Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.

Forschungsbericht 98-31

Wechselwirkung einer starken und einer schwachen Stoßwelle in reagierender Hochenthalpieströmung

Martin Schnieder (geb. Carl)

Institut für Strömungsmechanik Göttingen

233 Seiten142 Bilder19 Tabellen92 Literaturstellen



Wechselwirkung einer starken und einer schwachen Stoßwelle in reagierender Hochenthalpieströmung¹

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt

Institutscluster Aerodynamik und Strömungstechnik Institut für Strömungsmechanik Abteilung Aerothermodynamik Bunsenstraße 10, D-37073 Göttingen

Göttingen, im November 1998

Institutsdirektor: Prof. G.E.A. Meier Verfasser: Dipl.-Ing. M. Schnieder (geb. Carl)

Abteilungsleiter: Dr.-Ing. G. Eitelberg

¹Diese Arbeit erscheint gleichzeitig als von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation "D 82 (Diss. RWTH Aachen)".

Experiment, Hyperschallströmung, Hochenthalpie, reagierende Gasströmung, Nichtgleichgewicht, Stoß-Stoß-Wechselwirkung, Freistrahl, instationär, Scherschicht

Wechselwirkung einer schwachen und einer starken Stoßwelle in reagierender Hochenthalpieströmung

Übersicht

Im flugkolbengetriebenen Stoßwellenkanal HEG wird die Wechselwirkung von Stoßwellen vor einem stumpfen Körper in reagierender Hochenthalpieströmung untersucht. Der Einfluß von Hochtemperatureffekten ist von Interesse. Die sogenannte Typ-IV-Wechselwirkung erzeugt einen Freistrahl, der auf den Körper trifft und hohe Druck- und Wärmestromlasten an der Körperoberfläche verursacht. Es wird ein Zylinder-Keil-Modell verwendet und der Druck und der Wärmestrom an der Wand gemessen sowie Holographische Interferometrie und Schlieren zur Strömungssichtbarmachung eingesetzt. Die gemessenen Lasten zeigen ein zeitabhängiges Verhalten. Bei höheren Reynoldszahlen weist der obere Bugstoß eine starke Störung auf. Als Ursache wird eine instabile Scherschicht vermutet, die im Koordinatensystem des mit den Scherschichtstrukturen mitbewegten Beobachters mit einer Machzahl größer als 1 angeströmt wird. Eine Untersuchung des Einflusses der Dissoziation auf die Machzahl macht deutlich, daß die Machzahl steigt. Numerische Rechnungen und ein analytisches Modell, das auf dem ideal dissoziierenden Gasmodell und der Fay-Riddellschen Staupunktlösung aufbaut, werden im Vergleich mit den Experimenten diskutiert.

Experiment, hypersonic flow, high enthalpy, reacting flow, non-equilibrium, shock-shock-interaction, free jet, unsteady, shear layer

Interaction of a weak and a strong shock in reacting high enthalpy flow

Summary

In the free piston driven shock tunnel HEG the interaction of shock waves in front of a blunt body is studied in reacting high enthalpy flow. The influence of high temperature effects is of interest. The so called type IV interaction produces a free jet that impinges onto the body and creates high pressure and heat loads on the body surface. A cylinder wedge model is used. At the cylinder surface pressure and heat flux are measured. Holographic interferometry and schlieren optic are applied to visualize the flow. The measured loads show unsteady behaviour. At higher Reynolds numbers the upper bow shock shows a strong disturbance. It is assumed that this disturbance is caused by an unstable shear layer if the convective Mach number (i.e. the Mach number of the flow relative to a frame of reference moving with the shear layer structures) is larger than one. A study of the influence of dissociation on the convective Mach number shows, that the convective Mach number increases. Numerical calculations and an analytical model, which is based on the ideal dissociating gas model and the Fay Riddell solution to stagnation point flows are discussed in comparison with the experiments.

Imke und meiner Familie gewidmet

Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Hochenthalpiekanal (HEG) des Instituts für Strömungsmechanik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. H. Olivier vom Stoßwellenlabor der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule in Aachen für seine bereitwillige Förderung dieser externen Dissertation.

Dem Leiter des Instituts für Strömungsmechanik des DLR, Herrn Professor Dr. G.E.A. Meier, danke ich für die wertvollen Hinweise zum Thema.

Betreut hat diese Arbeit der damalige Leiter der Abteilung für Aerothermodynamik und heutige Leiter des Deutsch-Niederländischen Windkanals, Herr Dr. G. Eitelberg. Er hat mir in zahlreichen Diskussionen und Anregungen neue Ideen vermittelt. Ihm verdanke ich auch die vielen Kontakte zum internationalen Forschungsumfeld, die zum Fortgang dieser Arbeit beigetragen haben.

Weiterhin gilt mein Dank dem Leiter des HEG, Dr. W.H. Beck, und den Kolleginnen und Kollegen für die freundliche Unterstützung und das motivierende Arbeitsumfeld. Hervorheben möchte ich Dr. D. Kastell und Dr. M. Wollenhaupt für die freundschaftlichen Diskussionen. Auf verschiedene Art und Weise haben zum Gelingen der Arbeit beigetragen: Dr.habil. M. Rein, Dr. R. Krek, Dr. P. Hakenesch, O. Trinks, Ch.-Ch. Ting, B. Reimann, J. Martinez-Schramm, S. Hartung, B. Kabisch, N. Widdecke, D. Garbe, U. Frenzel und J. Lenz.

Am Institut für Strömungsmechanik besteht ein reger Austausch zwischen Numerikern und Experimentatoren. Ich danke den Herren Dr. S. Brück, Dr. R. Chue und besonders Dr. K. Hannemann und Dr. V. Hannemann für ihre Beiträge und die gute Zusammenarbeit. Von diesem Austausch konnte ich mannigfaltig profitieren.

Zuletzt danke ich K. Warmbold und J. Keil für die Durchsicht der Arbeit und Korrekturhinweise.

Martin Schnieder, September 1998

Inhaltsverzeichnis

1	Einl	eitung	1
	1.1	Hintergrund und Motivation	1
	1.2	Problembeschreibung	1
	1.3	Realgaseinflüsse	5
	1.4	Überblick über die Literatur	10
	1.5	Zielsetzung der Arbeit	14
	1.6	Gliederung	15
2	The	oretische Modelle	17
	2.1	Einleitung	17
	2.2	Herleitung	18
		2.2.1 Lighthillsches Gasmodell	18
		2.2.2 Wechselwirkung einer schwachen und einer starken Stoß-	
		welle - Herzkurvendiagramm	24
		2.2.3 Die Edney-Wechselwirkungstypen III, IV und IVa	30
		2.2.4 Modell für den Wärmestrom nach Fay-Riddell	36
	2.3	Ergebnisse und Diskussion	39
3	Vers	uchsbeschreibung und experimenteller Aufbau 4	43
	3.1	Hochenthalpiekanal Göttingen HEG	43
		3.1.1 Ruhezustand vor der Düse	44
		3.1.2 Düsenstartvorgang	15
		3.1.3 Heliumankunft	15
		3.1.4 Messungen der freien Anströmung	46
		3.1.5 Simulationsrechnungen der freien Anströmung	31
		3.1.6 Meßzeitfenster	35
	3.2	Zylinder-Keil-Modell und Meßtechnik	37
4	Exp	erimente	71
	4.1	Einführung	71
	4.2	Typ-III-Wechselwirkung	73
	4.3	Typ-IV-Wechselwirkung	76
	4.4	Typ-IVa-Wechselwirkung	78
	4.5	Scherschichtinstabilität	78
	4.6	Wanddruck- und Wärmestromsignale	79
	4.7	Instationäres Strömungsverhalten	30
		U U U U U U U U U U U U U U U U U U U	

		4.7.1 4 7 2	Reservoirzustand und Anströmung	83 85
5	Num 5.1 5.2 5.3 5.4	nerik Verfah Edney- Edney- Edney-	ren	87 87 89 89 100
6	Disk 6.1 6.2	ussion Wandl 6.1.1 6.1.2 6.1.3 Wechse 6.2.1 6.2.2 6.2.3 6.2.4 6.2.5	asten der Typ-IV-Wechselwirkung Theorie und Numerik Experiment Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur elwirkung zwischen Scherschicht und Strömungsfeld Bugstoßstörung Konvektive Scherschichtmachzahlen $Ma_c > 1$ Scherschichtinstabilität Einfluß der Dissoziation auf die konvektiven Machzahlen	$103 \\ 103 \\ 103 \\ 106 \\ 107 \\ 108 \\ 108 \\ 110 \\ 113 \\ 116 \\ 117 \\$
7	Zusa	mmenfa	assung	121
А	Inter A.1 A.2	ferogra Zylind Wechse	mme, Schlierenbilder, Druck- und Wärmestrom erversuche	131 135 145
В	Meß ³ B.1 B.2 B.3	technik Drucks Therm Optik B.3.1 B.3.2 B.3.3	ensoren	201 203 207 207 209 211
С	Freie	e Anstră	bmung	215

Abbildungsverzeichnis

Schema Wechselwirkung	2
Schema der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung.	3
Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung	4
Wiedereintrittstrajektorie eines Raumgleiters.	6
Edney-Typ IV, normalisierter Druck als Funktion des Keilwinkels.	9
Zustandsänderung hinter einem senkrechten Verdichtungsstoß Schema der Krümmung der Stromlinien stromab eines schrägen	23
Verdichtungsstoßes durch die endotherme Dissoziation.	23
Herzkurvendiagramm für einen Anströmzustand	25
Dichtesprung, Dissoziationsgrad und Dissoziationsrate als Funkti-	
on des Stoßwinkels für den schiefen Stoß.	26
Schema und Bezeichnungen: Wechselwirkung eines schwachen und	
eines starken Stoßes.	27
Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes im Herz-	
kurvendiagramm.	28
Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes. Schema	
der Dissoziationsrelaxation.	28
Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes im Herz-	
kurvendiagramm, Ausschnitt.	29
Typ-III-, Typ-IV- und Typ-IVa-Klassifizierung.	31
Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-III-Wechselwirkung	32
Schema und Bezeichnungen für die Typ-IV-Wechselwirkung	32
Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung	34
Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-IVa-Wechselwirkung	35
Übertragung der Staupunktströmung auf die Freistrahlströmung.	38
p_s/p_{zyl} als Funktion von H_0 .	41
ρ_s/ρ_{zyl} als Funktion von H_0 .	41
\dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} als Funktion von H_0 .	42
Prinzipskizze des Hochenthalpiekanals (HEG)	43
Düsenstartvorgang, Anstieg der Drucksignale.	46
Düsenwandwärmestrom, HEG-Bed. I, Luft	48
Zeitliche Entwicklung der Pitotdruckprofile, HEG-Bed. I, Luft	50
Vergleich der Pitotdruckprofile, HEG-Bed. I, Luft, spätes Zeitfenster.	51
Wärmestromprofile, HEG-Bed. I, Luft, spätes Zeitfenster	52
	$\begin{aligned} & Schema \ Wechselwirkung. \\ & Schema \ der \ Edney-Typ-IV-Wechselwirkung. \\ & Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung. \\ & Wiedereintrittstrajektorie eines Raumgleiters. \\ & Schema Lerker (1990) \\ & Schema der Krümmung der Stromlinien stromab eines schrägen Verdichtungsstoßes durch die endotherme Dissoziation. \\ & Schema der Krümmung der Stromlinien stromab eines schrägen Verdichtungsstoßes durch die endotherme Dissoziation. \\ & Herzkurvendiagramm für einen Anströmzustand. \\ & Schema und Bezeichnungen: Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes. \\ & Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes im Herzkurvendiagramm. \\ & Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes. \\ & Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes. \\ & Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes. \\ & Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes im Herzkurvendiagramm, Ausschnitt. \\ & Typ-III-, Typ-IV- und Typ-IVa-Klassifizierung. \\ & Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-III-Wechselwirkung. \\ & Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung. \\ & Disensta$

3.7	Pitotdruckprofile, HEG-Bed. II	53
3.8	Pitotdruckprofile, HEG-Bed. IV	54
3.9	Statische Druckmessung, HEG-Bed. I, Luft.	55
3.10	Reservoirdruck, Pitotdruck und statischer Druck, HEG-Bed. I, II	
	und IV	56
3.11	Zeitliche Entwicklung von Pitotdruck zu statischem Druck, HEG-	
	Bed. I	57
3.12	Schema, Massenbilanz entlang der Staustromlinie	58
3.13	Pitotdruckprofile, Rechnung und Experiment, HEG-Bed. I, Luft.	64
3.14	Zylinderdruckmessung, frühes und spätes Zeitfenster, HEG-Bed. I.	65
3.15	Geschwindigkeitsmessung der Anströmung, HEG-Bed. I.	66
3.16	Perspektivische Ansicht des Zylinder-Keil-Modells in der Meßstrecke.	67
3.17	Seitenansicht des Zylinder-Keil-Modells in der Meßstrecke des HEG.	68
3.18	Zeichnung des Zylindermodells, Sensorenanordnung im Zylinder	
	und Meßstellenauflösung	68
4.1	Interferogramme, Typ III, Typ IV und Typ IVa, HEG-Bed. I.	74
4.2	Typ-III-Wechselwirkung, HEG-Bed. II, Versuch 328	75
4.3	Typ-III-Wechselwirkung, HEG-Bed. II, Versuch 329	75
4.4	Störung der Scherschichten im Interferogramm, HEG-Bed. I	79
4.5	Wanddruck und -wärmestrom für Typ IV, HEG-Bed. I	81
4.6	Typ IV, Druck und Wärmestrom als Funktion der Zeit, HEG-Bed. 1.	82
4.7	Reservoirdruck, p_{t2} und q_{t2} als Funktion der Zeit, HEG-Bed. I.	83
4.8	Typ IV, Druck bei $\phi = -20^{\circ}$ und -25° als Funktion der Zeit,	
	HEG-Bed. I.	84
4.9	Typ IV, Druck und Wärmestrom bei $\phi = -20^{\circ}$ als Funktion der	۰ ۲
4 1 0	Zeit, HEG-Bed. I.	85
4.10	Typ IV, Frequenzanalyse des Drucks, HEG-Bed. I	85
5.1	Wanddruck und -wärmestrom der Typ-III-Wechselwirkung	89
5.2	Zeitabhängiger Wandwinkel der maximalen Lasten.	90
5.3	Wanddruck und -wärmestrom der Typ-IV-Wechselwirkung	91
5.4	Stromlinien und Machzahl–Isolinien zu den sechs Zeitpunkten t_1 - t_6 .	92
5.5	Machzahl-Isolinien-Darstellung für $Ma = 1, 3$ und 7	93
5.6	Schema, zeitabhängiges Verhalten des Strömungsfeldes	94
5.7	Isolinien des Drucks zu t_2 und t_4 .	96
5.8	Wanddruck der Typ-IV-Wechselwirkung, Eulerrechnung	97
5.9	Wellenausbreitung im Strömungsfeld, Druck–Isolinien	98
5.10	Dissoziations grad α der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung	99
5.11	Stoßkrümmung am ersten Tripelpunkt.	100
5.12	Wanddruck und -wärmestrom der Typ-IVa-Wechselwirkung.	101
5.13	$Typ\mbox{-}IVa\mbox{-}We chselwirkung, Dissoziations grad-und Druck\mbox{-}Isolinien.$	102

6.1	Störung des oberen Bugstoßes	109
6.2	Interferogramm HEG-Bed. IV, Versuch 412	109
6.3	Schema der Stoßwellenentstehung an Scherschichtstrukturen	110
6.4	Schlierenbilder nach [29], Stoßwellen im Unterschallgebiet	111
6.5	Transitionsbedingung für Typ-III-Scherschichten aus [50]	114
6.6	Senkrechte Stoßlösung in dissoziierender Strömung	118
A.1	HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, Versuch 120	136
A.2	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, Versuch 229	137
A.3	HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, Versuch 234	138
A.4	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, frühes Zeitfenster, Versuch 402.	139
A.5	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, spätes Zeitfenster, Versuch 403.	140
A.6	HEG-Bed. I, N2, konische Düse, frühes Zeitfenster, Versuch 404.	141
A.7	HEG-Bed. I, N2, konische Düse, spätes Zeitfenster, Versuch 405.	142
A.8	HEG-Bed. IV, Luft, konische Düse, Versuch 414	143
A.9	Schlierenbilder, Zylinderversuche, HEG-Bed. I + IV	144
A.10	HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=156mm, Versuch 121	146
A.11	HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=156mm, Versuch 121	147
A.12	HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=154mm, Versuch 122	148
A.13	HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=154mm, Versuch 122	149
A.14	HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=150mm, Versuch 123	150
A.15	HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=150mm, Versuch 123	151
A.16	HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=158mm, Versuch 124	152
A.17	HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=158mm, Versuch 124	153
A.18	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=145mm, Versuch 314	155
A.19	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=147mm, Versuch 317	156
A.20	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=147mm, Versuch 317	157
A.21	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=149mm, Versuch 318	158
A.22	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=149mm, Versuch 318	159
A.23	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=151mm, Versuch 319	160
A.24	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=151mm, Versuch 319	161
A.25	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=152mm, Versuch 320	162
A.26	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=152mm, Versuch 320	163
A.27	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=153.5mm, Versuch 321.	164
A.28	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=153.5mm, Versuch 321.	165
A.29	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 322. \therefore	166
A.30	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 322. \therefore	167
A.31	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 323.	168
A.32	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 323. \therefore	169
A.33	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=157.5mm, Versuch 324. $\ .$	170
A.34	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=157.5mm, Versuch 324. $\ .$	171
A.35	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=164mm, Versuch 325. \therefore	172
A.36	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=164mm, Versuch 325	173

A.37	HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=154mm, Versuch 326	174
A.38	HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=164mm, Versuch 327	175
A.39	HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=174mm, Versuch 328	176
A.40	HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=169mm, Versuch 329	177
A.41	HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=168mm, Versuch 330	178
A.42	HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=166mm, Versuch 331	179
A.43	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 333.	180
A.44	HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 333.	181
A.45	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, H=153.5mm, Versuch 406	182
A.46	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, H=153.5mm, Versuch 406	183
A.47	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, H=176mm, Versuch 407	184
A.48	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, H=176mm, Versuch 407	185
A.49	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, H=174mm, Versuch 408	186
A.50	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, H=174mm, Versuch 408	187
A.51	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, H=154mm, Versuch 409	188
A.52	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, H=154mm, Versuch 409	189
A.53	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, H=158.5mm, Versuch 410	190
A.54	HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, H=158.5mm, Versuch 410	191
A.55	HEG-Bed. IV, Luft, konische Düse, H=176mm, Versuch 411	192
A.56	HEG-Bed. IV, Luft, konische Düse, H=160.5mm, Versuch 412	193
A.57	Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, HEG-Bed. I	194
A.58	Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, HEG-Bed. I+II	195
A.59	Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, HEG-Bed. II	196
A.60	Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, HEG-Bed. II	197
A.61	Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, HEG-Bed. I	198
A.62	Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, HEG-Bed. IV	199
л ₁		000
B.I	Anstiegszeit der Drucksensoren.	202
B.2	Sensoreneinbau.	203
B.3	Temperaturabhangigkeit des Thermoelementmaterials.	205
В.4 Д	Temperatur am Auftreffpunkt des Freistrahls	205
B.5	Materialkennwerte der Medtherm- und DLR-Thermoelemente	206
B.0	Aufbau des Interferometers und des Schlierensystems am HEG.	208
B.7	Sendeoptik.	208
В.8 D.0	Emplangsoptik und Kekonstruktionssystem.	209
B.9	Aufnahmetechnik.	210
B.10	Schlierensystem.	210
B.11	Kekonstruktion der Hologramme.	211

Tabellenverzeichnis

1.1	Ergebnisse in der Literatur zur Typ-IV-Wechselwirkung	12
2.1	Konstanten des ideal dissoziierenden Gasmodells	20
3.1	Reservoirzustand des HEG.	45
3.2	Zylinderversuche, Positionen des Zylinders in der Meßstrecke	57
3.3	Zylinderversuche, Dichte der freien Anströmung	60
3.4	Zylinderversuche, Geschwindigkeit der freien Anströmung	61
3.5	Freie Anströmbedingungen des HEG	63
3.6	Abmessungen des Zylinder-Keil-Modells im HEG	67
4.1	Wechselwirkungsversuche, Streifenmaximum, HEG-Bed. I	77
4.2	Maximale Wandlasten der einzelnen Versuche, HEG-Bed. I	82
5.1	Numerische Anströmbedingung.	89
6.1	Anströmung für die Scherschichtversuche nach [29]	110
6.2	Konvektive Machzahlen für verschiedene Anströmungen.	119
6.3	Strömungszustände für HEG-Bed. IV, konvektive Machzahlen	120
A.1	Versuchsbedingungen für die Zylinderversuche	132
A.2	Versuchsbedingungen für die Wechselwirkungsversuche	133
B.1	Gladstone-Dale-Konstanten für verschiedene Gase	213
B.2	Konstanten zur Auswertung der Interferogramme	213
C.1	Beispiel einer Simulationsrechnung, HEG-Bed. I	216

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Hintergrund und Motivation

Die hohe kinetische Energie, die ein Körper beim Wiedereintritt in die Erdatmosphäre besitzt, wird vor dem Körper überwiegend in innere Energie des Gases umgewandelt und führt zur aerodynamischen Erwärmung. Diese Erwärmung ist so groß, daß sie für die Auslegung der Raumfahrzeuge eine wichtige Bedeutung hat. Die Art und Weise, wie für eine Überschallströmung das Gas abgebremst (komprimiert) wird und zum Körper gelangt, bestimmt die Höhe der auftretenden Lasten. Für Überschallströmungen sind Stoßwellen ein dominierendes strömungsphysikalisches Phänomen. Die Wechselwirkungen solcher Stoßwellen können das Gas so komprimieren, daß die Druck- und Wärmelasten ein Vielfaches derjenigen ohne Wechselwirkung erreichen. Wechselwirkungen von Stoßwellen treten beispielsweise vor Triebwerkseinläufen auf, wenn der Bugstoß auf den Stoß vor der Einlauflippe trifft, oder bei Raumgleitern mit gepfeilten Flügeln, wenn sich der Bugstoß mit dem Stoß vor dem Flügel kreuzt. Weiterhin werden solche Wechselwirkungen beobachtet, wenn während des Fluges eine Stufentrennung erfolgt oder wenn am Raumfahrzeug Raketen montiert sind. Das Maximum der Lasten am Raumfahrzeug wird für die Wechselwirkung einer schwachen mit einer starken Stoßwelle beobachtet, und deshalb wird dieser Fall hier näher untersucht.

1.2 Problembeschreibung

Das Phänomen wurde in der Literatur bereits mannigfaltig seiner Bedeutung entsprechend untersucht. Edney [16] kommt das Verdienst zu, für Strömungen idealer Gase eine besonders gründliche und zusammenfassende Arbeit veröffentlicht zu haben. Im folgenden wird zunächst das Phänomen beschrieben.

In Abb. 1.1 ist der Fall dargestellt, daß eine einfallende schwache Stoßwelle auf den Bugstoß trifft, welcher sich in einer Überschallströmung vor einem Körper aufbaut. Abhängig von der Anströmung, dem Stoßwinkel der einfallenden Stoßwelle,



Abbildung 1.1: Schematische Darstellung. Eine einfallende schwache Stoßwelle trifft auf den Bugstoß vor einem stumpfen Körper.

der Höhe des einfallenden Stoßes relativ zum Körper und der Körpergeometrie ergeben sich verschiedene Strömungsmuster.

Legt man alle Parameter bis auf die Höhe der einfallenden Stoßwelle relativ zum Körper fest, so können sechs verschiedene prinzipielle Strömungsmuster beobachtet werden. Edney hat diese als Wechselwirkungstypen I–VI klassifiziert. Es sind reibungsfreie Phänomene des Strömungsfeldes, welche die Klassifizierung erlauben.

Die größten Druck- und Wärmelasten werden für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung beobachtet. Der schwache Stoß trifft in der Umgebung des geometrischen Staupunktes¹ auf den dort starken Bugstoß. Die Abb. 1.2 zeigt eine Skizze des sich einstellenden Strömungsmusters für einen auf zwei räumliche Dimensionen idealisierten Strömungszustand.

Am Ort, an dem der einfallende schwache Stoß auf den Bugstoß trifft, entstehen ein reflektierter Stoß und eine Trennungsfläche. Das Muster der drei Stöße ähnelt dem griechischen Buchstaben λ , weshalb es in der Literatur auch als λ -Fuß bezeichnet wird. Eine alternative Bezeichnung ist Tripelpunkt. Das durch den schwachen Stoß verdichtete Gas erzeugt einen näher zum Körper liegenden Bugstoß als den Bugstoß, der durch die freie Anströmung gebildet wird. Auf diesen näher zum Körper liegenden Bugstoß trifft der vom λ -Fuß ausgehende reflektierte schwache Stoß und erzeugt einen zweiten, invertierten λ -Fuß mit einem weiteren reflektierten, schwachen Stoß und einer weiteren Trennungsfläche. Hinter den beiden starken Bugstößen herrscht Unterschall, hinter den schwachen Stößen Überschall. In Abb. 1.2 ist der Strömungszustand hinter dem oberen Bugstoß mit 3 und hinter dem unteren mit 4 bezeichnet. Der Zustand hinter der

¹Unter der Bezeichnung geometrischer Staupunkt wird der Staupunkt der Umströmung des Zylinders ohne Wechselwirkung verstanden.



Abbildung 1.2: Schema der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung.

einfallenden schwachen Stoßwelle ist mit 1, der Zustand hinter der reflektierten Stoßwelle vom ersten λ -Fuß mit 2 und der Zustand hinter der reflektierten Stoßwelle vom zweiten λ -Fuß mit 5 bezeichnet. Die Trennungsflächen trennen jeweils die Unterschallgebiete von den Überschallgebieten. Zwischen den beiden Unterschallgebieten existiert also ein eingebettetes Überschallgebiet 5. Die Expansion des Überschallgebietes zum Körper wird als Freistrahlexpansion bezeichnet. Am Ort, an dem der Überschallfreistrahl durch einen starken Stoß auf Unterschall abgebremst wird und auf den Körper trifft, werden hohe Druck- und Wärmestromlasten beobachtet (Zustand 6).

Für die Bestimmung der Druck- und Wärmestromlasten müssen die Strömungszustände hinter den Verdichtungsstößen im Freistrahl ermittelt werden. Eine lokale Lösung des Problems wird möglich, wenn man die Freistrahlstöße als gerade annimmt. Bedenkt man die höhere Impulsstromdichte ρu^2 bei gleichem statischen Druck im Freistrahl gegenüber den umgebenden Unterschallströmungen, erscheint dies gerechtfertigt. Weiterhin wird der Druck in den Unterschallgebieten als unveränderlich angenommen, und die Reflexionen der reflektierten Welle des zweiten λ -Fußes an den Scherschichten werden vernachlässigt. Dies bedeutet, daß der Stromaufzustand des Stoßes, welcher den Freistrahl auf Unterschall abbremst, dem Stromabzustand der reflektierten Welle des zweiten λ -Fußes entspricht. Der Winkel zwischen den Stromlinien und dem abschließenden Stoß sei 90°, und der Stoß soll parallel zur lokalen Körperoberfläche angeordnet sein. Der Nachteil dieser lokalen Lösung besteht darin, daß die geometrischen Abstände der Stöße vom Körper und die Formen der Stöße nicht bestimmt werden können.



Abbildung 1.3: Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung.

Die Lösung für das Zusammenlaufen zweier Stoßwellen erfolgt geeigneterweise mit Hilfe des Herzkurvendiagramms ($\langle \delta, p \rangle$ -Ebene), in dem der Druck p als Funktion des Strömungsumlenkwinkels δ aufgetragen wird. In Abb. 1.3 ist ein typisches Herzkurvendiagramm für eine Edney-Typ-IV-Wechselwirkung dargestellt. Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Lösung wird in Kap. 2 vorgestellt, das Ergebnis sei hier vorweggenommen. Für eine Überschallströmung repräsentieren die Kurven die möglichen Stromabzustände hinter einem Stoß.

Die Tripelpunktlösungen ergeben sich durch den Schnittpunkt zweier Kurven. Für den Anströmzustand wird die ∞ -Kurve gezeichnet. Bei bekanntem Umlenkwinkel der einfallenden Stoßwelle kann die 1-Kurve ins Diagramm übertragen werden. Der Schnittpunkt der beiden Kurven führt auf die Lösung des ersten Tripelpunktes. Für den Stromabzustand der reflektierten Welle wird die 2-Kurve gezeichnet. Der Schnittpunkt der 1-Kurve mit der 2-Kurve bestimmt die Lösung des zweiten Tripelpunktes. Für den Überschallzustand hinter der reflektierten Welle des zweiten λ -Fußes wird die 5-Kurve gezeichnet. Die senkrechte Stoßlösung der 5-Kurve bestimmt den Zustand am Körper.

Hierdurch wird der Mechanismus deutlich , der zu den hohen Lasten führt. Für die durch den Freistrahl verlaufenden Stromlinien erfolgt der Abbremsprozeß - die Kompression - über eine Anzahl schräger Verdichtungsstöße, bevor unmittelbar vor dem Körper bei einer Machzahl von $Ma_5 < Ma_{\infty}$ die Strömung durch einen starken Stoß auf Unterschall abgebremst wird. Für die Umströmung des Körpers ohne Wechselwirkung bremst der starke Bugstoß die Strömung auf Unterschall ab. Da bei gleicher spezifischer Ruheenthalpie der Ruhedruckverlust über alle

Freistrahlstöße geringer ist als der Ruhedruckverlust des Bugstoßes, werden am Körper höhere Drücke und Dichten als bei der Umströmung ohne Wechselwirkung beobachtet. Für Strömungen kalorisch idealer Gase ist die Entropieproduktion durch die Stöße nur vom Ruhedruckverlust abhängig. Der Abbremsvorgang der Freistrahlströmung zum Körper erfolgt also verlustfreier. Bei vorgegebener Anströmung ist das Maximum der Last bei einer minimalen Entropieproduktion zu erwarten.

Aus Abb. 1.3 wird deutlich, daß für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung signifikante Drucklasten am Körper auftreten. Die Wärmestromlast hat Edney mit Hilfe der Grenzschichtlösung für eine Staupunktströmung bestimmt. Sie ist der Wurzel der Drucklast proportional. Zusammenfassend kann gefolgert werden, daß das Auftreten der hohen Druck- und Wärmestromlasten in erster Linie durch die Freistrahlbildung erklärt werden kann. Der Abbremsvorgang der Freistrahlströmung zum Körper findet bei einer kleineren Entropieproduktion als für die ungestörte Umströmung eines stumpfen Körpers statt und führt deshalb zu höheren Lasten. Bei diesem Vorgang dominieren reibungsfreie Effekte.

1.3 Realgaseinflüsse

Eine typische Wiedereintrittstrajektorie eines Raumgleiters in die Erdatmosphäre ist in Abb. 1.4 dargestellt. Beim Wiedereintritt eines Raumgleiters werden mehrere Strömungsbereiche durchflogen. Die größten Wärmelasten am Körper treten in einem Flugbereich mit einer Geschwindigkeit von ca. 6km/s in einer Höhe von ca. 60 - 80 km auf (siehe [38]). Deshalb soll dieser Bereich hier näher untersucht werden. Strömungsphysikalisch werden Zustandsänderungen in diesem Flugbereich durch die kontinuumsmechanischen Gleichungen beschrieben. Vor dem Körper wird die Strömung abgebremst, die Umwandlung der kinetischen Energie erfolgt zum Großteil in innere Energie des Gases. Hierbei ist die Strömungsgeschwindigkeit ausreichend groß, um die Anregung der Vibrationsfreiheitsgrade der Moleküle und die Dissoziation zu bewirken. Chemische Gasgemischänderungen werden beobachtet. Solche chemischen Reaktionen laufen in einer endlichen Zeit ab. Im untersuchten Strömungsbereich liegt die Zeitdauer des Ablaufs der chemischen Reaktionen in der Größenordnung der Verweildauer der Fluidelemente in einem thermodynamischen Zustand. Deshalb treten Relaxationserscheinungen auf. Neben diesen chemischen Relaxationseffekten sind Vibrationsrelaxationseffekte von Bedeutung. Mit Hilfe der Nichtgleichgewichtsthermodynamik werden diese Relaxationserscheinungen physikalisch beschrieben. Die Behandlung dieser Phänomene wird als Hochtemperaturgasdynamik oder Gasdynamik unter dem Einfluß



Abbildung 1.4: Typische Wiedereintrittstrajektorie eines Raumgleiters in die Erdatmosphäre nach [51]. Die breit schraffierten Flächen deuten an, in welchen Flugbereichen Abweichungen des Gases vom Verhalten idealer Gase zu erwarten sind. Abhängig von Flughöhe und Fluggeschwindigkeit müssen Vibrationsanregung und Dissoziation berücksichtigt werden.

von Realgaseffekten² bezeichnet.

Eine Anmerkung zu thermischen Relaxationserscheinungen ist hier angebracht. Die Vibrationsrelaxation wird in Kap. 2 theoretisch nicht weiter analysiert, da zum einen die gleichzeitige analytische Berücksichtigung der *Chemie* und *Vibration* schwierig ist und zum anderen die in der Vibration gebundene Energie klein ist gegenüber der in der Chemie gebundenen Energie (für den untersuchten Strömungsbereich). Die Messung einer Vibrationstemperatur im Experiment ist mit Schwierigkeiten verbunden (siehe Wollenhaupt [88]). Es bleibt deshalb nachfolgenden Forschungsarbeiten vorbehalten, den Einfluß der Vibration weiter zu untersuchen.

Die Übertragung der realen Flugsituation ins Experiment gelingt mit Hilfe der Ähnlichkeitstheorie (siehe [3], [22], [38], [57], und [80]). Hierfür müssen die für die Beschreibung des Problems wichtigen dimensionslosen Parameter richtig wiedergegeben werden. Die Übertragung aller Parameter ist aufgrund ihrer großen Anzahl und des Gegensatzes, der zwischen einzelnen Parametern besteht, nicht möglich. Beispielsweise ist die Dissoziationsrate als Zwei-Teilchenreaktion linear abhängig von der Dichte, die Rekombinationsrate als Drei-Teilchenreaktion hingegen ist quadratisch abhängig von der Dichte. Da die Duplizierung von Dissoziation und Rekombination im Experiment also nicht möglich ist, beschränkt

²Diese haben nichts gemein mit den Problemen, wie sie bei der Behandlung dichter Gase (realer Gase) auftreten.

man sich auf die Simulation der Dissoziation.

Mit der Stickstoffdissoziation als der wichtigsten chemischen Reaktion, der Vernachlässigung der Vibrationsanregung und Stickstoff oder Luft als Versuchsgas, wird das reibungsfreie Strömungsfeld durch die Parameter Machzahl Ma, kinetischer Energieparameter K und Reaktionsratenparameter Ω beschrieben:

$$Ma = \frac{u_{\infty}}{a_{fr}}, \quad K = \frac{u_{\infty}^2}{2R_{N_2}\theta_d}, \quad \Omega = \left. \frac{d\alpha}{dt} \right|_{fr} \frac{R}{u_{\infty}}.$$
 (1.1)

 u_{∞} ist die Fluggeschwindigkeit, a_{fr} die eingefrorene Schallgeschwindigkeit, R_{N_2} die Gaskonstante des molekularen Stickstoffs, θ_d die charakteristische Dissoziationstemperatur des Stickstoffs, $R_{N_2}\theta_d$ die spezifische Energie, die zur Dissoziation des molekularen Stickstoffs benötigt wird, α der Dissoziationsgrad; $\frac{d\alpha}{dt}\Big|_{fr}$ charakterisiert die Dissoziationsrate stromab eines eingefrorenen Stoßes, und R ist der Körperradius. Durch die Wahl von Ω und K liegt der binäre Skalierungsparameter $\rho_{\infty}R$, mit ρ_{∞} der Dichte der freien Anströmung, fest.

Zusätzlich zu dem aus der Gasdynamik idealer Gase bekannten Parameter Machzahl und den hier bis auf R nicht aufgeführten geometrischen Parametern treten für die Dimensionsanalyse des Problems die beiden Parameter K und Ω auf. Kbeschreibt den Einfluß der Dissoziation und Ω den Einfluß von Nichtgleichgewichtseffekten. Für $K \longrightarrow 0$ kann die Dissoziation vernachlässigt werden, denn es handelt sich dann um eine kalte Hyperschallströmung. Geht $\Omega \longrightarrow 0$, bezeichnet man den Gaszustand als eingefroren. Dem Gas verbleibt dann keine Zeit, um seinen chemischen Zustand zu verändern. Für $\Omega \longrightarrow \infty$ verbleibt dem Gas ausreichend Zeit, um jede Zustandsänderung im Gleichgewicht zu durchlaufen. Bei den zwischen diesen beiden Extremfällen liegenden Zuständen spricht man vom Nichtgleichgewicht.

Die Ubertragung einer realen Flugsituation ins Experiment wird kurz skizziert. Der Körpernasenradius R ist möglichst groß zu wählen, beschränkt wird R durch die Versuchsanlage. Wird das gleiche Gas verwendet, muß die Strömungsgeschwindigkeit für die richtige Wiedergabe der Dissoziation 1:1 ins Experiment übertragen werden. Hierdurch liegt K fest. Da $\frac{d\alpha}{dt}\Big|_{fr} \sim \rho$ gilt, ist mit dem Reaktionsratenparameter die Dichte vorgegeben. Die Wiedergabe der Machzahl legt die Temperatur fest. Zur Vereinfachung des Problems werden eine quasizweidimensionale Strömungssituation und die Kreisform als Körpernasenkontur gewählt. Im Experiment wird dies durch ein Zylinder-Keil-Modell großer Streckung und eine Anströmung senkrecht zur Zylinderachse erreicht. Der Keilwinkel δ_1 wird geeignet gewählt, so daß die am Körper auftretenden Lasten für diesen Winkel ein Maximum erreichen, d. h. minimale Entropieproduktion über die Freistrahlstöße. Als letzter freier Parameter ist die Stoßlage H der einfallenden Stoßwelle relativ zum Zylindermittelpunkt frei wählbar. Durch die Variation von H erhält man die verschiedenen Wechselwirkungstypen. Der Energieinhalt einer solchen Strömung erreicht einen Wert, der nur eine kurzzeitige Strömungssimulation erlaubt.

Weitere wichtige Parameter, die das Problem beschreiben, sind die Reynoldszahl Re, die Prandtlzahl Pr und die Lewiszahl Le. Die Reynoldszahl und die Prandtlzahl sind aus der Behandlung idealer Gase bekannt. Konzentrationsunterschiede im Gas bewirken einen Massestrom; dieser Vorgang wird als Diffusion bezeichnet. Die Lewiszahl beschreibt den Energietransport durch Diffusion relativ zur Wärmeleitung $Le = \frac{c_p \rho D}{k}$. D ist der Diffusionskoeffizient, c_p die spezifische Wärme, ρ die Dichte und k die Wärmeleitfähigkeit. Die drei Parameter Re, Prund Le werden durch die Wahl des Versuchsgases und K richtig wiedergegeben.

Wird, wie im vorangehenden Abschnitt skizziert, das Strömungsfeld der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung ins Herzkurvendiagramm übertragen, kann bei vorgegebener Anströmung und bekanntem Umlenkwinkel der einfallenden Stoßwelle der am Körper zu erwartende Druck bestimmt werden. Edney [16] hat den Druck als Funktion des Keilwinkels δ_1 für verschiedene Verhältnisse der spezifischen Wärmen γ bei Ma = 10 aufgetragen. Das reproduzierte Ergebnis für eine Machzahl von Ma = 9.6 ist in Abb. 1.5 zu sehen. Kleinere Verhältnisse γ der spezifischen Wärmen führen zu einer beträchtlichen Zunahme des erwarteten Drucks am Körper. Dieser Anstieg läßt eine Zunahme der bezogenen Drucklast am Körper durch Realgaseffekte erwarten, da γ für dissoziierende Gase sinkt. Die Zunahme der Drucklast ist die Motivation vieler in jüngerer Zeit erschienener Veröffentlichungen zu diesem Thema.

Die folgende Auflistung gibt einen Überblick über Realgaseffekte, die für die Typ-IV-Wechselwirkung von Bedeutung sind:

• Für den Dichtesprung über einen senkrechten Verdichtungsstoß in Idealgasströmungen ist:

$$\gamma = 1.4, Ma \to \infty, \qquad \frac{\rho_2}{\rho_1} \to \frac{\gamma+1}{\gamma-1} = 6.$$

Die Dissoziation ermöglicht höhere Dichtesprünge über den senkrechten Verdichtungsstoß, führt zu höheren Dichten in der Schicht zwischen Stoß und Körper und daher zu kleineren Stoßabständen vom Körper. Das bedeutet: Realgaseffekte beeinflussen die Längenskalen des Strömungsfeldes (siehe [36], [77] und [85]).

• Nichtgleichgewichtseffekte sind dort von Bedeutung, wo $\Omega \sim 1$. Die endlichen Reaktionsgeschwindigkeiten führen auf einen thermochemischen Längenparameter, der das Strömungsfeld beeinflußt, die Relaxationslänge.



Abbildung 1.5: Normalisierter Druck für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung als Funktion des Keilwinkels δ_1 für verschiedene Verhältnisse γ der spezifischen Wärmen nach [16], p_{zyl} ist der Staupunktdruck ohne Wechselwirkung.

Das Phänomen tritt insbesondere dort auf, wo große Abweichungen vom Gleichgewicht beobachtet werden. Beispiele sind: hinter Bugstößen (siehe [36] und [85]), an den Tripelpunkten, wo schwache und starke Stoßwellen zusammentreffen (siehe [77]) und bei der Expansion aus dem Freistrahlgebiet entlang des Körpers (siehe [32]).

- Scherschichten trennen heiße Strömungsgebiete mit einem hohen Dissoziationsgrad von kälteren Strömungsgebieten mit einem niedrigen Dissoziationsgrad. Innerhalb der Scherschichten treten hohe Konzentrationsunterschiede auf, so daß diffusiver Wärme- und Stofftransport innerhalb der Scherschichten zu erwarten ist (siehe [15]). Eine Wirkung auf das reibungsfreie Strömungsfeld besteht, wenn die Diffusion Einfluß nimmt auf Stabilität oder Transition der Scherschicht, oder wenn die Scherschichtdicke groß wird gegenüber der Freistrahlbreite [50].
- Für instabile Scherschichten ist die konvektive Machzahl, die Machzahl im Koordinatensystem des mit den Scherschichtstrukturen mitbewegten Beobachters, von Bedeutung (siehe [15]). Die Dissoziation reduziert die Schallgeschwindigkeit in den angrenzenden, heißen Strömungsgebieten und führt auf höhere konvektive Machzahlen im Vergleich zu Idealgasströmungen. Die Wechselwirkung zwischen reibungsfreiem Strömungsfeld und Scherschicht wird hierdurch beeinflußt. Über Stoßwellen, die von den Scherschichten für konvektive Machzahlen größer als 1 in die angrenzenden Strömungsgebiete laufen, berichten Hall, Dimotakis und Rosemann [29] bzgl. turbulenter Scherschichten und Hornung [40] bzgl. instabiler laminarer Scherschichten.

• Die in der reibungsfreien Außenströmung vorhandenen Atome rekombinieren in der Grenzschicht durch den Einfluß der kalten Wand. Dissoziationsenergie wird freigesetzt. Neben der Strömungs- und Temperaturgrenzschicht bildet sich eine Diffusionsgrenzschicht (siehe [75]). Ist die Rekombinationsrate groß, werden die Zustandsänderungen in der Grenzschicht im Gleichgewicht durchlaufen. Für die Staupunktströmung ist nach Fay und Riddell [23]:

$$\dot{q} \sim \sqrt{\rho_e \mu_e \left. \frac{du_e}{dx} \right|_0} \cdot h_0$$

Wird nach Sanderson [77] die Staupunktströmung analog auf die Typ-IV-Wechselwirkung übertragen und das Verhältnis ³ von \dot{q}/\dot{q}_{zyl} gebildet, so ergibt sich in erster Linie ein Einfluß der Dichte und des Geschwindigkeitsgradienten am Grenzschichtrand auf den Wärmestrom. Die Dichte am Grenzschichtrand wird durch die Realgaseffekte signifikant beeinflußt. Der Geschwindigkeitsgradient am Grenzschichtrand ist durch die Kontinuitätsgleichung abhängig von der Dichte. Das Maximum des bezogenen Wärmestroms muß nicht generell am Staupunkt auftreten. [32] und [74] berichten von Fällen, für die das Maximum im Expansionsgebiet auftritt. Die durch die Beschleunigung der Außenströmung verursachte Abnahme der Grenzschichtdicke führt zu höheren Wandgradienten und hierdurch zu höheren Wandwärmeströmen. Realgaseffekte sind für die Expansion der Außenströmung aus dem Freistrahlstaugebiet zu berücksichtigen.

