

**Forschungsbericht 2022-07**

**Turbulente Stoß-  
Grenzschicht-  
Wechselwirkungen durch  
laufende Verdichtungsstöße**

Patrice Salif Richard Touré

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Aerodynamik und  
Strömungstechnik  
Göttingen



Deutsches Zentrum  
DLR für Luft- und Raumfahrt

# **Forschungsbericht 2022-07**

## **Turbulente Stoß-Grenzschicht- Wechselwirkungen durch laufende Verdichtungsstöße**

Patrice Salif Richard Touré

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Aerodynamik und  
Strömungstechnik  
Göttingen

157 Seiten  
88 Bilder  
29 Tabellen  
73 Literaturstellen




*Herausgeber:*

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt e. V.  
Wissenschaftliche Information  
Linder Höhe  
D-51147 Köln

ISSN 1434-8454  
ISRN DLR-FB-2022-07

DOI: <https://doi.org/10.57676/6zhn-3k45>

### **Erklärung des Herausgebers**

Dieses Werk ist unter einer Creative Commons Lizenz vom Typ Namensnennung 3.0 Deutschland zugänglich.  Um eine Kopie dieser Lizenz einzusehen, konsultieren Sie <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/de/> oder wenden Sie sich brieflich an Creative Commons, Postfach 1866, Mountain View, California, 94042, USA.

### **Lizenz**



Creative Commons Lizenz vom Typ Namensnennung 3.0 Deutschland

## *Turbulente Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen, Skalierungsgesetz*

Patrice Salif Richard Touré

DLR, Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Göttingen

### ***Wechselwirkung turbulenter Grenzschichten mit laufenden Stoßwellen***

#### ***Dissertation Technische Universität Braunschweig***

Turbulente Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SGWW) spielen eine wichtige Rolle bei der Optimierung von Überschall- und Hyperschall-Einläufen. In der vorliegenden Studie wird der Einfluss einer laufenden Stoßfront auf Strömungen mit SGWW experimentell und numerisch untersucht. Die relative Machzahl der Stoßfront über der ebenen Platte wurde zwischen 0 und 2,3 variiert, während die quasistationären Anströmbedingungen mit einer Machzahl von 3 konstant gehalten wurden. Zur quantitativen Bewertung des Einflusses der Stoßfrontgeschwindigkeit wurde eine bekannte Skalierungsmethode für die Interaktionslänge in quasi-stationären Strömungen als Referenz verwendet, nachdem die Modellierung der Reynoldszahl- und Wandtemperatur-Einflüsse anhand neuer und vorhandener Daten erheblich verbessert wurde. Ergebnisse zeigten, dass eine Erhöhung der Geschwindigkeit der Stoßfrontbewegung automatisch zur Reduzierung der skalierten Interaktionsstärke führt.

Solange die Interaktionsstärke überkritisch bleibt, folgt die skalierte Interaktionslänge beim Erhöhen der Stoßwandergeschwindigkeit dem quasi-stationären Skalierungsgesetz. Sobald die erste kritische Interaktionsstärke unterschritten ist, zeigt die Stoßfrontbewegung eine Wirkung und die Interaktionslänge beginnt von dem Referenzgesetz abzuweichen. Die Interaktionslänge sinkt schließlich bis auf null, sobald die Stoßwandergeschwindigkeit die maximale induzierte Schallgeschwindigkeit am Fuße der Stoßfront erreicht hat. Beim Unterschreiten dieser zweiten kritischen Interaktionsstärke verschwindet somit die Stromaufwirkung an der Wand. Mit den gewonnenen Erkenntnissen kann nun die skalierte Interaktionslänge sowohl für quasi-stationäre als auch für laufende Stoßwellen vorhergesagt werden.

*Shock-wave / turbulent-boundary-layer interaction, scaling law*

*(Published in German)*

Patrice Salif Richard Touré

DLR, Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Göttingen

### ***Interaction of turbulent boundary layers with moving shock waves***

#### ***Doctoral Thesis Technische Universität Braunschweig***

Shock-Wave / Turbulent Boundary Layer Interactions (SWTBLI) play an important role in the optimization of supersonic and hypersonic inlets. In the present investigation the influence of a travelling impinging shock on the separated SWBLI flow is analyzed experimentally and numerically. The relative Mach number of the shock front over the flat plate was varied between 0 and 2.3 while the quasi-stationary inflow conditions were kept constant with a Mach number of 3. A well-known scaling method for the interaction length in quasi-steady flows was used as a reference to quantitatively evaluate the influence of the shock front velocity, after significantly improving the modeling of the Reynolds number and wall temperature influences using new and existing data. Results showed that increasing the velocity of the shock front automatically leads to the reduction of the scaled interaction strength. As long as the interaction strength remains supercritical, the scaled interaction length follows the quasi-stationary scaling law when the shock travelling velocity is increased. As soon as the first critical interaction strength is undercut, the shock front motion shows an effect and the interaction length starts to deviate from the reference law. The interaction length eventually decreases to zero once the shock travelling velocity reaches the maximum induced speed of sound at the base of the shock front. When falling below this second critical interaction length, the upstream influence on the wall thus disappears. With the knowledge gained, the scaled interaction length can now be predicted for both quasi-stationary and travelling shock waves.



TU Braunschweig – Niedersächsisches  
Forschungszentrum für Luftfahrt

Berichte aus der Luft- und Raumfahrttechnik

**Forschungsbericht 2022-10**

**Turbulente Stoß-Grenzschicht-  
Wechselwirkungen durch laufende  
Verdichtungsstöße**

**Patrice Salif Richard Touré**

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Aerodynamik und Strömungsmechanik  
Göttingen

---

Diese Veröffentlichung wird gleichzeitig in der Berichtsreihe „NFL  
- Forschungsberichte“ geführt.

Diese Arbeit erscheint gleichzeitig als von der Fakultät für  
Maschinenbau der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu  
Braunschweig zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation.



# Turbulente Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen durch laufende Verdichtungsstöße

Von der Fakultät für Maschinenbau  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde

eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von: Patrice Salif Richard Touré  
geboren in (Geburtsort): Coburg

eingereicht am: 07.09.2021  
mündliche Prüfung am: 16.03.2022

Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. Jens Friedrichs  
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Rolf Radespiel  
Prof. Dr. rer. nat. Dr. habil. Andreas Dillmann  
Dr. Erich Schüle





---

## Kurzfassung

Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SGWW) spielen eine wichtige Rolle in einer Vielzahl von transsonischen, supersonischen und hypersonischen Anwendungen, wie zum Beispiel bei der transsonischen Strömung eines Flügelprofils, bei Überschalleinlässen oder bei Wiedereintrittskörpern. Grundlegende Studien zu diesem komplexen Strömungsphänomen wurden in den letzten 60 Jahren hauptsächlich zu quasi-stationären SGWW durchgeführt. Es zeigte sich, dass die Stoßwelle unter bestimmten Strömungsbedingungen eine signifikante turbulente Grenzschichtablösung induzieren kann. Im Laufe der Jahre wurden eine Vielzahl von verschiedenen Skalierungsmethoden veröffentlicht, um die Interaktionslänge einer solchen SGWW vorherzusagen. Allerdings wurde der Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die Interaktionslänge noch nicht mit Hilfe eines Prinzipexperimentes charakterisiert.

In der vorliegenden experimentellen und numerischen Untersuchung wird der Einfluss einer sich gleichmäßig bewegenden einfallenden Stoßfront auf SGWW analysiert, mit einer Anströmmachzahl von 3 und einer Geschwindigkeit der Stoßfront stromauf von Mach 0.5 im Experiment und bis zu Mach 2.3 in Strömungssimulationen. Vor dem Start der Stoßfrontbewegung bildete sich eine quasi-stationäre abgelöste turbulente SGWW auf einer ebenen Platte aus, welche nach dem Start der Stoßfrontbewegung in eine gleichmäßig wandernde SGWW überging. Um den Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit bewerten zu können, wurden in einer breit angelegten Studie quasi-stationäre Referenzmessungen durchgeführt. Diese bildeten einen breiten Stoßintensitäts- und Reynoldszahlbereich ab, der weit über die in der Literatur untersuchten SGWW reichte und zur Validierung existierender Skalierungsansätze verwendet wurde. Des Weiteren wurde ein Skalierungsansatz aus der Literatur modifiziert, um den Einfluss der Reynoldszahl und der Wandtemperatur genauer abbilden und dadurch die Streuung der skalierten Daten drastisch reduzieren zu können.

Die Kombination aus den experimentellen und numerischen Untersuchungen ermöglichte es, den Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf SGWW physikalisch zu beschreiben. Dabei wurden drei Geschwindigkeitsbereiche mit signifikant unterschiedlichen SGWW Eigenschaften entdeckt. Die gesammelten experimentellen Ergebnisse der wandernden SGWW befanden sich im quasi-stationären ersten Bereich mit skalierten Interaktionslängen, die innerhalb der Streuung der Referenzdaten lagen, wenn die wahre Stoßfrontmachzahl von 3.5 berücksichtigt wurde. Im zweiten Stoßfrontgeschwindigkeitsbereich waren die skalierten Interaktionslängen der wandernden SGWW kürzer als von dem quasi-stationären Skalierungsgesetz vorhergesagt. Im letzten Bereich, bei Stoßfrontgeschwindigkeiten höher als die lokale Schallgeschwindigkeit, wurden die initial existierenden Ablöseblasen unterdrückt, und ein Übergang zu wandernden, ablösefreien SGWW fand statt. Um die drei Bereiche voneinander abzugrenzen, wurden zwei Grenzwerte basierend auf strömungsphysikalischen Überlegungen definiert. Mit Hilfe der gewonnenen Erkenntnisse kann jetzt sowohl für quasi-stationäre und als auch für wandernde SGWW die skalierte Interaktionslänge vorhergesagt werden.



## Abstract

Shock-Wave / Boundary-Layer Interactions (SWBLI) play an important role in a wide range of transonic, supersonic and hypersonic applications such as transonic airfoils or supersonic inlets. Fundamental studies on this complex flow phenomenon have been conducted extensively during the last 60 years, primarily on quasi-stationary SWBLI. In some flow conditions the shock wave can induce significant turbulent boundary layer separation. A variety of different scaling methods have been published over the years to predict the interaction lengths. However, the influence of a travelling shock front on the interaction length has been little studied on canonical geometries, such as the encounter of a traveling impinging shock wave with a turbulent boundary layer on a flat plate.

In the present experimental and numerical investigation, the influence of a uniformly moving impinging shock on SWBLI is analyzed, with a freestream Mach number of 3 and a traveling Mach number in upstream direction of 0.5 in the experiment and up to 2.3 in Reynolds-averaged-Navier-Stokes (RANS)-simulations. Before the start of the shock front movement, a quasi-stationary separated SWBLI is already formed on a flat plate, which then turned into a uniformly moving SWBLI after the start of the shock front motion. In order to evaluate the influence of the shock front velocity, quasi-stationary reference SWBLI have been investigated in a wide-ranging study. These captured a broad shock strength and Reynolds number range that extended well beyond the SWBLI studied in the literature and were used to validate existing scaling methods. Furthermore, a scaling method from the literature was modified to drastically reduce the data scattering using a new approach accounting for the Reynolds-number and wall-temperature influences.

The combination of experimental and numerical studies provided the data for a physical description of the shock front velocity influence on SWBLI. Three velocity ranges with significantly different SWBLI properties were discovered. The experimental results gathered from the traveling interactions were in the quasi-stationary shock front velocity range with scaled interaction lengths within the spread of reference data, considering the true shock-wave Mach number of 3.5. In the second shock front velocity range, the scaled interaction lengths of the traveling SWBLI were shorter than predicted by the quasi-stationary scaling law. In the last range, at shock front velocities higher than the local speed of sound, the initially existing separation bubbles were suppressed and a transition to travelling separation-free SWBLI took place. To distinguish the three regions from one another, two limits were defined based on fluid mechanics considerations. Using the knowledge gained, the scaled interaction length can now be predicted for both quasi-stationary and traveling SWBLI.



## Danksagung

Die in dieser Dissertation vorgelegte Arbeit ist das Ergebnis einer etwa sechsjährigen Forschungstätigkeit am Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Göttingen. Die Realisierung dieser Arbeit war aufgrund der Initiative und Unterstützung vieler Personen möglich.

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Rolf Radespiel, meinem Doktorvater, für die Betreuung dieser Arbeit, sowie dem Zweitgutachter Prof. Andreas Dillmann und dem Kommissionsvorsitzenden Prof. Jens Friedrichs für ihre Bereitschaft und ihr Engagement im Rahmen meiner Dissertation. Mein Dank gilt auch Herrn Dr. Henning Rosemann und Herrn Dr. Kai Richter, die mir die Möglichkeit gaben und die notwendigen Ressourcen in der Abteilung Hochgeschwindigkeitskonfigurationen, um dieses Projekt erfolgreich abzuschließen und weitere Projekte zu bearbeiten.

Besonderer Dank geht an Herrn Dr. Erich Schüle für die beispiellose Führung, persönliche und fachliche Unterstützung innerhalb der Flugkörpergruppe. Die wertvollen Ratschläge, fachlichen Kommentare und der regelmäßige wissenschaftliche Austausch waren ein essentieller Bestandteil in der Entstehung dieser Arbeit.

Ich möchte mich bei der gesamten Flugkörpergruppe und den Abteilungskollegen bedanken, die ein besonderes Arbeitsumfeld geschaffen haben, immer geholfen haben, wenn es nötig war, und die einen großen Teil dazu beigetragen haben, dass ich mich stets wohl und willkommen gefühlt habe. Ich möchte mich bei meinen Kollegen Dr. Christian Schnepf und Dr. Andreas Goertler für die freundschaftliche Büroatmosphäre und die vielen nützlichen TAU-Code-Kniffe bedanken. Vielen Dank an Karsten Pfeiffer für die technische Beratung und Bedienung des Rohrwindkanals, was es erst ermöglichte gemeinsam im Team Messkampagnen durchzuführen. Vielen Dank an Hartmut Haselmeyer für die großartige Unterstützung bei der automatisierten Datenerfassung und die Weitergabe des großen experimentellen Erfahrungsschatzes und an Uwe Becker, Karl Borchert und Lothar Schuster für ihre ständige Hilfsbereitschaft bei der Neukonzipierung und Fertigung von Modellen. Besonderer Dank geht auch an Elke Finke für den stets hervorragenden und schnellen IT-Support und danke an Janine Noll für die Hilfe bei all den administrativen Details, die im Laufe meiner Arbeit organisiert werden mussten.

Diese Arbeit wurde zu einem großen Anteil vom BMVg im Rahmen des Projekts ITEM-FK finanziert. Die Unterstützung wird dankend anerkannt.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meinen Eltern und meinen Schwestern für ihre ausnahmslose Unterstützung sowohl im Studium als auch im Doktorat bedanken, und bei meiner Frau Anne, die mir in Zeiten, in denen ich sie am meisten brauchte, bedingungslosen Rückhalt gegeben hat.



# Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	v
Abstract	vii
Danksagung	ix
Inhaltsverzeichnis	xi
Abbildungsverzeichnis	xiii
Tabellenverzeichnis	xix
Nomenklatur	xxi
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Diskontinuitäten in supersonischen Strömungen . . . . .	3
1.3 Grenzschichten in kompressibler Strömung . . . . .	5
1.4 Quasi-stationäre Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen . . . . .	6
1.4.1 SGWW ohne Strömungsablösung . . . . .	7
1.4.2 SGWW mit Strömungsablösung . . . . .	8
1.4.3 Skalierungsansätze . . . . .	9
1.5 Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen bei laufenden Stoßwellen . . . . .	13
1.6 Zielsetzung . . . . .	17
<b>2 Experimentelle Methoden</b>	<b>19</b>
2.1 Der Rohrwindkanal Göttingen . . . . .	19
2.2 Windkanalmodell und Messtechniken . . . . .	20
2.2.1 Windkanalmodell . . . . .	20
2.2.2 Pitot-Sonden-Messung . . . . .	21
2.2.3 Messungen des mittleren Wanddruckes . . . . .	23
2.2.4 Quantitative Infrarotthermographie . . . . .	24
2.2.5 Schattenverfahren . . . . .	25
2.3 Charakterisierung der Stoßfrontgeschwindigkeit . . . . .	29
<b>3 Numerische Methoden</b>	<b>33</b>
3.1 Netzstudie des modellierten experimentellen Aufbaus . . . . .	34
3.2 Einfluss der zeitlichen Auflösung auf die instationären Simulationen mit bewegtem Stoßgenerator . . . . .	44



<b>4</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>49</b>
4.1	Charakterisierung der SGWW-Referenzströmung mit Hilfe von experimentellen und numerischen Daten . . . . .	49
4.1.1	Die ungestörte Plattengrenzschicht . . . . .	50
4.1.2	Strömungstopologie . . . . .	54
4.1.3	Wanddruck und Wärmestromdichte . . . . .	59
4.1.4	Einfluss der Reynoldszahl . . . . .	64
4.1.5	Einfluss der Stoßintensität . . . . .	68
4.2	Skalierungs- und Korrelationsmethoden . . . . .	72
4.2.1	Modellvorstellung basierend auf einer reibungsfreien Stoßreflexion . . . . .	72
4.2.2	Skalierung von Stoßstärke und Reynoldszahl-Variationen . . . . .	76
4.2.3	Grenzen der Korrelation der maximalen Wärmestromdichten bei SGWW . . . . .	81
4.2.4	Modifizierte Skalierung der Interaktionslänge . . . . .	82
4.2.5	Erweiterung des modifizierten Skalierungsansatzes durch Einbeziehung des Wandtemperatureffekts . . . . .	90
4.3	Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf SGWW . . . . .	95
4.3.1	Modellvorstellung von wandernden SGWW im Koordinatensystem des beweglichen Stoßes . . . . .	96
4.3.2	Experimentelle Studie an wandernden SGWW . . . . .	98
4.3.3	Selbsterhaltender Mechanismus von wandernden Ablöseblasen in weiterführenden numerischen Analysen . . . . .	102
4.3.4	Methodik zur Vorhersage der Interaktionslänge bei laufenden SGWW . . . . .	112
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>115</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>119</b>
	<b>Anhang</b>	<b>125</b>

## Abbildungsverzeichnis

1.1	Reduzierung der Komplexität eines Ramjet-Startvorgangs im Rahmen einer generischen Modellvorstellung zur Untersuchung des Effektes einer laufenden Stoßfront auf Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen. . . . .	3
1.2	(a) Nichviskose Rampenströmung mit anliegender Stoßfront, (b) abgelöster Stoßfront sowie (c) eine Schrägstoßreflexion an einer ebenen Platte. . . . .	5
1.3	Skizze einer schwachen Stoßreflexion an einer turbulenten Grenzschicht (nach Ref. 2). . . . .	7
1.4	Skizze einer starken Stoßreflexion an einer turbulenten Grenzschicht. . . . .	8
1.5	Wanddruckverteilung für eine Stoßreflexion mit Strömungsablösung. . . . .	10
1.6	Einfluss der Reynoldszahl auf die skalierte Ablöseblasenlänge. . . . .	11
1.7	Kontrollvolumen zur Einführung eines Skalierungsgesetzes aus der Massenbilanz. . . . .	12
1.8	Machzahlprofile der Grenzschicht: (a) im stationären Koordinatensystem, (b) im Koordinatensystem der laufenden Stoßfront. . . . .	14
1.9	Machzahlprofile mit linearer Extrapolation an die Wand: (a) im stationären Koordinatensystem, (b) im mitbewegten Koordinatensystem. . . . .	15
1.10	Modellvorstellung einer Rampenumströmung nach Elfstrom [20] für die Vorhersage einer Stömungsablösung. . . . .	15
2.1	Skizze des Rohrwindkanals (DNW-RWG) am DLR in Göttingen . . . . .	19
2.2	Skizze des ebenen Plattenmodells . . . . .	21
2.3	Skizze des verwendeten modularen Windkanalmodells in verschiedenen Konfigurationen . . . . .	21
2.4	Skizze der schnellbeweglichen Pitot-Sonde auf der Platte. . . . .	22
2.5	Einfluss von verschiedenen Traversiergeschwindigkeiten der Pitot-Sonde auf das Grenzschichtprofil (Fälle: Pitot 1 - Pitot 3). . . . .	24
2.6	Skizze des Aufbaus der Infrarotthermographie. . . . .	25
2.7	Wärmebild, das mit der Infrarot-Kamera auf der Plattenoberfläche aufgenommen wurde und im Programm HeatFIT dargestellt wird . . . . .	26
2.8	Exemplarische Stantonzahlverteilung auf der Plattenoberfläche im Bereich der SGWW . . . . .	26
2.9	Gemittelte Schattenaufnahme mit den detektierten Konturen des Modells und des Fensterrahmens in hellblau und dem einfallenden Stoß aus einer dreidimensionalen CFD-Simulation in orange (Run ID: G20_80 siehe Anhang Tabelle A1)	28
2.10	Exemplarisches Beispiel für die Interaktionslängenbestimmung (Run ID: G20_80 siehe Anhang Tabelle A1) . . . . .	28
2.11	Exemplarische Schattenaufnahme einer quasi-stationären SGWW vor dem Start des beweglichen Stoßgenerators (Run ID: 2.steady22, siehe Tabelle A4) . . .	29

2.12	Exemplarische Schattenaufnahme während der gleichmäßigen Bewegung des Stoßgenerators (Run ID: 2.move22, siehe Tabelle A4) . . . . .	29
2.13	Die zeitliche Entwicklung des Geschwindigkeitsverlaufs, der einfallenden Stoßfront an den vertikalen Positionen $y = 21$ mm und $y = 80$ mm . . . . .	31
2.14	Die zeitliche Entwicklung des Geschwindigkeitsverlaufs, der einfallenden Stoßfront bei $y = 21$ mm mit steigender Stoßstärke, die Reproduzierbarkeit der Verläufe ist von Abbildung (a) bis (d) dargestellt. . . . .	31
3.1	Skizze des Simulationsgebietes . . . . .	35
3.2	Rechenetz: (a) $x$ - $y$ -Symmetrieebene (b) Zoom in $x$ - $y$ -Symmetrieebene mit Netzadaption (c) Zoom auf die Plattenoberfläche mit Netzadaption . . . . .	36
3.3	Machzahlkonturbild generiert mit dem finalen dreidimensionalen Netz . . . . .	37
3.4	Netzstudie für die dreidimensionalen Nachsimulationen des Experimentes: (a) dimensionsloser Wandabstand $y^+$ , (b) Wanddruckverlauf $p$ , (c) Wärmestromdichteverlauf $\dot{q}$ , (d) Reibungsbeiwertverlauf $c_f$ . . . . .	38
3.5	Darstellung des zwei-dimensionalen Rechengebietes mit dem Basisnetz für Bedingung 1 . . . . .	40
3.6	Netzstudie für die zweidimensionalen Simulationen bei einem Wärmestrom von der Wand in die Strömung (Bedingung 1): (a) dimensionsloser Wandabstand $y^+$ , (b) Wanddruckverlauf $p$ , (c) Wärmestromdichteverlauf $\dot{q}$ , (d) Reibungsbeiwertverlauf $c_f$ . . . . .	41
3.7	Netzstudie für zweidimensionale Simulationen bei einem Wärmestrom von der Strömung in die Wand (Bedingung 2): (a) dimensionsloser Wandabstand $y^+$ , (b) Wanddruckverlauf $p$ , (c) Wärmestromdichteverlauf $\dot{q}$ , (d) Reibungsbeiwertverlauf $c_f$ . . . . .	42
3.8	Verteilung der Machzahl der SGWW, generiert mit dem Basisnetz der zweidimensionalen Nachsimulation des Experimentes, Bedingung 1 . . . . .	43
3.9	Verteilung der Machzahl der SGWW, generiert mit dem Basisnetz der zweidimensionalen Simulation bei einem Wärmestrom von der Strömung in die Wand, Bedingung 2 . . . . .	43
3.10	Konvergenzstudie zur Anzahl der inneren Iterationen pro Zeitschritt $\Delta t = 4 \times 10^{-8}$ s für zweidimensionale instationäre Simulationen ( $T_w/T_r = 0.4$ und $U_s = 300$ m/s): (a) Wanddruckverlauf $p$ , (b) Wärmestromdichteverlauf $\dot{q}$ , (c) Reibungsbeiwertverlauf $c_f$ . . . . .	46
3.11	Konvergenzstudie zur Zeitschrittweite $\Delta t$ für zweidimensionale instationäre Simulationen mit 600 inneren Iterationen ( $T_w/T_r = 0.4$ und $U_s = 300$ m/s): (a) Wanddruckverlauf $p$ , (b) Wärmestromdichteverlauf $\dot{q}$ , (c) Reibungsbeiwertverlauf $c_f$ . . . . .	47

