 Stoßstärke nach der Energieeinkopplung im Excimerlaser	148
A.3 Zusammenhang zwischen Stoßstärke und Dichteänderung	151
Danksagung	153

Formelzeichen und Einheiten

Symbol	Einheit	Bedeutung
AFD		Gewichtungsfaktor
a	m	Abstand
a	m/s	Schallgeschwindigkeit
a	–	Faktor
b	m	Breite des Entladungsbereiches, Elektrodenbreite
CFL		Courant-Friedrichs-Lewy-Faktor
c	m/s	Stoßgeschwindigkeit
c_p	J/kgK	spez. Wärme bei konstantem Druck
c_v	J/kgK	spez. Wärme bei konstanter Dichte
d	m	Wandvorsprung, Elektrodenhöhe
E/n	Vcm ²	reduzierte Feldstärke
e	J/m ³	Gesamtenergie der Strömung
F	–	Lösungsvektor
f	m	Brennweite
f	–	Linearkoeffizient
G	–	Lösungsvektor
g	–	Linearkoeffizient
H	–	Lösungsvektor
h	m	Kanalhöhe
h	J/kg	Enthalpie
h	–	Funktionswert
I	W/m ²	Intensität
K	–	Proportionalitätskonstante
N	–	Streifennummer
n	–	Brechungsindex
n	–	Normalenrichtung
M	–	Stoßmachzahl
La	–	Stoßlavalzahl
l	m	Länge
p	Pa	Druck
prf	Hz	Pulsrepetitionsrate
Q	–	Lösungsvektor
q	J/m ³	im Laserpuls zugeführte Energie
R	J/kgK	spez. Gaskonstante
r	m	Radius
s	J/kgK	Entropie

T	K	Temperatur
t	s	Zeit
u	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung
v	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in y-Richtung
w	m/s	Strömungsgeschwindigkeit, allgemein
x	m	Längenkoordinate
y	m	Längenkoordinate
z	m	Längenkoordinate
α	°	Winkel
β	—	Gladstone-Dale-Konstante
Δ	—	Differenz
λ	m	Wellenlänge
κ	—	Verhältnis der spezifischen Wärmen
Φ	—	Phase
ρ	kg/m ³	Gasdichte

Indizes

0	Ruhezustand der Strömung
1	Strömungszustand vor dem Stoß
2	Strömungszustand nach dem Stoß
3	Strömungszustand nach dem Stoß innerhalb des aufgeheizten Gebietes
4	Strömungszustand im Verdünnungsfächer
5	Strömungszustand im angeregten Bereich unmittelbar nach Ende des Laserpulse
a	außen
i	innen
i	laufende Knotenpunktsnummer
j	laufende Knotenpunktsnummer
k	auf den Kolben bezogen
l	Knotenpunktsnummer
s	Normbedingungen (0.1013 MPa, 273.15 K)
s	auf den Parabelscheitel bezogen
x	Ableitung in x-Richtung
y	Ableitung in y-Richtung
t	Zeitableitung

1 Einführung

1.1 Anregung von Excimerlasern

Excimerlaser sind gepulst betriebene Gaslaser, deren laseraktives Medium aus einer Mischung von Edelgas und Halogenen besteht. Beim Pumpen mittels einer schnellen elektrischen Entladung entsteht ein nur wenige Nanosekunden stabiles Halogenidmolekül, das unter Aussendung von UV-Strahlung wieder zerfällt. Die lichtstärksten und deshalb für einen industriellen Einsatz interessantesten Lasermedien und ihre emittierten Wellenlängen sind ArF^* (193nm), KrF^* (248nm), $XeCl^*$ (308nm) und XeF^* (351nm), wobei für Hochleistungslaser mit mittleren Leistungen über 100 Watt nur $XeCl^*$ und, mit Einschränkungen, KrF^* verwendet werden [1]. Der * kennzeichnet den angeregten Zustand des Moleküls (und wird zur Vereinfachung der Schreibweise in der Regel weggelassen). Der Begriff *Excimer* leitet sich aus *excited dimer* ab und bezeichnet ursprünglich eine Kombination zweier gleichartiger Atome (z.B. Xe_2^*). Es hat sich jedoch eingebürgert, auch die sogenannten Exciplexe (z.B. $XeCl^*$), um die es sich bei den Excimerlasern eigentlich handelt, unter diesem Namen zu erfassen. Im Rahmen dieser Arbeit werden nur $XeCl^*$ -Excimerlaser betrachtet.

Die Bildung der Excimere während des Entladungspulses erfolgt über angeregte oder ionisierte Edelgasatome entsprechend der Reaktion $Xe + HCl \xrightarrow{e^-} XeCl^* + \dot{H} \xrightarrow{h\nu} Xe + \dot{Cl} + \dot{H}$ [2]. Das durch Elektronenstoß angeregte Edelgasatom reagiert mit dem Halogen zum Excimer, das unter Lichtaussendung wieder in das ursprüngliche Edelgasatom und ein Halogenradikal zerfällt. Das letztere reagiert mit dem verbleibenden Wasserstoff zurück in das Ausgangsmolekül HCl. Wegen des fehlenden (bzw. sehr instabilen und deshalb kurzlebigen) Grundzustandes liegt also sofort nach Bildung des Excimermoleküls eine Inversion vor. Eine Gasmischung besteht allerdings nicht nur aus dem Edelgas und einem kleinen Prozentsatz Halogenid, sondern zum weitaus größten Teil (bis über 99%) aus einem Puffergas (Ne, He oder Ar), das die Entladungseigenschaften verbessern und eine möglichst stabile und homogene Entladung ermöglichen soll [3]. Die Dauer der Entladung und damit die Länge des Laserpulses wird durch die Zeitspanne bis zur Bildung von Funken bestimmt und reicht bei den hier betrachteten Hochleistungslasern von einigen 10 ns bis wenigen 100 ns. Das Umschlagen der homogenen Glimmentladung in eine Funkenentladung ist der Grund, warum Excimerlaser nur gepulst betrieben werden können.

Um eine hohe Bildungsrate der Excimere zu erreichen, ist wegen der erforderlichen Stoßprozesse ein hoher Gasdruck notwendig. Er kann bis zu 1 MPa betragen, bevor durch Bildung unerwünschter Trimere und durch Stoßdeaktivierung eine Abnahme der

extrahierbaren Pulsenergie eintritt [1]. Bei diesen Drücken ist eine Vorionisierung zur Erzielung einer homogenen Entladung zwingend erforderlich. Aus Gründen des Konstruktionsaufwandes und der Sicherheit, bedingt durch den mechanischen Aufbau des Gaskreislaufs, werden Excimerlaser heute bei Drücken im Bereich von 0.2 bis 0.5 MPa betrieben.

1.2 Gaszirkulation

Wenn in einem Excimerlaser aufeinanderfolgende Pulse immer das gleiche Gasvolumen anregen, würde die Pulsleistung schon nach kurzer Zeit stark abnehmen. Dies wird zum einen durch absorbierende Nebenprodukte hervorgerufen, die bei jeder Anregung des laseraktiven Mediums neben den gewünschten Excimeren entstehen und eine weitere Lasertätigkeit behindern. Destabilisierend auf die Entladung wirken auch feinste Partikel, die durch Elektrodenabbrand entstehen und das Gas verunreinigen. Zum anderen wird das Gas durch die Energiezufuhr stark aufgeheizt. Dadurch entstehen Dichteinhomogenitäten, die bei einer erneuten Belastung desselben Gasvolumens zu unregelmäßigen Entladungen führen würden [4]. Damit aufeinanderfolgende Pulse konstante Bedingungen vorfinden, muß das Gas aus dem Entladungsraum entfernt und neues zugeführt werden. Dies erfolgt über eine Gasumwälzung, die durch eine möglichst hohe Strömungsgeschwindigkeit im Entladungsraum den Gasaustausch schnell durchführen soll. Um die Strömung vor allem im Bereich der Elektroden homogen und die Druckverluste im gesamten Gaskreislauf gering zu halten, kommt dessen strömungsgünstiger Ausführung besondere Bedeutung zu. Eine weitere Folge der sehr schnellen Freisetzung der hohen Pulsleistung, die bis in den Gigawattbereich reichen kann, sind gasdynamische Vorgänge, die zur Bildung von Stoßwellen führen. Wenn im Entladungsraum infolge der dort auftretenden oder von Kanalwänden zurückreflektierenden Verdichtungs- und Verdünnungswellen räumlich oder zeitlich unterschiedliche Gasdichten herrschen, dann schwankt auch die reduzierte Feldstärke E/n . Dies führt einmal zu unregelmäßigen Entladungen und weiterhin zu sich von Puls zu Puls ändernden Entladungseigenschaften. Es muß deshalb angestrebt werden, die Auswirkungen dieser Dichteänderungen durch konstruktive Maßnahmen zu kontrollieren [5]. Dies gilt um so mehr, wenn die optische Qualität des ausgekoppelten Laserstrahls von Bedeutung ist, da diese Restriktionen bezüglich der Homogenität des Mediums noch strenger sind als die Anforderungen der Entladung. Auf diese Problematik wird in den folgenden Kapiteln ausführlich eingegangen.

1.3 Skalierung zu hohen Leistungen

Eine Erhöhung der mittleren Ausgangsleistung eines Excimerlasers bei einer vorgegebenen Entladungslänge kann zum einen durch die Erhöhung der Pulsrepetitionsrate und zum anderen durch die Steigerung der Pulsenergie erreicht werden. Beide Konzepte werden je nach Bearbeitungsaufgabe und Einsatzgebiet von verschiedenen Laserherstellern und Forschergruppen verfolgt. Eine Erhöhung der Wiederholrate erfordert eine schnelle Gaszirkulation und eine entsprechend schnell schaltende Energieversorgung. Bei der Steigerung der Pulsenergie bei gegebener Wiederholrate müssen wiederum die Anforderungen an die Homogenität des Lasergases beachtet werden, in dem entsprechend stärkere Störungen bis zum nächsten Puls auf einen Schwellwert abgeklungen sein müssen. In beiden Fällen muß die Pulsenergie von Schuß zu Schuß konstant gehalten werden, so daß beide Maßnahmen sich in ihren Auswirkungen gegenseitig einschränken. Die einfache Skalierung der Leistung über die Elektrodenlänge findet wegen der hohen Verstärkung des laseraktiven Mediums bei wenigen Metern Entladungslänge ein Ende. Dann erreicht die Intensität des Laserstrahls schnell die Sättigungsintensität, so daß durch Verlängerung der Entladungsstrecke nur noch eine geringe Leistungssteigerung erreicht wird [1]. Nicht zuletzt ist bei steigenden mittleren Leistungen und angesichts eines Wirkungsgrades von wenigen Prozent auch das Kühlproblem zu bewältigen. Dabei muß nicht nur die in der Entladung in Wärme umgewandelte Energie, sondern auch die vom Gebläse ins Gas eingebrachte Antriebsleistung von mehreren Kilowatt wieder entfernt werden. Da die dafür benötigte Leistung mit der dritten Potenz der Strömungsgeschwindigkeit ansteigt und diese für hohe Pulsrepetitionsraten möglichst hoch sein sollte, gewinnt dieser Anteil bei Steigerungen der mittleren Laserleistung um so mehr an Bedeutung.

Zur Steigerung der mittleren Leistung von Excimerlasern wurde im Jahre 1987 das internationale Eureka-Projekt EU205 initiiert [6]. Das Ziel bei der Entwicklung der Strahlquelle lag anfänglich bei mehreren Kilowatt mittlerer Leistung, wurde aber nach Ende der Definitionsphase realistisch auf 1 kW nach unten korrigiert. Dieses Ziel wurde 1992 erreicht [7]. In Bild 1.1 ist die Entwicklung von Excimerlasern hin zur 1 kW-Marke dargestellt [8]. Die Leistungsdaten Energie pro Puls sind über der Pulsfolgefrequenz aufgetragen, Linien konstanter Leistung erscheinen in der doppellogarithmischen Darstellung als Geraden. Bei allen Geräten handelt es sich um $XeCl^*$ -Excimerlaser. Die Anstrengungen der Entwickler zeigen keine eindeutige Bevorzugung von Pulsenergie bzw. Wiederholrate, es sind sowohl Extremwerte mit hoher Pulsenergie bei niedriger Wiederholrate bzw. hoher Wiederholrate bei entsprechend niedriger Pulsenergie als auch die Kombination mittlerer Werte beider Größen vorhanden. Es fällt jedoch auf, daß mit hohen Pulsenergien bei langsamer Pulsfolge scheinbar leichter höhere mittlere Leistungen erreichbar sind. Zu dieser Gattung gehört auch der erste 1 kW Excimerlaser. Dies läßt den Schluß zu, daß die strömungsdynamischen Probleme

bei schnelleren Pulsfolgen noch nicht gelöst sind.

In Japan läuft seit 1986 ein achtjähriges Forschungsprogramm (AMMTRA – Advanced Material-Processing and Machining Technology Research Association), das unter anderem die Entwicklung von Hochleistungs-*XeCl**-Lasern bis 2 kW, Hochrepetitions-*XeCl**-Lasern bis 5 kHz Wiederholrate bei 500 W mittlerer Leistung und *ArF**-Laser hoher Strahlqualität bis 200 W vorsieht [9]. In diesem Zusammenhang werden in Japan auch extrem schnelle Gaströmungen untersucht, bei denen in einem Stoßrohr Gasgeschwindigkeiten bis etwa 200 m/s erzeugt werden. Damit sollen Pulsrepetitionsraten über 5 kHz erreicht werden [10, 11].

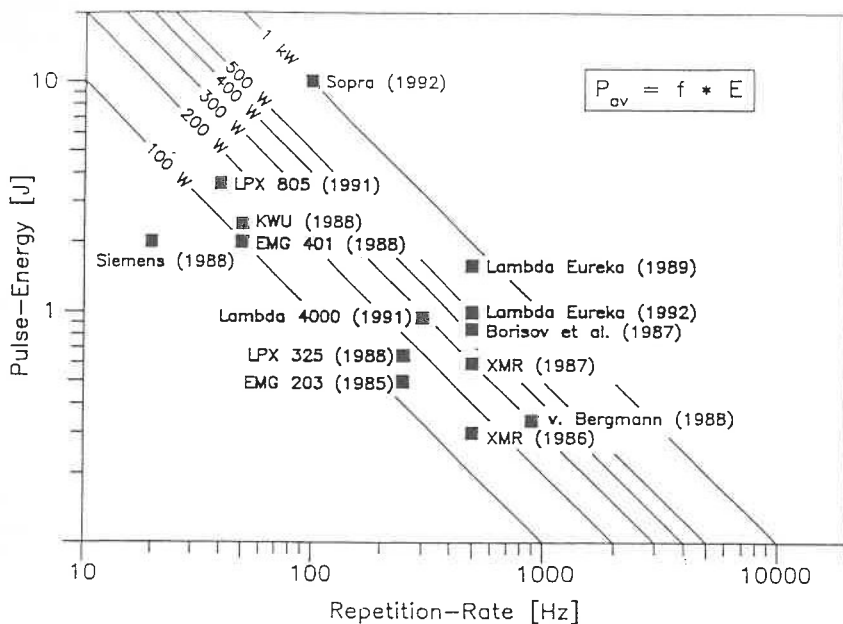


Bild 1.1: Entwicklungsstand von Excimer-Hochleistungslasern aus Forschungsprojekten und kommerzielle Geräte; Stand der Technik 1992 nach [8].

1.4 Industrielle Anwendungen für Hochleistungs-Excimerlaser

Neben der Leistungssteigerung der Strahlquelle steht die Suche nach neuen und die Verbesserung des technologischen Verständnisses bekannter Bearbeitungsprozesse und

Fertigungsverfahren im Vordergrund der Forschungsanstrengungen. Mit zunehmender mittlerer Leistung wird eine erhöhte Bearbeitungsgeschwindigkeit und somit Wirtschaftlichkeit erwartet. Eine großflächige Bearbeitung läßt sich bei Verwendung eines Laserstrahls mit großem Strahlquerschnitt und homogenem Strahlprofil bei hoher Pulsenergie oder alternativ mit geringerem Strahlquerschnitt und hoher Wiederholrate bei geringerer Pulsenergie erreichen. Die Wahl des Verfahrens hängt nicht zuletzt vom zu bearbeitenden Material ab.

Innerhalb dieses kurzen Überblicks können keineswegs alle Anwendungsverfahren, die es inzwischen für Excimerlaser gibt, sei es in der industriellen Fertigung oder im Forschungslabor, wiedergegeben werden. Es sollen lediglich einige Beispiele aus den wichtigsten Anwendungsgebieten kurz vorgestellt werden. In Tabelle 1.1 sind einige dieser im Eureka-Projekt EU205 erarbeiteten industriellen Anwendungen und ihre Bewertung hinsichtlich ihrer zukünftigen Bedeutung zusammengestellt [6].

Material	Anwendung	Bewertung ++ sehr wichtig + interessant
Keramik und Glas	großflächig: Abtragen	++
	Markieren	+
	Strukturieren, Bohren (Lochfelder)	++
	Verbinden	+
Polymere	großflächig: Abtragen	++
	Strukturieren	++
	Markieren	+
Halbleiter	Fotolithografie	++
	Abtragen, Auftragen, Dotieren, Ausheilen bzw. Rekristallisieren	+
	Masken-Reparatur und -Produktion	+
Metalle	Schneiden, Schweißen, Bohren	+
	Oberflächenbearbeitung, Legieren	+
	Beschichten	+
Verbund- werkstoffe	großflächiges Abtragen	++
	Strukturieren	++

Tabelle 1.1: Excimerlaser-Anwendungen in der Materialbearbeitung und ihre Bewertung nach [6].

Excimerlaser unterscheiden sich von den in der Materialbearbeitung etablierten CO₂- und Nd:YAG-Lasern vor allem durch die sehr hohe Pulsleistung im ultravioletten Wellenlängenbereich. Bei z.B. 2 J Pulsenergie und 50 ns Pulsdauer stehen auf dem Werkstück 40 MW optische Leistung zur Verfügung, die eine flächige Bearbeitung mit dem unfokussierten Laserstrahl gestatten. Der Strahlquerschnitt ist meist rechteckig, seine Größe variiert von etwa einem bis 20 cm². Wegen der hohen Fresnelzahl der nur 50 bis 100 cm langen, stabilen Resonatoren bildet sich ein hoher Multimode aus, die Intensitätsverteilung im ausgekoppelten Laserstrahl ist deshalb ein mehr oder weniger flaches Plateau mit zu den Rändern abfallenden Flanken [5]. Je gleichmäßiger die Intensitätsverteilung und je steiler die Flanken sind, desto besser ist der Laserstrahl für eine flächige Materialbearbeitung geeignet.

Bei der Wechselwirkung der infraroten CO₂- und Nd:YAG-Laserstrahlung mit dem Werkstück wird die Energie über Gitterschwingungen in Form von Wärme eingekoppelt. Das Material schmilzt und verdampft schließlich, wobei durch Wärmeleitung auch das an den eigentlichen Ort der Energieeinkopplung angrenzende Material beeinflusst wird. Durch seine kurze Wellenlänge besitzt der Excimerlaserstrahl dagegen eine so hohe Photonenenergie, daß Moleküle im bearbeiteten Bereich direkt elektronisch angeregt und ionisiert werden [12]. Dies führt bei Kunststoffen zum Aufbrechen chemischer Bindungen und zum Farbumschlag, was beim Markieren und Beschriften ausgenutzt wird. Auch ein Materialabtrag mit pro Puls genau definierter Abtragtiefe (Stanzen) kann erreicht werden, wobei durch die photochemische Natur des Prozesses und die kurze Pulsdauer keine thermischen Nebenwirkungen feststellbar sind. Dies hat die Bearbeitungsmöglichkeiten von Kunststoffen (hauptsächlich Polymeren) und vor allem von Polyimid stark erweitert [13].

Die kurze Wellenlänge bietet noch einen weiteren Vorteil, der vor allem in der Feinwerk- und Mikrotechnik genutzt wird. Die abzutragenden Strukturen werden in der Regel über eine Abbildung von Masken, die sich im Strahlengang befinden, auf dem Werkstück erzeugt. Da die so erreichbaren Dimensionen durch direkt von der Wellenlänge abhängige Beugungseffekte begrenzt sind, sind die Excimerlaser in dieser Hinsicht dem infrarot strahlenden Nd:YAG-Laser überlegen.

Industriell eingesetzt werden Excimerlaser in der Mikroelektronik bei der Halbleiterfertigung. Sie können dort zum einen in der Photolithographie als Lichtquelle verwendet werden, zum anderen beim lasergestützten chemischen Ätzen die Prozesse Belichtung und Entwicklung zu einem Bearbeitungsschritt zusammenfassen [14]. Ebenfalls von großer Bedeutung ist das Ausheilen von Kristallfehlstellen in Halbleiteroberflächen [12]. Weitere Einsatzgebiete sind z.B. das Abisolieren feinsten Drähte oder das Trimmen von Widerständen.

Ein weites Feld eröffnet sich dem Excimerlaser beim Markieren und beim Abtragen keramischer Werkstoffe und bei Glas, die wegen ihrer Härte und Sprödigkeit kaum mechanisch bearbeitbar sind. Im Gegensatz zur Kunststoffbearbeitung liegt hier ein thermischer Prozeß vor, bei dem der Verdampfungsmechanismus im Vordergrund steht [15]. Auch hier bietet der Excimerlaser wegen der geringen Wärmeeinflußzone Vorteile gegenüber infraroten Wellenlängen. Außerdem bietet seine kurze Wellenlänge oft die einzige Möglichkeit, die Bildung von Mikrorissen im Grundkörper zu vermeiden [16].

Bei der Bearbeitung metallischer Werkstoffe liegt der Schwerpunkt ebenfalls auf einer flächigen Bearbeitung zur Strukturierung der Oberfläche. Metalle absorbieren im UV-Bereich wesentlich besser als im infraroten. Der Excimerlaserstrahl wird in einer dünnen Schicht von einigen zehn Nanometern fast völlig absorbiert [13]. Dadurch wird der Werkstoff zuerst aufgeschmolzen und verdampft schließlich. Die Wechselwirkung

Dampf/Plasma und Schmelze führt zum Austrieb von flüssigem Metall, dabei lassen sich fluidmechanische Effekte erkennen, die zu einer Anhäufung von erstarrtem Material am Rand des bearbeiteten Bereiches führen (Kraterbildung) [17]. Die erreichbare Abtragtiefe pro Puls ist von der eingesetzten Wellenlänge und vom Material abhängig. Sie liegt zwischen 0.1 und 2 μm pro Puls [13].

Darüber hinaus wird sogar über die Anwendung von KrF-Strahlung bei der Restauration alter Kunstwerke berichtet, indem Farb- oder Schmutzschichten von Bildern und Plastiken abgetragen werden [18].

Weitere Anwendungen im Bereich der wissenschaftlichen Forschung finden sich z.B. beim Pumpen von Farbstofflasern, bei der Isotopentrennung, in der Spektroskopie oder bei der Herstellung von Hochtemperatur-Supraleitern. In der Medizin wird der Einsatz von Excimerlasern bei Krümmungskorrekturen der Augenhornhaut, beim Entfernen von Ablagerungen in Arterien und in der Mikrochirurgie erprobt [19].

1.5 Gliederung der Arbeit

Nach einer allgemeinen Einführung zum Stand der Technik und zu den Einsatzgebieten von Excimerlasern in diesem Kapitel folgt in Kapitel 2 eine kurze Beschreibung der Bauweise dieser Laser, wobei das Hauptaugenmerk auf der strömungsmechanischen Auslegung liegt. Unter diesem Gesichtspunkt werden auch die durch die Entladung im Lasergas hervorgerufenen Phänomene betrachtet. Ein Überblick über die in der Literatur beschriebenen Verfahren und Methoden zur Erfassung der so entstandenen Druck- und Dichtestörungen und die Anstrengungen, sie durch Dämpfung wieder unschädlich zu machen, schließt dieses Kapitel ab.

In Kapitel 3 wird eine detailliertere Beschreibung zum Mechanismus der Stoßentstehung bei den für Excimerlaser typischen kurzen Pulszeiten und hohen Pulsleistungen gegeben. Es wird ein numerisches Verfahren zur Lösung der Euler-Gleichungen mit der Methode der Finiten Differenzen vorgestellt. Mit diesem Verfahren ist man in der Lage, die Stoßausbreitung auch in unregelmäßigen Rechengittern zu berechnen. Damit können realistische Geometrien mit gekrümmten Wänden wie Elektroden und Krümmer im Gaskreislauf behandelt werden. Ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen zeigt die Zuverlässigkeit des Verfahrens.

In Kapitel 4 werden einige numerische Ergebnisse zur Stoßausbreitung und zum Abklingverhalten von Störungen im Entladungsraum vorgestellt. Dabei wird der Einfluß der Wandkontur auf die Reflexion eines Stoßes ebenso untersucht wie die Auswirkung einer anderen Gaszusammensetzung (Helium statt Neon als Hauptkomponente). Die Strömung des Lasergases durch den Entladungsraum (Elektrodenumströmung) und in

den benachbarten Krümmern wird ohne und mit Energieeinkopplung durch einen Laserpuls berechnet.

Ein neu entwickelter Versuchsstand zur Erzeugung und Untersuchung schwacher Stoßwellen wird in Kapitel 5 beschrieben. Dabei handelt es sich um einen kolbenbetriebenen Stoßwellenkanal, mit dem in einem rechteckigen Kanalquerschnitt mit einem Seitenverhältnis von 1:10 ebene Stoßwellen erzeugt werden. Die Stöße können in verschiedenen Kanalmodulen mittels Druckmeßsonden und interferometrisch detektiert und ausgewertet werden.

Mit Hilfe des Stoßwellenkanals sowie parallel dazu in der numerischen Berechnung wird in Kapitel 6 die Stoßwellenausbreitung in einem Krümmer untersucht. Dabei ist die Druckverteilung im Krümmer und der Anteil des von der Krümmerraußenwand zurückreflektierten Stoßes bei verschiedenen Krümmerradien von Interesse.

In Kapitel 7 wird die Stoßfokussierung als eine Möglichkeit zur Dämpfung von Stoßwellen auf kleinem Raum beschrieben. Die geometrische Ausführung des Krümmers wird so modifiziert, daß eine durchlaufende Stoßwelle auf die Krümmerinnenwand fokussiert und dort in einem Dämpferelement abgeschwächt wird. Es werden sowohl numerische als auch experimentelle Ergebnisse vorgestellt.

Nach einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf weiterführende Untersuchungen sowie dem Literaturverzeichnis werden im Anhang die grundlegenden Gleichungen zur Stoßausbreitung wiedergegeben. Die resultierende Stoßstärke nach einer Energieeinkopplung im Excimerlaser und der Zusammenhang zwischen Stoßstärke und Dichteänderung wird hergeleitet.

2 Hintergrund und Zielsetzung der Arbeit

2.1 Bauweise von Excimerlasern

Ein Excimerlaser besteht im wesentlichen aus den Bauteilen Resonator, Entladungseinheit, Gebläse, Wärmetauscher und der Gasführung selbst, die im Entladungsraum eine möglichst homogene und schnelle Strömung zur Verfügung stellen soll [20, 21]. Am einfachsten erreicht man dies, indem man die Entladung und den Resonator praktisch in einen Unterschall-Windkanal integriert. Dort wird das Gas vor dem Eintritt in den Entladungsraum durch eine Düse beschleunigt und anschließend in einem Diffusor wieder verzögert. Wenn der Diffusor einen möglichst vollständigen Druckrückgewinn bewerkstelligen soll, darf sein Öffnungswinkel etwa 8° nicht überschreiten. Daraus ergibt sich schon ein wesentlicher Nachteil dieser Windkanal-Bauweise (Bild 2.1 a): der gesamte Gaskreislauf wird sehr groß und unhandlich. Hinzu kommt, daß er auf mehrere zehntel MPa Überdruck ausgelegt und deshalb mit einer entsprechenden Verrippung ausgestattet werden muß. Als Gebläse werden Radial-, Axial- oder Zentrifugalverdichter verwendet, die meist über eine Magnetkupplung mit dem Antriebsmotor verbunden sind. Zur Homogenisierung und Kühlung der aus dem Verdichter austretenden Strömung muß diese vor dem Eintritt in den Entladungsraum durch einen Wärmetauscher und durch Beruhigungsstrecken geleitet werden. Diese Gaskreisläufe sind deshalb meist 'saugend' ausgeführt, d.h. der Verdichter befindet sich auf der Abströmseite des Entladungsraumes.

Um die Anforderungen eines kommerziellen Gerätes mit der Notwendigkeit zur Transportfähigkeit zu erfüllen, wird versucht, den Gaskreislauf mit allen seinen Komponenten in einem möglichst kompakten, kesselförmigen Gehäuse unterzubringen. Diese integrierte Bauweise (Bild 2.1 b) erfordert eine spezielle Entwicklung der Komponenten des Gaskreislaufs. Die Qualität der Gasströmung ist nicht so gut wie in der Windkanal-Bauform, deshalb werden in dieser Ausführung keine so hohen Strömungsgeschwindigkeiten erreicht. Der Antrieb erfolgt in der Regel durch Zentrifugalgebläse. Diese Gebläse liefern, sofern sie im Auslegungspunkt arbeiten, eine recht homogene Strömung mit Druckstörungen im Bereich kleiner 0.01 %. Allerdings können Druckwellen an den Lamellen des Verdichters Strömungsablösungen verursachen, die ihn in einen nicht optimalen Betriebszustand bringen und dadurch weitere Inhomogenitäten hervorrufen [20].

Da das Excimer-Gasgemisch oxidierende Halogenbestandteile enthält, müssen die verwendeten Materialien dagegen beständig sein. Zum Bau der Komponenten können deshalb nur korrosionsbeständige Materialien wie Edelstahl, Nickel, Aluminium, fluoridierte Kohlenwasserstoffe oder Keramiken verwendet werden [22].

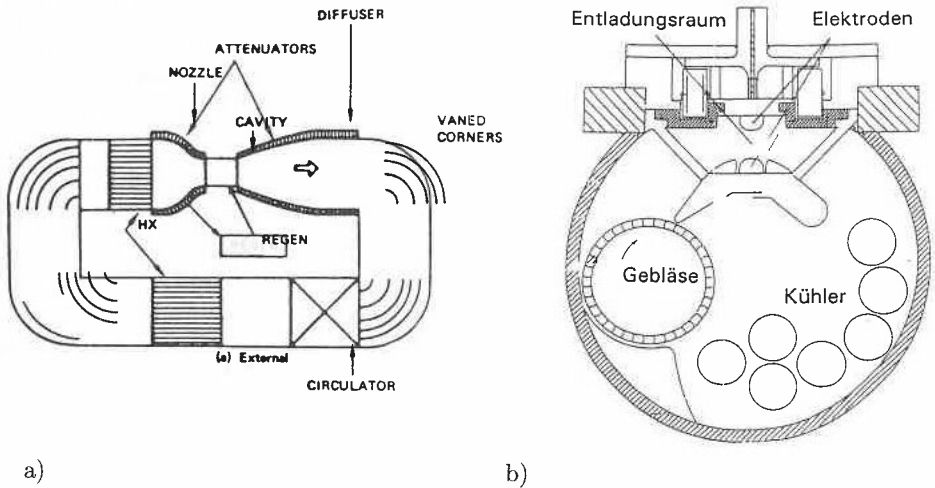


Bild 2.1: Prinzipielle Bauweise von Excimerlasern. Links: konventionelle Windkanal-Bauweise nach [20], rechts: kompakter Gaskreislauf nach [21].

Die Energiezufuhr ins Lasergas erfolgt meist in einer Hochdruck-Gasentladung (Glimmentladung) durch Anlegen eines Hochspannungspulses von einigen zehn Kilovolt an die Elektroden. Für industrielle Laser weniger geeignet sind die Mikrowellen- und die Elektronenstrahlanregung. Mit letzterer lassen sich zwar sehr hohe Pulsenergien erzielen, jedoch ist die Folie, die das Hochvakuum des Beschleunigers gegen den Entladungsraum abtrennt, sehr zerstöranfällig [1]. Kurz vor dem Entladungspuls muß das Lasergas durch Erzeugung von freien Elektronen ionisiert werden, damit eine möglichst homogene Entladung erreicht wird. Die Vorionisierung kann z.B. mit Hilfe von UV-Strahlung erfolgen, die sich auf verschiedene Art und Weise erzeugen läßt. Bei der Funkenvorionisierung werden viele kleine Funkenstrecken neben den Elektroden angeordnet und der ultraviolette Anteil der Funken ausgenutzt. Die Pinelektroden ragen allerdings in die Gasströmung hinein und können sich, vor allem bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten, negativ auf die Homogenität der Strömung auswirken. Statt der Funkenstrecken können auch dielektrische Corona-Entladungen verwendet werden. Eine weitere Möglichkeit, eine sehr homogene Vorionisierung herzustellen ist die etwas aufwendigere Verwendung von Röntgenstrahlung. In Bild 2.2 sind drei dieser prinzipiellen Entladungstechniken dargestellt. Im Gegensatz zu den hier angedeuteten runden Resonatorspiegeln werden in der Praxis oft eckige eingesetzt, mit denen sich das Entladungsvolumen besser ausnützen läßt.

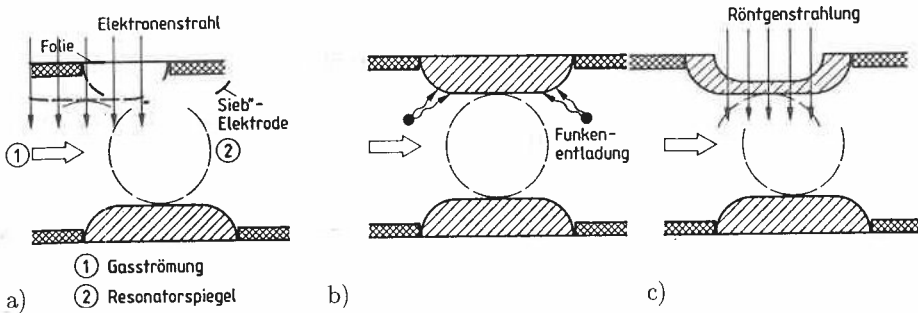


Bild 2.2: Prinzipielle Entladungstechniken: a) elektronenstrahlkontrollierte unselbständige Entladung, b) und c) selbständige Entladungen mit Funken- bzw. Röntgenvorionisierung (nach [5]).

2.2 Einfluß von Dichteinhomogenitäten auf Entladung und Strahlqualität

Es wurde bereits in der Einführung erwähnt, daß Excimerlaser nur gepulst betrieben werden können. Bei jedem Laserpuls heizt sich das Lasergas auf, dabei nimmt die Gasdichte im angeregten Entladungsvolumen ab. Gleichzeitig entstehen Stoßwellen im Lasergas, die sich ebenfalls in Dichtestörungen äußern. Man unterscheidet im wesentlichen drei Stoßsysteme: 1. die in Richtung der Grundströmung laufenden, 2. die zwischen den Elektroden hin- und herreflektierten und 3. die in Richtung der optischen Achse laufenden Stöße. Zusammen stellen diese Inhomogenitäten eine Ursache für die Begrenzung der Pulsrepetitionsrate dar. Auf den Ablauf und die Folgen dieser Störungen wird in den nächsten Kapiteln ausführlicher eingegangen. Zur Verdeutlichung der Auswirkungen solcher Störungen ist in Bild 2.3 die gemessene Pulsenergie über der Anzahl aufeinanderfolgender Laserpulse aufgetragen [23]. Beim ersten Puls wird die volle (hier auf 100 % skalierte) Leistung erreicht, aber bereits der zweite Puls zeigt einen deutlichen Rückgang der Pulsenergie auf 90 %. Die folgenden Pulse besitzen stark schwankende und tendenziell abnehmende Energien. Ein solcherart unregelmäßiger und mit steigender Repetitionsfrequenz noch signifikanter werdender Pulsenergieverlauf wird bei vielen Experimentallasern beobachtet (siehe z.B. [24, 25]) und hauptsächlich mit akustischen Störungen in Verbindung gebracht.

Die Hauptaufgabe der Gasströmung ist neben dem Abtransport von Verunreinigungen und Reaktionsprodukten aus dem Entladungsraum auch der Austausch des während der Energieeinkopplung aufgeheizten Gases. Erst wenn dieses heiße Gasvolumen vollständig weggeschwemmt wurde, kann (ungeachtet eventuell noch vorhandener Störungen durch Stoßwellen) der nächste Laserpuls gezündet werden. Die maximal erreichbare Pulsfol-

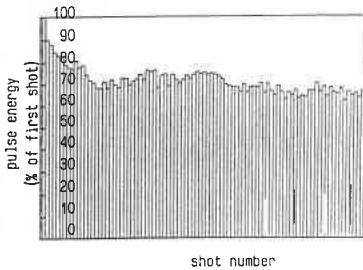


Bild 2.3:

Abnahme der Pulsenergie nach dem ersten Laserpuls wegen Störungen in der Gashomogenität bei 500 Hz Pulsfolgefrequenz (nach [23]).

gefrequenz prf (pulse repetition frequency) ist von der Strömungsgeschwindigkeit w , der Breite des Entladungsbereiches b und der Strömungsqualität abhängig, wobei der letzte Begriff pauschal sämtliche die Lasertätigkeit beeinflussende Störungen beinhaltet. Diese Größen werden im *clearing factor* (oft auch *clearance ratio* genannt) $w/(prf \cdot b)$ zusammengefaßt. Er gibt an, wie oft das Gasvolumen zwischen den Elektroden ausgetauscht werden muß, bevor der nächste Puls erfolgen kann und sollte möglichst nahe bei eins liegen. Typische gemessene Werte liegen zwischen 4 für kleine und 2.4 für größere Geräte [20].

Bei der Forderung nach einer großen Gashomogenität, d.h. kleinen Dichtestörungen $\Delta\rho/\rho$, ist zwischen zwei unterschiedlichen Restriktionen zu unterscheiden: zum einen muß erst einmal eine Entladung zustande kommen und zum anderen soll die optische Qualität des Laserstrahls gewissen Anforderungen genügen, die letztendlich von der Anwendung abhängig sind.

Schwankungen der Gasdichte im Bereich der Entladung verursachen Schwankungen der Teilchendichte bzw. als Folge davon solche der reduzierten Feldstärke E/n (E : Feldstärke, n : Teilchendichte des Gases) und dadurch eine inhomogene Energieeinkoppelung. Die Schwankungen der ins Gas eingekoppelten Energie sind dabei proportional zu den Dichteänderungen: $\Delta q/q = K \cdot \Delta\rho/\rho$ [26]. Die Proportionalitätskonstante K dieser Gleichung beträgt bei einem auf Helium basierenden Gasgemisch etwa 40, während sie für Neon etwas niedriger ist. Dies bedeutet, daß die Entladung in einem Neon-Gemisch weniger empfindlich auf Dichtestörungen reagiert als dies in Helium der Fall ist [25]. Damit die Entladung durch solche räumlich ungleichmäßig verteilten Werte von E/n nicht vorzeitig in eine Funkenentladung umschlägt (Streamerbildung) und zusammenbricht, wird eine Dichtehomogenität von $\Delta\rho/\rho \leq 10^{-2}$ benötigt. Dieser Wert wurde ursprünglich für CO_2 -Laser genannt und unverändert für die Entladung in Excimerlasern übernommen [27, 28, 20].

Wesentlich restriktiver als für die Bedürfnisse der Entladung sind die Anforderungen an die Dichteverteilung, wenn der ausgekoppelte Laserstrahl eine nahezu beugungs-

begrenzte Strahlqualität besitzen soll. Mit den Dichteänderungen ist unmittelbar eine Änderung des Brechungsindex n des Gases nach der Beziehung $n = 1 + \beta \frac{\rho}{\rho_s}$ im Resonatorraum verbunden [29]. Dabei ist β die Gladstone-Dale-Konstante, ρ die Gasdichte und ρ_s die Gasdichte bei Normbedingungen (1013 hPa, 273 K). Mit steigender Dichte nimmt die Brechzahl des Mediums also zu, so daß die Phase eines Laserstrahls, der sich unter solchen Bedingungen im Resonator ausbreitet, entsprechend beeinflusst wird [30]. Bei den kurzen Excimerlaserpulsen von einigen 10 ns ist dabei nur die Dichteverteilung ausschlaggebend, die der Laserstrahl bereits im Resonatorraum vorfindet. Wenn die Pulslänge jedoch in Bereiche kommt, in denen die Gasdichte sich bereits während des Pulses merkbar ändert (dies ist bei Pulslängen ab einigen μ s der Fall), dann beeinflusst sich der Laserstrahl selbst [31]. Dies ist beispielsweise bei CO₂-Lasern der Fall. Dort darf allerdings die zulässige Dichteänderung wegen der etwa 30-fachen Wellenlänge um diesen Faktor höher liegen. Die Auswirkungen des zwischen den Elektroden aufgeheizten Gases auf die Strahlqualität sind aber wegen der wesentlich stärkeren Aufheizung im CO₂-Laser im Endeffekt mit denen im Excimerlaser vergleichbar. Dagegen bewegen sich die durch die oben genannten Stoßsysteme hervorgerufenen Dichteänderungen bei beiden Laserarten in der gleichen Größenordnung. Wegen der kürzeren Wellenlänge im Excimerlaser sind diese Störungen daher von größerer Bedeutung als im CO₂-Laser.

Die Größenordnung der erforderlichen Dichtehomogenität läßt sich über die in der Mitte des Laserstrahls geforderte Fernfeldintensität I , bezogen auf die maximal erreichbare beugungsbegrenzte Intensität I_0 , mit dem Ausdruck $I/I_0 = e^{-(\Delta\Phi)^2}$ abschätzen, wobei die Phasendifferenz $\Delta\Phi = \frac{2\pi l}{\lambda} \beta \frac{\rho}{\rho_s} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right)$ ist [32, 33]. Bei einer optischen Weglänge $l = 1$ m, der Laserwellenlänge $\lambda = 308$ nm, der Gasdichte unter Normbedingungen ρ_s , der Gladstone-Dale-Konstanten $\beta = 0.67 \cdot 10^{-4}$ (für Neon, für Helium ist $\beta = 0.36 \cdot 10^{-4}$ [29]) und einem 1.1-fach beugungsbegrenzten Laserstrahl ($I/I_0 = 0.9$) ergibt sich $\Delta\rho/\rho \approx 10^{-4}$ bis 10^{-5} . Als zulässige Grenze der Dichtestörungen wird in der Literatur meist der Wert $\Delta\rho/\rho \approx 10^{-4}$ genannt.

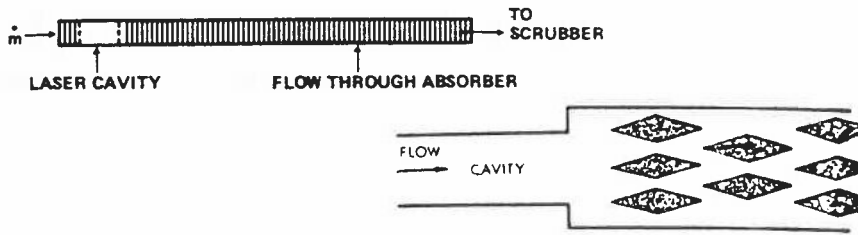
2.3 Dämpfung von Stoßwellen und Dichteschwankungen

Die Notwendigkeit zur Dämpfung von Stoßwellen und Dichteschwankungen in gepulsten Lasern wurde vor allem in der amerikanischen Literatur schon sehr früh beschrieben. Aber auch aus Frankreich und der ehemaligen Sowjetunion sind entsprechende Untersuchungen bekannt. Die Diskussion beschränkt sich dabei nicht nur auf geschlossene Excimerlasersysteme, sondern behandelt auch CO₂- oder gasdynamische Laser in offener oder geschlossener Bauform. Vor allem im Bereich der Wehrtechnik wurden sehr große offene Lasersysteme entwickelt. Zur theoretischen Beschreibung der Wirkung von Dämpferelementen wurden Charakteristikenverfahren [34], eindimensionale [35, 36], quasi-1-D [37, 38], quasi-2-D [39] oder vollständig zweidimensionale [40, 41, 42]

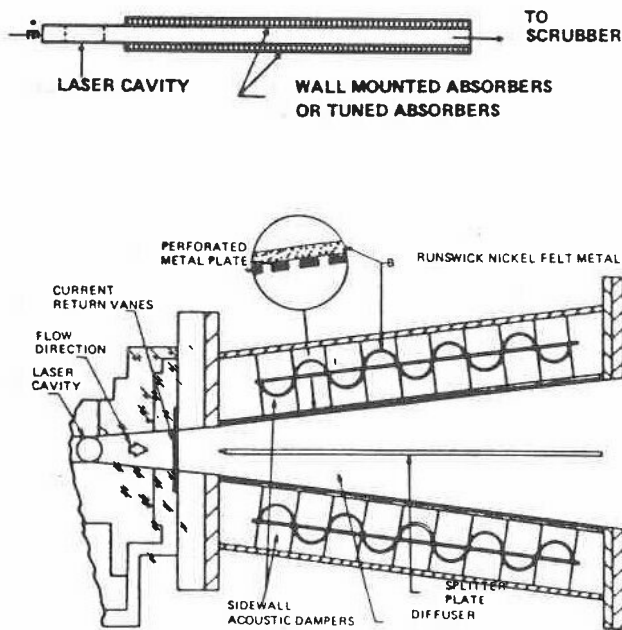
sowie in jüngster Zeit auch 3-D Rechenmodelle [43] entwickelt und eingesetzt, die jeweils mit experimentellen Ergebnissen aus Stoßwellenrohren oder Lasersystemen verglichen wurden. Die Bezeichnungen 'quasi-1-D' und 'quasi-2-D' meinen beide dasselbe und berücksichtigen den Massenaustausch mit den seitlichen Beruhigungskammern als Quell- und Senkterme in einer ansonsten eindimensionalen Berechnung. Eine analytische Lösung auf der Basis einer linearen Theorie zum asymptotischen Abklingen von akustischen Störungen wird in [44] vorgestellt. Ebenfalls in der linearen Näherung wird in [45] die dreidimensionale Ausbreitung akustischer Wellen und deren Dämpfung berechnet.

Bei den Untersuchungen wird zwischen aktiven und passiven Dämpfern unterschieden. Aktive Dämpfer sind direkt im Strömungskanal plaziert und erzielen durch unmittelbare Wechselwirkung mit der Stoßwelle eine Abschwächung der Druckamplituden. Ein einfacher aktiver Dämpfer ließe sich aus offenporigem Material herstellen, das über den gesamten Querschnitt in den Strömungskanal eingebaut wird [38]. Weitere aktive Dämpfer sind z.B. Keile [32] oder rhombusförmige Elemente [35], die einen etwas günstigeren Strömungswiderstand bei gutem Dämpfungsverhalten besitzen (Bild 2.4 a). Durch Wassereinspritzung konnte die Dämpfungswirkung dieser Anordnung noch erhöht werden [32]. Auch Gitter und Siebe können unter gewissen Umständen dämpfend auf Stoßwellen wirken [46, 47]. Durch Verwendung mehrerer Gitter hintereinander läßt sich eine Stoßwelle 'zerstückeln', d.h. durch die Überlagerung der an den Gitterstäben entstehenden zusätzlichen Verdichtungen und Verdünnungen in mehrere schwächere Stöße aufteilen. Durch Schrägstellen oder Verbiegen der Gitter kann auch die Ausbreitungsrichtung der Stöße beeinflußt werden. Aktive Dämpfer sind zwar, was die Stoßwellendämpfung betrifft, oft wirkungsvoller als die weiter unten beschriebenen passiven Dämpfungselemente, sie erhöhen jedoch den Strömungswiderstand so stark, daß sie in geschlossenen Gaskreisläufen nicht einsetzbar sind [48]. Sie sind deshalb heute in Excimerlasern ohne Bedeutung.

Passive Dämpfer wirken nicht im Hauptstrom des Gaskreislaufs, sondern an den Wänden des Strömungskanals. Sie sind von diesem durch Öffnungen oder durch poröses Material getrennt. In Bild 2.4 b sind einige Beispiele solcher Dämpfer dargestellt [20, 38]. Untersucht wurden sowohl offene als auch geschlossene Kammern, wobei die gegenüber der freien Atmosphäre offenen Systeme aus naheliegenden Gründen in Excimerlasern nicht verwendet werden können [37]. Perforierte Wände mit dahinterliegenden Absorbern lassen die Druckschwankungen langsamer abklingen als genau auf das Kanalvolumen abgestimmte unbefüllte Kammern [38], sind jedoch zur Dämpfung langanhaltender akustischer Störungen unerläßlich [35, 49]. Die Kammern sollten dabei so dicht wie möglich am Entladungsraum liegen [33]. Bei einer Anordnung direkt neben den Elektroden wird eine exponentielle Abschwächung der zwischen den Elektroden oszillierenden Wellen erreicht [50, 51], die ohne Dämpfer näherungsweise mit $1/\sqrt{t}$ abklingen [52]. Eine Neigung



a)



b)

Bild 2.4: Beispiele für aktive (oben, nach [38, 35]) und passive (unten, nach [38, 20]) Dämpfungselemente zum Einsatz in offenen oder geschlossenen gepulsten Lasern.

der Seitenwände des Entladungsraums oder gekrümmte Elektrodenkonturen beschleunigen das Abklingen dieser Wellen [20, 53, 54]. Bei Verwendung einer perforierten Anode können die Dämpfungselemente auch direkt hinter dieser sitzen und sind dann sehr wirkungsvoll [55, 56, 57].

Durch die Anordnung außerhalb des Strömungskanals wirken passive Dämpfer nur bei einer zeitlichen Änderung des Druckes, z.B. beim Vorbeilaufen eines Stoßes oder einer Verdünnung. Das entstehende Druckgefälle bewirkt solange ein Ein- oder Ausströmen des Gases, bis ein Druckausgleich erreicht ist. Das Funktionsprinzip dieser Beruhigungskammern besteht somit aus einer zeitlichen Verzögerung des Druckanstiegs über die Stoßwelle hinweg, indem zuerst Masse in die Kammern einströmt und hinter dem Stoß wieder ausströmt [58]. Die dem Stoß innewohnende Druckenergie wird dadurch im Strömungskanal zwischen den Dämpfern verteilt. Da der Stoß sich im Verhältnis zu der Überströmgeschwindigkeit sehr schnell bewegt, ist die benötigte Strecke bis zu einem ausreichenden Abklingen der Störungen recht groß. Theoretische Untersuchungen für mit Dämpfungsmaterial befüllte Kammern ergaben eine Abklingrate von 5 dB/h (h : Kanalhöhe). Bei einer Kanalhöhe von 5 cm benötigt man somit eine Lauflänge von 90 cm, bis die Störungen auf $\Delta p/p = 10^{-4}$ abgeklungen sind [39]. Durch die benötigte Länge der Dämpfungselemente wird entsprechend viel Füllmaterial benötigt, das wiederum um so effektiver arbeitet, je größer seine Oberfläche ist. Wegen der Reaktionen mit dem Lasergas und den damit verbundenen Kontaminationsproblemen sollte aber gerade diese Oberfläche so klein wie möglich gehalten werden.

Eine weitere Ursache für Inhomogenitäten im Lasergas ist die Aufheizung der Elektroden während des repetitiven Betriebs. Die durch unregelmäßige Entladungen und die ungleichförmige Kühlung durch die einseitige Anströmung verursachte Temperaturverteilung bewirkt ihrerseits wieder Dichtestörungen im Entladungsraum. Dabei entstehen Austauschprozesse durch Wärmeleitung und -strahlung und durch Konvektion [51]. Experimentelle Untersuchungen zur Empfindlichkeit der Entladung bezüglich solchen Temperaturschwankungen (die Temperaturgrenzschicht an den Elektroden kann von Null an der Zuströmseite bis auf 1 mm Dicke auf der Abströmseite anwachsen) haben ergeben, daß die Temperaturdifferenz zwischen den Wänden und dem Gas nicht größer als 5-10 K sein sollte [27]. Zusätzlich können sich an den Elektroden noch lokal überhitzte Bereiche bilden, von denen höhere Entladungsströme ausgehen, was schließlich zu Streamerbildung und zum Ende der Lasertätigkeit führt [59]. Die Einflüsse von Grenzschichten und Temperaturdifferenzen auf die Dichtehomogenität oder auf das Ausbreitungsverhalten von Stoßwellen sollen in dieser Arbeit nicht weiter untersucht werden. Ansätze hierzu findet man neben der zitierten Literatur noch in [60, 61, 62].

Der Schwerpunkt dieser Arbeit soll auf der Untersuchung der fluiddynamischen Auswirkungen eines Entladungspulses liegen. Dazu gehören neben der zeitlichen Entwicklung der oben genannten drei Stoßsysteme auch die Ausbreitung der den Entladungsraum verlassenden Stoßwellen und deren Verhalten in den Krümmern des Gaskreislaufs. Im Hinblick auf einen möglichst sparsamen Einsatz von Dämpfungsmaterial im Strömungskanal wird mit der Stoßfokussierung in diesen Krümmern ein neuer Ansatz zur Dämpfung der umlaufenden Stöße vorgeschlagen.

3 Grundlagen

3.1 Entstehung von Inhomogenitäten im Lasergas

Der Entladungsraum eines Excimerlasers besteht im wesentlichen aus einem Strömungskanal, zwei Elektroden, zwischen denen das Gas hindurchströmt, und dem Resonator, dessen optische Achse jeweils senkrecht zur Strömungsrichtung und zur Entladung steht. In Bild 3.1 ist diese Anordnung mit den an den Entladungsraum angrenzenden Krümmern skizziert.