1.4 Überblick über die Literatur

Die erste wegweisende Arbeit, die den prinzipiellen physikalischen Mechanismus der Typ-IV-Wechselwirkung von Stoßwellen für Strömungen idealer Gase erklärt, wurde von Edney [16] veröffentlicht. Korkegi [52] hat die vor 1971 erschienenen Publikationen zu den Wechselwirkungstypen idealer Gase in einer Studie zusammengefaßt.

Seither sind eine ganze Reihe von Veröffentlichungen zum Thema erschienen, die sich mit den verschiedenen Aspekten des Problems beschäftigen. Bei den meisten dieser Arbeiten handelt es sich um numerische Berechnungen, die durch die Zunahme der Leistungsfähigkeit von Rechenverfahren und Rechnern ermöglicht wurden. An dieser Stelle ist es unmöglich, diese alle zu zitieren. Berücksichtigung finden in erster Linie Arbeiten jüngeren Datums.

 $^{^{3}\}dot{q}_{zyl}$ ist der Wärmestrom der Zylinderumströmung ohne Wechselwirkung. \dot{q}/\dot{q}_{zyl} bzw. p/p_{zyl} wird fortan als bezogener Wärmestrom bzw. bezogener Druck bezeichnet.

Die betrachteten Aspekte der Typ-IV-Wechselwirkung sind:

- Experimentell Numerisch Analytisch
- Ideales Gas Reagierendes Gas
- Stationär Instationär
- Machzahlbereich
- Reynoldszahlbereich (laminar turbulent)
- Keilwinkelvariation
- Versuchsmodell (zweidimensional dreidimensional)
- Kontinuumsströmung Verdünnte Strömung
- Wandkatalyse

Eine Zusammenfassung der wichtigsten publizierten Ergebnisse für die bezogene Wärmestromlast ist in Tab. 1.1 aufgelistet. Auf die Bestimmung der Drucklasten wird häufig verzichtet, bzw. ihre experimentelle Messung bereitet Schwierigkeiten (siehe [50]). Die Drucklasten werden deshalb in Tab. 1.1 nicht aufgenommen. Es werden lediglich Kontinuumsströmungen betrachtet, Wandkatalyseeffekte werden nicht diskutiert. In der Hauptsache werden zweidimensionale Strömungen besprochen, jedoch ist es an einigen Stellen sinnvoll, auf die dreidimensionalen Strömungen zu verweisen, für die die nachteiligen Randumströmungseffekte nicht auftreten. Die Daten werden in den einzelnen Kapiteln nochmals zitiert und den eigenen Ergebnissen gegenübergestellt.

Die Arbeit von Sanderson [77] ist unter den publizierten Arbeiten hervorzuheben. Der experimentelle Teil beinhaltet Versuche, die am flugkolbengetriebenen Stoßwellenkanal T5 des CALTECH, USA durchgeführt wurden. Zu Versuchen bei drei verschiedenen Versuchsbedingungen werden Ergebnisse präsentiert. Bei Versuchsbedingung T5-C handelt es sich um eine Hochenthalpiebedingung bei kleiner Anströmmachzahl mit einem querangeströmten Zylinder als Modell (spezifische Ruheenthalpie $h_0 = 19 M J/kg$, $Ma_{\infty} = 5.4$). Die weiteren Versuchsbedingungen besitzen eine kleinere spezifische Ruheenthalpie. Mit Hilfe des ideal dissozierenden Gasmodells von Lighthill ist es Sanderson gelungen, den Einfluß der Dissoziation analytisch zu beschreiben. Das theoretische Modell wird in Kap. 2 vorgestellt. Sanderson hat eine Oszillation des Wandwärmestroms der Typ-IV-Wechselwirkung festgestellt. Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist die Beschreibung des Verhaltens der Staustromlinie. Nach Analyse der Strömungstopologie für eine zweidimensionale Strömung auf der Basis der singulären Punkte nach [72] folgert Sanderson, daß es für das reibungsfreie Problem nur einen singulären Punkt am Körper geben kann. Dies bedeutet, daß für die Typ-IV-Wechselwirkung Staupunkt und Auftreffpunkt des Freistrahls identisch sein müssen, wenn der Frei-

	Furumoto [25]	Furumoto [25]	Prabhu [74]	Vemaganti [82]	Vemaganti [82]	Vemaganti [82]	Vemaganti [82]	Kolly [50]	Kolly [50]	Wieting [86]	Wieting [86]	Wieting [86]	Edney [16]	Edney [16]	Edney [16]	Edney [16]	Sanderson T5-C [77]	Sanderson T5-B [77]	Sanderson T5-A [77]	Sanderson T5-C [77]	Sanderson T5-B [77]	Sanderson T5-A [77]	Brück [9]	Hannemann [32]	Autor
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $								Х	Х	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Х				Χ	Χ	Χ			Exp
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ																Х	Х	Num
																	Х	Х	Х						Ana
20.1 X X 8.4 10° X 2.2 8.2 X $2.3e^{5}$ X 12.5 12.5 $12.\circ$ X 27.3 4 $2.3e^{5}$ X X 9.9 6° X 12.5 $12.\circ$ X 12.5 12° X 15.2 112 $6.6e^{4}$ X X 9.9 6° X 15.2 12 X X X 9.9 6° X 16.7 12 X X X 5.4 6° X 14.1 12 X X X 5.4 6° X 14.1 12 X X X X X X 14.1 12 X X X X X X X X 12 X X X X		Χ		Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Х	Χ	Х	Х	Χ	Х	Χ									IG
X X X 8.4 10° X 2.2° $3.2.3e5$ X X 12.5 12° X 2.5° X $2.7.3$ $6.6e4$ X 9.9 6° X 15.2° X 15.2° $5.5e4$ X 9.9 6° X 10.8 $5.5e4$ X 4.1 6° X 14.1 X X 6.3 6° X 14.1 X X 6.3 6° X 14.1 X X 6.3 6° X 14.1 X X 4.6 10° X 4.4 $?$ X 4.6 10° X 4.5 $?$ X 4.6 15° X 10 $?$ X 4.6 15° X 10 $1.3e4$ $7.6e5$	11.2		11.0														19	12	4	19	12	4	8.2	20.1	$h_0[MJ/kg]$
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	Χ	Х	Χ		8.3e5		1.3e4		1.3e4				?	?	?	ż	Х	Х	Х	5.5e4	6.6e4	2.3e5	Х	Х	Re_D /lam
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $				8.3e5		1.3e4		7.6e5		?	?	?													Re_D /turb
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ					Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	Χ	2D
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $													Χ	Χ	Χ	Χ									Rot
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	∞	8	15	11.0	11.0	11.4	11.4	11.0	11.4	8	×	8	4.6	4.6	4.6	7	5.4	6.3	9.9	5.4	6.3	9.9	12.5	8.4	Ma
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	12°	12°	$^{\circ}0$	10°	10°	10°	10°	10°	10°	15°	12.5°	10°	15°	10°	5°	$^{\circ 6}$	6°	$^{\circ}0$	6°	6°	6°	6°	12°	10°	δ_1
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $			Χ	Х	Χ	Х	Х			Х	Х	Х	Х	Χ	Χ	Χ	Х	Χ	Χ				Х		Stat
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Χ	Χ						Χ	Χ											Χ	Χ	Χ		Χ	Instat
	31	12	27	49	29	22	24	32	19	25	18	13	10	7.5	6.5	8	4.4	6.7	14.1	7.9	10.8	15.2	27.3	22.2	\dot{q}/\dot{q}_0

und Instat deuten an, ob stationäres oder instationäres Strömungsverhalten berücksichtigt wurde. freien Anströmung und δ_1 den Keilwinkel bzw. den Umlenkwinkel der Strömung hinter der einfallenden schwachen Stoßwelle. Stat des stumpfen Körpers, wobei 2D für ein Zylindermodell und Rot für einen Rotationskörper steht. Ma bezeichnet die Machzahl der der freien Anströmung, lam für laminar und turb für turbulent. Die Spalten 2D und Rot beziehen sich auf die Modellgeometrie numerische und analytische Ergebnisse. IG steht für ideales Gas, Re_D für die auf den Modelldurchmesser bezogene Reynoldszahl last \dot{q} ist auf den Wärmstrom \dot{q}_0 der Strömung ohne Wechselwirkung bezogen. Exp, Num und Ana bezeichnen experimentelle, Ę

12

strahl auf den Körper treffen soll. Gleiches gilt für die weiter unten beschriebene Typ-III-Wechselwirkung mit Anlegen der Scherschicht. Die Staupunktstromlinie der Typ-IV-Wechselwirkung eines zweidimensionalen Strömungsfeldes verläuft also durch den Freistrahl.

Hannemann [32] hat mit einem zeitgenauen laminaren Verfahren versuchsbegleitende Rechnungen zu den hier berichteten Arbeiten durchgeführt. Seine Ergebnisse, die Experimente betreffend, werden in Kap. 5 vorgestellt. Darüber hinaus wird ein von Edney [16] bereits experimentell entdeckter Übergangstyp von Typ III nach Typ IV genauer diskutiert.

Brück ([8] und [9]) diskutiert in einer numerischen Parameterstudie den Bereich der verschiedenen vertikalen Stoßlagen, für welche die Typ-IV-Wechselwirkung auftritt. Er vergleicht Strömungen idealer und reagierender Gase und kommt zu dem Ergebnis, daß für ein reagierendes Gas, durch die verkürzten Längenskalen, der Bereich kleiner wird, in dem die Typ-IV-Wechselwirkung beobachtet wird.

Lind [56] hat eine numerische Studie zum instationären Strömungsverhalten der Typ-IV-Wechselwirkung eines idealen Gases durchgeführt. Für eine kleine Änderung der Stoßlage H oder des Keilstoßwinkels σ_1 berechnet er eine große Abweichung der Wandlasten und des Orts, an dem der Freistrahl auf den Körper trifft. Die Schwierigkeit, experimentelle und numerische Ergebnisse in Übereinstimmung zu bringen, führt Lind auf diese Sensitivität des Strömungsfeldes gegenüber kleinen Störungen zurück. Das instationäre Verhalten wird als abhängig von σ_1 und H geschildert. Für eine kleine Variation von σ_1 und H wird das stationäre Strömungsfeld instationär. Lind beschreibt einen transitionellen und einen andauernden instationären Mechanismus. Den transitionellen Mechanismus führt er auf einen Wirbel zurück, der entlang der oberen Scherschicht entsteht und abschwimmt. Den andauernden Mechanismus leitet er aus der Existenz einer Ablöseblase im oberen Freistrahlexpansionsgebiet ab. Er berichtet von einem Zusammenhang zwischen der Stoßposition des starken Freistrahlstoßes und dem zeitabhängigen Verhalten.

Eine Parameterstudie bei einer spezifischen Ruheenthalpie von $h_0 = 11.2MJ/kg$ und einer Machzahl von $Ma_{\infty} = 8$ ist von Furumoto et al. [25] und [26] erschienen. Ein zeitgenaues laminares Verfahren ermöglichte die Auflösung der instationären Strömungsvorgänge. Es werden für ein ideales und für ein reagierendes Gas die Bereiche verschiedener Stoßlagen bei festem Keilwinkel untersucht, für welche die Typ-IV-Wechselwirkung auftritt. Die größten Lasten werden für eine nahezu wandparallele Orientierung des abschließenden Freistrahlstoßes festgestellt. Die auftretenden Frequenzen für reagierende Gase sind höher als für ideale Gase, was den reduzierten Längenskalen zugeschrieben wird. Weiterhin ergibt die Rechnung einen Rückkopplungsmechanismus von Wellen, welche von den Wandscherschichten durch das Unterschallgebiet zu den Bugstößen und durch die Freistrahlströmung zurück zum Körper laufen. Eine Vielzahl von Veröffentlichungen zum Einfluß der Reynoldszahl auf die Typ-IV-Wechselwirkung ist in der Literatur von Holden und Mitarbeitern zu finden. Die Arbeiten beschränken sich auf Strömungen idealer Gase. Holden et al. [35] und Kolly [50] berichten, daß die Transition von laminar nach turbulent zunächst in der Wandgrenzschicht stattfindet und bei höheren Reynoldszahlen auch für die Scherschicht zu beobachten ist. Diese Schlußfolgerung wird aus den gemessenen Lasten gefolgert. Für eine laminare Strömungsbedingung (CALSPAN-48"-5A, Ma = 11.4) wird ein Wärmestrom von $\dot{q}/\dot{q}_{zyl} = 19.0$ und für eine turbulente Strömungsbedingung (CALSPAN-48"-5D, Ma = 11.0) ein Wärmestrom von $\dot{q}/\dot{q}_{zyl} = 32.0$ beobachtet (siehe Tab. 1.1, Kolly [50]). Kolly [50] mißt am Ort, an dem der Freistrahl auf den Körper trifft, kein Plateau in den Lasten. Er schließt daraus, daß die zunehmenden Dicken der Scherschichten der beiden λ -Füße den reibungsfreien Freistrahl soweit einschränken, daß selbst für eine nahezu wandparallele Anordnung des starken Freistrahlstoßes kein Druckplateau beobachtet werden kann. Der Staupunkt werde durch Gas nicht-uniformer Anströmung umströmt, womit reibungsbehaftete Effekte dominieren. Für ein Wärmestrommodell müßte dies in Betracht gezogen werden, so der Autor. Staupunktmodelle uniformer Anströmung im Freistrahl seien nicht zulässig.

Vemaganti [82] bestimmt Unterschiede von $\dot{q}/\dot{q}_{zyl} = 29$ zu 49 für eine laminare und eine turbulente Rechnung eines idealen Gases. Die Anströmbedingungen ähneln denen von Kolly [50]. Druck- und Wärmestrommaximum treten nicht immer am selben Ort auf.

Prabhu [74] berechnet eine Doppelspitze im Wandwärmestrom. Das Druckmaximum tritt am Staupunkt auf, die Wärmestrommaxima in den Expansionsgebieten.

1.5 Zielsetzung der Arbeit

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, den Einfluß von Realgaseffekten auf das Strömungsfeld aus quantitativen Wanddrucklast- und Wandwärmelastmessungen zu bestimmen. Realgaseffekte sollen mit Hilfe der Strömungssichtbarmachung identifiziert werden. Aus dem Verständnis des Einflusses der Realgaseffekte sollen Rückschlüsse auf die gemessenen Wandlasten ermöglicht werden.

Wichtigster Bestandteil der Arbeit sind die am Hochenthalpiekanal (HEG) des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt in Göttingen durchgeführten Experimente. Eine Parameterstudie, die den Einfluß der wichtigen Parameter umfaßt, kann mit der Versuchsanlage nicht durchgeführt werden. Es wird im Kern bei HEG-Versuchsbedingung I mit einem querangeströmten Zylinder und einem Keil eine Studie des Einflusses der vertikalen Keilstoßposition relativ zum Zylinder auf die Wandlasten durchgeführt. Der Radius des Zylinders ist $R_{zyl} = 0.045m$ und der Keilwinkel $\delta_1 = 10^{\circ}$. Der Keilwinkel ist so gewählt, daß das Maximum der Last für diesen Keilwinkel zu erwarten ist. Bei HEG-Versuchsbedingung I (HEG-Bed.) handelt es sich um eine Nichtgleichgewichtsversuchsbedingung mit einer Machzahl von $Ma_{\infty} \approx 9$, einer spezifischen Ruheenthalpie von $h_0 \approx 20 MJ/kg$ und einem Reaktionsratenparameter von $\Omega \approx 4.4$. Eine Beschränkung erfolgt insofern, als daß nur der Bereich der Wechselwirkung des Keilstoßes mit dem Bugstoß untersucht wird, für den die Edney-Typ-III- und -IV-Wechselwirkungen auftreten. Für diese Wechselwirkungstypen werden die maximalen Lasten beobachtet.

1.6 Gliederung

Das auf Sanderson [77] zurückgehende theoretische Modell wird in Kap. 2 vorgestellt. Der prinzipielle, reibungsfreie Mechanismus der Wechselwirkung wird mit Hilfe des Modells deutlich. Vor der Beschreibung der Versuchsdurchführung gilt es, eine Reihe besonderer Eigenschaften der vom HEG erzeugten Anströmung zu untersuchen. Die Diskussion der Anströmbedingungen, die in ihrer Auswirkung auf das Experiment von Bedeutung ist, erfolgt in Kap. 3. Das Experiment wird in Kap. 3 vorgestellt, die Ergebnisse des Experiments in Kap. 4, das sich in mehrere Abschnitte gliedert. Anhand der Schlierenbilder und Interferogramme wird die Strömungstopologie präsentiert. Daran schließt sich ein Abschnitt zur Scherschicht an, worauf die Wandmessungen folgen. Abschließend wird in diesem Kapitel über das instationäre Strömungsverhalten berichtet. Kap. 5 ergänzt zeitgenaue laminare Berechnungen für eine HEG-Bed.-I-ähnliche Anströmung. Aus dem Vergleich zwischen Numerik und Experiment hat diese Arbeit profitiert. In Kap. 6 werden die Ergebnisse aus Kap. 2, Kap. 4 und Kap. 5 zusammengeführt, und es werden Abweichungen, Probleme und Erkenntnisse diskutiert. Eine Zusammenfassung erfolgt in Kap. 7. Der Anhang A enthält aus Kap. 4 ausgelagerte experimentelle Daten und der Anhang B Details zur Druck- und Wärmemeßtechnik sowie zur optischen Meßtechnik.

Kapitel 2

Theoretische Modelle

2.1 Einleitung

Bei relaxierenden Gasen kann für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung ein analytisches Modell hergeleitet werden. Ausgehend vom Modell eines ideal dissoziierenden Gases können Lösungen des senkrechten Verdichtungsstoßes gefunden werden. Diese lassen sich für den schrägen Verdichtungsstoß erweitern. Die Übertragung ins Herzkurvendiagramm ermöglicht das Auffinden von Lösungen für zwei wechselwirkende Stoßwellen und die Erklärung der Bildung des Freistrahls. Druck- und Wärmelasten können aus einer Staupunktströmung mit der Freistrahlströmung als Anströmung bestimmt werden. Für die Bestimmung der Wärmelasten wird die Fay-Riddell-Beziehung verwendet. Dieses Modell wurde bereits von Edney [16] für ideale Gase und von Kortz [53] und Sanderson [77] für ideal dissoziierende Gase angewendet. Die Herleitung wird deshalb nur kurz skizziert. Der Leser findet in [77] eine ausführliche Diskussion.

Für Stoßwellen in einem chemisch relaxierenden Gas lassen sich drei Lösungen angeben: die eingefrorene Lösung unter Vernachlässigung der Dissoziation, die Gleichgewichtslösung für sehr kleine chemische Relaxationszeiten τ_{ch} relativ zu einer Zeit τ_{fl} , die ein Fluidteilchen benötigt, um eine charakteristische Strecke im Strömungsfeld zurückzulegen, und eine dazwischen liegende Nichtgleichgewichtslösung mit $\tau_{ch} \approx \tau_{fl}$.

Bei schrägen Verdichtungsstößen führt die Relaxation zur Krümmung der Stromlinien stromab des eingefrorenen Stoßes, bis Gleichgewicht erreicht wird. An den Tripelpunkten treffen Stöße unterschiedlicher Stärke (etwa definiert durch den eingefrorenen Drucksprung über den Stoß) aufeinander und produzieren verschiedene Relaxationsraten und Krümmungen der Stromlinien. Dies kann für das Modell der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung nicht berücksichtigt werden. Lediglich die drei Grenzfälle:

• eingefrorene Lösung für alle Stoßwellen (Fall 1)

- eingefrorene Lösung für die schwachen Stöße und Gleichgewichtslösung für die starken Stöße (Fall 2)
- Gleichgewicht für alle Stoßwellen (Fall 3)

werden betrachtet.

Hinsichtlich Fall 2 wird für die Wellen des Freistrahls (S1, S2 und S5) die eingefrorene Lösung und für die starken Bugstöße (S3, S4) und den starken Freistrahlstoß (S6) die Gleichgewichtlösung angenommen (Bezeichnungen siehe Abb. 2.11 unten). Dieser Annahme liegt die Berechnung der Relaxationsraten und Relaxationslängen für die im HEG untersuchten Strömungen zugrunde. Die Lösung sei im folgenden analog zu Sanderson [77] als Nichtgleichgewichtslösung bezeichnet.

2.2 Herleitung

2.2.1 Lighthillsches Gasmodell

2.2.1.1 Senkrechter Verdichtungsstoß

Verwendung finden zunächst die eindimensionalen Sprungbedingungen für eine stationäre Stoßwelle in einer chemisch relaxierenden Überschallströmung eines zweiatomigen ideal dissoziierenden Gases (Stickstoff):

$$N_2 + M \iff 2N + M \tag{2.1}$$

(M sei N_2 oder N und an der Reaktion nicht unmittelbar beteiligt) mit zeitlich unveränderlicher uniformer Anströmung. Translation, Rotation und Vibration befinden sich im Gleichgewicht. Vereinfachung der vollständigen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie über die Stoßwelle ergibt:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2, \tag{2.2}$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2, \tag{2.3}$$

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{u_2^2}{2} \tag{2.4}$$

mit den Indizes 1 und 2 als übliche Bezeichnung für den Stromauf- bzw Stromabzustand bezüglich der Stoßwelle, ρ der Dichte, u der Geschwindigkeit, p dem Druck und h der spezifischen Enthalpie. Weiterhin gelten die thermische und die kalorische Zustandsgleichung:

$$\frac{p}{\rho} = R_{N_2} \left(1 + \alpha \right) T, \tag{2.5}$$

$$h = R_{N_2} \left[(4 + \alpha) T + \alpha \theta_d \right] \tag{2.6}$$

mit $\alpha = \frac{m_N}{m_N + m_{N2}}$, dem Dissoziationsgrad (Massenanteil des atomaren Stickstoffs an der Gesamtmasse), R_{N_2} der massebezogenen Gaskonstante für molekularen Stickstoff, T der Temperatur und θ_d der charakteristischen Dissoziationstemperatur (Dissoziationsenergie eines Moleküls durch die Boltzmann-Konstante).

Für ein Gas, welches sich an jedem Ort und zu jedem Zeitpunkt im ungehemmten Gleichgewicht (siehe [2]) befindet, erhält man ergänzend ein abgewandeltes Massenwirkungsgesetz:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{\rho_d}{\rho} e^{-\frac{\theta_d}{T}}.$$
(2.7)

 ρ_d bezeichnet eine gasabhängige Konstante mit der Dimension einer Dichte, die für die Dissoziationsreaktion charakteristisch ist. Wird chemische Relaxation berücksichtigt (gehemmtes Gleichgewicht [2]), so ist ersatzweise:

$$\frac{d\alpha}{dt} = C\rho T^{\eta} \left\{ (1-\alpha) e^{-\frac{\theta_d}{T}} - \frac{\rho}{\rho_d} \cdot \alpha^2 \right\}$$
(2.8)

für Gl. (2.7) zu verwenden. Die Konstanten C und η entsprechen den Konstanten bei der Verwendung des korrigierten Arrhenius-Ansatzes für die Reaktionsraten $k = CT^{\eta}e^{-\frac{\theta_d}{T}}$.

Die Gln. (2.2) bis (2.6) und Gl. (2.7) für das Gleichgewicht bzw. Gl. (2.8) für das Nichtgleichgewicht beschreiben ein System von 6 Gleichungen mit 6 Unbekannten (ρ , p, T, α , u und h). Das Problem ist in der Literatur ausführlich beschrieben (siehe beispielsweise [2], [37] oder [83]) und geht auf grundlegende Arbeiten von Lighthill [55] und Freeman [24] zurück. Die in den Gleichungen auftretenden Konstanten sind in Tab. 2.1 enthalten.

$$\theta_{d} = 113200K$$

$$\rho_{d} = 130000 \text{kg}/m^{3}$$

$$R_{N_{2}} = 297J/\text{kg}K$$

$$C = 2.7 \cdot 10^{21}m^{3}K^{2.5}/\text{kg s}$$

$$\eta = -2.5$$

Tabelle 2.1: Konstanten des ideal dissoziierenden Gasmodells für Stickstoff (siehe [37]).

Führt man die dimensionslosen Parameter K, H_0 und P^1 ein, die durch den Zustand vor dem Stoß eindeutig beschrieben werden:

$$K = \frac{u_1^2}{2R_{N_2}\theta_d}, \quad H_0 = \frac{h_1 + u_1^2/2}{R_{N_2}\theta_d}, \quad P = \frac{p_1}{\rho_1 u_1^2}$$
(2.9)

und formt die Gln. (2.2) bis (2.6) geeignet um (siehe [37]), so erhält man:

$$f = \frac{u}{u_1} = \frac{\rho_1}{\rho} = \frac{4+\alpha}{7+\alpha} \left(1+P\right) \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{(H_0 - \alpha)(7+\alpha)(1+\alpha)}{K(4+\alpha)^2(1+P)^2}} \right\}$$
(2.10)

$$g = \frac{T}{\theta_d} = 2K \left\{ (P+1-f) f \frac{1}{1+\alpha} \right\}.$$
 (2.11)

Die Gleichungen für Gleichgewicht Gl. (2.7) und Nichtgleichgewicht Gl. (2.8) nehmen folgende Form an:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{\rho_d}{\rho_1} f e^{-\frac{1}{g}},\tag{2.12}$$

$$\frac{d\alpha}{dx} = \frac{d\alpha}{dt} \cdot \frac{1}{u} = \frac{C\rho_1 \theta_d^{\eta}}{u_1} \frac{g^{\eta}}{f^2} \left\{ (1-\alpha) e^{-\frac{1}{g}} - \alpha^2 \cdot \frac{\rho_1}{\rho_d} \cdot \frac{1}{f} \right\}.$$
 (2.13)

¹P wird auch als Euler-Zahl bezeichnet. Für ein ideales Gas bei großer Machzahl der Strömung ist für den senkrechten Verdichtungsstoß $P \longrightarrow \frac{\gamma+1}{\gamma} \frac{1}{Ma^2}$, also $P \sim \frac{1}{Ma^2}$.
Zusätzlich werden hier die charakteristische Dissoziationslänge x_d und der Reaktionsratenparameter Ω unmittelbar stromab des eingefrorenen Stoßes definiert:

$$x_d \equiv \frac{u_1}{C\rho_1 \theta_d^{\eta}},\tag{2.14}$$

$$\Omega \equiv \left. \frac{d\alpha}{dt} \right|_{fr} \frac{R_{zyl}}{u_1}.$$
(2.15)

Die charakteristische Dissoziationslänge x_d gibt die Größenordnung der Länge an, bis hinter einem senkrechten Verdichtungsstoß das Gleichgewicht erreicht wird. Der Reaktionsratenparameter Ω definiert ein Maß für das Verhältnis von Reaktionsrate zu "Strömungsrate" (d. h. Abweichen vom Gleichgewicht). Wird nur Dissoziation² berücksichtigt und der Hyperschallimes ($P \rightarrow 0$, $\alpha_1 = 0$, $\rho_2/\rho_1 \rightarrow 7$, $H_0 = K$) angenommen, so erhält man die Näherung $\Omega \cong$ $7(R_{zyl}/x_d) (49/12H_0)^{-\eta} e^{-49/12H_0}$ (siehe [77]). Ähnlichkeit in H_0 und Ω wird für gleiche Werte des Produkts $\rho_1 R_{zyl}$ erreicht ("binary scaling").

Die Lösung für den eingefrorenen Verdichtungsstoß ist mit Gl. (2.10) und Gl. (2.11) eindeutig bestimmt. Für das Gleichgewicht wird unter Zuhilfenahme von Gl. (2.12) das Gleichungssystem Gln. (2.10) bis (2.12) iterativ gelöst. Die Nichtgleichgewichtslösung erhält man, wenn man Gl. (2.10) und Gl. (2.11) sowie Gl. (2.13) für das Nichtgleichgewicht wie folgt schreibt:

$$\alpha = \alpha(x, f, g, P, H_0, K),$$

$$f = f(\alpha, P, H_0, K),$$

$$g = g(\alpha, f, P, H_0, K)$$
(2.16)

und die Ableitungen bildet:

$$\frac{d\alpha}{dx} = Gl. (2.13),$$

$$\frac{df}{dx} = \frac{\partial f}{\partial \alpha} \Big|_{x} \frac{d\alpha}{dx},$$

$$\frac{dg}{dx} = \left(\frac{\partial g}{\partial \alpha} \Big|_{x,f} + \frac{\partial g}{\partial f} \Big|_{x,\alpha} \frac{\partial f}{\partial \alpha} \Big|_{x} \right) \frac{d\alpha}{dx}.$$
(2.17)

²Der exponentielle Term in der geschweiften Klammer in Gl. (2.13).

Die Indizes x, α, f beschreiben, daß die jeweilige Variable für die Bildung der partiellen Ableitung konstant gehalten wird. In dieser Form handelt es sich bei Gl. (2.16) und Gl. (2.17) um ein Anfangswertproblem eines Systems gewöhnlicher Differentialgleichungen $\left(\frac{dy_i(x,y_1...y_n)}{dx} = f_i(x,y_1...y_n), n = 1...3 \text{ mit } y_1 = \alpha, y_2 = f$ und $y_3 = g$ und mit der eingefrorenen Stoßlösung als Anfangswert), welches mit einem Runge-Kutta-Verfahren [76] gelöst werden kann.

In Abb. 2.1 ist das Ergebnis einer solchen Rechnung dargestellt. Bedingt durch die Dissoziation - dem Transfer von thermischer Energie des Gases in chemische Bindungsenergie - fällt die Temperatur hinter einer starken Stoßwelle, Dissoziationsgrad und Dichte steigen. Der dimensionslose Druck $p/\rho_1 u_1^2$ ändert sich mit 1 - f und die dimensionslose spezifische Enthalpie $2h/u_1^2$ mit $1 - f^2$. Da f für die untersuchten Hochenthalpieströmungen klein ist, ändern sich der Druck und die spezifische Enthalpie hinter dem Verdichtungsstoß nur geringfügig. Erwähnenswert ist im Zusammenhang mit senkrechten Verdichtung mögliche Sprung der normalisierten Dichte 1/f höhere Werte erreichen kann als für das ideale Gas. Weiterhin weist das Strömungsproblem durch die Relaxation eine Längenskalierung der Größenordnung x_d auf. Ein genaues Längenmaß x_{gl} für das Erreichen des Gleichgewichts hinter dem Stoß kann durch Integrieren der Gl. (2.13) gewonnen werden, mit "0" der Lage des Stoßes, α etwa $0.99 \cdot \alpha_{gl}$ und F den verbleibenden Termen aus Gl. (2.13):

$$\int_{\alpha_1}^{\alpha} \frac{d\alpha}{F} = \int_0^x \frac{1}{x_d} \cdot dx = \frac{x}{x_d}.$$
(2.18)

2.2.1.2 Schräger Verdichtungsstoß

Die Erweiterung der Lösung des senkrechten Verdichtungsstoßes auf den schrägen Verdichtungsstoß erfolgt analog zur Methode für das ideale Gas (Galilei-Transformation, siehe [2]). Wird mit σ der Stoßwinkel bezeichnet (siehe Abb. 2.2), so ist in den dimensionslosen Parametern K, H_0 und P (Gl. (2.9)) anstatt der Absolutgeschwindigkeit u_1 die Stoßnormalenkomponente der Geschwindigkeit $u_1 \sin \sigma$ einzusetzen (das Gleiche gilt für die Definition von x_{dN} Gl. (2.14)):

$$K_N = \frac{u_1^2 \sin^2 \sigma}{2R_{N_2}\theta_d} \quad H_{0N} = \frac{h_1 + u_1^2 \sin^2 \sigma/2}{R_{N_2}\theta_d} \quad P_N = \frac{p_1}{\rho_1 u_1^2 \sin^2 \sigma}$$
(2.19)

Mit unveränderter Stoßtangentialkomponente folgt aus der Geometrie (Abb. 2.2):

$$\frac{u_{1N}}{u_{2N}} = \frac{\tan\sigma}{\tan(\sigma-\delta)} \tag{2.20}$$



Abbildung 2.1: Zustandsänderung hinter einem senkrechten Verdichtungsstoß. Index 1 bezeichnet die Anströmung, Index Gl den Gleichgewichtszustand. s ist die Entropie und φ die Streifenverschiebung (siehe Anhang B). Weitere Bezeichnungen siehe Text. Numerische Anströmung nach Tab. 5.1.



Abbildung 2.2: Schema der Krümmung der Stromlinien stromab eines schrägen Verdichtungsstoßes durch die endotherme Dissoziation.

Die Gl. (2.20) und Abb. 2.2 verdeutlichen, daß bei unveränderlicher Tangentialgeschwindigkeitskomponente $u_{1T} = u_{2T}$ der Einfluß der Dissoziation zur Änderung der Strömungsrichtung stromab eines schrägen Verdichtungsstoßes führt. Durch die endotherme Dissoziation sinkt die Stoßnormalenkomponente der Geschwindigkeit stromab des eingefrorenen Stoßes, und der Umlenkwinkel δ wird größer. In den Grenzfällen "eingefroren" und "Gleichgewicht" werden die Grenzwinkel δ_{fr} und δ_{gl} erreicht.

Wird der Anströmzustand konstant gehalten und der Stoßwinkel σ als Parameter variiert, so erhält man eine Lösungskurve³ der möglichen Stromabzustände, welche geeigneterweise im Herzkurvendiagramm ($\langle \delta, p \rangle$ -Ebene) dargestellt wird. Für den Zustand P = 0.008, $H_0 = 0.60$, $\rho_1 = 0.0039 kg/m^3$ und $\alpha_1 = 0.0$ ist in Abb. 2.3 das Herzkurvendiagramm und die $\langle \delta, \sigma \rangle$ -Ebene (Stoßwinkel als Funktion des Umlenkwinkels) abgebildet. Die innere Kurve entspricht der eingefrorenen Stoßlösung und die äußere Kurve der Gleichgewichtslösung. Für Stoßwinkel 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80°, 84°, 88° und 90° ist der Verlauf der Nichtgleichgewichtslösung in die $\langle \delta, p \rangle$ -Ebene übertragen worden.

Unmittelbar erkenntlich wird aus Abb. 2.3, daß die beiden Kurven im hier dargestellten Fall für kleine Stoßwinkel (d. h. schwache Stoßlösung und kleine Umlenkwinkel) ineinander übergehen, da der Einfluß der Dissoziation verschwindet $(H_{0N} \ll 1)$. Die durch die Relaxation verursachte Änderung der Strömungsrichtung stromab des eingefrorenen Stoßes ist besonders ausgeprägt für Schrägstöße mit u_{2Nfr} von der gleichen Größenordung wie u_{2T} .

In Abb. 2.4 sind der Dichtesprung $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, der Dissoziationsgrad α_2 und der dimensionslose Reaktionsratenparameter $x_{dN} \frac{d\alpha_2}{dx_N}$ als Variation des Stoßwinkels für die beiden Grenzfälle aufgetragen. Es gilt für die eingefrorene Lösung $\alpha_2 = \alpha_1$ (hier $\alpha_1 = 0$) und für die Gleichgewichtslösung $x_{dN} \frac{d\alpha_2}{dx} = 0$ (Dissoziations- und Rekombinationsrate heben sich gerade auf). Erkennbar wird, daß der Dissoziationsgrad α_2 und die Reaktionsrate $x_{dN} \frac{d\alpha_2}{dx}$ dem Anstieg der Dichte nachfolgen. Für Schrägstöße kleiner Winkel ($\sigma < 60^{\circ}$ für das dargestellte Beispiel) bleibt die Reaktionsrate klein.

2.2.2 Wechselwirkung einer schwachen und einer starken Stoßwelle - Herzkurvendiagramm

Die lokale Lösung für das Zusammenlaufen zweier gerader Stöße wird geeigneterweise graphisch im Herzkurvendiagramm bestimmt (siehe Becker [2], Henderson [33] und Zierep [90]). Die allgemeingültige Argumentation wird auf den Sonder-

³Stoßpolare in der Hodographenebene ($\langle u, v \rangle$ -Ebene); im folgenden in allen Darstellungsebenen als Stoßpolare bezeichnet.



(b) Stosswinkel σ als Funktion des Umlenkwinkels δ

Abbildung 2.3: Herzkurvendiagramm und $\langle \delta, \sigma \rangle$ -Ebene. $H_0 = 0.6$, P = 0.008, $\rho_1 = 0.0039 kg/m^3$ und $\alpha_1 = 0.041$. Die äußere Kurve repräsentiert die Gleichgewichtslösung und die innere die eingefrorene Lösung. Für Stoßwinkel 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80°, 84°, 88° und 90° ist der Verlauf der Nichtgleichgewichtslösung übertragen.





Abbildung 2.4: Dichtesprung, Dissoziations
grad und Dissoziations
rate als Funktion des Stoßwinkels für den schiefen Stoß mit
 $H_0 = 0.60, \ P = 0.008, \ \rho_1 = 0.0039 kg/m^3$ und $\alpha_1 = 0.0.$



Abbildung 2.5: Schema und Bezeichnungen: Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes.

fall von $\sigma_{schwach} < 40^{\circ}$ und $H_{0N} < 0.7$ angewandt. Der Sonderfall ergibt sich für die Beschreibung der Typ-III- und Typ-IV-Wechselwirkung für HEG relevante Strömungsbereiche.

Zunächst wird die Relaxation vernachlässigt und die eingefrorene oder die Gleichgewichtslösung betrachtet. Die Abb. 2.5 zeigt ein Beispiel für das Zusammenlaufen eines schwachen Stoßes S_1 und eines starken Stoßes S_3 und das sich ergebende Strömungsbild, das als λ -Fuß bezeichnet wird. Ausgehend vom Kreuzungspunkt λ_1 bilden sich ein reflektierter Stoß S_2 und eine Diskontinuitätsfläche K_1 . Bei vorgegebener Anströmung (Zustand ∞) und Stoßwinkel σ_1 werden sich die Stoßwinkel σ_2 und σ_3 gerade so einstellen, daß entlang der Diskontinuitätsfläche zu beiden Seiten gleicher Druck $(p_2 = p_3)$ und gleiche Strömungsrichtung $(\delta_1 + \delta_2 = \delta_3)$ vorherrschen; die weiteren Strömungsvariablen sind wegen der unterschiedlichen Entropieproduktion über die Stoßwellen verschieden (d. h. $\rho, T, u|_2 \neq \rho, T, u|_3$). Hiermit erklärt sich die Verwendung des Herzkurvendiagramms ($\langle \delta, p \rangle$ -Ebene) zur Bestimmung der Lösung. Werden die Stoßpolaren für die beiden Zustände ∞ und 1 ins Herzkurvendiagramm übertragen, so ergibt sich die Lösung als Schnittpunkt der beiden Kurven (Abb. 2.6). Da sich mehrere Schnittpunkte ergeben, ist der jeweils physikalisch sinnvolle unter Berücksichtigung der Randbedingungen auszuwählen. Liegen p und δ fest, so lassen sich die verbleibenden Strömungsvariablen bestimmen.

Die Berücksichtigung der Dissoziation führt zur Krümmung der Stromlinien und Stöße, was grundsätzliche Schwierigkeiten für die Übertragung aus der physikalischen Ebene in die $\langle \delta, p \rangle$ -Ebene bedeutet. Die Abb. 2.7 soll dies verdeutlichen. Die schattierten Flächen zeigen Strömungsgebiete, in denen ein Einfluß der Dissoziation besteht. Für den am Kreuzungspunkt entstehenden Stoß und die Kontaktfläche bedeutet dies, daß die An- und Abströmung nicht mehr uniform



Abbildung 2.6: Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes im Herzkurvendiagramm. $H_0 = 0.60, P_{\infty} = 0.008, \rho_{\infty} = 0.0039 kg/m^3$ und $\alpha_{\infty} = 0.041$



Abbildung 2.7: Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes. Schema der Dissoziationsrelaxation.

eindimensional erfolgen. Überträgt man jeweils die Stoßpolaren der Zustände ∞ und 1 für die eingefrorene und die Gleichgewichtslösung ins Herzkurvendiagramm, ergeben sich theoretisch vier physikalisch bedeutungsvolle Schnittpunkte (siehe Abb. 2.8, Ausschnitt aus dem Herzkurvendiagramm).

Für den schwachen Stoß S1 hat die Dissoziation keine Bedeutung. In einer Entfer-



Abbildung 2.8: Wechselwirkung eines schwachen und eines starken Stoßes im Herzkurvendiagramm. Ausschnitt. $H_0 = 0.60, P_{\infty} = 0.008, \rho_{\infty} = 0.0039 kg/m^3, \alpha_{\infty} = 0.041$ und $\sigma_1 = 16^{\circ}$.

nung l vom Kreuzungspunkt, die sehr klein ist gegenüber der Relaxationslänge x_{gl3} , wird die eingefrorene Lösung für alle Stoßwellen beobachtet werden. Für l mit $x_{gl3} \ll l \ll x_{gl2}$ wird über den starken Bugstoß Gleichgewicht erreicht, während stromab des Schrägstoßes S2 Dissoziation noch nicht stattgefunden hat. Ist $l \gg x_{gl2}$, so wird für alle Zustände Gleichgewicht erreicht.

Die Integration von Gl. (2.18) für den Anströmzustand 1 ergibt für den Schrägstoß S2 eine Relaxationslänge x_{gl2} , die aufgrund der geringen Dissoziationsrate sehr groß ist relativ zum Stoßabstand Δ des Bugstoßes der ungestörten Zylinderumströmung. Da die Dissoziationsrate unmittelbar stromab des eingefrorenen Bugstoßes S3 sehr groß ist, ergibt sich⁴: $x_{gl2} \gg \Delta \gg x_{gl3}$.

In der Umgebung des Tripelpunktes stromab des Stoßes S3 (Entfernung $l < x_{gl3}$) krümmen sich die Stromlinien aufgrund der Relaxation in Richtung Diskontinuitätsfläche K1. Die Richtung der Diskontinuitätsfläche am Tripelpunkt λ_1 ist durch die eingefrorene Lösung der Stöße S1, S2 und S3 gegeben. Dadurch, daß die Impulsstromdichte der Überschallseite $\rho_2 u_2^2$ sehr viel größer ist als die Im-

⁴Daher wird weiter unten für die Nichtgleichgewichtslösung (Fall 2) für den Stoß S2 die eingefrorene Lösung berücksichtigt und für den Stoß S3 Gleichgewicht. Analog zu der Annahme, daß die Dissoziation für die reflektierte Welle S2 vernachlässigt werden kann, wird gleiches für den Zustand hinter dem reflektierten Stoß des zweiten Tripelpunktes angenommen.

pulsstromdichte der Unterschallseite $\rho_3 u_3^2$, bei gleichem statischen Druck, ist zu schließen, daß die Richtung der Diskontinuitätsfläche sich nicht verändert. Die Folge: der starke Stoß S3 wird sich so krümmen, daß die Anströmung von S3 mehr in stoßnormaler Richtung erfolgt ($\sigma_3 \rightarrow 90^\circ$). Die unveränderte Richtung der Diskontinuitätsfläche auch bei Berücksichtigung der Relaxation ist in Abb. 2.8 durch den senkrecht von der eingefrorenen Lösung nach oben weisenden Pfeil in Richtung Gleichgewichtslösung angedeutet.

Eine ausführlichere Diskussion zum Einfluß der Stoßkrümmungen findet sich bei Hornung [39] und Sanderson [77]. In Kap. 5 wird die Stoßkrümmung anhand einer Lösung, welche mit Hilfe eines zweidimensionalen Lösungsverfahrens berechnet wird, nochmals kurz diskutiert. Der Einfluß der Stoßkrümmung auf die Höhe der beobachteten Wärmelasten ist nur sekundär im Vergleich zum Einfluß der Dichte.