4.1	Geschwindigkeitsprofile für wachsende Abstände zur Plattenvorderkante von Pos. a bis Pos. e. Messbedingungen sind in Tabelle 4.2 aufgelistet: (a) dimensionslose Geschwindigkeitsprofile, (b) dimensionslos nach dem Wandgesetz von Coles [9] . . . . .	51
4.2	Vergleich dimensionsloser Geschwindigkeitsprofile für die Randbedingungen aus Tabelle 4.2, Ergebnisse der jeweils nächsten $x$ -Position sind um jeweils 10 $u^+$ -Einheiten versetzt dargestellt, Wandgesetz nach Coles [9] berechnet . . .	53
4.3	Grenzschichtcharakterisierung der ungestörten Platte für die Randbedingungen aus Tabelle 4.2 . . . . .	54
4.4	Abhängigkeit des Formparameters von der Machzahl . . . . .	55
4.5	Topologie der ungestörten einfallenden Stoßfront . . . . .	56
4.6	Topologie der ungestörten einfallenden Stoßfronten von sechs Stoßgeneratoren mit unterschiedlichen Durchmessern . . . . .	57
4.7	Experimentell erfasste und numerisch vorhergesagte Strömungstopologie: (a) experimentelles Schattenbild, (b) numerisch vorhergesagtes Dichtegradientenbild . . . . .	58
4.8	Isobaren (schwarze Linien) und die Wirbelviskositätsverteilung (in Farbe) in der $x$ - $y$ -Symmetrieebene der numerisch vorhergesagten SGWW . . . . .	58
4.9	$c_p$ -Verteilung auf der Plattenoberfläche der vorhergesagten SGWW . . . . .	59
4.10	Visualisierung der Wandstromlinien auf der Plattenoberfläche zur Darstellung der lateralen Strömungskomponente im Inneren der Ablöseblase ( $\xi_{imp} = 2.565$ ): (a) numerische Wandschubspannungslinien, (b) experimentelle Wandschubspannungslinien detektiert mit der Ölfilm-Interferometriechnik . . . . .	60
4.11	Definition des Interaktionsbeginns $x_1$ und Darstellung des Ablösepunktes $S$ , des Wiederanlegepunktes $R$ , des maximalen Wanddruckes $p_{max}/p_1$ und der maximalen Wärmestromdichte $\dot{q}_{max}/\dot{q}_1$ ( $\xi_{imp} = 2.565$ ) . . . . .	61
4.12	Einfluss von zwei Turbulenzmodellen auf die Vorhersage des Druckverlaufes einer SGWW ( $\xi_{imp} = 2.565$ ): (a) voll turbulent, (b) fixierte Transitionslage bei $x_{tr} = 100$ mm . . . . .	62
4.13	Einfluss von zwei Turbulenzmodellen und der Transitionslage auf die Vorhersage der Wärmestromdichte einer SGWW ( $\xi_{imp} = 2.565$ ). . . . .	63
4.14	Einfluss der Stoßstärke und der Reynoldszahl auf die Vorhersage der Wanddruckverteilung (voll turbulente RANS-Simulationen) . . . . .	64
4.15	Ausgewählte Schattenaufnahmen, die den Einfluss der Reynoldszahl auf SGWW zeigen . . . . .	65
4.16	(a) Einfluss der Reynoldszahl auf die Wanddruckverteilung, (b) Offset-Korrektur der Längskoordinate $x$ . . . . .	66
4.17	(a) Einfluss der Reynoldszahl auf die Verteilung der Stanton-Zahl, (b) Normierung der Stanton-Zahl und Offset-Korrektur der Längskoordinate $x$ . . . . .	67
4.18	Einfluss der Stoßintensität auf SGWW, visualisiert mit Hilfe von ausgewählten Schattenaufnahmen . . . . .	69

4.19	Einfluss der Stoßintensität: (a) Wanddruckverteilung, (b) mit Offset-Korrektur der Längskoordinate $x$ , (c) Verteilung der Stanton-Zahl, (d) mit Normierung der Stanton-Zahl und Offset-Korrektur von $x$ . . . . .	71
4.20	Modellvorstellung zum Druckverlauf der reibungsfreien Stoßreflexion . . . . .	73
4.21	(a) Prüfung der auf reibungsfreie Betrachtungen basierenden Skalierung mit Hilfe einer Simulationsvorhersage, (b) Einfluss des $\Delta y/d$ Verhältnisses . . . . .	74
4.22	Anwendung der auf reibungsfreie Betrachtungen basierenden Skalierung auf experimentelle Daten . . . . .	75
4.23	Einfluss des normierten Wandabstandes und der Reynoldszahl auf die maximal erreichbaren Drücke $p_{max}$ bezogen auf den reibungsfreien Drucksprung $p_3$ . . . . .	76
4.24	(a) & (b) Wanddruckverteilung und (c) & (d) Stanton-Zahl-Verteilung für Szenarien 1 und 2 . . . . .	78
4.25	(a) & (b) Räumliche Skalierung der Wanddruckverteilung und (c) & (d) der Stanton-Zahl-Verteilung mit Skalierung über $x_1$ und der Interaktionslänge $L$ . . . . .	79
4.26	(a) Normierte, experimentelle Druckverläufe mit voll ausgebildeten Druckplateaus und (b) Vergleich der extrahierten Werte $p_p/p_1$ mit Korrelationsvorhersagen aus der Literatur . . . . .	80
4.27	Normierte Wärmestromdichten aufgetragen über Wanddrücke: (a) Korrelation der maximalen Stanton-Zahlen, (b) Gesamtdarstellung ausgewählter Verläufe von SGWW mit zunehmender $x$ -Position in Pfeilrichtung . . . . .	82
4.28	Skalierung basierend auf der Methode von Souverein et al. [62] . . . . .	84
4.29	Skalierung basierend auf dem modifizierten Ansatz (Eq. 4.10). Die schwarzen gestrichelten Linien entsprechen den Approximationen nach der Methode der kleinsten Quadrate. . . . .	86
4.30	Abweichungen der skalierten Interaktionslänge unter Verwendung verschiedener Messmethoden . . . . .	87
4.31	Einfluss der Reynoldszahl auf die skalierte Interaktionslänge, Validierung der modifizierten Skalierungsmethode . . . . .	88
4.32	Vergleich des Einflusses der Reynoldszahl auf die skalierte Interaktionslänge $L/L_c$ der aktuellen Ergebnisse und der skalierten Ablöseblasenlänge $L_{sep}/L_c$ aus Daten von Zheltovodov und Schülein [71]. . . . .	88
4.33	Skalierung der Interaktionslänge mit Symbolen wie in Tabelle 4.9 aufgelistet. . . . .	89
4.34	Skalierte Interaktionslänge $L^*$ als Funktion der normierten Interaktionsstärke $c_p^*$ , Vergleich zwischen quasi-stationären experimentellen Messdaten und dreidimensionalen Simulationsvorhersagen . . . . .	91
4.35	(a) Beispiele für die Ergebnisse der modifizierten Skalierungsmethode ohne Korrektur von Effekten der Wandtemperatur auf SGWW unter Verwendung der Daten von Jaunet et al. [31] und (b) 2D-CFD-Simulationen aus der vorliegenden Studie, mit viel stärkeren SGWW . . . . .	92

4.36	Beispiele für die Ergebnisse der modifizierten Skalierungsmethode einschließlich der Korrektur von Effekten der Wandtemperatur auf SGWW (Gl. 4.14) (a) unter Verwendung der Daten von Jaunet et al. [31] und (b) 2D-CFD-Simulationen aus der vorliegenden Studie. . . . .	93
4.37	Modifizierte Skalierungsmethode der Interaktionslänge mit der neuen Wandtemperaturkorrektur, Symbole wie in Tabelle 4.10 dargestellt . . . . .	95
4.38	(a) Skizze eines Profils der Schallgeschwindigkeit in der Grenzschicht bei sehr starken kompressiblen Effekten, (b) Darstellung des wandnahen Bereiches für eine gekühlte Wand, eine adiabate Wand und eine beheizte Wand (nach Referenz [21]) . . . . .	96
4.39	Modellvorstellung nach Elfstrom [20] für die Vorhersage von Ablösung, modifiziert für eine einfallende Stoßfront . . . . .	97
4.40	Modellvorstellung der wandernden SGWW im Koordinatensystem des beweglichen Stoßes . . . . .	98
4.41	Schattenaufnahmen von quasi-stationären (links) und wandernden (rechts) SGWW, die über einen beweglichen Stoßgenerator erzeugt wurden. Die Interaktionsstärke steigt vom obersten Bild zum untersten Bild an. . . . .	99
4.42	Skalierung der Interaktionslänge unter Verwendung des modifizierten Skalierungsansatzes: Experimentelle, quasi-stationäre Interaktionsergebnisse sind als schwarze Punkte (stationäres Modell) und grüne Punkte (bewegliches Modell) dargestellt. Ergebnisse der wandernden SGWW mit $Ma_S \approx 3.5$ sind in rot markiert. . . . .	101
4.43	Machzahlverteilung der quasi-stationären Startlösung der instationären Simulationen für $T_W/T_r = 0.4$ . . . . .	103
4.44	Machzahlverteilung der SGWW bei einer Variation der Stoßfrontgeschwindigkeit $U_S$ für $T_W/T_r = 0.4$ : mit (a) $U_S = 50$ m/s, (b) $U_S = 100$ m/s, (c) $U_S = 150$ m/s, (d) $U_S = 200$ m/s, (e) $U_S = 250$ m/s und (f) $U_S = 300$ m/s . . . . .	103
4.45	Schallgeschwindigkeitsverteilung der SGWW bei einer Variation der Stoßfrontgeschwindigkeit $U_S$ für $T_W/T_r = 0.4$ : mit (a) $U_S = 50$ m/s, (b) $U_S = 100$ m/s, (c) $U_S = 150$ m/s, (d) $U_S = 200$ m/s, (e) $U_S = 250$ m/s und (f) $U_S = 300$ m/s . . . . .	104
4.46	Einfluss der wandernden Stoßfront auf den Reibungsbeiwert für $T_W/T_r = 0.4$ . . . . .	105
4.47	Einfluss der wandernden Stoßfront auf die maximale Temperatur im Inneren der Ablöseblase, normiert mit der konstanten Wandtemperatur $T_W$ . . . . .	105
4.48	(a) Einfluss der Recoverytemperatur $T_{r,S}$ für wandernde SGWW auf die maximale Temperatur in der Ablöseblase für drei unterschiedliche quasi-stationäre Anfangsbedingungen, (b) durchgeführte Normierung der Temperaturen . . . . .	106
4.49	Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die Interaktionslänge: (a) Verwendung des modifizierten Skalierungsansatzes einschließlich Korrektur der Wandtemperatur (Gl. 4.14), (b) Verhältnis zwischen den instationären Werten zu den Referenzwerten . . . . .	107

4.50	(a) Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit $U_S = 50$ m/s bis 450 m/s in 50 m/s Schritten auf die extrapolierten linearen Bereiche der ungestörten Machzahlprofile im mitbewegten Koordinatensystem; Jeweils fünf Machzahlprofile, dargestellt als schwarze Linien für $U_S = 50$ m/s und 450 m/s, vorhergesagt an den Längspositionen $x = 0.153$ m bis 0.393 m in 60 mm Schritten; (b) Einfluss der Wandtemperatur auf die extrapolierten linearen Bereiche der Machzahlprofile	109
4.51	Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die Modellvorstellung nach Elfstrom [20] zur Vorhersage einer Ablöseblase ab $\xi/\xi_{imp} > 1$ . . . . .	110
4.52	Finale Darstellung der numerischen Ergebnisse zur Vorhersage der Interaktionslänge bei laufenden SGWW . . . . .	111
4.53	Untersuchung der numerischen Ergebnisse, der schwachen SGWW mit gekühlter und erwärmter Wand, unter Verwendung eines stationären Koordinatensystems: (a) Verwendung des modifizierten Skalierungsansatzes (Gl. 4.14), (b) Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die Modellvorstellung nach Elfstrom [20]	112

## Tabellenverzeichnis

2.1	Der Strömungsparameterbereich des Rohrwindkanals (DNW-RWG) . . . . .	19
2.2	Strömungseigenschaften der Pitotsondenmessungen für die Bestimmung des Einflusses der Traversiergeschwindigkeitsvariation . . . . .	23
3.1	Simulationsgrenzen . . . . .	35
3.2	Parametervariationen für die Netzstudie des dreidimensionalen Netzes . . . . .	36
3.3	Maximale Abweichungen vom Basisnetz zu den anderen Netzen . . . . .	37
3.4	Netzparameter des finalen Netzes (Netz 1) aus der Netzstudie für dreidimensionale Simulationen . . . . .	38
3.5	Kenndaten des Hintergrundnetzes für die 2D Netzstudie . . . . .	40
3.6	Fehlerbetrachtung der 2D Netzstudie, Differenzen zwischen dem Basisnetz und dem feinen Netz . . . . .	42
3.7	Untersuchte physikalische Zeitschrittweiten . . . . .	44
3.8	Fehlerbetrachtung des Einflusses der physikalischen Zeitschrittweite zwischen den Ergebnissen von $\Delta t = 6 \times 10^{-8}$ s und $\Delta t = 3 \times 10^{-8}$ s, $\Delta L_{sep}$ beträgt in beiden Fällen etwa den Abstand zwischen 2 Netzpunkten. . . . .	45
4.1	Parameter des Modellaufbaus und der Strömungsbedingungen der zur Charakterisierung verwendeten repräsentativen SGWW . . . . .	50
4.2	Strömungseigenschaften der Pitot-Sonden Messungen, für die Variation der Messposition in Strömungsrichtung . . . . .	51
4.3	Maximale lokale $u^+$ Differenz zwischen den experimentellen und den TAU-Ergebnissen . . . . .	52
4.4	Ermittelte Grenzschichtparameter der Pitot-Sonden Messungen für die Variation der Messposition in Strömungsrichtung . . . . .	52
4.5	Abweichungen im maximalen Druck zwischen Experiment und Numerik mit Variation der numerischen Einstellungen ( $\xi_{imp} = 2.565$ ) . . . . .	62
4.6	Einfluss der Reynoldszahl $Re_{imp}$ auf die Interaktionslänge von SGWW, korrespondierende Schattenaufnahmen in Abbildung 4.15 . . . . .	66
4.7	Einfluss der Stoßstärke $\xi_{imp}$ auf die Interaktionslänge von SGWW, korrespondierende Schattenaufnahmen in Abbildung 4.18 . . . . .	68
4.8	Testmatrix der stationären SGWW aus Szenario 1 und 2: für schrittweise steigende Reynoldszahlen bei steigender, beziehungsweise sinkender Stoßstärke . . . . .	77
4.9	Berücksichtigte Datensätze von SGWW in Abbildung. 4.33 . . . . .	90
4.10	Verwendete Datensätze von SGWW-Untersuchungen in Abbildung 4.37 . . . . .	94
4.11	Errechnete Grenzwerte nach Elfstrom [20], des statischen Drucksprunges über eine reibungsfreie Stoßreflexion mit Hilfe der ungestörten Machzahlprofile aus Abbildung 4.50 . . . . .	109



---

A1	Testmatrix der durchgeführten Experimente an quasi-stationären SGWW. Verwendung des quasi-stationären Stoßgeneratormodells. (1 von 3) . . . . .	126
A2	Testmatrix der durchgeführten Experimente an quasi-stationären SGWW. Verwendung des quasi-stationären Stoßgeneratormodells. (2 von 3) . . . . .	127
A3	Testmatrix der durchgeführten Experimente an quasi-stationären SGWW. Verwendung des quasi-stationären Stoßgeneratormodells. (3 von 3) . . . . .	128
A4	Testmatrix der durchgeführten Experimente an dem beweglichen Stoßgeneratormodell für quasi-stationäre und wandernde SGWW-Untersuchungen, siehe Abbildung 4.41. . . . .	129
A5	Testmatrix für die RANS-Simulationen mit dem Menter-SST-Turbulenzmodell von voll-turbulenten, stationären, dreidimensionalen SGWW. . . . .	130
A6	Testmatrix für die RANS-Simulationen mit dem Menter-SST-Turbulenzmodell von stationären zweidimensionalen SGWW. . . . .	131
A7	Testmatrix für die RANS-Simulationen mit dem Menter-SST-Turbulenzmodell von wandernden zweidimensionalen SGWW. (1 von 2) . . . . .	132
A8	Testmatrix für die RANS-Simulationen mit dem Menter-SST-Turbulenzmodell von wandernden zweidimensionalen SGWW. (2 von 2) . . . . .	133

# Nomenklatur

## Lateinische Symbole

---

$a$	Schallgeschwindigkeit, $\text{m s}^{-1}$
$a, b, c$	Anpassungsparameter eines Korrelationsansatzes
$C^+$	Konstante des logarithmischen Wandgesetzes
$c_f$	Reibungsbeiwert
$c_{f,u}$	Berechneter Reibungsbeiwert basierend auf dem Grenzschichtprofil
$c_m$	spezifische Wärmekapazität des Plexiglaseinsatzes, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$c_p$	Druckbeiwert
$c_p^*$	skalierte Interaktionsstärke
$d$	Durchmesser, m
$f_c$	Nulldurchgangsfrequenz, $\text{s}^{-1}$
$H$	Formparameter
$H_i$	inkompressible Formparameter
$k$	Stufenfunktion $f(Re_\theta)$
$K(Re, c_p)$	Korrelationsfunktion des Einflusses der Reynoldszahl
$L$	Interaktionslänge, m
$L^*$	skalierte Interaktionslänge
$L_c$	Skalierungsparameter, m
$L_i$	Länge des Intermittenzgebietes des oszillierenden Ablösestoßes, m
$L_{sep}$	Ablöseblasenlänge, m
$\dot{m}^*$	Massenstromdefizit ( $\dot{m}^* = \rho U \delta^*$ ), $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
$Ma$	Machzahl
$Ma_S$	absolute Machzahl der Stoßfront
$Ma_{slip}$	Machzahl an der Wand nach der Definition von Elfstrom [20]

---

$p$	Druck, Pa
$P_0$	Gesamtdruck, Pa
$p_{02}$	Pitotdruck, Pa
$p_p$	Plateaudruck, Pa
$Pr$	Prandtl-Zahl
$\dot{Q}$	Wärmestrom, W
$q$	dynamischer Druck, Pa
$\dot{q}$	Wärmestromdichte, $\text{W m}^{-2}$
$R$	Wiederanlegepunkt, m
$r$	Recovery-Faktor
$R^2$	Korrelationskoeffizient
$Re_\delta$	Reynoldszahl (charakteristische Länge $\delta$ )
$Re_\theta$	Reynoldszahl (charakteristische Länge $\theta$ )
$Re_1$	Einheitsreynoldszahl, $\text{m}^{-1}$
$R_S$	spezifische Gaskonstante, $\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
$S$	Ablösepunkt, m
$s$	Entropie, $\text{J K}^{-1}$
$S^*$	skalierte Interaktionsstärke
$S_{krit}^*$	kritischer Drucksprung nach der Definition von Souverein et al. [62]
$St$	Stanton-Zahl ( $St = \dot{q}_w / (\rho_\infty U_\infty c_p (T_r - T_W))$ )
$T$	Temperatur, K
$t$	Zeit, s
$T_0$	Gesamttemperatur, K
$T_r$	Recovery-Temperatur ( $T_r = T_\infty (1 + r Ma_\infty^2 (\gamma - 1) / 2)$ ), K
$T_{r,S}$	Recovery-Temperatur bei wandernder SGWW berechnet mit $Ma_S$
$U$	Geschwindigkeit, $\text{m s}^{-1}$
$u$	Geschwindigkeit in $x$ -Richtung, $\text{m s}^{-1}$

---

$U_S$	Stoßfrontgeschwindigkeit, $\text{m s}^{-1}$
$u_\tau$	Schubspannungsgeschwindigkeit, $\text{m s}^{-1}$
$u^+$	dimensionslose Geschwindigkeit
$u_{trav}$	Traversiergeschwindigkeit der Pitot-Sonde, $\text{m s}^{-1}$
$W$	Spannweite, m
$x, y, z$	kartesische Koordinaten
$x_1$	Interaktionsbeginn, m
$x_{tr}$	Transitionslage, m
$y^+$	dimensionsloser Wandabstand

### Griechische Symbole

---

$\beta$	Stoßwinkel, $^\circ$
$\delta$	99% Grenzschichtdicke, m
$\delta^*$	Verdrängungsdicke, m
$\gamma$	Isentropenexponent
$\kappa$	Karman-Konstante
$\lambda_m$	Wärmeleitfähigkeit des Plexiglaseinsatzes, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
$\mu$	Ablenkungswinkel einer Expansionswelle
$\nu$	kinematische Viskosität, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\nu_t$	turbulente kinematische Wirbelviskosität, Pa s
$\omega(y/\delta)$	Nachlauffunktion des Nachlaufgesetzes von Coles [9]
$\Pi$	Nachlaufparameter des Nachlaufgesetzes von Coles [9]
$\rho$	Dichte, $\text{kg m}^{-3}$
$\rho_m$	Plexiglasdichte, $\text{kg m}^{-3}$
$\tau_W$	Wandschubspannung, Pa
$\theta$	Impulsverlustdicke, m
$\varphi$	Umlenkwinkel, $^\circ$

---

$\xi$	Stoßstärke
$\xi_{elfstrom}$	kritische Interaktionsstärke nach der Definition von Elfstrom [20]
$\lambda$	Rampenwinkel, °
$\Pi$	Parameter des universellen Wandgesetzes

### Indizes, tiefgestellt

---

1	Bedingung vor dem einfallenden Stoß
2	Bedingung hinter dem einfallenden Stoß
3	Bedingungen hinter dem Interaktionsgebiet
$\infty$	Anströmbedingungen
<i>dekomp</i>	Bereich beeinflusst von einfallenden Expansionswellen
<i>Blase</i>	Bedingung in der Ablöseblase
<i>e</i>	Bedingung am Grenzschichtrand
<i>exp</i>	Bedingung im Experiment
<i>sim</i>	Bedingung in der Simulation
<i>imp</i>	Bedingung der einfallenden Stoßfront am Schnittpunkt mit der Plattenebene
<i>in</i>	Bedingung am Kontrollvolumeneinlauf
<i>max</i>	Maximalwert
<i>min</i>	Minimalwert
<i>out</i>	Bedingung am Kontrollvolumenaustritt
<i>ref</i>	Referenzwerte
<i>W</i>	Bedingungen an der Wand

### Abkürzungen

---

CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i> , numerische Strömungsmechanik
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.

---

DNW	Deutsch-Niederländische Windkanäle
EARSM	explizite algebraische Reynolds-Spannungs-Modell ( <i>explicit algebraic Reynolds-stress-model</i> )
RANS	<i>Reynolds-averaged-Navier-Stokes</i> , gemittelte Strömungsgleichungen
RWG	Rohrwindkanal Göttingen
SGWW	Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung
SST	Scherspannungstransport-Turbulenzmodell ( <i>shear stress transport model</i> )
TAU-Code	numerischer Strömungslöser des DLR



---

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Überschallströmungen an fliegenden Objekten generieren unweigerlich Stoßwellen, die entweder durch eine Änderung der Neigung einer Oberfläche, ein stromabwärts liegendes Hindernis oder einen Gegendruck verursacht werden. Es gibt somit eine große Anzahl von externen und internen Strömungen, beispielsweise in Triebwerken, in denen Stoßwellen auftreten. Diese treffen auf und interagieren mit der fluiddynamischen Grenzschicht, die normal zur Wand den Strömungsbereich kennzeichnet, der durch viskose Effekte beeinflusst wird. Diese weist je nach Strömungszustand sehr unterschiedliche Charakteristiken auf, was ein Grund für die große Variation an unterschiedlich ausgeprägten Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SGWW) ist.