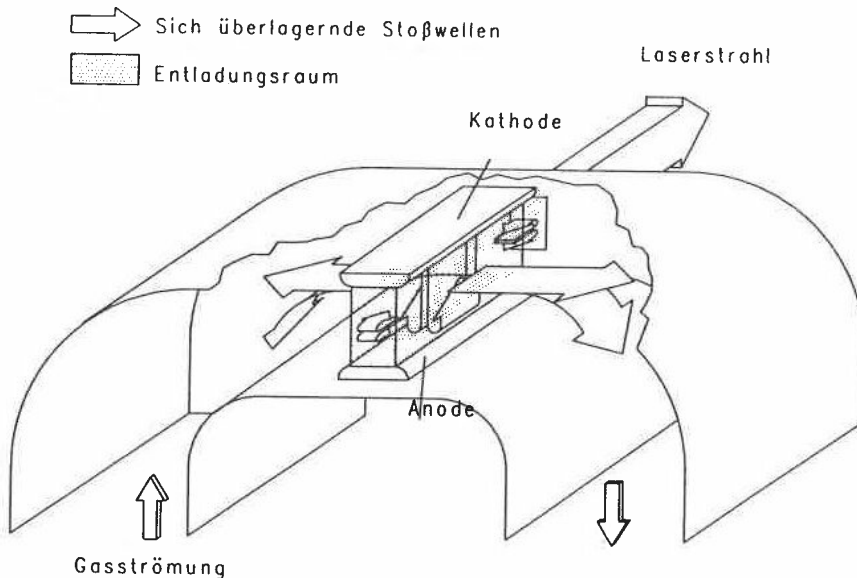


Bild 3.1: Skizze des Entladungsraumes eines Excimerlasers mit Teilen der Gasführung. Als Pfeile eingezeichnet sind die bei der Entladung entstehenden Stoßsysteme.

Die Entladung und damit die Anregung des Lasergases dauert typischerweise 50 bis 100 ns. Die vom pulsformenden Netzwerk aufzubringende Spitzenleistung beträgt dabei für einen Laser der mittleren Energieklasse mit 1 J Pulsenergie bis zu 1 GW. Aufgrund der hohen Verluste, für die im wesentlichen die Reaktionskinetik verantwortlich ist [22], werden davon nur etwa 1 bis 2 % als Laserstrahlung ausgekoppelt. Der Rest bleibt

im Gas und führt zu einer instantanen Aufheizung des vom Entladungsfeld erfaßten Volumens. Für die Energiebilanz im Hinblick auf die gasdynamischen Vorgänge ist der in Form von optischer Energie extrahierte Anteil vernachlässigbar, so daß man für die Berechnung der Druck- und Dichtestörungen von einer vollständigen Umsetzung der Entladungsenergie von 50 bis 100 J pro Puls ausgehen kann. Abhängig vom angeregten Volumen (typisch sind Werte von 0.5 bis 2 l) werden somit spezifische Energien in der Größenordnung von 25 bis 200 J/l in das Lasergas eingebracht. Wird die eingekoppelte Energie noch auf den Gasdruck bezogen, erhält man eine dimensionslose Größe $\Delta q/p$, die sich bei gebräuchlichen Drücken von 0.2 bis 0.5 MPa größenordnungsmäßig zwischen 0.05 und 1 bewegt.

Die Entladungsdauer eines Laserpulses ist erheblich kürzer als die mit einer makroskopischen Länge (z.B. den Elektrodenabmessungen) und der die Transportvorgänge im Gas im wesentlichen bestimmenden Schallgeschwindigkeit gebildeten charakteristischen Zeit, so daß sich während des Pulses nahezu keine bemerkbaren Ausgleichsvorgänge im angeregten Volumen einstellen können. (In einer XeCl-Ne Gasmischung kann bei einer Schallgeschwindigkeit von etwa 450 m/s eine Störung in 100 ns gerade 45 μm weit gelangen.) Deshalb steigen Temperatur und Druck proportional zur zugeführten Energie an, während die Gasdichte unverändert bleibt. Dies ist eine isochore Zustandsänderung, so daß die Energiezufuhr Δq einen Druckanstieg

$$\Delta p = (\kappa - 1) \cdot \Delta q \quad (3.1)$$

bzw. bezogen auf den Ausgangsdruck

$$\frac{\Delta p}{p} = (\kappa - 1) \cdot \frac{\Delta q}{p} \quad (3.2)$$

bewirkt. Die zugehörige Temperaturerhöhung ist

$$\Delta T = \frac{\Delta q}{\rho c_v} \quad (3.3)$$

bzw. in dimensionsloser Darstellung

$$\frac{\Delta T}{T} = (\kappa - 1) \cdot \frac{\Delta q}{p}. \quad (3.4)$$

Erst einige μs nach Ende des Pulses werden vom Rand der Entladungsgrenzen ausgehend Stoßwellen erkennbar, die sich in alle drei Raumrichtungen fortbewegen. Die Ursache dieser einzelnen Stoßsysteme sind

- für Stoßwellen parallel zur Strömungsrichtung:
Druckgradient zwischen Entladungsvolumen und Umgebung,

- für Stoßwellen in Richtung der optischen Achse:
Druckgradient zwischen Entladungsvolumen und dem Bereich bis zu den die Kavität abschließenden Spiegeln,
- für Stoßwellen zwischen den Elektroden:
Ungleichförmige Energieeinkopplung. In einer schmalen Schicht an der Kathode und der Anode findet eine erhöhte Energieumsetzung statt (sog. Kathoden- und Anodenfall).

Die Ausbreitungsrichtungen dieser Stoßsysteme sind in Bild 3.1 als Pfeile eingezeichnet.

Eine weitere Ursache von Stoßwellen können gegen Ende der Entladung auftretende sog. ‘hot spots’ sein. Das sind Bereiche beginnender Streamerbildung, die sich teilweise unregelmäßig, manchmal aber auch regelmäßig über die Elektrodenlänge verteilen. Solche Funken lassen sich sowohl in Schlierenaufnahmen erkennen als auch direkt fotografieren [63, 64]. Von den schmalen Funkenkanälen ausgehend breiten sich konzentrisch Stoßwellen im Entladungsraum [65]. Ebenso entstehen in Lasern, die eine Funkenstrecke zur Vorionisierung einsetzen, zwischen den bereits erwähnten Pinelektroden Stoßwellen [66], die direkt in den Entladungsraum wandern und dort nachfolgende Entladungen stören können. Während sich die durch Streamerbildung verursachten Stöße zylindrisch in der Ebene ausbreiten und proportional zu $1/\sqrt{r}$ abklingen, sind die Pinelektroden Quelle räumlicher Stoßwellen, die (bei idealer Kugelgestalt) mit $1/r$ schwächer werden [67]. Die Ausbreitungscharakteristiken dieser Stöße unterscheiden sich von der ebener Stöße, dies wird in Abschnitt 3.3 am Beispiel einer Zylinderwelle illustriert. Zuerst sei jedoch die Ausbildung ebener Stoßwellen, die sich parallel zur Strömungsrichtung bewegen, näher betrachtet.

Den Verlauf von Druck, Dichte, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit nach einem (zwischen den Elektroden homogenen) Laserpuls veranschaulichen die Kurven in Bild 3.2. Als Gas wird ein auf Neon basierendes Gemisch bei 0.4 MPa und 300 K zugrundegelegt¹. Es strömt vor der Entladung mit einer Geschwindigkeit von 50 m/s von links nach rechts. Der Druck und die Temperatur sind sowohl in absoluten Werten als auch in relativen, dimensionslosen, Änderungen $\Delta p/p$ bzw. $\Delta T/T$ angegeben². Nach einer Energieeinkopplung von $\Delta q/p = 0.125$ (50 J/l bei 0.4 MPa) in einem 50 ns dauernden Entladungspuls steigen der Druck und die Temperatur im Bereich der 4 cm breiten Elektroden sofort an, die Dichte und die Strömungsgeschwindigkeit bleiben noch

¹Für die genaue Zusammensetzung siehe Abschnitt 4.1.1.

²Die relativen Änderungen $\Delta p/p$ bzw. die Verhältnisse p_2/p_1 sind den absoluten Werten äquivalent, sofern der Ausgangsdruck bekannt ist. Dies gilt auch für die anderen Größen. Die dimensionslose Darstellung ist allgemeiner, die dimensionsbehaftete dagegen anschaulicher. In dieser Arbeit werden die verschiedenen Schreibweisen nebeneinander benutzt, wobei vor allem bei den räumlichen Darstellungen des Druckes (auch aus technischen Gründen) die Absolutwerte verwendet werden.

unverändert. Erst die nächste Kurve nach $30\ \mu\text{s}$ zeigt die beginnende Stoßausbildung. Von den Rändern des Hochdruckbereiches laufen je ein Verdichtungsstoß nach außen und gleichzeitig eine Verdünnungswelle nach innen. Wenn die Verdünnungswellen sich vollständig überlagert haben (Kurve nach $120\ \mu\text{s}$), ist der Druck im Entladungsraum wieder ausgeglichen. Dort bleibt ein heißes, verdünntes Gas zurück, das langsam mit der Grundströmungsgeschwindigkeit weggespült wird. Die Ränder dieses Bereiches stellen eine Trennfläche dar, über die der Druck und die Strömungsgeschwindigkeit konstant bleiben, die Dichte und die Temperatur sich jedoch sprunghaft ändern.

Die nach außen laufenden Stöße breiten sich entsprechend ihrer Stärke etwas schneller als mit Schallgeschwindigkeit aus. Der Stoßgeschwindigkeit im ortsfesten Koordinatensystem ist dabei die Grundströmung zu überlagern. Im Abstand der Elektrodenbreite folgt dem Stoß die von der anderen Seite der Entladung ausgehende und ihn neutralisierende Verdünnungswelle.

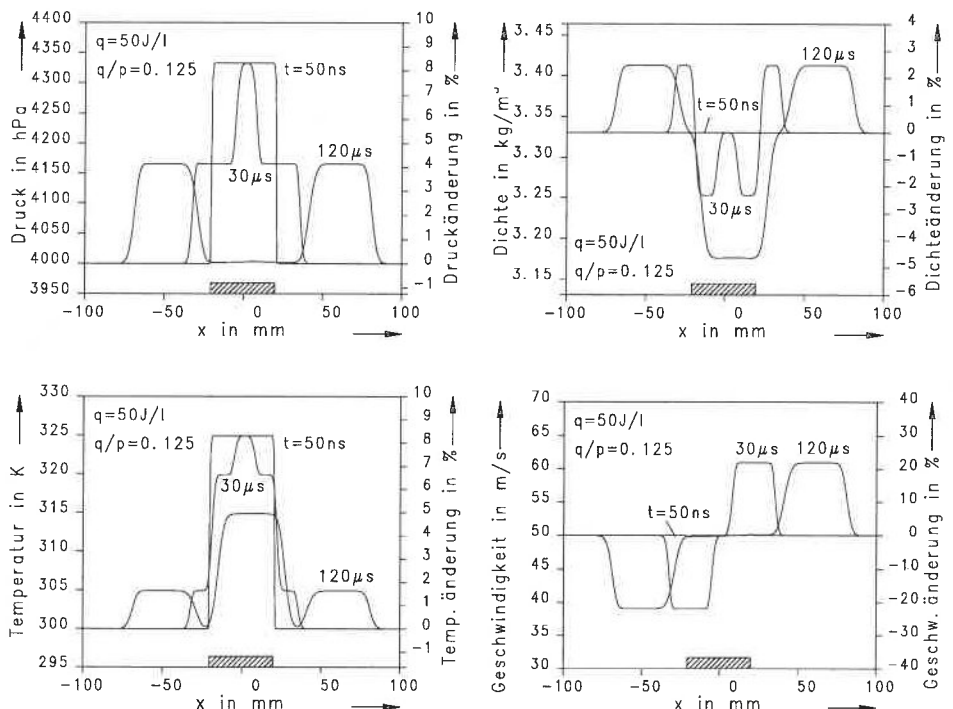


Bild 3.2: Verlauf von Druck, Dichte, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit nach einem Laserpuls bei eindimensionaler Stoßausbreitung. Die Breite des Energieeinkopplungsbereiches ist durch das schraffierte Feld angedeutet.

Die scharfe Abgrenzung des aufgeheizten und verdichteten Gasvolumens zum umgebenden kalten Gas unmittelbar nach Ende des Entladungspulses ist vergleichbar mit den durch eine Membran getrennten Hoch- und Niederdruckteilen eines Stoßrohres. Im Gegensatz zu normalen Stoßrohrverhältnissen, bei denen in der Regel die Temperatur auf beiden Seiten gleich ist, wird hier allerdings der Hochdruckteil isochor aufgeheizt. Nach Platzen der Membran bildet sich eine Stoßwelle aus, die mit den im Anhang A.1 wiedergegebenen Rankine-Hugoniotischen Stoßbeziehungen berechenbar ist. Oertel [68] hat dies für den allgemeinen Fall verschiedener Gase beiderseits der Membran durchgeführt. Im vorliegenden Fall sind diese Beziehungen natürlich für gleichartige Gase anzuwenden, sie sind im Anhang A.2 aufgeführt.

3.2 Abgrenzung der zu erwartenden Stoßstärken

3.2.1 Akustische Wellen und schwache Stöße

Bei akustischen Wellen (Schallwellen) ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit gleich der Schallgeschwindigkeit des Gases, die überall als konstant angenommen wird. In solch einer Welle kann es nicht zur Ausbildung einer Stoßfront kommen, da sich nachfolgende Störungen nicht einholen können. Man spricht deshalb auch von linearer Akustik. Die Druck- und Dichteänderungen in der Welle sind vernachlässigbar klein gegenüber den Umgebungsgrößen. So ist z.B. bei einem Schalldruckpegel von 80 dB $\Delta p/p = 2 \cdot 10^{-6}$. Da in akustischen Wellen keine sprunghafte Änderung der Zustandsgrößen auftritt, sind sie isentrop.

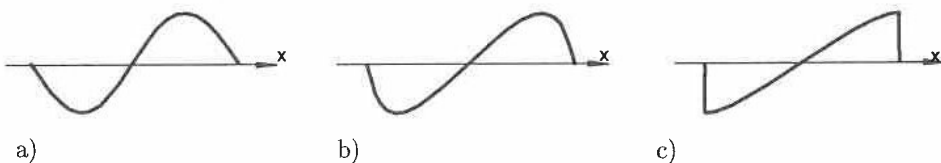


Bild 3.3: Wellenformen in Abhängigkeit von der Amplitude. a: Akustische Welle (Schallwelle), b: Aufsteilvorgang bei nichtlinearer Betrachtung, c: N-Welle.

Wenn die Amplitude der Welle größer wird, steigt neben dem Druck auch die Temperatur und damit die Schallgeschwindigkeit im positiven Wellenteil an und sinkt im negativen Teil entsprechend ab. Dadurch breiten sich Störungen im positiven Teil schneller

und im negativen Teil langsamer aus. Die Welle beginnt sich vorne und hinten aufzusteilen, während der Verdünnungsteil immer flacher wird (Bild 3.3b). Da ein Überholen der Stoßfront nicht möglich ist, erhält man nach einiger Zeit eine wegen ihrer Gestalt 'N-Welle' genannte Druckverteilung. Auch ein einzelner Druckpuls wie der in Bild 3.2 nach rechts und links weglauende kann als 'halbe' Welle aufgefaßt werden und wird nach einiger Zeit eine Dreiecksform annehmen, da die Vorderfront der nachfolgenden Verdünnung sich mit der Summe der Schallgeschwindigkeit und der Nachströmgeschwindigkeit $a_2 + u_2$, der Stoß sich dagegen nur mit c_1 fortbewegt. Bei sehr schwachen Stößen ist die Stoßausbreitungsgeschwindigkeit ungefähr das arithmetische Mittel aus den Schallgeschwindigkeiten vor und hinter der Stoßfront. Es findet jedoch bereits ein Aufsteilen der Wellenfront statt und es kann, insbesondere im Resonanzfall, zu Stößen kommen. In diesem Zusammenhang spricht man auch von 'nichtlinearer Akustik' [69]. Wenn die Stöße stärker werden, sinkt ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit unter den genannten Mittelwert und muß nach den Rankine-Hugoniot'schen Stoßbedingungen berechnet werden. Im oben genannten Beispiel würde die Verdünnung die Stoßfront nach ca. 5 ms eingeholt haben, vorausgesetzt, der Stoß kann sich so lange ungestört fortbewegen. Aber auch bei Reflexionen des Stoßes an Wänden bleibt dieser Vorgang prinzipiell erhalten. Die vom stromauf bzw. stromab laufenden Stoß in dieser Zeit zurückgelegten Strecken von 2 m bzw. 2.5 m liegen in der Größenordnung der Abmessungen des Gaskreislaufs, so daß solche Gestaltänderungen der Stöße durchaus auftreten können.

In Maßeinheiten aus der Akustik entspricht der Drucksprung dieses Stoßes einem Schalldruckpegel von 178 db. Wenn die Dichtestörungen im Entladungsraum auf den in Kapitel 2 geforderten Wert von 10^{-4} abgeklungen sind, herrscht immer noch ein 'Lärm' von 121 db, was gerade der Schmerzgrenze des menschlichen Ohres entspricht. Diese Beispiele sollen verdeutlichen, daß die bei der Entladung entstehenden Stoßwellen nicht ausschließlich mit der linearisierten Theorie der geometrischen Akustik behandelt werden können, sondern daß sie als schwache Stoßwellen betrachtet werden müssen, bei denen allerdings die Entropieänderung vernachlässigt werden kann (siehe dazu auch Anhang A.1).

In Bild 3.4 sind die Stoßstärke und die sich daraus ergebende Dichteänderung $\Delta\rho/\rho$ in einer durch die Energiezufuhr q/p verursachten Stoßwelle dargestellt. Außerdem ist die im angeregten Volumen verbleibende Dichteabsenkung mit eingezeichnet. Aus den Kurven wird ersichtlich, daß sich im für Excimerlaser relevanten Energiebereich die Druck- und Dichteänderungen in der Stoßwelle nahezu proportional zur Anregungsenergie verhalten. Bei der Dichteabsenkung im Entladungsraum dagegen wird der nichtlineare Verlauf bei zunehmender Energie und dadurch auch zunehmender Stoßstärke deutlicher. Verursacht wird die Nichtlinearität durch die sich gegenseitig durchdringenden Verdünnungswellen.

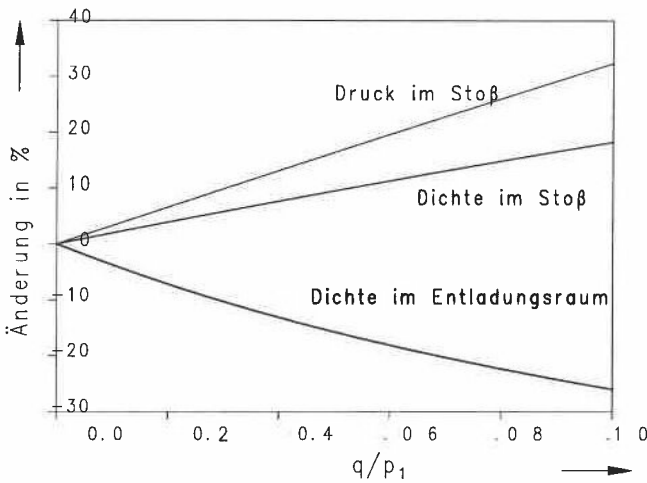


Bild 3.4: Druck- und Dichteänderung im weglauenden Stoß sowie die im Entladungsraum verbleibende Dichteabsenkung nach einem Laserpuls der Stärke q/p .

3.2.2 Starke Stöße

Eine eindeutige Grenze, an der schwache in starke Stöße übergehen, gibt es nicht. Wie im Anhang A.1 hergeleitet wird, nimmt infolge des Entropieanstiegs der Gesamtdruck über den Stoß ab. Dieser Gesamt- oder Ruhedruckverlust kann ähnlich wie der Entropieanstieg als Maß für die durch den Stoß verursachten Strömungsverluste angesehen werden. Bei schwachen Stößen wird die Entropiezunahme und damit auch der Totaldruckverlust über den Stoß hinweg vernachlässigt. In Tabelle 3.1 sind für einige Stoßstärken die damit verbundenen Totaldruckverluste aufgeführt. Wenn zur Unterscheidung von starken und schwachen Stößen der noch vernachlässigbare Druckverlust im Stoß mit 3% angenommen wird, dann erhält man als Grenze zum starken Stoß bei einatomigen Gasen $p_2/p_1 = 2.1$ und bei zweiatomigen Gasen $p_2/p_1 = 1.9$.

Stoßstärke p_2/p_1	1.04	1.1	1.5	2	3	5
Totaldruckverlust p_{02}/p_{01}						
$\kappa = 1.40$	0.999994	0.999912	0.99325	0.967	0.877	0.672
$\kappa = 1.67$	0.999995	0.999931	0.99472	0.974	0.905	0.744

Tabelle 3.1: Totaldruckverlust über den Stoß hinweg.

Eine weitere signifikante Stoßstärke läßt sich für den Fall angeben, daß die Strömung hinter der Stoßfront bezüglich eines ruhenden Koordinatensystems Überschallgeschwindigkeit erreicht. Dies kann in einatomigen Gasen ab Stoßstärken von $p_2/p_1 \geq 9.2$ und in zweiatomigen Gasen ab $p_2/p_1 \geq 4.9$ eintreten.

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß bei einer Steigerung der Stoßstärke $p_2/p_1 \rightarrow \infty$ das Verhältnis der Gasdichten einen Grenzwert erreicht, der nur von der Gasart abhängt. Dieses maximal erreichbare Dichteverhältnis ist $\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)_{max} = \frac{\kappa+1}{\kappa-1}$. Bei der Stoßauslösung durch eine Excimerentladung kann dieser Grenzwert jedoch nicht erreicht werden, da schon die Stärke p_2/p_1 des den Entladungsraum verlassenden Stoßes nicht über alle Grenzen wachsen kann. Mit steigender Energiezufuhr nimmt der Druck p_5 zu. Das Verhältnis des Druckanstiegs in der Entladung zum Druck im weglauenden Stoß $(p_5 - p_1)/(p_2 - p_1)$ nimmt ebenfalls zu. Für $p_5/p_1 \rightarrow \infty$ kann dessen Stärke den Wert

$$\lim_{p_5/p_1 \rightarrow \infty} \frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\kappa(\kappa+1)}{(\kappa-1)^2} \frac{T_5}{T_1} \left(1 + \sqrt{1 + (2\frac{\kappa-1}{\kappa+1})^2 \frac{T_1}{T_5}}\right)$$

nicht überschreiten [68]. Diese Werte sind allerdings nur theoretischer Natur, da das Gas wegen der grenzenlos wachsenden Temperaturzunahme so aufgeheizt wird, daß es vorher dissoziiert (falls molekular) und ionisiert wird.

3.3 Ebene Stoßausbreitung nach zylindrischer Energieeinkopplung.

Bis jetzt wurde nur die eindimensionale Ausbreitung einer Stoßwelle bzw. einer geraden Stoßfront behandelt. Schon bei der Entstehung der Stöße im Entladungsraum werden sich jedoch an den Ecken der Energieeinkoppelzone, z.B. an den Elektrodenenden, die in verschiedene Richtungen weglauenden Verdichtungen und Verdünnungen überlagern und zu einer gekrümmten, sich in der Ebene ausbreitenden Stoßwelle führen. Ebenso kommt es bei einer säulenartigen Energieeinkopplung, wie sie z.B. in kurz vor Ende der Entladung auftretenden Funkenkanälen stattfindet, zu einer zylindrischen Stoßausbreitung. Wenn die Stoßwelle sich konzentrisch in die Ebene bewegt, nimmt ihre Amplitude proportional zu $1/\sqrt{t}$ oder, was wegen $(r - r_0) = ct$ dasselbe ist, mit $1/\sqrt{r - r_0}$ ab. Dies erscheint sofort einleuchtend, weil sich der gesamte Energiestrom bei der Ausbreitung der Welle auf Zylinderflächen verteilt, deren Größe proportional zum Radius r zunimmt [70]. Aus Gründen der Massen- und Energieerhaltung kann der Druck hinter der Stoßwelle nicht konstant bleiben, es muß der Stoßfront eine Verdünnung folgen. Diese Verdünnung entspannt das Gas bis unter die Ausgangswerte, so daß erst ein zweiter Stoß wieder den ursprünglichen Zustand herstellt. Im Bereich der Verdünnung findet eine Rückströmung des Gases statt, die ebenfalls durch den zweiten Stoß aufge-

hoben wird. Zur theoretischen Herleitung der zylindrischen und auch der sphärischen Stoßausbreitung sei auf [70] und [67] hingewiesen. In Bild 3.5 sind die räumlichen Verteilungen von Strömungsgeschwindigkeit, Druck, Dichte und Temperatur 80 μ s nach einer zylindrischen Energieeinkopplung mit $q/p = 1.25$ dargestellt. Bei einem Druck von 0.4 MPa im Excimerlaser entspricht dies 500 J/l. (Dieser Energiebetrag wurde willkürlich gewählt. Es soll hier lediglich beispielhaft die Ausbreitung einer zylindrischen Stoßwelle veranschaulicht werden).

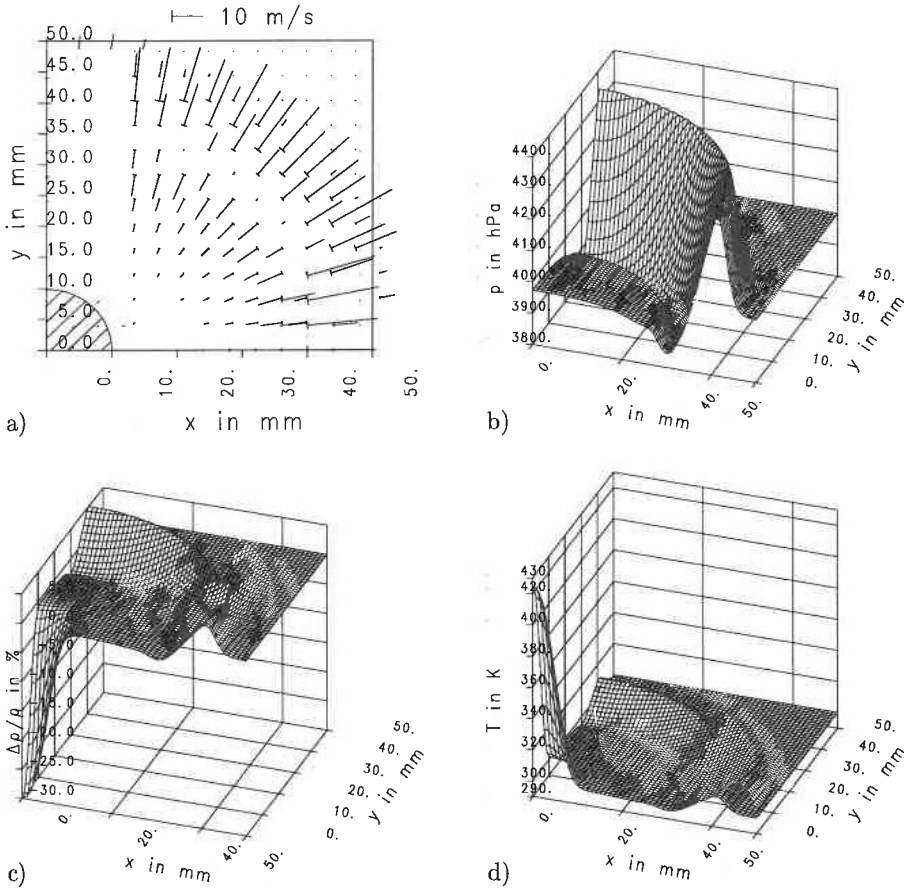


Bild 3.5: Verlauf von Strömungsgeschwindigkeit (a), Druck (b), Dichte (c) und Temperatur (d) bei zylindrischer Energieeinkopplung (schraffierter Bereich in a) und ebener Stoßausbreitung.

3.4 Numerisches Verfahren zur Berechnung der Stoßausbreitung

Zur zeitaufgelösten Beschreibung eines zweidimensionalen, kompressiblen Strömungsfeldes werden die Erhaltungssätze für Masse (Kontinuitätsgleichung), Impuls in x- und y-Richtung und Energie verwendet. Im allgemeinen Fall des reibungsbehafteten und wärmeleitenden Gases werden diese Zusammenhänge durch die Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben. In der vorliegenden Arbeit werden Stoßausbreitungsvorgänge in Strömungskanälen untersucht, deren Abmessungen groß sind gegenüber den Grenzschichtdicken an den Wänden. Auch das Reflexionsverhalten von Störungen, die auf die Wände zulaufen, wird durch eine laminare oder turbulente Grenzschicht nahezu nicht beeinflusst [71]. Reibungs- und Wärmeleitvorgänge können deshalb vernachlässigt werden, so daß die Strömung durch die numerisch wesentlich einfacher lösbaren Euler-Gleichungen mit ausreichender Genauigkeit beschrieben wird.

Die Euler-Gleichungen werden in der Erhaltungssatz-Form

$$\mathbf{Q}_t + \mathbf{F}_x + \mathbf{G}_y + \mathbf{H} = 0 \quad (3.5)$$

mit dem Lösungsvektor $\mathbf{Q} = \{\rho, \rho u, \rho v, e\}$ geschrieben, wobei $\mathbf{F}$ und $\mathbf{G}$ wiederum Funktionen von $\mathbf{Q}$ sind. Im Vektor $\mathbf{H}$ stehen die Quellterme, im vorliegenden Fall ist das nur die dem System zugeführte Energie beim Laserpuls. Die Indizes stehen für die zeitliche und die räumlichen Ableitungen. Diese Schreibweise hat gegenüber der Matrixform

$$\mathbf{u}_t + \mathbf{A}\mathbf{u}_x + \mathbf{B}\mathbf{u}_y + \mathbf{H} = 0 \quad (3.6)$$

mit dem Lösungsvektor $\mathbf{u} = \{\rho, u, v, t\}$ sowie den Jacobi-Matrizen $\mathbf{A} = \partial f(\mathbf{u})/\partial \mathbf{u}$ und $\mathbf{B} = \partial g(\mathbf{u})/\partial \mathbf{u}$ den Vorteil, daß die Rankine-Hugoniotischen Stoßbedingungen implizit darin enthalten sind und somit das Ausbreitungsverhalten von Stößen relativ genau wiedergegeben wird [72]. Ausgeschrieben ergeben die in Gl. (3.5) in Vektorform dargestellten Grundgleichungen das nichtlineare Differentialgleichungssystem

$$\begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}_t + \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (p + e)u \end{bmatrix}_x + \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (p + e)v \end{bmatrix}_y + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\dot{E} \end{bmatrix} = 0 \quad (3.7)$$

mit der volumenspezifischen Totalenergie der Strömung

$$e = \frac{p}{\kappa - 1} + \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2), \quad (3.8)$$

dem Verhältnis der spezifischen Wärmen κ und der pro Zeit- und Volumeneinheit zugeführten Energie $\dot{E}$.

3.4.1 Finite-Differenzen Formulierung

Es war nicht die Aufgabe der vorliegenden Arbeit, zur Berechnung der Stoßausbreitung in Excimerlasern ein neues numerisches Verfahren zu entwickeln. Vielmehr sollte ein bereits vorhandenes, von Jacoby für die Berechnung der Störungsausbreitung nach dem Entladungspuls in überschallgeströmten CO₂-Lasern entwickeltes Rechenschema, weiterverwendet werden [72]. Es wurde zuerst für die Verwendung in Unterschallströmungen, insbesondere für CO₂-Laser [73], und anschließend an die für Excimerlaser typischen extrem kurzen Pulszeiten im Nanosekundenbereich angepaßt [74]. Weitere Änderungen waren notwendig, um z.B. nicht-rechtwinklige Geometrien berücksichtigen zu können. Außerdem zeigte sich, daß die Wiedergabe von Stoßfronten über lange Zeiten nicht befriedigend war, die Stöße „verschmierten“ mit zunehmender Zeitschrittzahl zusehends. Dies führte schließlich zu einer völligen Abwandlung des ursprünglichen Codes und zu der Einführung einer neuen Steuervariablen in den FD-Gleichungen, die eine verbesserte Wiedergabe von steilen Gradienten erlaubt.

Zum Verständnis der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Modifikationen und Erweiterungen zur Verbesserung des Verfahrens erscheint es notwendig, kurz auf die prinzipielle Funktionsweise von Finite-Differenzen-Verfahren einzugehen. Für ein weitergehendes Interesse sei auf die angegebene Literatur verwiesen.

Die Lösung des vorliegenden hyperbolischen Differentialgleichungssystems geschieht durch ein explizites Verfahren, bei dem sich die Gleichungen nach ihren Unbekannten auflösen lassen. Im Gegensatz dazu wird bei impliziten Verfahren die Lösung mittels Matrizeninversion gewonnen. Diese Verfahren können Vorteile bieten, wenn die Größe des Zeitschrittes oder Stabilitätsprobleme die Verwendung von expliziten Verfahren ausschließen. Allerdings sind die Anforderungen an Rechenzeit und Speicherplatz ebenso wie der Programmieraufwand wesentlich höher. Deshalb sind die meisten Lösungsmethoden für mehrdimensionale, kompressible Strömungsprobleme explizite Verfahren [75].

Die Formulierung erfolgt nach der Eulerschen Methode, bei der das Fluid durch ein raumfestes Koordinatensystem strömt. Die Vorteile gegenüber der Lagrangeschen Methode, die ein mit der Strömung mitbewegtes, massenfestes Bezugssystem verwendet, liegen in der besseren Handhabbarkeit bei komplizierten zweidimensionalen Stoßstrukturen. Da das Lagrangesche Finite-Differenzen-Gitter der Strömung folgt, kann es in diesem Fall bis zur Unlösbarkeit verformt werden. Der Vorteil der exakten Stoßbestimmung bei eindimensionalen Problemen verschwindet deshalb beim Übergang zu höheren Dimensionen [76]. Der Nachteil des Eulerschen Rechnernetzes ist, daß die Ortsauflösung von Stößen erschwert wird und die Stoßfront über mehrere Knotenpunkte ‘verschmiert’. In dieser Formulierung ist bereits die Stoßbehandlung nach dem ‘Shock-Capturing’-Verfahren enthalten, ohne daß zusätzliche Algorithmen in das Lösungsschema eingefügt

werden müssen, wie es bei der iterativen Bestimmung der Stoßposition mittels der 'Shock-Fitting'-Methode der Fall ist. Dort werden Stöße als echte Diskontinuitäten und somit als innere Ränder in der Strömung betrachtet, die wie in den Charakteristikenverfahren für jeden Zeitschritt neu und getrennt vom eigentlichen Lösungsschema behandelt werden müssen [77]. Dies erfordert eine entsprechend aufwendige Programmierlogik. Das 'Shock-Capturing' ist dagegen vor allem bei komplizierten Geometrien besser anwendbar, die Lokalisierung der Stöße ist bei genügend feinem Gitter genau genug (siehe Abschnitt 3.5).

Um den Strömungszustand eines bestimmten Gebietes mit Hilfe der Methode der Finiten Differenzen berechnen zu können, muß dieses innerhalb festzulegender Grenzen in konkrete Punkte eingeteilt werden. Diese Diskretisierung wird in der Regel dadurch vorgenommen, daß man das zu berechnende Gebiet mit einem geeigneten Gitternetz überzieht und das Differentialgleichungssystem (3.7) durch Differenzengleichungen, die nur die Werte in den Knotenpunkten des Rechengitters enthalten, annähert. So erhält man die Dichte, die Geschwindigkeitskomponenten in x- und y-Richtung und die innere Energie des Gases in einem Punkt durch numerische Integration der Differenzengleichungen aus dessen Nachbarpunkten. Der Druck berechnet sich aus Gl. (3.8). Weitere interessierende Größen erhält man aus den Zustandsgleichungen der Thermodynamik, z.B. die Temperatur aus der allgemeinen Gasgleichung $p = \rho RT$.

Jacoby benutzte eine modifizierte Prädiktor-Korrektor-Methode, bei der die Differentialgleichungen im Time-Splitting-Verfahren gelöst werden. Diese von MacCormack [78, 79] vorgeschlagenen Algorithmen sind als für zweidimensionale Probleme der Gasdynamik gut geeignete Verfahren bekannt, weil sie bei relativ geringem Programmieraufwand genau von 2. Ordnung sind [80]. Es werden dabei im Prädiktorschritt Rückwärts- und im Korrektorschritt Vorwärtsdifferenzen verwendet:

$$\begin{aligned}
 \text{Prädiktor } P_x: \quad \mathbf{Q}_{i,j}^{P'} &= \mathbf{Q}_{i,j} - \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot (\mathbf{F}_{i,j} - \mathbf{F}_{i-1,j}) - \frac{\Delta t \mathbf{H}_{i,j}}{2} \\
 \text{Korrektor } K_x: \quad \mathbf{Q}_{i,j}^{+'} &= \frac{1}{2} \left(\mathbf{Q}_{i,j} + \mathbf{Q}_{i,j}^{P'} - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\mathbf{F}_{i+1,j}^{P'} - \mathbf{F}_{i,j}^{P'}) - \frac{\Delta t \mathbf{H}_{i,j}}{2} \right) \\
 \text{Prädiktor } P_y: \quad \mathbf{Q}_{i,j}^P &= \mathbf{Q}_{i,j}^{+'} - \frac{\Delta t}{\Delta y} \cdot (\mathbf{G}_{i,j}^{+'} - \mathbf{G}_{i,j-1}^{+'}) - \frac{\Delta t \mathbf{H}_{i,j}}{2} \\
 \text{Korrektor } K_y: \quad \mathbf{Q}_{i,j}^+ &= \frac{1}{2} \left(\mathbf{Q}_{i,j}^{+'} + \mathbf{Q}_{i,j}^P - \frac{\Delta t}{\Delta y} (\mathbf{G}_{i,j+1}^P - \mathbf{G}_{i,j}^P) - \frac{\Delta t \mathbf{H}_{i,j}}{2} \right).
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

Die Indizes i und j bezeichnen die Nummer des Knotenpunkts in x- bzw. y-Richtung, das hochgestellte '+' steht für den neuen Zeitpunkt $t^+ = t + \Delta t$, wobei erst nach Ausführung aller vier Schritte, also nach $2\Delta t$, das ganze Feld in x- und y-Richtung berechnet ist. Das hochgestellte 'P' kennzeichnet die im Prädiktorschritt berechnete Größen.

In der Time-Splitting-Form werden die Integrationen für die x- und die y-Richtung getrennt ausgeführt, was das Verfahren stabilisiert und größere Schrittweiten erlaubt.

Damit keine Richtung bevorzugt wird, wechselt die Reihenfolge nach jedem Zeitschritt. Die maximal erlaubte Zeitschrittgröße berechnet sich nach dem bekannten Kriterium von Courant, Friedrichs und Lewy [81], nach dem sich eine Störung innerhalb des Zeitintervalls Δt höchstens um die Maschenweite Δx ausbreiten darf, da das Abhängigkeitsgebiet der Charakteristiken innerhalb des Abhängigkeitsgebietes der Differenzengleichung liegen muß. Bei Anwendung der Time-Splitting-Methode lautet diese Bedingung

$$\Delta t = CFL \cdot \min \left(\frac{\Delta x}{|u| + a}, \frac{\Delta y}{|v| + a} \right), \quad (3.10)$$

mit den Maschenweiten $\Delta x, \Delta y$, den entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten u und v sowie der lokalen Schallgeschwindigkeit a . Der Faktor CFL sollte möglichst nahe bei 1 liegen, kann aber zur Dämpfung bei starken Störungen verkleinert werden. Damit erhöht sich außer der Stabilität allerdings auch der Phasenfehler der Lösung [82], so daß z.B. die Stoßposition weniger genau wiedergegeben wird.

Bei der Energiezufuhr in das System, d.h. bei einem Quellterm $\mathbf{H} \neq 0$, und in der Umgebung von Diskontinuitäten, wie sie z.B. Stöße darstellen, zeigen sich jedoch auch bei kleinen CFL-Werten unerwünschte Instabilitäten in den Ergebnissen. Jacoby modifizierte deshalb das MacCormack-Verfahren, indem er zunächst nur jeden zweiten Gitterpunkt berechnete und die dazwischenliegenden Punkte linear interpolierte (JMC-Verfahren). Nach kompletter Abarbeitung der oben beschriebenen Rechenschritte werden die zuvor interpolierten Punkte nach den FD-Regeln (3.9) berechnet und die zuvor berechneten interpoliert. Durch diese alternierende Überlagerung eines berechneten und eines interpolierten Rechnernetzes erreichte er eine ausreichende Dämpfung der Instabilitäten. Allerdings 'erkauft' man sich die Stabilisierung mit einem zunehmenden Verschmieren der Diskontinuitätsflächen bei fortschreitender Rechendauer, so daß bei der Berechnung vieler Zeitschritte eine Stoßfront nur noch sehr unbefriedigend wiedergegeben wird. Ein Weg zur Verbesserung dieses Problems wird in Abschnitt 3.4.5 erläutert.

3.4.2 Erweiterung auf unregelmäßige Gitter

Mit dem JMC-Verfahren können nur rechteckige Gebiete mit orthogonalen Gitternetzen berechnet werden. Diese Einschränkung macht es für die Anwendung auf reale Geometrien wie den Entladungsraum in Lasern oder gekrümmte Strömungskanäle ungeeignet. Es mußte deshalb, zunächst unter Beibehaltung des Rechenschemas, so erweitert werden, daß auch beliebig berandete Gebiete berechnet werden können.

Das neue Verfahren baut auf einem von Theilemann für die Berechnung von Schaufelgitterströmungen entwickelten, sogenannten 'gitterfreien Differenzenverfahren' [83], auf. Er berechnet dabei jeden Gitterpunkt aus sechs unregelmäßig in der Rechenebene liegenden Nachbarpunkten und erreicht bei nicht zu starker Verzerrung der Rechenzellen

die Genauigkeitsordnung zwei. Sein Verfahren geht bei einem äquidistanten, rechteckigen Gitter in das Lax-Wendroff-Richtmyer-Verfahren über. Im vorliegenden Fall soll jedoch das bewährte MacCormack-Schema beibehalten werden. Auch ist es nicht notwendig, das Rechengitter und damit die definierte Zuordnung eines Gitterpunktes zu seinen Nachbarn völlig aufzulösen. Es genügt, wenn die Gitterlinien gekrümmt und die Punktabstände variabel sein dürfen. In Bild 3.6 sind diese Anordnungen aufgezeichnet.

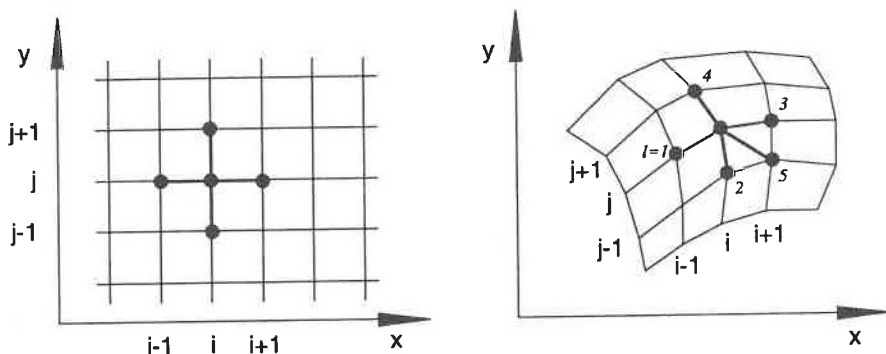


Bild 3.6: Finites Differenzenverfahren im orthogonalen und im beliebig orientierten Rechnetz.

Beim orthogonalen, im x,y-Koordinatensystem ausgerichteten Rechengitter berechnen sich die einseitigen Ableitungen einer Funktion $h(x, y)$ im Punkt (i, j) einfach aus der Maschenweite und den Funktionswerten in den verwendeten Punkten:

$$\begin{aligned} \text{Vorwärtsdifferenzen:} \quad h_x &= \frac{h_{i+1,j} - h_{i,j}}{\Delta x} \quad \text{bzw.} \quad h_y = \frac{h_{i,j+1} - h_{i,j}}{\Delta y}, \\ \text{Rückwärtsdifferenzen:} \quad h_x &= \frac{h_{i,j} - h_{i-1,j}}{\Delta x} \quad \text{bzw.} \quad h_y = \frac{h_{i,j} - h_{i,j-1}}{\Delta y}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

In unregelmäßigen Gittern liegen die Gitterlinien nicht mehr in den x- und y-Richtungen des Koordinatensystems, und die Punktabstände $\Delta x, \Delta y$ sind nicht mehr konstant. Zur Berechnung der Ableitungen im Punkt (i, j) in Richtung der Gitterlinien muß dessen Funktionswert in eine Taylorreihe entwickelt werden:

$$\begin{aligned} h(x, y) &= h(x_l, y_l) + h_x \Delta x_l + h_y \Delta y_l \\ &\quad + h_{xx} \frac{\Delta x_l^2}{2} + 2h_{xy} \frac{\Delta x_l \Delta y_l}{2} + h_{yy} \frac{\Delta y_l^2}{2} + O(\Delta x_l^3, \Delta y_l^3) \end{aligned} \quad (3.12)$$

mit $\Delta x_l = x - x_l, \Delta y_l = y - y_l$. Glieder von dritter und höherer Ordnung werden weggelassen. Bei bekannten Funktionswerten h ist dies eine Gleichung mit fünf Unbekannten, zu deren Lösung fünf Nachbarnpunkte $l = 1 \dots 5$ herangezogen werden müssen. Dabei werden, wie im bisherigen Verfahren, die jeweils zwei Nachbarnpunkte auf den Gitterlinien i und j verwendet. Zusätzlich wird aus den restlichen vier Nachbarnpunkten

derjenige mit dem kürzesten Abstand zum Punkt (i, j) ausgewählt. Am Rand des Berechnungsgebietes wird dabei immer ein Punkt aus dem Inneren des Feldes genommen. Der bisherige 4-Punkt-Differenzenstern wird durch diesen 5-Punkt-Differenzenstern ersetzt. Durch Linearkombination erhält man aus (3.12) die Lösungen

$$h_x = \sum_{l=1}^5 f_l \Delta h_l \quad \text{und} \quad h_y = \sum_{l=1}^5 g_l \Delta h_l \quad (3.13)$$

mit $\Delta h_l = h(x, y) - h(x_l, y_l)$ und den noch unbekannten Linearkoeffizienten f_l und g_l . Ein Koeffizientenvergleich der ausmultiplizierten Gleichungen 3.13 führt auf je ein lineares Gleichungssystem zur Berechnung von f und g :

$$\begin{bmatrix} \Delta x_1 & \Delta x_2 & \Delta x_3 & \Delta x_4 & \Delta x_5 \\ \Delta y_1 & \Delta y_2 & \Delta y_3 & \Delta y_4 & \Delta y_5 \\ \Delta x_1^2 & \Delta x_2^2 & \Delta x_3^2 & \Delta x_4^2 & \Delta x_5^2 \\ \Delta y_1^2 & \Delta y_2^2 & \Delta y_3^2 & \Delta y_4^2 & \Delta y_5^2 \\ \Delta x_1 y_1 & \Delta x_2 y_2 & \Delta x_3 y_3 & \Delta x_4 y_4 & \Delta x_5 y_5 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \\ f_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3.14)$$

$$\begin{bmatrix} \Delta x_1 & \Delta x_2 & \Delta x_3 & \Delta x_4 & \Delta x_5 \\ \Delta y_1 & \Delta y_2 & \Delta y_3 & \Delta y_4 & \Delta y_5 \\ \Delta x_1^2 & \Delta x_2^2 & \Delta x_3^2 & \Delta x_4^2 & \Delta x_5^2 \\ \Delta y_1^2 & \Delta y_2^2 & \Delta y_3^2 & \Delta y_4^2 & \Delta y_5^2 \\ \Delta x_1 y_1 & \Delta x_2 y_2 & \Delta x_3 y_3 & \Delta x_4 y_4 & \Delta x_5 y_5 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \\ g_3 \\ g_4 \\ g_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.15)$$

Im orthogonalen Rechengitter werden im Prädiktorschritt Rückwärts- und im Korrektorschritt Vorwärtsdifferenzen verwendet. Da jetzt fünf Punkte zur Berechnung der Ableitungen herangezogen werden müssen, läßt sich diese Aufteilung nicht mehr aufrecht erhalten. Die Gleichungen zur Berechnung der Prädiktor- und Korrektorschritte für den 5-Punkt-Stern sehen nun folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned} \text{Prädiktor } P_x: \quad \mathbf{Q}_{i,j}^{P'} &= \mathbf{Q}_{i,j} - \Delta t \cdot \left(f_{1,i,j} (\mathbf{F}_{i-1,j} - \mathbf{F}_{i,j}) + f_{2,i,j} (\mathbf{F}_{i,j-1} - \mathbf{F}_{i,j}) \right. \\ &\quad + f_{3,i,j} (\mathbf{F}_{i+1,j} - \mathbf{F}_{i,j}) + f_{4,i,j} (\mathbf{F}_{i,j+1} - \mathbf{F}_{i,j}) \\ &\quad \left. + f_{5,i,j} (\mathbf{F}_{i5,j5} - \mathbf{F}_{i,j}) \right) - \frac{\Delta t \cdot \mathbf{H}_{i,j}}{2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Korrektor } K_x: \quad \mathbf{Q}_{i,j}^{+'} &= \frac{1}{2} \left(\mathbf{Q}_{i,j} + \mathbf{Q}_{i,j}^{P'} - \Delta t \cdot \left(f_{1,i,j} (\mathbf{F}_{i-1,j}^{P'} - \mathbf{F}_{i,j}^{P'}) \right. \right. \\ &\quad + f_{2,i,j} (\mathbf{F}_{i,j-1}^{P'} - \mathbf{F}_{i,j}^{P'}) + f_{3,i,j} (\mathbf{F}_{i+1,j}^{P'} - \mathbf{F}_{i,j}^{P'}) \\ &\quad \left. + f_{4,i,j} (\mathbf{F}_{i,j+1}^{P'} - \mathbf{F}_{i,j}^{P'}) + f_{5,i,j} (\mathbf{F}_{i5,j5}^{P'} - \mathbf{F}_{i,j}^{P'}) \right) - \frac{\Delta t \cdot \mathbf{H}_{i,j}}{2} \end{aligned} \quad (3.16)$$

mit den Linearkoeffizienten $f_1 \dots f_5$ zur Beschreibung der Entfernungsverhältnisse zu den fünf Nachbarpunkten ($i5, j5$ ist der zusätzlich ausgewählte fünfte Punkt). Analog

erhält man die Werte in y-Richtung, indem man die Linearkoeffizienten f_i durch g_i und die Feldwerte $\mathbf{F}$ durch $\mathbf{G}$ ersetzt.

Beim Übergang zum orthogonalen und parallel zu den Koordinatenachsen orientierten Gitter verschwinden die Komponenten senkrecht zu der momentan berechneten Richtung. Die vorher verwendeten einseitigen Differenzen werden dann durch zentrale Differenzen mit entsprechender Gewichtung ersetzt.

Dadurch verliert man gegenüber dem MacCormack-Verfahren eine Genauigkeitsordnung in den Raumableitungen. In Zeitrichtung ist das Verfahren immer noch genau von zweiter Ordnung. Die Angabe einer globalen Genauigkeitsordnung für unregelmäßige Rechengitter ist wegen den wechselnden Knotenpunktabständen ohnehin nicht möglich. In der Regel (d.h. wenn keine Koordinatentransformationen durchgeführt werden) besitzen Finite-Differenzen-Algorithmen in unregelmäßigen Gittern eine geringere formale Genauigkeit als in regelmäßigen Gittern [84].

3.4.3 Randbedingungen bei gekrümmten Wänden

Bei parallel zu den Koordinatenachsen laufenden geraden Kanalwänden ergeben sich die Randwerte aus den Reflexionsbedingungen $\rho_i = \rho_a$, $u_i = u_a$, $v_i = -v_a$, $p_i = p_a$ für eine Wand in x-Richtung bzw. $\rho_i = \rho_a$, $u_i = -u_a$, $v_i = v_a$, $p_i = p_a$ für eine Wand in y-Richtung. Die Indizes i und a stehen für einen Feldpunkt innerhalb und einen Hilfspunkt außerhalb des Randes, der die Werte des Feldpunktes annimmt, allerdings mit entgegengesetztem Vorzeichen bei den Geschwindigkeiten.

Diese einfache Form der Spiegelung läßt sich auf Wände, die nicht mehr parallel zu den x,y-Richtungen liegen oder die gekrümmt sind, nicht anwenden. Bei schräg im Koordinatensystem liegenden geraden Wänden müssen die Geschwindigkeiten in ihre Komponenten senkrecht und parallel zur Wand aufgespalten werden. Diese Komponenten werden gespiegelt (d.h. im Hilfspunkt wird das Vorzeichen der Normalkomponente umgekehrt) und anschließend wieder auf die x- und y-Komponenten umgerechnet.