2.2.3 Die Edney-Wechselwirkungstypen III, IV und IVa

Mit den voranstehenden Bemerkungen zur Wechselwirkung einer schwachen und einer starken Stoßwelle kann das vor einem stumpfen Körper beobachtete Strömungsfeld, welches sich durch die Wechselwirkung des starken Bugstoßes mit einer einfallenden schwachen Stoßwelle ergibt, erklärt werden.

Hierfür sei zunächst auf die grundlegende Arbeit von Edney verwiesen ([16]). Edney hat für die Wechselwirkung eines schwachen Verdichtungsstoßes mit dem Bugstoß vor einem stumpfen Körper sechs verschiedene prinzipielle Wechselwirkungstypen klassifiziert. Sie werden in der Literatur üblicherweise als Edney-Typ I – VI benannt und treten bei der Translation der einfallenden Stoßwelle relativ zum Körper auf. Für diese Arbeit sind die Wechselwirkungen der Typen III und IV von Interesse. Die für diese Typen beobachteten Druck- und Wärmestromlasten am Körper liegen um ein Vielfaches über jenen Lasten einer Umströmung ohne Wechselwirkung. Der Kreuzungspunkt der einfallenden schwachen Stoßwelle le erfolgt hierbei innerhalb der geometrischen Grenzen, wo ohne Wechselwirkung Unterschall hinter dem Bugstoß erreicht wird. Es handelt sich also um die Wechselwirkung einer schwachen mit einer starken Stoßwelle und die sich hieraus ergebende Strömungstopologie. In Abb. 2.9(a) und in Abb. 2.9(b) ist das zu beobachtende Strömungsmuster der Stoßwellen skizziert.

Zusätzlich zu der von Edney klassifizierten Typ-IV-Wechselwirkung wird hier eine Variante dieses Typs definiert, die zur Bildung eines Freistrahls führt, der nicht auf den Körper trifft. Diese sei als Edney-Typ-IVa-Wechselwirkung bezeichnet und ist in Abb. 2.9(c) skizziert.



(c) Edney-Typ IVa

Abbildung 2.9: Schema der Edneyschen Typ-III-, Typ-IV- und Typ-IVa-Klassifizierung.

2.2.3.1 Edney-Typ III

Die in Abb. 2.10 dargestellte Lösung entspricht der Übertragung der Edney-Typ-III-Wechselwirkung ins Herzkurvendiagramm. Das am Körper beobachtete Druckmaximum⁵ ergibt sich aus dem Schnittpunkt der Stoßpolaren für die Zustände hinter der einfallenden Stoßwelle und hinter dem am Kreuzungspunkt reflektierten Stoß.

⁵Die Wärmelast für die Edney-Typ-III-Wechselwirkung wird in diesem Kapitel nicht weiter behandelt. Sie wird durch das Auftreffen der Scherschicht auf den stumpfen Körper bestimmt. Hierbei handelt es sich um ein reibungsbehaftetes Phänomen. Die Bestimmung der Wärmelast erfolgt mit Hilfe von experimentell ermittelten Formeln (siehe [50]) oder mittels Rechenverfahren [32]. Hierbei muß der Zustand der Scherschicht bekannt sein (d. h. laminar oder turbulent).



Abbildung 2.10: Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-III-Wechselwirkung. $H_0 = 0.60, P_{\infty} = 0.008, \rho_{\infty} = 0.0039 kg/m^3, \alpha_{\infty} = 0.041$ und $\sigma_1 = 16^{\circ}$. Eingefrorene Lösung.



Abbildung 2.11: Schema und Bezeichnungen für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung. Die Parameter K und P (Gl. (2.9)), die Zustandsgrößen (ρ , α , T, p) und die Geschwindigkeiten (u, u_N , u_T) erhalten einen Index für den jeweiligen Strömungszustand (eingekreiste Zahlen). H_0 ist im gesamten Strömungsfeld konstant.

2.2.3.2 Edney-Typ IV

Das Schema einer Edney-Typ-IV-Wechselwirkung und die gewählten Bezeichnungen sind in Abb. 2.11 dargestellt. Die Lösung für den ersten Tripelpunkt λ_1 wurde bereits als Beispiel weiter oben behandelt. Ausgehend vom Kreuzungspunkt λ_1 werden eine Diskontinuitätsfläche K1 und ein reflektierter, schwacher Verdichtungsstoß S2 beobachtet.

Die durch die einfallende Keilstoßwelle auf den Zustand 1 verdichtete Strömung

erzeugt den starken Bugstoß S4 durch Umströmung des stumpfen Körpers. Die Wechselwirkung dieses starken Bugstoßes S4 mit dem reflektierten, schwachen Stoß S2 ergibt einen invertierten λ -Fuß. Die Lösung für den invertierten λ -Fuß kann analog zur Lösung des ersten λ -Fußes gefunden werden. Der Zustand 1 fungiert als Anströmung, und der Stoßwinkel σ_2 der reflektierten Stoßwelle S2 ist aus der Lösung für den ersten λ -Fuß bekannt.

Stromab des Kreuzungspunktes λ_2 werden wiederum eine Diskontinuitätsfläche K2 und ein reflektierter, schwacher Stoß S5 beobachtet. Druck- und Strömungsrichtung beiderseits der Diskontinuitätsfläche sind gleich ($p_4 = p_5, \delta_2 + \delta_5 = \delta_4$), der thermodynamische Zustand ist verschieden. Beim Zustand 5 handelt es sich infolge der schwachen Stoßlösung (hier: $\sigma_5 < 40^\circ$) um eine Überschallströmung. Diese ist eingebettet in die beiden Unterschallgebiete 3 und 4, weshalb sie als Freistrahlströmung bezeichnet wird.

Die Welle S5 trifft auf die vom Tripelpunkt λ_1 ausgehende Diskontinuitätsfläche und wird als Expansionsfächer reflektiert. Der sich stromab dieses Expansionsfächers einstellende Druck ergibt sich zu $p_{5b} = p_3$, um die Randbedingung gleichen Drucks über die Diskontinuitätsfläche zu erfüllen. Trifft der Expansionsfächer auf die vom Kreuzungspunkt λ_2 ausgehende Diskontinuitätsfläche K2, so entsteht als Reflexion ein Kompressionsfächer, welcher sich zu einer Stoßwelle aufsteilen kann. Die Reflexion der Wellen zwischen den beiden Diskontinuitätsflächen K1 und K2 setzt sich fort, bis der Überschallfreistrahl unmittelbar vor dem stumpfen Körper durch einen nahezu senkrechten Verdichtungsstoß S6 abgebremst wird und ein Staugebiet erzeugt. Aus diesem Staugebiet expandiert die Strömung entlang des Körpers (Zustände 7a und 7b).

Für die hier untersuchten Strömungen, bei denen die Dissoziation zu einer Reduzierung des Stoßabstandes vom Körper führt (im Vergleich zu Idealgasströmungen), trifft bereits der vom Kreuzungspunkt der Diskontinuitätsfläche K1 und des Stoßes S5 ausgehende Expansionsfächer auf den starken Stoß S6 (siehe numerische Ergebnisse Kap. 5). Die durch den Expansionsfächer erfolgende Beschleunigung der Strömung von Ma_5 auf Ma_{5b} wird im folgenden ebenso vernachlässigt wie die nicht-uniforme Anströmung des Stoßes S6. Dies wird gerechtfertigt durch einen Vergleich mit den in Kap. 5 präsentierten Ergebnissen $(Ma_5 \approx 1.8, Ma_{5b} \approx 2.0;$ die Krümmung des Stoßes S6 bleibt klein).

Sei die Strömungsrichtung im Gebiet 5 senkrecht zur lokalen Tangente an die Körperkontur im Bereich des Auftreffens des Freistrahls, sei weiterhin der Stoß S6 parallel zur Körperoberfläche und die Kompression stromab des Stoßes S6 bis zum Staupunkt vernachlässigbar, so erhält man durch die Stoßnormalenlösung mit Region 5 als Anströmung den Strömungszustand in der Region 6. Der Druck p_6 entspricht dann der am Körper auftretenden maximalen Drucklast.

Die Übertragung des Problems der Typ-IV-Wechselwirkung ins Herzkurvendia-



Abbildung 2.12: Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung. $H_0 = 0.60, P_{\infty} = 0.008, \rho_{\infty} = 0.0039 kg/m^3, \alpha_{\infty} = 0.041$ und $\sigma_1 = 16^{\circ}$. Nichtgleichgewichtslösung.

gramm ist in Abb. 2.12 dargestellt. Der Schnittpunkt der ∞ -Polaren mit der 1-Polaren bildet die Lösung für den ersten Tripelpunkt λ_1 . Ausgehend von diesem Punkt wird die Polare für den Zustand 2 gezeichnet. Der Schnittpunkt der beiden Lösungskurven für die Zustände 1 und 2 ist die Lösung des zweiten Tripelpunktes λ_2 und ergibt die Zustände 4 und 5. Die Stoßnormalenlösung für den Zustand 5 (d. h. $\sigma_6 = 90^\circ$) bestimmt den Zustand 6.

Weiter unten werden die bereits in der Einleitung zu diesem Kapitel angesprochenen 3 Fälle - eingefrorene Stoßlösung für alle Stöße (Fall 1), eingefrorene Lösung für die schwachen Stöße und Gleichgewichtslösung für die starken Stöße (Fall 2) und Gleichgewichtslösung für alle Stöße (Fall 3) - weiter verfolgt. Das theoretische Modell wird durch die Lösung unter den für Fall 2 getroffenen Annahmen repräsentiert. Diesen Annahmen, Vernachlässigung der Dissoziation für die schwachen Freistrahlstöße, liegen die in Abschnitt 2.2.1.2 und Abschnitt 2.2.2 vorgenommenen Abschätzungen der Dissoziationsraten und Relaxationslängen für Stöße mit kleinen Stoßwinkeln zugrunde. Der Fall 1 ermöglicht den Vergleich mit Idealgasströmungen ($\gamma = 1.33$), und der Fall 3 vernachlässigt die endlichen Reaktionsraten. Bemerkenswert ist, daß für Fall 2 molekularer Stickstoff im Freistrahl bis unmittelbar stromauf des starken Freistrahlstoßes zum Körper gelangt⁶.

⁶In Kap. 5 wird dieses Ergebnis reproduziert werden.



Abbildung 2.13: Herzkurvendiagramm für die Edney-Typ-IVa-Wechselwirkung. $H_0 = 0.60, P_{\infty} = 0.008, \rho_{\infty} = 0.0039 kg/m^3, \alpha_{\infty} = 0.041$ und $\sigma_1 = 16^{\circ}$. Eingefrorene Lösung.

2.2.3.3 Edney-Typ IVa

Ergänzend zu den Herzkurvendiagrammen für die Typ-III-Wechselwirkung (Abb. 2.10) und die Typ-IV-Wechselwirkung (Abb. 2.12), ist in Abb. 2.13 das Herzkurvendiagramm für die Typ-IVa-Wechselwirkung dargestellt. Das Druckmaximum⁷ entspricht der Lösung für einen starken Stoß mit einer Keilströmung als Anströmung. Es werden signifikant kleinere Lasten erwartet als für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung.

Aus den vorangehenden Erläuterungen folgt, daß es sich bei den Edney-Wechselwirkungen im Kern um ein reibungsfreies Phänomen handelt. Reibungsbehaftetete Vorgänge bleiben auf die Stöße, Diskontinuitätsflächen und die Grenzschicht am Körper beschränkt. Weiter unten wird sich zeigen, daß die Reibung in Form von Scherschichtinstabilität, Grenzschichtablösung, Ablösestoß und Wirbelbildung einen zu berücksichtigenden Einfluß auf das reibungsfreie Strömungsfeld hat.

 $^{^7\}mathrm{F\ddot{u}r}$ den Wärmestrom kann die weiter unten beschriebene Fay-Riddell-Staupunktlösung angesetzt werden.

2.2.4 Modell für den Wärmestrom nach Fay-Riddell

Im letzten Abschnitt wurden mit Hilfe des Herzkurvendiagramms die einzelnen Strömungszustände der Freistrahlströmung für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung bestimmt. Für Staupunktströmungen reagierender Luft haben Fay und Riddell [23] eine Lösung des Wärmestroms am Körper hergeleitet. Die Lösung der Freistrahlströmung in Verbindung mit dem Fay-Riddell-Modell ermöglicht die Bestimmung der am Körper auftretenden Wärmelast. In den folgenden Abschnitten wird die Vorgehensweise beschrieben.

Fay-Riddellsche Lösung der Staupunktströmung

Die Staupunktwärmestromgleichung nach Fay und Riddell [23] lautet für eine laminare, kompressible Grenzschicht im Gleichgewicht⁸ wie folgt:

$$\dot{q} = \zeta_1 \left(\rho_w \mu_w \right)^{0.1} \left(\rho_e \mu_e \right)^{0.4} \sqrt{\left. \frac{du_e}{dx} \right|_0} \left(h_e - h_w \right) \left[1 + \left(Le^{0.52} - 1 \right) \frac{h_d}{h_e} \right] (2.21)$$

mit den Indizes w und e für die Wand bzw. für die Außenströmung am Grenzschichtrand, ζ_1 einer Geometriekonstanten ($\zeta_1 = 0.7$ für ebene Körper [77]), ρ der Dichte, μ der Scherzähigkeit, $\frac{du_e}{dx}\Big|_0$ dem Geschwindigkeitsgradienten in körpertangentialer Richtung auf der Staupunktstromlinie am Grenzschichtrand, h der spezifischen Enthalpie, Le der Lewis-Zahl und h_d der am Grenzschichtrand gebundenen Dissoziationsenergie ($h_d = R_{N_2} \alpha_e \theta_d$ für das ideal dissoziierende Gas).

Für den Geschwindigkeitsgradienten gilt unter Verwendung der Newtonschen Theorie und nach [77]:

$$\left. \frac{du_e}{dx} \right|_0 = \frac{u_\infty}{R} \sqrt{2\rho_\infty/\rho_e}.$$
(2.22)

Hierbei ist R der Krümmungsradius des Körpers. Für Werte von $\rho_e/\rho_{\infty} > 7$ kann

⁸Fay und Riddell haben neben der oben angegebenen Lösung für eine Grenzschicht im Gleichgewicht auch eine Lösung für eine Grenzschicht im Nichtgleichgewicht angegeben. Die Untersuchung des Rekombinationsratenparameters (zweiter Term in der geschweiften Klammer in Gl. (2.8)) ergibt für die HEG-relevanten Zustände, daß für alle diskutierten Fälle die Grenzschicht im Gleichgewicht ist (siehe [77] für Einzelheiten).

 $\frac{du_e}{dx}\Big|_0$ besser durch $\frac{du_e}{dx}\Big|_0 = 0.5375u_{\infty}/R$ beschrieben werden (siehe Olivier [66]).

Mit folgenden Annahmen und Definitionen:

- Vernachlässigung der Wandenthalpie $h_w \ll h_e$
- konstante Lewis-Zahl Le = 1.4
- $\frac{h_d}{h_e} = \frac{\alpha_e}{H_0}$ mit $u_e^2/2 << h_e$
- die Reynoldszahl mit dem Körperdurchmesser ist $Re_{\infty} = \frac{\rho_{\infty} u_{\infty} 2R}{\mu_{\infty}}$ (μ ist die Scherzähigkeit)
- die Scherzähigkeit ist $\frac{\mu}{\mu_{\infty}} = \left(\frac{T}{T_{\infty}}\right)^{0.7}$
- der Geschwindigkeitsgradient $\frac{u_e}{dx}\Big|_0$ ist definiert nach Gl. (2.22)
- Newtonsche Theorie für den Druck am Grenzschichtrand $p_e = \rho_{\infty} u_{\infty}^2$ und konstanter Druck in der Grenzschicht $p_w = p_e$ (die Kompression stromab des Bugstoßes zum Staupunkt wird vernachlässigt)
- $\alpha_w = 0$ für die Grenzschicht im Gleichgewicht bei kalter Wand
- die Parameter H_0 , K_{∞} , und P_{∞} nach Gl. (2.9)

erhält man für den Wärmestrom:

$$\dot{q} = \rho_{\infty} H_0 \sqrt{K_{\infty}} \sqrt{2} \left(R_{N_2} \theta_d \right)^{3/2} \cdot 2^{3/4} \cdot \sqrt{\frac{\zeta_1^2}{Re_{\infty}}} \left(\frac{1 + \alpha_{\infty}}{P_{\infty}} \right)^{0.38} (1 + \alpha_e)^{-0.28} \cdot \left(\frac{T_w}{T_{\infty}} \right)^{-0.03} \left(\frac{\rho_e}{\rho_{\infty}} \right)^{-0.13} \left[1 + 0.2 \frac{\alpha_e}{H_0} \right].$$
(2.23)

Die Terme der ersten Zeile auf der rechten Seite entsprechen $\rho_{\infty}u_{\infty}h_0 = \rho_{\infty}H_0\sqrt{K_{\infty}}\sqrt{2}\left(R_{N_2}\theta_d\right)^{3/2}$. Wird die Stanton-Zahl definiert mit $St = \frac{\dot{q}}{\rho_{\infty}u_{\infty}h_0}$, so ist $St = f(P_{\infty}, H_0, \alpha_{\infty}, \rho_{\infty}, \frac{R}{x_d}, \eta, Re_{\infty}, \frac{T_w}{T_{\infty}})$. Alle weiteren Größen können aus der senkrechten Stoßlösung ermittelt werden.

Freistrahllösung in Analogie zur Staupunktströmung

Für wandparallele Anordnung und senkrechte Anströmung des starken Freistrahlstoßes und unter Vernachlässigung der Stoßkrümmung kann die im vorherigen Abschnitt beschriebene Fay-Riddell-Lösung für die Staupunktströmung auf die Freistrahlströmung übertragen werden (siehe Abb. 2.14). In Kap. 6 wird sich zeigen, daß einige der Annahmen nicht zutreffen, jedoch fehlt es in der Literatur



Abbildung 2.14: Schema der Übertragung von der Staupunktströmung auf die Freistrahlströmung nach [77].

an besseren Modellen. Der Zustand hinter der reflektierten Stoßwelle des zweiten Tripelpunktes definiert die Anströmung für den starken Freistrahlstoß S6. Der Geschwindigkeitsgradient am Grenzschichtrand für die Freistrahllösung muß aus experimentellen Daten extrapoliert werden, da dem Autor keine anderweitigen Literaturstellen bekannt sind. Hier besteht eine Lücke in der wissenschaftlichen Literatur. Nach White in [77] ist der Gradient eines flachen Körpers endlicher Ausdehnung für $Ma_{\infty} = 10$ und $\gamma = 1.4$ (d. h. $\rho_e/\rho_{\infty} \approx 6$):

$$\left. \frac{du_e}{dx} \right|_0 = 0.15 \cdot \frac{u_\infty}{R}. \tag{2.24}$$

Hieraus wird auf

$$\left. \frac{du_e}{dx} \right|_0 = 0.26 \cdot \frac{u_\infty}{R} \sqrt{2\rho_\infty/\rho_e} \tag{2.25}$$

extrapoliert (siehe [77]). Für $\rho_e/\rho_{\infty} = 6$ ergibt sich der von White angegebene Wert. Mit $Re_5 = \frac{\rho_5 u_5 \Delta_s}{\mu_5}$, der durch die Freistrahlbreite Δ_s definierten Reynoldszahl, gilt für den Wärmestrom des Freistrahls:

$$\dot{q}_{s} = \rho_{5}H_{05}\sqrt{K_{5}}\sqrt{2} \left(R_{N_{2}}\theta_{d}\right)^{3/2} \cdot 2^{3/4} \cdot \sqrt{\frac{\zeta_{1s}^{2} \cdot 0.26}{Re_{5}}} \left(\frac{1+\alpha_{5}}{P_{5}}\right)^{0.38} \left(1+\alpha_{6}\right)^{-0.28} \cdot \left(\frac{T_{w}}{T_{5}}\right)^{-0.03} \left(\frac{\rho_{6}}{\rho_{5}}\right)^{-0.13} \left[1+0.2\frac{\alpha_{6}}{H_{0}}\right]$$
(2.26)

und für den auf die ungestörte Zylinderumströmung bezogenen Wärmestrom⁹:

$$\frac{\dot{q}_s}{\dot{q}_{zyl}} = \sqrt{\frac{\zeta_{1s}^2 \cdot 0.26}{\zeta_1^2} \frac{2R_{zyl}}{\Delta_s}}{\Delta_s}} \left(\frac{K_5}{K_\infty}\right)^{0.63} \left(\frac{\rho_5}{\rho_\infty}\right)^{0.5}} \cdot \left(\frac{1+\alpha_6}{1+\alpha_e}\right)^{-0.28} \left(\frac{\rho_6/\rho_5}{\rho_e/\rho_\infty}\right)^{-0.13} \left[\frac{H_0+0.2\alpha_6}{H_0+0.2\alpha_e}\right].$$
(2.27)

Index e bezeichnet den Zustand am Grenzschichtrand für die ungestörte Zylinderumströmung und Index 6 den Zustand am Grenzschichtrand für die Freistrahlströmung. Die Kompression stromab der Stöße wird vernachlässigt. Der Dissoziationsgrad am Staupunkt ist in erster Linie gegeben durch den Erhalt der spezifischen Ruheenthalpie entlang der Stromlinie. Die Dichte am Staupunkt nimmt kaum Einfluß, so daß $\alpha_6 \approx \alpha_e$. Der kleine Exponent -0.13 erlaubt es, den Term $((\rho_6/\rho_5)/(\rho_e/\rho_\infty))^{-0.13} \approx 1$ zu setzen. Mit diesen Vereinfachungen gilt:

$$\frac{\dot{q}_s}{\dot{q}_{zyl}} \approx \sqrt{0.52 \cdot \frac{R_{zyl}}{\Delta_s}} \cdot \left(\frac{u_5^2}{u_\infty^2}\right)^{0.63} \left(\frac{\rho_5}{\rho_\infty}\right)^{0.5}$$
(2.28)

Für Δ_s/R sei das Ergebnis der Rechnung aus Kap. 5 vorweggenommen: $\Delta_s/R \approx 0.05$. Die Verhältnisse der spezifischen kinetischen Energie und der Dichte für die Zustände 5 und ∞ bestimmen den Betrag der bezogenen Wärmelast.

2.3 Ergebnisse und Diskussion

Mit den Lösungen für den bezogenen Druck p_s/p_{zyl} (aus den Beziehungen für schräge Stöße) als Funktion von $f(P_{\infty}, H_0, \sigma_1, \rho_{\infty}, \alpha_{\infty})$ und für den bezogenen Wärmestrom \dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} als Funktion von $g(P_{\infty}, H_0, \sigma_1, \rho_{\infty}, \alpha_{\infty})$ können Parametervariationen durchgeführt werden. Eine Abschätzung über den Einfluß der Chemie erhält man durch den Vergleich mit der eingefrorenen und der Gleichgewichtslösung.

Im Freiflug ist $\alpha_{\infty} = 0$, die schnelle Expansion in der HEG-Düse führt auf einen geringen Anteil dissoziierten Stickstoffs in der freien Anströmung. Der Wahl von $\alpha_{\infty} = 0.041$ für die Parametervariation wird hierdurch Rechnung getragen. Werden die Ähnlichkeitsregeln für die Übertragung des Strömungsverhaltens eines

⁹Für den absoluten Wärmestrom gilt $\dot{q} \sim \frac{1}{\sqrt{Re}}$. Diese Abhängigkeit besteht nicht für das Verhältnis $\frac{\dot{q}_s}{\dot{q}_{zyl}}$. Dies ist in der weiter unten geführten Diskussion zu berücksichtigen; es werden Aussagen über den bezogenen Wärmestrom getroffen.

Freiflugzustandes auf das Experiment für dissoziierende Strömungen beachtet, so ist mit der Modellgröße die Dichte der freien Anströmung festgelegt.

Sanderson [77] hat eine Parametervariation von P_{∞}^{10} , H_0 und σ_1 mit dem beschriebenen Modell durchgeführt. Für die Beurteilung des Einflusses der Dissoziation ist der Effekt einer Variation von H_0 maßgeblich, sie wird deshalb hier wiederholt. Auf eine Variation der weiteren Parameter P_{∞} und σ_1 wird verzichtet und aus [77] berichtet.

Die bezogenen Druck- und Wärmestromlasten variieren signifikant mit P_{∞} und σ_1 . Maximale Lasten treten für ein Minimum des Ruhedruckverlusts über die schwachen Freistrahlstöße auf. Bei vorgegebener Machzahl gibt es einen Winkel σ_{1max} , für den die Lasten maximal werden. Dies kann dadurch erklärt werden, daß für $\sigma_1 > \sigma_{1max}$ der Ruhedruckverlust über die einfallende Stoßwelle S1 groß wird und für $\sigma_1 < \sigma_{1max}$ der Ruhedruckverlust über den reflektierten Stoß S2 des ersten Tripelpunktes¹¹. Der Stoßwinkel σ_2 des reflektierten Stoßes, und hierdurch der Ruhedruckverlust über S2, liegt durch den Zustand der freien Anströmung und σ_1 fest. Mit zunehmender Machzahl sinkt σ_{1max} . Die Stoßwinkel der Freistrahlstöße werden kleiner und der Ruhedruckverlust sinkt, so daß mit anwachsender Machzahl höhere Lasten beobachtet werden¹².

Solange die Dissoziation stromab der schwachen Freistrahlstöße gegenüber der Dissoziation stromab der starken Stoßwellen vernachlässigt werden kann, behält die Nichtgleichgewichtslösung (Fall 2) Gültigkeit. Für σ_{1max} werden bei steigender Machzahl der freien Anströmung die Freistrahlstoßwinkel kleiner, der Einfluß der Dissoziation im Freistrahl sinkt, die Berechtigung der Annahme verschwindender Dissoziation nimmt also zu. Für kleine Machzahlen mit zunehmender spezifischer Ruheenthalpie oder bei σ_1 abweichend von σ_{1max} verliert das Modell für die Nichtgleichgewichtslösung an Gültigkeit. Die Dissoziation über die schwachen Freistrahlstöße muß dann berücksichtigt werden. Für die Strömungsbereiche des HEG mit $Ma \approx 9 - 10$ und $\delta_1 = 10^{\circ}$ ($\sigma_1 \approx \sigma_{1max}$) wird eine gute Übereinstimmung mit der Nichtgleichgewichtslösung (Fall 2) erwartet.

In Abb. 2.15 ist der bezogene Druck p_s/p_{zyl} , in Abb. 2.16 sind das Dichteverhältnis ρ_s/ρ_{zyl} und das Verhältnis der spezifischen kinetischen Energien u_5^2/u_{∞}^2 und in Abb. 2.17 ist der bezogene Wärmestrom \dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} als Funktion von $H_0 = Ruheenthalpie/Dissoziationsenergie$ (siehe Gl. (2.9)) aufgetragen.

Für die eingefrorene Lösung sind die Lasten unabhängig von H_0 . Die Gleichge-

 $^{^{10}}P_{\infty} \sim 1/Ma_{\infty}^2$

¹¹Man kann den maximalen Winkel σ_{1max} auch durch eine Extremwertbetrachtung bestimmen, wobei es gilt, das Maximum der Machzahl hinter dem reflektierten Stoß des ersten Tripelpunktes zu finden.

¹²Mit zunehmender Machzahl der freien Anströmung und $\sigma_1 = \sigma_{1max}$ nimmt die Freistrahlmachzahl zu.



Abbildung 2.15: Auf die ungestörte Zylinderumströmung bezogene Drucklast der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung $\frac{p_s}{p_{zyl}}$ als Funktion von H_0 . $P_{\infty} = 0.008$, $\rho_{\infty} = 0.0039 kg/m^3$, $\alpha_{\infty} = 0.041$ und $\sigma_1 = 16^{\circ}$.



Abbildung 2.16: Auf die ungestörte Zylinderumströmung bezogene Dichte am Staupunkt der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung $\frac{\rho_s}{\rho_{zyl}}$ und Verhältnis der kinetischen Energie u_5^2/u_{∞}^2 als Funktion von H_0 . $P_{\infty} = 0.008$, $\rho_{\infty} = 0.0039 kg/m^3$, $\alpha_{\infty} = 0.041$ und $\sigma_1 = 16^{\circ}$.

wichtslösung weicht mit steigender Ruheenthalpie zunehmend von der eingefrorenen Lösung ab, wenn der Einfluß der Dissoziation größer wird. Die endlichen Dissoziationsraten im Freistrahl beschränken den Einfluß der Dissoziation für die Nichtgleichgewichtslösung, so daß der Dissoziationsgrad im Freistrahl $\alpha_5 \approx \alpha_{\infty}$ ist. Für den starken Freistrahlstoß erreicht die Dissoziation dann einen ähnlichen Einfluß wie für den Bugstoß einer ungestörten Zylinderumströmung, so daß bei der Darstellung der normalisierten Lasten die Nichtgleichgewichtslösung nur geringfügig von der eingefrorenen Lösung abweicht.

Ein Vergleich der Nichtgleichgewichtslösung Abb. 2.15 mit der in Abb. 1.5 dar-



Abbildung 2.17: Auf die ungestörte Zylinderumströmung bezogene Wärmestromlast der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung $\frac{\dot{q}_s}{\dot{q}_{zyl}}\sqrt{\frac{0.52R_{zyl}}{\Delta_s}}$ als Funktion von H_0 . $P_{\infty} = 0.008$, $\rho_{\infty} = 0.0039$, $\alpha_{\infty} = 0.041$ und $\sigma_1 = 16^{\circ}$.

gestellten Lösung für ein ideales Gas mit veränderlichem Verhältnis γ der spezifischen Wärmen zeigt, daß für $\gamma = 1.2$ die erwarteten Drucklasten um ein Vielfaches über denjenigen für die Nichtgleichgewichtslösung liegen. Der Wert für das ideale Gas $\gamma = 1.2$ entspricht ungefähr dem effektiven γ , welches für eine dissoziierende Stickstoffströmung hinter einem senkrechten Verdichtungsstoß bei der untersuchten Anströmung erwartet wird. Die Ursache liegt darin, daß beim Idealgasmodell γ über alle Stöße konstant angenommen wird, während für das ideal dissoziierende Gasmodell der Dissoziationseinfluß, der für das Gleichgewicht durch ein effektives γ ausgedrückt werden kann, auf die starken Stoßwellen beschränkt bleibt. Für ein ideales Gas (bei konstanter Machzahl der Anströmung) nimmt mit γ der Ruhedruckverlust über die Stöße ab und die Lasten am Körper nehmen zu.

Werden Untersuchungen mit $\sigma_1 \approx \sigma_{1max}$ für Machzahlen $Ma \approx 10$ durchgeführt, für die die maximalen Lasten am Körper erwartet werden, so bleibt der Einfluß der Dissoziation im Freistrahl klein.

Kapitel 3

Versuchsbeschreibung und experimenteller Aufbau

3.1 Hochenthalpiekanal Göttingen HEG

Die Versuche werden am Hochenthalpiekanal (HEG) des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen durchgeführt. Beim HEG (Abb. 3.1; siehe [20], [54] und [60]) handelt es sich um einen flugkolbengetriebenen Stoßwellenkanal, der im reflektierten Modus betrieben wird (siehe [22], [27], [38] und [57]). Der Hochdruckzustand wird durch die adiabate Kolbenverdichtung von Helium bzw. einer Helium-Argon-Mischung erreicht. Nach dem Platzen der Stahlmembran (1. Membran) breitet sich eine Stoßwelle ins Stoßrohr aus und wird an der Stoßrohrendwand reflektiert. Der Zustand hinter der reflektierten Welle ist der Ruhezustand (Reservoirzustand), mit dem die Düse betrieben wird. Durch den hohen Druck und die hohe Temperatur verdampft eine Plastikmembran (2. Membran), die das Versuchsgas im Stoßrohr vor dem Versuch von der evakuierten Düse und der Meßstrecke trennt. Es bildet sich eine uniforme Anströmung für maximal eine Millisekunde.



Abbildung 3.1: Prinzipskizze des Hochenthalpiekanals (HEG) des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen.

3.1.1 Ruhezustand vor der Düse

Einige spezifische Probleme sind mit der Erzeugung des Reservoirs in einem flugkolbengetriebenen Stoßwellenkanal verbunden (eine Übersicht findet sich in [38] und [87]):

- endliche Masse der Stahlmembran (siehe [73])
- Durchbiegen der Stahlmembran vor dem Platzen (siehe [41])
- Stoßwellen-Grenzschicht-Wechselwirkung, Prallplatte am Stoßrohrende (zum Schutz der Modelle vor Partikeleinschlag) und Treibergasverunreinigung (siehe [11], [12] und [13])
- Ablation der Kompressionsrohr-, Stoßrohr- und Düsenwand (siehe [70]).

Auf die Problematik der Erzeugung der Reservoirbedingungen kann hier nicht eingegangen werden, es wird lediglich die Existenz von Helium im Versuchsgas bei der Diskussion der Anströmung weiter unten berücksichtigt. Die Ankunft von Helium begrenzt die Dauer der Versuchszeit.

Im Experiment werden der Fülldruck des Stoßrohres vor dem Versuch, die Geschwindigkeit der einlaufenden Stoßwelle und der Druck an zwei Positionen in der Stoßrohrendwand (siehe Krek [54]) gemessen. In Tab. 3.1 sind die Meßergebnisse für die verschiedenen Bedingungen getrennt nach konturierter und konischer Düse eingetragen. Die Abweichungen für den Reservoirdruck zwischen den Meßkampagnen deuten auf Schwierigkeiten bei der Durchführung der Messung. Es werden eine Reihe von nicht weiter dargestellten Versuchen ausgewertet. Dabei ergibt sich bei geringen Abweichungen des Stoßrohrfülldrucks, der Stoßwellengeschwindigkeit und des Pitotdrucks in der Meßstrecke eine große Abweichung im Reservoirdruck. Die Abweichung entsteht durch die schwierigen Meßbedingungen im heißen Reservoir. Bei der numerischen Simulation der Düsenströmung wird dies berücksichtigt.

Eine Gleichgewichtsrechnung (reibungsfrei; chemisches und thermisches Gleichgewicht; Programm ESTC [59]) ergibt den Zustand stromab der reflektierten Welle. Anschließend wird isentrop auf den gemessenen Reservoirdruck expandiert. Als Ergebnis erhält man den Reservoirzustand. Wichtigste Ursache des Druckabfalls stromab der reflektierten Welle zur Endwand ist die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung (siehe [12]).

Bed.		Ι	Ι	II	Ι	Ι	II	IV
Düse		F	F	F	K	Κ	Κ	K
Versuchsgas		L	N_2	L	L	N_2	L	L
Treibergas		He	He	He	He	He	He	He+10%Ar
Berstdruck	[MPa]	50	50	100	50	50	100	100
$p_{f\ddot{u}ll}$	[kPa]	24	24	42	24	24	42	90
$SA_{p_{f\ddot{u}ll}}$	[%]	1	1	1	1	1	1	1
c_s	[m/s]	4663	4651	4834	4703	4832	4993	3816
SA_{c_s}	[m/s]	29	81	43	76	31	_	10
p_0	[MPa]	38.3	31.0	82.2	35.8	34.9	88.5	107.5
SA_{p_0}	[MPa]	1.2	1.8	1.9	0.8	0.6		1.9

Tabelle 3.1: Reservoirzustand. Es werden die Meßkampagnen der Wechselwirkungsversuche für die beiden Düsen getrennt ausgewertet. L steht für Luft, F für Konturdüse, K für Konusdüse, SA ist die Standardabweichung, $p_{füll}$ ist der Fülldruck des Stoßrohres vor dem Versuch und c_s die Geschwindigkeit der einlaufenden Stoßwelle.

3.1.2 Düsenstartvorgang

Die Versuchszeit beginnt, wenn der instationäre Düsenstartvorgang beendet ist. Chue et al. haben in einer Reihe von Veröffentlichungen (siehe [11], [12] und [13]) den Aufbau der Düsenströmung für HEG-Bed. I untersucht. Das Ergebnis des zeitlichen Pitotdruckverlaufs ist in Abb. 3.2 dargestellt. Die Messung erfolgt mit der unten beschriebenen permanenten Sonde. Ungefähr 1.5ms nach der Reflexion des Stoßes an der Stoßrohrendwand liegt eine stationäre Düsenströmung vor.

3.1.3 Heliumankunft

Im Stoßrohr erzeugt die Wechselwirkung des reflektierten Stoßes mit der Wandgrenzschicht einen λ -Fuß (siehe [12]). Über die zwei schrägen Stöße gelangt Helium in einem Strahl entlang der Wand ans Stoßrohrende und führt zu einem vorzeitigen Ende der Versuchszeit. Es gibt Hinweise, daß bei der Wahl des Meßzeitfensters für HEG-Bed. I ein geringer Massenanteil von Helium in der freien Anströmung vorhanden ist. Dies war zum Zeitpunkt der Versuchsdurchführung mit der konturierten Düse noch nicht bekannt.

Deshalb besteht die Notwendigkeit, die Versuchszeit, zu der die Hologramme aufgenommen werden, mit anzugeben. Es werden ein frühes Meßzeitfenster $(\Delta t_{früh} = 1.5 - 1.7ms)$ und ein spätes Fenster $(\Delta t_{spät} = 2.5 - 2.7ms)$ definiert.



Abbildung 3.2: Zeitlicher Pitotdruckverlauf nach [13]. Simuliert wird ein konstanter Reservoirdruck bzw. ein veränderlicher Reservoirdruck (aus dem Experiment), a Primärstoß, b Sekundärstoß, c instationäre Expansion und Grenzschichtentwicklung und d stationäre Düsenströmung.

Der zeitliche Nullpunkt (SR) ist der Augenblick, in dem die Stoßwelle an der Stoßrohrendwand reflektiert wird. Zum frühen Zeitpunkt ist noch kein Helium in der Strömung zu erwarten. Der Anteil des Heliums zum späten Zeitpunkt wird unten mit Hilfe von Vergleichsrechnungen diskutiert.

3.1.4 Messungen der freien Anströmung

Die Versuche werden mit zwei verschiedenen Düsen durchgeführt. Bis einschließlich Versuchsnummer 333 wird eine konturierte Düse (Beschreibung siehe [30], Auslegungskriterien: Reservoirdruck 200MPa, Reservoirenthalpie 44.5MJ/kg) verwendet, die weiteren Versuche erfolgen mit einer konischen Düse (siehe [18], Öffnungswinkel 6.516°). Das Flächenverhältnis und die Länge beider Düsen sind gleich (Düsenhalsdurchmesser 22mm, Austrittsdurchmesser 880mm, Länge 3.775m).

Um die Anströmung bestimmen zu können, ist es notwendig, auf Simulationsrechnungen zurückzugreifen, da die Anzahl der gemessenen Strömungsgrößen kleiner ist, als es zur vollständigen Festlegung des Strömungszustandes nötig wäre. Die Simulationsrechnungen werden an die gemessenen Größen angepaßt (nominelle Bestimmung der Anströmung). Die Durchführung der Simulationsrechnungen ist K. Hannemann zu verdanken. Das verwendete Rechenprogramm (DLR-CEVCATSN) ist in [10] beschrieben. Lediglich stationäre Strömungen können simuliert werden.

Es wird angemerkt, daß die Komplexität der Düsenexpansionsströmung insbesondere hinsichtlich der ablaufenden chemischen und thermischen Zustandsänderungen Fragen offen läßt. Diese richten sich nach den Massenkonzentrationen der einzelnen Gaskomponenten und der Vibrationsrelaxation der molekularen Komponenten.

In den folgenden Unterabschnitten werden zunächst Meßergebnisse präsentiert, bevor im Anschluß daran die Simulationsrechnungen diskutiert werden.

Zur Charakterisierung der freien Anströmung werden folgende Größen bestimmt:

- Düsenwandwärmestrom,
- radiale Pitotdruck- und Wärmestromprofile an verschiedenen axialen Positionen in der Meßstrecke,
- statische Drücke,
- Dichte der freien Anströmung aus Zylinderversuchen,
- Keilstoßwinkel.

Ergänzend werden HEG-Ergebnisse von Mohamed in [4], Trinks [81] und Wollenhaupt [88] für die Diskussion zitiert. Von Trinks und Mohamed liegen Laserdiodenabsorptionsmessungen am Rubidiumatom bzw. Stickstoffmonoxidmolekül vor und von Wollenhaupt laserinduzierte Fluoreszenzmessungen am Stickstoffmonoxidmolekül. Bei allen drei Messungen handelt es sich um Einzelmessungen mit dem Ziel einer Temperaturmessung, deren Aussagekraft mit weiteren Messungen überprüft werden soll.

3.1.4.1 Düsenwandwärmestrom

Die konturierte Düse ist mit 7 und die konische Düse mit 10 Medtherm-Thermoelementen bestückt. Typ und Einbau der Sensoren sind nahezu identisch mit denjenigen für die Wechselwirkungsversuche.

Der Abb. 3.3(a) liegen Experimente mit der konturierten Düse und Abb. 3.3(b) Experimente mit der konischen Düse zugrunde. Es ist in Abb. 3.3(b) zu erkennen, daß der zweite Sensor stromab des Düsenhalses einen höheren Wärmestrom anzeigt als der erste. Ein solcher Verlauf wird erwartet, wenn stromab des ersten Sensors die Düsenwandgrenzschicht nach turbulent umschlägt. Für die konturierte Düse wird das gleiche Ergebnis aufgrund der geringen Meßstellendichte nicht



(b) Konusdüse

Abbildung 3.3: Düsenwandwärmestrom für die konturierte und die konische Düse, HEG-Bed. I, Luft.

deutlich. Der Transitionspunkt wird als variabler Parameter für die Simulationsrechnungen eingeführt.

Die in Abb. 3.3(a) und in Abb. 3.3(b) dargestellten Werte sind zum späten Meßfenster $\Delta t_{spät}$ ausgewertet. Verschiebt man das Meßfenster nach $\Delta t_{früh}$, so ergibt sich lediglich ein Unterschied im Wärmestrom. Eine Verschiebung des Transitionsbereichs konnte nicht festgestellt werden.

3.1.4.2 Radiale Pitotdruck- und Wärmestromprofile

Es werden Kalibriermessungen mit einem Meßrechen zur Bestimmung der radialen Pitotdruck- (p_{t2}) und Wärmestromprofile (q_{t2}) durchgeführt. Eine Beschreibung des Versuchsaufbaus findet sich in Krek [54]. In vier Armen eines Kreuzes befinden sich 17 Kulite-Drucksensoren und 16 Medtherm-Thermoelemente (Typ und Einbau nahezu gleich wie für die Wechselwirkungsversuche; die Thermoelemente sind in Halbkugeln mit einem Radius von 10mm eingebaut). Der Sensor im Kreuzmittelpunkt ist ein Drucksensor. Der Rechen kann axial verschoben werden. Es wird an zwei axialen Positionen (Position Düsenaustritt (DA) und Position DA +300mm) für die konturierte und an drei axialen Positionen (Position DA und Position DA +182mm bzw. DA +300mm) für die konische Düse gemessen. Die Bewegung der Düse während des Versuchs ist hierbei nicht berücksichtigt (ca. 28mm für die 50MPa- bzw. ca. 65mm für die 100MPa-Berstdruckbedingungen).

Zusätzlich zum Meßrechen ist ein Grenzschichtrechen eingebaut (Beschreibung siehe Krek [54]). Er befindet sich an der Düsenaustrittsposition. Fünf Kulite-Drucksensoren sind in den Grenzschichtrechen eingebaut (Typ und Einbau nahezu gleich wie für die Wechselwirkungsversuche).

In den folgenden Abbildungen werden zwei Arme gedreht (bildlich), so daß die Darstellung der Werte auf der Abszisse erfolgen kann. Für einige Versuche kann hierdurch der Eindruck entstehen, daß der Pitotdruck auf einer Seite abfällt. Die Ursache liegt jedoch in der Darstellung, die der besseren Übersichtlichkeit wegen gewählt wird.

HEG-Bed. I Die Abb. 3.4 zeigt die Entwicklung der p_{t2} -Profile mit der Zeit an zwei axialen Positionen für die konturierte Düse (obere Reihe) und für die konische Düse (untere Reihe). An der Düsenaustrittsposition wird für die konturierte Düse mit der Zeit ein Abfall des Pitotdruckprofils in der Kernströmung beobachtet (Abb. 3.4(a)). Weiter stromab ist dies nicht mehr sichtbar. Da die konturierte Düse nicht am Auslegungspunkt betrieben wird, ergeben sich Wellen, die auf der Düsenachse fokussieren. Vermutlich wird an der Austrittsposition zu einem späteren Zeitpunkt stromauf eines Fokussierungspunkts und an der 300mm-Position stromab eines Fokussierungspunkts gemessen. Für die konische Düse fokussieren die Wellen nicht auf der Achse, und das Phänomen wird nicht beobachtet.

