

# Untersuchungen zur Instabilität hypersonischer Grenzschichten unter Berücksichtigung von Hochtemperatureffekten

Der Fakultät Maschinenwesen an der  
Technischen Universität München  
zur Erlangung der Lehrbefähigung im  
Fachbereich Aerodynamik  
eingereichte Abhandlung

Vorgelegt von  
**Christian Stemmer**  
geboren in Friedrichshafen

Fachmentorat:

Vorsitzender: o. Prof. Dr.-Ing. N.A. Adams  
weitere Prof. W. Polifke, PhD (CCNY)  
Mitglieder Apl. Prof. Dr.-Ing. habil. U. Rist  
eingereicht: 11. Juli 2011

Lehrstuhl für Aerodynamik und Strömungsmechanik  
an der Technischen Universität München  
2011



# Danksagung

Zuerst gebührt mein Dank Prof. Nikolaus A. Adams, der es mir ermöglichte, die Arbeiten, die in dieser Schrift dargelegt sind, an seinem Lehrstuhl mit seiner Unterstützung und der Gewährung der akademischen Freiheit zu erarbeiten. Prof. Ulrich Rist und Prof. Wolfgang Polifke möchte ich meinen Dank aussprechen für die Bereitschaft, die Arbeit zu begleiten und als Mentoren im Habilitationsverfahren zur Verfügung zu stehen.

Mein Dank geht auch an Marcel Birrer, der während seines IGSSE-Projekts an den HyBoLT-Ergebnissen gearbeitet hat.

Außerdem möchte ich mich bei all meinen Kollegen am Lehrstuhl für Aerodynamik und Strömungsmechanik der TU München, am IAG der Uni Stuttgart und am CTR in Stanford bedanken, die durch intensive Diskussionen im Verlauf der Arbeit ihre Ideen und Vorstellungen mit mir geteilt haben.

Tatkräftig, wenn auch unwissentlich, haben diese Arbeit auch Scott Adams, Jorge Cham und Gary Larson vorangetrieben.

Zu guter Letzt möchte ich mich auch bei meiner Familie für das Verständnis für die vielen Stunden der Abwesenheit, die für die Anfertigung der Arbeit notwendig waren, bedanken.

Widmen möchte ich diese Arbeit meinem Vater, der an mich geglaubt hat und der leider nicht mehr erleben kann, dass seine Prophezeiung “Bub, Du bleibst besser an der Uni, da bist Du besser aufgehoben”, ein sehr guter Rat war.



# Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	7
Tabellenverzeichnis	15
Nomenklatur	17
<b>1 Einführung</b>	<b>21</b>
1.1 Instabilitäten und Transitionsuntersuchungen an der ebenen Platte . . . . .	26
1.2 Rampen- und Kegelgeometrien . . . . .	33
1.3 Transition durch Oberflächenrauigkeiten und Einfluss der Ab- lation . . . . .	38
1.4 Motivation und Ziele der vorliegenden Arbeit . . . . .	40
<b>2 Grundgleichungen</b>	<b>43</b>
2.1 Strömungsgleichungen . . . . .	43
2.2 Modellierung der chemischen Reaktionen . . . . .	47
2.3 Modellierung der physikalischen und thermodynamischen Ko- effizienten . . . . .	50
2.3.1 Spezifische Wärme bei konstantem Volumen . . . . .	50
2.3.2 Spezifische Wärme bei konstantem Druck . . . . .	51
2.3.3 Dynamische Zähigkeit . . . . .	51
2.3.4 Wärmeleitkoeffizient . . . . .	51
2.3.5 Mischungsregel für die Zähigkeit und die Wärme- leitfähigkeit . . . . .	51
2.3.6 Diffusionskoeffizient . . . . .	52
2.4 Energietransfer zwischen translatorischer Energie und Vibra- tionsenergie . . . . .	53

2.5	Formulierung der Randbedingungen . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Instabilitätsuntersuchungen an einer Rampe bei <math>Ma=5</math></b>	<b>55</b>
3.1	Parameter der Simulation . . . . .	59
3.2	Numerische Methode . . . . .	62
3.2.1	Zweidimensionale Grundströmung . . . . .	64
3.2.2	Einbringen der Störungen . . . . .	64
3.3	Simulationsresultate . . . . .	65
3.4	Zusammenfassung . . . . .	83
<b>4</b>	<b>Instabilitäten an der ebenen Platte im Hyperschall</b>	<b>85</b>
4.1	Numerische Methode . . . . .	88
4.2	Ergebnisse . . . . .	90
4.2.1	Stationäre Grundströmung . . . . .	91
4.2.2	Vergleiche mit Linearer Stabilitätstheorie . . . . .	95
4.2.3	Störrechnungen . . . . .	100
4.3	Zusammenfassung . . . . .	103
<b>5</b>	<b>Chemische Nichtgleichgewichtseffekte im Nachlauf eines Hindernisses in der hypersonischen Grenzschicht</b>	<b>105</b>
5.1	Einführung und Geometrie . . . . .	105
5.1.1	Anströmbedingungen . . . . .	107
5.1.2	Integrationsgebiete der verschiedenen Simulationen . . . . .	108
5.2	Simulationsergebnisse . . . . .	110
5.2.1	Ergebnisse für die zweidimensionale Gesamtkonfiguration mit Hindernis . . . . .	111
5.2.2	Simulation im direkten Umfeld des Quaders . . . . .	114
5.2.3	Stationäre Simulation des Quadernachlaufs . . . . .	120
5.2.4	Stabilitätsanalyse der stationären Nachlaufströmung . . . . .	126
5.2.5	Instationäre Ergebnisse für den Hindernisnachlauf . . . . .	128
5.3	Zusammenfassung HyBoLT . . . . .	150
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>155</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>159</b>
<b>A</b>	<b>Numerische Konvergenzstudien</b>	<b>175</b>
A.1	Einfluss der numerischen Viskosität auf die Ausdehnung der Ablöseblase an der supersonischen Rampe . . . . .	175

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Geschwindigkeitsbereiche . . . . .	23
1.2	kritische Aspekte der Umströmung einer Kapsel beim Wiedereintritt . . . . .	24
1.3	Flight map (Flugpfade des atmosphärischen Wiedereintritts im Höhen-Geschwindigkeitsdiagramm) für geplante Orion Missionen . . . . .	24
1.4	Anfachungsraten (a) und Frequenz (b) der verschiedenen Mack-Moden über der Machzahl . . . . .	28
1.5	Das Zusammenwachsen der Instabilitätsgebiete anhand der Neutralkurven für 2D Wellen bei $Ma=4,5$ (oben) und $Ma=4,8$ (unten) . . . . .	29
1.6	Veränderung der Anfachungsrate durch Realgaseffekte einer festen Reynoldszahl über die Frequenz. — — : ideales Gas, - - - - : chemisches Gleichgewicht, — — : chemisches Nichtgleichgewicht . . . . .	30
1.7	Sogenannte ' <i>rope-like structures</i> ', die von hochamplitudigen Dichteschwankungen hervorgerufen werden, die ein ausgebildetes Maximum in der kritischen Schicht aufweisen. Dargestellt ist der wandnormale Dichtegradient, wie er auch durch ein Schlierenbild experimentell sichtbar gemacht werden kann (die Dichtegradienten in den anderen Raumrichtungen sind für diesen Fall unerheblich) . . . . .	34
1.8	Mitschrieb der Lagesensoren des SHEFEX Experiments beim Wiedereintritt . . . . .	36
2.1	Gleichgewichtskonzentration für Luft bei einem Druck von 1 bar. . . . .	47

3.1	Prinzipskizze zur hypersonischen Rampenströmung . . . . .	56
3.2	Seitenansicht des Integrationsgebiets (in grau) . . . . .	63
3.3	Rechengitter – nur jeder 10. Punkt ist gezeigt. Durch die Gitterstreckung häufen sich die Punkte in der Grenzschicht . . . . .	63
3.4	Numerisches Schlierenbild – Integration der räumlichen Gradienten der Dichte $\rho$ in spannweitung Richtung nach Gl. 3.10 . . . . .	66
3.5	Integration des räumlichen Gradienten des Druckes $p$ in spannweitung Richtung . . . . .	67
3.6	Konturen stromab Geschwindigkeitskomponente $u - u = 0$ ist gestrichelt dargestellt . . . . .	68
3.7	Wandnormale Geschwindigkeit $w$ (bei $y=3,5$ (27,7% $L_y$ ) und spannweite Geschwindigkeit $v$ am Rampenknicke. Negative Geschwindigkeiten sind gestrichelt dargestellt. . . . .	69
3.8	Wirbelstärken $\omega_x, \omega_y$ und $\omega_z$ bei $y=3,5$ (27,7% $L_y$ ) . . . . .	72
3.9	Stromab Geschwindigkeit $u$ am wandnächsten Punkt. Die Rampe beginnt bei $x = 260$ . Am Wiederanlegepunkt bei $x = 372$ wird die Wiederanlegelinie durch die langlebige Mode (0,2) wellenartig in spannweitung Richtung verformt. (Man vergleiche hierzu die Störampplituden in Abb. 3.10) . . . . .	73
3.10	Amplituden der Störungen der stromab Geschwindigkeit $u'$ – gestörte Moden und stationäre Moden (0,k) . . . . .	73
3.11	Amplituden der Störungen der stromab Geschwindigkeit $u'$ – gestörte Moden und zweidimensionale Moden (h,0) . . . . .	74
3.12	Amplitude der stromab Geschwindigkeit $u'$ als Kontur – die Geschwindigkeitspfeile sind aus der wandnormalen und der spannweitung Geschwindigkeit zusammengesetzt. Die Nummerierung der Achsen ist hier nicht die Koordinate sondern die Anzahl der Gitterpunkte. . . . .	75
3.13	Druck $p$ im gesamten Integrationsgebiet (oben) und in einem Ausschnitt um den Rampenknicke (unten) . . . . .	76
3.14	Temperatur $T$ [K] im gesamten Integrationsgebiet (oben) und in einem Ausschnitt um den Rampenknicke (unten) . . . . .	77
3.15	stromab Geschwindigkeit $u$ im gesamten Integrationsgebiet (oben), der divergenzfreie Anteil ( $u^{df}$ ) des Geschwindigkeitsfeldes (Mitte) und der rotationsfreie Anteil ( $u^{rf}$ ) im unteren Teil. . . . .	79



3.16	relativer Wanddruckverlauf verglichen mit den experimentellen Ergebnissen (durchgezogene Linie: DNS - Symbole: Experiment – Rauten: natürliche Transition - Quadrate: fixierte Transition am Stolperdraht) . . . . .	80
3.17	Wandwärmestrom im Vergleich zum Experiment (durchgezogene Linie: DNS - Symbole: Experiment – Rauten: natürliche Transition - Quadrate: fixierte Transition am Stolperdraht) . .	81
3.18	Ergebnisse einer 2D RANS Rechnung mit dem Spalard-Allmaras Turbulenz Modell. Gesamtes Integrationsgebiet (oben) und das abgelöste Gebiet im Detail (unten – man beachte die umgekehrte Farbkodierung zur besseren Darstellung ! – die Geschwindigkeit $u = 0$ ist als gestrichelte Linie dargestellt). . . . .	82
4.1	Ausschnitt an einem Halteelement an einer Apollo Kapsel . . .	86
4.2	Nahaufnahme eines Apollo Hitzeschutzschildes . . . . .	86
4.3	Entwicklung der Konzentration am Beispiel von molekularem und atomarem Stickstoff $N_2$ und $N$ . Bei $x = 0$ findet eine plötzliche Temperaturerhöhung (z.B. ein Stoß) statt. . . . .	89
4.4	$\rho u$ der Grundströmung mit der Grenzschichtlösung am Einströmrand . . . . .	92
4.5	$\rho u$ der Grundströmung mit der Lösung von Abb. 4.4 bei $x = 6,53$ als Einströmrand . . . . .	92
4.6	Temperatur der Grenzschicht für den Fall <b>IG</b> . . . . .	93
4.7	Temperatur der Grenzschicht für den Fall <b>C-EQ</b> . . . . .	94
4.8	Translatorische Temperatur in der Grenzschicht für den Fall <b>T-NE</b> . . . . .	95
4.9	Vibrationstemperatur in der Grenzschicht für den Fall <b>T-NE</b> . . . . .	95
4.10	Wandnormale Verteilung der chemischen Bestandteile der Luft für den Fall <b>C-EQ</b> bei $x=5,5m$ . $c_N \times 10$ ---- ; $c_{N_2}$ ——— ; $c_O$ ——— ; $c_{O_2}$ ——— ; $c_{NO} \times 10$ ---- . . . . .	96
4.11	Wandnormale Verteilung der chemischen Bestandteile der Luft für den Fall <b>T-NE</b> bei $x=5,5m$ . $c_N \times 5$ ---- ; $c_{N_2}$ ——— ; $c_O$ ——— ; $c_{O_2}$ ——— ; $c_{NO} \times 10$ ---- . . . . .	96
4.12	räumliche x-y Verteilung der Störfunktion an der Wand (z ist die Amplitude A) für eine Mode mit einer spannwitiger Wellenlänge . . . . .	97

4.13	Vergleich der wandnormalen Amplitudenverteilung einer zweidimensionalen Störung mit der dimensionslosen Frequenz $F=3,46 \cdot 10^{-5}$ aus der DNS mit den Eigenfunktionen der LST bei $R_x=2800$ . — : DNS, ---- : LST . . . . .	98
4.14	Anfachungsrate und Phasengeschwindigkeit für eine zweidimensionalen Störung für 2 unterschiedliche Frequenzen. — : $F=3,46 \cdot 10^{-5}$ , ---- : $F=3,9 \cdot 10^{-5}$ . . . . .	99
4.15	Momentanaufnahme der Störgeschwindigkeit $u'$ für die geschnittene Grundströmung . . . . .	101
4.16	Störungsentwicklung in Strömungsrichtung für die beiden versetzten Grundströmungen (vgl. Abb. 4.4 und Abb. 4.5). Dargestellt ist das Maximum über der wandnormalen Koordinate der Fouriermode $(h,k)$ in logarithmischer Darstellung. . . . .	101
4.17	Vergleich der wandnormalen Maxima der Amplituden der stromab Geschwindigkeit $u$ für den Fall <b>IG</b> . . . . .	102
4.18	Vergleich der wandnormalen Maxima der Amplituden der stromab Geschwindigkeit $u$ für den Fall <b>IG</b> (in der Legend als <i>non-reac</i> bezeichnet) und für den Fall <b>T-NE</b> ( <i>reac</i> ). . . . .	102
5.1	Künstlerische Darstellung des Trägersystems und des HyBoLT Experiments . . . . .	106
5.2	vorgesehene Trajektorie für das HyBoLT Freiflugexperiment . . . . .	106
5.3	Zweidimensionaler Schnitt durch die HyBoLT Geometrie . . . . .	107
5.4	Gitter der Keilkonfiguration - jede 5.te Gitterlinie dargestellt. . . . .	108
5.5	Blöcke (links) und Gitter (rechts) für die Simulation in der direkten Umgebung des Quaders – jede 4. Gitterlinie ist dargestellt. Der neue Referenzpunkt $(0,0,0)$ für das Koordinatensystem an der ebenen Platte ist links der roter Punkt. . . . .	109
5.6	Gitter für die Nachlaufsimulationen – jede 4. Gitterlinie ist dargestellt. In stromab Richtung ist nur eine Blockreihe von zehn gleichen gezeigt. . . . .	110
5.7	Wandtemperaturverlauf (qualitativ) am experimentellen Keil für $Ma=6$ . . . . .	111
5.8	Machkonturen um die gesamte Keilkonfiguration (zweidimensional) für ideales Gas. . . . .	112
5.9	Druckverlauf in der Umgebung des Quaders für ideales Gas. . . . .	112

5.10	Wandnormaler Temperaturverlauf (links) und Sauerstoffkonzentration (rechts) bei $x=0,436$ m für die unterschiedlichen Gasmodelle (zweidimensionale Simulation). . . . .	113
5.11	Prinzipskizze und Strömungsvisualisierung am umströmten Würfel im Unterschall . . . . .	114
5.12	Prinzipskizze zur Nachlaufwirbelentstehung für den Würfel Länge:Breite:Höhe 2:2:1, Ablösegebiete sind in hellblau gekennzeichnet. Die Wandtrennstromline ist dick gezeichnet. . .	115
5.13	Ablöselinie und Stromlinien ausgehend von $x=-0,001$ m und $z=0,0009$ m äquidistant in spannweitischer Richtung $y$ . . . . .	116
5.14	Ablösegebiet für ideales Gas – Ablösung bei $x=0,442$ m im Mittelschnitt . . . . .	117
5.15	Ablösegebiet für ideales Gas – Seitenansicht . . . . .	117
5.16	Stromlinien (grün) und Wirbelkerne ( $\lambda_2$ -Kriterium – orange) mit der stromab Geschwindigkeit $u$ am wandnächsten Punkt $z = 1,265 \cdot 10^{-4}m$ . . . . .	118
5.17	stromab Geschwindigkeit in der Umgebung des Quaders . . . . .	118
5.18	Temperaturverteilung in der Umgebung des Quaders . . . . .	119
5.19	Temperatur am wandnächsten Punkt als qualitatives Maß des Wärmeübergangs mit der Kontur $u=0$ (Rückströmgebiet) – <b>C-EQ</b> . . . . .	119
5.20	Ablösegebiet ( $u=0$ ) - die Oberfläche des Ablösegebietes zeigt die Temperaturverteilung - Ablösung bei $x=0,444$ m im Mittelschnitt im Fall <b>C-EQ</b> und bei $x=0,458$ m im Fall <b>C-NE</b> . . .	120
5.21	Höhenliniendarstellung der Temperatur in drei Schnitten senkrecht zu den Koordinatenachsen durch den Punkt maximaler Temperatur für den Fall <b>C-EQ</b> . Der Rahmen im oberen Bild zeigt die Größe des Quaders zum Vergleich. Die Höhenlinien liegen bei $T=1400, 1500, 1600$ und $1680$ K. Schnitte bei $x=0,0639$ m (oben), bei $z=0,00772$ m (Mitte) und $y=0,00366$ m (unten) . . . . .	121
5.22	Temperaturverteilung in Farbe und die stromab Geschwindigkeit in Linien ( $0 \text{ m/s} \leq u \leq 2600 \text{ m/s}, \Delta u=200 \text{ m/s}$ ) in einem Schnitt senkrecht zur Hauptströmungsrichtung bei $x=0,13$ m für den Fall <b>IG</b> . . . . .	122
5.23	Wärmefluss an der Wand für die Fälle <b>IG</b> (oben), <b>C-EQ</b> (Mitte) und <b>C-NE</b> (unten) . . . . .	123

5.24	mögliche Strömungszustände an einer Kapselgeometrie mit Kavität . . . . .	124
5.25	Temperaturverläufe am Einströmrand ( $x=0,13$ m) für den Fall <b>C-EQ</b> und <b>C-NE</b> mit gleicher Temperaturskala . . . . .	125
5.26	Konzentration des atomaren Sauerstoffs am Einströmrand ( $x=0,13$ m) für den Fall <b>C-EQ</b> (links) und <b>C-NE</b> (rechts) bei gleicher Skala . . . . .	125
5.27	räumliche Anfachungsraten für die ausgewählten Wellenzahlen in $x$ für die maximal angefachte z-Mode (durchgezogen) und y-Mode (gestrichelt) bei $x=0,1275$ m ( $R_x \approx 626$ ). Symbole: Quadrate – ideales Gas; Kreise: chemisches Gleichgewicht. . . . .	127
5.28	Fall <b>IG</b> : Eigenfunktionen der stromab Geschwindigkeit $u'$ (links) und der Temperatur $T'$ (rechts), normalisiert zu $u'_{max} = 1$ . z-Mode (oben) und y-Mode (unten) für $\alpha_r = 3,0$ . Die dünnen durchgezogenen Linien markieren die Höhenlinien der Grundströmungsgrößen $u$ und $T$ . Die dicke durchgezogene Linie markiert die Machlinie $Ma = 1$ in der Grenzschicht. Die Phasengeschwindigkeiten liegen bei $0,70 \leq c_{ph,t} \leq 0,75$ . . . . .	129
5.29	wie Abb. 5.28 für den Fall <b>C-EQ</b> mit $\alpha_r = 3,0$ ; $0,64 \leq c_{ph,t} \leq 0,68$ . . . . .	130
5.30	Schwankungen der stromab Geschwindigkeit $u$ am Einströmrand für die instationären Rechnungen . . . . .	131
5.31	Entwicklung von stromab Geschwindigkeit $u$ (oben) und Temperatur $T$ (unten) zwischen $0,4 \leq x \leq 0,6$ für den Fall <b>IG</b> mit Störung . . . . .	132
5.32	gestörte Fourier Mode (1,6) der stromab Geschwindigkeit $u$ in stromab/wandnormaler Darstellung . . . . .	133
5.33	wandnormale Amplitudenprofile der gestörten Fourier Mode (1,6) von $u$ , $p$ , $T$ , $\rho$ an ausgewählten stromab Positionen $x=0,4$ m; $0,45$ m; $0,5$ m; $0,55$ m; $0,6$ m . . . . .	134
5.34	wandnormale Phasenprofile der gestörten Fourier Mode (1,6) des Druckes $p$ an ausgewählten stromab Positionen $x=0,4$ m; $0,45$ m; $0,5$ m; $0,55$ m; $0,6$ m . . . . .	135
5.35	wandnormales Maximum der Fourier Moden (1,k) der stromab Geschwindigkeit $u$ . . . . .	135
5.36	wandnormales Maximum der Fourier Moden (2,k) (links) und (3,k) (rechts) der stromab Geschwindigkeit $u$ . . . . .	135

5.37 Fourieramplituden der Moden  $(0,k)$  (links  $-k = 0$  nicht im Wertebereich) und spannweite Verteilung der stationären Störung ( $h = 0, k = 1-23$ ) bei  $x=0,55$  m (rechts). Die gesamte Breite des Gebietes rechts in  $y$  beträgt  $0 < y < 1$ . . . . . 137

5.38 spannweite Verteilung der einzelnen Störfrequenzamplituden von  $u$  nach Frequenzen getrennt (oben  $h = 1$  bis  $h = 3$  unten) bei  $x=0,60$  m. Die gesamte Breite des Gebietes in  $y$  beträgt normiert  $0 < y < 1$ . Die spannweite Ausdehnung des Hindernisses liegt in dieser Normierung bei  $0,42 \leq y \leq 0,58$ . . . . . 139

5.39 gestörte Fourier Mode  $(1,6)$  der stromab Geschwindigkeit  $u$  in stromab/wandnormaler Darstellung . . . . . 140

5.40 wandnormale Profile der gestörten Fourier Mode  $(1,6)$  der stromab Geschwindigkeit  $u$  (links) und  $\rho$  (rechts) an ausgewählten stromab Positionen  $x=0,4$  m;  $0,45$  m;  $0,5$  m;  $0,55$  m;  $0,6$  m. . . . . 141

5.41 wandnormales Maximum der Fourier Moden  $(1,k)$  (links) und  $(2,k)$  (rechts) der stromab Geschwindigkeit  $u$  . . . . . 142

5.42 wandnormales Maximum der Fourier Moden  $(3,k)$  der stromab Geschwindigkeit  $u$  . . . . . 142

5.43 wandnormale Profile der Fourier Mode  $(1,0)$  der stromab Geschwindigkeit  $u$  bei  $x=0,562$  m;  $0,58$  m;  $0,613$  m . . . . . 142

5.44 spannweite Verteilung der einzelnen Störfrequenzamplituden von  $u$  nach Frequenzen getrennt (oben  $h = 1$  bis  $h = 3$  unten) bei  $x=0,45$  m. Die gesamte Breite des Gebietes in  $y$  beträgt normiert  $0 < y < 1$ . . . . . 144

5.45 Konzentration des atomaren Sauerstoffs  $O$  quer zur Anströmung bei  $x=0,4$  m;  $0,45$  m;  $0,5$  m;  $0,55$  m;  $0,6$  m . . . . . 145

5.46 Gestörte Fourier Mode  $(1,6)$  der stromab Geschwindigkeit  $u$  in stromab/wandnormaler Darstellung – Fall **C-NE** . . . . . 146

5.47 Wandnormale Profile der Fourier Mode  $(1,6)$  der stromab Geschwindigkeit  $u$  an ausgewählten stromab Positionen . . . . . 147

5.48 wandnormales Maximum der Fourier Moden  $(1,k)$  der stromab Geschwindigkeit  $u$  . . . . . 147

5.49 wandnormales Maximum der Fourier Moden  $(2,k)$  (links) und  $(3,k)$  (rechts) der stromab Geschwindigkeit  $u$  . . . . . 147

- 5.50 Spannweite Verteilung der einzelnen Störfrequenzamplituden von  $u$  nach Frequenzen getrennt (oben  $h = 1$  bis  $h = 3$  unten) bei  $x=0,60$  m. Die gesamte Breite des Gebietes in  $y$  ist hier dargestellt. . . . . 148
- 5.51 stromab/wandnormale Darstellung der Fourieramplitude von  $u$  für die fundamentale Störfrequenz und drei diskreten Querswellenzahlen ( oben (1,1), mitte (1,9), unten (1,15)) . . . . . 149
- 5.52 Konzentration des atomaren Sauerstoffs  $O$  quer zur Anströmung bei  $x=0,4$  m;  $0,45$  m;  $0,5$  m;  $0,55$  m;  $0,6$  m . . . . . 150
- 5.53 Konzentration des molekularen Sauerstoffs  $O_2$  als Isofläche  $c(O_2)=0,2346$  im Integrationsbereich. Am Einströmrand ist die Temperaturverteilung als Kontur dargestellt. Die Isofläche ist mit der Konzentration des atomaren Sauerstoffs (siehe Farbskala) unterlegt. . . . . 151
- A.1 Stromab Geschwindigkeit der untersuchten Fälle in der Nähe der Ablöseblase. Der Bildausschnitt ändert sich in den Bildern durch das Anwachsen der Ablöseblase. Die Geschwindigkeit  $u = 0$  ist gestrichelt dargestellt. . . . . 178
- A.2 Dichte der untersuchten Fälle im gesamten Integrationsgebiet . 179

# Tabellenverzeichnis

3.1	Strömungsparameter . . . . .	60
3.2	Geometrische Parameter der Simulation . . . . .	64
3.3	Parameter der Störmoden . . . . .	65
4.1	Parameter für die hypersonischen Simulationen an der ebenen Platte. . . . .	90
5.1	Maximal Temperaturen für verschiedene chemische Modelle.	113
5.2	Vergleich der Maximaltemperaturen im Quadernachlauf für die verschiedenen chemischen Modelle. Referenzpunkt (0,0,0) ist die rechte vordere untere Ecke des Quaders. . . . .	120
5.3	Anfachungsraten der Moden mit der stärksten Anfachung im Bereich $0,4 \text{ m} \leq x \leq 0,6 \text{ m}$ des Integrationsgebietes (h,0) und (h,1) in $[1/\text{m}]$ . . . . .	137
5.4	Anfachungsraten der Moden mit der stärksten Anfachung im Bereich $0,4 \text{ m} \leq x \leq 0,6 \text{ m}$ des Integrationsgebietes (h,0) und (h,1) in $[1/\text{m}]$ . . . . .	141
A.1	Testfälle für Vergleichsrechnungen zur numerischen Viskosität	176
A.2	Ablösestelle und Wiederanlegepunkt der Studien zur numeri- schen Viskosität . . . . .	176





# Nomenklatur

A	Amplitude	
$A_{\mu_i}, B_{\mu_i}, C_{\mu_i}$	Koeffizienten zur temperaturabhängigen Bestimmung der dynamischen Zähigkeit	
$c_g$	Gruppengeschwindigkeit, $c_g = \partial\beta_r/\partial\alpha_r$ normiert auf $U_\infty$	
$c_{ph}$	Phasengeschwindigkeit $c_{ph} = \beta_r/\alpha_r$ normiert auf $U_\infty$	
<b>C-EQ</b>	Fall chemischen Gleichgewichts	
<b>C-NE</b>	Fall chemischen Nichtgleichgewichts	
$d$	Kollisionsdurchmesser	
$e$	innere Energie	
$\tilde{f}$	dimensionsbehaftete Frequenz	[Hz]
$F$	dimensionslose Störfrequenz ( $F = 2\pi\tilde{f}\tilde{v}/\tilde{U}_\infty^2$ )	
$h$	ganzzahlige Vielfache der Störfrequenz	
$h$	Enthalpie	
$H, H_h$	Höhe, Höhe des Hindernisses (Kap. 5)	[m]
$H_{12}$	Formfaktor, $H_{12} = \delta_1/\delta_2$	
$(h,k)$	(Fourier-)Störmode mit der Frequenz $h\beta$ und spannweitigen Wellenzahl $k\gamma_0$	
<b>IG</b>	Fall idealen Gases	
$k$	ganzzahlige Vielfache der spannweitigen Wellenzahl	
$k_b$	Rückwärtsreaktionskoeffizienten	
$K_{eq}$	Gleichgewichtskonstante (der chemischen Reationen)	
$k_f$	Vorwärtsreaktionskoeffizienten	
$l_h$	Seitenlänge des Hindernisses (Kap. 5)	[m]
$L$	Referenzlänge	[m]
$LJ_{pot}$	Leonard-Jones Potential	
$MMAX, NMAX$	Anzahl der Gitterpunkte in	

	wandnormaler und stromab Richtung	
$mkd$	massegewichteter Kollisionsdurchmesser	
$M$	Machzahl	
$M_s$	Molekülmasse der Spezies $s$	
$q$	Wärmestrom	
$Q$	Quellterme	
$Q^{T-V}$	Energietransfer zwischen Translation und Vibration	
$\mathcal{R}$	Realgaskonstante (der Spezies $s$ als Index)	[J/(Kg · K)]
$Re$	Reynoldszahl	
$Re_{\delta_1}$	Reynoldszahl gebildet mit der Verdrängungsdicke	
$R_x$	Wurzel der Reynoldszahl zum Vergleich mit LST	
$R$	Bildungsterme der Reaktionen 1-5 (als Index)	
$Sc$	Schmidtzahl	
$t_0$	Referenzzeitpunkt	
$T, T_b$	Temperatur, Referenztemperatur	[K]
<b>T-NE</b>	Fall thermischen Nichtgleichgewichts	
$\tilde{U}_\infty$	Referenzgeschwindigkeit	[m/s]
$p$	Druck	[N/m <sup>2</sup> ]
$u, v, w$	Geschwindigkeiten in stromab, wandnormaler und spannweitisger Richtung	[m/s]
$W_s$	Produktionsterme der Spezies $s$	
$x, y, z$	stromab, wandnormale und spannweite Koordinatenrichtung	
$x_0$	Einströmrand des Integrationsgebietes	
$x_1$	Position des Beginns des Störstreifens	
$x_{dist}$	mittlere Position des Störstreifens	
$x_2$	Position des Endes des Störstreifens	
$x_3$	Position des Beginns der Dämpfungszone	
$x_4$	Position des Endes der Dämpfungszone	
$x_N$	Position des Ausströmrandes des Integrationsgebietes	

*griechische Symbole*

$\alpha^*$	Wellenzahl, $\alpha^* = \sqrt{\alpha_M^2 + k^2 \gamma^2}$
$\alpha_r$	Wellenzahl in Strömungsrichtung
$\alpha_i$	räumliche Anfachungsrate
$\alpha_i = -\frac{d}{dx}(\ln A/A_0)$	
$\beta$	dimensionslose Störfrequenz

	$\beta = \tilde{f} \cdot 2\pi \cdot \tilde{L} / \tilde{U}_\infty$
$\beta_H$	Hartree - Parameter
$\gamma_0$	spannweite Grundquerwellenzahl
$\delta$	Grenzschichtdicke ( $\tilde{U} = 99.9\% \tilde{U}_\infty$ )
$\delta_1$	Verdrängungsdicke der Grenzschicht (engl. $\delta^*$ )
$\delta_2$	Impulsverlustdicke der Grenzschicht (engl. $\theta$ )
$\delta_{ij}$	Kronecker Delta
$\epsilon$	Fehler
$\lambda$	Volumenviskosität
$\lambda_T$	Wärmeleitfähigkeit
$\mu$	dynamische Viskosität
$\nu$	kinematische Viskosität
$\varphi$	Phase
$\varphi(y)$	Amplitudenverteilung der Instabilitätsmoden aus der Theorie
$\psi$	Stromfunktion
$\rho$	Dichte
$\rho_s$	Partialdichte der Spezies $s$
$\theta$	Schräglaufwinkel der Störwellen relativ zur Hauptströmungsrichtung $x$
$\Theta_h$	Fourierphase der zeitlichen Fourieranalyse
$\omega_x, \omega_y, \omega_z$	Wirbelstärke in der stromab-, wandnormalen und spannweiten Richtung
$\dot{\omega}$	chemische Reaktionsrate
$\tau$	Relaxationszeit
$\tau_w$	Wandschubspannung
$\mathcal{O}^n$	n-ter Ordnung Genauigkeit einer Finiten Differenz
$\xi, \eta, \zeta$	generalisierte Koordinate in stromab, spannweitung und wandnormaler Richtung
$\zeta$	relative stromab Koordinate im Störstreifen
<i>Indizes</i>	
2-D	zwei-dimensional
3-D	drei-dimensional
h	Frequenz Index
i,j,k	index der drei kartesischen Raumrichtungen x,y und z
K	konvektiv

max	Maximum
re,im	Real-, Imaginärteil einer komplexen Zahl
rms	root-mean-square
s	Spezies
tot	total
V	viskos
w	die Wand betreffend
x,y,z	die x,y,z Richtung betreffend, bzw. Raumableitung in die betreffende Richtung

*Hochzeichen*

'	Störgrößen
<i>D</i>	Diffusion
<i>df</i>	divergenzfrei
<i>rf</i>	rotationsfrei
~	dimensionsbehaftete Größen
-	zeitlicher Mittelwert
^	(komplexe) Fourierkoeffizienten
<i>vib</i>	die Vibrationsfreiheitsgrade betreffend
<i>trans</i>	die Translationsfreiheitsgrade betreffend
<i>rot</i>	die Rotationsfreiheitsgrade betreffend

*Abkürzungen*

DNS	Direkte Numerische Simulation
LST	Lineare Stabilitätstheorie
PSE	parabolisierte Stabilitätsgleichungen
RANS	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes Gleichungen
SWBLI	Stoß/Grenzschichtinteraktion (a.d. Englischen)
SWTBLI	Stoß/Grenzschichtinteraktion einer turbulenten Grenzschicht
TPS	itshape thermal protection system, Hitzeschutzschild

# Kapitel 1

## Einführung

Hypersonische Flugbereiche wurden erstmals 1963 innerhalb der Flugversuchsserie mit der X-15 der NASA erreicht<sup>1</sup>. Dabei ist anzumerken, dass diese Flugversuchsserie über einen Zeitraum von ca. 10 Jahren über 200 Flüge hervorgebracht hat und eine der Grundlagen des Verständnisses hypersonischer Strömungszustände darstellt. Allgemein gibt es keine feste Grenze zwischen supersonischen und hypersonischen Strömungen, wie es sie zwischen Über- und Unterschall gibt. Einige Lehrbücher definieren die Grenze als  $M=5$  wohl z.T. aus praktischen Gründen aber auch weil luftatmende Fluggeräte diese Grenze im Normalfall (Horizontalflug) nicht erreichen können. Außerdem sind für Machzahlen größer 5 der Hyperschalllimes und die Hyperschallähnlichkeitstheorie gültig, so dass auch theoretische Erwägungen für diese künstliche Grenze sprechen [1, 2]. Machzahlen oberhalb von 5 sind in der Regel für raketengetriebene Flugobjekte, bzw. Raumflugkörper beim (Wieder-)Eintritt in die Atmosphäre reserviert. Forschungen am SCRAMJet-Antrieb haben diese 'Grenze' etwas verwischt, nachdem die X-43<sup>2</sup> [3] und die X-51<sup>3</sup> für kurze Zeit Machzahlen größer 5 erreicht haben. Dabei wurde jeweils mit einer Trägerrakete eine hinreichend große Anfangsgeschwindigkeit vor dem Zünden der Triebwerke vorgegeben. Die Hyperschallströmung ist

---

<sup>1</sup>Am 22.9.1963 erreichte das Flugzeug, welches eher einer Rakete mit Steuerflächen ähnelt, eine Machzahl von 6,7, was bei einer Flughöhe von 108 km einer Geschwindigkeit von knapp 7500 km/h entspricht.

<sup>2</sup>Das Modell hatte eine Länge von ca. 3 Metern und erreichte eine Maximalgeschwindigkeit von 12 144 km/h (Mach 9,8) in ca. 30 km Höhe für 7 Sekunden Antriebszeit am 16.11.2004.

<sup>3</sup>Am 26.5.2010 erreichte die X-51 bei einer Länge von 7,9m bei einer Brenndauer von ca. 200 Sekunden eine Maximalgeschwindigkeit von Mach 5.

zusätzlich als Besonderheit der Überschallströmungen anzusehen, da hier besondere Phänomene auftreten. Einerseits ist es möglich Grenzwertbetrachtungen für  $M \rightarrow \infty$  anzustellen, die bereits ab ca.  $M=4-6$  zu verwertbaren Ergebnissen führen, da oft die Machzahl im Quadrat in die entsprechenden gasdynamischen Formeln eingeht. Andererseits bedingt der Zusammenhang  $\sin^{-1} = 1/M$ , dass bei einer Machzahl von z.B. 10 der Machsche Winkel bereits zu  $5,7^\circ$  schrumpft, während Grenzschichtdicken  $\delta \propto M^2/\sqrt{Re_x} \cdot x$  quadratisch anwachsen und somit eine sehr heiße Grenzschicht entstehen kann. Grenzschichtuntersuchungen an einer ebenen Platte für hypersonische Machzahlen führten zu einer empirischen Formel für die Grenzschichtdicke für ebene Platten, die die Abschätzung von White [4] von adiabatichen Wänden auf gekühlte Wände erweitert [5]

$$\frac{\delta}{x} \sqrt{Re_x} = 1,721 \cdot \left( 2,397 + \frac{T_W}{T_\infty} + 0,0965 \text{Pr}^{1/2} (\gamma - 1) M_\infty^2 \right). \quad (1.1)$$

Das starke Anwachsen der Temperatur in der Grenzschicht führt dann zu weitergehenden chemischen und thermodynamischen Vorgängen (Dissoziation, Rekombination, Diffusion, etc.), wobei die rein gasdynamischen Beschreibungen auf der Basis der Zusammenhänge des idealen Gases keine geeigneten Resultate mehr liefern. So kann man den hypersonischen Bereich auch anhand dieser Überlegungen definieren. Dies ist aber wiederum von Nachteil, falls es sich um eine hypersonische Windkanalströmung handelt, bei der aufgrund der starken Expansion in der Lavaldüse diese Vorgänge auch bei sehr hohen Machzahlen noch nicht einsetzen<sup>4</sup>. Eine grafische Darstellung der verschiedenen Strömungsbereiche ist in Abb. 1.1 zu finden.

Bei hohen Machzahlen treten zahlreiche physikalische Vorgänge auf, die bis heute in ihrem Einfluss auf die Strömungseigenschaften noch nicht vollständig verstanden sind. Dazu gehört z.B. die Stoß/Grenzschichtinteraktion wie aber auch der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag (Transition).

Zur Weiterentwicklung rückkehrfähiger Raumtransportsysteme sind die genaue Definition der Strömungszustände von enormer Wichtigkeit für die aerodynamische Auslegung wie auch für die Bestimmung des Wärmehaushalts während des Wiedereintritts. Dabei ist nicht allein die Stoßgeometrie

---

<sup>4</sup>z.B. das Ludwig Rohr an der TU Braunschweig, bei dem Machzahlen von 6 für eine Messzeit von ca. 80 ms erreicht werden. Dabei liegt die Temperatur im Messbereich bei 500 K.

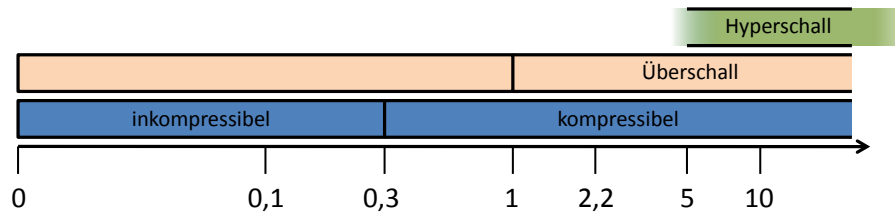


Abb. 1.1: Geschwindigkeitsbereiche

von besonderer Wichtigkeit für die Strömung nahe der Oberfläche, welche die Hochtemperaturrandbedingungen vorgibt, sondern auch die Lage des laminar-turbulenten Umschlagspunktes. Für die Gewichtsminimierung der Struktur und des Hitzeschutzschildes (und damit der Maximierung der Nutzlast) ist es unbedingt erforderlich, den zu erwartenden Wärmeübergang an der Oberfläche möglichst genau zu kennen, um einem überdimensionierten Hitzeschutzschild entgegen zu wirken. Der turbulente Wärmetransport an der Oberfläche kann im Falle von hypersonischen Wiedereintrittsströmungen dabei bis zu einer Größenordnung über dem laminaren Wärmetransport liegen<sup>5</sup>. Deshalb ist es für eine Weiter-, bzw. Neuentwicklung von rückkehrfähigen Raumtransportsystemen wichtig, die bisherige konservative Praxis der voll-turbulenten Auslegung des Hitzeschutzes (thermal protection system – TPS) [7–9] durch eine Berücksichtigung der laminaren Bereiche sowie der Transitionslage abzulösen. Dazu ist es aber unabdingbar, den laminar-turbulenten Strömungsumschlag für rückkehrfähige Raumtransportsysteme verlässlich berechnen und vorhersagen zu können. In zahlreichen Veröffentlichungen wird die Modellierung, bzw. Berechnung der laminar-turbulenten Transition als eines der Schlüsselemente der präziseren Vorhersage der Aerothermodynamik von Flugkörpern im Wiedereintritt benannt und gefordert, z.B. [10, 11] (Abb. 1.2 - aus [12]).

Für die Quantifizierung der transitionellen Vorgänge in der Grenz-

<sup>5</sup>In einer konventionellen Berechnung wird die Transitionslage mit dem sog.  $Re_\theta/M$ -Kriterium bestimmt. Der Einfachheit halber wird dann allerdings das Vehikel komplett laminar oder komplett turbulent gerechnet. Dabei ergeben sich Unterschiede für die Oberflächentemperatur für eine bestimmte Konfiguration von 1100 zu 1800 K, was zu einem Gewicht des Hitzeschutzschildes von 16 kg/m<sup>2</sup> im Vergleich zu über 20 kg/m<sup>2</sup> führt [6]. Dabei ist die Flughöhe, bei der Transition vorhergesagt wird, mit einer Unsicherheit von über 50% behaftet.





was allerdings durch turbulente Grenzschichten an den Kanalwänden durch akustische Störübertragung beeinflusst wird [14, 15]. Dies wurde schon in sehr frühen Experimenten zur Transition im Über- und Hyperschall erkannt [16, 17]. Dabei ist eine Verschiebung der Transitions-Reynoldszahl um eine Größenordnung nach vorne, bzw. eine Verringerung des N-Faktors um ca. 3 beobachtbar. Außerdem ist nicht ausgeschlossen, dass dadurch auch die zugrundeliegenden auslösenden Instabilitäten nicht denen entsprechen, die im Freiflug zur Transition führen würden, da diese hauptsächlich aus akustischen Störungen besteht. Auch neuere Untersuchungen (z.B. [18]) an einem Quiet-Tunnel von S. Schneider bestätigen die Veränderung der Transitionsreynoldszahl um einen Faktor von ca. 2,4 beim Vergleich von normalem Betrieb und “Quiet”-Betrieb im selben Kanal.

Darüberhinaus ist es meist nicht möglich, in einem Windkanalversuch, bei dem chemische Reaktionen des strömenden Mediums eine Rolle spielen<sup>6</sup>, die Damköhler Zahl, bei passender Mach und Reynoldszahl, korrekt abzubilden, da die charakteristischen chemischen Zeitskalen  $\tau_c$  der Windkanalströmung nicht denen des Freiflugs entsprechen

$$Da = \frac{t_f}{\tau_c} = \frac{L}{\tau_c \cdot U_\infty}. \quad (1.2)$$

So sind Windkanalversuche aufgrund der experimentellen Gegebenheiten meist auf kalte Strömungen begrenzt und die Extrapolation auf sog. Freiflugbedingungen birgt weitere Unsicherheiten in sich [19].

Transitionskriterien, die im Bereich der Entwicklung von Raumflugkörpern herangezogen werden, sind fast ausschließlich analytischer Natur. Hierbei ist in erster Linie das  $Re_\theta/M$ -Kriterium aus den 60er Jahren zu nennen, das auch immer noch für moderne Fluggeräte (ORION) zum Einsatz kommt. Eine Weiterentwicklung hinsichtlich eines Transitionskriteriums ist die  $e^N$ -Methode anhand von Linearer Stabilitätstheorie und/oder der Verwendung der PSE (Parabolized Stability Equations) [20, 21]. Dazu muss aber die vollständige Information über die Grenzschichten vorliegen, welches in einem Entwicklungsprozess oftmals nicht der Fall ist, so dass das  $Re_\theta/M$ -Kriterium, welches lt. Reshotko [22] jeglicher physikalischen Grundlage entbehrt, trotzdem verwendet wird. Dies zeigt die Notwendigkeit auf, für eine effektivere Entwicklung von leistungsstarken, rückkehrfähigen Raumflugkörpern detaillierte Informationen zur nichtlinearen Störungsentwicklung

---

<sup>6</sup>Dies gilt auch, falls im Windkanal eine gefrorene Strömung vorliegt, aber in den Freiflugbedingungen chemisches Nichtgleichgewicht zu erwarten wäre.

in Hochenthalpiegrenzschichten zu erarbeiten, die zur Transition führen und eine evtl. Modellierung derselben auf der Basis von physikalisch relevanten Prozessen möglich zu machen.

Hypersonische Flugkonfigurationen sind in zwei Klassen einzuordnen, den schlanken Körpern (z.B. keil- und kegelförmig) und den stumpfen Körpern (z.B. Kapsel). Dabei werden die stumpfen Körper für rückkehrfähige Missionen bevorzugt, da an geometrischen Spitzen deutliche Spitzen in der Wärmeübertragung auftreten. Spitze Körper sind dagegen eher bei SCRAM-Jet Konfigurationen (z.B. Versuchskörper der NASA X43, X51) zu finden. Dabei unterscheiden sich die Transitionsmechanismen grundlegend bei diesen beiden geometrischen Konfigurationen. Da bei der Kapsel die Strömung seitlich ausweichen muss nach einem Stoß, der meist beinahe senkrecht zur Strömungsrichtung liegt, liegen in der Grenzschicht meist Unterschall bis relativ geringe Überschallgeschwindigkeiten vor. Allerdings ist der Stoß der Grenzschicht sehr nahe, so dass Hochtemperatureffekte einen deutlichen Einfluss spielen können. So ist hier meist eine Störungsanfächung der 1. Mode zu beobachten. Bei den schlanken Körpern tritt ein sehr flacher schräger Stoß auf, so dass an der Grenzschicht viel höhere Machzahlen auftreten und dadurch innerhalb der Grenzschicht (meist ist die Oberfläche als gekühlt anzusehen) hohe Temperaturen auftreten, die zur Berücksichtigung von Hochtemperatureffekten führen. Dabei sind höhere Moden (2., 3., ...) von größerer Bedeutung für den Grenzschichtumschlag.

Die Instabilitäten, die im hypersonischem Strömungsfeld zum laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag führen können, wurden mindestens seit den 1960er Jahren untersucht. Übersichtsartikel zum laminar-turbulenten Strömungsumschlag im Laufe der letzten 50 Jahre sind u.a. in den folgenden Werken zu finden [15, 16, 23–27].

## 1.1 Instabilitäten und Transitionsuntersuchungen an der ebenen Platte

Mack [28–30] erarbeitete 1969 bereits die lineare Stabilitätstheorie für kompressible Fluide aufbauend auf den Ergebnissen von Lees & Lin [31], die als notwendige Bedingung für reibungsfreie Instabilität einen generalisierten Wendepunkt ( $(d/dy)[\rho_0(dU_0/dy)] = 0$ ) in der Grenzschicht erkannt hatten. Dabei handelt es sich um eine Analyse eines Strömungsprofils auf Instabilität,

wie es an einer ebenen Plattenströmung vorkommt. Man geht vereinfachend davon aus, dass Gradienten in stromab Richtung verschwindend gering sind. Man spricht also von einer Parallelströmungsannahme. Mack baute die Theorie auf die Behandlung reibungsbehafteter (viskoser) Instabilitäten aus. Er erkannte, dass es in kompressiblen Grenzschichtströmungen mehrere mögliche Instabilitätsmoden geben kann. Analog zu den bereits bekannten Tollmien-Schlichting Instabilitäten in inkompressiblen Grenzschichtströmungen wurde die entsprechende Eigenfunktion als 'erste Mode' bezeichnet (auch Wirbelstärkemode bezeichnet). Die fortlaufende Nummerierung ('zweite', 'dritte' Mode, etc.) basiert auf den wandnormalen Nulldurchgängen der Druckeigenmode. Dabei ist die Nummer der Mode immer um eins höher als die Anzahl der Nulldurchgänge (die erste Mode besitzt also keinen Nulldurchgang in der Druckeigenfunktion). Die erste Mode ist eine viskose Mode, was bedeutet, dass die Anfachung ein Maximum bei finiten Reynoldszahlen aufweist. Mit höheren Machzahlen ( $Ma > 2,2$ ) tauchen zusätzlich zur ersten Mode sukzessive weitere Instabilitätsmoden auf (auch akustische Moden genannt), die auf dem Wendepunktkriterium beruhen und erst bei  $Re \rightarrow \infty$  ihre maximale Anfachung erfahren. Dabei weisen diese Moden eine Phasengeschwindigkeit nahe bei 1 und hohe Frequenz auf. Diese 'höheren' Moden werden mit ansteigender Machzahl immer wichtiger, da sich der Wendepunkt immer weiter von der Wand entfernt, wo die lokale Machzahl immer mehr zunimmt. So überwiegen oberhalb  $Ma=2,2$  die reibungsfreien Moden. Dabei nimmt allerdings die maximale Anfachungsrate ab, da die Kompressibilität i.A. einen stabilisierenden Effekt hat. Die zweite Mode erfährt ihre maximale Anfachungsrate bei  $Ma=4,5$ , weshalb diese Machzahl in vielen Untersuchungen zur Instabilität der zweiten Mode herangezogen wurde. (vgl. Abb. 1.4) Überwiegt im inkompressiblen Fall in der Eigenfunktion die Amplitude der Geschwindigkeit in Stromabrichtung, so weisen die Moden im kompressiblen Fall bei ansteigender Machzahl ein deutliches Maximum in der Temperatur- und Dichteigenfunktion auf. Die wandnormale Lage des Maximums verschiebt sich immer näher in Richtung des Grenzschichtrandes.

Ab einer Machzahl von  $Ma \approx 6$  kommt die dritte Mode, ab  $Ma \approx 8$  die vierte Mode mit nennenswerter Anfachung zusätzlich zur dominanten zweiten und der ersten Mode hinzu (Mack untersuchte Machzahlen bis maximal 10). Die Instabilitätsgebiete der Moden laufen für  $Ma > 4,5$  ineinander (vgl. Abb. 1.5). Dies ist mit ein Grund für die zahlreichen Untersuchungen bei dieser Machzahl, da dort die Instabilitäten leichter auseinander zu halten sind. Die erste Mode ist bei  $Ma=4,5$  für einen Schräglaufwinkel von  $\theta = 60^\circ$

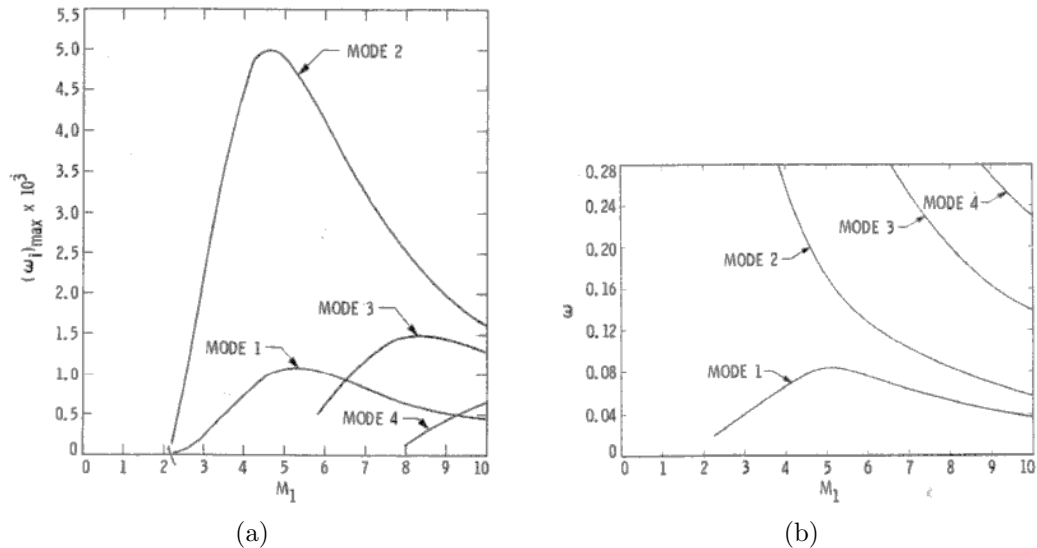


Abb. 1.4: Anfachungsraten (a) und Frequenz (b) der verschiedenen Mack-Moden über der Machzahl – aus Mack [28]

am instabilsten, während die zweite Mode für zweidimensionale Störungen höchste Anfachungsraten aufweist.

Eine weitere Methode zur Untersuchung der Stabilitätseigenschaften sind die parabolisierten Stabilitätsgleichungen (*parabolized stability equations* – PSE) [32]. In der Gruppe um Graham Candler an der University of Minnesota entstanden numerische Verfahren zur Untersuchung von linearen Instabilitäten in reagierenden Strömungen [33] sowie auch zur PSE von Wiedereintrittsströmungen [34, 35]. In einer PSE-Untersuchung von stumpfen und spitzen Kegeln bei  $M=10$  [36] ergeben sich auch für reagierende Strömungen mit Hilfe der  $e^N$ -Methode durchaus Werte zwischen  $N=8$  und  $10$ , wie sie auch für Berechnungen für ideales Gas erreicht werden. Allerdings ergibt sich bei Vergleichen mit experimentellen Resultaten bereits ein Umschlag bei  $N \approx 5,5$ . Die Machzahl und die Ruheenthalpie des dort untersuchten Falles sind allerdings zu gering, um signifikante Änderungen des Anfachungsniveaus durch die chemischen Reaktionen deutlich zu machen. Der geringe Anstieg der  $N$ -Faktoren für eine festgelegte Frequenz durch die Präsenz einer chemisch reagierenden Grundströmung ist allerdings erkennbar.

Untersuchungen mit stabilitätstheoretischen Methoden wurden von Bertolotti & Herbert [37] auf nichtparallele Strömungen erweitert indem die

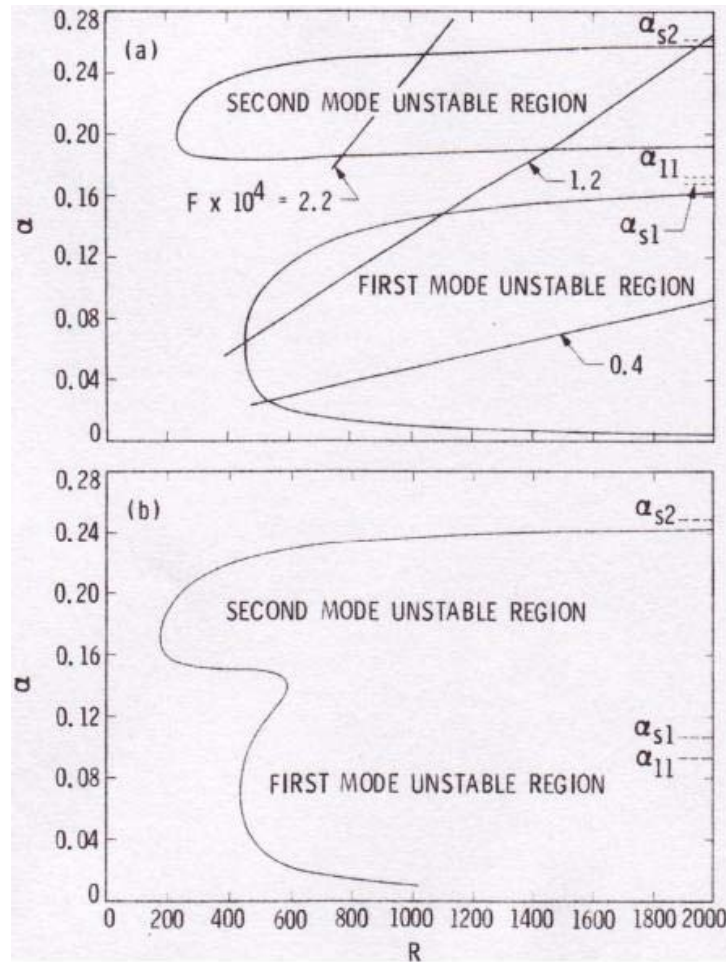


Abb. 1.5: Das Zusammenwachsen der Instabilitätsgebiete anhand der Neutralkurven für 2D Wellen bei  $Ma=4,5$  (oben) und  $Ma=4,8$  (unten).  $\alpha$  ist die Wellenzahl in stromab Richtung – aus Mack [28]

Navier-Stokes Gleichungen nicht linearisiert sondern parabolisiert wurden (daher der Name parabolische Stabilitätsgleichungen – PSE). Diese Methodologie wurde u.A. von Chang *et al.* [38] auf reagierende Strömungen erweitert. Dabei wurde der Einfluß von Realgaseffekten auf die Störungsentwicklung untersucht (Abb. 1.6). Dabei ergab sich am Beispiel einer  $Ma=10$  Plattenströmung bei adiabater Wand eine teilweise Erhöhung der Anfachungsraten wie auch eine Verschiebung des Instabilitätsgebietes durch die veränderten

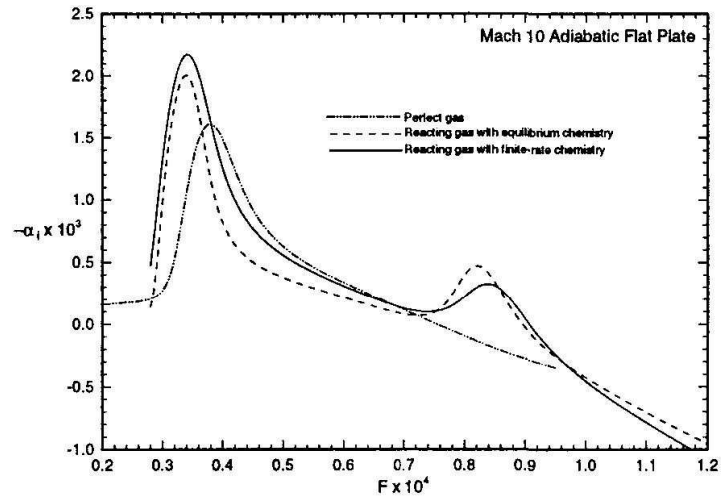


Abb. 1.6: Veränderung der Anfachungsrate durch Realgaseffekte einer festen Reynoldszahl über die Frequenz. — : ideales Gas, ---- : chemisches Gleichgewicht, — · — : chemisches Nichtgleichgewicht – aus Malik & Anderson [39]

Temperaturverhältnisse in der Grenzschicht.

Weitere Ursachen von Instabilitäten liegen z.B. bei der Vorderkanteninstabilität (Arnal *et al.* [40]) und bei der Görtler-Instabilität, die an konkaven Wänden auftaucht (Saric [41]). Görtler Wirbel treten bei einer Kennzahl

$$G = Re_{\delta_2} \sqrt{\frac{\delta_2}{R_k}}$$

oberhalb von  $G=6-10$  auf, wobei  $\delta_2$  die Impulsverlustdicke und  $R_k$  die Reynoldszahl gebildet mit dem Krümmungsradius darstellen. Diese Vorgänge haben hinsichtlich eines Wiedereintrittskörpers allerdings geringere Relevanz und sollen hier nicht weiter verfolgt werden. Lediglich bei Rampenströmungen kann anhand des Krümmungsradius der Stromlinien eine Bildung von Wirbeln an der Rampe beobachtet werden, wenn der Rampenwinkel groß genug ist.