Bei gekrümmten Wänden käme diese Randbedingung mit konstantem Druck über den Rand hinweg einer Verletzung der Erhaltungssätze gleich. Wenn die Wand als Stromlinie aufgefaßt wird (Bild 3.7, links), müssen hier die Quergleichung der Strömungsmechanik

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \rho \frac{w^2}{r} \quad (3.17)$$

und, unter der Voraussetzung rotationsfreier Strömung, die Energiegleichung in der Form $dp + \rho w \cdot dw = 0$ Anwendung finden [85]. Man erhält nach Einsetzen in (3.17)

$$\frac{w}{r} + \frac{\partial w}{\partial n} = 0 \quad (3.18)$$

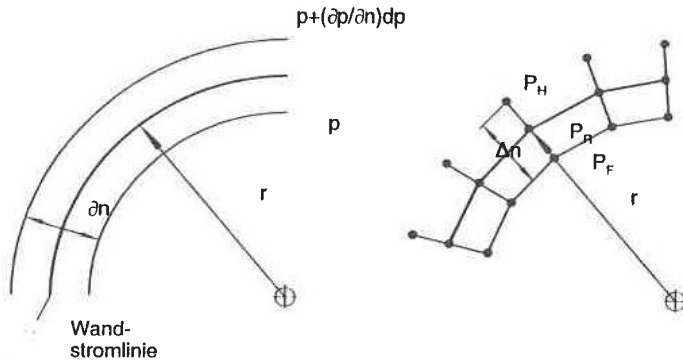


Bild 3.7: Randberechnung bei gekrümmten Wänden. Links: Druckgradient über eine gekrümmte Stromlinie. Rechts: Diskretisierung.

mit dem Betrag der Strömungsgeschwindigkeit w , dem Krümmungsradius der Wand r und der Stromliniennormalen n .

Durch die Abhängigkeit der Zustandsgrößen im Hilfspunkt P_H (Bild 3.7, rechts) von ihrem Abstand zum Feldpunkt P_F dürfen sie nicht mehr durch Spiegelung aus diesem gebildet werden, sondern müssen in Abhängigkeit vom lokalen Krümmungsradius r im Randpunkt P_R berechnet werden. Zur Erleichterung der Randberechnung müssen die Maschen des Rechnetztes dort senkrecht auf der Randlinie stehen. Aus der Integration der Gl. 3.18 erhält man die Geschwindigkeit w_H im Hilfspunkt P_H zu

$$w_H = w_F e^{-\frac{\Delta n}{r}}, \quad (3.19)$$

die wie bei der geraden Wand vektoriell in eine Tangential- und eine Normalkomponente bezüglich der Wand in P_R aufgespalten wird.

Mit Gl. (3.17) läßt sich der Druck und mit (3.8) die Energie in P_H berechnen. Die Dichte erhält man mit Hilfe der Bernoulli'schen Gleichung aus den Werten in P_F , sofern eine isentrope Strömung vorliegt. Dies kann auch bei Vorhandensein von schwachen Stößen vorausgesetzt werden. Damit stehen alle Größen im Hilfspunkt P_H zur Berechnung des Randpunktes P_R zur Verfügung.

3.4.4 Randbedingungen bei Kanaldurchströmung

Die Berechnung eines durchströmten Kanals setzt voraus, daß das Gas auf der einen Seite in das betrachtete Gebiet einströmen und auf der anderen Seite wieder ausströmen kann. Der linke und der rechte Rand des Rechengitters müssen also offen sein und sollten einer der Grundströmung überlagerten Störung das Verlassen des Rechengebietes ohne

Rückwirkung gestatten. Diese Forderung wird bei der Berechnung offener Ränder durch Extrapolation, wie es bisher geschieht, nicht ohne weiteres erfüllt. Diese Methode birgt einen kleinen Fehler in sich, dessen Größe vom Gradient der über den Rand laufenden Störung abhängt. Bild 3.8 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Der durch die Extrapolation entstehende Fehler ist bei genügend feiner Diskretisierung vernachlässigbar. Bei orthogonalen Rechengittern ohne Querschnittsänderung kann sogar eine Grundströmungsgeschwindigkeit vorgegeben werden, ohne daß Störungen vom Rand bemerkbar werden. Bei unregelmäßigen Gittern, wie sie z.B. im Fall der im nächsten Kapitel berechneten Strömungskanäle mit vorstehenden Elektroden notwendig sind, führen die Extrapolationen jedoch zu einem 'Wegdriften' der Lösung an den Randknotenpunkten. Dieser Effekt tritt am Einströmrand stärker auf als am Ausströmrand.

Die Ursache für die starke Auswirkung des Randfehlers beim Vorhandensein einer Grundströmung in Verbindung mit einer Querschnittsänderung liegt in der zwangsläufig fehlerhaften Startbelegung der Gitterknotenpunkte zu Beginn der Rechnung. Die anfänglichen Strömungsgrößen sind in diesem Fall nicht konstant, sondern von der Geometrie abhängig und müssen durch eine Anlaufrechnung ermittelt werden. Erst wenn sich eine stationäre Lösung eingestellt hat, kann die eigentlichen Rechnung gestartet werden.

Die Berechnung der Randpunkte muß nun so modifiziert werden, daß eine Anfachung des durch die Extrapolation verursachten Fehlers verhindert wird. Eine Möglichkeit, dies zu tun, ist das Festhalten des Randknotenpunktes auf dem Wert seines im Felddinneren liegenden Nachbarpunktes. Auf diese Weise erreicht man eine (numerische) Dämpfung der Lösung, deren Fehler in der gleichen Größenordnung liegt wie bei der Extrapolation. Ob der so gewonnene Randpunkt näher an der physikalisch richtigen Lösung liegt als der extrapolierte, hängt von der momentanen Lage der Störung ab, die über den Rand läuft. Wenn die Steigung der zur Extrapolation herangezogenen Punkte mit der richtigen Lösung übereinstimmt, ist die Extrapolationsmethode genauer (Bild 3.8, links). Wenn dagegen das Maximum der Störung so dicht am Rand liegt, daß eine Umkehrung der Steigung eintritt (Bild 3.8, rechts), liefert die Dämpfungsmethode bessere Ergebnisse. Dieses Verhalten wird zu einer stärkeren Reflexion von Störungen am offenen Rand führen als bei der Extrapolation. Dies ist bei Berechnung einer stationären Lösung wie die Durchströmung eines Kanals jedoch von untergeordneter Bedeutung, da in diesem Fall keine oder nur sehr geringe Gradienten über den Rand hinweg vorhanden sind. Mit dieser Maßnahme läßt sich nun die Grundströmung im Entladungsraum auch bei beliebigen Wandkonfigurationen und Querschnittsänderungen berechnen. Ebenso kann die Berechnung der Durchströmung eines sich anschließenden Krümmers durchgeführt werden.

Selbstverständlich ist die hier beschriebene Berechnung eines offenen Randes ebenso wenig wie die Extrapolation 'richtig' im Sinne des Finite-Differenzen-Algorithmus. Die Randpunkte sollten ebenfalls Lösung des zugrundeliegenden Differentialgleichungssy-

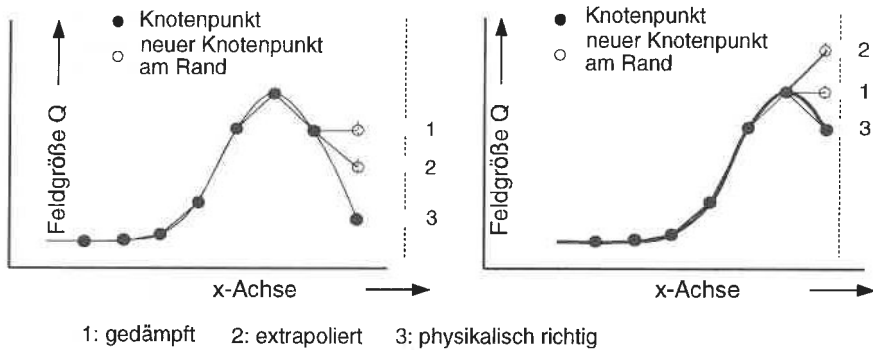


Bild 3.8: Berechnung der Gitterpunkte am offenen Rand. Lage der neu berechneten Randpunkte in Abhängigkeit von der Position einer Störung.

stem sein und deshalb entsprechend berechnet werden. Ein Versuch, die Ränder mit einer Charakteristikenmethode [86] zu berechnen, lieferte zwar für die ungestörte (quasi-eindimensionale) Strömung gute Ergebnisse, reflektierte jedoch Stoßwellen zu stark zurück und war deshalb unbrauchbar. Dieses Verhalten wird in [87] bestätigt. Im Rahmen dieser Arbeit war es nicht möglich, unter der Vielzahl bekannter Berechnungsmethoden (siehe z.B. [88, 89, 90, 91]) weitere zu testen, zumal die oben beschriebene brauchbare Ergebnisse liefert. Hier wäre ein Ansatzpunkt zur Weiterentwicklung des Rechenprogramms. Die angegebene Literatur soll den Einstieg dazu erleichtern.

3.4.5 Verbesserung der Wiedergabe steiler Gradienten

Der Wunsch nach einer Modifizierung des oben besprochenen Rechenschemas liegt in einer Eigenschaft nahezu aller Finite-Differenzen-Verfahren begründet, Unstetigkeiten wie z.B. Stöße nicht scharf wiederzugeben, sondern mehr oder weniger stark über mehrere Rechennetzmaschen zu verschmieren. Beim JMC-Verfahren macht sich dies besonders bei Rechnungen über sehr lange Zeiten (mehrere hundert bis einige tausend Zeitschritte) negativ bemerkbar. Stoßfronten werden dabei mit zunehmender Zeitschrittzahl immer flacher wiedergegeben. Außerdem zeigt das JMC-Verfahren bei Unstetigkeiten die für Verfahren zweiter Ordnung oft typischen 'Überschwinger' (siehe die gestrichelten Kurven in Bild 3.9). Die Höhe und die Anzahl der Schwingungen sind ein Hinweis auf die numerische Stabilität des Verfahrens und können über den Faktor CFL in Gl. 3.10 bei der Bestimmung der Zeitschrittgröße beeinflusst werden. Kleinere Werte von CFL stabilisieren zwar das Verfahren und verringern die Überschwinger, führen aber auch zu einem stärkeren Abflachen der Unstetigkeit. Ein weiterer, wesent-

licher Punkt, der zum 'Verschmieren' von Unstetigkeiten führt, ist die Methode zur Berechnung eines Knotenpunktes selbst.

Bei der Interpolation der Strömungsgrößen $\mathbf{Q}$ in einem Gitterpunkt aus den Nachbarpunkten entstehen Fehler, die mit stärkerer Änderung der Gradienten zunehmen. Ein steiler Peak z.B. wird an seiner Spitze abgeschnitten. Ebenso erleidet ein Stoß am Beginn und am Ende der Stoßfront (im Sinne der numerischen Repräsentation) eine Abrundung³. Ohne die Interpolationen dagegen ist das Verfahren instabil, was sich in einer Anfachung der Überschwinger äußert. Programmtechnisch führt die Interpolation zu einer sehr komplexen Programmstruktur, was sich vor allem bei der Berechnung der Randbedingungen auswirkt. Die Modellierung einer Stufe etwa, wie sie in Abschnitt 3.5 beschrieben wird, ist mit dem JMC-Verfahren nur mit erheblichem Aufwand möglich.

Offensichtlich bewirkt die Interpolation eine numerische Dämpfung, ohne die das Verfahren instabil wird [72]. Eine andere Möglichkeit, eine solche Dämpfung in das Programm einzuführen, ist eine Modifikation der Prädiktorschritte P_x und P_y , welche im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde, sich als brauchbar erwiesen hat und vorgeschlagen wird. Dabei werden die Werte $\mathbf{Q}_{i,j}$ des aktuellen Punktes ersetzt durch einen Wert $\bar{\mathbf{Q}}_{i,j}$, der jeweils aus den zwei Nachbarpunkten in x- bzw. in y-Richtung gemittelt und mit einem Faktor AFD gewichtet wird :

$$\begin{aligned} \text{Prädiktor } P_x: \quad \bar{\mathbf{Q}}_{i,j} &= \frac{\mathbf{Q}_{i-1,j} + AFD \cdot \mathbf{Q}_{i,j} + \mathbf{Q}_{i+1,j}}{AFD+2} \\ \text{Prädiktor } P_y: \quad \bar{\mathbf{Q}}_{i,j}^{+'} &= \frac{\mathbf{Q}_{i,j-1}^{+'} + AFD \cdot \mathbf{Q}_{i,j}^{+'} + \mathbf{Q}_{i,j+1}^{+'}}{AFD+2} \end{aligned} \quad (3.20)$$

Die Prädiktorschritte schreiben sich dann als

$$\begin{aligned} \text{Prädiktor } P_x: \quad \mathbf{Q}_{i,j}^{P'} &= \bar{\mathbf{Q}}_{i,j} - \Delta t \cdot \left(f1_{i,j} (\mathbf{F}_{i-1,j} - \mathbf{F}_{i,j}) + f2_{i,j} (\mathbf{F}_{i,j-1} - \mathbf{F}_{i,j}) \right. \\ &\quad \left. + f3_{i,j} (\mathbf{F}_{i+1,j} - \mathbf{F}_{i,j}) + f4_{i,j} (\mathbf{F}_{i,j+1} - \mathbf{F}_{i,j}) \right. \\ &\quad \left. + f5_{i,j} (\mathbf{F}_{i5,j5} - \mathbf{F}_{i,j}) \right) - \frac{\Delta t \mathbf{H}_{i,j}}{2} \\ \text{Prädiktor } P_y: \quad \mathbf{Q}_{i,j}^P &= \bar{\mathbf{Q}}_{i,j}^{+'} - \Delta t \cdot \left(f1_{i,j} (\mathbf{G}_{i-1,j}^{+'} - \mathbf{G}_{i,j}^{+'}) + f2_{i,j} (\mathbf{G}_{i,j-1}^{+'} - \mathbf{G}_{i,j}^{+'}) \right. \\ &\quad \left. + f3_{i,j} (\mathbf{G}_{i+1,j}^{+'} - \mathbf{G}_{i,j}^{+'}) + f4_{i,j} (\mathbf{G}_{i,j+1}^{+'} - \mathbf{G}_{i,j}^{+'}) \right. \\ &\quad \left. + f5_{i,j} (\mathbf{G}_{i5,j5}^{+'} - \mathbf{G}_{i,j}^{+'}) \right) - \frac{\Delta t \mathbf{H}_{i,j}}{2} \end{aligned} \quad (3.21)$$

$AFD = 0$ bedeutet, daß der aktuelle Punkt $\mathbf{Q}_{i,j}$ im Prädiktorschritt überhaupt nicht berücksichtigt wird. Dies entspricht dem Vorgehen, wie es Lax zur Stabilisierung seines Verfahrens vorgeschlagen hat [80]. Der Grenzfall $AFD \rightarrow \infty$ führt wieder zum

³Bedingt durch die Verwendung von Nachbarpunkten zur Berechnung eines Gitterpunktes findet bei jedem Finiten-Differenzen-Verfahren eine Abrundung von Kanten statt; die Interpolation verstärkt jedoch diesen Effekt.

instabilen JMC-Verfahren ohne Interpolation. Es hat sich in zahlreichen Testläufen herausgestellt, daß man für $AFD = 2$ ein numerisch stabiles Verfahren erhält, das etwas steilere Stoßfronten liefert als das JMC-Verfahren und dabei die Überschwinger vermeidet. Abhängig von der Anfangsstärke der dem System aufgeprägten Störung (hier: Druck- und Temperatursprung) kann AFD größer oder kleiner gewählt werden. Kleinere Werte bewirken eine stärkere Dämpfung, aber auch einen flacheren Stoßfrontverlauf. Nach oben wurden mit Werten bis $AFD \approx 8$ gute Ergebnisse erzielt.

3.5 Test des Verfahrens und Vergleich mit Experiment

Die Ergebnisse einer Vergleichsrechnung des neuen Verfahrens (HMC) gegenüber JMC sind in Bild 3.9 dargestellt. Dabei wurde ein Excimerlaserpuls in einem Kanal konstanter Höhe und der Länge 50 mm angenommen, der im Bereich $0 \leq x \leq 10$ mm den Druck und die Temperatur im Lasergas plötzlich um 5 % ansteigen läßt. Vom Rand dieses Bereichs ausgehend läuft ein Stoß nach rechts und eine Verdünnung nach links. Der linke Rand ist eine Symmetrieachse, der rechte dagegen offen, so daß der Stoß dort aus dem betrachteten Gebiet hinausläuft. Die Kurven für die Druckänderung $\Delta p/p$, die Dichteänderung $\Delta \rho/\rho$, die Temperatur T und die Strömungsgeschwindigkeit u sind für HMC (durchgezogene Linie) und für JMC (gestrichelt) eingezeichnet. Der zeitliche Abstand der Kurven beträgt $20 \mu s$, beginnend bei $t = 0$ mit einem rechteckigen Druck- und Temperaturverlauf, aber noch unveränderten Dichte- und Geschwindigkeitswerten.

In Bild 3.10 ist der Verlauf der Stoßfront nach 1000 Zeitschritten dargestellt. Der Stoß wurde in diesem Fall nicht durch eine Energieeinkopplung wie im vorhergehenden Beispiel erzeugt, sondern durch Vorgabe der entsprechend den Hugoniotischen Stoßgesetzen exakten Bedingungen für eine Nachströmgeschwindigkeit hinter dem Stoß von 10 m/s. Für diese Nachströmgeschwindigkeit ist ein Druckverhältnis von $p_2/p_1 = 1.041$ erforderlich. Die Stoßfront befindet sich für $t = 0$ bei $x = 20$ mm und hat nach 1000 Zeitschritten bzw. $t = 2.63$ ms eine Strecke von 934 mm zurückgelegt. Die daraus errechnete Stoßgeschwindigkeit von 355 m/s stimmt sehr genau mit der theoretisch exakten Geschwindigkeit von 354.8 m/s überein. Der Stoßfrontverlauf ist bei HMC für $AFD = 2$ nahezu identisch mit dem von JMC. Auffällig ist, daß die im letzten Beispiel durch die Energieeinkopplung (Quellterm $\mathbf{H} \neq 0$) verursachten Überschwinger bei JMC durch die Vorgabe dieser exakten Anfangsbedingungen vermieden werden. Eine Erhöhung des Faktors AFD auf 8 führt zu einem deutlich steileren Stoßfrontverlauf. Da dieser Faktor auch während des Programmlaufs verändert werden kann, erhält man bei verbesserter numerischer Stabilität gegenüber JMC während einer Energieeinkopplung (z.B. mit $AFD = 2$) durch anschließende Erhöhung eine verbesserte Wiedergabe der Stoßstrukturen. Eine optimale Einstellung der Faktoren AFD und CFL muß für

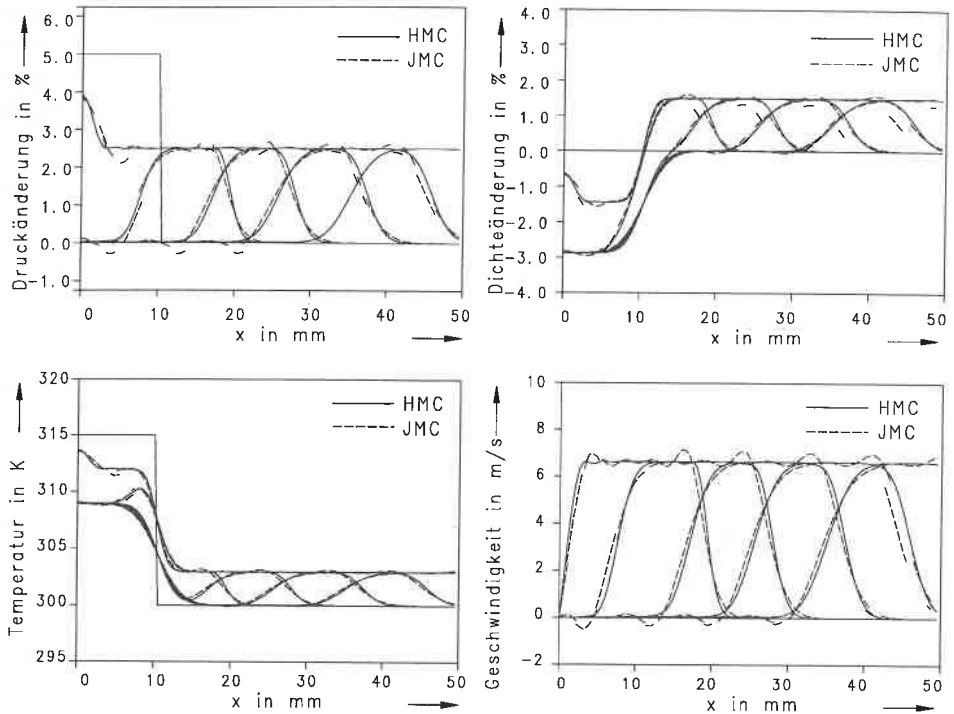


Bild 3.9: Vergleich des neuen Rechenverfahrens (HMC) mit dem seither verwendeten (JMC). Ein Stoß breitet sich vom Ort der Energieeinkopplung (bei $0 \leq x \leq 10$ mm) nach rechts aus. (Kurvenabstand $20 \mu\text{s}$ mit Beginn bei $t = 0$, Maschenweite $\Delta x = \Delta y = 0.5$ mm, $\text{AFD} = 2$, $\text{CFL} = 0.95$.)

jede zu berechnende Aufgabe entsprechend der Höhe der Energieeinkopplung und in Abhängigkeit von der Maschenweite vorgenommen werden.

Zum Vergleich der berechneten zweidimensionalen Stoßausbreitung mit einem experimentellen Ergebnis wird eine rechtwinklige Stufe gewählt, auf die ein Stoß auftrifft und zur Hälfte reflektiert wird (Bilder 3.11 bis 3.13). Der Versuch wurde mit dem in Kapitel 5 beschriebenen Stoßwellenkanal durchgeführt. Die Kolbengeschwindigkeit beträgt 7.5 m/s, was in Luft bei $p_1 = 960$ hPa und $T_1 = 295$ K zu einer Stoßstärke von $p_2/p_1 = 1.031$ führt.

Bei der Reflexion an der Stufe wird die Gasgeschwindigkeit hinter dem zurücklaufenden Stoß auf Null reduziert und der Druck entsprechend erhöht, während die Zustände hinter dem weiterlaufenden Stoß unverändert sind. Dies führt zu einer Beugungswelle, die von der Ecke der Stufe ausgeht und eine Verbindung der beiden unterschiedlichen

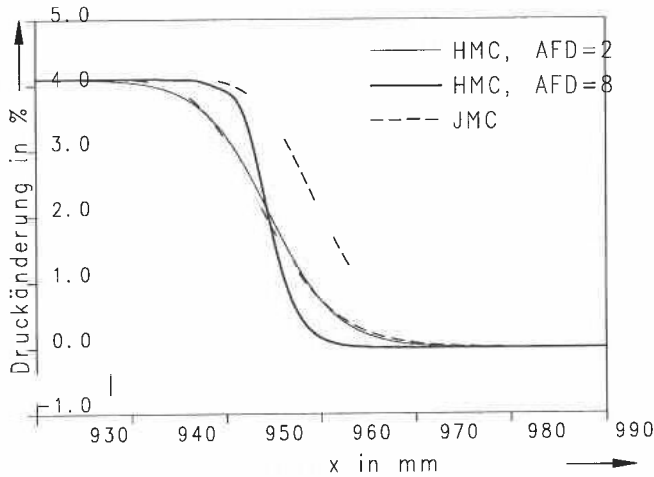


Bild 3.10: Stoßfrontverlauf nach 1000 Zeitschritten. (Maschenweite $\Delta x = \Delta y = 0.5$ mm, CFL = 0.95.)

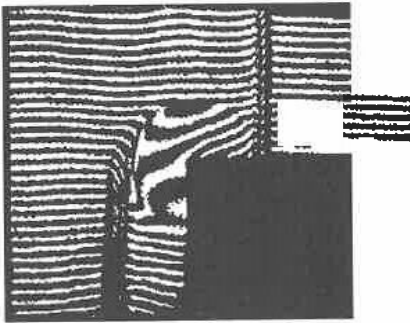


Bild 3.11: Interferogramm eines teilweise an einer Stufe reflektierten Stoßes, (Stoßstärke $p_2/p_1 = 1.031$, $u_2 = 7.5$ m/s.)

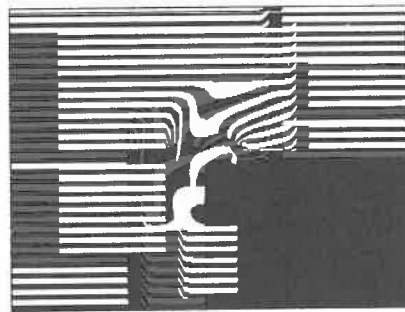


Bild 3.12: Berechnetes Interferogramm des Stoßes in Bild 3.11.

Bereiche herstellt. Die Streifenverschiebung im Interferogramm macht den Dichteverlauf deutlich, durch den stetigen Anstieg sind die Streifen im Gegensatz zu der starken Dichteänderung über den Stoß hinweg zählbar. Bei dem verwendeten Interferometer bedeutet die Verschiebung um einen Streifen eine Dichteänderung von $\Delta\rho/\rho = 0.22\%$. In Bild 3.11 zählt man eine Verschiebung um neun Streifen, entsprechend $\Delta\rho/\rho = 2\%$, über den reflektierten Stoß hinweg. Aus den Stoßgesetzen erhält man für die vorliegenden Bedingungen $\Delta\rho/\rho = 2.2\%$, die Rechnung in Bild 3.12 liefert exakt diesen Wert,

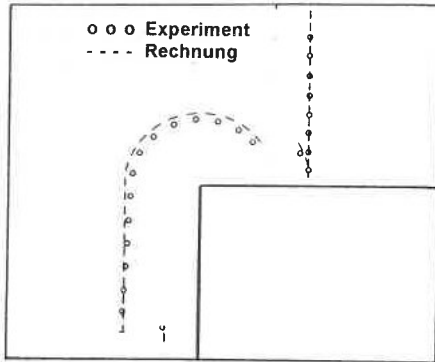


Bild 3.13:

Vergleich der Stoßfrontpositionen der Stöße in den Bildern 3.11 und 3.12.

ablesbar an einer Verschiebung um zehn Streifen. Aus Bild 3.13 wird deutlich, daß die experimentelle und die berechnete Stoßposition ebenfalls gut übereinstimmen.

Der zeitliche Druckverlauf über der Vorderkante der Stufe wurde an der in Bild 3.14 eingezeichneten Position gemessen und in Bild 3.15 dem gerechneten gegenübergestellt. Die Kolbengeschwindigkeit wurde wegen des besseren Stoßanstiegs auf 10 m/s erhöht (siehe dazu auch Abschnitt 5.3). Beide Kurven zeigen qualitativ denselben Verlauf, im Experiment stellt man hinter der Stoßfront jedoch einen leichten Druckabfall fest, der in erster Linie auf Undichtigkeiten im Stoßwellenkanal zurückzuführen ist. Die Übereinstimmung der numerischen Rechnung sowohl mit der Theorie als auch mit experimentellen Ergebnissen kann als gut bezeichnet werden, so daß mit der vorgestellten Methode und dem darauf aufbauenden Programm die Stoßausbreitung auch in komplizierten Geometrien berechnet werden kann.

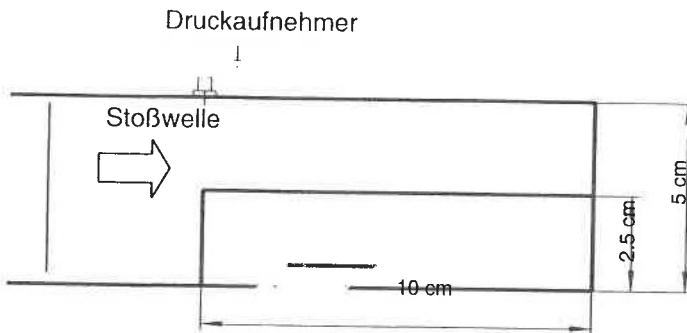


Bild 3.14: Anordnung zur Stoßreflexion an einer Stufe.

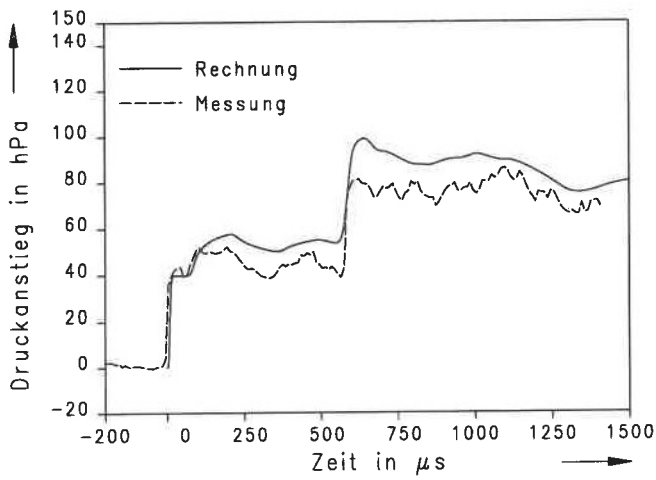


Bild 3.15: Druckverlauf über der Vorderkante einer Stufe (Stoßstärke $p_2/p_1 = 1.041$, $u_2 = 10$ m/s).

4 Theoretische Untersuchungen zur Stoßausbreitung

4.1 Stoßausbreitung im Entladungsraum

4.1.1 Einfluß der Wandkontur auf die Stoßausbreitung

Der Einfluß der Wandgestaltung auf die Ausbreitung und Reflexion von durch die Entladung verursachten Stoßwellen wird mit Hilfe einer Reihe verschiedener Modellierungen der Wandgeometrie untersucht. In diesem Abschnitt sollen dabei grundlegende Einblicke in die Auswirkungen einer von der geraden Wand abweichenden Geometrie auf die Ausbildung von Stoßstrukturen erhalten werden. In Bild 4.1 ist die betrachtete Konfiguration dargestellt. Es interessiert hier zum einen die Beugung von Stößen, die an dieser Wandstufe vorbeilaufen, und zum anderen das Reflexionsverhalten der Stoßwellen, die auf den Vorsprung auftreffen. Bei Betrachtung längerer Zeitabschnitte ist die Abklinggeschwindigkeit der zwischen den Wänden hin- und herreflektierten Druck- und Dichtestörungen in Abhängigkeit von der Höhe und der Länge der Stufe von Interesse.

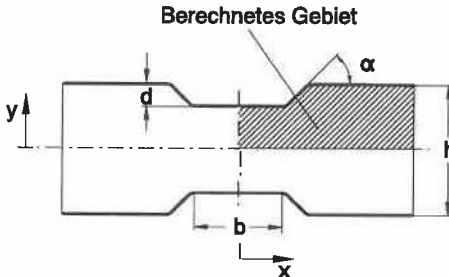
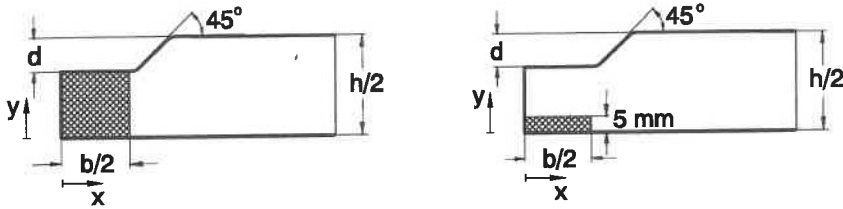


Bild 4.1:

Kanalgeometrie mit vorspringenden Wänden. Wegen der vorliegenden Symmetrie wird nur das schraffierte Gebiet berechnet und dabei die Höhe des Wandvorsprungs d und dessen Breite b variiert. Der Flankenwinkel α und der Abstand der vorspringenden Wände ($h - 2d$) bleiben konstant.

In dieser Geometrie lassen sich durch entsprechende Verteilung der eingekoppelten Energie zwei Hauptausbreitungsrichtungen der Stoßwellen untersuchen:

- Fall 1: Gleichmäßige Druck- und Temperaturerhöhung zwischen den Wandstufen (Bild 4.2 a). Daraus ergibt sich eine quasi-eindimensionale Stoßwelle in x -Richtung, wie sie bereits in Abschnitt 3.1 gezeigt wurde.
- Fall 2: Energiezufuhr in einem rechteckigen Gebiet der Länge l und einer konstanten Breite von 5 mm (Bild 4.2 b). Dadurch wird eine Stoßwelle erzeugt, die hauptsächlich in y -Richtung auf die Stufe zu läuft und dort sowohl reflektiert als auch gebeugt wird.



a) Fall 1: Gleichmäßige Energieeinkoppelung im Entladungsraum bewirkt Stoßausbreitung in x-Richtung.

b) Fall 2: Eine schmale Energieeinkoppelzone soll beispielhaft eine hauptsächlich in y-Richtung laufende Stoßwelle bewirken.

Bild 4.2: Die Form der Energieeinkoppelzone bestimmt die Art der Stoßausbreitung

Übertragen auf die Verhältnisse in einem Laserkopf kann die Wandstufe auf zweierlei Art interpretiert werden:

1. entweder als vorstehende Elektrode,
 - (a) an der durch die Energieeinkoppelung der Druck erhöht und dadurch Stoßwellen ausgelöst werden (Fall 1),
 - (b) auf die ein durch den Kathodenfall verursachter Stoß auftrifft (Fall 2), wobei dieser Stoß isoliert von der sonst vorhandenen zusätzlichen Druckerhöhung des Falles 1 betrachtet wird,
2. oder zum Beispiel als Resonatorspiegel, der mit seiner Halterung in den Strömungskanal hineinragt. Dann wäre die y-Richtung die optische Achse eines Resonators.

Wenn die Stufe als Elektrode interpretiert wird, lassen sich aus dieser Anordnung sowohl Rückschlüsse auf die Stärke der aus dem Entladungsraum hinauslaufenden Stoßwellen als auch auf das Abklingverhalten der zwischen den Elektroden oszillierenden Stöße ziehen. Zu diesem Zweck werden im nächsten Abschnitt die hier betrachteten Fälle kombiniert. Zunächst sollen die entstehenden Stoßwellen jedoch getrennt und ohne gegenseitige Überlagerung betrachtet werden.

In Tabelle 4.1 sind die hier untersuchten Konfigurationen mit ihren die jeweilige Geometrie bezeichnenden Namen zusammengestellt. Es wird die Stufenhöhe d und die Breite der Energieeinkoppelung b variiert. Da der Abstand der beiden Stufen mit 40 mm konstant ist, ergibt sich aus einer Änderung der Stufenhöhe auch eine andere Kanalhöhe h . Der Flankenwinkel α hat nur einen verschwindend geringen Einfluß auf die sich ausbildenden Stoßstrukturen [92]. Er wird deshalb mit 45° konstant gelassen und in diesem

Zusammenhang nicht weiter untersucht. Diese Aussage gilt allerdings nicht mehr, wenn z.B. eine Überströmung von Elektroden betrachtet wird. Dort wird die gelungene Anpassung der Wandkontur an die Stromlinien dafür verantwortlich sein, ob die Strömung anliegt oder ob Ablösegebiete vorliegen. Siehe dazu auch Abschnitt 4.2.

Wegen der kürzeren Rechenzeit und des geringeren Speicherplatzbedarfs wird nur ein Viertel der zur x- und y-Achse symmetrischen Geometrie berechnet. Die Symmetriebedingung ist in der Weise verwirklicht, daß Störungen an den Symmetrieachsen reflektiert werden wie an festen Wänden. Auf eine Grundströmung wird verzichtet, um die auftretenden Stoßstrukturen ohne Überlagerung mit einer weiteren Größe besser erkennen zu können. Der rechte Rand des modellierten Kanals ist jeweils offen, so daß die Stoßwellen das Rechengebiet dort verlassen.

Konfiguration	Fall 1		Fall 2		Kombination Fall 1+2	
	Höhe d in mm	Breite b in mm	Höhe d in mm	Breite b in mm	Höhe d in mm	Breite b in mm
k10	10	40	10	40	10	40
k20	20	40	–	–	20	40
k10, schmal	10	20	–	–	10	20
k0	–	–	–	–	0	40

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der variierten Geometrieparameter.

Den Rechnungen liegen die folgenden physikalischen Daten und Anfangsbedingungen zugrunde:

- Gaszusammensetzung in Gewichtsanteilen:
Ne/HCl/Xe = 99.4/0.1/0.5 % ($\kappa = 1.665$, Gaskonstante $R = 400.3 \text{ J/kgK}$)
- Druck $p_1 = 0.4 \text{ MPa}$
- Temperatur $T_1 = 300 \text{ K}$
- Energieeinkopplung $\Delta q = 30 \text{ J/l}$, dies führt zu einer Anfangsdruck- bzw. -temperaturerhöhung von $\Delta p = 200 \text{ hPa}$ bzw. $\Delta T = 15 \text{ K}$.
- Im Fall der schmalen Stufe (k10, schmal): verdoppelte Energieeinkopplung $\Delta q = 60 \text{ J/l}$, daraus resultierend $\Delta p = 400 \text{ hPa}$ bzw. $\Delta T = 30 \text{ K}$. Die zugeführte Gesamtenergie ist wegen des halbierten Volumens gleich wie in den anderen Fällen.

Ergebnisse Fall 1

In Bild 4.3 sind die Auswirkungen einer gleichmäßig verteilten Energiezufuhr nach Bild 4.2 a als räumliche Darstellung der Druckverteilung nach verschiedenen Zeitpunkten wiedergegeben. Damit der Einfluß der Stufe besser sichtbar wird, wurde das berechnete Gebiet so gedreht, daß der Wandvorsprung rechts vorne liegt. Die Stoßwelle läuft dann nach links aus dem Rechengebiet hinaus. In der Grundebene sind zur Verdeutlichung der Vorgänge noch einmal Linien gleichen Druckes mit dem Abstand $\Delta p = 20$ hPa eingezeichnet. Die unter dem Ausgangsdruck $p_1 = 4000$ hPa liegenden Isobaren zeigen eine Verdünnung an und sind gestrichelt dargestellt.

Vom Rand des Energieeinkoppelgebietes laufen unmittelbar nach der Energieeinbringung eine Verdichtung (Stoßwelle) in den ungestörten Bereich hinaus und die entsprechende Verdünnungswelle in die Gegenrichtung. Die Verdünnungswelle überlagert sich nach ca. $40 \mu\text{s}$ mit der vom anderen Rand der Entladung (der sich auf der gegenüberliegenden Seite der Symmetrieachse befindet) kommenden Verdünnung. Der Mechanismus der Stoßentstehung nach der Energieeinkopplung wurde bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben (vgl. Bild 3.2).

Die nach außen laufende Stoßwelle trifft nun am Rand der Stufe auf eine Querschnittserweiterung (Bild 4.3 a). Eine von der zurückspringenden Ecke ausgehende Verdünnung bewirkt, daß die Stoßwelle um das Eck gebeugt wird und dabei an Stärke verliert. Die Verdünnung wird kurze Zeit später an der unteren und linken Kanalwand reflektiert (bzw. es kommen von dort entsprechend den angenommenen Symmetrieachsen die Verdünnungen von den anderen Stufenrändern ins betrachtete Gebiet, Bild 4.3 b). Durch die Überlagerung mit der eigentlichen Stoßwelle ergeben sich Störungen, die zwischen den Wänden reflektierend nach außen laufen. Auch im Zentrum klingen die Störungen nicht sofort ab, weil die von der einen Stufenseite verursachten Verdünnungen auf der gegenüberliegenden Seite wieder Verdichtungen verursachen, die ihrerseits zurücklaufen¹. So werden diese Verdichtungen und Verdünnungen zwischen den Querschnittserweiterungen hin- und herreflektiert.

Die Abnahme der Stoßstärke und die Größe der Störungen werden in erster Linie vom Grad der Kanalerweiterung bestimmt. Deutlich wird dies, wenn man den zeitlichen Druckverlauf im Zentrum (Punkt A in Bild 4.4 a) und am Rand (Punkt B in Bild 4.4 b) der untersuchten Geometrien betrachtet. Nach dem anfänglichen Druckanstieg durch die Energiezufuhr (der im Fall der schmalen Stufe wegen der doppelten Energiedichte doppelt so hoch ausfällt) bewirken die vom Stufenrand kommenden Verdünnungen eine Druckabsenkung unter den Ausgangsdruck p_1 . Bei der stärkeren Querschnittserweiterung ist die Verdünnung ebenfalls stärker. Außerdem dauert es wegen den längeren

¹ Dies geschieht analog zu der Reflexion von Wellen am offenen Kanalende: dort werden Verdichtungen als Verdünnungen und Verdünnungen als Verdichtungen reflektiert.

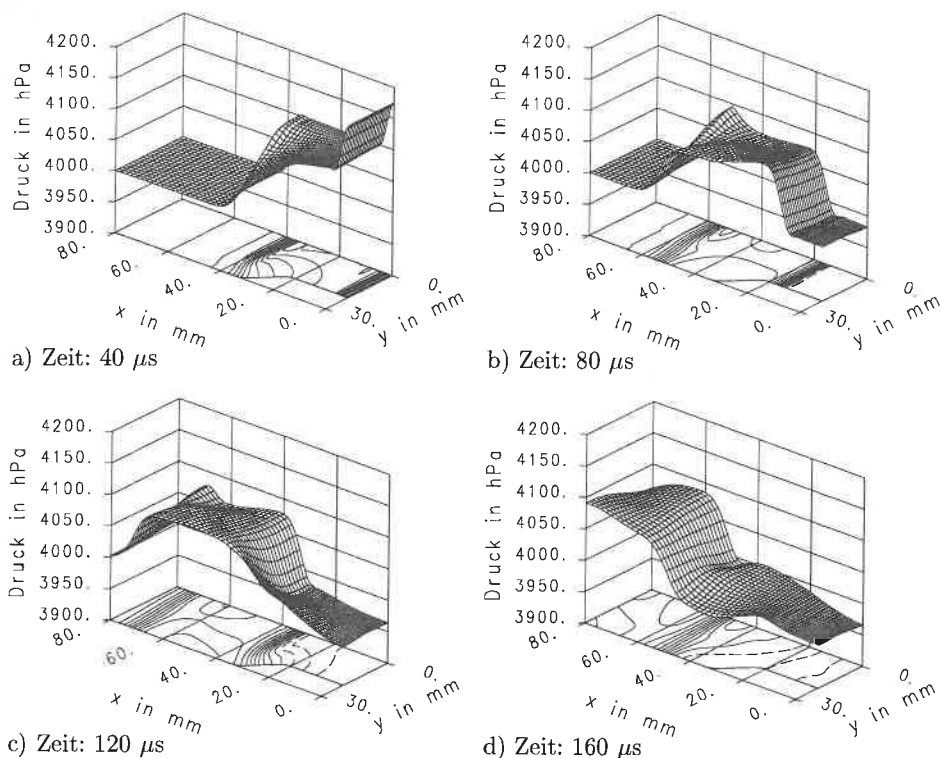


Bild 4.3: Stoßausbreitung bei gleichmäßiger Energieeinkopplung und Stufenhöhe 10 mm. In der Grundebene: Isobaren mit $\Delta p = 20$ hPa.

Laufzeiten der Störungen etwas länger, bis der Ausgangsdruck p_1 wieder erreicht wird. Besonders ausgeprägt ist der Druckverlauf im Fall der schmalen Stufe. Hier wird deutlich, daß auch nachdem der Stoß den Bereich der Energieeinkopplung verlassen hat, dort immer noch beträchtliche Druckänderungen auftreten.

Der Rand des betrachteten Gebietes ist 80 mm von der Mitte entfernt. Dort treffen die Stoßwellen nach ca. 130 μ s (bzw. nach 150 μ s bei der schmalen Stufe) ein (Bild 4.4 b). Das Profil des Stoßes sieht in allen drei Fällen ähnlich aus: Hinter der Stoßfront kommt eine schwache Verdünnung, dann ein weiterer Druckanstieg bevor die von der anderen Seite des Energieeinkopplungsgebietes kommende starke Verdünnung den Stoß bis auf die oben beschriebenen Störungen neutralisiert. Die Ausbildung der ersten, schwachen Verdünnung ist in den Bildern 4.3 b und c besonders gut zu sehen, ebenso wie in Bild 4.3 d die der hinteren, starken Verdünnung folgenden Wellen. Die Stoßstärke ist bei der schmalen Stufe doppelt so groß wie in den anderen Fällen, dafür ist der Stoß nur

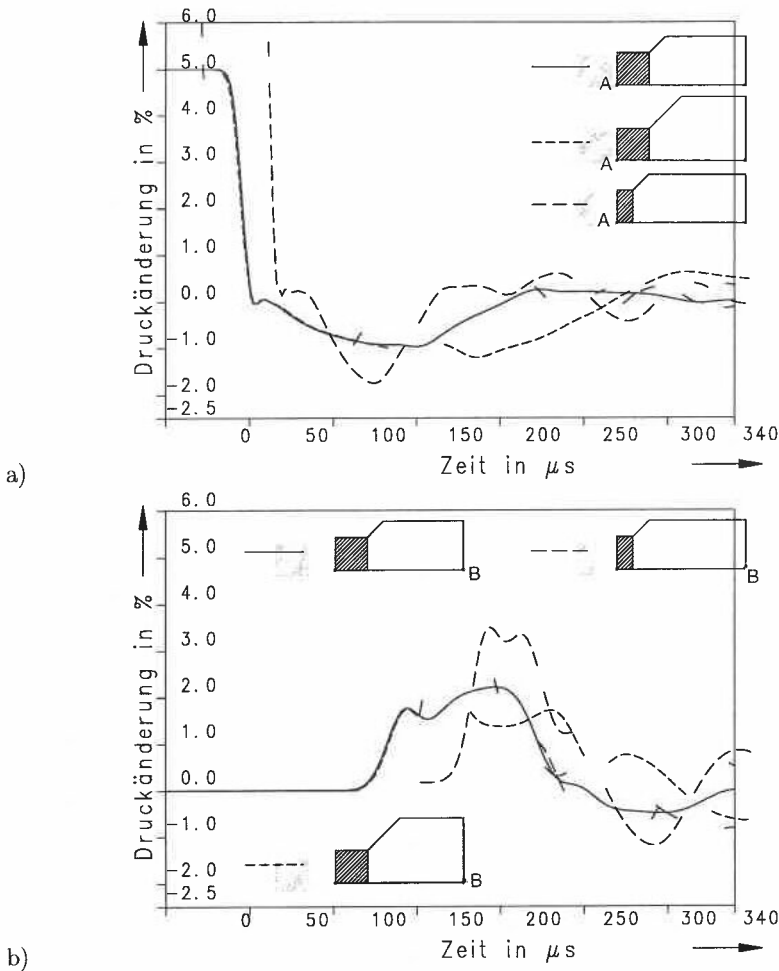


Bild 4.4: Druckverlauf in den Punkten A (oben) und B (unten) für verschiedene Geometrien. Zugeführte Energie: $q/p = 0.075$, bzw. $q/p = 0.15$ im Fall der schmalen Stufe.

halb so breit. Bei den beiden Stufenhöhen $d = 10$ mm und $d = 20$ mm ist der erste Druckanstieg identisch, danach bewirkt die stärkere Verdünnung beim breiteren Kanal jedoch eine insgesamt geringere Stoßstärke.

Die Stärke der Verdichtungs- und Verdünnungswellen verhält sich im hier betrachteten Bereich nahezu proportional zum Betrag der zugeführten Energie. In Bild 4.5 sind die entsprechenden Druckverläufe in den Punkten A und B bei 10 mm Stufenhöhe eingezeichnet. Bei höherer Energiezufuhr ist allerdings die wegen der größeren Stoßstärke

auch steigende Ausbreitungsgeschwindigkeit des Stoßes zu beachten. Dementsprechend treffen die Maxima der Störungen in den genannten Punkten früher ein.

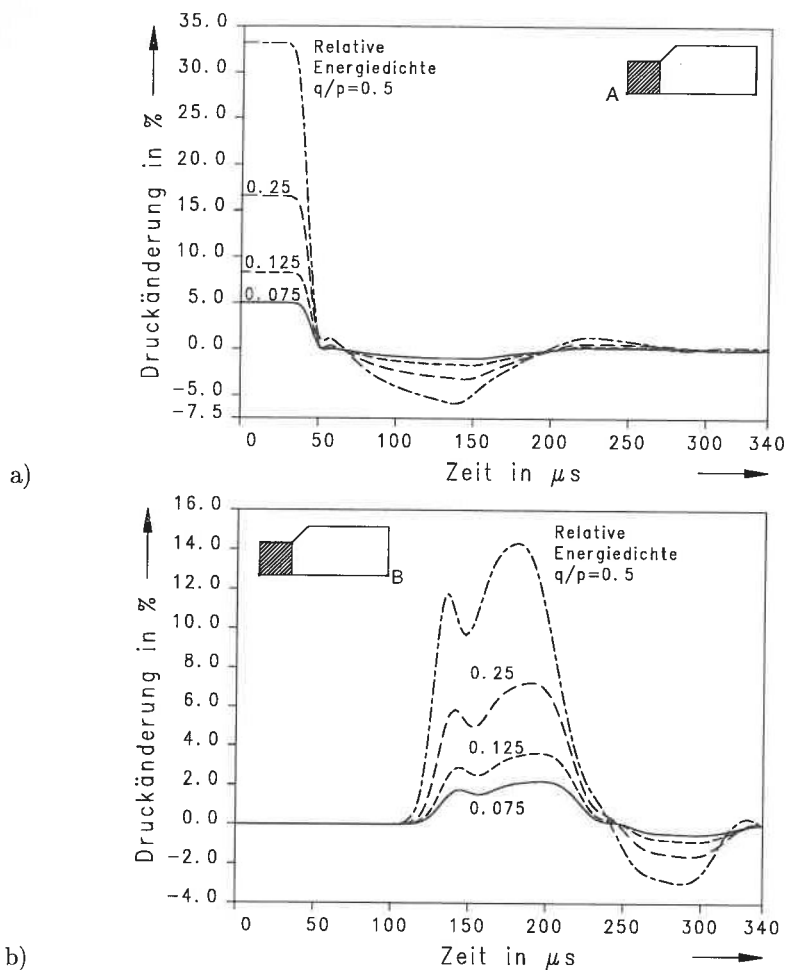


Bild 4.5: Druckverlauf im Punkt A (oben) und B (unten) bei Steigerung der eingekoppelten Energie für die Geometrie mit $d = 10$ mm.

Ergebnisse Fall 2

In diesem in Bild 4.2 b skizzierten Fall wird dem Gas in dem schraffierten Bereich Energie zugeführt und dadurch eine Stoßwelle erzeugt, die sich in ihrer Hauptausbrei-

tungsrichtung auf die Stufe zubewegt, sich gleichzeitig aber auch in den Kanal hinein ausbreitet. Dieser Fall ist, wie bereits erwähnt, vergleichbar mit einer durch einen Kathodenfall verursachten Stoßwelle, die auf die gegenüberliegende Elektrode auftrifft. In Bild 4.6 sind die Auswirkungen dieser Energiezufuhr als räumliche Darstellung der Druckverteilung nach verschiedenen Zeitpunkten wiedergegeben. Die Anordnung der Bilder ist die gleiche wie in Bild 4.3.

Nach $40 \mu\text{s}$ erreicht die Stoßwelle gerade die vorspringende Stufe (Bild 4.6 a), der Druck steigt an der Wand bis auf seinen Ausgangswert an. Von der Ecke der Energieeinkopplung breitet sich die Stoßwelle kreisförmig aus und nimmt dabei in ihrer Stärke näherungsweise mit $p_2/p_1 \sim 1/\sqrt{t}$ ab (siehe Abschnitt 3.3). In den folgenden Bildern oszilliert die Stoßwelle zwischen den Wänden, wobei ständig ein Teil der ihr innewohnenden Energie seitlich in den Kanal gelangt. Die langsame Abnahme der Stoßstärke wird auch durch den zeitlichen Druckverlauf in den Punkten A und C (Bild 4.7 a) dokumentiert. Der Verlauf der Gasdichte (Bild 4.7 b) entspricht dem des Druckes bis auf die starke Absenkung im Bereich der Energieeinkopplung infolge der Aufheizung. Die 'Deformation' im ersten Maximum der Welle in C (nach ca. $40 \mu\text{s}$) rührt von der vom rechten schmalen Rand nach innen laufenden Verdünnung her. Diese Verdünnung senkt gleichzeitig auch den Druck in A und hinterläßt eine bleibende 'Verformung' der hin- und herlaufenden Wellen. Besonders deutlich zeigt sich die Verdünnungswelle in Bild 4.6 b als 'Delle' in der Druckverteilung.

Die Kombination der in diesem Abschnitt getrennt voneinander untersuchten Fälle der Stoßausbreitung findet man in ähnlicher Form im Entladungsraum eines Excimerlasers nach Zündung des Laserpulses. Neben der (möglichst) homogenen Energieeinbringung im Bereich zwischen den Elektroden muß dort auch die erhöhte Energiefreisetzung im Kathoden- und Anodenfall berücksichtigt werden. Im folgenden Abschnitt wird die Stoßausbreitung aufgrund eines solchen 'Energieprofils' beschrieben.