Die turbulente SGWW gehört zu den grundlegenden Problemen der Hochgeschwindigkeitsaerodynamik. Sie vereint das Phänomen der Turbulenz mit Kompressibilitätseffekten und wird in den Bereich der viskosen / nicht-viskosen Wechselwirkungen eingeordnet. Ein tiefgreifendes Verständnis der SGWW kann dazu beitragen, einige der negativen Auswirkungen auf Überschall- und Hyperschallflugobjekte abzuschwächen. Zwei Beispiele dafür sind die hohen thermischen Lasten an Oberflächen und Instabilitäten im Triebwerkseinlauf, die in extremen Fällen zum Versagen von Überschalltriebwerken wie Ramjets führen können.

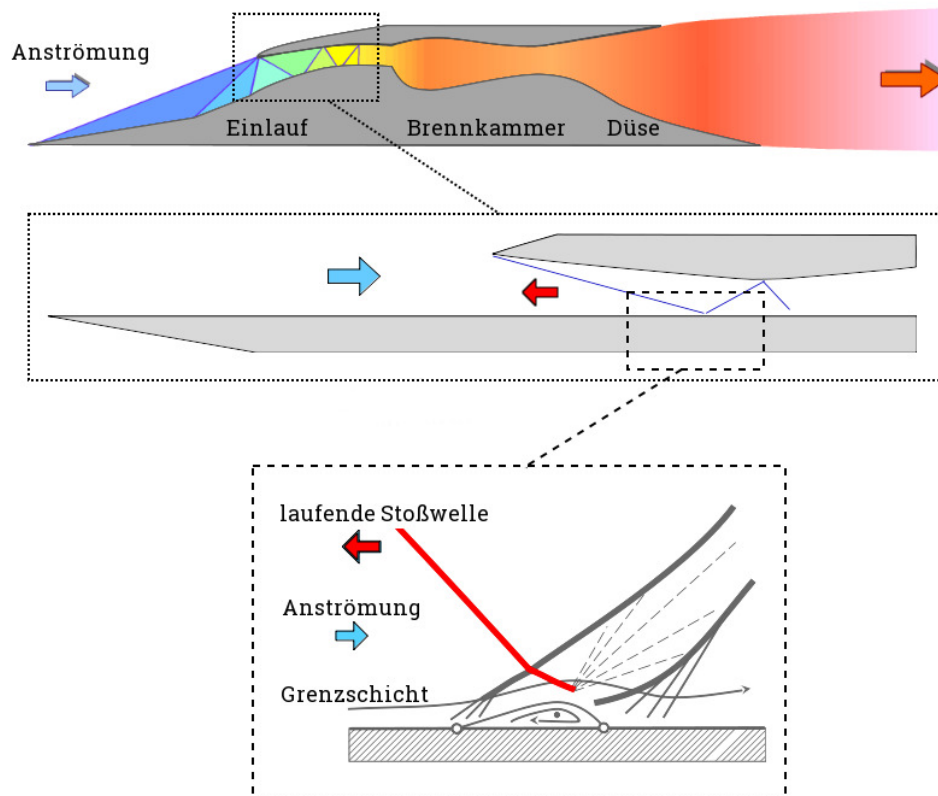
In Abbildung 1.1 oben sind die wichtigsten Baugruppen eines Ramjets bestehend aus dem Einlauf, der Brennkammer und der Lavaldüse skizziert. Die Luft wird vom Einlauf aufgenommen, wo sie ausschließlich über Stoßsysteme im Überschalldiffusor komprimiert und am engsten Querschnitt auf Unterschallgeschwindigkeit abgebremst wird. Dabei gibt das Kontraktionsverhältnis den maximalen Druck in der Brennkammer vor und begrenzt gleichermaßen den maximalen Massenstrom. Für eine ausreichende Sauerstoffversorgung der Brennkammer müssen sowohl der Druck als auch der Massenstrom hoch sein. Deshalb ist es entscheidend, einen hohen Druckrückgewinn im Einlauf über eine Reduzierung der Verluste durch Stoßsysteme zu erzielen. Weil der Einlauf allerdings für ein breites Spektrum an Missionsbedingungen (Flughöhe, Flugmachzahl) ausgelegt werden muss, stellt die benötigte geringe Start-Machzahl einen besonders kritischen Parameter dar, denn für sie muss bereits ein ausreichend hoher Druckrückgewinn garantiert werden. Unter bestimmten Umständen, zu denen ein Überschreiten des zulässigen Gegendruckes aufgrund des Verbrennungsprozesses oder eine starke Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung im Einlass gehören, entspricht der Massenstrom am Beginn des Einlaufs nicht mehr dem Massenstrom, der stromab befördert werden kann, und die Strömung bricht während des Starts zusammen. Dies kann zu einem kritischen Versagen des Ramjets führen. Deshalb ist der Start von Überschalltriebwerken ein besonders kritischer Zeitpunkt. Die Mechanismen während des Startvorganges sind gut bekannt, allerdings ist die detaillierte Vorhersage noch immer schwierig, weil viele komplexe Einflüsse, wie der laminar turbulente Umschlag der Grenzschicht oder kritische wandernde Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen, die beim Öffnen des



Strömungskanals induziert werden, sich überlagern. Erschwerend kommt hinzu, dass die jeweiligen Einflüsse an sich noch nicht voll umfänglich verstanden sind.

Die Erforschung von SGWW reicht zurück in die 1940er Jahre und führte zu einem guten Verständnis der quasi-stationären Strömungstopologie und der Identifizierung mehrerer dynamischer Phänomene, die zu einer gewissen Instationarität der resultierenden Strömung beitragen [2]. Der mit Abstand überwiegende Teil der durchgeführten Windkanaluntersuchungen in diesem Bereich wurde an nominell stationären Testkonfigurationen durchgeführt, zum Beispiel in Studien zu großskaligen, niederfrequenten Bewegungen am Stoßfuß einer SGWW mit Strömungsablösung. Allerdings wurde der Untersuchung laufender Stoßfronten, die zur Strömungsablösung führen und zum Beispiel bei Ramjet-Starts im Inneren des Einlaufkanals zu beobachten sind, relativ wenig Aufmerksamkeit geschenkt.

Die geplanten Grundlagenuntersuchungen sollen somit ein Baustein für ein tieferes Verständnis der strömungsphysikalischen Zusammenhänge während des Startvorganges von Ramjets liefern. Die vorliegende Arbeit fokussiert sich deshalb zum ersten Mal auf die wissenschaftliche Fragestellung, wie der Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf eine SGWW mit Strömungsablösung ist. Deshalb wird ein Prinzipmodell mit stark reduzierter Komplexität verglichen zu Ramjet Einläufen entwickelt. Infolgedessen wird sich auf eine kritische, wandernde, einfallende Stoßfront konzentriert, die mit einer voll ausgebildeten turbulenten Plattengrenzschicht interagiert, wie in Abbildung 1.1 unten skizziert. Dabei sollen die Vereinfachungen einer gleichmäßigen Bewegung der Stoßfront ausgehend von einer quasi-stationären SGWW mit induzierter Strömungsablösung gelten. Während der Bewegung soll zudem die Stoßstärke konstant bleiben. Diese generische Modellvorstellung ist über einen beweglichen Stoßgenerator, der parallel zu einer ebenen Platte wandert, realisierbar. Jedoch sind selbst in dieser vereinfachten Modellierung weitere Einflüsse neben der Stoßfrontgeschwindigkeit, wie die Reynoldszahl oder das Temperaturverhältnis zwischen der Platte und der Strömung, zu berücksichtigen. Deshalb ist es in einem ersten Schritt notwendig, einen modifizierten Skalierungsansatz zu entwickeln und zu validieren, der diese quasi-stationären Einflüsse speziell auf die Interaktionslänge der SGWW in einem sehr breiten Parameterraum mit ausreichender Genauigkeit vorhersagen kann. Aufbauend auf diese Referenzskalierung sind in einem zweiten Schritt die Untersuchungen an wandernden SGWW mit Strömungsablösung geplant. Diese dienen zum einen zur Entwicklung physikalischer Modellvorstellungen der wandernden Interaktion und zum anderen dem praktischen Ziel, eine Methodik zur Vorhersage der Interaktionslänge von generischen quasi-stationären und wandernden SGWW zu entwickeln.



**Abbildung 1.1:** Reduzierung der Komplexität eines Ramjet-Startvorgangs im Rahmen einer generischen Modellvorstellung zur Untersuchung des Effektes einer laufenden Stoßfront auf Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen.

## 1.2 Diskontinuitäten in supersonischen Strömungen

Die Interaktion zwischen Verdichtungsstößen und Grenzschichten wird seit über 60 Jahren systematisch erforscht, und es konnten große Fortschritte in diesem Bereich erzielt werden. Dabei sind Stoßfronten Diskontinuitäten, die in kompressiblen Strömungen als sehr dünne Schicht existieren mit einer Dicke von wenigen mittleren freien Weglängen eines Gases. Für Luft unter Standardatmosphärenbedingungen beträgt die mittlere freie Weglänge  $0.066 \mu\text{m}$  und nimmt in der Atmosphäre mit steigender Höhe zu [25]. Eine der ersten analytischen Abschätzungen der Stoßdicke stammt von Taylor [65].

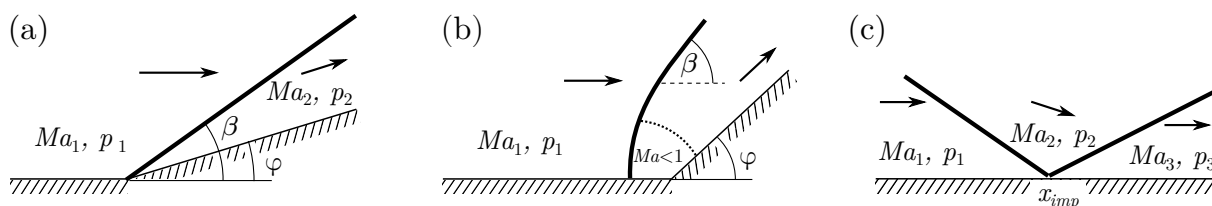
Die thermische Zustandsänderung durch den Verdichtungsstoß erfolgt so schnell, dass sie als adiabat angenommen wird und somit kein Wärmeaustausch mit der Umgebung erfolgt und die gesamte verrichtete Arbeit in innere Energie übergeht. Zentrale Beiträge zur theoretischen Natur von Stoßwellen von Poisson [46] und Challis [5] gipfelten in den Arbeiten von Rankine [47] und Hugoniot [28, 29], denen es gelang, unabhängig voneinander die grundlegenden Gleichungen für die Strömungseigenschaften bei einer normalen Stoßwelle abzuleiten. Die Rankine-

Hugoniot-Gleichungen beschreiben den Zusammenhang zwischen der Strömung stromauf und stromab des normalen Stoßes bei adiabaten Bedingungen und für ein ideales Gas:

$$\begin{aligned}\frac{p_2}{p_1} &= \frac{(\gamma + 1) \rho_2 - (\gamma - 1) \rho_1}{(\gamma + 1) \rho_1 - (\gamma - 1) \rho_2}, \\ \frac{\rho_2}{\rho_1} &= \frac{(\gamma + 1) p_2 - (\gamma - 1) p_1}{(\gamma + 1) p_1 - (\gamma - 1) p_2}, \\ \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} &= \gamma \frac{p_2 + p_1}{\rho_2 + \rho_1}.\end{aligned}\tag{1.1}$$

Aus dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik folgt, dass die Entropie über dem Verdichtungsstoß zunehmen muss, wodurch die Richtung der Zustandsänderungen vorgegeben ist. Der statische Druck  $p$ , die Dichte  $\rho$  sowie die Temperatur  $T$  nehmen zu, wohingegen der Totaldruck  $P_0$ , die Machzahl  $Ma$  und die Geschwindigkeit  $U$  über dem Verdichtungsstoß abnehmen (Zustand 1  $\rightarrow$  Zustand 2).

Drei grundlegende Szenarien, in denen ein Verdichtungsstoß an einer Wand entstehen kann, sind in Abbildung 1.2 anhand von idealisierten reibungsfreien, zweidimensionalen Strömungen dargestellt. Die Rampenumströmung in Abbildung 1.2(a) erzwingt eine Änderung der Strömungsrichtung um den Umlenkwinkel  $\varphi$ . Diese Strömungsumlenkung ist im Überschall nur durch die Generierung einer Stoßfront möglich. Ist der Umlenkwinkel klein, bildet sich ein anliegender schräger Stoß mit dem Stoßwinkel  $\beta$  aus. Mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Gleichungen oder ihrer graphischen Darstellung (Stoßpolaren) lässt sich der maximale Umlenkwinkel  $\varphi_{max}$  berechnen, ab dem ein abgelöster Verdichtungsstoß entsteht. In diesem zweiten Szenario dargestellt in Abbildung 1.2(b) existiert an der Wand ein senkrechter Verdichtungsstoß, an dem keine Strömungsumlenkung stattfindet und die Geschwindigkeit auf einen Unterschallwert reduziert wird ( $\varphi = 0^\circ$ ,  $\beta = 90^\circ$ ,  $Ma_2 < 1$ ). Mit zunehmendem Wandabstand und konstanter Anströmmachzahl nimmt der Stoßwinkel ab und die Stoßstärke  $\xi = p_2/p_1$  sinkt. Dabei wächst der Umlenkwinkel bis der starke Stoß bei  $\varphi_{max}$  in einen schwachen Stoß übergeht. Das Unterschallgebiet stromab des starken Stoßes wird durch die Schalllinie (gestrichelte Linie) vom Überschallgebiet stromab des schwachen Stoßes getrennt. Das dritte Szenario in Abbildung 1.2(c) zeigt die reguläre Stoßreflexion einer einfallenden ebenen Stoßfront an einer Wand. Der Verdichtungsstoß trifft am Punkt  $x_{imp}$  auf die Wand. Die Strömung wird über den einfallenden Stoß zur Wand hin umgelenkt und kann der Wand nur folgen, wenn sie über einen reflektierten Stoß wieder parallel zur Wand gerichtet wird. Die Stoßstärke des einfallenden Stoßes  $\xi = p_2/p_1$  ist dabei größer als die Stoßstärke des reflektierten Stoßes  $\xi = p_3/p_2$  aufgrund der geringeren Anströmmachzahl bei gleichem Umlenkwinkel. An der Wand führt die reibungsfreie Stoßreflexion zu einem sprunghaften Druckanstieg von  $p_1$  auf  $p_3$  im Punkt  $x_{imp}$ .



**Abbildung 1.2:** (a) Nichtviskose Rampenströmung mit anliegender Stoßfront, (b) abgelöster Stoßfront sowie (c) eine Schrägstoßreflexion an einer ebenen Platte.

### 1.3 Grenzschichten in kompressibler Strömung

Das Geschwindigkeitsfeld um einen Körper lässt sich in zwei Bereiche unterteilen. Zum einen in die reibungslose und drehungsfreie Außenströmung und zum anderen in die Grenzschicht, in der die Viskosität berücksichtigt werden muss, um die Haftbedingung an der Wand zu erfüllen. Für Untersuchungen an turbulenten SGWW ist es essentiell, das Geschwindigkeitsfeld in der ungestörten Grenzschicht als Randbedingung zu kennen. Die turbulente Grenzschicht besteht aus einer dünnen rein viskosen oder laminaren Unterschicht, die in Kontakt mit der Wand ist und über  $y^+ = u^+$  approximiert wird. Darüber befindet sich die Übergangsschicht, die einen kontinuierlichen Verlauf zur Überlappungsschicht gewährleistet, welche ihrerseits über das logarithmische Wandgesetz beschrieben wird. Im äußeren Bereich der Grenzschicht befindet sich die Nachlaufschicht, wobei ihre Relevanz vor allem von der Reynoldszahl und dem Druckgradienten abhängt. Der Ansatz von Coles ermöglicht es, das logarithmische Wandgesetz zur Beschreibung des Geschwindigkeitsprofils innerhalb der Überlappungsschicht auf den Nachlaufbereich zu erweitern und somit den gesamten Außenbereich der Grenzschicht zu beschreiben:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C^+ + \frac{\Pi}{\kappa} \omega(y/\delta) \quad (1.2)$$

mit

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_W}{\rho}} \quad \text{und} \quad u^+ = \frac{u(y)}{u_\tau}, \quad (1.3)$$

der Karman-Konstante  $\kappa$  und der Konstanten des logarithmischen Wandgesetzes  $C^+$ . Der dimensionslose Wandabstand  $y^+$  wird über den Wandabstand  $y$ , die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$  und die kinematische Viskosität  $\nu$  berechnet. Die dimensionslose Geschwindigkeit  $u^+$  ist über die Geschwindigkeit  $u$  (als Funktion von  $y$ ) und  $u_\tau$  definiert. Des Weiteren ist  $\tau_W$  die Wandschubspannung und  $\rho$  die Dichte. Die Nachlauf Funktion  $\omega$  beschreibt die Abweichung von dem logarithmischen Wandgesetz, die im Nachlaufbereich der turbulenten Grenzschicht beobachtet wird. Der Nachlaufparameter  $\Pi$  charakterisiert die Stärke der Funktion  $\omega$  [9].

Verglichen mit inkompressiblen Grenzschichten weisen turbulente kompressible Grenzschichten besondere Eigenschaften auf. Die Verdrängungsdicke  $\delta^*$  und die Impulsverlustdicke  $\theta$  in der

Grenzschicht sind in kompressiblen Strömungen definiert über:

$$\delta^* = \int_0^\infty \left( 1 - \frac{\rho(x, y) u(x, y)}{\rho_e u_e(x)} \right) dy \quad \theta = \int_0^\infty \frac{\rho(x, y) u(x, y)}{\rho_e u_e(x)} \left( 1 - \frac{u(x, y)}{u_e(x)} \right) dy. \quad (1.4)$$

Dabei beschreiben  $\rho_e$  und  $u_e$  die Bedingungen am Außenrand der Grenzschicht. Bei inkompressibler Strömung ist  $\rho$  konstant.

Das Verhältnis der Verdrängungsdicke zur Impulsverlustdicke ergibt den Formparameter  $H = \delta^*/\theta$ , beziehungsweise  $H_i$  für den inkompressiblen Formparameter.  $H$  ist stark abhängig von der Machzahl, weshalb  $H_i$  als universeller Parameter besser geeignet ist und an einer adiabaten ebenen Platte ohne Druckgradient etwa  $H_i \approx 1.3$  beträgt. Bei einem positiven Druckgradienten verlangsamen sich die wandnahen Grenzschichtbereiche schneller als diejenigen am Außenrand, und der Formparameter nimmt zu. Dies kann zu einer Strömungsablösung führen. Bei der phänomenologischen Betrachtung der Strömungsablösung unterscheidet man zwischen einer lokal sehr begrenzten (Mikro-) Ablösung der viskosen Unterschicht und der großskaligen (Makro-) Ablösung, die sich auf die gesamte Grenzschicht auswirkt.

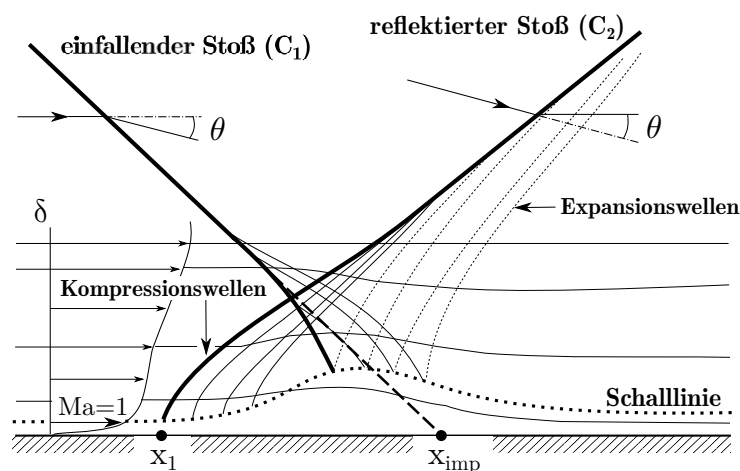
Auf Grund der Haftbedingung an der Wand gibt es auch in supersonischen Grenzschichten ein Unterschallgebiet, wobei die Schalllinie bei hohen Machzahlen sehr nah an der Wand liegt. Außerdem erfolgt nahe der Wand primär die viskose Dissipation, die aufgrund der hohen Geschwindigkeiten eine hohe Energiemenge lokal in Wärme umwandelt [21, 18]. Die dadurch resultierenden großen Temperaturgradienten nahe der Wand haben wiederum einen Einfluss auf die Position der Schalllinie. Wandert die Schalllinie bei konstantem inkompressiblen Formparameter  $H_i$  näher an die Wand, löst die Grenzschicht erst bei höheren positiven Druckgradienten ab. Dies kann durch eine Erhöhung der Anströmmachzahl erfolgen oder durch eine Veränderung der thermischen Wandbedingung  $T_W/T_r$ , mit der Wandtemperatur  $T_W$  und der Recovery-Temperatur  $T_r$ . Die Recovery-Temperatur ist dabei die adiabate Wandtemperatur und stellt somit die beim gegebenen Grenzschichtzustand maximal erreichbare Temperatur eines durch die Strömung geheizten Körpers dar. Bei einer gekühlten Wand mit  $T_W/T_r < 1$  sinkt die Schallgeschwindigkeit in Wandnähe, und die Schalllinie in der Grenzschicht wandert näher zur Wand [2].

## 1.4 Quasi-stationäre Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen

In diesem Kapitel wird zunächst eine Auswahl an Grundlagen von stationären SGWW beschrieben, deren Verständnis im weiteren Verlauf der Arbeit benötigt wird. Im Anschluss werden die bisherigen Erkenntnisse zu SGWW mit laufenden Stoßwellen beschrieben. Im letzten Abschnitt werden das Ziel dieser Arbeit dargestellt und die zu untersuchenden Forschungsfragen erläutert.

### 1.4.1 SGWW ohne Strömungsablösung

Die Reaktion der supersonischen Grenzschicht auf einen sehr schwachen, einfallenden, schrägen Stoß ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Der einfallende Stoß ( $C_1$ ) trifft auf die Wandgrenzschicht und wird dahingehend umgelenkt, dass er stromauf der reibungsfreien Stoßposition verläuft (gestrichelte Verlängerung von  $C_1$ ). Bei sehr kleinen Stoßintensitäten wird die Grenzschicht nur geringfügig beeinflusst, und die Strömung bleibt haften. Der Verdichtungsstoß wird fast wie im nicht viskosen Fall reflektiert. Allerdings hat der Druckanstieg über den Stoß mit zunehmender Stoßintensität eine stärkere Stromaufwirkung, und die Aufdickung der Unterschallregion in der Grenzschicht wird verstärkt. Dadurch entstehen Kompressionswellen stromauf des einfallenden Stoßes an der gekrümmten Schalllinie ab der Position  $x_1$ , die zu einem reflektierten Stoß zusammenlaufen. Direkt stromab der Kompressionswellen folgt ein Expansionsfächer und eine allmähliche Rekompensation. Die Expansions- und Rekompensationswellen interagieren mit dem reflektierten Stoß, wodurch sich die Strömung im Fernfeld der reibungsfreien Lösung annähert [2].



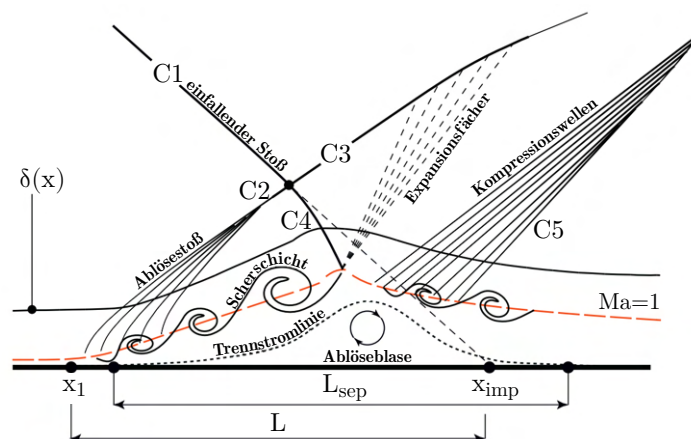
**Abbildung 1.3:** Skizze einer schwachen Stoßreflexion an einer turbulenten Grenzschicht (nach Ref. 2).