Ng & Erlebacher [42] untersuchten gekühlte Plattengrenzschichten bei  $M=4,5$ , wobei die zweite Instabilitätsmode als die dominantere gegenüber der ersten Mode identifiziert wurde. Eine Steigerung der Amplitude der zweiten Instabilitätsmode führte zu einem starken Anwachsen der Anfachungsrate

aus der sekundären Stabilitätstheorie (basierend auf der Floquet-Theorie, siehe hierzu Herbert [43, 44]).

Die Ausbreitung von linearen und sekundären Instabilitäten in superschalligen Plattengrenzschichten ist in [24, 28, 44, 45] für ideales Gas übersichtsartig dargestellt.

Mögliche Instabilitäten, die von der Entropieschicht nach dem Stoß hervorgerufen werden können, wurden experimentell von Stetson *et al.* [46] und mit Hilfe der Stabilitätstheorie u.a. in Dietz [47] und Hein [48] beschrieben. Die Anfachungsraten und die zugehörigen N-Faktoren sind allerdings relativ gering und führen alleine nicht zur Transition. Allerdings ist in der Entropieschicht unter Umständen eine Interaktion mit einem eng anliegenden Stoß und den Grenzschichtinstabilitätsmoden in Betracht zu ziehen.

Experimentelle Untersuchungen zu Plattengrenzschichten im X2-Windkanal an der University of Queensland für hohe Machzahlen ( $M=6,9$  und  $M=10,5$ ) wurden in Hayne *et al.* [49] unternommen. Dabei konnte allerdings kein nennenswerter Einfluss der chemischen Reaktionen auf das Geschehen an der ebenen Platte beobachtet werden, da vermutlich eine gefrorene Strömung vorlag.

Die Berücksichtigung der chemischen Vorgänge in der Grenzschicht zur Beurteilung der Instabilitäten wurde ermöglicht, nachdem Blottner [50, 51] ein Programm zur Berechnung der Grenzschichtgleichungen formulierte, welches die chemischen Reaktionen mit berücksichtigte.

In seiner Doktorarbeit zu linearer Stabilität einer chemisch reagierenden Grenzschichtströmung erkennt Stuckert [52], dass die Frequenzen der Instabilität der zweiten Mode für Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtszustände im Vergleich zu idealem Gas zu niedrigeren Frequenzen verschoben werden.

Hudson untersuchte in ihrer Doktorarbeit [53] die lineare Stabilität für Strömungen mit chemischem und thermischem Nichtgleichgewicht. Die zentralen Erkenntnisse wurden von Hudson in [54, 55] veröffentlicht. Dabei ergibt sich ein destabilisierender Effekt der chemischen Vorgänge (Gleichgewicht wie auch Nichtgleichgewicht) auf die 1. Mode Instabilität, wobei im Nichtgleichgewicht höhere Anfachungsraten als im Gleichgewicht beobachtet werden konnten. Das Kühlen der Wand (wie auch schon in anderen Untersuchungen festgestellt) führt zu einer Verringerung der Anfachungsraten der 1. Mode und zu einer Destabilisierung der 2. Mode. Für die 2. Mode zeigt sich eine, wenn auch nur leichte, Destabilisierung durch chemisches (Nicht-)Gleichgewicht. Die zusätzliche Berücksichtigung von thermischem Nichtgleichgewicht führte allerdings zu einer erneuten Stabilisierung. Aus

den Erkenntnissen von Hudson *et al.* ist zu ersehen, dass zahlreiche Einflussfaktoren die Transition in chemisch reagierenden Strömungen verändern und eine einfache Tendenz der Resultate nicht festgestellt werden kann.

In [25] wird festgestellt, dass in zweidimensionalen wie auch in rotations-symmetrischen Grundströmungen die Berücksichtigung chemischer Reaktionen die 2. Mack Mode hin zu niederen Frequenzen verschiebt. Durch die relative Abkühlung innerhalb der Grenzschicht sinkt die Schallgeschwindigkeit dort ab und führt zu einer Vergrößerung des Überschallgebietes innerhalb der Grenzschicht, was diesen Effekt auslöst. Dies ist für Gleichgewichts- wie auch Nichtgleichgewichtsgrenzschichten zu beobachten. Im Falle des Gleichgewichts sind allerdings Moden beobachtbar, die im Nichtgleichgewicht verschwinden. Untersucht wurde ein Kegel (Halbwinkel  $10^\circ$ ) unter Bedingungen, die einer Höhe von 60 km bei 8,1 km/s Fluggeschwindigkeit entsprachen. Detaillierte Resultate findet man in Stuckert & Reed [56].

In einer speziellen Ausgabe des *Journals of Spacecraft and Rockets* Vol. 45 (2) wurden Beiträge zum laminar-turbulenten Strömungsumschlag in hypersonischen Grenzschichten gesammelt. Reshotko [57] gibt in seinem Übersichtsartikel die verschiedenen Transitionsszenarien wieder, wobei die Rolle des *transient growth* stark betont wird. Dabei unterstreicht Reshotko die Rolle des algebraischen Wachstums durch die Nichtorthogonalität von Orr-Sommerfeld und Squire Eigenfunktionen. Dabei bleibt allerdings ungeklärt, woher die instabile Anfangsstörung in der Grenzschicht kommt, die meist aus sehr vielen Eigenfunktionen aus dem kontinuierlichen Spektrum der Squiregleichung zusammengesetzt werden. Dabei wird eine resultierende Störung erzeugt, die meist keine Stromabkomponente  $u$  der Geschwindigkeit besitzt, sondern ausschließlich transversale Komponenten ( $v$  und  $w$ ). Dies führt zur Bildung von Längswirbeln, die sekundär instabil werden können, wenn sie spannwitige Wellenlängen besitzen, die sekundär angefacht sein können. Woher diese Einzelstörungen, die für sich allein alle gedämpft sind, an der Stelle der beginnenden Instabilität in der vorgegebenen Phasenbeziehung von stromauf sich entwickeln bleibt dabei ungeklärt und harret der experimentellen Verifizierung.

An der ebenen Platte zeigen Marxen *et al.* [58, 59] DNS Resultate für Gleichgewichtsströmungen bei  $M=4,5$  und 10 im Vergleich mit Stabilitätsresultaten aus der Literatur.

Linn & Kloker [60] untersuchen eine ebene Platten Strömung mit Hilfe der DNS unter den Bedingungen des thermischen Nichtgleichgewichts und kommen zu dem Schluss, dass selbst bei einem geringen Einfluss des thermi-



schen Nichtgleichgewichts auf die Grundströmung die Störungen im Falle des Nichtgleichgewichts spürbar weniger angefacht sind als im Falle des idealen Gases oder des thermischen Gleichgewichts.

Reed gibt in [27] einen Überblick über den Einfluss von chemischen Reaktionen auf die Stabilität in hypersonischen Strömungen (Grenzschichten). Dabei wird noch einmal deutlich, dass die verringerte Temperatur in der Grenzschicht durch die Berücksichtigung der chemischen Reaktionen im Vergleich zum idealen Gas zu einer verringerten Anfachung der ersten Mode und einer verstärkten Anfachung der zweiten (und höheren) Mode führt, was auch dem Verhalten bei einer Kühlung der Wand entspricht.

## 1.2 Rampen- und Kegelgeometrien

Neben der Untersuchung von ebenen Geometrien wurden hauptsächlich Rampengeometrien untersucht, da diese als generisches Modell für mögliche Triebwerkseinläufe zur Verdichtung bei (SC)Ramjet Antrieben in Frage kommt. Viele Untersuchungen beschäftigen sich mit der Stoß/Grenzschicht Wechselwirkung, was hier nicht weiter verfolgt werden soll (siehe dazu [61–63]).

Mallinson *et al.* [64] untersuchten eine Rampenströmung in einem Stoßwindkanal für hohe Enthalpien ( $M=7,5$  und  $M=9,1$ ) unter Berücksichtigung von Realgaseffekten für Rampenwinkel von 5 bis  $24^\circ$ . In den Versuchen in [64] sind experimentell gefrorene Verhältnisse festzustellen. In den theoretischen Überlegungen wird durch die Verringerung der Verdrängungsdicke der Grenzschicht unter Hochtemperaturbedingungen eine Erhöhung des Wärmeübergangs an der Rampe postuliert.

Direkte Numerische Simulationen von Pruett & Chang [65] bei  $M=6$  an einem Doppelkegel zeigen die Entstehung der Transition dominiert von einer zweiten Instabilitätsmode. Stetson und Kimmel [66] wiesen bereits früher auf die Natur von transitionellen Störungen in hypersonischen Grenzschichten hin, wobei eine Entstehung von Störungen nur am Grenzschichttrand, wie experimentell beobachtbar schien, ebenfalls verneint wurde. Dreidimensionale Strukturen, die zuvor experimentell als *'rope-like structures'* in [67] beschrieben wurden (Abb. 1.7), werden hier als schräglaufende Wellen identifiziert, die eine Wellenlänge in Strömungsrichtung von  $2\delta$  aufweisen. Es handelt sich dabei um einen nichtlinearen Effekt, der durch sekundäre Stabilitätstheorie erklärt werden konnte. Weitere Konfigurationen, die auf einer Transition durch schräglaufende zweite Instabilitätsmoden beruhen, waren ein hohler

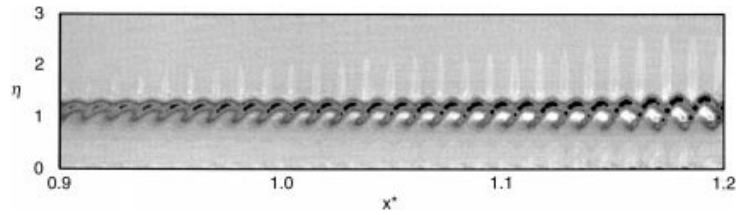


Abb. 1.7: Sogenannte 'rope-like structures', die von hochamplitudigen Dichteschwankungen hervorgerufen werden, die ein ausgebildetes Maximum in der kritischen Schicht aufweisen. Dargestellt ist der wandnormale Dichtegradient, wie er auch durch ein Schlierenbild experimentell sichtbar gemacht werden kann (die Dichtegradienten in den anderen Raumrichtungen sind für diesen Fall unerheblich) – aus Pruett & Chang [65]

Zylinder bei  $Ma=4,5$  und ein spitzer Kegel bei  $M=6,8$  (Pruett & Zang [68]), sowie ein spitzer Kegel bei  $Ma=8$  (Pruett & Chang [69]). Der nichtlineare Prozess der Transition führt zu einem Effekt, der 'Vorläufertransition' (*precursor transition*) genannt wurde. Dabei sind transitionelle Zustände scheinbar bereits vor der eigentlichen Transition in der kritischen Schicht (Phasengeschwindigkeit der Störung entspricht der lokalen Strömungsgeschwindigkeit) zu erkennen. Es handelt sich allerdings 'nur' um sekundäre Instabilitätsmoden, deren Dichte- und Temperaturmaxima in der kritischen Schicht liegen und dort auch die stärksten wandnormalen Gradienten aufweisen (siehe auch Erlebacher & Hussaini[70]). Die hohen Amplituden in der kritischen Schicht gehen einher mit den, profilbedingt, niedrigen Amplituden außerhalb, was als ein lokaler Strömungsumschlag gedeutet wurde. Pruett und Chang konnten durch ihre DNS allerdings nachweisen, dass es sich dabei lediglich um einen Effekt handelt, der aus den Profilen der Dichte- und Temperaturschwankungen herrührt.

Mit Hilfe der parabolisierten Stabilitätsgleichungen (PSE) untersuchten Stuckert *et al.* [71] die nichtparallelen Effekte anhand einer Kegelumströmung ( $M=8$ , Anstellwinkel  $2^\circ$ , Halböffnungswinkel  $7^\circ$ ). Dabei konnten deutliche Abweichungen zur lokalen (parallelen) Theorie gefunden werden, die die Notwendigkeit nichtlokaler Untersuchungen deutlich macht. Auch Hudson *et al.* [55] stellten fest, dass für nicht axisymmetrische Geometrien die Grenzschicht weniger stabil ist als für einen axisymmetrischen Ansatz an der gleichen Geometrie.

Johnson *et al.* [36] untersuchen die Anwendung von PSE unter Berücksichtigung von chemischen Reaktionen und Nichtgleichgewicht in Zusammenarbeit mit experimentellen Untersuchungen [72] an einem Kegel mit unterschiedlichen Nasenradien bei  $M=7$  und  $M=10$  bei isothermer Wand. Dabei propagieren die Autoren die  $e^N$ -Methode auch für hypersonische Strömungen, die eine genauere Vorhersage erlaubt als das sehr globale Transitionskriterium von Reshotko

$$Re_{\delta_2;tr}/M_e(k/\delta_2) = const. \quad (1.3)$$

Dabei korrelieren die PSE Rechnungen für kleinen Nasenradius (0,25 cm) besser mit den Wärmeübergangsmessungen als diejenigen mit großem Nasenradius (0,635 cm). Die Ursache konnte in der vorliegenden Arbeit allerdings nicht untersucht werden. N-Faktoren, die eine gute Übereinstimmung mit den Transitionsmessungen am CUBRC-LENS Windkanal ergaben, lagen bei 5,5.

Kuntz und Potter [73] berichten von Freiflugexperimenten zur Transition von den Sandia National Laboratories an einem Konus. Ebenso wie im Übersichtsartikel von Schneider [26] zu Freiflugexperimenten der 50er bis 80er Jahre stellen die Autoren fest, dass das Messen der Transition im Freiflug viele Probleme mit sich bringt. Die Hauptursachen von schwer interpretierbaren Messergebnissen sind stark instationäre Flugbedingungen, hauptsächlich periodische Anstellwinkel- und Schiebewinkelschwankungen (z.B. DLR-SHEFEX [74] – Abb. 1.8), eine Abweichung des Fluggeräts vom vorherberechneten Wiedereintrittspfad, punktuelle Messverfahren mit geringer räumlicher Auflösung sowie eine ungenügende Frequenzauflösung der verwendeten Messinstrumente. Kuntz und Potter extrahieren unter den schwierigen Messverhältnissen die Transitionslage am Konus anhand von 8 Temperatursensoren an je 2 umfänglichen Positionen bei 56, 99, 111,5 und 174,75 cm, was die Limitierung der räumlichen Auflösung zeigt.

Industrielle Studien zur Untersuchung der Grenzschichttransition für hypersonische Strömungen wurden von Lau [75] und Lin [76] zusammengefasst. Im Rahmen des NASP (National Aerospace Plane) von Boeing wurden transitionelle Vorgänge von Lau [75] präsentiert. Die NASP-Konfiguration wurde in den frühen 80er und 90er Jahren entwickelt und intensiv untersucht und dann 2003 noch einmal im Hinblick auf die Rolle der Transition unter die Lupe genommen. Dabei wurden ausschließlich  $e^N$ -Methoden von Malik [21, 77] verwendet. Der Designpunkt von NASP lag dabei bei  $M=15$ . Trotz der Anwendung der dreidimensionalen Version des Original-

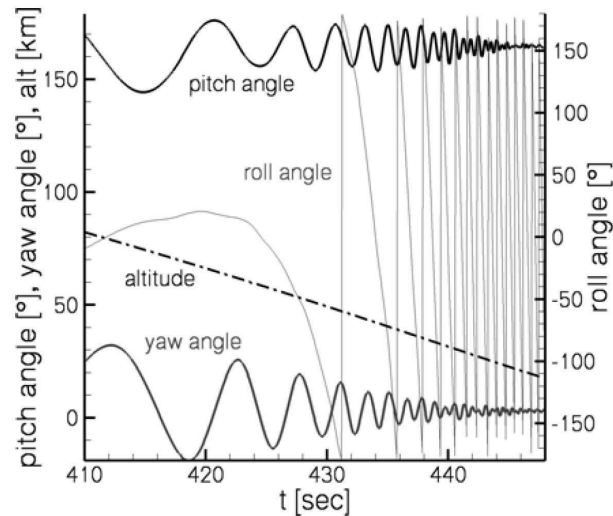


Abb. 1.8: Mitschrieb der Lagesensoren des SHEFEX Experiments beim Wiedereintritt – aus Bart [74]

programms von Malik konnten aus dessen Ergebnissen keine schlüssigen Folgerungen gezogen werden, so dass die Zusammenfassung des Artikels feststellt, dass die Anwendung des  $Re_{\delta_2}/M_e$  Transitionskriteriums zur gängigen Praxis in der industriellen Entwicklung geworden ist. Allerdings dürfte dies eher der schnellen Anwendbarkeit als der korrekten Vorhersagefähigkeit geschuldet sein. Gerade bei dreidimensionalen, kegelähnlichen Körpern (z.B. auch dem Ellipsenkegel) muss unbedingt eine Untersuchung der entstehenden Querwirbel, vor allem bei Strömungen mit Anstellwinkel, hinsichtlich deren (sekundärer) Instabilität [45] durchgeführt werden, was eine (lineare)  $e^N$ -Analyse nicht liefern kann. Lin [76] stellt die Arbeiten von Northrop-Grumman zur Grenzschichttransition and Flugkonfigurationen vor. Dabei wird nicht nur der Effekt der Wandtemperaturerhöhung durch den stark erhöhten Wärmeübergang im transitionellen und turbulenten Bereich, sondern auch der Einfluß auf die Flugeigenschaften dargestellt. Dabei kommt dem Nasenradius (*'nose bluntness'*) eine bedeutende Rolle zu. Auch die Oberflächengüte im Bereich der Nase hat einen entscheidenden Einfluß auf die Transitionslage. Lin stellt fest, dass Windkanalversuche alleine die Fragen zur Transition nicht erschöpfend beantworten können, so daß darüber hinaus gehend schwierige und teure Freiflugexperimente von Nöten sind.

Neuere experimentelle Untersuchungen von Estorf *et al.* [78] und Rödi-ger *et al.* [79] an einem  $7^\circ$  Kegel konnten deutlich die zweite Mode Instabilität und Querströmungsinstabilitäten bei  $M=6$  nachweisen.

Berry *et al.* [80] beschreiben übersichtsartig thermografische Messungen an Freiflugexperimenten anhand des Shuttle BLT (**B**oundary-**L**ayer-**T**ransition) Experiments, der X-43A, sowie des Mars Science Laboratory (MSL) und Galileo. Ein Problem von Freiflugexperimenten hinsichtlich der Transitionsuntersuchung ist die mangelnde räumliche Auflösung der Messsonden im nichtlinearen Bereich. Dadurch ergibt sich meist nur eine Information zur ungefähren Transitionslage, allerdings nicht zu Modeninteraktionen und Resonanzphänomenen. Mit Hilfe der thermographischen Aufnahmen aus dem Flug heraus kann eine Auflösung von ca. 2,5cm erreicht werden.

Es sei hier noch auf das '*blunt-body paradox*' eingegangen. Zahlreiche Einflussfaktoren beeinflussen die Lage der Transition an einem Wiedereintrittskörper. So kann man im supersonischen Bereich davon sprechen, dass die Kühlung der Wand einen stabilisierenden Einfluss auf die Grenzschicht hat. Im hypersonischen Bereich muss allerdings differenzierter argumentiert werden. Kalte Wände sind nämlich nur für die erste Mode stabilisierend, die im supersonischen dominiert. Für die zweite Mode, die bei den höheren Machzahlen an Bedeutung gewinnt, gilt allerdings genau das Umgekehrte. Wandkühlung führt für die zweite Mode zu einer Destabilisierung. Beim Nasenradius an schlanken Körpern (hauptsächlich Kegeln) muss man feststellen, dass im Vergleich zu einer scharfen Spitze des Kegels eine verspätete Transition festzustellen ist. Wird der Nasenradius allerdings zu groß, so springt die Transition wieder deutlich nach vorne. Dies wird als '*blunt-body paradox*' bezeichnet [81, 82], da kein lineares Verhalten feststellbar ist. Da für gekrümmte Oberflächen an der Vorderseite Druckanstieg auftritt, der an sich sehr stabil ist, ist dieses Phänomen recht überraschend. Dieses Phänomen wurde zum Teil der Rauigkeit zugeordnet, was allerdings später widerlegt wurde. Es scheinen unterschiedliche Instabilitätsmechanismen zu sein, die an dieser Stelle überlagert sind.

### 1.3 Transition durch Oberflächenrauigkeiten und Einfluss der Ablation

Untersuchungen am von-Karman-Institut (VKI) in Brüssel für Machzahlen um  $M=6$  an Einzelrauigkeiten des ESA-EXPERT Programms, die relativ zur Grenzschichtdicke sehr klein sind ( $h \approx 0,1\delta$ ), zeigen ein Verhalten des Nachlaufwirbels, wie es für die Kavität gezeigt wurde (Abb. 5.24 b und d) [19, 83, 84]. Tirtay schließt aus Ölanstrichbildern, dass neben dem Hauptwirbelpaar ein sekundäres Wirbelpaar generiert wird, welches zu einer Verbreiterung des Nachlaufs in Keilform führt. Messungen zu instationären Störungen im Nachlauf liegen dort nicht vor.

Berry und Horvath [80] beschreiben den Einfluss von Rauigkeiten auf die Transitionslage in den Arbeiten von NASA Langley. Dabei kommen in Hinblick auf Untersuchungen zur Shuttle Problematik definierte Geometrien zum Einsatz, wie sphärische und kubische Elemente, sowie rechteckige Vertiefungen, die Dichtungselemente und Spalte an den Hitzeschutzkacheln generisch beschreiben sollen. Für rechteckige Depressionen in der Oberfläche schlagen Berry und Horvath ein Transitionskriterium ähnlich dem von Reshotko vor, das für eine Kapselgeometrie unterscheidet zwischen dem Einsetzen der Transition bei  $Re_{\delta_2} = 3504(\omega/\delta)^{2,61}$  und abgeschlossener Transition (Turbulenz) bei  $Re_{\delta_2} = 725(\omega/\delta)^{-1}$ , wobei  $\omega/\delta$  das Verhältnis einer charakteristischen Abmessung der Fehlstelle und der lokalen Grenzschichtdicke darstellt. Für verschiedene Geometrien werden darüber hinaus ingenieurmäßig unterschiedliche Werte für  $Re_{\delta_2;tr}/M_e$  angegeben.

Reda *et al.* beschreiben Ergebnisse für Experimente mit verteilter Rauigkeit, wie sie durch Ablation entsteht, bei stumpfen Geometrien (Wiedereintrittskapseln), die in der *ballistic range* der NASA Ames durchgeführt wurden. Die Messungen der Oberflächentemperatur beruhen auf optischen Messverfahren mit entsprechenden Korrekturen für die Temperatur in der den Probenkörper umgebenden, strahlenden Gashülle. Dabei unterscheiden die Autoren drei verschiedene Bereiche, für die sie Korrelationen von der Qualität der Reshotko'schen Korrelation angeben, die auf leicht unterschiedlichen Parametern beruhen. Für den Bereich ohne Anströmturbulenz (Asymptote für die ebene Wand) ergibt sich ein konstanter Wert von  $(\rho_\infty u_\infty \delta_2)/\mu_W = 500$  für den Ort der Transition. Im Bereich der kritischen Reynoldszahl wird  $(\rho_k u_k k)/\mu_W = 250$  angegeben, wobei sich der Index  $k$  auf die Verhältnisse am oberen Rand der Rauigkeit bezieht. Für sehr große Rauigkeiten, die bereits

die Größenordnung der Grenzschichtdicke erreichen, ergibt sich wiederum eine Asymptote (für niedrige Reynoldszahlen) von  $(\rho_\infty u_\infty \delta_2)/\mu_w = 100$ . Als Transitionslage fungiert der Ort, an dem der radiale Temperaturgradient an der Oberfläche deutlich in positive Richtung abknickt.

Schneider [85] fasst zurückliegende Untersuchungen meist experimenteller Art zusammen, die Rauigkeitseffekte an verschiedenen Geometrien und Testkörpern beschreiben.

Lin [76] beschreibt den Einfluß der Oberflächenrauigkeit auf die Transitionslage anhand eines stumpfen Kegels. Bei dieser Untersuchung aus dem industriellen Bereich kommt ebenfalls das Kriterium der Rauigkeits-Reynoldszahl zur Anwendung. Detaillierte Untersuchungen zur sekundären Stabilität des Nachlaufs von Oberflächenrauigkeiten in der Größenordnung der Grenzschichtdicke liefern [86].

In einer Ausgabe des *Journals of Spacecraft and Rockets* Vol. 45 Nummer 6 sind acht aktuelle Beiträge zur Rolle von Rauigkeiten im Zusammenhang mit hypersonischen Grenzschichten zusammengefasst.

In einem kurzen Übersichtsartikel von Reshotko in einer früheren Ausgabe der selben Zeitschrift [57] beschreibt der Autor ein oft verwendetes Transitionskriterium für Rauigkeiten in Grenzschichten (siehe auch [87]). Dabei kann die Rolle der Rauigkeit im allgemeinen Kriterium 1.3 durch  $Re_{\delta_2, tr} = 180 (k/\delta_2)^{-1} (2T_w/T_e)^{1,27}$  berücksichtigt werden, wobei  $k$  die Rauigkeitshöhe bezeichnet.

Wang und Zhong [88] untersuchen mit Hilfe der DNS die Rezeptivität einer  $M=6$  Plattengrenzschicht bei sehr kleinen Oberflächenrauigkeiten. Sie untersuchen die durch die Rauigkeit entstehenden Längswirbel auf Instabilität hinsichtlich des sog. *transient growth*. Dabei wird die dimensionslose spannweite Wellenlänge von  $\lambda_z = 0,0101$  als diejenige identifiziert, die das stärkste transiente Wachstum hervorbringt.

Fedorov *et al.* [89] und Sandham und Lüdeke [90] untersuchen den Einfluss einer rauhen Oberfläche auf die Stabilitätseigenschaften der laminaren Grenzschicht am schlanken Kegel bei Mach 6 experimentell als auch numerisch. Dabei wird eine deutliche Dämpfung der zweiten Mode beobachtet.

Bei Shuttle Flight Experimenten [91] kommt heraus, dass es sehr wohl Transition bei hypersonischen Nichtgleichgewichtsbedingungen gibt, auch wenn die Anfachungsraten mit zunehmender Machzahl kleiner werden.

Chen *et al.* [92] untersuchen die schwache Kopplung eines Strukturablationsprogramms [93] mit einem zweidimensionalen Navier-Stokes Strömungsprogramm [94], welches auch Nichtgleichgewichtsbedingungen simulieren

kann. Für die nicht genau spezifizierten Bedingungen an einem spitzen Kegel ( $10^\circ$  Halböffnungswinkel - ca.  $2\text{-}3000\text{ W/cm}^2$  Wärmeübergang) bei Anstellwinkeln bis  $30^\circ$  werden gute Übereinstimmungen mit zuvor berechneten Werten gezeigt. Experimentelle Ergebnisse liegen für diese Bedingungen nicht vor.

Reda *et al.* [95] untersuchen eine Halbkugel in der AMES *ballistic range* bei  $U = 4\text{ km/s}$  mit aufgebrachten lokalen Rauigkeiten in Zylinderform. Dabei wird das Konzept der kritischen Rauigkeitsreynoldszahl  $Re_{kk} = \rho_k u_k k / \mu_w$  verfolgt. In Luft wird eine kritische Reynoldszahl von  $Re_{kk} \approx 800$  für eine Einzelrauigkeit angegeben, was den Wert für eine verteilte Rauigkeit aus [96] um ca. das 3-fache übersteigt. Dabei wird ein signifikanter Wandtemperaturanstieg als Transitionskriterium zugrunde gelegt. Die Messungen wurden mit optischen Thermografien der Oberfläche durchgeführt. Da das Strömungsfeld im stromab Bereich der Einzelrauigkeit nicht vermessen wurde bleibt allerdings unklar, ob die Wirbelbildung stromab des Hindernisses für die erhöhte Wandtemperatur verantwortlich zeichnet (vgl. [97]).

Trumble *et al.* [98] zeigen anhand von Flugmessdaten der STARDUST Mission, dass eine Vernachlässigung der Ablation an der Wand eine Überschätzung der Wandtemperatur um bis zu 50K ergibt. Dabei ist der untersuchte Geschwindigkeitsbereich von ca.  $11,9\text{-}12,4\text{ km/s}$  die höchste jemals geflogene Rückkehrgeschwindigkeit zur Erde (typische Rückkehrgeschwindigkeiten von LEO – *lower earth orbit* – liegen bei  $7,9\text{ km/s}$ ; die Rückkehrgeschwindigkeit von Mondmissionen liegt bei  $11,9\text{ km/s}$ ).

## 1.4 Motivation und Ziele der vorliegenden Arbeit

Die in diesem Übersichtskapitel zitierten Arbeiten zeigen die vielfältige Herangehensweise an den laminar-turbulenten Umschlag in hypersonischen Strömungen. Es zeigt sich, dass experimentelle Untersuchungen im freien Flug die 'richtigen' Umgebungsbedingungen aufweisen, aber messtechnisch eine außerordentliche Herausforderung darstellen. Die Definition der quasi-stationären Flugzustände aus den Messungen ist sehr schwierig und fehlerbehaftet. Sollen darüberhinaus auch noch instationäre Schwingungen bis in den MHz-Bereich gemessen werden, so ist dies der Messtechnik in einem verlässlichen Rahmen nicht möglich.



Experimente im Windkanal unter kontrollierten Bedingungen sind dahingehend besser zu kontrollieren und empfindlichere Messmethoden sind anwendbar. Leider ist es i.A. aber nicht möglich alle notwendigen dimensionslosen Kennzahlen im Windkanal abzubilden. Neben der richtigen Mach-, Reynolds-, Prandtlzahl und dem Adiabatenexponent ist es generell nicht möglich die Damköhlerzahl, die die chemischen Zeitskalen beschreibt, entsprechend der Freiflugbedingungen einzustellen.

Numerische Untersuchungen basieren zum Teil auf den Anwendung der linearen Stabilitätstheorie für supersonische Strömungen, die z.T. auch in der Lage sind, die chemischen Reaktionen mit zu berücksichtigen. Für den Entwurfsprozess sind direkte numerische Simulationen meist zu aufwändig, so dass z.B. RANS-Verfahren eingesetzt werden. Der laminar-turbulente Umschlag ist mit den numerischen Verfahren meist nicht abbildbar, so dass das zitierte Transitionskriterium angewendet wird oder die gesamte Konfiguration als turbulent ausgelegt wird (konservatives Vorgehen im Entwurf).

Die vorgestellten Arbeiten sollen den Beitrag zur Berechnung von hypersonischen Grenzschichtströmungen mit Instabilitäten aufzeigen, wie sie für die Untersuchung des laminar-turbulenten Strömungsumschlags in der Wiedereintrittsaerodynamik notwendig sind, um leistungsfähigere, rückkehrfähige Raumfahrzeuge zu entwickeln.

Im folgenden Kapitel werden die Grundgleichungen kompressibler reibungsbehafteter reagierender Strömungen (Navier-Stokes Gleichungen) präsentiert. Diese gelten auch im hypersonischen Bereich unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der thermodynamischen Koeffizienten. Bei den dabei auftretenden hohen Temperaturen innerhalb der Grenzschicht wird die Formulierung der chemischen Reaktionen für ein 5-Spezies Modell vorgestellt. Die Modellierung von Nichtgleichgewichtseffekten der chemischen Reaktionen wird ebenfalls gezeigt. Das verwendete numerische Modell wird beschrieben und die verwendeten Randbedingungen angegeben.

In einem ersten Ergebniskapitel (Kap. 3) wird die Struktur einer Strömung vorgestellt, die bei einer hypersonischen Machzahl von einer Rampe abgelenkt wird, wie sie z.B. für SCRAMJet Triebwerkeinläufe verwendet wird. Die dabei auftretenden Phänomene der Wechselwirkung der Ablöseblase und der Scherschicht in der transitionellen Grenzschicht werden diskutiert. In diesem Kapitel wird auch das rechnerische Vorgehen näher erläutert.

Im Kapitel 4 wird die einfachste geometrische Form der ebenen Platte untersucht auf ihr Instabilitätsverhalten in der Gegenwart von chemischen Reaktionen (Dissoziation und Rekombination). Die laminare Grenzschicht

wird künstlich an der Wand gestört und das räumliche Verhalten der harmonischen Störungen in der Grenzschicht hinsichtlich des Einflusses der chemischen Reaktionen analysiert.

Kapitel 5 zeigt die Erweiterung der im vorigen Kapitel gewonnenen Ergebnisse auf eine experimentelle Konfiguration mit einem Hindernis in der Grenzschicht. Die sich daraus ergebende Nachlaufströmung mit Längswirbeln hinter einem quaderförmigen Hindernis wird ebenfalls untersucht auf die Veränderung der Störungsausbreitung in einem chemisch reagierenden Umfeld.

Zuletzt gibt Kapitel 6 eine Zusammenfassung der gewonnenen Ergebnisse und einen kurzen Ausblick auf weitere Arbeiten.

Im Anhang A sind numerische Studien zur Untersuchung des Einflusses der numerischen Viskosität und des gewählten Verfahrens auf die Struktur und Ausdehnung des Ablösegebiets an der Rampe aus Kapitel 3 detailliert dargestellt.

# Kapitel 2

## Grundgleichungen

Die Berechnung von hypersonischen Strömungen unter Berücksichtigung von chemischem und thermischem Nichtgleichgewicht mit Hilfe der Direkten Numerischen Simulation (DNS) erfordert eine umfangreiche Modellierung der chemischen Reaktionen und der sich daraus ergebenden Rückwirkungen auf die in den Strömungsgleichungen verwendeten Stoffeigenschaften. Zuerst werden die Strömungsgleichungen vorgestellt (2.1), gefolgt von der Modellierung der chemischen Reaktionen (2.2), die in die Quellterme der Kontinuitätsgleichung der einzelnen chemischen Spezies eingeht. Die Modellierung der physikalischen und thermodynamischen Koeffizienten wird in 2.3 dargelegt. Zur Beschreibung des Energieaustauschs zwischen der translatorischen Energie und der Vibrationsenergie werden die Beziehungen aus 2.4 verwendet. Die in Kapitel 3 dargestellten Ergebnisse wurden für die Annahme des idealen Gases mit temperaturabhängiger Viskosität nach Sutherland mit dem COBOLTS Code errechnet. In Kapitel 4 werden Ergebnisse für das selbe Programm mit den erwähnten Erweiterungen für die Hochtemperatureffekte dargestellt. Für die Ergebnisse in Kapitel 5 wurde ein halbkommerzieller Code NSMB [99] verwendet, dessen Quellcode vorrätig war und somit Änderungen eingebaut werden konnten. Die verwendeten Gasmodelle entsprechen der Formulierung wie in diesem Kapitel beschrieben.

### 2.1 Strömungsgleichungen

Zur Darstellung der verwendeten Gleichungen wird hier die Einsteinsche Summenkonvention verwendet mit einer Ausnahme. Zur Darstellung der Ter-

me für die verwendeten chemischen Spezies wird der Index  $s$  verwendet über den aber nicht automatisch aufsummiert wird. Sollte über einige oder alle Spezies aufsummiert werden, so wird dies durch das Summenzeichen  $\sum$  dargestellt. Die drei Indizes  $i, j$  and  $k$  stehen für die drei kartesischen Raumrichtungen, über die die Einsteinsche Summation durchgeführt wird.

Die Kontinuitätsgleichung (Masseerhaltung) für chemisch reagierende kompressible Strömungen lautet

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_s (u_i + u_{s,i}^D)) = \dot{\omega}_s, \quad (2.1)$$

wobei  $\dot{\omega}_s$  die chemischen Quellterme (Reaktionsraten, Gl. 2.19) beschreibt und  $u_D$  für die Diffusionsgeschwindigkeit steht (Gl 2.16). Damit erhält man so viele zusätzliche Erhaltungsgleichungen wie Spezies berücksichtigt werden. Drückt man die Kontinuitätsgleichung mit den Spezieskonzentrationen statt mit den Partialdichten aus, so erhält man

$$\rho \frac{Dc_i}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_i u_{i,j}^D) = \dot{\omega}_s, \quad (2.2)$$

wobei die Spezieskonzentrationen definiert sind als

$$c_s = \frac{\rho_s}{\rho}. \quad (2.3)$$

Durch die Zwangsbedingung

$$\sum_s c_s = 1 \quad (2.4)$$

sind somit die chemischen Konzentrationen überbestimmt. Man behilft sich dadurch, dass man die Erhaltungsgleichungen der einzelnen Spezies (Gl.2.2) löst und die Werte aufsummiert, die durch numerische Fehler meist nicht exakt den Wert 1 ergeben. Nun teilt man jede einzelne Konzentration durch die gebildete Summe der Einzelkonzentrationen, womit man die numerischen Fehler also prozentual auf die Einzelkonzentrationen verteilt und trotzdem die Zwangsbedingung einhält.

Das Vorgehen, die zahlenmäßig größte Konzentration (hier  $N_2$ ) über die Zwangsbedingung aus Gl.2.4 zu bestimmen, hat sich nicht bewährt, da sich der numerische Fehler bei der großen Anzahl von Zeitintegrationsschritten dann in dieser Komponente anhäuft. Sollte diese Komponente ( $c_{N_2}$ ) durch

lokal hohe Temperaturen geringe Werte annehmen, wäre dieses Vorgehen sehr ungenau.

Die Gesamtmasse wird erhalten

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0. \quad (2.5)$$

Die Impulsgleichungen lauten

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} \quad (2.6)$$

mit

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \lambda u_{k,k}, \quad (2.7)$$

wobei die Volumenviskosität mit  $\lambda$  abgekürzt wird.

Die Erhaltungsgleichung für die totale Energie wird dann zu

$$\rho \frac{D(e + u_i u_i / 2)}{Dt} = -(q_i + q_i^{vib})_{,i} - (p u_i)_{,i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j \tau_{ij}) + \sum_s \left( (\rho_s h_s u_{s,i}^D)_{,i} \right) \quad (2.8)$$

wobei  $e$  die innere Energie beschreibt.

Die Energieerhaltungsgleichung für die Vibrationsenergie  $e^{vib}$  für den Fall des thermischen (vibrationellen) Nichtgleichgewichts wird durch folgende Gleichung ausgedrückt

$$\frac{\partial e^{vib}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( e^{vib} (u_i + u_i^D) \right) = -q_i^{vib} + Q^{T-V} + Q^{chem}. \quad (2.9)$$

Für den Gleichgewichtsfall ist die Vibrationstemperatur (die eine rein rechnerische Größe aus der Vibrationsenergie ist und nicht 'gemessen' werden kann)  $T^{vib}$  gleich der translatorischen Temperatur  $T$ .

Die innere Energie des Gesamtsystems wird durch die Summe der inneren Energien der Spezies über die Gewichtung durch die Konzentrationen bestimmt

$$e = \sum_s c_s e_s. \quad (2.10)$$

Die Gleichgewichts innere Energie für ein einzelnes Spezies setzt sich zusammen aus der translatorischen, der rotatorischen und der vibratorischen

Energie sowie der Bildungsenthalpie. Dabei ist zu beachten, dass ausschließlich die Molekülbestandteile ( $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$  und  $\text{O}_2$ ) einen Beitrag zur rotatorischen und der vibratorischen Energie der inneren Energie leisten

$$e_s = e_s^{trans}(T) + e_s^{rot}(T) + e_s^{vib}(T^{vib}) + \Delta h_s^f. \quad (2.11)$$

Die translatorischen, rotatorischen und vibratorischen Bestandteile der inneren Energien werden hierbei über die spezifischen Teilwärmern bei konstantem Volumen ausgedrückt

$$e_s = c_{v,s}^{trans}T + c_{v,s}^{rot}T + c_{v,s}^{vib}T^{vib} + \Delta h_s^f. \quad (2.12)$$

Die Gesamtenthalpie lässt sich berechnen zu

$$h_s = c_{p,s}^{trans}T + c_{p,s}^{rot}T + c_{p,s}^{vib}T^{vib} + \Delta h_s^f. \quad (2.13)$$

Dabei verhalten sich die innere Energie und die Enthalpie wie folgt

$$h = e + \frac{p}{\rho}. \quad (2.14)$$

Das Fluid wird als ideales Gas (bestehend aus den einzelnen Bestandteilen) hinsichtlich der Zustandsgleichung betrachtet

$$p = \sum_s p_s = \sum_s \rho_s \frac{\mathcal{R}}{M_s} T. \quad (2.15)$$

Bei den vorkommenden niedrigen Drücken und Dichten ist trotz der sehr hohen Temperaturen die Verwendung einer Realgaszustandsgleichung nicht sinnvoll. Daher ist der Begriff ‘‘Realgaseffekte’’ in diesem Zusammenhang manchmal irreführend und es sollte besser von ‘‘Hochtemperatureffekten’’ gesprochen werden.

Für die Definition der Diffusionsgeschwindigkeiten  $u_D$  wird das Ficksche Gesetz der Diffusion angewendet

$$\rho_s u_j^D = -\rho D \frac{\partial c_s}{\partial x_j}, \quad (2.16)$$

wobei hier der Diffusionskoeffizient unabhängig von den Konzentrationen der einzelnen Spezies ist. Weiter Detail zur Bestimmung des Diffusionskoeffizienten ist in Abschnitt 2.3.6 zu finden.

Die Wärmeleitung aufgrund translatorischer und vibrationeller Effekte wird mit Hilfe des Fourierschen Gesetzes der Wärmeleitung formuliert

$$q_i = -\lambda_T \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad q_i^{vib} = -\lambda_T^{vib} \frac{\partial T^{vib}}{\partial x_i}. \quad (2.17)$$

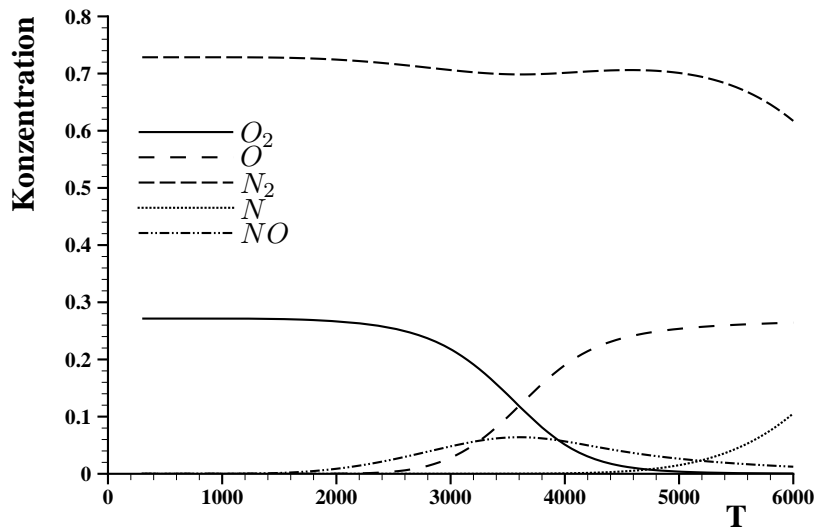


Abb. 2.1: Gleichgewichtskonzentration für Luft bei einem Druck von 1 bar.

## 2.2 Modellierung der chemischen Reaktionen

In diesem Zusammenhang wird ein fünf Spezies ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $NO$ ) Modell für Luft verwendet. Die Formulierung innerhalb des Programms erlaubt eine einfache Erweiterung auf weitere Spezies und Reaktionen, falls dies zu einem späteren Zeitpunkt (oder für andere Atmosphären) notwendig werden würde. Die Gleichgewichtszusammensetzung für Luft bei konstantem Druck über dem implementierten Temperaturbereich ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die Reaktionsraten ( $k_f$  und  $k_b$ ) werden durch ein Arrheniusgesetz angenähert. Detaillierte Darstellungen zur Bestimmung der verwendeten Koeffizienten finden sich in [100].

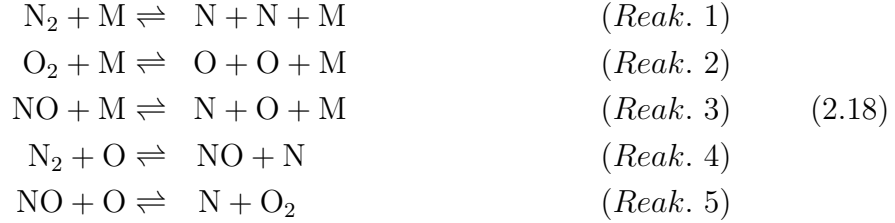
Das weit verbreitete Reaktionsmodell von Park [101] verwendet ein minimales System von Reaktionen für die fünf Spezies. Dabei wird die Dissoziation (und Rekombination) von Stickstoff ( $N_2$ ,  $N$ ), die Dissoziation (und Rekombination) von Sauerstoff ( $O_2$ ,  $O$ ) sowie zwei sogenannte Austauschreaktionen, die mit dem Molekül Stickstoffmonoxid ( $NO$ ) stattfinden, modelliert.

Das chemische Reaktionsmodell, wie es von Park formuliert wurde, berücksichtigt die Verteilung der Energien und berücksichtigt die Vibrationsenergie durch eine entsprechende Vibrationstemperatur  $T^{vib}$ . Die beiden anderen Energieformen, die translatorische und die rotatorisch Energie, blei-

ben in der translatorischen Temperatur  $T$  zusammengefasst. Dem liegt zugrunde, dass die rotatorischen Freiheitsgrade sich praktisch unendlich schnell (ca. 9-12 Molekülkollisionen) an die veränderte lokale Temperatur anpassen können. Im Gegensatz dazu benötigen die Vibrationsfreiheitsgrade ca.  $10^5$  Kollisionen für den Relaxationsprozess, was der gleichen Größenordnung wie die Relaxationszeit für chemische Reaktionen entspricht.

Dadurch ergeben sich siebzehn chemische Reaktionen, die modelliert werden müssen, da für die Dissoziation eines Moleküls ein Stoßpartner  $M$  benötigt wird, der beliebig ist.

Die folgenden Reaktionen sind bei dem 5-Spezies-Model von Park [100] berücksichtigt worden



Die Produktionsterme ( $M_{\text{N}_2}$ ,  $M_{\text{O}_2}$ ,  $M_{\text{NO}}$ ,  $M_{\text{N}}$  und  $M_{\text{O}}$  stehen für die einzelnen Molekülmassen) beschreiben, wieviel eines bestimmten Elementes oder Moleküls insgesamt entsteht oder verbraucht wird, wobei  $R_n$  für die Reaktion  $n$  steht und die Faktoren die stöchiometrischen Koeffizienten darstellen

$$\begin{aligned}
 W_{\text{N}_2} &= M_{\text{N}_2}(R_1 + R_4) \\
 W_{\text{O}_2} &= M_{\text{O}_2}(R_2 - R_5) \\
 W_{\text{NO}} &= M_{\text{NO}}(R_3 - R_4 + R_5) \\
 W_{\text{N}} &= M_{\text{N}}(-2R_1 - R_3 - R_4 - R_5) \\
 W_{\text{O}} &= M_{\text{O}}(-2R_2 - R_3 + R_4 + R_5).
 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Diese Bildungsterme  $R_n$  werden berechnet aus den Vorwärtsreaktionskonstanten  $k_f$ , den Rückwärtsreaktionskonstanten  $k_b$  und den entsprechenden Partialdichten.

$$\begin{aligned}
 R_1 &= -\sum_i k_{f,1i} \left( \frac{\rho_{\text{N}_2}}{M_{\text{N}_2}} \right) \left( \frac{\rho_i}{M_i} \right) + \sum_i k_{b,1i} \left( \frac{\rho_{\text{N}}}{M_{\text{N}}} \right)^2 \left( \frac{\rho_i}{M_i} \right) \\
 R_2 &= -\sum_i k_{f,2i} \left( \frac{\rho_{\text{O}_2}}{M_{\text{O}_2}} \right) \left( \frac{\rho_i}{M_i} \right) + \sum_i k_{b,2i} \left( \frac{\rho_{\text{O}}}{M_{\text{O}}} \right)^2 \left( \frac{\rho_i}{M_i} \right)
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
R_3 &= -\sum_i k_{f,3i} \left( \frac{\rho_{NO}}{M_{NO}} \right) \left( \frac{\rho_i}{M_i} \right) + \sum_i k_{b,3i} \left( \frac{\rho_N}{M_N} \right) \left( \frac{\rho_O}{M_O} \right) \left( \frac{\rho_i}{M_i} \right) \quad (2.20) \\
R_4 &= -k_{f,4} \left( \frac{\rho_{N_2}}{M_{N_2}} \right) \left( \frac{\rho_O}{M_O} \right) + k_{b,4} \left( \frac{\rho_{NO}}{M_{NO}} \right) \left( \frac{\rho_N}{M_N} \right) \\
R_5 &= -k_{f,5} \left( \frac{\rho_{NO}}{M_{NO}} \right) \left( \frac{\rho_O}{M_O} \right) + k_{b,5} \left( \frac{\rho_{O_2}}{M_{O_2}} \right) \left( \frac{\rho_N}{M_N} \right).
\end{aligned}$$

Die Vorwärtsreaktionsraten  $k_f$  der fünf (Sammel-)Reaktionen sind bestimmt durch

$$\begin{aligned}
k_{f,1} &= 2,0 \times 10^{15} (\sqrt{TT^{vib}})^{-3/2} \exp(-59.500/\sqrt{TT^{vib}}) \quad \text{für } M = N_2, O_2, NO \\
k_{f,1} &= 1,0 \times 10^{16} (\sqrt{TT^{vib}})^{-3/2} \exp(-59.500/\sqrt{TT^{vib}}) \quad \text{für } M = N, O \\
k_{f,2} &= 7,0 \times 10^{15} (\sqrt{TT^{vib}})^{-8/5} \exp(-113.200/\sqrt{TT^{vib}}) \quad \text{für } M = N_2, O_2, NO \\
k_{f,2} &= 3,0 \times 10^{16} (\sqrt{TT^{vib}})^{-8/5} \exp(-113.200/\sqrt{TT^{vib}}) \quad \text{für } M = N, O \\
k_{f,3} &= 5,0 \times 10^9 \exp(-75.500/\sqrt{TT^{vib}}) \quad \text{für } M = N_2, O_2 \quad (2.21) \\
k_{f,3} &= 1,1 \times 10^{11} \exp(-75.500/\sqrt{TT^{vib}}) \quad \text{für } M = N, O, NO \\
k_{f,4} &= 6,4 \times 10^{11} (\sqrt{TT^{vib}})^{-1} \exp(-38.370/\sqrt{TT^{vib}}) \\
k_{f,5} &= 8,4 \times 10^6 \exp(-19.450/\sqrt{TT^{vib}}).
\end{aligned}$$

Die Rückwärtsreaktionsraten  $k_b$  werden über die Definition der Gleichgewichtskonstanten bestimmt (die genauer messbar sind)

$$k_{b,s} = k_{f,s}/K_{eq,s}, \quad (2.22)$$

wobei wiederum die Gleichgewichtskonstanten definiert sind als

$$\begin{aligned}
K_{eq,1} &= \exp(0,50989 \cdot (\sqrt{TT^{vib}}/10.000) + 2,4773 \\
&\quad + 1,7132 \cdot \log_{10}(10.000/\sqrt{TT^{vib}}) - 6,5441 \cdot (10.000/\sqrt{TT^{vib}}) \\
&\quad + 0,29591 \cdot (10^8/(TT^{vib})) \\
K_{eq,2} &= \exp(1,4766 \cdot (\sqrt{TT^{vib}}/10.000) + 1,6291 \\
&\quad + 1,2153 \cdot \log_{10}(10.000/\sqrt{TT^{vib}}) - 11,457 \cdot (10.000/\sqrt{TT^{vib}}) \\
&\quad - 0,009444 \cdot ((10^8/(TT^{vib})) \\
K_{eq,3} &= \exp(0,50765 \cdot (\sqrt{TT^{vib}}/10.000) + 0,73575 \\
&\quad + 0,48042 \cdot \log_{10}(10.000/\sqrt{TT^{vib}}) - 7,4979 \cdot (10.000/\sqrt{TT^{vib}})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -0,16247 \cdot ((10^8)/(TT^{vib})) & (2.23) \\
K_{eq,4} = & \exp(0,96921 \cdot (\sqrt{TT^{vib}}/10.000) + 0,89329 \\
& + 0,73531 \cdot \log_{10}(10.000/\sqrt{TT^{vib}}) - 3,9596 \cdot (10.000/\sqrt{TT^{vib}}) \\
& + 0,006818 \cdot ((10^8)/(TT^{vib})) \\
K_{eq,5} = & \exp(-0,002428 \cdot (\sqrt{TT^{vib}}/10.000) - 1,7415 \\
& - 1,2331 \cdot \log_{10}(10.000/\sqrt{TT^{vib}}) - 0,95365 \cdot (10.000/\sqrt{TT^{vib}}) \\
& - 0,04585 \cdot ((10^8)/(TT^{vib})).
\end{aligned}$$

## 2.3 Modellierung der physikalischen und thermodynamischen Koeffizienten

Die im Folgenden aufgeführten Gleichungen gelten für Mischungen von Spezies. Aus den einzelnen Stoffwerten der jeweiligen Spezies muss noch ein Stoffwert für das Gesamtsystem durch die Anwendung von Mischungsregeln (Abschnitt 2.3.5) gebildet werden.

### 2.3.1 Spezifische Wärme bei konstantem Volumen

Die Spezifische Wärme bei konstantem Volumen  $c_v$  für Atome kann beschrieben werden durch

$$c_{v,i} = c_{v,i}^{trans} = \frac{3}{2} \mathcal{R}_i. \quad (2.24)$$

Bei chemischen Reaktionen (Nichtgleichgewicht) müssen die Ableitungen der Spezieskonzentrationen nach der Temperatur zusätzlich dafür berücksichtigt werden.

Die Spezifische Wärme bei konstantem Volumen  $c_v$  für Moleküle werden durch die zusätzlichen Vibrationsfreiheitsgrade [102] zu

$$\begin{aligned}
c_{v,i} &= c_{v,i}^{trans} + c_{v,i}^{rot} + c_{v,i}^{vib} \\
&= \frac{3}{2} \mathcal{R}_i + \mathcal{R}_i + \frac{(\Theta_i^{vib}/T^{vib})^2 e^{\Theta_i^{vib}/T^{vib}}}{(e^{\Theta_i^{vib}/T^{vib}} - 1)^2} \mathcal{R}_i, & (2.25)
\end{aligned}$$

wobei  $\Theta_i^{vib}$  die charakteristische Temperatur der Vibration der molekularen Spezies ist.

### 2.3.2 Spezifische Wärme bei konstantem Druck

Die spezifische Wärme bei konstantem Druck  $c_p$  kann durch

$$c_{p,i} = c_{v,i} + \mathcal{R}_i T. \quad (2.26)$$

ausgedrückt werden.

### 2.3.3 Dynamische Zähigkeit

Für die Modellierung der dynamischen Zähigkeit werden analytische Kurven gewählt, deren Koeffizienten durch Ausgleichskurven mit Hilfe von experimentelle Werte nach Blottner *et al.* [51] bestimmt wurden. Die Näherungsformeln sind für Temperaturen bis ca. 10,000 K gültig, was den Temperaturbereich des gewählten chemischen Modells bei weitem übersteigt. Die Koeffizienten  $A_{\mu_i}$ ,  $B_{\mu_i}$  und  $C_{\mu_i}$  sind von Blottner *et al.* übernommen.

$$\mu_i = 0,1 \cdot \exp [C_{\mu_i} + (\ln T \cdot (B_{\mu_i} + \ln T \cdot A_{\mu_i}))]. \quad (2.27)$$

### 2.3.4 Wärmeleitkoeffizient

Die Wärmeleitkoeffizienten der einzelnen Spezies werden über die Beziehung nach Eucken [103] berechnet

$$\lambda_{Ts} = \mu_s \left( \frac{5}{2} c_{v,s}^{trans} + c_{v,s}^{rot} \right), \quad \lambda_{Ts}^{vib} = \mu_s (c_{v,s}^{vib}). \quad (2.28)$$

### 2.3.5 Mischungsregel für die Zähigkeit und die Wärmeleitfähigkeit

Die Mischungsregel für Gasgemische nach [104] lautet

$$\mu_{mix} \approx \sum_{l=1}^s \frac{x_l \mu_l}{\sum_{m=1}^s x_m \Phi_{lm}}, \quad (2.29)$$

wobei

$$\Phi_{lm} = \frac{\left[ 1 + (\mu_l / \mu_m)^{1/2} (M_m / M_l)^{1/4} \right]^2}{(8 + 8M_l / M_m)^{1/2}}$$

und

$$x_l = \frac{c_l/M_l}{\sum_{m=1}^s (c_m/M_m)}.$$

Die entsprechende Formel wird sinngemäß ebenso für die Wärmeleitfähigkeit verwendet in dem man die Zähigkeit  $\mu$  in Formel 2.29 durch die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_T$  ersetzt.

Weitere Details zu den angegebenen Modellierungen können z.B. in [105] gefunden werden.

### 2.3.6 Diffusionskoeffizient

#### Berechnung der individuellen Diffusionskoeffizienten

Die individuellen Diffusionskoeffizienten für die Berechnung des Gesamtdiffusionskoeffizienten werden hier über die Definition des sog. Leonard-Jones Potentials (z.B. in [4]) durchgeführt, welches ein Maß für die Wirkungsabstand des Potentials darstellt. Dazu wird in einem ersten Schritt ein effektiver Kollisionsdurchmesser zwischen zwei Spezies und das gemischte Leonard-Jones Potential zweier Spezies berechnet

$$d_{\text{eff}}(m,n) = \frac{1}{2} (d_m + d_n), \quad (2.30)$$

$$LJ_{\text{pot}}(m,n) = \frac{1}{\sqrt{LJ(m) \cdot LJ(n)}}. \quad (2.31)$$

Den massegewichteten Kollisionsdurchmesser erhält man durch

$$mkd_{m,n} = 0,1858 \cdot 10^{-6} m \cdot \frac{\sqrt{(M_m + M_n)/(M_m * M_n)}}{d_{\text{eff}}(m,n)^2} \quad (2.32)$$

Der Diffusionskoeffizient des Spezies  $m$  durch ein Gas, welches aus dem Spezies  $n$  besteht, berechnet sich durch

$$D_{m,n} = \frac{T^{1,5} \cdot mkd_{m,n}}{\frac{p}{101325Pa} \cdot (T \cdot LJ_{\text{pot}}(m,n))^{-0,145} + ((T \cdot LJ_{\text{pot}}(m,n)) + 0,5)^{-2}}. \quad (2.33)$$

Somit kann man den Diffusionskoeffizienten einer Spezies durch ein Gemisch eines Gases aus fünf Spezies berechnen zu

$$D_m = \frac{1 - c_m}{\sum_{n=1}^5 \frac{c_n}{D_{m,n}}}. \quad (2.34)$$

### verwendeter Diffusionskoeffizient

Die Berechnung der Diffusionskoeffizienten auf der Basis der Gleichungen, die im vorangegangenen Abschnitt dargelegt wurden erfordert ca. 50% der gesamten Rechenzeit allein für diese Koeffizienten. Aus Effizienzgründen und aufgrund der Tatsache, dass keine Änderung der Ergebnisse durch das folgende Vorgehen nachweisbar war, wurde eine konstante Schmidt Zahl  $Sc = 0,5$  angenommen (wie auch in der Literatur verwendet, z.B. [53]), welche zu folgender Definition der Diffusionskonstante führt

$$D = \frac{\mu}{\rho Sc} = \frac{2\mu}{\rho}. \quad (2.35)$$

## 2.4 Energietransfer zwischen translatorischer Energie und Vibrationsenergie

Vibrationsenergie ist nur gegenwärtig bei Molekülen (hier  $N_2$ ,  $O_2$  und  $NO$ ), welche hier als harmonische Oszillatoren modelliert werden. Im Falle eines nicht-harmonischen Oszillators wie z.B. das Kohlendioxid-Molekül  $CO_2$ , müssen andere Modelle verwendet werden [102].