4.1.2 Stöße zwischen den Elektroden

Die im letzten Abschnitt vorgestellten Berechnungen zur Stoßausbreitung bei unterschiedlich geformten Wänden werden jetzt kombiniert und auf einen konkreten Entladungspuls angewendet. Zwischen den Elektroden wird die gleiche Pulsenergie von 30 J/l bei 0.4 MPa Gesamtdruck (entsprechend $q/p = 0.075$) betrachtet, ergänzt um einen Kathoden- und Anodenfall. Da gesicherte Kenntnisse über den Betrag dieser Energieüberhöhung aus entsprechenden Experimenten nicht vorliegen, wird modellhaft von einer um den Faktor vier erhöhten Leistung ausgegangen, die in einer ein Millimeter dicken Schicht über den Elektroden konzentriert angenommen wird. (Die Annahmen orientieren sich an Untersuchungen zu gepulsten CO-Lasern, siehe z.B. [63] und [72].) Dieses Energieprofil führt zu zwei sich überlagernden Stoßsystemen, die sich zwischen

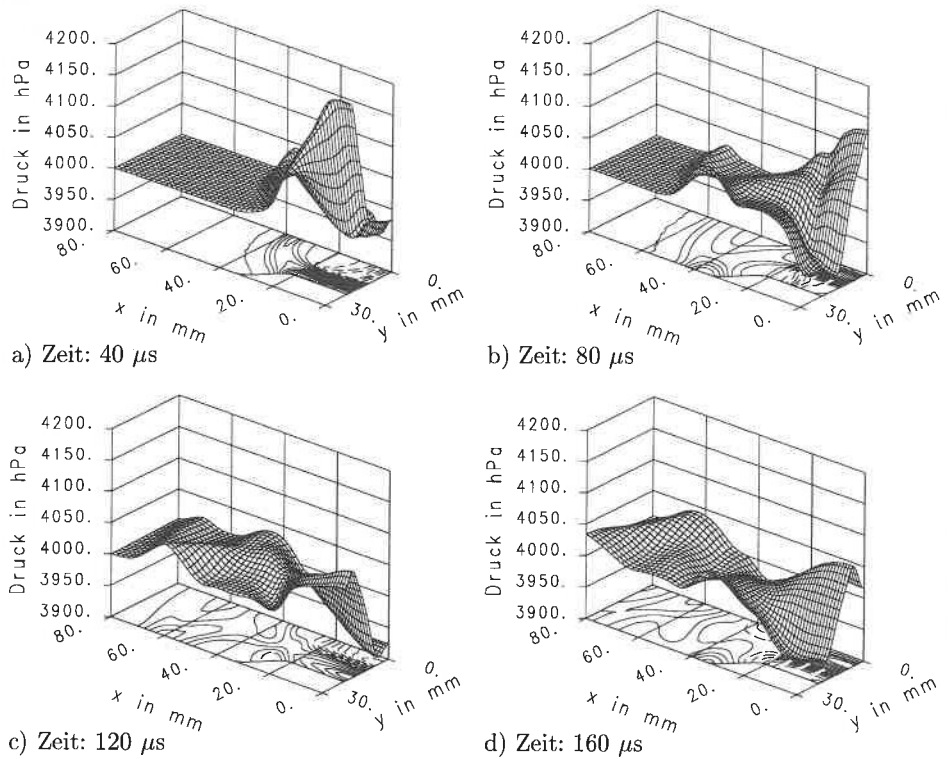
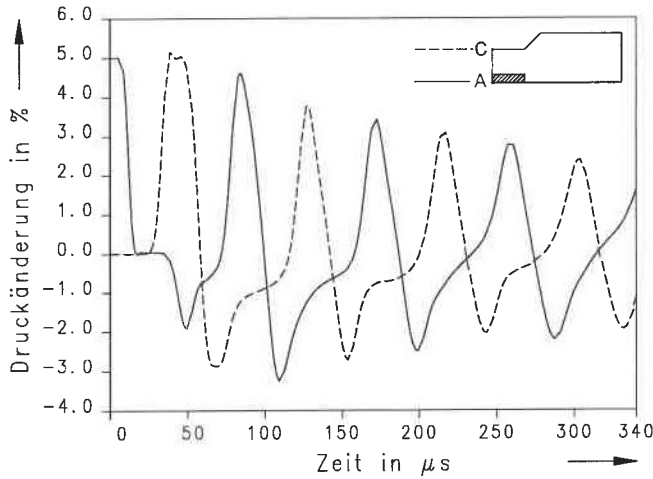


Bild 4.6: Stoßausbreitung bei Energieeinkopplung im rechteckigen Gebiet und Stufenhöhe 10 mm. In der Grundebene: Isobaren mit $\Delta p = 20$ hPa.

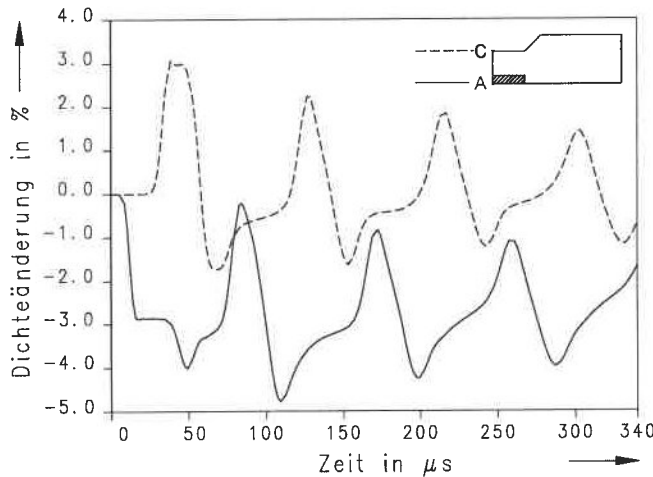
den Elektroden hin- und her bzw. aus dem Entladungsraum hinaus in den Strömungskanal bewegen. Nachdem bis jetzt die die Ausbreitung der Stoßwellen in den benachbarten Strömungskanal im Vordergrund stand, ist hier vor allem die Abklingzeit der Störungen im Zentrum des Entladungsraumes von Interesse.

Die Modellierung der Energieeinkoppelzone und die berechnete Geometrie sind in Bild 4.8 skizziert. Die oben genannten Untersuchungen ergaben nur einen sehr geringen Einfluß des Neigungswinkels α auf das Abklingverhalten der Stoßwellen. Deshalb wird α wieder mit 45° konstant gehalten und nur die Elektrodenhöhe d verändert. Auch hier soll auf eine Grundströmung verzichtet werden.

Es werden die bereits bekannten Geometrien mit Elektrodenhöhen $d = 0$ (gerader Kanal), 10 mm und 20 mm sowie für $d = 10$ mm eine schmale Elektrode ($b = 20$ mm) hinsichtlich ihrer Auswirkung auf das Abklingverhalten der in y -Richtung, d.h. zwischen



a) Druck



b) Dichte

Bild 4.7: Zeitlicher Druck- und Dichteverlauf in den Punkten A und C für die in Bild 4.6 dargestellte 10 mm hohe Stufe.

den Elektroden oszillierenden Stoßwellen, sowie der Stärke der aus dem betrachteten Bereich hinauslaufenden Stöße miteinander verglichen. Diese Konfigurationen sind in Bild 4.9, der zeitliche Verlauf des Druckes und der Dichteänderung in den beiden Punkten A und B in Bild 4.10 dargestellt.

Der Verlauf der Druck- und Dichtekurven entsprechen sich aufgrund der Tatsache, daß sie durch Stoßwellen verursacht werden und somit über die Rankine-Hugoniot'schen Stoßgesetze verknüpft sind. Ein wesentlicher Unterschied ist jedoch die Absenkung der

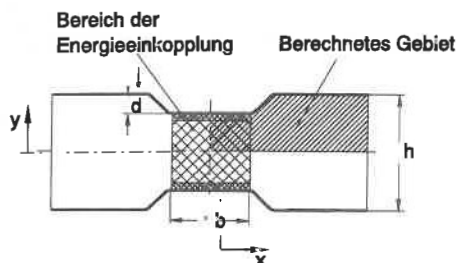


Bild 4.8:

Geometrie des Entladungsraums mit vorspringenden Elektroden. In einer schmalen Schicht an den Elektroden wird die vierfache Energie zugeführt (Kathoden- und Anodenfall, hier übertrieben gezeichnet). Wegen der vorliegenden Symmetrie wird nur das schraffierte Gebiet berechnet.

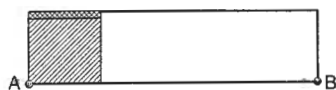
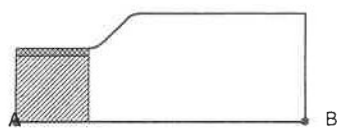
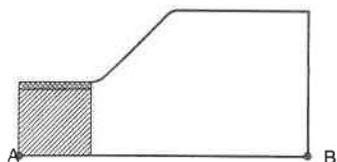
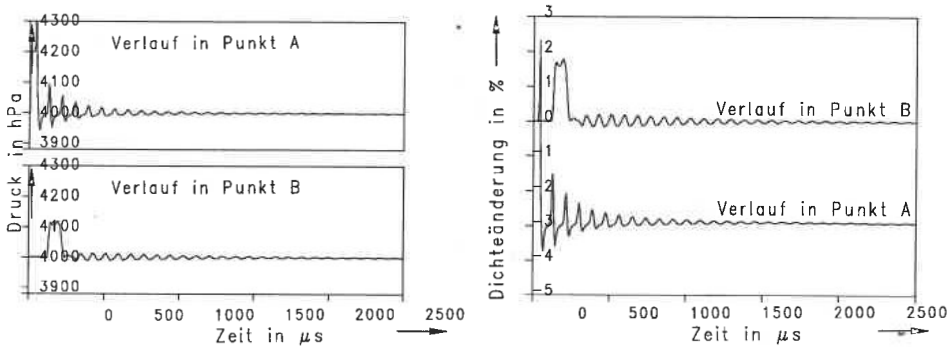
a) Elektrodenhöhe $d=0$ b) Elektrodenhöhe $d=10\text{mm}$ c) Elektrodenhöhe $d=20\text{mm}$ d) schmale Elektrode, $d=10\text{mm}$

Bild 4.9: Kanalkonfigurationen mit verschiedenen Elektrodenhöhen. Die zeitlichen Druck- und Dichteänderungen in den Punkten A und B sind in Bild 4.10 wiedergegeben.

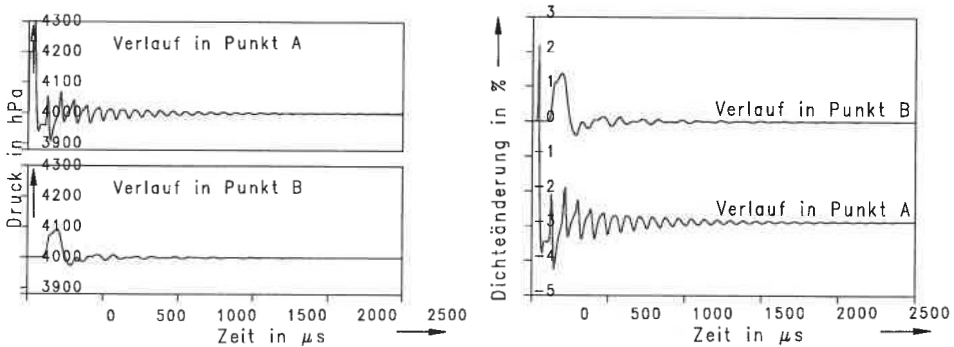
Dichte zwischen den Elektroden (Kurvenverlauf in Punkt A) durch die Aufheizung des Gases nach der Energieeinkopplung. Dieses heiße Gebiet verdünnten Gases bleibt stationär am Ort der Energiezufuhr und kann nur durch eine Strömung weggespült werden. Im Vergleich der betrachteten Geometrien ergeben sich für die Oszillationen im Punkt A während der ersten $500\ \mu\text{s}$ deutlich unterschiedliche Verläufe. Hauptursache hierfür sind die von den Krümmungen der Kanalwand ausgehenden Verdünnungen, die sich mit den Stoßwellen überlagern (siehe Abschnitt 4.1.1). Je größer die Aufweitung ist, um so stärker werden die zwischen den Elektroden hin- und herlaufenden Stöße nach außen gebeugt, und um so schneller klingen sie ab. Daraus ergeben sich mit fortschreitender Zeit Unterschiede in der Amplitude der oszillierenden Stoßwellen. Nach $2.5\ \text{ms}$ betragen die Amplituden der relativen Dichteänderungen $\Delta\rho/\rho$ im Zentrum des Entladungsraums noch $1.8 \cdot 10^{-2}$ für $d=0$, $1.2 \cdot 10^{-2}$ für $d = 10\ \text{mm}$ und $0.61 \cdot 10^{-2}$ für

$d = 20$ mm. Bedingt durch verschieden lange Laufzeiten zwischen den Wänden beeinflussen die an den Wandkrümmungen entstehenden Verdünnungen und Verdichtungen auch geringfügig die Frequenzen der Oszillationen. Sie betragen nach 2.5 ms für $d=0$, 10 mm bzw. 20 mm 11.25 kHz, 11.77 kHz bzw. 11.92 kHz. Die nach außen wandernde Stoßwelle wird ebenfalls durch eine größere Kanalerweiterung stärker abgeschwächt und erreicht am Ende des betrachteten Gebiets im Punkt B einen Drucksprung von 119 hPa, 91 hPa bzw. 70 hPa für die drei Fälle $d=0$, 10 mm bzw. 20 mm.

Diese erste, starke Stoßwelle sowie die nachfolgenden schwachen Wellen können im Gaskreislauf umlaufen oder an Elementen wie Krümmer, Kühler und Gebläse reflektiert werden und so wieder in den Entladungsraum gelangen. Die Untersuchung der Ausbreitung und die Dämpfung dieser Wellen steht deshalb im Mittelpunkt der weiteren theoretischen und experimentellen Untersuchungen.



a) Elektrodenhöhe $d=0$



b) Elektrodenhöhe $d=10$ mm

Bild 4.10: Kanal mit verschiedenen Elektrodenhöhen. Aufzeichnung der zeitlichen Druck- und Dichteänderungen in den Punkten A und B.

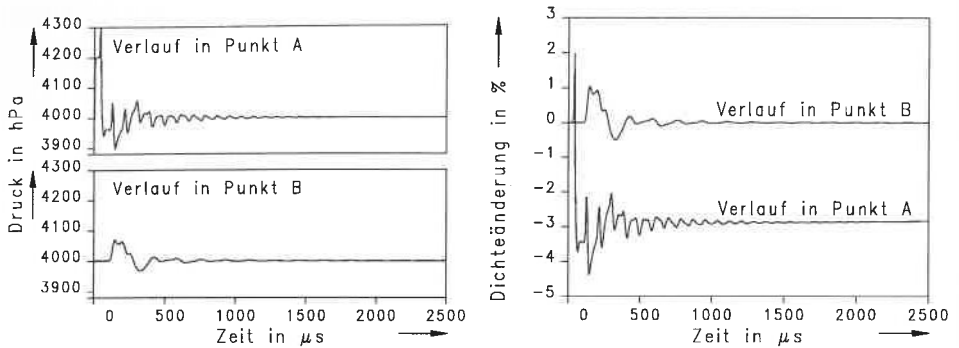
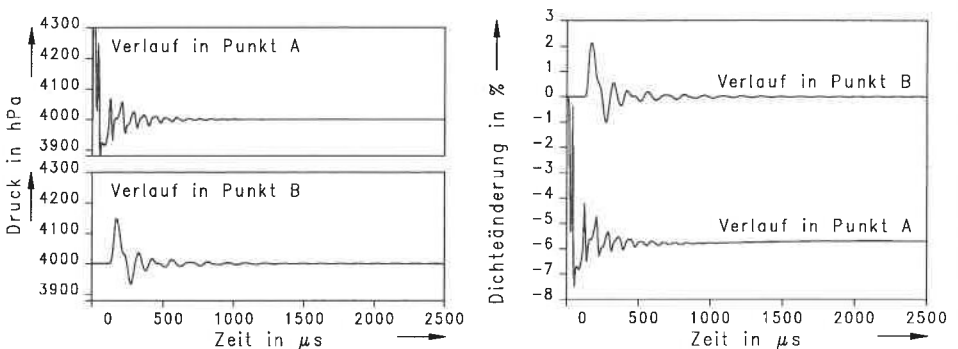
c) Elektrodenhöhe $d=20\text{mm}$ d) schmale Elektrode, $d=10\text{mm}$

Bild 4.10 Fortsetzung: Kanal mit verschiedenen Elektrodenhöhen. Aufzeichnung der zeitlichen Druck- und Dichteänderungen in den Punkten A und B.

Die Auswirkungen der beschriebenen Wandkonfigurationen auf das Abklingverhalten der Stöße im Zentrum des Entladungsraumes sind in Bild 4.11 zusammengefaßt. Es ist der zeitliche Verlauf der maximalen Druckamplituden im Punkt A als relative Druckänderung $\Delta p/p$ logarithmisch aufgetragen. Dabei sind nicht nur die Druckerhöhungen, die durch die das Gas verdichtenden Stöße entstehen, berücksichtigt, sondern auch Verdünnungswellen, wie sie an den Querschnittserweiterungen entstehen. Die Störungen klingen im geraden Kanal (Stufenhöhe 0) zu Beginn der Stoßausbreitung am schnellsten ab, bleiben mit fortschreitender Zeit aber auf einem höheren Niveau als bei den gestuften Wänden. Die Ursache für den schnelleren Abfall am Anfang sind die hier fehlenden Verdünnungen, die von der Stufenkante ausgehen. Diese Verdünnungen sind ihrem Betrag nach teilweise stärker als die Verdichtungen der Stoßwellen und führen so zu einer insgesamt größeren Amplitude der Druckänderungen. Erst nach einigen Reflexionen werden die Störungen durch die gestuften Wände aus dem Entladungsbereich

hinaus geleitet. Bei einer größeren Querschnittserweiterung (Stufenhöhe 20 mm) ist der Einfluß der Verdünnungen in den ersten 400 μs ebenfalls bemerkbar, die Kurve liegt noch über der für die 10 mm hohe Stufe. Dann wirkt allerdings die Kanalaufweitung, und die Druckschwankungen werden kleiner. Noch wesentlich schneller klingen die Störungen bei den schmalen Elektroden ab, obwohl hier die eingekoppelte Energie mit 60 J/l verdoppelt wurde.

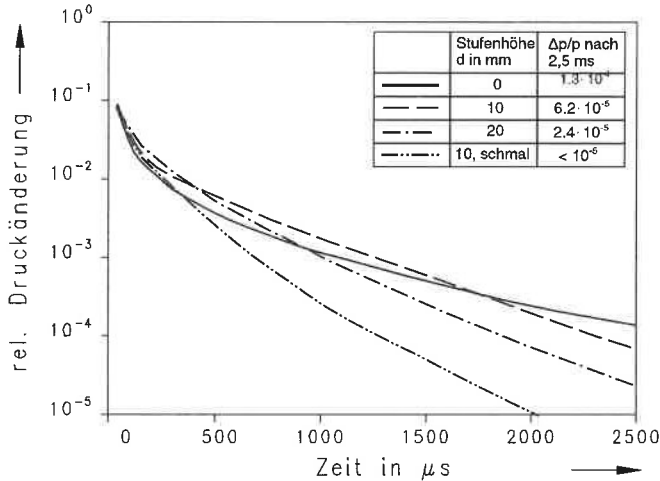


Bild 4.11: Abklingverhalten von Druckstörungen für die in Tabelle 4.1 beschriebenen Konfigurationen.

Für die maximalen Dichteänderungen werden beim repetitiven Betrieb von Excimerlasern $(\Delta\rho/\rho)_{\max} = 10^{-2}$ als Mindestanforderung für eine stabile Entladung und $(\Delta\rho/\rho)_{\max} = 10^{-4}$ für eine gute optische Qualität des ausgekoppelten Laserstrahls gefordert. Für die Übertragung auf Druckänderungen sind die entsprechenden Grenzwerte mit κ zu multiplizieren (zur Herleitung des Zusammenhangs siehe Anhang A.3). In Tabelle 4.2 ist die Zeitdauer, bis die Druckänderungen auf diese Werte abgeklungen sind, für die beschriebenen vier Fälle zusammengestellt.

4.1.3 Vergleich mit Helium als Lasergas

In XeCl-Excimerlasern kann die Gaskomponente Neon bei gleicher Xe- und HCl-Konzentration durch Helium ersetzt werden [93]. Bei gleicher eingekoppelter elektrischer Pulsenergie reduziert sich dadurch allerdings die auskoppelbare Energie im Laserstrahl. Die Hauptauswirkung dieser Maßnahme auf die Stoßausbreitung liegt in einer drastischen Erhöhung der Schallgeschwindigkeit. Sie wächst in den hier gewählten Beispielen

Stufenhöhe d in mm	Zeit in ms, bis		
	$\Delta\rho/\rho = 10^{-2}$	$\Delta\rho/\rho = 10^{-3}$	$\Delta\rho/\rho = 10^{-4}$
0	0.12	0.70	2.30
10	0.15	1.02	2.08
20	0.20	0.89	1.59
10, schmal	0.12	0.50	1.11

Tabelle 4.2: Zeitdauer, bis die Druckstörungen in den oben beschriebenen Fällen auf die angegebenen Grenzwerte abgeklungen sind.

von 447 m/s auf 943 m/s. Dadurch breiten sich Stoßwellen mit mehr als der doppelten Geschwindigkeit aus.

Die Berechnungen wurden für die gleiche Konfiguration wie in Bild 4.7 durchgeführt. Die Amplituden der Druck- und Dichteänderungen nehmen in Helium erwartungsgemäß schneller ab als in Neon, da in der gleichen Zeit mehr Reflexionen zwischen den Wänden stattfinden können. Die auf die Schallgeschwindigkeit (die hier nahezu mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwellen übereinstimmt) bezogene Abklingrate ist jedoch in beiden Fällen dieselbe, zu erkennen an den genau gleichen Druckwerten bei der sich entsprechenden Anzahl von Stoßdurchgängen im Punkt A (Bild 4.12).

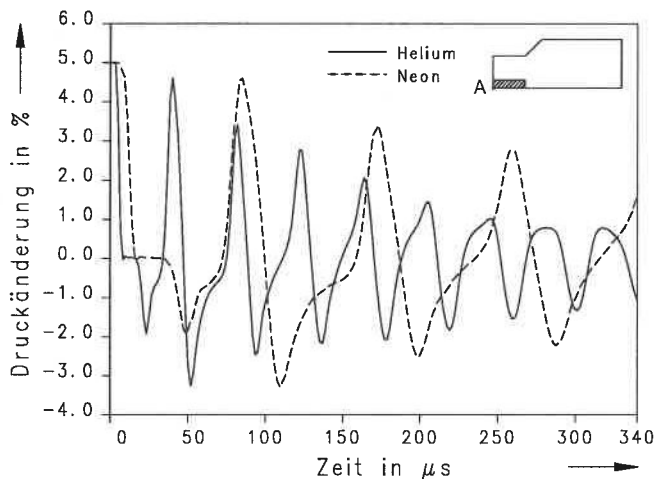


Bild 4.12: Vergleich der Druckamplituden in Helium und Neon.

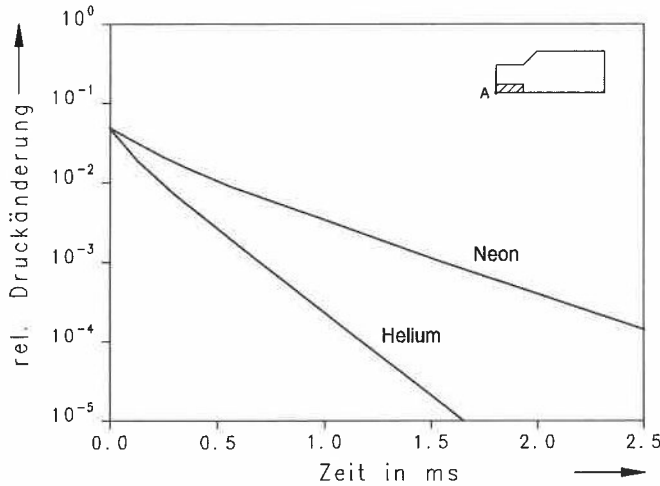


Bild 4.13: Abklingverhalten von Druckstörungen in Helium und Neon, Stufenhöhe 10 mm.

Über längere Zeit klingen die Amplituden der hin- und herlaufenden Wellen in beiden Fällen recht genau exponentiell ab, d.h. sie gehen in der halblogarithmischen Darstellung des Bildes 4.13 in Geraden über. Die Abklingraten der Störungen verhalten sich dabei wie das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten der beiden Gase.

4.1.4 Stöße zwischen den Resonatorspiegeln

Bis jetzt wurden nur die zwischen den Elektroden hin- und herlaufenden zusammen mit den den Entladungsraum in der Strömungsachse verlassenden Stoßwellen betrachtet. In Abschnitt 3.1 wurde bereits auf ein drittes Stoßsystem hingewiesen, das sich in der optischen Achse und somit zwischen den Spiegeln des Resonators ausbildet. Zur Berechnung dieser Stöße wird das Rechengitter wie in Bild 4.14 gezeigt ausgerichtet. Die Energieeinkopplung erfolgt jetzt in einem rechteckigen Gebiet, dessen Abmessungen der Länge und Breite der Elektroden entspricht. Hier wird für deren Länge 300 mm und für die Breite 20 mm gewählt. Die Tiefe des Strömungskanals variiert von 320 mm bis 500 mm. Dadurch ändert sich der Abstand a (Bild 4.15) zwischen Elektrodenende und Wand bei gleichbleibender eingekoppelter Energie ($q/p = 0.125$). Der Einfluß dieses Wandabstandes auf das Abklingverhalten der Stoßwellen wird im folgenden untersucht.

Bild 4.16 zeigt die Verteilung von Druck und Dichte im Bereich des in Bild 4.14 eingezeichneten und 400 x 400 mm großen Rechengitters. Hier soll, wie bereits in Kapitel 3

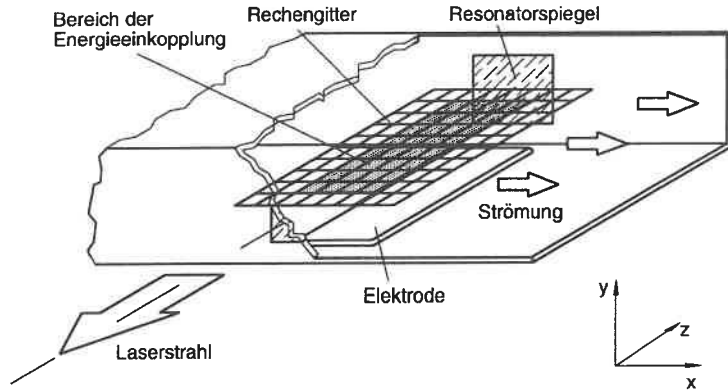


Bild 4.14: Lage des Rechengitters zur Berechnung der Stoßausbreitung zwischen den Resonatorspiegeln.

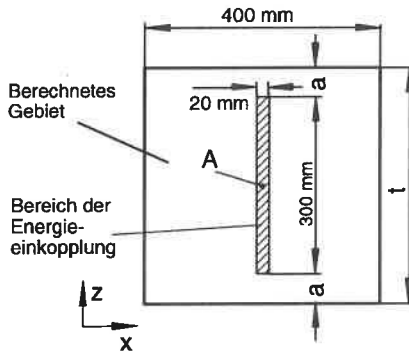


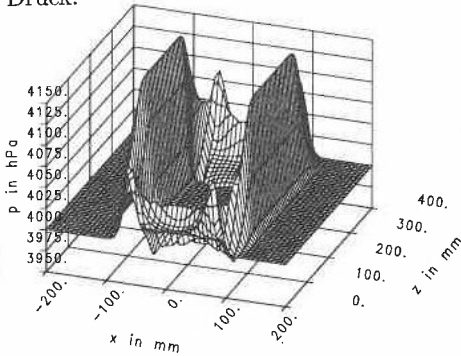
Bild 4.15:

Maßstäbliche Skizze des Rechengitters und des Bereichs der Energieeinkopplung entsprechend Bild 4.14. Der Abstand a zu den Resonatorwänden wird durch Änderung der Kanaltiefe t variiert. Der zeitliche Druckverlauf wird im Punkt A wiedergegeben.

bei der eindimensionalen Betrachtung der Stoßentstehung geschehen, zur Verdeutlichung der Auswirkung einer Grundströmung auf die Stoßausbreitung das Lasergas mit einer Geschwindigkeit von 50 m/s von links nach rechts strömen. Da im betrachteten Bereich keine Querschnittsänderungen auftreten, sind die Strömungsgrößen im ganzen Feld homogen. Der Einfluß von solchen Querschnittsänderungen auf die Durchströmung des Entladungsraumes wird im nächsten Abschnitt behandelt.

Auf den ersten beiden Bildern ($200 \mu\text{s}$ nach dem Entladungspuls) laufen zwei Stoßwellen parallel zur Strömungsrichtung (x -Richtung) von den Elektroden weg und verlassen das betrachtete Gebiet. Zwei weitere Wellen laufen in Richtung der optischen Achse (z -Richtung) auf die Wände zu und werden zum betrachteten Zeitpunkt gerade reflektiert. Gleichzeitig bewegen sich die zugehörigen Verdünnungswellen vom oberen und unteren Rand des Entladungsgebietes nach innen. Die Dichte ist im Bereich der Energiezufuhr wegen der Aufheizung des Gases stark reduziert.

Druck:



Dichte:

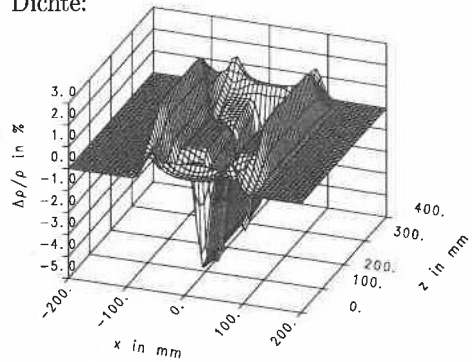
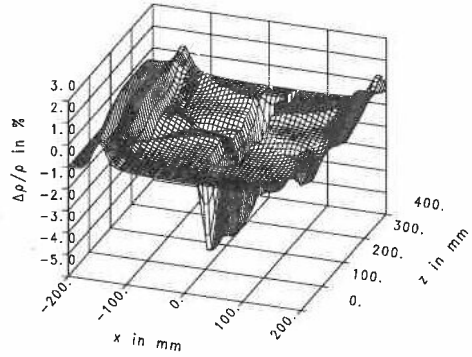
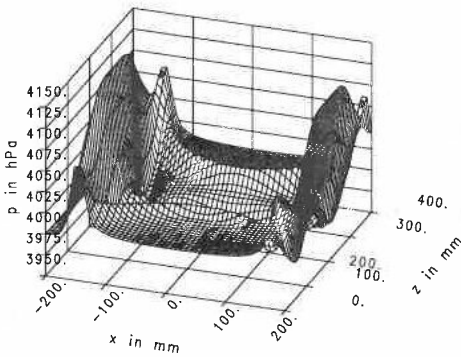
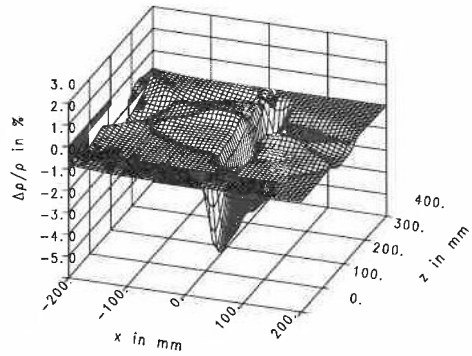
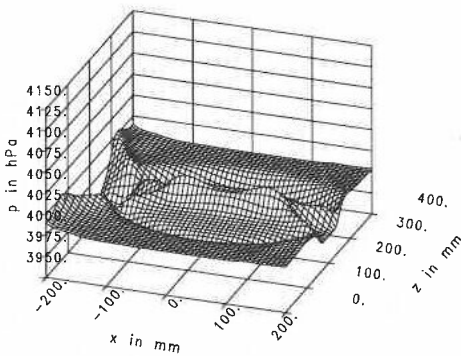
Zeit: 200 μs Zeit: 400 μs Zeit: 600 μs

Bild 4.16: Druck- und Dichteverteilung in der Ebene der optischen Achse zu den angegebenen Zeiten nach dem Laserpuls.

Nach $400\ \mu\text{s}$ durchkreuzen sich die nach innen laufenden Verdünnungswellen, gefolgt von den reflektierten Stößen. Der Abstand, in dem die Stöße den Verdünnungen folgen, ist gerade der doppelte Abstand der Elektrodenenden von der Wand. $200\ \mu\text{s}$ später treffen sich die Stöße in der Mitte, was während der Überlagerung zu einer Verdoppelung der Amplitude führt. Die Verdünnungen befinden sich bereits kurz vor einer erneuten Reflexion an der Wand. Dieser ganze Vorgang wird mit der Grundströmung langsam nach rechts verschoben.

Mit fortschreitender Dauer werden die Radien der Stoß- und Verdünnungswellen immer größer. Wegen der nahezu kreisförmigen Ausbreitung (bedingt durch die schmale Stirnseite der Energieeinkoppelzone) muß dabei auch die Stoßstärke abnehmen (siehe Abschnitt 3.5). Allerdings hat sich hier herausgestellt, daß der Radius schneller größer und die Wellenfront damit eben wird, als die Amplitude abklingen kann. In Bild 4.17 wird dies besonders deutlich. Bei Betrachtung des zeitlichen Druck- und Dichteverlaufs in der Mitte des Resonatorraumes (in Punkt A in Bild 4.15) erkennt man den anfänglichen Druckanstieg bzw. Dichteabfall durch die Entladung. Nachdem die in Strömungsrichtung laufenden Stöße den Resonatorraum verlassen haben und das aufgeheizte Gas von der Grundströmung weggespült wurde, sind nur noch Störungen vorhanden, die sich in der optischen Achse bewegen. Ihre Amplituden nehmen auch nach einigen Millisekunden nur unwesentlich ab. Die Grundströmung bewirkt zwar eine leichte 'Verzerrung' des Wellenmusters durch die Verschiebung der Stöße stromabwärts, sie kann aber den Resonatorraum von den Störungen nicht befreien!

Der Einfluß des Abstandes a der Elektroden von der Wand auf die Abklingrate der Stöße ist in Bild 4.18 dargestellt. Es ist jeweils die maximale Stoßstärke der Wellen beim Durchgang durch den Punkt A im Zentrum des Resonatorraumes logarithmisch über der Zeit aufgetragen. Bei geringerem Abstand wird die verbleibende Amplitude kleiner, beträgt aber bei $a = 10\ \text{mm}$ immer noch ca. 10^{-3} . Dieser Wert wird bei höheren Pulsenergien noch höher liegen. Die Forderung nach einer Homogenität des Mediums im Bereich 10^{-4} wird damit um eine Größenordnung verfehlt. Im Grenzfall $a = 0$ werden die Störungen verschwinden, weil sich dann kein Stoß mehr in dieser Richtung ausbreiten kann. Dieser Idealfall ist in der Realität natürlich nicht zu verwirklichen.

Die Ergebnisse zeigen, daß der Abstand zwischen Wand und Elektroden möglichst klein gehalten werden sollte. Außerdem sind parallele Wände für das Abklingen der Stöße sehr ungünstig. Um auch in Richtung der optischen Achse eine ähnlich rasche Abnahme der Störungen wie bei den zwischen den Elektroden laufenden Stößen zu erreichen, sollten die Wände so konturiert oder gegeneinander verkippt werden, daß die Stöße aus dem Bereich der Entladung herausreflektiert werden.

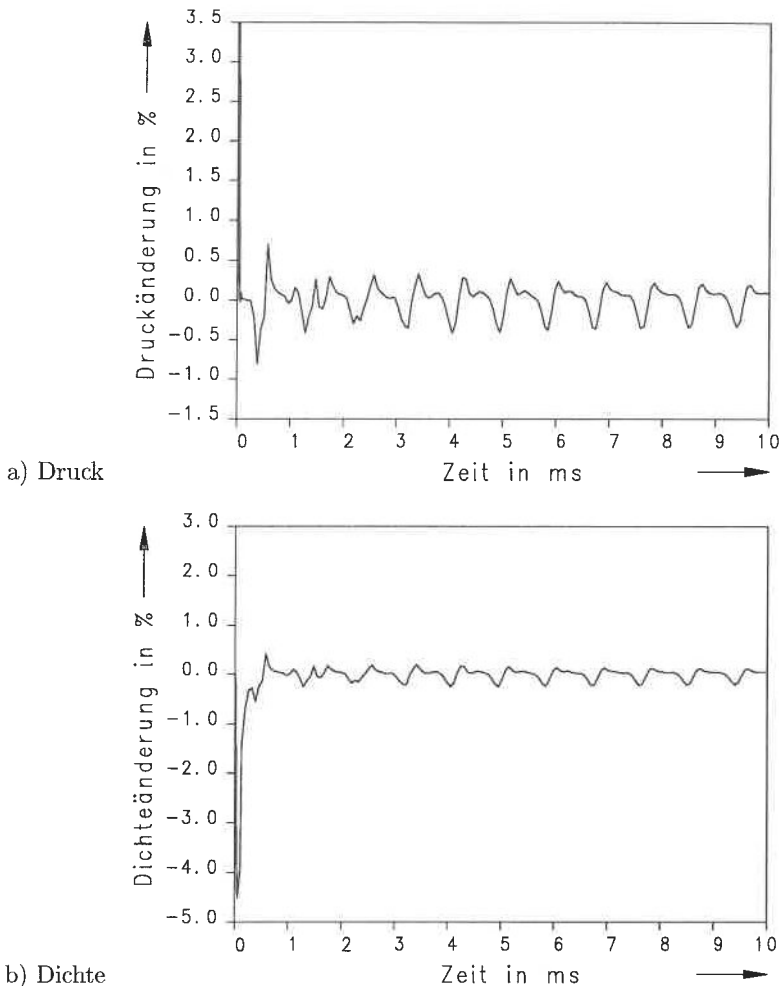


Bild 4.17: Zeitlicher Verlauf der Stoßwellen in der Mitte des Resonatorraums (Punkt A in Bild 4.15) für einen Wandabstand $a = 50$ mm.

4.2 Berücksichtigung der Grundströmung im Entladungsraum

Bis jetzt wurde die Stoßausbreitung zwischen den in den Entladungsraum hineinragenden Elektroden nur im ruhenden Lasergas betrachtet. In Wirklichkeit ist jedoch, wie in Kapitel 2 bereits erläutert wurde, zum schnellen repetitiven Betrieb eines Excimerlasers ein Gasaustausch notwendig. Das Gas wird deshalb im Strömungskanal umgewälzt und

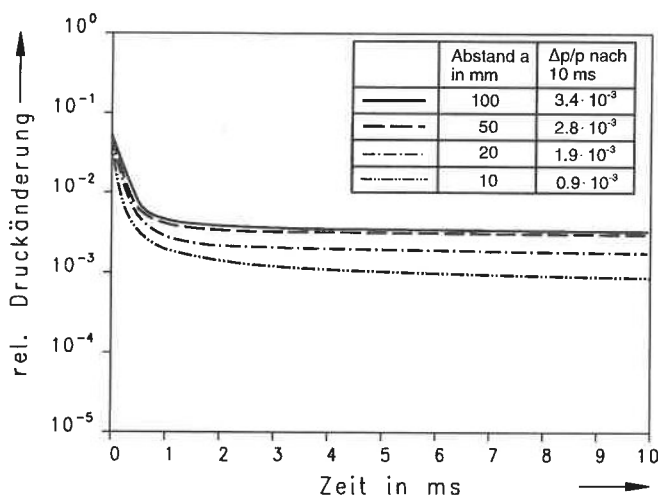


Bild 4.18: Abklingverhalten der Stoßwellen in der Mitte des Resonatorraums (Punkt A in Bild 4.15) für verschiedene Wandabstände.

erreicht zwischen den Elektroden je nach Ausführung Geschwindigkeiten von wenigen 10 bis über 100 m/s. Da die vom Gebläse benötigte Leistung mit der dritten Potenz der Strömungsgeschwindigkeit ansteigt, beschränkt man sich in der Regel auf einen Bereich bis ca. 50 m/s. Die folgenden Rechnungen werden deshalb mit Geschwindigkeiten in dieser Größenordnung durchgeführt.

4.2.1 Umströmung der Elektroden

Wenn im Laserkanal eine Grundströmung vorhanden und die durchströmte Querschnittsfläche nicht konstant ist, sind die Verteilungen der anderen Strömungsgrößen ebenfalls nicht konstant und nicht von vorneherein bekannt. Es muß deshalb zuerst eine Anlaufrechnung durchgeführt werden bis die Strömung einen stationären Zustand erreicht. Dazu werden im gesamten Strömungsfeld konstante Werte für den Druck, die Dichte usw. vorgegeben, wobei es sich empfiehlt, die Richtung der Geschwindigkeitsvektoren an die Geometrie anzupassen um eine allzu 'falsche' Startbedingung zu vermeiden. Nach einiger Zeit (d.h. wenn alle durch die falschen Anfangsbedingungen verursachten Störungen das berechnete Gebiet verlassen haben) sollte die Rechnung zu einer stationären Lösung konvergieren.

In Bild 4.20 ist der zeitliche Verlauf einer solchen Anlaufrechnung während der ersten 300 μ s für die bereits bekannte Konfiguration (Bild 4.19) wiedergegeben. Vollständige

Konvergenz wird in diesem Beispiel nach ca. $700\mu\text{s}$ erreicht. Dazu müssen etwa 300 Zeitschritte gerechnet werden. Die Elektrode ragt 10 mm in den Strömungskanal hinein, die Zuströmgeschwindigkeit am Einströmrand beträgt 50 m/s. Durch die Strömungsrichtung geht eine Symmetrieebene verloren, so daß jetzt die ganze untere Hälfte des Strömungskanals aus Abschnitt 4.1.1 berechnet werden muß. Aufgetragen ist die Entwicklung des Drucks an der Wand des Strömungskanals. Er ist zu Beginn der Rechnung ($t = 0$) ebenso wie die Geschwindigkeit im ganzen Feld konstant. An den in den Kanal hineinragenden Elektroden entspricht diese Verteilung nicht den Gleichgewichtsbedingungen einer stationären Strömung, so daß sich zuerst an den Wandkrümmungen starke Änderungen einstellen. Davon ausgehend laufen Störungen in Form von Verdichtungs- und Verdünnungswellen durch die Strömung, bis im ganzen Feld wieder ein Gleichgewicht erreicht ist. An der nach innen weisenden (konvexen) Krümmung wird die Strömung verzögert. Die Geschwindigkeit nimmt dort ab und der Druck entsprechend zu. Umgekehrt wird die Strömung an der konkaven Krümmung beschleunigt und der Druck nimmt ab.

Die Bilder 4.21 a-c zeigen die Druck-, Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung der voll ausgebildeten Strömung. In der Kanalmitte zwischen den Elektroden beschleunigt sich die Strömung auf 75 m/s, der Druck nimmt um 50 hPa und die Dichte um 0,8 % ab. An den Elektrodenrändern treten vor allem an den konkaven Krümmungen starke Übergeschwindigkeiten und damit verbunden Druck- und Dichteminima auf. Beim Design von Elektrodenformen, das natürlich in erster Linie entladungsphysikalischen Gesichtspunkten zu folgen hat, ist deshalb trotzdem darauf zu achten, daß solche starken Krümmungen vermieden werden oder daß sie außerhalb des aktiven Bereichs der Elektrode liegen. Dies läßt sich beispielsweise durch strömungsgünstig geformte Verkleidungen bewerkstelligen und ist besonders für die Abströmseite wichtig, wie im folgenden noch gezeigt wird.

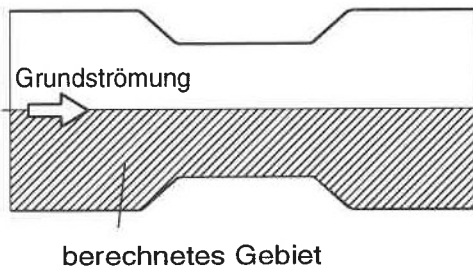


Bild 4.19:

Skizze des bei Berücksichtigung einer Grundströmung berechneten Bereiches (schraffiert).

Das hier benutzte Rechenprogramm basiert auf den Eulergleichungen und ist deshalb nicht in der Lage, die Viskosität des strömenden Mediums zu berücksichtigen. Gerade bei der Umströmung von Geometrien mit starker Querschnittsänderung ist aber zu erwarten, daß eine reale Strömung zu Wirbelbildung und zum Ablösen von der Wand

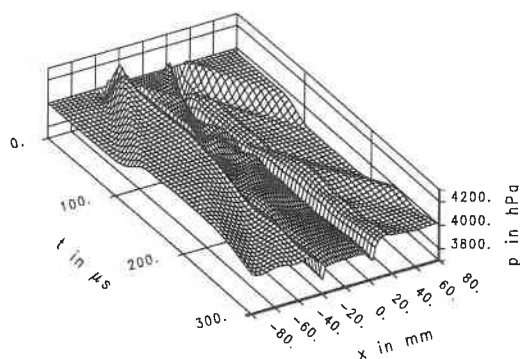
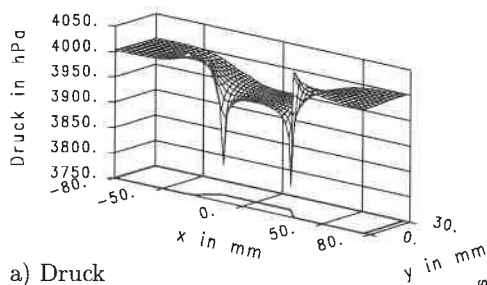
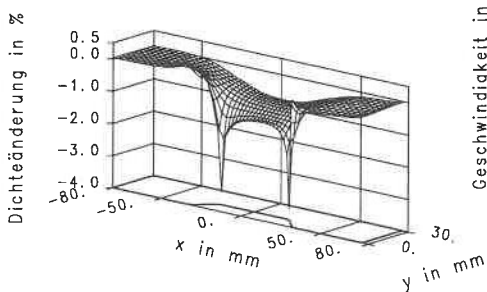


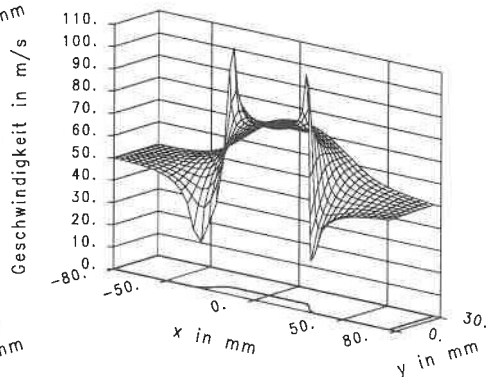
Bild 4.20:
Beginn der Anlaufrechnung bei der Elektrodenumströmung. Aufgetragen ist der zeitliche Druckverlauf entlang des unteren Randes in Bild 4.19.



a) Druck



b) Dichte



c) Geschwindigkeit

Bild 4.21: Umströmung der in den Kanal hineinragenden Elektroden. a: Druck-, b: Dichte-, c: Geschwindigkeitsverteilung.

neigt. Deshalb wurde das vorliegende Beispiel mit einem Finite-Elemente-Programm, in dem die Navier-Stokes-Gleichungen gelöst werden, nachgerechnet². Die Ergebnisse

²Programm FIDAP, Version 5. Das Programm kann nur inkompressible Strömungen berechnen. Für den hier vorliegenden Fall mit relativ geringen Geschwindigkeiten ist dies ausreichend. Es können allerdings keine Stoßwellen erfaßt werden.

sind in den Bildern 4.22 a-c wiedergegeben. Man erkennt besonders bei den Stromlinien (Bild 4.22 a) und bei der Geschwindigkeit (Bild 4.22 b) eine Strömungsablösung auf der Abströmseite der Elektrode. Im restlichen Feld entsprechen die hier ermittelten Werte sehr genau den bisherigen Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen. Solch eine Strömungsablösung erhöht neben dem Strömungswiderstand auch die Turbulenz im Lasergas und sollte vermieden werden. Zum Vergleich ist in Bild 4.23 noch einmal die Geschwindigkeitsverteilung für den reibungsfreien Fall (gerechnet mit HMC) dargestellt.

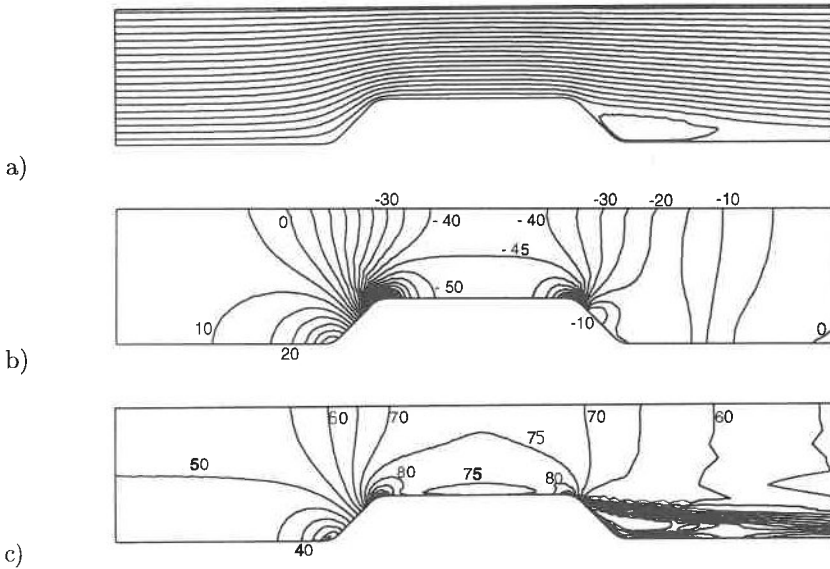


Bild 4.22: Umströmung der Elektroden unter Berücksichtigung der Viskosität des Lasergases. a: Stromlinien, b: Druckverteilung: die Isobaren geben die Abweichung vom Ausgangsdruck in hPa an, c: Geschwindigkeit in m/s.

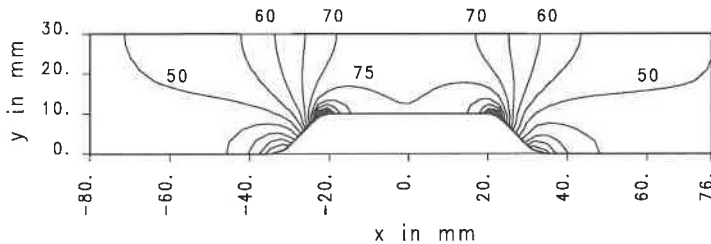


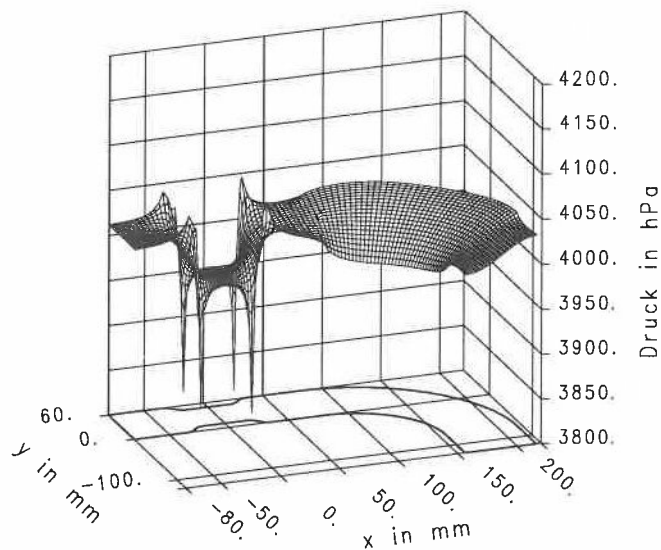
Bild 4.23: Geschwindigkeitsverteilung bei der Umströmung der Elektroden im reibungsfreien Fall. Isotachen in m/s.

4.2.2 Stoßausbreitung im Entladungsraum und im Krümmer mit Grundströmung

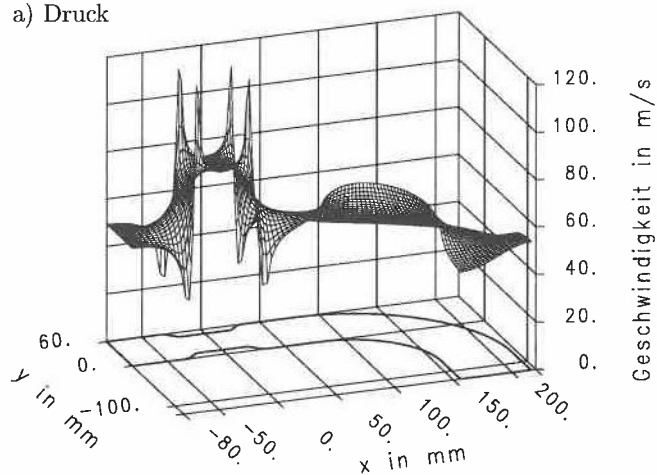
In die im vorigen Abschnitt dargestellte Strömung im Entladungsraum soll nun der erste Laserpuls eingebracht werden. Dabei wird bei Betrachtung der Stoßwellenausbreitung auch der an den Entladungsraum anschließende Krümmer mit einbezogen. Da hier keine Reibung und Viskosität berücksichtigt wird und deshalb auch keine Strömungsablösung erfolgt, verläßt die Strömung den Entladungsraum mit der gleichen Geschwindigkeit, wie sie in ihn eintritt. Der Krümmer hat einen Radius von 100 mm bei konstantem Querschnitt, so daß er ebenfalls mit der Zuströmgeschwindigkeit von 50 m/s durchströmt wird. In Bild 4.24 sind die Strömungsgrößen für die voll ausgebildete Strömung dargestellt. Im Krümmer muß der Druck auf der Außenseite ansteigen und auf der Innenseite abfallen, damit ein Druckgradient entsteht, der die Strömung 'um die Ecke' zwingt. Entsprechend ist die Strömungsgeschwindigkeit auf der Innenseite höher als außen.