Ein Vergleich der reibungsfreien Stoßreflexion mit der reibungsbehafteten SGWW zeigt eine Veränderung von einem punktuellen Drucksprung bei  $x_{imp}$  zu einem kontinuierlichen Druckanstieg an der Wand, der bereits stromauf der Stoßauftrittsstelle beginnt [23]. Ein Maß für diese Stromaufwirkung ist die Interaktionslänge  $L$ , die als Distanz zwischen dem Beginn des Druckanstieges an der Wand  $x_1$  und der nominellen Stoßauftrittsstelle  $x_{imp}$  definiert ist. Die Stromaufwirkung des positiven Druckgradienten wird vor allem von der Machzahl, der Reynoldszahl, der Stoßstärke, der Verdrängungsdicke und dem inkompressiblen Formparameter  $H_i$  beeinflusst. Dabei nimmt die Stromaufwirkung zu, wenn die Grenzschichtdicke und/oder die Stoßstärke zunehmen und/oder die Machzahl abnimmt bei sonst konstanten Parametern. Der Einfluss der Reynoldszahl ist dahingehend komplexer, weil der Trend nicht einheitlich für turbulente Grenzschichten ist. Bis zu einer Reynoldszahl von ca.  $Re_\delta \simeq 10^5$  ist der abnehmende Einfluss der

Zähigkeitskräfte gegenüber den Trägheitskräften dominant, so dass mit steigender Reynoldszahl die Grenzschicht anfälliger für positive Druckgradienten wird und  $L$  wächst.  $Re_\delta$  basiert hier auf der Grenzschichtdicke  $\delta$ . Für höhere Reynoldszahlen nimmt die Stromaufwirkung der einfallenden Stoßfront ab, weil das Grenzschichtprofil bauchiger wird und die Schalllinie in der Grenzschicht näher an die Wand rückt, so dass der Einfluss des sinkenden  $H_i$  Wertes wächst [71].

#### 1.4.2 SGWW mit Strömungsablösung

Der Anstieg des positiven Druckgradienten in der Grenzschicht durch einen einfallenden schrägen Stoß mit hoher Stoßintensität führt zu einer Strömungsablösung an der Wand, weil die Strömung dort stagniert. Die resultierende turbulente SGWW mit ausgebildeter Ablöseblase (Rezirkulationsgebiet) ist in Abbildung 1.4 skizzenhaft dargestellt [43]. Die Kontur der Ablöseblase wird durch die begrenzende Trennstromlinie definiert, die den Ablösepunkt  $S$  mit dem Wiederanlegepunkt  $R$  verbindet. Die Länge der Ablöseblase ist der Abstand in Strömungsrichtung zwischen den beiden Punkten  $L_{sep} = x_R - x_S$ . Stromauf der Ablöseblase bilden sich Kompressionswellen, die infolge der Wechselwirkung entstehen und die Strömung umlenken. Die Kompressionswellen in der Nähe des Ablösepunktes verschmelzen zum Ablösestoß C2. Die sich kreuzenden Stoßfronten C1 und C2 brechen sich am Punkt H und werden zu den Stößen C3 und C4. Stromab dringt der Stoß C4 bis zur Schalllinie ( $Ma = 1$ ) in die Scherschicht ein. An der Schalllinie wird er als Expansionsfächer in die Außenströmung reflektiert. Die Expansionswellen lenken die freie Scherschicht in Richtung der Platte. Nahe des Wiederanlegepunktes bilden sich dann aufgrund der erneuten Strömungsumlenkung weitere Kompressionswellen, die zu dem Wiederanlegestoß C5 verschmelzen. Die beiden Stöße C3 und C5 treffen sich stromab und bilden den reflektierten Stoß der SGWW. Die Interaktionslänge  $L$  ist, wie bei der schwachen SGWW, über die Distanz zwischen dem Interaktionsbeginn  $x_1$  und  $x_{imp}$  definiert.



**Abbildung 1.4:** Skizze einer starken Stoßreflexion an einer turbulenten Grenzschicht (nach Ref. 43).

Bei einer SGWW mit Ablösung bildet sich ein charakteristischer Druckverlauf aus, der in Abbildung 1.5 dargestellt ist [11]. Der Druckanstieg besteht aus zwei Bereichen. Die erste Kompression im Bereich des Ablösepunktes (S) wird durch die Kompressionswellen ausgelöst, die den Ablösestoß C2 formen. Der zweite Druckanstieg befindet sich im Bereich des Wiederanlegepunktes (R). Der Wanddruck hinter dem Ablösestoß bildet im Bereich der Ablöseblase ein charakteristisches Druckplateau  $p_p$  aus.

Die Theorie der "freien Interaktion" von Chapman et al. [6] beschreibt den Druckanstieg der ersten Kompression bis zum Ablösepunkt. Danach ist der Abstand zwischen dem Interaktionsbeginn und dem Ablösepunkt nur von dem Reibungsbeiwert  $c_f$ , der Verdrängungsdicke  $\delta^*$  und der Machzahl an der Position  $x_1$  abhängig. Die Theorie berücksichtigt dadurch allerdings nur die viskosen Kräfte, über  $c_f$ , die nur bei kleinen Reynoldszahlen dominant sind:

$$S - x_1 \sim \delta_1^* \left( \frac{q_1}{\tau_{W,1} \sqrt{Ma_1^2 - 1}} \right)^{1/2} \sim \delta_1^* (c_{f,1})^{-1/2} (Ma_1^2 - 1)^{-1/4} \quad (1.5)$$

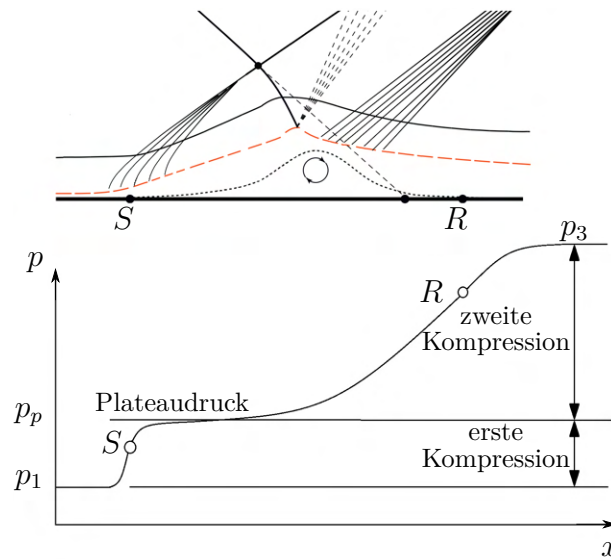
Entsprechend dieser Theorie ist im Bereich der "freien Interaktion" der Wanddruckverlauf unabhängig von den Bedingungen, die stromab induziert werden (Rampenströmung, einfallender Stoß, etc.). Daraus folgt auch, dass die entsprechenden Parameter wie zum Beispiel der Rampenwinkel oder die Stoßstärke keinen Einfluss auf diesen Bereich haben sollen, sondern ausschließlich die Anströmbedingungen der ankommenden Grenzschicht und der Außenströmung.

Ein Anstieg der Stoßstärke führt zu einem Anwachsen der Ablöseblase mit der Konsequenz, dass der Bereich der "freien Interaktion" stromauf verschoben wird. Der Mechanismus, der dem Anwachsen der Ablöseblase zugrunde liegt, basiert auf dem auftretenden Impulstransfer zwischen der Außenströmung und der Ablöseblase [2]. Die Scherschicht muss den Druckanstieg im Bereich des Wiederanlegepunktes überwinden, damit sich die Strömung an die Platte anlegen kann. Steigt der positive Druckgradient durch eine höhere Stoßstärke, muss auch der Impuls in der Scherschicht und an der Trennstromlinie der Ablöseblase steigen, damit sich die Strömung wieder anlegen kann. Der benötigte größere Impulstransfer von der Außenströmung in die Trennstromlinie der Ablöseblase wird über eine erhöhte Lauflänge der Scherschicht erzielt. Somit wächst die Ablöseblase proportional mit dem Druckanstieg am Wiederanlegepunkt. Der Ablösepunkt wandert während des Prozesses stromauf. Das Druckplateau bleibt aufgrund der größeren Ablöseblase über eine größere Distanz an der Wand erhalten, und ausschließlich der zweite Druckanstieg fällt stärker aus.

### 1.4.3 Skalierungsansätze

Das Verhältnis von  $p_p$  zu  $p_\infty$  im Fall von gut entwickelten turbulenten 2D-Ablöseblasen lässt sich mittels etablierter Korrelationen berechnen. Eine Reynoldszahl abhängige Korrelation ba-





**Abbildung 1.5:** Wanddruckverteilung für eine Stoßreflexion mit Strömungsablösung (nach Ref 11).

sierend auf der Theorie der "freien Interaktion" von Chapman et al. [6] lautet:

$$\frac{p_p}{p_\infty} = b Ma_\infty^2 (Ma_\infty^2 - 1)^{-1/4} c_f^{1/2} + 1 \quad (1.6)$$

Sowohl die experimentell ermittelte Konstante  $b = 5.94$  für turbulente Strömungen [2] als auch der Reibungsbeiwert  $c_f$  sind Funktionen der Machzahl und der Reynoldszahl [34]. Mit steigender Reynoldszahl sinkt  $c_f$ , was nach der Theorie der "freien Interaktion" in einem etwas geringeren Wert für  $p_p$  resultiert. Da diese nur bei kleinen bis moderaten Reynoldszahlen (ca.  $Re_\delta < 10^5$ ) validiert wurde, liefert sie jedoch keine verlässliche Aussage über den Trend von  $p_p$  bei höheren Reynoldszahlen. Experimentell wurde für höhere Reynoldszahlen sogar ein leichter Anstieg von  $p_p$  gemessen [12]. Zukoski [73] ermittelte experimentell hingegen einen Reynoldszahl unabhängigen Trend:

$$\frac{p_p}{p_\infty} = 0.5 Ma_\infty + 1 \quad (1.7)$$

Der somit komplexe Einfluss der Reynoldszahl auf die Ablöseblasenlänge in turbulenten Strömungen wurde von Zheltovodov und Schülein [71] anschließend sowohl für moderate als auch für höhere Reynoldszahlen untersucht. Im Rahmen der Studie wurde eine Korrelationsmethode entwickelt. In Abbildung 1.6, angelehnt an die Darstellung von Knight et al. [32], ist sowohl der experimentell ermittelte Verlauf (Linien) als auch eine große Anzahl an numerischen Simulationsergebnissen dargestellt. Die resultierende Korrelation von Zheltovodov und Schülein [71] ist in folgender Form definiert:

$$\frac{L_{sep}}{L_c} = f(Re_\delta), \quad (1.8)$$

mit

$$L_c = \left( \delta / Ma^3 \right) (p_{out} / p_p)^{3.1}, \quad (1.9)$$

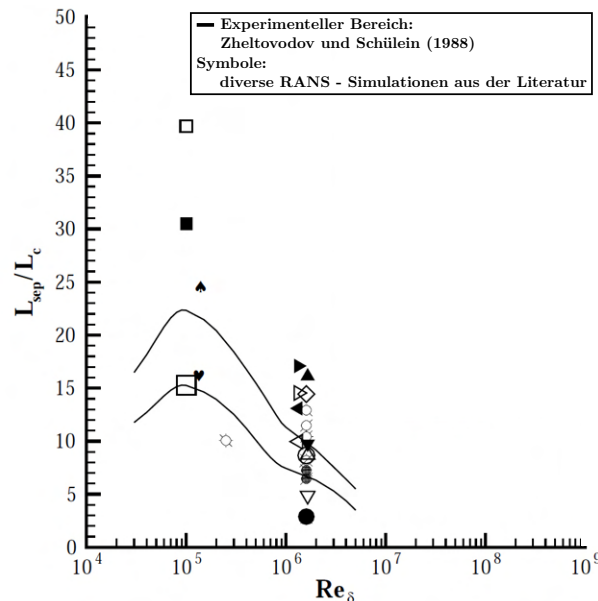
wobei  $p_{out}$  der Druck an einer reibungsfreien Kompressionsrampe ist und der Plateaudruck  $p_p$  über Gleichung 1.7 berechnet wird. Bei  $Re_\delta \simeq 10^5$  befindet sich ein Kipppunkt, ab dem die skalierte Ablöseblasenlänge mit zunehmenden  $Re_\delta$  abnimmt, was durch das Experiment grob bestätigt wird. Die gezeigten Reynolds-gemittelten Navier-Stokes (RANS)-Simulationen für zwei schmale Bereiche der Reynoldszahl spiegeln den abfallenden Trend ab  $Re_\delta \simeq 10^5$  mit einer starken Streuung wider.

Räumliche Skalierungsansätze für Druck- und Wärmestromdichteverteilungen im Interaktionsgebiet nutzen bislang zur Normierung die Längskoordinate des Interaktionsbeginns, die Interaktionslänge oder/und die Grenzschichtdicke, zum Beispiel nach Chapman et al. [6] mit  $(x - x_1)/x_1$  oder nach Dupont et al. [16] mit  $(x - x_1)/L$  oder  $L/\delta$ . Jüngst wurde ein neuer Skalierungsansatz für die dimensionslose Interaktionsstärke  $S^*$  und die normierte Interaktionslänge  $L^*$  vorgestellt [62]. Eine große Datenbasis von SGWW, generiert durch zweidimensionale Kompressionsrampen oder einfallende Stoßfronten, wurde verwendet, um die Methode zu entwickeln und zu validieren. Das Skalierungsgesetz beschreibt die Effekte der Stoßstärke, der Machzahl und der Grenzschichtdicke. Die Herleitung basiert auf der Massenerhaltung im Kontrollvolumen mit einer Länge  $L_{cv}$  und Höhe  $H_{cv}$  in Abbildung 1.7. Für den reibungsfreien Fall (gestrichelte Linie) folgt:

$$\rho_1 U_1 H_{cv} + \rho_2 V_2 L_{cv} - \rho_3 U_3 H_{cv} = 0, \quad (1.10)$$

und für den reibungsbehafteten Fall (durchgezogene Linie) folgt:

$$\rho_1 U_1 (H_{cv} - \delta_1^*) + \rho_2 V_2 (L_{cv} - L) - \rho_3 U_3 (H_{cv} - \delta_3^*) = 0. \quad (1.11)$$



**Abbildung 1.6:** Einfluss der Reynoldszahl auf die skalierte Ablöseblasenlänge (nach Ref. [32]).



## 1.5 Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen bei laufenden Stoßwellen

Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen mit Ablösung sind instationäre Phänomene, in denen selbstinduzierte Strömungszillationen auftreten [17]. Die Oszillationen der SGWW werden unterteilt in hochfrequente, kleinskalige Bewegungen, die durch die einströmende Grenzschicht charakterisiert sind, sowie in niederfrequente, großskalige Bewegungen. Letztere haben einen typischen Frequenzbereich, der ein bis zwei Größenordnungen kleiner ist als der von kleinskaligen Bewegungen. Ein oszillierendes Anwachsen und Schrumpfen der Ablöseblase ist charakteristisch für die großskalige Oszillation und geht mit einer Bewegung des Fußes des Ablösestoßes einher. Diese wurde in vielen Studien für verschiedene kanonische Geometrien dokumentiert [40, 14, 45]. Die Oszillationen haben eine typische Strouhal-Zahl von  $0.02 \pm 0.01$ , die einer charakteristischen Stoßfrontgeschwindigkeit  $U_S$  in der Größenordnung von  $0.02 - 0.04 U_\infty$  entspricht [8].

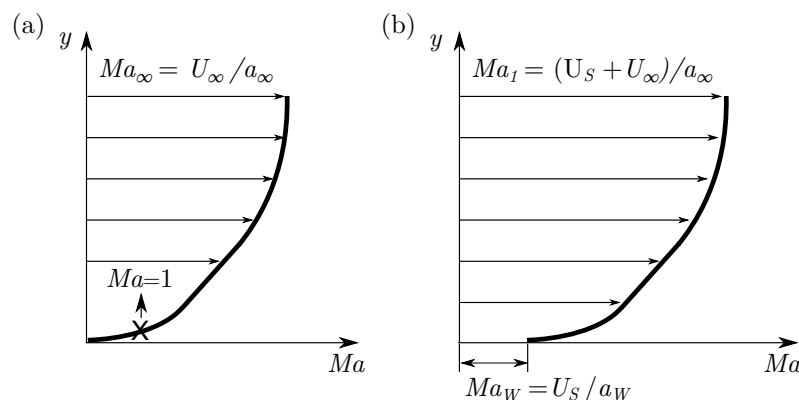
Neben den selbstinduzierten Strömungszillationen gibt es auch die erzwungene Wanderung einer SGWW. Ein physikalischer Einblick in dieses Phänomen wurde in erster Linie durch drei Arten von Interaktionen gewonnen:

1. Wechselwirkungen von instationären Wandgrenzschichten mit freilaufenden senkrechten Stoßfronten in Innenkanälen, wie sie in Stoßwellenrohren auftreten.
2. Wechselwirkungen von einer freilaufenden senkrechten Stoßfront entlang einer aufgeheizten Wand in stehender Luft.
3. Wechselwirkungen von quasi-stationären Grenzschichten mit oszillierenden Rampenstößen an einmalig oder zyklisch bewegten Rampen.

Ein Stoßwellenrohr ist in seiner einfachsten Bauform ein Rohr mit einheitlichem Durchmesser, das an beiden Enden geschlossen ist und durch eine dünne Membran in zwei Kammern unterteilt ist. Wird die Membran zum Platzen gebracht, steilen sich Kompressionswellen zu einem senkrechten Verdichtungsstoß auf, der in das Unterdruckgebiet läuft. Gleichzeitig läuft ein Fächer aus Expansionswellen in das Hochdruckgebiet hinein. Der Verdichtungsstoß setzt hinter sich das ruhende Fluid in Bewegung, welches dadurch idealerweise eine konstante Geschwindigkeit, einen konstanten Druck und eine konstante Temperatur annimmt. Infolge bildet sich eine Grenzschicht an der Rohrwand aus. An den jeweiligen Rohrenden werden die Expansionswellen und der Verdichtungsstoß reflektiert, so dass es zur Interaktion der laufenden Stoßfront mit der Grenzschicht an der Rohrwand kommt [22].

Mark [37] führte die erste systematische Studie in Stoßwellenrohren durch, um die Interaktion einer zurücklaufenden senkrechten Stoßfront mit der Stoßfrontgeschwindigkeit  $U_S$  und einer instationären Wandgrenzschicht zu untersuchen. Die am Rohrende reflektierte Stoßfront wanderte stromauf mit einer Stoßfrontmachzahl größer 1. Die Beschreibung der Strömung erfolgte im Koordinatensystem der laufenden Stoßfront, wie in Abbildung 1.8 dargestellt. Das daraus

resultierende Machzahlprofil der ungestörten Strömung ergab sich aus der Addition der Stoßfrontgeschwindigkeit auf das Geschwindigkeitsprofil, wobei die lokalen statischen Temperaturen und Schallgeschwindigkeiten unverändert blieben. Die Machzahl an der Wand  $Ma_W$  wuchs somit bei zunehmendem  $U_S$ . Für jede resultierende Machzahl  $Ma_W$  ließ sich ein korrespondierender Totaldruck  $p_0$  berechnen. Dieser wurde von Mark [37] als Grenzwert verwendet, um vorherzusagen, ob die induzierte Stoßfront eine Ablöseblase generiert. Die Bedingung lautete, dass der statische Druck hinter dem Stoßsystem  $p_{out}$  größer sein musste als  $p_0$ , weil es dann durch den resultierenden Staupunkt in der Grenzschicht zur Ablösung kommt. Daraus folgte, dass eine Stromaufwicklung der laufenden Stoßfront auch dann existieren konnte, wenn die Stoßfrontgeschwindigkeit höher als die Schallgeschwindigkeit war.

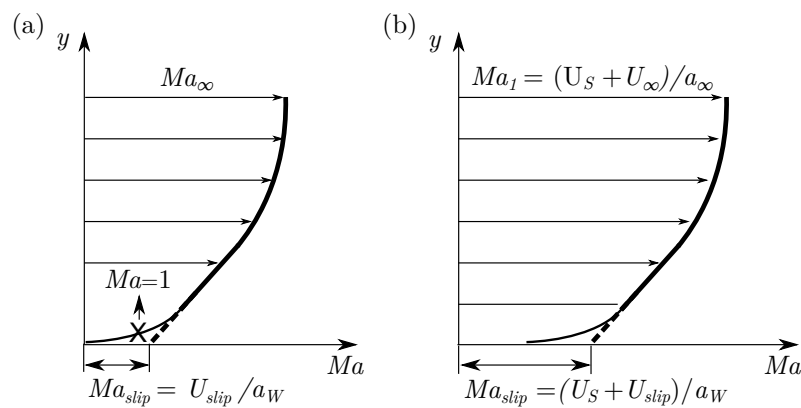


**Abbildung 1.8:** Machzahlprofile der Grenzschicht: (a) im stationären Koordinatensystem, (b) im Koordinatensystem der laufenden Stoßfront.

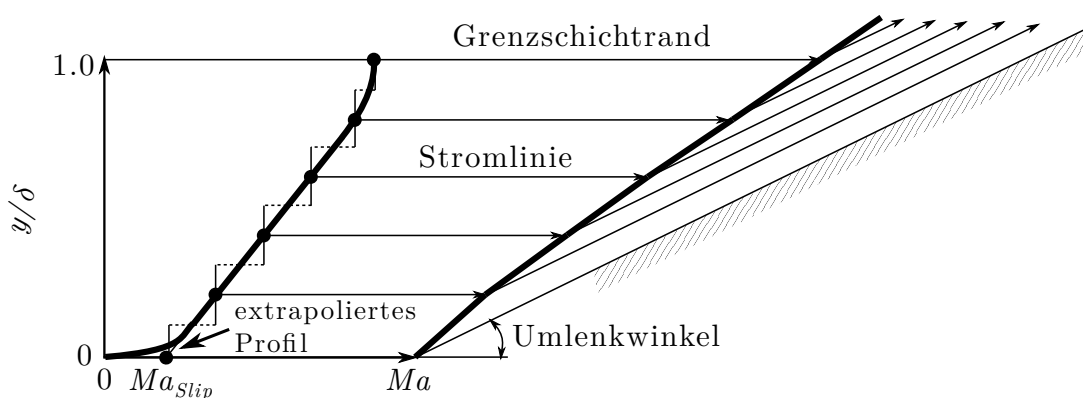
Die Entstehung einer Rezirkulationsblase am Fuße einer laufenden Stoßwelle wurde in stehender Luft zum ersten Mal von Hess [24] untersucht und beschrieben. Dafür wurde in einem Stoßwellenrohr die Wechselwirkung zwischen einer heißen ruhenden Luftschicht, die sich entlang einer Wand erstreckt, und einem normalen Verdichtungsstoß, der sich über sie hinweg bewegt, untersucht. Im Koordinatensystem der laufenden Stoßfront befand sich dabei der Stoß in Ruhe und die heiße Luftschicht bewegte sich auf ihn zu. Mit steigender Temperatur nahm dabei die Machzahl in der heißen Luftschicht an der Wand aufgrund der höheren Schallgeschwindigkeit ab. Daraus resultierte auch ein geringerer Totaldruck  $p_{0,min}$  in der heißen Luftschicht. Sobald dieser geringer als der statische Druck hinter dem Stoßsystem war, wurde die ruhende Luft mitgerissen und es entstand eine mitlaufende Ablöseblase.