Es wird sich weiter unten erweisen, daß als Ursache für das Sinken des Pitotdrucks an der Düsenaustrittsposition der konturierten Düse die Ankunft des Treibergases in Betracht kommt. Für das Festlegen des Testzeitfensters ist zu fordern, daß es nicht später als 2.7ms nach der Stoßreflexion gelegt wird.

Legt man die Dauer des Zeitintervalls auf $200\mu s$ fest und wertet zu $\Delta t_{sp\ddot{a}t}$ aus, so ergibt sich der in Abb. 3.5 dargestellte Profilverlauf für die konturierte und die konische Düse mit Luft als Versuchsgas¹. Die Auswertung zum frühen Zeitfenster

¹Stickstoff wird nicht dargestellt. Für die konturierte Düse werden die Spitzen am Grenzschichtrand ausgeprägter, für die konische Düse bleibt der Unterschied innerhalb der Meßwertschwankung von Versuch zu Versuch.

70 60 60 50 50 Druck [kPa] Druck [kPa] 40 40 3 30 2⁰⁻ 2.4 2.6 2.8 3.0 3.2 2.2 2⁶ 2.4 2.6 2.8 2.2 tell SR Insj reit SR Insj -vu Rad. Abstand Achse [mm] 200 -vu Rad. Abstand Achse [mm] 200 3.0 3.2 3.4 34 400 400 (a) Position Düsenaustritt (b) Position Düsenaustritt +300mm 70 70 60 60 50 50 Druck [kPa] Druck [kPa] 40 40 30 30 20 1(10 2.4 2.6 2.8 3.0 3.2 3.4 0 .4 2.6 2.8 3.0 3.2 3.4 24 teirs Rinsj teit SR Insj -vu Rad. Abstand Achse [mm] -vu Rad. Abstand Achse [mm] 3.6 3.6 3.8 3.8 -400 -400

(c) Position Düsenaustritt

Abbildung 3.4: Vergleich des Pitotdrucks für die konturierte (obere Reihe) und die konische Düse (untere Reihe). Zwei Meßrechenpositionen und HEG-Bed. I, Luft.

 $\Delta t_{fr\ddot{u}h}$, hier nicht dargestellt, zeigt eine deutliche Schwankung von Versuch zu Versuch durch eine möglicherweise noch nicht vollständig stationär entwickelte Düsenströmung.

Die Wärmestromprofile zum späten Meßzeitfenster sind ergänzend in Abb. 3.6 dargestellt.

Die Strömung am Düsenaustritt der konischen Düse divergiert. Wird an den beiden axialen Positionen Düsenaustritt und Düsenaustritt+300mm ein Vergleich des Pitotdruckprofils vorgenommen, so bleibt das Ergebnis innerhalb der Schwankungsbreite von Versuch zu Versuch. Eine Angabe des Divergenzwinkels aus den Meßergebnissen kann deshalb nicht erfolgen.

⁽d) Position Düsenaustritt +300mm



Abbildung 3.5: Vergleich der Pitotdruckprofile während der späten Versuchszeit für die konturierte und die konische Düse. Messung 300mm stromab des Düsenaustritts. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Standardabweichung (SA) der Signalschwankung während des Meßzeitfensters, HEG-Bed. I, Luft.

HEG-Bed. II Auf die Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Pitotdruckprofile für HEG-Bed. II wird verzichtet. Sie sind in [18] und [19] enthalten. Der Pitotdruck sinkt kontinuierlich mit der Zeit. Wird der Pitotdruck mit dem Reservoirdruck normalisiert, so bleibt der normalisierte Druck für t < 5ms konstant. Die Abb. 3.7 zeigt die Ergebnisse für die beiden Düsen. Die Spitzen im radialen Pitotdruckprofil am Grenzschichtrand und auf der Düsenachse wie für die konturierte Düse bei HEG-Bed. I werden nicht beobachtet, da die Düse näher am Auslegungspunkt betrieben wird.

Die Düsenexpansion für Stickstoff und Luft in reagierender Strömung ist grundsätzlich verschieden, wie aus Abb. 3.7 für die konturierte Düse entnommen werden kann. Die offenen Symbole zeigen den Pitotdruck für Stickstoff. Ein Plateau wird nicht beobachtet, der Verlauf ist annähernd parabolisch. Dieses Ergebnis beschränkt sich auf die konturierte Düse. Eine Diskussion zur Düsenexpansion mit Stickstoff als Versuchsgas findet sich in [70] und [71]. Aufgrund der Probleme hinsichtlich der Strömungsqualität mit Stickstoff wird überwiegend Luft als Versuchsgas verwendet.

HEG-Bed. IV Der zeitliche Verlauf des Pitotdrucks für HEG-Bed. IV führt auf das gleiche Ergebnis wie für HEG-Bed. II. Dargestellt ist der Verlauf in [18] und [19]. Die Abb. 3.8 zeigt den Pitotdruck für die konische Düse; es liegen keine



(b) Konische Düse

Abbildung 3.6: Wärmestromprofile. Vergleich zwischen konturierter und konischer Düse für mehrere Versuche. Spätes Meßzeitfenster. Messung am Düsenaustritt. HEG-Bed. I, Luft.



(b) Konische Düse

Abbildung 3.7: Pitotdruckprofile. Vergleich zwischen konturierter und konischer Düse. Die Differenz im Druck zwischen Luft und Stickstoff bei der konturierten Düse tritt für die konische Düse nicht auf. HEG-Bed. II.



Abbildung 3.8: Pitotdruckprofile der konischen Düse für HEG-Bed. IV. Messungen am Düsenaustritt und 300mm stromab.

Versuche mit der konturierten Düse vor. Der Kernströmungsbereich erstreckt sich über einen Durchmesser von 600mm. Für diese Bedingung ist die Abweichung der Düsenströmung in radialer Richtung am geringsten im Vergleich mit den anderen HEG-Bedingungen. Die Ursache hierfür ist die Reynoldszahl der freien Anströmung, die zu einer dünneren Düsenwandgrenzschicht führt.

3.1.4.3 Statische Druckmessungen

Eine statische Druckmeßsonde wurde von Kindl und Olivier ([46] und [47]) am Stoßwellenlabor der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule (RWTH) in Aachen entwickelt. Details zur Meßmethode können dort nachgelesen werden. Am HEG kommt ein Nachbau dieser Sonde zum Einsatz. Der statische Druck (p_{∞} oder p_{stat}) reagiert sensitiv gegenüber chemischen und thermischen Zustandsänderungen in der Strömung, was für Pitotdruckmessungen nur bedingt zutrifft.

Da die Sonde erst nach dem Einbau der konischen Düse in Betrieb genommen wurde, liegen statische Druckmessungen für die konturierte Düse nicht vor. Drei typische Signalverläufe für HEG-Bed. I sind in Abb. 3.9 abgebildet. Nach 1.4ms– 1.7ms nach Stoßreflexion (SR) erreicht der Druck ein Maximum, bevor er wieder abfällt. Die anfängliche Spitze bei $t \approx 0.6ms$ wird durch die einfallende Stoßwelle des instationären Düsenstartvorgangs verursacht. Chue (siehe Abb. 3.2) berechnet die Zeitdauer des Startvorgangs der Düse für HEG-Bed. I zu ca. 1.5ms.



Abbildung 3.9: Statische Druckmessung. Verschiedene Versuche. HEG-Bed. I, Luft.

Stellt man den Reservoirdruck, den Pitotdruck der permanenten Sonde und den statischen Druck in einem Koordinatensystem dar und paßt die Ordinate entsprechend der Meßwerthöhe an, so bleiben der Reservoirdruck und der Pitotdruck auf einem konstanten Niveau, während der statische Druck nach ca. 1.7msabfällt (Abb. 3.10 oberes Bild). Es muß eine Zustandsänderung im Gas ablaufen, die im statischen Druck sichtbar wird, im Reservoirdruck und im Pitotdruck jedoch nicht. Kindl und Olivier berichten von einem vergleichbaren Effekt im Stoßwellenkanal der RWTH, der auf eine Treibergasverunreinigung durch Helium zurückzuführen ist. Die Darstellung des Reservoirdrucks, des Pitotdrucks und des statischen Drucks für HEG-Bed. II und HEG-Bed. IV (siehe Abb. 3.10) zeigt innerhalb von 3ms nach der Stoßreflexion kein mit HEG-Bed. I vergleichbares Verhalten.

Aus dem Verhältnis p_{t2}/p_{stat} kann eine Abhängigkeit von der Machzahl hergeleitet werden. Wird der Nasenradius der Pitotsonde klein gewählt, so verändert das reagierende Gas im HEG zwischen Stoß und Körper seine chemische Zusammensetzung nicht. Es verhält sich wie ein eingefrorenes Gas. (Der Nasenradius der permanenten Pitotsonde im HEG ist 7.5mm). Die Gleichungen für das ideale Gas haben dann Gültigkeit. Bei Vernachlässigung der Kompression stromab des Stoßes ist das Verhältnis $p_{t2}/p_{stat} \sim Ma_{\infty}^2$. In Abb. 3.11 ist für HEG-Bed. I die zeitliche Entwicklung von $\sqrt{p_{t2}/p_{stat}}$ abgebildet. Mit der Zeit (1.5ms < t < 3ms) wird ein Anstieg der Kurve beobachtet. Die Machzahl der freien Anströmung nimmt mit der Versuchszeit zu, wie es bei der Ankunft von Helium zu erwarten ist. Die Änderung der Machzahl vom frühen Meßzeitfenster $\Delta t_{früh}$ zum späten $\Delta t_{spät}$ beträgt 19%.



Abbildung 3.10: Reservoirdruck, Pitotdruck und statischer Druck, Konusdüse, HEG-Bed. I (Oben), HEG-Bed. II (Mitte) und HEG-Bed. IV (Unten).


Abbildung 3.11: Wurzel aus dem Verhältnis von Pitotdruck zu statischem Druck, HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, Versuch390.

Versuche	rad. Abst. zur Düsenachse	horiz. Abst. vom Düsenaustritt
bis 234	8mm	385mm
ab 402	20mm	262mm

Tabelle 3.2: Positionen des Zylinders in der Meßstrecke für die verschiedenen Zylinderversuche.

3.1.4.4 Ergebnisse der Zylinderversuche für die Anströmung

Im folgenden Abschnitt werden Zylinderversuche und deren Auswertung im Hinblick auf die freie Anströmung des HEG beschrieben. Durch die einfache Modellgeometrie ist es bei Zylinderversuchen möglich, aus der Umströmung des Zylinders Rückschlüsse auf den Zustand der freien Anströmung zu ziehen. Insgesamt werden 9 Zylinderversuche mit holographischer Interferometrie durchgeführt.

Geometrische Beschreibung Sensoren, Sensoreinbau, Verstärker, Datenerfassung und Auswertung werden weiter unten beschrieben. Die Abmessungen des Zylindermodells sind in Tab. 3.6 zusammengefaßt. Die Positionen des Zylinders relativ zur Düse vor dem Versuch können Tab. 3.2 entnommen werden.

Bestimmung der Dichte der freien Anströmung Der Abstand Δ der Bugstoßwelle vor einem Zylinder in einer Überschallströmung verhält sich in erster



Abbildung 3.12: Schema. Massenbilanz entlang der Staustromlinie nach [85].

Näherung umgekehrt proportional zur mittleren Dichte $\Delta \sim 1/\overline{\rho}$ entlang der Staustromlinie in den Grenzen zwischen Stoßwelle und Körper (Stoßschicht). Dies folgt aus einfachen Massenbilanzüberlegungen (siehe Abb. 3.12; [36], [84] und [85]):

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta}{R_{zyl}} \cdot \frac{\overline{\rho}}{\rho_{\infty}} = L \tag{3.1}$$

mit Δ dem Stoßabstand, R_{zyl} dem Zylinderradius, ρ_{∞} der Dichte der freien Anströmung, $\overline{\rho}$ der mittleren Dichte in der Stoßschicht und L einem experimentell bestimmten Parameter (aus [36] L = 1.16).

Für die mittlere Dichte gilt:

$$\overline{\rho} = \frac{1}{\Delta} \cdot \int_{Stoss}^{Zyl} \rho \cdot dl.$$
(3.2)

Aus der Phasenverschiebung des Interferogramms (siehe Gl. (B.9) im Anhang B) ist:

$$\frac{\rho}{\rho_{\infty}} = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{K \cdot L_{zyl} \cdot \rho_{\infty}} + 1.$$
(3.3)

Mit $\Delta \varphi$ der Phasenverschiebung, λ der Wellenlänge des Rubinlasers, K der mittleren Gladstone-Dale-Konstanten und L_{zyl} der Zylinderbreite kann für ρ_{∞} gelöst werden:

$$\rho_{\infty} = \frac{\lambda \cdot \int \frac{\Delta \varphi}{2\pi} \cdot d(\frac{l}{R_{zyl}})}{K \cdot L_{zyl} \cdot \left(2L - \frac{\Delta}{R_{zyl}}\right)}.$$
(3.4)

Systematische Fehler Verfahrensimmanent können folgende Fehlerquellen ausgemacht werden:

- Schwankungen der freien Anströmung,
- Zylinderrandumströmung,
- Verwendung einer mittleren Gladstone-Dale-Konstanten,
- Verwendung des empirisch bestimmten Parameters L.

Die holographische Interferometrie ist ein linienintegrierendes Verfahren. Die Phasenverschiebung des Objektstrahls relativ zum Referenzstrahl ergibt sich aus der integrierten Phasenverschiebung entlang des Strahlweges. Bei der Auswertung kann die dreidimensionale Umströmung des Modells nicht berücksichtigt werden, es wird auf eine zweidimensionale Strömung idealisiert. Systematische Fehler ergeben sich, wenn einerseits nicht an jedem Zylinderquerschnitt uniforme Anströmung vorliegt, wenn also die Anströmung in Zylinderachsenrichtung variiert, und wenn andererseits an den Zylinderenden durch die Randumströmung dreidimensionales Strömungsverhalten vorliegt. Der Einfluß der Randumströmung auf das Interferogramm wird durch ein möglichst großes Verhältnis von Zylinderlänge zu Zylinderdurchmesser minimiert. Für das gewählte Verhältnis von 5.6 bleibt der Einfluß der Randumströmung auf die Phasenverschiebung klein. Eine vorsichtige Schätzung unter Einbeziehung aller Fehlerquellen führt bzgl. der Dichte auf einen Fehler von $\pm 20\%$.

Ergebnisse In Tab. 3.3 sind die ermittelten Dichten der freien Anströmung dargestellt. Die Versuche 120 bis 234 werden mit der konturierten, die Versuche 402 bis 414 mit der konischen Düse durchgeführt. Interferogramme, Schlierenbilder und Dichteverläufe sind im Anhang A enthalten. Für die Hochdruckbedingungen scheinen Elektronen in der Strömung in hinreichender Anzahl vorhanden zu sein, um das Phasenfeld zu beeinflussen, wie aus den im Anhang A enthaltenen Interferogrammen und Schlierenbildern zu ersehen ist. Das Ergebnis für den Hochdruckversuch 414 ist deshalb eingeklammert. Das Ergebnis der ersten Zeile zeigt eine Rückrechnung aus einer berechneten Zylinderumströmung von V. Hannemann [32]. Aus der numerisch erzeugten Phasenverschiebung wird eine Dichte der freien Anströmung von $\rho_{\infty} = 0.0030 kg/m^3$ bestimmt. Gestartet wird die Rechnung mit $\rho_{\infty} = 0.00286 kg/m^3$ (siehe Tab. 5.1). Die Abweichung beträgt 100 · (0.0030 - 0.00286)/0.00286 = 5%.

Versuch	Bed.	t_{HI}	$\int \frac{\Delta \varphi}{2\pi} \cdot d(\frac{l}{R_{zyl}})$	$\left(\frac{\Delta}{R_{zyl}}\right)_{\rho/\rho_{\infty}=6}$	$ ho_{\infty}^{Exp}$
		[ms]			$[kg/m^3]$
CFD	CFD Tab. 5.1	-	1.18	0.218	0.0030
120	I / N_2	2.62	0.84	0.224	0.00228
228	I / Luft	2.60	0.66	0.222	0.00185
229	I / Luft	2.56	0.59	0.237	0.00165
234	II / Luft	2.54	1.67	0.183	0.00443
402	I / Luft	1.51	0.54	0.198	0.00137
403	I / Luft	3.75	0.37	0.238	0.00095
404	I / N_2	1.52	0.68	0.188	0.00170
405	I / N_2	2.44	0.49	0.232	0.00126
414	IV / Luft	2.56	(≈ 1.94)	0.178	(≈ 0.0049)

Tabelle 3.3: Dichte der freien Anströmung, ermittelt aus Zylinderversuchen. Bis einschließlich Versuch 234 erfolgte die Messung mit der konturierten Düse, die folgenden Messungen wurden mit der konischen Düse durchgeführt. Der Stoßabstand vom Körper wird am Ort bestimmt, an dem der Dichtesprung den Wert 6 erreicht.

Für Strömungen idealer Gase ($\gamma = 1.4, Ma_{\infty} \rightarrow \infty$) kann die Abhängigkeit von Pitotdruck und Dichte durch $p_{t2} = 0.92 \rho_{\infty} u_{\infty}^2$ angegeben werden (siehe Zierep [91]). Im HEG wird, wenn der Radius einer Sonde klein gewählt wird, stromab des Bugstoßes vor der Sonde hin zum Staupunkt keine chemische Zustandsänderung im Gas eintreten. Für diesen Fall der eingefrorenen Lösung gilt die Näherung für den Pitotdruck, und aus der Dichte und dem gemessenen Druck kann die Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden. Die unten beschriebene permanente Pitotdrucksonde erfüllt, im Gegensatz zum Zylindermodell, dieses Kriterium. In Tab. 3.4 ist die bestimmte Strömungsgeschwindigkeit dargestellt. $(p_{t2})_{hi}$ ist der gemessene Pitotdruck zum Zeitpunkt der Aufnahme des Hologramms, und ρ_{∞} ist die aus den Interferogrammen ermittelte Dichte der freien Anströmung. Für die konische Düse ist es aufgrund der divergierenden Strömung notwendig, die Expansion der Strömung vom Düsenaustritt (DA) zur permanenten Sonde (DA+142mm) und zum Zylinder (DA+262mm) zu korrigieren. Das Ergebnis der Simulationsrechnung sei hier vorweggenommen: HEG-Bed. I $\Delta \rho / \Delta x = -1.9 \cdot 10^{-3} kg/m^4$, HEG-Bed. II $\Delta \rho / \Delta x = -1.9 \cdot 10^{-3} kg/m^4$ und HEG-Bed. IV $\Delta \rho / \Delta x = -3 \cdot 10^{-3} kg / m^4$. Die korrigierten Dichten sind in Tab. 3.4 mit einem Stern gekennzeichnet.

Für die konische Düse wird für Stickstoff und Luft jeweils zum frühen und späten Zeitpunkt ein Hologramm aufgenommen und hieraus die Dichte bestimmt. Das Ergebnis zeigt, daß die Dichte für HEG-Bed. I mit der Zeit fällt (siehe von Versuch 402 zu Versuch 403 bzw. von Versuch 404 zu Versuch 405 in Tab. 3.3).

Versuch	Bed.	$(p_{t2})_{hi}[kPa]$	$ ho_\infty \left[kg/m^3 ight]$	$u_{\infty} \left[m/sec \right]$
228	I / Luft	58.00	0.00185	5838
229	I / Luft	52.98	0.00165	5908
234	II / Luft	106.16	0.00443	5104
402	I / Luft	62.69	0.00159^{*}	6546
403	I / Luft	44.99	0.00117^{*}	6465
404	I / N_2	64.57	0.00192^{*}	5799
405	I / N_2	51.33	0.00148^{*}	6140
414	IV / Luft	139.3	0.00525^{*}	5373

Tabelle 3.4: Geschwindigkeit der freien Anströmung, berechnet aus Pitotdruck und Dichte.

3.1.4.5 Keilstoßwinkel

Aus den Wechselwirkungsversuchen wird der Keilstoßwinkel bestimmt (enthalten in Tab. A.2 im Anhang A). Für die konturierte Düse (Versuche 317 bis 325) ist der mittlere Keilstoßwinkel $\sigma_1 = 14.4^{\circ}$ und die Standardabweichung 0.4° . Während des frühen Meßzeitfensters für die konische Düse (Versuche 406 bis 408) ist $\sigma_1 = 17.7^{\circ}$ und die Standardabweichung 0.3° . Zum späten Meßzeitfenster beträgt $\sigma_1 = 15.8^{\circ}$ und die Standardabweichung 0.4° . Der Fehler beim Ablesen des Keilwinkels aus den Schlierenbildern ist $\pm 1^{\circ}$.

Es ist nicht anzunehmen, daß das Verhältnis γ der spezifischen Wärmen mit der Versuchszeit sinkt oder daß die Änderung der Keilgrenzschicht einen signifikanten Einfluß auf den Keilstoßwinkel hat. Unter diesen beiden Voraussetzungen verbleibt eine Zunahme der Machzahl mit der Versuchszeit als Ursache für das Sinken des Keilstoßwinkels für HEG-Bed. I.

3.1.5 Simulationsrechnungen der freien Anströmung

Die in den vorangehenden Abschnitten präsentierten experimentellen Ergebnisse zur freien Anströmung des HEG führen für eine Simulationsrechnung auf folgende Parameter:

- Reservoirdruck $(p_0 15\%, p_0 \text{ und } p_0 + 15\%),$
- Transitionspunkt (von 0.5m bis 1.0m stromab des Düsenhalses),
- thermisches Gleichgewicht / thermisches Nichtgleichgewicht,
- Heliumanteil für HEG-Bed. I (0%, 5%, 10% und 20%),

- verschiedene Reaktionsraten nach Dunn & Kang in [1], Gupta et al. [28] und Park [68],
- Düsenwandtemperatur ($T_{wand} = 300K$, $T_{wand} = 800K$ und $T_{wand} = f(x)$) aus experimetellen Daten.

Nicht bekannt sind die Vibrationszustände der einzelnen Molekülkomponenten am Düsenaustritt. Frühere Berechnungen (siehe [31]) der freien Anströmung des HEG wurden mit einem Mehrtemperaturmodell nach Park [70] durchgeführt, wobei jedem Molekül eine Vibrationstemperatur zugeordnet wird.

Als Hinweis auf die Vibrationsanregung der Moleküle in der freien Anströmung des HEG liegen von Wollenhaupt [88] Messungen mit laserinduzierter Fluoreszenz am NO-Molekül zu einem sehr frühen Meßzeitpunkt (t = 1.4ms) vor. Unter der Annahme, daß eine Boltzmann-Verteilung der Besetzung der Vibrationszustände vorliegt, ist die Differenz zwischen Rotations- und Vibrationstemperatur hinsichtlich strömungsmechanischer Phänomene vernachlässigbar.

Thermisches Gleichgewicht wird deshalb für die Rechnung berücksichtigt. Im Vergleich zu einer Nichtgleichgewichtsrechnung steigt der statische Druck am Düsenaustritt, und die Dichte fällt. Es wird eine bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Werten erzielt.

Für HEG-Bed. I wird Helium im Reservoir zugemischt. Die Enthalpie des Heliums wird aus den Konditionen beim Bersten der Membran bestimmt (Temperatur vor dem Versuch 300K, Fülldruck des Heliums 72.7kPa, adiabate Verdichtung auf 1/54 des Volumens und Berstdruck 50MPa). Der Reservoirdruck wird konstant gehalten, was dem experimentellen Ergebnis entspricht. Als Folge der Mischung ändern sich die Reservoirtemperatur und -dichte.

Als Ausgangspunkt für die Parametervariation wird jeweils ein typischer Versuch aus einer Kalibriermeßkampagne ausgewählt, und die Parameter werden dann so angepaßt, daß eine Übereinstimmung² mit den Meßergebnissen erzielt wird. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für die verschiedenen Versuchsbedingungen sind in Tab. 3.5 dargestellt. (Für die Anströmbedingungen der Konturdüse HEG-Bed. I, Stickstoff und HEG-Bed. II, Luft wird keine erneute Simulationsrechnung durchgeführt, die Ergebnisse der früheren Rechnung sind aus [44] übertragen).

Ein beispielhaftes Ergebnis der Simulationsrechnungen sind die Pitotdruckverläufe für HEG-Bed. I, abgebildet in Abb. 3.13. Während für die konische Düse

²<u>Vereinfacht</u> ausgedrückt wird bei der Variation des Reservoirdrucks ein linearer Zusammenhang zwischen Reservoirdruck und Pitotdruck berechnet. Der Transitionspunkt beinflußt die Flanke (Grenzschichtdicke und -form) des Pitotdruckprofils am Düsenaustritt. Die Variation der Reaktionsratenkonstanten, des thermischen Zustandes und des Heliums führt zur Veränderung des statischen Drucks. Ein Einfluß der Variation der Düsenwandtemperatur auf den Strömungszustand am Düsenaustritt wird nicht sichtbar.

Bed.		$\mathbf{I}_{sp\ddot{a}t}$	Ι	II	I _{früh}	$\mathbf{I}_{sp\ddot{a}t}$	Ι	II	IV
Düse		F	F	F	K	K	K	K	Κ
Gas		\mathbf{L}	N_2	L	L	L	N_2	L	L
h_0	[MJ/kg]	19.4	22.2	22.3	19.7	19.7	19.0	21.2	14.5
p_0	[MPa]	33.9	42.0	90.8	35.1	35.1	36.2	85.0	91.0
Ma_{∞}		9.13	9.40	8.51	8.17	9.12	7.95	7.78	7.88
u_{∞}	[m/s]	6092	6044	6035	5938	6135	5901	6247	5155
p_{∞}	[Pa]	542	514	1558	658	519	754	1688	1704
ρ_{∞}	$[g/m^{3}]$	1.75	1.57	4.45	1.71	1.64	1.83	3.54	5.38
T_{∞}	[K]	739	919	1073	1144	770	1297	1450	1061
γ_∞		1.45	1.42	1.49	1.38	1.44	1.35	1.36	1.35
$lpha_{N_2}$		0.703	0.912	0.741	0.745	0.701	0.933	0.743	0.733
α_{O_2}		0.063		0.071	0.0469	0.088		0.069	0.164
α_{NO}		0.040		0.040	0.029	0.042		0.034	0.056
α_N		10^{-10}	0.088	10^{-6}	10^{-9}	10^{-12}	0.067	10^{-6}	10^{-8}
α_O		0.143		0.148	0.178	0.118		0.153	0.046
α_{He}		0.050				0.050			
$T_{N_2}^v$	[K]			3626					
$T_{O_2}^v$	[K]			1965					
Re_{∞}/l	$[10^5/m]$	3	2	6	2	3	3	4	7

Tabelle 3.5: Freie Anströmbedingungen des HEG. Der Divergenzwinkel der Strömung der konischen Düse beträgt für HEG-Bed. I: 2.57°, für HEG-Bed. II: 2.59° und für HEG-Bed. IV: 2.69° (rad. Pos.: 200mm von der Düsenachse, ax. Pos.: Düsenaustritt). F steht für Konturdüse, K für Konusdüse und L für Luft. Index früh und Index spät stehen für die Anströmung zum frühen bzw. späten Meßzeitfenster. HEG-Bed. I, welche hauptsächlich für die Wechselwirkungsversuche verwendet wird, ist fett markiert. γ ist das Verhältnis der spezifischen Wärmen, α_i sind die Massenkonzentrationen der einzelnen Gaskomponenten, T_i^v die Vibrationstemperaturen der molekularen Komponenten und Re die Reynoldszahl.

der Pitotdruck nur geringfügig vom Helium in der Strömung beeinflußt wird, steigt der Pitotdruck auf der Düsenachse der konturierten Düse mit zunehmender Massenkonzentration von Helium zunächst an und fällt dann auf 10kPa für einen Heliumanteil von 20% ab. Die Rechnung reproduziert den im Experiment beobachteten Einbruch der Strömung am Düsenaustritt der konturierten Düse (Abb. 3.4(a)).

Werden die experimentellen Ergebnisse statischer Druck, Dichte der freien Anströmung und der Winkel des Keilstoßes berücksichtigt, so wird die beste Übereinstimmung der Rechenergebnisse mit der Auswertung zum späten Meßzeitfenster erreicht, wenn ein Massenanteil des Heliums von 5%, thermisches Gleichgewicht und chemisches Nichtgleichgewicht mit den Reaktionsraten von Park [68] angenommen wird.



(b) Konische Düse

Abbildung 3.13: Vergleich der Pitotdruckprofile zwischen Rechnung und Experiment für die konturierte und die konische Düse. HEG-Bed. I, Luft, spätes Meßzeitfenster, Messung am Düsenaustritt, Variation des Massenanteils von Helium.



Abbildung 3.14: Druckmessung an der Zylinderwand zum frühen und späten Meßzeitfenster, HEG-Bed. I, Luft, konische Düse.

Eine Bemerkung hinsichtlich der Temperatur der freien Anströmung für HEG-Bed. I, Luft ist angebracht. Die berechnete Temperatur bei Verwendung der Konusdüse reduziert sich um 33% bzw. 55%, wenn 5% bzw. 10% Massenanteil Helium zugemischt wird. Messungen von Mohamed in [4] und Trinks [81] mit Hilfe von Laserabsorptionsmeßtechniken reproduzieren dieses Ergebnis nicht. Hier besteht ein Widerspruch, der durch weitere Messungen geklärt werden muß.

3.1.6 Meßzeitfenster

Das Ergebnis, daß zum späten Meßzeitfenster Helium in der Strömung vorhanden ist, war Anlaß dafür, das Meßzeitfenster nach $\Delta t_{früh}$ zu verschieben. Für zwei Zylinderversuche (402 und 404) und einige Wechselwirkungsversuche (406 bis 408) ist dies geschehen.

Abb. 3.14 zeigt das Ergebnis einer Wanddruckmessung eines Zylinderversuchs. Zum späten Zeitfenster folgen die Meßpunkte einer cos²-Funktion, wie das nach der Newtonschen Näherung zu erwarten ist. Die Meßpunkte, welche zum frühen Zeitfenster ausgewertet werden, zeigen eine deutliche Abweichung von diesem Verhalten. Es hat den Anschein, als sei die Strömung zum frühen Zeitfenster nicht stationär. Ergänzend sei angemerkt, daß die im Anhang A enthaltenen Schlierenbilder und Interferogramme, welche innerhalb des frühen Zeitfensters aufgenommen sind, den gleichen Eindruck vermitteln.



Abbildung 3.15: Geschwindigkeitsmessung in der freien Anströmung des HEG, konische Düse, nach [81], HEG-Bed. I, Luft, Versuch 390.

Trinks [81] bestimmt mit einem laserabsorptionsspektroskopischen Verfahren die Dopplerverschiebung der Absorptionsspektren von Rubidiumatomen in der freien Anströmung des HEG und kann hieraus eine über den Strömungsquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit bestimmen. Das Ergebnis des zeitlichen Geschwindigkeitsverlaufs ist in Abb. 3.15 dargestellt. Zum Vergleich sind Pitotdruck und statischer Druck eingetragen. Nach ca. 1.5ms, innerhalb des frühen Meßzeitfensters wird ein Anstieg der Meßwerte auf ca. 7000m/s im Geschwindigkeitsverlauf beobachtet. Der Fehler wird von Trinks mit $\pm 500m/s$ angegeben. Nach ca. 2.0msfällt die Geschwindigkeit wieder auf einen Wert von ca. 5500m/s. Da es sich hier um eine Einzelmessung handelt, sind Schlußfolgerungen mit Bedacht zu ziehen. Es wird vermutet, daß es sich um ein instationäres Phänomen handelt, möglicherweise bedingt durch die erste Ankunft von Helium.

Da hinsichtlich der Wechselwirkungsversuche für die Auflösung des Freistrahls eine möglichst geringe Abweichung der freien Anströmung in radialer Richtung von der Düsenachse wünschenswert ist, muß ein geringer Anteil von Helium in der Strömung akzeptiert werden. Es wird zum späten Meßzeitfenster ausgewertet. Der Zustand der freien Anströmung für die beiden Düsen bei HEG-Bed. I ist in Tab. 3.5 fett markiert.



Abbildung 3.16: Perspektivische Ansicht des Zylinder-Keil-Modells in der Meßstrecke.

Zylinderradius	45mm
Zylinderbreite	500mm
${ m Keilwinkel}$	10°
Keilbreite bis Vers. 333	450mm
Keilbreite ab Vers. 406	500mm
vert. Abst. Keil-Zyl./ H	variabel
horiz. Abst. Keil-Zyl.	580mm
vert. Abst. Keil-Düsenachse	149mm
horiz. Abstand Keil-Düsenaustritt	73mm

Tabelle 3.6: Abmessungen des Zylinder-Keil-Modells im HEG (siehe Abb. 3.17).

3.2 Zylinder-Keil-Modell und Meßtechnik

Die Abbn. 3.16, 3.17 und 3.18 zeigen die Anordnung des Zylinder-Keil-Modells in der Meßstrecke. Die dazugehörigen Abmessungen sind in Tab. 3.6 eingetragen.

Die Auslegung des Modells erfolgt derart, daß die Expansionen vom Düsenaustritt und von den Ecken des Keils die Umströmung des Zylinders im Bereich der Meßstellen nicht stören. Die Expansion von der Keilhinterkante trifft auf den



Abbildung 3.17: Maßstabsgetreue Seitenansicht des Zylinder-Keil-Modells in der Meßstrecke des HEG, der Parameter H wird für die Versuche variiert.



Abbildung 3.18: Zeichnung des Zylindermodells, Sensorenanordnung im Zylinder und Meßstellenauflösung. In den Schnittebenen z = -30mm, -20mm und -10mm sind Drucksensoren, in den Schnittebenen z = 0mm, 10mm und 20mm sind Thermoelemente angeordnet. Unten links: Drucksensorenanordnung, unten Mitte: Thermoelement-Anordnung (jeweils in einer Schnittebene).

unteren Bugstoß stromab der Schallinie, die zwischen Stoß und Zylinder existiert.

Aufmerksamkeit wird dem Einbau des Modells in die Meßstrecke gewidmet. Die Abweichung der Winkel für alle drei Achsen beträgt $\pm 0.1^{\circ}$, gemessen mit einem Präzisionswinkelmesser. Beim Ersteinbau des Modells sind die Positionen aller Einbauteile relativ zueinander durch Paßstifte fixiert worden.

Weiterhin ist der Zylinder an beiden Enden drehbar in zwei Halterungen gelagert. Die Breite der Halterungen ist 25mm. Die Tab. A.2 im Anhang A enthält die Einstellung ϕ_{zyl} für die verschiedenen Versuche.

In der Meßstrecke ist eine festinstallierte Sonde eingebaut (siehe Krek [54]). Der Einbau erfolgt so, daß die Umströmung des Zylinder-Keil-Modells nicht gestört wird. In der Sonde eingebaut sind ein Drucksensor in einer Halbkugel mit Radius 7.5mm und ein Thermoelement in einer weiteren Halbkugel mit Radius 10mm. Beide Sensoren sind in einem radialen Abstand von 200mm von der Düsenachse positioniert. Der horizontale Abstand vom Düsenaustrittsquerschnitt in der Position der Düse unmittelbar vor dem Versuch ist 142mm für den Drucksensor bzw. 120mm für das Thermoelement. Der Stoßabstand des Stoßes vor der Sonde wird als ausreichend klein angenommen, so daß der chemische Gaszustand als eingefroren angenommen werden kann. Die Ergebnisse dieser beiden Sensoren werden benutzt, um die Zylinderwandmessungen der Wechselwirkungsversuche geeignet zu normalisieren. Die Normalisierung des Drucks erfolgt mit dem gemessenen Pitotdruck (p_{t2}) . Aus einer Anzahl von Zylinderversuchen wird ein Faktor zwischen dem ermittelten Staupunktswärmestrom der permanenten Sonde (q_{t2}) und dem des Zylinders bestimmt. Für die konturierte Düse bei HEG-Bed. I (Luft) ist $\dot{q}_{zyl}/\dot{q}_{t2} = 0.48 \pm 0.07$ und für die konische Düse 0.36 ± 0.01 . Der Referenzwärmestrom, mit dem die Zylinderwandmessungen für die Wechselwirkungsversuche normalisiert werden, ergibt sich als Multiplikation dieses Faktors mit dem für jeden Versuch ermittelten Wärmestrom der permanenten Sonde (q_{t2}) . Im Anhang A ist der Referenzwert in den Abbildungen mit angegeben.

Zur Strömungssichtbarmachung ist ein holographisches Interferometer und ein Schlierensystem am HEG installiert. Die Beschreibung des Aufbaus und der Meßmethode kann im Anhang B nachgelesen werden. Für die Justierung des Strahlengangs wird an beiden Enden des Zylinders eine Lochplatte angebracht und hiermit der Strahlengang geeignet ausgerichtet, so daß dieser parallel zur Zylinderachse verläuft (geschätzte Abweichung $\pm 1mm$ auf 0.5m).

Sind das Zylinder-Keil-Modell und der Strahlengang justiert, kann der Zylinder relativ zum Keil verschoben werden. Hierdurch wird der Parameter H (siehe Abb. 3.17) eingestellt, der die verschiedenen Wechselwirkungstypen bedingt. Die Führung des Zylinders erfolgt über Paßfedern, so daß sichergestellt ist, daß Zylinderachse und Strahlengang während der Modelleinstellung zueinander parallel bleiben. Die vertikale Positionierung des Zylinders relativ zum Keil kann mit einer Genauigkeit von $\pm 1/10mm$ erfolgen.

Das Meßprinzip der im Modell eingebauten Drucksensoren (17 Stück) und Thermoelemente (17 Stück) ist im Anhang B beschrieben. Es wird jeweils in 3 Ebenen mit einer Auflösung von 15° gemessen, so daß sich eine absolute Auflösung von 5° für den Druck und die Temperatur ergibt (siehe Abb. 3.18).

Die Signale der Sensoren werden mit Verstärkern der Firma Rohrer (DMS9303-C, Grenzfrequenz 200kHz - 3dB) verstärkt und von Transientenrekordern der Firma Eckelmann, ehemals Krenz aufgezeichnet (12*bit*, 1*MHz*). Es stehen 72 Kanäle zur Verfügung. Innerhalb eines Zeitintervalls von $200\mu s$, fernab des Freistrahlstaugebiets liegt die übliche Schwankungsbreite der gemessenen Signale bei $\pm 10\%$.

Die Vorgehensweise zur Bestimmung des Wärmestroms aus der gemessenen Thermoelementspannung findet sich im Anhang B.

Kapitel 4

Experimente

4.1 Einführung

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse der am Hochenthalpiekanal Göttingen (HEG) durchgeführten Wechselwirkungsversuche präsentiert. In der Hauptsache handelt es sich um Versuche, welche bei HEG-Bed. I in Luft durchgeführt werden.

Der Keilwinkel $\delta_1 = 10^{\circ}$ sowie der horizontale Abstand Keilspitze-Zylindermittelpunkt werden für alle Versuche konstant gehalten. Der Kreuzungspunkt des Keilstoßes mit dem Bugstoß wird durch vertikales Verschieben des Zylinders relativ zum Keil variiert (Parameter H). Hierdurch stellen sich die verschiedenen Wechselwirkungstypen ein. Ein Wechsel der Versuchsbedingung führt neben der erwünschten Variation der Parameter spezifische Ruheenthalpie h_0 und Reaktionsratenparameter Ω auf eine unerwünschte Veränderung der Machzahl. Absolut erscheint die Veränderung von HEG-Bed. I, $Ma_{\infty} = 9.13$ auf HEG-Bed. II, $Ma_{\infty} = 8.51$ bzw. HEG-Bed. IV, $Ma_{\infty} = 7.88$ gering, jedoch führen die große Keillänge und die kleinen Stoßwinkel der schwachen Stöße im Freistrahl zu einer beträchtlichen Verschiebung der Stoßlagen, was einen quantitativen Vergleich der Ergebnisse bei verschiedenen Versuchsbedingungen erschweren würde. Deshalb wird weitgehend an HEG-Bed. I festgehalten. Zur Erweiterung des physikalischen Verständnisses werden einige Versuche bei den anderen Versuchsbedingungen durchgeführt.

Zunächst wird anhand der Interferogramme und Schlierenbilder das Strömungsfeld beschrieben, welches sich bei einer Veränderung der Keilstoßlage einstellt. Ein zusätzlicher Abschnitt ist der Scherschichtinstabilität gewidmet. Im weiteren Verlauf werden die gewonnenen Wanddaten diskutiert. Hieran schließt sich ein Abschnitt über das in den Experimenten während der Meßzeit beobachtete zeitabhängige Verhalten des Strömungsfeldes für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung an. Aus Platzgründen werden in diesem Kapitel nur repräsentative Auszüge gezeigt. Die Ergebnisse aller Versuche sind im Anhang A enthalten. Einige grundsätzliche Eigenheiten der Strömung des HEG seien hier nochmals kurz in Erinnerung gerufen (siehe Kap. 3) bzw. bzgl. der Meßtechnik vorweggenommen (siehe Anhang B).

Die Freistrahlbreite und der Stoßabstand des abschließenden Freistrahlstoßes haben Größen von 1 - 2mm. Schwankungen der freien Anströmung in Zylinderachsenrichtung "verschmieren" die gewonnenen Aufnahmen und erschweren die Auswertung und das Verständnis der Strömung. Es werden verschiedene Versuche unternommen, um die Qualität der freien Anströmung zu erhöhen. Vom ursprünglichen Gedanken, die Versuche zur Vereinfachung der Chemie in Stickstoff durchzuführen, wird abgewichen, da die Düsenexpansion für Stickstoff größere Abweichungen von der uniformen Anströmung erzeugt (siehe Kap. 3). Einige Versuche werden bei den Hochdruckbedingungen HEG-Bed. II und HEG-Bed. IV durchgeführt. Die höheren Reynoldszahlen der freien Anströmung im Vergleich zur Niederdruckbedingung I verkleinern die Grenzschichtdicken der Düsenströmung, welche für die Hyperschalldüse des HEG einen beträchtlichen Anteil am Austrittsquerschnitt einnehmen. Die Schwankungen der freien Anströmung werden hierdurch reduziert. Einen weiteren nachteiligen Effekt auf die freie Anströmung hat die Fokussierung von Wellen auf der Düsenachse bei der konturierten Düse. Ursache hierfür ist, daß die konturierte HEG-Düse abweichend vom Auslegungspunkt betrieben wird. Durch den Einbau einer konischen Düse für die Versuche ab Versuchsnummer 334 wird dieser Effekt vermieden.

Eine weitere Eigenheit der Düsenströmung des HEG ist die Veränderung der freien Anströmung mit zunehmender Versuchszeit für HEG-Bed. I, wie sie in Kap. 3 erläutert wird. Mit der Zeit von $t_{SR} \approx 1.5ms$ bis $t_{SR} \approx 2.5ms$ erfährt die Machzahl eine Zunahme von ca. 19%. Eine Auswirkung auf die Wechselwirkungsversuche zeigt sich darin, daß sich der Keilstoßwinkel von $\sigma_1 \approx 16^{\circ}$ auf $\sigma_1 \approx 14.4^{\circ}$ verringert, und damit verschiebt sich die Lage des ersten λ -Fußes relativ zum Zylinder. Der Staubereich der Freistrahlströmung wird mit zunehmender Versuchszeit bei kleineren Winkeln beobachtet. Das Zeitintervall, innerhalb dessen die für die Typ-IV-Wechselwirkung typische Oszillation eines Sensorsignals beobachtet wird, beträgt $\Delta t \approx 0.2ms$ bis 0.4ms.

Die Resultate der Hochdruckbedingungen führen nicht, wie erwartet, auf eine verbesserte "Zweidimensionalität" der Umströmung des Zylinders. Als Ursache wird die Transition der Scherschicht bei den höheren Reynoldszahlen der freien Anströmung vermutet. Postuliert wird, daß von der Scherschicht instationäre Wellen in die angrenzenden Strömungsgebiete laufen und zu einer beträchtlichen Veränderung des gesamten Strömungsfeldes führen. Druck- und Wärmestrommessungen stehen für die Hochdruckbedingungen nicht zur Verfügung.