Die durch den Entladungspuls (Energiezufuhr 50 J/l, im Kathodenfall 100 J/l, Bild 4.25 a,b) bewirkten Druck- und Dichteänderungen sind bereits aus den vorhergehenden Abschnitten bekannt und überlagern sich jetzt mit denen, die durch die vorhandene Strömung verursacht werden. Nach 250 μs (Bild 4.25 c,d) befindet sich der stromabwärts laufende Stoß im Krümmer, der stromaufwärts laufende verläßt gerade den dargestellten Bereich. Das zwischen den Elektroden verbleibende aufgeheizte und verdünnte Gas wird mit der Grundströmung weggetragen und hat nach 500 μs (Bild 4.25 e,f) den Entladungsraum noch nicht ganz verlassen. Zwischen den Elektroden erkennt man die durch den Kathodenfall verursachten Stöße.

Die parallel zur Strömungsrichtung aus dem Entladungsraum hinauslaufenden starken Stoßwellen werden durch den Krümmer in den Gaskreislauf geleitet und können dort umlaufen. Bei weniger günstig gestalteten Krümmern (z.B. bei rechtwinkligen Umlenkungen oder kleineren Krümmungsradien) können diese Stöße auch an der Krümmeraußenwand reflektiert werden und so direkt in den Entladungsraum zurückgelangen. Solche Fälle werden unter anderem in den nächsten Kapiteln sowohl rechnerisch als auch experimentell näher untersucht.



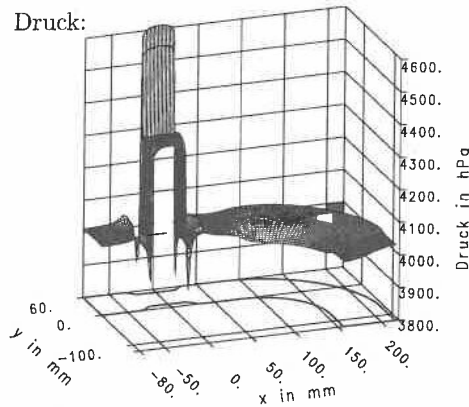
a) Druck



b) Geschwindigkeit

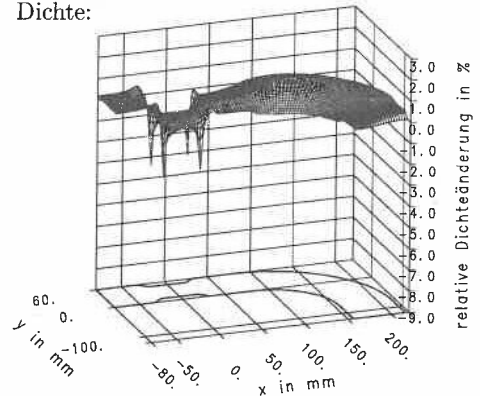
Bild 4.24: Durchströmung des Entladungsraumes und des anschließenden Krümmers.

Druck:

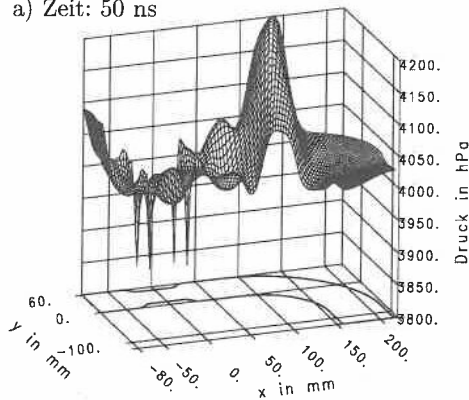
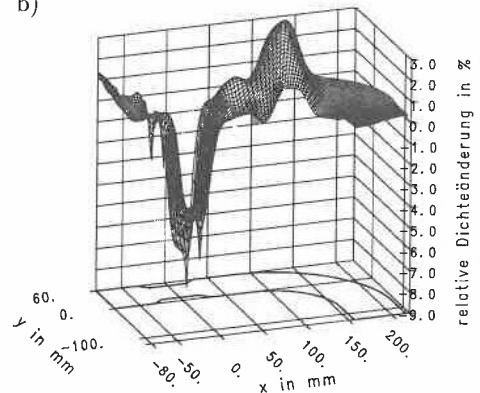


a) Zeit: 50 ns

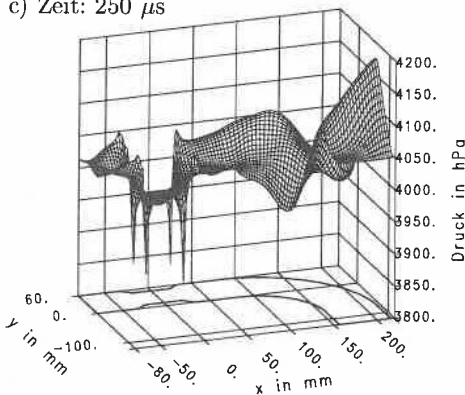
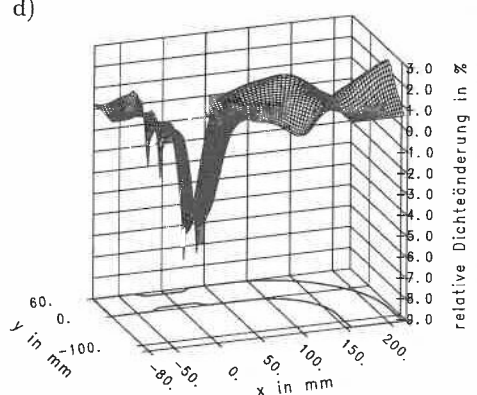
Dichte:



b)

c) Zeit: 250 μ s

d)

e) Zeit: 500 μ s

f)

Bild 4.25: Durchströmung des Entladungsraumes und des anschließenden Krümmers nach einem Laserpuls. Links: Druck-, rechts: Dichteverteilung nach Ende des Laserpulses (a,b) und 250 μ s (c,d) bzw. 500 μ s später (e,f).

5 Experimentelle Einrichtung zur Erzeugung und Untersuchung laserrelevanter Stoßwellen

Die Untersuchung der Entstehung und Ausbreitung von Stoßwellen im Entladungsraum und im benachbarten Strömungskanal eines Excimerlasers kann mit Hilfe verschiedener Meßtechniken erfolgen. Der Gasdruck ist dabei eine einfach zu messende Größe, der die vorhandenen Stoßwellen sofort quantitativ anzeigt. Mit ausreichend schnellen Drucksonden erhält man Aussagen über den zeitlichen Verlauf des Druckes an einzelnen Punkten der betrachteten Konfiguration. Die flächige Erfassung eines größeren Bereiches ist mit einem Interferometer möglich. Im ausgeleuchteten Meßfeld werden dabei Dichteänderungen im Gas durch Streifenverschiebungen optisch sichtbar. Die Ausbreitung und die Gestalt von Stoßwellen kann somit in zeitlichen Momentaufnahmen festgehalten werden.

Die Messung dieser Größen kann entweder am Laser direkt oder in einer Versuchseinrichtung durchgeführt werden, in der die im Laser entstehenden Stöße nachgebildet werden. Bei der Messung im aktiven Laser müssen die Sonden vor elektrischen Störungen der Entladung geschützt werden. Außerdem ist die Zugänglichkeit im Resonatorbereich sehr eingeschränkt. Der Entladungsraum läßt sich zwar bei Ersetzen der Spiegel durch Fenster mit dem Interferometer beobachten, jedoch können dort nur schwer Änderungen der Wandgeometrie vorgenommen werden. Damit eine grundlegende experimentelle Untersuchung zur Ausbreitung und Reflexion von Stoßwellen in verschiedenen Geometrien möglich ist, wurde deshalb ein Stoßwellenkanal entworfen, der gegenüber einem Laser problemloser handhabbar ist. Damit können einzelne Komponenten des Strömungskanals gezielt verändert und untersucht werden. Dieser Kanal muß jedoch speziellen Anforderungen bezüglich der Detektierbarkeit von Stoßwellen und der daraus resultierenden Dichteänderungen genügen und muß deshalb entsprechend ausgelegt werden. Auf diese Anforderungen wird in den nächsten Abschnitten näher eingegangen.

5.1 Stoßerzeugung

5.1.1 Anforderungen

Die Elektroden kommerzieller Excimerlaser sind in der Regel einige Zentimeter breit und haben einen ähnlich großen Abstand voneinander, so daß sich ein quadratischer bis leicht rechteckiger Strahlquerschnitt ergibt. Die Höhe des sich an den Entladungsraum anschließenden Strömungskanals liegt in der gleichen Größenordnung, wogegen seine

Tiefe zwischen 50 und 100 cm betragen kann. Die geforderte Dichtehomogenität vor einem erneuten Laserpuls beträgt $\Delta\rho/\rho = 10^{-2}$ bis 10^{-4} . Um diese geringen Dichteänderungen im Experiment noch beobachten zu können, ist bei Verwendung eines Twyman-Green-Interferometers eine Meßstrecke von etwa 1 m erforderlich. Bei doppeltem Strahldurchgang durch das Meßvolumen kann der Stoßwellenkanal mit einer Tiefe von 50 cm ausgeführt werden. Die Kanalhöhe wird mit 5 cm festgelegt. Die Länge sollte so groß wie möglich sein, da sich ein Stoß in einem Kanal konstanten Querschnitts aufsteilt und somit bei wachsender Lauflänge eine steilere Stoßfront bekommt. Die Länge des Kanals ist hier allerdings durch die Platzverhältnisse im Labor begrenzt und kann nur etwa 2 m betragen.

Im Excimerlaser erreichen die vom Entladungsraum in den Strömungskanal laufenden Stoßwellen typischerweise Stärken von $p_2/p_1 = 1.04$ (siehe Kapitel 3). Dies entspricht bei 0.4 MPa Gesamtdruck einem Drucksprung von $\Delta p \approx 160$ hPa. In einem Stoßwellenkanal, der in normaler Atmosphäre bei etwa 0.1 MPa Luftdruck betrieben wird, beträgt der zu erzeugende Drucksprung bei gleicher Stoßstärke nur 40 hPa.

Damit einzelne Komponenten eines Lasergaskreislaufs bei geringem Umbauaufwand untersucht werden können, soll der Kanal modular aufgebaut werden.

Die Anforderungen an den Stoßwellenkanal lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Kanalabmessungen Höhe x Tiefe x Länge: 5 cm x 50 cm x 200 cm,
- Stoßstärke $p_2/p_1 = 1.04$,
- leichte Zugänglichkeit für Meßaufnehmer und Interferometer,
- einfache Bedienbarkeit,
- Erzeugung einer ebenen und geraden, möglichst steilen Stoßfront über einen Kanalquerschnitt von 5 cm x 50 cm.

Mit diesen Anforderungen werden nun verschiedene Konzepte zur Stoßwellenerzeugung untersucht und ein geeignetes ausgewählt.

5.1.2 Konzepte zur Stoßwellenerzeugung

Seit langer Zeit werden in Stoßrohren mit den verschiedensten Methoden Stoßwellen unterschiedlicher Stärke erzeugt. Diese Stoßrohre sind in den allermeisten Fällen mit rundem oder quadratischem Querschnitt ausgeführt. Hier muß jedoch in einem rechteckigen Kanal mit dem Seitenverhältnis 1:10 eine ebene Stoßwelle erzeugt werden.

Vor diesem Hintergrund sind im folgenden einige in Erwägung gezogene prinzipielle Methoden der Stoßwellenerzeugung mit ihren Vor- und Nachteilen zusammengestellt.

- Elektrische Entladung:
 - + wirklichkeitsgetreue Nachbildung der Stoßwellen
 - hohe Kosten
 - elektrische Abschirmung
- Platzen Membran:
 - + klassische Methode der Stoßwellenerzeugung
 - + reichlicher Erfahrungsschatz vorhanden
 - wird hauptsächlich in runden Querschnitten angewandt
 - gleichmäßiges Platzen in der gegebenen Geometrie nicht gewährleistet
- Membran oder Kugelhahn in einem runden Hochdruckteil mit Übergang zu rechteckigem Querschnitt mittels Diffusor:
 - + Membrantechnik ist anwendbar
 - Stoßwelle verläßt Diffusor als Kugelwelle, die nicht sinnvoll untersucht werden kann; eine interferometrische Auswertung ist nicht möglich
 - ein Kugelhahn öffnet zu langsam
 - eine Membran muß nach jedem Versuch ausgewechselt werden
- Angetriebener Kolben:
 1. Kolben durchdringt Membran:
 - + gleichmäßige Stoßerzeugung über die geforderte Breite
 - Membran muß nach jedem Versuch ausgewechselt werden
 - hoher mechanischer Aufwand zum Antrieb und zur Führung des Kolbens
 2. Kolben trifft auf zweiten, plötzlich beschleunigten Kolben:
 - + homogene Stoßerzeugung
 - + Stoßanstiegszeit ist kurz bei entsprechenden Massenverhältnissen
 - + keine auszuwechselnden Teile
 - ebenfalls hoher mechanischer Aufwand

Als Methode, die die Anforderungen am besten erfüllt, wurde die des angetriebenen Kolbens, der einen zweiten Kolben beschleunigt, ausgewählt und ausgeführt. Da hierfür weder in der Literatur Hinweise zu finden, noch existierende Anlagen bekannt waren, mußte eine eigene Entwicklung erfolgen.

5.2 Auslegung und Aufbau des Versuchsstandes

Der Grundgedanke der Stoßwellenerzeugung mit einem bewegten Kolben beruht auf der in der Strömungsmechanik oft herangezogenen Modellvorstellung der schlagartigen Beschleunigung eines Gases. Da in der Praxis keine unendlichen Beschleunigungen möglich sind, werden zwei Kolben verwendet: Ein langsam beschleunigter, schwerer Kolben prallt auf einen am Kanal Anfang befestigten, sehr leichten Kolben und beschleunigt diesen innerhalb sehr kurzer Zeit. Der leichte Kolben schließt dabei den Kanal möglichst dicht ab und verhindert vorzeitige Störungen durch den heranfahrenden schweren Kolben.

Die durch den plötzlich beschleunigten Kolben erzeugten Stoßwellen sollen eine Stärke von ca. 1.04 erreichen. Die dazu erforderliche Kolbengeschwindigkeit ergibt sich aus den Hugoniot'schen Stoßgesetzen und läßt sich durch folgende Überlegung berechnen: Der in das ruhende Gas eindringende Kolben muß dieses auf seine eigene Geschwindigkeit beschleunigen. Dadurch wird unmittelbar an der Kolbenvorderseite ein Impuls in das Gas eingebracht, der einen plötzlichen Druckanstieg bewirkt und somit die Stoßwelle auslöst. Wenn sich der Kolben nach dem Eindringen in den Kanal mit konstanter Geschwindigkeit bewegt, erfolgt keine Impulsänderung mehr. Das Gas vor dem Kolben muß sich also mit dessen Geschwindigkeit vorwärts bewegen. Zwischen Stoßfront und Kolben soll keine Energie zu- oder abgeführt werden, so daß die Nachströmgeschwindigkeit hinter dem Stoß der Kolbengeschwindigkeit entspricht. Für die geforderte Stoßstärke errechnet man eine Kolbengeschwindigkeit von 10 m/s (Herleitung siehe Anhang). Auf diese Geschwindigkeit wird die Antriebseinheit ausgelegt.

5.2.1 Die Antriebseinheit

In Bild 5.1 ist schematisch die auf einer Grundplatte montierte Antriebseinheit des Stoßwellenkanals dargestellt. Der Antrieb des Führungswagens mit dem schweren Kolben erfolgt pneumatisch mittels zweier Kabelzylinder. Diese Technik ermöglicht den einfachen Anschluß der Anlage an das Druckluftnetz und einen Aufbau der Steuereinheit mit handelsüblichen Pneumatikkomponenten. Damit bei der Beschleunigung der Zylinder der benötigte Luftdurchsatz erreicht werden kann, ist ihnen jeweils ein zehn Liter fassender Druckkessel als Vorratsbehälter vorgeschaltet. Die Entlüftung erfolgt über je drei Schnellentlüfter ins Freie (in Bild 5.5 sind zwei davon zu sehen). Die Kabelzylinder sind über eine Flaschenzugkonstruktion mit dem Wagen verbunden, was eine Hub- und Geschwindigkeitsverdopplung am angetriebenen Schlitten ermöglicht. Damit wird die Hubgeschwindigkeit im Kabelzylinder auf 5 m/s reduziert (derartige Geschwindigkeiten gelten in der Pneumatik bereits als sehr hohe Werte). Der Führungswagen läuft auf einer 3 m langen Schiene. Weitere Daten zum Antrieb sind dem Berechnungsblatt

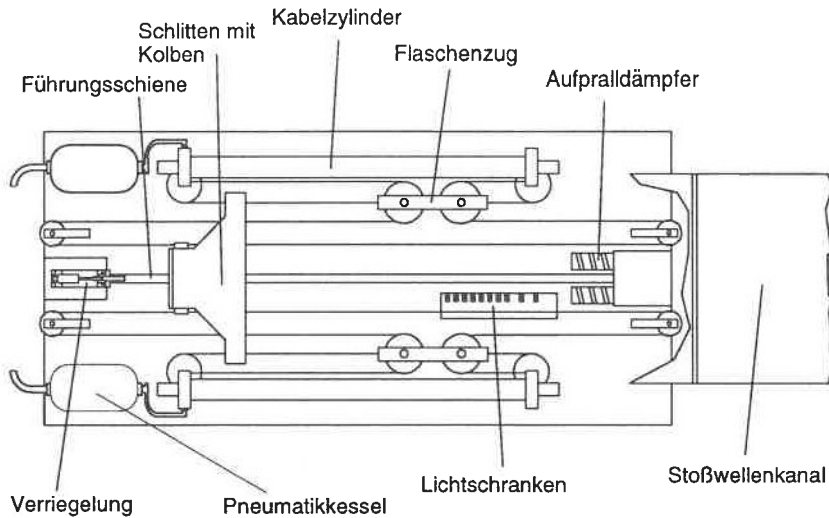
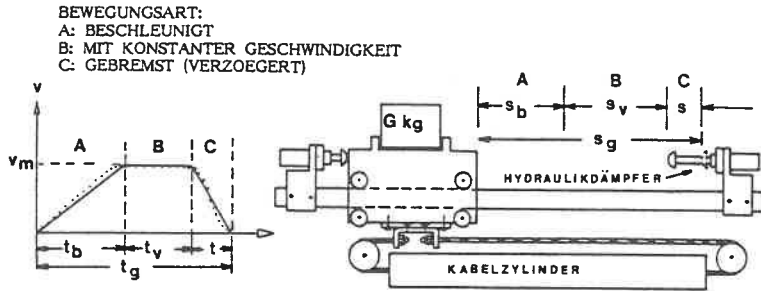


Bild 5.1: Schematische Darstellung der auf einer Grundplatte montierten Antriebseinheit des Stoßwellenkanals.

(Bild 5.2) zu entnehmen [94]. Bis zur Auslegungsgeschwindigkeit von 10 m/s können auch die Stoßdämpfer zum Abbremsen des Schlittens eingesetzt werden.

5.2.2 Kolben und Aufpralleinheit

Der schwere Kolben hat die Aufgabe, den leichten Kolben zu beschleunigen und nach dem Aufprall sicher festzuhalten. Der leichte Kolben besteht deshalb aus einem einfachen magnetischen Blech, das von einem an der Vorderseite des schweren Kolbens angebrachten und mit starken Kobalt-Samarium-Magneten bestückten Magnetkopf festgehalten wird. Der Aufbau des Magnetkopfes ist in Bild 5.3 dargestellt. Die 3 mm starken und sehr spröden Magnetplättchen liegen zwischen zwei Weicheisenblöcken, die dadurch magnetisiert werden und das Blech festhalten. Die Magnete werden ringsum mit Dichtmasse am Herausrutschen gehindert. Die Blöcke sind von hinten an einem Aluminium-U-Profil festgeschraubt. Die Anzahl der verwendeten Magnete bestimmt die Haltekraft und muß so eingestellt werden, daß das Blech beim Aufprall sicher festgehalten, beim Zurückfahren aber auch wieder freigegeben wird. Mit acht Magneten wird dies erreicht. Der Kolben selbst sitzt auf einem schienengeführten Wagen (Bild 5.4) und muß so weit in den Kanal hineinragen können, wie der vom Stoßdämpfer vorgegebene Bremsweg plus eine ungebremste Wegstrecke nach dem Aufprall betragen. Die ungebremste Wegstrecke beträgt maximal 10 cm, der Bremsweg 15 cm.



EINGABEN:

GEWICHT EINSCHL. SCHLITTEN ODER WAGEN	G:	23.50	kg
REIBUNGSFAKTOR DES SCHLITTENS (SCHAETZEN)			
GLEITREIBUNG CA. 0,6; ROLLENDE BEWEG. CA. 0,2	C2:	0.20	
GESAMTHUB	Sg:	2.40	m
KUERZESTE ZEIT FUER EINEN GESAMTHUB	tg:	0.420	Sek
ANSCHLUSSDRUCK FUER DEN KABELZYLINDER	p:	6.00	bar
ZAHL DER STOSSE JE DAEMPFER PRO STUNDE	X:	30	je Std

ERGEBNISSE:

WIRKSAME ANTRIEBSKRAFT	F:	744	N
MAX. AUFTRETENDE GESCHWINDIGKEIT	Vm:	10.44	m/Sek
BESCHLEUNIGUNGSZEIT	tb:	0.351	Sek
BESCHLEUNIGUNGSWEG	sb:	1.834	m
NOTWENDIGE BREMSARBEIT JE HUB	WA:	1385	Nm
BREMSKRAFT: (BEFESTIGUNG DES STOSSDAEMP- FERS MUSS DIESE KRAFT AUFNEHMEN KOENNEN)	Q:	9232	N
ZEIT IM BEREICH B (V=CONST.)	tv:	0.040	Sek
GESAMZEIT JE HUB	tg:	0.420	Sek
NOTWENDIGE BREMSARBEIT JE STUNDE	WX:	41542	Nm
BREMSWEG DES STOSSDAEMPERS	s:	0.150	m

Bild 5.2: Berechnungsblatt zur Auslegung der Antriebseinheit [94].

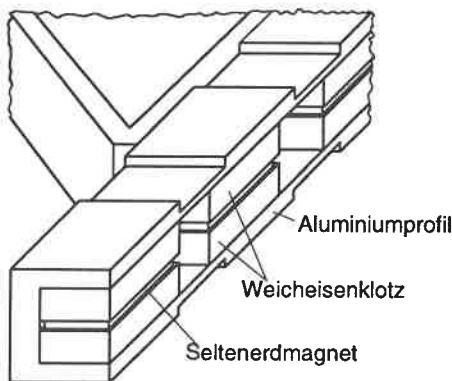


Bild 5.3:

Kopf des schweren Kolbens mit
 Permanentmagneten aus Kobalt-
 Samarium.

Die Aufpralleinheit muß den leichten Kolben fixieren und ohne große Bremswirkung beim Aufprall freigeben. Beim Zurückfahren der Kolben muß der leichte Kolben wie-

der an seiner Ausgangsposition festgehalten werden. Dies geschieht durch eine Reihe kleiner Magnete, die so am Umfang der Kanalöffnung angebracht sind, daß sie das Blech ringsum festhalten können, dem schweren Kolben aber ein Eindringen in den Kanal gestatten. Auf der Ober- und Unterseite des Aluminiumprofils sind deshalb Aussparungen eingefräst.

Verschiedene Versuche mit unterschiedlichen Materialien für den stoßerzeugenden Kolben ergaben für eine leichte und sehr steife Waben-Sandwich-Konstruktion, die nur am linken und rechten Rand durch kleine Magnete gehalten wurde, Stoßanstiegszeiten von 20–50 μs . Diese Werte konnten durch die Verwendung eines einfachen, nicht versteiften Stahlbleches, das jedoch ringsum magnetisch fixiert wurde, noch verbessert werden. Das Blech muß mit möglichst kleinen Randspalten in den Kanal eingepaßt werden, damit die Stoßwelle nicht durch Luft, die durch diese Spalte ausströmt, gestört wird. Andererseits darf das Blech die Kanalinnenwand weder beim Eintauchen noch beim starken Abbremsen berühren. Die ganze Anordnung wurde so stabil ausgeführt, daß Randspalte von wenigen zehntel Millimetern verwirklicht werden konnten.

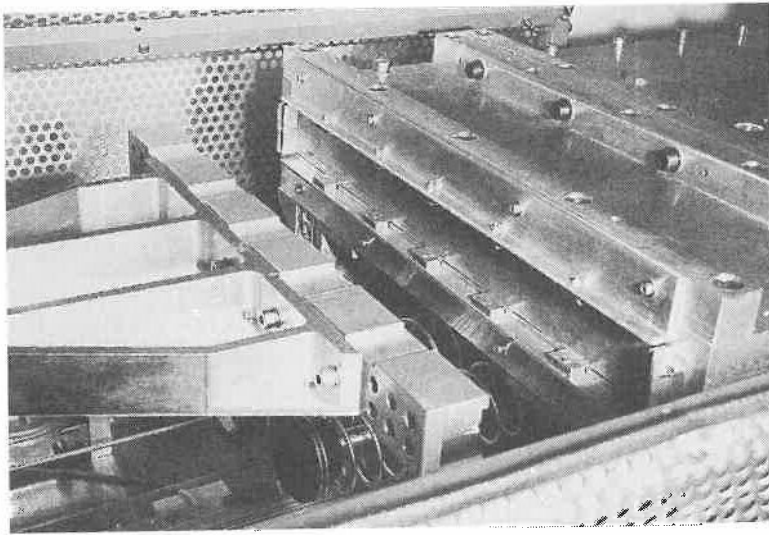


Bild 5.4: Die Aufpralleinheit des Stoßwellenkanals: Der schwere, beschleunigte Kolben auf dem Führungswagen trifft in der Aufpralleinheit auf den leichten Kolben.

5.2.3 Stoßwellenkanal und eingesetzte Meßtechnik

In Bild 5.6 ist der Stoßwellenkanal mit der eingesetzten Meßtechnik skizziert, Bild 5.7 zeigt den gesamten Aufbau mit Antriebseinheit und dem auf einer Aluminiumplatte

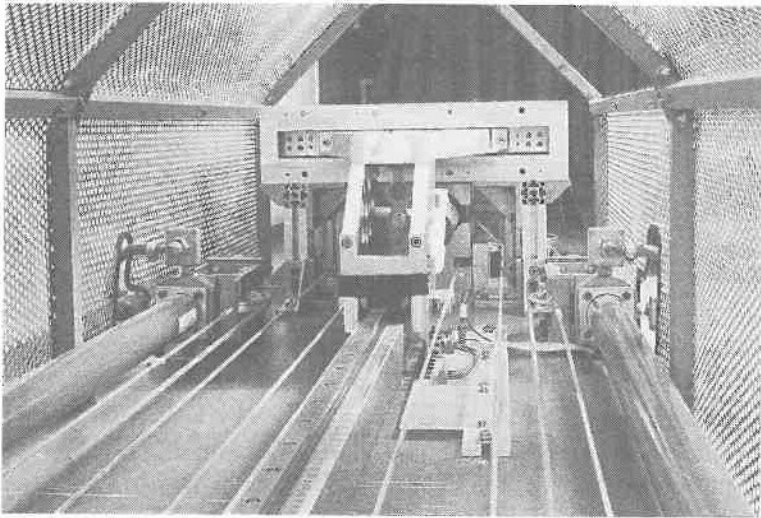


Bild 5.5: Der Antriebskolben dringt in den Stoßwellenkanal ein. Links und rechts unten sind die Kabelzylinder mit den Schnellentlüftern zu sehen. In der Mitte rechts von der Führungsschiene befindet sich die Lichtschrankenreihe. Die Haltemagnete für den leichten Kolben am Kanaleintritt sind auf dieser Aufnahme noch nicht montiert.

montierten Interferometer mit Ultrakurzzeitkamera. Der Kanal besteht aus der 20 cm langen Aufpralleinheit, vier 50 cm langen Modulen, und verschiedenen auswechselbaren Endelementen. An der Kanaloberseite sind mehrere Bohrungen zur Aufnahme von Drucksensoren vorhanden, die Endelemente besitzen mindestens zwei Fenster zur interferometrischen Beobachtung der Stöße. Die kleineren Endelemente dienen zur grundlegenden Untersuchung der Stoßreflexion, -beugung und -fokussierung mit Hilfe von Einbauten geringer Größe. In ein größeres Kanalelement mit den Abmessungen 400 mm x 500 mm x 400 mm (Länge x Breite x Höhe) kann ein Krümmer mit oder ohne Querschnittserweiterung oder Einrichtungen zur Stoßfokussierung eingebaut werden. Zugang zum Inneren des Elementes erhält man durch einen abnehmbaren Deckel und durch zwei weitere große, mit Deckel abgeschlossene Öffnungen an der Vorder- und Hinterseite.

Zur Druckmessung stehen Piezo-Druckaufnehmer (Kistler Typ 605B) mit den zugehörigen Ladungsverstärkern (Typ 5011) zur Verfügung. Die Drucksignale werden mit einer schnellen Meßdatenerfassungskarte für IBM-kompatible PC aufgezeichnet und können sofort nach der Messung mit der entsprechenden Software ausgewertet werden.

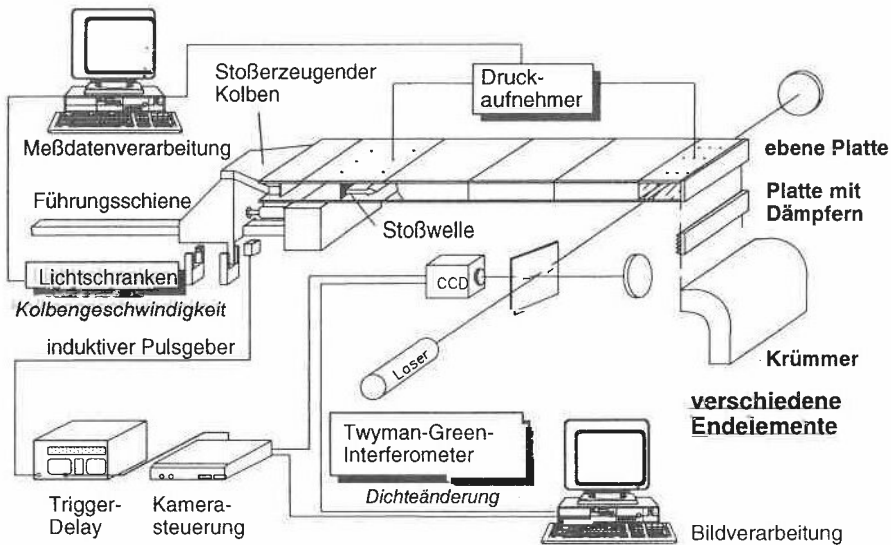


Bild 5.6: Prinzipskizze des Stoßwellenkanals mit der eingesetzten Meßtechnik.

Im letzten Kanalelement werden die Stoßwellen mit Hilfe eines Twyman-Green-Interferometeraufbaus [95] und einer CCD-Ultrakurzzeitkamera (DICAM-2) in Verbindung mit einer Bildverarbeitung aufgenommen. Zur Schwingungsentkopplung ist die Grundplatte des Interferometers auf Schaumstoffblöcken gelagert. Zur Beleuchtung diente zu Beginn der Messungen ein 0.5 mW He-Ne-Laser mit 632.8 nm Wellenlänge, der später durch einen 2 mW Laser mit gleicher Wellenlänge ersetzt wurde. Dadurch konnte die notwendige Lichtverstärkung in der Kamera und damit der Rauschanteil in den Bildern reduziert werden. Die Stoßwellen werden bei einer Belichtungszeit von 200 ns ausreichend scharf abgebildet.

Das Twyman-Green-Interferometer löst bei Beleuchtung mit einem He-Ne-Laser ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$) pro Streifenverschiebung eine Dichteänderung von

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \Delta N \frac{\lambda}{2l} \frac{1}{n-1} \quad (5.1)$$

auf [96]. Dabei ist ΔN die Anzahl der Streifenverschiebungen, l die (zweimal durchlaufene) Meßstrecke und n der Brechungsindex von Luft (bei 15°C und 1013 hPa: $n = 1.00029$). Somit bedeutet die Verschiebung um einen Streifen eine relative Dichteänderung von 0.22%. Bei sorgfältiger Ablesung können Verschiebungen bis zu etwa 1/4 oder 1/5 Streifen erkannt werden, was die Detektion von Dichteänderungen bis ca. $5 \cdot 10^{-4}$ gestattet.

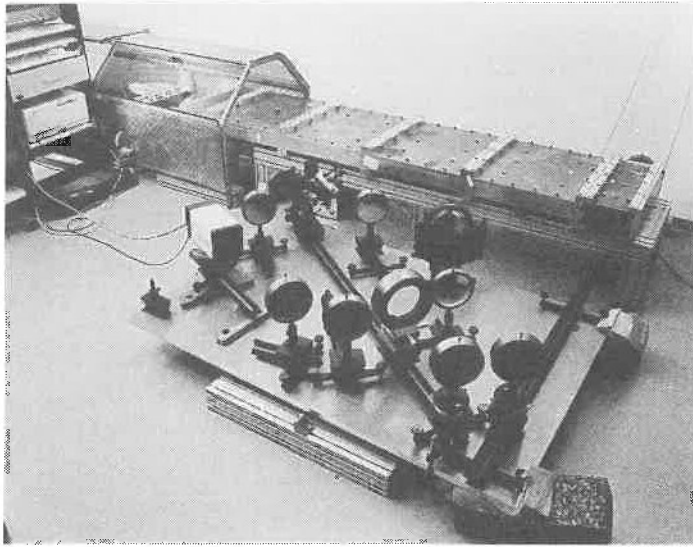


Bild 5.7: Stoßwellenkanal mit Antriebseinheit (im Käfig). Das Twyman-Green Interferometer steht zur Schwingungsentkopplung auf Schaumstoffblöcken.

Die Auswertung der Interferogramme mit Hilfe eines Bildverarbeitungs- und Streifenerkennungsprogrammes setzt einen eindeutigen Streifenverlauf voraus. Tatsächlich liegen die Streifen über einen Stoß hinweg jedoch so dicht, daß sie ineinanderlaufen und nicht mehr unterschieden werden können. Eine um 90° gedrehte Streifenlage bringt bei diesem Problem keine Abhilfe. Erst eine Auflösung des Stoßes z.B. durch eine teilweise Reflexion an einer Kante (siehe Bild 3.11) ermöglicht es, die Streifen über den Stoß hinweg zu verfolgen und ihre Verschiebung zu zählen. Das zur Verfügung stehende Streifenauswerteprogramm versagt jedoch auch bei Unterbrechungen des regulären Hell-Dunkel-Verlaufs, wie sie vom Interferometerlaser nicht durchstrahlte Körper im Meßfeld zwangsläufig verursachen. Die aufgenommenen Interferogramme können deshalb nicht rechnergestützt ausgewertet werden, die Streifen müssen von Hand ausgezählt oder das Bild nur qualitativ bewertet werden. Bei der qualitativen Bewertung sind dabei die gleichen Informationen wie z.B. bei einer Schlierenaufnahme zu gewinnen. Für eine weitergehende Diskussion dieser Problematik siehe [96].

Die Triggerung der Kamera erfolgt über einen induktiven Pulsgeber, der vom Schlitten im Moment des Eindringens des Kolbens in den Kanal überfahren wird. Der abgegebene Triggerpuls löst in einem Pulsgenerator einen Rechteckpuls mit exakt einstellbarer Pulsbreite aus, auf dessen abfallende Flanke die Kamera getriggert wird. Nachdem die Kamera ein Bild aufgenommen hat, gibt sie es in Form zweier Halbbilder auf ihren

Videoausgang. Gleichzeitig stellt die Steuereinheit an einem gesonderten Triggerausgang ein Spannungssignal zur Verfügung, das zur Triggerung der Bildverarbeitung verwendet wird. Die Zeitspanne, die zwischen Triggersignal und dem Einlesebeginn für das erste Halbbild zur Verfügung steht, ist jedoch so kurz, daß der interne Takt des verwendeten PC (80386-25MHz) oft nicht ausreichte, um das Videosignal vollständig aufzunehmen. Erst ein vollständiges 'Abspecken' der Software und deren Optimierung auf Geschwindigkeit brachte eine 'Trefferquote' von etwa 80% [97]. Durch die über den Pulsgenerator einstellbare Verzögerungszeit bis zur Kameraauslösung kann der Stoß bei aufeinanderfolgenden Versuchen an verschiedenen Positionen im Beobachtungsfenster aufgenommen werden.

Die Kolbengeschwindigkeit, die ja direkt die Stärke des erzeugten Stoßes bestimmt, wird mit Hilfe mehrerer Lichtschranken gemessen. Kurz vor Eintritt des Kolbens in den Kanal durchbricht eine Fahne am Schlitten die erste von zehn in genau definiertem Abstand stehenden Lichtschranken. Aus dem zeitlichen Abstand der Spannungssignale läßt sich der Verlauf der Kolbengeschwindigkeit vor und während des Eindringens bis zum Stillstand bestimmen. In Bild 5.5 durchfährt die Fahne gerade die rechts neben der Führungsschiene angebrachten Lichtschranken.

5.3 Stärke und Qualität der erzeugten Stoßwellen

5.3.1 Erreichbare Kolbengeschwindigkeit

Die erzielbare Kolbengeschwindigkeit beim Eindringen in den Kanal wird durch den Druck in den beiden Vorratsbehältern bestimmt. Er ist über ein Druckregelventil an der Pneumatik-Steuereinheit einzustellen und dort sowie durch zusätzliche Manometer direkt an den Kesseln ablesbar. Der Schlitten wird bis zum vollständigen Druckaufbau durch einen ebenfalls pneumatisch betätigten Verriegelungshaken festgehalten. Nach Lösen der Verriegelung beschleunigt der Schlitten, bis er am Ende der Führungsschiene durch die Stoßdämpfer abgebremst wird. Die erreichbare Kolbengeschwindigkeit am Kanaleintritt ist in Bild 5.8 über dem eingestellten Kesseldruck aufgetragen. Die Auslegungsgeschwindigkeit von 10 m/s wird bei 0.45 MPa Arbeitsdruck erreicht. Die untere Grenze von 0.2 MPa ist der Mindestdruck, bei dem die Pneumatikventile noch sicher schalten. Die obere Grenze von 0.7 MPa ist der durch die Druckluftanlage zur Verfügung gestellte Maximaldruck, der jedoch nicht ausgenützt werden sollte, weil die Stoßdämpfer für diese Belastungen nicht ausgelegt sind. Einige Versuche mit 0.6 MPa und daraus resultierenden 12 m/s wurden erfolgreich durchgeführt. Dabei ist der Aufprall auf die Dämpfer allerdings sehr hart [98].

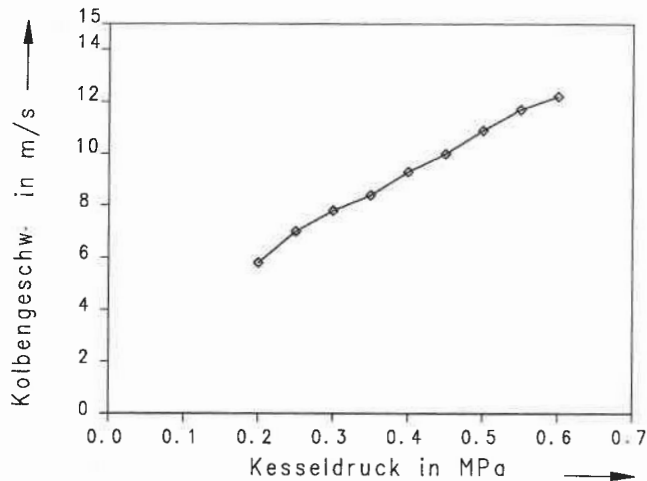


Bild 5.8: Gemessene Kolbengeschwindigkeit als Funktion des eingestellten Pneumatikdruckes. Die Auslegungsgeschwindigkeit von 10 m/s wird bei 0.45 MPa erreicht.

5.3.2 Einfluß der Kolbengeschwindigkeit auf die Stoßstärke

Die Rankine–Hugoniot'schen Stoßgesetze geben einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Stoßstärke, d.h. dem Druckverhältnis über den Stoß hinweg, und der Geschwindigkeit der Strömung hinter dem Stoß, die in unserem Fall gleich der Kolbengeschwindigkeit sein muß. In Abb. 5.9 ist der gemessene Druckanstieg als Funktion der Kolbengeschwindigkeit zusammen mit der theoretischen Kurve dargestellt. Die gemessenen Absolutwerte des Druckes liegen knapp 10% unter den theoretisch erwarteten. Der Luftdruck und damit der Druck p_1 des ruhenden Gases im Stoßwellenkanal betrug bei den in Bild 5.9 und Bild 5.10 wiedergegebenen Versuchen 967 hPa, die Temperatur 297 K.

In Bild 5.10 sieht man den Verlauf der Druckkurven in Abhängigkeit vom anfänglich an den Kabelzylindern der Antriebseinheit eingestellten Kesseldruck p_k und der daraus resultierenden Kolbengeschwindigkeit u_2 . Der Kesseldruck wurde von 300 bis 700 kPa variiert. Daraus ergibt sich die Geschwindigkeit des Antriebskolbens beim Auftreffen auf den zweiten Kolben von etwa 7.9 bis 13.4 m/s. Der Anstieg der Stoßfront erfolgt außer beim langsamsten Fall innerhalb von $10\ \mu\text{s}$. Der Verlauf der Druckkurven ist bei Kolbengeschwindigkeiten über 9 m/s sehr ähnlich und gut reproduzierbar. Bei geringeren Geschwindigkeiten ist ein langsamerer Anstieg des Druckes und somit eine flachere Stoßfront zu verzeichnen. Die Stoßanstiegszeit von $10\ \mu\text{s}$ scheint bei Verwendung eines

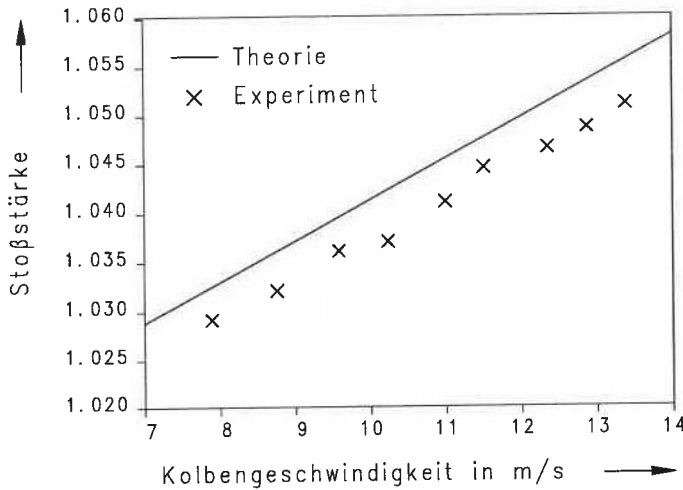


Bild 5.9: Gemessene Stoßstärke als Funktion der Kolbengeschwindigkeit. Durchgezogene Linie: Theoretische Kurve nach den Stoßgesetzen von Rankine-Hugoniot.

Stahlbleches als leichten Kolben und der zusätzlichen Befestigung mit Haltemagneten ein Optimum darzustellen.

5.3.3 Beobachtungszeit

Im Stoßwellenkanal wird eine Stoßfront erzeugt, die innerhalb ca. $10 \mu\text{s}$ einen Druckanstieg bewirkt. Der Druck bleibt hinter dem Stoß solange konstant (abgesehen von den Erschütterungen, die durch den Aufprall selbst verursacht werden), bis der Kolben abgebremst wird und dadurch eine Verdünnungswelle auslöst. Das Abbremsen erfolgt ca. 5 ms nach dem Aufprall. Da der Beginn der Verdünnungswelle den Stoß auf der kurzen Strecke von 2 m nicht einholen kann, sind diese 5 ms die zur Verfügung stehende Beobachtungszeit. Der Stoß erreicht das Beobachtungsfenster bei einer Stoßgeschwindigkeit von 350 m/s nach ca. 6 ms und läuft an ihm in etwa $300 \mu\text{s}$ vorbei. Soll der Stoß selbst im Fenster sichtbar gemacht und seine Position auf 1 mm genau angegeben werden, muß die Triggerung der Kamera mit einer Genauigkeit von $2.9 \mu\text{s}$ erfolgen. Die Belichtungszeit sollte dabei bei einer zulässigen Bewegungsunschärfe von 0.1 mm 300 ns nicht überschreiten.

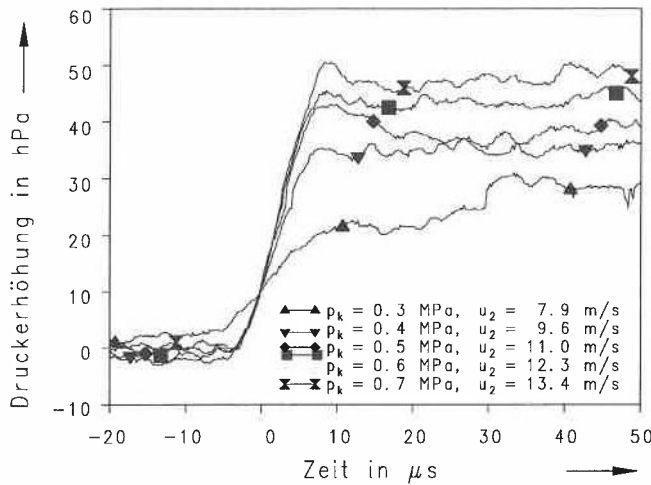


Bild 5.10: Stoßfront in Abhängigkeit vom anfänglichen Kesseldruck p_k und der daraus resultierenden Kolbengeschwindigkeit u_2 .

5.4 Übertragbarkeit der Experimente in Luft auf Excimerverhältnisse

Die Experimente im Stoßwellenkanal finden in Luft bei normalem Atmosphärendruck statt. Im XeCl-Excimerlaser dagegen herrscht eine auf Neon, manchmal auch auf Helium basierende Gasmischung mit unterschiedlichen Anteilen von Chlorwasserstoff (HCl) und Xenon bei Drücken zwischen 0.2 und 0.5 MPa. Der wesentliche Unterschied dieser Gasmischungen ist die Atomanzahl der Moleküle. Bei Luft sind es zweiatomige, bei den Edelgasen einatomige Gasteilchen, die durch ihre unterschiedliche Anzahl von Freiheitsgraden und den daraus resultierenden Adiabatenkoeffizienten κ Zustandsänderungen beeinflussen. Die Schallgeschwindigkeit und damit die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Störungen wird durch das Atomgewicht bestimmt und ist bei Luft wegen den schwereren Molekülen geringer. In Tabelle 5.1 sind die wesentlichen Unterschiede zusammengestellt. Für die Gaszusammensetzung werden die Werte aus den Beispielrechnungen des letzten Kapitels beibehalten. Im XeCl-Laser kann man das Puffergas Neon durch Helium bei sonst gleichen Anteilen der anderen Komponenten ersetzen. Diese Werte sind zum Vergleich mit angegeben. Für die Temperatur wurde 300 K angenommen.

In Tabelle 5.2 sind die strömungsmechanischen Reaktionen in beiden Gasarten für eine konkrete Energieeinkopplung im Laser bzw. eine entsprechende Kolbengeschwindigkeit

	Luft	Excimergas	
Gaszusammensetzung (Gewichts- %)	N ₂ : 75.5 % O ₂ : 23.2 % Rest: 1.3 %	Ne: 99.4 % Xe: 0.5 % HCl: 0.1 %	He: 99.4 % Xe: 0.5 % HCl: 0.1 %
Adiabatenkoeffizient κ	1.404	1.665	1.666
spez. Gaskonstante R in J/kgK	288.7	400.3	1780.9
spez. Wärme c_p in J/kgK	1004.0	1002.1	4456.8
spez. Wärme c_v in J/kgK	715.3	601.8	2675.9
Schallgeschwindigkeit a in m/s	348.7	447.2	943.3

Tabelle 5.1: Vergleich der Eigenschaften von Luft und Lasergas.

im Stoßwellenkanal gegenübergestellt. Dabei wurden diese Werte so gewählt, daß sich in beiden Fällen eine Stoßwelle gleicher Stärke ergibt. Das Puffergas im Excimerfall ist Neon.

	Luft	Excimergas
Gesamtdruck p_1 in MPa	0.1	0.4
Energieeinkopplung	–	50 J/l
Kolbengeschwindigkeit	10 m/s	–
Stoßstärke p_2/p_1	1.041	1.041
Druckerhöhung Δp in hPa	40.96	165.6
Stoßausbreitungsgeschwindigkeit c_1 in m/s	354.8	454.5
Stoßmachzahl M_1	1.017	1.016
Nachströmgeschwindigkeit u_2 in m/s	10.0	10.9
relative Dichteänderung $\Delta\rho/\rho$ in %	2.9	2.5

Tabelle 5.2: Stoßwellenausbreitung in Luft und Lasergas. Die Indizes 1 und 2 beziehen sich auf Zustände vor und hinter dem Stoß.

Eine Energieeinkopplung von 50 J/l in ein Excimergas bei 0.4 MPa Gesamtdruck ($q/p = 0.125$) verursacht also eine Stoßwelle der gleichen Stärke wie eine Kolbengeschwindigkeit von 10 m/s im Stoßwellenrohr bei 0.1 MPa. Die relative Dichteänderung hinter diesem Stoß unterscheidet sich um etwa 15 %. Der wesentliche Unterschied ist die Geschwindigkeit, mit der sich die Stöße fortbewegen. Im Excimergas ist sie um 100 m/s oder 28 % schneller, so daß dort Störungen auch schneller abklingen. Allerdings muß wegen des höheren Gesamtdrucks zum Erreichen der gleichen Stoßstärke mehr Energie aufgewendet werden, die bei der Dämpfung der Stoßwellen auch wieder vernichtet

werden muß. Die Auswirkungen verschiedener Gasdrücke auf die Dämpfergröße, die für ein Abklingen der Störungen auf ein bestimmtes Homogenitätsniveau erforderlich ist, kann im Stoßwellenkanal nicht untersucht werden.

Die prinzipielle Untersuchung des Ausbreitungs- und Reflexionsverhaltens von Stoßwellen hingegen kann im Stoßwellenkanal in einer Luftatmosphäre sehr gut durchgeführt und die Ergebnisse unter Berücksichtigung der dargestellten Unterschiede auf Excimer-verhältnisse übertragen werden. Vor allem lassen sich mit dieser Versuchseinrichtung die theoretisch mit dem Finite-Differenzen-Programm gewonnenen Ergebnisse überprüfen. Die gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment läßt darauf schließen, daß das entwickelte Programm auch die Verhältnisse in Excimerlasern mit vergleichbarer Genauigkeit wiedergibt.

Zur Illustration der Ausbreitungscharakteristik einer Stoßwelle werden in Abschnitt 7.1 am Beispiel der Stoßreflexion an einer parabolischen Wand (Stoßfokussierung) die Unterschiede beider Fälle aufgezeigt.

6 Ausbreitung von Stößen im Gaskreislauf

Die in Kapitel 4 durchgeführten Berechnungen zu den Auswirkungen der Energieeinkopplung ins Lasergas während eines Pulses lassen u.a. eine Stoßwelle erkennen, die den Entladungsraum verläßt und sich im Gaskreislauf stromauf- und stromabwärts fortbewegt. Im Vergleich zu den Stoßwellen, die sich längere Zeit zwischen den Elektroden oder den Resonatorspiegeln aufhalten, ist dieser Stoß relativ stark, tritt aber bei jedem Laserpuls nur einmal auf. Da nahezu jeder Excimerlaser einen geschlossenen Gaskreislauf besitzt, müssen diese Stoßwellen früher oder später, je nach Größe und Ausführung des Gaskanals, auf einen Krümmer treffen. Die Krümmer besitzen je nach Kompaktheit des Lasers und der Sorgfalt, mit der der Gaskreislauf nach strömungsmechanischen Gesichtspunkten ausgelegt wurde, unterschiedliche Krümmungsradien. In diesem Kapitel soll der Einfluß der Krümmung eines Standard-90°-Krümmers auf den Stoßdurchgang und die Homogenität der Strömung näher untersucht werden. Die Kenntnis über die Deformation der Stoßfront und die Verteilung des Druckes ist vor allem vor dem Hintergrund einer gezielten Beeinflussung des Stoßes, wie sie im nächsten Kapitel beschrieben wird, von Interesse.

6.1 Experimentelle und numerische Untersuchung des Stoßdurchgangs durch einen Krümmer

Der Stoßdurchgang durch einen Krümmer wird im Experiment mit dem in Bild 6.1 skizzierten Kanalmodul untersucht, der Radius des Krümmers beträgt 100 mm, die Kanalhöhe 50 mm. Parallel dazu werden Rechnungen durchgeführt, die eine gute Übereinstimmung des theoretischen Modells mit dem Experiment sichern sollen, um dann im Abschnitt 6.2 auf dieser Basis den Einfluß verschiedener Krümmungsradien rechnerisch untersuchen zu können.

Die Experimente erfolgen bei einer Kolbengeschwindigkeit von 9 m/s. Dies führt auf eine Stoßstärke $p_2/p_1 = 1.037$ bzw. einen Druckanstieg über den Stoß von $\Delta p = 36 \text{ hPa}$ (bei einem Luftdruck von 960 hPa). Die Stoßgeschwindigkeit vor dem Krümmer beträgt unter diesen Bedingungen 349 m/s. In Bild 6.1 ist die Anordnung des Krümmers skizziert. Die Lage des Interferometerausschnittes ist ebenfalls eingezeichnet. Das Interferometer kann nicht den ganzen Krümmer ausleuchten, der erfaßte Ausschnitt bietet allerdings den Vorteil, daß bei diesem Vergrößerungsmaßstab detailliertere Informationen aus den Streifenbildern gewonnen werden können. Der zu sehende Krümmerbereich sollte genügen, um die Struktur der Stoßfront an verschiedenen Positionen beurteilen zu können.