Der Energietransfer zwischen der Translation und der Vibration wird durch ein Landau-Teller Relaxationsmodell beschrieben [102]

$$Q^{T-V} = \sum_s c_s \frac{e_s^{vib,eq}(T) - e_s^{vib}(T^{vib})}{\tau_s}, \quad (2.36)$$

wobei die Relaxationszeiten durch eine Exponentialfunktion für jede Spezies beschrieben werden

$$\tau_i = \frac{1}{p_s} C_1(i) \exp((C_2(i)/T)^{1/3}). \quad (2.37)$$

Die Vibrationsenergie im Nichtgleichgewichtsfall wird über die Vibrations-temperatur wie folgt definiert

$$e_s^{vib} = \frac{\Theta_s^{vib}/T^{vib}}{e^{\Theta_s^{vib}/T^{vib}} - 1} R_s T^{vib}. \quad (2.38)$$

Der Wert der Vibrationsenergie im Gleichgewichtsfall  $e_s^{vib,eq}$  folgt aus der selben Beziehung, wenn die translatorische Temperatur  $T$  statt der Vibrations-temperatur  $T^{vib}$  verwendet wird.

Die chemischen Quellterme in der Erhaltungsgleichung der Vibrations-energie 2.9 werden als Summe der inneren Vibrationsenergien multipliziert mit den Produktionstermen aus Gl. 2.2 formuliert

$$Q^{chem} = \sum_s c_s (e_s^{vib} \cdot \dot{\omega}_s). \quad (2.39)$$

## 2.5 Formulierung der Randbedingungen

Am Einströmrand werden Profile von zuvor durchgeführten Grenzschicht-rechnungen vorgegeben. Diese beinhalten eine geringe Abweichung zu den Resultaten einer Navier-Stokes Rechnung. Dies wird allerdings innerhalb nur weniger Gitterpunkte ausgeglichen.

Am oberen Rand werden nichtreflektierende Randbedingungen verwendet. An der Rampe ist der obere Rand so weit von der Rampe entfernt, dass der Stoss, der von der Ablösestelle abgeht, den Integrationsbereich am oberen Rand nicht verlässt (sondern durch den Ausströmrand geleitet wird). Die Behandlung am oberen Rand bedingt die Transformation der Strömungsvariablen in die charakteristischen Variablen, so dass einfallende Charakteristiken konstant bleiben. Störungen können so den Integrationsbereich reflexionsfrei verlassen.

An der Wand werden (außer am Störstreifen) die Geschwindigkeitskomponenten zu Null gesetzt. Für die Temperatur an der Wand für die behandelten Fälle wird eine isotherme Randbedingung vorgegeben.

Am Ausströmrand wird eine Dämpfungsfunktion aufgeprägt, die in einer Dämpfungszone die Lösung über ein Polynom 3. Grades wieder auf die zuvor berechnete stationäre Lösung zurückführt.

An den spannweitigen Rändern werden periodische Randbedingungen vorgegeben.

Auf die Einzelheiten der verwendeten numerischen Verfahren wird im jeweiligen Kapitel eingegangen.

# Kapitel 3

## Instabilitätsuntersuchungen an einer Rampe bei $Ma=5$

Für die Entwicklung von Antriebssystemen für hypersonische Fluggeschwindigkeiten ist das Verhalten der Strömung über Ecken und Kanten von zentraler Bedeutung. Der Treibwerkseinlauf, der z.T. als Verdichter fungiert, besteht aus mehreren Stufen von Strömungen, die als Rampenströmungen idealisiert werden können. Durch die geometrische Unstetigkeit wird i.A. der Stoß in seiner Lage fixiert, da sonst die Stoßlage von den Umgebungsbedingungen (z.B. der Flughöhe) abhängen würde (vgl. z.B. [106–108]). Der Stoß/Grenzschicht Interaktion kommt dabei eine zentrale Bedeutung zu (u.A. [109–113]), da diese mehrere Instabilitätsmechanismen aufweist. Die Ablösung an der Rampe kann im Inkompressiblen zu einer erhöhten Instabilität führen, so dass Störwellen in der sich bildenden Ablöseblase extrem angefacht werden und es zu einem turbulenten Wiederanlegen der Blase kommt (z.B. [114, 115]). In Überschallströmungen stellt sich die Situation anders dar und das Verhalten ist von der Machzahl abhängig. Die untersuchten Phänomene des schrägen Stoßes an der Rampe mit Ablöseblase lässt sich generell auch an einer ebenen Plattengeometrie untersuchen, bei der ein schräger Stoß von oben auf die Plattengrenzschicht trifft und zur lokalen Ablösung führt [110].

Prinzipielle Untersuchungen zum laminar-turbulenten Umschlag in kompressiblen Grenzschichten in den vergangenen Jahren [65, 68, 69, 116–120] konnten einige interessante Strömungseigenschaften hinsichtlich Ablösung, Anfachtung und Stabilität erklären. Experimentelle Untersuchungen zur Instabilität der Kompressionsrampenströmung (teilweise zusammen mit nume-

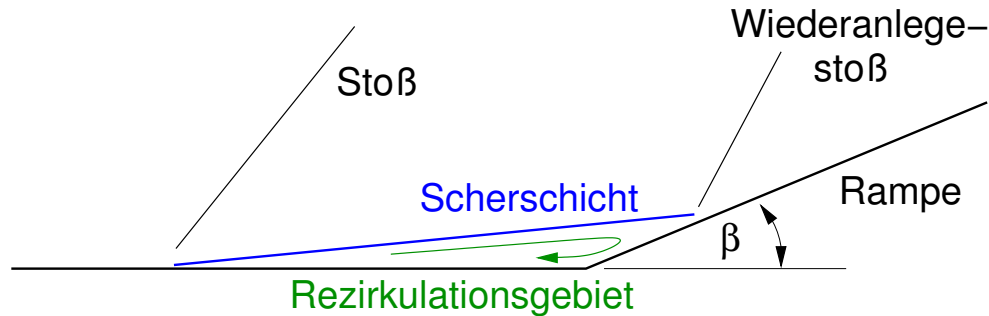


Abb. 3.1: Prinzipskizze zur hypersonischen Rampenströmung

rischen Untersuchungen) sind z.B. in [121, 122] zu finden. Die Untersuchung von hypersonischen Nichtgleichgewichtseffekten in Rampenströmungen wurde in [123] durchgeführt.

Für verschiedene Machzahlen konnte beobachtet werden, daß die Scherschicht, die über der Ablöseblase liegt, meist gerade ist und einen (im Vergleich zur inkompressiblen Strömung) sehr stabilen Charakter aufweist. Ablöseblasen an Rampen und bei auftreffenden Stößen, die ihren laminaren Charakter behalten, sind bereits gut untersucht und verstanden.

Der vollturbulente Fall der Ablöseblase (die ankommende Grenzschicht an der ebenen Anlaufstrecke ist bereits turbulent) wurde ebenfalls untersucht [124] für geringere Machzahlen von  $Ma=3$  und steileren Rampenwinkeln. Dabei konnte mit Hilfe der LES das instationäre Verhalten des Ablösestoßes auch numerisch nachgewiesen werden. Experimentelle Untersuchungen hatten dies zuvor nahe gelegt [125, 126]. Görtler-ähnliche Wirbel an der Rampe nach dem Wiederanlegen der Strömung konnten ebenfalls beobachtet werden. Untersuchungen der turbulenten Strömung mit RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) Simulationen für  $Ma=3$  [127] an einer  $20^\circ$  Rampe zeigten ebenfalls längswirbelartige Strukturen im hinteren Teil der Ablöseblase, die zu einer lokalen Anhebung des Wärmetransports an der Oberfläche der Rampe von ca. 20% führte. Diese Untersuchungen waren auf die Verhältnisse an der X38-Konfiguration der NASA orientiert. Generell läßt sich feststellen, dass die Zahl der Untersuchungen für die turbulente Rampenströmung (SW-TBLI) deutlich zahlreicher sind als die der Stoß/Grenzschicht Wechselwirkung mit Transition (siehe auch [61, 63]).

Balakumar *et al.* [128] untersuchten die Stabilität einer X43-Konfiguration einer Überschallrampenströmung mit einem geringen Ram-



penwinkel von  $5,5^\circ$  bei  $Ma=5,373$  mit Hilfe der linearen Stabilitätstheorie und linearer DNS (die Störampplitude waren zu gering, um nichtlineare Interaktionen hervorzurufen). Bei geringen Rampenwinkeln ist die stromab Ausdehnung der Ablöseblase sehr gering. Es wurde herausgefunden, dass bei der Einleitung einer 2. Mode als instationäre Störung einer zweidimensionalen laminaren Grundströmung mit Ablösung diese wie erwartet in dem Teil der Grenzschicht ohne Ablösung angefacht war wie vorhergesagt, aber innerhalb der Ablöseblase verhielt sich die Instabilität neutral. Die 2. Moden Störung konnte die Scherschicht nicht bis in die Ablöseblase durchdringen, was mit Stabilitätsrechnungen für Scherschichten übereinstimmte. Durch die Linearität der Amplituden und der Methode konnte keine Transition untersucht werden.

Für Untersuchungen an SCRAM-Jet Einläufen, die eine transitionelle Strömung an einer Rampe beinhalten, wird meist die Transition künstlich fixiert, damit ab einer festen Stelle turbulente Verhältnisse angenommen werden können. Dabei wird meist die turbulente Stoß/Grenzschichtinteraktion stromab untersucht, z.B. [113]. In dieser Untersuchung wurde ein Turbulenzfleck mit hohen Störampplituden in der ebenen Anströmung erzeugt, der zum schnellen Umschlag (bypass) zu einer turbulenten Grenzschichtströmung führte. Dabei war die Untersuchung des Verhaltes der turbulenten Grenzschicht das Ziel der Untersuchung, die Transition nur Mittel zum Zweck und diese wurde deshalb nicht im Detail untersucht.

Zur Untersuchung der transitionellen Vorgänge in einer abgelösten Scherschichtströmung an der Rampe mit Wiederanlegen für Hochgeschwindigkeitsgrenzschichtströmungen war das Ziel der Untersuchungen in diesem Kapitel. Dabei wurden die geometrischen Verhältnisse übernommen von einem Fall der RTO Working Group 10 “*Technologies for Propelled Hypersonic Flight*”, Subgroup 3 “*CFD Validation for Hypersonic Flight*”, Version Jan. 7, 2000. Es handelt sich dabei um den Datensatz 2 “*heated hollow cylinder flare*” von B. Chanetz and J. P. Davis. In der aktuellsten Version dieses Reports [129] fehlt dieser Datensatz.

Vandomme *et al.* [130], Vandomme [131] und Chanetz *et al.* [132] untersuchten den ähnlichen Fall, wobei es sich um eine rotationssymmetrische Konfiguration handelt. Dabei ist der ebene Anlaufteil im Experiment um 20% geringer als in der Simulation. Ausserdem weicht das Experiment von dem vorgesehenen (und simulierten) Fall dahingehend ab, dass die Wandtemperatur zu Beginn des Experiments bei  $T_W = 290K$  lag und während des Experiments anstieg. Aus dem Anstieg wurde die Zeitableitung bestimmt

und darüber der Wärmefluss berechnet. Die Vergleichbarkeit mit dem Experiment ist eingeschränkt, da die längere Anlaufänge vor der Rampe im Experiment zu einer stärkeren Anfachung von Grenzschichtinstabilitäten führt. Außerdem wurde im Experiment ein Turbulenzgrad in der ungestörten Anströmung von  $Tu \approx 2\%$  (siehe [131]) gemessen, was einen deutlichen Einfluss auf die Länge der Ablöseblase hatte. Dazu sind auch einige Parameterstudien zur Größe der Ablöseblase in Abhängigkeit des verwendeten numerischen Verfahrens im Anhang A aufgeführt.

Neben den unterschiedlichen Staudrücken, die im Experiment [130] variiert wurden, wurden auch Untersuchungen mit natürlichem Störhintergrund mit Messungen an der künstlich hervorgerufenen Transition durch eine Oberflächenrauigkeit  $x/L=0,08$  mit einer von Höhe von  $h=0,7\text{mm}$  durchgeführt. Im Falle der künstlich hervorgerufenen Transition wurde die Ablöseblase praktisch vollständig unterdrückt. Der experimentelle Fall mit einem Staudruck von  $p_{st} = 5 \cdot 10^5 \text{Pa}$  entspricht dem Fall, der hier numerisch untersucht wurde. Die in [133] zitierte Kommunikation mit N. Adams, dass die durchgeführten Simulationen “. . . gave unrealistic results” ist leider auf eine fehlerhafte Interpretation der Äußerungen zurückzuführen<sup>1</sup>.

Yao *et al.* [134] untersuchten mit Hilfe der Direkten Numerischen Simulation (DNS) begleitet von Linearer Stabilitätstheorie (LST) und den Parabolisierten Stabilitätsgleichungen (PSE) den Einfluss der Machzahl auf die Stoß/Grenzschichtinteraktion (SWBLI).

In einem Bereich von  $Ma=2,0$  bis  $6,85$  an der ebenen Platte mit einem auftreffenden schrägen Stoß zeigt sich der erwartete Trend, dass mit steigender Machzahl die Anfachung abnimmt. Obwohl auch höhere Mackmoden [29] festgestellt werden konnten, konnte für keine der Fälle ein vollständige Transition im untersuchten Integrationsgebiet festgestellt werden.

Besonders der Bereich um die Spitze des Ablösegebietes (dort wo der Stoß auftrifft) wies die stärkste Abnahme der Störenergie auf. Generell führte der Anstieg der Machzahl zu einer Abnahme der N-Faktoren in dem untersuchten SWBLI-Problem. Mit Hilfe der LST war es nicht möglich, die Anfachungsraten im Bereich der Ablöseblase sinnvoll zu berechnen, da hier die Parallelströmungsannahme deutlich verletzt war. Durch weitere Untersuchungen mit den PSE (welche diese Effekte berücksichtigen kann) bei  $Ma=4,5$  führten zu einer besseren Übereinstimmung. Da die Instabilität der Ablöseblase durch die Rückströmung zu einer absoluten Instabilität wird, war auch in diesem

---

<sup>1</sup>persönliche Kommunikation N. Adams

Bereich die PSE nicht in der Lage korrekte Vorhersagen zu liefern.

Turbulente Untersuchungen an der Rampe bei  $Ma=2,9$  sind u.A. durch Ringuette *et al.* [135] (experimentell) und Wu & Martin [136] (numerisch) durchgeführt worden. Die Resultate bei einer Impulsverlustdicke von  $Re_{\delta_2} = 2400$  an einem Rampenwinkel von  $24^\circ$  legen eine kleinere Ablöseblase nahe im Vergleich mit Untersuchungen bei höheren Reynoldszahlen von Settles *et al.* [137, 138]. Eine spannweitige periodische Welligkeit der Ablöselinie wird hervorgerufen durch ankommende Längswirbel in der turbulenten Grenzschicht, die sehr langlebig sind. Die turbulente Stoß/Grenzschichtinteraktion (SWTBLI) führt zu einer Stoßoszillation. Der Frequenzbereich dieser Schwankung weist ein Maximum bei ca. 1 kHz auf.

### 3.1 Parameter der Simulation

Am Einströmrand wurden alle Größen im stationären Fall vorgeschrieben. Durch eine vorausgehende Grenzschichtrechnung wurden diese bestimmt. Für die instationären Störrechnungen wurden die Eigenfunktionen einer Linearen Stabilitätsrechnung mit ihren zugehörigen Frequenzen vorgeschrieben (siehe auch 3.2.2). Die Temperatur an der Wand ist konstant (isotherme Wand), da für die physikalische Zeit der Simulation keine Änderung zu erwarten ist. Im Experiment sind deutlich längere Versuchszeiten zu verzeichnen. Der Freistromrand ist charakterisiert durch Dirichlet Randbedingungen, bei denen im stationären Fall alle Variablen mit ihren Werten der unendlichen Anströmung vorgeschrieben werden. Am Ausströmrand wird eine Pufferzone verwendet [139], welche die Variablen wieder zu ihren stationären Werten zwingt, die in einer stationären, zweidimensionalen Rechnung zuvor bestimmt wurde. Dies wird durch einen zusätzlichen Kraftterm in den Navier-Stokes-Gleichungen erreicht.

Die Parameter der untersuchten Strömung sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

Im Verlauf werden numerische Ergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen in [130, 131, 133] verglichen. Dabei ist der experimentelle Fall des Staudruckes von  $p_{st} = 5 \cdot 10^5 Pa$  bei einer Reynoldszahl von  $Re_L = 1,6 \cdot 10^6$  (Referenzlänge ist der Abstand der Rampe von der Vorderkante von  $L = 0,252m$ ) der zugehörige Referenzfall.

Die verwendeten Gleichung sind dimensionslos, wobei die Entdimensionalisierung wie folgt durchgeführt wurde

$$u^* = u/U_\infty, \rho^* = \rho/\rho_\infty, T^* = T/T_\infty, p^* = p/(\rho_\infty U_\infty^2), E^* = E/(\rho_\infty U_\infty^2).$$

Parameter	Value	Comment
$M_\infty$	5	
$Re_{\delta_0}$	5967	am Einströmrand
$Re_{\delta_1}$	4319	am Einströmrand
$\delta_1^*$	$6,84 \cdot 10^{-4}$	[m], am Einströmrand
$T_\infty^*$	83,33	[K]
$T_W$	$4,8 T_\infty$	
$U_\infty^*$	915	[m/s]
$p_\infty^*$	945	[Pa]
$\gamma$	1,4	
$\rho_\infty^*$	0,0395	[kg/(m <sup>3</sup> )]
$\mu_\infty^*$	$5,727 \cdot 10^{-6}$	[kg/(m · s)]

Tabelle 3.1: Strömungsparameter

Die Größen mit dem Superskript \* sind dabei die dimensionslosen Größen. geometrische Größen werden mit der Verdrängungsdicke am Einströmrand  $\delta_1^*$  dimensionslos gemacht.

Es gelten die instationären, dreidimensionalen Navier-Stokes Gleichungen.

$$\frac{\partial \underline{U}}{\partial t J} + \frac{\partial \underline{E}_K}{\partial \xi J} + \frac{\partial \underline{G}_K}{\partial y J} + \frac{\partial \underline{H}_K}{\partial \zeta J} = \frac{\partial \underline{F}_V}{\partial \xi J} + \frac{\partial \underline{G}_V}{\partial y J} + \frac{\partial \underline{H}_V}{\partial \zeta J} \quad (3.1)$$

mit den konservativen Variablen  $\underline{U} = \{\rho, \rho u, \rho v, \rho w, E\}$  und  $E = p/(\gamma - 1) + \rho(u^2 + v^2 + w^2)$ . Das Gitter ist nicht in spannweitung Richtung gestreckt (äquidistant in  $y$ ). Die Transformation in generalisierte Koordinaten bildet den physikalischen Raum  $(x, y, z)$  auf den rechtwinkligen, äquidistanten Raum  $(\xi, \eta, \zeta)$  ab, in welchem die numerische Simulation stattfindet. Dabei bezeichnen  $x, y$  und  $z$  die stromab, spannweite und wandnormale Raumrichtung.

Die konvektiven Terme (Index K) lauten

$$\underline{F}_K = \begin{bmatrix} \rho(u\xi_x + w\xi_z) \\ \rho u(u\xi_x + w\xi_z) + p\xi_x \\ \rho v(u\xi_x + w\xi_z) \\ \rho w(u\xi_x + w\xi_z) + p\xi_z \\ (E + p)(u\xi_x + w\xi_z) \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

analog für  $H_K$  und  $G_K$ . Die viskosen Flüsse lauten

$$\underline{F}_V = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx}\xi_x + \tau_{xz}\xi_z \\ \tau_{xy}\xi_x + \tau_{yz}\xi_z \\ \tau_{xz}\xi_x + \tau_{zz}\xi_z \\ -q_x\xi_x - q_z\xi_z + (u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz})\xi_x + (u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz})\xi_z \end{bmatrix}, \quad (3.3)$$

analog wiederum für  $H_V$  und  $G_V$ .

Die Jacobimatrix der Koordinatentransformation lautet

$$J = \xi_x\zeta_z - \xi_z\zeta_x. \quad (3.4)$$

Die Schubspannungen sind definiert als

$$\tau_{xx} = \frac{\mu}{Re} \left[ \frac{4}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial \xi} \xi_x + \frac{\partial u}{\partial \zeta} \zeta_x \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial \eta} \eta_y - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial w}{\partial \xi} \xi_z + \frac{\partial w}{\partial \zeta} \zeta_z \right) \right] \quad (3.5)$$

entsprechend für  $\tau_{yy}$  und  $\tau_{zz}$ , sowie

$$\tau_{xy} = \frac{\mu}{Re} \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial \xi} \xi_x + \frac{\partial v}{\partial \zeta} \zeta_x \right) - \frac{\partial u}{\partial \eta} \eta_y \right] \quad (3.6)$$

entsprechend für  $\tau_{yz}$  und  $\tau_{xz}$ .

Der Wärmefluss in wandnormaler Richtung in dimensionsloser Form lautet

$$q_z = - \frac{\mu}{(\gamma - 1)M^2 Pr Re} \left( \frac{\partial T}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial T}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right). \quad (3.7)$$

In die anderen beiden Raumrichtungen wird der Wärmeübergang  $q_x$  und  $q_y$  analog berechnet.

Die temperaturabhängige Zähigkeit (dimensionslos gemacht mit  $\mu_\infty^*$ ) wird mit Hilfe des Sutherlandgesetzes berechnet, da hier noch keine so hohen Temperaturen auftreten, die die Gültigkeit dieses Gesetzes einschränken würden.

$$\mu(T) = T^{\frac{3}{2}} \frac{1 + S}{T + S}. \quad (3.8)$$

Die Referenzzähigkeit bei  $T^*=83,33\text{K}$  ist  $\mu_\infty^* = 5,727 \cdot 10^{-6} \text{Pa} \cdot \text{s}$ . Die Sutherland Konstante ist  $S = 110,4\text{K}/T_\infty^*$ .

Die dimensionslose ideale Gasgleichung wird zur Bestimmung der Temperatur aus der Energie benötigt

$$p\gamma M_\infty^2 = \rho T. \quad (3.9)$$

Weitere Details zu den verwendeten Grundgleichungen in generalisierten Koordinaten sind in [140] und [141] zu finden.

## 3.2 Numerische Methode

Das numerische Vorgehen basiert auf den vollständigen, dreidimensionalen Navier-Stokes-Gleichungen. Der räumliche Ansatz nutzt zur Diskretisierung kompakte finite Differenzen 5. und 6. Ordnung Genauigkeit, die von Lelle [142] eingeführt wurden und in [140] für dieses Verfahren angepasst und optimiert wurden. Da bei der gewählten Konfiguration mit einem Stoß zu rechnen ist, wurde ein ENO-Verfahren lokal für die Zellen eingebaut, die sich in der Nähe des Stoßes befinden (hybrides ENO-Verfahren). Die Zeitintegration wird durch ein explizites Runge-Kutta Verfahren 3. Ordnung Genauigkeit mit geringem Speicherbedarf bewerkstelligt.

Eine Skizze der Seitenansicht (zweidimensionale Konfiguration) des Integrationsgebietes ist in Abb. 3.2 dargestellt. Die verwendeten Dimensionen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Das verwendete (gestreckte) Gitter ist in Abb. 3.3 im physikalischen Raum für jeden 10. Gitterpunkt dargestellt. Die maximale Auflösung für die hier dargestellten Ergebnisse beträgt 3001 Punkte in Hauptströmungsrichtung (x), 181 Punkte in wandnormaler Richtung (z) und 91 Punkte in spannweitiiger Richtung (y). Damit sind die Gleichungen an ca. 50 Millionen Gitterpunkten zu berechnen. Konvergenzstudien zur Verifikation sind in [143] und im Anhang A gezeigt. Für das vorliegende Gitter wurde Gitterkonvergenz für die zweidimensionale Grundströmung

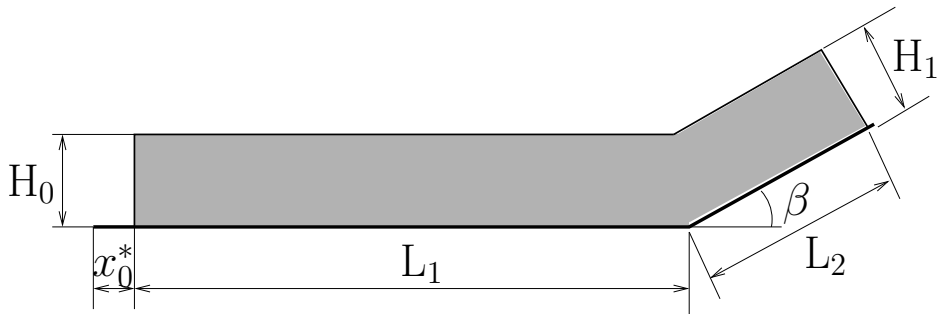


Abb. 3.2: Seitenansicht des Integrationsgebiets (in grau)

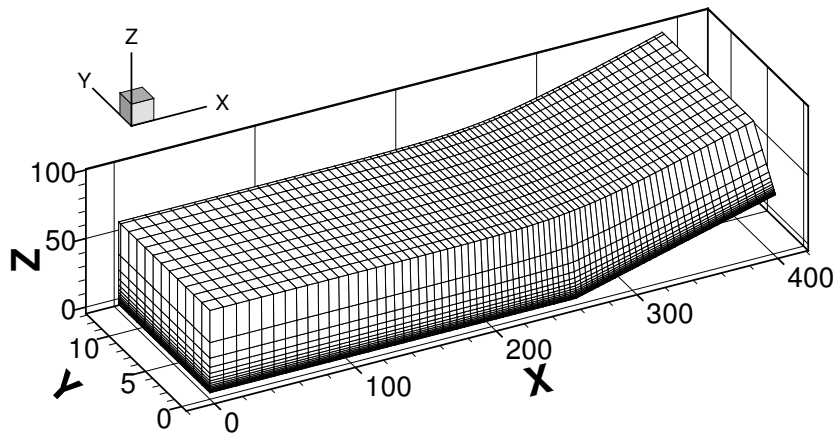


Abb. 3.3: Rechengitter – nur jeder 10. Punkt ist gezeigt. Durch die Gitterstreckung häufen sich die Punkte in der Grenzschicht

erreicht. Für die instationäre Lösung wurde so lange gerechnet, bis eine quasi-periodische Lösung festgestellt werden konnte.

Der Hauptteil der numerischen Simulationen wurde auf dem NEC SX5 Rechner des HLRS Stuttgart sowie des Swiss National Supercomputing Centre (CSCS) in Manno, Schweiz, durchgeführt. Das verwendete Rechenprogramm ist optimiert für die Verwendung von Vektorrechnern und erreicht eine äußerst effiziente Nutzung des Großrechners. Eine Periode der 2. Moden Störung benötigt 20h CPU-Zeit auf 8 CPUs mit einer akkumulierten Leistung von 18,8 GFLOPS. Dies bedeutet eine Nettorechenzeit von  $14,7\mu\text{s}$  pro

Parameter	Wert	Anmerkung
$x_0^*$	$2,53 \cdot 10^{-2}$	[m], Abstand von der Plattenvorderkante
$L_1$	260	
$L_2$	147	
$\beta$	$15^\circ$	
$H_0$	60	
$H_1$	60	
$L_x$	357	Gesamtlänge
$L_y$	12,6	Gesamthöhe

Tabelle 3.2: Geometrische Parameter der Simulation

komplettem Runge-Kutta Zeitschritt (dreistufig) und Gitterpunkt.

### 3.2.1 Zweidimensionale Grundströmung

In einem ersten Simulationsschritt wird eine zweidimensionale stationäre Lösung für die Strömung an der Rampe berechnet, bevor die Störmoden hinzugeschaltet werden. Dabei entwickeln sich die Ablöseblase und die Scherschicht von der Anfangslösung, bei der der Stoß reibungsfrei analytisch berechnet wird (Hugoniot-Beziehungen) und als Startlösung direkt an der Knickkante vorgegeben wird. So bildet sich eine stationäre zweidimensionale Ablöseblase als Startlösung für die dreidimensionalen Störrechnungen aus. In einer störungsfreien Umgebung würden die Ablöseblase und die Scherschicht zweidimensional bleiben. Experimentell ist dies aber aufgrund des ständig anwesenden Störhintergrunds (Turbulenzgrad der Anstströmung) nicht nachzuvollziehen. Ablöseblasen sind somit im Allgemeinen dreidimensionale Strömungsphänomene.

### 3.2.2 Einbringen der Störungen

Zusätzlich zur zweidimensionalen Lösung auf dem dreidimensionalen Gitter (uniform in  $y$ ) werden zwei- und dreidimensionale harmonische Störungen am Einströmrand eingebracht, die zuvor mit Hilfe der LST als die instabilsten Wellen für die Grenzschicht am Einströmrand identifiziert wurden.



Parameter	Erste Mode	Zweite Mode
$\alpha_r$	0,4828	2,2061
$\alpha_i$	-0,0064	-0,0123
$\beta$	1	0
$\omega$	0,4	2
$c_{phas}$	0,83	0,91

Tabelle 3.3: Parameter der Störmoden

Dabei wurden die Grenzschichtprofile am Einströmrand einer Stabilitätsanalyse unterzogen. Die verwendeten Instabilitäten sind 1. und 2. Moden Instabilitäten [29] mit den Eigenschaften zusammengefasst in Tabelle 3.3.

Die Simulationen wurden so lange durchgeführt, bis ein quasi periodischer Zustand hinsichtlich der Störungsentwicklung hergestellt war. Dies dauerte ca.  $t \approx 600$  (400 Störperioden der ersten Mode). Längeres Rechnen änderte das Ergebnis nicht.

### 3.3 Simulationsresultate

Ein numerisches Schlierenbild (Abb. 3.4) wurde aus den Simulationsdaten berechnet. Dabei wurden die (momentanen) räumlichen Gradienten in spannenweitung Richtung auf folgende Art gemittelt

$$\nabla\rho = \frac{1}{npy} \sum_1^{npy} \sqrt{\left(\frac{\partial\rho}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\rho}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\rho}{\partial z}\right)^2}. \quad (3.10)$$

Das numerische Schlierenbild zeigt deutlich die große Ausdehnung des Ablösegebietes (Ablösung bei  $x/L_1 = 0,15$ ), wobei im Experiment die Ablösung erst bei  $x/L = 0,8$  beobachtet werden konnte [130]. Auf diesen deutliche Unterschied wird in Laufe der Darstellung der Ergebnisse noch detailliert eingegangen. Der Stoß, der von der Ablösestelle ausgeht, beginnt bei  $x = 39$ . Der Stoß geht nach schräg oben im Machschen Winkel  $\alpha = \sin^{-1}(1/Ma) = 11,5^\circ$ , der zur Anströmmachzahl gehört, weg, ohne das Integrationsgebiet zu verlassen (so dass auch keine spezielle Stoßrandbedingung am Freistromrand von Nöten ist). Ebenfalls sichtbar ist die starke Scherschicht, die bei  $x = 372$  wieder an die Rampe anlegt. Dabei bildet sich ein

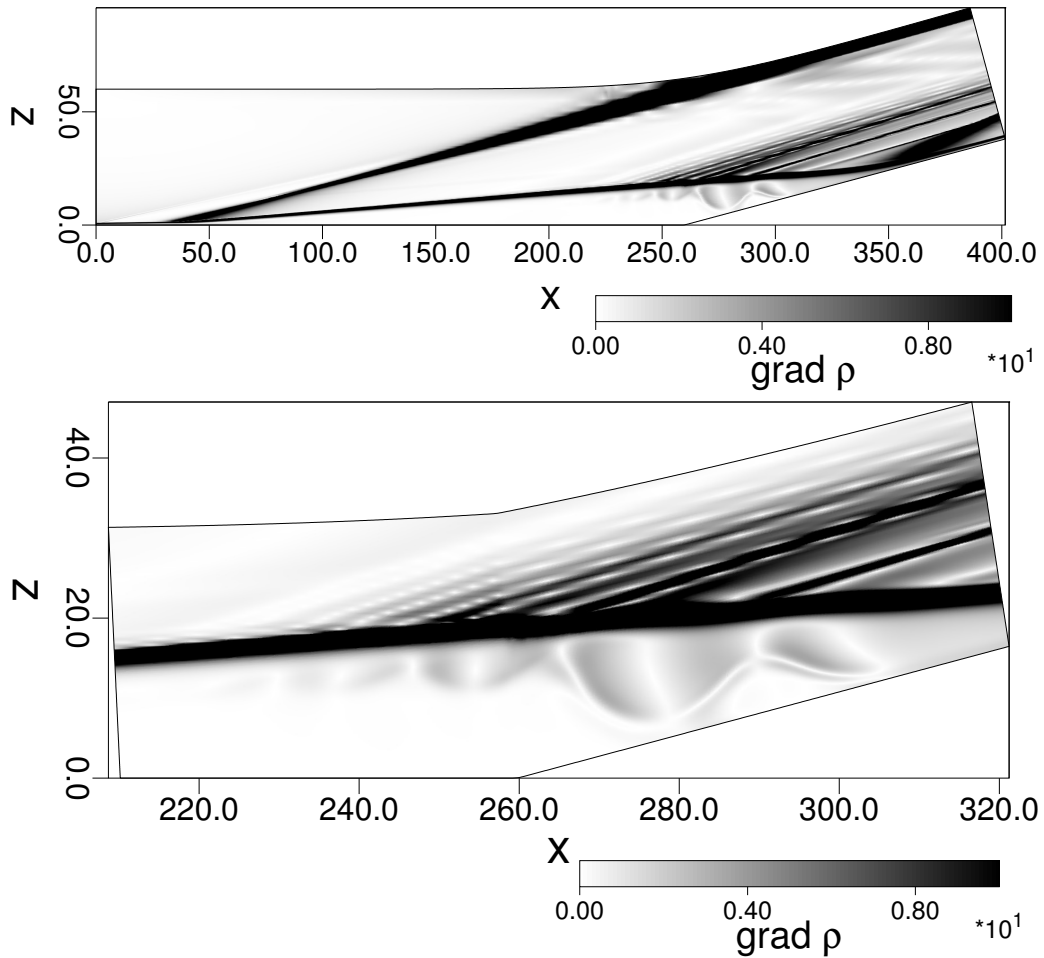


Abb. 3.4: Numerisches Schlierenbild – Integration der räumlichen Gradienten der Dichte  $\rho$  in spannweitischer Richtung nach Gl. 3.10

weiterer Stoß aus, der ebenfalls im Schlierenbild bei  $x \approx 380$  klar zu identifizieren ist und steiler als der Ablösestoß verläuft. In der Nähe des Knicks der Rampe sind einige Verdichtungswellen zu erkennen, die aus der Scherschicht zu kommen scheinen ( $x \approx 230 - 300$ ). Die Richtung der Verdichtungswellen entsprechen dem lokalen Machwinkel.

Die spannweitige Mittelung des Druckgradienten (analog zu Gl. 3.10 wobei die Dichte durch den Druck ersetzt wird) zeigt deutlich die Stöße noch einmal (Abb. 3.5) jedoch ohne die Scherschicht, die wie zu erwarten ist, keinen Druckgradienten aufweist. Die rundlichen Strukturen unterhalb der

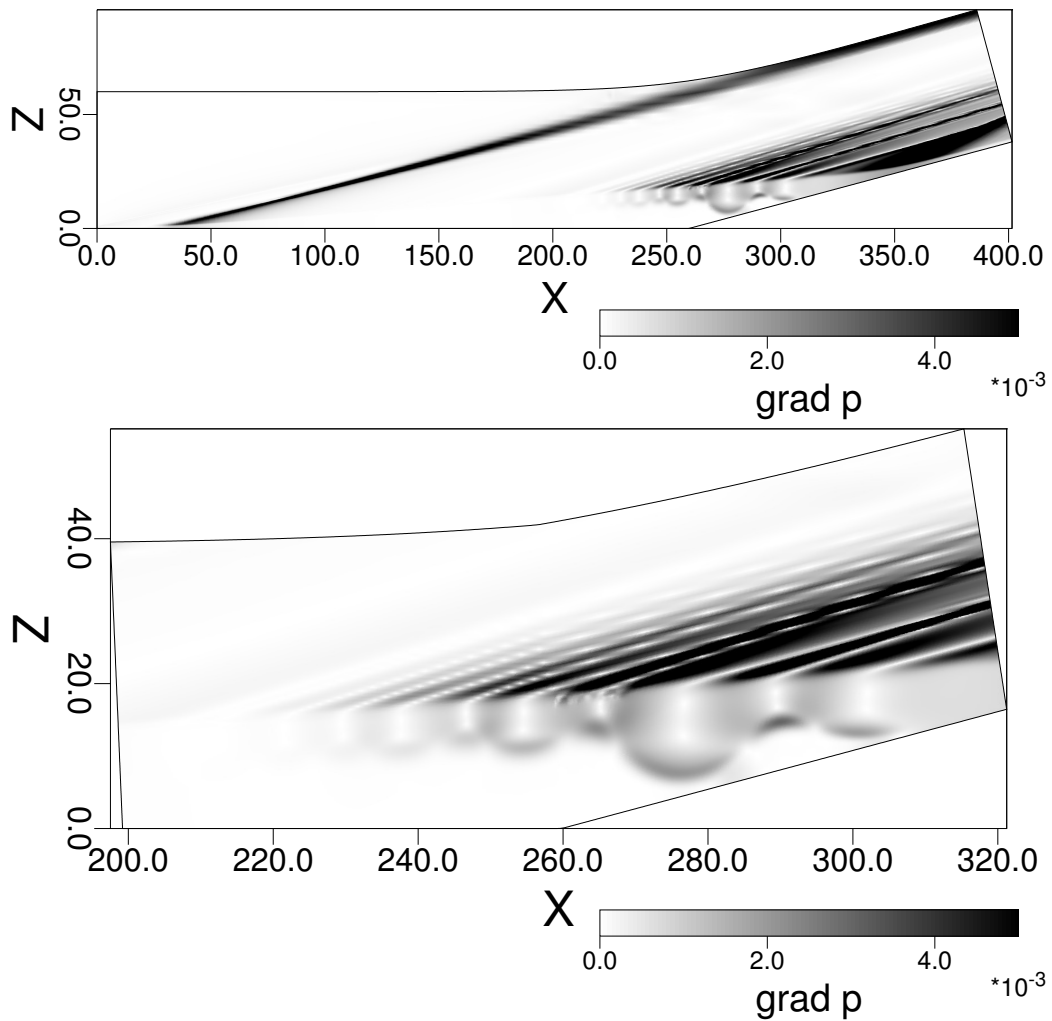


Abb. 3.5: Integration des räumlichen Gradienten des Druckes  $p$  in spannweiser Richtung

Scherschicht sind deutlich zu erkennen. Diese sind so strukturiert, dass sie mit den Verdichtungswellen oberhalb der Scherschicht räumlich korrespondieren. An den Stellen, an denen diese Strukturen unterhalb der Scherschicht einen deutlichen stromab Gradienten aufweisen, ist oberhalb der Scherschicht eine Verdichtungswelle zu erkennen.

Die stromab Geschwindigkeit  $u$  im gesamten Integrationsgebiet wie auch ein Ausschnitt am Rampenknicke sind in Abb. 3.6 dargestellt. Wieder fällt

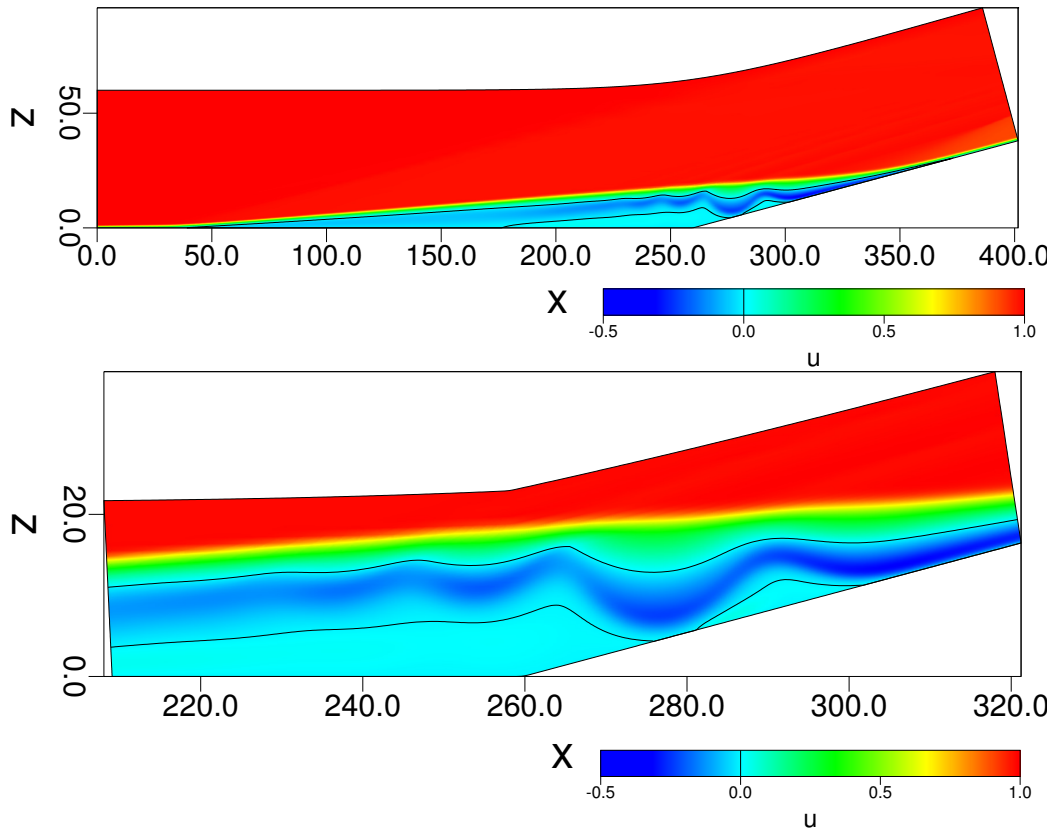


Abb. 3.6: Konturen stromab Geschwindigkeitskomponente  $u - u = 0$  ist gestrichelt dargestellt

die enorme Länge der Ablöseblase auf. Die Rückströmung innerhalb der Ablöseblase löst auf dem Weg stromauf bereits bei  $x = 300$  von der Rampe ab und nach einem kurzen Wiederanlegen bei  $275 \leq x \leq 283$  schwingt die Rückströmung innerhalb des Ablösegebietes auf und ab auf dem Weg stromauf, während unterhalb der Rückströmung wieder positive Geschwindigkeiten zu beobachten sind. Man kann also für  $283 \leq x \leq 300$  und für  $180 \leq x \leq 275$  von sekundären Ablöseblasen (eigentlich eher Wiederanlegeblasen) sprechen, bei denen die Wandschubspannung positiv ist. Diese Details in der Ablöseblase sind nur mit dieser hohen räumlichen Auflösung mit einer numerischen Methode geringer numerischer Dissipation festzustellen (siehe Anhang A). Dies ist auch im Experiment, dargestellt in [133], für ähnliche Rahmenbedingungen von  $p_{st} = 4,8 \cdot 10^5 Pa$  bei einer Reynoldszahl

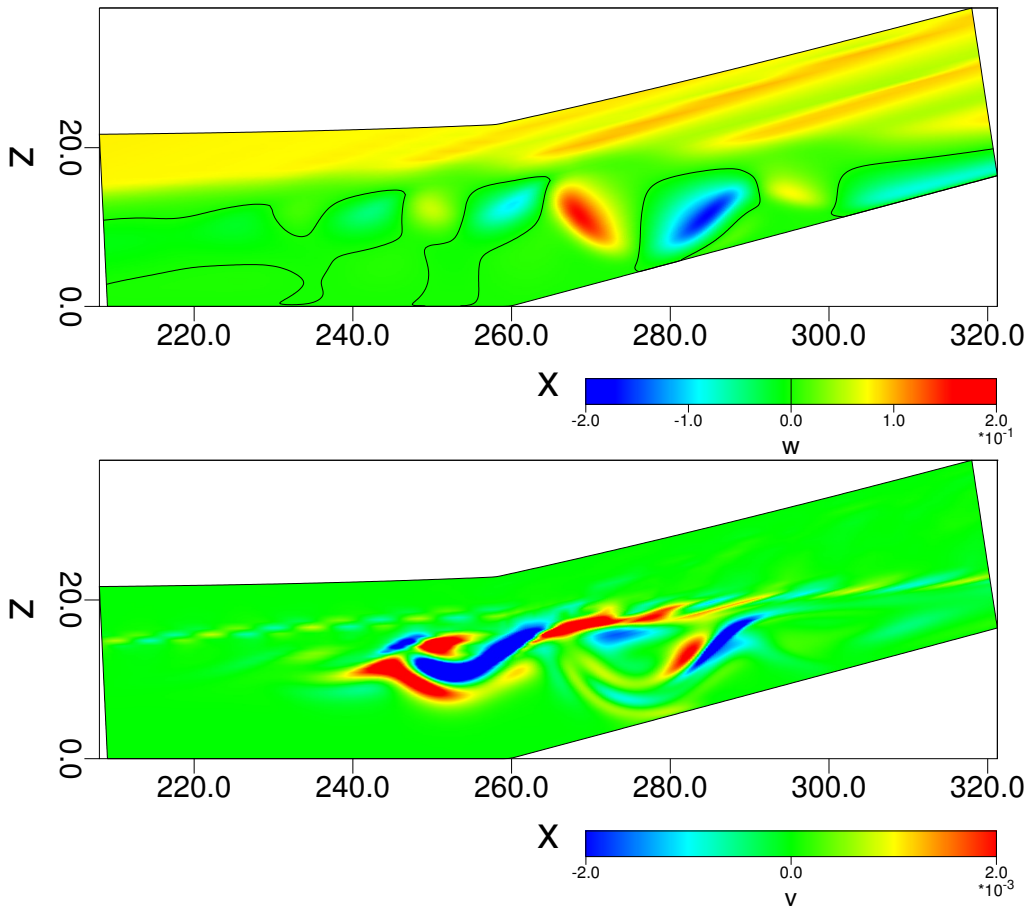


Abb. 3.7: Wandnormale Geschwindigkeit  $w$  (bei  $y=3,5$  (27,7%  $L_y$ ) und spannweite Geschwindigkeit  $v$  am Rampenknicke. Negative Geschwindigkeiten sind gestrichelt dargestellt.

von  $Re = 1,6 \cdot 10^6$  zu erkennen. Diese Rahmenbedingungen entsprechen nicht genau denen in [130, 131], so dass nahe liegt, dass die Experimente wiederholt wurden. In [133] sind auch Vergleiche mit numerischen Ergebnissen gezeigt. Die feinste Auflösung lag dabei bei  $669 \times 181 = 121.089$  Punkte in 2D, was der Auflösung M1.4 in [131] entspricht. Die laminaren Rechnungen zeigten ebenfalls die Ablösung der Rückströmung, allerdings erst auf dem ebenen Teil der Rampe und nicht auf dem schrägen, wie hier berichtet. Dies könnte an der geringen räumlichen Auflösung der dort gezeigten Rechnungen liegen.

Die wandnormalen und spannweiten Geschwindigkeiten sind in Abb. 3.7) zu sehen. Darin ist das starke Auf und Ab der Rückströmung deutlich zu erkennen und stellt das Hauptmerkmal dar. An den Stellen maximaler wandnormaler Geschwindigkeit  $w$  ist ebenfalls das Maximum der spannweiten Geschwindigkeit  $v$  zu verzeichnen (Abb. 3.7 oben). Es ist allerdings zu beachten, dass die spannweite Geschwindigkeit um zwei Größenordnungen geringer ist als die wandnormale. Die Seitwärtsbewegung der Rückströmung ist also sehr gering. Bei  $x = 265$  und  $y = 17$  liegt das Maximum der wandnormalen Geschwindigkeit (nach oben gerichtet). Genau an dieser stromab Stelle ist auch der Ausgangspunkt für die stärkste Verdichtungswellen oberhalb der Scherschicht zu beobachten. In der Scherschicht selbst sind ebenfalls kleinere Fluktuationen der spannweiten Geschwindigkeit erkennbar, die von den eingebrachten Störungen der Mode (2,2) herrühren (Abb. 3.7 oben). Die Störströmung wird fourieranalysiert in Zeit und spannweitung Richtung. Die Fouriermoden werden dann als  $(h,k)$  bezeichnet, wobei  $h$  das Vielfache der zeitlichen Grundfrequenz darstellt und  $k$  das Vielfache der spannweiten Grundwellenlänge bezeichnet. Mit  $k = 1$  bezeichnet man also eine Welle, die genau eine Wellenlängen in der spannweiten Ausdehnung des Integrationsgebietes aufweist.

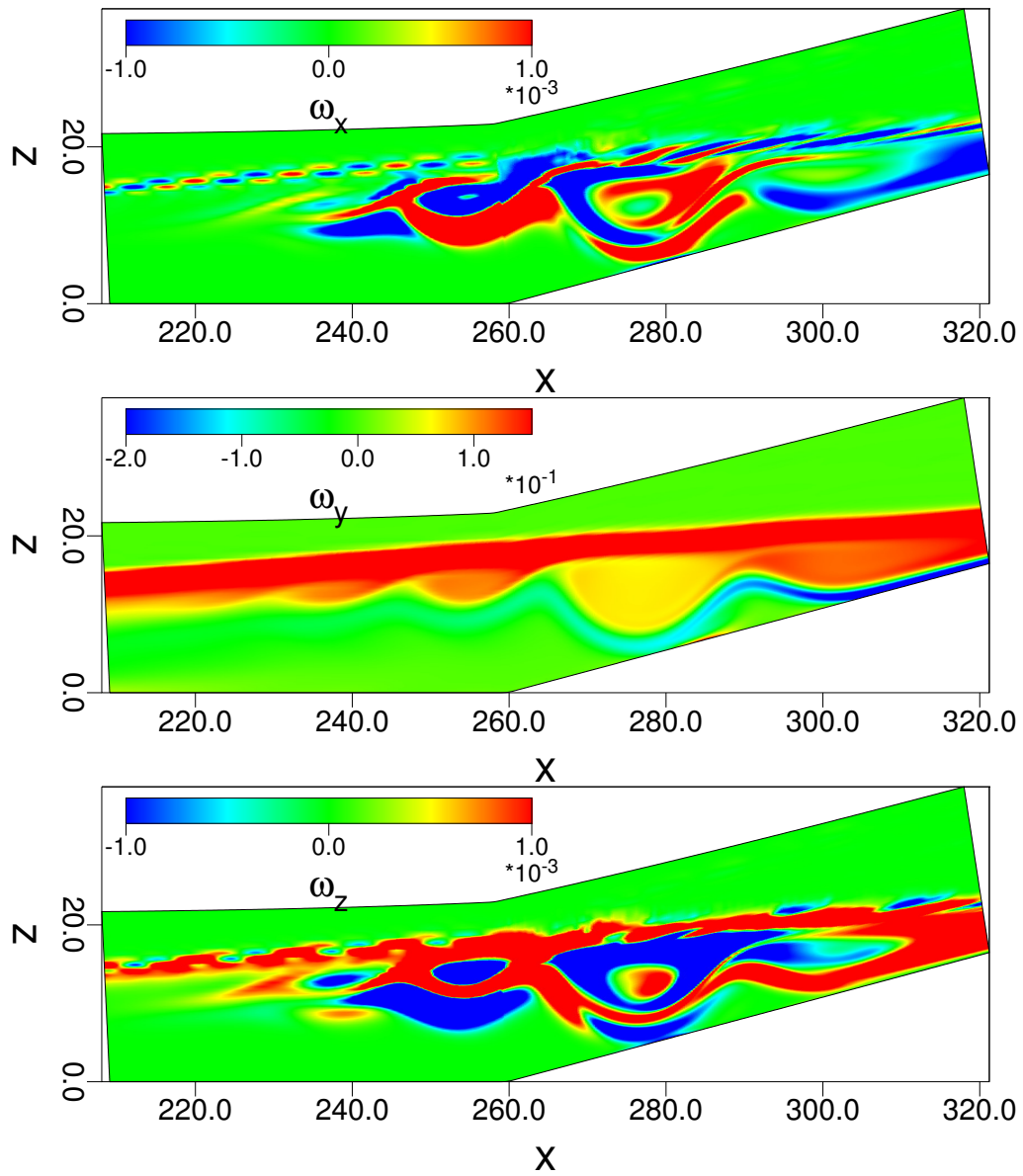
Die Wirbelstärken in den drei Raumrichtungen  $x,y$  und  $z$  sind in Abb. 3.8 dargestellt. Die spannweite Wirbelstärke  $\omega_y$  im zweidimensionalen stationären Fall wie im instationären dreidimensionalen Fall sind identisch, da die Wirbelstärke, die durch die Störwellen hinzugefügt werden von der Größenordnung  $10^{-3}$  sind. Die Rückströmung in der Ablöseblase hinterlässt eine deutliche Spur in der spannweiten Wirbelstärke. Das Muster in der Scherschicht der stromab Wirbelstärke  $\omega_x$  und der wandnormalen Wirbelstärke  $\omega_z$  stammen ebenfalls von der Störmode der 1. Mode.

Die Wiederanlegelinie bei  $x \approx 370$  (Abb. 3.9) ist in der spannweiten Richtung wellig, da die stationäre Störmode (0,2) eine relativ große Amplitude erreicht. Diese longitudinale Störmode wurde nichtlinear aus der Mode (1,1) generiert. Der Fußabdruck dieser Mode ist im gesamten Bereich innerhalb des Ablösegebietes stromab von  $x \approx 340$  zu erkennen. Verfolgt man die Rückströmung auf ihrem Weg stromauf ausgehend von der Wiederanlegelinie (also von  $x=370$  bis ca. 302) erkennt man das Ablösen der Rückströmung von der Rampe deutlich. Zwei Bereiche positiver Geschwindigkeitsgradienten ( $\partial u/\partial z$ ) können identifiziert werden bei  $x=281\sim 302$  und bei  $x=177\sim 275$ . Dabei stösst die Rückströmung nur noch einmal kurz an die Rampe bei  $x=275\sim 281$  (siehe auch Abb. 3.6 unten). Die Ablöseblase wird durch die

Störmoden nicht in ihrem Charakter verändert. Erst wenn der Wiederanlegepunkt erreicht wird, wird die Ablöseblase deutlich dreidimensional.

Die Fourier analysierten Moden der eingeleiteten und nichtlinear generierten Störungen sind in Abb. 3.10 und 3.11 aufgetragen. Die Auswahl der gestörten Moden wurde aufgrund einer LST-Rechnung getroffen, bei der diese beiden Moden die stärkste Anfachung in einer nicht abgelösten Grenzschicht für die gewählten Parameter aufwiesen. Durch die Scherschicht oberhalb der Ablöseblase zeigen sich deutlich verringerte Anfachungsraten als in der anliegenden Grenzschichtströmung. Die Fourieranalyse der Störungen wurde mit einer zeitlichen Periodizität durchgeführt, der die halbe Frequenz der 1. Mode zugrunde liegt. In spannweitere Richtung wurde die spannweitige erstreckung des Integrationsgebietes so ausgelegt, dass die 1. Mode zweimal hineinpasst. Dadurch erhält diese die Notation (2,2). Die hochfrequentere 2. Mode ist zweidimensional und besitzt eine fünffach höhere Frequenz und erhält damit die Bezeichnung (10,0). Bevor die 1. Mode die Rampe bei  $x = 260$  erreicht, wird sie von ihrer eingeleiteten Stör-Amplitude von  $10^{-4}$  um eine Größenordnung angefacht. Der Hauptteil der Anfachung findet dabei erwartungsgemäß vor der Ablöseblase statt. Direkt nach dem Einleiten am linken Rand verliert die 2. Mode etwas an Amplitude und wird dann um den Faktor 2-3 angefacht. Die nichtlinear generierten instationären Moden der ersten Generation ((4,4), (8,2) und (12,2), alle 2-Punkt-gestrichelt in Abb. 3.10) spielen keine besondere Rolle, da deren Amplituden bei ca.  $u' \approx 10^{-6}$  verbleiben. Am Knick zur Rampe gewinnen diese Moden plötzlich 2 Größenordnungen an Amplitude bis auf  $u' \approx 10^{-4}$ , was aber den stromab Verlauf immer noch nicht maßgeblich beeinflusst. Diese Moden führen für sich nicht zum laminar-turbulenten Strömungsumschlag.

Die zweidimensionalen Fouriermoden zusammen mit den beiden gestörten Moden sind in Abb. 3.11 zusammengefasst. Die dominante zweidimensionale Mode (1,0) hebt sich nicht deutlich von den höherharmonischen zweidimensionalen Störwellen ab. Dabei nimmt die Amplitude monoton mit zunehmender Frequenz ab. Dies ist ein Zeichen für eine Bewegung der gesamten Ablöseblase und der Scherschicht mit einer Frequenz, die mit der Störfrequenz oder einer der Harmonischen davon nicht verbunden ist. Dies könnte ein Indiz für eine niederfrequente Blasenoszillation sein, wie sie auch in [144] für den turbulenten Fall beobachtet werden konnte. Durch diese niederfrequente Schwankungsbewegung wird der Fourierfrequenzraum aufgefüllt, da keine Periodizität im Analysezeitraum vorliegt. Die Simulationszeit reichte nicht aus, um eine Periode dieser Schwingung zu berechnen.