4.2 Typ-III-Wechselwirkung

Ein Beispiel für eine Edney-Typ-III-Wechselwirkung ist in Abb. 4.1 dargestellt. Der Bugstoß weist im Vergleich zur ungestörten Zylinderumströmung eine Deformation auf; der Stoßabstand ist größer. Am Kreuzungspunkt der schwachen Keilstoßwelle mit dem Bugstoß entstehen ein reflektierter schwacher Verdichtungsstoß und eine Scherschicht. Die Scherschicht trennt das Unterschallgebiet vom Überschallgebiet. Das Unterschallgebiet enthält Gas, welches durch den starken Bugstoß abgebremst wird, während das Überschallgebiet aus demjenigen Teil des Gases besteht, welcher durch den Keilstoß und die reflektierte Stoßwelle strömt.

Im Interferogramm Abb. 4.2 (rechtes Bild) und im Schlierenbild Abb. 4.2 (linkes Bild) ist zu erkennen, daß für den dargestellten Fall die Scherschicht den Zylinder gerade trifft. Die maximale Streifenverschiebung wird bei einem Wandwinkel von $\phi \approx -50^{\circ}$ beobachtet, in dessen Umgebung ein Sattelpunkt im Streifenmuster erkennbar ist.

Passiert die Scherschichtströmung den Körper, ohne diesen zu touchieren, so bedeutet dies, daß ein Teil der Unterschallströmung beschleunigt wird und unterhalb des Zylinders abströmt. Es existiert dann eine Schallinie zwischen Körper und Scherschicht, und stromab von dieser Schallinie erreicht die Unterschallströmung wieder Überschall. Diese Schallinie erklärt die Bildung des Sattelpunktes im Streifenmuster. Der Staupunkt wird von Gas angeströmt, das durch den Bugstoß verdichtet wird. Nähert sich die Scherschicht dem Körper, so verringert sich der Massenstrom des bugstoßerhitzten Gases, das unterhalb des Körpers abströmt.

Ein Ablenken der Scherschicht weg vom Körper wird nicht beobachtet, da die größere Impulsstromdichte der Überschallströmung im Vergleich zur Unterschallströmung das Strömungsbild bestimmt. Mit kleiner werdender Breite des Schalldurchgangs zwischen Scherschicht und Körper bewegt sich der Staupunkt stromab.

In Abb. 4.2 ist ein Strömungsbild zu beobachten, in dem der Sattelpunkt der Streifen und der Staupunkt dicht beieinander liegen. Wird der Keilstoß zu höheren Stoßlagen verschoben, wird der Staupunkt von Scherschichtgas umströmt (siehe Abb. 4.3). Sattelpunkt und Streifenmaximum fallen dichter zusammen.

Ein Teil der Scherschichtströmung wird nach oben, der verbleibende Teil nach unten umgelenkt. In Abb. 4.3 sind Streifen zu sehen, welche oberhalb der Scherschicht parallel zur Körperoberfläche verlaufen. Diese sind indikativ für denjenigen Teil der Scherschicht, welcher nach oben umgelenkt wird. Das Streifenmaximum am Staupunkt ist höher als für die ungestörte Zylinderumströmung; das bedeutet, daß die Dichte größer ist. Das Gas, das durch die schwachen Schrägstöße strömt, erfährt eine geringere Entropiezunahme als das Gas, das durch den starken Bugstoß verdichtet wird. Die geringere Entropiezunahme erklärt die höhe-



(e) Interferogramm Versuch 409

(f) Schema Versuch 409

Abbildung 4.1: Von oben nach unten, Typ-III-, Typ-IV- und Typ-IVa-Wechselwirkung für HEG-Bed. I, Luft.



Abbildung 4.2: Schlierenbild (links) und Interferogramm (rechts) für Versuch 328, Typ-III-Wechselwirkung, HEG-Bed. II. Pfeil 1 deutet auf eine sichtbare Scherschichtstruktur.



Abbildung 4.3: Schlierenbild (links) und Interferogramm (rechts) für Versuch 329, Typ-III-Wechselwirkung, HEG-Bed. II. Pfeil 1 deutet auf eine sichtbare Scherschichtstruktur. Der Zylinder ist 50mm breiter als der Keil. Dies erzeugt einen Randeffekt, welcher durch den Pfeil 2 angedeutet ist.

re Dichte. Das Gas, das den Staupunkt erreicht, muß durch den Mischungsvorgang zwischen bugstoßerhitztem und schrägstoßerhitztem Gas hervorgegangen sein (Scherschichtgas).

Der nach unten abgelenkte Anteil der Scherschichtströmung führt zur Bildung eines Stoßes, welcher den vom Tripelpunkt ausgehenden reflektierten Stoß kreuzt. Die beiden Stoßwellen laufen in die gleiche Richtung, sie sind gleichsinnig gerichtet. Am Kreuzungspunkt werden ein fortgesetzter Stoß und eine Scherschicht beobachtet (Schlierenbild Versuch 329 Abb. 4.3).

Wird die Stoßlage des Keilstoßes weiter erhöht, so kommt es zum Übergang zwischen Typ-III- und Typ-IV-Wechselwirkung. Die Strömungsbilder, welche sich beim Übergang einstellen, sind in Experimenten aus den Interferogrammen schwer zu interpretieren und bedürfen einer ausführlicheren Untersuchung als dies hier geschieht. Edney [16] interpretiert die Ursache dieses Übergangs als Überschreiten des maximal möglichen Umlenkwinkels der Scherschicht am Körper. Die Staupunktstromlinie bewegt sich in Richtung Überschallseite, also in Richtung kleinerer Entropiezunahme entlang der Stromlinie. Durch die kleinere Entropiezunahme über die schiefen Stöße nimmt die Dichte zu. Die am Körper beobachtete maximale Streifenverschiebung wächst, wie man Tab. 4.1 (von Versuch 407 zu Versuch 408) entnehmen kann.

4.3 Typ-IV-Wechselwirkung

Das für die Typ-IV-Wechselwirkung typische Strömungsbild wird beobachtet (Abb. 4.1), wenn der Keilstoß noch weiter nach oben verschoben wird und die Staupunktstromlinie nicht mehr durch die Scherschicht verläuft. Der erste λ -Fuß (Bezeichnungen siehe Abb. 2.11 in Kap. 2) und der zweite, invertierte λ -Fuß bilden einen Überschallfreistrahl, der in zwei Unterschallgebiete eingebettet ist. Am Ort, an dem der Überschallfreistrahl auf den Körper trifft, wird ein starker Verdichtungsstoß beobachtet. Ein Teil des durch den Freistrahl gehenden Massenstromes strömt nach oben ab, ein Teil nach unten. Die Expansion des Freistrahlgases nach oben und unten entlang der Zylinderwand ist durch eng an der Körperoberfläche liegende Streifen im Interferogramm Abb. 4.1 sichtbar.

Das Freistrahlgas strömt im Überschall durch die drei schiefen Stöße S1, S2 und S5, bevor es von der Welle S6 auf Unterschall abgebremst wird. Dieser Mechanismus führt dazu, daß Gas mit geringerer Entropiezunahme als bugstoßerhitztes Gas zum Körper gelangt. Dieses Gas strömt anschließend ober- und unterhalb ab, das bugstoßerhitzte Gas gelangt nicht mehr zum Körper. Die geringere Entropiezunahme führt zu den hohen Lasten im Druck und Wärmestrom, welche am Körper beobachtet werden. Die maximale Streifenverschiebung wird am Stau-

Versuch	Bedingung	Testgas	Düse	Тур	$\left. \frac{\varphi}{2\pi} \right. \left. \left. \frac{\varphi}{2\pi} \right _{zyl} \right.$
325	Ι	Luft	Kontur	III	3.2
407	Ι	Luft	Konus	III	3.2
408	Ι	Luft	Konus	III-IV	4.0
322	Ι	Luft	Kontur	IV	4.7
317	Ι	Luft	Kontur	IVa	2.8

Tabelle 4.1: Streifenmaximum am Körper für die Typ-III-, Typ-IV- und Typ-IVa-Wechselwirkung normiert auf die ungestörte Zylinderumströmung. Das Streifenmaximum der Zylinderumströmung ohne Wechselwirkung beträgt $\varphi/2\pi|_{zyl} \approx 3$ für die konturierte Düse und $\varphi/2\pi|_{zyl} \approx 2.5$ für die konische Düse.

punkt beobachtet. Räumliche Schwankungen der freien Anströmung verringern das beobachtete Maximum der Streifen am Körper, da die Position und Orientierung des starken Freistrahlstoßes entlang der Zylinderachse variieren.

Wird die Stoßlage des Keilstoßes vom ersten Auftreten der Typ-IV-Wechselwirkung bei einem Wandwinkel des Staubereichs von $\phi \approx -35^{\circ}$ nach oben verschoben, so wird der durch den unteren Bugstoß tretende Massenstrom größer und der durch den oberen kleiner. Der obere Bugstoß nähert sich dem Körper, während der untere Bugstoß sich vom Körper entfernt. Die Länge des schiefen Stoßes, der die beiden Tripelpunkte verbindet, verringert sich und die Freistrahlbreite und der Freistrahlmassenstrom werden reduziert.

Der Druckgradient im Freistrahl normal zur Strömungsrichtung wird durch die Druckdifferenz zwischen den beiden Unterschallgebieten und durch die Freistrahlbreite bestimmt. Dieser normal zur Strömungsrichtung vorhandene Druckgradient ist dem inversen Krümmungsradius proportional. Dies folgt aus der Impulsgleichung, formuliert in einem krummlinigen Koordinatensystem (siehe Schlichting [78]). Die Druckdifferenz zwischen den beiden Unterschallgebieten für die Typ-IV-Wechselwirkung ist nahezu unabhängig von der Stoßlage des Keilstoßes und wird durch die beiden Bugstöße bestimmt. Weiterhin wird die Freistrahlströmung durch die freie Anströmung und den Keilwinkel weitgehend definiert. Daher nimmt mit abnehmender Freistrahlbreite der Druckgradient im Freistrahl zu und der Krümmungsradius der Stromlinien im Freistrahl ab. Dieses Verhalten¹ kann in Abb. 4.1 beobachtet werden. Bilden die Streifen des Freistrahls im mittleren Bild Abb. 4.1 einen Winkel von ca. 90° mit der Körperoberfläche, so krümmen sich die Streifen im unteren Bild Abb. 4.1 und bilden mit der Körperoberfläche einen spitzen Winkel.

¹Im Anhang A in den Interferogrammen in der Reihenfolge Abb. A.32, Abb. A.30, Abb. A.28, Abb. A.26, Abb. A.24, Abb. A.22 und Abb. A.20 wird dies noch deutlicher. In diesen Abbildungen verringert sich die Länge des Stoßes, der die beiden λ -Füße verbindet, und die Krümmung der Streifen nimmt zu.

Die Staustromlinie verschiebt sich mit höherer Keilstoßlage hin zur unteren Scherschicht. Krümmt sich der Freistrahl so weit, daß er nicht mehr auf den Körper trifft, verläuft die Staustromlinie durch das untere Unterschallgebiet. Das Strömungsbild entspricht dann der in Kap. 2 definierten Edney-Typ-IVa-Wechselwirkung. Für HEG-Bed. I wird der Auftreffbereich des Freistrahls in einem Wandwinkelbereich von ca. -35° (Versuch 408) bis ca. -10° (Versuch 318) beobachtet.

4.4 Typ-IVa-Wechselwirkung

Für die Typ-IVa-Wechselwirkung sinkt die am Körper beobachtete maximale Streifenverschiebung im Vergleich zur Typ-IV-Wechselwirkung (Abb. 4.1 und Tab. 4.1). Die am Körper auftretenden Lasten werden durch das untere Unterschallgebiet bestimmt. Sie entsprechen etwa einer Zylinderumströmung mit der Keilströmung als freie Anströmung.

4.5 Scherschichtinstabilität

Eigenleuchten und Dreidimensionalität der Strömung verhindern eine gezielte Auswertung aller aufgenommenen Schlierenbilder hinsichtlich der Instabilität und der Transition der Scherschicht. Die Reynoldszahl von $Re_{R_{zyl}} = 1.4 \cdot 10^4$ der freien Anströmung für HEG-Bed. I läßt eine laminare Scherschichtströmung für nicht zu lange Lauflängen der Scherschichten erwarten. Auch für die langen Lauflängen der Scherschicht, die bei der Edney-Typ-III-Wechselwirkung auftreten, wird für HEG-Bed. I keine Transition beobachtet (vergleiche Schlierenbild Abb. A.58(b) im Anhang A). In einigen Interferogrammen sind halbringartige Streifenmuster zu erkennen, die darauf schließen lassen, daß die Scherschichten gestört werden. Dies ist beispielsweise in Abb. 4.4 (links) hinter dem oberen Bugstoß und in Abb. 4.4 (rechts) hinter dem unteren Bugstoß zu erkennen. Die Strukturen bewegen sich stromab.

HEG-Bed. II weist eine Reynoldszahl der freien Anströmung von $Re_{R_{zyl}} = 2.7 \cdot 10^4$ auf. Für diese Versuchsbedingung werden bei der Typ-III-Wechselwirkung Strukturen beobachtet. In Abb. 4.2 werden diese nach einer Lauflänge der Scherschicht von $l/R_{zyl} \approx 0.37$ sichtbar. Solche Strukturen sind typisch für kompressible Scherschichten.

Ein Phänomen, das in Kap. 6 mit der Scherschichtinstabilität in Verbindung gebracht wird, ist eine Störung des oberen Bugstoßes. Die Schlierenbilder für die Typ-IV-Wechselwirkung bei HEG-Bed. II weisen diese Störung des obe-



Abbildung 4.4: Interferogramm Versuch 317 (links) und Interferogramm Versuch 323 (rechts).

ren Bugstoßes auf (die Schlierenbilder sind ergänzend im Anhang A enthalten, Abb. A.60(a) und Abb. A.60(b)). In den Schlierenaufnahmen für die Typ-III-Wechselwirkung ist die Störung nicht zu beobachten.

Die Reynoldszahl der freien Anströmung für HEG-Bed. IV ($Re_{R_{zyl}} = 3.2 \cdot 10^4$) ist höher als für HEG-Bed. II. Es ist deshalb zu erwarten, daß sich die vom ersten Tripelpunkt ausgehende Scherschicht für HEG-Bed. IV über eine kürzere Lauflänge turbulent entwickelt als die Scherschicht der HEG-Bed. II. Dieses Verhalten wird indirekt durch eine stärkere Bugstoßstörung der Typ-IV-Wechselwirkung für HEG-Bed. IV im Vergleich zu HEG-Bed. II bestätigt, da als Ursache für die Störung des Bugstoßes die Störung der Scherschicht vermutet wird. Die Anströmmachzahl der Scherschichtstrukturen für einen mit den Strukturen mitbewegten Beobachter wird zu $Ma_c > 1$ angenommen. Für diesen Fall ist zu erwarten, daß Stoßwellen von der Scherschicht in die angrenzenden Strömungsgebiete laufen und mit den Bugstößen wechselwirken. Eine ausführlichere Diskussion hierzu erfolgt in Kap. 6.

4.6 Wanddruck- und Wärmestromsignale

Auf einige Grenzen der Meßmethoden sei zu Beginn dieses Abschnitts nochmals hingewiesen, eine Beschreibung hierzu findet sich im Anhang B.

Der Durchmesser der Druckbohrung von 1.5mm verursacht einen Fehler für die Druckmessung. Die Druckspitze kann nicht ausreichend räumlich aufgelöst werden, es wird jedoch eine schnellere Ansprechzeit erreicht. Ein Vergleich mit den in Kap. 5 dargestellten Wandkurven läßt bei stationärer Strömung einen um ca. 12% zu niedrig gemessenen Wert erwarten. Außerdem ist die zeitliche Verzögerung zu berücksichtigen, die zu einem zusätzlichen systematischen Fehler führt. Für die Berechnung des Wärmestroms aus den gemessenen Thermoelementspannungen wird der Einfluß der Wandtemperatur auf die Materialeigenschaften nicht berücksichtigt. Das Verfahren für die Bestimmung des Wärmestroms erzeugt ein verstärktes Wärmestromsignalrauschen, das für die Auswertung zu den beiden Zeitpunkten Hologrammaufnahme und Spitzenwert zu einem Fehler führt. Wird ein Mittelwert bestimmt, hebt sich dieser Fehler bei einem Verlust an zeitlichem Auflösungsvermögen auf.

Ein Beispiel für den bezogenen Wanddruck und -wärmestrom ist in Abb. 4.5 dargestellt. Für die Auswertung der Sensorsignale geht man wie folgt vor: Zunächst muß ein Zeitfenster festgelegt werden. Die Dauer des Zeitfensters wird auf $200\mu s$ festgelegt, in Kenntnis, daß die typische Zeitintervallbreite der Oszillation der Typ-IV-Wechselwirkung an einem Sensor $\Delta t \approx 200 - 400\mu s$ beträgt. Der Mittelpunkt des Zeitfensters wird durch den Aufnahmezeitpunkt des Hologramms bestimmt. Nachdem das Zeitfenster festgelegt ist, werden die Sensorsignale auf drei verschiedene Arten ausgewertet:

- 1. der arithmetische Mittelwert des Zeitfensters wird bestimmt,
- 2. es wird über $3\mu s$ geglättet und zum Aufnahmezeitpunkt des Hologramms (Legende HI) ausgewertet,
- 3. es wird über $3\mu s$ geglättet und separat für Druck und Wärmestrom das absolute Maximum innerhalb des Zeitfensters bestimmt. Zum Zeitpunkt des jeweiligen Maximums werden dann alle Sensoren ausgewertet (Legende Max).

Die Ergebnisse aller HEG-Bed.-I-Versuche sind in Tab. 4.2 zusammengefaßt. Aus den drei verschiedenen Arten der Auswertung werden jeweils die Maximalwerte der 1. und 3. Art bestimmt. Erstere sind mit Index m, letztere mit Index s in der Tabelle eingetragen.

Eine Auswertung der Druck- und Wärmestromkurven ergibt für einige Versuche, daß das Druck- und das Streifenmaximum am selben Ort auftreten, während das Wärmestrommaximum im Expansionsgebiet beobachtet wird. Ein solches Beispiel wird in Abb. 4.1 (mittleres Bild) und in Abb. 4.5 (Legende HI) präsentiert. Eine allgemeingültige Aussage kann aufgrund der zu geringen Meßstellendichte nicht erfolgen.

4.7 Instationäres Strömungsverhalten

Die Messungen im Bereich, in dem der Freistrahl auf den Körper trifft, zeigen ein zeitabhängiges Verhalten. In Abb. 4.6 sind für HEG-Bed. I bei einem Wandwinkel von $\phi = -20^{\circ}$ das Drucksignal (obere Kurve) und der ermittelte Wärmestrom



Abbildung 4.5: Wanddruck und -wärmestrom der Typ-IV-Wechselwirkung, HEG-Bed. I, Versuch 322. Für die Auswertung wird ein Zeitfenster von $200\mu s$ festgelegt. Drei verschiedene Arten der Signalauswertung für die einzelnen Sensoren sind dargestellt (siehe Text): **1**. der arithmetische Mittelwert, **2**. die Auswertung zum Aufnahmezeitpunkt des Hologramms (Legende HI) und **3**. die Auswertung zum Zeitpunkt, an dem der jeweilige Maximalwert auftritt (Legende Max).

Vers.Nr. Bed.	Тур	$\phi_{p,s}$	p_s/p_{zyl}	$\phi_{q,s}$	$\dot{q}_s / \dot{q}_{zyl}$	$\phi_{p,m}$	p_m / p_{zyl}	$\phi_{q,m}$	$\dot{q}_m / \dot{q}_{zyl}$
121 I/N2	IVa							0°	1.64
122 I/N2	IV			-20°	24.45			-20°	4.87
123 I/N2	IV-IVa			-15°	18.93			-15°	4.17
124 I/N2	IV			-25°	17.52			-15°	7.29
317 I/Luft	IVa					-5°	2.42	0°	3.63
318 I/Luft	IV-IVa					-10°	2.79	-10°	9.09
319 I/Luft	IV	-15°	10.78	-15°	29.36	-15°	5.20	-20°	11.21
320 I/Luft	IV	-15°	5.76	-15°	25.04	-15°	3.48	-15°	13.92
321 I/Luft	IV	-20°	10.90	-20°	15.52	-20°	4.68	-20°	8.48
322 I/Luft	IV	-25°	9.68	-25°	25.31	-30°	4.72	-25°	12.41
323 I/Luft	IV	-30°	5.94	-30°	16.84	-30°	2.79	-30°	6.24
324 I/Luft	III	-40°	6.25	-45°	12.09	-45°	3.26	-45°	5.34
325 I/Luft	III	-45°	3.98	-45°	8.56	-50°	2.24	-45°	4.28
406 I/Luft	IVa					-15°	3.54	5°	7.12
407 I/Luft	III	-35°	4.55	-35°	8.65	-35°	2.97	-40°	5.38
408 I/Luft	III-IV	-35°	7.84	-35°	15.37	-35°	4.56	-40°	7.73
409 I/Luft	IVa					-15°	2.96	0°	3.37
410 I/Luft	IVa					-15°	3.13	-5°	2.65

Tabelle 4.2: Maximale Wandlasten der einzelnen Versuche. HEG-Bed. I, ϕ ist der Wandwinkel, $\phi = 0$ für den geometrischen Staupunkt und positiv im Uhrzeigersinn, Index s und Index m siehe Text.



Abbildung 4.6: Druck und ermittelter Wärmestrom als Funktion der Zeit für Versuch 321 bei einem Wandwinkel von -20° , HEG-Bed. I, Luft.

(untere Kurve) abgebildet. Innerhalb des Zeitintervalls, in dem der Freistrahl auf die Sensoren trifft, wird eine Oszillation (Amplitude größer 350kPa) beobachtet. Im weiteren Verlauf des Abschnitts werden Ergebnisse zum zeitabhängigen Strömungsverhalten diskutiert. Um zwischen Schwankungen der freien Anströmung und Typ-IV-bedingter Oszillation unterscheiden zu können, werden vor der Analyse der aufgezeichneten Zylinderwandsignale der Reservoirdruck, der Pitotdruck und der Wärmestrom der permanenten Sonde untersucht.



(c) \dot{q}_{t2}

Abbildung 4.7: Reservoirdruck vor der Düse, Druck p_{t2} und Wärmestrom q_{t2} als Funktion der Zeit für Versuch 321, HEG-Bed. I, Luft.

4.7.1 Reservoirzustand und Anströmung

Am Stoßrohrende wird der Ruhedruck gemessen. Ein typisches Beispiel ist in Abb. 4.7(a) (HEG-Bed. I, Luft) dargestellt. Der Nullpunkt der Zeitachse beginnt, wenn die Stoßwelle auf die Stoßrohrendwand trifft (Stoßreflexion SR). Das Signal weist eine sichtbare Oszillation auf. Es wird ein Zeitintervall von 1.2ms ausgewählt, dessen Mittelpunkt um 0.7ms zum Zeitpunkt verschoben ist, zu dem das Hologramm aufgezeichnet wird (vertikale Linie in Abb. 4.7(a)). Dies entspricht der Zeit für HEG-Bed. I, die die Strömung benötigt, um durch die Düse zum Drucksensor p_{t2} der fest installierten Sonde in der Meßstrecke zu gelangen. Eine nicht dargestellte Fourieranalyse ergibt ein Maximum in der Amplitude des Leistungsspektrums bei 9.2kHz (Auflösung 833Hz).

Das p_{t2} -Signal in der Meßstrecke für den selben Versuch ist in Abb. 4.7(b) dargestellt. Wird auch hier eine Fourieranalyse vorgenommen (ohne Zeitverzug, Intervallbreite 0.8ms, Auflösung 1.2kHz), ergibt sich ein Maximum bei einer Frequenz von 13kHz. Das ausgewertete Thermoelementsignal (Abb. 4.7(c)) der Halbkugel (Durchmesser 20mm) auf der fest installierten Sonde ergibt eine Frequenz von 14.5kHz.



Abbildung 4.8: Druck bei Wandwinkel $\phi = -20^{\circ}$ und -25° als Funktion der Zeit für Versuch 321, HEG-Bed. I in Luft. Mit der Zeit wird das Freistrahlstaugebiet bei kleineren Wandwinkeln beobachtet.

Bezüglich des zeitabhängigen Strömungsverhaltens wird neben der Oszillation im 10kHz-Frequenzbereich weiterhin beobachtet, daß sich mit zunehmender Versuchszeit der Auftreffpunkt des Freistrahls hin zu kleineren Wandwinkeln verschiebt. Erstmalig sichtbar wird eine Signalschwankung mit großer Amplitude (Abb. 4.6) bei einem Wandwinkel von -10° , letztmalig bei einem Winkel von -35° .

Die Abb. 4.8 zeigt den Signalausschnitt der Drucksensoren bei -20° und -25° für einen Versuch mit HEG-Bed. I. Auf dem -25° -Sensor wird die Oszillation zu einem späteren Zeitpunkt beobachtet. Am Anfang zeigen beide Sensoren etwa den gleichen Druck an (ca. 150kPa) und am Ende ebenfalls (ca. 65kPa). Erklärt werden kann das dadurch, daß am Anfang der Zeitskala der Freistrahl oberhalb der beiden Sensoren auf den Zylinder trifft, beide Sensoren deshalb den Druck hinter dem unteren Bugstoß sehen. Der Freistrahl bewegt sich mit der Zeit über die Sensoren hinweg zu kleineren Wandwinkeln hin. Am Ende des Zeitintervalls trifft er unterhalb der beiden Sensoren auf den Zylinder. Deshalb sehen die beiden Sensoren am Ende der Zeitskala den Druck hinter dem oberen Bugstoß. Das Phänomen der Freistrahldrift wird auch für die ausgewerteten Thermoelementsignale festgestellt.

In Kap. 3 wird gezeigt, daß das Verhältnis von Pitotdruck zu statischem Druck mit der Zeit zunimmt. Es ist dem Quadrat der Machzahl proportional für Gase, welche sich wie ein ideales Gas verhalten. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit der Bewegung des Freistrahls zu kleineren Wandwinkeln. Mit zunehmender Machzahl wird der Winkel des Keilstoßes kleiner, der Kreuzungspunkt zwischen Keilstoß und Bugstoß verschiebt sich zu kleineren Höhen, die Stoßwinkel der schwachen Freistrahlstöße werden kleiner, und der Freistrahl trifft bei kleineren Winkeln auf den Körper. Diese Interpretation ist gültig, solange ein Freistrahl



Abbildung 4.9: Druck (obere Kurve) und Wärmestrom (untere Kurve) bei dem Wandwinkel $\phi = -20^{\circ}$ als Funktion der Zeit für Versuch 321, Ausschnitt aus Abb. 4.6, HEG-Bed. I in Luft. Der vertikale Balken zeigt den Zeitpunkt der Aufnahme des Hologramms.



Abbildung 4.10: Frequenzanalyse des Drucksensors -20° für Versuch 321 (Abb. 4.9 obere Kurve).

entsteht und der Stoßwinkel des reflektierten Stoßes des ersten Tripelpunktes klein bleibt.

4.7.2 Freistrahlstaugebiet

Die Abb. 4.9 verdeutlicht den Verlauf des Drucks und des Wärmestroms während des Zeitintervalls, in dem der Freistrahl auf den Sensor trifft. Es ist nicht gelungen, aus den Signalverläufen eine Oszillationsfrequenz zu bestimmen. Als Beispiel ist in Abb. 4.10 die Fouriertransformation des in Abb. 4.9 dargestellten Drucksignals zu sehen. Ein aussagekräftiges Maximum kann nicht erkannt werden.

Kapitel 5

Numerik

5.1 Verfahren

Dieser Teil der Arbeit enthält Ergebnisse, die V. Hannemann zur Verfügung gestellt hat. Sie sind teils Bestandteil seiner Dissertation [32] und werden hinsichtlich des instationären Strömungsverhaltens sowie des Vergleichs mit dem Experiment und der Theorie nochmals ausgewertet. Die Dissertation enthält auch Einzelheiten des numerischen Verfahrens (DLR-Tau-Code) und ausführliche Literaturverweise hierzu. Zunächst wird im folgenden das Verfahren kurz beschrieben.

Gelöst werden die Navier-Stokes-Gleichungen für eine Gasmischung bestehend aus atomarem und molekularem Stickstoff. Die verwendeten Reaktionsratenkonstanten sind von Park [69] publiziert. Sowohl chemisches als auch thermisches Nichtgleichgewicht (Vibration) werden berücksichtigt. Der Einfluß der Ionisation spielt für den hier untersuchten Strömungsbereich eine zu vernachlässigende Rolle. Für den Vibrationsfreiheitsgrad des molekularen Stickstoffs wird eine zweite Temperatur eingeführt. Zugrunde gelegt wird hierbei das harmonische Oszillatormodell, basierend auf einer Arbeit von Treanor und Marone [48], [58]. Die Rotations- und Translationszustände befinden sich im Gleichgewicht, sie genügen einer Boltzmannverteilung. Weiterhin wird lediglich ein Translations- und Vibrationsenergietransfer zugelassen. Ausgehend vom Landau-Teller-Modell, wird eine Anpassung von Klomfass [48] hierfür angenommen.

Gupta et al. [28] haben die verwendeten Zähigkeitskurven für die einzelnen Gaskomponenten veröffentlicht. Für die Zähigkeit des Gasgemisches wird Wilkes Mischungsregel angewandt. Die Berechnung der Wärmeleitfähigkeit der einzelnen Komponenten nach einer modifizierten Eucken-Korrektur findet sich in einer Arbeit von Hirschfelder, wobei Klomfass et al. [49] vorgeschlagen haben, eine konstante Schmidtzahl zu verwenden. Die Wärmeleitfähigkeit des Gemisches wird nach der Mischungsregel von Zipperer und Herning [92] bestimmt.

Bei dem numerischen Verfahren handelt es sich um eine unstrukturierte Finite-Volumen-Methode. Das Rechennetz für das wandferne Strömungsfeld besteht aus nahezu gleichwinkligen Dreiecken. Die wandnahen Bereiche werden durch gestreckte Elemente diskretisiert. Das Rechennetz kann lokal angepaßt werden. Als Indikator für die Netzanpassung wird ein Fehlerschätzer für die Euler-Gleichungen basierend auf dem Finite-Element-Residuum angewandt. Die Zeitdiskretisierung erfolgt implizit in zweiter Ordnung (BDF). Als Gleichungssystemlöser wird das BICGSTAB-Verfahren mit einer ILU-Zerlegung als Vorkonditionierung eingesetzt.

Ein Verfahren höherer Ordnung für die räumliche Diskretisierung erhält man, indem ein MUSCL-Verfahren angewendet wird. Hierfür werden die primitiven Variablen auf den Kontrollvolumina durch Polynome 1. Ordnung rekonstruiert. Die reibungsfreien Terme werden mit dem AUSMDV-Schema behandelt. Numerische Untersuchungen zeigen, daß mit diesem Riemann-Löser eine robuste und schwingungsfreie Auflösung von Stoß- und Expansionswellen möglich ist. Die dissipativen Terme werden zentral diskretisiert.

Das Netz, welches in mehreren Schritten adaptiert wird, besteht aus 64791 Punkten. Während der Auswertung für das zeitabhängige Strömungsverhalten wird keine Netzverfeinerung vorgenommen, um Störungen zu vermeiden, die durch die Netzverfeinerung entstehen. Vor der Auswertung werden so viele Rechenschritte unternommen, bis alle nach der Netzanpassung vorhandenen Störungen das Rechennetz verlassen haben.

Bei der freien Anströmung (siehe Tab. 5.1) handelt es sich um eine Bedingung, die der freien Anströmung HEG-Bed. I weitgehend entspricht (vergleiche mit Tab. 3.5). Der Zylinderradius ist identisch mit demjenigen des Experiments $(R_{zyl} = 0.045m)$. Neben den in [32] bereits veröffentlichten Ergebnissen werden die berechneten Daten in einer Form erneut dargestellt, die für den in Kap. 6 enthaltenen Vergleich zwischen Experiment und Rechnung sinnvoll erscheint. Für Auswertungen, die aus der Arbeit von V. Hannemann übernommen werden, ist dies in den Bildunterschriften kenntlich gemacht. Es werden nur ausgewählte Ergebnisse für die Edneyschen Typen III, IV und IVa vorgestellt. Die Auswahl erfolgt nach Vergleichskriterien mit den beiden vorangehenden Kapiteln. Für die Typ-III-Wechselwirkung beschränkt sich die Darstellung auf die Wanddruck- und Wandwärmelasten. Ein wichtiges Ergebnis für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung ist das berechnete zeitabhängige Verhalten. Die Rechnung für die Typ-IVa-Wechselwirkung ergibt, daß die Scherschicht instabil wird und sich aufrollt. Infolge der Umströmung der instabilen Scherschicht erhält man ins Unterschallgebiet hineinlaufende Stoßwellen.

Bed.	Gas	p_0	h_0	Ma_{∞}	u_{∞}	$ ho_\infty$	T_{∞}	$lpha_\infty$	$T_{N_2}^v$	T_w	σ_1
		[MPa]	[MJ/kg]		[m/s]	$[g/m^3]$	[K]		[K]	[K]	[°]
CFD	N_2	37.7	22.9	8.4	5830	2.86	1050	0.08	4060	294	16.5

Tabelle 5.1: Freie Anströmung für die Rechnung [32]. Index θ bezeichnet den Ruhezustand, Index ∞ die freie Anströmung, p ist der Druck, h die Enthalpie, Ma die Machzahl, u die Geschwindigkeit, ρ die Dichte, T die Temperatur, α der Dissoziationsgrad, $T_{N_2}^v$ die Vibrationstemperatur des molekularen Stickstoffs, T_w die Wandtemperatur und σ_1 der Stoßwinkel der einfallenden Welle.



Abbildung 5.1: Bezogener Wanddruck c_p/c_p^{zyl} und bezogener Wandwärmestrom c_h/c_h^{zyl} der Edney-Typ-III-Wechselwirkung nach [32]. Freie Anströmung siehe Tab. 5.1. $c_p = \frac{p-p_{\infty}}{0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^2}$ und $c_h = \frac{\dot{q}}{0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^3}$. Index zyl steht für die Lasten der Zylinderumströmung ohne Wechselwirkung $(c_p^{zyl} = 1.89 \text{ und } c_h^z = 0.016)$.

5.2 Edney-Typ-III-Wechselwirkung

Die Scherschicht trifft für den vorgestellten Fall der Typ-III-Wechselwirkung auf den Körper. Die Abb. 5.1 zeigt den berechneten Wanddruck- und Wandwärmestromverlauf. Die Maxima für den Druck und den Wärmestrom ergeben sich am Staupunkt bei einem Winkel von -47° unterhalb des geometrischen Staupunkts. Im Verhältnis zur ungestörten Zylinderumströmung wird für den Druck das ca. 3.4-fache und für den Wärmestrom das ca. 5.0-fache berechnet.

5.3 Edney-Typ-IV-Wechselwirkung

Ein wichtiges Ergebnis der berechneten Lösung für die Edney-Typ-IV-Wechselwirkung ist ihre Zeitabhängigkeit. Die Abb. 5.2 zeigt die zeitliche



Abbildung 5.2: Zeitabhängiger Wandwinkel der maximalen Lasten und des Staupunkts nach [32]. Für den Wärmestrom treten zeitweilig zwei Maxima auf (siehe auch Abb. 5.3). Freie Anströmung siehe Tab. 5.1, $c_p = \frac{p-p_{\infty}}{0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^2}$ und $c_h = \frac{\dot{q}}{0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^3}$.

Anderung des Wandwinkels des Staupunkts und der Druck- und Wärmestrommaxima. Die Frequenz der Oszillation wird zu $f \approx 66.7 kHz$ bestimmt. Für zwei numerische Zeitpunkte t_2 und t_4 sind die Wandkurven in Abb. 5.3 dargestellt. Die zeitliche Reihenfolge t_1 - t_6 entspricht den in Abb. 5.2 eingezeichneten Kästchen. Das zeitlich erste Kästchen ist der Zeitpunkt t_1 , die Numerierung der weiteren erfolgt in aufsteigender Reihenfolge. Die absoluten Extrema (Maximum zum Zeitpunkt t_4 und Minimum zum Zeitpunkt t_2) ergeben sich zu diesen beiden Zeitpunkten. Die zeitliche Änderung von Ort und Höhe der beobachteten Lasten ist abhängig von der relativen Lage des abschließenden Freistrahlstoßes zum Zylinder. Deutlich wird dies im Machzahl-Isolinien-Bild zu den sechs verschiedenen Zeitpunkten t_1 - t_6 , dargestellt in Abb. 5.4. Außer den Linien für Ma = 1 (gestrichelt) sind zusätzlich Stromlinien eingezeichnet. Die eingeschränkte Aussagekraft der Stromlinien für zeitabhängiges Strömungsverhalten muß insbesondere bei der Interpretation der sichtbaren Wirbel berücksichtigt werden. Werden die Ma-Isolinienbilder der verschiedenen Zeitpunkte übereinandergelegt und zur besseren Ubersichtlichkeit lediglich die Isolinien für Ma = 1, 3 und 7 dargestellt, erhält man Abb. 5.5. Aus dieser Abbildung wird deutlich, wie sich die Anordnung des Stoßsystems zeitabhängig verändert. In der Bildunterschrift sind die Winkel genannt, die der abschließende Freistrahlstoß zu den verschiedenen Zeitpunkten mit der Zylinderwandoberfläche bildet.

Das Maximum der Last ergibt sich zum Zeitpunkt t_4 , wenn der Freistrahlstoß den größten nach oben offenen, spitzen Winkel mit der Wand bildet. Die Rechnung führt bei nahezu wandparalleler Anordnung auf das Minimum. Weiterhin tritt



Abbildung 5.3: Bezogener Wanddruck c_p/c_p^{zyl} und bezogener Wandwärmestrom c_h/c_h^{zyl} der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung nach [32] zu den beiden Zeitpunkten t_2 und t_4 . Freie Anströmung siehe Tab. 5.1, $c_p = \frac{p-p_{\infty}}{0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^2}$ und $c_h = \frac{\dot{q}}{0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^3}$. Index zyl steht für die Lasten der Zylinderumströmung ohne Wechselwirkung.

zu diesem Zeitpunkt (t_2) eine Doppelspitze im Wärmestrom auf (siehe Abb. 5.3). Mit größer werdendem Winkel verschwindet dieses Phänomen. Aus Abb. 5.2 wird ersichtlich, daß das Wärmestrommaximum nicht am Staupunkt auftritt, sondern im Expansionsgebiet bei Ma < 1. Das Verhältnis \dot{m}_o/\dot{m}_u des nach oben und unten abströmenden Massenstromes schwankt mit oszillierender Stoßlage und hiermit auch die Expansion aus dem Staugebiet. Mit der veränderten Expansion und Stoßlage tritt auch eine Veränderung der Lasten ein. Sowohl das Druck- als auch das Wärmestrommaximum am Körper nehmen mit größer werdendem Winkel zu. Das Druckmaximum, welches in unmittelbarer Nähe zum Staupunkt auftritt (Abb. 5.2), erfährt eine Änderung von 30 %. Für das im Expansionsgebiet auftretende Wärmestrommaximum ist die relative Änderung signifikanter. Eine Auswertung des Stoßwinkels des abschließenden Freistrahlstoßes zu den beiden Zeitpunkten t_2 und t_4 ergibt $\sigma_6^{t_2} = 80.7^{\circ}$ und $\sigma_6^{t_4} = 72.1^{\circ}$.

Merkmale der zeitlichen Veränderung sind (Abb. 5.6):

- eine Oszillation der Position und der Orientierung des gesamten Stoßsystems,
- sich in Form, Größe und Position verändernde Ablöseblasen im Expansionsgebiet des Freistrahls entlang des Körpers,



Abbildung 5.4: Stromlinien (durchgezogen) und Machzahl–Isolinien (gepunktet) zu den sechs numerischen Zeitpunkten t_1-t_6 (von links nach rechts, von oben nach unten) nach [32]. Die Isolinie für Ma = 1 ist gestrichelt und fett eingezeichnet.


Abbildung 5.5: Machzahl-Isolinien-Darstellung für Ma = 1, 3 und 7. Die Positionen des Stoßsystems und des Freistrahls werden deutlich. Die Numerierung der Strömungsgebiete (Kästchen) erfolgt analog zu Abb. 2.11. Im unteren Bild ist ein Ausschnitt des Staubereichs abgebildet. Der Winkel θ zwischen dem starken Freistrahlstoß S6 und der Wand ist $\theta = 0^{\circ}$ für wandparallele Anordnung. θ ist positiv für eine Drehung des Stoßes im Uhrzeigersinn. $\theta_{t_1} \approx 7.6^{\circ}, \ \theta_{t_2} \approx 3.3^{\circ}, \ \theta_{t_3} \approx -6.3^{\circ}, \ \theta_{t_4} \approx -6.3^{\circ}, \ \theta_{t_5} \approx -6.2^{\circ}, \ und$ $<math>\theta_{t_6} \approx 1.3^{\circ}$. Der Nullpunkt des Koordinatensystems ist der Kreismittelpunkt.



Abbildung 5.6: Schema, zeitabhängiges Verhalten des Strömungsfeldes.

- veränderliche Stoß-, Kompressions- und Expansionswellen im Freistrahlexpansionsgebiet,
- rotationsbehaftete, in den Stromlinienbildern als Wirbel erscheinende Strukturen, welche sich entlang der Scherschichten bilden und stromab schwimmen.

Der auslösende Mechanismus für die Oszillation kann nicht eindeutig geklärt werden. Eine zusätzlich durchgeführte Euler-Rechnung, für die die viskosen Terme vernachlässigt werden, führt ebenfalls auf eine instationäre Lösung. Anzumerken ist, daß numerisch erzeugte scheinbare Viskosität für Rechenverfahren unvermeidlich ist. Die Vermutung, daß Strömungsablösung den Mechanismus begründet, wird durch eine weitere Rechnung in Frage gestellt. Diese Rechnung wird viskos durchgeführt, lediglich die Stokesche Haftbedingung - Geschwindigkeit identisch null an der Wand - wird aufgehoben. Durch die Aufhebung der Haftbedingung kommt es nicht zur Ausbildung einer Geschwindigkeitsgrenzschicht, und Strömungsablösung tritt nicht auf. Dennoch ergibt die Rechnung zeitlich abhängiges Strömungsverhalten, so daß die Frage nach dem auslösenden Faktor der Zeitabhängigkeit unbeantwortet bleibt. Es kann nur gefolgert werden, daß für den Mechanismus die Wechselwirkung zwischen Scherschicht und reibungsfreiem Strömungsfeld wichtig ist.

Trotz des Ergebnisses, daß Strömungsablösung nicht den auslösenden Faktor be-

gründet, besteht ein Einfluß der Strömungsablösung auf das zeitabhängige Verhalten. In Abb. 5.7 ist zu den beiden Zeitpunkten t_2 und t_4 eine Vergrößerung des Druckfeldes in das obere Freistrahlexpansionsgebiet zu sehen. Da der Druck hinter dem oberen Bugstoß p_3 kleiner ist als der Druck im Staubereich p_6 , entstehen Expansionswellen an den Endpunkten des abschließenden Freistrahlstoßes. Diese werden von der Zylinderwand als Expansionswellen und anschließend von der Scherschicht als Kompressionswellen reflektiert. Die Kompressionswellen wiederum werden vom Körper als Kompressionswellen und von der Scherschicht als Expansionswellen reflektiert. Dieser Vorgang der reflektierten Wellen zwischen Körper und Scherschicht setzt sich stromab entlang des gesamten Zylinders fort, wobei mit zunehmendem Abstand der Scherschicht vom Körper der an der Wand vorhandene Druckgradient abnimmt. Die Abb. 5.8 zeigt das Ergebnis der Eulerrechnung für den Druckbeiwert an der Wand stromab des Staugebiets.