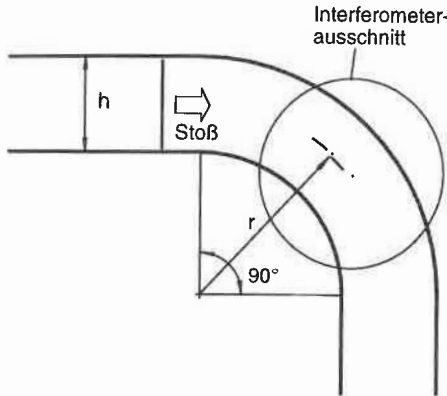


Bild 6.1:

Krümmenanordnung im Stoßwellenkanal und in der entsprechenden Vergleichsrechnung. Die Kanalhöhe h beträgt 50 mm, der Krümmerradius $r = 100$ mm.

In den Bildern 6.2 a und b sind Interferometeraufnahmen eines Stoßes an zwei verschiedenen Positionen im Krümmer wiedergegeben. Die Zeitdauer seit dem Eintritt des Stoßes in den Krümmer beträgt im ersten Bild ca. 310 μ s und im zweiten 440 μ s.

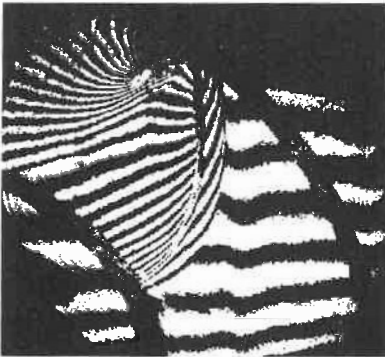
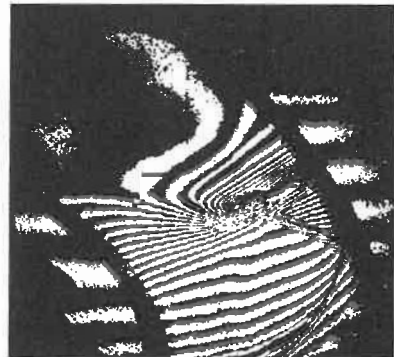
a) $\Delta t \approx 310 \mu s$ b) $\Delta t \approx 440 \mu s$

Bild 6.2: Interferogramme eines Stoßes im Krümmer. Kolbengeschwindigkeit: 9 m/s, Krümmerradius 100 mm. Der Zeitpunkt $t = 0$ entspricht dem Eintritt des Stoßes in den Krümmer.

Die Beurteilung der Interferogramme sollte zusammen und im direkten Vergleich mit den numerischen Ergebnissen aus der Nachrechnung dieses Experimentes erfolgen. In Bild 6.3 ist deshalb der Druck in einer räumlichen Darstellung über der Grundfläche aufgetragen. Zur besseren Illustration sind in der Grundfläche noch einmal die Höhenlinien des Druckgebietes eingezeichnet.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen die Stoßfront ein wenig auseinandergezogen mit einem leichten Druckanstieg kurz vor dem eigentlichen Stoß. Dies äußert sich in den Interferogrammen durch eine leichte Streifenverschiebung vor der Stoßfront und muß

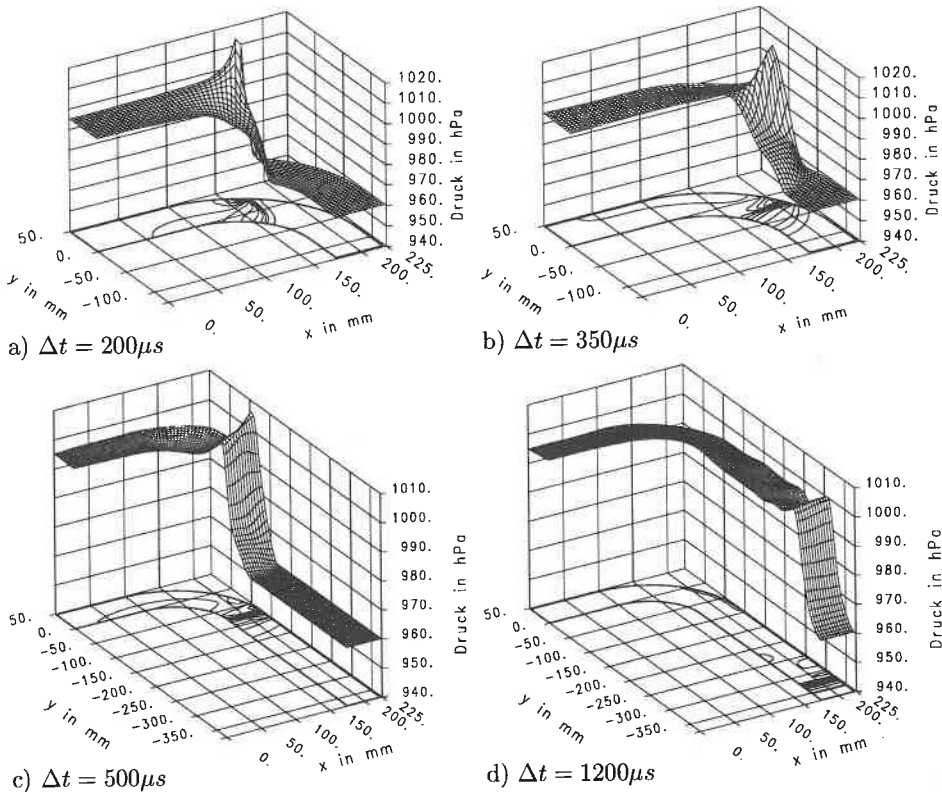


Bild 6.3: Druckverteilung im und nach dem Krümmer (Nachrechnung des Experimentes, bei den unteren beiden Bildern wurde der Krümmerauslauf verlängert). In der Grundebene Isobaren mit $\Delta p = 5 \text{ hPa}$.

hier als glücklicher Umstand gewertet werden, weil dadurch die Streifen, zumindest an der Innenwand des Krümmers, auch über den Stoß hinweg sichtbar bleiben. Durch Numerieren und Auszählen der Streifenverschiebung läßt sich so die Dichteänderung direkt bestimmen. Im Bereich der Reflexion des Stoßes an der äußeren Wand liegen die Streifen dann so dicht, daß sie nicht mehr quantitativ auswertbar sind. In Bild 6.4 sind die experimentell gewonnenen Stoßverläufe an verschiedenen Positionen im Krümmer eingezeichnet.

Wenn der Stoß in den Krümmer eintritt, beginnt auf der Innenseite die Beugung des Stoßes mit Verdünnungswellen, die hinter der Stoßfront in den Nachströmbereich laufen

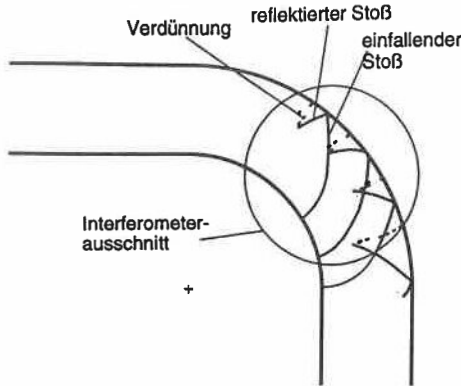
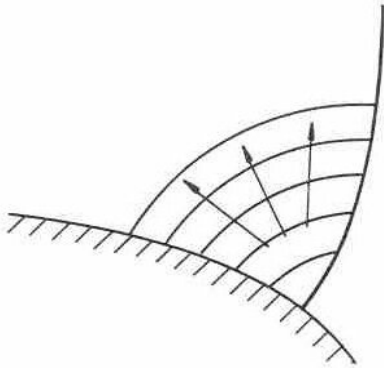


Bild 6.4:

Stoßverlauf im Krümmer. Durchgezogene Linien: Stoß, gestrichelte Linien: Verdünnung.

und eine Absenkung des Druckes sowie zunächst eine Beschleunigung des Gases bewirken. Dadurch wird die Stoßfront auseinandergezogen, die Stoßstärke und somit die Stoßgeschwindigkeit nehmen ab. Gleichzeitig staut sich der Stoß an der Außenwand auf, was zu einer Druckerhöhung und Verstärkung des Stoßes führt. Der Stoß wird an der Wand reflektiert, wobei die Länge des in Richtung Innenwand gekrümmten reflektierten Astes mit der Laufstrecke des Stoßes zunimmt. Nach einer zurückgelegten Strecke von ca. $h/2$ tritt der reflektierte Stoß in Wechselwirkung mit der von der Innenseite kommenden Verdünnung und wird dadurch abgebaut. Die Stärke dieser Verdünnung läßt sich nicht wie bei einer scharf abknickenden Kante a priori bestimmen (siehe nächsten Abschnitt), da durch die stetig gekrümmte Wand immer neue Verdünnungen entstehen, die in einem Gas mit bereits veränderten Zustandsgrößen wirken. In Bild 6.5 sind die bei einem rechteckigen Kanalquerschnitt entstehenden Zylinderwellen schematisch dargestellt. Die Interaktion mit dem von der Außenwand kommenden Stoß hat zusätzliche Auswirkungen auf die Stoßstärke auf der Innenseite. Untersuchungen anderer Autoren an stärkeren Stößen ($M_1 > 2$) in Krümmern [99] zeigen eine tendenziell besser werdende Übereinstimmung der vorhergesagten Stoßstärken der auf Basis der Strahlenstoß-Theorie [100, 101, 102] bzw. der Drei-Stoß-Theorie [103] entwickelten Theorie mit experimentellen Ergebnissen für zunehmende Stoßstärken bzw. größere Krümmungsradien. Übereinstimmung auch mit den hier vorliegenden Ergebnissen herrscht jedoch darin, daß der Stoß an der Krümmerinnenseite senkrecht auf der Wand steht.

Da der Stoß an der Außenseite eine größere Strecke zurückzulegen hat, muß die Stoßgeschwindigkeit dort schon aus geometrischen Gründen zunehmen, damit die Stoßfront nach der Umlenkung wieder senkrecht auf ihrer Ausbreitungsrichtung steht. Daß dies bis zum Ende des Krümmers nicht erreicht wird, belegen die Bilder 6.3 c und d. Der Stoß tritt mit einer Drucküberhöhung auf der Außenseite in den geraden Kanal ein, die im weiteren Verlauf zwischen den Wänden hin- und herreflektiert wird und nur langsam abklingt. Außerdem nimmt die Stoßstärke hinter dem Krümmer zunächst zu,



*Bild 6.5:
Zylindrische Wellen bei der Stoß-
beugung an einer stetig gekrümm-
ten Wand.*

bis eine der Stoßfront unmittelbar nachfolgende Verdünnung den Netto-Druckanstieg wieder auf das vor dem Krümmer herrschende Niveau angleicht.

6.2 Einfluß des Krümmerradius auf den Stoßdurchgang im Excimerlaser

Bei dem im letzten Abschnitt behandelten Stoß lagen die durch den Stoßwellenkanal vorgegebenen Anfangsbedingungen zugrunde. Dort herrscht hinter der Stoßfront bis zum Abbremsen des Kolbens ein homogenes, der Stoßstärke entsprechendes Druckniveau. Im Excimerlaser dagegen folgt im Abstand der Elektrodenbreite eine Verdünnung nach, die den Druck wieder auf den Ausgangswert reduziert. Die Umlenkung einer solchen räumlich begrenzten Stoßwelle unter den in Kapitel 4 beschriebenen Bedingungen für ein typisches Gasgemisch soll hier kurz untersucht werden. Die Geometrie des Krümmers entspricht der in Bild 6.6, die untersuchten Krümmungsradien betragen 100 mm, 50 mm und 0 mm (rechtwinklig abknickender Kanal).

Der Stoß wird jetzt durch eine Energieeinkopplung ($q/p = 0.25$ oder 100 J/l bei 0.4 MPa) am linken Rand des Rechengitters im Bereich $0 \leq x \leq 20$ mm erzeugt. Der Rand selbst ist Symmetrielinie, so daß damit eine Elektrodenbreite von 40 mm simuliert wird. Die Stoßwelle läuft nach rechts in den Krümmer hinein (Bild 6.7), gefolgt von der von der anderen Seite des Entladungsbereiches ausgehenden Verdünnung. Im Krümmer zeigt sich zunächst ein ähnliches Verhalten wie im Stoßkanalexperiment: der Stoß wird an der Außenwand reflektiert und der Druck steigt an. Entsprechend findet an der Innenwand eine Beugung statt. Dasselbe geschieht auch mit der nachfolgenden Verdünnung, die durch die Reflexion ebenfalls verstärkt wird und den Druck unter seinen Ausgangswert p_1 absinken läßt. Damit verbunden ist eine Rückströmung des Gases, die zunächst nur an der Außenwand einsetzt. An der Innenwand findet

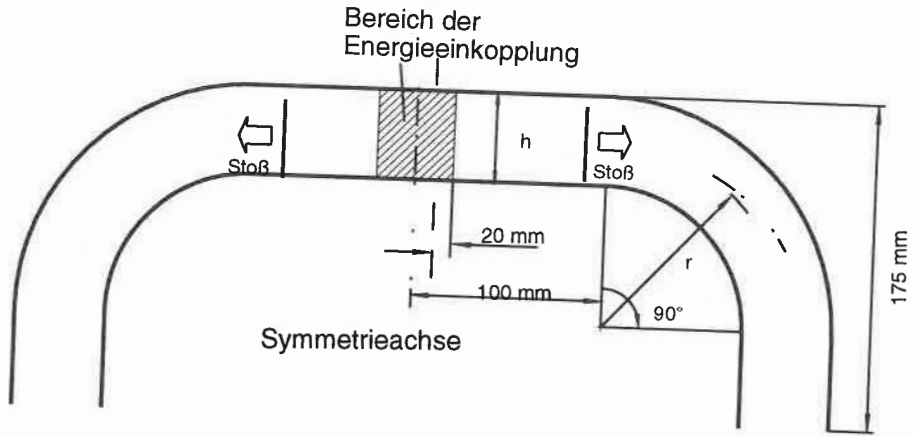


Bild 6.6: Krümmieranordnung für die Berechnung der Stoßausbreitung unter Excimer-laserbedingungen. Die Kanalhöhe h beträgt 50 mm, es werden drei Krümmerradien $r = 100$ mm, 50 mm und 0 mm (rechtwinklig abknickender Kanal) untersucht.

eine Beschleunigung statt, bis die von der Außenwand reflektierte Verdünnung den gesamten Kanalquerschnitt erfaßt hat (Bild 6.7 e und f). Wenn der Stoß den Krümmer verläßt, ist der Druck an der Außenseite um etwa 2.5 % höher als innen (zum Zeitpunkt $t = 600 \mu\text{s}$, Bild 6.7 e). Diese Druckschwankung wird im weiteren Verlauf des Kanals ebenso wie die nachfolgende Verdünnung zwischen den Wänden hin- und herreflektieren. Die vom Krümmer in Richtung Entladungsraum zurücklaufende Störung ist mit $\Delta p/p = 0.625\%$ zwar gering und für eine homogene Entladung zulässig, überschreitet aber den Grenzwert für eine optimale Strahlqualität.

Wenn der Krümmungsradius auf 50 mm reduziert wird, verstärken sich sowohl die Druckmaxima im reflektierten Stoß als auch die Minima in den Verdünnungen (Bild 6.8).

Der Stoß erreicht das Krümmerende wegen der kürzeren Wegstrecke und auch wegen seiner geringfügig höheren Ausbreitungsgeschwindigkeit früher als beim größeren Krümmer. Nach $500 \mu\text{s}$ ist die Drucküberhöhung des Stoßes bereits auf die Innenseite gewandert (Bild 6.8 c). Sie beträgt zu diesem Zeitpunkt 3% gegenüber dem Druck an der Außenwand. Ebenso wie die Drücke sind auch die Strömungsgeschwindigkeiten höher. Die in den Entladungsraum zurücklaufenden Druckschwankungen betragen 0.7% und übersteigen die Werte beim größeren Krümmer nur wenig.

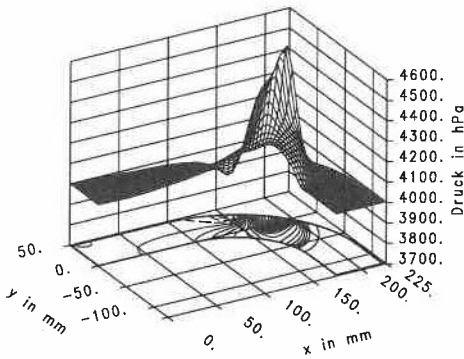
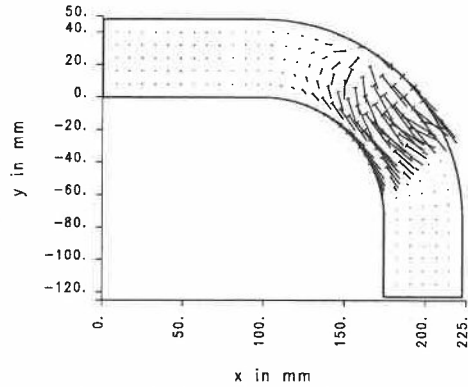
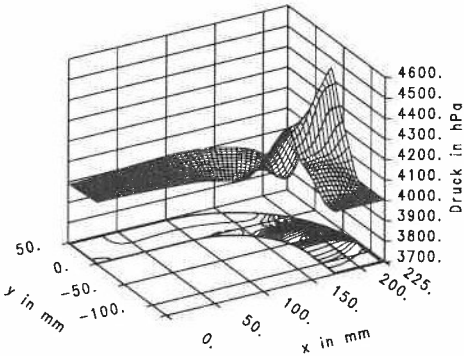
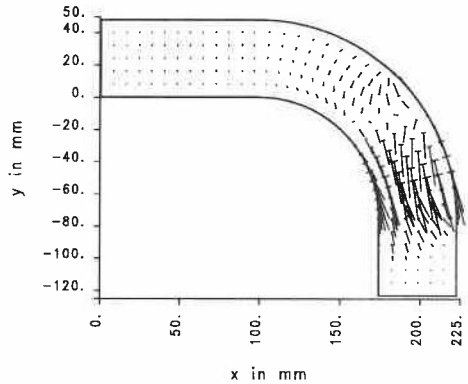
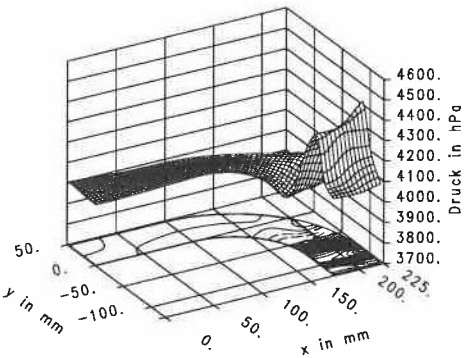
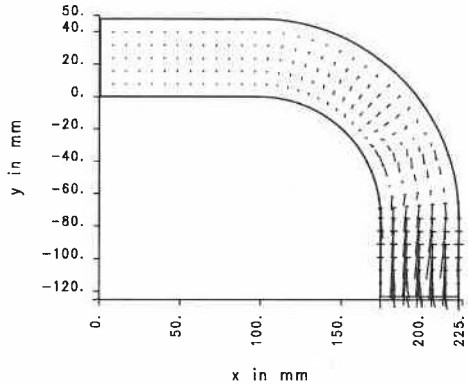
a) Druck, $\Delta t = 400 \mu s$ b) Geschwindigkeit, $\Delta t = 400 \mu s$ c) Druck, $\Delta t = 500 \mu s$ d) Geschwindigkeit, $\Delta t = 500 \mu s$ e) Druck, $\Delta t = 600 \mu s$ f) Geschwindigkeit, $\Delta t = 600 \mu s$

Bild 6.7: Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im Krümmer eines Excimerlasers 400, 500 und $600 \mu s$ nach einem Laserpuls mit $q/p = 0.25$. Krümmerradius $r = 100 \text{ mm}$, in der Grundebene Isobaren mit $\Delta p = 20 \text{ hPa}$.

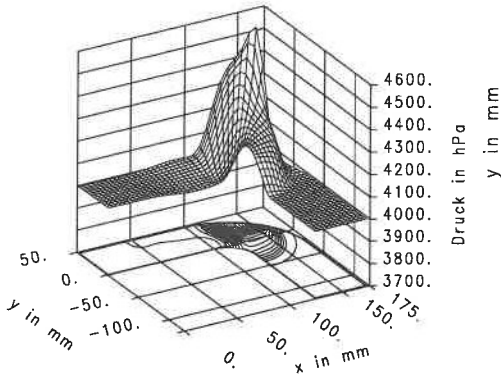
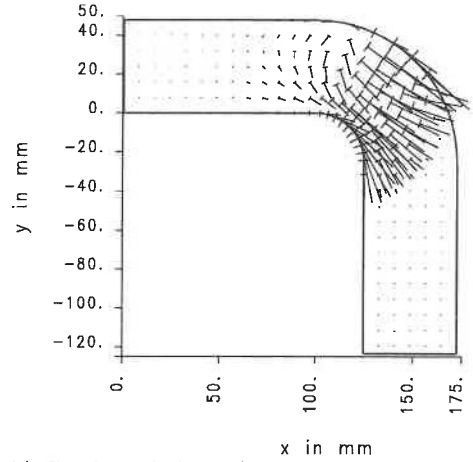
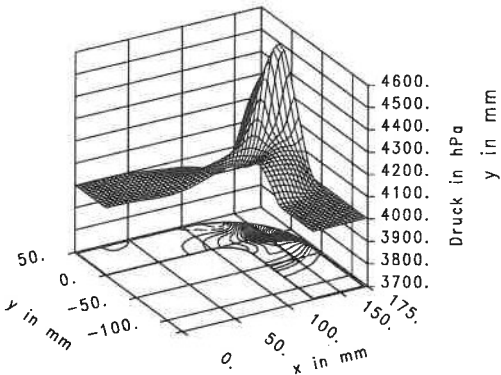
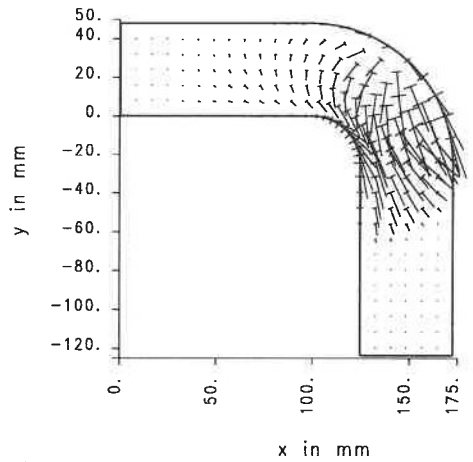
a) Druck, $\Delta t = 400 \mu s$ b) Geschwindigkeit, $\Delta t = 400 \mu s$ c) Druck, $\Delta t = 500 \mu s$ d) Geschwindigkeit, $\Delta t = 500 \mu s$

Bild 6.8: Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im Krümmer eines Excimerlasers 400 und 500 μs nach einem Laserpuls mit $q/p = 0.25$. Krümmerradius $r = 50$ mm, in der Grundebene Isobaren mit $\Delta p = 20$ hPa.

Wesentlich anders gestaltet sich die Stoßausbreitung, wenn der Krümmerradius auf Null reduziert wird und der Strömungskanal rechtwinklig abknickt (Bild 6.9). Der Stoß wird

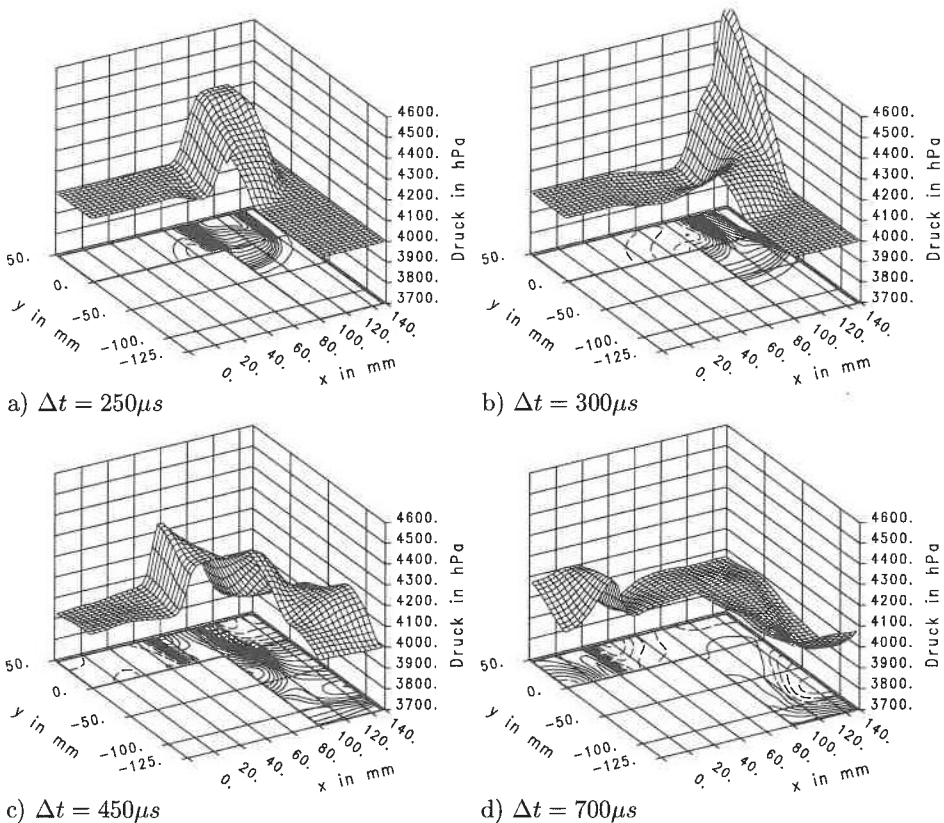


Bild 6.9: Druckverteilung im eckigen Krümmen nach einem Laserpuls mit $q/p = 0.25$. Abstand der Isobaren in der Grundebene: 20 hPa.

um die zurückspringende Ecke der Innenwand gebeugt (Bild 6.9 a), die daraus entstehende Verdünnung breitet sich (bei den hier betrachteten geringen Stoßstärken) nahezu konzentrisch um das Eck aus. Der Stoß trifft trotz der teilweisen Ablenkung durch die Beugung immer noch fast frontal auf die hintere Außenwand und wird in Richtung Entladungsraum zurückreflektiert. Dabei trifft er wieder auf die Kante der Innenwand (Bild 6.9 c) und verursacht weitere Reflexionen und Beugungen. Der zurücklaufende Stoß besitzt noch eine Stärke von $\Delta p/p = 7.5\%$, während der in den abknickenden Kanal gelangende Teil nur eine Stoßstärke von $\Delta p/p \approx 4\%$ aufweist. Im letzten Bild

kommt bereits der vom links der Entladung liegenden Krümmer reflektierte Stoß zum Vorschein. Er wird ebenso an der Kante gebeugt und von der Außenwand reflektiert werden wie der erste Stoß. Auf diese Weise wird er den Entladungsraum noch einige Male durchqueren und dabei nur langsam schwächer werden.

Die Beugungsstrukturen von Stößen verschiedenster Stärken, die über solch eine zurück-springende Ecke laufen, wurden in der Literatur bereits sehr ausführlich untersucht. Sie lassen sich teilweise analytisch berechnen [100, 104, 105, 106], wobei die Genauigkeit für stärkere Stöße besser wird [107, 108]. Die Bestimmung der Stärke und Länge des senkrecht auf der abknickenden Wand stehenden ‘Wandstoßes’ sowie die Position, an der der Beugungsfächer in den ungestört weiter vorwärts laufenden Stoß übergeht, ist dabei von besonderem Interesse. Bei der numerischen Berechnung stehen neben der Bestimmung des Stoßfrontverlaufes die an der Kante entstehenden Wirbel und Trennflächen im Vordergrund. Diese werden auch von Verfahren, die die Euler-Gleichungen lösen und deshalb keine innere Reibung und Viskosität berücksichtigen, gut wiedergegeben [109]. Die recht komplizierten Strömungsvorgänge (Wirbel, Trennflächen, Sekundärstöße) machen diese scheinbar einfache Problemstellung als Test für numerische Berechnungsverfahren geeignet. Eine Übersicht darüber findet sich in [110].

Zur analytischen Berechnung der Beugungsstruktur nach den oben zitierten Methoden muß der Stoß in ruhendes Gas hineinlaufen. Eine Modifikation der Whitham’schen Strahlenstoßtheorie mit der Transformation auf ein mit der Strömung mitbewegtes Koordinatensystem erlaubt dagegen auch die Berechnung von Stößen, die, wie im Beispiel in Abschnitt 3.5, auf eine vorspringende Stufe auftreffen und dort teilweise reflektiert werden [111].

7 Stoßfokussierung als Schritt zur effektiven Dämpfung

Das Ausbreitungsverhalten von Stoßwellen wurde bereits in vielerlei Hinsicht untersucht und ist in seinen wesentlichen Gesichtspunkten schon vor über 100 Jahren von Rankine und Hugoniot in mathematische Formeln gefaßt worden. Daß unter gewissen Umständen nicht nur ebene, sondern auch gekrümmte Stoßfronten entstehen, die je nach Richtung der Krümmung bezüglich der Stoßausbreitungsrichtung eine Abschwächung (divergierende Stoßwelle, z.B. Explosionswelle) oder Verstärkung des Stoßes (konvergierende Stoßwelle) bewirken, ist ebenfalls seit langem bekannt und wurde von vielen Autoren experimentell, theoretisch-analytisch und numerisch untersucht. Insbesondere für starke Stöße, bei denen die Wechselwirkung zwischen dem Stoß selbst und der Strömung hinter der Stoßfront von untergeordneter Bedeutung ist, sind die Mechanismen der Stoßausbreitung im wesentlichen bekannt. Bei schwachen Stößen jedoch haben diese Wechselwirkungen entscheidenden Einfluß auf die Form und Dynamik der Stoßfront. Hier herrschen noch viele Unklarheiten über das Ausbreitungsverhalten [112]. Als Folge davon werden die analytisch nicht beschreibbaren Probleme mit Hilfe verschiedener numerischer Codes oder experimentell behandelt. Dazu gehört auch die Stoßwellenfokussierung, die nicht zuletzt seit ihrer medizinischen Anwendung bei der Nierensteinzertrümmerung bekannt geworden ist, und die hier als Mechanismus zur Dämpfung der im Excimerkreislauf umlaufenden Stöße eingesetzt werden soll.

Wie in Kapitel 4 gezeigt wurde, können die bei der Entladung im Resonator erzeugten Stoßwellen durch entsprechende Anordnung der Elektroden aus dem Resonatorraum hinaus in die sich anschließenden Strömungskanäle geleitet werden. Dort besteht zum Beispiel im Bereich der Krümmer die Möglichkeit, diese Stöße durch geeignete Formgebung der Wände zu fokussieren und gezielt auf ein Dämpfungselement, das an der Innenseite der Krümmer angebracht ist, zu leiten. Durch die Fokussierung und damit Konzentration der in der Stoßwelle enthaltenen Druckenergie auf einen kleinen Raum bietet sich die Möglichkeit, die Oberfläche der Dämpfungselemente klein zu halten und somit die Reinhaltung des Lasergases zu erleichtern.

Im diesem Kapitel wird zuerst die Fokussierung eines Stoßes mit Hilfe einer einfachen, parabolischen Endwand untersucht, die den Stoß in den Strömungskanal zurückreflektiert. Hier soll der grundlegende Mechanismus der Stoßreflexion verstanden werden. Von besonderem Interesse ist der Verlauf der Stoßfront nach der Reflexion sowie der Ort des Fokus und die räumliche Ausdehnung des Stoßes dort.

Um die Fokussierung in ein Dämpfungselement im Gaskreislauf realisieren zu können, darf der Fokus der Parabel nicht mehr in der Kanalmitte liegen, sondern muß an die Kanalwand verlagert werden. Die Fokussierung in ein solches versetztes Element wird deshalb

im folgenden Abschnitt untersucht, bevor anschließend die so gefundene Parabelkontur als fokussierende Außenwand in einen Krümmer integriert wird.

7.1 Fokussierung in der Kanalmitte

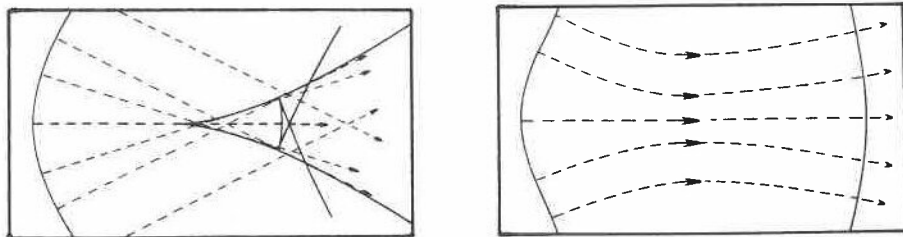
7.1.1 Theorie

Bei der Fokussierung von Stoßwellen nach der Reflexion an einer parabolischen und zylindrischen Wand müßte sich analog zu den Gesetzen der geometrischen Optik ein exakter Linienfokus einstellen. Für extrem schwache Stöße in reibungsfreien Fluiden, bei denen die nichtlinearen Terme in den Strömungsdifferentialgleichungen vernachlässigt werden können, ist dies näherungsweise der Fall. Dort führt diese Vereinfachung zu linearen Wellengleichungen für den Druck und die Geschwindigkeit, die dann im Rahmen der geometrischen Akustik gelöst werden können [113]. Wenn alle Teile der sich auf den Fokus zubewegenden konkaven Stoßwelle sich mit Schallgeschwindigkeit bewegen, wird die Bewegungsrichtung nur durch die Normale zur Stoßfront vorgegeben (der ‘Strahl’ in der Strahlen-Stoß-Theorie von Whitham [100]) und ist unabhängig von der Druckverteilung [114]. Es ergibt sich dann das in Bild 7.1 a dargestellte Wellenmuster mit sich hinter dem Fokus überkreuzenden Stoßfronten [115]. Im Bereich des Fokus führt diese akustische Theorie jedoch zu gegen Null gehenden Querschnittsflächen der Strahlröhren, was unendliche Druckamplituden nach sich ziehen müßte. Dies ist physikalisch natürlich unmöglich und wird durch den Ansatz Whithams vermieden. Er berücksichtigt die Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Stoßstärke und erhält so in Fokusnähe, wo der Druck erheblich zugenommen hat, eine Beschleunigung und damit eine Krümmung der Strahlen im vorderen Stoßabschnitt. Dieses ‘Überschießen’ im Fokus verhindert eine Überkreuzung der Strahlen und senkt das Druckniveau ab, was zu der in Bild 7.1 b skizzierten Strahlkrümmung führt.

Sowohl der geometrisch akustische Ansatz als auch die Strahlen-Stoß-Theorie haben den Nachteil, daß sie weder Beugungseffekte noch nichtlineare Wechselwirkungen zwischen Stoßfront und nachfolgender Strömung berücksichtigen. Gerade diese Effekte haben aber erheblichen Einfluß auf die räumliche und zeitliche Entwicklung der Stoßkonfiguration bei schwachen bis mittleren Stoßstärken [108], also bei Stößen, wie sie in Excimerlasern auftreten.

7.1.2 Stoßfokussierung im Stoßwellenkanal

In diesem Kapitel soll die Fokussierung solcher Stoßwellen sowohl im Experiment als auch in der numerischen Nachrechnung untersucht werden. Dazu wurde in das letzte



a)

b)

Bild 7.1: Ausbreitung konvergierender Stoßwellen: a) entsprechend der geometrischen Akustik (extrem schwache Stöße), b) nach den Gesetzen der Whitham'schen Stoßdynamik (starke Stöße). — Stoßwellen, - - - Strahlen, die die Bewegungsrichtung der Stoßfront symbolisieren, — Kastik (nach [115]).

Element des Stoßwellenkanals eine parabolische Endwand eingeführt. Ihre Kontur ist über die ganze Kanalbreite konstant und liegt an den Seitenwänden an, so daß von dort nur sehr geringe Störungen in den Kanal gelangen. Es liegt somit ein zweidimensionales Ausbreitungsverhalten der Stoßwellen vor.

Die gewünschte Parabelkontur sollte einfach herzustellen sein und im Interesse einer schnellen und flexiblen Versuchsdurchführung auch leicht verändert werden können. Dies schloß die Fertigung aus einem aus dem vollen gefrästen Block wegen der aufwendigen Herstellung des in den 50 cm breiten Kanal passenden Teiles aus. Versuche, die Parabel aus Wachs zu formen und die Kontur mit einem entsprechend geformten Werkzeug auszukratzen, wurden wieder aufgegeben, weil die erzielbare Oberfläche nicht sehr gleichmäßig war und das Modell an den Rändern leicht ausbrach. Außerdem dauert es eine beträchtliche Zeit, bis auf diese Weise eine bestimmte Parabelform hergestellt ist. Sehr gute Ergebnisse wurden dagegen mit einer Parabelkontur erzielt, die durch Schichtung mehrerer hundert Papierblätter gebildet wird, die in der Breite exakt auf die Kanalabmessungen zugeschnitten sind. Mit Hilfe einer Lehre läßt sich dieser Papierstapel sehr genau ausrichten und die gewünschte Parabelkontur einstellen. Preßt man den fertig justierten Stapel zusammen, dann erhält man eine sehr feste Wand, die einen Stoß wie eine metallene Wand reflektiert.

Die Grundgleichung der Parabel lautet $x = -ay^2$ im in Bild 7.2 abgebildeten Koordinatensystem. Die Brennweite, d.h. der Abstand des geometrischen Fokus vom Scheitel der Parabel, ist dann $f = 1/(4a)$. Für die folgenden Versuche wurde $a = 0.01$ gewählt (die Kanallänge x und die Kanalhöhe y sind in Millimeter einzusetzen). Der geometrische Brennpunkt der Parabel liegt dann 25 mm vor dem Scheitel auf der Symmetrieachse.

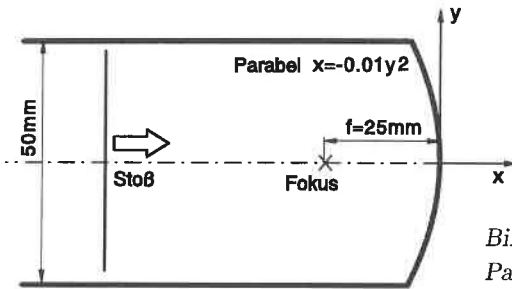


Bild 7.2:

Parabolische Endwand im Stoßwellenkanal und geometrischer Fokus.

Die Stoßwellen kommen von links und treffen frontal auf diese Parabel auf. In Bild 7.3 oben sind die Interferogramme aufeinanderfolgender Stoßpositionen nach der Reflexion dargestellt. Ein Stoß der Stärke $p_2/p_1 = 1.031$ (erzeugt mit einer Kolbengeschwindigkeit von 7.5 m/s) trifft auf die Parabel und kontrahiert sich von außen beginnend. Im zweiten Bild ist der Ort des geometrischen Fokus gerade überschritten. Danach überkreuzen sich die Stoßfronten, die Stoßstruktur weitet sich, wie im letzten Bild zu sehen, weiter aus. Eine Druckmessung direkt im Fokus zur Bestimmung des Ortes des maximalen Drucks ist im Stoßwellenkanal nicht möglich. Aus der Auswertung der Interferogramme ergibt sich jedoch für den Stoß ein Fokuspunkt, der in diesem Fall ca. 5 mm vor dem geometrischen Fokus liegt, d.h. die beobachtete Brennweite der Parabel ist kleiner als die geometrische. Dies ist auf nichtlineare Effekte in der Nähe des Fokuspunktes zurückzuführen, wo wegen der steigenden Schallgeschwindigkeit im verdichteten Bereich auch die Stoßausbreitungsgeschwindigkeit wächst. Insgesamt erfährt das Gas eine Beschleunigung durch den Fokus hindurch, die ein (von der linearen Theorie vorhergesagtes) grenzenloses Anwachsen des Druckes verhindert [100]. Der Ort maximalen Druckes wird dadurch vor den geometrischen Fokuspunkt verschoben. Die beobachteten Beugungsstrukturen stimmen sehr gut mit denen von Sturtevant und Kulkarny [108] veröffentlichten überein. Darüberhinaus berichten andere Autoren über eine zunehmende Verkürzung der Fokuslänge mit steigender Stoßstärke, d.h. ein Verschieben des gasdynamischen Fokus zur reflektierenden Wand hin [116].

Die experimentellen Beobachtungen werden durch eine Vergleichsrechnung bestätigt. In Bild 7.3 unten sind die Dichteänderungen als Streifenverschiebung dargestellt, wie sie auch in Interferogrammen erscheinen. Es ist nur die obere Hälfte des Strömungskanals dargestellt, die x-Achse ist gleichzeitig Symmetrielinie. Im mittleren Bild wird genau der Fokus erreicht. Qualitativ zeigen sich die gleichen Beugungsstrukturen wie im Experiment. Eine quantitative Auswertung ergibt in der numerischen Rechnung eine etwas stärkere Streifenverschiebung als im Experiment und somit stärkere Druck- und

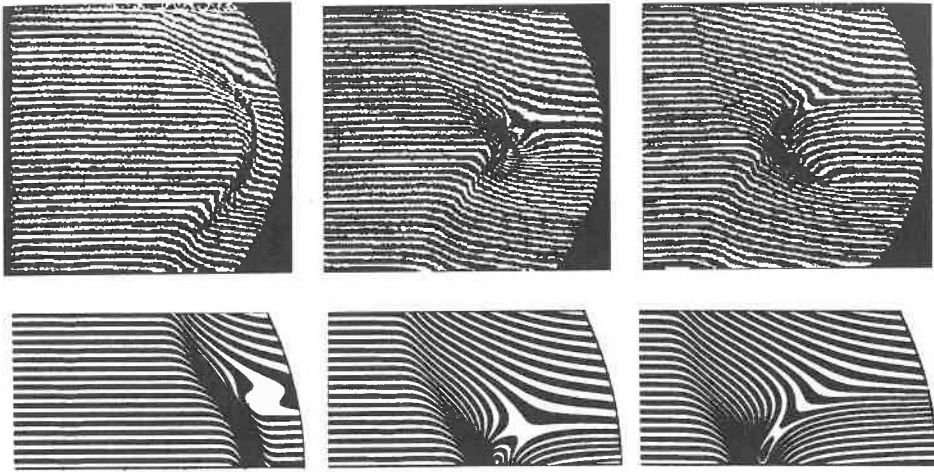


Bild 7.3: Fokussierung eines Stoßes bei Reflexion an einer parabolischen Endwand. Oben: Experiment, unten: Nachrechnung (aus Symmetriegründen wurde nur die obere Hälfte des Kanals berechnet). Kanalhöhe $h = 50$ mm, Kolbengeschwindigkeit $u_2 = 7.5$ m/s.

Dichteänderungen. Dies liegt zum einen daran, daß im Stoßwellenkanal die Stoßstärke bei gegebener Kolbengeschwindigkeit nicht ganz erreicht wird (siehe Bild 5.9). Zum anderen scheint die Verwirbelung hinter der reflektierten Stoßfront eine Abschwächung der Gradienten und damit eine geringere Dichteänderung durch stärkere Durchmischungsvorgänge zu bewirken.

In Bild 7.4 ist die berechnete Druckverteilung während der Stoßreflexion in der oberen Hälfte des Kanalquerschnittes für eine auf 10 m/s erhöhte Kolbengeschwindigkeit aufgetragen. Die genaue Lage des Druckmaximums und damit des Fokus erhält man, wenn man während des Fokussierungsvorganges den zeitlichen Druckverlauf in der Symmetrieachse der Parabel aufträgt (Bild 7.5). Der Stoß läuft auf die Endwand zu und wird zuerst an den äußeren Kanalwänden reflektiert, wobei der Druck ansteigt. Der Ort des Druckmaximums wandert dann an der Parabelkontur nach innen. Etwa in halber Höhe löst sich der Ort des Maximums von der Wand und strebt Richtung Symmetrieachse. Bei $x = 22$ mm, d.h. 18 mm vom Parabelsattel entfernt, erreicht der Druck zum Zeitpunkt $160 \mu\text{s}$ sein absolutes Maximum. Danach nimmt die Druckspitze im Fokus wieder ab. Der Druck im Bereich zwischen Fokus und Parabel geht jedoch wesentlich stärker zurück, so daß im nächsten Bild (nach $180 \mu\text{s}$ in Bild 7.4) der Fokus ausgeprägter erscheint. Definitionsgemäß wird der Ort, an dem während des Fokussierungsvorganges der maximale Druck auftritt, als gasdynamischer Fokus bezeichnet [116].

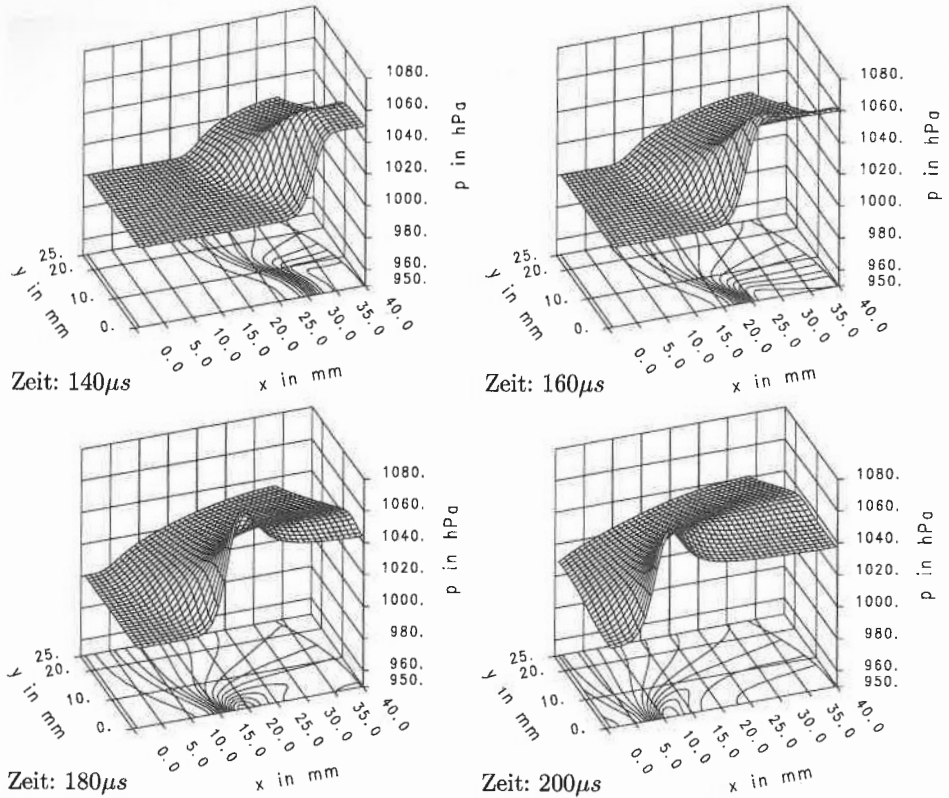


Bild 7.4: Fokussierung eines Stoßes bei Reflexion an einer parabolischen Endwand, numerische Lösung. Anfangsstoßstärke $p_2/p_1 = 1.041$ entsprechend einer Kolbengeschwindigkeit von 10 m/s. Isobaren in der Grundfläche: $\Delta p = 5$ hPa.

7.1.3 Stoßfokussierung unter Excimerlaserbedingungen

Da die Experimente nur in Luft unter Umgebungsbedingungen durchgeführt werden können, soll hier eine Vergleichsrechnung der Stoßfokussierung unter Excimerbedingungen erfolgen. Der Stoß wird jetzt nicht durch einen Kolben erzeugt, sondern durch eine Energieeinkopplung von $q/p = 0.25$, dies entspricht 100 J/l bei einem Gesamtdruck von 4000 hPa. Dieser Entladungspuls führt zu einer Druckerhöhung von 665 hPa im Entladungsraum und davon ausgehend zu einer in den Strömungskanal hineinlaufenden Stoßwelle der Stärke $p_2/p_1 = 1.083$. Die Druckerhöhung hinter diesem Stoß beträgt 330 hPa.

In Bild 7.6 ist die Reflexion und Fokussierung dieses Stoßes wiedergegeben. Der we-

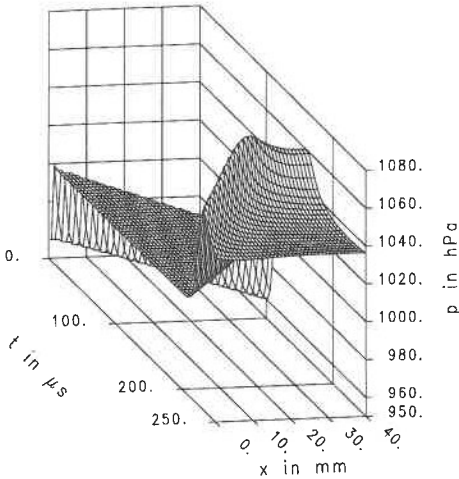


Bild 7.5:

Zeitlicher Druckverlauf in der Symmetrieachse ($y=0$) bei der Stoßfokussierung unter Stoßwellenkanalbedingungen.

sentliche Unterschied zu den im Stoßwellenkanal erzeugten Stößen ist die hinter der Stoßfront folgende Verdünnung, die den Druck wieder auf seine ursprüngliche Höhe reduziert. Die Stoßbreite wird dabei von der Breite der Entladung bestimmt. Die Energieeinkopplung findet in dieser Rechnung bei $x = 0$ auf 1 cm Länge statt. Die Linie $x = 0$ ist Symmetrielinie, so daß die effektive Entladungslänge hier im Gegensatz zu den vorhergehenden Rechnungen nur 2 cm beträgt. In diesem Abstand folgt der Stoßfront eine Verdünnung nach. Im Stoßwellenkanal bleibt das erhöhte Druckniveau hinter dem Stoß solange bestehen, bis der Kolben abgebremst wird und dadurch eine Verdünnungswelle auslöst. Außerdem läuft der Fokussierungsvorgang durch die höhere Schallgeschwindigkeit im Excimergas ($a = 447$ m/s) schneller ab als in Luft. Die Beugung an der Innenwand und die Reflexion von der parabolischen Außenwand folgen den gleichen Gesetzmäßigkeiten wie in Luft (s. Bild 7.4). Es ist jedoch zu bemerken, daß die Verdünnung ebenso wie die Verdichtung eine Fokussierung erfährt. In Bild 7.7 ist der zeitliche Verlauf des Druckes in der Symmetrieachse ($y = 0$) aufgetragen. Der maximale Druck von 4130 hPa wird bei der betrachteten Konfiguration nach $140 \mu\text{s}$ bei $x = 22$ mm erreicht, d.h. die gasdynamische Brennweite der Parabel beträgt ebenso wie in Luft 18 mm. Die dem Druckanstieg folgende Verdünnung erreicht mit 3955 hPa nach ca. $200 \mu\text{s}$ ihr Minimum bei $x = 15$ mm. Der Fokus für die Verdünnung liegt also weiter von der Parabelwand entfernt als der für die Verdichtung. Die gasdynamische Brennweite entspricht bei der hier gewählten Stoßstärke genau der geometrischen Brennweite von 25 mm. Eine Untersuchung der Abhängigkeit der Fokuslage von der Stoßstärke wurde nicht durchgeführt. Sowohl in [52] als auch in [116] wird eine Verkürzung der gasdynamischen Brennweite für steigende Stoßstärken beobachtet. Über die Fokussierung von Verdünnungswellen wird nichts berichtet, so daß auf diesem Gebiet noch weitere Untersuchungen angestellt werden sollten.