Elfstrom [20] nutzte diese grundlegenden Überlegungen zum Aufstauen der Strömung und entwickelte sie in einem eigenen Modell weiter, um für quasi-stationäre SGWW an Rampen Strömungsablösung vorherzusagen. Für die Vorhersage nutzte er das Machzahlprofil der ungestörten Grenzschicht und extrapolierte den linearen Teil des normierten Verlaufes, wie in Abbildung 1.9(a) dargestellt, bis an die Wand und definierte darüber die Machzahl  $Ma_{slip}$ . In der Modellvorstellung einer Rampenströmung in Abbildung 1.10 wurde  $Ma_{slip}$  verwendet, um den maximalen Umlenkwinkel bei einer reibungsfreien anliegenden Stoßfront und den darüber

induzierten statischen Druckanstieg  $\xi_{elfstrom}$  zu berechnen. Eine Ablösung wurde dann vorhergesagt, wenn der resultierende Druckanstieg einer SGWW den Grenzwert  $\xi_{elfstrom}$  überschritt. Die Methode konnte den kritischen Gegendruck, ab dem die Strömungsablösung der supersonischen Grenzschicht begann, gut vorhersagen, wobei die Abweichungen zu experimentellen Daten bei kleinen supersonischen Anströmmachzahlen größer wurden. Trotzdem konnte die Methode für einen weiten Bereich der Reynoldszahl und für verschiedene Anströmmachzahlen validiert werden. Die Methode von Elfstrom sollte besser für die Vorhersage von großskaliger Ablösung geeignet sein als die Methode von Mark [37], die bereits für die Vorhersage einer sehr kleinen Ablöseblase, mit sehr geringem Einfluss auf die Grenzschicht, genutzt werden kann. Die Vorstellungen von Elfstrom werden im Verlauf dieser Arbeit auf die Situation einer laufenden Welle übertragen. Die dafür notwendige Transformation des ungestörten Machzahlprofils mit resultierendem  $Ma_{slip}$  in das Koordinatensystem einer laufenden Stoßfront ist in Abbildung 1.9(b) dargestellt.



**Abbildung 1.9:** Machzahlprofile mit linearer Extrapolation an die Wand: (a) im stationären Koordinatensystem, (b) im mitbewegten Koordinatensystem.



**Abbildung 1.10:** Modellvorstellung einer Rampenumströmung nach Elfstrom [20] für die Vorhersage einer Stömungsablösung.

Im Anschluss an die Untersuchungen von quasi-stationären Rampenströmungen, wie bei Elfstrom [20], wurden erste Untersuchungen einer dynamischen Variation des Rampenwinkels bei einer Machzahl von 6.85 von Roberts [48] durchgeführt. Der sich erhöhende Rampenwinkel

resultierte in einer stärkeren SGWW und in einem Anwachsen der Ablöseblasenlänge. Allerdings konnte ein zeitlicher Versatz (eine Hysterese) zwischen der Änderung des Rampenwinkels und dem Anwachsen des Interaktionsgebietes festgestellt werden. Park et al. [42, 41] führten eine detaillierte numerische Studie mit zyklischen Rampenwinkeländerungen mit variierenden Winkelgeschwindigkeiten durch. Vorerst wurde das verzögerte Verhalten der Stoßfront an der Rampe bei einer reibungsfreien Strömung untersucht. Anschließend wurde das Hystereseverhalten der kompletten SGWW mit Hilfe einer RANS-Simulation betrachtet. Während einer einfachen Aufwärtsbewegung der Rampe wurde eine Deformation der Stoßfront beobachtet und zwischen dem Ende der Bewegung und dem Einsetzen der stationären Strömungsbedingungen wurde ein charakteristischer Zeitversatz gemessen. Die Simulationen bestätigten somit das starke Hystereseverhalten, das von Roberts beobachtet wurde. Experimente und Simulationen an oszillierenden Rampenbewegungen, die von Coon und Chapman [10] als auch von Park et al. [41] für verschiedene Winkelgeschwindigkeiten durchgeführt wurden, ergaben eine charakteristische Hysterese des Druckbeiwertes. Aus den Untersuchungen ließ sich schließen, dass die Vorgeschichte der Strömung einen Einfluss auf die Ausbildung der SGWW hatte.

SGWW, die durch laufende schräge Stoßfronten induziert werden, könnten ebenfalls durch die Vorgeschichte der Strömung beeinflusst sein. Bislang wurde der Effekt der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die SGWW nicht dediziert mit Hilfe eines Prinzipmodells untersucht, obwohl dieser in Wechselwirkung mit allen zuvor beschriebenen Phänomenen die Funktion von Überschalltriebwerken stark beeinträchtigen kann. Um das Phänomen möglichst sauber abbilden zu können, sollte ein schräger Verdichtungsstoß mit konstanter Stoßstärke, der gleichförmig entlang einer quasi-stationären Grenzschicht stromauf läuft, untersucht werden. Um in den Analysen der Ergebnisse den Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf SGWW nicht mit weiteren Einflüssen wie der Stoßstärke oder der Grenzschichtdicke zu verwechseln, ist die Verwendung und Modifizierung von validierten Skalierungsansätzen essentiell. Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag dazu leisten, das Verständnis der strömungsphysikalischen Zusammenhänge für laufende SGWW zu vertiefen und die Ablösung der Grenzschicht und die Interaktionslänge der SGWW in dem Einlauf eines Überschalltriebwerkes in Zukunft besser vorhersagen zu können.

Um dies zu erreichen, wurde nach möglichen experimentellen und numerischen Umsetzungen zur Generierung von nicht frei-laufenden, beweglichen Stoßfronten in der Literatur gesucht. Die gefundenen experimentellen Ansätze der zyklisch bewegten Rampe [10], eines nickenden keilförmigen Stoßgenerators [43] oder eines kompletten nickenden Ramjet-Einlauf-Modells [35] erfüllten jedoch nicht die gestellten Anforderungen einer induzierten gleichförmigen Stoßbewegung mit konstanter Stoßstärke.

## 1.6 Zielsetzung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, den Einfluss einer gleichförmigen Stoßfrontbewegung auf SGWW experimentell und numerisch mithilfe eines Prinzipmodells zu untersuchen. Auf einer angeströmten ebenen Platte wird mithilfe eines beweglichen Stoßgenerators eine laufende SGWW induziert. Dies erfolgt experimentell am Rohrwindkanal Göttingen (RWG) bei einer Machzahl von 3 und einer Einheitsreynoldszahl von  $46 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ . Für die gewünschte gleichförmige Bewegung wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Abschussvorrichtung für Stoßgeneratoren neu entwickelt und angewandt, die es erlaubte, reproduzierbare Stoßgeneratorgeschwindigkeiten zu generieren. Des Weiteren wurden verschiedene Messmethoden verwendet wie dem Schattenverfahren zur Visualisierung der SGWW, der Wanddruckmessung und der Wärmestrommessung. Weiterführende Untersuchungen, zum Beispiel bei höheren Stoßfrontgeschwindigkeiten als sie experimentell umsetzbar waren, erfolgten mit Hilfe von instationären RANS-Simulationen unter Verwendung des Strömungslösers "DLR Tau-Code".

Folgende Hypothesen waren der Anlass für die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit:

- Einflüsse der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die Interaktionslänge von SGWW lassen sich mit Hilfe von modifizierten Skalierungsmethoden von anderen Einflüssen wie der induzierten Interaktionsstärke, der Machzahl, der Reynoldszahl oder der Wandtemperatur separieren.
- Bei einer Stoßfrontgeschwindigkeit, die höher ist als von natürlich oszillierenden Stoßfüßen, gilt die Annahme einer quasi-stationären SGWW nicht mehr, weshalb Skalierungsansätze für quasi-stationäre Strömungen die Interaktionslänge nicht korrekt vorhersagen können.

Auf Basis dessen werden folgende zentrale wissenschaftlichen Aufgaben definiert:

- Erstellung eines modifizierten Skalierungsansatzes für die Interaktionslänge von quasi-stationären SGWW mit Hilfe von systematischen Referenzmessungen mit einer stark verbesserten Vorhersagegenauigkeit gegenüber bestehender Ansätze
- Experimentelle und numerische Vermessung der Interaktionslänge von wandernden SGWW und die physikalische Beschreibung des Effektes der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die Interaktionslänge
- Entwicklung von strömungsphysikalischen Modellvorstellungen, welche für die Vorhersage der Interaktionslänge von quasi-stationären und wandernden SGWW genutzt werden können





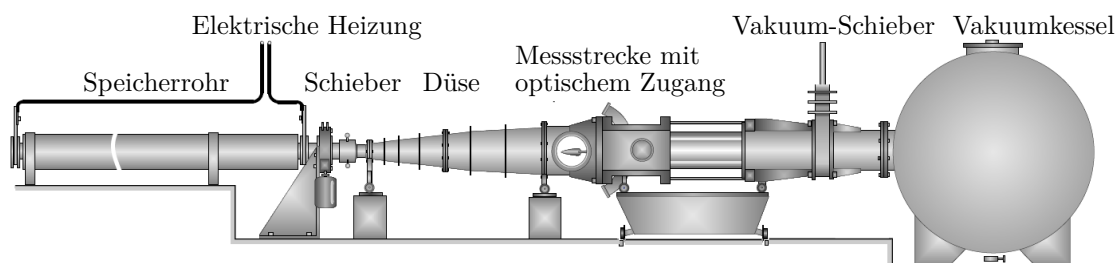
## 2 Experimentelle Methoden

### 2.1 Der Rohrwindkanal Göttingen

Die experimentellen Untersuchungen wurden am Rohrwindkanal (DNW-RWG) am DLR in Göttingen durchgeführt, dargestellt in Abbildung. 2.1. Der Windkanal arbeitet nach dem Ludwieg-Rohr Prinzip [36] und deckt einen Machzahlbereich von  $2 \leq Ma_\infty \leq 7$  und einen Einheitsreynoldszahlbereich von  $2 \times 10^6 \text{ m}^{-1} \leq Re_1 \leq 11 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$  ab (siehe Tabelle 2.1). Diskrete Machzahlen lassen sich über sechs austauschbare Düsen einstellen. Die Besonderheit eines Ludwieg-Rohrs ist die Verwendung eines langen Expansionsrohres als Druckreservoir zur Erzeugung eines Hochdruckbereiches. Das Expansionsrohr ist an einem Ende verschlossen und weist am anderen Ende einen Absperrschieber auf. Stromab des Schiebers folgt der Niederdruckbereich mit einer konvergent-divergenten Überschalldüse, der Messstrecke und einem Vakuumkessel. Das Öffnen des Schiebers verursacht den Beginn der Strömung. Es wandern entgegengesetzt instationäre Expansionswellen in den Hochdruckbereich und eine Stoßwelle in den Niederdruckbereich. Am verschlossenen Ende des Expansionsrohres werden die Expansionswellen reflektiert. Solange diese reflektierten Wellen nicht den Düsenhals erreichen, strömt das Testgas unter nahezu konstanten Totalbedingungen durch die Düse und die Messstrecke in den Vakuumkessel. Der DNW-RWG hat zwei alternative Rohre, das unbeheizte Rohr A und das beheizte Rohr B. Bei einer Länge von jeweils 80 m beträgt die Testzeit ungefähr 300 bis 350 ms. In den durchgeführten Versuchen wurde das unbeheizte Rohr A verwendet. Die Anströmmachzahl und Einheitsreynoldszahl betragen in der Messstrecke  $Ma_\infty = 3.04 \pm 0.04$  und  $Re_1 = 46 \pm 1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ .

Rohr	A	A	A	B	B	B
$Ma$ [-]	2	3	4	5	6	6.85
$P_0$ [MPa]	0.05 - 0.7	0.06 - 0.6	0.08 - 1.0	0.4 - 2.9	0.4 - 3.4	0.4 - 3.6
$T_0$ [K]	236 - 262	241 - 267	258 - 287	340 - 610	410 - 640	440 - 655
$Re_1$ [ $10^6 \text{ m}^{-1}$ ]	10 - 110	6 - 70	4 - 60	5 - 55	3 - 28	2 - 17
Messstrecke	$0.34 \times 0.35 \text{ m}^2$	$0.5 \times 0.5 \text{ m}^2$	$0.5 \times 0.5 \text{ m}^2$	$\varnothing 0.5 \text{ m}$	$\varnothing 0.5 \text{ m}$	$\varnothing 0.5 \text{ m}$

**Tabelle 2.1:** Der Strömungsparameterbereich des Rohrwindkanals (DNW-RWG)



**Abbildung 2.1:** Skizze des Rohrwindkanals (DNW-RWG) am DLR in Göttingen

## 2.2 Windkanalmodell und Messtechniken

### 2.2.1 Windkanalmodell

Für die Experimente wurde ein modulares Windkanalmodell entwickelt und gebaut. Das Modell verwendet eine ebene Platte als Basiskörper, an den verschiedene Module zur Stoßerzeugung befestigt werden können. Eine gemeinsame ebene Platte wird in Kombination mit verschiedenen zylindrischen Stoßgeneratoren verwendet, um quasi-stationäre und bewegte Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SGWW) zu erzeugen. Die in Abbildung 2.2 dargestellte Stahlplatte hat eine Länge von 669 mm, eine Spannweite von  $W = 400$  mm und eine scharfe Vorderkante mit einem Vorderkantenradius in der Größenordnung von  $10 \mu\text{m}$ . Die Transitionslage auf der Platte befindet sich für die zuvor beschriebenen Strömungsbedingungen bei  $x = 100$  mm [55]. Das Modell verfügt zudem über austauschbare Platteneinsätze für den Einsatz unterschiedlicher Messtechniken. Einen Stahleinsatz für Pitot-Sonden-Messungen (siehe Kapitel 2.2.2), einen Stahleinsatz mit Druckbohrungen für mittlere Wanddruckmessungen (siehe Kapitel 2.2.3) und einen Plexiglaseinsatz für Wärmestrommessungen (siehe Kapitel 2.2.4).

Für die Erzeugung eines quasi-stationären Stoßes werden austauschbare zylindrische Stoßgeneratoren verwendet, dessen Zylinderachse parallel zur Plattenvorderkante an verschiedenen Positionen in Strömungsrichtung  $\Delta x$  und über der ebenen Platte  $\Delta y$  positioniert werden, dargestellt in Abbildung 2.3(a). Sechs fixierte Stoßgeneratoren mit einer Spannweite von 245 mm und Durchmessern  $d = 5$  mm bis 30 mm in 5 mm Schritten wurden verwendet. Die Zylinderachse wurde alternativ auf  $\Delta y = 80$  mm und 100 mm montiert. In Strömungsrichtung sind 11 Positionen in einer Schrittweite von 30 mm einstellbar, wodurch eine Positionierung des Stoßgenerators zwischen  $\Delta x = 39$  mm und  $\Delta x = 339$  mm erfolgen kann. Allerdings wurden die Stoßgeneratoren mit den kleinsten Durchmessern  $d = 5$  mm und 10 mm so konstruiert, dass deren Zylinderachsen an jeder der 11 Positionen um 45 mm und 35 mm stromauf versetzt sind.

In Abbildung 2.3(b) ist das Modell mit den sechs beweglichen Stoßgeneratoren aus CFK dargestellt. Sie haben Durchmesser von  $d = 18$  mm bis 28 mm in 2 mm Schritten und eine Spannweite von 200 mm. Die CFK-Modelle müssen Gewichts- und Stabilitätskriterien einhalten und sind das Ergebnis zahlreicher experimenteller Voruntersuchungen. Die Zylinderachse wurde bei  $\Delta y = 80$  mm montiert und bewegte sich während der Messung, äquidistant zur Platte, stromauf. Die Abschussvorrichtung basiert auf einem Bolzenschussgerät, das über eine Treibladung die benötigte Antriebsleistung generiert. Die Treibladung wird über einen Schlagbolzen gezündet, der über die Windkanalsteuerung gestartet wird. Das heiße Gas der Treibladung trifft dann auf einen Schussbolzen, der als eine besonders leichte und stabile Stahl-CFK-Konstruktion ausgeführt ist, um die bewegte Masse möglichst gering zu halten. Er bewegt sich geführt durch eine Hülse, die eine Rotation verhindert, bis er am Ende der Hülse durch einen Gummipuffer abgebremst wird. Vorversuche mit diesem Aufbau demonstrierten die Realisierung einer hinreichend konstanten Stoßgeschwindigkeit, was in Kapitel 2.3 detaillierter beschrieben wird.

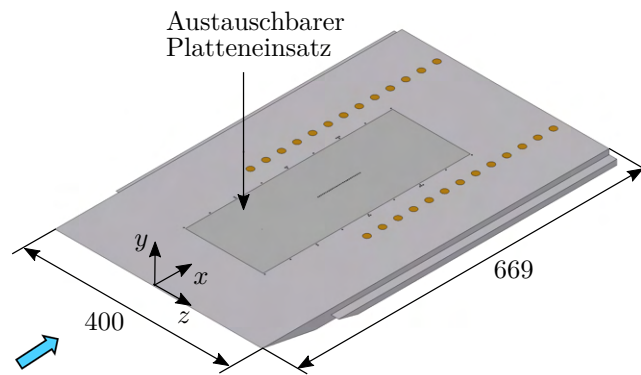
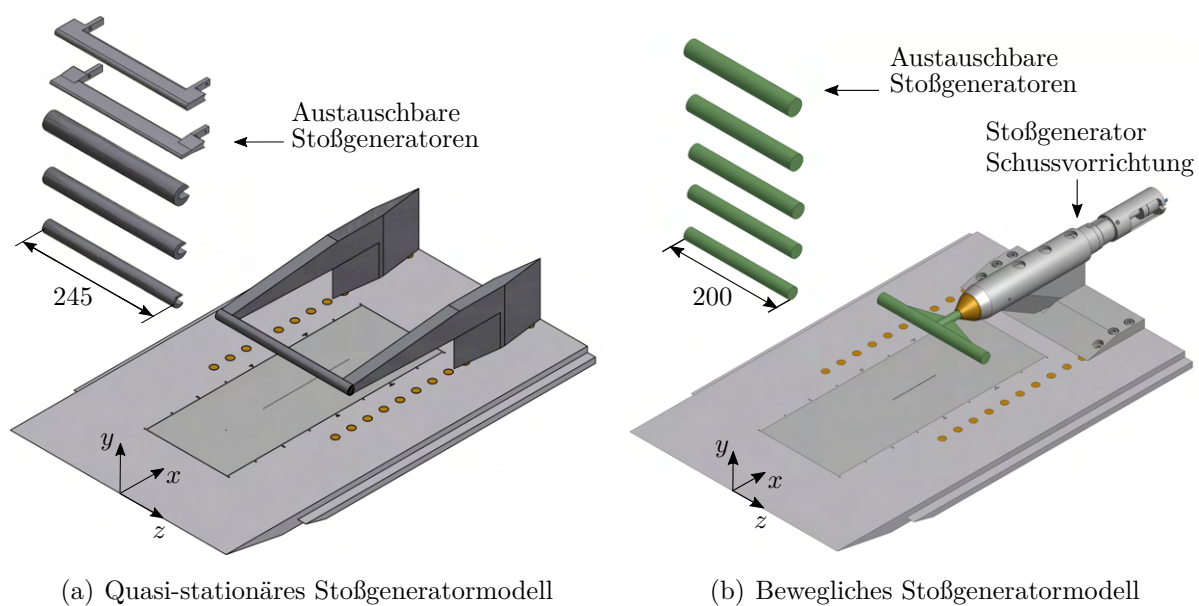


Abbildung 2.2: Skizze des ebenen Plattenmodells



(a) Quasi-stationäres Stoßgeneratormodell

(b) Bewegliches Stoßgeneratormodell

Abbildung 2.3: Skizze des verwendeten modularen Windkanalmodells in verschiedenen Konfigurationen

### 2.2.2 Pitot-Sonden-Messung

Grenzschichtprofile wurden mithilfe einer schnellbeweglichen Miniatur-Pitot-Sonde vermessen. Eine Skizze der Sonde ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Frontfläche der Pitot-Sonde beträgt  $0.8 \text{ mm} \times 0.2 \text{ mm}$  (Breite  $\times$  Höhe) mit einer Wanddicke von  $0.06 \text{ mm}$ . Die Sonde wurde während jeder Messung von einem Präzisionsschrittmotor der Marke "Oriental Motor (Europa) GmbH", Modell DLRM28G-03B1P-K, normal zur Wand bewegt. Die Verschiebegenauigkeit beträgt  $1 \mu\text{m}$  bei Verfahrensgeschwindigkeiten bis  $0.056 \text{ m/s}$ . Während eines Windkanallaufs konnte die Sonde von der Wandoberfläche bis ca.  $9 \text{ mm}$  ins Strömungsfeld traversiert werden, so dass jeweils ein komplettes Grenzschichtprofil erfasst werden konnte. Die Pitotdruckprofile konnten auf diese Weise an fünf diskreten  $x$ -Positionen entlang der Plattenmittellinie vermessen werden:  $x = 153 \text{ mm}$ ,  $213 \text{ mm}$ ,  $273 \text{ mm}$ ,  $333 \text{ mm}$  und  $393 \text{ mm}$ . Der Pitotdruck  $p_{02}$  wurde mit einem piezoresistiven Sensor des Typs Kulite XCQ-062-1BAR-A gemessen. Gleichzeitig

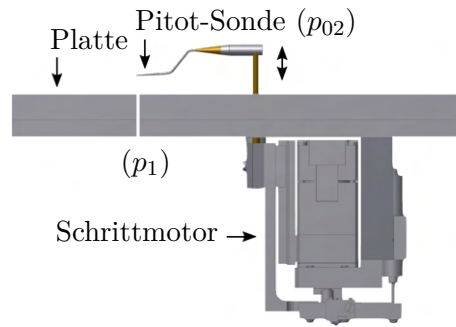


Abbildung 2.4: Skizze der schnellbeweglichen Pitot-Sonde auf der Platte.

zur Pitotsondenmessung wurde der statische Druck auf der Platte gemessen. Der statische Druck der Anströmung  $p_1$  wurde mit einem piezoresistiven Sensor des Typs Kulite XT-190M-1BAR-A gemessen, der bündig zur Plattenoberfläche eingebaut wurde. Sowohl der Pitotdruck als auch der statische Druck wurden mit einer Abtastrate von 5 kHz gemessen. Die vom Hersteller angegebene Messgenauigkeit der Kulites beträgt  $\pm 0.1\%$  bei maximalem Druck ( $\pm 0.001 \times 10^5$  Pa). Die in-situ Kalibrierung wurde im Windkanal durch eine Änderung des Luftdrucks in der Messstrecke durchgeführt. Als Referenz wurde ein Hochpräzisionsmanometer verwendet.

Die Machzahlprofile in der Grenzschicht wurden iterativ anhand der gemessenen Druckverhältnisse  $p_{02}/p_1$ , unter Verwendung der Rayleigh-Pitot-Gleichung und einem Isentropenexponenten  $\gamma = 1.4$ , berechnet:

$$\frac{p_{02}}{p_1} = \left( \frac{(\gamma + 1)^2 Ma_1^2}{4\gamma Ma_1^2 - 2(\gamma - 1)} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \frac{1 - \gamma + 2\gamma Ma_1^2}{\gamma + 1} \quad (2.1)$$

Um aus dem Machzahl-Profil die Geschwindigkeits- und Temperaturprofile iterativ zu berechnen, wurde die Crocco-Busemann-Gleichung [51] und die Beziehung  $Ma = U/\sqrt{(\gamma R_S T)}$  verwendet:

$$\frac{T - T_W}{T_\infty} = \frac{T_r - T_W}{T_\infty} \frac{U}{U_\infty} - \frac{T_r - T_\infty}{T_\infty} \left( \frac{U}{U_\infty} \right)^2 \quad (2.2)$$

Dafür wurde eine konstante Wandtemperatur  $T_W$  und ein turbulenter Recovery-Faktor  $r$  von 0.89 angenommen [54].

Um aus den Pitotsondenmessungen einen Reibungsbeiwert zu berechnen, muss das Geschwindigkeitsprofil in das korrespondierende “inkompressible” Geschwindigkeitsprofil nach der Methode von van Driest [67] transformiert werden. Anschließend kann die Methode der kleinsten Fehlerquadrate verwendet werden, um das Wandgesetz nach Coles auf das transformierte Geschwindigkeitsprofil anzupassen, indem  $u_\tau$  (oder  $c_f$ ) und  $\delta$  als Anpassungsparameter verwendet werden. Der in dieser Arbeit verwendete Algorithmus von Schülein et al. [54] berechnet iterativ den Reibungsbeiwert  $c_{f,u}$  aus dem Geschwindigkeitsprofil und basiert auf der Methode von Huang et al. [27].