Der positive Druckgradient entlang der Wand in Strömungsrichtung, welcher durch die Kompressionswellen erzeugt wird, führt für die viskose Rechnung zur Strömungsablösung, zur Bildung einer Ablöseblase, eines Ablösestoßes und zur Wechselwirkung dieses Stoßes mit der Scherschicht. Verändert die Scherschicht ihren Abstand zur Wand, besteht eine Wirkung auf den Bugstoß und auf das gesamte Stoßsystem. Dies wiederum verändert den Stauzustand, das Massenstromverhältnis des nach oben und unten entweichenden Gases und die Expansion. Auf welche Art und durch welchen Auslöser der Mechanismus beginnt, kann nicht festgestellt werden. Die zwei Druckfelder in Abb. 5.7 zu den beiden Zeitpunkten t_2 und t_4 zeigen die Änderung der Freistrahlexpansion. Daß Wellen von den Scherschichten in die angrenzenden Strömungsgebiete laufen, wird aus Abb. 5.9 deutlich, die die Isolinien des normierten Drucks zu den Zeitpunkten t_1 bis t_6 mit einigen Zwischenschritten zeigt.

Das folgende wichtige Ergebnis für das in Kap. 2 vorgestellte theoretische Modell der Typ-IV-Wechselwirkung ist aus der Arbeit von Hannemann [32] reproduziert. In Abb. 5.10 ist der Dissoziationsgrad des Stickstoffs zum Zeitpunkt t_4 dargestellt. Deutlich wird, daß lediglich stromab der starken Stöße der Dissoziationsgrad sich nennenswert verändert. Für die Freistrahlströmung stromauf des starken Freistrahlstoßes bleibt α klein. Es sei an die in der Einleitung und in Kap. 2 erwähnten Aussagen erinnert. Hohe Lasten werden beobachtet, wenn die Entropieproduktion über die schwachen Stöße des Freistrahls klein bleibt, die Freistrahlmachzahl also möglichst groß ist. In Kap. 2 wird die Annahme getroffen, daß die Dissoziation im Freistrahl stromauf des starken Stoßes vernachlässigt werden kann, da die Dissoziationsraten für schwache Verdichtungsstöße zu klein sind, um über die im Freistrahl auftretenden Längenskalen atomaren Stickstoff zu erzeugen. Diese Annahme wird durch das in Abb. 5.10 dargestellte Ergebnis unterstützt. Zu erkennen ist, daß entlang des Freistrahls bis zum abschließenden Stoß kaum zusätzlicher Stickstoff produziert wird. Der Einfluß der Dissoziation bleibt auf die starken Stöße beschränkt. Die in Kap. 2 getroffenen Annahmen für



Abbildung 5.7: Isolinien des normalisierten Drucks $\hat{p} = p/\rho_{\infty}u_{\infty}^2$ zu den beiden Zeitpunkten t_2 (oben) und t_4 . Zur Verdeutlichung des Expansionsgebietes sind Minimum und Maximum nicht dargestellt. Der Nullpunkt des Koordinatensystems ist der Kreismittelpunkt.



Abbildung 5.8: Wanddruckbeiwert $c_p = \frac{p-p_{\infty}}{0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^2}$ der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung. Euler-Rechnung, freie Anströmung siehe Tab. 5.1, Vergrößerung auf die Wandwinkel oberhalb des Staupunkts.

die Nichtgleichgewichtslösung (Fall 2) - eingefrorene Zustände über die schwachen Stöße und Gleichgewichtszustände über die starken Stöße - sind demzufolge gerechtfertigt.

Weiterhin ist zu erkennen, daß der Dissoziationsgrad α für kleine Unterschallgeschwindigkeiten bei Erreichen des Gleichgewichts nahezu unabhängig ist vom Prozeß des Abbremsvorgangs ($\alpha_3 = 0.35$, $\alpha_4 = 0.35$ und $\alpha_6 = 0.33$). Die Ursache hierfür ist die Erhaltung der spezifischen Ruheenthalpie entlang der Stromlinien. Der Einfluß der Dichte auf den Dissoziationsgrad bleibt klein.

In Kap. 2 wird die Stoßkrümmung in der Umgebung des Tripelpunktes diskutiert. Das Ergebnis der Rechnung für den ersten Tripelpunkt ist in Abb. 5.11 enthalten. Dargestellt sind Stromlinien und die Isolinien für Ma = 1,3 und 7, welche die Lage der drei Stöße und der Scherschicht definieren. Die Position der einfallenden schwachen Stoßwelle wird durch die Isolinie für Ma = 7 sichtbar, der starke Bugstoß durch alle drei Isolinien, der reflektierte, schwache Stoß durch die Isolinie für Ma = 3 und die Scherschicht durch die Isolinie für Ma = 1. Die Scherschicht trennt das Überschallgebiet 2 vom Unterschallgebiet 3. Anzumerken ist, daß die Stöße und die Scherschicht eine endliche Ausdehnung besitzen, die von der räumlichen Auflösung des numerischen Verfahrens abhängt. Sie erstrecken sich über mehrere Netzelemente, und dementsprechend ist auch der Tripelpunkt verschmiert. Ein Kreis mit dem Tripelpunkt als Mittelpunkt und einem Radius der Länge x/R_{zyl} ist eingezeichnet. Die Länge x entspricht der Relaxationslänge, für welche die Reaktionsrate auf 5 % ihres Anfangswertes einer senkrechten Stoßlösung abgefallen ist. Deutlich wird in Abb. 5.11, daß für die Strömungsgebiete 1 und 2 die Stromlinien stromab der Stöße parallel verlaufen. Eine Krümmung der Stromlinien tritt nicht auf, da die Dissoziation für die schwa-



Abbildung 5.9: Wellenausbreitung im Strömungsfeld, Isolinien des normalisierten Drucks $\hat{p} = p/\rho_{\infty}u_{\infty}^2$, Zeitpunkte t_1 , $(t_1 + t_2)/2$, t_2 , $(t_2 + t_3)/2$, t_3 , t_4 , $(t_4 + t_5)/2$, t_5 und t_6 , Gebiete sehr hohen und sehr niedrigen Drucks sind mit Isolinien nicht aufgelöst.



Abbildung 5.10: Dissoziationsgrad α der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung zum Zeitpunkt t_4 . Dissoziation stromab des Keilstoßes und stromab der reflektierten Welle des ersten Tripelpunktes findet nicht statt. Stromab des reflektierten Stoßes des zweiten Tripelpunktes bleibt der Einfluß der Dissoziation klein.

chen Stöße vernachlässigt werden kann. Weiterhin ist die Krümmung der Scherschicht gering und dies, obwohl die Stromlinien der Unterschallseite sich in Richtung Scherschicht krümmen. Dieses Ergebnis kann durch die höhere Impulsstromdichte ρu^2 der Überschallseite 2 im Vergleich zur Unterschallseite 3 bei gleichem statischen Druck erklärt werden. Für den Bugstoß verlaufen die ersten drei Stromlinien (von oben nach unten) parallel, eine Krümmung der Stromlinien wird nicht beobachtet, da es sich um einen nahezu senkrechten Verdichtungsstoß handelt und die Stoßtangentialkomponente der Geschwindigkeit klein ist gegenüber der Stoßnormalenkomponente (siehe auch Stoßpolarendarstellung Abb. 2.3). Näher zum Tripelpunkt hin, innerhalb des Kreises, ist eine Krümmung des Bugstoßes festzustellen. Für Stromlinien, die durch den Bugstoß verlaufen und sich innerhalb des Kreises befinden, ist zunächst eine Umlenkung in Richtung Scherschicht sichtbar, welche sich durch die eingefrorene Stoßlösung ergibt. Weiter stromab erfolgt dann eine Krümmung der Stromlinien in die Richtung parallel zur Scherschicht, so daß noch weiter stromab alle durch den Bugstoß gehenden Stromlinien wieder parallel verlaufen. Die Ursache der Bugstoßkrümmung am Tripelpunkt ist die Relaxation vom eingefrorenen Zustand ins Gleichgewicht. Als Randbedingung für die Tripelpunktlösung gilt die Näherung: gerader Verlauf der Scherschicht. Ohne Randbedingung führt die Relaxation stromab eines geraden Stoßes zur



Abbildung 5.11: Darstellung der Stromlinien und der Machzahl-Isolinien für Ma = 1, 3 und 7 in der Umgebung des ersten λ -Fußes. Die Scherschicht trennt das Überschallgebiet 2 vom Unterschallgebiet 3. Der Radius des Kreises entspricht einer Relaxationslänge x/R_{zyl} , für welche die Reaktionsrate auf 5 % ihres Wertes einer senkrechten Stoßlösung mit ∞ als Anströmung abgefallen ist.

Krümmung der Stromlinien, mit der Randbedingung erfolgt die Krümmung des Stoßes. Diese Krümmung wirkt sich innerhalb eines Abstandes vom Tripelpunkt aus, der durch die Dissoziation bestimmt wird. Die Krümmung des Stoßes wird in Kap. 2 mit Hilfe des Herzkurvendiagramms in Abb. 2.8 erläutert.

5.4 Edney-Typ-IVa-Wechselwirkung

Für diesen Typ trifft der Freistrahl nicht auf den Körper. Die Rechnung ergibt ein oszillierendes Strömungsverhalten des Freistrahls mit keiner offensichtlichen Periodizität [32]. Der Staupunkt wird von Gas umströmt, welches durch den unteren Bugstoß verdichtet wird. Die auf die ungestörte Zylinderumströmung bezogenen Wanddruck- und Wandwärmestromlasten als Funktion des Wandwinkels sind in Abb. 5.12 aufgetragen. Aus hier nicht dargestellten Stromlinienbildern wird der Staupunkt bei -16° unterhalb des geometrischen Staupunkts bestimmt. Dies entspricht nicht dem Ort des Druckmaximums in Abb. 5.12. Das für den Staupunkt zu erwartende bezogene Druckmaximum ergibt sich aus dem Verhältnis zweier senkrechter Stoßlösungen mit den Zuständen 1 und ∞ als Anströmung zu 3.1. Der bezogene Wärmestrom kann mit Hilfe der Fay-Riddellschen Gleichung (Gl. (2.23)) ungefähr zu $\frac{\dot{q}_{iva}}{\dot{q}_{zyl}} \approx (\frac{\rho_1}{\rho_{\infty}})^{0.5} (\frac{u_1^2}{u_{\infty}^2})^{0.63} = 1.75$ abgeschätzt werden. Für den Staupunkt wird, wie ein Vergleich mit Abb. 5.12 ergibt, eine relativ gute



Abbildung 5.12: Bezogener Wanddruck c_p/c_p^{zyl} und bezogener Wandwärmestrom c_h/c_h^{zyl} der Edney-Typ-IVa-Wechselwirkung nach [32], freie Anströmung siehe Tab. 5.1, $c_p = \frac{p-p_{\infty}}{0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^2}$ und $c_h = \frac{\dot{q}}{0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^3}$, Index zyl steht für die Lasten der Zylinderumströmung ohne Wechselwirkung.

Übereinstimmung erzielt. Die Maxima in Abb. 5.12 treten für Wandwinkel näher zum geometrischen Staupunkt auf. Es wird angenommen, daß diese sich aus der Wechselwirkung des Freistrahls mit der Wand ergeben.

Eine Folge von Darstellungen zu drei Zeitpunkten für den Dissoziationsgrad und darunter zu den gleichen Zeitpunkten für den Druck sind in Abb. 5.13 zu sehen. Sie sollen das instationäre Strömungsverhalten verdeutlichen. Für die "kalte" Freistrahlströmung ist der Anteil des dissoziierten Stickstoffs geringer als für das "heiße" bugstoßerhitzte Gas. Normal zur Scherschicht, welche das "heiße" vom "kalten" Gas trennt, sind die Gradienten des Dissoziationsgrades groß. In einer Dissoziationsgrad-Isolinien-Darstellung wird die Lage der Scherschicht deshalb sichtbar (siehe Abb. 5.13 obere Reihe). Es ist zu erkennen, daß die Scherschicht instabil wird und sich aufrollt. Im Druckisolinienbild sind von der Scherschicht ins Unterschallgebiet laufende Stoßwellen zu erkennen. Die Machzahl dieser Stoßwellen wird zu $Ma \approx 1.2$ bestimmt. Sie entstehen durch die Überschallanströmung der Strukturen der aufgerollten Scherschicht im Koordinatensystem des mit den Strukturen mitbewegten Beobachters. Für den ortsfesten Beobachter handelt es sich um eine Unterschallströmung. Hieraus folgt, daß sich die Stoßwellen für den ortsfesten Beobachter fortbewegen. Am Ort, an dem die Stoßwelle auf den Bugstoß trifft, entsteht ein Tripelpunkt. Im Koordinatensystem des mit dem Tripelpunkt mitbewegten Beobachters wird eine Edney-Typ-VI-Wechselwirkung beobachtet. Diese ist gleichbedeutend mit der regulären Reflexion zweier Stöße gleicher Orientierung, welche sich zu einem stärkeren vereinen. Eine Diskussion der Wirkung der Scherschichtinstabilität auf das reibungsfreie Strömungsfeld erfolgt in Kap. 6.



Abbildung 5.13: Typ-IVa-Wechselwirkung, Dissoziationsgrad–Isolinien (obere Reihe) und Isolinien des normalisierten Drucks (untere Reihe), $\Delta t_{1,2} = 7.72 \,\mu s$ und $\Delta t_{2,3} = 6.95 \,\mu s$.

Kapitel 6

Diskussion

In diesem Kapitel werden die theoretischen, experimentellen und numerischen Ergebnisse miteinander verglichen. Es ist zweckmäßig, zunächst Theorie und Numerik zu betrachten, da für beide die einzelnen Strömungszustände bekannt sind. Mit der Kenntnis der gefolgerten Zusammenhänge wird das Experiment diskutiert. Anschließend werden allein im Experiment auftretende Phänomene erörtert.

Die auftretenden Fragen sind:

- Weshalb weichen theoretische und numerische Ergebnisse bezüglich des Wärmestroms beträchtlich voneinander ab?
- Wodurch ergeben sich die starken Schwankungen der Wandsignale von Versuch zu Versuch im Experiment?
- In der Literatur berichtet Sanderson [77] bei einer Hochenthalpiebedingung ($h_0 = 19MJ/kg$) von $\dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} = 7.9$. Für das HEG-Experiment ($h_0 = 19MJ/kg$) wird $\dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} = 29.4$ beobachtet. Wie läßt sich dieser Unterschied erklären?
- Wodurch wird die Störung der Stöße verursacht?

6.1 Wandlasten der Typ-IV-Wechselwirkung

6.1.1 Theorie und Numerik

Vorab sei an einige in den vorangehenden Kapiteln erfolgte Aussagen erinnert. Für die Nichtgleichgewichtslösung des theoretischen Modells wird der Zustand stromauf des starken Freistrahlstoßes unter Vernachlässigung der Dissoziation bestimmt. Die Wandlasten werden unter den Annahmen bestimmt: zweidimensionale Staupunktströmung, senkrechte Stoßlösung, Vernachlässigung der Kompression stromab des senkrechten Stoßes und wandparallele Lage des Stoßes. Eine zusätzliche Bemerkung erfolgt hinsichtlich der Entropie in Strömungen ideal dissoziierender Gase. Durch die Betrachtung der Entropie entlang der Staupunktstromlinie wird teilweise deutlich werden, weshalb die berechneten Lasten zeitabhängig schwanken. Für den Zustand des Gases am Staupunkt gilt, daß es im Gleichgewicht und in Ruhe ist. Lighthill gibt die spezifische Entropie s als Funktion des Dissoziationsgrades, der Temperatur und der Dichte für den Gleichgewichtszustand eines ideal dissoziierenden Gases an (Gleichung 1.132 in [2]). Der Ruhezustand (Index 0) ist definiert als isentrope Kompression eines strömenden Gases mit Geschwindigkeit $u \neq 0$ auf u = 0. Für ein Gas im Gleichgewicht ändert sich die Gasgemischzusammensetzung, wenn man isentrop komprimiert. Daher ist für das ideal dissoziierende Gas im Gegensatz zum idealen Gas der Ruhezustand durch eine weitere Zustandsvariable zu definieren. Man kann mit Hilfe der Gleichung für die Entropie und der in Kap. 2 benannten Zustandsgleichungen sowie der Lighthillschen Gleichgewichtsbeziehung den Ruhezustand iterativ bestimmen.

Das theoretische Modell mit der numerischen Anströmung aus Tab. 5.1, Kap. 5 ergibt: $p_s/p_{zyl} = 15.6$ und $\dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} = 10.9$. Die numerische Simulation liefert zum Zeitpunkt t_2 : $p_s/p_{zyl} = 11.8$ und $\dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} = 16.9$ und zum Zeitpunkt t_4 : $p_s/p_{zyl} =$ 14.1 und $\dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} = 22.3$.

Aus den numerischen Ergebnissen wird ersichtlich, daß die für das theoretische Modell getroffene Annahme einer senkrechten Stoßlösung für den starken Freistrahlstoß nicht zutrifft. Auch die Annahme, daß die Anströmung im Staubereich senkrecht zur Körperoberfläche erfolgt, ist nicht zutreffend. Weiterhin ergibt die Rechnung, daß das Wärmestrommaximum nicht zu allen numerischen Zeitpunkten am Staupunkt auftritt, sondern zu einigen im Expansionsgebiet. Für das Fay-Riddellsche Staupunktmodell werden diese Annahmen vorausgesetzt. Die Verwendung des theoretischen Modells führt deshalb nur zu einer Näherung, die den Druck und den Wärmestrom zu niedrig vorhersagt.

Ubernimmt man aus der Rechnung die Anströmung und den Stoßwinkel des starken Freistrahlstoßes und setzt anschließend eine isentrope Kompression auf den Ruhezustand an, so ist die relative Schwankung, die das theoretische Modell vorhersagt:

$$\frac{p_{0s}^{\sigma_{6}=72.1^{\circ}} - p_{0s}^{\sigma_{6}=80.7^{\circ}}}{p_{0s}^{\sigma_{6}=80.7^{\circ}}}\bigg|_{Theorie} = 11\%$$

0 ist der Index für den Ruhezustand und s der Index für den Freistrahl. Aus den

Ergebnissen Kap. 5 für die Rechnung erhält man:

$$\frac{p_s^{t_4} - p_s^{t_2}}{p_s^{t_2}} \bigg|_{Rech\,nung} = 20\%.$$

Die Zunahme des Wanddrucks vom Zeitpunkt t_2 nach t_4 läßt sich durch die geringere Entropiezunahme über den starken Freistrahlstoß zum Zeitpunkt t_4 erklären. Der Stoß ist zu diesem Zeitpunkt schwächer, das bedeutet der Stoßwinkel ist kleiner als zum Zeitpunkt t_2 . Da die spezifische Ruheenthalpie h_0 der Strömung den Dissoziationsgrad α_{0s} und die Temperatur T_{0s} weitgehend festlegt, muß die Dichte ρ_{0s} dem Druck p_{0s} folgen, d. h. ein höherer Druck bedeutet eine höhere Dichte. Für kleinere Stoßwinkel des starken Freistrahlstoßes nimmt die Dichte am Grenzschichtrand zu und damit auch der Wärmestrom. Die Frage nach dem Geschwindigkeitsgradienten am Grenzschichtrand beim Auftreffen der Strömung unter einem schiefen Winkel bleibt offen und auch der Einfluß dieses Gradienten auf den Wärmestrom.

Diese Betrachtung des Drucks läßt für den Wärmestrom die Schlußfolgerungen zu, daß mit dem Druck die Dichte am Grenzschichtrand und der Wärmestrom zunehmen. Weiterhin ist die Kompression vom Stoß zum Staupunkt für Stoßwinkel $\sigma_6 < 90^{\circ}$ nicht zu vernachlässigen.

Überprüft werden kann das theoretische Modell mit dem Ergebnis der Rechnung zum Zeitpunkt t_2 , da zu diesem Zeitpunkt der starke Freistrahlstoß in nahezu wandparalleler Position ist. Der Wandwärmestrom weist zu diesem Zeitpunkt eine Doppelspitze auf. Das absolute Maximum liegt im Expansionsgebiet. Am Ort des Druckmaximums ist der Wärmestrom $\dot{q}/\dot{q}_{zyl}\Big|_{stau}^{t_2} = 13.0$. Bedenkt man, daß der Stoßwinkel $\sigma_6 < 90^{\circ}$ ist, der Ruhedruckverlust deshalb geringer, die Dichte am Grenzschichtrand aufgrund dessen größer und der Wärmestrom höher als für $\sigma_6 = 90^{\circ}$, liefert das theoretische Modell mit $\dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} = 10.9$ einen nicht zu sehr abweichenden Wert.

Ein Vergleich des Rechenergebnisses zum Zeitpunkt t_4 mit dem Staupunktwert für den nahezu wandparallelen Stoß $(\dot{q}/\dot{q}_{zyl}|_{stau}^{t_2})$ ergibt eine Abweichung des berechneten Wärmestrommaximums von 72%. Daraus läßt sich schließen, daß für die Behandlung des Problems die Bestimmung der Stoßlage des starken Freistrahlstoßes nicht zu vernachlässigen ist. Sie muß für theoretische Modelle berücksichtigt werden. Weiterhin ist die Verwendung der Fay-Riddellschen Staupunktlösung unzulässig, da das Wärmestrommaximum im Expansionsgebiet auftreten kann. Für das Verständnis der ablaufenden physikalischen Vorgänge ist das theoretische Modell trotzdem von großem Nutzen.

6.1.2 Experiment

Für den Vergleich zwischen Experiment und Numerik ist zu beachten, daß es sich beim Experiment um eine Luftströmung und bei der Rechnung um eine Stickstoffströmung handelt. Weiterhin weichen die Anströmungen voneinander ab (siehe Tab. 3.5 und Tab. 5.1). Der Vergleich wird deshalb nur bedingt quantitativ zu führen sein.

Aus den numerischen Ergebnissen (Abb. 5.3) ist zu schließen, daß im Experiment die Ausdehnung des Staubereichs in Umfangsrichtung kleiner sein wird als die Hälfte der lateralen Ausdehnung des starken Freistrahlstoßes $\Delta_s/2 \approx 1mm$. Die von den Enden des Freistrahlstoßes ausgehenden Expansionswellen verkleinern diesen Bereich. Um einen schnellen Signalanstieg zu gewährleisten, beträgt der Durchmesser der Druckbohrung 1.5mm. Der Fehler, der sich hierdurch für die instationäre Druckmessung ergibt, wird als zu groß angesehen (> 10%), weshalb die Ergebnisse der Druckmessung hier nicht weiter diskutiert werden.

Die Ergebnisse der Rechnung in Kap. 5 zeigen, daß der starke Freistrahlstoß sich relativ zum Körper mit der Zeit bewegt (in Position und Orientierung). Die Breite des Stoßes ist $\Delta_s \approx 2mm$ (entspricht 2.55°). Wenn man vom Wandwärmestrommaximum zum Zeitpunkt t_4 (Abb. 5.3) eine Abweichung von 5% zuläßt, ergibt sich eine Breite des Maximums von 0.51mm (entspricht 0.65°). Im Experiment ist die Meßstellendichte der Medtherm-Thermoelemente 5° (entspricht 3.9mm) bei einem inneren Drahtdurchmesser des Elements von 0.15mm. Dies bedeutet, daß der Freistrahlstoß nicht zu jedem Zeitpunkt detektiert werden kann, da der Abstand zwischen zwei Sensoren zu groß ist. Und weiterhin wird der vom Sensor gemessene Wert abhängig sein von der momentanen Lage des Freistrahlstoßes, wenn er über dem Sensor steht. Hierdurch werden die Schwankungen der gemessenen Maxima in Kap. 4, Tab. 4.2 verständlich.

Für Versuch 321, für welchen das $3\mu s$ gemittelte Wärmestrommaximum etwa am gleichen Ort auftritt wie für die Rechnung, ist $(\dot{q}/\dot{q}_{zyl})_{321}^{3\mu s} = 15.52$ (aus Kap. 4 Tab. 4.2). Ein Vergleich mit den Wärmestrommaxima zu den Zeitpunkten t_2 und t_4 ergibt eine Abweichung von -8% (nahezu wandparallele Anordnung des Stoßes $\theta \approx 0^{\circ}$) bzw. von -30% (Winkel zwischen Wand und Stoß $\theta \neq 0^{\circ}$). Das absolute Maximum im Experiment wird für Versuch 319 beobachtet $(\dot{q}/\dot{q}_{zyl})_{319}^{3\mu s} = 29.36$ (Wandwinkel $\phi = -15^{\circ}$), hier ist die Abweichung 74% bzw. 32%. Die Schwankungsbreite für das Experiment ist:

$$\frac{(\dot{q}/\dot{q}_{zyl})_{319}^{3\mu s} - (\dot{q}/\dot{q}_{zyl})_{321}^{3\mu s}}{(\dot{q}/\dot{q}_{zyl})_{321}^{3\mu s}} = 90\%,$$

wobei der Auftreffpunkt des Freistrahls über einen Winkel von $\Delta \phi = 5^{\circ}$ variiert.

6.1.3 Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur

Vergleicht man die Ergebnisse der bezogenen Wandlasten aus Kap. 4 und Kap. 5 mit den in der Literatur veröffentlichten Werten (Kap. 1, Tab. 1.1), so wird die starke Machzahlabhängigkeit des Phänomens deutlich. Die Enthalpieabhängigkeit scheint im Verhältnis zur Machzahlabhängigkeit nachrangig zu sein.

Als Beispiel sei der Vergleich mit den experimentellen Werten von Sanderson [77] (Bed. T5-C) ausgewählt. Die Daten sind die einzigen in der Literatur veröffentlichten experimentellen Ergebnisse bei höheren spezifischen Ruheenthalpien der freien Anströmung. Bei einer Machzahl von $Ma_{\infty} = 5.4$ und einer spezifischen Ruheenthalpie von $h_0 = 19MJ/kg$ mißt Sanderson ein Maximum von $\dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} = 7.9$. In dieser Arbeit wird bei $Ma_{\infty} = 9.1$ und $h_0 = 19MJ/kg$ ein Maximum von $(\dot{q}/\dot{q}_{zyl})_{319}^{3\mu s} = 29.4$ beobachtet.

Das theoretische Modell liefert eine Zunahme des Wärmestroms um einen Faktor von 11.4/4.4 = 2.5 von Sandersons T5-C-Anströmung zur HEG-Anströmung aufgrund der geringeren Entropiezunahme bei höherer Machzahl. Multipliziert man diesen Faktor mit Sandersons gemessenem Maximum, wird ein Wert von $\dot{q}_s/\dot{q}_{zyl} \approx$ 20 für das HEG-Experiment erwartet, gemessen werden jedoch $(\dot{q}/\dot{q}_{zyl})_{319}^{3\mu s} = 29.4$.

Eine mögliche Erklärung wäre, daß bei kleineren Machzahlen der freien Anströmung der starke Freistrahlstoß parallel zur Wand orientiert ist und keinen Winkel $\theta \neq 0^{\circ}$ (siehe Abb. 5.5) bilden kann.

Ein weiterer Aspekt könnte die Expansion aus dem Freistrahlstaugebiet entlang des Körpers sein. Ist das Expansionsverhältnis für die HEG-Bed. I Nichtgleichgewichtslösung $\frac{p_{7A}}{p_6} \approx \frac{p_3}{p_6} = 0.053$, so ist es für die Bedingung T5-C [77] $\frac{p_{7A}}{p_6} \approx \frac{p_3}{p_6} = 0.254$ (Bezeichnungen siehe Abb. 2.11). Die Ursache ist auch hier die geringere Entropiezunahme über die schwächeren Freistrahlstöße der HEG-Strömung. Als Folge ergibt sich die Expansion der HEG-Strömung aus dem Freistrahlstaugebiet auf eine höhere Machzahl. Zu einigen numerischen Zeitpunkten liegt das Wärmestrommaximum im Expansionsgebiet. Die Beschleunigung der Grenzschicht wird eine kleinere Grenzschichtdicke verursachen, so daß die Temperaturgradienten in der Grenzschicht zunehmen und hiermit auch der Wandwärmestrom zunimmt. Das geringere Druckverhältnis $\frac{p_{7A}}{p_6}$ für die HEG-Strömung läßt eine stärkere Beschleunigung der Grenzschicht und hierdurch höhere Wandwärmeströme vermuten.

6.2 Wechselwirkung zwischen Scherschicht und Strömungsfeld

6.2.1 Bugstoßstörung

Das Zylindermodell hat ein Verhältnis von Länge zu Durchmesser von 500mm/90mm. Bei diesem Verhältnis wird erwartet, daß die Umströmung des Modells zweidimensional erfolgt, wobei sich eine Abweichung der Kernströmung von uniformer Anströmung und eine Umströmung der Ränder des Modells störend auswirken.

Insbesondere für Versuche bei größeren Reynoldszahlen der freien Anströmung (HEG-Hochdruckbedingungen II und IV) ergibt sich im oberen Teil des Strömungsfeldes eine beträchtliche Abweichung von der erwarteten zweidimensionalen Umströmung für die Typ-IV- und Typ-IVa-Wechselwirkungen. Die Abb. 6.1(a) zeigt ein Schlierenbild für HEG-Bed. IV und als Vergleich hierzu Abb. 6.1(b) ein Schlierenbild für HEG-Bed I. Weitere Ergebnisse sind im Anhang A enthalten. Zu beobachten ist, daß mit zunehmender Reynoldszahl der obere Bugstoß und der reflektierte Stoß des ersten Tripelpunkts nicht als einzelne Linien im Schlierenbild erscheinen, sondern jeweils mehrere Linien aufweisen, die über einen großen Flächenbereich verstreut erscheinen. Ein solches Bild ergibt sich aus einer Abhängigkeit der Lage des Stoßsystems von der Koordinate senkrecht zur Strömung, d. h. es liegt kein zweidimensionales Strömungsverhalten vor.

Die durch die Keilstoßströmung entstehende untere Bugwelle weist kein vergleichbares Verhalten auf. Der untere Bugstoß erscheint zweidimensional. Es kann somit gefolgert werden, daß die Strömung zwischen Keil und Zylinder nicht blockiert ist und daß hierin nicht die Ursache der beobachteten Störung des oberen Bugstoßes liegt. Die Keilströmung weist alle Merkmale einer Überschallströmung auf. Beispielsweise sind die Eckenumströmung mit Prandtl-Meyer-Expansion, die Grenzschichtablösung und der resultierende Rekompressionsstoß sichtbar (Abb. A.62(b) im Anhang A). Weiterhin tritt das beobachtete Verhalten für den oberen Bugstoß jeweils nur bei den Typ-IV- und Typ-IVa-Wechselwirkungen auf¹. Mit Hinweis auf die Wiederholbarkeit des beobachteten Phänomens wird gefolgert, daß die Ursache in strömungsphysikalischen Vorgängen zu suchen ist. Im folgenden wird als mögliche Erklärung das Verhalten der oberen Scherschicht untersucht.

 $^{^1 {\}rm In}$ Abb. A.9(e) und Abb. A.62(a) sind Schlierenaufnahmen derselben Versuchsbedingung (reine Zylinderumströmung und Edney-Typ-III-Wechselwirkung) ohne Bugstoßstörung zu sehen.



Abbildung 6.1: Störung des oberen Bugstoßes. Schlierenbild HEG-Bed. IV (links), Versuch 412 und Schlierenbild HEG-Bed. I (rechts), Versuch 409. Das Eigenleuchten der Strömung überlagert die Schlierenaufnahme. Interferogramm zu Versuch 412, gleicher Zeitpunkt, siehe Abb. 6.2.



Abbildung 6.2: Interferogramm HEG-Bed. IV, Versuch 412.



Abbildung 6.3: Schema der Stoßwellenentstehung an Scherschichtstrukturen für konvektive Überschallmachzahlen nach Dimotakis [14].

Abb.	Strom 1 (oben)	Strom 2 (unten)	Ma_1	Ma_2	Ma_{c1}	Ma_{c2}
Abb. 6.4(a)	100% He	100% Ar	1.5	0.35	pprox 0.31	≈ 2.54
Abb. 6.4(b)	100% Ar	100% He	1.5	0.23	pprox 0.11	≈ 0.11

Tabelle 6.1: Anströmung für Abb. 6.4 nach [29].

6.2.2 Konvektive Scherschichtmachzahlen $Ma_c > 1$

Kompressible Scherschichten können turbulente Strukturen entwickeln, wie beispielsweise in [67] berichtet wird. Für die Anströmung solcher Strukturen ist die konvektive Machzahl Ma_c von Bedeutung, d. h. diejenige Machzahl, mit der sich die Strukturen relativ zur reibungsfreien Strömung des die Scherschicht umgebenden Fluids bewegen (siehe [15] und [67]). Wird die konvektive Machzahl größer 1, können sich Stoß- und Expansionswellen an diesen Strukturen bilden, die ins umgebende Fluid hineinlaufen (Abb. 6.3). Hierbei handelt es sich um ein instationäres Phänomen.

Die Abb. 6.4 aus Hall, Dimotakis und Rosemann [29] zeigt die Entwicklung einer turbulenten kompressiblen Scherschicht stromab einer Trennplatte. In Tab. 6.1 sind die Versuchsbedingungen dargestellt. Im oberen Bildteil ist jeweils die Überschallströmung und im unteren Bildteil die Unterschallströmung zu sehen. Die Details der Versuchsanordnungen können Hall et al. [29] entnommen werden.

Für $Ma_{c2} > 1$ wird eine Wellenstruktur bestehend aus Kompressions-, Stoß- und Expansionswellen im Unterschallgebiet sichtbar (unterer Strom Abb. 6.4(a)). Für $Ma_{c2} < 1$ wird dieses Phänomen nicht beobachtet (unterer Strom Abb. 6.4(b)). Hall et al. führen die Existenz dieser Wellen auf die turbulenten Strukturen zurück, welche sich mit $Ma_c > 1$ relativ zur Unterschallströmung bewegen.

Ein weiteres Beispiel für Wellen, die von instabilen Scherschichten in die angren-



(a) $Ma_{c2} > 1$.



(b) $Ma_{c2} < 1$.

Abbildung 6.4: Schlierenbild nach Hall et al. [29]. Der obere Strom bewegt sich mit $Ma_1 > 1$, der untere mit $Ma_2 < 1$ (Anströmung nach Tab. 6.1). Im oberen Bild wird im Unterschallstrom bei einer konvektiven Machzahl $Ma_c > 1$ ein Stoß- und Expansionswellenmuster beobachtet, welches sich für den ortsfesten Beobachter fortbewegt.

zenden Strömungsgebiete laufen, ist aus der Untersuchung heißer Abgasstrahlen von Triebwerken bekannt (siehe z. B. [65]). Machsche Wellen laufen als Folge der Überschallanströmung von turbulenten Strukturen der Scherschicht in die Umgebung.

Sollten solche von der Scherschicht ausgehende Stoßwellen für die im HEG untersuchten Typ-IV- und Typ-IVa-Wechselwirkungen auftreten, so würden sie den Bugstoß erreichen und zu dessen Deformation führen. Aufgrund der beobachteten Dreidimensionalität der Strömung im Schlierenbild (siehe Abb. 6.1(a)) kann darauf geschlossen werden, daß die Störungen und Strukturen der Scherschicht in Zylinderachsenrichtung variieren. Dies erscheint plausibel, denn es besteht die Möglichkeit, daß sich die Strukturen dreidimensional entwickeln können, wie in [15], [29] und [67] berichtet.

Bemerkenswert ist das Ausmaß, welches die Störung für die Typ-IV-Wechselwirkung bei HEG-Bed. IV annimmt. Es stellt sich die Frage, ob nicht zusätzliche Mechanismen von Bedeutung sind. Mögliche Mechanismen wären eine Umströmung großskaliger Scherschichtstrukturen oder ein Einfluß der Dissoziationsrelaxation stromab des gestörten Bugstoßes. Dieser Frage wird hier nicht nachgegangen.

Über den Einfluß der Scherschicht auf das Strömungsfeld der Typ-IV-Wechselwirkung wird in den folgenden Literaturstellen berichtet. Kolly [50] beschreibt den Einfluß der turbulenten Scherschicht auf den gemessenen Wärmestrom. Lind [56] sowie Furumoto und Zhong [25] präsentieren instationäre, zweidimensionale, laminare Berechnungen des Edney-Typ-IV-Strömungsfeldes und erwähnen eine Oszillation des Bugstoßes, die durch von der Scherschicht ausgehende Störungen hervorgerufen wird. Für Strömungen geringer spezifischer Ruheenthalpie liegen experimentelle Ergebnisse beispielsweise von [5], [6] und [86] vor. Hochwertige Schattenbilder wurden von [6] aufgenommen. Die Expansion des Freistrahls entlang des Körpers wird sichtbar, von der Scherschicht weglaufende Stoßwellen wurden nicht beobachtet. Wechselwirkungsversuche mit Variation der Reynoldszahl wurden von [5] durchgeführt. In den präsentierten Schlierenbildern sehr guter Qualität wird keine signifikante Störung des Bugstoßes beobachtet. Bemerkenswert scheint, daß bei größeren Reynoldszahlen der freien Anströmung von der Scherschicht Wellen weglaufen, die den oberen Bugstoß nicht erreichen. Diese Wellen weisen keine erkennbare Stoßstruktur auf. Yamamoto und Kano [89] erwähnen eine Störung der Scherschicht, die sie für eine laminare Rechnung erhalten. Die Anströmbedingung wird jedoch nicht angegeben. Für Hochenthalpieströmungen berichtet Sanderson [77] über Wechselwirkungsversuche. Die im flugkolbengetriebenen Stoßwellenkanal T5 am CALTECH durchgeführten Experimente sind hinsichtlich der spezifischen Ruheenthalpie bei ähnlichen Versuchsbedingungen wie im HEG gemessen worden. Im Vergleich zum HEG $(Ma \approx 9-10)$ werden im T5 für die erwähnte Hochenthalpiebedingung Machzahlen bis $Ma \approx 5-6$ erreicht. Die in [77] enthaltenen Interferogramme lassen nicht auf eine signifikante Störung des Bugstoßes schließen.

In einer Arbeit von Hornung [40] wird über Scherschichten berichtet, die als Folge der Krümmung des Bugstoßes vor einem stumpfen Körper entstehen. Werden diese Scherschichten instabil, kann stromab des Staugebiets die Umströmung der Scherschichtstrukturen eine Störung des Bugstoßes verursachen.

6.2.3 Scherschichtinstabilität

Die Ergebnisse der Experimente von Hall et al. [29] sind hinsichtlich der Scherschichtinstabilität nicht mit den hier präsentierten Ergebnissen vergleichbar, die Entwicklung der oberen Scherschicht der Typ-IV-Wechselwirkung verläuft unterschiedlich. Entlang der Unterschallseite der Scherschicht wird die Strömung zunächst abgebremst und anschließend beschleunigt, der Scherschicht ist ein Druckgradient aufgeprägt. Von der Überschallseite aus tritt die Scherschicht in vielfache Wechselwirkung mit Expansions-, Kompressions- und Stoßwellen. Weitere physikalische Effekte von voraussichtlicher Bedeutung sind die Wärmezufuhr in der Scherschicht durch Rekombination des heißen, bugstoßerhitzten Gases in Richtung der kälteren Überschallströmung sowie Mischungsvorgänge (diffusive und turbulente) und die Reaktionskinetik. Weiterhin ist der Bugstoß in der unmittelbaren Umgebung des Tripelpunktes bedingt durch die Dissoziationsrelaxation gekrümmt (siehe Kap. 2 und Kap. 5). Dies führt zu einem inhomogenen Geschwindigkeitsprofil entlang der Scherschicht im angrenzenden Unterschallgebiet. Hinsichtlich des Reynoldszahleinflusses und der Transition sei erwähnt, daß in [7] und [15] über den Einfluß der Anfangs- und Randbedingungen der Scherschicht auf die Entwicklung der Scherschicht berichtet wird (z.B. Grenzschicht vor dem Ablösen laminar oder turbulent). Bei den im HEG durchgeführten Versuchen entsteht die Scherschicht als Wechselwirkung zweier Stoßwellen und unterscheidet sich hierin in den Anfangs- und Randwerten von den zitierten Untersuchungen. Der Vergleich mit den Scherschichtexperimenten in [15], [29] und [67] kann deshalb nur qualitativ geführt werden.

Die Diskussion beschränkt sich weitgehend auf die vom Tripelpunkt λ_1 ausgehende Scherschicht, welche als Ursache für die auftretenden Bugstoßstörungen in Betracht kommt. Die Lauflänge dieser Scherschicht ist größer als die Lauflänge der unteren Scherschicht. Weiterhin wird unten gezeigt, daß die konvektiven Machzahlen für die obere Scherschicht größer sind.

Für die im HEG untersuchten Edney-Typ-IV-Wechselwirkungen kann eine Instabilität der Scherschicht nicht nur die Folge des Massen-, Impuls- und Energieaustausches mit den umgebenden Fluiden sein. Weiterhin ist die Freistrahlexpansion aus dem Staupunktgebiet vor dem Körper entlang des Zylinders von Bedeutung. Expansions-, Kompressions- und Stoßwellen werden an der Scherschicht reflektiert und beeinflussen diese. Diese Wellen entstehen nicht nur durch die Expansion des Freistrahls entlang des Körpers, sondern zusätzlich durch Strömungsablösung und die daraus resultierenden Störungen der Strömung. Strömungsablösung tritt sowohl für die nach unten als auch für die nach oben gerichtete Freistrahlexpansion bei der Typ-IV-Wechselwirkung auf. Die berechnete obere Ablöseblase (siehe Kap. 5) nimmt jedoch einen größeren Flächenbereich ein als die untere. Die Störungen der oberen Scherschicht durch Strömungsablösung werden daher



Abbildung 6.5: Transitionsbedingung für Edney-Typ-III-Scherschichten aus [50], $Ma_c = Ma_2 \frac{2\lambda_c \sqrt{s}}{(1+\lambda_c)(1+\sqrt{s})}, Re_T = \frac{\rho_2(u_2-u_3)l_{trans}}{\mu_2}, \lambda_c = \frac{u_2-u_3}{u_2+u_3}, s = \frac{\rho_3}{\rho_2}, l_{trans} = 0.4R_{zyl}$ und μ nach Sutherland, die konvektive Machzahl definiert die Überschallseite, Bezeichnungen siehe Abb. 2.11. Für l_{trans} wird ein mittlerer Bugstoßabstand eingesetzt.

als gravierender erwartet als bei der unteren Scherschicht (siehe Abb. 5.5).

Über den Nachweis der Instabilität der Scherschicht im Experiment mittels Schlierenbildern und Interferogrammen ist im Kap. 4 berichtet worden. Ähnliche Probleme wie dort treten für die Bestimmung etwaiger Wellenstrukturen auf, die durch die von der Scherschicht weglaufenden Wellen erzeugt werden. Es kann deshalb hier nur andeutungsweise argumentiert werden.

Zunächst erscheint eine Unterteilung in turbulente und nicht turbulente Scherschichten sinnvoll. Diese Unterscheidung wird durch die sich ergebende unterschiedliche Störung des oberen Bugstoßes nahegelegt. Die nominelle Reynoldszahl der freien Anströmung nimmt mit aufsteigender Versuchsbedingung zu (HEG-Bed. I: $Re_{R_{zyl}} \approx 1.4 \cdot 10^4$, HEG-Bed. II: $Re_{R_{zyl}} \approx 2.7 \cdot 10^4$ und HEG-Bed. IV: $Re_{R_{zyl}} \approx 3.2 \cdot 10^4$). Kolly [50] zitiert eine Transitionsbedingung nach Wilson für die Scherschicht einer Edney-Typ-III-Wechselwirkung (Abb. 6.5). Hiernach handelte es sich bei HEG-Bed. I um eine laminare Scherschicht und bei HEG-Bed. II und IV um Scherschichten im Übergangsbereich. Die Auswertung der Schlierenbilder der Edney-Typ-III-Wechselwirkung für HEG-Bed. I und IV läßt keinen definitiven Schluß zu (siehe Kap. 4). Die Scherschicht der Typ-III-Wechselwirkung für HEG-Bed. II entwickelt nach einer Lauflänge von $l/R_{zyl} \approx 0.37$ eine deutlich sichtbare Struktur.