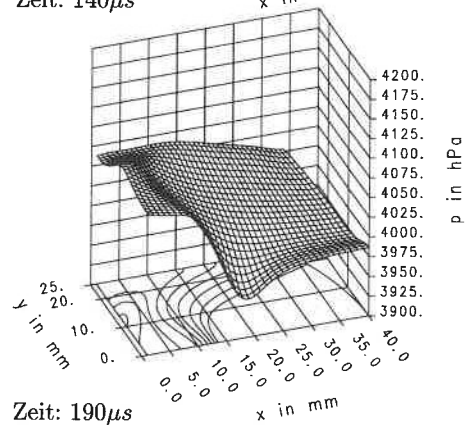
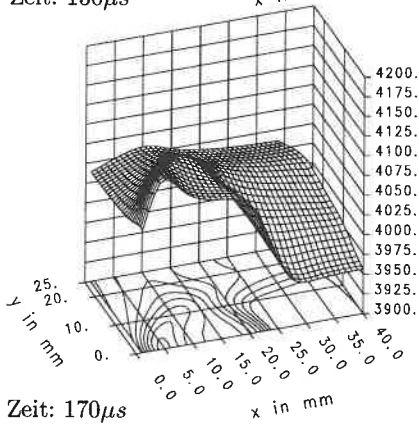
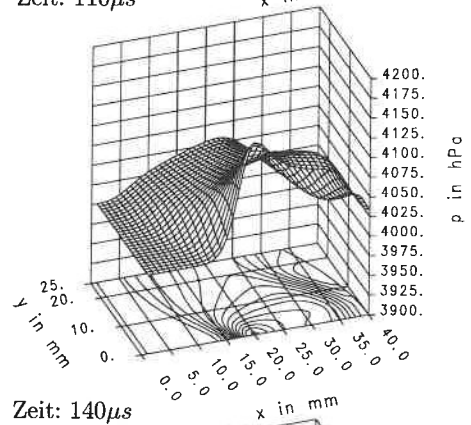
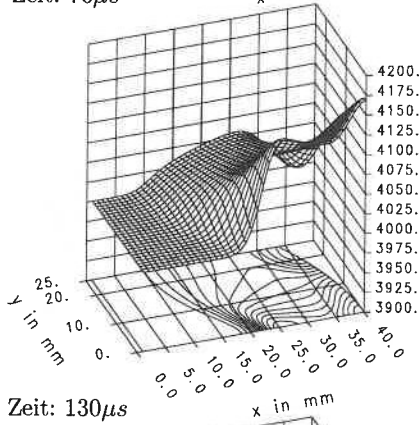
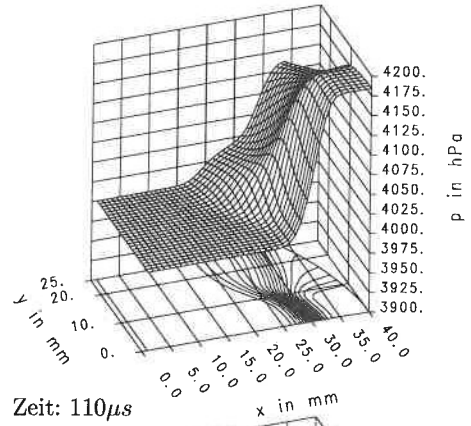
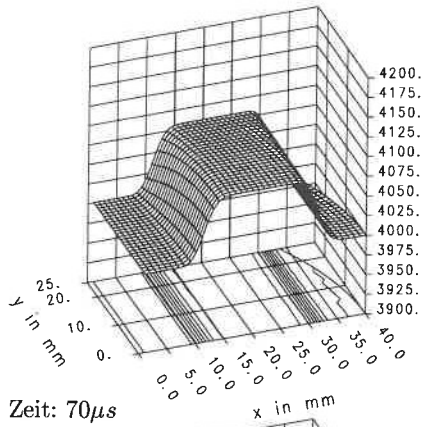


Bild 7.6: Fokussierung eines Stoßes mit nachfolgender Verdünnung bei Reflexion an einer parabolischen Endwand für Excimerlaserbedingungen. Der Stoß wird durch eine Entladung zum Zeitpunkt 0 im Bereich $0 \leq x \leq 10$ mm verursacht. In der Grundebene: Isobaren mit $\Delta p = 10$ hPa.

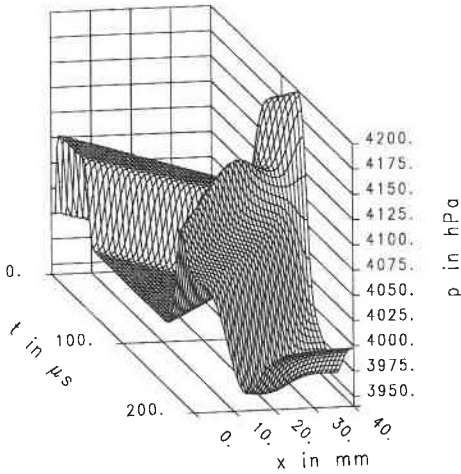


Bild 7.7:

Zeitlicher Druckverlauf in der Symmetrieachse ($y=0$) bei der Stoßfokussierung unter Excimerlaserbedingungen.

7.2 Fokussierung außerhalb der Kanalmitte

Zur Verschiebung des Fokuspunktes aus der Kanalmitte z.B. nach unten muß lediglich die Parabelkontur in Bild 7.2 nach unten verschoben werden, so daß der Stoß einen weiter außerhalb liegenden Bereich der Parabel trifft. Im Stoßwellenkanal wurde dies durch eine horizontale Teilung des Kanals mit einem Leitblech verwirklicht. Dieses Blech teilt die Stoßwelle bereits zu Beginn des Kanals in zwei Hälften, von denen die untere im betrachteten Zeitraum nicht mehr in Erscheinung tritt. Die obere Hälfte des Stoßes trifft am Ende des Kanals auf den oberen Ast der Parabel. Bild 7.8 zeigt die entsprechende Kontur im Stoßwellenkanal. Unterhalb des Leitbleches wurde ein einfaches Dämpferelement aus Aluminiumprofilen eingebaut. Die ankommende Stoßwelle wird zuerst an der Rundung des Dämpferelements gebeugt bevor ihr oberer Teil die Endwand erreicht und von dort reflektiert wird. Im letzten Teilbild trifft der reflektierte und fokussierte Stoß genau in die Öffnung. Die Druckverteilung nach der Fokussierung in die Öffnung und der Einfluß der Beugungswelle auf die Ausbreitung des Stoßes werden in den folgenden Abschnitten an einem in einen Krümmer integrierten Dämpfungselement näher untersucht.

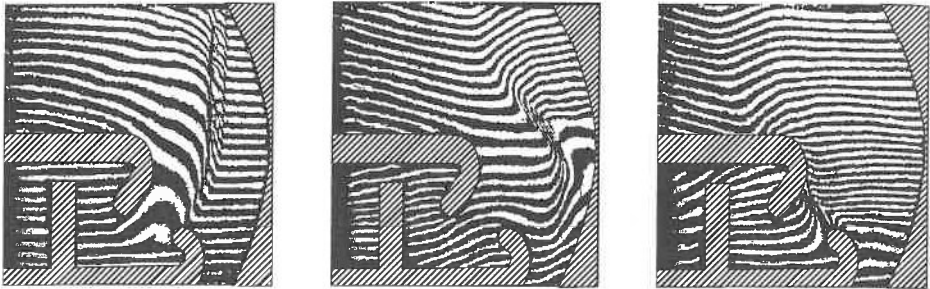


Bild 7.8: Fokussierung eines Stoßes in eine außerhalb der Kanalmitte liegende Öffnung.

7.3 Integration des Fokussierungselementes in einen Krümmer

7.3.1 Bestimmung der Fokuslage

Um einen Stoß in einem Krümmer gezielt in eine Öffnung an der Innenwand zu fokussieren, muß die Form der reflektierenden Wand genau berechnet und im Experiment auch verwirklicht werden. Auch hier wird die Parabelform wieder durch einen Papierstapel hergestellt. Die verwirklichte Konfiguration ist in Bild 7.9 wiedergegeben. Die Kanalhöhe vor dem Krümmer beträgt 50 mm, der Krümmungsradius der inneren Krümmerwand 75 mm und die Kanalhöhe nach dem Krümmer wieder 50 mm. Die Parabel ist so in die Krümmeraußenwand eingefügt, daß die Wandkontur am Scheitel tangential in die anschließende gerade Wand übergeht. Der Scheitel der Parabel, und somit auch der Fokus, sind um 25 mm nach unten verschoben, die Brennweite beträgt 75 mm.

Aus den vorausgegangenen Untersuchungen zur Stoßfokussierung ist bekannt, daß der gasdynamische Fokus (d.h. der Ort des Druckmaximums nach der Reflexion des Stoßes) einige Millimeter näher bei der Parabelkontur liegt als der geometrische. Um diese Brennweitenverkürzung zu berücksichtigen, wurde der Fokus etwas in die Innenwand des Krümmers hinein verschoben. Zur Kontrolle der Parabelkontur und zur Messung des Druckverlaufs auf der Krümmerinnenseite erfolgt die Reflexion des von links kommenden Stoßes vorerst ohne Öffnung in der Innenwand. In einem nächsten Schritt wird ein Spalt in der Wand den fokussierten Stoß aufnehmen.

Den Verlauf des Fokussierungsvorganges zeigen die drei Interferogramme in Bild 7.10.

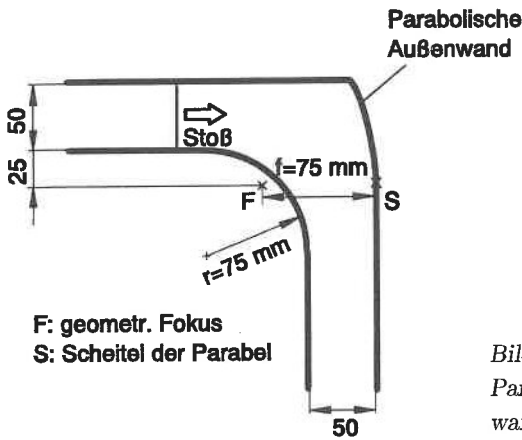


Bild 7.9:

Parabolisch geformte Krümmeraußenwand und Lage des geometrischen Fokus.

Im ersten Bild wurde der Stoß an der Außenwand reflektiert und beginnt, sich zu fokussieren. Deutlich sind die sich überkreuzenden Äste des Stoßes zu sehen, die in ihrem Kreuzungspunkt den Druckanstieg bewirken, der schließlich zum Druckmaximum im Fokus führt. Im mittleren Bild befindet sich der Stoß kurz vor der inneren Wand, von der er im rechten Bild reflektiert wird.

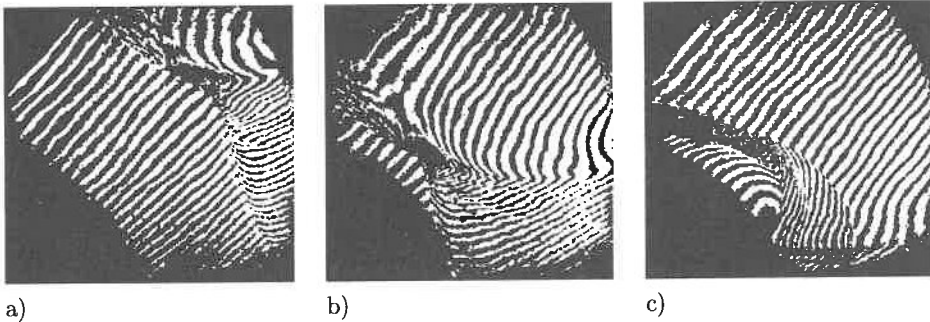


Bild 7.10: Interferogramme zur Stoßfokussierung im Krümmer. a: Der Stoß wurde an der parabolischen Außenwand reflektiert, b: Fokussierung, c: Reflexion an der Innenwand. Zur Konfiguration s. Bild 7.9 und 7.11.

Zur genauen Bestimmung des Druckverlaufs an der Krümmerinnenwand wurden dort fünf Druckaufnehmer wie in Bild 7.11 a skizziert eingebaut. Mit diesen Druckmessungen soll zum einen der Ort des Druckmaximums und dessen Höhe ermittelt werden. Zum anderen kann damit aber auch die Stärke der an der Innenwand gebeugten, ein-

fallenden Stoßwelle im Verlauf des Krümmers gemessen werden. Schließlich ist noch die Abhängigkeit der Fokuslage von der Stoßstärke von Interesse.

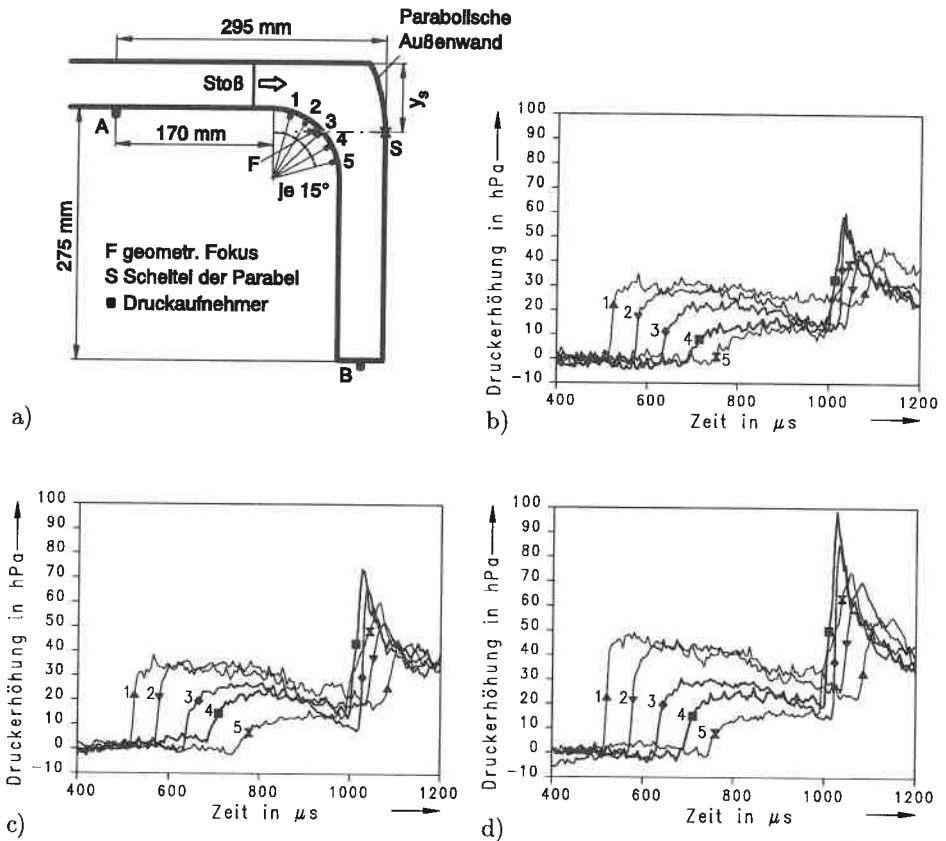


Bild 7.11: Gemessene Druckverläufe an der Innenwand des Krümmers in den Druckaufnehmern 1 bis 5. b: Kolbengeschwindigkeit 8.4 m/s, c: 10 m/s, d: 12 m/s.

Die in Bild 7.11 gezeigten Druckverläufe wurden für die drei Kolbengeschwindigkeiten $u_2 = 8.4$ m/s, 10 m/s und 12 m/s durchgeführt. Die Messungen beginnen jeweils, wenn der Stoß den Druckaufnehmer in Position A passiert. Die Stoßfront braucht dann $510 \mu s$, bis sie die Position 1 erreicht. Dort besitzt der Stoß ebenso wie in Pos. 2 noch nahezu seine ursprüngliche Stärke. Erst ab der Pos. 3 ist eine deutliche Abnahme der Stoßstärke zu bemerken. Mit zunehmendem Verlauf des Krümmers wird auch der Anstieg der Stoßfront flacher. Dieser Einfluß der Beugung durch die zurückweichende Kanalwand wurde bereits im letzten Kapitel beim Krümmer konstanter Bauhöhe beobachtet. Dort wurden allerdings keine Messungen in der Krümmerinnenwand durchgeführt, so daß keine

unmittelbaren Vergleichsdaten vorliegen. Im hier vorliegenden Fall wird der Beugungseffekt noch durch die Querschnittserweiterung verstärkt, die eine weitere Abschwächung des Stoßes bewirkt.

Nach etwa $1000 \mu\text{s}$ trifft der von der parabolischen Außenwand reflektierte Stoß an der Innenwand ein. Er wird bei allen drei Kolbengeschwindigkeiten zuerst nahezu gleichzeitig von den Druckaufnehmern 4 und 5 registriert. In Pos. 1 trifft er wegen der größten Entfernung erwartungsgemäß zuletzt ein. Der maximale Druck wird bei der kleinsten Kolbengeschwindigkeit zwischen den Aufnehmern 3 und 4 erreicht (beide Kurven zeigen in den Bildern 7.11 b und c einen fast gleichen Verlauf). Das Maximum verschiebt sich mit zunehmender Stoßstärke etwas stromabwärts. Bei $u_2 = 12 \text{ m/s}$ wird in Pos. 4 eindeutig der höchste Druck erreicht. In Pos. 3 ist er jedoch immer noch etwas höher als in Pos. 5, so daß man daraus schließen kann, daß der gasdynamische Fokus zwischen den Aufnehmern 3 und 4 liegt. Die Verschiebung wird in erster Linie durch die Nachströmgeschwindigkeit des Gases verursacht, das an der Krümmerinnenwand noch beschleunigt wird und das der Stoß nach der Reflexion quer durchläuft. Da die Stoßgeschwindigkeiten sich in den betrachteten drei Fällen kaum unterscheiden, braucht der reflektierte Stoß etwa gleich lang bis zur Innenwand und wird in dieser Zeit durch eine stärkere Strömung weiter stromab getragen.

Aus Bild 7.10 b wird deutlich, warum der reflektierte Stoß zuerst in Aufnehmer 5 detektiert wird: der untere Ast der Reflexion erreicht die Wand unmittelbar vor dem darüber sichtbaren 'Druckberg'. Dieser trifft einige Mikrosekunden später im Bereich der Aufnehmer 3 und 4 ein und verursacht den gemessenen Druckanstieg.

7.3.2 Öffnung in der Krümmerinnenwand

Zwischen den Positionen der Druckaufnehmer 2 und 4, also an der Stelle, wo der von der Krümmeraußenwand reflektierte Stoß auf die Krümmerinnenwand trifft, wird nun in dieser ein 4 cm breiter Spalt ausgespart. Dahinter befindet sich eine Kammer, die vorerst leer bleibt, später jedoch mit Dämpfungsmaterial befüllt werden kann. In den Interferogrammen des Bildes 7.12 sind aufeinanderfolgende Szenen des Fokussiervorganges dargestellt. Unten links ist der Bogen der Krümmerinnenwand zu sehen. Die Öffnung ist durch zwei Markierungsstriche gekennzeichnet (Bild 7.13 a). Die Kammer hinter der Wand ist leer und kann deshalb vom Interferometer durchstrahlt werden. Im Teilbild b befindet sich der fokussierte Stoß unmittelbar vor der Öffnung und im darauffolgenden Bild innerhalb der dahinterliegenden Kammer. Am unteren und am linken Rand des Interferogrammes sind die beiden Äste des Stoßes sichtbar, die nicht fokussierbar sind und an der Öffnung vorbeigehen. Auf diese Anteile wird in Abschnitt 7.3.4 noch näher eingegangen.

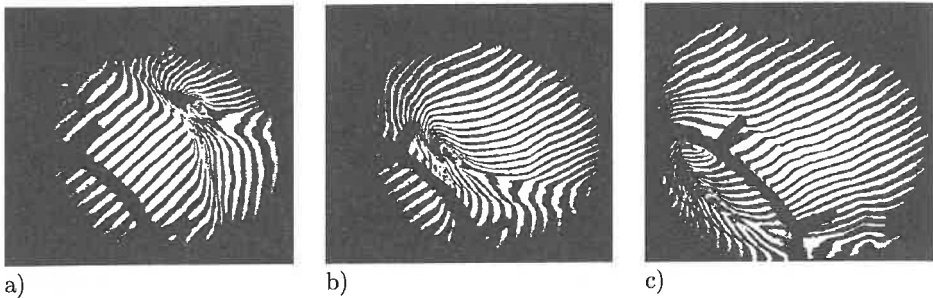


Bild 7.12: Stoßfokussierung in eine 4 cm breite Öffnung in der Innenwand des Krümmers.

7.3.3 Fokussierung in ein Dämpfungselement

Als nächster Schritt wird die Kammer hinter der Krümmerinnenwand mit Stahlwolle als Dämpfungsmaterial befüllt. Die Spaltbreite beträgt weiterhin 4 cm. In Bild 7.13 a ist diese Anordnung mit dem Interferometerausschnitt und den Markierungen für den Spalt skizziert. Die Interferogramme in Bild 7.13 zeigen nach dem Eintreten des Stoßes in den Spalt (Teilbild d und e) eine leichte Reflexion an der Krümmerinnenwand, die vom linken Rand des Spaltes ausgeht. Sie läßt sich durch eine verbesserte Ausrichtung der Parabelkontur und damit eine genauere Fokussierung des Stoßes in die Spaltmitte zwar etwas reduzieren, aber nicht ganz verhindern. Die Gründe dafür werden im folgenden erläutert.

Die gemessenen Druckverläufe in den Positionen A und B sind in Bild 7.14 den berechneten gegenübergestellt. Wegen der Vorgabe einer bereits fertig ausgebildeten Stoßfront unmittelbar vor Beginn des Krümmers beginnen die berechneten Kurven erst bei $t = 0.5$ ms. Zu diesem Zeitpunkt hat der Stoß den Aufnehmer A bereits passiert, deshalb fehlt der erste Anstieg der berechneten Kurve in Bild 7.14 a. Die Rechnung gibt den Zeitpunkt des Eintreffens verschiedener Ereignisse sehr genau wieder. In Position A trifft nach 1.2 ms die Verdünnung vom Krümmer ein. Der folgende Druckanstieg bei 1.6 ms ist der von der parabolischen Krümmeraußenwand reflektierte Anteil des Stoßes. Er wird in der Rechnung etwas flacher und mit um ca. 2.5 hPa geringerer Amplitude wiedergegeben. Dann ist in der Rechnung das Druckniveau allerdings um etwa 10 hPa höher als im Experiment. Dies läßt darauf schließen, daß die Fokussierung des Stoßes im Stoßwellenkanal besser gelungen ist als in der Rechnung, in der der Stoß im Fokus eine etwas größere räumliche Ausdehnung hat und deshalb die Wandöffnung nicht so gut trifft. Das Eintreffen der Reflexion vom geschlossenen Kanalende nach 3 ms wird von der Rechnung ebenfalls richtig erfaßt. Nach 1.5 ms trifft der Stoß beim Druck-

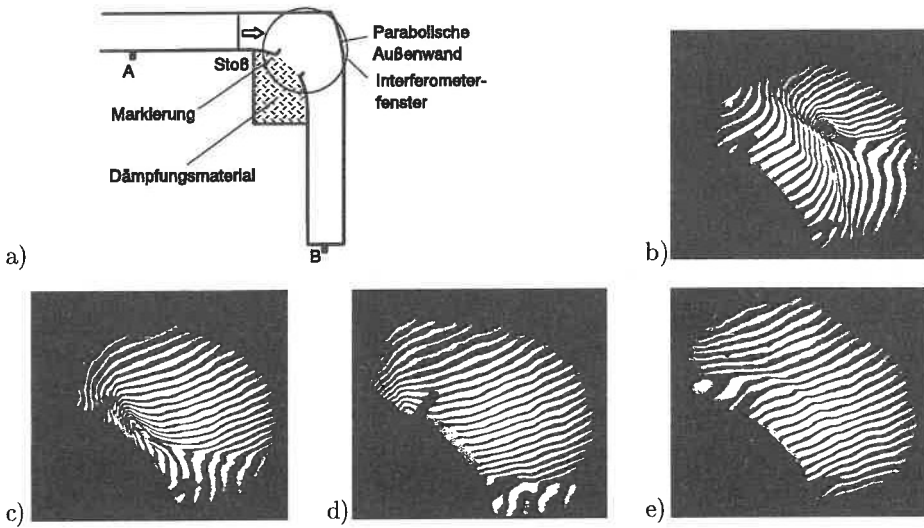


Bild 7.13: Stoßfokussierung in ein Dämpferelement in der Innenwand des Krümmers.
a: Konfiguration, b-e: Fokussiertvorgang.

aufnehmer B am Kanalende ein (Bild 7.14 b) und wird dort reflektiert. Die Stoßfront steht hinter dem Krümmer nicht mehr senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und der ungleich verteilte 'Druckberg' reflektiert zwischen den Kanalwänden hin- und her. Da der Krümmer vom reflektierten Stoß rückwärts durchströmt wird, ähnelt der Druckverlauf in B jetzt dem von vorher in A : nach 3 ms kommt die Verdünnung vom Krümmer an und kurz darauf die Reflexion von der oberen geraden Kanalwand, wo natürlich keine Fokussierung stattfindet. Danach steigt der Druck im Experiment leicht an. Der Grund hierfür ist der geschlossene Dämpferkasten, aus dem das während der Fokussierung eingeströmte Gas jetzt wieder zurückströmt. In der Rechnung wird die Wandöffnung durch ein unten offenes Rechenetz repräsentiert, aus dem das Gas ausströmt (dies entspricht praktisch einem Dämpferelement mit unendlichem Volumen). Von dort kann natürlich keine Masse mehr in den Kanal einströmen.

Im Experiment zeigt sich das gleiche Verhalten des reflektierten Stoßes. Die Interferogramme in Bild 7.10 lassen deutlich den sich fokussierenden Stoß erkennen, der auf die Innenwand des Krümmers zuläuft und dort wieder reflektiert wird. In diesen Bildern zeigen sich aber auch Beugungsanteile links und rechts des Fokus, die nur schwer in eine schmale Dämpferöffnung gebündelt werden können. Einer Fokussierung ebenfalls nicht zugänglich ist der untere Anteil des in den Krümmer eintretenden Stoßes, der an der gekrümmten Innenwand durch Beugung abgelenkt wird, bevor er die reflektierende Außenwand erreicht. Auf die Auswirkungen dieser Beugungseffekte wird weiter unten noch eingegangen.

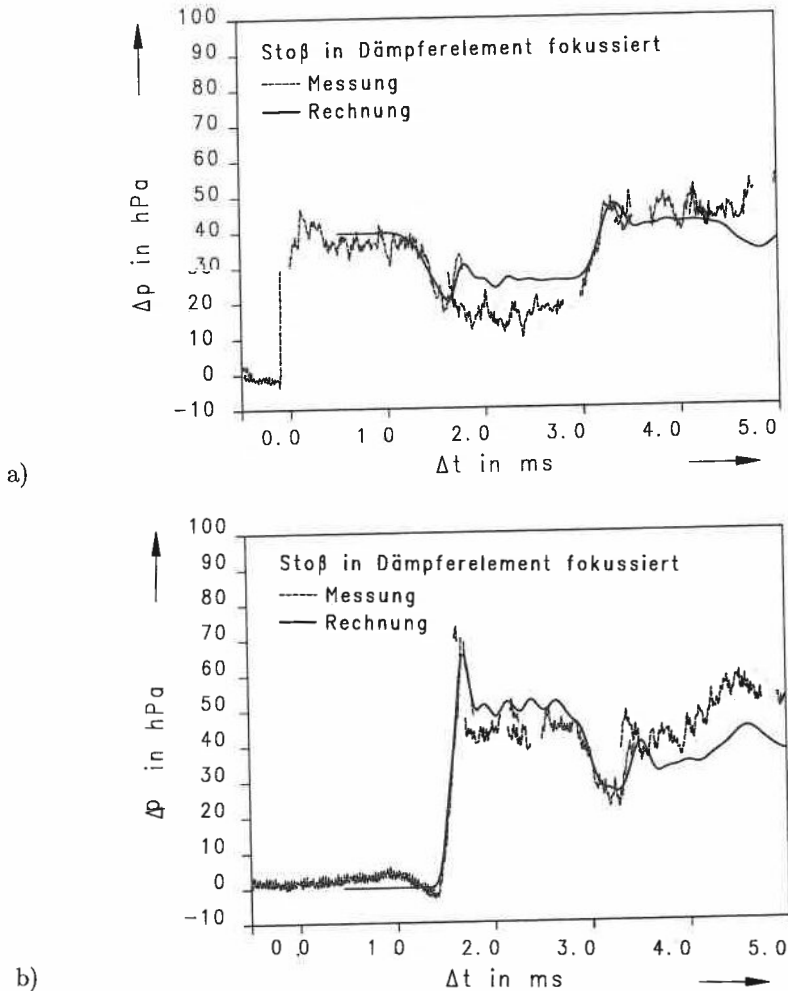


Bild 7.14: Vergleich von Experiment und Rechnung bei der Stoßfokussierung in ein Dämpferelement in der Innenwand des Krümmers. a: Druckverlauf in Position A, b: Druckverlauf in Position B (s. Bild 7.13 a).

7.3.4 Bewertung der Wirksamkeit des Dämpfers

Zur Bewertung der Wirksamkeit des Dämpfers wurde der Druckverlauf vor Beginn und am Ende des Krümmers (Positionen A und B in Bild 7.13 a) gemessen und mit dem Druckverlauf an dieser Stelle bei einem normalen Krümmer konstanter Kanalhöhe

verglichen (Bild 7.15 a). Die Messung beginnt, wenn der Stoß den Druckaufnehmer A erreicht, so daß die Zeitachse mit der in Bild 7.14 übereinstimmt. Der einfallende Stoß (erzeugt mit einer Kolbengeschwindigkeit von 10 m/s) bewirkt vor dem Krümmer eine Druckerhöhung von 40 hPa. Beim normalen Krümmer kommt an der Endplatte eine steile Druckspitze von ca. 115 hPa an, die durch eine ungleichmäßige Verteilung des Druckes über die Kanalhöhe entsteht (zur Stoßausbreitung im Krümmer siehe Kapitel 6). Bei der Fokussierung des Stoßes in das Dämpferelement ist dieser Peak deutlich schwächer ausgeprägt ($\Delta p \approx 70$ hPa). Die Anstiegszeit nimmt wegen der unterschiedlichen Lauflängen des Stoßes im Krümmerbereich zu. Ein weiterer Grund für die immer noch leichte Überhöhung des Druckes beim fokussierenden Element ist auch die Beugungswelle von der Innenseite des Krümmers, die von der fokussierenden Außenwand nicht erfaßt werden kann.

Bei der Interpretation der Druckkurven muß beachtet werden, daß bei der Reflexion an einer Endplatte im geschlossenen, geraden Kanal eine etwa doppelte Druckerhöhung auftritt. Bei einem Krümmer wird der Druck hinter dem an der Endplatte reflektierten und zurücklaufenden Stoß durch erneute Beugung an der gekrümmten Innenwand und der daraus resultierenden Verdünnung jedoch wieder abgebaut, so daß sich ein geringerer Druck als in einem geraden Kanal einstellt.

Der Druckverlauf vor dem Krümmer (Bild 7.15 a), gemessen in Position A, zeigt nach ca. 1.5 ms die von der Beugung an der inneren Krümmerwand herrührende Verdünnung. Die damit verbundene Druckabnahme ist beim fokussierenden Element etwas stärker ausgeprägt als beim normalen Krümmer. Dies ist auf den sich vergrößernden Kanalquerschnitt zurückzuführen. Unmittelbar darauf trifft im Fall des fokussierenden Krümmers eine kleine Druckspitze ein (markiert durch das erste Dreieck). Dies ist der Anteil der fokussierten Stoßwelle, der nach der Reflexion von der Außenwand nicht in das Dämpfungselement gelangt. In den Interferogrammen sind diese seitlich des eigentlichen Fokus bestehenden Wellen gut zu sehen. Die Laufzeit von 1.6 ms zwischen einfallendem und reflektiertem Stoß entspricht genau dem Quotienten aus der doppelten Entfernung des Druckaufnehmers von der parabolischen Krümmereußenwand (2×290 mm) und der Stoßausbreitungsgeschwindigkeit (355 m/s). Nach ca. 3 ms treffen die am Kanalabschluß reflektierten Stoßwellen in A ein. Im Fall des normalen Krümmers erscheint wieder der starke Druckpeak, während im anderen Fall nur eine schwache Welle zurückreflektiert wird, die allerdings anschließend zu einem höheren Druckniveau führt.

Die Berechnung der Fokussierung einer Stoßwelle in das Dämpferelement erfolgte in einem in seinen Abmessungen dem Experiment entsprechenden Gitternetz. Das Dämmmaterial kann im Programm allerdings nicht berücksichtigt werden und wird deshalb weggelassen. Die Öffnung auf der Innenseite des Krümmers und das sich dahinter befindende Volumen wird in der Rechnung durch ein nach innen verlaufendes Gitter mit parallelen Rändern dargestellt, dessen Ende offen ist, d.h. dort kann die Stoßwelle aus-

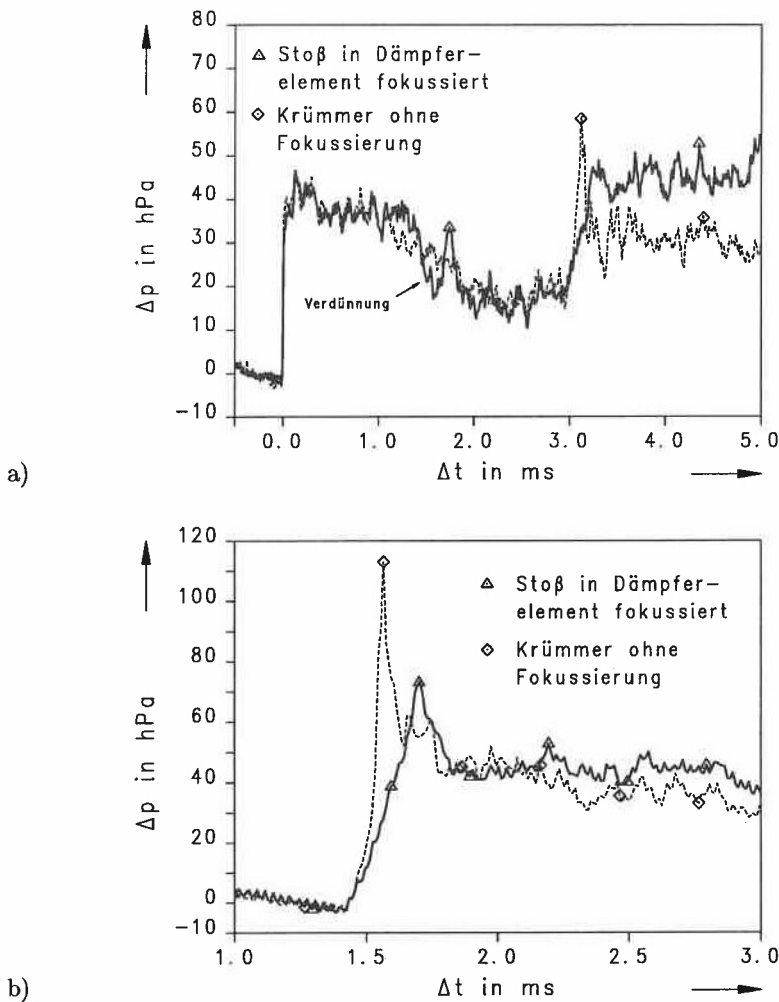


Bild 7.15: Druckverlauf vor dem Krümmer (a) und am Kanalende (Pos. B in Bild 7.13 a) bei Fokussierung in ein Dämpfungselement in der Innenwand des Krümmers und bei einem normalen Krümmer ohne Fokussierung.

treten. Das Kanalende ist in der Rechnung ebenfalls offen und nicht wie im Experiment durch eine feste Wand verschlossen, so daß dort keine Reflexion stattfindet. In Bild 7.16 ist die Druckverteilung im zeitlichen Abstand von $200 \mu\text{s}$ wiedergegeben. Im ersten Teilbild befindet sich die Stoßwelle schon im Krümmer und wird auf der Innenseite durch Beugung teilweise in den Dämpfer abgelenkt. Die nächsten Bilder zeigen dann das Auf-

treffen auf die parabolische Außenwand und die Fokussierung des Stoßes. Auch in der Rechnung laufen, wie im Experiment, die Stoßanteile seitlich des Fokus an der Öffnung vorbei. Der in den Kanal zurückreflektierte Anteil bewirkt hier eine Druckerhöhung von 10 hPa, während der im Experiment gemessene Wert 12 hPa beträgt (vgl. den durch das erste Dreieck markierten Peak in Bild 7.15 a).

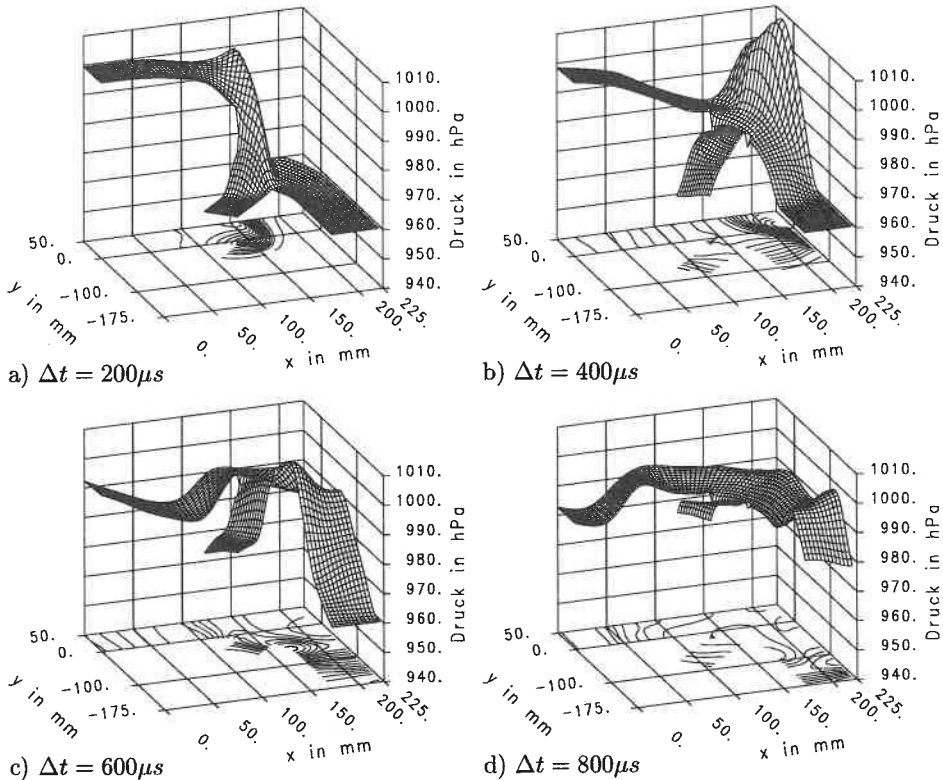


Bild 7.16: Berechnete Druckverteilung im fokussierenden Krümmen. Isobaren in der Grundebene: $\Delta p = 2.5 \text{ hPa}$. Das Dämpfungselement in der Innenwand des Krümmers wird durch ein nach innen verlaufendes Gitter dargestellt.

Nachdem die Fokussierung eines Stoßes in ein Dämpfungselement im Stoßwellenkanal mit den genannten Einschränkungen funktioniert und auch die Nachrechnung sehr gut mit dem Experiment übereinstimmt, soll im nächsten Abschnitt die Fokussierung eines Stoßes unter Excimerlaserbedingungen berechnet werden.

verschoben. Dadurch wird die Wandöffnung nicht getroffen und der Hauptanteil des Stoßes bewegt sich Richtung Krümmerausgang (Bild 7.18 c).

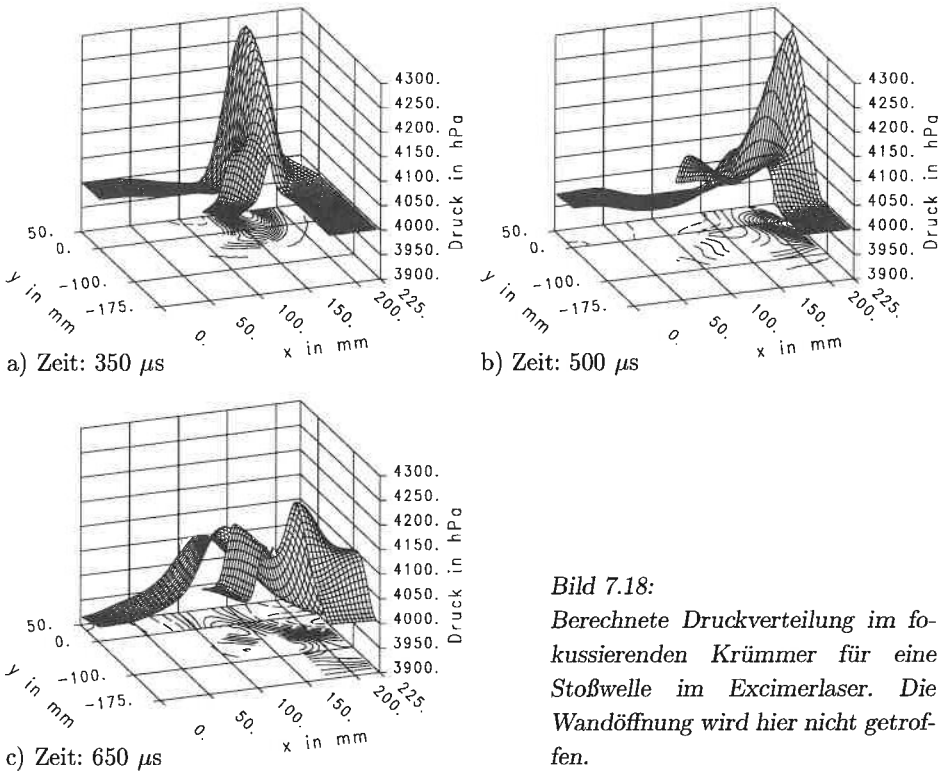


Bild 7.18:

Berechnete Druckverteilung im fokussierenden Krümmer für eine Stoßwelle im Excimerlaser. Die Wandöffnung wird hier nicht getroffen.

Der Hauptgrund für die Verschiebung des Ortes des tatsächlichen Fokus stromabwärts ist die Krümmung der Stoßfront durch Beugung (Bild 7.19). Dadurch wird die Ausbreitungsrichtung des Stoßes verändert und die 'Strahlen' (siehe Kapitel 6) liegen nicht mehr parallel zur Parabelachse. Entsprechend dieser Winkeländerung der einfallenden Strahlen zur Parabelwand ändert sich die Reflexionsrichtung. Zur quantitativen Abschätzung dieser Winkeländerung müßte die Neigung der Stoßfront beim Auftreffen auf die Parabelkontur an jedem Ort bekannt sein. Wegen der Einflüsse der gekrümmten Innenwand auf die Beugung ist dies jedoch nicht der Fall. Zusätzlich gehen von den Ecken der Wandöffnung weitere Störungen aus, die das Beugungsbild der Stoßfront beeinflussen. Aus den Rechnungen läßt sich eine Fokusverschiebung von etwa 1.5 cm ablesen, die bei der Gestaltung der Krümmerauswand berücksichtigt werden muß.

Eine zweite Ursache für eine Verschiebung des Fokus stromabwärts ist die Strömungsgeschwindigkeit hinter dem Stoß. Das Gas strömt im Krümmer quer zu der reflektier-

ten Stoßwelle und trägt diese dadurch weiter stromabwärts. Dieser Effekt hat jedoch gegenüber der Fokusverschiebung durch die Stoßfrontkrümmung geringere Auswirkungen, wie folgende Abschätzung zeigt: Bei der in diesem Beispiel vorliegenden Stoßstärke beträgt die Nachströmgeschwindigkeit hinter dem Stoß 21.5 m/s. Für die Weglänge von ca. 80 mm, die der Stoß von der Parabelwand bis zur Krümmerrinnenseite zurückzulegen hat, benötigt er bei einer Stoßfrontgeschwindigkeit von 460 m/s ca. 170 μ s. In dieser Zeit wird er durch die Strömung um lediglich 4 mm stromabwärts getragen. Eine Grundströmung würde sich dieser Verschiebung entsprechend ihrer Geschwindigkeit überlagern. Beim Krümmer auf der Zuströmseite des Entladungsraumes würde der Fokus dadurch natürlich in die entgegengesetzte Richtung verschoben, was bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten die Position eines Dämpferelementes durchaus beeinflussen kann.

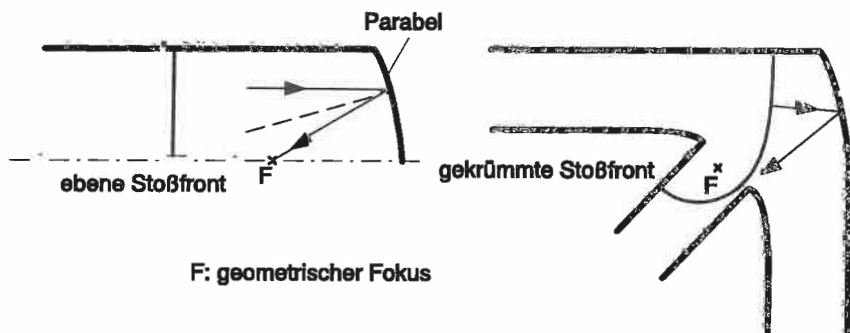


Bild 7.19: Fokuslage bei Reflexion einer ebenen (links) und einer gekrümmten Stoßfront (rechts). Durch Beugung wird der tatsächliche Fokus stromabwärts verschoben.

Wenn die Lage der Wandöffnung der Position des tatsächlichen Druckmaximums angepaßt wird, läßt sich ein wesentlich größerer Anteil des Stoßes 'einfangen'. In Bild 7.20 a wurde die Öffnung bei gleichbleibender Parabelkontur um 2 cm zum Krümmerende hin verschoben. Dadurch erreicht der Drucksprung in der Öffnung den gleichen Wert wie im weiterführenden Teil des Krümmers. Allerdings ist die räumliche Ausdehnung des 'Druckberges' im Fokusbereich so groß, daß die Breite der Öffnung nicht ausreicht, um den Stoß ganz aufzunehmen. In Bild 7.20 b ist die Öffnung deshalb auf 7 cm verbreitert. Dadurch werden sowohl die von der Krümmeraußenwand in Richtung Entladungsraum zurückreflektierten als auch die durch den Krümmer durchlaufenden Anteile des Stoßes reduziert.

Der Einfluß der Stoßfrontkrümmung auf die Fokuslage wird in Bild 7.20 c durch eine Veränderung der Brennweite der Parabel auf $f = 90$ mm und gleichzeitige Verlagerung des geometrischen Fokus um 1 cm nach oben berücksichtigt. Durch diese Maßnahme

findet tatsächlich eine bessere Fokussierung in die Öffnung hinein statt, und der durch den Krümmer durchlaufende Stoß wird etwas reduziert. Allerdings erhöht sich dadurch wegen der steiler stehenden Parabelwand auch der in den Entladungsraum zurückreflektierte Anteil des Stoßes. Insgesamt läßt sich mit dieser Anordnung der durch den Krümmer hindurchlaufende Stoß auf 30% seiner ursprünglichen Stärke reduzieren, der zurückreflektierte Stoß besitzt noch 17%.

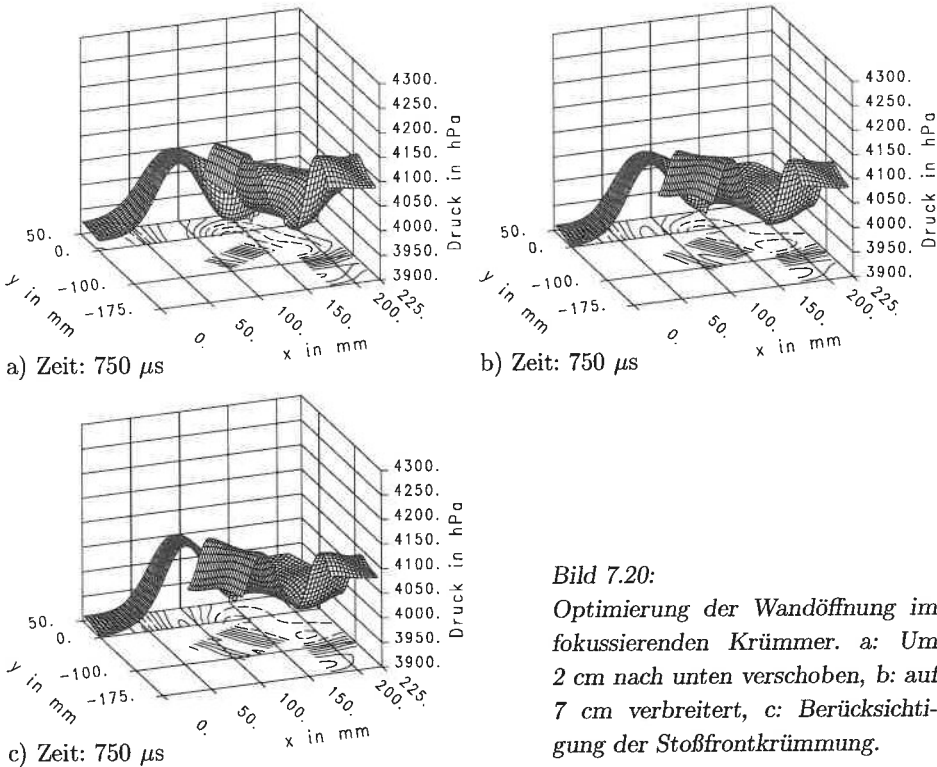


Bild 7.20:

Optimierung der Wandöffnung im fokussierenden Krümmer. a: Um 2 cm nach unten verschoben, b: auf 7 cm verbreitert, c: Berücksichtigung der Stoßfrontkrümmung.

Durch die Krümmung der Stoßfront ist eine Parabel nicht mehr die ideale geometrische Figur, um eine Fokussierung auf einen Linienfokus zu erreichen. Das einfachste Beugungsmuster für Stöße wäre ein Kreis (bzw. eine zylindrische Stoßausbreitung), wie er bei der Beugung schwacher Stöße an Ecken (von denen ein zentrierter Verdünnungsfächer ausgeht) entsteht. Diese Wellen sind mit einer elliptischen Wandkontur fokussierbar. Der Stoßfrontverlauf befindet sich im hier vorliegenden Fall zwischen der Kreisform und einer Geraden, so daß eine geeignete Wandkontur zur Fokussierung dieser Stoßwellen zwischen einer Ellipse und einer Parabel liegt. Hier bietet sich noch Raum für weitere Untersuchungen.

8 Zusammenfassung

Die mittlere Leistung eines Excimerlasers wird durch die Energie in jedem Laserpuls und die Geschwindigkeit, mit der die Pulse aufeinander folgen, bestimmt. Da die gewünschte oder erforderliche Pulsleistung unter anderem auch vom Bearbeitungsverfahren und vom Werkstoff abhängen und deshalb nicht unbedingt beliebig anwachsen muß, ist die Steigerung der Pulsrepetitionsrate ein vorrangiges Ziel der Laserentwickler.

Bei jedem Entladungspuls heizt sich das Lasergas zwischen den Elektroden auf. Zusätzlich kommt es durch die bei Pulslängen von einigen zehn Nanosekunden sehr schnell erfolgende Energiezufuhr zu Stoßwellen im Gas, die sich vom Entladungsbereich ausgehend in alle Richtungen ausbreiten. Man unterscheidet im wesentlichen drei Stoßsysteme, die sich zwischen den Elektroden, in der optischen Achse zwischen den Resonatorspiegeln und parallel zur Strömungsrichtung ausbilden. Die Stöße halten sich nicht nur im Entladungs- und Resonatorraum auf, sondern gelangen in den gesamten Gaskreislauf. Sowohl durch die Stoßwellen als auch durch die Aufheizung des Gases werden Änderungen in der Gasdichte verursacht, die vor dem Zünden des nächsten Entladungspulses unter einen Grenzwert abgeklungen sein müssen. Andernfalls bricht die Entladung unter Ausbildung von Funken vorzeitig zusammen, was das Ende der Lasertätigkeit bedeutet. Neben dem unerwünschten Leistungsverlust werden dadurch auch die Elektroden beschädigt. Wenn die optische Qualität des ausgekoppelten Laserstrahls von Bedeutung ist, müssen noch strengere Anforderungen an die Homogenität des Lasergases gestellt werden. Um eine nahezu beugungsbegrenzte Intensitätsverteilung zu erreichen, dürfen die Dichteschwankungen, die gleichzeitig auch eine Schwankung des Brechungsindex im Medium darstellen, einen Wert von $\Delta\rho/\rho \approx 10^{-4}$ nicht überschreiten.

Damit die Dichtestörungen innerhalb kurzer Zeit (z.B. bei einer Repetitionsrate von 1000 Hz in weniger als einer Millisekunde) auf den geforderten Wert abklingen, müssen die Stoßwellen durch geeignete Maßnahmen gedämpft werden. Durch den Einbau von Dämpfungselementen in Form von Beruhigungskammern in unmittelbarer Nähe der Elektroden und in den Wänden des Strömungskanal kann solch eine Dämpfung erreicht werden. Die notwendige Befüllung der Kammern mit stoßabsorbierendem und akustischem Dämpfungsmaterial hat jedoch negative Auswirkungen auf die Gasreinheit. Da die Kammern und die Oberfläche des Dämpfungsmaterials recht groß sein müssen, tritt durch chemische Reaktionen eine Kontamination des Lasergases und damit eine allmähliche Leistungseinbuße ein.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Entstehung und Ausbreitung der Stoßwellen sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht. Die Berechnung der durch die Ent-

ladung verursachten strömungsmechanischen Vorgänge mit oder ohne Vorhandensein einer Grundströmung im Entladungsraum erfolgte mit Hilfe eines instationären und zweidimensionalen Finite-Differenzen-Verfahrens. Das Verfahren ist in der Lage, die Eulergleichungen auch in unregelmäßigen Rechengittern zu lösen. Damit können realistische Geometrien mit gekrümmten Wänden, wie sie im Entladungsraum oder in den Krümmern des Gaskreislaufs vorkommen, berechnet werden. Vergleiche mit anderen Rechenverfahren und mit experimentell gewonnenen Daten bestätigen die Zuverlässigkeit des Verfahrens.

Die experimentelle Nachbildung von Stößen der gleichen Stärke, wie sie in einem realen Excimerlaser entstehen, erfolgte in einem neu entwickelten Stoßwellenkanal. Durch Verwendung eines pneumatisch angetriebenen Schlittens, der am Anfang des Kanals auf einen leichten Kolben trifft und diesen schlagartig beschleunigt, werden in einem rechteckigen Querschnitt (50 mm x 500 mm) ebene Stoßwellen erzeugt, die mit Piezo-Druckaufnehmern und interferometrisch detektiert werden können. Am Ende des Kanals lassen sich verschiedene Module mit zu untersuchenden Einbauten wie Krümmern oder Dämpfungselementen anbringen. Die Nachbildung der Stoßwellen in solch einem Stoßwellenkanal hat gegenüber einem Excimerlaser den Vorteil der besseren Zugänglichkeit und der Abwesenheit von starken elektrischen Feldern, die die Meßtechnik empfindlich stören können.