Die kurzen Messzeiten am Rohrwindkanal erforderten eine hohe Traversiergeschwindigkeit, um möglichst das komplette Grenzschichtprofil während eines einzelnen Versuchs erfassen zu können. Um eine Verfälschung der ermittelten Grenzschichtgeschwindigkeitsprofile durch die Traversiergeschwindigkeit auszuschließen, wurden Voruntersuchungen an einer Plattenposition von  $x = 393$  mm durchgeführt. Dafür wurden drei unabhängige Messungen mit Traversiergeschwindigkeiten von  $u_{trav} = 0.053$  m/s,  $0.015$  m/s und  $0.008$  m/s durchgeführt. Die korrespondierenden Bezeichnungen sind Pitot 1 bis 3 mit den Anströmbedingungen aus Tabelle 2.2. Mit den kleinen Geschwindigkeiten  $u_{trav} = 0.015$  m/s und  $0.008$  m/s konnte nicht die gesamte Grenzschichtdicke während der Messung traversiert werden. Das Geschwindigkeitsprofil für  $u_{trav} = 0.015$  m/s (Pitot 2) ist bis zu einem wandnormalen Abstand von  $y = 2.26$  mm ( $y^+ = 572.5$ ) und für  $u_{trav} = 0.008$  m/s (Pitot 3) bis  $y = 1.09$  mm ( $y^+ = 271.2$ ) gemessen worden.

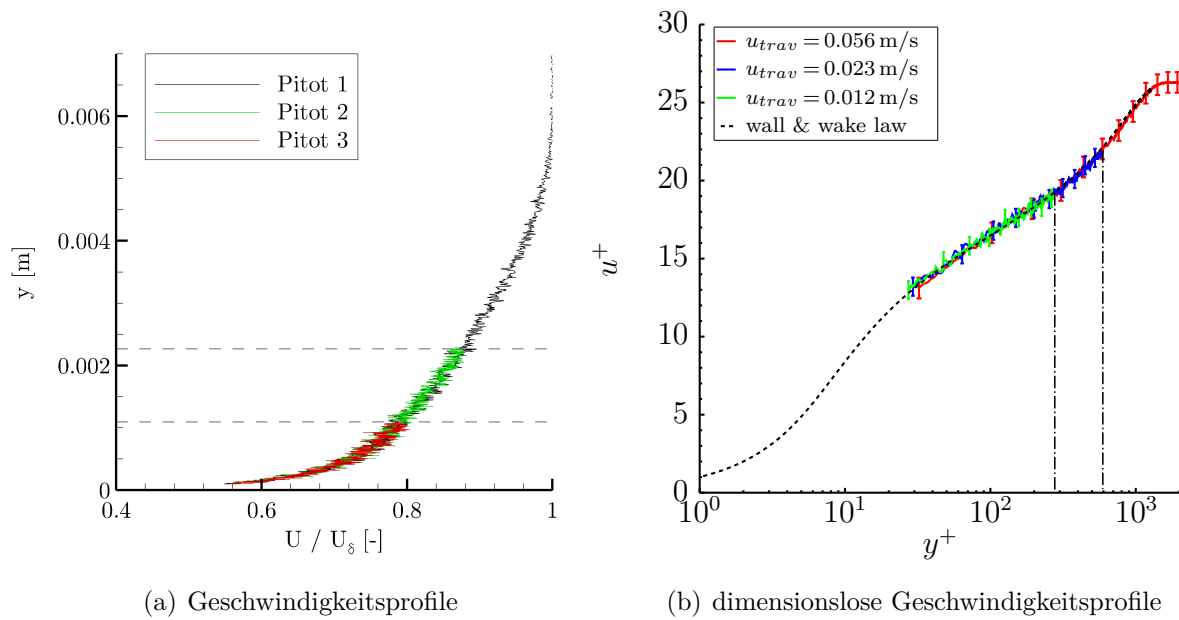
In Abbildung 2.5 werden die drei gemessenen normierten Geschwindigkeitsprofile als durchgezogene Linien dargestellt und mit dem universellen Wandgesetz (gestrichelte Linie) verglichen. Alle drei experimentellen Ergebnisse stimmen gut mit dem universellen Wandgesetz überein. Der normierte RMS-Fehler liegt bei allen drei Messungen unter 2.6%. Die experimentellen Verläufe beginnen bei  $y^+ = 26$ , was bedeutet, dass die viskose Unterschicht und die Übergangsschicht zum logarithmischen Wandgesetz nicht vermessen wurden. In der Messung mit  $u_{trav} = 0.053$  m/s (Pitot 1) hat die Pitot-Sonde die Außenströmung erreicht, was durch den konstanten  $u^+$ -Wert ab  $y^+ = 1520$  bestätigt wird. Es ist kein Einfluss von  $u_{trav}$  in den vermessenen Grenzschichtbereichen detektierbar. Deshalb wurden die Grenzschichtprofile im weiteren Verlauf dieser Arbeit mit der höchsten Traversiergeschwindigkeit von  $0.053$  m/s vermessen.

Run ID	$P_0$ [bar]	$T_0$ [K]	$Re_1$ [ $10^6$ m $^{-1}$ ]	$u_{trav}$ [m/s]	$x$ [mm]	$Re_x$ [ $10^6$ ]	RMS Pitot [%]
Pitot 1	5.56	275.6	47.11	0.053	393	18.51	2.52
Pitot 2	5.35	272.7	46.07	0.015	393	18.10	2.23
Pitot 3	5.22	262.8	47.59	0.008	393	18.70	2.16

**Tabelle 2.2:** Strömungseigenschaften der Pitotsondenmessungen für die Bestimmung des Einflusses der Traversiergeschwindigkeitsvariation

### 2.2.3 Messungen des mittleren Wanddruckes

Die Messungen des mittleren Wanddruckes wurden mit Hilfe eines DTC-Initium-Datenerfassungssystems der Firma “Measurement Specialties Inc.” durchgeführt. Es standen zwei Platteneinsätze für das Windkanalmodell zur Verfügung. Im ersten Platteneinsatz wurden stromab 64 statische Druckbohrungen in einem Abstand zur Plattenvorderkante von  $x = 129$  mm bis  $x = 426.5$  mm in  $2.5$  mm Schritten entlang der Symmetrieachse (Mittellinie) angeordnet. Im zweiten Platteneinsatz wurden 152 statische Druckbohrungen in einem Abstand zur Plattenvorderkante von  $x = 129$  mm bis  $x = 426.5$  mm in  $2.5$  mm Schritten und von  $x = 430.5$  mm bis



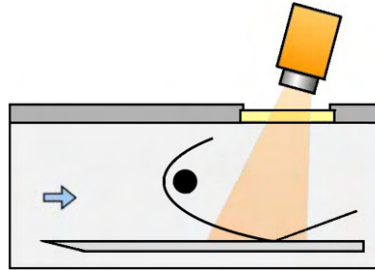
**Abbildung 2.5:** Einfluss von verschiedenen Traversiergeschwindigkeiten der Pitot-Sonde auf das Grenzschichtprofil (Fälle: Pitot 1 - Pitot 3).

$x = 523.5$  mm in 3 mm Schritten entlang der Symmetrieachse angeordnet. Zudem waren entlang der  $z$ -Achse 9 statische Druckbohrungen an der Position  $x = 301.5$  mm in Schritten von 10 mm von  $z = -40$  mm bis  $z = 40$  mm angeordnet. Die Bohrungen beider Einsätze hatten einen Durchmesser von 0.3 mm und waren über eine kurze Schlauchlänge ( $\leq 180$  mm) mit Druckaufnehmermodulen (PSI ‘PRESSURE SYSTEMS INC.’) verbunden. Der Messbereich betrug 15 psi (= 103400 Pa) bei einer Abtastrate von 325 Hz. Die Messgenauigkeit wird vom Hersteller in der Größenordnung von  $\pm 0.1$  % des Messbereiches angegeben ( $\pm 100$  Pa).

### 2.2.4 Quantitative Infrarotthermographie

Wärmestromdichteverteilungen auf der ebenen Platte wurden mit Hilfe der quantitativen Infrarotthermographie [52] ermittelt. Dafür wurde eine hochauflösende Infrarotkamera des Typs IRCAM EQUUS 327kl pro mit einer Aufnahme Frequenz von 105 Hz und einer Belichtungszeit von  $100 \mu\text{s}$  verwendet. In der Kamera ist ein  $640 \times 512$  FPA-Sensor verbaut, der im Bereich von  $8.0 \mu\text{m}$  bis  $9.4 \mu\text{m}$  empfindlich ist. Eine Skizze des eingesetzten Messaufbaus mit der Platte, dem Stoßgenerator und der Kamera ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Der optische Zugang zur Messstrecke wurde durch ein Fenster aus Germanium gewährleistet. Die Wärmestromdichte wurde an einem Plexigläseinsatz mit einer Dicke von 12 mm ermittelt, der eine geringe Wärmeleitfähigkeit besitzt. Die Größe des Plexigläseinsatzes betrug  $400 \times 150$  mm mit einem Abstand zur Plattenvorderkante von 142 mm und einer Symmetrieachse bei  $z = 0$  mm.

Die numerische Integrationsmethode von Cook und Feldermann (beschrieben in Referenz [56],



**Abbildung 2.6:** Skizze des Aufbaus der Infrarotthermographie.

Gleichung 83) wurde benutzt, um aus dem zeitlichen Oberflächentemperaturverlauf pixelweise die Wärmestromdichte zu jedem Zeitpunkt  $t_n$  während eines Windkanaltests zu berechnen:

$$\dot{q}(t_n) = 2\sqrt{\frac{\rho_m c_m \lambda_m}{\pi}} \left[ \sum_{i=1}^n \frac{T_i - T_{i-1}}{\sqrt{t_n - t_i} + \sqrt{t_n - t_{i-1}}} \right] \quad (2.3)$$

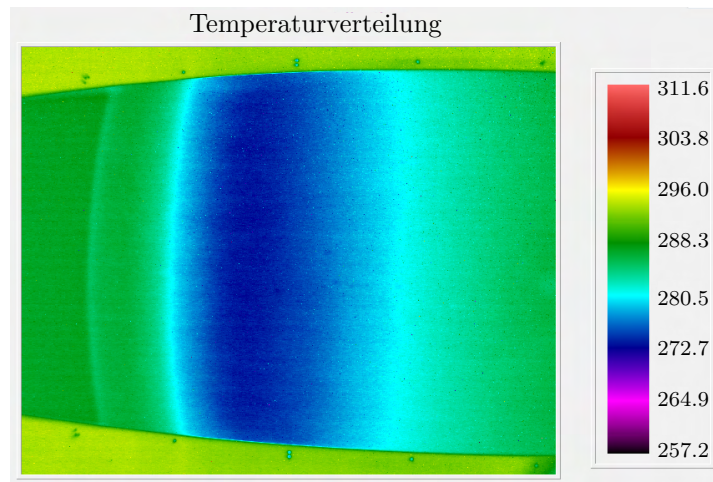
$T_{i-1}$ ,  $T_i$  und  $T_n$  sind die Oberflächentemperaturen zu verschiedenen Zeitpunkten  $t_{i-1}$ ,  $t_i$  und  $t_n$ .  $\rho_m$ ,  $c_m$  und  $\lambda_m$  sind die Dichte, die spezifische Wärmekapazität und die Wärmeleitfähigkeit des Plexiglaseinsatzes. Die Methode basiert auf dem Modell eines halb-unendlichen Stabes, der zum Zeitpunkt  $t_0$  sprunghaft einem Wärmestrom  $\dot{Q}$  ausgesetzt wurde. Aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit des Plexiglases in Kombination mit der begrenzten Messzeit war es zulässig, den Plexiglaseinsatz im Kontext des Wärmestroms als unendlich tief anzunehmen.

Die beschriebene Methode ist in der betriebseigenen Software HeatFIT implementiert. Eine automatische markerbasierte drei-dimensionale Rekonstruktion des Wärmebildes und eine Rückprojektion der Ergebnisse auf die CAD-Modelloberfläche ermöglichen eine präzise Wärmestromdichte-Berechnung auf Basis der aufgezeichneten Bildsequenzen, die aus verschiedenen Blickwinkeln aufgenommen werden können. Der Plexiglaseinsatz ist in Abbildung 2.7 anhand der reduzierten Temperatur zu erkennen. Außerhalb des Plexiglaseinsatzes sind einzelne Marker ersichtlich. Die Identifikation der Modellkoordinaten an jedem Pixel im Bild ermöglicht die spannweite Mittelung der Wärmestromdichte, unter Berücksichtigung der Zweidimensionalität der Strömung nahe der Mittelachse im Bereich von  $z = \pm 20$  mm. Die Bestimmung dieses Mittelwertes für alle  $x$ -Positionen liefert die finale eindimensionale Wärmestromdichteverteilung auf der Platte. Eine berechnete flächige Wärmestromdichtekontur und die dazugehörige finale Wärmestromdichteverteilung sind in Abbildung 2.8(a) und Abbildung 2.8(b) exemplarisch dargestellt. Weitere Details zur Methode wurden in Referenz [52] näher erläutert.

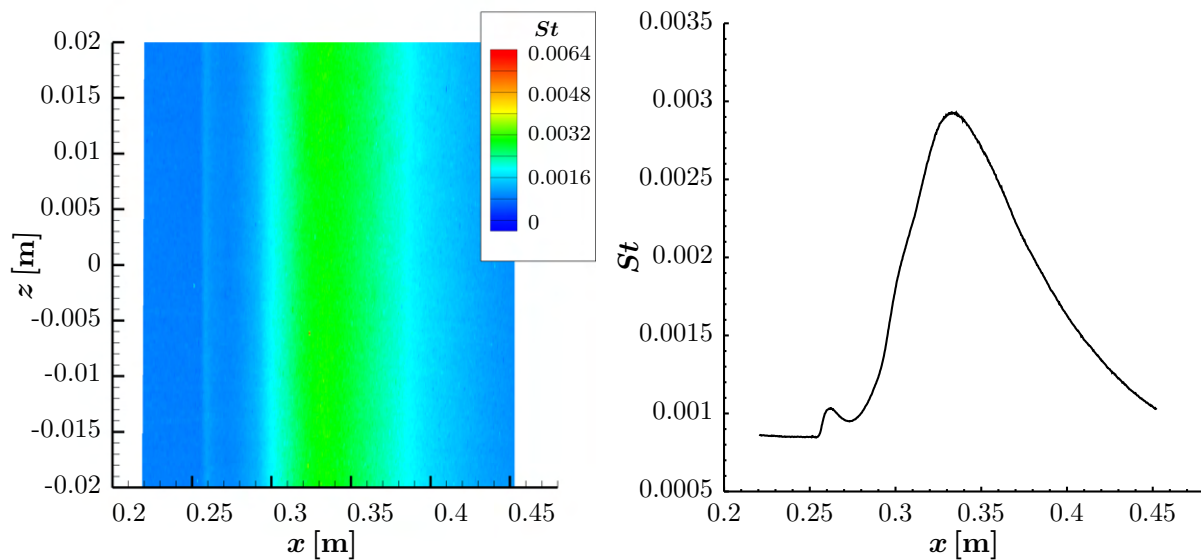
### 2.2.5 Schattenverfahren

Das Schattenverfahren ist ein etabliertes Visualisierungsverfahren in Überschallströmungen, das zur Darstellung der zu untersuchenden SGWW verwendet wurde. Am Rohrwindkanal konnte





**Abbildung 2.7:** Wärmebild, das mit der Infrarot-Kamera auf der Plattenoberfläche aufgenommen wurde und im Programm HeatFIT dargestellt wird



(a) Stanton-Zahl-Verteilung auf der ebenen Platte, nachdem die markerbasierte Oberflächenrekonstruktion des Rohbildes aus Abbildung 2.7 durchgeführt wurde

(b) Eindimensionale Stanton-Zahl-Verteilung auf der Plattenoberfläche entlang der x-Achse. Gemittelte Verteilung aus Abbildung 2.8(a) entlang der z-Achse von  $z = \pm 0.02$

**Abbildung 2.8:** Exemplarische Stantonzahlverteilung auf der Plattenoberfläche im Bereich der SGWW

auf ein bestehendes optisches System zurückgegriffen werden, das für die verschiedenen Messungen angepasst wurde. Die Aufzeichnung der Schattenaufnahmen für quasi-stationäre Interaktionen erfolgte durch eine *PCO dimax HS4* Hochgeschwindigkeitskamera, die mit einem CMOS-Sensor ausgestattet ist. Die Bildrate betrug 1 kHz bei einer Auflösung von  $2000 \times 2000$  Pixel. Die Belichtung erfolgte während der ersten Messkampagne mit einer Dauerlichtquelle bei einer Belichtungszeit von  $10 \mu\text{s}$ . Bei der darauf folgenden Messkampagne wurde eine *HSPS-*

*NANOLIGHT*-Blitzlampe des Typs KL-L mit einer Blitzdauer (Halbwertsbreite) von 18 ns verwendet.

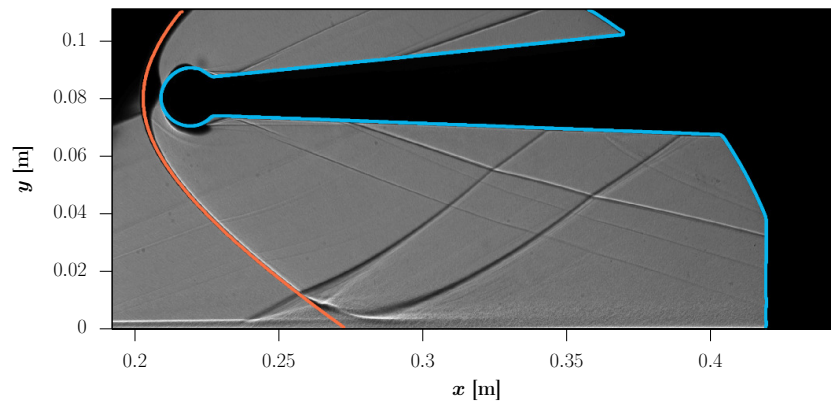
Für die Schattenaufnahmen der bewegten SGWW wurde eine CMOS-Kamera des Typs *Phantom v1210* mit einer Bildrate von 19 kHz bei einer Auflösung von  $1280 \times 512$  Pixel verwendet. Die Belichtung wurde mit einem *CAVILUX Smart Laser* durchgeführt, der neu zur Verfügung stand und geringere Intensitätsschwankungen während einer Bildsequenz aufwies als die Blitzlampe. Die Belichtungszeit betrug 20 ns und die Wellenlänge des Lichts 640 nm (rotes Licht).

Schattenaufnahmen wurden im Rahmen dieser Arbeit mit einer spezifischen Methodik ausgewertet. Die Schattenaufnahmen von quasi-stationären Interaktionen wurden zunächst gemittelt. Bei einer Belichtungszeit von 18 ns wurden 20 Bilder und bei einer Belichtungszeit von  $10 \mu\text{s}$  wurden 10 Bilder gemittelt und das erzeugte Bild als Messergebnis ausgewertet. Die Position des Modells in den einzelnen Schattenaufnahmen schwankte von Bild zu Bild aufgrund von Windkanalvibrationen und musste für die Mittelung korrigiert werden. Dafür wurden die Modellkanten detektiert und translatorisch auf die Position im Referenzbild verschoben, das vor dem Versuch ohne Anströmung aufgenommen wurde. Eine Ausnahme bildeten die Auswertungen der Schattenaufnahmen in Versuchen mit dem beweglichen Stoßgenerator, die durch Änderung der Stoßlage nicht gemittelt werden konnten und somit jedes Einzelbild separat ausgewertet wurde. In Abbildung 2.9 ist eine exemplarische Schattenaufnahme gezeigt, in der die detektierte Modellkante und Teile des Fensters in der Messstrecke hellblau gekennzeichnet sind. Es wurde die Kantendetektion des quelloffenen Programms *GNU Octave* verwendet. Es ist ein mehrstufiger Algorithmus, der die Canny-Methode verwendet [4, 1]. Abhängig von der Implementierung konnten unterschiedliche Filter in der Canny-Methode angewandt werden. Im aktuellen Fall wurde der Prewitt-Operator verwendet, um Intensitätsgradienten im Bild sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung zu bestimmen beziehungsweise die Gradientenrichtung für jedes Pixel zu ermitteln. Die Gradientenrichtung steht immer senkrecht zur Kante. Weitere Details zur Canny-Methode sind in der Literatur ausgiebig beschrieben.

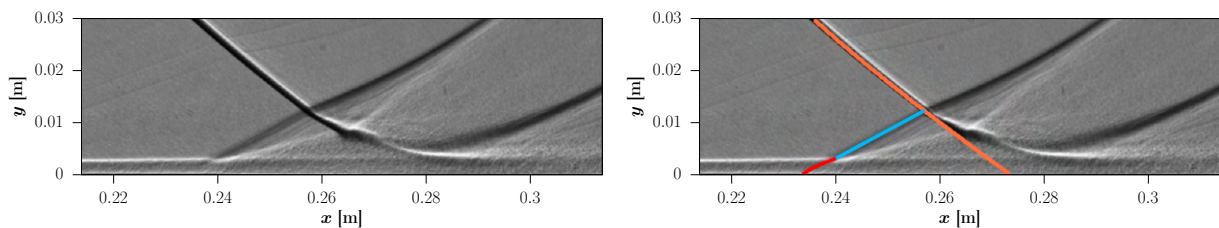
Im Anschluss an die Modelldetektion wurde der einfallende Stoß im Schattenbild detektiert und sein Auftreffpunkt auf der Platte  $x_{imp}$  ermittelt. Allerdings war eine einfache Extrapolation des einfallenden Stoßes bis zur Oberfläche mit großen Ungenauigkeiten aufgrund der relativ großen Ablöseblasen, die sich auf der Platte bildeten, verbunden. Deshalb wurde die einfallende Stoßfrontkontur aus einer speziellen CFD-Simulation ermittelt und verwendet, in der die Platte nicht mitsimuliert wurde. Die experimentell gemessene Stoßkontur wurde mithilfe der numerischen Lösung bis zur Plattenoberfläche extrapoliert, um  $x_{imp}$  zu bestimmen. Ein exemplarisches Ergebnis ist in Abbildung 2.9 als orangene Linie dargestellt.

Im letzten Schritt wurde die Interaktionslänge im Schattenbild ermittelt. In Abbildung 2.10(a) ist das vergrößerte Interaktionsgebiet aus Abbildung 2.9 dargestellt und in Abbildung 2.10(b) wurde es mit charakteristischen Linien überlagert, die das Gebiet beschreiben. Die Position des Ablösestoßes wurde jeweils mittels des Kantendetektionsalgorithmus vom Grenzschichtrand bis zum Schnittpunkt mit dem einfallenden Stoß ermittelt (hellblaue Linie). In diesem Beispiel

bildet sich innerhalb der Grenzschicht ein Kompressionsfächer aus, der nicht über die Kantendetektion detektierbar war. Um die erste Kompressionswelle, die Machsche Welle, zu bestimmen, wurde das Verfahren von Elfstrom [20] verwendet. Im ersten Schritt wurde aus den Machzahl-Verteilungen der Pitot-Messungen das Geschwindigkeitsprofil der ungestörten turbulenten Plattengrenzschicht berechnet. Die Kontur der ersten Kompressionswelle in der Grenzschicht ließ sich im Anschluss über die Machzahlverteilung als Machsche Welle berechnen. So ließ sich die gebogene Form der ersten Kompressionswelle innerhalb der Grenzschicht bis zur Schalllinie ( $Ma = 1$ ) extrapolieren. Der Schnittpunkt mit der Platte markiert den Beginn des Interaktionsgebietes  $x_1$  und beschreibt die Grenze der Stromaufwirkung der SGWW. Die Interaktionslänge wird somit als Abstand zwischen den Punkten  $x_1$  und  $x_{imp}$  bestimmt.