Abb. 3.8: Wirbelstärken  $\omega_x$ ,  $\omega_y$  und  $\omega_z$  bei  $y=3,5$  (27,7%  $L_y$ )



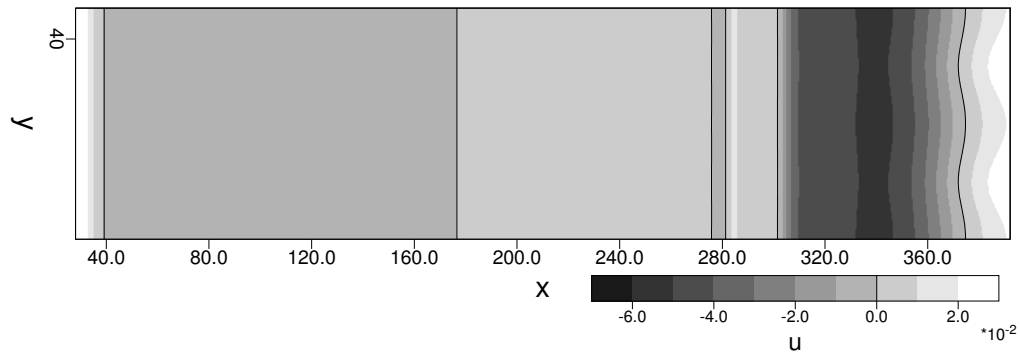


Abb. 3.9: Stromab Geschwindigkeit  $u$  am wandnächsten Punkt. Die Rampe beginnt bei  $x = 260$ . Am Wiederanlegepunkt bei  $x = 372$  wird die Wiederanlegelinie durch die langlebige Mode  $(0,2)$  wellenartig in spannweitischer Richtung verformt. (Man vergleiche hierzu die Störampplituden in Abb. 3.10)

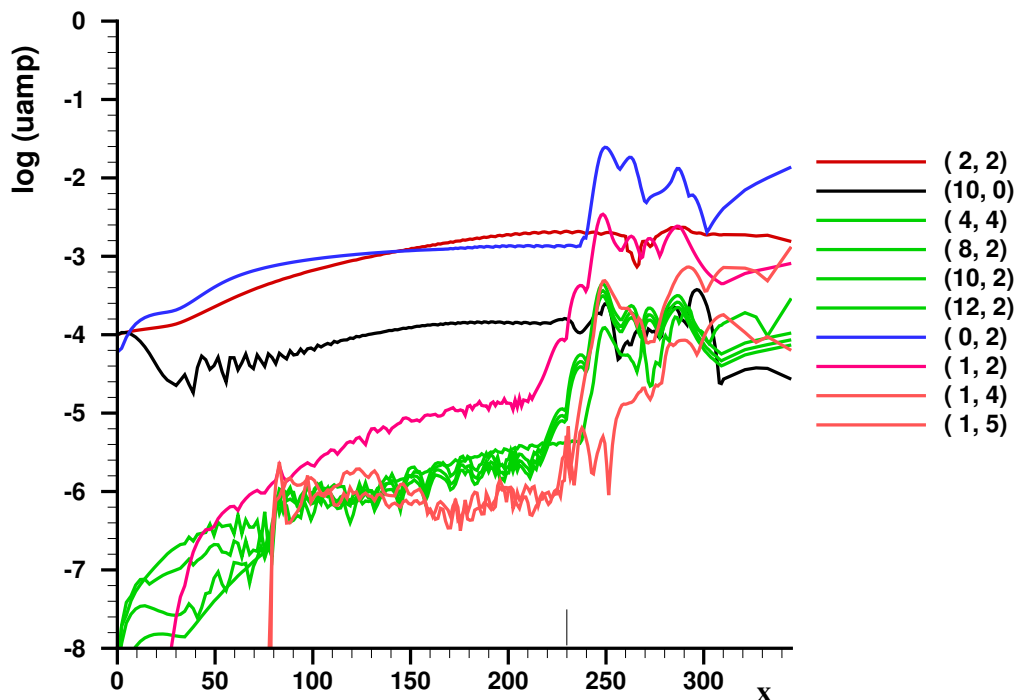


Abb. 3.10: Amplituden der Störungen der stromab Geschwindigkeit  $u'$  – gestörte Moden und stationäre Moden  $(0,k)$

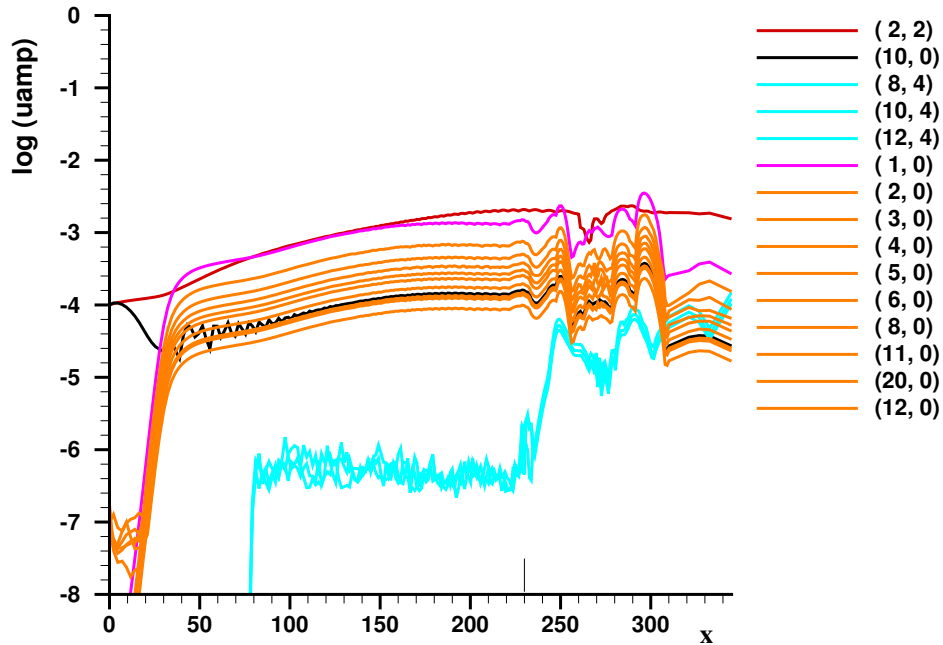


Abb. 3.11: Amplituden der Störungen der stromab Geschwindigkeit  $u'$  – gestörte Moden und zweidimensionale Moden  $(h,0)$

Die stärkste Amplitude der nichtgestörten Moden liegt bei der Mode  $(0,2)$  (gepunktet) vor, die nichtlinear aus der Mode  $(1,1)$  generiert wurde. Diese Mode allein wurde aus dem Fourierspektrum isoliert und in Abb. 3.12 in ihrem Verhalten in einem Schnitt senkrecht zur Hauptströmungsrichtung gezeigt. Die Konturdarstellung der stromab Geschwindigkeit  $u$  wird durch die Vektorpfeile der spannweiten und wandnormalen Geschwindigkeit ergänzt. Dabei ist zu erkennen, dass es sich hier nicht um einen Wirbelmode handelt, da die spannweite Geschwindigkeit  $v'$  deutlich zu klein ist (siehe zur Diskussion Wirbelmode bzw. streak auch [145]). Es handelt sich hierbei um einen *streak*, der hauptsächlich eine Auf- und Abwärtsbewegung in der Grenzschicht hervorruft, aber keine nennenswerte Wirbelstärke in stromab Richtung  $\omega_x$  aufweist. Verfolgt man diese *streak*-Mode von weiter stromauf (hier nicht dargestellt), erkennt man, dass die Mode in der Scherschicht entsteht und dann nach unten hin zur Wand gedrückt wird und für die Verformung der Wiederanlegelinie verantwortlich ist (siehe auch Abb. 3.9).

Der Druck in einem repräsentativen Schnitt in stromab/wandnormaler Richtung im Integrationsgebiet ist in Abb. 3.13 dargestellt. Der Anstieg

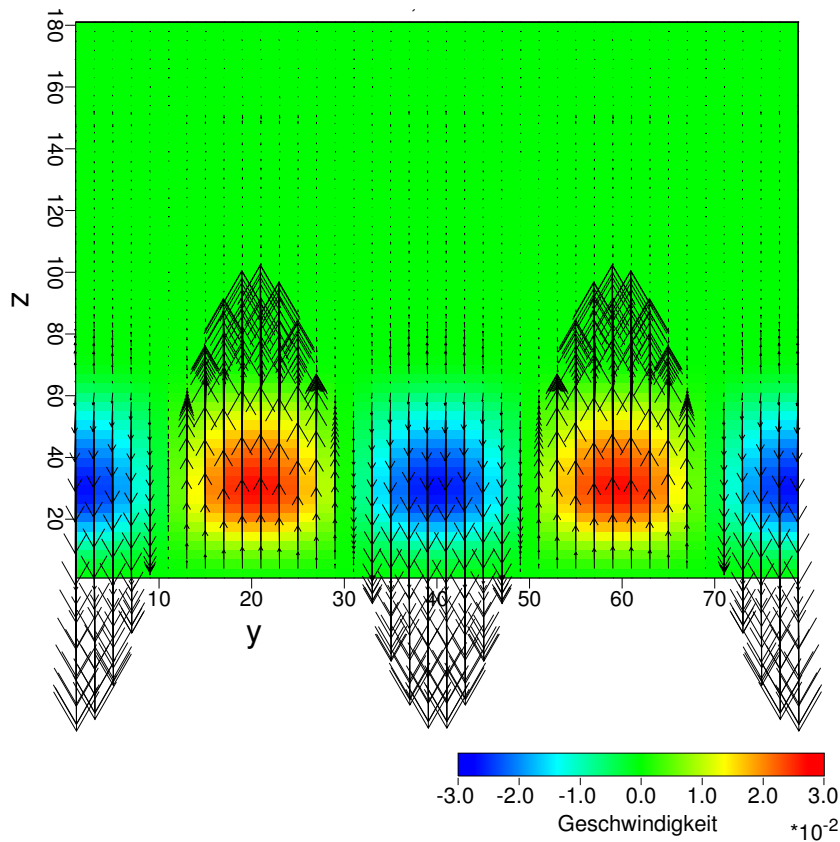


Abb. 3.12: Amplitude der stromab Geschwindigkeit  $u'$  als Kontur – die Geschwindigkeitspfeile sind aus der wandnormalen und der spannweiten Geschwindigkeit zusammengesetzt. Die Nummerierung der Achsen ist hier nicht die Koordinate sondern die Anzahl der Gitterpunkte.

des Druckes durch die Verdichtungswellen, welche vom Ablösepunkt und der Wiederanlegestelle ausgehen, sind deutlich zu erkennen. Im unteren Teil der Abbildung sind die Verdichtungswellen oberhalb der Scherschicht die dominanten Strömungsphänomene. Die lokalen Minima und Maxima unterhalb der Scherschicht, an denen die Geschwindigkeiten nahe Null sind, scheinen der Ausgangspunkt der Verdichtungswellen zu sein. Dieser Wechsel zwischen hohem und niederem lokalen Druck pflanzt sich durch die Scherschicht fort und führt dort zu den schrägen Verdichtungswellen, deren Winkel mit der lokalen Machzahl korrespondieren.

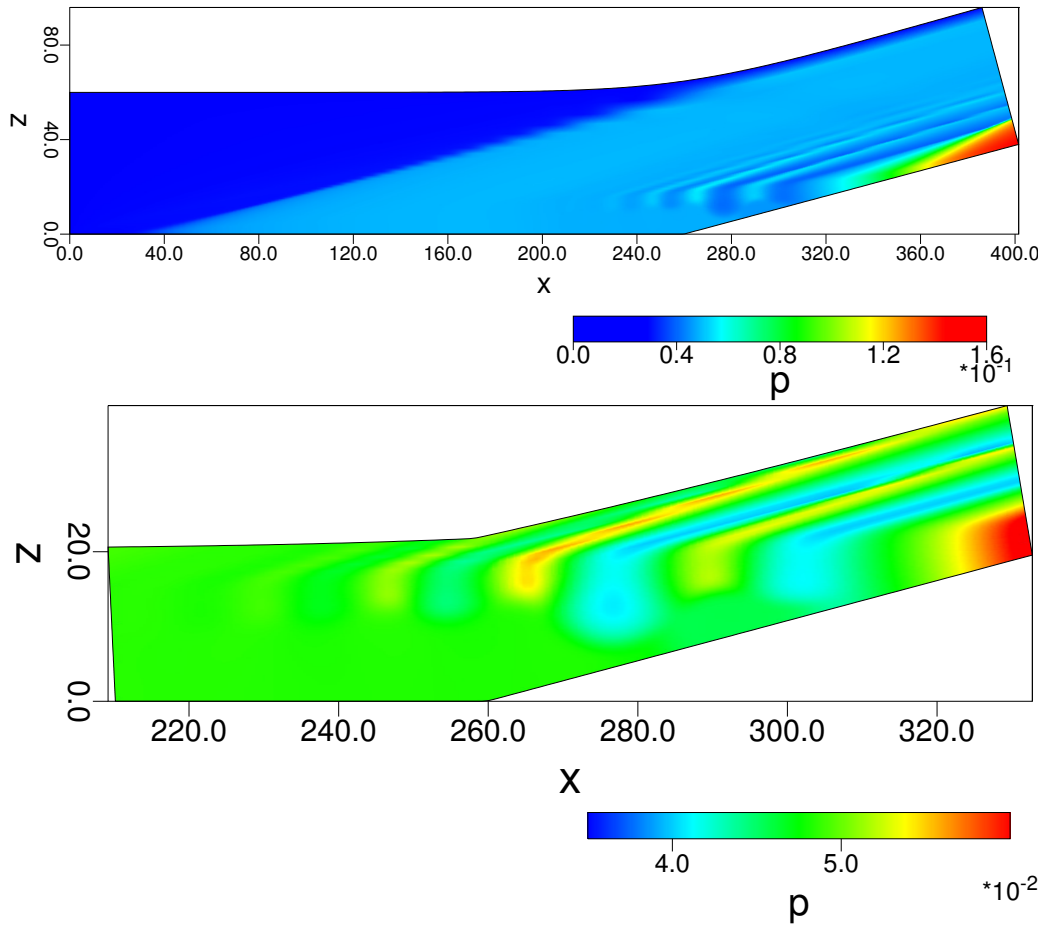


Abb. 3.13: Druck  $p$  im gesamten Integrationsgebiet (oben) und in einem Ausschnitt um den Rampenknick (unten)

Die Temperaturverteilung (Abb. 3.14) in der Umgebung der Rampe zeigt niedrigere Temperaturen in der Gegend der Rückströmung und höhere Temperaturen in der Scherschicht jeweils am Fuße der Verdichtungswellen.

Die Zerlegung des Geschwindigkeitsfeldes der stromab Geschwindigkeit  $u$  in einen divergenzfreien Anteil ( $\underline{u}^{df}$ ) und einen rotationsfreien Anteil ( $\underline{u}^{rf}$ ) wurde mit Hilfe der Helmholtz Projektion durchgeführt

$$\underline{u} = \underline{u}^{df} + \underline{u}^{rf}, \quad \nabla \cdot \underline{u}^{df} = 0 \quad \text{and} \quad \nabla \times \underline{u}^{rf} = 0. \quad (3.11)$$

Eine Poissongleichung für die Variable  $q$  wird gelöst

$$\Delta q - \nabla \cdot (\underline{u}^{df}) = 0, \quad (3.12)$$

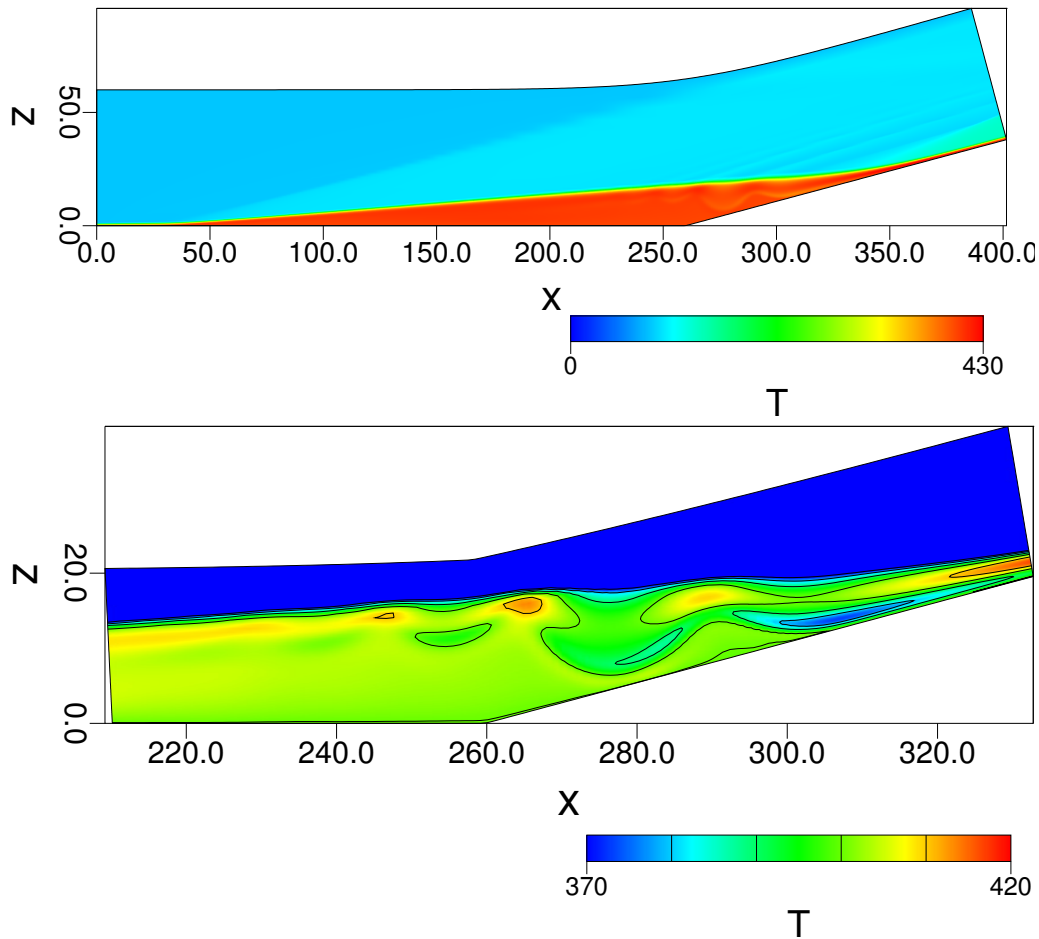


Abb. 3.14: Temperatur  $T$  [K] im gesamten Integrationsgebiet (oben) und in einem Ausschnitt um den Rampenknicke (unten)

wobei  $q$  mit dem rotationsfreien Anteil über  $\nabla q = \underline{u}^{rf}$  zusammenhängt. Abb. 3.15 zeigt noch einmal die stromab Geschwindigkeit  $u$  im oberen Bildteil, den divergenzfreien Anteil  $u^{df}$  im mittleren Teil und den rotationsfreien Anteil  $u^{rf}$  im unteren Bildteil. Der divergenzfreie Anteil des Strömungsfeldes erfüllt die inkompressiblen Kontinuitätsgleichungen und kann somit – frei interpretiert – als der inkompressible Strömungsanteil angesehen werden. Der rotationsfreie Anteil kann demnach auch als kompressibler Anteil gewertet werden, wie das auch in der Simulation turbulenter Strömungen durchgeführt wird. Der divergenzfreie Anteil zeigt deutlich die Scherschicht und die darun-

ter sich befindenden Strukturen, wie sie in den zurückliegenden Abschnitten beschrieben wurden. In der freien Anströmung oberhalb der Scherschicht erscheint die Strömung gleichförmig. Im rotationsfreien Anteil erkennt man den Ablösestoß und den Wiederanlegestoß wie auch die Verdichtungswellen isoliert. Der rotationsfreie Anteil zeigt die Verdichtungswellen klar herausgezeichnet, die in der Scherschicht ihren Ursprung haben. Dies bedeutet, dass die Entstehungsursache für die Verdichtungswellen einem "inkompressiblen" Phänomen der Rückströmung zuzuordnen ist, welcher in der divergenzfreien Darstellung unterhalb der Scherschicht zu identifizieren ist.

Die numerischen Ergebnisse wurden den experimentellen Ergebnissen von Vandomme *et al.* [130, 131] gegenüber gestellt. Dabei werden die Wanddruckverläufe (Abb. 3.16) und der Verlauf des Wärmeübergangs an der Wand (Abb. 3.17) verglichen. Die absoluten Werte der Druckverläufe können aufgrund der unterschiedlichen Bedingungen, wie sie in der Einleitung zum Kapitel erläutert wurden, nicht direkt verglichen werden. So wird der Druck normiert auf  $p_0$  für den jeweiligen Fall. Die Ablöseblase im turbulenten Fall im Experiment ist praktisch verschwunden. Auch im Falle der natürlichen Transition (bei einem Turbulenzgrad von  $Tu = 2\%$ ) erreicht die Blase nicht annähernd die Ausdehnung derer der Blase gerechnet mit einer DNS ohne Störhintergrund. Allerdings ist der Druck kurz vor der Rampe für die entwickelte Ablöseblase im Experiment und in der DNS ähnlich groß. Die stromab Koordinate ist hier so dargestellt (wie auch in der Auswertung der experimentellen Resultate) dass die Anlaufänge bis zum Rampenknicke bei  $x/L = 1$  zu finden ist. Allerdings ist im Experiment eine kürzere Anlaufänge verwendet worden als in der Definition des Referenzfalles vorgesehen [129]. So steigt der Druck an der Platte in der Simulation bei der Ablösung auf  $1,7p_\infty$  während das Experiment diesen Wert erst bei  $x/L = 0,8$  im Falle der natürlichen Transition erreicht. Für den Fall der erzwungenen Transition am Stolperdraht weiter stromauf ist dieser Anstieg nicht zu beobachten aufgrund der fehlenden Ablöseblase. Direkt an der Rampe steigt der Wert auf  $5p_\infty$ , was dem Druckanstieg für den schrägen Stoß mit den reibungsfreien Stoßbeziehungen entspricht.

Zum Vergleich des Wärmeübergangs an der Wand (Abb. 3.17) wird daran erinnert, dass im Experiment von einer Wandtemperatur von  $T_W = 290\text{K}$  ausgegangen wird, was sich im Laufe des Experimentes ändert. In der Simulation wird mit einer konstanten Wandtemperatur von  $T_W = 400\text{K}$  gerechnet, wie im ursprünglichen RTO-Papier vorgesehen war. Dies macht die

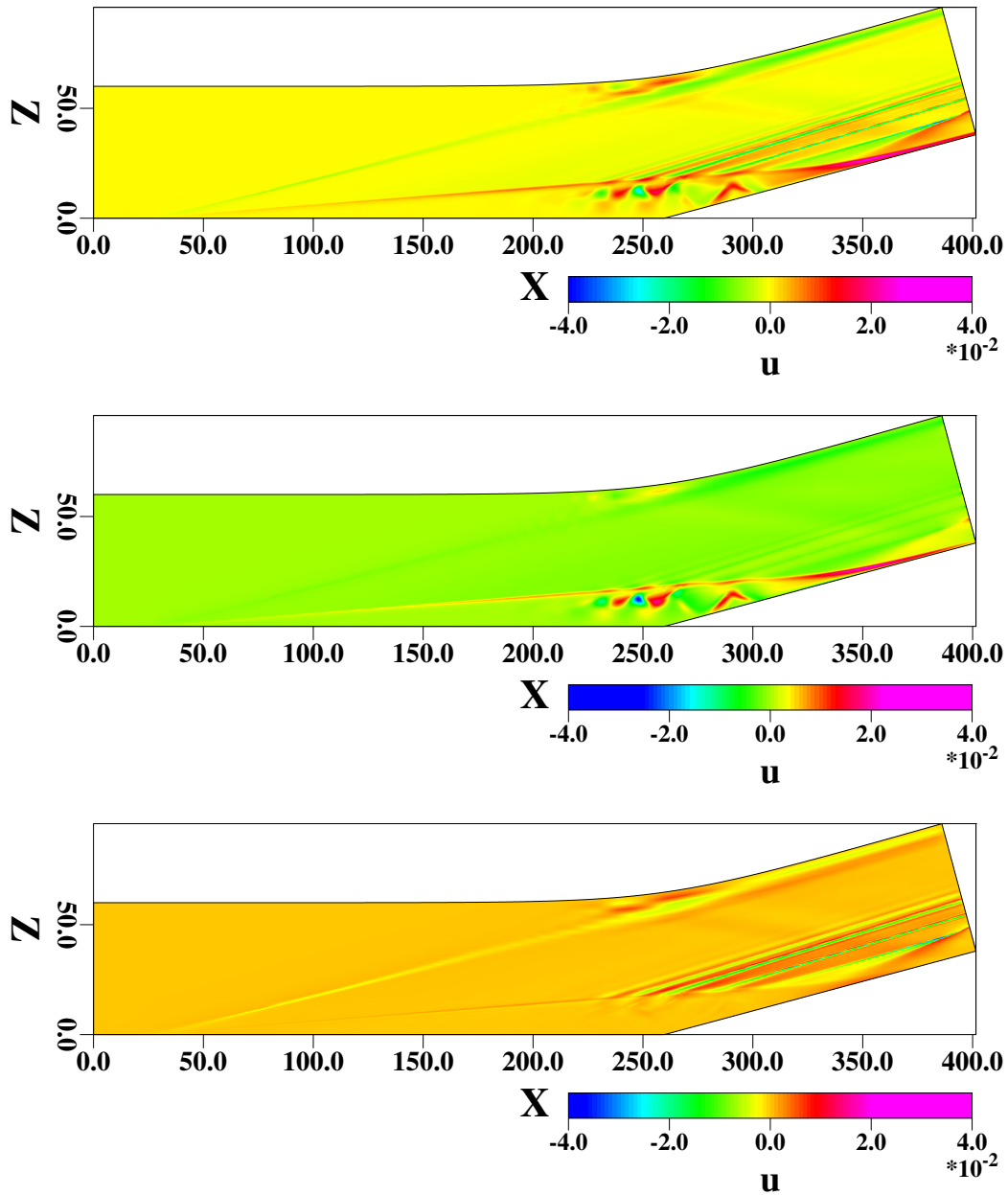


Abb. 3.15: stromab Geschwindigkeit  $u$  im gesamten Integrationsgebiet (oben), der divergenzfreie Anteil ( $u^{df}$ ) des Geschwindigkeitsfeldes (Mitte) und der rotationsfreie Anteil ( $u^{rf}$ ) im unteren Teil.

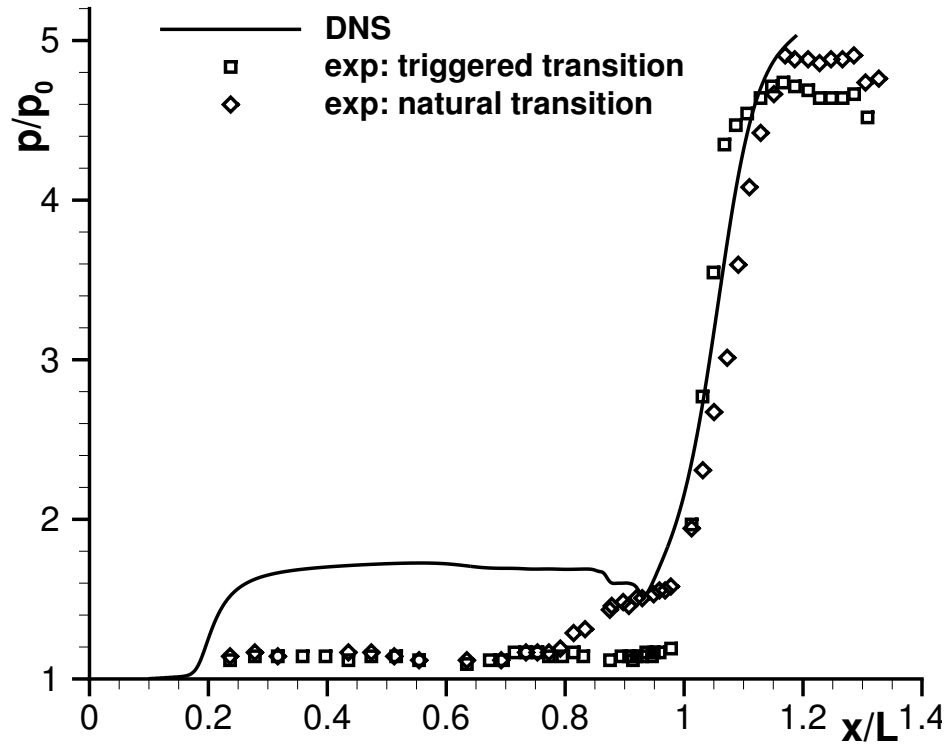


Abb. 3.16: relativer Wanddruckverlauf verglichen mit den experimentellen Ergebnissen aus [130] (durchgezogene Linie: DNS - Symbole: Experiment – Rauten: natürliche Transition - Quadrate: fixierte Transition am Stolperdraht)

Messungen nur schwer mit den Rechnungen vergleichbar. Trotzdem kann der Wärmestrom

$$q_z = -\frac{\mu}{(\gamma - 1)M^2 Pr Re} \frac{\partial T}{\partial z}$$

in der selben Größenordnung und in einem vergleichbaren qualitativen Verlauf dargestellt werden. Gerade im Bereich des Rampenknicks sind allerdings die Verläufe stark unterschiedlich, da die Ablöseblase hier deutlich unterschiedliche Ausdehnung und Stärke aufweist.

Um den Einfluß des Turbulenzgrades der Anströmung auf die numerischen Ergebnisse zu untersuchen, wurden zusätzlich Simulationen mit einem anderen numerischen Verfahren (NSMB [99]) durchgeführt. Dieses Verfahren besitzt die Option der Anwendung der RANS zur turbulen-



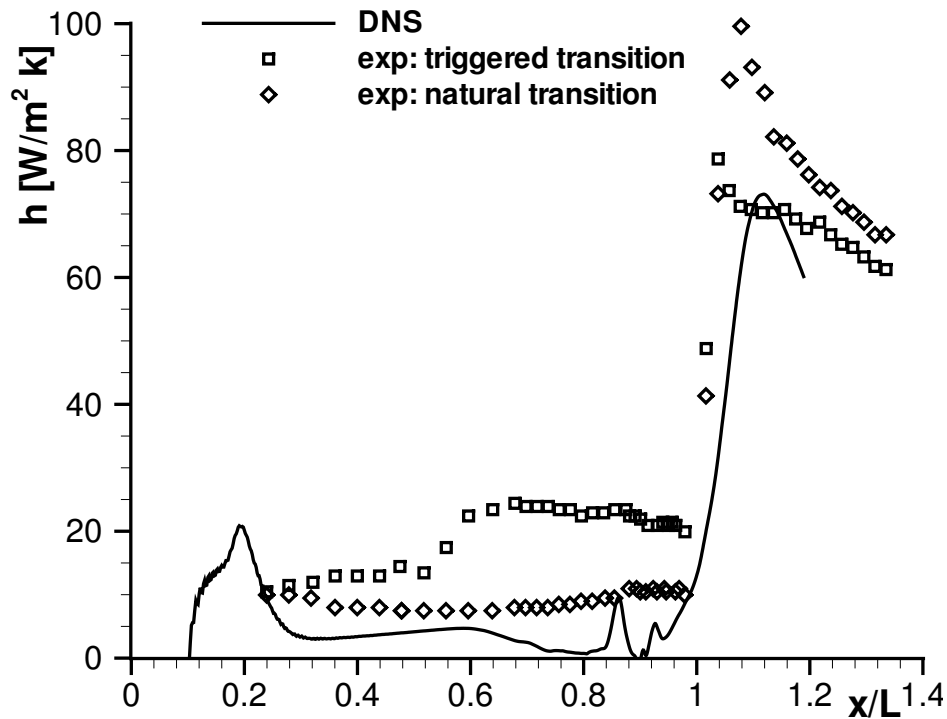


Abb. 3.17: Wandwärmestrom im Vergleich zum Experiment [130] (durchgezogene Linie: DNS - Symbole: Experiment – Rauten: natürliche Transition - Quadrate: fixierte Transition am Stolperdraht)

ten Rechnung. Damit sollte der Einfluss des hohen experimentellen Turbulenzgrads auf die numerischen Ergebnisse untersucht werden. Für diese Vergleichsrechnung wurde die Geometrie dahingehend geändert, dass die Dimensionen des Experiments übernommen wurde (die horizontale Anlaufänge wurde in der Simulation mit einem äquidistanten Gitter in stromab Richtung verlängert, welches weitere 250 Gitterpunkte in  $x$  umfasste. Dieses Gitter schloss auch die Plattenvorderkante mit ein. Der Einströmrand der Simulation war damit bei  $x^* = -0,05m$  vor der Vorderkante. Die horizontale Anlaufänge war  $L^* = 0,252m$ . Der Hintergrundturbulenzgrad wurde zu  $Tu \approx 2\%$  [131] analog zum Experiment gewählt. Die sonstigen Strömungsparameter wurden beibehalten (Tabelle 3.1). Das Rechengitter der DNS wurde ansonsten übernommen und so wurden zweidimensional  $3250 \times 180$  Gitterpunkte simuliert, was 588.250 Punkte für die RANS Simulation bedeutete. Dies ist eine Auflösung, die

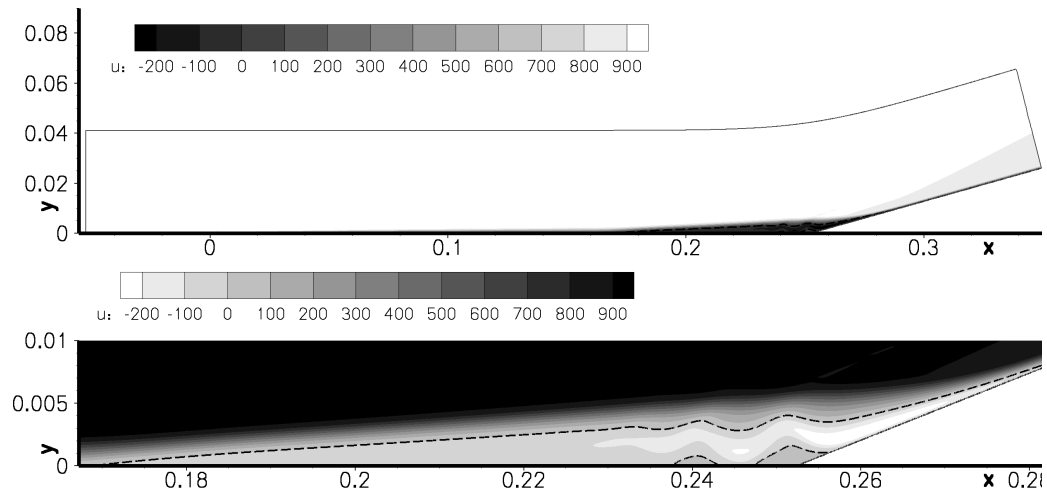


Abb. 3.18: Ergebnisse einer 2D RANS Rechnung mit dem Spalard-Allmaras Turbulenz Modell. Gesamtes Integrationsgebiet (oben) und das abgelöste Gebiet im Detail (unten – man beachte die umgekehrte Farbkodierung zur besseren Darstellung! – die Geschwindigkeit  $u = 0$  ist als gestrichelte Linie dargestellt).

die gerechnete Auflösung in [131] um den Faktor 12,5 bis 21 übertraf.

Das Ergebnis der RANS Rechnung (gezeigt in Abb. 3.18 ist hier die stromab Geschwindigkeit) zeigt wie erwartet ein deutlich verringertes Ablösegebiet, wie es auch in den Experimenten zu sehen ist. Dies bedeutet, dass die Turbulenz in der Anströmung die Ursache für die deutliche Abweichung der Ausdehnung der Ablöseblase im Experiment verglichen zur DNS ist. Im Experiment für natürliche Transition wird der Ablösepunkt bei  $x^* \approx 0,176m$  [133] gemessen, während in der RANS Rechnung dieser bei  $x^* = 0,169m$  auftritt. Dies ist eine gute Übereinstimmung in Anbetracht der Unsicherheiten in der experimentellen Bestimmung des Ablösepunktes mit einer Pitot-Sonde. Trotzdem zeigt bereits die RANS-Rechnung das beschriebene Muster unterhalb der Verdichtungswellen unter der Scherschicht. Daraus kann geschlossen werden, dass diese Strömungsphänomene maßgeblich vom Rampenwinkel, der Anströmgeschwindigkeit und dem Druck in der Anströmung abhängen und weniger durch den Störhintergrund beeinflusst werden. Allerdings bestimmt der Zustand der Anströmung (laminar, transitionell oder turbulent) eindeutig über die Länge der Ablöseblase.

### 3.4 Zusammenfassung

Der instationäre Verlauf der stromab Entwicklung von zwei Instabilitätsmoden (1. und 2. Instabilitätsmode) an einer Überschallrampenströmung mit einem Rampenwinkel von  $\beta = 15^\circ$  bei einer Anströmmachzahl von  $Ma=5$  wurde mit Hilfe der Direkten Numerischen Simulation für ideale Gase mit einem Verfahren hoher Ordnung simuliert. In einem ersten Schritt wurde eine stationäre zweidimensionale Lösung der Navier-Stokes Gleichungen berechnet. Bereits in der zweidimensionalen Strömung bildet sich eine langgezogene Ablöseblase an der Rampe. Die Rückströmung innerhalb der Ablösung löst selbst auf dem Weg stromauf von der Rampe ab und wandert innerhalb der Blase auf und ab. Dies führt zur Bildung von sekundären Ablöseblasen unterhalb der Rückströmung. Dabei bilden sich Gebiete mit positiven Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe innerhalb der Ablöseblase.

Die dreidimensionalen Untersuchungen wurden mit zwei Störwellen durchgeführt, die am Einströmrand harmonisch eingebracht wurden. Die Wellen einer 1. und 2. Instabilitätsmode wurden durch eine Lineare Stabilitätsrechnung bestimmt als Wellen größter Anfachung in einer anliegenden Grenzschichtströmung an einer ebenen Platte.

Der Bereich der Ablöseblase unterhalb der Scherschicht kurz vor dem Rampenknicke ist der Bereich in dem der Ursprung der Verdichtungswellen liegt, die oberhalb der Scherschicht in einem Winkel passend zur lokalen Machzahl abgehen. Die mäandrierende Rückströmung ist der Ursprung der Verdichtungswellen. Sobald die Rückströmung an die Scherschicht von unten stößt und wieder nach unten abgelenkt wird, kann der Ausgangspunkt der Verdichtungswellen damit überein gebracht werden. Dies wird durch die Helmholtz Zerlegung unterstützt. In den Bereichen ist auch ein lokales Druckmaximum und ein Geschwindigkeitsminimum identifizierbar.

Das verwendete numerische Verfahren geringer numerischer Dissipation führt zu einer Ablöseblase, die sehr weit stromauf reicht. Rechnungen mit Verfahren höherer numerischer Dissipation bzw. geringer Auflösung führen zu deutlich geringeren Ausdehnungen der Ablöseblase.

Der Vergleich mit experimentellen Messungen in [130, 131, 133] ist zufriedenstellend unter Berücksichtigung der Abweichungen vom Referenzfall, wie er in [129] definiert wurde (siehe auch die Zusammenfassung in [130]). Vor allem der Turbulenzgrad der Anströmung, die veränderte Anlaufänge vor der Rampe und die Unterschiede in der Wandtemperaturrandbedingung haben zu den Abweichungen geführt.

Die eingeführten Instabilitäten führen nicht zu einem direkten Umschlag laminar-turbulent im Bereich der Ablöseblase, da die Anfachungsraten hier deutlich unter denen der Plattengrenzschicht liegen. Es bilden sich nicht-linear generierte longitudinale *streak*-Moden, welche die Wiederanlegelinie deutlich spannweitig wellig verformen. Das gesamte Störniveau ist allerdings nicht hoch genug, um zu einem kompletten Umschlag zu führen. Nach der Wiederanlegelinie kommt es zu ansteigenden Amplituden der vorhandenen Störwellen. Diese Störungen laufen in den Dämpfungsrand bevor Transition festzustellen ist.

# Kapitel 4

## Instabilitäten an der ebenen Platte im Hyperschall

Untersuchungen von hypersonischen Strömungen datieren ca. 50 Jahre zurück, als mit der X15 bei über 100 Flügen bis Mach 6,7 bis zu einer Flughöhe von 100 km zahlreiche Erfahrungen gewonnen wurden. Dabei standen im Mittelpunkt die Stoßgeometrie, Wärmeübergänge an der Wand, bzw. Temperaturen an der Wand im Aufstieg und Wiedereintritt von Raumflugkörpern. Die numerischen Möglichkeiten waren damals recht begrenzt, so dass im Normalfall turbulente Rechnungen mit Grenzschichtmethoden oder RANS Rechnungen durchgeführt wurden. Bei der Entwicklung der Apollo und Space Shuttle Programme wurden dissoziierende Grenzschichten mit berücksichtigt. Dabei stand die Materialwissenschaft mit der Wärmelast der Oberfläche im Mittelpunkt. Da klar war, dass die Berechnungen viele Aspekte der Strömung nicht abbilden konnten, wurde teilweise ein Sicherheitsfaktor von 3 eingerechnet<sup>1</sup>. Dabei wurde in vielen Bereichen die Dicke des Hitzeschutzschildes zu großzügig zu Lasten der Nutzlast dimensioniert. Dies bedeutet allerdings nicht, dass das Hitzeschutzschild an allen Stellen gleich gut ausgestattet war. In Abb. 4.2 sind lokale Schäden am Hitzeschutzschild an den Befestigungselementen der Apollo 14 Mission zu erkennen.

Nachdem Mack [29] die kompressible Lineare Stabilitätstheorie für ideales Gas formulierte, waren Stabilitätsrechnungen für super- und hypersonische Strömungen möglich. Dadurch konnte eine Abschätzung getroffen werden, ob durch die Anfachung von Störmoden ein laminar-turbulenter Strömungsum-

---

<sup>1</sup>persönliche Kommunikation N.N. Mansour, NASA Ames



Abb. 4.1: Ausschnitt an einem Halteelement an einer Apollo Kapsel



Abb. 4.2: Nahaufnahme eines Apollo Hitzeschutzschildes

schlag im Bereich des Möglichen oder Wahrscheinlichen liegt. Später wurde die Stabilitätstheorie erweitert, um auch die Vorgänge der Dissoziation stabilitätstheoretisch berücksichtigen zu können, was z.B. von Malik & Andersson [39] und Chang *et al.* [38] gezeigt wurde. Mit zunehmender Rechnerleistung wurden auch Direkt Numerische Simulationen von kompressiblen transitionellen Strömungen möglich. Einen Überblick zeigen hier Kleiser & Zhang [146], Cheng [147], Kachanov [148] und Gnoffo [149]. Pruett & Chang [69] zeigen eine DNS der Transition an einem Kegel bei Mach 8 ohne die Berücksichtigung der Hochtemperatureffekte (Dissoziation, etc.). Als expliziter Grund wird die mangelnde Rechenleistung angegeben. Dort wurden schräglaufende 2. Moden Instabilität als wahrscheinlicher Auslöser der Transition festgestellt<sup>2</sup>. Dahingegen merkt Bertolotti [150] an, dass Aufgrund seiner Stabilitätsuntersuchungen unter Berücksichtigung der Nichtgleichgewichtseffekte bei hohen Temperaturen von unterschätzten Anfachungsraten ausgegangen werden muss.

Eine Zusammenfassung von früheren experimentellen Arbeiten zu Hochgeschwindigkeitsgrenzschichten sind in Schneider [26] dargestellt. Diese Experimente waren sehr wertvoll für die Untersuchung der Strömungsphänomenologie bei den untersuchten Konfigurationen (Kegel, Zylinder, Kugel, und Kombinationen davon). Die Auflösungsmöglichkeiten der damaligen Messtechnik waren allerdings nicht in der Lage, die transitionellen Anfachungsraten

<sup>2</sup>“a viable path to transition for a high-speed boundary-layer flow on a cone”

ten zu bestimmen. Die Frequenzen, die bei der Transition im Hyperschall zum Umschlag führen, liegen im oberen kHz- und unteren MHz-Bereich. Meist war es gerade noch möglich, die Transitionslage anhand des Störniveaus auf relativ groben Rastern zu bestimmen. Da Windkanaluntersuchungen auch nicht in der Lage sind, die Verhältnisse beim Wiedereintritt 1:1 zu reproduzieren (was hauptsächlich an der Damköhler Zahl liegt, die die Zeitskalen der Chemie mit denen der Strömung in ein Verhältnis setzt) bleiben Freiflugexperimente unverzichtbar. Diese sind allerdings extrem teuer, nicht immer verlässlich<sup>3</sup> und von Erfolg gekrönt (HyBoLT). Außerdem führt ein Versagen in einem Freiflugexperiment zur Beendigung des Programms oder zu langjährigen Verzögerungen. So sind numerische Untersuchungen ein wichtiger Partner in der Untersuchung transitioneller hypersonischer Strömungen, da diese eine deutlich feinere Auflösung der Details liefern kann als es ein Experiment auch nur annäherungsweise in der Lage wäre zu liefern.

In den späten 80er und anfangs der 90er Jahre des letzten Jahrhunderts gab es einen erneuten Boom in der Forschung über Stabilität von hypersonischen Grenzschichten und Hochtemperatureffekten in solchen Grenzschichten. Die Untersuchungen waren recht zahlreich (siehe auch die allgemeine Einleitung in Kapitel 1 und es sei hier stellvertretend die Messungen von Stetson & Kimmel [121] an einem spitzen Kegel bei Mach 5-7 und Stabilitätsrechnungen von Stuckert & Reed [56] (für  $M=25$  mit chemischem Nichtgleichgewicht) und Malik [39] (für Mach 10 und 15) erwähnt). Die beiden Veröffentlichungen beinhalten neben wichtigen Resultaten hinsichtlich Hochgeschwindigkeitsgrenzschichten zahlreiche Referenzen aus dieser Zeit zum weitergehenden Literaturstudium. Neuere experimentelle Untersuchungen von der Gruppe um Holden sind in [123] zusammengefasst und geben einen guten Einblick in "heiße" Experimente an hohlen Zylinder/Kegel-Konfigurationen und an Doppelrampen (rotationssymmetrisch), die hauptsächlich den Wärmeübergang und die Ablösung untersuchten. Dabei wurden auch Stoß/Grenzschichtinteraktionen untersucht. Eine sehr detailliert dokumentierte Arbeit ist in der Gruppe um Maslov entstanden (z.B. Mironov & Maslov [151, 152]), die bei einer Machzahl von 21 Resultate zeigen, die mit numerischen Ergebnissen verglichen werden können

---

<sup>3</sup>So kam es z.B. bei der Shefex-Expedition zu einer taumelartigen Bewegung mit ca. 4 Hz, was weit von stationären Anströmbedingungen liegt.

## 4.1 Numerische Methode

Die hier verwendete numerische Methode basierend auf den Grundgleichungen, wie sie in Kapitel 2 dargestellt sind, baut auf den Arbeiten von Adams [118, 140, 153] auf, wie im Abschnitt 3.2 beschrieben wurde. Das DNS Programm wurde um die Hochtemperatureffekte erweitert und bietet die Möglichkeit, chemisches Gleichgewicht, chemisches Nichtgleichgewicht wie auch thermisches Nichtgleichgewicht zu untersuchen.

Beim chemischen Gleichgewicht geht man davon aus, dass die chemischen Reaktionsraten, verglichen mit den charakteristischen Zeiten der Strömung, so schnell sind, dass praktisch sofort die Gleichgewichtskonzentrationen zur lokalen Temperatur angenommen werden. Die charakteristische Kennzahl dafür ist die Damköhlerzahl, die als Verhältnis zwischen einer charakteristischen Strömungszeit zur Reaktionszeit definiert ist

$$Da = \frac{t_f}{\tau} = \frac{L}{U_\infty \tau}. \quad (4.1)$$

Damit ist chemisches Gleichgewicht durch die Damköhlerzahl  $Da \rightarrow \infty$  charakterisiert. In Abb. 4.3 a) ist der Verlauf der Konzentrationen eines Dissoziationsvorgangs qualitativ dargestellt<sup>4</sup>. Ausgehend von einer Konzentration von molekularem Stickstoff von  $c_{N_2} = 0,95$  und atomarem Stickstoff von  $c_N = 0,05$  für  $x < 0$  findet bei  $x = 0$  ein Stoß statt, der zu deutlich höheren Temperaturen führt. Dadurch wird der molekulare Stickstoff dissoziiert. Die Gleichgewichtskonzentration nach dem Stoß ist  $c_{N_2} = 0,15$  und  $c_N = 0,85$  für  $x > 0$ . Diese Konzentration nach dem Stoß wird sofort mit der Temperaturerhöhung erreicht. Dahingegen ist das andere Extrem im Bereich der Damköhlerzahl  $Da \rightarrow 0$  dann erreicht, wenn die Chemie unendlich langsam ist. Anschaulich kann man sagen, dass die chemischen Reaktionen erst dann statt finden, wenn die Strömung den Körper mit der Abmessung  $L$  passiert hat (siehe Abb.4.3 b). Man spricht dann von einer gefrorenen Strömung. In diesem Falle spielen die chemischen Vorgänge keine Rolle und müssen auch in der Berechnung nicht berücksichtigt werden. Im Falle des chemischen Nichtgleichgewichts ist die Damköhlerzahl von der Größenordnung  $Da \approx 1$  und damit haben die Strömungszeitskalen die gleiche Größenordnung wie die Zeitskalen der chemischen Vorgänge. Dies ist in Abb. 4.3 c) qualitativ dargestellt. Es herrscht also eine zeitliche Skala vor, die in der Simulation zusätzlich mit

<sup>4</sup>Die angegebenen Konzentrationen sind rein fiktiv zu Demonstrationszwecken.



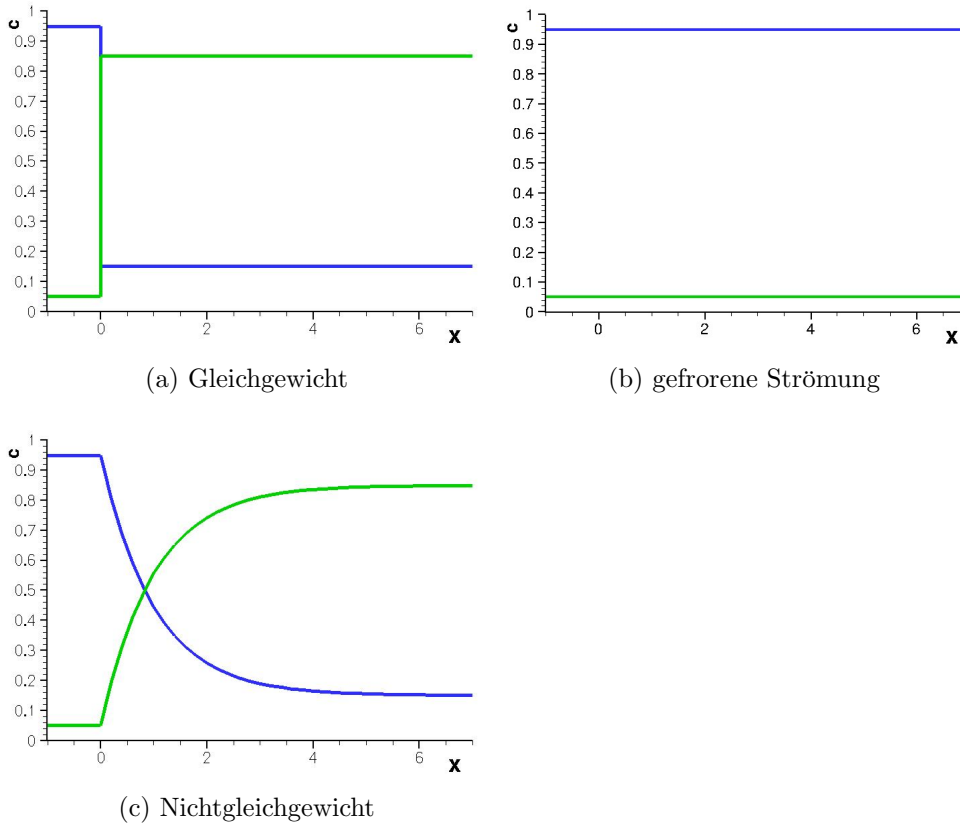


Abb. 4.3: Entwicklung der Konzentration am Beispiel von molekularem und atomarem Stickstoff  $N_2$  und  $N$ . Bei  $x = 0$  findet eine plötzliche Temperaturerhöhung (z.B. ein Stoß) statt.

berücksichtigt werden muss. Die lokale Konzentration der chemischen Bestandteile entspricht also in keinem Punkt dem Gleichgewichtswert in der Grenzschicht, wenn sich die Temperatur auf der Flugbahn der Teilchen von Ort zu Ort verändert.

Die Parameter der Anströmung in Tabelle 4.1 wurden hier an Hand eines typischen Wiedereintrittspfades (Abb. 1.3) gewählt. In der Flughöhe von 50 km ist mit einer starken Aufheizung der Grenzschicht in einem Bereich in dem auch Nichtgleichgewichtseffekte eine Rolle spielen zu rechnen. Es wurde bewusst auf einen Kopfstoß verzichtet, da dieser in jedem Falle geometrieabhängig wäre. Bei der ebenen Platte wurden bewusst geometrisch komple-

Parameter	Wert	Anmerkung
$M_\infty$	20	in der ungestörten Anströmung
$Re_{\delta_1}$	34.951	am Einströmrand
$\delta_1^*$	0,08787	[m], am Einströmrand
H	50	[km]
$T_\infty^*$	270,65	[K]
$T_W$	811,95	[K] – 3,0 $T_\infty^*$
$U_\infty^*$	6596	[m/s]
$p_\infty^*$	79,78	[Pa]
$\rho$	0,001027	[kg/m <sup>3</sup> ]
$x_0$	1,609	[m], Abstand des Einströmrandes von der Plattenvorderkante
npx	1501	Anzahl der Punkte in x Richtung
npz	17	Anzahl der Punkte in y Richtung
npz	255	Anzahl der Punkte in z Richtung

Tabelle 4.1: Parameter für die hypersonischen Simulationen an der ebenen Platte.

xere Konfigurationen ausgespart, um den Einfluss der chemischen Vorgänge ohne geometrische Komplexität beurteilen zu können.

Für die gewählten Bedingungen beträgt die mittlere freie Weglänge  $l = 2,54 \cdot 10^{-4} m$  und die Grenzschichtdicke beträgt  $\delta \approx 88 mm$ , was zu einer Knudsen Zahl von  $Kn = l/\delta = 0,0032$  führt. Damit ist die Kontinuumsannahme für diesen Fall gerechtfertigt.

## 4.2 Ergebnisse

Die Fälle, die für diese Untersuchungen gerechnet wurden, wurden für ideales Gas **IG**, chemisches Gleichgewicht **C-EQ**, chemisches Nichtgleichgewicht **C-NE** und thermisches Nichtgleichgewicht **T-NE** durchgeführt.

In einem ersten Schritt wird für eine zweidimensionale, stationäre Grundströmung das selbe Verfahren wie für die Störströmung angewendet. Dazu wird das Verfahren pseudoinstationär gerechnet, bis die Änderungen von

Zeitschritt zu Zeitschritt einen Schwellenwert unterschritten hat. Als vorgegebene Lösung am Einströmrand dient eine Lösung der Grenzschichtgleichungen für chemisch nicht reagierende Strömungen (ideales Gas). Die Berechnung für ideales Gas geht aus von einer räumlichen Lösung der Grenzschichtgleichungen für die entsprechende lokale Reynoldszahl. Für die Berechnung des chemischen Gleichgewichts wird die berechnete Navier-Stokes-Lösung für das ideale Gas als Anfangslösung vorgeschrieben. Für immer komplexer werdenden chemischen Vorgänge werden jeweils die gewonnenen Lösungen des einfacheren chemischen Modells als Startlösung vorgegeben.

Die Reynoldszahl am Einströmrand beträgt  $Re = 640000$ , was einem Abstand von der Vorderkante der ebenen Platten von  $x_0 = 1,609m$  entspricht. Die Reynoldszahl am Ausströmrand beträgt  $Re = 9,2 \times 10^6$  ( $x_E = 13,2m$ ). Die Höhe der Grenzschicht entspricht mehr als das Doppelte der Grenzschichtdicke am Ausströmrand. Am Einströmrand liegen in etwa 50 Punkte in wandnormaler Richtung im Bereich der Grenzschicht. Die Auflösung für die hier gezeigten Ergebnisse liegt bei  $1500 \times 255 \times 17$  Punkten in stromab, wandnormaler und spannweitischer Richtung.

Die Ergebnisse für stationäre Grundströmungen ist in Abschnitt 4.2.1 dargestellt. Danach wird ein Vergleich mit Ergebnissen der linearen Stabilitätstheorie für ideale Gase vorgestellt (Abschnitt 4.2.2), bevor der Verlauf der instationären Störungen präsentiert wird (Abschnitt 4.2.3).

### 4.2.1 Stationäre Grundströmung

Durch das Vorschreiben einer Grenzschichtlösung am Einströmrand tritt ein kleiner Fehler auf, der sich durch eine kleine Störung ausgehend vom Grenzschichtrand unter dem Machwinkel nach recht oben (roter Strich in Abb. 4.4) bemerkbar macht. Die Störung verlässt das Integrationsgebiet ohne Reflexion am oberen Rand bei  $x = 6,0$ . Um abzuschätzen, ob diese kleine Störung einen Einfluss auf die Grenzschichtentwicklung hat, wurde das Ergebnis der stationären Simulation bei  $x = 6,53$  als Einströmrand für eine zweite Simulation (Abb. 4.5) verwendet. Der Verlauf der Grenzschichten ist in beiden Fällen identisch und es kann auch keine Störung ausgehend vom Grenzschichtrand mehr festgestellt werden.

Die stationäre Grundströmung für den Fall **IG** wird anhand der Temperatur in Abb. 4.6 dargestellt. Die Maximaltemperatur innerhalb der Grenzschicht beträgt  $T \sim 4800K$ . Das typische Anwachsen der Grenzschicht ist klar zu erkennen. Die Grenzschichttemperatur für den Fall des chemischen Gleich-

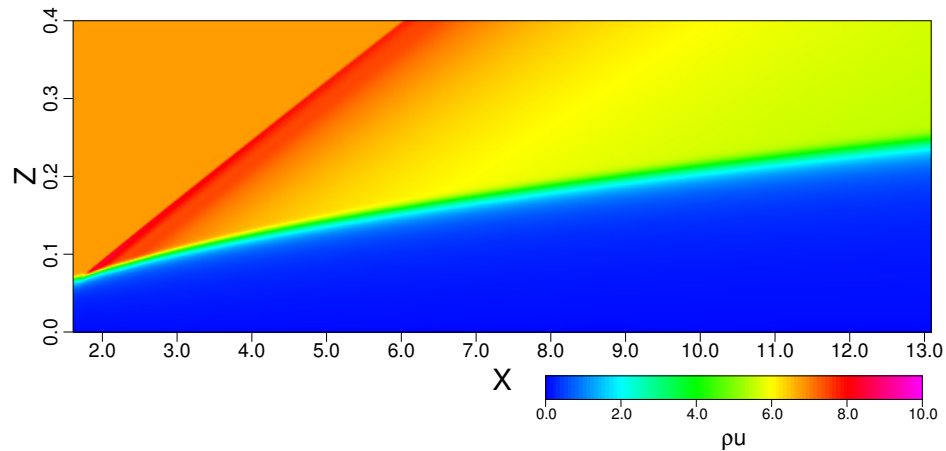


Abb. 4.4:  $\rho u$  der Grundströmung mit der Grenzschichtlösung am Einströmrand

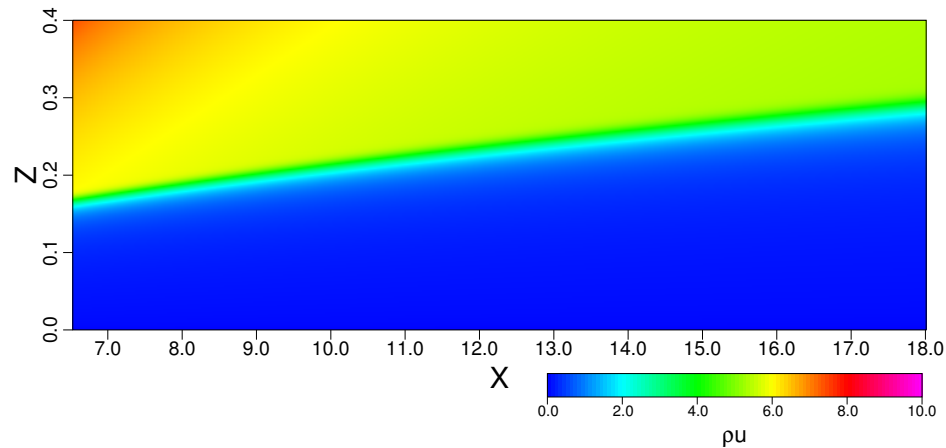
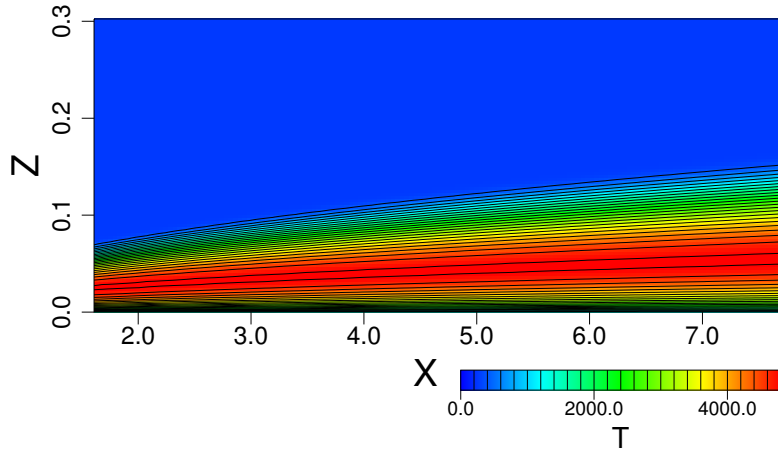


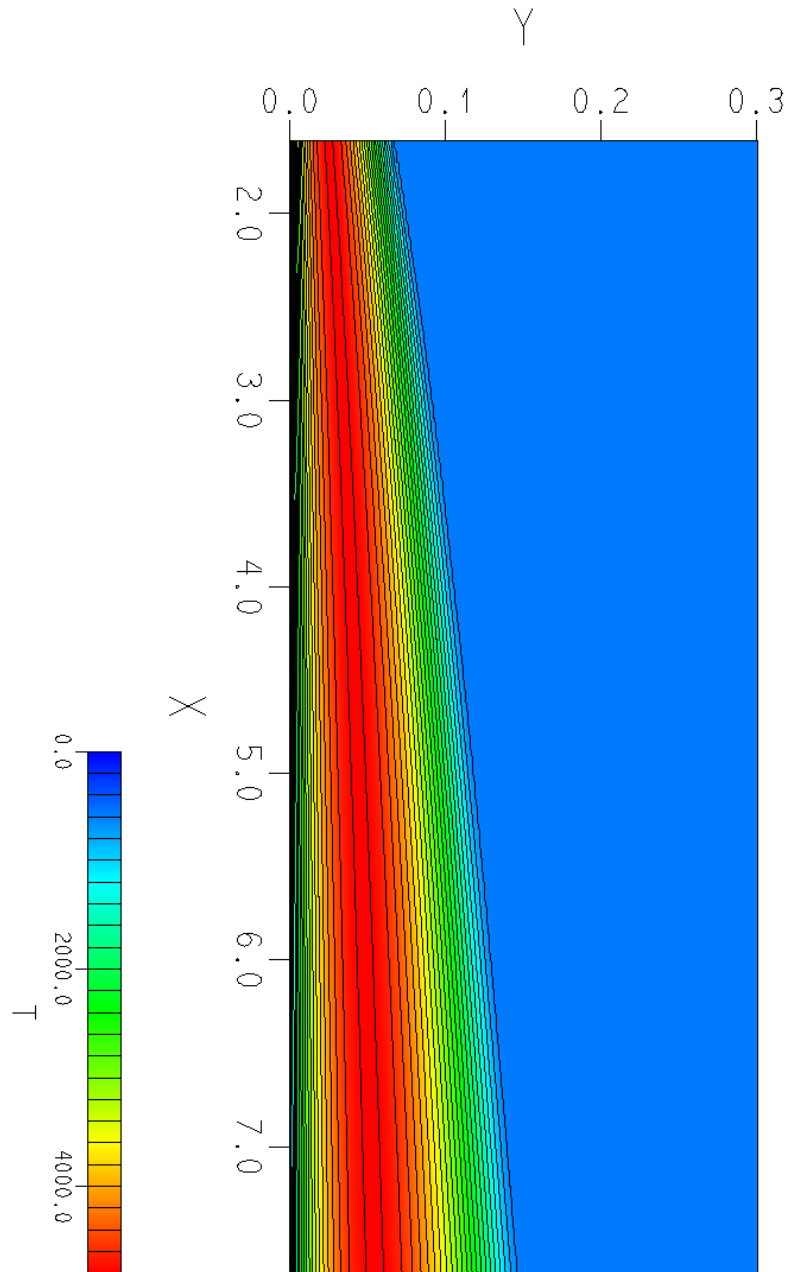
Abb. 4.5:  $\rho u$  der Grundströmung mit der Lösung von Abb. 4.4 bei  $x = 6,53$  als Einströmrand

gewichts bei gleicher Vorgabe der Randbedingungen im bereits dissoziierten Zustand ist in Abb. 4.7 dargestellt. Dabei werden ähnliche Maximaltemperaturen erreicht. Im Falle des thermischen Nichtgleichgewichts **T-NE** sind zwei Temperaturen definiert. Zum einen die translatorische Temperatur (Abb. 4.8 – wie in den vorgehenden Simulationen) sowie die Vibrations-temperatur (Abb. 4.9), die beschreibt, wie viel Energie in den Vibrationsfreiheitsgraden gespeichert ist. Die Vorgabe der Temperaturen am Ein-

Abb. 4.6: Temperatur der Grenzschicht für den Fall **IG**.

strömrand liegt in diesem Falle ebenfalls bei der selben Verteilung wie in den anderen beiden Fällen, da keine Information vorliegen kann, in welchem Maße Nichtgleichgewicht von stromauf am Integrationsgebiet ankommt. Die Maximaltranslationstemperatur liegt in diesem Fall bei ca.  $T \sim 4400\text{K}$ . Nachdem die Vibrationsfreiheitsgrade erst mit der Zeit richtig angepasst werden, ergibt sich eine transiente Phase der Temperaturverteilung, die erst bei  $x \sim 4$  zur Ruhe kommt. Die Vibrationstemperatur (Abb. 4.9) zeigt ebenfalls ein transientes Verhalten. Die maximale Vibrationstemperatur liegt dabei bei  $T_{vib} \approx 2500\text{K}$ , wobei das Maximum näher an der Wand zu finden ist als bei der translatorischen Temperatur. Dies liegt konsequenterweise im selben Wandabstand wie die Maxima der dissoziierten Spezies Stickstoff  $N$  und Sauerstoff  $O$  (Abb. 4.11).