Auch für eine laminare Scherschicht bei HEG-Bed. I gibt es Anzeichen dafür, daß die Scherschicht instabil wird. In Abb. 5.13 sind Vergleichsrechnungen für eine Edney-Typ-IVa-Wechselwirkung dargestellt. Bei diesen Vergleichsrechnungen wird in den Isolinien des Dissoziationsgrades das Aufrollen der Scherschicht sichtbar. In den Druckisolinienbildern, Abb. 5.13, sind Stoßwellen sichtbar, welche sich in Richtung Bugstoß bewegen. Die Machzahl dieser Wellen wird zu $Ma \approx 1.2$ bestimmt. In einigen Interferogrammen für HEG-Bed. I sind hinter dem oberen Bugstoß halbringförmige Streifen zu sehen (siehe Abb. 4.4), die für das Experiment gleichfalls eine instabile Scherschicht andeuten. In den Schlierenbildern der Experimente für die Typ-IVa-Wechselwirkung bei HEG-Bed. I scheint eine Unterscheidung zwischen dreidimensionalen Effekten und instationären Wellen nicht möglich. Jedoch sei darauf verwiesen, daß dreidimensionale Effekte beispielsweise für die reine Zylinderumströmung im Vergleich zur Typ-IVa-Wechselwirkung klein sind. Dreidimensionale Effekte treten jeweils in verstärktem Maße für Typ-IV- und Typ-IVa-Wechselwirkungsversuche auf, was als Hinweis auf den Einfluß von Wellen, die von einer instabilen Scherschicht ausgehen, gedeutet werden kann.

Für die im HEG untersuchten Strömungen konnte eine Wellenstruktur in den Strömungsgebieten 2 und 7 (Abb. 2.11) nicht aufgelöst werden. Für den Bereich der Unterschallströmung hinter dem oberen Bugstoß sind Strukturen sichtbar. Etwaige in den Schlierenbildern sichtbare Stoßwellen werden von den unvermeidbaren Beugungserscheinungen des Laserschlierensystems überlagert. Eine Unterscheidung zwischen Wellenstruktur und Beugungserscheinung wird als schwierig angesehen, jedoch weisen die Strukturen nicht dieselbe Regelmäßigkeit üblicherweise auftretender Beugungsmuster auf. Mögliche Wellen im unteren Unterschallgebiet werden aufgrund des alles überlagernden Eigenleuchtens der Strömung in diesem Bereich nicht sichtbar. Einen Hinweis gibt das Interferogramm (Abb. 6.2). Im Interferogramm können die Wellen nicht aufgelöst werden, sie führen jedoch dadurch, daß die Projektion des Bugstoßes über einen Flächenbereich verstreut beobachtet wird, zu breiteren Streifen im Vergleich zu einem auf eine Linie projizierten Bugstoß. Für den unteren Bugstoß liegen die Interferenzstreifen sehr dicht (vergleiche mit den Interferenzstreifen des oberen Bugstoßes). Das Ausmaß der Störung des unteren Bugstoßes durch Wellen (falls vorhanden) ist demzufolge klein. Im Schlierenbild und im Interferogramm wird eine signifikante Störung des oberen Bugstoßes beobachtet, für den unteren Bugstoß trifft dies nicht zu.

Die Frage, ob Stoßwellen von der Scherschicht nicht nur ins Unterschallgebiet 3 (Abb. 2.11), sondern auch ins Überschallgebiet 2 hineinlaufen werden, kann nicht eindeutig beantwortet werden. Ein Vergleich der beiden Schlierenbilder der Edney-Typ-III-Wechselwirkung für HEG-Bed. II (Abb. 4.2 und Abb. 4.3) ergibt bei nur geringfügiger Störung des oberen Bugstoßes und bei relativ guter Zweidimensionalität der Keilströmung eine Projektion des reflektierten Stoßes des ersten Tripelpunktes auf einen größeren Flächenbereich (ausgeprägter für die längere Scherschicht, welche auf einer kürzeren Lauflänge sichtbare Störungen entwickelt). Dies könnte als Indiz für mögliche Wellen auch in Region 2 gedeutet werden.

6.2.4 Einfluß der Dissoziation auf die konvektiven Machzahlen

Die Vorgehensweise zur Bestimmung der konvektiven Machzahl bzw. konvektiven Strömungsgeschwindigkeit analog zu Dimotakis [15] ist für chemisch relaxierende Strömungen ungeeignet. Dimotakis [15] berücksichtigt für die Staupunktströmung im mitbewegten Koordinatensystem den Ruhedruckverlust durch die auftretenden Stöße. Eine einfache Abschätzung erhält man unter der Annahme, daß sich die Strukturen mit der mittleren Geschwindigkeit der die Scherschicht treibenden Strömungen bewegen:

$$u_{c23} = \frac{u_2 + u_3}{2} \qquad u_{c45} = \frac{u_4 + u_5}{2} \tag{6.1}$$

2,3,4 und 5 bezeichnen die in Abb. 2.11 dargestellten Strömungsgebiete. Nach Erreichen des Staugebietes 6 expandiert die Strömung innerhalb einiger Freistrahlbreiten Δ_s wieder auf $Ma \approx Ma_3$, so daß wieder ein dem Gebiet 3 ähnlicher Strömungszustand erreicht wird. Diese Annahme sei für die Diskussion an dieser Stelle ausreichend.

In den in [15] zitierten Versuchen wird von einer starken Asymmetrie der konvektiven Geschwindigkeit der Strukturen für die Über- und Unterschallströmung berichtet $(u_{c23} \neq \frac{u_2+u_3}{2})$. Für diesen Fall wäre jeweils nur Ma_{c2} oder $Ma_{c3} > 1$. Bei Oertel [65] treten Stoßwellen jedoch in Unter- und Überschallströmung auf, also $Ma_{c2}, Ma_{c3} > 1$. Berücksichtigt man die in der Literatur erwähnte Asymmetrie der konvektiven Geschwindigkeit der Störungen der Scherschicht, kann es zu Veränderungen in den konvektiven Machzahlen kommen, die in der folgenden Diskussion nicht berücksichtigt werden.

Unter Verwendung von Gl. (6.1) werden die konvektiven Machzahlen wie folgt definiert: Für die obere Scherschicht:

$$Ma_{c2} \equiv \frac{u_2 - u_{c23}}{a_2} \qquad Ma_{c3} \equiv \frac{u_{c23} - u_3}{a_3} \tag{6.2}$$

und für die untere Scherschicht:

$$Ma_{c4} \equiv \frac{u_{c45} - u_4}{a_4} \qquad Ma_{c5} \equiv \frac{u_5 - u_{c45}}{a_5} \tag{6.3}$$

Als Schallgeschwindigkeit ist die eingefrorene Schallgeschwindigkeit des jeweiligen Strömungsgebietes zu verwenden (bzgl. der Ausbreitung von Wellen in relaxierenden Gasen siehe [2] und [83]). Für das Lighthillsche Gasmodell lautet die Gleichung für die eingefrorene Schallgeschwindigkeit:

$$a_{fr}^2 = R_{N_2} T(1+\alpha) \frac{4+\alpha}{3}$$
(6.4)

Die Relaxation der Strömung hinter einem senkrechten Verdichtungsstoß wurde bereits in Kap. 2 vorgestellt. Der Anstieg des Dissoziationsgrades α und der Abfall der Temperatur T hinter einer senkrechten Verdichtungsstoßwelle (Abb. 6.6 oberes Bild) führen zu dem in Abb. 6.6 (unteres Bild) dargestellten Kurvenverlauf für die eingefrorene Schallgeschwindigkeit. Die Dissoziationsrelaxation des molekularen Stickstoffs verursacht für die hier interessierenden Strömungsbereiche eine reduzierte Schallgeschwindigkeit hinter einem starken Verdichtungsstoß. Das in Kap. 2 vorgestellte analytische Modell zur Lösung der Edney-Typ-IV-Wechselwirkung führt für die drei Grenzfälle eingefrorene, Nichtgleichgewichtsund Gleichgewichtslösung zu den in Tab. 6.3 dargestellten konvektiven Machzahlen für Edney-Typ IV und HEG-Bed. IV in Luft. In Tab. 6.2 werden für die Nichtgleichgewichtslösung die Resultate für die Bedingungen HEG-Bed. I, II und IV, CFD (siehe [32]), CALTECH-T5-C (siehe [77]), CALSPAN-48"-5A und CALSPAN-48"-5D (siehe [50]) präsentiert.

6.2.5 Diskussion der konvektiven Machzahlen

Aus den Tabn. 6.2 und 6.3 wird ersichtlich, daß der Übergang der konvektiven Machzahl von Unter- nach Überschall stromab des oberen Bugstoßes durch die reduzierte eingefrorene Schallgeschwindigkeit verursacht wird. Dieser Effekt tritt durch die Dissoziation von Stickstoff auf.

Das Zusammenwirken der beiden Faktoren Instabilität der Scherschicht und konvektive Machzahl $Ma_c > 1$ kann zur Entstehung von Stoßwellen an der Scherschicht führen, die ins Unterschallgebiet hineinlaufen. Setzt man Gl. (6.1) in Gl. (6.2) ein, so erhält man für das obere Unterschallgebiet $u_2/2a_3$ als bestimmenden Parameter für die hier gewählte Approximation. Für die in sogenannten kalten Überschallversuchsanlagen [57] erzeugten Idealgasströmungen mit Anströmmachzahlen in der Größenordnung von 10 führt der Parameter $u_2/2a_3$ auf $Ma_{c3} < 1$. Hinter starken Verdichtungsstößen dissoziierender Gase führt die endotherme Dissoziation auf ein Absinken der Temperatur und folglich auch der Schallgeschwindigkeit. Die konvektive Machzahl kann für vergleichbare Anströmmachzahlen ($Ma_{\infty} \approx 10$) größer als 1 werden. Für kalte Strömungen mit einer sehr großen Machzahl der freien Anströmung ($Ma_{\infty} > 25$) werden die Stoßwinkel σ_1 und σ_2 klein und die Tangentialkomponenten der Geschwindigkeit relativ zu den Stößen groß. Im Vergleich zur Strömung mit $Ma_{\infty} \approx 10$ wächst $u_2/2a_3$, und es kann $Ma_{c3} > 1$ erwartet werden. Mit abnehmender Machzahl



Abbildung 6.6: Stromab eines senkrechten Stoßes in dissoziierender Strömung sinkt die Temperatur, und der Dissoziationsgrad steigt (oberes Bild). Die eingefrorene Schallgeschwindigkeit sinkt (unteres Bild), theoretisches Modell Kap. 2, HEG-Bed. II: $H_0 = 0.60, P_{\infty} = 0.008, \rho_{\infty} = 0.0039 kg/m^3$ und $\alpha_{\infty} = 0.041$, HEG-Bed. IV: $H_0 = 0.42, P_{\infty} = 0.008, \rho_{\infty} = 0.0062 kg/m^3$ und $\alpha_{\infty} = 0.0$.

Bedingung	$h_0 [{ m MJ/kg}]$	Ma_{∞}	δ_1	Ma_{c2}	Ma_{c3}	Ma_{c4}	Ma_{c5}
HEG I	21.2	9.6	10^{0}	1.30	1.08	0.85	0.88
HEG II	22.3	9.0	10^{0}	1.33	1.08	0.86	0.91
HEG IV	14.8	9.5	10^{0}	1.37	1.04	0.84	0.94
CFD Hannemann [32]	21.1	8.6	10^{0}	1.20	1.01	0.80	0.82
CALTECH-T5-C [77]	19.0	5.3	6^{0}	0.67	0.68	0.52	0.47
CALSPAN-48"-5A [50]	3.4	11.4	10^{0}	1.46	0.84	0.70	0.98
CALSPAN-48"-5D [50]	1.3	11.0	10^{0}	1.44	0.83	0.69	0.97

Tabelle 6.2: Konvektive Machzahlen für Strukturen, welche sich mit der mittleren Geschwindigkeit der die Scherschicht treibenden Strömungsgebiete fortbewegen. Theoretisches Modell siehe Kap. 2, Nichtgleichgewichtslösung.

nimmt auch das Verhältnis $u_2/2a_3$ ab, da die Stoßwinkel der schwachen Freistrahlstöße zunehmen und daraus resultierend die Stoßtangentialkomponenten der Geschwindigkeit sinken, so daß auch für dissoziierende Gase $Ma_{c3} < 1$ wird (vergleiche Bed. T5-C in Tab. 6.2).

Für das untere Unterschallgebiet entsteht die Scherschicht als Folge der Wechselwirkung des reflektierten Stoßes des ersten Tripelpunkts mit dem unteren Bugstoß. Die an die untere Scherschicht angrenzende Überschallströmung (Strömungsgebiet 5 in Abb. 2.11) entsteht durch Kompression über eine weitere Stoßwelle (S5) im Vergleich zur Strömung in Region 2. Diese zusätzliche Kompression ist mit einem Verlust an kinetischer Energie verbunden. Hierdurch ist u_5 kleiner u_2 und folglich die konvektive Machzahl Ma_{c4} kleiner 1.

Für das hier analysierte Strömungsfeld kann das beschriebene Phänomen also nur bei einer instabilen Scherschicht in einer dissoziierenden Gasströmung mit größerer Machzahl beobachtet werden (Typ-IV-Wechselwirkungsversuche idealer Gase mit instabiler Scherschicht bei $Ma_{\infty} > 25$ sind dem Autor nicht bekannt).

	V [m/s]	a[m/s]	α	Ma	Ma_c
Eingefroren					
∞	5148	535	0.00	9.6	
1	4963	773	0.00	6.4	
2	4230	1312	0.00	3.2	1.30
3	811	2143	0.00	0.4	0.80
4	819	2143	0.00	0.4	0.66
5	3650	1576	0.00	2.3	0.90
6	292	2121	0.00	0.1	
Nichtgleichgewicht					
∞	5148	535	0.00	9.6	
1	4963	773	0.00	6.4	
2	4172	1342	0.00	3.1	1.37
3	493	1766	0.18	0.3	1.04
4	522	1806	0.17	0.3	0.84
5	3553	1612	0.00	2.2	0.94
6	208	1860	0.14	0.1	
Gleichgewicht					
∞	5148	535	0.00	9.6	
1	4963	773	0.00	6.4	
2	4175	1330	0.00	3.1	1.38
3	493	1766	0.18	0.3	1.04
4	522	1806	0.17	0.3	0.85
5	3589	1519	0.03	2.4	1.01
6	180	1864	0.14	0.1	

Tabelle 6.3: Berechnung der Strömungszustände für Edney-Typ IV. HEG-Bed. IV: $H_0 = 0.42, P_{\infty} = 0.008, \rho_{\infty} = 0.0062 kg/m^3$ und $\alpha_{\infty} = 0.0$, Einfluß der Dissoziationsrelaxation auf Schallgeschwindigkeit und konvektive Machzahl. Eingefrorene, Nichtgleichgewichts- und Gleichgewichtslösung werden in Kap. 2 beschrieben. Unter Berücksichtigung der Dissoziationsrelaxation hinter dem oberen Bugstoß erhält man eine konvektive Machzahl $Ma_{c3} > 1$. Bezeichnungen der einzelnen Zustände siehe Abb. 2.11, 3 ist der Zustand hinter dem oberen Bugstoß.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im flugkolbengetriebenen Stoßwellenkanal HEG des DLR wird die Wechselwirkung einer einfallenden, schwachen Stoßwelle mit dem Bugstoß vor einem stumpfen Körper in reagierender Hochenthalpieströmung untersucht. Die Typ-IV-Wechselwirkung erzeugt einen Freistrahl, der auf den Körper trifft und hohe Druck- und Wärmestromlasten an der Körperoberfläche verursacht.

Der Strömungsbereich wird durch eine Machzahl von $Ma_{\infty} = 9 - 10$, eine spezifische Ruheenthalpie von $h_0 = 10 - 20 M J/kg$ und eine Dichte von $\rho_{\infty} = 1 - 6 \cdot 10^{-3} kg/m^3$ charakterisiert. Die Anströmung ist typisch für die Simulation der Strömungszustände einer Wiedereintrittstrajektorie (60 – 80 km Höhe, Eintritt von einer Erdumlaufbahn) bei den im HEG realisierbaren Modellgrößen.

Zur Idealisierung von einem dreidimensionalen auf ein zweidimensionales Strömungsproblem wird ein Zylinder-Keil-Modell verwendet. Die Anströmung des Zylinders erfolgt senkrecht zur Zylinderachse, der Radius des Zylinders ist $R_{zyl} = 0.045m$ und der Keilwinkel $\delta_1 = 10^{\circ}$. Als Parameter wird die Höhe der einfallenden, schwachen Stoßwelle relativ zum Zylinder variiert.

Holographische Interferometrie und Schlierenverfahren werden zur Strömungssichtbarmachung eingesetzt. An der Zylinderwand werden der Druck und die Wandtemperatur mit einer Auflösung von 5° gemessen. Aus den zeitlichen Temperatursignalen wird der Wärmestrom ermittelt.

Das am Körper beobachtete Druckmaximum erreicht einen Wert von ca. 11 und das Wärmestrommaximum einen Wert von 30, jeweils bezogen auf die Umströmung ohne Wechselwirkung. Die gemessenen Lasten zeigen ein zeitabhängiges Verhalten, eine charakteristische Frequenz ist nicht bestimmbar.

Eine Auswertung der Interferogramme und der Schlierenbilder in der Umgebung des Auftreffpunkts des Freistrahls wird durch die geringe Freistrahlbreite und auftretende dreidimensionale Effekte erschwert. Hinter den starken Bugstößen ist die Dissoziationsrelaxation nachweisbar.

Die Ergebnisse der Versuche, die bei höheren Reynoldszahlen der freien An-

strömung ($Re_{R_{zyl}} > 14000$) durchgeführt werden, zeigen eine starke Störung des oberen Bugstoßes. Als mögliche Ursache wird eine instabile Scherschicht postuliert, die im Koordinatensystem des mit den Scherschichtstrukturen mitbewegten Beobachters mit einer konvektiven Machzahl größer als 1 angeströmt wird. Eine Untersuchung des Einflusses der Dissoziation stromab des Bugstoßes auf die konvektive Machzahl zeigt, daß die Dissoziation zu höheren konvektiven Machzahlen führt.

Numerische Rechnungen und ein analytisches Modell, welches auf dem ideal dissoziierenden Gasmodell und der Fay-Riddellschen Staupunktlösung aufbaut, werden im Vergleich mit den Experimenten diskutiert. Unmittelbar vor dem Körper wird die Freistrahlströmung durch einen starken Verdichtungsstoß auf Unterschall abgebremst. Es wird gezeigt, daß die Position dieses Stoßes relativ zum Körper die Höhe der Lasten mitbestimmt. Da mit Hilfe des analytischen Modells die Position des starken Stoßes relativ zum Körper nicht bestimmt werden kann und keine Staupunktströmung im Fay-Riddellschen Sinne vorliegt, wenn der Stoß nicht parallel zur Körperoberfläche verläuft, weicht das analytische Ergebnis von dem numerischen und dem experimentellen Ergebnis ab.

Literaturverzeichnis

- [1] ANDERSON, J. D.: Hypersonic and high temperature gas dynamics. McGraw-Hill, New York, 1989.
- [2] BECKER, E.: Gasdynamik. Teubner, Stuttgart, 1965.
- [3] BECKER, E.: Chemically reacting flows. Ann. Rev. Fluid Mech., 6:155–194, 1972.
- [4] BECK, W. H., O. TRINKS, M. WOLLENHAUPT, A. MOHAMED, C. NIE-DERBAEUMER, P. ANDRESEN, T. KISHIMOTO und H. BITO: Probing of the reservoir, free stream and shock layers in HEG using spectroscopic techniques. In: HOUWING, A. F. P. (Herausgeber): 21st International Symposium on Shock Waves, Great Keppel, Australia, 1997.
- [5] BERRY, S. A. und R. J. NOWAK: Fin Leading-Edge Sweep Effect on Shock-Shock Interaction at Mach 6. J. Spacecraft and Rockets, 34(4):416-425, 1997.
- [6] BOROVOY, V. Y., A. Y. CHINILOV, V. N. GUSEV, I. V. STRUMINSKAYA, J. DELERY und B. CHANETZ: Interference between a cylindrical bow shock and a plane oblique shock. AIAA Paper, 96-2046, 1996. AIAA 27th Fluid Dynamics Conference.
- [7] BRADSHAW, P.: The effect of initial conditions on the development of a free shear layer. J. Fluid Mech., 26(2):225-236, 1966.
- [8] BRÜCK, S.: Investigation of Shock-Shock Interaction in Hypersonic Reentry Flows. In: STURTEVANT, B., J. E. SHEPHERD und H. HORNUNG (Herausgeber): 20th International Symposium on Shock Waves, New York, 1996. World Scientific Publishing.
- [9] BRÜCK, S.: Ein Beitrag zur Beschreibung der Wechselwirkung von Stößen in reaktiven Hyperschallströmungen. DLR-FB 98-06, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1998.
- [10] BRÜCK, S., R. RADESPIEL und J. M. A. LONGO: Comparison of nonequilibrium flows past a simplified space-shuttle configuration. AIAA Paper, 97-0275, 1997. 35th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit.

- [11] CHUE, R. S. M. und G. EITELBERG: Reflected shock/boundary layer interaction in the reservoir region of the HEG shock tunnel. In: Symposium on Shock Waves, Tokyo, Japan, 1997.
- [12] CHUE, R. S. M. und G. EITELBERG: Studies of the Transient Flows in High Enthalpy Shock Tunnels. Experiments in Fluids, 25:474–486, 1998.
- [13] CHUE, R. S. M., G. EITELBERG und M. CARL: Transient starting process in the HEG nozzle. In: HOUWING, A. F. P. (Herausgeber): 21st International Symposium on Shock Waves, Great Keppel, Australia, 1997.
- [14] DIMOTAKIS, P. E.: On the convection velocity of turbulent structures in supersonic shear layers. AIAA Paper, 91-1724, 1991. 22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics & Lasers Conference.
- [15] DIMOTAKIS, P. E.: Turbulent Free Shear Layer Mixing and Combustion. In: MURTHY, S. N. B. und E. T. CURRAN (Herausgeber): High-Speed Flight Propulsion Systems, Band 137 der Reihe Progress in Astronautics and Aeronautics, Seiten 265–340, Washington, 1991. AIAA.
- [16] EDNEY, B.: Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speeds in the Presence of an Impinging Shock. FFA Report 115, Aeronautical Research Institute of Sweden, 1968.
- [17] EITELBERG, G., W. H. BECK, M. CARL und J. SCHOLZ: Wind Tunnel Hardware Investments. Technical Description of the Small Shock Tube. DLR-IB 223-97 A 25, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1997.
- [18] EITELBERG, G., W. H. BECK, M. CARL und N. WIDDECKE: Conical Nozzle in the HEG. DLR-IB 223-97 A 22, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1997.
- [19] EITELBERG, G., W. H. BECK, M. CARL und N. WIDDECKE: Free Stream Nozzle Flow in HEG. DLR-IB 223-97 A 13, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1997.
- [20] EITELBERG, G., T.J. MCINTYRE und W.H. BECK: The high enthalpy shock tunnel in Göttingen. AIAA Paper, 92-3942, 1992. AIAA 17th Aerospace Ground Testing Conference.
- [21] EMRICH, R. J. (Herausgeber): Methods of Experimental Physics: Fluid Dynamics, Band 18. Academic Press, New York, 1981. Part A + B.
- [22] ESSER, B., H. GROENIG und H. OLIVIER: High-Enthalpy Testing in Hypersonic Shock Tunnels. In: BERTIN, J. J., J. PERIAUX und J. BALL-MANN (Herausgeber): Advances in Hypersonics - Defining the Hypersonic Environment, Band 1 der Reihe Third Joint Europe/USA Short Course in Hypersonics, Aachen, Germany, Seiten 182–259, Boston, 1992. Birkhaeuser.

- [23] FAY, J. A. und F. R. RIDDELL: Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air. J. Aeronautical Sciences, 25(2):73-85, 1958.
- [24] FREEMAN, N. C.: Non-equilibrium flow of an ideal dissociating gas. J. Fluid Mech., 4:407-425, 1958.
- [25] FURUMOTO, G. H. und X. ZHONG: Numerical simulation of viscous unsteady type IV shock/shock interaction with thermochemical nonequilibrium. AIAA Paper, 97-0982, 1997. 35th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit.
- [26] FURUMOTO, G. H., X. ZHONG und J. C. SKIBA: Numerical studies of realgas effects on two-dimensional hypersonic shock-wave/boundary-layer interaction. Phys. Fluids, 9(1):191-210, 1997.
- [27] GLASS, I. I. und J. P. SISLIAN: Nonstationary Flows and Shock Waves. Oxford University Press, Oxford, England, 1994.
- [28] GUPTA, R. N., J. M. YOS, R. A. THOMSON und K.-P. LEE: A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000K. NASA Reference Publications, 1232, 1990.
- [29] HALL, J. L., P. E. DIMOTAKIS und H. ROSEMANN: Experiments in Nonreacting Compressible Shear Layers. AIAA Journal, 31(12):2247–2254, 1993.
- [30] HANNEMANN, K.: Design of an axisymmetric, contoured nozzle for the HEG. DLR-FB 90-04, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1990.
- [31] HANNEMANN, K., R. KREK und G. EITELBERG: Latest calibration results of the HEG contoured nozzle. In: STURTEVANT, B., J. E. SHEPHERD und H. HORNUNG (Herausgeber): 20th International Symposium on Shock Waves, New York, 1996. World Scientific Publishing.
- [32] HANNEMANN, V.: Numerische Simulation von Stoß-Stoß-Wechselwirkungen unter Berücksichtigung von chemischen und thermischen Nichtgleichgewichtseffekten. DLR-FB 97-07, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1997.
- [33] HENDERSON, L. F.: On the Confluence of Three Shock Waves in a Perfect Gas. Aeronautical Quarterly, Seiten 181–197, 1964.
- [34] HOLDEN, M. und J. KOLLY: Measurements of heating in regions of shock/shock interaction in hypersonic flow. AIAA Paper, 95-0640, 1995.
 33rd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit.
- [35] HOLDEN, M., S. SWEET, J. KOLLY und G. SMOLINSKI: A review of the aerothermal characteristics of laminar, transitional and turbulent shock/shock

interaction regions in hypersonic flows. AIAA Paper, 98-0899, 1998. 36th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit.

- [36] HORNUNG, H. G.: Non-equilibrium dissociating nitrogen flow over spheres and circular cylinders. J. Fluid Mech., 53(1):149–176, 1972.
- [37] HORNUNG, H. G.: Dissociative Real Gas Effects in High Enthalpy Flows. Lecture Notes, 1990. Persönliche Mitteilung.
- [38] HORNUNG, H. G.: Experimental Hypervelocity Flow Simulation, Needs, Achievements and Limitations. In: First Pacific Internat. Conf. on Aerosp. Sc. and Techn., Tainan, Taiwan, 1993.
- [39] HORNUNG, H. G.: Gradients at a curved shock in reacting flow. J. Shock Waves, 8(1):11-21, 1998.
- [40] HORNUNG, H. G.: Shock layer instability near the Newtonian limit of hypervelocity flow. In: THOMPSON, M. C. und K. HOURIGAN (Herausgeber): 13th Australasian Fluid Mechanics Conference, Melbourne, Australia, December 1998. Monash University.
- [41] HORNUNG, H. G. und J. J. QUIRK: Two effects of diaphragm bulge in shock tubes. In: RATH, H. J. und C. EGBERS (Herausgeber): Advances in Fluid Mechanics and Turbomachinery, Berlin, 1998. Springer.
- [42] JESSEN, C.: Messung von Druck, Temperatur und Kraft an Modellen im Stosswellenkanal. Doktorarbeit, RWTH Aachen, Germany, 1993.
- [43] KASTELL, D.: Aerodynamik eines stumpfen Kegels in reagierender Uberschallströmung. DLR-FB 97-06, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1997.
- [44] KASTELL, D., M. CARL und G. EITELBERG: Phase Step Holographic Interferometry applied to Hypervelocity, Non-equilibrium Cylinder Flow. Experiments in Fluids, 22:57–66, 1996.
- [45] KIDD, C. T., C. G. NELSON und W. T. SCOTT: Extraneous Thermoelectric EMF Effects Resulting from the Press-Fit Installation of Coaxial Thermocouples in Metal Models. Technischer Bericht AEDC, Tennessee, USA, 1994.
- [46] KINDL, H. und H. OLIVIER: Development of a static pressure probe (progress report). HT-PR-E34-711-RWTH, Shock Wave Laboratory, RWTH Aachen, Germany, 1995.
- [47] KINDL, H. und H. OLIVIER: Development of a static pressure probe (final report). HT-SF-E34-711-RWTH, Shock Wave Laboratory, RWTH Aachen, Germany, 1996.

- [48] KLOMFASS, A.: Hyperschallströmungen im thermodynamischen Nichtgleichgewicht. Doktorarbeit, RWTH Aachen, Germany, 1994.
- [49] KLOMFASS, A., S. MÜLLER und J. BALLMANN: Modelling of transport phenomena for the hypersonic stagnation point heat transfer problem. AIAA Paper, 93-5047, 1993. 5th AIAA/DGLR Internat. Aerospace Planes & Hypersonics Techn. Conf.
- [50] KOLLY, J. M.: An Investigation of Aerothermal Loads Generated in Regions of Hypersonic Shock Interference Flows. Doktorarbeit, State University New York, Buffalo, USA, 1996.
- [51] KOPPENWALLNER, G.: Fundamentals of Hypersonics: Aerodynamics and Heat Transfer. In: Short Course Notes entitled Hypersonic Aerothermodynamics, Rhose Saint Genese, Belgium, 1984. Von Karman Institute for Fluid Dynamics.
- [52] KORKEGI, R. H.: Survey of viscous interactions associated with high mach number flight. AIAA Journal, 9(5):771–782, 1971.
- [53] KORTZ, S.: Zum Einfluß der Stickstoffdissoziation auf die Wechselwirkung zwischen Stoßwellen in Hochenthalpieströmungen. DLR-FB 93-57, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1993.
- [54] KREK, R. M. und G. EITELBERG: Classical Characterization of the HEG (Nozzle, Freestream Flow Field). DLR-IB 223-94 A 50, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1994.
- [55] LIGHTHILL, M. J.: Dynamics of a dissociating gas. Part I. Equilibrium flow. J. Fluid Mech., 2:1–32, 1957.
- [56] LIND, C. A.: A computational analysis of the unsteady phenomena associated with a hypersonic type IV shock interaction. Doktorarbeit, University of Maryland College Park, USA, 1994.
- [57] LUKASIEWICZ, J.: Experimental Methods of Hypersonics. Marcel Dekker, New York, 1973.
- [58] MARRONE, P. V. und C. E. TREANOR: Chemical Relaxation with Preferential Dissociation from Excited Vibrational Levels. The Physics of Fluids, 6(9):1215-1221, 1963.
- [59] MCINTOSH, M. K.: Computer program for the numerical calculation of frozen and equilibrium conditions in shock tunnels. Department of Physics, Australian National University, Canberra, Australien, 1968.
- [60] MCINTYRE, T. J., R. M. KREK, D. KASTELL, K. HANNEMANN, W. H. BECK, S. KORTZ, M. WOLLENHAUPT und G. EITELBERG: *Calibration of*

the High Enthalpy Shock Tunnel in Göttingen, HEG. J. Shock Waves, 1997. Zur Publikation angenommen.

- [61] MERZKIRCH, W. F.: Flow Visualization. Academic Press, New York, 1987.
- [62] NEUMANN, R. D.: Aerothermodynamic Instrumentation. In: Special Course on Aerothermodynamics of Hypersonic Vehicles, Nummer 761 in AGARD-R. NATO, 1989.
- [63] NEUMANN, R. D.: CFD Code Validation An Instrumentation Perspective. AIAA Paper, 94-2541, 1994. 18th AIAA Aerospace Ground Testing Conf.
- [64] OERTEL, H.: Stossrohre. Springer, Wien, 1966.
- [65] OERTEL, H.: Mach wave radiation of hot supersonic jets investigated by means of the shock tube and new optical techniques. In: 12th International Symposium on Shock Waves, Israel, 1979.
- [66] OLIVIER, H.: Influence of the velocity gradient on the stagnation point heating in hypersonic flow. Shock Waves, 5:205–216, 1995.
- [67] PAPAMOSCHOU, D. und A. ROSHKO: The compressible turbulent shear layer: an experimental study. J. Fluid Mech., 197:453-477, 1988.
- [68] PARK, C.: On the convergence of computation of chemically reacting flows. AIAA Paper, 85-0247, 1985. AIAA 23rd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit.
- [69] PARK, C.: Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics. John Wiley & Sons, New York, 1990.
- [70] PARK, C.: Experimental Simulation and Evaluation of Chemical Effects. In: Short Course Notes entitled Aerothermochemistry for Hypersonic Technology, Rhose Saint Genese, Belgium, 1995. Von Karman Institute for Fluid Dynamics.
- [71] PARK, C.: Evaluation of Real-Gas Phenomena in High-Enthalpy Impulse Test Facilities: A Review. J. Thermophysics and Heat Transfer, 11(1):10– 18, 1997.
- [72] PERRY, A. E. und M. S. CHONG: A description of eddying motions and flow patterns using critical-point concepts. Ann. Rev. Fluid Mech., 19:125– 155, 1987.
- [73] PETRIE-REPAR, P. J. und P. A. JACOBS: A computational study of shock speeds in high-performance shock tubes. J. Shock Waves, 8(2):79–91, 1998.
- [74] PRABHU, R. K.: An Implementation of a Chemical and Thermal Nonequilibrium Flow Solver on Unstructured Meshes and Application to Blunt Bodies. NASA CR 194967, NASA Langley, 1994.
- [75] PRANDTL, L., K. OSWATITSCH und K. WIEGHARDT: Führer durch die Strömungslehre. Vieweg, Braunschweig, 9. Aufl. Auflage, 1990.
- [76] PRESS, W. H., S. A. TEUKOLSKY, W. T. VETTERLING und B. P. FLAN-NERY: Numerical Recipes in FORTRAN. Cambridge University Press, New York, 2. Auflage, 1992.
- [77] SANDERSON, S. R.: Shock wave interaction in hypervelocity flow. Doktorarbeit, GALCIT Caltech, Pasadena, USA, 1995.
- [78] SCHLICHTING, H.: Grenzschicht-Theorie. Braun, Karlsruhe, 1982.
- [79] SCHULTZ, D. L. und T. V. JONES: Heat transfer measurements in short duration hypersonic facilities. AGARDograph 165, NATO, 1973.
- [80] STALKER, R. J.: Hypervelocity Aerodynamics with Chemical Nonequilibrium. Ann. Rev. Fluid Mech., 21:37–60, 1989.
- [81] TRINKS, O.: Dioden-Atomabsorptionsspektroskopie am atomaren Rubidium im Hochenthalpiekanal HEG zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit und Gastemperatur. DLR-IB 223-97 A 31, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1997.
- [82] VEMAGANTI, G. R.: Laminar and Turbulent Flow Computations of Type IV Shock-Shock Interference Aerothermal Loads Using Unstructured Grids. NASA CR 195008, NASA Langley, 1994.
- [83] VINCENTI, W. G. und C. H. KRUGER: Introduction to Physical Gas Dynamics. John Wiley & Sons, New York, 1965.
- [84] WEN, C.: Hypervelocity Flow over Spheres. Doktorarbeit, GALCIT Caltech, Pasadena, 1994.
- [85] WEN, C.-Y. und H. G. HORNUNG: Non-equilibrium dissociating flow over spheres. J. Fluid Mech., 299:389–405, 1995.
- [86] WIETING, A. R. und M. S. HOLDEN: Experimental Shock-Wave Interference Heating on a Cylinder at Mach 6 and 8. AIAA Journal, 27(11):1557– 1565, 1989.
- [87] WILSON, G. J., S. P. SHARMA und W. D. GILLESPIE: Time-Dependent Simulations of Reflected-Shock/Boundary Layer Interaction. AIAA Paper, 93-0480, 1993. AIAA 31st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit.
- [88] WOLLENHAUPT, M.: Einzelpuls Zwei-Linien-Thermometrie mit planarer laserinduzierter Fluoreszenz an NO-Molekülen in Hochenthalpieströmungen. DLR-FB 97-23, DLR, Inst. f. Strömungsmech., Göttingen, Germany, 1997.

- [89] YAMAMOTO, S. und S. KANO: Structure of bow shock and compression wave interactions in unsteady hypersonic shock/shock interference flow. AIAA Paper, 96-2152, 1996. 1th AIAA Theoretical Fluid Mechanics Meeting.
- [90] ZIEREP, J.: Vorlesungen über theoretische Gasdynamik. Braun, Karlsruhe, 1963.
- [91] ZIEREP, J.: Theorie der schallnahen und der Hyperschallströmungen. Braun, Karlsruhe, 1966.
- [92] ZIPPERER, L. und F. HERNING: Beitrag zur Berechnung der Zähigkeit technischer Gasgemische aus den Zähigkeitswerten der Einzelbestandteile. Das Gas- und Wasserfach, 4:49-, 1936.

Anhang A

Interferogramme, Schlierenbilder, Druck- und Wärmestromverläufe

Dieser Anhang enthält die Zusammenfassung aller Messungen. Er ist in zwei Abschnitte gegliedert. Im ersten Abschnitt sind die Ergebnisse der Zylinderversuche ohne Keil enthalten. Der zweite Abschnitt beinhaltet die Ergebnisse der Wechselwirkungsversuche.

Gemessen wird mit folgenden Versuchsbedingungen für die Wechselwirkungsversuche:

- konturierte Düse
 - HEG-Bed. I, Stickstoff
 - HEG-Bed. I, Luft, spätes Meßzeitfenster
 - HEG-Bed. II, Luft
- konische Düse
 - HEG-Bed. I, Luft, frühes Meßzeitfenster
 - HEG-Bed. I, Luft, spätes Meßzeitfenster
 - HEG-Bed. IV, Luft

Die Zustandsgrößen der freien Anströmung für diese Bedingungen sind in Tab. 3.5 enthalten.

Versuch	Bedingung	Testgas	Düse	
120	Ι	N_2	Kontur	
228	Ι	Luft	Kontur	
229	Ι	Luft	Kontur	
234	II	Luft	Kontur	
402	Ι	Luft	Konus	
403	Ι	Luft	Konus	
404	Ι	N_2	Konus	
405	Ι	N_2	Konus	
414	IV	Luft	Konus	

Tabelle A.1: Versuchsbedingungen für die Zylinderversuche.

Für die Zylinderversuche (Bedingungen siehe Tab. A.1) sind die Interferogramme und die Schlierenbilder dargestellt. Aus der Phasenverschiebung entlang der Staustromlinie wird mit dem in Kap. 3 vorgestellten Verfahren die Dichte der freien Anströmung bestimmt. Ist die Dichte der freien Anströmung bekannt, kann der Verlauf der Dichte entlang der Staustromlinie aus der Phasenverschiebung ermittelt werden. Aus dem Verlauf, der für die einzelnen Versuche dargestellt wird, ergibt sich der Dichtegradient entlang der Stromlinie, und dieser ist abhängig vom Reaktionsratenparameter Ω (siehe [85]), d. h. dem Nichtgleichgewichtszustand. In den Schlierenbildern werden dreidimensionale Effekte sichtbar. Der Stoßabstand kann aus den Schlierenbildern bestimmt werden.

Druck und Temperatur an der Zylinderwand, sowie Hologramm und Schlierenbild werden für jeden Wechselwirkungsversuch aufgezeichnet. Die Meßmethoden sind im folgenden Kapitel erläutert.

In Tab. A.2 sind die einzelnen Versuchsparameter für die Wechselwirkungsversuche zusammengefaßt. Der Parameter H in [mm] ist der vertikale Abstand zwischen Keilmodell und Zylindermodell (siehe Abb. 3.17). Er ist zu $\pm 0.1mm$ bestimmbar. Abhängig vom Wert H ergeben sich die verschiedenen Edneyschen Wechselwirkungstypen. Der Zylinder wird um ϕ_{zyl} gedreht, so daß die Sensoren symmetrisch zum erwarteten Auftreffpunkt des Freistrahls angeordnet sind. c_s in [m/s] und p_0 in [MPa] sind die Stoßgeschwindigkeit und der Reservoirdruck, die den Ruhezustand (siehe Kap. 3) bestimmen. t_{hi} in [ms] ist der Zeitpunkt, zu dem das Hologramm aufgenommen wird. Der zeitliche Nullpunkt ist der Augenblick, in dem die Stoßwelle an der Stoßrohrendwand reflektiert wird. $\sigma_1 \pm 1^{\circ}$ ist der aus den Schlierenbildern abgelesene Keilstoßwinkel. p_{t2} in [kPa] bzw. q_{t2} in $[MW/m^2]$ ist der mit der permanenten Sonde gemessene Pitotdruck bzw. der ermittelte Wärmestrom. Die typische Standardabweichung des innerhalb des Meßzeitfensters gemessenen Drucks bzw. ermittelten Wärmestroms ist 10%.

Vers.	HEG-Bed.	Düse	H	ϕ_{zyl}	c_s	p_0	t_{hi}	σ_1	p_{t2}	q_{t2}
			mm		m/s	Mpa	ms		kPa	MW/m^2
121	I / N2	Kont	156	-30°	4561	31.2	2.13	_	_	_
122	I / N2	Kont	154	-30°	4632	31.8	2.03	_	_	_
123	I / N2	Kont	150	-20°	4655	28.5	2.05	_	_	_
124	I / N2	Kont	158	-30°	4757	32.5	2.00		_	_
314	I / Luft	Kont	145	-25°	4610	36.9	_	14.8°	_	_
317	I / Luft	Kont	147	-25°	4694	36.3	2.55	14.3°	58.5	13.0
318	I / Luft	Kont	149	-25°	4655	37.2	2.57	14.3°	58.5	12.9
319	I / Luft	Kont	151	-25°	4649	38.8	2.56	14.1°	64.0	13.1
320	I / Luft	Kont	152	-25°	4684	39.2	2.57	14.7°	54.9	10.9
321	I / Luft	Kont	153.5	-25°	4645	40.1	2.57	14.7°	64.4	14.0
322	I / Luft	Kont	154.5	-25°	4634	38.2	2.57	13.9°	61.2	13.4
323	I / Luft	Kont	154.5	-25°	4691	38.1	2.56	14.0°	63.0	13.5
324	I / Luft	Kont	157.5	-25°	4691	38.8	2.56	14.9°	58.0	12.8
325	I / Luft	Kont	164	-25°	4678	39.0	2.56	15.1°	57.0	12.6
326	II / Luft	Kont	154	-25°	4857	82.5	2.53			
327	II / Luft	Kont	164	-25°	4790	83.5	2.85			
328	II / Luft	Kont	174	-25°	4794	82.3	2.86			
329	II / Luft	Kont	169	-25°	4834	82.4	2.84			
330	II / Luft	Kont	168	-25°	4861	79.8	2.85			
331	II / Luft	Kont	166	-25°	4904	79.7	2.84			
332	II / Luft	Kont	166	-25°	4800	84.9	2.85			
333	I / Luft	Kont	154.5	-25°	5347	41.3	4.81	14.0°	47.3	15.3
406	I / Luft	Kon	153.5	-25°	4771	34.7	1.63	17.5°	53.8	22.8
407	I / Luft	Kon	176	-25°	4771	35.4	1.72	18.0°	54.3	24.1
408	I / Luft	Kon	174	-25°	4706	36.0	1.75	17.5°	55.3	23.8
409	I / Luft	Kon	154	-25°	4587	36.5	2.47	15.5°	51.4	20.4
410	I / Luft	Kon	158.5	-25°	4681	36.4	2.47	16.0°	49.1	20.4
411	IV / Luft	Kon	176	-25°	3805	108.7	2.55			
412	IV / Luft	Kon	160.5	-25°	3826	104.7	2.89			

Tabelle A.2: Versuchsbedingungen für die Wechselwirkungsversuche. Kont. steht für die konturierte Düse und Kon. für die konische Düse. Bezeichnung der Parameter und Einheiten siehe Text.

Interferogramme verschiedener Vergrößerung werden für die einzelnen Versuche abgebildet. Weiterhin sind der Wanddruck und der Wandwärmestrom abgebildet. Für den Druck und den Wärmestrom wird aus Gründen der Übersichtlichkeit auf die Darstellung von Balken, welche die Standardabweichung anzeigen, verzichtet. Stromab des Freistrahlstaugebiets ist die typische Standardabweichung eines Signals für ein Meßintervall von $200 \mu s \pm 10\%$.