**Abbildung 2.9:** Gemittelte Schattenaufnahme mit den detektierten Konturen des Modells und des Fensterrahmens in hellblau und dem einfallenden Stoß aus einer dreidimensionalen CFD-Simulation in orange (Run ID: G20\_80 siehe Anhang Tabelle A1)



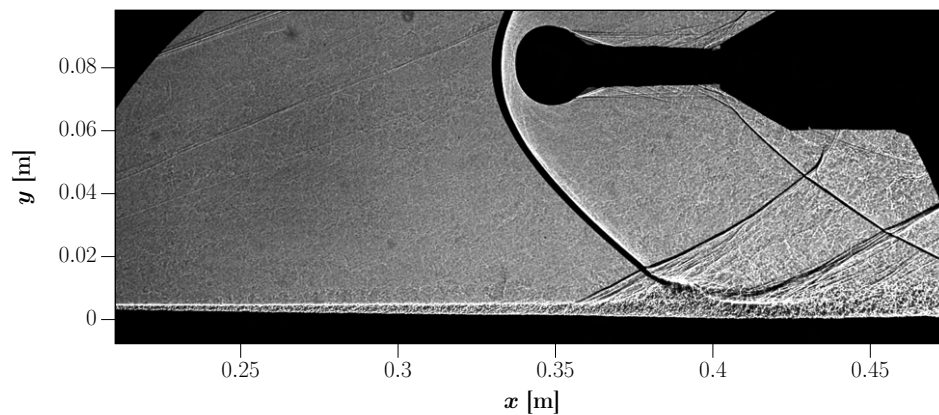
(a) Schattenaufnahme des quasi-stationären Interaktionsgebietes

(b) Im Schattenbild hervorgehoben sind der extrapolierte einfallende Stoß (orange), der detektierte Ablösestoß (hellblau) und die extrapolierte erste Kompressionswelle (rot)

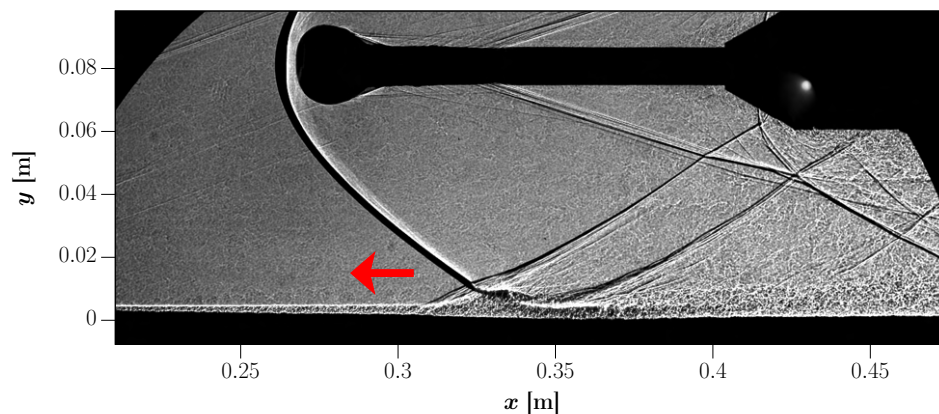
**Abbildung 2.10:** Exemplarisches Beispiel für die Interaktionslängenbestimmung (Run ID: G20\_80 siehe Anhang Tabelle A1)

## 2.3 Charakterisierung der Stoßfrontgeschwindigkeit

In Kapitel 2.2.1 wurde der Aufbau zur Untersuchung des Einflusses der Stoßfrontgeschwindigkeit  $U_S$  auf SGWW beschrieben. Die Durchführung der einzelnen Versuche weist charakteristische Eigenschaften auf, die zur Beurteilung der Reproduzierbarkeit näher beschrieben werden. In jedem Versuch wurde der gesamte Prozess von der Beschleunigung bis zum Abbremsen des Stoßgenerators aufgezeichnet. In Abbildung 2.11 ist eine exemplarische Schattenaufnahme mit einer quasi-stationären Interaktion gezeigt, die vor dem Start des Stoßgenerators aufgenommen wurde. In Abbildung 2.12 ist eine Schattenaufnahme mit sich bewegendem Stoßgenerator dargestellt, was mit einem roten Pfeil verdeutlicht wird. Es sind in beiden Bildern die ebene Platte, der Stoßgenerator sowie teilweise die Abschussvorrichtung und der Fensterrahmen ersichtlich.



**Abbildung 2.11:** Exemplarische Schattenaufnahme einer quasi-stationären SGWW vor dem Start des beweglichen Stoßgenerators (Run ID: 2.steady22, siehe Tabelle A4)



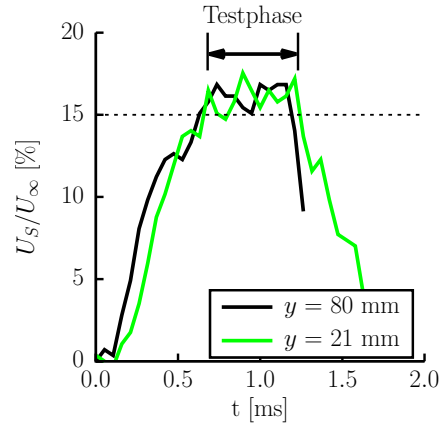
**Abbildung 2.12:** Exemplarische Schattenaufnahme während der gleichmäßigen Bewegung des Stoßgenerators (Run ID: 2.move22, siehe Tabelle A4)

Aufgrund der Komplexität des technischen Aufbaus des bewegten Stoßgenerators kam es während der Experimente zu drei unerwarteten Effekten, von denen zwei einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Messungen hatten und einer mitberücksichtigt werden musste. Der Stoßgenerator bewegte sich nicht ausschließlich stromauf sondern auch minimal in  $y$ -Richtung. Aufgrund des resultierenden leichten Anwachsens des Abstandes  $\Delta y$  zwischen Zylinderachse und Platte reduzierte sich die Stoßstärke der einfallenden Stoßfront minimal, welche die SGWW induzierte. Dieser Effekt wurde in der Auswertung mitberücksichtigt. Zudem hat der Stoßgeneratorzylinder in den Schattenaufnahmen eine leicht ovale Form, was aufgrund einer minimalen Schiefelage des beweglichen Zylinders gegenüber der Horizontalebene (Winkel  $< 1^\circ$ ) zustande kam. Die Auswirkung der geringen Rollwinkelabweichung wurde als vernachlässigbar eingeschätzt. Darüber hinaus trat während der Bewegung heißes Treibgas aus der Abschussvorrichtung aus, was als weißer Fleck in Abbildung 2.12 an der Position  $x = 0.43$  m und  $y = 0.075$  m zu erkennen ist. Allerdings wurde das Treibgas soweit stromab des Interaktionsgebiets abgeleitet, dass es keinen Einfluss auf die SGWW hatte.

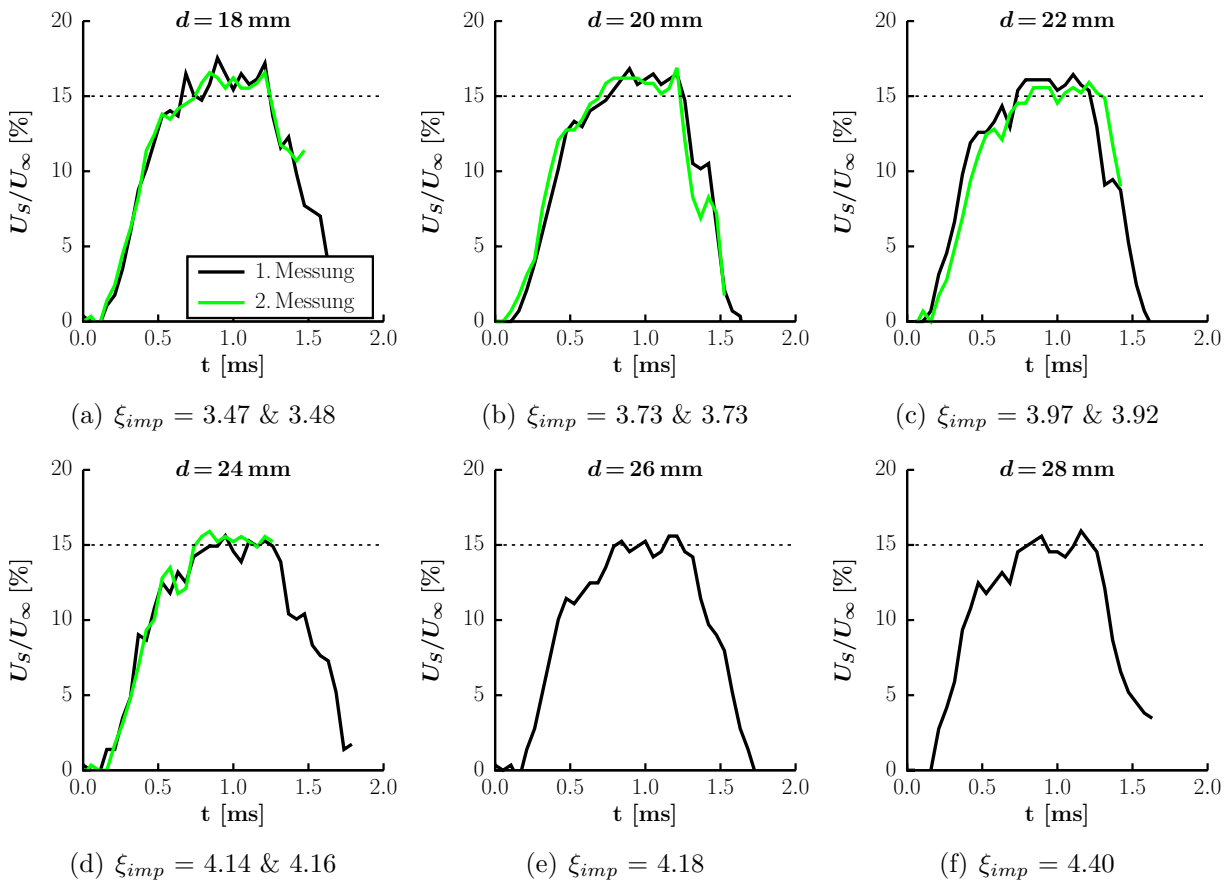
In Abbildung 2.13 ist die zeitliche Entwicklung des Geschwindigkeitsverlaufs der einfallenden Stoßfront dargestellt. Gemessen wurde an den vertikalen Positionen  $y = 21$  mm und  $y = 80$  mm. Die Beschleunigung des einfallenden Stoßes führte zu einer instationären Stoßkonturveränderung, die zur Phasenverschiebung der Geschwindigkeitsverläufe an den unterschiedlichen vertikalen Positionen führte. Direkt vor dem Stoßgenerator, bei  $y = 80$  mm, startete die Beschleunigung der Stoßfront früher als bei  $y = 21$  mm (näher an der Platte). Der einfallende Stoß beschleunigte an beiden Auswertepositionen etwa 0.7 ms lang und erreichte anschließend ein Geschwindigkeitsplateau, das für etwa 0.5 ms anhielt. Danach wurde die Stoßfront sehr schnell abgebremst. Obwohl die Beschleunigungsverläufe an beiden Positionen leicht voneinander abweichen, konnte im Plateaubereich eine sehr ähnliche Geschwindigkeit detektiert werden.

Infolge der kurzen Wege und hohen Zielgeschwindigkeit betrug die Beschleunigungsleistung etwa 520 kW und die Bremsleistung etwa 730 kW. Die Reduzierung der Bremsleistung durch eine Verlängerung des Bremsweges war aufgrund von Modell- und Setup-Einschränkungen nicht möglich. Somit mussten die CFK-Stoßgeneratoren sehr hohen Lasten standhalten. In Anbetracht dessen wurden sechs Stoßgeneratoren für steigende Stoßstärken gefertigt, mit Durchmessern von  $d = 18$  mm bis 28 mm in 2 mm Schritten, die jeweils nicht mehr als zweimal benutzt werden konnten. Die Zeitverläufe der Stoßfrontgeschwindigkeiten für alle Testfälle sind in Abbildung 2.14 nach dem Stoßgeneratordurchmesser gruppiert dargestellt. Die gute Reproduzierbarkeit der Stoßfrontgeschwindigkeiten wird durch die vier Ergebnisse der doppelt verwendeten Stoßgeneratoren ( $d = 18$  mm bis 24 mm) verdeutlicht. Die Ergebnisse der ersten Messung und der entsprechenden Wiederholungen (2. Messung) sind in Abbildungen 2.14(a) bis 2.14(d) jeweils ähnlich. Auf dem Geschwindigkeitsplateau wurde systematisch eine maximale Geschwindigkeit von etwa 15%  $U_\infty$  ( $U_S = 90$  m/s) erzielt. Damit wurde eine Stoßfrontgeschwindigkeit realisiert, die deutlich schneller ist als die in Kapitel 1.5 beschriebene selbstinduzierte mittlere Stoßfrontgeschwindigkeit der niederfrequenten Stoßoszillationen von 4%  $U_\infty$ , die bei quasi-stationären abgelösten SGWW auftreten. Die Geschwindigkeit im Plateau nahm mit einer Zu-

nahme von  $d$  leicht ab, wobei dies unkritisch war, weil die resultierende Machzahl der Stoßfront im Plateau  $Ma_S = (U_S + U_\infty)/a_\infty$  nur sehr gering um  $3.46 \pm 0.02$  schwankte.



**Abbildung 2.13:** Die zeitliche Entwicklung des Geschwindigkeitsverlaufs, der einfallenden Stoßfront an den vertikalen Positionen  $y = 21$  mm und  $y = 80$  mm



**Abbildung 2.14:** Die zeitliche Entwicklung des Geschwindigkeitsverlaufs, der einfallenden Stoßfront bei  $y = 21$  mm mit steigender Stoßstärke, die Reproduzierbarkeit der Verläufe ist von Abbildung (a) bis (d) dargestellt.



### 3 Numerische Methoden

Neben den experimentellen Arbeiten wurden numerische Strömungssimulationen mit dem DLR-TAU-Code v2017.1 [57] durchgeführt. Der TAU-Code setzt sich aus dem Preprocessing, dem Löser und dem Adaption-Modul zusammen.

Die verwendeten Netze werden im Preprocessing für den Löser partitioniert, was das Rechnen auf mehreren CPUs ermöglicht. Zusätzlich sind zur Beschleunigung der Simulationen lokale Zeitschritt- und Mehrgitterverfahren (Multigrid) implementiert. Unabhängig, ob ein (block-)strukturiertes, unstrukturiertes oder hybrides Netz (sowohl strukturierte als auch unstrukturierte Bereiche) verwendet wird, erzeugt das Preprocessing ein sogenanntes “duales Netz” für den Löser. Dadurch wird die Beschreibung des Netzes unabhängig von seiner Struktur. Um eine Relativ-Bewegung zwischen zwei Objekten zu realisieren, wird die Chimertechnik verwendet, wofür zwei Netze notwendig sind. Ein statisches Hintergrundnetz mit einer dynamisch angepassten Aussparung innerhalb dessen sich ein komplementäres bewegtes Netz befindetet. Aufgrund der angewandten Methode einer Lochdefinition, die mit dem bewegten Netz mitgeführt wird, werden die Knoten der Aussparung dynamisch aus dem Hintergrundnetz ausgeschnitten und es bleibt ein schmaler Überlappungsbereich beider Netze, in dem die Strömungsgrößen interpoliert werden. Eine detaillierte Beschreibung der Implementierung im TAU-Code befindetet sich in Referenz [13].

Der Löser berechnet die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) basierend auf einem drei-dimensionalen kompressiblen Finite-Volumen-Verfahren. Um die Gleichungen zu schließen wird der Reynolds'sche Spannungstensor mit einem Wirbelviskositätsmodell, basierend auf der Näherung nach Boussinesq, approximiert. Dadurch wird eine Wirbelviskosität zusätzlich zur molekularen Viskosität eingeführt, mit dem Ziel, die assoziierten turbulenten Längen- und Geschwindigkeitsskalen über zusätzliche Gleichungen zu bestimmen. In der vorliegenden Arbeit werden die Transportgleichungen aus dem halbempirischen Scherspannungstransport-Turbulenzmodell nach Menter [38] (Menter-SST- $k-\omega$ ) verwendet. Um das Menter-SST-Modell für den zu untersuchenden Aufbau zu validieren, wurden die experimentellen Ergebnisse verwendet und mit den numerischen Ergebnissen im weiteren Verlauf der Arbeit verglichen. Zudem wurden Simulationen mit dem expliziten algebraischen Reynolds-Spannungsmodell nach Rung [50] (EARSM) für Turbulenzmodellvergleiche herangezogen. Die räumliche Diskretisierung erfolgte mit einem AUSMDV-Aufwind-Verfahren zweiter Ordnung. Für die zeitliche Diskretisierung wurde das implizite Backward-Euler Zeitschrittverfahren verwendet. Es wurden sowohl stationäre zweidimensionale und dreidimensionale Simulationen als auch instationäre zweidimensionale Simulationen mit dem Menter-SST Turbulenzmodell durchgeführt. Auf die Verwendung des Mehrgitterverfahrens wurde verzichtet, um eine sehr hohe Stabilität der Rechnungen sicherzustellen und um in den instationären Simulationen eine ausreichende Chimerainterpolation zu gewährleisten. Ein für angelegte Strömungen übliches Residuum



von  $10^{-7}$  als Abbruchbedingung konnte aufgrund der sehr großen stoßfrontinduzierten Ablöseblasen in den Simulationen nicht erreicht werden. Stattdessen wurde ein Dichteresiduum von  $5e^{-4}$  erreicht und als Abbruchbedingung eine Schwankung der Beiwerte von unter  $10^{-6}$  in den letzten 10.000 Iterationen bei einer CFL-Zahl von 2 verwendet.

In Kapitel 3.1 sind die Untersuchungen zum Einfluss der Netzfeinheit auf die Ergebnisse dargestellt. Die Auflösung des verwendeten Netzes wird dabei so hoch gewählt, dass eine weitere Verfeinerung einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf die zu untersuchenden Parameter hat und somit eine Konvergenz erreicht wurde.

Für die instationären Simulationen ist die zeitliche Auflösung ein entscheidender Einflussfaktor auf die Ergebnisse. In Kapitel 3.2 werden daher Ergebnisse der Zeitkonvergenzstudie dargestellt. In den instationären Simulationen wurde mit Hilfe der Chimertechnik der Stoßgenerator stromauf bewegt und die Position der ebenen Platte war fest. Dafür wird ein festes Hintergrundnetz mit der modellierten ebenen Platte aus dem Experiment und ein Vordergrundnetz für den modellierten bewegten Stoßgenerator verwendet. Das Vordergrundnetz wird stromauf über das Hintergrundnetz bewegt.

Die Einflüsse der Netzfeinheit und der zeitlichen Auflösung auf die zu untersuchenden Parameter wurden wie folgt berechnet:

$$\Delta p_1 \equiv (p_{1,basis} - p_{1,fein}) / p_{1,fein} \quad (3.1)$$

Abweichung des Wanddruckes stromauf der Interaktion

$$\Delta p_{max} \equiv (p_{max,basis} - p_{max,fein}) / p_{max,fein} \quad (3.2)$$

Abweichung des maximalen Wanddruckes

$$\Delta \dot{q}_1 \equiv (\dot{q}_{1,basis} - \dot{q}_{1,fein}) / \dot{q}_{1,fein} \quad (3.3)$$

Abweichung der Wärmestromdichte stromauf der Interaktion

$$\Delta \dot{q}_{max} \equiv (\dot{q}_{max,basis} - \dot{q}_{max,fein}) / \dot{q}_{max,fein} \quad (3.4)$$

Abweichung der maximalen Wärmestromdichte

$$\Delta L_{sep} \equiv (L_{sep,basis} - L_{sep,fein}) / L_{sep,fein} \quad (3.5)$$

Abweichung der Ablöseblasenlänge

### 3.1 Netzstudie des modellierten experimentellen Aufbaus

Die Netzstudie wurde sowohl für zweidimensionale als auch für dreidimensionale Netze durchgeführt. Alle verwendeten Netze wurden im Rahmen dieser Arbeit mit dem kommerziellen Softwarepaket Centaur™ erstellt.

### Dreidimensionales Netz

Das dreidimensionale Rechengebiet ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Ein Halbmodell der experimentellen Messstrecke wurde, mit einer Symmetrieebene im  $x$ - $y$  Mittenschnitt, verwendet, um Netzpunkte einzusparen und damit die Rechenzeit zu reduzieren. Diese betrug bei einer CFL-Zahl von 2 und einem verwendeten Netz mit  $38.8 \times 10^6$  Netzpunkten 11720 CPUh für 110000 Iterationen. Aufgrund des endlichen Rechengebietes mussten den Netzpunkten an den Außengrenzen Randbedingungen zugewiesen werden. Die Randbedingungen des Kanaleinlaufes und des Kanalausganges waren “supersonic inlet” und “supersonic outlet”. Die Windkanalwände wurden als reibungsfrei angenommen. Die Plattenoberfläche sowie die verwendeten Stoßgeneratoroberflächen wurden reibungsbehaftet gerechnet. Alle Randbedingungen sind nochmal in Tabelle 3.1 aufgelistet und in der technischen Dokumentation des TAU-Codes [13] detaillierter beschrieben.