Beispielhaft wird die Konzentration der chemischen Bestandteile der Luft bei  $x = 5,5\text{m}$  in Abb. 4.10 für den Fall **C-EQ** und in Abb. 4.11 für den Fall **T-NE** gezeigt. Im Falle **T-NE** verhalten sich die wandnormalen Verteilungen der Spezies so, wie es für niedrigere Temperaturen zu erwarten ist. Das ist auf den Einfluss der Vibrationstemperatur auf die chemischen Konzentrationen zurückzuführen. Da die Vibrationstemperatur deutlich geringer ist als die Translationstemperatur, sind hier geringere Konzentrationen der dissoziierten Spezies festzustellen.

Abb. 4.7: Temperatur der Grenzschicht für den Fall **C-EQ**.

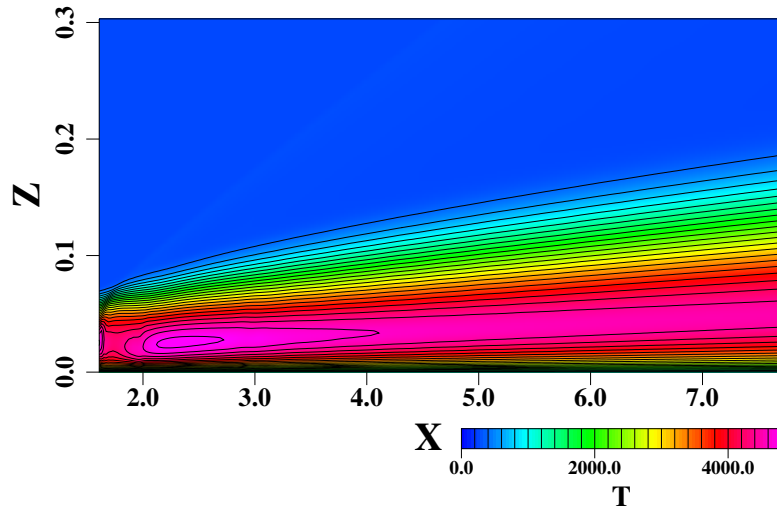


Abb. 4.8: Translatorische Temperatur in der Grenzschicht für den Fall **T-NE**.

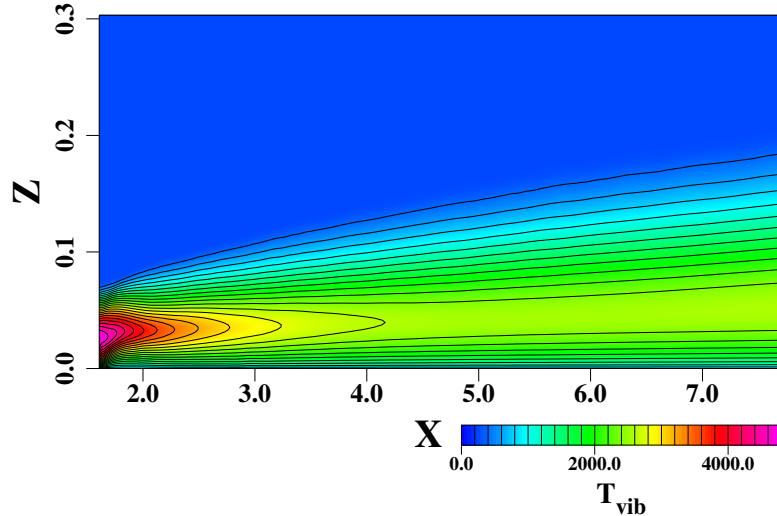


Abb. 4.9: Vibrationstemperatur in der Grenzschicht für den Fall **T-NE**.

### 4.2.2 Vergleiche mit Linearer Stabilitätstheorie

Die untersuchten Störungen in der Grenzschicht wurden durch periodisches Ausblasen und Absaugen in einem Störstreifen an der Wand erzeugt (vgl. [154] – zur Rezeptivität dieser Art von Störung am Kegel siehe [155]). Die harmonische Formulierung der Störerzeugung stellt sicher, dass zu kei-

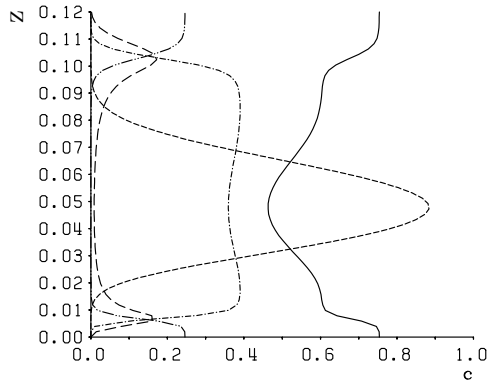


Abb. 4.10: Wandnormale Verteilung der chemischen Bestandteile der Luft für den Fall **C-EQ** bei  $x=5,5m$ .  $c_N \times 10$  ---- ;  $c_{N_2}$  ——— ;  $c_O$  — · — ;  $c_{O_2}$  - · - · - ;  $c_{NO} \times 10$  - - - - .

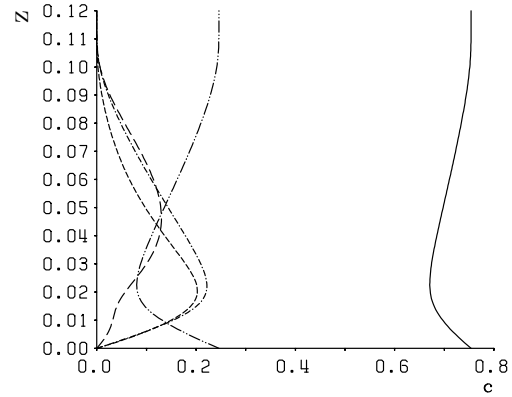


Abb. 4.11: Wandnormale Verteilung der chemischen Bestandteile der Luft für den Fall **T-NE** bei  $x=5,5m$ .  $c_N \times 5$  ---- ;  $c_{N_2}$  ——— ;  $c_O$  — · — ;  $c_{O_2}$  - · - · - ;  $c_{NO} \times 10$  - - - - .

nem Zeitpunkt des Störzyklusses Masse in das Integrationsgebiet einbracht oder entfernt wird. Die stromab Verteilung im Störstreifen  $0 \leq \zeta \leq 2$  wurde algebraisch vorgegeben ( $A$  ist die vorgegebene Amplitude) während in spannwertiger Richtung eine Sinus-Verteilung gewählt wurde, bei der nur ganze Wellenlängen in das Integrationsgebiet eingepasst wurden.

$$\begin{aligned} (\rho v)|_{wall} &= A \frac{81}{16} \zeta^3 (3\zeta^2 - 7\zeta + 4), \quad 0 \leq \zeta \leq 1, \\ (\rho v)(2 - \zeta)|_{wall} &= -(\rho v(\zeta))|_{wall}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Die Wellenlänge stromab wird durch die Länge des Störstreifens und die Zeitperiode der Störung angepasst.

Das lineare Verhalten der Störungen in der Grenzschicht wird mit Ergebnissen der Linearen Stabilitätstheorie (LST) für kompressible Strömungen (Mack [29]) verglichen. Dazu wird eine DNS mit geringen Störampplituden durchgeführt, um das lineare Anfachungsverhalten zu simulieren. Die zeitlich periodische Strömung wird mit einer festen Periodendauer fourieranalysiert, so dass sogenannte Fouriermoden berechnet werden, die mit den



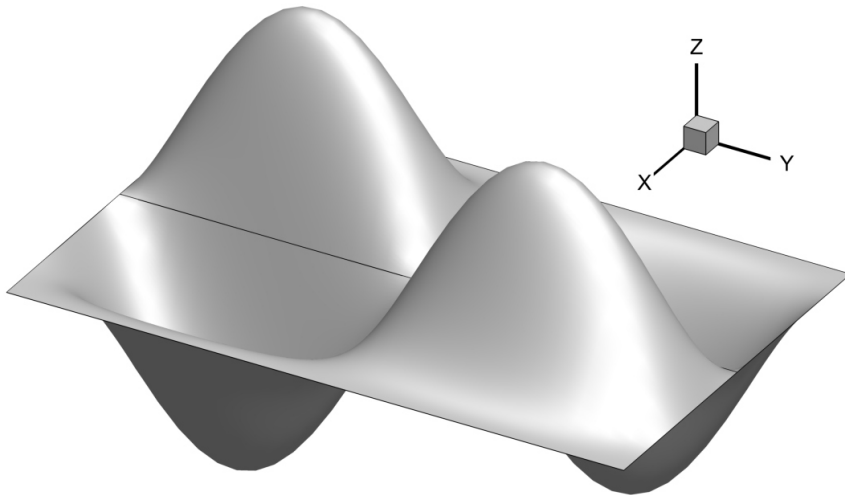


Abb. 4.12: räumliche x-y Verteilung der Störfunktion an der Wand ( $z$  ist die Amplitude  $A$ ) für eine Mode mit einer spannweiti-ger Wellenlänge

Eigenfunktionen der LST verglichen werden können. Für die LST wird ein harmonischer Störansatz in die Navier-Stokes Gleichungen eingesetzt und die resultierenden Gleichungen linearisiert (daher die Beschränkung auf lineare Störampplituden). Es wird ein Eigenwertproblem formuliert, welches die Anfachungsrate für einzelne Frequenzen und Wellenlängen bestimmen lässt. Die zugehörigen Eigenfunktionen geben eine Information über die wandnormale Verteilung der Störgrößen  $(u, v, p, \rho, T)$ , welche mit den wandnormalen Profilen der Fouriermoden der DNS verglichen werden.

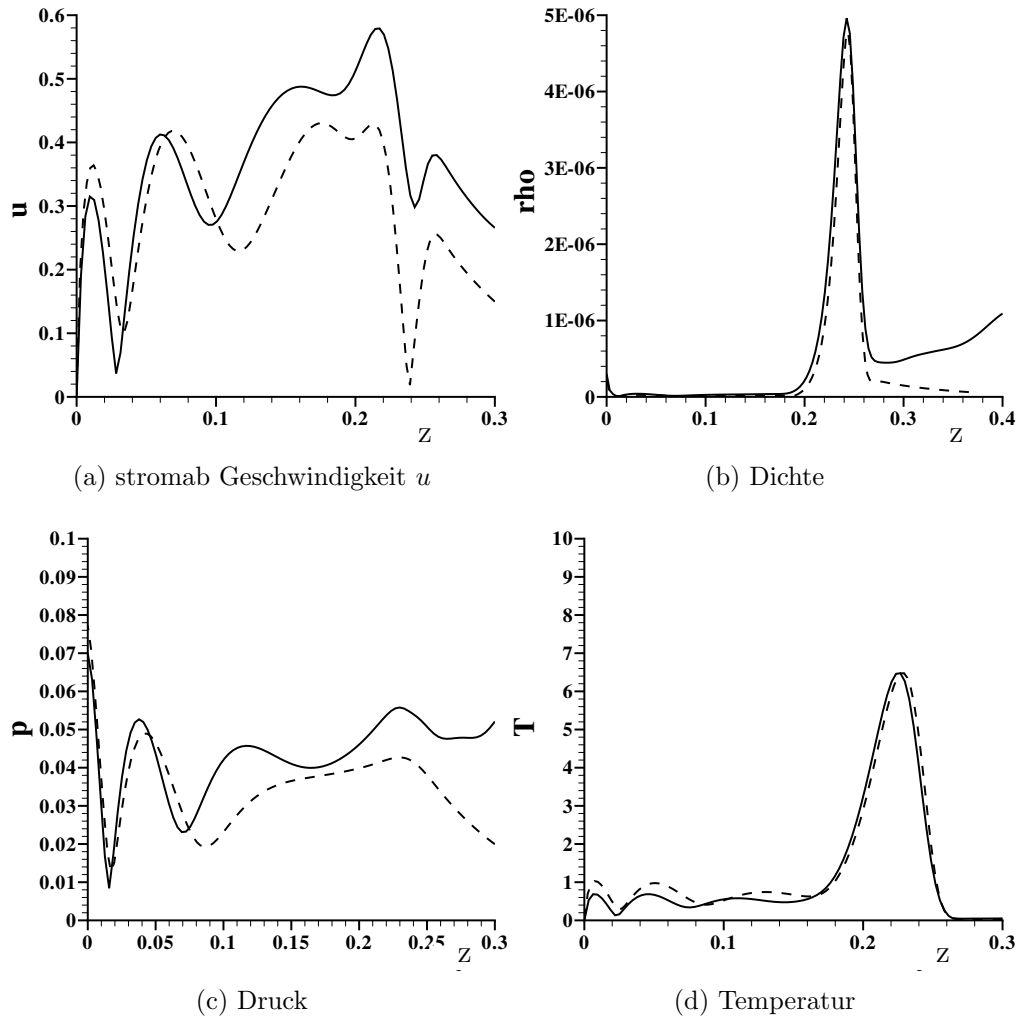


Abb. 4.13: Vergleich der wandnormalen Amplitudenverteilung einer zweidimensionalen Störung mit der dimensionslosen Frequenz  $F = 3,46 \cdot 10^{-5}$  aus der DNS mit den Eigenfunktionen der LST bei  $R_x = 2800$ .  
 — : DNS, ---- : LST

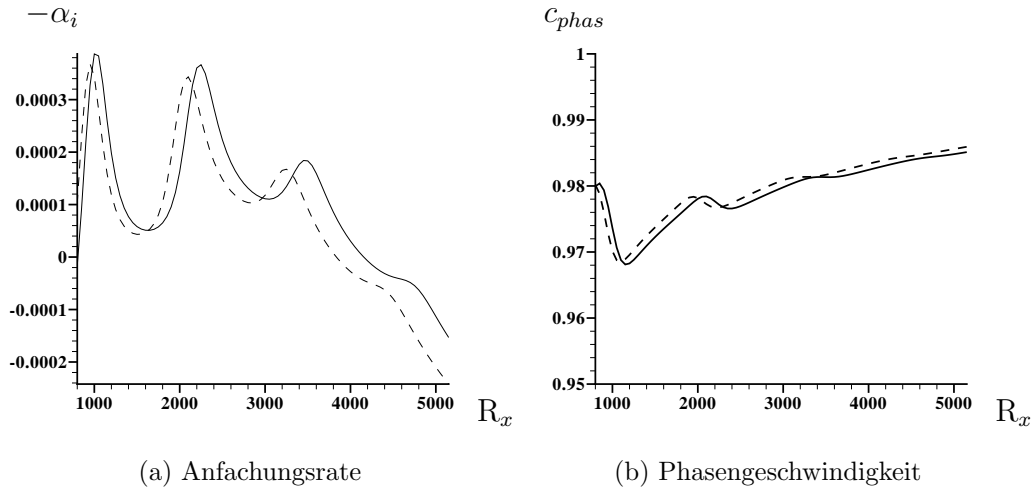


Abb. 4.14: Anfachungsrate und Phasengeschwindigkeit für eine zweidimensionalen Störung für 2 unterschiedliche Frequenzen. — :  $F = 3,46 \cdot 10^{-5}$ , - - - :  $F = 3,9 \cdot 10^{-5}$

Exemplarisch sind hier die Eigenfunktionen der stromab Geschwindigkeit in Abb. 4.13 a), der Dichte in Abb. 4.13 b), des Druckes in Abb. 4.13 c) und der Temperatur in Abb. 4.13 d) für eine dritte Mode bei  $R_x = 2800$  gezeigt. Diese lokale Reynoldszahl liegt im Integrationsgebiet.

Die Eigenfunktion stimmen gut mit den Vorgaben der LST überein. Lediglich am oberen Rand des dargestellten Bereiches ( $y > 0,3$ ) kommt es zu geringen Abweichungen, welche durch die geringe Höhe des Integrationsbereichs und das Vorhandensein der leichten Verdichtungswelle ausgehend vom Grenzschichttrand zu erklären sind. Außerdem werden durch den Störstreifen auch andere Störungen der selben Frequenz angeregt, die in der DNS-Fouriermode zu sehen sind.

Die Phasengeschwindigkeit der Störungen bei solch hohen Machzahlen ist sehr nahe bei 1 (in der Nähe der Phasengeschwindigkeit der reibungsfreien Mode  $c_{phas} = 1 - 1/Ma$  Lees & Lin[31]), was auch in Abb. 4.14 zu sehen ist. Im Bereich der untersuchten lokalen Reynoldszahlen, die im Vergleich mit der LST nach Mack [29] als Wurzel der lokalen Reynoldszahl  $R_x$  auf der ebenen Platte dargestellt werden, erkennt man in den Eigenfunktionen des Druckes über  $R_x$  wie auch im Verlauf der Anfachungsrate (Abb. 4.14 a), dass es sich um verschiedene Instabilitätsmoden handelt. So sehen wir bei  $800 \leq R_x \leq 1400$  die erste Mode, bei  $1600 \leq R_x \leq 2600$  die zweite Mode

und ab ca.  $R_x = 2800$  ist die dritte Mode angefacht. Bei  $R_x \approx 4800$  ist die vierte Mode sichtbar, die allerdings nicht mehr angefacht, sondern gedämpft ist. Die Phasengeschwindigkeiten der verschiedenen Moden sind nicht sehr unterschiedlich. Die Phasengeschwindigkeiten sind in Abb. 4.14 b) zu erkennen. Detailliertere Vergleiche mit stabilitätstheoretischen Ergebnissen sind in Stemmer & Adams [156] zu finden.

### 4.2.3 Störrechnungen

Zur Berechnung der Störungsausbreitung in der dreidimensionalen Grenzschicht ohne Querströmung der Grundströmung wird die berechnete zweidimensionale Strömung an allen spannweitigen Positionen vorgeschrieben. Die Grundströmungskomponente in spannweitung Richtung wird dabei zu Null gesetzt. Durch den Störstreifen werden die Störungen an der Wand durch Ausblasen und Absaugen eingebracht. Die Frequenz der eingebrachten Störung wurde anhand der vorangegangenen Stabilitätsrechnungen ausgewählt. Die gewählte dimensionslose Frequenz von  $F=3,46 \cdot 10^{-5}$  entspricht bei den gewählten Bedingungen einer dimensionsbehafteten Frequenz von 14,4 kHz. Die stromab Ausdehnung des Störstreifens wurde angepasst an die stromab Wellenlänge der ausgewählten Störung, und betrug genau eine Wellenlänge, was sich als effektivste Länge nach mehreren Testrechnungen herausstellte. Außerdem zeigt sich in den Testrechnungen, dass die Störung durch die wandnormale Geschwindigkeit ebenfalls sehr effektiv war. Da diese Art der Störung auch in einem Experiment realisierbar wäre, wurde diese Art der Störung simuliert.

In einem Testfall wurde die weiter stromab liegende Grundströmung, deren Einströmprofile durch eine weiter stromauf liegende DNS gewonnen worden waren (siehe Abb. 4.5) durch Ausblasen und Absaugen an der Wand bei  $7,8 \leq x \leq 8,0$  gestört. Es wurde eine zweidimensionale Welle (1,0) und eine schräglauende Welle gleicher Frequenz (1,1) eingebracht. Die Wellen (2,1) und (1,2) sind nichtlinear generierte Störwellen. Im subsonischen Teil der Grenzschicht breitet sich die Störung sehr schnell aus. Sobald die Störung allerdings an den Grenzschichtrand stößt wird die Ausbreitung nach oben durch die Charakteristik im Machschen Winkel  $\alpha = \arcsin 1/Ma = 2,86^\circ$  begrenzt. Dies ist in Abb 4.15 als leicht hellblaue Linie zu sehen, die sich von  $(x; y) = (8; 0,2)$  nach  $(x; y) = (12; 0,4)$  erstreckt.

Dadurch ist eine Annahme der Eigenfunktionen in der LST verletzt, dass die Störung nach oben hin exponentiell bis auf Null abklingen. Dadurch wer-

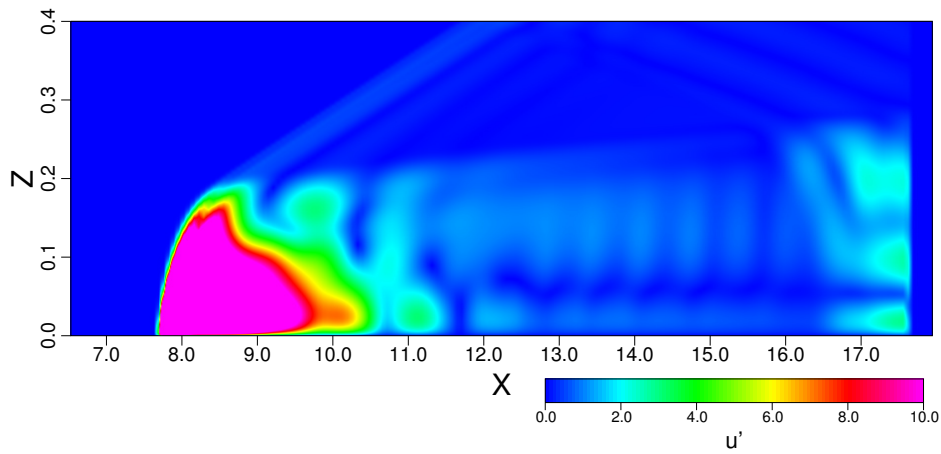


Abb. 4.15: Momentanaufnahme der Störgeschwindigkeit  $u'$  für die geschnittene Grundströmung

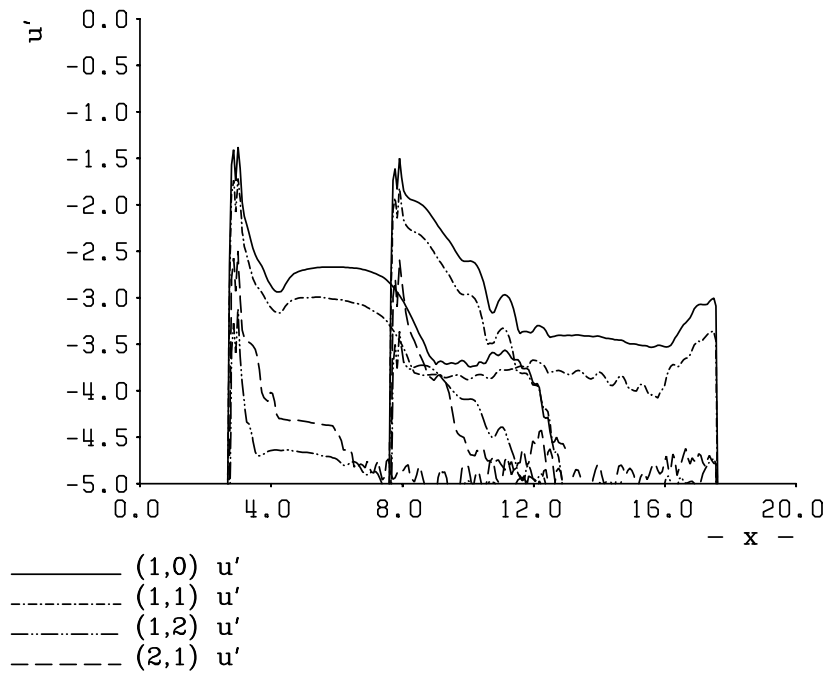


Abb. 4.16: Störungsentwicklung in Strömungsrichtung für die beiden versetzten Grundströmungen (vgl. Abb. 4.4 und Abb. 4.5). Dargestellt ist das Maximum über der wandnormalen Koordinate der Fouriermode  $(h,k)$  in logarithmischer Darstellung.

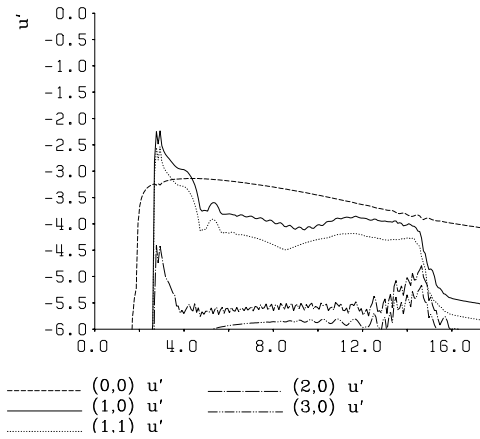


Abb. 4.17: Vergleich der wandnormalen Maxima der Amplituden der stromab Geschwindigkeit  $u$  für den Fall **IG**.

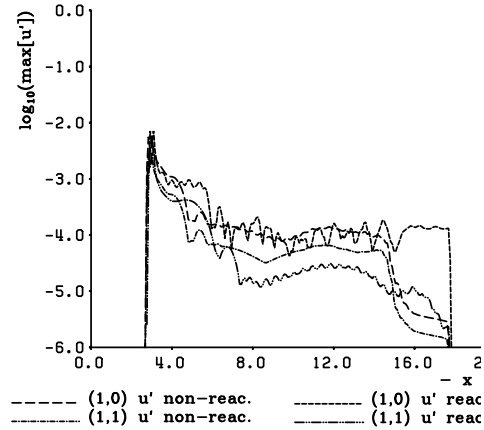


Abb. 4.18: Vergleich der wandnormalen Maxima der Amplituden der stromab Geschwindigkeit  $u$  für den Fall **IG** (in der Legend als *non-reac* bezeichnet) und für den Fall **T-NE** (*reac*).

den die eingebrachten Moden auch nicht entsprechend der LST angefacht.

Man sieht in Abb. 4.15 deutlich, dass sich die Anfachung einstellt, sobald  $x = 12$  erreicht ist und sich die Störung periodisch ausbreiten kann. Im Störungsverlauf für die weiter stromauf liegende Grundströmung ist dies ab  $x \approx 4,5$  der Fall. Es ist zu erkennen, dass durch den beschriebenen Effekt die Amplitude der Störung direkt nach der Störstelle um mehr als eine Größenordnung absinkt. Erst danach stellt sich die Anfachung ein, die lt. LST zu erwarten wäre.

Es wurden zweidimensionale Störungen der relativen Amplitude  $u'/U_\infty = 0,01$  und dreidimensionale Störungen (eine Wellenlänge in spanntweiger Richtung) mit  $u'/U_\infty = 0,005$  eingebracht. Der Schräglaufwinkel der gewählten Störung lag bei  $\theta = 15^\circ$  (siehe auch Abb. 8 in Stemmer [157]).

Die Amplituden werden wieder im modalen Frequenz-Querwellenzahlspektrum mit der Notation  $(h,k)$  bezeichnet. In Abb. 4.17 sind die Störampplituden in logarithmischem Maßstab für den Fall **IG** aufgetragen. Die beiden Störfrequenzen, die am Störstreifen eingebracht wurden, sind als  $(1,0)$  (zweidimensional) und  $(1,1)$  (dreidimensional)

bezeichnet. Die Mode (0,0) beschreibt, die stationäre Änderung der Grundströmung durch die eingebrachten Störungen. Es ist deutlich zu sehen, dass die Effektivität des Störstreifens bei den sehr hohen Machzahlen nicht so gut ist, wie dies von inkompressiblen und langsameren kompressiblen Untersuchungen bekannt ist. Erst stromab von  $x \approx 9$  verhalten sich die Anfachungsverläufe entsprechend dem, was man anhand der Linearen Stabilitätstheorie erwarten kann (siehe auch Stemmer [156]).

Für den Fall **T-NE** (Abb. 4.18), zeigt sich, dass sich für die Amplitudenverläufe der zweidimensionalen Wellen der Einfluss des thermischen Nichtgleichgewichts kaum auswirkt, während für die Amplituden der dreidimensionalen Störung eine Verringerung der Amplitude um den Faktor 2-3 zu erkennen ist. Der Einfluss des Nichtgleichgewichts auf nichtlineare Amplituden ist höher zu erwarten, da im vorliegenden Falle die Amplitude der zugehörigen Temperaturstörung nur  $\Delta T = 2 - 3K$  ausmacht.

### 4.3 Zusammenfassung

Das vorgestellte Verfahren hat gezeigt, dass chemisch reagierenden Strömungen mit und ohne Gleichgewicht mit Hilfe der Direkten Numerischen Simulation berechnet werden können. Dabei konnten die sich ergebenden simulierten Störungen mit den Eigenfunktionen der Linearen Stabilitätstheorie erfolgreich verglichen werden.

Die räumliche Entwicklung der Störungen für thermisches Nichtgleichgewicht unterscheiden sich im zweidimensionalen Verlauf nicht wesentlich vom Fall idealen Gases für die linearen Störampplituden, wie sie hier verwendet wurden. Es ist jedoch eine Schwebung im Amplitudenverlauf feststellbar, aus der eine Überlagerung mehrerer Störmoden mit gleicher Frequenz vermutet wird. Hingegen ist bei drei-dimensionalen Störungen ein Einfluss auf das Störniveau festzustellen. Im Vergleich zum nichtreagierenden Fall wird hier ein um den Faktor 2-3 vermindertes Niveau erzielt. Für nichtlineare Amplituden sollte ein deutlicherer Unterschied auftreten, da dann die Temperaturschwankungen so groß werden, dass die chemischen Prozesse einen deutlichen Einfluss auf die Energiegleichung bekommen. Dies ist das Ziel der Fortführung der hier gezeigten Untersuchungen.





# Kapitel 5

## Chemische Nichtgleichgewichtseffekte im Nachlauf eines Hindernisses in der hypersonischen Grenzschicht

### 5.1 Einführung und Geometrie

Für die Untersuchung des Einflusses von Nichtgleichgewichtseffekten auf die Störungsentwicklung im Nachlauf eines Hindernisses in einer Grenzschichtströmung wurde ein Fall ausgewählt, bei dem Aussicht auf Vergleichbarkeit mit einem Freiflugexperiment bestand.

Während der Fehlersuche nach dem Challenger Unglück war die Frage aufgeworfen worden, ob Unregelmäßigkeiten an der Oberfläche möglicherweise einen dramatischeren Einfluss auf den Strömungszustand (laminar-turbulent) haben können als bisher angenommen. Da in einem Fall, in dem der Wirbelnachlauf zu turbulenter Strömung umschlägt, mit einer deutlich höheren Wärmelast an der Oberfläche gerechnet werden muss, die im Rahmen einer Größenordnung liegen kann (Wurster [6], persönliche Kommunikation N. Mansour, NASA Ames), wurden auch seitens der amerikanischen Raumfahrtbehörde Untersuchungen gestartet (z.B. in Hollis & Liechty [158]) die diesen Vorgang im Entwicklungsstadium zukünftiger Raumtransportsysteme mit berücksichtigen sollten. Dabei ist der Umschlag und die Stabilität dieser Nachlaufströmungen ein Aspekt, der es erlaubt, die Sicherheitsfakto-

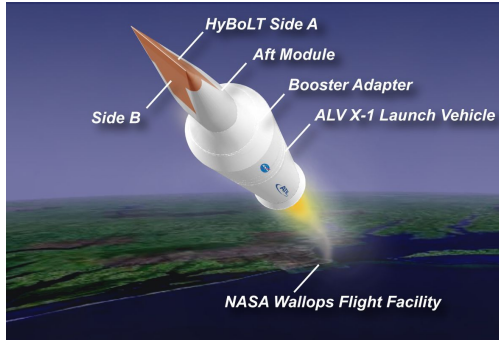


Abb. 5.1: Künstlerische Darstellung des Trägersystems und des HyBoLT Experiments – aus Berry *et al.* [159]

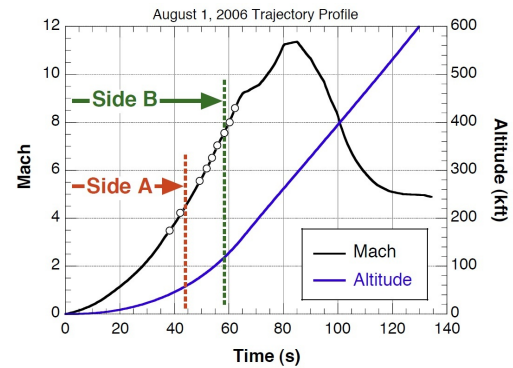


Abb. 5.2: vorgesehene Trajektorie für das HyBoLT Freiflugexperiment – aus Berry *et al.* [159]

ren zu verkleinern, da die tatsächlichen Vorgänge an der Oberfläche besser bekannt werden.

Die im Folgenden gezeigten Untersuchungen sollen Aufschluss geben über den Einfluss der Hochtemperatureffekte (Dissoziation in Gleichgewicht und Nichtgleichgewicht) auf die Instabilität und Störungsentwicklung im Nachlauf eines Hindernisses, welches in der Größenordnung der Grenzschichtdicke  $\delta$  entspricht<sup>1</sup>.

Dazu wurde die Geometrie in Anlehnung eines Experimentes gewählt, welches einen möglichen Vergleich zu Beginn des Projektes versprach. Leider kam es bei der Durchführung des Freiflugexperimentes HyBoLT (**H**ypersonic **B**oundary-**L**ayer **T**ransition – siehe Abb. 5.1) der NASA am 22.8.2008 zum Abbruch nach relativ kurzer Flugdauer, so dass der anvisierte Messpunkt in der Aufstiegsphase (siehe Abb. 5.2) bei  $Ma=8,5$  und einer Höhe von  $H=42,6$  km nicht angefliegen werden konnte. So konnten die vorgelegten Untersuchungen nicht mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden, da die Windkanalexperimente im Vorfeld des Freiflugexperimentes nicht im Detail der Öffentlichkeit zugänglich gemacht wurden. Die verwendete Geometrie der Seite B des Experiments auf der Spitze des Trägersystems ist in Abb. 5.3 gezeigt.

Der nahezu zweidimensionale Keil weist einen Nasenradius von 3,81 mm

<sup>1</sup>Von einer Rauigkeit wird gesprochen, wenn die Höhe unter  $h \approx 0,1 \cdot \delta$  bleibt

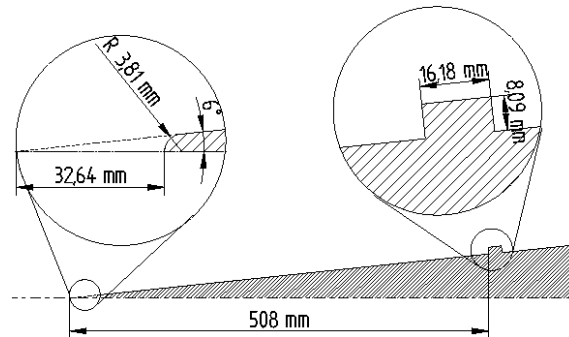


Abb. 5.3: Zweidimensionaler Schnitt durch die HyBoLT Geometrie – aus Birrer *et al.* [97]

auf. Dies führt dazu, dass die Vorderkante der Konfiguration 32,64 mm hinter der virtuellen Vorderkante der Keilspitze liegt. Der Keil weist einen Halböffnungswinkel von  $6^\circ$  auf. Im Abstand von 508 mm hinter der virtuellen Vorderkante ist das Hindernis angebracht, welches eine quadratische Grundfläche mit einer Seitenlänge von  $l_h = 16,18$  mm aufweist. Die Höhe beträgt die Hälfte der Seitenlänge,  $H_h = 8,09$  mm. Entgegen der experimentellen Ausrichtung wurde als initiale Konfiguration die Ausrichtung der Quaders zur Strömungsrichtung gewählt (Seitenflächennormale der Vorderseite zeigt in negative  $x$ -Richtung). Die Höhe des Hindernisses entspricht ca. 40% der lokalen Grenzschichtdicke.

### 5.1.1 Anströmbedingungen

Als Vergleichspunkt mit dem Experiment war vorgesehen, den letzten Messpunkt in der Aufstiegstrajektorie zu nutzen<sup>2</sup>, Berry *et al.* [159]. Dieser Zustand versprach bei einer Machzahl von 8,5 in der Höhe von 42,5 km das höchste Maß an Nichtgleichgewicht. Die Geschwindigkeit sollte 2732,6 m/s betragen, mit einer Reynoldszahl von  $4,66 \cdot 10^5$  für den Ort des Hindernisses. Anhand der 1976 US Standard Atmosphäre [160] ist die Temperatur in der vorgesehenen Höhe  $T_0 = 258,1$  K und die Dichte  $\rho_0 = 2,78 \cdot 10^{-3}$  kg/m<sup>3</sup>. Die Wandtemperatur wurde anhand der Angaben der voraussichtlichen Strömungszustände entlang der Flugtrajektorie aus Berry *et al.* [159] übernommen und liegt konstant bei  $T_W = 360$  K (isotherme Randbedingung).

<sup>2</sup>Es waren keine Messungen während des Abstiegs vorgesehen.

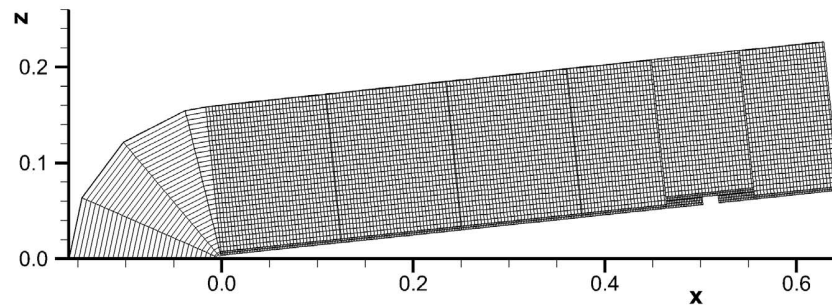


Abb. 5.4: Gitter der Keilkonfiguration - jede 5.te Gitterlinie dargestellt.

Die Wandtemperatur ist während des Aufstiegs sehr viel geringer als in einem Wiedereintrittsszenario.

### 5.1.2 Integrationsgebiete der verschiedenen Simulationen

Auch hier wird das Vorgehen in mehrere Schritte unterteilt. Zuerst wird eine zweidimensionale Simulation mit einem *shock-capturing* Verfahren für die Gesamtkonfiguration durchgeführt. Dieses Rechengitter umfasst  $2,1 \cdot 10^5$  Rechenpunkte, die in 16 Blöcke aufgeteilt wurden (siehe Abb. 5.4). Ohne Gitterverfeinerung in der Nähe der Wand und des Hindernisses beträgt die Auflösung  $959 \times 162$  Punkte in stromab und wandnormaler Richtung.

Aus dieser Simulation werden die Verhältnisse nach dem Stoss extrahiert und als Einströmrandbedingungen für eine stationäre, dreidimensionale Simulation herangezogen. An der Stelle  $x=0,436\text{m}$  von der virtuellen Vorderkante entfernt werden wandnormale Profile gespeichert. Die weiteren Simulation finden auf einer ebenen Plattenkonfiguration statt. Dabei wird ein rechtwinkliges Integrationsgebiet um den Quader herum verwendet, welches Verfeinerungen nahe der Oberflächen und der Kanten aufweist. Das Gitter umfasst ca.  $12,8 \cdot 10^6$  Punkte in 35 Blöcken (siehe Abb. 5.5). Die Auflösung in  $x,y,z$  Richtung (stromab, spannweitig, wandnormal) beträgt  $408 \times 278 \times 114$  Punkte. Als neuer Referenzpunkt  $(0,0,0)$  für das Koordinatensystem entlang einer ebenen Platte wird die vordere rechte Ecke (in Strömungsrichtung) gewählt, da sonst die  $z$ -Koordinate sich entlang der Oberfläche ständig ändern würde und der Wandabstand nur sehr schlecht durch die  $z$ -Koordinate bestimmt wäre. Der Referenzpunkt ist in Abb. 5.5 links als roter Punkt ein-

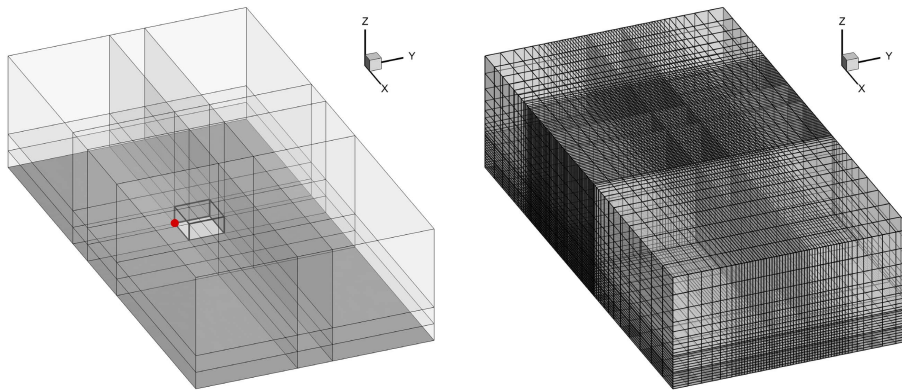


Abb. 5.5: Blöcke (links) und Gitter (rechts) für die Simulation in der direkten Umgebung des Quaders – jede 4. Gitterlinie ist dargestellt. Der neue Referenzpunkt  $(0,0,0)$  für das Koordinatensystem an der ebenen Platte ist links der rote Punkt.

getragen. Der wandnormale Nullpunkt liegt auf der Plattenoberfläche. Der Einströmrand liegt  $0,072$  m vor dem Hindernis. Die Höhe des Integrationsgebietes beträgt  $0,054$  m. Die spannweite Ausdehnung beträgt  $-0,047$  m bis  $0,063$  m, wobei das Hindernis spannweitig mittig im Integrationsgebiet liegt. Die Dimensionen des Integrationsgebietes entsprechen ca. die 13-fache Länge, die 7-fache Breite und Höhe des Quaders. Man sieht in Abb. 5.5 links, dass das Hindernis ausgespart ist. Die erste Reihe Blöcke weist die selbe Höhe auf wie das Hindernis, ebenso die zweite Reihe. Dabei ist die direkte Umgebung des Quaders sehr viel feiner aufgelöst, um die Ablösung direkt am Quader so genau wie möglich zu berechnen. Vom Quader nach außen hin ist das Gitter gestreckt. In einer dritten Lage wird ein Gitter verwendet, das nach oben hin gestreckt ist, da dort die geringsten Änderungen zu erwarten sind. Auf der rechten Seite von Abb. 5.5 ist jede vierte Gitterlinie dargestellt. In einer Ebene, die nicht vom Ausströmrand beeinflusst ist (bei  $x=0,13$  m bezogen auf die Quadvorderkante) wird der stationäre Strömungszustand abgespeichert und ebenfalls wieder als Einströmrand für die Simulation des Nachlaufs herangezogen. Dieses Vorgehen verhindert, dass die feine Auflösung um den Quader das Gitter für die Nachlaufsimulationen beeinflusst. Dabei können auch instationäre Störungen am Einströmrand aufgebracht werden. Das Integrationsgebiet für die Simulation des Nachlaufs besteht aus zehn gleich

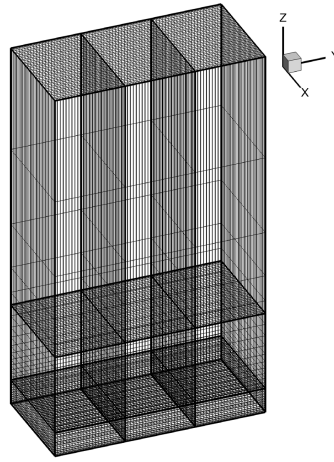


Abb. 5.6: Gitter für die Nachlaufsimulationen – jede 4. Gitterlinie ist dargestellt. In stromab Richtung ist nur eine Blockreihe von zehn gleichen gezeigt.

großen Blockreihen in Hauptströmungsrichtung mit äquidistantem Gitter in stromab und spannweitiere Richtung. In wandnormaler Richtung ist das Gitter wiederum gestreckt, um die Gitterpunkte in der Nähe der Wand zu verdichten – Abb. 5.6. Das Gesamtgitter besteht aus  $36,05 \cdot 10^6$  Punkten in einer Auflösung von  $1460 \times 84 \times 294$  Punkten in  $x, y, z$  Richtung. Dabei umfasst das Integrationsgebiet den Bereich von  $0,13 \text{ m} \leq x \leq 0,63 \text{ m}$ ,  $-0,041 \text{ m} \leq y \leq 0,058 \text{ m}$ ,  $0 \text{ m} \leq z \leq 0,18 \text{ m}$  bezogen auf die rechte vordere Ecke des Quaders.

## 5.2 Simulationsergebnisse

Die Simulationsergebnisse werden nacheinander für die zweidimensionale Gesamtkonfiguration (Abschnitt 5.2.1), für die unmittelbare Umgebung des Quaders (Abschnitt 5.2.2) und für die Nachlaufströmung (Abschnitt 5.2.3 stationär und 5.2.5 instationär) gezeigt. In Abschnitt 5.2.4 werden Stabilitätsanalysen vorgestellt. Dabei wird auf die verschiedenen chemischen Zustände der Strömung eingegangen. Wie in den vorhergehenden Kapiteln wird mit **IG** der Fall des idealen Gases bezeichnet, mit **C-EQ** das chemische Gleichgewicht und mit **C-NE** das chemische Nichtgleichgewicht. Das thermische

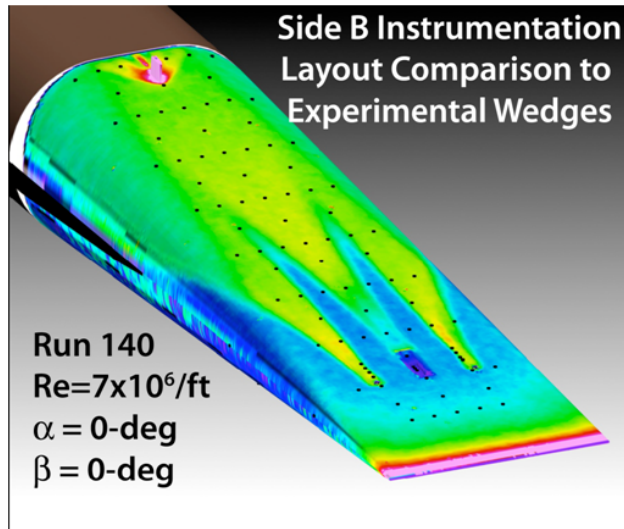


Abb. 5.7: Wandtemperatur (qualitativ) am experimentellen Keil für  $Ma=6$   
 – aus Berry *et al.* [161]

Nichtgleichgewicht wird mit **T-NE** abgekürzt.

### 5.2.1 Ergebnisse für die zweidimensionale Gesamtkonfiguration mit Hindernis

Als Vorbereitung für die detaillierten Untersuchungen am Quader bei ca. 50 cm Lauflänge muss zuerst die gesamte Konfiguration gerechnet werden, um die globalen Verhältnisse um den Quader genügend genau bestimmen zu können. Außerdem dienen diese Rechnungen der Gesamtkonfiguration als Einströmrandbedingungen für die dreidimensionale Simulation im direkten Umfeld des Quaders. Eine Darstellung der Machkonturen um die Keilkonfiguration ist in Abb. 5.8 für den Fall des idealen Gases zu finden. Der Stossabstand für die Verhältnisse ideales Gas beträgt  $\Delta x_0=0,006$  m. Der sich einstellende schräge Stoss weist einen Winkel von  $13^\circ$  gegenüber der Horizontalen auf. Vom vorderen Ende des Rückstromgebietes ( $x=0,44$  m) geht eine Druckstörung ab und vereinigt sich mit der von der Vorderkante des Quaders ausgehenden Druckstörung (siehe Abb. 5.9).

Die Simulationen zeigen die erwartete Verringerung der Temperatur für die Fälle mit chemischen Reaktionen. Ein Teil der Energie geht in die Dis-

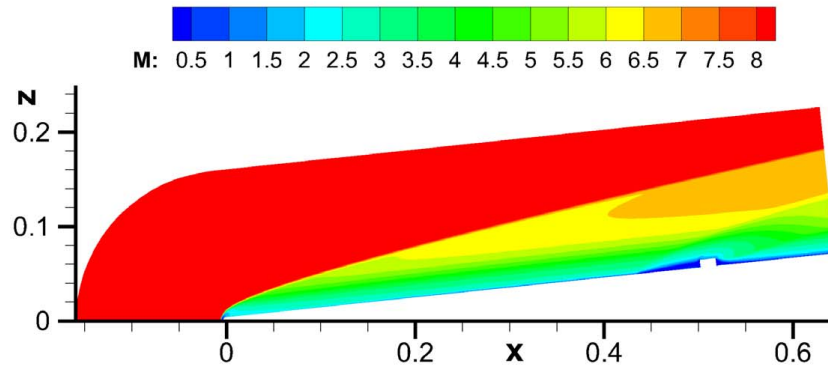


Abb. 5.8: Machkonturen um die gesamte Keilkonfiguration (zweidimensional) für ideales Gas.

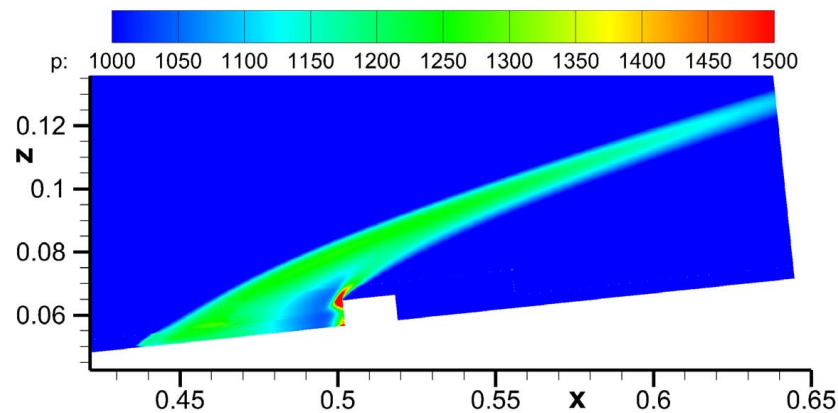


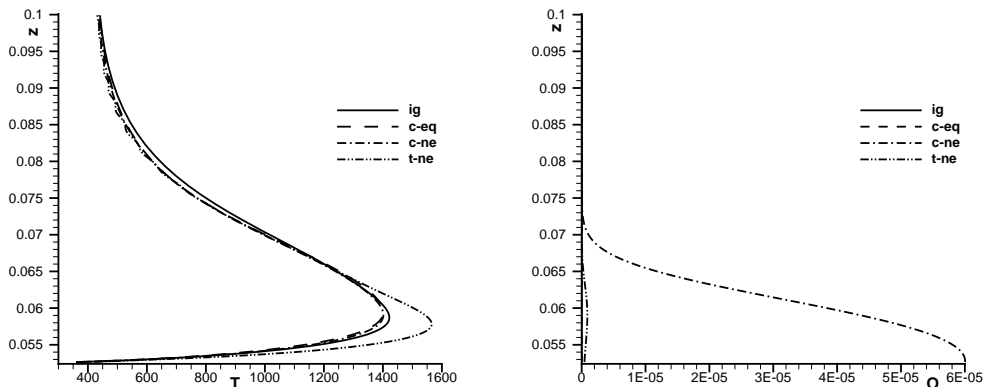
Abb. 5.9: Druckverlauf in der Umgebung des Quaders für ideales Gas.

soziation (zuerst des Sauerstoffs), wodurch die lokale Temperatur absinkt. Die Maximaltemperatur hinter dem Stoss bei  $x=0,375$  m geht von 1710 K im Falle **IG** zurück auf 1530 K im Fall **C-EQ**. Für den Fall des chemischen Nichtgleichgewichts **C-NE** ergibt sich eine ähnliche Maximaltemperatur in der Grenzschicht von 1514 K, die allerdings etwas näher an der Wand liegt und somit einen höheren Wärmeübergang an der Wand bedingt, was für die Auslegung des Hitzeschutzschildes von Bedeutung ist. Für die Berücksichtigung des thermischen Nichtgleichgewichts **T-NE** ergibt sich eine erhöhte Temperatur in der Grenzschicht von 1561 K. An der Vorderkante des Quaders



Fall	IG	C-EQ	C-NE	T-NE
$T_{max}$ (Vorderkante)	3953 K	2817 K	3365 K	3932 K
$T_{max}$ (x=0,375m)	1710 K	1530 K	1514 K	1561 K
$T_{max}$ (Quader)	2970 K	1770 K	2075 K	

Tabelle 5.1: Maximal Temperaturen für verschiedene chemische Modelle.

Abb. 5.10: Wandnormaler Temperaturverlauf (links) und Sauerstoffkonzentration (rechts) bei  $x=0,436$  m für die unterschiedlichen Gasmole (zweidimensionale Simulation).

zeigt sich ein qualitativ ähnliches Bild für den Verlauf der Temperaturen (Tabelle 5.1). Die Temperaturverläufe an der Stelle der Fortsetzungssimulation bei  $x=0,436$  m sind in Abb. 5.10 verknüpft mit der Darstellung der Konzentration von atomarem Sauerstoff (Sauerstoff dissoziiert zuerst). Für chemisches Gleichgewicht ist die Konzentration praktisch verschwindend, während für die chemische Nichtgleichgewichtssimulation eine geringe Sauerstoffatomkonzentration feststellbar ist. Dies ist ein Überbleibsel der hohen Temperaturen an der Vorderkante beim Kopfstoß, da die ungestörte Evolution der stationären Grenzschicht keine Nichtgleichgewichtsphänomene hervorbringt.

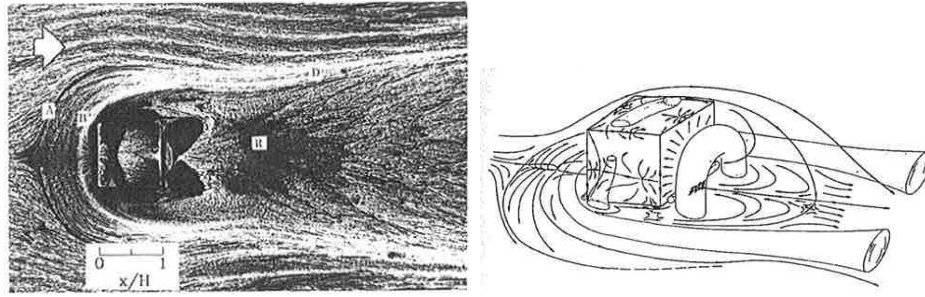


Abb. 5.11: Prinzipskizze und Strömungsvisualisierung am umströmten Würfel im Unterschall – aus Martinuzzi & Tropea [162]

### 5.2.2 Simulation im direkten Umfeld des Quaders

Im Weiteren soll die Instabilität einer Grenzschicht untersucht werden, bei der ein großes Hindernis für eine Generierung eines Nachlaufwirbelpaars sorgt und somit die Stabilitätseigenschaften nachhaltig verändert. Dazu muss die Generierung des Wirbelpaares hochaufgelöst berechnet werden, um den Nachlauf für die verschiedenen chemischen Zustände korrekt wiederzugeben.

Der Begriff Rauigkeit ist hier nicht angebracht, da das untersuchte Hindernis in etwa die Hälfte der lokalen Grenzschichtdicke ausmacht. Dieses Hindernis ragt in Bereiche der Grenzschicht, die bereits sehr hohe absolute Geschwindigkeiten aufweist. Dadurch entsteht am Hindernis (hier ein Quader mit quadratischer Grundfläche und halber Seitenlänge in wandnormaler Richtung) eine starke Scherung. Dies führt generell zur Entstehung eines Wirbelpaares im Nachlauf des quaderförmigen Hindernisses. Im Inkompressiblen spricht man von einem Hufeisenwirbel (siehe z.B. Abb. 5.11) mit zahlreichen sekundären Wirbelstrukturen um den Quader herum.