Das Abklingverhalten von im Entladungs- und Resonatorraum oszillierenden Stoßwellen wurde mit Hilfe des erstellten Programmpaketes numerisch untersucht. Dabei wurde insbesondere der Einfluß verschiedener Elektrodengeometrien auf das Reflexions- und Beugungsverhalten der Stöße betrachtet. Zwischen den Elektroden werden Stöße durch eine ungleichförmige Energieverteilung (Kathoden- und Anodenfall) induziert. Wenn die Ränder der Elektroden schräggestellt werden, wird bei jeder Reflexion ein Teil dieser Stöße nach außen geleitet. Eine Abschrägung der Elektrodenflanken bedeutet gleichzeitig eine Kanalerweiterung. Dadurch werden vor allem die direkt aus dem Entladungsraum hinauslaufenden Stoßwellen abgeschwächt, weil sie sich auf eine größere Querschnittsfläche verteilen. Auf die zwischen den Elektroden hin- und herreflektierten Stöße wirkt eine stärkere Aufweitung erst nach mehreren Reflexionen abschwächend, da sich die von ihr ausgehenden Verdünnungen zu den Stößen addieren und so eine kurzfristige Verstärkung der Störungsamplituden verursachen. Einen wesentlich stärkeren Einfluß auf die Abklingzeit hat das Verhältnis von Elektrodenlänge zu -abstand. Je kleiner dieses wird, um so schneller werden die Stöße schwächer.

Den zwischen den Elektroden oszillierenden Wellen überlagert sich das in der optischen Achse orientierte Stoßsystem. Rechnungen haben gezeigt, daß bei parallelen Wänden keine vollständige Beruhigung erreicht werden kann, wenn sie nicht unmittelbar an das Entladungsvolumen herangerückt werden. Da dies in der Praxis nicht zu verwirklichen ist, sollten die Wände der Gasführung nach außen gekippt werden, um ein schnelles

Abklingen dieser Störungen zu erreichen.

Besondere Aufmerksamkeit verdienen auch die relativ starken Stöße, die bei jedem Laserpuls direkt in den Strömungskanal gelangen. Diese Stöße können im Gaskreislauf umlaufen und auf der anderen Seite wieder in den Entladungsraum eintreten oder an ungünstig gestalteten Krümmern reflektiert werden. Obwohl sie am Krümmer als ebene Stoßwellen ankommen, verlassen sie ihn mit einer ungleichmäßigen Druckverteilung und erhöhen so die Inhomogenität des Lasergases. Die Stoßbeugung und -reflexion an verschieden gestalteten Krümmern wurde berechnet und mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

Ein Schritt zur Verringerung der oben genannten Kontaminationsprobleme bei der Verwendung von Dämpfungselementen ist die Konzentration der in der Stoßwelle enthaltenen Druckenergie auf ein möglichst kleines Volumen. Eine solche Formung des Stoßes kann durch Reflexion an einer entsprechend gestalteten Wand erfolgen. Beispielsweise stellt sich bei Reflexion einer ebenen Welle an einer Parabel analog zu den Gesetzen der geometrischen Optik ein Linienfokus ein. Experimentelle und theoretische Untersuchungen haben gezeigt, daß die gasdynamische Brennweite der Parabel in diesem Fall etwas kürzer als die optische ist.

Die fokussierende Eigenschaft einer derart geformten Wand kann nun genutzt werden, indem man die Außenwand des Krümmers entsprechend gestaltet und den dort auftreffenden Stoß in eine Öffnung auf der Innenseite des Krümmers fokussiert. Hinter dieser Öffnung kann ein kompaktes Dämpferelement mit relativ wenig Dämmmaterial sitzen. Auch ein unbefülltes Labyrinth, in dem sich die Stöße totlaufen können, ist denkbar.

Infolge der Beugung der Stoßwellen an der Krümmerinnenseite und wegen Beugungsanteilen des reflektierten Stoßes kann allerdings nicht die gesamte Stoßwelle in das Dämpfungselement geleitet werden. Es wird immer Anteile geben, die sich weiter in den Kanal ausbreiten oder Richtung Entladungsraum zurücklaufen. Hier wäre ein Ansatzpunkt für weitere Untersuchungen und zur Optimierung der verwendeten Wandkontur. Wenn die auf die Wand auftreffende Stoßwelle durch die erwähnte Beugung bereits gekrümmt wurde, ist die Parabelform nämlich nicht mehr ideal geeignet, um einen möglichst kleinen Fokus zu erhalten.

Weitere Einsatzmöglichkeiten der vorgestellten Stoßfokussierung bieten sich im Entladungs- und Resonatorraum. Sowohl die zwischen den Elektroden als auch die zwischen den Resonatorspiegeln laufenden Stöße können durch geeignete Wandformung auf kleineren Raum konzentriert werden. Dadurch kann man mit einer reduzierten Menge von Dämpfungsmaterial schnellere Abklingraten der Störungen erreichen.

In den in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen wurden die im Excimerlaser entstehenden Stoßwellen lediglich simuliert, d.h. sowohl in der numerischen Rechnung als

auch im Experiment nur nachgebildet. Dadurch lassen sich zwar grundlegende Erscheinungen ohne gegenseitige, die Phänomene (und auch das Verständnis) störende, Überlagerungen studieren, im realen Gaskreislauf werden die strömungsmechanischen Vorgänge jedoch wesentlich komplexer sein. Der nächste Schritt zur Entwicklung effektiver Dämpfungssysteme und damit ein Beitrag zur Steigerung der mittleren Laserleistung muß deshalb die Übertragung der vorgestellten Ansätze und Ergebnisse auf einen Hochleistungs-Excimerlaser sein.

Literaturverzeichnis

- [1] W.MÜCKENHEIM: *Stand der Entwicklung von Hochleistungs-Excimerlasern*. Laser Magazin Nr. 2 (1989), S. 28-33.
- [2] Produktinformation Excimerlaser, Lambda Physik GmbH, Göttingen (1987).
- [3] K.L.HOHLA, R.VEHRENKAMP: *Excimere als Pumpquellen für Farbstofflaser – die Wahl der Zukunft für Systeme mit hoher Leistung und Qualität*. LASER+Optoelektronik Nr. 1 (1982).
- [4] D.BASTING (HRSG.): *Industrie Excimerlaser; Grundlagen, Technologie und Wartung*. Lambda Physik GmbH, Göttingen (1991).
- [5] H.HÜGEL: *Strahlwerkzeug Laser*. Stuttgart: Teubner (1992).
- [6] *EU 205 EUROLASER Hochleistungs-Excimerlaser*. VDI-Technologiezentrum, Düsseldorf (1990).
- [7] B.GODARD, P.MURER, M.STEHLE, J.BONNET, D.PIGACHE: *Realization of a 1 kW XeCl Laser*. SPIE Vol. 1810, GCL – 9th Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers, Madrid (1992), S.372-375.
- [8] U.BRINKMANN, Vortrag beim nat. EU205-Treffen beim IFSW, Stuttgart. Lambda Physik GmbH, Göttingen (1992).
- [9] T.SATO: *Development program of high power excimer laser in Japan*. Proc. of LAMP 92, Nagaoka (1992), S. 141-146.
- [10] G.IMADA, H.NAKAMURA, T.KOMESU, W.MASUDA, K.MASUGATA, K.YATSUI: *Development of discharge-pumped excimer laser with high-speed gas flow*. Proc. of LAMP 92, Nagaoka (1992), S. 159-164.
- [11] H.NAKAMURA, W.MASUDA, G.IMADA, K.MASUGATA, K.YATSUI: *Aerodynamic effects of highly repetitive pulse discharge on excimer laser flow*. Proc. of LAMP 92, Nagaoka, (1992), S. 153-158.
- [12] H.PUMMER: *Der Excimerlaser – ein nützliches Werkzeug?* Physikalische Blätter 41 (1985) Nr. 7, S. 199-203.
- [13] U.SOWADA, H.-J.KAHLERT, H.GERHARDT, D.BASTING: *Excimerlaser für die Materialbearbeitung – Verfahren und Resultate*. Laser und Optoelektronik 20 (1988) Nr.2, S. 96-101.
- [14] G.E.WOLBOLD: *Excimerlaseranwendungen in der Mikroelektronik*. Vortrag auf dem VDI-Seminar: Feinbearbeitung mit dem Laser als Werkzeug. IFSW (1993).

- [15] U.SOWADA, P.LOKAI, H.-J.KAHLERT, D.BASTING: *Excimerlaser-Bearbeitung keramischer Werkstoffe – Ergebnisse und physikalische Vorgänge*. Laser und Optoelektronik **21** (1989) Nr.4, S. 299.
- [16] J.ARNOLD: *Mikro-Abtragen von Metallen und Keramiken*. Vortrag auf dem VDI-Seminar: Feinbearbeitung mit dem Laser als Werkzeug. IFSW (1993).
- [17] J.ARNOLD, F.DAUSINGER: *Surfaces structures produced by excimer lasers during ablation of metals*. In: H.W.Bergmann (Hrsg.): Proc. of 3rd European Conf. on Laser Treatment of Materials, Erlangen (ECLAT '90). Coburg: Sprechsaal Publ., (1990), Vol. 2, S. 859.
- [18] E.HONTZOPOULOS, C.FOTAKIS, M.DOULGERIDIS: *Excimer laser in art restoration*. SPIE Vol. 1810 Gas Flow and Chemical Lasers (1992), S. 748-751.
- [19] J.HECHT: *The Laser Guidebook*. New York: McGraw-Hill, 2nd ed. (1992).
- [20] P.E.CASSADY: *Fluid dynamics in closed-cycle pulsed lasers*. AIAA Journal, Vol. 23, No. 12, (1985), S. 1922-1931.
- [21] H.FROWEIN, D.BASTING: *High power (500 W) excimer research project*. SPIE Vol. 1810 Gas Flow and Chemical Lasers (1992), S. 364-367.
- [22] W.MÜCKENHEIM: *Excimerlaser-Technologie*. In: H.Kohler: Laser Jahrbuch 1. Ausg., Essen: Vulkan Verlag (1988).
- [23] E.MÜLLER-HORSCHKE, P.OESTERLIN, D.BASTING: *Recent progress towards multikilowatt output*. Proc. of ECO 1991, Den Haag, SPIE Vol. 1503 Excimer Lasers and Applications III (1991), S. 28-39.
- [24] P.DELAPORTE, B.FONTAINE, B.FORESTIER, M.SENTIS, J-P.TRUONG, O.UTEZA, D.ZEITOUN, D.TARABELLI: *Acoustics and shock waves effects in high average power excimer laser*. in: Shock Waves, K. Takayama (Hrsg.), Proc. of the 18th Int. Symp. on Shock Waves, Sendai, Japan, Springer (1991), S. 1301-1306.
- [25] V.M.BORISOV, A.Y.VINOKHOV, Y.B.KIRYUKHIN: *Output energy evolution effects in a pulse-periodic XeCl excimer laser with an average power of ≈ 400 W*. Sov. J. Quantum Electron. 17(5), (1987), S. 595-598.
- [26] V.Y.BARANOV, V.M.BORISOV, A.Y.VINOKHOV, F.I.VYSIKAĬLO, Y.B.KIRYUKHIN: *Increase in the repetition frequency of XeCl laser pulses to 1kHz*. Sov. J. Quantum Electron. 14(4), (1984), S. 558-560.
- [27] V.Y.BARANOV, D.D.MALYUTA, V.S.MEZHEVOV, A.P.NAPARTOVICH: *Influence of gas density perturbations on the ultimate characteristics of pulse-periodic*

- lasers with ultraviolet preionization. Sov. J. Quantum Electron. 10(12), (1980), S.1512-1514.
- [28] M.L.SENTIS, P.DELAPORTE, B.M.FORESTIER, B.L.FONTAINE: *Design and characteristics of high pulse repetition rate and high average power excimer laser systems*. IEEE J. Quantum Electronics, Vol. 27, No. 10, (1991), S. 2332-2339.
- [29] W.F.KRUPKE, E.V.GEORGE, R.A.HAAS: *Advanced lasers for fusion*. In: M.L.Stitch (Hrsg.) Laser Handbook, Amsterdam: North-Holland Publ. Comp. (1979), S. 674 ff.
- [30] U.ZOSKE: *Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlungsführungssystemen*. Dissertation, Universität Stuttgart, Forschungsberichte des IFSW, Stuttgart: B.G.Teubner (1992).
- [31] A.HOLZWARTH, K.GRÜNEWALD, P.BERGER, H.HÜGEL: *Two-dimensional time dependent modelling of density perturbations in CO₂ and excimer lasers*. SPIE Vol. 1031, GCL - 7th Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers, Vienna (1988), S. 385-391.
- [32] W.J.THAYER III, V.R.BUONADONNA, W.D.SHERMAN: *Pressure wave suppression for a pulsed chemical laser*. AIAA Journal, Vol.18, No. 6, (1980), S. 657-664.
- [33] K-O.TONG, C.J.KNIGHT, P.I.SINGH, B.N.SRIVASTAVA: *Flow and acoustics study for pulsed visible lasers*. AIAA-80-0348; AIAA 18th Aerospace Sciences Meeting, (1980).
- [34] S.M.FOURNIER, M.L.SENTIS, B.M.FORESTIER, B.L.FONTAINE: *Flow characteristics of closed loop high prf e-beam or X-ray-assisted discharge exciplex laser*. Proc. of the 4th Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers, Stresa, Italy (1982) S.375-382.
- [35] J.SHWARTZ, V.A.KULKARNY, D.A.AUSHERMAN: *Pressure wave attenuation in repetitively pulsed fusion lasers*. Proc. of the 12th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves, Jerusalem (1979) S. 675-683.
- [36] B.N.SRIVASTAVA, C.J.KNIGHT, O.ZAPPA: *Acoustic suppression in a pulsed laser system*. AIAA Journal, Vol. 18, No. 5, (1980) S. 555-562.
- [37] K-O.TONG, C.J.KNIGHT, B.N.SRIVASTAVA: *Pressure wave attenuation in mufflers with finite backing volume*. AIAA-79-0602, AIAA 5th Aeroacoustics Conference, (1979).
- [38] D.R.AUSHERMAN, I.E.ALBER, E.BAUM: *Acoustic suppression in a pulsed chemical laser*. AIAA Journal, Vol.17, No. 5, (1979), S. 490-497.

- [39] V.A.KULKARNY, J.SHWARTZ, D.R.AUSHERMAN, S.FINK, K.R.MAGIAWALA: *Modelling of acoustic suppression in pulsed gas laser systems*. AIAA-82-0891, AIAA/ASME 3rd Joint Thermophysics, Fluids, plasma and heat Transfer Conf. (1982).
- [40] B.N.SRIVASTAVA, G.WALDMAN, J.CRUICKSHANK, J.MORAN: *Several numerical schemes for the computation of unsteady flow in pulsed lasers*. AIAA Journal, Vol. 25, No. 6 (1987), S. 845-854.
- [41] B.N.SRIVASTAVA, F.FARIA-E-MAIA, J.MORAN: *Computation of inviscid/viscous flowfield in pulsed lasers*. AIAA Journal, Vol. 26, No. 10 (1988), S. 1254-1262.
- [42] D.ZEITOUN, M.BESSAFI, B.L.FONTAINE, B.M.FORESTIER, M.L.SENTIS: *Numerical computation of unsteady two-dimensional flow in excimer laser*. SPIE Vol. 1031, GCL - 7th Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers, Vienna (1988), S.423-427.
- [43] B.N.SRIVASTAVA, F.FARIA-E-MAIA, J.HER, J.MORAN: *High resolution computation of unsteady flows in pulsed lasers*. AIAA Journal, Vol. 30, No. 3 (1992), S. 756-764.
- [44] A.K.COUSINS, W.J.THAYER, V.C.H.LO: *Long-wavelength acoustic decay in compact laser flow loops*. AIAA Journal Vol. 28, No. 1 (1990) S. 127-132.
- [45] J.P.TRUONG: *Contribution à l'étude du fonctionnement quasi permanent d'un laser à excimers de puissance moyenne élevée*. Institut de Mécanique des Fluides de Marseille, Université d'Aix-Marseille II: Dissertation (1993).
- [46] W.EISSLER: *Berechnung der Wechselwirkung schwacher Stöße mit ebenen Sieben*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit 1989 (Inst. f. Strahlwerkzeuge IFSW 89-5).
- [47] K-O.TONG, C.J.KNIGHT, B.N.SRIVASTAVA: *Interaction of weak shock waves with screens and honeycombs*. AIAA Journal, Vol. 18, No. 11 (1980), S. 1298-1305.
- [48] S.M.FROLOV, B.E.GELFAND: *Shock wave attenuation in channels with perforated walls*. in: Shock Waves, K. Takayama (Hrsg.), Proc. of the 18th Int. Symp. on Shock Waves, Sendai, Japan, Springer (1991), S. 197-202.
- [49] C.J.KNIGHT: *Sidewall muffler design for pulsed exciplex lasers*. AIAA Journal, Vol. 24, No. 11, (1986), S. 1774-1782.
- [50] C.J.KNIGHT: *Transverse acoustic waves in pulsed lasers*. AIAA Journal, Vol. 20, No. 7, (1982), S. 933-939.

- [51] C.J.KNIGHT: *Thermal homogeneity in a closed excimer laser cavity*. AIAA Journal, Vol. 21, No. 4, (1983), S. 541-549.
- [52] V.A.KULKARNY: *Decay of transverse acoustic waves in a pulsed gas laser*. AIAA Journal, Vol. 18, No. 11, (1980), S. 1336-1341.
- [53] E.BAUM, C.G.KOOP, V.A.KULKARNY, K.R.MAGIAWALA, J.SHWARTZ: *Density homogeneity control in repetitively pulsed gas lasers*. in: S. Rosenwaks (Hrsg.): Proc. of 6th Gas Flow and Chemical Lasers Symp., Jerusalem 1986, Berlin: Springer (1986), S. 2-14.
- [54] D.ZEITOUN, D.TARABELLI, B.FORESTIER, J.P.TROUNG, M.SENTIS: *Effect of acoustic dampers on the excimer laser flow*. SPIE Vol. 1031, GCL – 8th Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers, Madrid (1990), S.585-588.
- [55] B.N.SRIVASTAVA: *Pressure wave attenuation due to anode mufflers in pulsed lasers*. AIAA Journal, Vol. 21, No. 3 (1983), S. 381-389.
- [56] P.CANARELLI, M.L.SENTIS, P.C.DELAPORTE, B.L.FONTAINE, B.M.FORESTIER: *Acoustic waves damping experimental study in X-ray preionized high repetition rate XeCl*. Proc. of ECO 90, The Hague, SPIE Vol. 1278, Excimer Lasers and Applications II (1990), S.77-87.
- [57] M.BESSAFI, P.CANARELLI, P.C.DELAPORTE, B.L.FONTAINE, B.M.FORESTIER, M.L.SENTIS, D.ZEITOUN: *Two dimensional numerical study of wave damping in a high average power excimer laser*. Proc. of ECO 90, The Hague, SPIE Vol. 1278, Excimer Lasers and Applications II (1990), S.127-138.
- [58] S.BUNDSCHU: *Numerische Simulation von Stoßwellendämpfungselementen*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit 1991 (Inst. f. Strahlwerkzeuge IFSW 91-70).
- [59] V.Y.BARANOV, V.M.BORISOV, A.Y.VINOKHOV, F.I.VYSIKAYLO, Y.B.KIRYUKHIN: *Characteristics of the pulse-periodic regime of excimer lasers*. Sov. J. Quantum Electron. 13(3), (1983), S. 318-322.
- [60] F.SEILER, B.SCHMIDT: *The structure of a shock wave close to a wall*. Proc. of 11th Int. Symp. of Rarefied Gas Dynamics, Paris (1978), S. 313-322.
- [61] T.C.ADAMSON, A.F.MESSITER: *Analysis of two-dimensional interactions between shock waves and boundary layers*. Annual Review Fluid Mechanics, (1980) S. 103-138.
- [62] D.RAYEVSKY, G.BEN-DOR: *Shock wave interaction with a thermal layer*. AIAA Journal, Vol.30, No. 4, (1992), S. 1135-1139.

- [63] W.MAYERHOFER, H.HÜGEL, R.NOWACK: *Pulsed e-beam stabilized supersonic CO laser*. Inst. Phys. Conf. Ser. No. 72, Proc. of 5th Gas Flow and Chemical Lasers Symp., Oxford (1984), S. 319-324.
- [64] W.MAYERHOFER, W.HENNIG, H.HÜGEL, R.NOWACK: *Optimization of discharge stability of an e-beam sustained supersonic CO laser by optical diagnostic measurements*. in: S. Rosenwaks (Hrsg.): Proc. of 6th Gas Flow and Chemical Lasers Symp., Jerusalem 1986, Berlin: Springer (1986), S. 237-243.
- [65] J.P.TRUONG, M.L.SENTIS, P.DELAPORTE, B.FORESTIER, B.FONTAINE, O.UTEZA, Y.TASSI: *Efficient acoustic wave damping in a high pulse repetition rate XeCl laser*. SPIE Vol. 1810 Gas Flow and Chemical Lasers (1992).
- [66] K.MAENO, S.KOSUGI, N.YAMAGUCHI: *Continuous and pulsed discharges in gas flow lasers*. SPIE Vol. 1810 Gas Flow and Chemical Lasers (1992), S. 162-169.
- [67] Y.B.ZEL'DOVICH, Y.P.RAIZER: *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. New York: Academic Press (1966).
- [68] H.OERTEL: *Stoßrohre*. Wien/New York: Springer (1966).
- [69] N.ROTT: *Nichtlineare Akustik – Rückblick und Ausblick*. Z. Flugwiss. Weltraumforsch. 4 (1980), Heft 4. S. 185-193.
- [70] L.D.LANDAU, E.M.LIFSCHITZ: *Lehrbuch der theoretischen Physik, Band VI: Hydrodynamik*. Berlin: Akademie Verlag, 5. Auflage (1991).
- [71] A.H.SHAPIRO: *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow, Vol. II*. New York: The Ronald Press Company (1954).
- [72] H.JACOBY: *Entwicklung eines theoretischen Modells zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen elektrischer Entladung und Überschallströmung eines gepulsten CO-Lasers*. Universität Stuttgart, Dissertation (1984).
- [73] R.HOLTBECKER: *Berechnung der Dichteänderungen in gepulsten CO₂-Lasern*. Universität Stuttgart, Studienarbeit 1988 (Inst. f. Strahlwerkzeuge IFSW 88-10).
- [74] A.HOLZWARTH, P.BERGER: *Berechnung von Dichteschwankungen in Excimerlasern*, Bericht zum Eureka-Projekt: Eurolaser, Definitionsphase, Excimerlaser, Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge (1987).
- [75] P.J.ROACHE: *Computational fluid dynamics*. Albuquerque: Hermosa Publishers (1976).
- [76] V.VEMURI, W.J.KARPLUS: *Digital computer treatment of partial differential equations*. New Jersey: Prentice-Hall.

- [77] M.DI GIACINTO, M.VALORANI: *Shock detection and discontinuity tracking for unsteady fluids*. Computers and Fluids, Vol. 17, No. 1 (1989), S. 61-84.
- [78] R.W.MACCORMACK: *The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering*. AIAA Paper No. 69-354 (1969).
- [79] R.W.MACCORMACK, A.J.PAULLAY: *Computational efficiency achieved by time splitting of finite difference operators*. AIAA 10th Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper No. 72-154 (1972).
- [80] J.H.FERZIGER: *Numerical methods for engineering application*. New York: John Wiley & Sons (1981).
- [81] R.COURANT, K.FRIEDRICHS, H.LEWY: *Über die partiellen Differenzengleichungen der Mathematischen Physik*. Mathematische Annalen, 100 (1928), S. 32-74.
- [82] E.TURKEL: *Phase error and stability of second order methods of hyperbolic problems*. J. Comp. Phys., Vol. 15 (1974).
- [83] L.THEILEMANN: *Ein gitterfreies Differenzenverfahren*. Universität Stuttgart, Dissertation (1983).
- [84] J.D.HOFFMAN: *Relationship between the truncation errors of centered finite-difference approximations on uniform and nonuniform meshes*. J. Comp. Physics, Vol. 46 (1982), S. 469-474.
- [85] A.WEISE: *Strömungslehre. Auszug aus H.Franke: Lexikon der Physik*. Universität Stuttgart, Institut für Aero- und Gasdynamik (1969).
- [86] G.W.HEDSTROM: *Nonreflecting boundary conditions for nonlinear hyperbolic systems*. J. of Comp. Phys., Vol. 30 (1979), S. 222-237.
- [87] S.KARNI: *To the boundary and back – a numerical study*. Int. J. for numerical Methods in fluids, Vol. 13 (1991), S. 201-216.
- [88] K.FÖRSTER (HRSG.): *Boundary algorithms for multidimensional inviscid hyperbolic flows*. Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol. 1, Vieweg (1978).
- [89] G.HUANGFU: *Untersuchung von expliziten Differenzenverfahren für ein zweidimensionales quasilineares hyperbolisches Differentialgleichungssystem*. Universität Stuttgart, Dissertation (1983).
- [90] M.B.GILES: *Nonreflecting boundary conditions for Euler equation calculations*. AIAA J., Vol. 28, No. 12 (1990), S. 2050-2058.
- [91] P.L.ROE: *Remote boundary conditions for unsteady multidimensional aerodynamic calculations*. Computers and Fluids, Vol. 17, No. 1 (1989), S. 221-231.

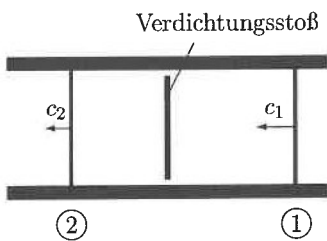
- [92] A.HOLZWARTH, P.BERGER: *Untersuchung und Dämpfung von Dichteschwankungen in Excimerlasern hoher Leistung*. Abschlußbericht zum Eureka-Verbundprojekt: Eurolaser: High Power Excimer Lasers (EU205), Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, (1990).
- [93] K.KAKIZAKI, N.OKAMOTO, S.TAKAGI, S.SATO, T.GOTO: *Performance characteristics of high repetition rate excimer laser*. Proc. of LAMP 92, Nagaoka (1992), S. 165-169.
- [94] Spezifikation der Fa. C. Polack, Einrichtungen zur Automatisierung von Arbeits- und Prüfvorgängen, Stuttgart.
- [95] E.HECHT: *Optics*. Addison Wesley (1987).
- [96] S.BORIK: *Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern*. Dissertation, Universität Stuttgart, Forschungsberichte des IFSW, Stuttgart: B.G.Teubner (1993).
- [97] S.BORIK, IFSW: *Persönliche Mitteilung*.
- [98] J.GRIEBSCH: *Konstruktion von Antriebskomponenten und Inbetriebnahme eines Stoßwellenkanals*. Universität Stuttgart, Studienarbeit 1990 (Inst. f. Strahlwerkzeuge).
- [99] D.H.EDWARDS, P.FEARNLEY, M.A.NETTLETON: *Shock diffraction in channels with 90° bends*. J. Fluid Mech., 132 (1983), S. 257-270.
- [100] G.B.WHITHAM: *A new approach to problems of shock dynamics, Part I: Two dimensional problems*. J. Fluid Mech. 2 (1957), S. 145-171.
- [101] G.B.WHITHAM: *A new approach to problems of shock dynamics, Part II: Three dimensional problems*. J. Fluid Mech. 5 (1959), S. 369-386.
- [102] G.B.WHITHAM: *Linear and nonlinear waves*. John Wiley and Sons, New York (1974).
- [103] R.COURANT, K.O.FRIEDRICHS: *Supersonic flow and shock waves*. New York: Interscience Publishers (1948).
- [104] W.CHESTER: *The propagation of shock waves in a channel of nonuniform width*. Quart. J. Appl. Math. 6 (1953), S. 440.
- [105] R.F.CHISNELL: *The motion of a shock wave in a channel, with applications to cylindrical and spherical shock waves*. J. Fluid Mech. 2 (1957), S. 286-298.
- [106] B.W.SKEWS: *The shape of a diffracting shock wave*. J. Fluid Mech. 29, part 2 (1967), S. 297-304.

- [107] K. OSHIMA: *Propagation of spatially non-uniform shock waves*. Inst. of Space and Aeron. Sc. Univ. of Tokyo, ISAS Rep. 30 No. 393 (1965).
- [108] B. STURTEVANT, V. A. KULKARNY: *The focusing of weak shock waves*. J. Fluid Mech. 73, part 4 (1976), S. 651.
- [109] R. HILLIER: *Computation of shock wave diffraction at a ninety degrees convex edge*. Shock Waves, 1 (1991), S. 89-98.
- [110] K. TAKAYAMA, O. INOUE: *Shock wave diffraction over a 90 degree sharp corner*. Shock Waves, 1 (1991), S. 301-312.
- [111] A. BURKHARDT: *Theoretische Beschreibung der Reflexion und Beugung ebener Stoßwellen beliebiger Stoßstärke*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 1991 (Inst. f. Strahlwerkzeuge IFSW 91-14).
- [112] F. OBERMEIER: *Ausbreitung schwacher Stoßwellen – Stoßfokussierung und Stoßreflexion*. Z. Flugwiss. Weltraumforsch. 13 (1989) S. 219-232.
- [113] E. HANDKE: *Über die Fokussierung von Stoßwellen schwacher bis mittlerer Stoßstärke*. Universität Göttingen: Dissertation (1986).
- [114] R. HOLL: *Wellenfokussierung in Fluiden*. RWTH Aachen: Dissertation (1982).
- [115] F. OBERMEIER: *On the propagation of weak and moderately strong, curved shock waves*. J. Fluid Mech. (1983), Vol. 129, S. 123-136.
- [116] M. NISHIDA, H. KISHIGE: *Numerical simulation of focusing process of reflected shock waves*. in: Shock Tubes and Waves, H. Grönig (Hrsg.), Weinheim: VCH Verlagsgesellschaft (1988).
- [117] A. FROHN: *Einführung in die technische Thermodynamik*. Wiesbaden: Akademische Verlagsgesellschaft (1977).
- [118] H. SCHADE, E. KUNZ: *Strömungslehre*. Berlin, New York: Walter de Gruyter (1980).
- [119] U. GANZER: *Gasdynamik*. Berlin: Springer (1988).

Anhang

A.1 Rankine–Hugoniot'sche Stoßgesetze

Die Herleitung der Bilanzgleichungen zur Berechnung der Strömungszustände über einen (senkrechten) Verdichtungsstoß hinweg sind in jedem Lehrbuch zur Strömungsmechanik aufgeführt (z.B. [117, 118]). Hier sollen diese Gleichungen noch einmal hergeleitet und für die Belange dieser Arbeit umgeformt werden.



Ein senkrechter Verdichtungsstoß soll sich in einem Kanal mit konstantem Querschnitt A von links nach rechts mit der Geschwindigkeit c_1 in ruhendes Gas bewegen. In einem stoßfesten Koordinatensystem bewegt sich dann das Gas mit dem gleichen Geschwindigkeitsbetrag auf den Stoß zu. Der Stoß beschleunigt das Gas, so daß es sich mit $c_2 = c_1 - u_2$ wieder von ihm weg bewegt, u_2 nennt man die Nachströmgeschwindigkeit hinter dem Stoß.

Zur Berechnung der Zustandsänderungen über den Stoß hinweg stehen die Kontinuitäts-
gleichung (bei konstanter Querschnittfläche A)

$$\rho_1 c_1 = \rho_2 c_2, \quad (\text{A.1})$$

der Impulssatz

$$\rho_1 c_1^2 + p_1 = \rho_2 c_2^2 + p_2 \quad (\text{A.2})$$

und der Energiesatz

$$h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2} \quad (\text{A.3})$$

zur Verfügung.

Aus den Gleichungen (A.1) und (A.2) erhält man für die Geschwindigkeiten c_1 und c_2

$$c_1^2 = \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \quad (\text{A.4})$$

und

$$c_2^2 = \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1}. \quad (\text{A.5})$$

Im Spezialfall idealer Gase und bei konstanter spezifischer Wärme gilt für die Enthalpie

$$h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1). \quad (\text{A.6})$$

Zusammen mit der allgemeinen Gasgleichung $p = \rho RT$ und der Umrechnung $c_p/R = \kappa/(\kappa - 1)$ erhält man aus (A.3) und (A.6) die Bernoulli'sche Gleichung

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} c_1^2 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} c_2^2. \quad (\text{A.7})$$

Wenn in (A.1) und (A.2) über den Zwischenschritt

$$\rho_2 = \frac{\rho_1^2 c_1^2}{p_1 - p_2 + \rho_1 c_1^2} \quad (\text{A.8})$$

die Dichte ρ_2 eliminiert wird, ergibt sich für die Geschwindigkeit hinter dem Stoß eine weitere nützliche Formulierung:

$$c_2 = c_1 - \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 c_1}. \quad (\text{A.9})$$

Wegen $c_2 = c_1 - u_2$ erhält man für die Nachströmgeschwindigkeit sofort

$$u_2 = \frac{\Delta p}{\rho_1 c_1}. \quad (\text{A.10})$$

Zur Berechnung des Drucks p_2 als Funktion der Zuströmgeschwindigkeit c_1 setzt man (A.8) und (A.9) in (A.7) ein und erhält nach längerer Rechnung eine quadratische Gleichung mit den Lösungen

$$p_{21/2} = \frac{1}{2} \left[\frac{2}{\kappa + 1} (p_1 + \rho_1 c_1^2) \pm \sqrt{\left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^2 (p_1 + \rho_1 c_1^2)^2 - 4 \left(\frac{2}{\kappa + 1} p_1 \rho_1 c_1^2 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} p_1^2 \right)} \right]. \quad (\text{A.11})$$

Die positive Lösung liefert den Druck p_2 , wenn im Kontrollvolumen ① - ② in der Skizze auf Seite 143 ein Stoß vorhanden ist. Die negative Lösung liefert an der Stelle ② den gleichen Wert wie an der Stelle ①, also $p_2 = p_1$. Dies bedeutet, daß kein Stoß vorhanden ist. Allein die Mehrdeutigkeit der Lösung der Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichung läßt somit innerhalb des betrachteten Kontrollvolumens zwei verschiedene Strömungszustände zu, die von ① nach ② unter Erhöhung der Entropie schlagartig ineinander übergehen können.

Einige häufig gebrauchte Zusammenhänge lassen sich bequem mit der Abkürzung $m = M_1^2 - 1$ (Stoßmachzahl $M_1 = c_1/a_1$) wiedergeben. Das Druckverhältnis über den Stoß hinweg ist damit

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} m. \quad (\text{A.12})$$

Für die Definition der Stoßstärke wird das Druckverhältnis auf den Ausgangsdruck bezogen [117] und die Indizierung oft weggelassen:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{p_2 - p_1}{p_1}. \quad (\text{A.13})$$

Das Verhältnis der Gasdichten bzw. der Geschwindigkeiten relativ zur Stoßfront ist

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{c_2}{c_1} = 1 - \frac{2}{\kappa + 1} \frac{m}{m + 1} \quad (\text{A.14})$$

oder mit der nach m aufgelösten Gl. (A.12)

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{c_2}{c_1} = 1 - \frac{\frac{p_2}{p_1} - 1}{\kappa + \frac{\kappa + 1}{2} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)} \quad (\text{A.15})$$

Für die Temperaturen und die Schallgeschwindigkeiten erhält man

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{a_2^2}{a_1^2} = \left(1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} m \right) \left(1 - \frac{2}{\kappa + 1} \frac{m}{1 + m} \right) = \frac{p_2}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho_2}. \quad (\text{A.16})$$

Im Stoßwellenkanal sind die Größen p_1 , a_1 im ruhenden Gas und die Nachström- bzw. Kolbengeschwindigkeit u_2 bekannt. Nach Einsetzen von $c_2 = c_1 - u_2$ in (A.14) und Ersetzen von m läßt sich die Stoßgeschwindigkeit c_1 berechnen:

$$c_{1/2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa + 1}{2} u_2 \pm \sqrt{\frac{\kappa + 1}{2} u_2^2 + 4a_1^2} \right), \quad (\text{A.17})$$

wobei hier nur die positive Lösung sinnvoll ist. Damit lassen sich m und mit den oben angegebenen Formeln auch die restlichen Größen hinter dem Stoß bestimmen.

Die Entropieänderung über den Stoß hinweg ist

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (\text{A.18})$$

oder als Funktion der relativen Druckänderung $\Delta p/p$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \left(1 + \frac{\Delta p}{p} \right) + c_p \ln \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2\kappa} \frac{\Delta p}{p} \right) - c_p \ln \left(1 + \frac{\kappa + 1}{2\kappa} \frac{\Delta p}{p} \right). \quad (\text{A.19})$$

Wenn man die einzelnen Terme in dieser Gleichung in eine Reihe der Form $\ln(1 + x) = x - \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{3}x^3 \dots$ entwickelt, stellt man fest, daß sich die linearen und quadratischen Terme aufheben und nur die Summe der kubischen Terme einen Beitrag zur Entropieerhöhung liefern:

$$s_2 - s_1 \approx c_v \frac{(\kappa - 1)(\kappa + 1)}{12\kappa^2} \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^3. \quad (\text{A.20})$$

Diese Beziehung gilt für kleine Werte von $\Delta p/p$, d.h. für schwache Stöße, wie sie bei Stoßmachzahlen bis etwa 1.3 auftreten. Daraus läßt sich erkennen, daß schwache Stöße nahezu isentrop ablaufen [119]. Dies gilt insbesondere auch für Stoßstärken, die sowohl über den Bereich der linearen als auch der nichtlinearen Akustik hinausgehen.

Als Maß für die mit einem Stoß verbundenen Strömungsverluste kann neben der Entropieerhöhung auch der Ruhedruckverlust herangezogen werden. Er ergibt sich aus den Ruhedrüken vor und hinter dem Stoß, die definitionsgemäß aus einem gedachten isentropen Aufstau der Strömung entstehen. Allgemein berechnet sich der Ruhedruck aus der lokalen Strömungsmachzahl M zu

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \quad (\text{A.21})$$

Aus Gl. (A.18) erhält man für die Ruheentropie

$$s_{02} - s_{01} = c_p \ln \frac{T_{02}}{T_{01}} - R \ln \frac{p_{02}}{p_{01}}. \quad (\text{A.22})$$

Aus dem Energieerhaltungssatz

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_{01} = h_2 + \frac{u_2^2}{2} = h_{02} = \text{const.} \quad (\text{A.23})$$

ergibt sich mit $h = c_p T$, daß die Ruhetemperaturen über den Stoß hinweg konstant sind: $T_{02} = T_{01}$. In Gl. (A.22) verschwindet deshalb der erste Term auf der rechten Seite.

Da die Ruhezustände, wie bereits erwähnt, aus einem *isentropen* Aufstau der Strömung gewonnen werden, ist die Differenz der Ruheentropien über den Stoß hinweg ebenfalls konstant. Es gilt deshalb $s_{02} - s_{01} = s_2 - s_1$ und durch Gleichsetzen von (A.18) und (A.22) bekommt man mit $c_p/R = \kappa/(\kappa - 1)$ und $T_{02}/T_{01} = 1$

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{-\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \quad (\text{A.24})$$

Ersetzt man hierin noch das Temperaturverhältnis mit Hilfe der Gln. (A.15) und (A.16), dann erhält man den durch den Stoß verursachten Totaldruckverlust als Funktion der Stoßstärke:

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \frac{p_2}{p_1} \left[\frac{p_2}{p_1} \left(1 - \frac{\frac{p_2}{p_1} - 1}{\kappa + \frac{\kappa + 1}{2} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)} \right) \right]^{-\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \quad (\text{A.25})$$

Interessant ist noch der Zusammenhang der auf die kritische Schallgeschwindigkeit

$$a^* = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa + 1} R T_0} \quad (\text{A.26})$$

bezogenen Zu- und Abströmgeschwindigkeiten

$$La_1 = \frac{c_1}{a^*} \quad \text{bzw.} \quad La_2 = \frac{c_2}{a^*}. \quad (\text{A.27})$$

Das Produkt der Stoßlavalzahlen ist

$$La_1 \cdot La_2 = 1, \quad (\text{A.28})$$

was bedeutet, daß hinter einem stationären, geraden Verdichtungsstoß immer Unterschallgeschwindigkeit herrscht. Erst durch die Transformation des stoßfesten auf ein ortsfestes Koordinatensystem kann bei ausreichend starken Stößen eine Überschallnachströmung entstehen.

A.2 Stoßstärke nach der Energieeinkopplung im Exci-merlaser

Die Energieeinkopplung in das Lasergas bewirkt während der kurzen Dauer des Entladungspulses von wenigen zehn Nanosekunden eine instantane Erhöhung des Druckes und der Temperatur im angeregten Volumen. Die Gasdichte ändert sich während dieser kurzen Zeit noch nicht merkbar. Die Zustandsänderung kann also als isochor angesehen werden. Die aus der Energiezufuhr Δq resultierende Druckzunahme errechnet sich zu

$$\Delta p = (\kappa - 1)\Delta q. \quad (\text{A.29})$$

Für die Temperaturzunahme gilt

$$\Delta T = \frac{\Delta q}{\rho c_v}. \quad (\text{A.30})$$

Vom Rand dieses aufgeheizten Gebietes beginnt dann eine Stoßwelle in das ungestörte Gas hinein und gleichzeitig eine Verdünnungswelle in die andere Richtung zu laufen. Die Ausbildung dieser Stoßwelle ist vergleichbar dem Vorgang, wie er nach dem Platzen einer Membran stattfindet, die diese zwei unterschiedlichen Gaszustände trennt. In Bild A.1 sind der Druckverlauf nach dem Ende der Energieeinkopplung ($t = t_0$) und einige Zeit später ($t = t_1$) sowie ein Weg-Zeit-Diagramm dieses Vorganges qualitativ dargestellt. Die Bereiche 1-5 sind folgendermaßen charakterisiert:

1. ungestörter Zustand vor dem Stoß,
2. Zustand nach dem weglauenden Stoß,
3. bleibende Verdünnung im Bereich der Energieeinkopplung,
4. Verdünnungsfächer,
5. Zustand erhöhten Drucks und Temperatur nach dem Entladungspuls.

Der Druck hinter dem Stoß 1-2 läßt sich mit Hilfe der Hugoniot'schen Stoßgesetze berechnen. Oertel [68] gibt für das Druckverhältnis p_2/p_5 folgende Beziehung an, wobei links und rechts der trennenden Membran verschiedene Gasarten möglich sind:

$$\frac{p_2}{p_5} = 1 - \frac{\frac{\kappa_5 - 1}{\kappa_1 - 1} \frac{a_1}{a_5} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)}{\frac{2\kappa_1}{\kappa_1 - 1} \sqrt{1 + \frac{\kappa_1 + 1}{2\kappa_1} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)}} \sqrt{\frac{2\kappa_5}{\kappa_5 - 1}} \quad (\text{A.31})$$

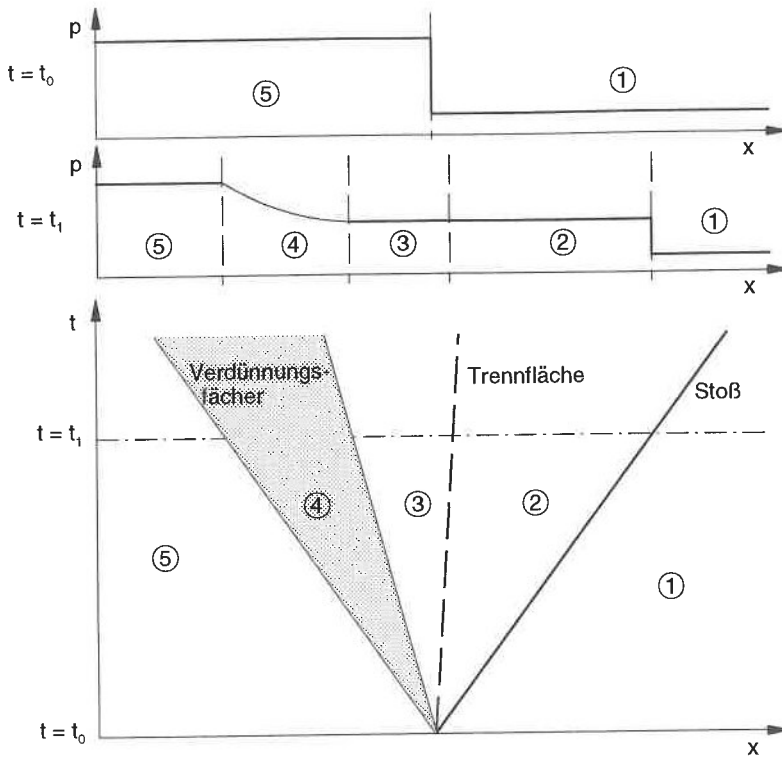


Bild A.1: Druckverlauf und Gebiete verschiedener Strömungszustände direkt am Ende und einige Zeit nach der Energieeinkopplung.

In Excimerlasern befindet sich natürlich links und rechts der 'Membran' das gleiche Gas, so daß man für die Stoßstärke

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_5}{p_1} \left[1 - \frac{\frac{a_1}{a_5} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)}{\sqrt{1 + \frac{\kappa+1}{2\kappa} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)}} \right]^{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} \quad (\text{A.32})$$

erhält. Die Drücke p_1 und p_5 sowie die Schallgeschwindigkeiten a_1 und a_5 sind bekannt, so daß diese Gleichung iterativ gelöst werden kann. Gleichung (A.31) kann dann interessant werden, wenn die während der Entladung entstehenden Reaktionsprodukte nennenswerte Auswirkungen auf die Gaszusammensetzung haben.

Zur Berechnung der resultierenden Stoßstärke als Folge der Energieeinkopplung Δq im

Entladungsraum kann p_5/p_1 mit Gl. (A.29) und $\Delta p = p_5 - p_1$ als

$$\frac{p_5}{p_1} = 1 + (\kappa - 1) \frac{\Delta q}{p_1} \quad (\text{A.33})$$

geschrieben werden.

Die Schallgeschwindigkeit $a_5 = \sqrt{\kappa(p_5/\rho_5)}$ wird unter der Voraussetzung der isochoren Zustandsänderung mit $\rho_5 = \rho_1$, der allgemeinen Gasgleichung $p = \rho RT$ und Gl. (A.33)

$$a_5 = \sqrt{\kappa RT \left(1 + (\kappa - 1) \frac{\Delta q}{p_1} \right)}. \quad (\text{A.34})$$

(A.33) und (A.34) eingesetzt in (A.32) ergibt

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(1 + (\kappa - 1) \frac{\Delta q}{p_1} \right) \left[1 - \frac{\frac{1}{\sqrt{1 + (\kappa - 1) \frac{\Delta q}{p_1}}} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)}{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \sqrt{1 + \frac{\kappa + 1}{2\kappa} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)}} \right]^{\frac{2\kappa}{\kappa - 1}} \quad (\text{A.35})$$

Dieser Zusammenhang ist in Bild A.2 dargestellt.

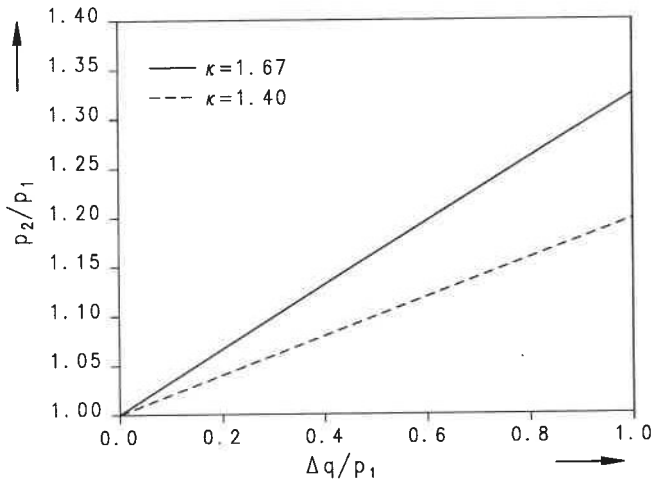


Bild A.2: Zusammenhang zwischen Energieeinkopplung und daraus resultierender Stoßstärke für ein- und zweiatomige Gase.

A.3 Zusammenhang zwischen Stoßstärke und Dichteänderung

Für die Belange der Entladung und der Strahlqualität wird die Homogenität des laseraktiven Mediums oft in der relativen Dichteänderung $\Delta\rho/\rho$ angegeben. Die Stoßstärke erscheint jedoch in der Regel als $\Delta p/p$. Die Umrechnung beider Größen ineinander wird hier hergeleitet.

Aus Gl. (A.15) erhält man durch Kehrwertbildung und Erweitern mit -1 sowie mit $\rho_2/\rho_1 - 1 = \Delta\rho/\rho$ und dem analogen Ausdruck für den Druck

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{1}{1 - \frac{\frac{\Delta p}{p}}{\kappa + \frac{\kappa+1}{2} \frac{\Delta p}{p}} - 1}. \quad (\text{A.36})$$

Nach Umformen erhält man

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\kappa \frac{\Delta\rho}{\rho}}{1 - \frac{\kappa-1}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho}}. \quad (\text{A.37})$$

Für kleine Dichtestörungen mit $\Delta\rho/\rho \ll 1$ geht der Nenner gegen 1 und man erhält

$$\frac{\Delta p}{p} = \kappa \frac{\Delta\rho}{\rho}. \quad (\text{A.38})$$

Diese Näherung ist zusammen mit der exakten Umrechnung (A.37) in Bild A.3 eingezeichnet. Die Abweichungen sind kleiner als 1%, wenn bei einatomigen Gasen ($\kappa = 1.67$) $\Delta\rho/\rho < 3\%$ bzw. bei zweiatomigen Gasen ($\kappa = 1.4$) $\Delta\rho/\rho < 5\%$ ist.

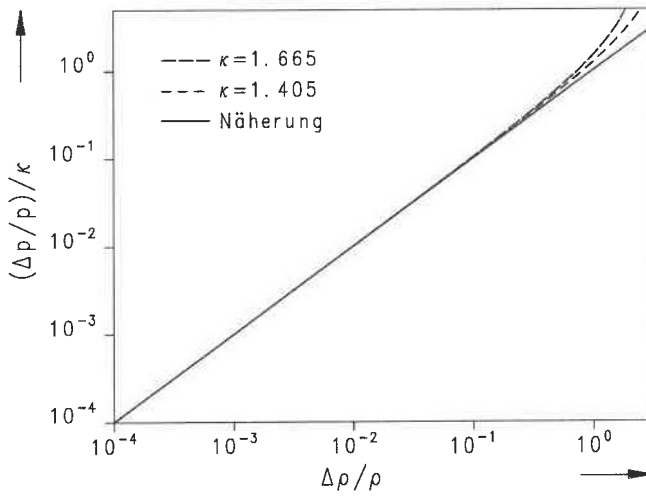


Bild A.3: Zusammenhang zwischen Stoßstärke und relativer Dichtänderung: Exakte und Näherungslösung.

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) der Universität Stuttgart. Ihr liegen teilweise Ergebnisse zugrunde, die im Rahmen meiner Forschungsarbeit an den vom Bundesministerium für Forschung und Technologie (BMFT) geförderten Projekten 13EU00431 und 13EU00810 (EU205) gewonnen wurden.

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Helmut Hügel, Direktor des Instituts für Strahlwerkzeuge, ganz herzlich für die freundliche Aufnahme in seinem Institut und für den Anstoß zu dieser Arbeit danken. Durch sein Interesse und seine Förderung wurde sie überhaupt erst ermöglicht.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Siegfried Wagner, Direktor des Instituts für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart, bedanke ich mich für die Übernahme des Mitberichts und für sein Interesse an dieser Arbeit.

Mein Dank gilt auch Herrn Dipl.-Ing. Peter Berger für seine Bereitschaft zur Diskussion der Ergebnisse und für die Anregungen, die daraus erwuchsen. Insbesondere trugen sein Engagement bei Problemen der numerischen Strömungsmechanik und bei der grafischen Aufbereitung der Ergebnisse zum Gelingen der Arbeit bei.

Stellvertretend für alle Kollegen und Mitarbeiter, die durch ihre Hilfsbereitschaft zur angenehmen Atmosphäre am IFSW beitrugen, möchte ich mich besonders bei Herrn Dipl.-Ing. Jürgen Griebisch und Herrn Dr.-Ing. Stefan Borik bedanken. Herr Griebisch hatte einen wesentlichen Anteil an der Konstruktion und am Aufbau des Stoßwellenkanals und trug mit viel Phantasie und Engagement zur erfolgreichen Inbetriebnahme bei. Herr Borik war bei allen Fragen zur Interferometrie stets ein kompetenter Ansprechpartner und zeigte insbesondere bei der Anpassung der Bildverarbeitungssoftware an die restliche Meßtechnik große Geduld.

Danken möchte ich ebenfalls Herrn Werner Hennig, der durch seinen unerschöpflichen Erfahrungsschatz zu jeder Meßaufgabe die passende Lösung parat hatte.

Nicht zuletzt gilt mein Dank allen meinen studentischen Mitarbeitern, die im Rahmen ihrer Studien- und Diplomarbeiten wichtige Untersuchungen durchgeführt und so zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Ohne den immerwährenden Rückhalt durch meine Eltern wäre diese Arbeit jedoch gar nicht möglich gewesen. Mit der Förderung, die sie ihren Kindern in der Schul- und Berufsausbildung, eingebettet in ein harmonisches Familienleben, angedeihen ließen, legten sie den Grundstein dazu. Dafür sei ihnen an dieser Stelle ganz besonders gedankt. Wie gerne würde ich meinem vor zwei Jahren verstorbenen Vater diese Arbeit persönlich überreichen.

im Oktober 1993

Achim Holzwarth



B. G. Teubner Stuttgart

ISBN 3-519-06216-X