Für die Auswertung der Sensorsignale geht man wie folgt vor. Zunächst muß ein Zeitfenster festgelegt werden. Die Dauer des Zeitfensters wird auf $200\mu s$ festgelegt, in Kenntnis, daß die typische Zeitintervallbreite der Oszillation der Typ-IV-Wechselwirkung an einem Sensor $\Delta t \approx 200 - 400\mu s$ beträgt. Der Mittelpunkt des Zeitfensters wird durch den Aufnahmezeitpunkt des Hologramms bestimmt. Nachdem das Zeitfenster festgelegt worden ist, werden die Sensorsignale auf drei verschiedene Arten ausgewertet:

- 1. der Mittelwert des Zeitfensters wird bestimmt
- 2. es wird über $3\mu s$ geglättet und zum Aufnahmezeitpunkt des Hologramms (Legende HI) ausgewertet
- 3. es wird über $3\mu s$ geglättet und separat für Druck und Wärmestrom das absolute Maximum innerhalb des Zeitfensters bestimmt. Zum Zeitpunkt des jeweiligen Maximums werden dann alle Sensoren ausgewertet (Legende Max).

A.1 Zylinderversuche



Abbildung A.1: HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, Versuch 120.



Abbildung A.2: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, Versuch 229.



Abbildung A.3: HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, Versuch 234.



Abbildung A.4: HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, frühes Zeitfenster, Versuch 402.



Abbildung A.5: HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, spätes Zeitfenster, Versuch 403.



Abbildung A.6: HEG-Bed. I, N2, konische Düse, frühes Zeitfenster, Versuch 404.



Abbildung A.7: HEG-Bed. I, N2, konische Düse, spätes Zeitfenster, Versuch 405.



Abbildung A.8: HEG-Bed. IV, Luft, konische Düse, Versuch 414.





(c) HEG-Bed. I, früh, (d) HEG-Bed. I, (e) HEG-Bed. IV, Luft. N2. spät, N2.

Abbildung A.9: Schlierenbilder, Zylinderversuche, konische Düse.

A.2 Wechselwirkungsversuche



Abbildung A.10: HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=156mm, Versuch 121.



Abbildung A.11: HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=156mm, Versuch 121.



Abbildung A.12: HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=154mm, Versuch 122.



Abbildung A.13: HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=154mm, Versuch 122.



Abbildung A.14: HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=150mm, Versuch 123.



Abbildung A.15: HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=150mm, Versuch 123.



Abbildung A.16: HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=158mm, Versuch 124.



Abbildung A.17: HEG-Bed. I, N2, konturierte Düse, H=158mm, Versuch 124.



Abbildung A.18: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=145mm, Versuch 314.



Abbildung A.19: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=147mm, Versuch 317.



Abbildung A.20: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=147mm, Versuch 317.



Abbildung A.21: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=149mm, Versuch 318.



Abbildung A.22: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=149mm, Versuch 318.



Abbildung A.23: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=151mm, Versuch 319.



Abbildung A.24: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=151mm, Versuch 319.



Abbildung A.25: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=152mm, Versuch 320.



Abbildung A.26: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=152mm, Versuch 320.



Abbildung A.27: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=153.5mm, Versuch 321.


Abbildung A.28: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=153.5mm, Versuch 321.



Abbildung A.29: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 322.



Abbildung A.30: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 322.



Abbildung A.31: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 323.



Abbildung A.32: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 323.



Abbildung A.33: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=157.5mm, Versuch 324.



Abbildung A.34: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=157.5mm, Versuch 324.



Abbildung A.35: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=164mm, Versuch 325.



Abbildung A.36: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=164mm, Versuch 325.



Abbildung A.37: HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=154mm, Versuch 326.



Abbildung A.38: HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=164mm, Versuch 327.



Abbildung A.39: HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=174mm, Versuch 328.



Abbildung A.40: HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=169mm, Versuch 329.



Abbildung A.41: HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=168mm, Versuch 330.



Abbildung A.42: HEG-Bed. II, Luft, konturierte Düse, H=166mm, Versuch 331.



Abbildung A.43: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 333, Helium kontaminiert, $t_{hi} = 4.81ms$.



Abbildung A.44: HEG-Bed. I, Luft, konturierte Düse, H=154.5mm, Versuch 333. Helium kontaminiert, $t_{hi} = 4.81ms$.



 $Abbildung\ A.45:$ HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, frühes Zeitfenster, H=153.5mm, Versuch 406.



 $Abbildung \ A.46:$ HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, frühes Zeitfenster, H=153.5mm, Versuch 406.



Abbildung A.47: HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, frühes Zeitfenster, H=176mm, Versuch 407.



Abbildung A.48: HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, frühes Zeitfenster, H=176mm, Versuch 407.



 $Abbildung \ A.49:$ HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, frühes Zeitfenster, H=174mm, Versuch 408.



Abbildung A.50: HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, frühes Zeitfenster, H=174mm, Versuch 408.



 $Abbildung \ A.51:$ HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, spätes Zeitfenster, H=154mm, Versuch 409.



 $Abbildung \ A.52:$ HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, spätes Zeitfenster, H=154mm, Versuch 409.



 $Abbildung \ A.53:$ HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, spätes Zeitfenster, H=158.5mm, Versuch 410.



Abbildung A.54: HEG-Bed. I, Luft, konische Düse, spätes Zeitfenster, H=158.5mm, Versuch 410.



Abbildung A.55: HEG-Bed. IV, Luft, konische Düse, H=176mm, Versuch 411.



Abbildung A.56: HEG-Bed. IV, Luft, konische Düse, H=160.5mm, Versuch 412.





(b) 318





(d) 320



Abbildung A.57: Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, konturierte Düse, HEG-Bed. I, Versuche 317-322.



(a) 323

(b) 324



(c) 325

(d) 327

Abbildung A.58: Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, konturierte Düse, HEG-Bed. I: Versuche 323-325, HEG-Bed. II: Versuch 327.



(a) 328



(b) 329

 $Abbildung\ A.59:$ Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, konturierte Düse, HEGBed. II, Versuche 328+329.



(a) **33**0



(b) **33**1

 $Abbildung\ A.60:$ Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, konturierte Düse, HEGBed. II, Versuche 330+331.



(a) 407

(b) 408



(c) 409

(d) 410

Abbildung A.61: Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, konische Düse, HEG-Bed. I, früh: Versuche 407+408, HEG-Bed. I, spät: Versuche 409+410.



(a) 411



(b) 412

Abbildung A.62: Schlierenbilder, Wechselwirkungsversuche, konische Düse, HEG-Bed. IV, Versuche 411+412.
Anhang B

Meßtechnik

B.1 Drucksensoren

Als Druckaufnehmer werden Sensoren der Firma Kulite Semi-Conductor eingesetzt. Diese arbeiten nach dem piezoresistiven Meßprinzip. In eine Siliziummembran ist eine Brückenschaltung eindiffundiert.

Der Sensor der fest installierten Sonde ist ein XCQ-062-1.7bar-A Absolutdruckaufnehmer mit einer Eigenfrequenz von 330 kHz und einer kompensierten, maximalen Temperatur von 353K. Im Zylinder werden XCQ-093-3.5bar-A bzw. XCQ-093-7bar-A Absolutdruckaufnehmer, Eigenfrequenz 400 bzw. 500 kHz und kompensierter Temperatur bis 353K verwendet. Keiner der Sensoren besitzt einen Herstellerschutzschirm. Die theoretische Anstiegszeit entspricht dem Inversen der Eigenfrequenz ($2.5\mu s$ bzw. $2\mu s$ für die im Zylinder eingebauten Sensoren). Bei den vorherrschenden Versuchsbedingungen muß der Sensor durch eine Kupferplatte vor dem heißen Gas und den in der Strömung vorhandenen metallischen Verunreinigungen geschützt werden. Auf die Membran wird ein dünner Film Silikonfett aufgetragen. Eine nicht maßstabsgetreue Skizze des Einbaus ist in Abb. B.2 abgebildet. Der Sensor wird von einem Runddichtring gehalten und abgedichtet. Der äußere Dichtring dichtet die Hülse ab. (Vor jeder Meßkampagne werden Dichtigkeitstests durchgeführt). Das Volumen hinter der Platte wird möglichst klein gehalten, um eine schnelle Anstiegszeit zu erreichen. Der Durchmesser der Druckbohrung beträgt 1.5mm. Für die Zylinderversuche (Nr. 226-239) beträgt dieser 1mm. (Der Bohrungsdurchmesser wurde von anfänglich 0.5mm auf 1.5mm ausgeweitet, um kürzere Anstiegszeiten zu erreichen). Die Richtung der Bohrung der einzelnen Sensoren ist parallel zur Staupunktbohrung.

An der Endwand eines Stoßrohres (siehe [17]) werden Signale mit und ohne Kupferplatte bei sonst identischem HEG-Modelleinbau aufgenommen. Der Fülldruck beträgt 100*mbar*, die Stoßgeschwindigkeit 831m/s. Einige typische Signale sind in Abb. B.1 dargestellt. Die Anstiegszeit im HEG erreicht ein Vielfaches der Anstiegszeit im Stoßrohr, der Wert kann wegen des Düsenstartvorgangs nicht ermittelt werden. In Kap. 4, Abb. 4.9 sind Druck- und Wärmestromverlauf im



Abbildung B.1: Anstiegszeit der Drucksensoren in einem Stoßrohr mit und ohne Einbau der Kupferplatte.

Staugebiet des Freistrahls abgebildet. Die Anstiegszeit erscheint ausreichend für die instationäre Messung der Typ-IV-Wechselwirkung.

Die Sensoren werden statisch kalibriert. Bis einschließlich Versuch 333 erfolgt die Kalibrierung, indem bei Umgebungsdruck in 50kPa Schritten bis 400kPaüber einen Druckschlauch der Sensor belastet wird und am Verstärkerausgang die Werte mit Hilfe eines Oszilloskops aufgezeichnet werden. Der Druck kann eingestellt werden und wird mit einem Manometer gemessen. Anschließend wird linear interpoliert. Die Kalibrierung der Drucksensoren für die weiteren Versuche erfolgt während des Abpumpvorgangs der Meßstrecke. Vom Umgebungsdruck bis ca. 10kPa werden 64 Meßintervalle mit der Datenerfassungsanlage aufgezeichnet (Intervallbreite 100ms, Abtastrate $100\mu s$, Dauer des Abpumpvorgangs ca. 15min; das Signal fällt innerhalb des Intervalls nicht meßbar). Zusätzlich werden die Signale zweier Baratron-Absolutdruckaufnehmer der Firma MKS aufgenommen (Meßbereich bis 100kPa bzw. bis 10kPa, der Abstand Baratron zu Modell ist kleiner 0.5m). Lineare Interpolation ergibt den Kalibrierfaktor.

Folgende Fehler haben einen Einfluß auf die Druckmessung. Aus den numerischen Ergebnissen ergibt sich die Frequenz der Oszillation des Freistrahls zu ca. 66kHz. Der Druckverlauf über den Wandwinkel ist zum Zeitpunkt t_4 in Abb. 5.3 dargestellt. Bestimmt man den Mittelwert des Drucks über 1.5mm (entspricht dem Bohrungsdurchmesser) mit dem Intervallmittelpunkt am Ort des maximalen Drucks, ergibt sich eine Abweichung zum Spitzenwert von 11.6%. Ein weiterer Fehler entsteht durch den Zeitverzug, verursacht durch das Volumen hinter der Kupferplatte. Es wird angenommen, daß durch die Kupferplatte die Erwärmung des Sensors kleiner als 353K bleibt.

B.2 Thermoelemente



Abbildung B.2: Einbau Kulite-Sensor (links) und Medtherm-Sensor (rechts).

Die Temperaturmessung erfolgt mit Hilfe von Thermoelementen. Diese bieten den Vorteil, im Gegensatz zur Dünnfilmsensorik, gegenüber den schwierigen Meßbedingungen (z. B. Partikelbeaufschlagung) weitgehend unempfindlich zu sein. Die Thermoelemente werden eben mit der Modelloberfläche eingebaut. Der Wärmestrom wird unter der Annahme eines halbunendlichen Körpers bestimmt (siehe [21], [62] und [79]).

Es werden zwei verschiedene Thermoelementtypen verwendet. Bei dem einen Typ handelt es sich um Thermoelemente der Firma Medtherm (TCS-061-E-0.4-0-GG-A2-0), bei dem anderen um DLR-Eigenbausensoren.

Die Medtherm-Sensoren bestehen aus Chromel-Konstantan-Thermoelementpaaren (Konstantandrahtdurchmesser 0.125mm, Isolationsstärke 0.0125mm). Der Zusammenhang zwischen gemessener Thermoelementspannung U [mV] und der Temperatur T [K] besteht durch das Polynom (siehe [43]):

$$\Delta T = 17.022525 \cdot \Delta U - 0.2209724 \cdot \Delta U^{2} +5.481 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta U^{3} - 5.767 \cdot 10^{-4} \cdot \Delta U^{4}.$$

Ziel der Entwicklung eigener Sensoren ist es, die Kosten zu reduzieren. Als Thermoelementpaar werden Monelhülsen (Außendurchmesser 1.6mm, Innendurchmesser 0.25mm) und ein isolierter Chromeldraht (Durchmesser 0.2mm, Isolationsstärke 0.025mm) verwendet. In einem Ölbad wird die Temperatur-Spannungskurve aufgezeichnet (bis $600^{\circ}K$). Das hieraus bestimmte Polynom lautet:

$$\Delta T = 54.6542 \cdot \Delta U - 5.10415 \cdot \Delta U^{2} + 0.63639 \cdot \Delta U^{3} - 0.02989 \cdot \Delta U^{4}$$

Die Ansprechzeit der Sensoren wird durch die Kontaktstelle bestimmt, d. h. durch die Art und Weise, wie die Thermoelemente nach dem Einbau eingeritzt werden. Für die Medtherm-Thermoelemente hat sich das Ritzen als nicht kritisch herausgestellt, es hat keinen sichtbaren Einfluß auf die Messung. Im Gegensatz hierzu muß das Einritzen der DLR-Elemente mit Bedacht erfolgen. Während der Versuchsphase sind hierzu keine Untersuchungen erfolgt. Die Sensoren besitzen angesichts dessen eine Ansprechzeit, die größer ist als die Periodendauer der Freistrahloszillation. Im Anhang A sind die Ergebnisse, die mit den DLR-Typen gemessen werden, enthalten. Auf die Diskussion der Ergebnisse der DLR-Elemente in den einzelnen Kapiteln wird verzichtet.

Eine nicht maßstabsgetreue Einbauskizze der Medtherm-Thermoelemente ist in Abb. B.2 dargestellt. Die DLR-Sensoren werden eingeklebt. Beim Einbau ist darauf zu achten, daß die Sensoren bündig mit der Modelloberfläche abschließen. Der kreisförmige Spalt zwischen Modell und Thermoelement ist klein, um keine Spaltströmung entstehen zu lassen.

Als Zylindermodellmaterial wird ST52 verwendet. Es soll ähnliche Materialeigenschaften wie das Thermoelement besitzen. Die Eigenschaften der Hülse sind aufgrund ihrer Größe bestimmend. Die Medtherm-Hülse besteht aus Chromel, die DLR-Hülse aus Monel, um eine Sekundärströmung durch Beeinflussung der Grenzschicht zu vermeiden. Kidd et al. [45] berichten, daß beim elektrischisolierten Einbau der Thermoelemente ins Modell das Ausbilden eines weiteren Thermoelements zwischen Modell und Hülse verhindert wird. Hierzu werden Versuche mit verschiedenen Isolationsmaterialien durchgeführt. Es ist nicht gelungen, die Isolation derart durchzuführen, daß diese mehr als einen Versuch unter den Bedingungen im HEG überdauert. Der Aufwand, vor jedem Versuch einen kompletten Aus- und Einbau aller Thermoelemente vorzunehmen, kann im HEG nicht erbracht werden. Die Thermoelemente sind deshalb nicht isoliert zum Modell eingebaut.

Die Annahmen: eindimensionale Wärmeleitung, halbunendlicher Körper und konstante Materialwerte führen auf den Wärmefluß als Funktion der Temperatur (siehe [79]):

$$\dot{q}(t) = 2 \cdot \sqrt{\frac{\rho c k}{\pi}} \cdot \sum_{j=1}^{n} \frac{T_j - T_{j-1}}{\sqrt{t_n - t_j} - \sqrt{t_n - t_{j-1}}}$$
(B.1)

 ρ ist die Materialdichte, c die Wärmekapazität, k die Wärmeleitfähigkeit, t sind die diskreten Zeitpunkte, zu denen Meßdaten vorliegen, und T die dazugehörigen, mit Hilfe des Polynoms bestimmten Temperaturen.

Die Dichte und die Wärmekapazität des Sensormaterials ändern sich nicht mit der Temperatur. Für die Wärmeleitfähigkeit besteht ein linearer Zusammenhang. Die Abb. B.3 aus [43] zeigt den Faktor $\sqrt{\rho ck}$ als Funktion der Temperatur für die Medtherm-Sensoren. Bei einer Wandtemperatur von T = 300K gilt $\sqrt{\rho ck} = 8350W s^{0.5}/m^2 K$. Die Temperatursignalverläufe bei einem Wandwinkel von $\phi = -20^{\circ}$ für den Medtherm- und DLR-Sensor am Staupunkt der Typ-



Abbildung B.3: Temperaturabhängigkeit der Materialkonstanten der Medtherm-Thermoelemente nach [43].



Abbildung B.4: Temperatur am Auftreffpunkt des Freistrahls für HEG-Bed. I, Versuch 321. Dargestellt ist ein Medtherm-Thermoelement (obere Kurve) und DLR-Thermoelement (untere Kurve).

IV-Wechselwirkung sind in Abb. B.4 zu sehen. Innerhalb der Meßzeit wird eine Erwärmung der Modelloberfläche um ca. $200^{\circ}K$ beobachtet.

Die Materialkennwerte der DLR-Thermoelementhülse aus Monel sind in der Literatur nicht publiziert. Ein Kalibrierverfahren wird deshalb entwickelt. Den Aufbau und die Durchführung der Messung verdankt der Autor J. Martinez Schramm. Das Verfahren basiert auf einer Eintauchmethode analog zu Jessen [42]. Werden zwei Materialien unterschiedlicher Temperatur zusammengebracht, wird an der Oberfläche augenblicklich ein Sprung auf eine mittlere Temperatur beobachtet. Aus den beiden Temperatursprüngen und einem bekannten Materialfaktor kann der unbekannte Materialfaktor bestimmt werden.



Abbildung B.5: Materialkennwerte der Medtherm- und DLR-Thermoelemente.

Die zu kalibrierenden Thermoelemente werden in eine ebene Fläche eingebaut und ruckartig in Wasser eingetaucht, jedoch nur einige Millimeter, um eine Strömung zu verhindern. Die Materialeigenschaften des Wassers sind bekannt. Mit einem Eichelement wird die Wassertemperatur gemessen und bei $70^{\circ}C$ konstant gehalten. Eine hohe Temperaturdifferenz ist geeignet, um eine bessere Auflösung der Temperatursprünge zu erreichen. Wird die Temperatur größer als $70^{\circ}C$, tritt Blasenbildung und eine Konvektionsbewegung im Wasser auf, wodurch das Meßergebnis verfälscht wird. Aus den Thermoelementspannungen werden die Kontakttemperatur und die Temperatur vor dem Versuch bestimmt.

Hieraus kann der Materialkennwert der Thermoelemente bestimmt werden. Die Abb. B.5 zeigt das Ergebnis für eine Anzahl von Medtherm- und DLR-Elementen. Für das Medtherm-Element ist der über mehrere Elemente gemittelte Wert in guter Übereinstimmung mit den in Abb. B.3 dargestellten Werten. Da die Wandtemperatur stromab des Freistrahlstaugebiets unter der Kalibriertemperatur liegt, wird für die Medtherm-Elemente der in der Literatur publizierte Wert von $\sqrt{\rho ck} = 8350Ws^{0.5}/m^2K$ verwendet. Für die DLR-Elemente wird $\sqrt{\rho ck} = 4568Ws^{0.5}/m^2K$ eingesetzt. Die Temperaturabhängigkeit der Materialwerte wird bei der Auswertung nicht berücksichtigt. In der permanenten Sonde ist ein ONERA-Thermoelement (Chromel-Konstantan) eingebaut, der Materialkennwert für dieses Element ist $\sqrt{\rho ck} = 9279Ws^{0.5}/m^2K$.

Neumann, [62] und [63], hat einige der spezifischen Probleme hinsichtlich eindimensionaler Wärmeleitung und der Annahme einer konstanten Wandtemperatur speziell für Strömungen mit Wechselwirkungen benannt. Ursprung der Problematik ist die im HEG vorherrschende Randbedingung der kalten Modellwand. Für im HEG durchgeführte Wechselwirkungsversuche wird das Freistrahlstaugebiet nicht länger als 0.4ms am selben Ort beobachtet. Die Aufheizung der Zylinderwand im Bereich des Freistrahlauftreffpunktes ist deshalb klein (Abb. B.4). Transversale Wärmeleitung im Modell reduziert nicht den gemessenen Wärmestrom, soweit man die von Holden et al. [34] publizierten Zeitkonstanten für Stahl als Modellmaterial annimmt. Bleibt die Meßzeit unter 1ms, ist der Fehler der Messung im Staubereich durch transversale Wärmeleitung klein.

B.3 Optik

Das am HEG aufgebaute optische System, bestehend aus einem holographischen Interferometer und einer Schlierenapparatur, ist in den Veröffentlichungen von Kastell et al. [43] und Kastell [44] ausführlich beschrieben. Es wird im folgenden kurz aus diesen Arbeiten berichtet. Eine allgemeine Einführung findet sich in [61].

B.3.1 Holographische Interferometrie

Der Aufbau des holographischen Interferometers und der Schlierenapparatur (siehe Abb. B.6) erfolgt in einer typischen Z-Anordnung für den Objektstrahl zur Minimierung des Aberrationsfehlers. Als Lichtquelle wird ein gepulster Rubinlaser verwendet (Wellenlänge $\lambda = 694, 3nm$, Pulsdauer $t_{puls} = 30ns$, Energie $E_{laser} = 20mJ$ und Taktfrequenz $f_{laser} = 0.1Hz$). Infolge der Verdichtung der Strömung vor den untersuchten Modellen und infolge der in der Strömung vorhandenen Metallverunreinigungen wird starkes Eigenleuchten während der Versuchszeit beobachtet. Die Wellenlänge des Lasers befindet sich in einem Bereich, in dem die Strömung nur geringfügig emittiert. Zur Vermeidung von Strahlverlusten durch Ionisation erfolgt keine Fokussierung des Laserstrahls.

Als holographisches Medium werden Hologrammplatten (AGFA 8E75 HD) mit einem Auflösungsvermögen von $F_{platte} = 5000 Linien/mm$ verwendet. Es wird für jeden Versuch ein Hologramm kurz vor dem Versuch und ein Hologramm während der Versuchszeit aufgezeichnet. Beide Aufnahmen erfolgen auf der selben Hologrammplatte. Das Triggern des Lasers erfolgt über den Reservoirdruck und eine Verzögerungseinheit.

Unmittelbar nach Verlassen des Lasergehäuses wird der Strahl aufgeweitet (Linsenbrennweiten f = -30mm und f = 300mm) und in einem 50%-Strahlteiler in den Referenz- und den Objektstrahl geteilt (siehe Abb. B.7).

Der Objektstrahl wird durch eine Linse (f = -40mm) weiter aufgeweitet (300mm) und über einen Parabolspiegel (f/5, f = 1500mm) durch die Teststrecke geführt. Über einen weiteren baugleichen Parabolspiegel (f/5, f = 1500mm), ein Graufilter, ein Interferenzfilter $(\lambda = 694, 3nm,$ Halbwertsbreite HWB= 10nm) und eine Linse (f = 120mm) wird der Objektstrahl senkrecht



Abbildung B.6: Aufbau des Interferometers und des Schlierensystems am HEG [44].



Abbildung B.7: Sendeoptik [44].

auf die Hologrammplatte gebracht (siehe Abb. B.8). Vor dem Graufilter erfolgt eine weitere 50% ige Strahlteilung. Der zusätzliche Strahl wird für das weiter unten beschriebene Laserschlierensystem ausgekoppelt. Das Graufilter reduziert die Objektstrahlintensität auf ein Intensitätsverhältnis von Objekt- zu Referenzstrahl von 1 : 5 bis 1 : 10. Dies dient der Kontrasterhöhung. Zudem wird der Einfluß der Objektstrahlschwankungen auf die Belichtungsintensität reduziert. Das Interferenzfilter soll eine Belichtung der Platte durch das Eigenleuchten der Strömung verhindern.

Der Referenzstrahl wird unter der Teststrecke durchgeführt. Im Mach-Zehnder-Modul wird der Referenzstrahl in zwei Strahlen aufgeteilt und über Spiegel in der Hologrammebene mit dem Objektstrahl unter den beiden Winkeln $\beta_1 = 36^{\circ}$ und $\beta_2 = 32^{\circ}$ zur Deckung gebracht (siehe Abb. B.9). Ein Verschluß blendet zu



Abbildung B.8: Empfangsoptik und Rekonstruktionssystem [44].

den beiden Zeitpunkten vor und während des Versuchs jeweils einen der beiden Referenzstrahlen aus. Die relativ zur Objektstrahlrichtung vorgenommene Drehung der Referenzstrahlrichtung zwischen den beiden Zeitpunkten erfolgt für das weiter unten beschriebene Phasenschrittverfahren. Die Winkel sind am optimalen Winkel $\beta_{opt} = 33.75^{\circ}$ orientiert. Dieser ergibt sich abhängig von der Wellenlänge des Laserlichts und dem Auflösungsvermögen der Hologrammplatten, um eine optimale Belichtung zu erreichen.

B.3.2 Schlierenverfahren

Der Objektstrahl wird ins Schlierensystem eingekoppelt und über einen Graukeil, ein Interferenzfilter und eine Linse (f = 90mm) auf die Bildebene gebracht (siehe Abb. B.10). Der Graukeil ersetzt die scharfe Schlierenkante, welche aufgrund der auftretenden Beugungseffekte von kohärentem Laserlicht an einer scharfen Kante nicht verwendet werden kann. Der Transmissionsgrad des Graukeils ändert sich über 1mm von 0% auf 100%. Als Interferenzfilter wird für die 50MPa Berstdruckbedingungen ein $\lambda = 694, 3nm$, HWB= 10nm-Filter benutzt. Für die 100MPa-Berstdruckbedingungen wird aufgrund des stärkeren Eigenleuchtens ein



Abbildung B.9: Aufnahmetechnik [44].



Abbildung B.10: Schlierensystem [44].

 $\lambda=694, 3nm,$ HWB= 1nm-Filter eingesetzt, mit dem Nachteil vermehrt auftretender Interferenzringe. Als Filmmaterial wird ein holographischer AGFA-10E75-Film benutzt.



Abbildung B.11: Rekonstruktion der Hologramme [44].

B.3.3 Phasenschrittverfahren

Das Phasenschrittverfahren ermöglicht die quantitative, rechnergestützte Auswertung der Phaseninformation der aufgezeichneten Interferogramme. Streifenanzahl und Orientierung können frei gewählt werden - endliche und unendliche Streifenbilder können erzeugt werden. Auf der Hologrammplatte befinden sich zwei aufgezeichnete Hologramme H_1 und H_2 . Das eine wird unmittelbar vor dem Versuch, das andere während der Versuchszeit aufgezeichnet. Die Referenzstrahlrichtung relativ zur Objektstrahlrichtung wird zwischen beiden Aufnahmen verändert (Winkel β_1 und β_2 oben). Die Rekonstruktion der Hologramme erfolgt mit Hilfe eines HeNe-Lasers. Aufgrund der unterschiedlichen Wellenlängen des Rubin- und des HeNe-Lasers muß der Winkel zwischen Rekonstruktions- zu Objektstrahlrichtung um einen Betrag $\epsilon = 2.9^{\circ}$ relativ zum Winkel zwischen Referenz- zu Objektstrahlrichtung verringert werden. Werden die beiden Hologramme mit den zwei Rekonstruktionsstrahlen beleuchtet (Abb. B.11), so entstehen vier Abbildungen. Die beiden unerwünschten Abbildungen, Rekonstruktionsstrahlrichtung $\beta_1 - \epsilon$ auf Hologramm H_2 und Rekonstruktionsstrahlrichtung $\beta_2 - \epsilon$ auf Hologramm H_1 , werden unter anderen Winkeln projiziert als die erwünschten Abbildungen und können so ausgeblendet werden. Die verbleibenden zwei Abbildungen werden über eine Linse auf die Bildebene einer CCD-Kamera abgebildet und erzeugen Interferenzmuster. Die Verschiebung der beiden Abbildungen relativ zueinander durch Anderung der Beleuchtungswinkel der Rekonstruktionsstrahlrichtungen verändert das Interferenzmuster. Bei versuchsanaloger Überlagerung wird ein Interferogramm unendlicher Streifenbreite beobachtet, anderenfalls eines mit endlicher Streifenbreite.

Die CCD-Kamera zeichnet die Beleuchtungsstärke I an jedem Punkt (Pixel der Kamera) des Bildes auf:

$$I(x,y) = I_0(1 + m\cos\Delta\varphi(x,y)). \tag{B.2}$$

mist der Streifenkontrast, I_0 die Hintergrundbeleuchtungsstärke und $\Delta \varphi$ die Phasenverschiebung.

Werden drei Interferogramme der Reihe nach aufgezeichnet und hierbei die Phase in diskreten Schritten um $2\pi/3$, $4\pi/3$ und 2π verändert, so ergibt sich:

$$I_{1}(x,y) = I_{0}(1 + m\cos(\Delta\varphi(x,y) + 2\pi/3)),$$

$$I_{2}(x,y) = I_{0}(1 + m\cos(\Delta\varphi(x,y) + 4\pi/3)),$$

$$I_{3}(x,y) = I_{0}(1 + m\cos(\Delta\varphi(x,y) + 2\pi)).$$
(B.3)

Praktisch wird die Phase verschoben, indem man einen piezoelektrisch verstellbaren Spiegel schwenkt und hierdurch die optische Weglänge $\phi = \lambda \frac{\varphi}{2\pi}$ eines Rekonstruktionsstrahls verändert (Michelson-Modul in Abb. B.8).

Durch Umformen von Gl. (B.3) ergibt sich die Phasenverschiebung:

$$\Delta\varphi(x,y) = \arctan\left[\frac{\sqrt{3}\left(I_3(x,y) - I_2(x,y)\right)}{2I_1(x,y) - I_2(x,y) - I_3(x,y)}\right].$$
 (B.4)

Für zweidimensionale Phasenobjekte kann die Dichteänderung aus der Phasenverschiebung quantitativ bestimmt werden. Angenommen wird, daß das Zylinder-Keil-Modell zweidimensional und senkrecht zur Zylinderachse umströmt wird. Die Zylinderlänge in Achsenrichtung ist L_{zyl} . Sei die Zylinderachsenrichtung (entspricht der Laserstrahlrichtung) mit z-Richtung bezeichnet, so wird das Dichtefeld $\rho_1(x, y, z_1)$ und $\rho_2(x, y, z_2)$ in zwei verschiedenen Ebenen z_1 und z_2 identisch. Die Differenz der optischen Weglänge $\Delta \phi$ eines Lichtstrahls durch das Dichtefeld des Zylinders in z-Achsenrichtung ist gegeben durch:

$$\Delta\phi(x,y) = [n(x,y) - n_0]L_{zyl} = \Delta n L_{zyl}, \tag{B.5}$$

mit n_0 der Brechzahl der freien Anströmung und n = f(x, y) der Brechzahl des Strömungsfeldes. Der Zusammenhang zwischen optischer Weglängendifferenz und Anzahl der Streifenverschiebungen N besteht in:

$$\Delta\phi(x,y) = N\lambda = \lambda \frac{\Delta\varphi(x,y)}{2\pi}.$$
(B.6)

Gas	N_2	N	O_2	0	NO	CO_2	CO	C	Luft
Κ	0.238	0.301	0.190	0.182	0.221	0.229	0.270	0.404	0.227

Tabelle B.1: Gladstone-Dale-Konstanten K in $[10^{-3}kg/m^3]$ für verschiedene Gase (angegeben in [43]). Die Gladstone-Dale-Konstante für He nach [64] ist: $K_{He} = 0.196 \cdot 10^{-3}kg/m^3$. Für Elektronen bei Wellenlänge $\lambda = 694nm$ ist nach [61] $n_e - 1 = -2.15 \cdot 10^{-22} \cdot N_e$. Die Brechzahl der Elektronen ist n_e und die Anzahldichte der Elektronen N_e . Bei zu vernachlässigender Masse der Elektronen wird für das Gasgemisch $n - 1 = \rho \sum_i c_i K_i - 2.15 \cdot 10^{-22} \cdot N_e$.

L_{zyl}	0.5m
L_{Keil}	0.45m (-Ver. 333)
L_{Keil}	0.5m (Ver. 402-)
λ	694nm
K	$0.244 \cdot 10^{-3} kg/m^3$

Tabelle B.2: Zur Auswertung der Interferogramme benötigte Konstanten (Gl. (B.9)).

Weiterhin gilt die Gladstone-Dale-Gleichung:

$$n-1 = K\rho \implies \Delta n = K\Delta\rho.$$
 (B.7)

K ist die Gladstone-Dale-Konstante und ρ die Dichte. Für ein Gasgemisch:

$$K = \sum_{i} c_i K_i. \tag{B.8}$$

i bezeichnet eine Komponente der im Gasgemisch enthaltenen Spezies und c_i die Massenkonzentration ($c_i = \rho_i / \rho$, $\sum_i c_i = 1$) der jeweiligen Spezies. Es ist die Summe über alle im Gas enthaltenen Spezies zu bilden (Tab. B.1).

Die vorangegangenen Gleichungen können zusammengefaßt werden zu:

$$\frac{\rho(x,y)}{\rho_{\infty}} = \frac{\Delta\varphi(x,y)}{2\pi} \frac{\lambda}{KL_{zyl}\rho_{\infty}} + 1.$$
(B.9)

Sind die Phasenverschiebung $\Delta \varphi(x, y)$ und die Dichte der freien Anströmung bekannt, so kann das Dichtefeld $\rho(x, y)$ bestimmt werden (Konstanten siehe Tab. B.2).

Ein Fehler entsteht durch die Verwendung einer mittleren Gladstone-Dale-Konstanten, da die Massenkonzentrationen der einzelnen Spezies für das reagierende Gasgemisch im allgemeinen nicht bekannt sind. Da die Gladstone-Dale-Konstanten der einzelnen Gaskomponenten nur geringfügig voneinander abweichen, bleibt der Fehler klein. Aus einer Zylinderrechnung werden die Massenkonzentrationen der einzelnen Komponenten bestimmt und hieraus die Gladstone-Dale-Konstante ermittelt ($K = 0.244 \cdot 10^{-3} kg/m^3$). Mit diesem Wert werden die Versuche ausgewertet. Ein Problem entsteht, wenn freie Elektronen in der Strömung vorhanden sind, wie bei den Hochdruckbedingungen beobachtet; dann kann nicht ausgewertet werden.

Anhang C

Freie Anströmung

Ta
bell
e C
.1:
Beis
spie
l eir
ler
Sim
ula
tion
srec
hnu
ıng,
ΗE
G-F
Bed.
I,]
Luft
, ko
nisc
he l
Düse,
P_{0}
sitic
ñΕ
)üse
nau
stri
tt, I
ζali
brie
rvei
rsuc
$h_{3'}$
73.

Fall 19	Fall 18	Fall 17	Fall 16	Fall 15	Fall 14	Fall 13	Fall 12	Fall 11	Fall 10	Fall 9	Fall 8	Fall 7	Fall 6	Fall 5	Fall 4	Fall 3	Fall 2	Fall 1	Bed.	Fall 19 J	Fall 10	Fall 17 1	Fall 16	Fall 15	Fall 14 1	Fall 13 I	Fall 12 I	Fall 11 I	Fall 10 I	Fall 9 L	Fall 8 L	Fall 7 L	Fall 6 L	Fall 5 L	Fall 4 L	Fall 3 L	Fall 2 L	Fall 1 L
626	457	722	532	586	798	1160	727	607	532	630	612	433	577	535	740	716	633	423	p_{∞}	Luft, tur	T + 11nn	Luft, tur	Luft, tur	Luft, tur	Luft, tur	Luft, tur	Luft, tur	Luft, tur	Luft, tur	uft, turb	uft, turb	uft $+ 10$	uft $+ 5^{\circ}$	uft $+ 59$	uft, turb	uft, turb	uft, turb	uft, lami
0.00197	0.00172	0.00226	0.00167	0.00258	0.00155	0.00158	0.00191	0.00198	0.00205	0.00198	0.00194	0.00178	0.00178	0.00185	0.00188	0.00213	0.00198	0.00150	ρ_{∞}	bulent l _{tra}	070 пе, ги	bulent l_{tra}	bulent l _{tra}	bulent l _{tra}	bulent l _{tra}	bulent l _{tra}	bulent l_{tra}	bulent l _{tra}	bulent l _{tra}	ulent l _{tran}	oulent l_{tran}	% He, turl	δ He, turbi	δ He, turb	$ulent l_{tran}$	ulent <i>l_{tran}</i>	ulent <i>l_{tran}</i>	$nar, p_0 = 1$
953	525	896	936	733	1418	2485	1177	911	737	953	946	483	782	695	1174	1010	006	845	T_{∞}	$n_s = 0.1$	Tuarna	$n_s = 0.7$	$n_{s} = 0.5$	$n_s = 0.5$	$n_s = 0.7$	$n_{s} = 0.7$	$n_s = 0.7$	$n_{s} = 0.7$	$n_{s} = 0.5$	s = 0.75	s = 0.75	oulent l_t	ulent l_{tr}	ulent l_{tr}	$s_{s} = 0.75$	s = 0.07	s = 0.75	37.1MP
3514	1	3441	3614	3168	3978	I	3527	3511	3461	3515	3516	2024	I	2346	I	3493	3513	3533	$T^v_{N_2}$	75m, mc	t_{trans} –	$\frac{75m, p_0}{-}$	$75m, p_0$	$75m, T_0$	$75m, T_0$	75m, Re	75m, Re	75m, Re	75m, Re	$5m, T_w$	$5m, T_w$	rans = 0	$a_{ns} = 0.$	$a_{ns} = 0.$	5m, the	$n, p_0 =$	$5m, p_0 =$	$a, T_0 =$
1935	1	1900	1982	1734	2233	I	2049	1913	1810	1934	1936	1004	1	1240	I	1922	1933	1979	$T^v_{O_2}$	ht katal	0.10711,	+ 15%	-15%	-15%,	+15%,	aktionsr	aktionsr	aktionsr	aktionsr	= f(x),	= 800 K,	0.75m, p	75m, th	$75m, p_0$	misches	37.1 MF	= 37.1M	9117K
63.0	62.0	71.2	54.4	59.7	69.0	52.8	61.9	63.1	64.0	63.1	61.9	64.0	61.4	63.5	60.8	68.1	63.3	48.3	p_{t2}	ytische	STILLIAN 9	$p_0 = 42$	$p_0 = 31.$	$p_0 = 37$	$p_0 = 37$	aten nad	aten nad	aten nad	aten nac	$p_0 = 37.$	$p_0 = 3'_1$	$p_0 = 37.5$	ermisch	= 37.1	Gleichg	$^{3}a, T_{0} =$	$Pa, T_0 =$	und ρ_0 =
8.72	10.16	8.66	8.80	8.88	7.97	6.15	8.05	8.88	9.58	8.72	8.76	10.54	9.06	9.44	8.06	8.54	8.65	9.28	Ma_{∞}	Wand, p_0	aro sam	6MPa,	5MPa,	1MPa,	1MPa,	h Park	ch Park∙!	ch Dunn	ch Gupta	1MPa,	7.1 MPa,	MPa, T	es Gleich	MPa, T_0	ewicht, 1	9117K	= 9117K	= 10.34k
1.44	1.49	1.44	1.45	1.42	1.48	1.30	1.43	1.45	1.46	1.44	1.44	1.50	1.44	1.47	1.38	1.44	1.44	1.44	γ_{∞}	= 37.1	or wakiro	$I_0 = 91$	$I_0 = 91$	$T_0 = 77$	$T_0 = 10$	$10^8, p_0 =$	$5, p_0 = 3$	& Kang	$p_0 = 3$	$T_0 = 91$	$T_0 = 9$	0 = 845	gewicht	= 9117	$p_0 = 37.$	und $ ho_0$ =	und ρ_0	g/m^3
5889	6257	2820	5940	5012	8669	6020	5939	5878	5815	5889	5890	6241	6118	6101	5917	5883	5885	5897	u_∞	MPa, T	$\frac{10}{2}, \frac{10}{2} =$	17K und	17K und	50K un	500K u	= 37.1M	37.1MP	$p_{0} = 5$	37.1MP	17K und	117K ur	2K und	$p_0 = 3$	$K \text{ und } \mu$	1MPa,	= 10.34k	= 10.34	
425	466	429	429	378	471	466	434	429	420	429	439	448	452	448	443	400	434	559	v_∞	0 = 91	01.1VI	$\frac{1}{2}\rho_0 =$	$d \rho_0 = i$	$d \rho_0 =$	$nd \rho_0 =$	Pa, T_0	$a, T_0 =$	37.1MF	$a, T_0 =$	$d \rho_0 =$	$1d \rho_0 =$	$\rho_0 = 7$	7.1MP	$o_0 = 8.9$	$T_0 = 91$	g/m^3	kg/m^3	
0.744	0.659	0.743	0.746	0.734	0.717	0.747	0.744	0.743	0.751	0.744	0.744	0.659	0.701	0.700	0.744	0.744	0.744	0.744	α_{N_2}	L7K und	<i>ru</i> , 10	$\frac{11.98 kg}{11.98}$	8.68 kg/r	$13.54 kg_{/}$	$7.78kg_{/}$	= 9117.	9117K	$a, T_0 =$	9117K	10.34 kg/	10.34kg	.96 kg/m	$a, T_0 =$	$\theta 6kg/m^2$	17K un			
0.053	0.120	0.065	0.039	0.136	2e-5	0.196	0.088	0.046	0.015	0.053	0.053	0.120	0.093	0.094	0.052	0.055	0.053	0.052	α_{O_2}	$\rho_0 = 10.$	- 0402N	018910	, nº	m_{o}	m ³	K und ρ_0	und $\rho_0 =$	9117K u	und $\rho_0 =$	m^3	$/m^3$	ι Ο	9117K ur		$d \rho_0 = 10$			
0.031	0.050	0.035	0.026	0.053	2e-5	0.026	0.030	0.033	0.016	0.031	0.031	0.050	0.043	0.043	0.0305	0.0314	0.031	0.031	α_{NO}	$34 kg/m^{\circ}$	- 0d him	115 Å 2-				= 10.34k	10.34 kg/	nd $\rho_0 = 1$	10.34 kg/				$1d \rho_0 = 8.$		$1.34 kg/m^2$			
1e-7	6e - 18	3e-8	4e - 8	6e - 11	0.041	1e - 6	2e - 7	2e - 8	5e - 10	3e-8	3e-8	3e - 16	6e - 10	6e - 11	3e - 7	5e - 8	3e-8	9e - 9	α_N		1.90Kg/11	70640/m				g/m^3	m^3	$0.34 kg/m^2$	m^3				$.96kg/m^3$					
0.171	0.070	0.157	0.187	0.076	0.24	0.31	0.136	0.177	0.217	0.171	0.171	0.070	0.112	0.112	0.172	0.168	0.171	0.172	α_O			0																
1	0.10	-			-	1	1			1	1	0.10	0.05	0.05			1	1	α_{He}																			

Lebenslauf

Martin Schnieder	(geb. Carl)
9. März 1967	Geboren in Ulm Familienstand: verheiratet Staatsangehörigkeit: deutsch
Schulbildung: 1973 bis 1986	Grundschule und Gesamtschule in Tübingen; 6.6.1986 Abitur
1986 bis 1987	Wehrdienst
Studium: Sept. 1987 Sept. 1989 Aug. 90 bis Juni 91	Beginn des Maschinenbaustudiums, RWTH Aachen Vordiplom; Studienrichtung: Grundlagen des Maschinenwesens Studium an der University of Kansas in den USA
März bis Okt. 1993	Diplomarbeit am Institut National des Sciences Appliquees in Lyon, Frankreich
Nov. 1993	Diplom, RWTH Aachen
Seit Jan. 1994	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungs- mechanik des DLR in Göttingen