Im vorliegenden Fall sind die Proportionen der Quaders so, dass die Höhe des Quaders etwas weniger als die halbe lokale Grenzschichtdicke ausmacht. Dies bedeutet, dass bereits mehr als 80% der Außengeschwindigkeit in der Höhe des Quaders erreicht werden. Die seitliche Verdrängungswirkung und das Totwasser hinter den Quader zusammen mit der Scherung am Quader führen zu einer Wirbelpaarbildung, wie sie in Abb. 5.12 prinzipiell dargestellt ist. Das Wirbelpaar dreht sich im Gegensatz zur Abb. 5.11 so, dass in der Mitte der beiden Wirbelbeine Fluid nach oben transportiert wird und im Außenbereich nach unten. Das Ablösegebiet (in Abb. 5.12 hellblau gezeichnet)

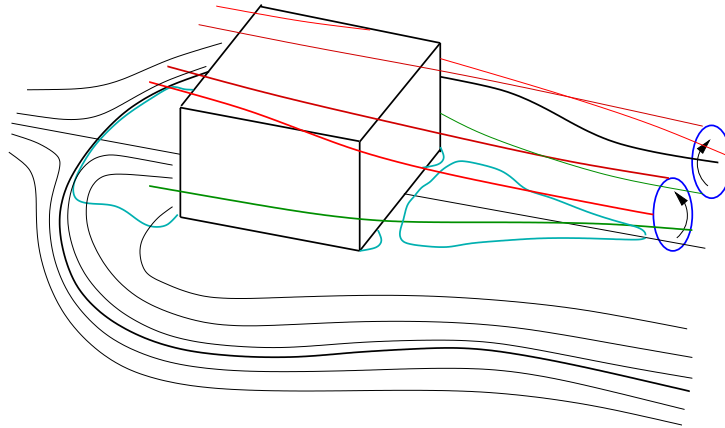


Abb. 5.12: Prinzipskizze zur Nachlaufwirbelentstehung für den Würfel Länge:Breite:Höhe 2:2:1, Ablösegebiete sind in hellblau gekennzeichnet. Die Wandtrennstromlinie ist dick gezeichnet.

vor und nach dem Quader weist ebenfalls Unterschiede zum inkompressiblen Fall auf. Das Gebiet mit negativem wandnormalen Geschwindigkeitsgradienten  $\partial U/\partial z$  vor dem Quader ist in der Breite größer als die Seitenlänge des Quaders und in Hauptstromrichtung länger als diese. Im Falle des idealen Gases ist das Gebiet in Wandnähe ca. dreimal so breit und dreimal so lang wie die Quaderseitenlänge – Abb. 5.14. Der Staupunkt ( $\partial w/\partial x = 0$ ) auf der Vorderseite des Quaders liegt nahe der Oberkante bei  $z = 0,00725m$  (dies entspricht ca. 93% der Höhe des Quaders  $H$ ). In der Seitenansicht (Abb. 5.15) ist die wandnormale Ausdehnung des Ablösegebietes besser zu erkennen. Im Nachlauf des Quaders stellt sich ein spitzes Rückströmgebiet ein, was im Gegensatz zu einem sehr abgerundeten Gebiet an der Wand im inkompressiblen Fall steht (vgl. Abb. 5.13 und Abb. 5.12) Abb. 5.14. Dabei ist das Ablösegebiet im Nachlauf (“Totwasser”) in wandnormaler Richtung in der Mitte eingeschnürt.

Mit Hilfe des Wirbelidentifikationskriteriums  $\lambda_2$ , Jeong & Hussain [163], wurden die Wirbelkerne in Abb. 5.16 sichtbar gemacht. Um die Drehrichtung eindeutig zu identifizieren wurden Stromlinien erzeugt, die auf einer Linie  $x = -0,05; y = [-0,001, 0,007]; z = [0,004; 0,009]$  ihren Ursprung haben. Die Querlinien bei  $x = -0,004; 0,016$  und  $0,044$  sind ein Artefakt der Berechnung der Eigenwerte, die im Datenauswerteprogramm nicht über Blockgrenzen hinweg berechnet werden konnten.

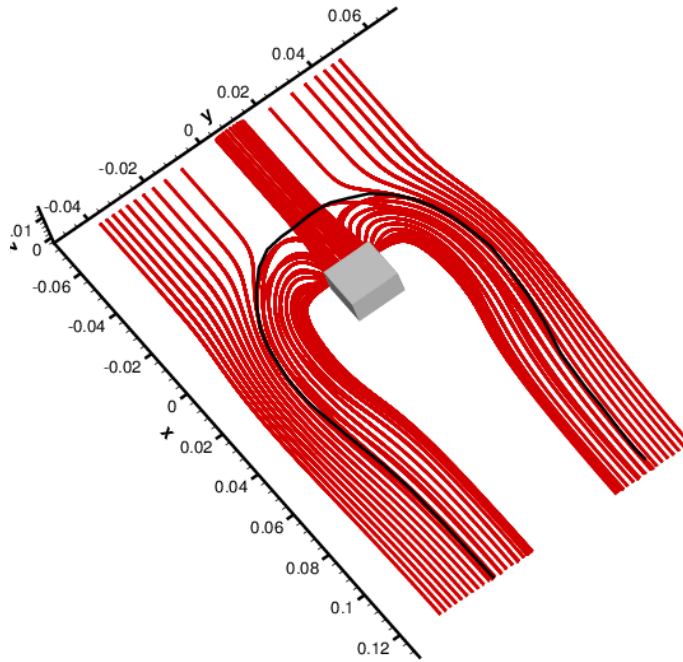


Abb. 5.13: Ablöselinie und Stromlinien ausgehend von  $x=-0,001$  m und  $z=0,0009$  m äquidistant in spannweitung Richtung  $y$

Der Einfluss des Quaders auf die Geschwindigkeitsverteilung im Nachlauf desselben ist in Abb. 5.17 dargestellt. Durch die erwähnte Bildung des Wirbelpaares, welches dafür sorgt, dass im Mittelschnitt eine Aufwärtsbewegung induziert wird, entstehen in der Mitte der Wirbelbeine niedrigere Geschwindigkeiten und im Außenbereich, wo Geschwindigkeiten zur Wand hin induziert werden, höhere Geschwindigkeit im Vergleich zu einer ungestörten Grenzschichtströmung. Dadurch werden auch heißere Bereiche der Grenzschichtströmung näher an die Oberfläche gebracht und führen zu zwei Fussabdrücken im Wärmeübergang zur Wand. Da die Wand isotherm angenommen wurde, ist in Abb. 5.18 der wandnächste Punkt der Temperatur als Schnitt in  $x$ - $y$ -Richtung verwendet, was einen linearen Interpolationswert für den Wärmeübergang darstellt. Dies führt zu einer erhöhten thermischen Beanspruchung der Oberfläche. Darüber hinaus wird die Strömung über einen größeren Bereich dreidimensional verformt, was zu erhöhter Instabilität aufgrund von zusätzlichen Gradienten der Geschwindigkeiten in Querrichtung

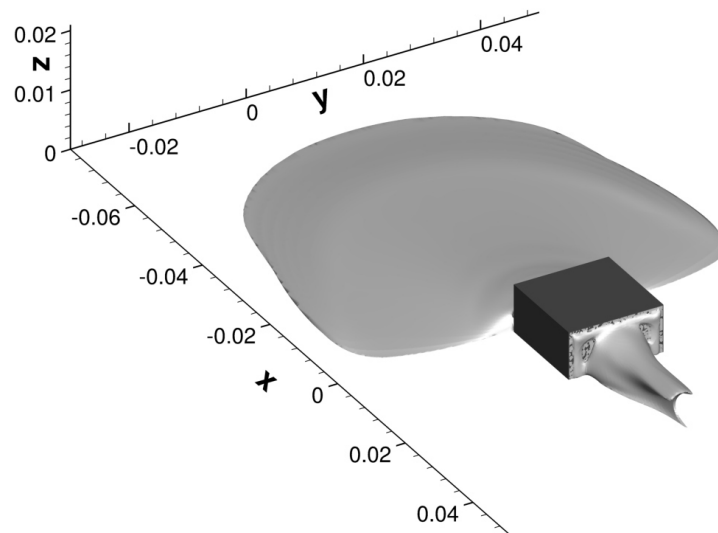


Abb. 5.14: Ablösegebiet für ideales Gas – Ablösung bei  $x=0,442$  m im Mittelschnitt

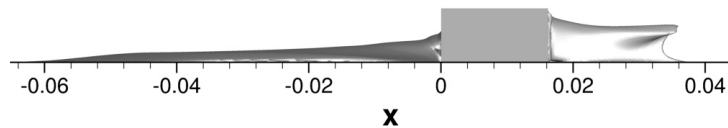


Abb. 5.15: Ablösegebiet für ideales Gas – Seitenansicht

und in wandnormaler Richtung führt. Dies kann die Ursache von Transition zu turbulenter Strömung im Nachlauf eines Hindernisses sein.

Schnitte durch den Nachlauf jeweils durch den Ort der Maximaltemperatur sind in Abb. 5.21 senkrecht zu den drei Koordinatenachsen dargestellt (siehe auch Birrer *et al.* [164]). Für die verschiedenen Gasmodelle sind verschiedene Temperaturniveaus festzustellen, aber der Charakter der Temperaturverteilung ändert sich nicht grundlegend, so dass hier nur der Fall **C-EQ** dargestellt ist. Die Maximaltemperatur tritt paarweise etwa in der Höhe des Quaders ca. 5 cm nach dem Hindernis auf. Stromauf davon ist das lokale Maximum der Temperatur noch in der Mitte der Quadergeometrie zu finden. Stromab führt das Wirbelpaar zu einer Konzentration der Maximaltemperaturen seitlich der Mitte. Im unteren Teilbild sieht man auch, dass das

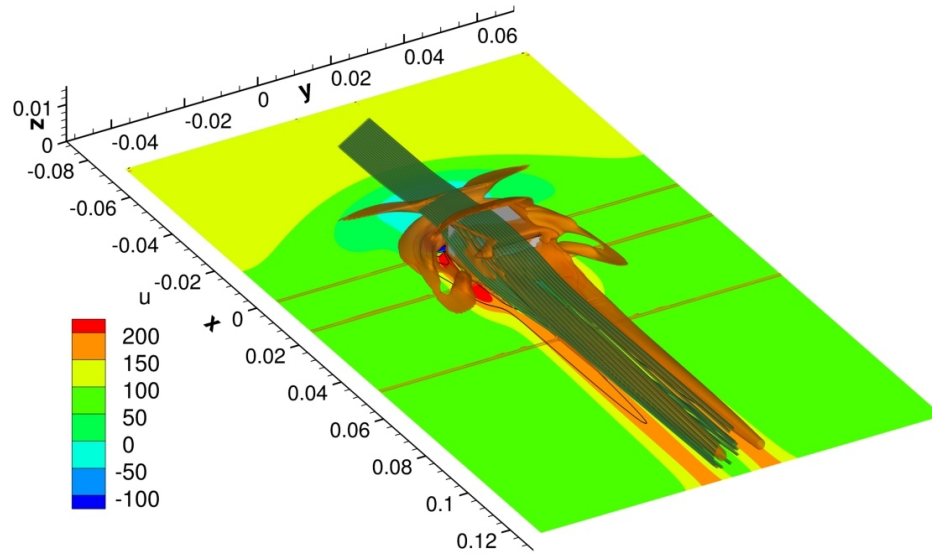


Abb. 5.16: Stromlinien (grün) und Wirbelkerne ( $\lambda_2$ -Kriterium – orange) mit der stromab Geschwindigkeit  $u$  am wandnächsten Punkt  $z = 1,265 \cdot 10^{-4}m$

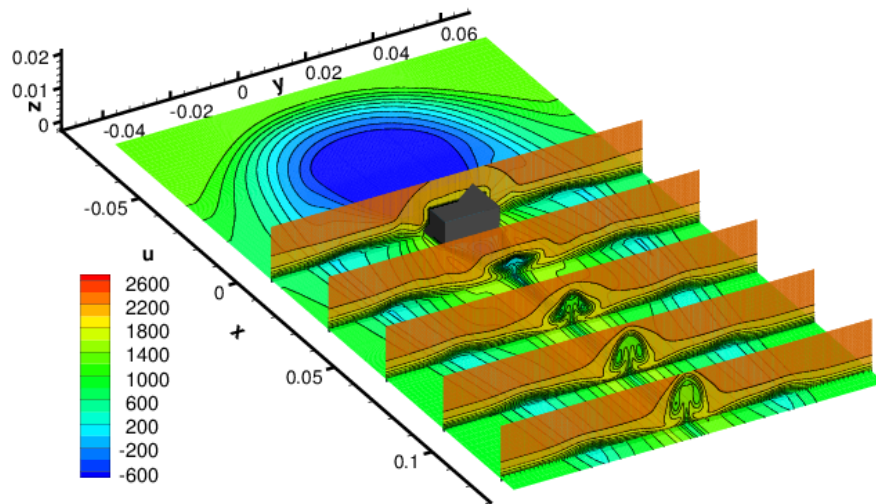


Abb. 5.17: stromab Geschwindigkeit in der Umgebung des Quaders

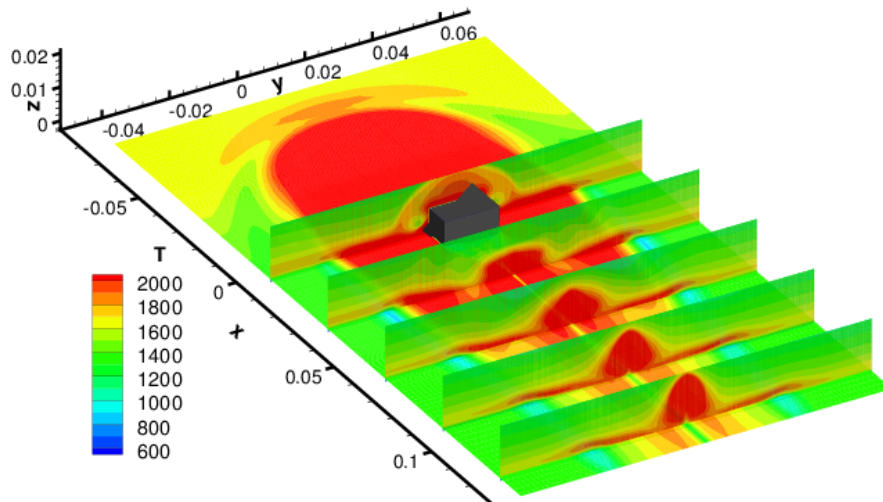
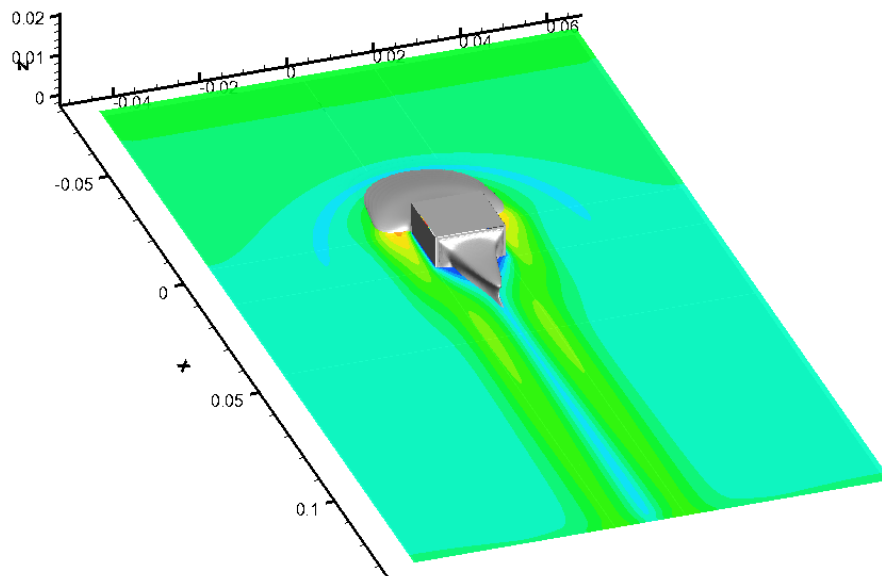


Abb. 5.18: Temperaturverteilung in der Umgebung des Quaders

Abb. 5.19: Temperatur am wandnächsten Punkt als qualitatives Maß des Wärmeübergangs mit der Kontur  $u=0$  (Rückströmgebiet) – **C-EQ**

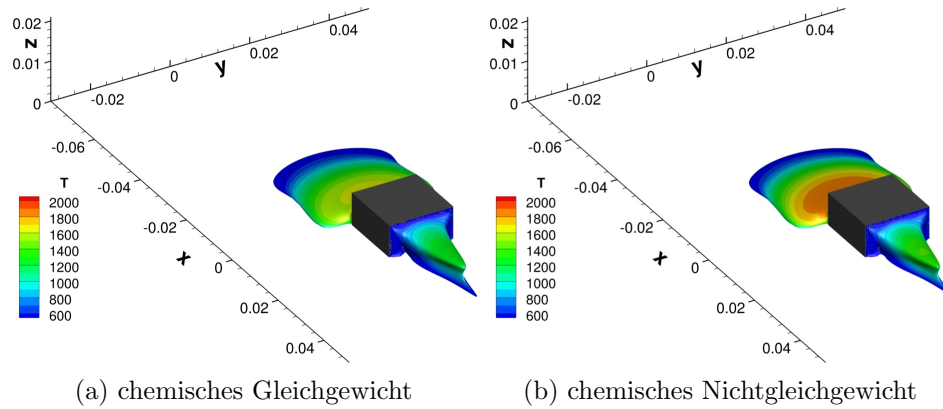


Abb. 5.20: Ablösegebiet ( $u=0$ ) - die Oberfläche des Ablösegebietes zeigt die Temperaturverteilung - Ablösung bei  $x=0,444$  m im Mittelschnitt im Fall **C-EQ** und bei  $x=0,458$  m im Fall **C-NE**

Fall	Temperatur [K]	x [mm]	y [mm]	z [mm]
ideales Gas <b>IG</b>	1860	60,2	4,42	8,22
chemisches <b>C-EQ</b> Gleichgewicht	1690	63,9	3,66	7,72
chemisches <b>C-NE</b> Nichtgleichgewicht	1810	56,6	1,15	7,46

Tabelle 5.2: Vergleich der Maximaltemperaturen im Quadernachlauf für die verschiedenen chemischen Modelle. Referenzpunkt (0,0,0) ist die rechte vordere untere Ecke des Quaders.

Maximum im stromab Verlauf sich langsam weiter von der Wand wegbewegt und die Temperaturen insgesamt abnehmen. In Tabelle 5.2 sind nochmals die Zahlenwerte der Maximaltemperatur und der genaue Ort zusammengefasst.

### 5.2.3 Stationäre Simulation des Quadernachlaufs

Für die weiterführenden Simulationen mit feiner Auflösung ohne das Hindernis wurde eine weiteres rechtwinkliges Integrationsgebiet definiert. Als Einströmbedingungen dafür wurden die Ergebnisse der Simulation mit Hin-



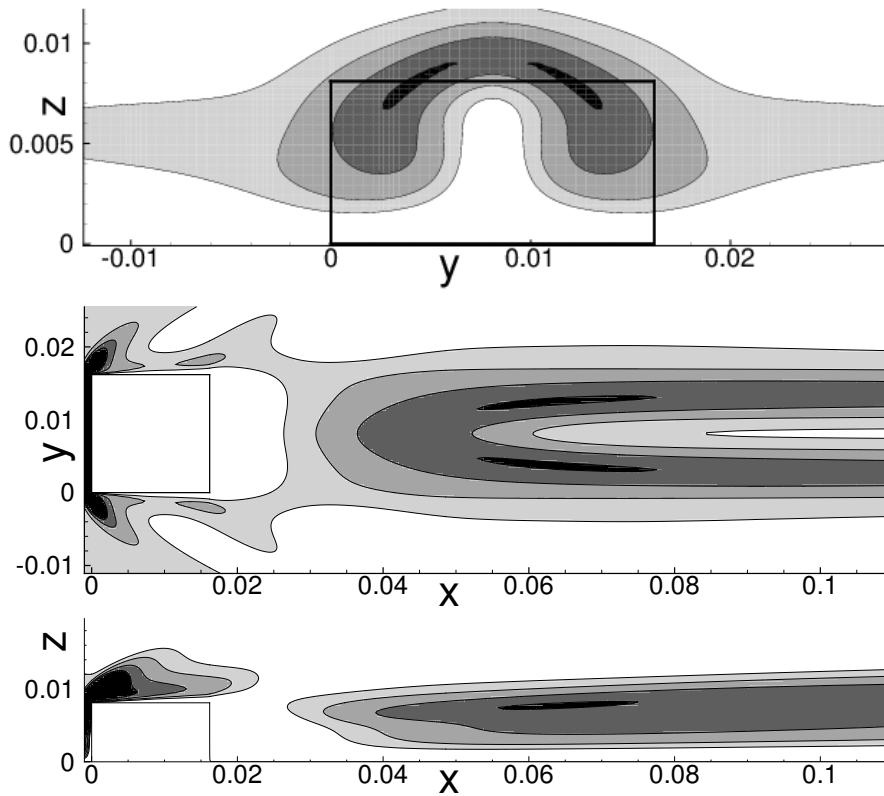


Abb. 5.21: Höhenliniendarstellung der Temperatur in drei Schnitten senkrecht zu den Koordinatenachsen durch den Punkt maximaler Temperatur für den Fall **C-EQ**. Der Rahmen im oberen Bild zeigt die Größe des Quaders zum Vergleich. Die Höhenlinien liegen bei  $T=1400, 1500, 1600$  und  $1680$  K. Schnitte bei  $x=0,0639$  m (oben), bei  $z=0,00772$  m (Mitte) und  $y=0,00366$  m (unten) [164].

dernis kurz vor dem Ausströmrund verwendet. Die stromab Geschwindigkeit und die Temperatur an dieser Stelle  $x=0,13$  m für den Fall **IG** ist in Abb. 5.22 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der Einfluss des Hindernisses auf die Temperaturverteilung im Nachlauf. In etwa in der Breite des Hindernisses sind Temperaturen zu beobachten, die ca. 300-400 K höher liegen als in der ungestörten Grenzschicht, wie sie am Rand des Bildes zu beobachten wäre. Außerdem führt das Wirbelpaar zu einer Aufwärtsbewegung im

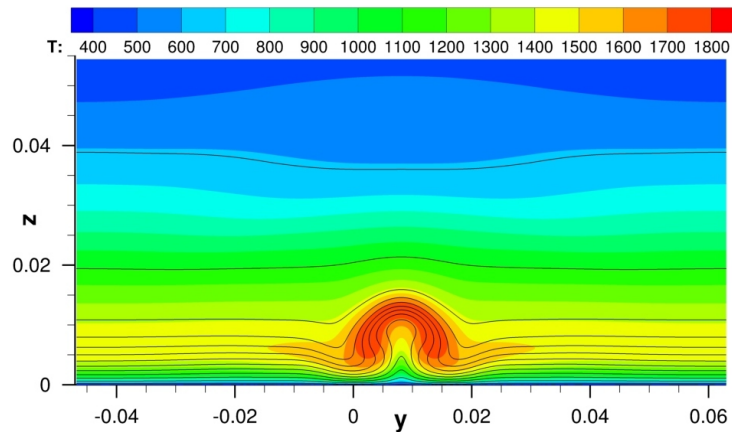


Abb. 5.22: Temperaturverteilung in Farbe und die stromab Geschwindigkeit in Linien ( $0 \text{ m/s} \leq u \leq 2600 \text{ m/s}$ ,  $\Delta u = 200 \text{ m/s}$ ) in einem Schnitt senkrecht zur Hauptströmungsrichtung bei  $x=0,13 \text{ m}$  für den Fall **IG**

Mittelschnitt des Quaders (bei  $y=0,008 \text{ m}$ ), was eine pilzhutförmigen Verformung der Grenzschicht im Nachlauf mit sich bringt. Dadurch ist nicht nur eine höhere Temperatur in der Grenzschicht, sondern auch ein erhöhter Wärmeübergang an der Wand an der Außenseite des Pilzhuts zu verzeichnen.

Der Wärmefluss wird berechnet mit Hilfe des wandnormalen Temperaturgradienten und der Wärmeleitfähigkeit

$$\lambda(T) = \frac{2,64638 \cdot 10^{-3} \cdot T^{3/2}}{T + 245,4 \cdot 10^{-12}/T} \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K}),$$

der für die Temperatur an der Wand von  $T_W=360 \text{ K}$  den Wert  $\lambda_T=0,0289 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$  annimmt. In Abb. 5.23 ist der Wärmefluss an der Wand für die verschiedenen chemischen Zustände berechnet. Für den Fall **IG** nimmt der Wärmefluss mit abnehmender Intensität des Wirbelpaares in der stationären Strömung ebenfalls ab. Es ergibt sich im Fall **C-EQ** ein Anstieg des Wärmeflusses an der Wand um 20-25% verglichen zum Fall **IG**. Für den Nichtgleichgewichtsfall **C-NE** ist der Wärmeübergang vergleichbar zum **C-EQ**Fall (Abnahme ca. 2%). Dies ergibt sich trotz niedriger Temperatur dadurch dass das Temperaturmaximum näher an die Wand rutscht. Somit wird auch der Bereich in spannweitiger Richtung, der einen erhöhten Wärmeübergang erfährt,

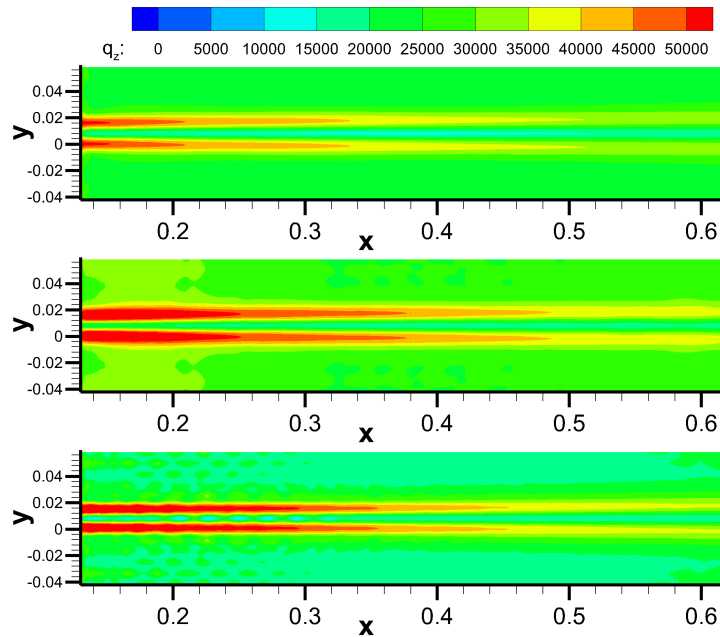


Abb. 5.23: Wärmefluss an der Wand für die Fälle **IG** (oben), **C-EQ** (Mitte) und **C-NE** (unten)

größer und die Ausdehnung in Strömungsrichtung nimmt ebenfalls deutlich zu.

Der Einfluss einer Nachlaufströmung an einem Hindernis auf den Strömungszustand (laminar-turbulent) kann anhand der Experimente an einer Kavität, Hollis & Liechty [158], verdeutlicht werden, die ebenfalls ein Wirbelpaar in der Nachlaufströmung erzeugt. Dieses Wirbelpaar kann, wie in Abb. 5.24 gezeigt, in Abhängigkeit des Anstellwinkels der Kapsel, der Reynoldszahl, der Größe der Kavität und der genauen Position auf der Kapselvorderseite zu vier verschiedenen Zuständen führen. Entweder kommt es zu keiner erkennbaren Beeinflussung (a), sofortiger Transition an der Kavität (d), Generierung eines Nachlaufwirbels ohne (c) und mit (b) Triggerung einer sekundären Instabilität, die zu einem turbulenten Keil führen kann.

Die Temperaturverteilung am Einströmrand ist in Abb. 5.25 dargestellt. Im Falle des idealen Gases sind höhere Temperaturen zu erwarten (siehe Abb. 5.22), für den Fall **C-EQ** sinken diese deutlich ab, während im Falle **C-NE** wieder ein Anstieg der Temperatur zu verzeichnen ist. Dabei gehen

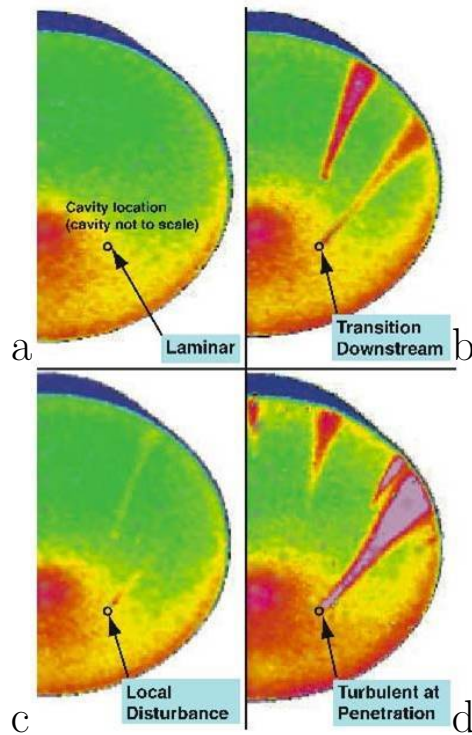


Abb. 5.24: mögliche Strömungszustände an einer Kapselgeometrie mit Kavität – Messung der Oberflächentemperatur aus Hollis & Liechty [158]

die hohen Temperaturen an den Außenseiten der Wirbel, an denen das heiße Fluid aus der Grenzschicht zur Wand transportiert wird, näher an die Wand, als im Falle **IG**. Die Geschwindigkeitsverläufe in  $u$  senkrecht zur Anströmung sind in Birrer & Stemmer [164] dargestellt.

Dies hat auch einen Einfluss auf die atomare Sauerstoffkonzentration am Einströmrand wie in Abb. 5.26 dargestellt. Da im Ganzen die Temperaturen unter 2000 K bleiben, ist die Konzentration von atomarem Sauerstoff noch nicht sehr ausgeprägt und die einzige chemische Auffälligkeit.

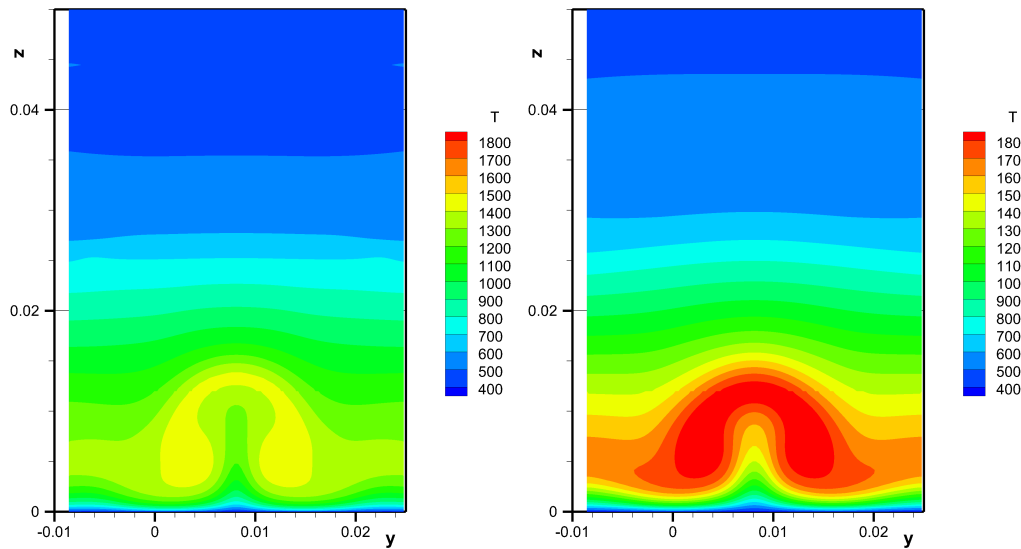


Abb. 5.25: Temperaturverläufe am Einströmrand ( $x=0,13$  m) für den Fall **C-EQ** (links) und **C-NE** (rechts) mit gleicher Temperaturskala

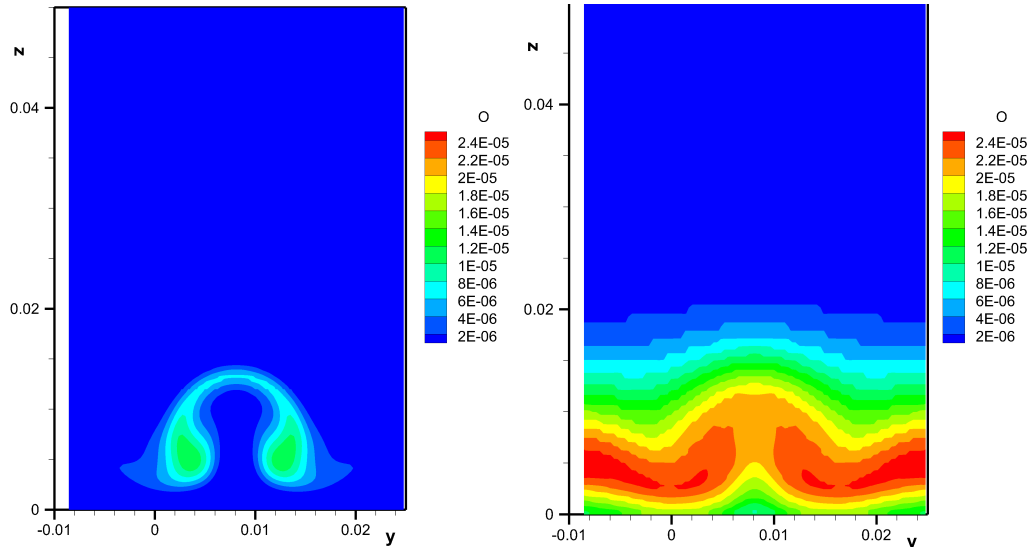


Abb. 5.26: Konzentration des atomaren Sauerstoffs am Einströmrand ( $x=0,13$  m) für den Fall **C-EQ** (links) und **C-NE** (rechts) bei gleicher Skala

### 5.2.4 Stabilitätsanalyse der stationären Nachlaufströmung

Durch die Bildung des Nachlaufwirbels entstehen zusätzliche Instabilitäten aufgrund der hinzugekommenen Gradienten in der stationären Strömung in  $y$  und  $z$ -Richtung. Um die Bereiche der zusätzlichen Instabilitäten in Frequenz, Wellenzahl und Anfachungsrate zu bestimmen, wurden Stabilitätsanalysen für einen Strömungsquerschnitt angefertigt.

Für die Durchführung einer biglobalen Stabilitätsanalyse durch Groskopf *et al.* [86] für einen Strömungsquerschnitt im Nachlauf des Quaders wurden die Strömungsgrößen in einem  $yz$ -Schnitt bei  $x=0,1275$  m verwendet. Da für die Stabilitätsuntersuchungen periodische Randbedingungen in spannungsweitiger Richtung vorgegeben waren, wurden diese künstlich durch das Vorschreiben von verschwindenden 1. und 2. Ableitungen an den Seitenrändern hergestellt. Die Stabilitätsuntersuchungen verwenden die Bedingungen des idealen Gases ( $Pr=0,72$  und  $\gamma=1,4$ ). So wurden in einem ersten Versuch die Strömungsfelder des Falles **IG** und **C-EQ** verwendet, ohne die chemischen Reaktionen mit zu modellieren. Der Einfluss der Dissoziation kommt hauptsächlich durch die veränderten Temperaturprofile zustande.

Aus den Eigenwerten der Stabilitätsanalyse erhält man die zeitlichen Anfachungsraten  $\omega_{i,t}$  und die dazugehörige Frequenz  $\omega_{r,t}$  für eine vorgegebene Wellenzahl  $\alpha_{r,t}$  (der Index  $t$  bezieht sich auf den temporalen Ansatz). Die räumlichen Anfachungsraten  $\alpha_i$  erhält man dann aus der Gastertransformation

$$\alpha_i = -\frac{\omega_{i,t}}{c_{gr,t}}, \quad (5.1)$$

wobei  $c_{gr,t}$  die Gruppengeschwindigkeit aus dem zeitlichen Ansatz bezeichnet (siehe auch Koch *et al.* [165] und Bonfigli & Kloker [166]). Die Gruppengeschwindigkeit entspricht näherungsweise der Phasengeschwindigkeit  $c_{gr} \approx c_{ph}$ , die hier für die Transformation verwendet wurde.

Es wurden zwei stromab Wellenzahlen ausgewählt, die mit der ersten Mode sowie der zweiten Mode assoziiert sind. Für die 1. Mode Instabilität wurde die Wellenzahl zu  $\alpha_{r,t} = 1,0$  gewählt, wie sie aus anderen Untersuchungen an ebenen Platten bekannt ist. Mit  $\alpha_{r,t} = 3,0$  wurde eine Wellenzahl im Bereich der 2. Mode gewählt, da für deren Wellenlänge gilt  $\lambda = \frac{2\pi}{\alpha_{r,t}} \approx 2\delta$

Aus dem Spektrum der instabilen Eigenwerte wurde der am stärksten angefachte ausgewählt und die dazugehörige Eigenfunktion berechnet. Dabei können zwei verschiedene Eigenmoden unterschieden werden. Einmal die hier

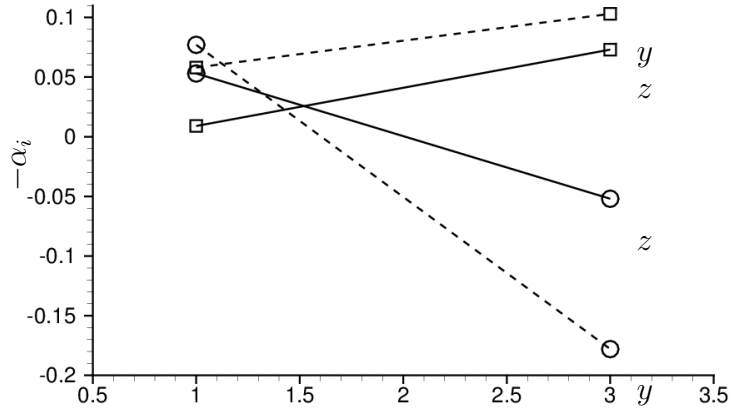


Abb. 5.27: räumliche Anfachungsraten für die ausgewählten Wellenzahlen in  $x$  für die maximal angefachte  $z$ -Mode (durchgezogen) und  $y$ -Mode (gestrichelt) bei  $x=0,1275$  m ( $R_x \approx 626$ ). Symbole: Quadrate – ideales Gas; Kreise: chemisches Gleichgewicht – aus Birrer *et al.* [97]

als  $z$ -Mode bezeichnete Mode, die mit der starken Scherung in wandnormaler Richtung verknüpft ist, sowie die  $y$ -Mode, die mit der spannweitigen Scherung in der stationären Grundströmung einher geht.

In Abb. 5.27 sind die räumlichen Anfachungsraten aus der Stabilitätsanalyse zusammengefasst. Für das Strömungsfeld aus der **IG** Simulation liegt die größere Anfachung bei der größeren Wellenzahl von ( $\alpha_{r,t} = 3,0$ ). Dies lässt eine akustische Instabilität (2. Mode) erwarten, was auf die starke Kühlung der Wand (im Vergleich zur hohen recovery Temperatur) zurückzuführen ist. Für das Strömungsfeld aus der Simulation mit chemischem Gleichgewicht geht im Gegensatz zum idealen Gas Fall die 1. Mode als Mode mit stärkster Anfachung hervor, da die Temperaturen in der Grenzschicht nicht so hoch sind wie im Falle des idealen Gases relativ zur fixen Wandtemperatur. Der Wandabstand der Maximaltemperatur sind in beiden Fällen praktisch gleich, so dass im Falle **C-EQ** der supersonische Bereich, in dem in der Nähe der Wand  $c_{ph} > u + a$ , kleiner ist. Die Phasengeschwindigkeit der  $y$ -Mode im Falle **IG** liegt bei  $c_{ph}(y\text{-Mode}) \approx 0,75$ , während sie beim Fall **C-EQ** bei

$c_{ph}$ (y-Mode)  $\approx 0,64$  liegt. Durch die starke Wandkühlung ergibt sich eine Überbetonung der 2. Moden Instabilität.

Von den beiden berechneten y- und z-Moden zeigt die y-Mode die stärkste lokale Anfachungsrate für beide betrachteten Fälle. Das Wachstum der y-Mode ist um ca. 40% größer als das der z-Mode. Geht man von einem ähnlichen langlebigen stromab Verhalten der Mode aus, wie sie in Groskopf *et al.* [86] gefunden wurde, so kann davon ausgegangen werden, dass die y-Mode die dominantere der beiden ist. Die sich entwickelnden *streaks* führen zu größeren Gradienten  $\frac{\partial u}{\partial y}$  als  $\frac{\partial u}{\partial z}$ .

In Abb. 5.28 und 5.29 sind die Eigenfunktionen der stromab Geschwindigkeit und der Temperatur  $u'$ ,  $T'$  für die am stärksten angefachte z- und y-Mode für beide Fälle **IG** und **C-EQ** gezeigt. Die Maxima der Eigenfunktionen liegen dabei an den Stellen maximaler Grundströmungsgradienten. Für den Fall des idealen Gases **IG** fällt auf, dass das Verhältnis zwischen den Maximalamplituden der Geschwindigkeit und der Temperatur für die z-Mode bei über 12 liegt, was an der starken Wandkühlung liegt. Für die y-Mode liegt das Verhältnis immer noch bei 10. Für das chemische Gleichgewicht **C-EQ** (Abb. 5.29), liegt das Verhältnis bei ca. 3,5. Die Eigenfunktionen liegen dabei im Bereich dessen, was aus ähnlichen Untersuchungen in Groskopf *et al.* [86] für kalte Strömungen mit einem höheren Hindernis gefunden wurde. Dies legt auch nahe, dass das Vorgehen, für chemisches Gleichgewicht einen Stabilitätslöser, der auf idealem Gas beruht, zu verwenden, sinnvoll erscheint. Wider Erwarten liegt die maximale Anfachungsrate einige Grenzschichtdicken stromab des Hindernisses im heißen Fall deutlich über dem Niveau dessen, was in Groskopf *et al.* [86] für den kalten Fall berechnet wurde.

Die hier berechneten Instabilitätsmoden werden als Anhaltspunkt für instationäre räumliche Rechnungen für den Nachlauf des Hindernisses verwendet, wie sie im nächsten Abschnitt präsentiert werden.

### 5.2.5 Instationäre Ergebnisse für den Hindernisnachlauf

Aufbauend auf den Ergebnissen aus Abschnitt 5.2.3 wurden nun am Einströmrand instationäre Störungen vorgegeben und deren Verlauf in der Grenzschichtströmung verfolgt. Anhand der Stabilitätsuntersuchungen wurde die Frequenz zu  $f=100.000$  Hz und die spannweitige und wandnormale Verteilung festgelegt. Die Verteilung der instationären stromab Geschwindigkeit



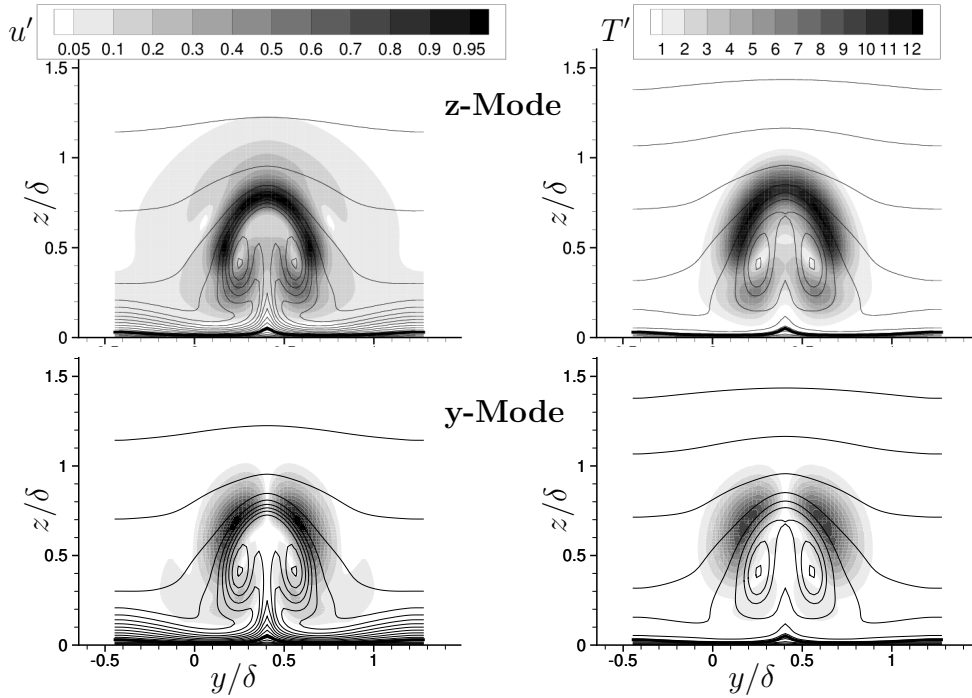


Abb. 5.28: Fall **IG**: Eigenfunktionen der stromab Geschwindigkeit  $u'$  (links) und der Temperatur  $T'$  (rechts), normalisiert zu  $u'_{max} = 1$ . z-Mode (oben) und y-mode (unten) für  $\alpha_r = 3,0$ . Die dünnen durchgezogenen Linien markieren die Höhenlinien der Grundströmungsgrößen  $u$  und  $T$ . Die dicke durchgezogene Linie markiert die Machlinie  $Ma = 1$  in der Grenzschicht. Die Phasengeschwindigkeiten liegen bei  $0,70 \leq c_{ph,t} \leq 0,75$  – aus [86]

am Einströmrand ist in Abb. 5.30 dargestellt. Dabei wurde der Verteilung, die in spannweitischer und wandnormaler Richtung analytisch mit Kosinusfunktionen berechnet wurden, ein exponentielles Abklingen zum oberen Rand hin aufgeprägt.

$$\begin{aligned}
 u(y) &= 5,2949 \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot \pi}{0,01 \cdot y}\right) \cdot \exp\left(\frac{-\log(2)}{0,01 \cdot y}\right) \\
 u(z) &= \cos\left(\frac{2 \cdot \pi}{0,016609 \cdot (z + 0,0417289)}\right) \\
 u(y,z,t) &= u(y) \cdot u(z) \cdot \sin(2\pi f \cdot t)
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

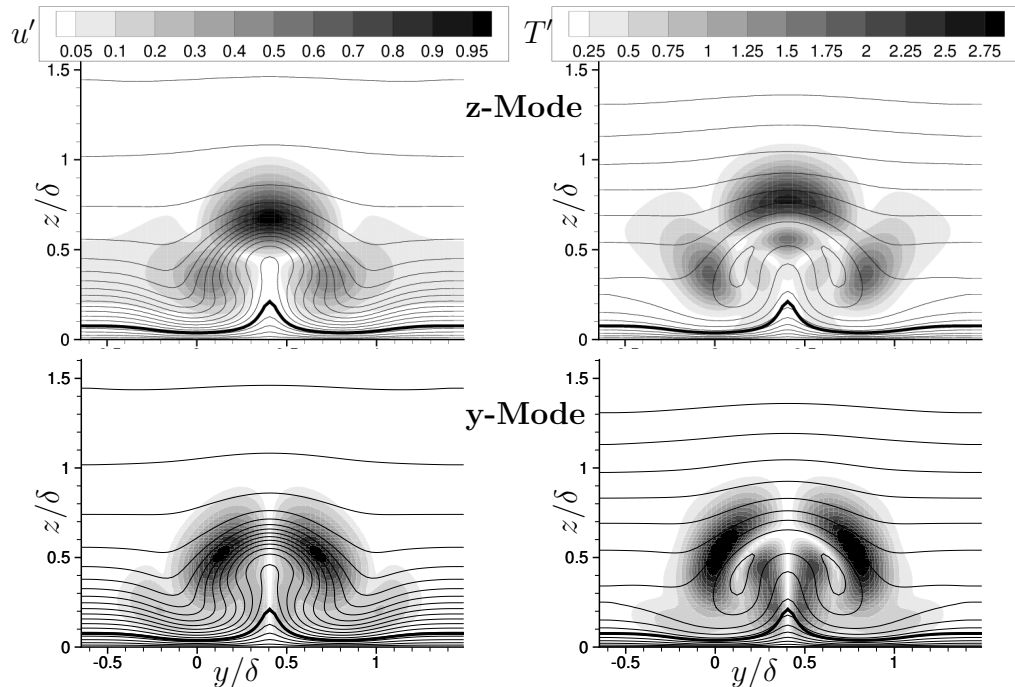


Abb. 5.29: wie Abb. 5.28 für den Fall **C-EQ** mit  $\alpha_r = 3,0$ ;  $0,64 \leq c_{ph,t} \leq 0,68$   
 – aus [86]

Die wandnormale Wellenlänge der Störung umfasste die lokale Grenzschichtdicke, die spannenweite Periodizität wurde an die Breite des Objekts angepasst.

### Fall IG:

In Abb. 5.31 ist die stromab Entwicklung der Geschwindigkeit  $u$  und der Temperatur  $T$  im Bereich  $0,4 \text{ m} \leq x \leq 0,6 \text{ m}$  für den Fall **IG** dargestellt. Man erkennt deutlich, dass die Intensität des Nachlaufs mit zunehmendem Abstand vom Hindernis wie erwartet nachlässt. Damit nehmen auch die Gradienten der Geschwindigkeit und der Temperatur ab, die für die in Abschnitt 5.2.4 gezeigten Instabilitäten verantwortlich sind. Trotzdem kann man anhand der Amplitudenverläufe zeigen, dass ab  $x > 0,4$  eine Anfachung der Störmoden zu beobachten ist, die im Folgenden gezeigt wird.

In der bisher verwendeten Notation der Störwellen im Fourierraum ist

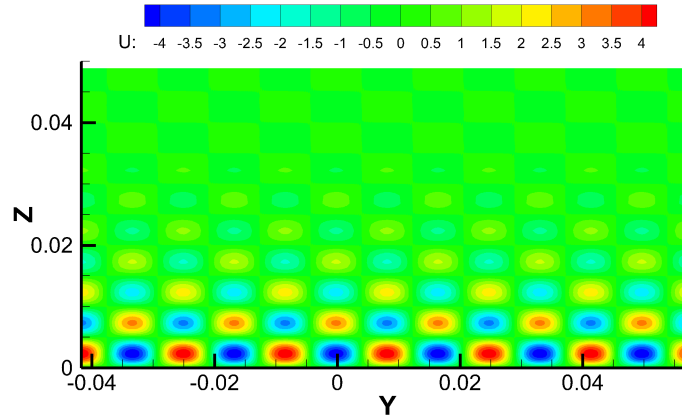


Abb. 5.30: Schwankungen der stromab Geschwindigkeit  $u$  am Einströmrand für die instationären Rechnungen

die Störmode, die hier am Einströmrand angeregt wird, mit (1,6) bezeichnet. In Abb. 5.32 ist diese Mode in ihrer räumlichen Verteilung nach der zeitlichen und spannwitigen Fourieranalyse der momentanen Simulationsdaten gezeigt. Am Einströmrand bei  $x=0,13\text{m}$  erkennt man die wandnormale Verteilung der Geschwindigkeit, die ihr Maximum im Bereich des Hindernisses aufweist. Weiter stromab werden diese Moden gedämpft, während ab ca.  $x=0,35\text{m}$  eine andere wandnormale Verteilung der Störmoden überhand gewinnt, die auch als Profile der Fouriermode in Abb. 5.33 dargestellt sind. Weitere wandnormale Profilverläufe für höherharmonische Moden sind in Birrer *et al.* [167] dargelegt.

Es ist immer noch zu erkennen, dass sich mehrere Störmoden überlagern. Die maximale Amplitude der  $u(1,6)$  Mode nimmt zwischen  $0,4\text{ m} \leq x \leq 0,6\text{ m}$  ab, wobei das Maximum der Mode immer weiter in Richtung Grenzschichtrand (hier bei ca.  $z=0,0387\text{ m}$ ) verschoben wird. Anhand der Druckverteilung (und dem Phasenverlauf des Druckes in Abb. 5.34) erkennt man, dass es sich um höhere akustische Moden handeln muss (mindestens eine 3. Mode - zwischen  $0 \leq x \leq 0,04\text{ m}$  sind vier Phasensprünge zu erkennen). Da weiter weg von der Wand noch Störungen festzustellen sind, die aus der Anfangsstörung am Einströmrand herrühren, aber nicht angefacht sind, ist eine genaue Bestimmung anhand der Nulldurchgänge des Druckes hier schwierig. Es sticht das Maximum der Druckverteilung bei  $x=0,04024\text{ m}$  am Grenzschichtrand heraus, was für eine reine Instabilitätsmode, wie

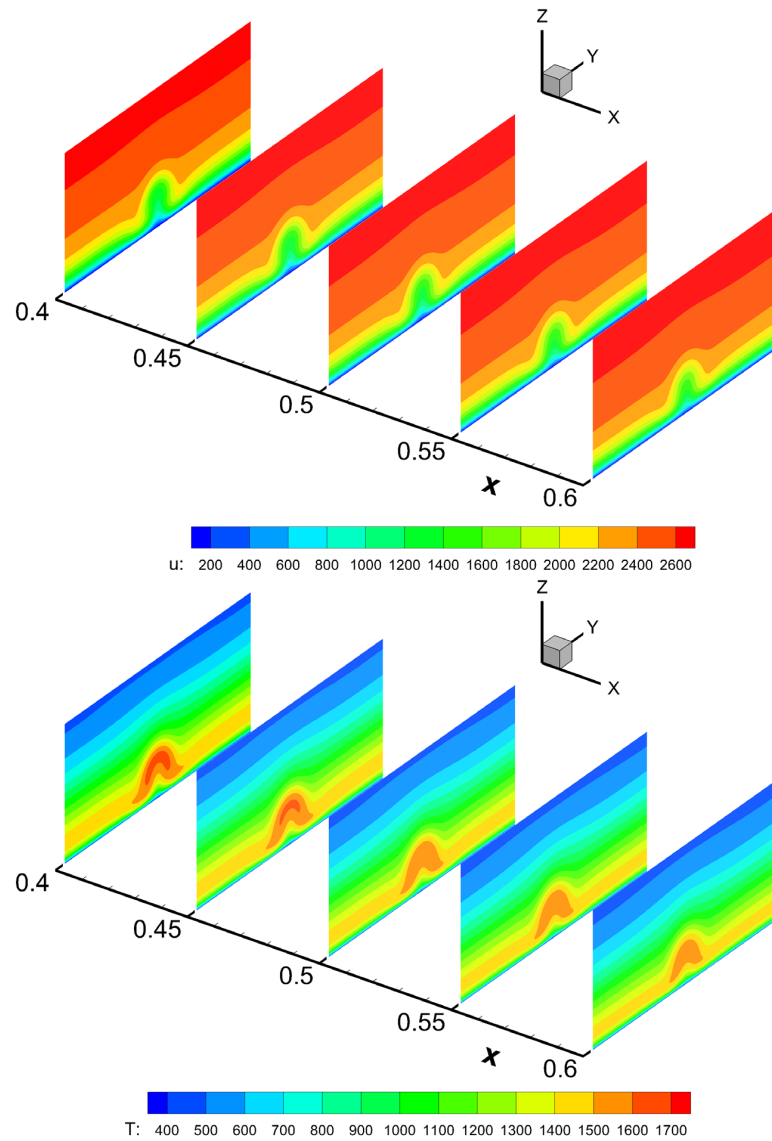


Abb. 5.31: Entwicklung von stromab Geschwindigkeit  $u$  (oben) und Temperatur  $T$  (unten) zwischen  $0,4 \leq x \leq 0,6$  für den Fall **IG** mit Störung

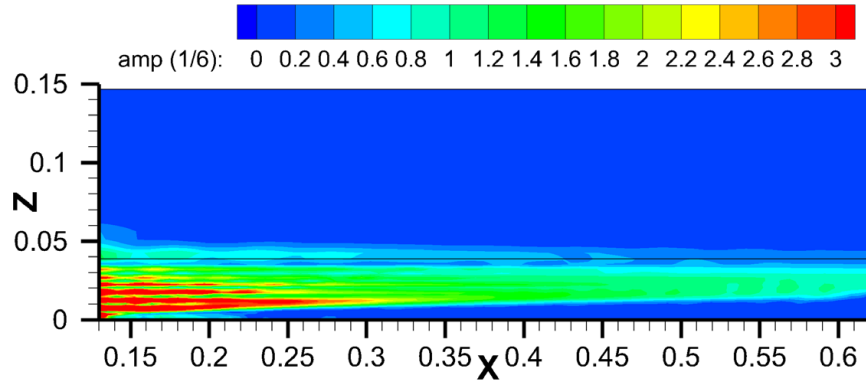


Abb. 5.32: gestörte Fourier Mode (1,6) der stromab Geschwindigkeit  $u$  in stromab/wandnormaler Darstellung

sie aus der LST als Eigenfunktion bestimmbar ist, sehr untypisch ist. Bei  $x=0,4024$  m sind also immer noch Einflüsse der Störung am Einströmrand zu beobachten. Die Temperatur- und Dichteverläufe sind von diesen Effekten weniger berührt und zeigen eine (schwache) Anfachung der Störmoden in der zweiten Hälfte des Integrationsbereichs in stromab Richtung. Weiter stromab mit zunehmender Anfachung verschwindet das Druckmaximum am Grenzschichtrand und es stellt sich eine aus der LST bekannte Eigenmode ein. Die Maxima von Temperatur und Dichte Fouriermoden sind erwartungsgemäß in der Nähe des Grenzschichtrandes zu finden.

In den Abbildungen 5.35 und 5.36 sind die Maximalamplituden der stromab Geschwindigkeit  $u$  über der Lauflänge  $x$  für die drei Frequenzen  $h = 1$ ,  $h = 2$  und  $h = 3$  aufgetragen. Mit der Definition der Anfachungsraten wurden aus zwei Vergleichspunkten (meist  $x_1=0,6$  m und  $x_0=0,45$  m) die Anfachungsrate bestimmt nach

$$\alpha_i = -\frac{\ln(A(x_1)/A(x_0))}{x_1 - x_0}. \quad (5.3)$$

Da die Amplituden schwanken, handelt es sich hier nicht um eine lokale Anfachungsrate aus einer Differentiation sondern um eine mittlere Anfachungsrate im Bereich  $x_0 \leq x \leq x_1$ . Bei einer starken Schwankung der Amplituden wurde der Schwankungsmittelwert zur Bestimmung der Anfachungsrate verwendet. Für die Störfrequenz 100.000 Hz ( $h = 1$ ) ist die gestörte Mode (1,6)

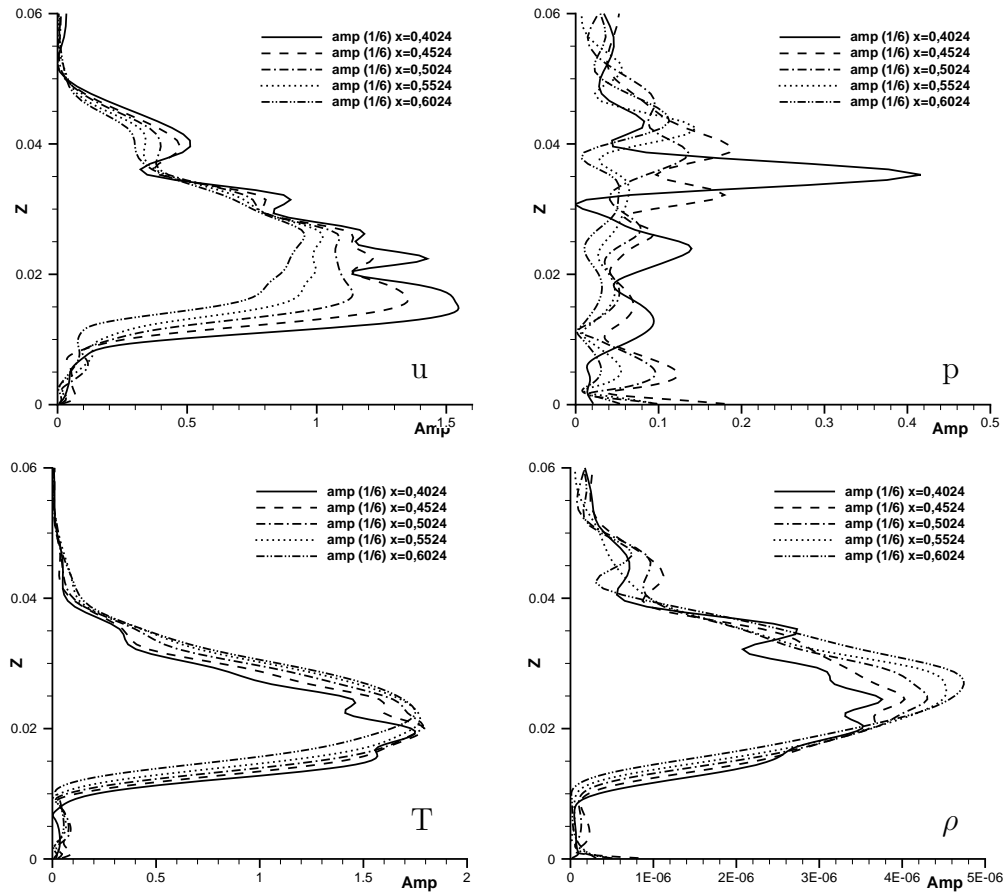


Abb. 5.33: wandnormale Amplitudenprofile der gestörten Fourier Mode (1,6) von  $u$ ,  $p$ ,  $T$ ,  $\rho$  an ausgewählten stromab Positionen  $x=0,4$  m;  $0,45$  m;  $0,5$  m;  $0,55$  m;  $0,6$  m

(Abb. 5.35) im Bereich  $0,4 \text{ m} \leq x \leq 0,6 \text{ m}$  abnehmend. Ebenso besitzt die Mode (1,5) eine nennbare aber abnehmende Amplitude. Die Schwankungen in der Maximalamplitude deuten darauf hin, dass es sich hier nicht um Einzelmoden sondern um eine Überlagerung von mindestens zwei Moden mit gleicher Frequenz handelt (wie auch z.B. in Eißler [154] beschrieben). Die angefachten Moden sind die 2. Moden (1,0) mit  $\alpha_i = -3,8 \text{ 1/m}$  und eine 3. Mode (1,1) mit  $\alpha_i = -5,34 \text{ 1/m}$ . Für die höherfrequenten Moden sind ebenfalls die zweidimensionalen Wellen (2,0) und (3,0) diejenigen mit der jeweilig

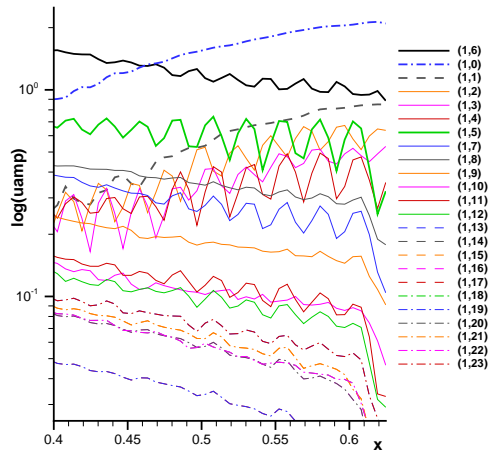
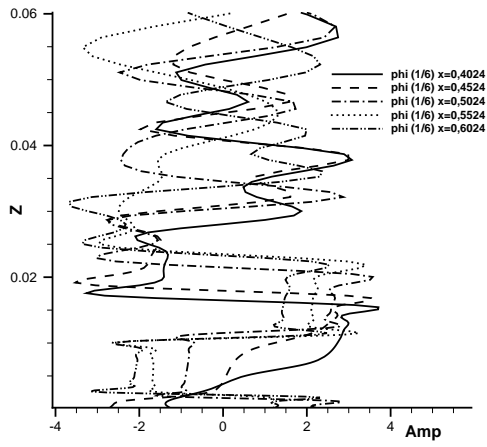


Abb. 5.34: wandnormale Phasenprofile der gestörten Fourier Mode (1,6) des Druckes  $p$  an ausgewählten stromab Positionen  $x=0,4$  m;  $0,45$  m;  $0,5$  m;  $0,55$  m;  $0,6$  m

Abb. 5.35: wandnormales Maximum der Fourier Moden (1,k) der stromab Geschwindigkeit  $u$

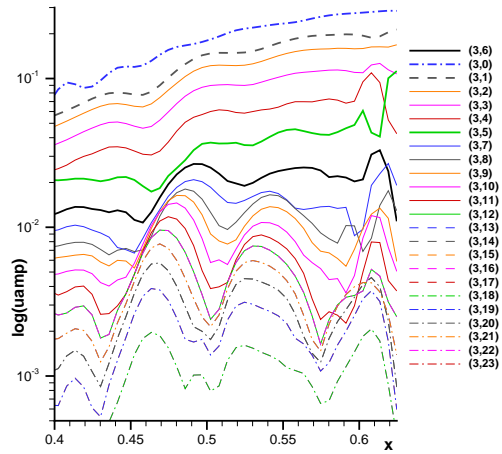
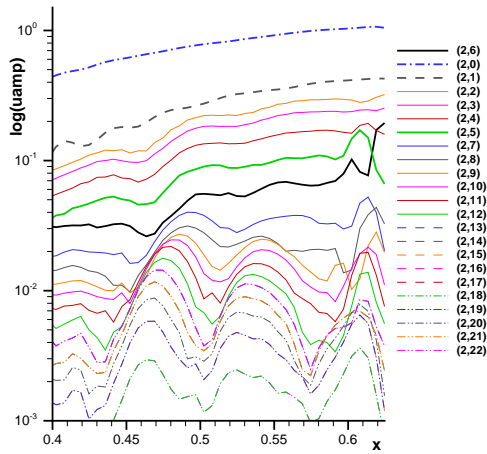


Abb. 5.36: wandnormales Maximum der Fourier Moden (2,k) (links) und (3,k) (rechts) der stromab Geschwindigkeit  $u$

größten Amplitude. Die Wellen mit der spannweitigen Periodizität ähnlich der der Störwelle ( $k = 6$ ) spielen in den höherharmonischen Frequenzen keine ausgezeichnete Rolle. Auch direkte Höherharmonische<sup>3</sup> der Störung (1,6) und der Nachbarmode (1,5), die ebenfalls eine hohe, aber abnehmende Amplitude aufweist, wie z.B. (2,11) weisen keine herausgehobene Rolle auf. Dies deutet darauf hin, dass die Mode (1,6) von der Störung am Einströmrand dominiert wird, aber selbst hier nicht instabil ist. Die Amplitudenverläufe der stationären Störmoden (0, $k$ ) sind in Abb. 5.37 auf der linken Seite dargestellt. Aus der rechten Seite des Bildes sind die Fouriermoden für  $x=0,5524$  m normal zur Anströmungsrichtung wieder zusammengesetzt. Dabei wurde die Mode (0,0) nicht mit berücksichtigt, da sich in der Gesamtgrößenformulierung in der Mode (0,0) die stationäre Grundströmung befindet. In Abb.5.37 (rechts) sieht man deutlich den Einfluss des Wirbelpaares, welches auch in den Störmoden dafür sorgt, dass in der Mitte langsames Fluid nach oben transportiert wird und am Rande der Wirbel schnelles Fluid nach unten wandert. Dieser Vorgang wird durch die Störungen noch unterstützt. In den Fourieramplituden der stationären Moden (0, $k$ ) fällt auf, dass die ungeraden Moden (0,1 + 2 $k$ ) dominieren. Auch die Mode (0,6) und (0,5) spielen keine Rolle, ebenso wie die direkt nichtlinear generierte Mode (0,11). Die stationäre Mode (0,1) (ein Wirbelpaar pro Spannweite) besitzt die höchste Amplitude und ist dafür verantwortlich, dass die instationäre Mode (1,5) als nichtlineares Produkt von (1,6) mit (0,1) nennenswerte Amplituden aufweist (ebenso (2,6)-(0,1)  $\rightarrow$  (2,5)).

In den höherharmonischen Moden der Frequenz (Abb. 5.36) überwiegen die Moden mit niedrigen Querwellenvielfachen  $k$  in ihrer aufsteigenden Reihenfolge. Die zweidimensionale Mode (2,0) weist dabei eine Anfachungsrate von  $\alpha_i(2,0) = -3,48$  1/ $m$  vergleichbar der der Mode (1,0) auf. Auch die Anfachungsrate der Mode (2,1) mit  $\alpha_i(2,1) = -5,58$  1/ $m$  ist vergleichbar mit der Anfachung der Mode (1,1). Die 3. Höherharmonische in der Frequenz hingegen geht in der Anfachungsrate nach oben und weist hier  $\alpha_i(3,0) = -5,55$  1/ $m$  und  $\alpha_i(3,1) = -6,03$  1/ $m$  auf. Die Anfachungsraten sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

In der Betrachtung der Anfachungsraten der Moden (1,6) und (1,5) in der Dichte  $\rho$  weisen diese trotz Anstieg der Amplitude in den Profi-

---

<sup>3</sup>Zwei Fouriermoden mit Frequenz- und Querwellenzahlvielfachem ( $h_1, k_1$ ) und ( $h_2, k_2$ ) können miteinander direkt nichtlinear interagieren und ergeben die Fouriermoden ( $h_1 \pm h_2, k_1 \pm k_2$ ), sowie Moden, die aus der Interaktion mit sich selbst hervorgehen ( $h_1 \pm h_1, k_1 \pm k_1$ ) und ( $h_2 \pm h_2, k_2 \pm k_2$ ).



Variable	(1,0)	(1,1)	(2,0)	(2,1)	(3,0)	(3,1)
$u$	-3,8	-5,34	-3,48	-5,58	-5,55	-6,03
Variable	(1,6)	(1,5)				
$\rho$	-0,98	-0,86		-3,23	-3,39	

Tabelle 5.3: Anfachungsraten der Moden mit der stärksten Anfachung im Bereich  $0,4 \text{ m} \leq x \leq 0,6 \text{ m}$  des Integrationsgebietes (h,0) und (h,1) in [1/m]

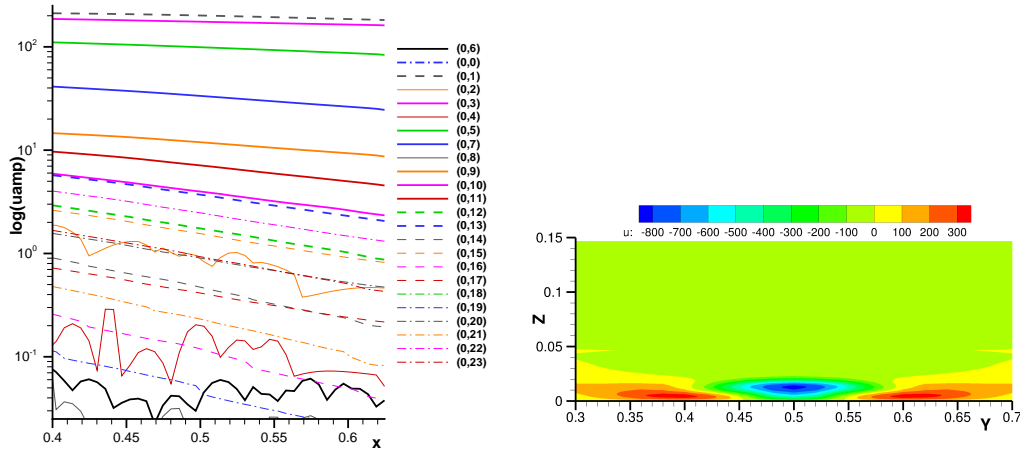


Abb. 5.37: Fourieramplituden der Moden  $(0,k)$  (links –  $k = 0$  nicht im Wertebereich) und spannweite Verteilung der stationären Störung ( $h = 0$ ,  $k = 1 - 23$ ) bei  $x=0,55 \text{ m}$  (rechts). Die gesamte Breite des Gebietes rechts in  $y$  beträgt  $0 < y < 1$ .

len keine vergleichbaren Anfachungsraten auf ( $\alpha_i(1,6) = -0,98 \text{ 1/m}$  und  $\alpha_i(1,6) = -0,86 \text{ 1/m}$ ). In der Frequenzhöherharmonischen dominieren hier  $(2,1)$  ( $\alpha_i(2,1) = -3,23 \text{ 1/m}$ ) und  $(3,0)$  ( $\alpha_i(3,0) = -3,39 \text{ 1/m}$ ). Die Mode  $(2,1)$  kann dabei direkt aus der Interaktion  $(1,5)$  mit  $(1,6)$  generiert werden. Dies würde allerdings eine deutlich geringere Anfachungsrate als hier beobachtet mit sich bringen.

Da teils zahlreiche spannweite Fouriermoden für die jeweilige Frequenz eine Rolle spielen, wurden für  $x=0,6024 \text{ m}$  in Abb. 5.38 die spannweitigen

Moden getrennt für die jeweilige Frequenz wieder zusammengesetzt (inklusive der Mode  $(h,0)$ ), um eine räumliche Vorstellung von der Verteilung der Störampplituden zu gewinnen. Für die Frequenz  $h = 1$  zeigt sich eine Verteilung, die noch deutliche Spuren der Störmode am Einströmrand aufweist. Dabei sind die wandnormalen Maxima der Störung bei  $z=0,02$  m in etwa in der halben Grenzsichtdicke und knapp darüber zu finden. In der Nähe der Wand selbst ist eine Störung mit großer Querwellenlänge  $(1,1)$  schwach sichtbar.

Für die doppelte Frequenz ( $h = 2$ ) zeigen sich deutlich die Maxima der Störung an den Stellen, an denen die größte Scherung durch das Wirbelpaar auftritt, so wie es auch die LST Ergebnisse beschreiben (die Darstellung in Abb. 5.38 ist nicht maßstäblich) bei  $z \approx 0,0175$  m und  $y=0,43; 0,57$ . Darunter, weiter nach innen zur Mittellinie versetzt, sind zwei schwächere lokale Maxima bei  $z \approx 0,00875$  m und  $y=0,46; 0,54$ , was eher einer  $y$ -Mode aus den Stabilitätsanalysen entspricht. Die  $y$ -Mode wurde für den Fall **IG** als diejenige mit der größeren Anfachungsrate vorhergesagt, was hier betätigt werden kann. Mit noch höherer Frequenz ( $h = 3$ ) treten die erwähnten Nebenmaxima noch deutlicher hervor. Auch die  $(3,1)$  Mode nahe an der Wand gewinnt wieder an Amplitude.

### Fall C-EQ:

Für den Fall des chemischen Gleichgewichts **C-EQ** werden nur noch die Entwicklung der Geschwindigkeit  $u$  verfolgt. Die Verläufe von  $p$ ,  $T$  und  $\rho$  sind qualitativ ähnlich.

Für den Fall **C-EQ** sind die Störungen am Einströmrand die gleichen. In Abb. 5.39 ist der stromab/wandnormale Verlauf der Fouriermode dargestellt. Die Störung ist viel langlebiger, was darauf schließen lässt, dass die Instabilität erst später einsetzt. So ist bei  $x=0,4$  m noch deutlich in einem Wandabstand von  $z=0,02$  m die Oszillation der Störung sichtbar. Erst stromab von  $x=0,5$  m wird diese durch andere Moden verdrängt.

Der Verlauf der wandnormalen Profile der Störmode  $(1,6)$  unterstreicht diese Beobachtung (Abb. 5.40). Die Maximalamplitude der Mode zwischen  $x=0,4$  m und  $x=0,6$  m nimmt ab. Die Verteilung ist ähnlich derjenigen des Falles **IG**, lediglich in unmittelbarer Wandnähe ist das ausgeprägte Nebenmaximum deutlich verkleinert. Der wandnormale Abstand der Maxima bleibt allerdings annähernd gleich. Die wandnormalen Profile für höherharmonische Moden in  $u$  sind in Birrer *et al.* [167] zu finden. Der Vergleich der Dichte-

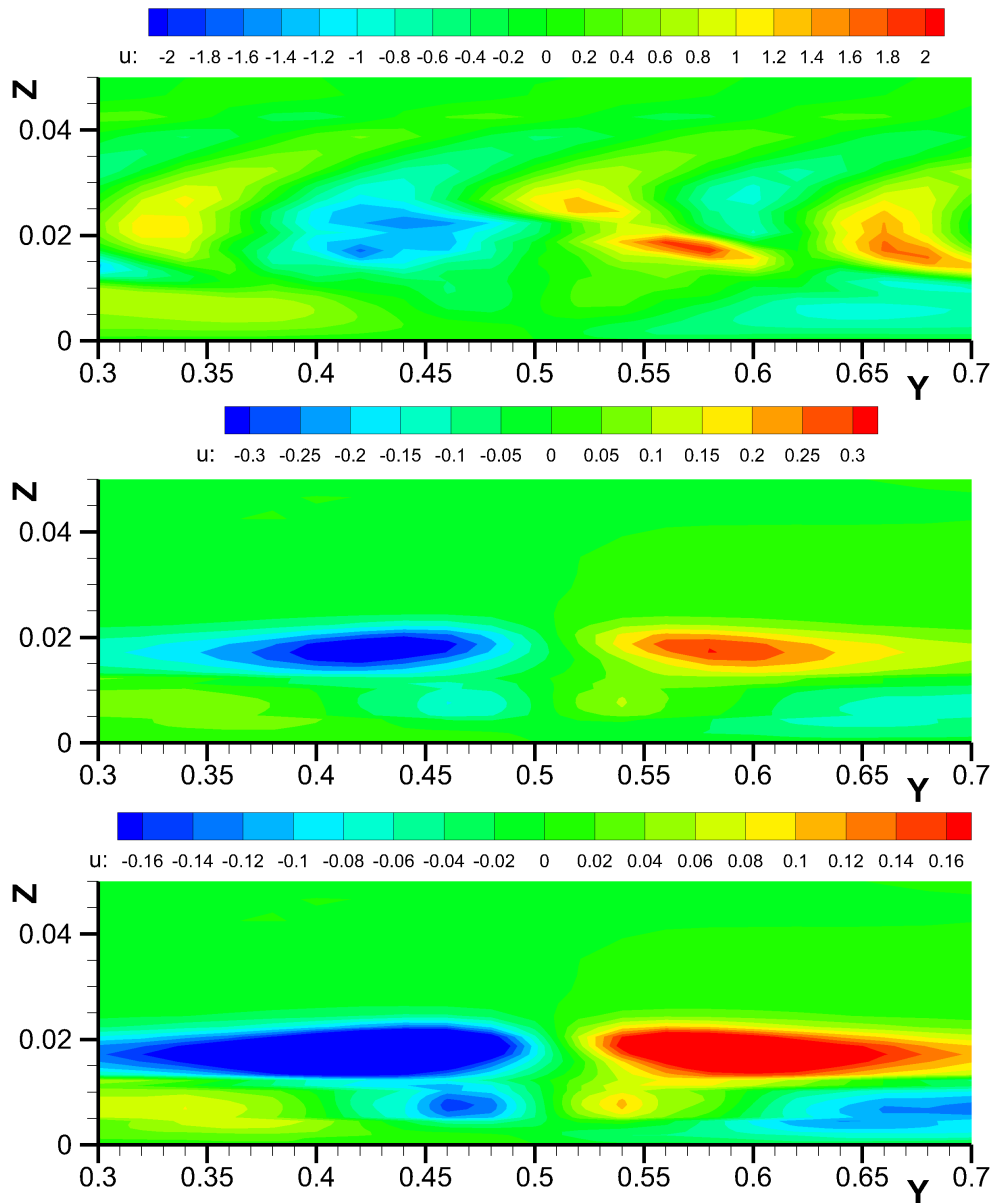


Abb. 5.38: spannweite Verteilung der einzelnen Störfrequenzamplituden von  $u$  nach Frequenzen getrennt (oben  $h = 1$  bis  $h = 3$  unten) bei  $x=0,60$  m. Die gesamte Breite des Gebietes in  $y$  beträgt normiert  $0 < y < 1$ . Die spannweite Ausdehnung des Hindernisses liegt in dieser Normierung bei  $0,42 \leq y \leq 0,58$ .

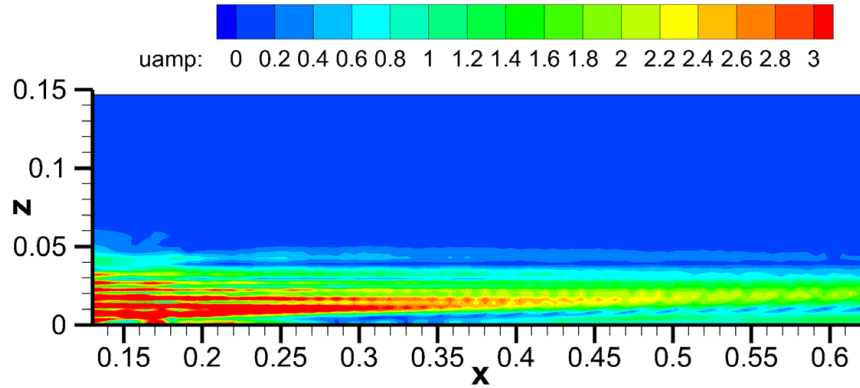


Abb. 5.39: gestörte Fourier Mode (1,6) der stromab Geschwindigkeit  $u$  in stromab/wandnormaler Darstellung

verläufe (Abb. 5.40 – rechts) verläuft analog zum Fall **IG**.

Die Maximalamplitude in wandnormaler Richtung (Abb. 5.41 (links)), aufgetragen über der stromab Richtung, zeigt dieses Verhalten ebenfalls. Die höchste Amplitude weist die Fouriermode (1,6) auf, die allerdings, wie die meisten Moden im betrachteten Bereich  $0,4 \text{ m} \leq x \leq 0,6 \text{ m}$ , gedämpft ist. Lediglich die Moden (1,0) und (1,1) erfahren in diesem Bereich eine Anfachung von  $\alpha_i(1,0) = -3,96 \text{ 1/m}$  und  $\alpha_i(1,1) = -4,93 \text{ 1/m}$ . Das gleiche Bild zeigt sich hier auch bei den beiden Höherharmonischen in der Frequenz ( $h = 2$  und  $h = 3$ ) in Abb. 5.41 (rechts) und 5.42. Die Anfachungsraten der Moden (2,0) und (2,1) sind dabei sehr ähnlich denen im Fall idealen Gases mit  $\alpha_i(2,0) = -3,80 \text{ 1/m}$  und  $\alpha_i(2,1) = -5,87 \text{ 1/m}$ . Die absoluten Werte liegen ca. 5-10% über denen des Falles **IG**, was auch für die Moden (1,0) und (1,1) gilt. Die Moden sind allerdings im Vergleich zum zuvor beschriebenen idealen Gas Fall deutlich welliger. Dieser Effekt wird immer stärker mit zunehmendem  $x$ . In Abb. 5.43 sind drei Profile der Mode (1,0) gezeigt, die sich jeweils abwechselnd in einem Tal der beobachteten Schwebung, auf dem Berg und wieder im Tal befinden. Man kann erkennen, dass es sich hierbei jeweils um leicht unterschiedliche Eigenfunktionen handelt. In Anlehnung an Eißler [154] kann man davon ausgehen, dass hier zwei konkurrierende Moden mit der gleichen Frequenz, aber unterschiedlichen Wellenzahlen in stromab Richtung, auftreten, die auch eine ähnliche Anfachungsrate aufweisen. Für die Mode (3,1) ergibt sich eine deutlich höhere Anfachungsrate

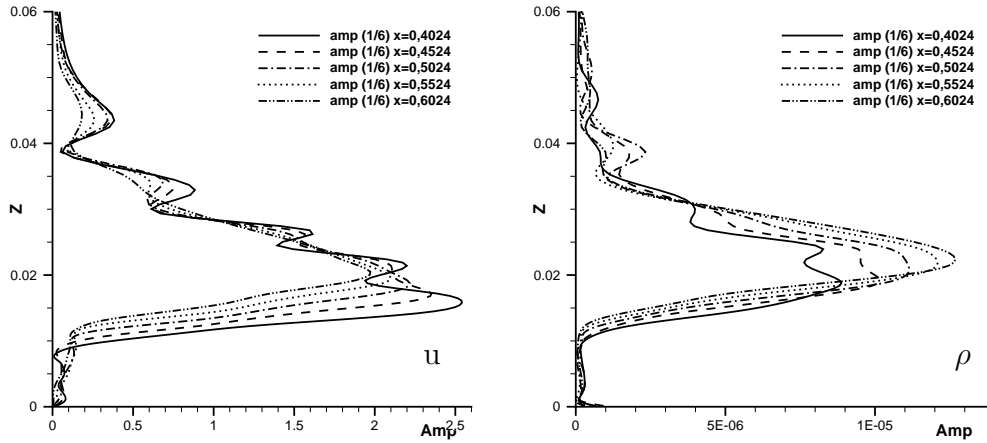


Abb. 5.40: wandnormale Profile der gestörten Fourier Mode (1,6) der stromab Geschwindigkeit  $u$  (links) und  $\rho$  (rechts) an ausgewählten stromab Positionen  $x=0,4$  m;  $0,45$  m;  $0,5$  m;  $0,55$  m;  $0,6$  m.

Variable	(1,0)	(1,1)	(2,0)	(2,1)	(3,0)	(3,1)	(3,1)
Bereich						[0,4;0,47]	[0,47;0,6]
$u$	-3,96	-4,93	-3,80	-5,87	-5,90	-12,09	-0,67

Tabelle 5.4: Anfachungsraten der Moden mit der stärksten Anfachung im Bereich  $0,4m \leq x \leq 0,6m$  des Integrationsgebietes (h,0) und (h,1) in [1/m]

wie im Fall **IG**. Allerdings nur bis  $x=0,475$  m kann eine Anfachungsrates von  $\alpha_i(3,1) = -12,09$  1/m gemessen werden. Bis  $x=0,608$  m ergibt sich dann kaum mehr eine Zunahme der Amplitude bei  $\alpha_i(3,1) = -0,67$  1/m. Die Mode (3,0) bleibt stark angefacht mit  $\alpha_i(3,0) = -5,90$  1/m. Die Anfachungsraten der beschriebenen Moden sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

Wie im Falle **IG** werden für jede Frequenz die spannwitigen Fouriermoden wieder zusammengesetzt (Abb. 5.44), um im physikalischen Raum eine Vorstellung der Störung zu erhalten, da die zahlreichen spannwitigen Fouriermoden recht ähnliche Amplituden haben, so dass keine einzelne Mode ausgezeichnet ist. Ebenfalls tritt für die Frequenz  $h = 1$  das Hauptgeschehen

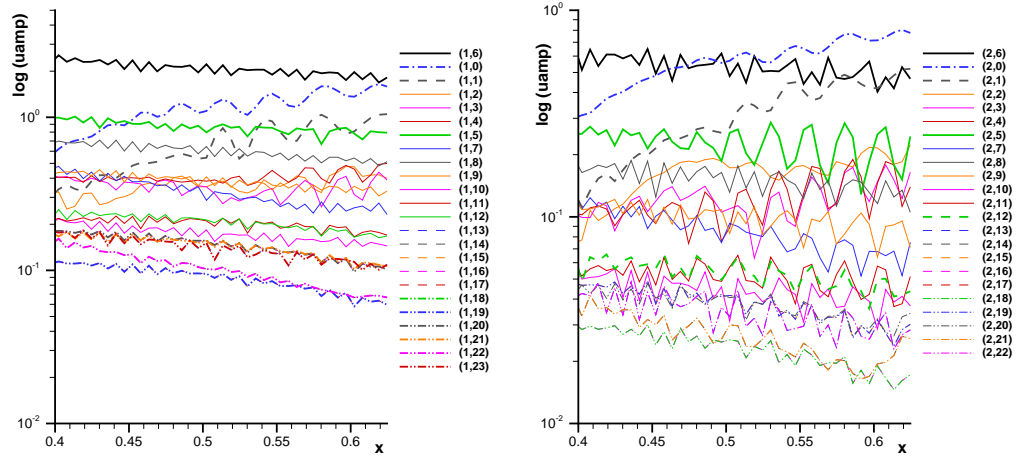


Abb. 5.41: wandnormales Maximum der Fourier Moden (1,k) (links) und (2,k) (rechts) der stromab Geschwindigkeit  $u$

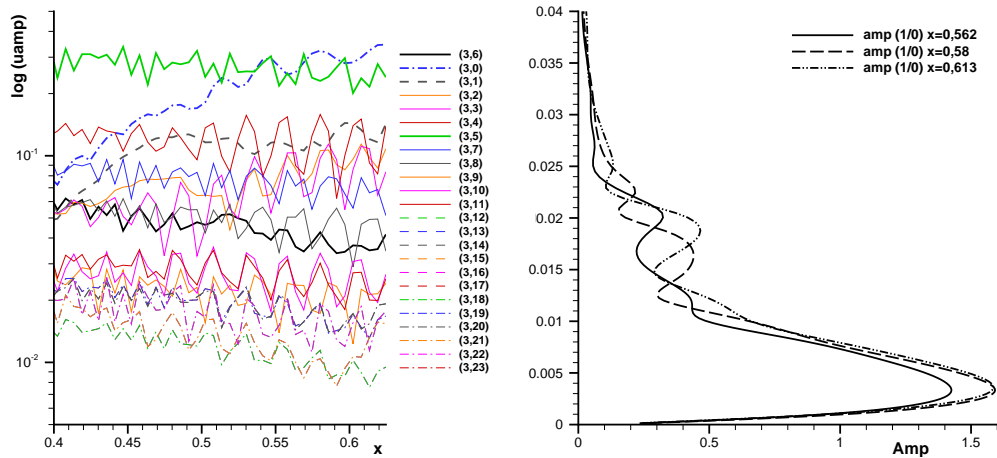


Abb. 5.42: wandnormales Maximum der Fourier Moden (3,k) der stromab Geschwindigkeit  $u$

Abb. 5.43: wandnormale Profile der Fourier Mode (1,0) der stromab Geschwindigkeit  $u$  bei  $x=0,562$  m;  $0,58$  m;  $0,613$  m

bei  $z = 0,02\text{m}$  auf (Abb. oben). Nahe der Wand ( $0 \leq z \leq 0,01\text{ m}$ ) ist für  $h = 2$  die Mode (2,1) deutlich sichtbar, die ihr Maximum deutlich näher an der Wand aufweist. Im Gegensatz zum Falle **IG** ist für  $h = 2$  (Mitte) allerdings noch keine deutliche Bildung der  $y$ -Mode erkennbar, sondern es herrscht noch das Muster der Störung am Einströmrand vor. Erst bei den noch stärker durch Interaktion gebildeten Moden  $h = 3$  (unten) kann man die Bildung der lokalen Maxima an den Stellen starker Gradienten  $\partial u/\partial y$  erkennen ( $z=0,02\text{ m}$ ,  $x=0,45\text{ m}$ ;  $0,55\text{ m}$ ).

Die chemischen Vorgänge sind hauptsächlich an die Temperatur der stationären Strömung gebunden, da die Maximalamplituden von  $T \approx 1700\text{ K}$  noch nicht ausreichen, um nennenswerte Dissoziation hervorzurufen. So können auch Temperaturschwankung von Zehn oder Hundert Kelvin in der Störtemperatur noch nicht zu einem instationären Einfluss auf die Störungsentwicklung führen. Die Auswirkung der chemischer Reaktionen auf die Strömungsverhältnisse erfolgt allein über die stationäre Strömung. Der Verlauf der atomaren Sauerstoffkonzentration quer zur Anströmrichtung ist in Abb. 5.45 für die stromab Positionen  $x=0,4\text{ m}$ ;  $0,45\text{ m}$ ;  $0,5\text{ m}$ ;  $0,55\text{ m}$ ;  $0,6\text{ m}$  dargestellt. Insgesamt nimmt die Stärke des Wirbelpaares in stromab Richtung ab und auch die Maximaltemperatur geht zurück. So verringert sich auch die Sauerstoffkonzentration zunehmend.

### Fall C-NE:

Die Berücksichtigung von chemischem Nichtgleichgewicht in der vorliegenden Untersuchung des Nachlaufs des Quaders mit einer instationären Störung ist im folgenden Unterabschnitt beschrieben.

Anhand der stromab/wandnormalen Verteilung der stromab Geschwindigkeit  $u$  in Abb. 5.46 ist erkennbar, dass die Störung am Einströmrand im Feld früher abklingt als im **C-EQ** Fall. Allerdings sind bei  $x=0,55\text{ m}$  wieder höhere Amplituden zu erkennen, was auf die Anfachung einzelner Störungen hinweist.

Die wandnormalen Profile der Fouriermode (1,6) für  $0,40\text{ m} \leq x \leq 0,60\text{ m}$  in Abb. 5.47 zeigen, dass sich im wandnahen Bereich ( $z < 0,02\text{m}$ ) mehrere Nebenmaxima ausbilden, was auf andere Moden hinweist als in den zuvor besprochenen Fällen. In den Verläufen der Maximalamplitude der Störmoden in wandnormaler Richtung (Abb. 5.48 und 5.49) zeigen sich für alle untersuchten Frequenzen eine deutliche sekundäre Anfachung aller höheren Moden ( $k > 9$ ) bei  $x=0,45\text{ m}$  Höherharmonische Profile für die Störgeschwindigkeit

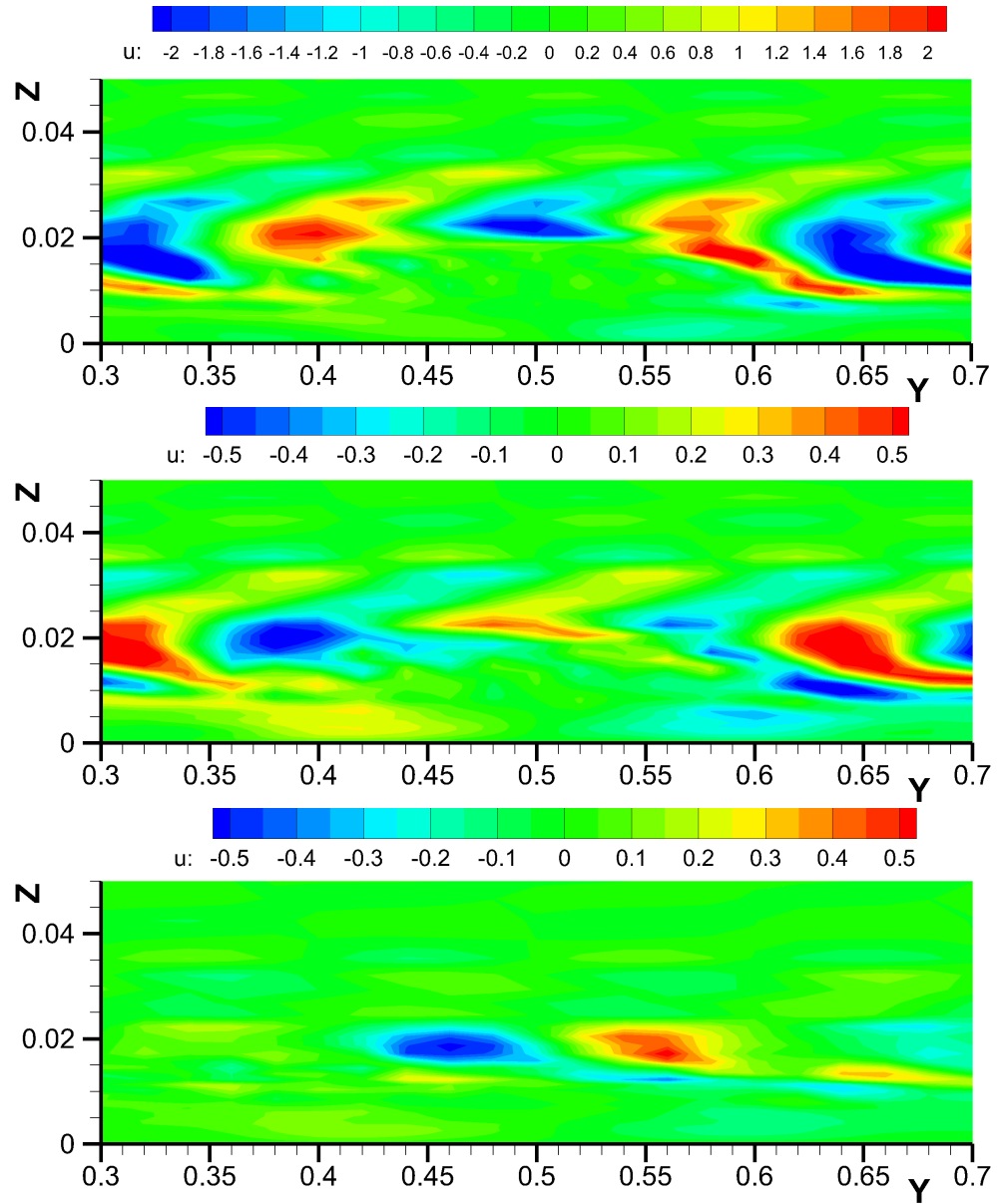


Abb. 5.44: spannweiteige Verteilung der einzelnen Störfrequenzamplituden von  $u$  nach Frequenzen getrennt (oben  $h = 1$  bis  $h = 3$  unten) bei  $x=0,45$  m. Die gesamte Breite des Gebietes in  $y$  beträgt normiert  $0 < y < 1$ .



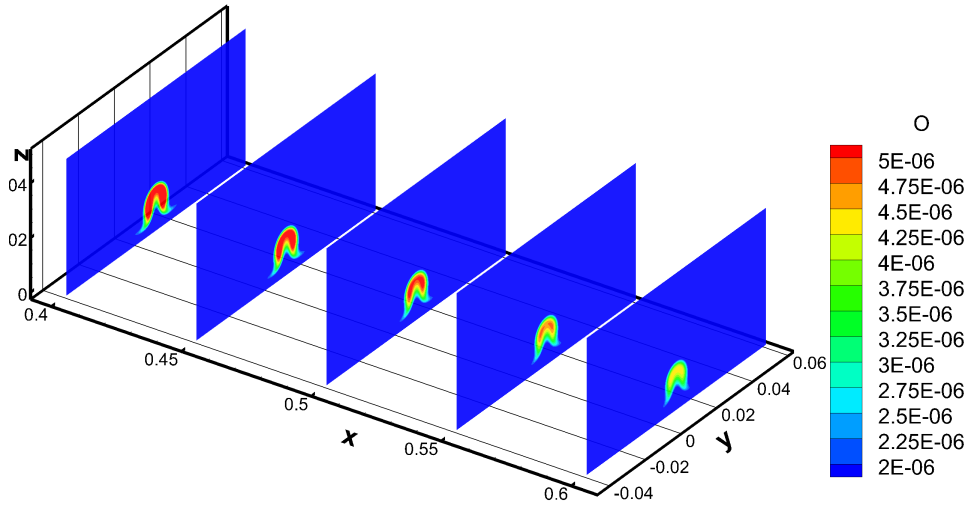


Abb. 5.45: Konzentration des atomaren Sauerstoffs  $O$  quer zur Anströmung bei  $x=0,4$  m;  $0,45$  m;  $0,5$  m;  $0,55$  m;  $0,6$  m

$u$  sind in Birrer *et al.* [167] dargestellt. Es fällt auf, dass die Moden  $(h,0)$  und  $(h,1)$  eine dominante Rolle im Störspektrum spielen, was von den Fällen **IG** und **C-EQ** deutlich abweicht.

Auch in Abb. 5.50 fällt auf, dass keine deutlich Maximumsbildung wie in den anderen Fällen zu beobachten ist. Es herrscht spannenweitig eine deutlich wenig konzentrierte Amplitudenverteilung vor. Das Muster der Störung am Einströmrand mit der Querwellenzahl  $k = 6$  ist noch deutlich erkennbar bei der Stromabposition  $x=0,60$  m. Der Einfluss des Nachlaufs des Hindernisses zeigt sich für den Fall **C-NE** hier als das Fehlen von Störungen im zentralen Nachlaufbereich im Unterschied zu den anderen chemischen Zuständen, wo sich die Störamplituden hauptsächlich im direkten Nachlauf konzentrierten.

Um dies detaillierter darzustellen, wurden in der Abbildung 5.51 die stromab/wandnormalen Verläufe der Fouriermoden  $(1,1)$  (oben),  $(1,9)$  (Mitte) und  $(1,15)$  (unten) stellvertretend aufgezeigt. In diesen Moden ist deutlich zu erkennen, wie im Bereich  $0,50\text{m} \leq x \leq 0,60$  m die Bildung eines lokalen Maximums in allen Moden quer durch das Spektrum stattfindet.

Da im Fall **C-NE** die Temperaturen in der Grenzschicht insgesamt höher sind als im Fall **C-EQ**, ist eine höhere Dissoziation des molekularen Sauerstoffs in Abb. 5.52 erkennbar. Anders als beim Fall **C-EQ** ist auch in der

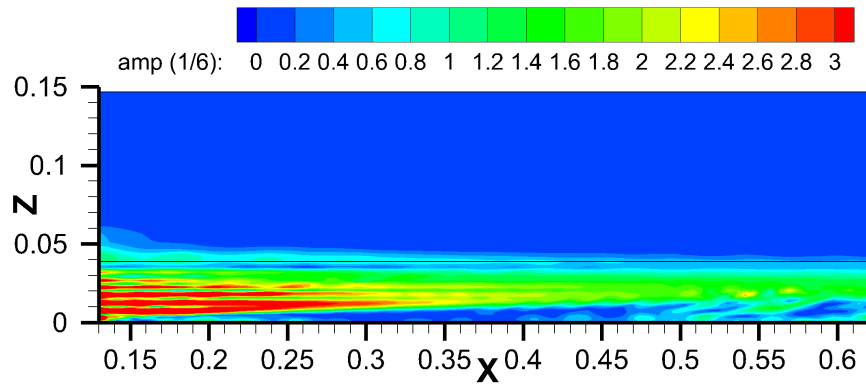


Abb. 5.46: Gestörte Fourier Mode (1,6) der stromab Geschwindigkeit  $u$  in stromab/wandnormaler Darstellung – Fall **C-NE**

Grenzschicht eine nicht zu vernachlässigende Konzentration von atomarem Sauerstoff vorhanden. Im weiteren Verlauf stromab fällt auf, dass an der Außenseite des Wirbelpaares so viel Fluid nach unten transportiert wird, dass bereits wieder kältere Bereiche von oben in die Grenzschicht eingebracht werden und zu lokalen Minima in der atomaren Sauerstoffkonzentration führen. Auch hier gilt das zuvor gesagte, dass die Maximaltemperatur nicht ausreicht, um selbst bei nennenswerten Temperaturstörungen zu nennenswerten instationären chemischen Vorgängen zu führen. Deshalb bleibt auch im Fall **C-NE** der Verlauf der chemischen Konzentrationen auf die stationäre Grundströmung begrenzt.

In Abb. 5.53 ist nochmals die räumliche Konzentration von atomarem und molekularem Sauerstoff dargestellt. Es fällt auf, dass die Isofläche des molekularen Sauerstoffs, die farblich mit der Konzentration des atomaren Sauerstoff gekennzeichnet ist, unterschiedliche atomare Sauerstoffkonzentrationen erkennen lässt. Näher zur Wand hin steigen die dissoziierten Sauerstoffkonzentrationen an. In Stromabrichtung ist ein leichtes Abklingen der dissoziierten Sauerstoffkonzentrationen festzustellen. Dies deutet auf ein abnehmenden Einfluss des Nichtgleichgewichts auf die Sauerstoffdissoziation mit zunehmender Lauflänge hin.

Da die Störampplituden insgesamt zu niedrig für eine ausgeprägte nichtlineare Interaktion sind, ändern sich die globalen Aussagen von Abschnitt 5.2.3 nicht, was den Wärmeübergang, die Form und Temperaturverteilung des

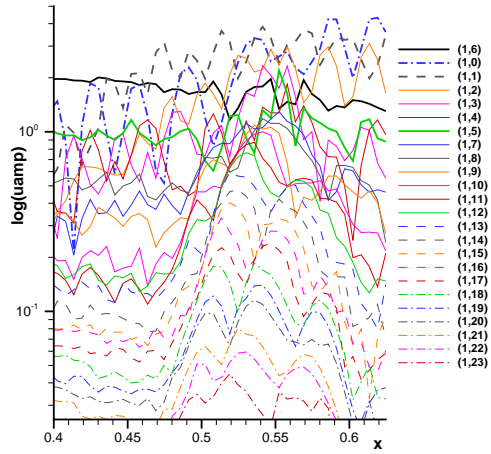
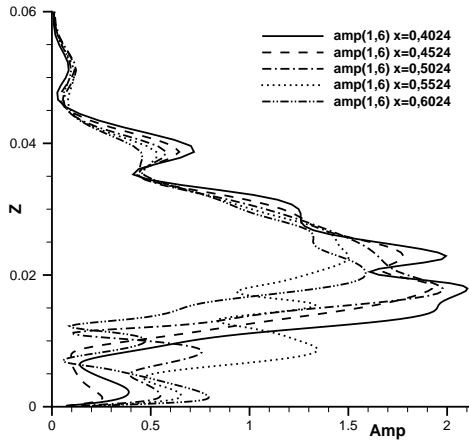


Abb. 5.47: Wandnormale Profile der Fourier Mode (1,6) der stromab Geschwindigkeit  $u$  an ausgewählten stromab Positionen

Abb. 5.48: wandnormales Maximum der Fourier Moden (1,k) der stromab Geschwindigkeit  $u$

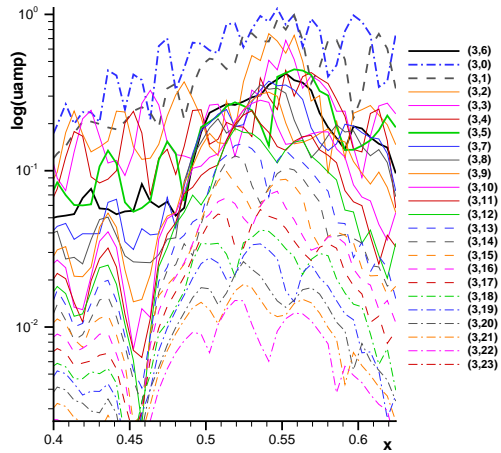
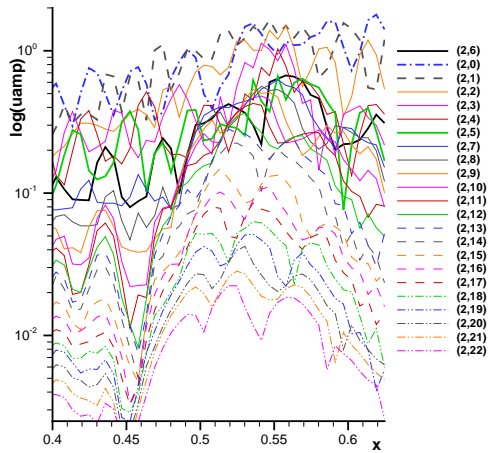


Abb. 5.49: wandnormales Maximum der Fourier Moden (2,k) (links) und (3,k) (rechts) der stromab Geschwindigkeit  $u$

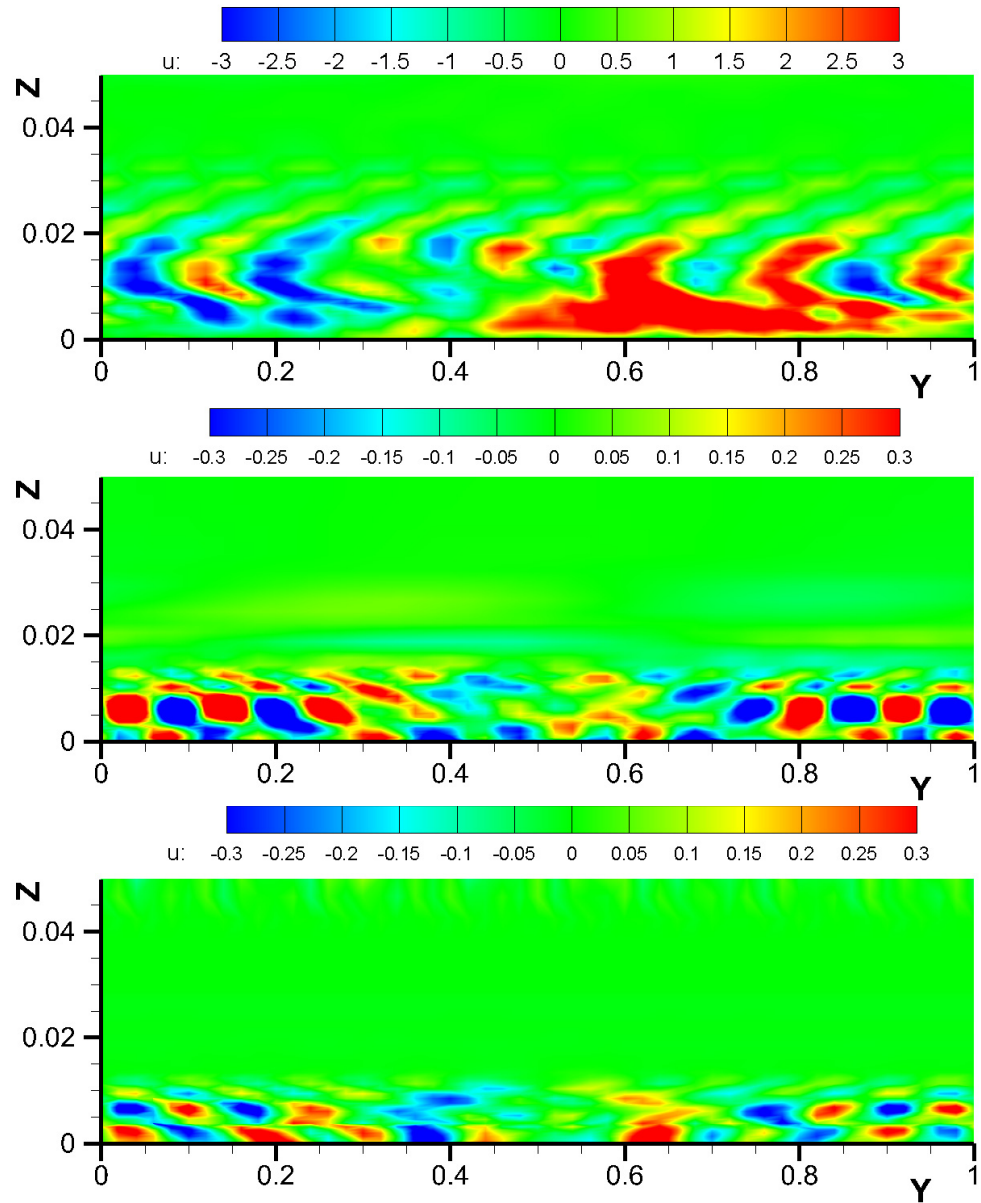


Abb. 5.50: Spannweiteige Verteilung der einzelnen Störfrequenzamplituden von  $u$  nach Frequenzen getrennt (oben  $h = 1$  bis  $h = 3$  unten) bei  $x=0,60$  m. Die gesamte Breite des Gebietes in  $y$  ist hier dargestellt.

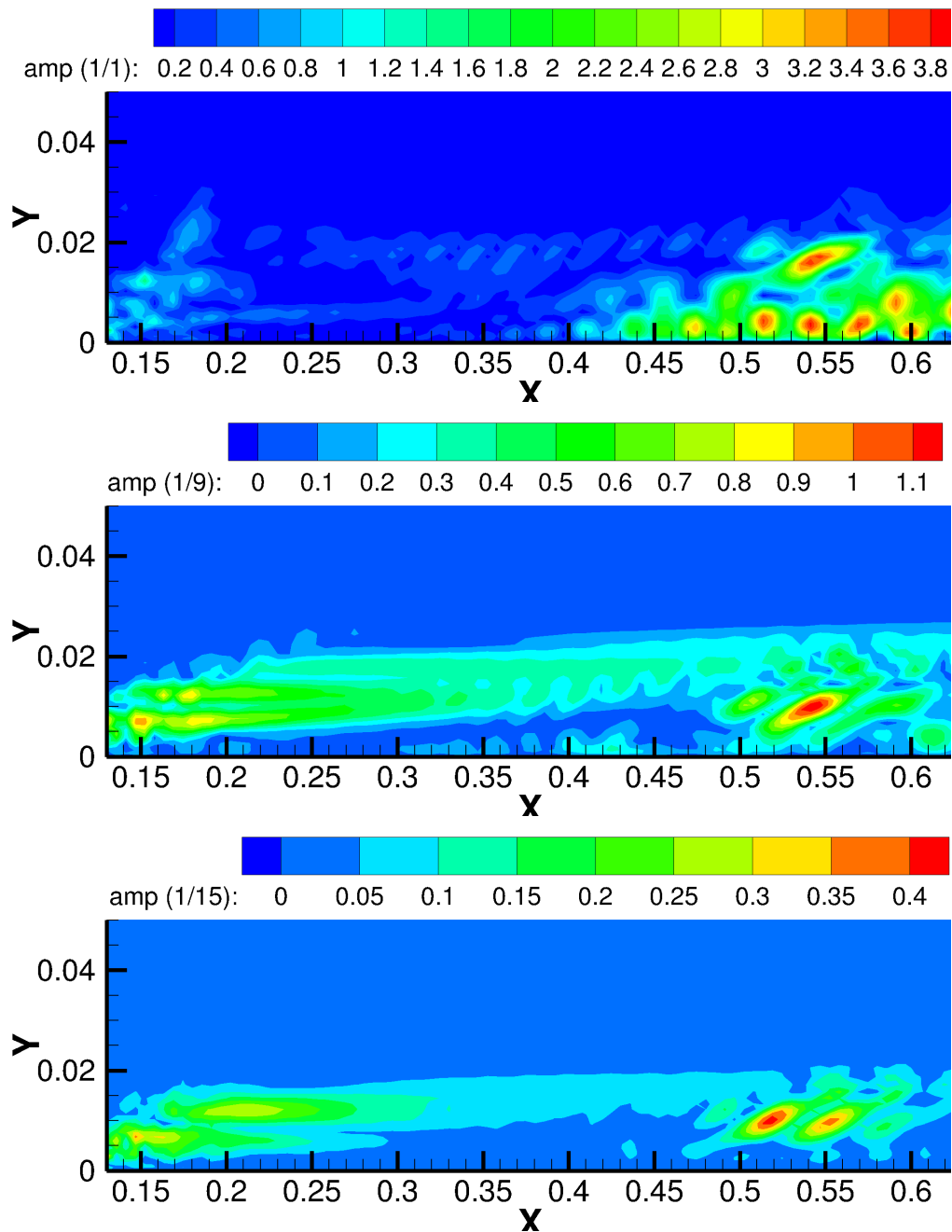


Abb. 5.51: stromab/wandnormale Darstellung der Fourieramplitude von  $u$  für die fundamentale Störfrequenz und drei diskreten Querwellenzahlen ( oben (1,1), mitte (1,9), unten (1,15))

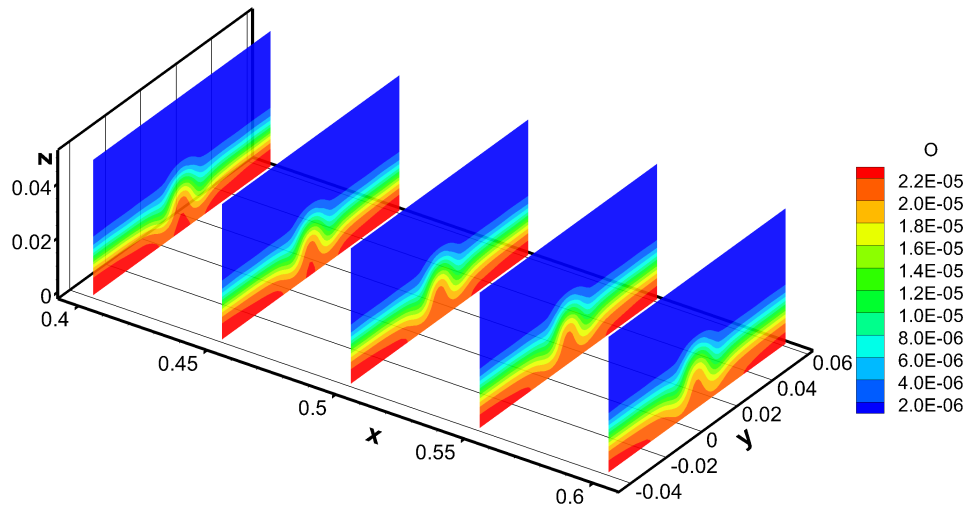


Abb. 5.52: Konzentration des atomaren Sauerstoffs  $O$  quer zur Anströmung bei  $x=0,4$  m;  $0,45$  m;  $0,5$  m;  $0,55$  m;  $0,6$  m

Nachlaufs angeht. Anhand der Entwicklung der Amplituden der Fouriermoden liegt aber nahe, dass durch die stärkere Anfachung der Moden hoher Querwellenzahl eine Ausbreitung des Nachlaufs in spannweitere Richtung vollziehen würde, der zu einem Szenarium wie in Abb. 5.24 b) führen würde. Für die vollständige Verfolgung der räumlichen Entwicklung ist das gewählte Integrationsgebiet in Strömungsrichtung nicht ausgedehnt genug, bzw. sind die Störampplituden zu gering.

### 5.3 Zusammenfassung HyBoLT

Direkte Numerische Simulationen in zwei- und dreidimensionalen Geometrien unter Berücksichtigung von chemischem (Nicht-)Gleichgewicht wurden durchgeführt. Es wird hauptsächlich auf die Temperaturentwicklung und die Entwicklung der chemischen Bestandteile um das Hindernis herum und im Nachlauf eingegangen. Dabei wurde ein geplantes Freiflugexperiment nachgebildet, welches leider keine verwertbaren Daten produzieren konnte. Auch die im Vorfeld erzielten numerischen und experimentellen Ergebnisse blieben zumeist unveröffentlicht oder rein qualitativer Natur.

Die höchsten Temperaturen in den gesamten Simulationen traten direkt

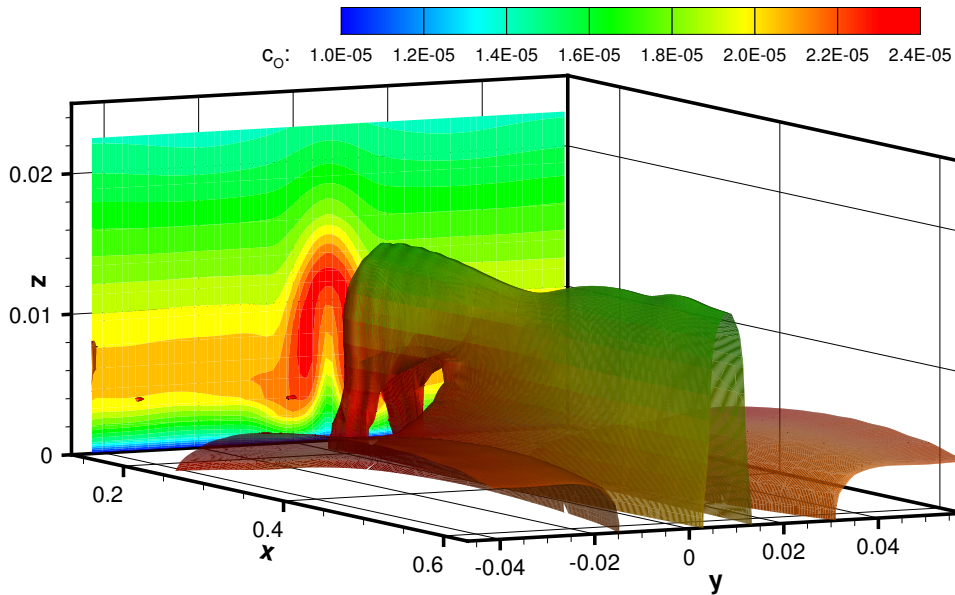


Abb. 5.53: Konzentration des molekularen Sauerstoffs  $O_2$  als Isofläche  $c(O_2)=0,2346$  im Integrationsbereich. Am Einströmrand ist die Temperaturverteilung als Kontur dargestellt. Die Isofläche ist mit der Konzentration des atomaren Sauerstoffs (siehe Farbskala) unterlegt.

an der oberen Vorderseite des Quaders auf, an dem sich auch ein großes Rezirkulationsgebiet ausbildete. Diese Temperaturmaxima führen wahrscheinlich zu einer ablativen Abtragung der Vorderseite des Hindernisses, was allerdings für die Mission nicht kritisch ist. Bei den vorliegenden Untersuchungen lag das Hauptaugenmerk auf dem Nachlauf und dem Einfluss der chemischen Reaktionen auf die Evolution der Grenzschichtströmung. Das quaderförmige Hindernis von 40% der Grenzschichtdicke führt zu einem Wirbelpaar im Nachlauf des Quaders, welches im Zentrum Fluid nach oben bewegt und jeweils im Außenbereich heißes Fluid nahe an die Wand bringt. Wie zu erwarten verringern dabei chemische Reaktionen im Gleichgewicht die Maximaltemperaturen. Im Nichtgleichgewicht jedoch führt der Einfluss der chemischen Reaktionen zu einem Heranführen der Temperaturmaxima näher an die Wand, was zu erhöhten Wärmeströmen an der Wand entlang zweier Streifen führt. Dabei handelt es sich nicht um den Hufeisenwirbel, der viel schwächer in

seinem Einfluss auf die Strömung ist. Diese Erhöhung der wandnahen Temperaturen sind auf die Rekombination des dissoziierten Sauerstoffs nahe der gekühlten Wand und damit einer äquivalenten Energiefreisetzung und somit einer Temperaturerhöhung zurück zu führen. Im Nichtgleichgewichtsfalle sind die Konzentrationen des atomaren Sauerstoffs im Nachlauf größer, was auf geringere Rekombination schließen lässt. Dies unterstützt die Tatsache, dass für den Fall **C-NE** der Wärmestrom an der Wand im Nachlauf wieder nachlässt.

Die Störungsentwicklung im Nachlauf wurde mit Hilfe der biglobalen Stabilitätsanalyse eines Strömungsquerschnittes untersucht. Dabei zeigte sich, dass die sehr kühle Wand, die aus theoretischen Untersuchungen im Vorfeld des Experiments berechnet wurde, zu einer deutlichen Beeinflussung etwaiger Instabilitäten des Wirbelnachlaufs führen. Die 2. Mode Instabilität ist hier von am meisten betroffen und wird durch die Wandkühlung destabilisiert, wie dies auch von idealen Gas Simulationen für supersonische Strömungen her bekannt ist. Da bei der Berücksichtigung der chemischen Reaktionen die Temperaturen in der Grenzschicht absinken, sind die Temperaturgradienten in der Grenzschicht geringer und somit ergibt sich ein Bild wie es auch von Strömungen geringerer Machzahlen bekannt ist.

Durch die Berücksichtigung chemischer Gleichgewichtsreaktionen in der DNS der linearen Störungsausbreitung im Nachlauf eines Quaders sind höhere Anfachungsraten der schwach schrägläufigen Moden (die die maximale Anfachung aufwiesen) bei insgesamt niedrigerem Amplitudenniveau zu verzeichnen. Die Ergebnisse sind insofern konsistent mit den Analysen der biglobalen Stabilitätsanalyse als dass dort niedere Anfachungsraten für die sog. y-Mode durch die geringeren räumlichen Temperaturgradienten auftreten. Dies führt zu einem längeren Ausbreiten der Störung vom Einströmrand her bevor sich eine eigenständige Instabilitätsmode durchsetzt. In allen Fällen setzt sich die y-Mode durch, was an den lokalen Maxima an den Stellen stärkster Gradienten  $\partial u/\partial y$  festgemacht werden kann. Die anfänglichen Ergebnisse für chemisches Nichtgleichgewicht legen nahe, dass die Anfachung sich eher wie im Falle idealen Gases verhält.

Für den Fall des Nichtgleichgewichts ist im Gegensatz zu den anderen beiden Fällen eine Anfachung von stark schrägläufigen Moden im späten Integrationsbereich zu beobachten. Im idealen Gas Fall dominieren die Moden mit den Querwellenvielfachen 0 und 1 (2D und schwach 3D). Die gestörte Mode (1,6) nimmt stetig ab auf dem Weg stromab. Für den chemischen Gleichgewichtsfall nimmt die Amplitude (1,6) weniger stark ab, so dass im



späteren Bereich die schwach schräglaufenden Moden mit der Mode (1,6) gleichziehen. Dahingegen kommt es im Falle des Nichtgleichgewichts zu einer starken Anfachung von stark schräglaufenden Moden. Dies führt zu den höchsten Störamplituden stromab in den betrachteten Fällen. Bei den Fällen **IG** und **C-EQ** konzentrieren sich die Störungen im Nachlauf räumlich gesehen an den Seiten des Quaders in deren stromab Verlängerung, wo die stärksten räumlichen Gradienten durch die Nachlaufwirbel festzustellen sind. Im Gegensatz dazu ist im Falle des Nichtgleichgewichts der Bereich in stromab Verlängerung des Quaders der Bereich mit den geringsten Störamplituden. Durch die kalte isotherme Wand kommt es in deren Nähe wieder zu einer exothermen Reaktion von atomarem zu molekularem Sauerstoff, so dass die freigesetzte Wärme für die Erhöhung der Temperaturgradienten an der Wand und damit für den erhöhten Wärmeübergang im Nichtgleichgewichtsfall im Vergleich zum Gleichgewichtsfall verantwortlich ist.



# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit fasst die Arbeiten an hypersonischen Strömungen entlang von ebenen Konfigurationen mit und ohne Hindernissen und Rampen zusammen. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf der Modellierung der chemischen Dissoziationsvorgänge in heißen hypersonischen Strömungen, wie sie unter Wiedereintrittsbedingungen auftreten. Dabei können die chemischen Reaktionen, die auch Rekombinationsreaktionen beinhalten, im Gleichgewicht (also unendlich schnell) oder im Nichtgleichgewicht (Zeitskala der chemischen Reaktionen im Bereich der Fluid-Zeitskala) vorliegen. Ebenfalls berechnet werden kann thermisches Nichtgleichgewicht, bei dem der Freiheitsgrad der molekularen Vibration ebenfalls einer eigenen Zeitskala folgt, und nicht sofort im Gleichgewicht mit den chemischen Reaktionen vor sich geht.

Ein hochgenaues numerisches Verfahren zur Berechnung der laminar-turbulenten Transition für kompressible Strömungen unter idealen Gas Bedingungen mit Hilfe der Direkten Numerischen Simulation wurde auf die chemischen und thermischen Effekte von Hochtemperaturströmungen erweitert. Dabei fand auch Berücksichtigung, dass sich die Stoffeigenschaften (Viskosität und Wärmeleitfähigkeit) in Abhängigkeit von Temperatur und chemischer Zusammensetzung ändern. Die Diffusion der unterschiedlichen chemischen Spezies wurde ebenfalls modelliert. Das Verfahren wurde gegen die Ergebnisse der Linearen Stabilitätstheorie validiert.

In einer ersten Anwendung wurde die Simulation einer Ablöseblase an einer Rampe bei  $Ma=5$  unter idealen Gas Bedingungen vorgestellt. Dabei wurde mit einem Experiment verglichen, welches ausreichend niedrige Temperaturen aufwies, um diese Annahme zu rechtfertigen. Es wurden vor der Ablöseblase Instabilitäten eingebracht, die bei einer ebenen Platte die

größten Anfachungsraten aufweisen würde. Ohne weitere Störungen aus dem Hintergrund (wie sie im Windkanal anzutreffen sind) wurden diese 1. und 2. Mode Instabilität leicht angefacht, bis sie auf die Ablöseblase trafen. Die Ablöseblase konnte sich unter den Bedingungen geringer Störungen sehr weit vor die Rampe ausbreiten. Oberhalb der Rampe bildete sich ein Scherschicht, die andere Instabilitäten als die Grenzschicht anfacht. Dadurch konnten die eingebrachten Störungen auf dem Niveau  $10^{-3} - 10^{-4}$  nicht wie im Experiment beobachtbar zu einer transitionellen Ablöseblase führen. Statt dessen konnte eine Bewegung der Blase, die nicht mit den Frequenzen der eingebrachten Störungen korrelierte, nachgewiesen werden, wie dies aus anderen Experimenten und numerischen Untersuchungen auch bekannt ist. Dieser Stoßoszillation liegt ein Instabilitätsmechanismus der gesamten Blase zugrunde. Die Rückströmung innerhalb der Blase löst von der Rampe ab und stößt von unten gegen die Scherschicht. Dadurch werden oberhalb der Scherschicht Verdichtungswellen erzeugt. Die Rückströmung legt auf dem Wege stromauf mehrmals wieder an und löst wieder ab, so dass sich darunter sekundäre Ablöseblasen bilden können. Die Wiederanlegelinie ist spannungswellig, was auf eine Interaktion der Störwellen zurückzuführen ist, die eine stationäre, spannungswellige Wirbelmode generieren, und so zu einer stationären Verformung der Strömung im Wiederanlegebereich führt.

Bei Untersuchungen zur Störungsausbreitung an der ebenen Platte wurde zur Störungserzeugung das Ausblasen und Absaugen an der Wand verwendet. Dadurch wurden zweidimensionale (2. Mode) und dreidimensionale (3. Mode) Störungen eingebracht, deren lineare Ausbreitung unter verschiedenen chemischen Zuständen für eine Strömung bei  $Ma=20$ , wie sie in einem Wiedereintrittsszenario aus der nahen Erdumlaufbahn typisch für eine transitionelle Gesamtumströmung eines schlanken Wiedereintrittskörpers sind, untersucht wurde. Das lineare Anfachverhalten bei Strömungen mit solch hohen Geschwindigkeiten (und sehr kleinen Machschen Winkeln, bzw. flachen Charakteristiken) stellt sich erst dann ein, wenn die Charakteristik so weit nach oben gelaufen ist, dass sich das exponentielle Abklingen der eingeleiteten Moden nach oben hin realisieren lässt. Die Instabilitäten haben generell kleinere Anfachungsraten je höher die Machzahl steigt, sind aber über einen längeren Bereich angefacht, so dass sich räumlich sehr lange Integrationsbereiche ergeben. Für die Anfachung einer zweidimensionalen 2. Mode ließ sich keine Beeinflussung durch die Berücksichtigung reagierender Strömungen im linearen Bereich erkennen. Für die schrägläufige 3. Mode Störung konnte ein um den Faktor 2-3 geringeres Störniveau festgestellt werden im Vergleich

zu den nichtreagierenden Strömungen.

Bei der aerothermodynamischen Betrachtung von Wiedereintrittskörpern stellt die Güte der Oberfläche eine Einflussgröße dar, die in einer weiteren Studie betrachtet wurde. Dabei wurde die Möglichkeit von Hindernissen auf glatten Oberflächen in Betracht gezogen, die eine generische Repräsentation von herausstehendem Dämmmaterial zwischen Hitzeschutzelementen darstellen sollte. Angelehnt daran wurde ein Freiflug-Experiment (HyBoLT) eigens dafür konzipiert, bei dem zwei quaderförmige Elemente auf die instrumentierte Oberfläche aufgebracht wurden. Ziel der Freiflug-Mission war es, den Einfluss des Hindernisses in der Größenordnung der Grenzschichtdicke auf den Wärmeübergang und den Strömungszustand im Nachlauf des Hindernisses zu erfassen. Nach dem Scheitern der Mission wurde die Direkte Numerische Simulation unter Berücksichtigung von chemischem (Nicht-)Gleichgewicht fortgeführt. In mehreren Schritten wurden aufbauend auf den veröffentlichten, geplanten Flugzuständen die Strömungsverhältnisse um den Keil an der Raketenspitze untersucht. Nach einer initialen Rechnung zur Bestimmung der Strömungszustände in der Gegend des Quaders wurde das direkte Umfeld des selben detailliert dreidimensional simuliert, um möglichst genaue Einströmdaten für die Nachlaufsimulation zu erhalten. Dabei zeigte sich, dass die Verhältnisse im Staubereich des relativ hohen Quaders und an den Seiten bei der Bildung eines Wirbelpaares im Abstand von der Hindernisbreite starken Einfluss auf die Verhältnisse im Nachlauf hatten. Das resultierende Wirbelpaar rotiert dabei so, dass (kaltes) Fluid in der Mitte nach oben gebracht wird und heißes Fluid aus der Grenzschicht in den Außenbereichen des Wirbelpaares nach unten geleitet wird. Dies führt zu zwei Streifen im Abstand ca. der Hindernisbreite, an denen ein deutlich erhöhter Wärmeübergang festzustellen ist. Es zeigte sich, dass für chemisches Gleichgewicht die Temperaturen (und der Wärmeübergang an der Wand) im Nachlauf, wie zu erwarten, um ca. 10-20% abnahmen. Es konnte festgestellt werden, dass für die Nichtgleichgewichtsverhältnisse zwar ebenfalls geringere Temperaturen als im Vergleichsfalle des idealen Gases auftraten, diese aber im Vergleich zum chemischen Gleichgewicht wieder anstiegen. Unerwarteterweise verringerte sich auch der Wandabstand des Temperaturmaximums im Nichtgleichgewichtsfalle, so dass dabei Wärmeübergangsraten wie im Falle des idealen Gases beobachtet werden konnten. Die dabei berechneten Strömungsverhältnisse im Nachlauf wurden in einem Kooperationsprojekt mit der Uni Stuttgart dort einer biglobalen Stabilitätsanalyse für Strömungen idealer Gase unterzogen [97]. Die Ergebnisse wurden verwandt, um die Störungen am Ein-

strömrand der Nachlaufsimulation zu dimensionieren. Für die Rechnung mit idealem Gas ergab sich die stärkste Anfachung durch eine sog.  $y$ -Mode, wie in der Stabilitätsanalyse beschrieben wurde. Für den Fall des chemischen Gleichgewichts zeigt sich die Entstehung einer  $y$ -Mode für eine höhere Frequenz als im Fall idealen Gases. Es findet hauptsächlich die Anfachung der Moden  $(h,0)$  und  $(h,1)$  statt. Der Einfluss der Störung am Einströmrand erstreckt sich deutlich weiter stromab verglichen zum zuvor gerechneten nicht-reagierenden Fall. Durch die insgesamt noch nicht sehr hohen Temperaturen in der Grenzschicht von  $T < 1700K$  ergibt sich keine Rückwirkung der Störungen auf die chemische Zusammensetzung des Fluides, da selbst eine Störampplitude der Temperatur von  $100K$  zu keiner nennenswert zusätzlichen Dissoziation von Sauerstoff führen würde. Der Fall des chemischen Nichtgleichgewichts ist im Ganzen noch nicht fortgeschritten genug, um weitreichende Aussagen machen zu können. Es macht aber den Anschein, dass die Ergebnisse von der Qualität her zu denen des idealen Gases tendieren, was die Störungsentwicklung angeht. So stellt sich in den vorliegenden Untersuchungen der Einfluss des chemischen Nichtgleichgewichts hauptsächlich durch die Veränderung der Temperaturverteilung der stationären Grundströmung dar.

In den vorliegenden Untersuchungen wurde das Potential der Berücksichtigung chemischer Reaktionen (Hochtemperatureffekte) aufgezeigt. Die Ergebnisse legen nahe, dass für hypersonische Strömungen die Veränderungen der Stoffeigenschaften und die Energieumverteilung durch die reaktive Freisetzung, bzw. den Verbrauch berücksichtigt werden müssen, um ein realistisches Bild von detaillierten Strömungsvorgängen zu erhalten. Dabei zeigte sich im Fall der Instabilität im Nachlauf des Hindernisses, dass eine Rechnung mit chemischem Gleichgewicht ein deutliches Absinken des Temperaturniveaus in der Grenzschicht ergab. Bei einer zusätzlichen Berücksichtigung von Nichtgleichgewichtsphänomenen stieg das Temperaturniveau im Nachlauf wieder etwas an, wanderte aber gleichzeitig näher an die Wand, was zu einem deutlich höheren Wärmefluss an der Wand im Nichtgleichgewichtsfall im Vergleich zum Fall des idealen Gases führte. Die Ergebnisse legen den Schluss nahe, dass es notwendig ist, die chemischen Reaktionen mit Nichtgleichgewichtseffekten in der Simulation hypersonischer Strömungen zu berücksichtigen. Für den Wiedereintrittsfall mit erhöhten Wandtemperaturen müssten diese Aussagen noch einmal nachgeprüft werden.

Mögliche Effekte, die in einer Weiterführung der Arbeiten Eingang finden könnte, wären katalytische Oberflächen sowie ablative Vorgänge, da aufgeraute Oberflächen einen Einfluss auf den Transitionsprozess haben.

# Literaturverzeichnis

- [1] Stemmer, C. & Friedrich, R., *Wiedereintrittsaerodynamik*. 2007, Vorlesungsmanuskript.
- [2] Stemmer, C. & Friedrich, R., *Hyperschallströmungen*. 2006, Vorlesungsmanuskript.
- [3] Harsha, P., Keel, L., Castrogiovanni, A. & Sherrill, R. T., X-43A Vehicle Design and Manufacture. *AIAA-Paper 2005-3334*.
- [4] White, F. M., *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill, Boston, 2<sup>nd</sup> edn., 1991.
- [5] Mallinson, S. G., Gai, S. L. & Mudford, N. R., The Boundary Layer on a Flat Plate in Hypervelocity Flow. *Aeronaut. J.*, **100(994)**, 135–141, 1996.
- [6] Wurster, K. E., An Assessment of the Impact of Transition on Advanced Winged Entry Vehicle Thermal Protection System Mass. *AIAA-Paper 81-1090*.
- [7] Bertin, J. J. & Cummings, R. M., Critical Hypersonic Aerothermodynamic Phenomena. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **38**, 129–157, 2006.
- [8] Horvath, T. J., Berry, S. A. & Merski, N. R., Hypersonic Boundary/Shear Layer Transition for Blunt to Slender Configurations – A NASA Langley Experimental Perspective. In: *Enhancement of NATO Military Flight Vehicle Performance by Management of Interacting Boundary Layer Transition and Separation, RTO-MP-AVT-111*, 22.1–22.34, 2004.
- [9] Berry, S. A. & Horvath, T. J., Discrete Roughness Transition for Hypersonic Flight Vehicles. *AIAA-Paper 2007-0307*.

- [10] Bertin, J. J. & Cummings, R. M., Fifty years of hypersonics: where we've been, where we're going. *Proc. Aerosp. Sci.*, **39**, 511–536, 2003.
- [11] Longo, J. M. A., Orlowski, M. & Brück, S., Considerations on CFD modeling for the design of re-entry vehicles. *Aerosp. Sci. Technol.*, **4(5)**, 337–45, 2000.
- [12] Berry, S. A., Horvath, T. J., Lillard, R. P. & Cassady, B. S. K. A. M., Aerothermal Testing for Project Orion Crew Exploration Vehicle. *AIAA-Paper 2009-3842*.
- [13] Kirk, B. S. & Amar, A. J., Orion Reentry: Modeling the Aerothermodynamic Environment and Thermal Protection System Response. Presentation at UTexas, 2008, NASA Johnson Space Center.
- [14] Schneider, S. P., Laminar-Turbulent Transition on Reentry Capsules and Planetary Probes. *J. Spacecraft Rockets*, **43(6)**, 1153–1173, 2006.
- [15] Beckwith, I. E. & Miller, C. G., Aerothermodynamics and Transition in High-Speed Wind Tunnels at NASA Langley. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **22**, 419–439, 1990.
- [16] Morkovin, M. V., Critical Evaluation of Transition from laminar to turbulent shear layers with emphasis on hypersonically traveling bodies. *Technical Report AFFDL-TR-68-149*, 1969.
- [17] Kendall, J. M., Supersonic Boundary-Layer Stability Experiments. In: W. McCauley (ed.), *Proceedings of Boundary Layer Study Group Meeting, Air Force Report BSD-TR-67-213, Vol. II*, 1967.
- [18] Borg, M. P. & Schneider, S. P., Effect of Freestream Noise on Roughness-Induced Transition for the X-51A Forebody. *J. Spacecraft Rockets*, **45(6)**, 1106–1116, 2008.
- [19] Tirtéy, S. C., *Characterization of a Transitional Hypersonic Boundary Layer in Wind Tunnel and Flight Conditions*. PhD thesis, Université Libre de Bruxelles, Belgien, 2009.
- [20] Malik, M. R., Prediction and Control of Transition in Supersonic and Hypersonic Boundary Layers. *AIAA J.*, **27(11)**, 1487–1493, November 1989.



- [21] Malik, M. R., Hypersonic Flight Transition Data Analysis Using Parabolized Stability Equations with Chemistry Effects. *J. Spacecraft Rockets*, **40(3)**, 332–344, 2003.
- [22] Reshotko, E., Transition Prediction: Supersonic and Hypersonic Flows. In: *Advances in laminar-turbulent transition modeling, RTO-EN-AVT-151*, 16.1–16.12. RTO, Sept. 2009, RTO/VKI Lecture series.
- [23] Reshotko, E., Boundary-layer stability and transition. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **8**, 311–349, 1976.
- [24] Arnal, D., Laminar-Turbulent Transition Problems in Supersonic and Hypersonic Flows. In: *Special Course on Aerothermodynamics of Hypersonic Vehicles I, AGARD-R-761*, 8.1–8.45. AGARD, Paris, 1988.
- [25] Reed, H. L., Stuckert, G. K. & Haynes, T. S., Stability of Hypersonic Boundary-Layer Flows with Chemistry. In: *Theoretical and Experimental Methods in Hypersonic Flows - AGARD CP 514*, 29.1–29.13. AGARD, Paris, 1992.
- [26] Schneider, S. P., Flight data for boundary-layer transition at hypersonic and supersonic speeds. *J. Spacecraft Rockets*, **36**, 8–20, 1999.
- [27] Reed, H. L., Role of Chemical Reactions in Hypersonic Flows. In: *Advances in laminar-turbulent transition modeling, RTO-EN-AVT-151*, 13.1–13.12. RTO, Sept. 2009, RTO/VKI Lecture series.
- [28] Mack, L. M., Boundary-layer linear stability theory. In: *Special Course on Stability and Transition of Laminar Flow - AGARD-R-709*, 3.1–3.81. AGARD, Paris, 1984.
- [29] Mack, L. M., Boundary-Layer Stability Theory. *Tech. Rep. JPL 900-277 Rev. A*, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, USA, 1969.
- [30] Mack, L. M., Linear Stability Theory and the Problem of Supersonic Boundary-Layer Transition. *AIAA J.*, **13(3)**, 278–289, 1975.
- [31] Lees, L. & Lin, C. C., Investigation of the stability of the laminar boundary layer in a compressible fluid. *Tech. Notes Nat. Adv. Comm. Aero. No. 1115*, 1945.

- [32] Herbert, T., Secondary instability of plane channel flow to subharmonic three-dimensional disturbances. *Phys. Fluids*, **26**, 871–874, 1983.
- [33] Johnson, H. B., Seipp, T. G. & Candler, G. V., Numerical study of hypersonic reacting boundary layer transition on cones. *Phys. Fluids*, **10(10)**, 2676–85, 1998.
- [34] Johnson, H. B. & Candler, G. V., Hypersonic Boundary Layer Stability Analysis Using PSEChem. *AIAA-Paper 2005-5023*.
- [35] Johnson, H. B. & Candler, G. V., Analysis of Laminar-Turbulent Transition in Hypersonic Flight Using PSE-Chem. *AIAA-Paper 2006-3057*.
- [36] Johnson, H., Alba, C., Candler, G., MacLean, M., Wadhams, T. & Holden, M., Boundary-Layer Stability Analysis of the Hypersonic International Flight Research Transition Experiments. *J. Spacecraft Rockets*, **45(2)**, 228–236, 2008.
- [37] Bertolotti, F. P. & Herbert, T., Analysis of the linear stability of compressible boundary layers using the PSE. *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, **3**, 117–124, 1991.
- [38] Chang, C.-L., Vinh, H. & Malik, M., Hypersonic boundary-layer stability with chemical reactions using PSE. *AIAA-Paper 97-2012*.
- [39] Malik, M. R. & Anderson, E. C., Real gas effects on hypersonic boundary-layer stability. *Phys. Fluids A*, **3(5)**, 803–821, May 1991.
- [40] Arnal, D., Perraud, J. & Séraudie, A., Attachment Line and Surface Imperfection Problems. In: *Advances in laminar-turbulent transition modeling, RTO-EN-AVT-151*, 9.1–9.22. RTO, Sept. 2009, RTO/VKI Lecture series.
- [41] Saric, W. S., Görtler Vortices. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **26**, 2.1–2.71, 1994.
- [42] Ng, L. L. & Erlebacher, G., Secondary instabilities in compressible boundary layers. *Phys. Fluids A*, **4(4)**, 710–726, 1992.
- [43] Herbert, T., Secondary instability of shear flows. In: *Special course on stability and transition of laminar flows, AGARD Report 709*, 7.1–7.13. AGARD Paris, 1984.

- [44] Herbert, T., Secondary instability of boundary layers. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **20**, 487–526, 1988.
- [45] Saric, W. S., Reshotko, E. & Arnal, D., Hypersonic Laminar-Turbulent transition. In: *AGARDograph AR-319 Vol. 2*, 2.1–2.71. AGARD, Paris, 1998.
- [46] Stetson, K. F., Thompson, E. R., Donaldson, J. C. & Siler, L. G., Laminar boundary-layer stability experiments on a cone at Mach 8, part 2; blunt cone. *AIAA-Paper 84-0006*.
- [47] Deitz, G., *Entropie- und Grenzschichtinstabilitäten an einer stumpfen ebenen Platte in Überschallströmung*. Dissertation, RWTH Aachen, 1999.
- [48] Hein, S., *Nonlinear nonlocal transition analysis*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2005.
- [49] Hayne, M. J., Mee, D. J., Gai, S. L. & McIntyre, T. J., Boundary Layers on a Flat Plate at Sub and Superorbital Speeds. *J. Thermophys. Heat Tr.*, **21(4)**, 772–779, 2007.
- [50] Blottner, F. G., High-Order Finite-Difference Schemes for Numerical Simulation of Hypersonic Boundary-Layer Transition. *AIAA J.*, **18(2)**, 193–205, 1970.
- [51] Blottner, F. G., Johnson, M. & Ellis, M., Chemically Reacting Viscous Flow Program for Mult-Component Gas Mixtures. *Tech. Rep. SC-RR-70-754*, Sandia Natl. Laboratories, 1971.
- [52] Stuckert, G. K., *Linear stability theory of hypersonic, chemically reacting viscous flows*. PhD thesis, Arizona State University, Tempe, 1991.
- [53] Hudson, M. L., *Linear stability theory of hypersonic, chemically reacting viscous flow*. PhD thesis, North Carolina State University, 1996.
- [54] Hudson, M. L., Chokani, N. & Candler, G. V., Linear stability of hypersonic flow in thermochemical nonequilibrium. *AIAA J.*, **35(6)**, 958–964, 1997.

- [55] Johnson, H. B., Candler, G. V. & Hudson, M. L., Numerical study of hypersonic boundary layer transition on a blunt body. *AIAA-Paper 1997-0554*.
- [56] Stuckert, G. K. & Reed, H. L., Unstable branches of a hypersonic, chemically reacting boundary layer. In: *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 3*, 19.1–19.13, April 8-12 1991.
- [57] Reshotko, E., Transition Issues for Atmospheric Entry. *J. Spacecraft Rockets*, **45(2)**, 161–164, 2008.
- [58] Ghaffari, S., Marxen, O., Iaccarino, G. & Shaqfeh, E. S. G., Numerical simulations of hypersonic boundary-layer instability with wall blowing. *AIAA-Paper 2010-0706*.
- [59] Marxen, O., Magin, T., Iaccarino, G. & Shaqfeh, E. S. G., Hypersonic boundary-layer instability with chemical reactions. *AIAA-Paper 2010-0707*.
- [60] Linn, J. & Kloker, M. J., Investigation of Thermal Nonequilibrium on Hypersonic Boundary-Layer Transition by DNS. In: *Seventh IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition*, 512–524. Springer Verlag, Berlin, 2009.
- [61] Adamson Jr, T. C. & Messiter, A. F., Analysis of Two-Dimensional Interactions Between Shock Waves and Boundary Layers. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **12**, 103–138, 1980.
- [62] Special Course on Shock-Wave-Boundary-Layer-Interactions in Supersonic and Hypersonic Flows. *AGARD Report 792*, 1993.
- [63] Dolling, D. S., Fifty Years of Shock Wave/Boundary Layer Interaction Research: What Next ? *AIAA J.*, **39(8)**, 1517–31, 2001.
- [64] Mallinson, S. G., Gai, S. L. & Mudford, N. R., The interaction of a shock wave with a laminar boundary layer at a compression corner in high-enthalpy flows including real gas effects. *J. Fluid Mech.*, **342**, 1–35, 1997.
- [65] Pruett, C. D. & Chang, C.-L., Direct Numerical Simulation of Hypersonic Boundary-Layer Flow on a Flared Cone. *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, **11(1)**, 49–67, March 1998.

- [66] Stetson, K. F. & Kimmel, R. F., On the breakdown of a hypersonic laminar boundary layer. *AIAA-Paper 93-0896*.
- [67] Lachowitz, J. T., Chokani, N. & Wilson, S. P., Hypersonic Boundary Layer Stability over a Flared Cone in a Quiet Tunnel. *AIAA-Paper 96-0782*.
- [68] Pruett, C. D. & Zang, T., Direct numerical simulation of laminar breakdown in high-speed, axisymmetric boundary layers. *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, **3**, 345–367, 1992.
- [69] Pruett, C. D. & Chang, C.-L., Spatial direct numerical simulation of high-speed boundary-layer flows – part II: transition on a cone in Mach 8 flow. *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, **7**, 397–424, 1995.
- [70] Erlebacher, G. & Hussaini, M. Y., Nonlinear evolution of a second-mode wave in supersonic boundary layers. *Appl. Num. Math.*, **7(1)**, 73–91, 1991.
- [71] Stuckert, G. K., Lin, N. & Herbert, T., Nonparallel effects in hypersonic boundary layer stability. *AIAA-Paper 1995-0776*.
- [72] Wadhams, T. P., MacLean, M. G., Holden, M. S. & Mundy, E., Pre-Flight Ground Testing of the FRESH FX-1 at Flight Duplicated Conditions. *AIAA-Paper 2007-4488*.
- [73] Kuntz, D. W. & Potter, D. L., Boundary-Layer Transition and Hypersonic Flight Testing. *J. Spacecraft Rockets*, **45(2)**, 184–192, 2008.
- [74] Barth, T., Aero- and Thermodynamic Analysis of SHEFEX I. *Eng. Appl. Comp. Fluid Mech.*, **2(1)**, 76–84, 2008.
- [75] Lau, K. Y., Hypersonic Boundary-Layer Transition: Application to High-Speed Vehicle Design. *J. Spacecraft Rockets*, **45(2)**, 176–183, 2008.
- [76] Lin, T. C., Influence of Laminar Boundary-Layer Transition on Entry Vehicle Designs. *J. Spacecraft Rockets*, **45(2)**, 165–175, 2008.
- [77] Malik, M. R., Zang, T. & Bushnell, D., Boundary Layer Transition in Hypersonic Flows. *AIAA-Paper 90-5232*.

- [78] Estorf, M., Radespiel, R., Schneider, S. P., Johnson, H. B., Candler, G. V. & Hein, S., Surface-pressure measurements of second-mode instability in quiet hypersonic flow. *AIAA-Paper 2008-1153*.
- [79] Rödiger, T., Knauss, H., Estorf, M., Schneider, S. P. & Smorodsky, B. V., Hypersonic Instability Waves Measured Using Fast-Response Heat-Flux Gauges. *J. Spacecraft Rockets*, **46(2)**, 266–273, 2009.
- [80] Berry, S. A. & Horvath, T. J., Discrete-Roughness Transition for Hypersonic Flight Vehicles. *J. Spacecraft Rockets*, **45(2)**, 216–227, 2008.
- [81] Morkovin, M. V., Bypass Transition to Turbulence and Research Desiderata. In: *Transition in Turbines, NASA CP-2386*, 161–199. NASA, 1984.
- [82] Stetson, K. F., Boundary-Layer Transition on Blunt Configurations. *Tech. Rep. JSC-26528*, NASA Johnson Space Center, 1994.
- [83] Tirtey, S. C., Bolnot, H., Bottini, H., Paris, S., Fletcher, D. G. & Chazot, O., In-Flight Hypersonic Roughness Induced Transition Experiment. *AIAA-Paper 2008-0250*.
- [84] Tirtey, S. C. & Chazot, O., Experimental Investigations on hypersonic roughness induced transition for EXPERT program. *AIAA-Paper 2008-2597*.
- [85] Schneider, S. P., Effects of Roughness on Hypersonic Boundary-Layer Transition. *J. Spacecraft Rockets*, **45(2)**, 193–209, 2008.
- [86] Groskopf, G., Kloker, M. J. & Marxen, O., Bi-global secondary stability theory for high-speed boundary-layer flows. In: *Proc. of the 2008 CTR summer programm*, 55–72. CTR, Stanford, USA, 2008.
- [87] Reshotko, E., Is  $Re_\theta/M_e$  a Meaningful Transition Criterion. *AIAA J.*, **45(7)**, 1441–1443, 2007.
- [88] Wang, X. & Zhong, X., Receptivity of A Hypersonic Flat-Plate Boundary Layer to Surface Roughness. *J. Spacecraft Rockets*, **45(6)**, 1165–1175, 2008.

- [89] Fedorov, A., Shiplyuk, A., Maslov, A., Burov, E. & Malmuth, N., Stabilization of a hypersonic boundary layer using an ultrasonically absorptive coating. *J. Fluid Mech.*, **479**, 99–124, 2003.
- [90] Sandham, N. D. & Lüdeke, H., Numerical Study of a Mach 6 Boundary-Layer Stabilization by Means of a Porous Surface. *AIAA J.*, **47(9)**, 2243–2252, September 2009.
- [91] Anderson, B. P., Campbell, C. H., Saucedo, L. A., Kinder, G. R. & Berger, K. T., Boundary Layer Transition Flight Experiment Overview and In-Situ Measurements. *AIAA-Paper 2010-0240*.
- [92] Chen, Y.-K., Milos, F. S. & Gökçen, T., Loosely Coupled Simulation for Two-Dimensional Ablation and Shape Change. *J. Spacecraft Rockets*, **47(5)**, 775–785, 2010.
- [93] Milos, F. S. & Chen, Y.-K., Ablation and Thermal Response Property Model Validation for Phenolic Impregnated Carbon Ablator. *J. Spacecraft Rockets*, **47(5)**, 786–805, 2010.
- [94] Wright, M. J., Candler, G. V. & Bose, D., Data-Parallel Line Relaxation Method for the Navier-Stokes Equations. *AIAA J.*, **36(9)**, 1603–1609, 1998.
- [95] Reda, D. C., Wilder, M. C. & Prabhu, D. K., Transition Experiments on Blunt Bodies with Isolated Roughness Elements in Hypersonic Flight. *J. Spacecraft Rockets*, **47(5)**, 828–835, 2010.
- [96] Reda, D. C., Wilder, M. C., Bogdanoff, D. W. & Prabhu, D. K., Transition Experiments on Blunt Bodies with Distributed Roughness in Hypersonic Free Flight. *J. Spacecraft Rockets*, **45(2)**, 210–215, 2008.
- [97] Birrer, M., Stemmer, C., Groskopf, G. & Kloker, M. J., Chemical nonequilibrium effects in the wake of a boundary-layer sized object in hypersonic flows. In: *Proc. of the 2008 CTR summer program*, 43–54. CTR, Stanford, USA, 2008.
- [98] Trumble, K. A., Cozmuta, I., Sepka, S., Jenniskens, P. & Winter, M., Postflight Aerothermal Analysis of Stardust Sample Return Capsule. *J. Spacecraft Rockets*, **47(5)**, 765–775, 2010.

- [99] Vos, J. B., Duquesne, N. & Lee, H. J., Shock wave boundary layer interaction studies using the NSMB flow solver. In: *Aerothermodynamics for space vehicles*, 229–236. ESA SP-426, 1999.
- [100] Park, C., A Review of Reaction Rates in High Temperature Air. *AIAA-Paper 89-1740*.
- [101] Park, C., *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*. John Wiley & Sons, New York, 1990, out of print.
- [102] Vincenti, W. G. & Kruger, C. H., *Introduction to Physical Gas Dynamics*. Robert E. Krieger Publishing Company, Malabar, FL., 1982.
- [103] Hirschfelder, J. O., Curtiss, C. F. & Bird, R. A., *Molecular Theory of Gases and Liquids*. Wiley & Sons, New York, 1964.
- [104] Wilke, S. P., A Viscosity Equation for Gas Mixtures. *J. Comp. Phys.*, **18**, 517–519, 1950.
- [105] Sarma, G. S. R., Physico-chemical modeling in hypersonic flow simulation. *Prog. Aerosp. Sci.*, **36**, 281–349, 2000.
- [106] Jacob, D., Sachs, G. & Wagner, S. (eds.), *DFG: Basic Research and Technologies for Two-Stage-to-Orbit Vehicles. Final Report of the Collaborative Research Centres 253, 255, 259*. Wiley-VCH Verlag, 2005.
- [107] Krause, M. & Ballmann, J., Numerical Simulations and Design of a Scramjet Intake Using Two Different RANS Solvers. *AIAA-Paper 2007-5423*.
- [108] Reinartz, B. U. & Behr, M., Computational Analysis of a 3D Hypersonic Intake for Experimental Testing at Mach 8. *AIAA-Paper 2008-2633*.
- [109] Pagella, A., Rist, U. & Wagner, S., Numerical Investigations of Small-Amplitude Disturbances in a Boundary Layer with Impinging Shock Wave at Ma=4.8. *Phys. Fluids*, **14(7)**, 2088–2101, 2002.
- [110] Pagella, A., Babucke, A. & Rist, U., Two-dimensional numerical investigations of small-amplitude disturbances in a boundary layer at Ma=4.8: Compression corner versus impinging shock wave. *Phys. Fluids*, **16(7)**, 2272–2281, 2004.



- [111] Lawal, A. A. & Sandham, N. D., Direct simulation of transonic flow over a bump. In: B. J. Geurts, R. Friedrich & O. Metais (eds.), *Direct and Large Eddy Simulation IV*, 301–310. Kluwer Academic Publishing, 2000.
- [112] Krishnan, L., Sandham, N. D. & Steelant, J., Laminar-to-turbulent transition in a shock-induced separation bubble. In: R. Friedrich, N. A. Adams, J. Eaton, J. Humphrey, N. Kasagi & M. Leschziner (eds.), *Fifth international Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, 931–936, 2007.
- [113] Krishnan, L., Sandham, N. D. & Steelant, J., Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions in a Model Scramjet Intake. *AIAA J*, **47(7)**, 1680–1691, 2009.
- [114] Rist, U., *Zur Instabilität und Transition in laminaren Ablöseblasen*. Habilitation, Universität Stuttgart, 1998.
- [115] Maucher, U., *Numerische Untersuchungen zur Transition in der laminaren Ablöseblase einer Tragflügelgrenzschicht*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2002.
- [116] Thumm, A., Wolz, W. & Fasel, H., Numerical simulation of spatially growing three-dimensional disturbance waves in compressible boundary layers. In: R. Michel & D. Arnal (eds.), *Laminar-Turbulent Transition IUTAM Symposium Toulouse, France, 1989*, 303–308. Springer Verlag, 1990.
- [117] Pruett, C. D., Zang, T., Chang, C.-L. & Carpenter, M. H., Spatial direct numerical simulation of high-speed boundary-layer flows – part I: algorithmic considerations and validation. *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, **7**, 49–76, 1995.
- [118] Adams, N. A. & Kleiser, L., Subharmonic transition to turbulence in a flat plate boundary layer at Mach number 4.5. *J. Fluid Mech.*, **317**, 301–335, 1996.
- [119] Mielke, C., *Numerische Untersuchungen zur Turbulenzentstehung in dreidimensionalen kompressiblen Grenzschichten*. Dissertation, ETH Zürich, 1999, Nr. 13344.

- [120] Mielke, C. & Kleiser, L., Investigation of transition to turbulence in a 3D supersonic boundary layer. In: H. F. Fasel & W. S. Saric (eds.), *Laminar-Turbulent Transition IUTAM Symposium Sedona, AZ., USA, 1999*. Springer Verlag, 2000.
- [121] Stetson, K. F. & Kimmel, R. L., On Hypersonic Boundary-Layer Stability. *AIAA-Paper 92-0737*.
- [122] Bleilebens, M., Glöbner, C. & Olivier, H., High-speed Aerodynamics of the Two-Stage ELAC/EOS-Configuration for Ascent and Re-entry. In: D. Jacob, G. Sachs & S. Wagner (eds.), *Basic Research and Technologies for Two-Stage-to-Orbit Vehicles*, 242–268. Wiley-VCH, 2005.
- [123] Wadhams, T. P. & Holden, M. S., Summary of experimental studies for cone validation in the LENS facility and comparisons with recent Navier-Stokes and DSMC solutions for two- and three-dimensional separated regions in hypervelocity flows. *AIAA-Paper 2004-0917*.
- [124] Loginov, M. S., Adams, N. A. & Zheltovodov, A. A., Large-eddy simulation of shock-wave/turbulent boundary-layer interaction. *J. Fluid Mech.*, **565**, 135–169, 2006.
- [125] Zheltovodov, A. A., Trofimov, V. M., Schülein, E. & Yakovlev, V. N., An experimental documentation of supersonic turbulent flows in the vicinity of forward- and backward-facing ramps. *Tech. Rep. 2030*, Institute of Theoretical and Applied Mechanics, USSR Academy of Sciences, Novosibirsk, 1990.
- [126] Zheltovodov, A. A., Shock waves/turbulent boundary-layer interactions – fundamental studies and applications. *AIAA-Paper 96-1977*.
- [127] Lüdecke, H. & Schülein, E., Simulation of Streamwise Vortices on Turbulent Hypersonic Ramps. 2002, Proc. Second International Conference on CFD, Sydney, Australia.
- [128] Balakumar, P., Zhao, H. & Atkins, H., Stability of Hypersonic Boundary Layers over a Compression Corner. *AIAA J.*, **43(4)**, 760–767, 2005.
- [129] Knight, D., RTO WG 10: Test Cases for CFD Validation of Hypersonic Flight. *AIAA-Paper 2002-0433*.

- [130] Vandomme, L., Chanetz, B., Benay, R. & Perraud, J., Transitional shock wave boundary layer interactions in hypersonic flow at Mach 5. *AIAA-Paper 2003-6966*.
- [131] Vandomme, L., *Contribution à l'étude de l'interaction de onde de choc-couche limite transitionnelle en écoulement hypersonique à Mach 5*. PhD thesis, Université d'Evry - Val d'Essonne, 2004.
- [132] Benay, R., Chanetz, B., Mangin, B., Vandomme, L. & Perraud, J., Shock Wave/Transitional Boundary-Layer Interactions in Hypersonic Flow. *AIAA J.*, **44(6)**, 1243–1254, 2006.
- [133] Benay, R., Chanetz, B., Mangin, B., Vandomme, L. & Perraud, J., Shock wave/transitional boundary-layer interactions in hypersonic flow. *AIAA J.*, **44(6)**, 1243–1254, 2006.
- [134] Yao, Y., Krishnan, L., Sandham, N. D. & Roberts, G. T., The effect of Mach number on unstable disturbances in shock/boundary-layer interaction. *Phys. Fluids*, **19(5)**, 054104–[15pp], 2007.
- [135] Ringuette, M. J., Boocky, P., Wyckham, C. & Smits, A. J., Experimental Study of a Mach 3 Compression Ramp Interaction at  $Re_\theta=2400$ . *AIAA J.*, **47(2)**, 373–385, 2009.
- [136] Wu, M. & Martin, M. P., Direct Numerical Simulation of Supersonic Turbulent Boundary Layer over a Compression Ramp. *AIAA J.*, **45(6)**, 879–889, 2007.
- [137] Settles, G. S., Vas, I. & Bogdonoff, S. M., Details of a Shock Separated Turbulent Boundary Layer at a Compression Corner. *AIAA J.*, **14(12)**, 1709–1715, 1976.
- [138] Settles, G. S., Fitzpatrick, T. J. & Bogdonoff, S. M., Detailed Study of Attached and Separated Compression Corner Flowfields in High Reynolds Number Supersonic Flow. *AIAA J.*, **17(6)**, 579–585, 1979.
- [139] Guo, Y., Kleiser, L. & Adams, N. A., A comparison study of an improved temporal DNS and spatial DNS of compressible boundary layer transition. *AIAA J.*, **34(4)**, 683–690, 1996.

- [140] Adams, N. A. & Shariff, K., A High-Resolution Hybrid Compact-ENO Scheme for Shock-Turbulence Interaction Problems. *J. Comp. Phys.*, **127**, 27–51, 1996.
- [141] Adams, N. A., Direct Numerical Simulation of Turbulent Compression Ramp Flow. *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, **12**, 109–129, 1998.
- [142] Lele, S. K., Compact Finite-Difference Schemes With Spectral-Like Resolution. *J. Comp. Phys.*, **103**, 16–42, 1992.
- [143] Adams, N. A., Direct numerical simulation of transition in compressible flows. In: *Third AFOSR International Conference on DNS and LES, Arlington, 5-9 Aug.* 2001.
- [144] Loginov, M. S., *Large-eddy simulation of shock-wave/turbulent boundary-layer interaction*. Dissertation, Technische Universität München, 2006.
- [145] Kloker, M. & Stemmer, C., Three-dimensional steady disturbance modes in the Blasius boundary layer - a DNS study. In: S. Wagner, M. Kloker & U. Rist (eds.), *Notes on Numerical Fluid Mechanics, Recent Results in Laminar-Turbulent Transition*, Vol. 86, 91–110. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2003.
- [146] Kleiser, L. & Zhang, T. A., Numerical Simulation of transition in wall-bounded shear flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **23**, 495–537, 1991.
- [147] Cheng, H. K., Perspectives on Hypersonic Viscous Flow Research. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **25**, 455–484, 1993.
- [148] Kachanov, Y., Physical Mechanisms of Laminar-Boundary-Layer Transition. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **26**, 411–482, 1994.
- [149] Gnoffo, P. A., Planetary-entry gas dynamics. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **31**, 459–494, 1999.
- [150] Bertolotti, F. P., The influence of rotational and vibrational energy relaxation on boundary-layer flow. *J. Fluid Mech.*, **372**, 93–118, 1998.
- [151] Mironov, S. G. & Maslov, A. A., Experimental study of secondary stability in a hypersonic shock layer on a flat plate. *J. Fluid. Mech.*, **412**, 259–277, 2000.

- [152] Mironov, S. G., Poplavskaya, T. V., Smorodsky, B. V. & Maslov, A. A., On the instability of hypersonic flow past a flat plate. In: *Conference proceedings of ICMAR 2002*, 171–175, 2002.
- [153] Adams, N. A., Direct Simulation of the Turbulent Boundary Layer along a compression ramp at  $M=3$  and  $Re_\theta=1685$ . *J. Fluid Mech.*, **420**, 47–83, 2000.
- [154] Eißler, W., *Numerische Untersuchungen zum laminar-turbulenten Strömungsumschlag in Überschallgrenzschichten*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1995.
- [155] Wang, X. & Ma, X. Z. Y., Response of a Hypersonic Boundary Layer to Wall Blowing–Suction. *AIAA J.*, **49(7)**, 1336–1353, 2011.
- [156] Stemmer, C. & Adams, N. A., Investigation of hypersonic flat-plate boundary-layer transition by Direct Numerical Simulation. In: *High Performance Computing in Science and Engineering '04*, 155–162. Springer Verlag, Berlin, 2004.
- [157] Stemmer, C., Flat-Plate Boundary-Layer Hypersonic Transition. In: *Annual Research Briefs 2002*, 389–396. Center for Turbulence Research, Stanford University, NASA Ames, 2002.
- [158] Hollis, B. R. & Liechty, D. S., Transition Due to Heat-Shield Cavities on a Mars Entry Vehicle. *J. Spacecraft Rockets*, **43(2)**, 354–366, 2006.
- [159] Berry, S. A., Chen, F. J., Wilder, M. C. & Reda, D. C., Boundary Layer Transition Experiments in Support of the Hypersonics Program. *AIAA-Paper 2007-4266*.
- [160] National Oceanic and Atmospheric Administration, National Aeronautics and Space Administration, and United States Air Force, *U.S. Standard Atmosphere. Tech. Rep. NOAA-S/T 76-1562*, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1976.
- [161] Berry, S. A., Horvath, T. J., Schwartz, R., Ross, M., Anderson, B. & Campbell, C. H., Infrared Imaging of Boundary Layer Transition Flight Experiments. *AIAA-Paper 2008-4026*.

- [162] Martinuzzi, R. & Tropea, C., The flow around surface-mounted, prismatic obstacles placed in a fully developed channel flow. *J. Fluids Eng.*, **115**, 85–92, 1993.
- [163] Jeong, J. & Hussain, F., On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.*, **285**, 69–94, 1995.
- [164] Birrer, M. & Stemmer, C., Chemical Non-Equilibrium Effects in the Wake of an Obstacle in Hypersonic Boundary-Layer Flows. In: *Proceedings of the EUCASS 2009*. 2009.
- [165] Koch, W., Bertolotti, F. P., Stolte, A. & Hein, S., Nonlinear Equilibrium solutions in a three-dimensional boundary layer and their instability. *J. Fluid Mech.*, **406**, 131–174, 2000.
- [166] Bonfigli, G. & Kloker, M. J., Secondary instability of crossflow vortices: validation of the stability theory by direct numerical simulation. *J. Fluid Mech.*, **583**, 229–272, 2007.
- [167] Birrer, M., Stemmer, C. & Adams, N. A., Thermal and Chemical Non-equilibrium Effects in the Wake of a Boundary-Layer Sized Object in Hypersonic Flows. In: *Aerothermodynamics for space vehicles*. ESA SP-692, 2011.
- [168] Gnoffo, P. A., CFD validation studies for hypersonic flow prediction. *AIAA-Paper 2001-1025*.

# Anhang A

## Numerische Konvergenzstudien

### A.1 Einfluss der numerischen Viskosität auf die Ausdehnung der Ablöseblase an der supersonischen Rampe

Unterschiedliche numerische Methoden mit unterschiedlichen räumlichen Auflösungen wurden im Hinblick auf das Ausbilden der Ablöseblase an der Überschallrampe untersucht, wie sie in Kapitel 3 beschrieben wurde. Motiviert durch die Unterschiede zu den experimentellen Resultaten, hervorgerufen hauptsächlich vom hohen experimentellen Turbulenzgrad [131] wurden verschiedene zweidimensionale Rechnungen mit dem hauptsächlichsten Unterschied der veränderten numerischer Viskosität durchgeführt. Die in Kapitel 3 verwendete Auflösung von 3000 mal 181 Punkten in stromab und wandnormaler Richtung war das Ergebnis von Konvergenzstudien. Bei geringeren stromab Auflösungen zeigten sich kleinere Ablöseblasen. Die verwendete Auflösung war das stationäre Resultat für die Größe der Ablöseblase (mehr Punkte lieferte keine größere Ablöseblase). Diese Auflösung gerechnet mit kompakten Differenzen höherer Ordnung trägt das Kürzel *compact3*, zwei Fälle mit gröberer Auflösung tragen das Kürzel (*compact1* und *compact2*). Dabei wurde das selbe numerische Verfahren wie in Kapitel 3 verwendet. Zwei Referenzfälle mit einem ENO-Verfahren 1. Ordnung (*ENO1*) und 3. Ordnung (*ENO3*) uniform im gesamten Integrationsgebiet wurden ebenfalls zum Vergleich herangezogen.

Fall	Anzahl der Punkte in x	z
ENO1	400	180
ENO3	400	180
compact1	400	100
compact2	1000	140
compact3	3000	180

Tabelle A.1: Testfälle für Vergleichsrechnungen zur numerischen Viskosität

Bei allen Fällen wurden die Rechnungen so lange durchgeführt, bis ein stationäres Resultat erzielt war. Mit abnehmender Auflösung und zunehmender numerischer Viskosität (aufgrund der dissipativeren Methode) verschwindet im Falle *ENO1* die Ablöseblase fast vollständig (wie bei einem reibungsfreien Vorgehen), wie in Abb. A.1 dargestellt. Um das Ablösegebiet besser identifizieren zu können, sind neben den Geschwindigkeitskonturen in Abb. A.1 die Geschwindigkeit  $u = 0$  gestrichelt dargestellt. Der Fall *compact3* wurde nicht explizit wiederholt, da die Ergebnisse bereits im Hauptkapitel 3 dargestellt wurde. Die konvergierten Ausdehnungen der Ablöseblasen (Ort der Ablösung und des Wiederanlegens an der Wand) sind in Tabelle A.2 zusammengestellt. Speziell im Falle *ENO1* musste der Ausschnitt deutlich vergrößert werden, um die Ablöseblase überhaupt sichtbar zu machen. Der Einfluss der Auflösung auf abgelöste Strömungen an Überschallrampen wurde bereits zuvor erkannt und z.B. in Gnoffo [168] beschrieben.

Fall	Ablösestelle	Wiederanlegepunkt
ENO1	237	285
ENO3	96	338
compact1	56	367
compact2	48	364
compact3	39	372

Tabelle A.2: Ablösestelle und Wiederanlegepunkt der Studien zur numerischen Viskosität



Mit der Abnahme der numerischen Viskosität von Fall *ENO1* mit 1. Ordnung auf 3. Ordnung Genauigkeit (*ENO3* – Abb. A.1 b), ändert sich der Charakter der Ablöseblase dramatisch. Die zuvor im gesamten Rückströmgebiet anliegende Rückströmung löst von der Rampe ab und beginnt auf dem Weg stromauf auf und ab zu oszillieren. Unterhalb der abgelösten Rückströmung bildet sich dann wiederum ein kleiner Bereich, in dem sich die Strömung wieder in Hauptströmungsrichtung bewegt, wie dies auch im Falle *compact3* zu beobachten ist. Trotzdem ist die Blase deutlich kleiner als im Fall geringster numerischer Viskosität (oder auch Dissipation). Hier nicht aufgeführt sind Fälle, bei denen die Auflösung zwischen den Fällen *compact2* und *compact3* liegen (siehe auch Adams [143]). Diese zeigen ein Verhalten, welches sich qualitativ nicht unterscheidet von den präsentierten Fällen. Lediglich die Länge der Blase liegt zwischen den beiden gezeigten Fällen. Obwohl die Geschwindigkeitskonturen für das ENO-Schema (Abb. A.1 b) und den Fall *compact1* (Abb. A.1 c) ähnlich auszusehen scheinen, ist die Ausdehnung in Hauptströmungsrichtung doppelt so groß im Fall mit kompakten Differenzen, was an dem veränderten Ausschnitt liegt. Der Übergang auf eine weniger dissipative numerische Methode (*compact1*) der kompakten finiten Differenzen mit gleicher Auflösung in stromab Richtung und nur halber Auflösung in wandnormaler Richtung führt zu einer deutlichen Vergrößerung der Ablöseblase und einer deutlichen Verstärkung der Rückströmung. Auch vergrößert sich der Bereich unterhalb der abgelösten Rückströmung, bei dem positive Geschwindigkeiten vorliegen. Eine weitere Verfeinerung der Auflösung (von *compact1* nach *compact3*) bei gleichbleibender numerischer Methode mit finiten Differenzen fünfter und sechster Ordnung Genauigkeit führen zu einer weiteren Vergrößerung der Blase.

Der Verlauf der Dichte lässt sich für alle vorgestellten Fälle in Abb. A.2 für das gesamte Integrationsgebiet ersehen. Für den Fall des 1. Ordnung ENO-Schemas *ENO1*, Abb. A.2 a), mit der größten numerischen Viskosität ist der Stoß über einen weiten Bereich verschmiert, obwohl das ENO-Schema im gesamten Integrationsbereich verwendet worden war. Für die 3. Ordnung ENO-Methode (*ENO3*) ist der Stoß deutlicher zu sehen und auch die Verdichtungswelle ausgehend von der Ablösestelle ist erkennbar. Von der Scherschicht gehen keine Verdichtungswellen aus. Die Rückströmung hat keinen Effekt auf die Strömungsverhältnisse oberhalb der Scherschicht. Erst mit einer weiteren Verringerung der numerischen Viskosität mit dem Wechsel auf kompakte finite Differenzen (Fälle *compact1* und *compact2*) sind die Verdichtungswellen ausgehend von der Rückströmung unterhalb der Scherschicht zu

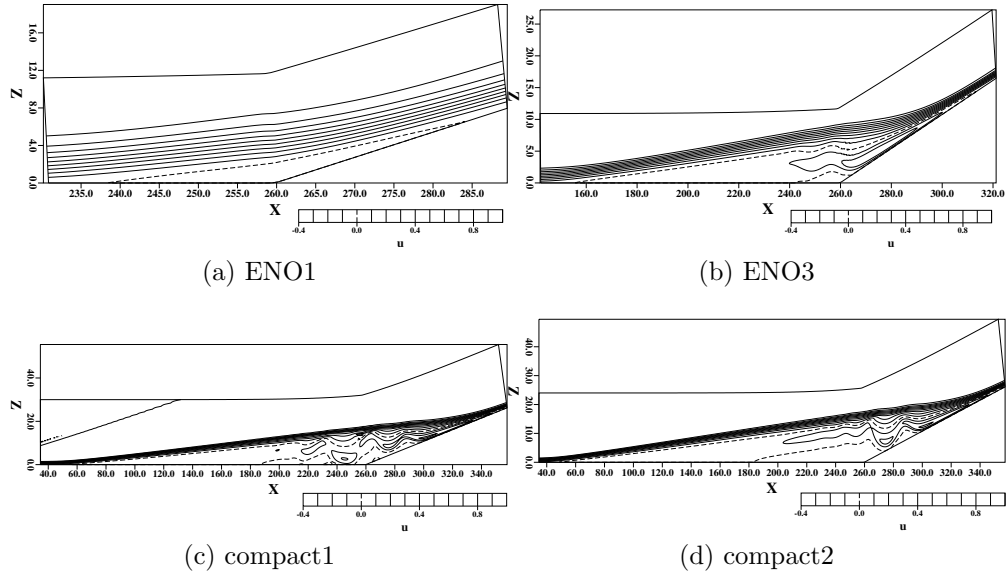


Abb. A.1: Stromab Geschwindigkeit der untersuchten Fälle in der Nähe der Ablöseblase. Der Bildausschnitt ändert sich in den Bildern durch das Anwachsen der Ablöseblase. Die Geschwindigkeit  $u = 0$  ist gestrichelt dargestellt.

erkennen. Nicht nur ist das Strömungsfeld am detailreichsten in der endgültigen Auflösung, sondern auch die Rückströmung in der Ablöseblase erreicht ihren stärksten Wert. Dies lässt sich auch an den inselartigen Minima der Dichteverteilung unterhalb der Scherschicht bei  $x \approx 280$  erkennen. Diese Minima treten genau dort auf, wo die Verdichtungswellen oberhalb der Scherschicht ihren Ursprung nehmen.

Mit der Darstellung der Auflösungsverfeinerung und der Verringerung der numerischen Dissipation durch die Verwendung unterschiedlicher numerischer Verfahren konnte gezeigt werden, dass diese beiden Parameter einen deutlichen Einfluss auf das simulierte Strömungsfeld haben. Besonders die Form und Länge der Ablöseblase wird durch diese Parameter signifikant beeinflusst. Es kann nur davor gewarnt werden, unzureichende numerische Verfahren zur Berechnung von Ablöseblasen heranzuziehen, da dies zu Resultaten führen kann, die falsche Schlüsse nahe legen. Es würde auch in dem vorliegenden Fall nicht genügen, die Auflösung mit einem 1. Ordnung ENO-Verfahren extrem in die Höhe zu treiben. Auch dort würde die Ablöseblase

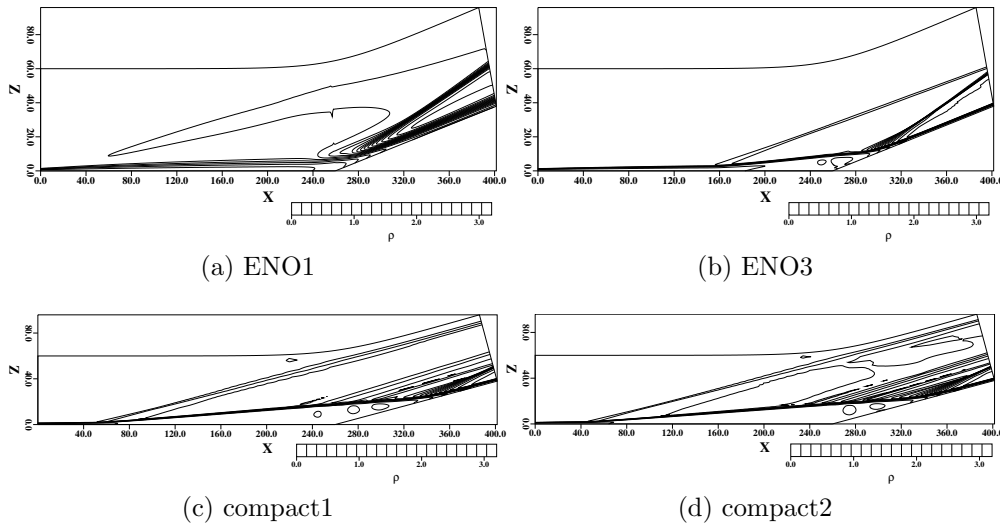


Abb. A.2: Dichte der untersuchten Fälle im gesamten Integrationsgebiet

als zu klein als auskonvergierte Lösung erscheinen. Dies kann zum Teil die Schwierigkeiten beim Vergleich mit dem Experiment in Vandomme *et al.* [130] erklären, da auch die dort verwendeten Rechenergebnisse mit Verfahren hoher numerischer Viskosität errechnet wurden. Außerdem ist der sehr geringe Störhintergrund in der Numerik ( $u'/U_\infty = 10^{-4}$ ) im Gegensatz zum hohen Turbulenzgrad im Experiment von  $Tu \approx 2\%$  (Vandomme *et al.* [131]) die Ursache für den deutlich früheren Strömungsumschlag laminar-turbulent im Experiment. Dadurch wird auch die Ablöseblase im Experiment deutlich kleiner als in der laminaren Vergleichsrechnung.