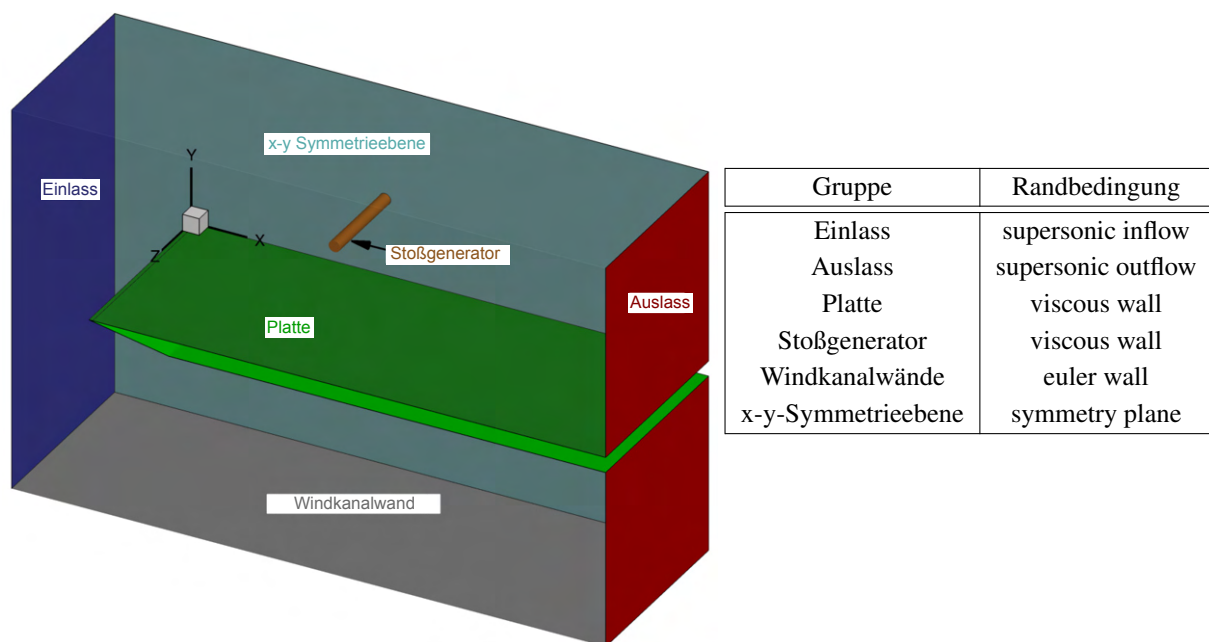
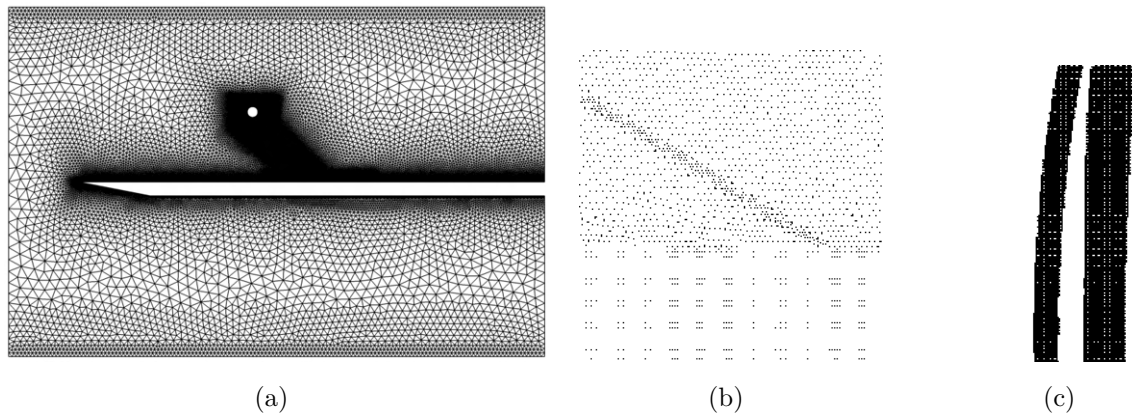


Abbildung 3.1: Skizze des Simulationsgebietes

Tabelle 3.1: Simulationsgrenzen

Verschiedene Ansichten des Rechengebietes der dreidimensionalen TAU-Simulation sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Das Rechnet in der  $x$ - $y$ -Symmetrieebene ist in Abbildung 3.2(a) dargestellt. In den Grenzschichtregionen der ebenen Platte und des Stoßgenerators wurde ein block-strukturiertes Netz generiert. In der Außenströmung wurde ein unstrukturiertes Netz generiert, wobei der Bereich um den Stoßgenerator bis zur Platte feiner aufgelöst ist als in der restlichen Außenströmung. Für die Netzstudie wurde unter anderem die automatische Netzadaption des TAU-Codes verwendet, die sowohl einen Einfluss auf das Netz in der Außenströmung als auch auf das strukturierte Netz in der Grenzschicht hat. Die Netzauflösung wird dabei in Regionen verdoppelt, in denen mindestens einer der Gradienten der Dichte, der Geschwindigkeit, der Totalenthalpie oder des Totaldruckes hoch ist. In Abbildung 3.2(b) ist das Ergebnis der Netzadaption in der  $x$ - $y$ -Symmetrieebene dargestellt, und zwar in dem Bereich, in



**Abbildung 3.2:** Rechenetz: (a)  $x$ - $y$ -Symmetrieebene (b) Zoom in  $x$ - $y$ -Symmetrieebene mit Netzadaption (c) Zoom auf die Plattenoberfläche mit Netzadaption

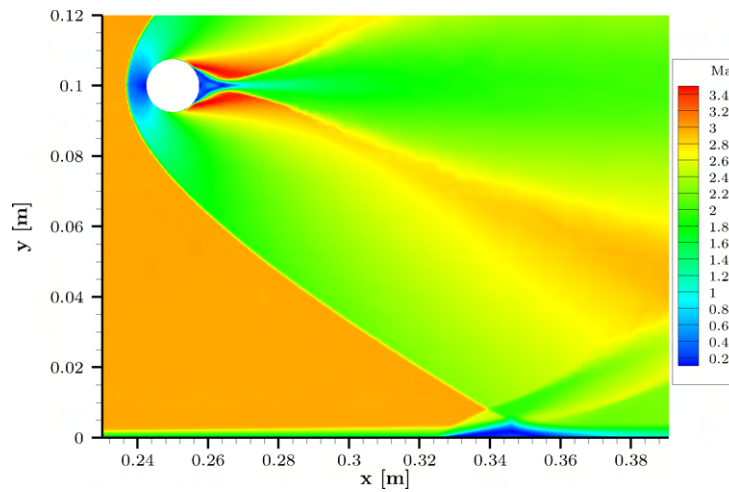
Netzparameter	Netz 1	Netz 2	Netz 3	Netz 4	Netz 5
erste wandnormale Zellendicke [mm]	0.0001	0.001	0.0001	0.0001	0.0001
Netzadaption (Außenströmung und $\Delta x$ )	nein	nein	ja	nein	nein
$\Delta x$ [mm]	0.5	0.5	0.5	0.2	0.5
$\Delta z$ [mm]	0.5	0.5	0.5	0.5	0.25
Netzpunktzahl [ $10^6$ ]	38.8	37.8	41.5	54.4	63.5

**Tabelle 3.2:** Parametervariationen für die Netzstudie des dreidimensionalen Netzes

dem der einfallende Stoß auf das strukturierte Netz der Grenzschicht trifft. Die Verfeinerung in der unstrukturierten Außenströmung erfolgte wie erwartet an der Stoßfront. In Abbildung 3.2(c) ist die resultierende Verfeinerung in der  $x$ - $z$ -Ebene auf der Plattenoberfläche im Bereich des Interaktionsgebietes dargestellt. Hohe Gradienten treten hier im Bereich der Ablöselinie und Wiederanlegelinie auf, was die Kontur des verfeinerten Netzbereiches erklärt.

In Tabelle 3.2 sind die untersuchten Netzparameter dargestellt. Netz 1 ist dabei das Ausgangsnetz, das den Standardeinstellungen entspricht. Es wurde der Einfluss der ersten wandnormalen Zellendicke in Netz 2 und der Einfluss der Netzadaption des TAU-Codes auf die Lösung in Netz 3 untersucht. Zudem wurde der Einfluss der globalen Verfeinerung des strukturierten Netzes auf der Platte in Anströmrichtung  $\Delta x$  (Netz 4) und in spannweiten Richtung  $\Delta z$  (Netz 5) untersucht. Die Anzahl der Netzpunkte variiert zwischen 37.8 mio. und 63.5 mio. Punkten.

Das Machzahlkonturbild in Abbildung 3.3, das mit dem Ausgangsnetz berechnet wurde, zeigt den einfallenden Verdichtungsstoß am farblichen Übergang von orange zu blau-grün. Im induzierten Interaktionsgebiet auf der ebenen Platte ist eine Ablöseblase in blau deutlich zu erkennen. Die Ergebnisse aus den Simulationen mit den fünf verwendeten Netzen sind in Abbildung 3.4 dargestellt. In Abbildung 3.4(a) ist zunächst der  $y^+$ -Verlauf im Interaktionsgebiet dargestellt. Er beschreibt den dimensionslosen Wandabstand und ist ein Maß für die Auflösung des wandnahen Bereiches. Für das Ausgangsnetz (Netz 1) ist  $y^+ < 0.1$  und für Netz 2 gilt

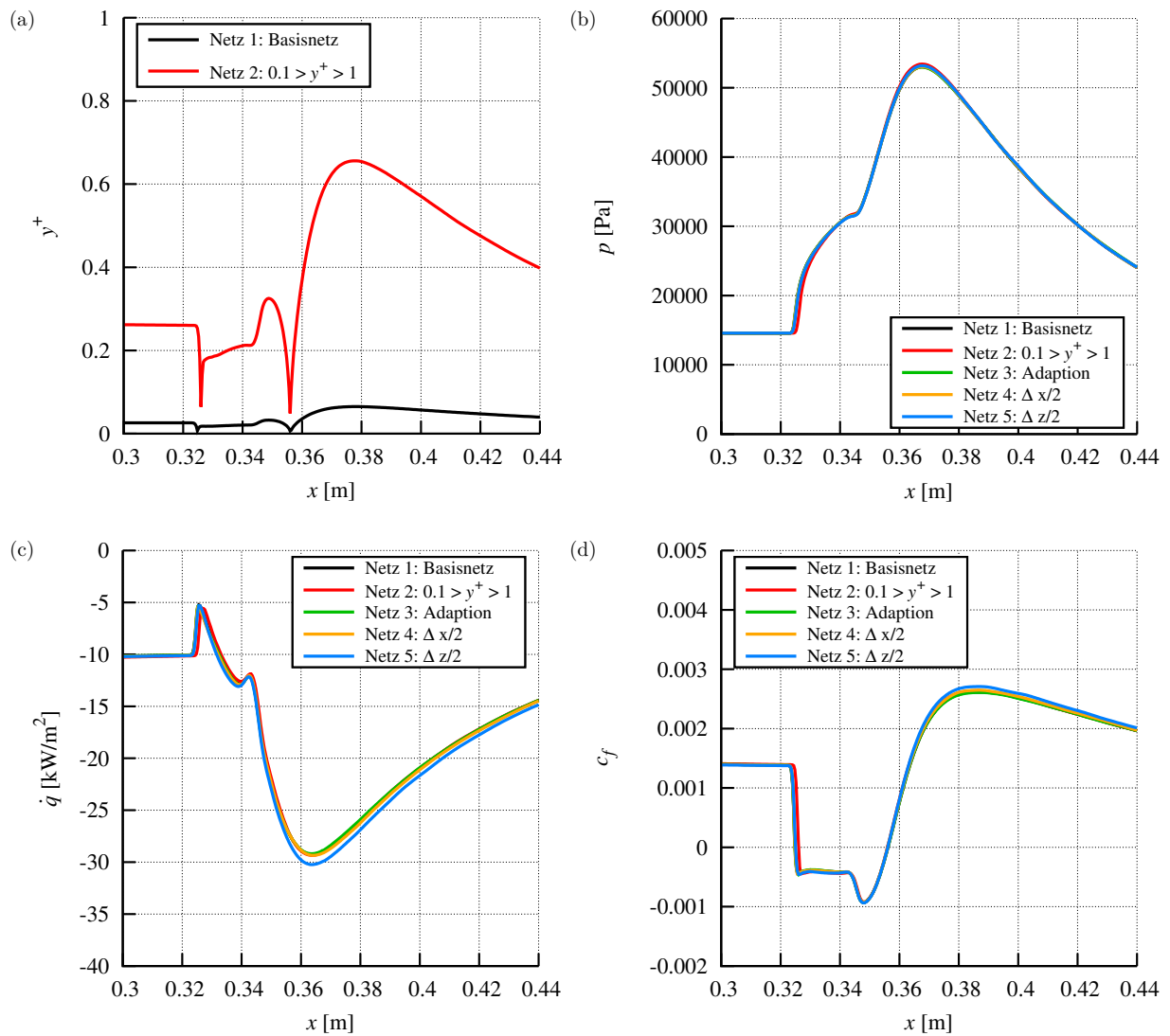


**Abbildung 3.3:** Machzahlkonturbild generiert mit dem finalen dreidimensionalen Netz

$y^+ < 1$  aufgrund der Änderung des ersten Wandabstandes. Strömungsparameter, die im weiteren Verlauf der Arbeit von Interesse sind, sind der Wanddruckverlauf, die Wärmestromdichte und der Reibungsbeiwert auf der ebenen Platte, speziell in der Symmetrieebene. Deshalb wird der Netzeinfluss auf diese Parameter untersucht. Dafür wird das Ausgangsnetz als Referenz genommen und die Abweichungen entscheidender Interaktionsparameter zwischen den Lösungen der verschiedenen Netze über die Gleichungen 3.1 bis 3.5 berechnet. Der Netzeinfluss auf den Wanddruckverlauf im Interaktionsgebiet ist sehr gering, was dazu führt, dass alle Wanddruckverläufe in Abbildung 3.4(b) bis auf einer Strichstärke übereinander liegen. In Abbildung 3.4(c) ist der Netzeinfluss auf die Wärmestromdichte  $\dot{q}$  dargestellt. Am Beginn des Interaktionsgebietes  $\dot{q}_1$  ist der Netzeinfluss auf die Lösung marginal. Die maximale Wärmestromdichte nimmt hingegen mit der Netzverfeinerung leicht zu. Die maximale Abweichung tritt hier zwischen Netz 5 und dem Referenznetz auf. Der Reibungsbeiwertsverlauf in der Symmetrieebene ist in Abbildung 3.4(d) dargestellt. Die Länge der induzierten Ablöseblase  $L_{sep}$  ergibt sich hier aus dem Abstand zwischen den beiden Nulldurchgängen der jeweiligen Verläufe. Die maximalen Abweichungen aus der Netzstudie sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Die Abweichungen von Netz 1 (Basisnetz) zu den anderen Netzen sind hinreichend klein damit kein wichtiger Einfluss auf die folgenden Untersuchungen zu erwarten ist. Aus der Netzstudie wird geschlossen, dass die Parameter von Netz 1, dargestellt in Tabelle 3.4, für die folgenden Untersuchungen geeignet sind. Mit einer Gesamtpunktzahl von 38.8 mio. erlaubt das Netz zudem die Durchführung von Parametervariationen, die in Rechenzeiten mit vertretbaren Kosten resultieren.

$\Delta p_1$	$\Delta p_{max}$	$\Delta \dot{q}_1$	$\Delta \dot{q}_{max}$	$\Delta L_{sep}$
< 0.01%	0.3%	0.6%	3.3%	0.6%

**Tabelle 3.3:** Maximale Abweichungen vom Basisnetz zu den anderen Netzen



**Abbildung 3.4:** Netzstudie für die dreidimensionalen Nachsimulationen des Experimentes: (a) dimensionsloser Wandabstand  $y^+$ , (b) Wanddruckverlauf  $p$ , (c) Wärmestromdichteverlauf  $\dot{q}$ , (d) Reibungsbeiwertverlauf  $c_f$

Oberflächenlänge [mm]	0.5
Prismenschichtgesamthöhe [mm]	10.29
Prismenschichtanzahl	77
wandnormale Streckungsfaktor (Zelle)	1.1539 (1-59); 1.0 (60-77)
erste Prismenschichtdicke [mm]	0.0001
letzte Prismenschichtdicke [mm]	0.40
Tetraederlängenskala [mm]	0.5
Netzpunktanzahl	$38.8 \times 10^6$

**Tabelle 3.4:** Netzparameter des finalen Netzes (Netz 1) aus der Netzstudie für dreidimensionale Simulationen

### Reduzierung des dreidimensionalen Modells auf ein zweidimensionales Netz

Die 2D-Simulationen wurden auf einem neuen Netz durchgeführt, welches nicht der Mittelschnitt des 3D-Netzes war. Die Ursache lag in neuen Netzanforderungen für instationäre Simulationen mit einer laufenden Stoßfront. Die Randbedingungen des 2D-Rechengebietes wurden analog zum 3D-Rechengebiet verwendet, allerdings ohne Windkanalwände und stattdessen mit der TAU-Randbedingung “supersonic outflow”.

Eine erste Netzstudie wurde hinsichtlich der Vorhersage des Wärmestroms von der Wand zur Strömung, bei einem Verhältnis der Wandtemperatur zur Recovery-Temperatur von  $T_W/T_r = 1.2$  (Bedingung 1, warme Wand), durchgeführt. Des Weiteren wurde eine Netzstudie für einen Fall durchgeführt, bei dem die Platte mit  $T_W/T_r = 0.4$  gekühlt war und es einen Wärmestrom von der Strömung zur Wand gab (Bedingung 2). Für beide Fälle wurde neben dem jeweiligen Basisnetz ein grobes Netz und ein feines Netz untersucht, deren Einstellungen in Tabelle 3.5 aufgelistet sind. Die Basisnetze unterschieden sich im ersten Wandabstand der Zellen um einen Faktor 10, um für beide Bedingungen ähnliche  $y^+$ -Werte zu erhalten. Die Zellenlängen sowohl in Strömungsrichtung als auch in wandnormaler Richtung wurden bei jeder Verfeinerung halbiert. Dadurch wurde die Rechenknotenanzahl bei jeder Verfeinerung etwa um den Faktor 4 erhöht. Für die Netzverfeinerung wurde die Dicke des strukturierten Oberflächennetzes mit 10 mm konstant gehalten.

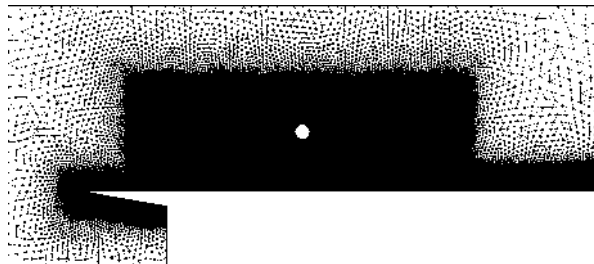
In Abbildung 3.5 ist das zweidimensionale Rechengebiet mit dem Basisnetz für Bedingung 1 dargestellt. Nur der Anfangsbereich der Plattenunterseite wurde in den zwei-dimensionalen Simulationen mitsimuliert. Die schwarzen Bereiche um die Platte und das schwarze Rechteck um den Stoßgenerator zeigen, wo das Netz die höchste Auflösung hat. Für die unterschiedlichen Simulationen wurde das Netz nur dahingehend verändert, dass die Stoßgeneratorposition innerhalb des sehr fein aufgelösten schwarzen Rechteckes verschoben wurde.

Der Netzeinfluss auf die zweidimensionale Vorhersage der Experimente (Bedingung 1) auf den  $y^+$ -Wert, den Wanddruckbeiwert, die Wärmestromdichte und den Reibungsbeiwert wird untersucht, siehe Abbildung 3.6. Als erstes ist zur Einschätzung der Netzqualität als Referenz der berechnete  $y^+$ -Wert-Verlauf auf der ebenen Platte in Abbildung 3.6(a) dargestellt. Das grobe Netz hat vor dem Interaktionsgebiet einen  $y^+$ -Wert von 0.52, der auf ein Maximum von 1.33 ansteigt. Der  $y^+$ -Wert skaliert mit dem ersten Wandabstand der Zellen auf der Platte, was zur Folge hat, dass  $y^+$  unter Verwendung des feinen Netzes um einen Faktor vier kleiner ist und von 0.13 vor der Interaktion auf ein Maximum von 0.34 ansteigt. In Abbildung 3.6(b) ist der Netzeinfluss auf den Wanddruckverlauf dargestellt. Vor dem Interaktionsgebiet, bei ungestörter Anströmung, weicht der Wanddruck  $\Delta p_1$  bei Nutzung des Basisnetzes um weniger als 0.01% vom Ergebnis des feinen Netzes ab. Der maximale Wanddruck  $\Delta p_{max}$  weist eine Abweichung von 0.3% zwischen dem Basisnetz und dem feinen Netz auf. In Abbildung 3.6(c) ist das Ergebnis der Netzstudie für die Wärmestromdichte dargestellt. Die Wärmestromdichte weicht zwischen dem Basisnetz und dem feinen Netz vor dem Interaktionsgebiet um  $\Delta \dot{q}_1 = 0.7\%$  und am Punkt der maximalen Wärmestromdichte um  $\Delta \dot{q}_{max} = 1.5\%$  ab. Die drei Reibungsbeiwert-

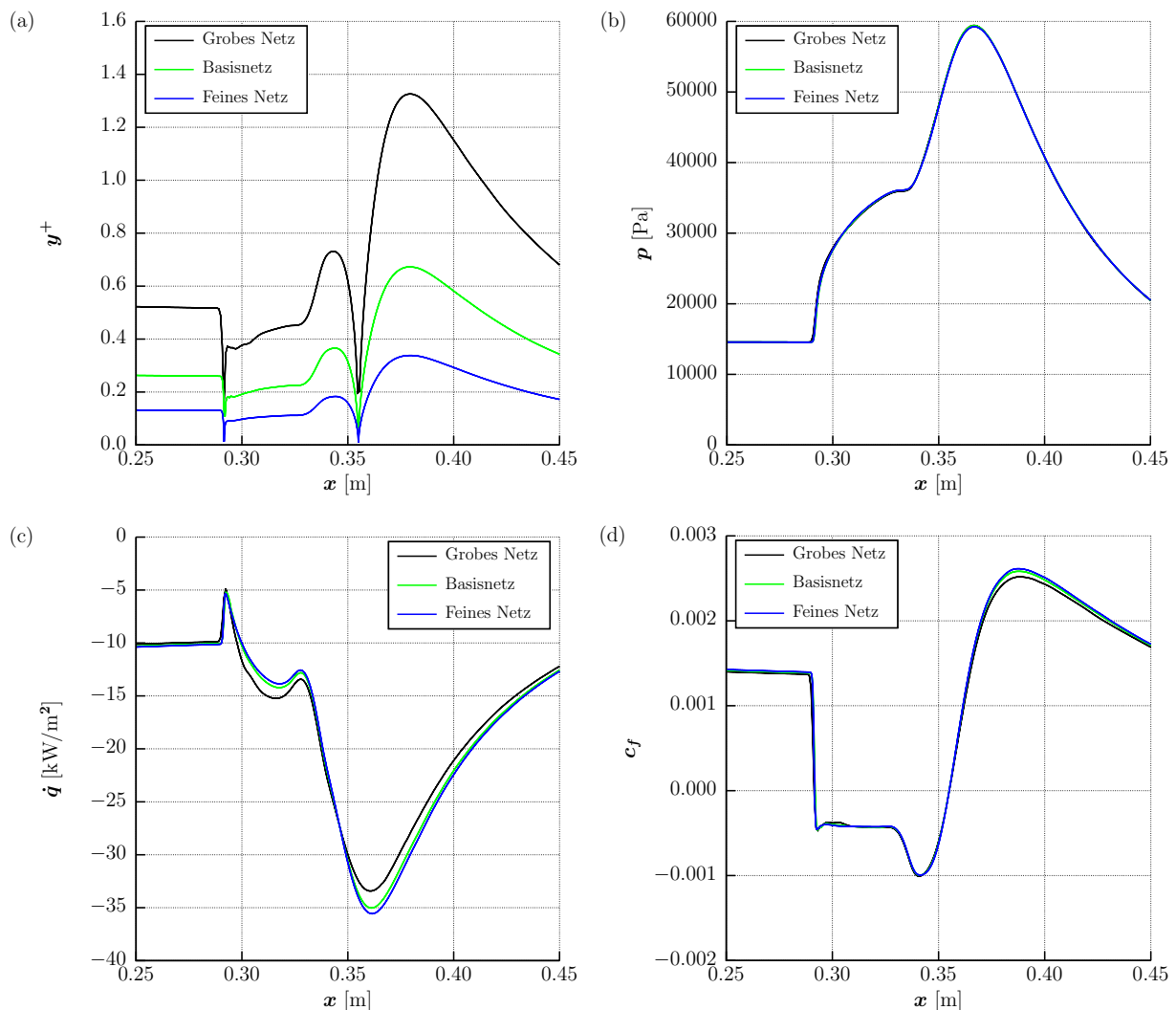
verläufe werden in Abbildung 3.6(d) miteinander verglichen. Die Abweichung der Länge der Ablöseblase ergibt sich aus den unterschiedlichen Nulldurchgängen von  $c_f$  und beträgt im Maximum  $\Delta L_{sep} = 0.4\%$ .

Netzparameter	Bedingung 1 ( $T_W/T_r = 1.2$ )		
	Basis	grob	fein
Oberflächenlänge [mm]	0.4	0.8	0.2
Prismenschicht-Gesamthöhe [mm]	10.5	10.7	10.5
Prismenschichtanzahl	85	43	170
Prismenschicht-Streckungsfaktor (Zelle)	1.130 (1-45)	1.277 (1-23)	1.0623 (1-90)
	1.0 (46-85)	1.0 (24-43)	1.0 (90-170)
erste Prismenschichtdicke [mm]	0.001	0.002	0.0005
letzte Prismenschichtdicke [mm]	0.22	0.43	0.11
Dreieckslängenskala [mm]	0.4	0.8	0.2
Netzpunkte gesamt	$1.49 \times 10^6$	$0.40 \times 10^6$	$4.68 \times 10^6$
	Bedingung 2 ( $T_W/T_r = 0.4$ )		
	Basis	grob	fein
Oberflächenlänge [mm]	0.3	0.6	0.15
Prismenschicht-Gesamthöhe [mm]	10.6	10.3	10.7
Prismenschichtanzahl	86	43	170
Prismenschicht-Streckungsfaktor (Zelle)	1.196 (1-44)	1.433 (1-27)	1.093 (1-88)
	1.0 (45-86)	1.0 (28-43)	1.0 (89-170)
erste Prismenschichtdicke [mm]	0.0001	0.0002	0.00005
letzte Prismenschichtdicke [mm]	0.22	0.42	0.11
Dreieckslängenskala [mm]	0.3	0.6	0.15
Netzpunkte gesamt	$1.95 \times 10^6$	$0.53 \times 10^6$	$7.03 \times 10^6$

**Tabelle 3.5:** Kenndaten des Hintergrundnetzes für die 2D Netzstudie



**Abbildung 3.5:** Darstellung des zwei-dimensionalen Rechengebietes mit dem Basisnetz für Bedingung 1

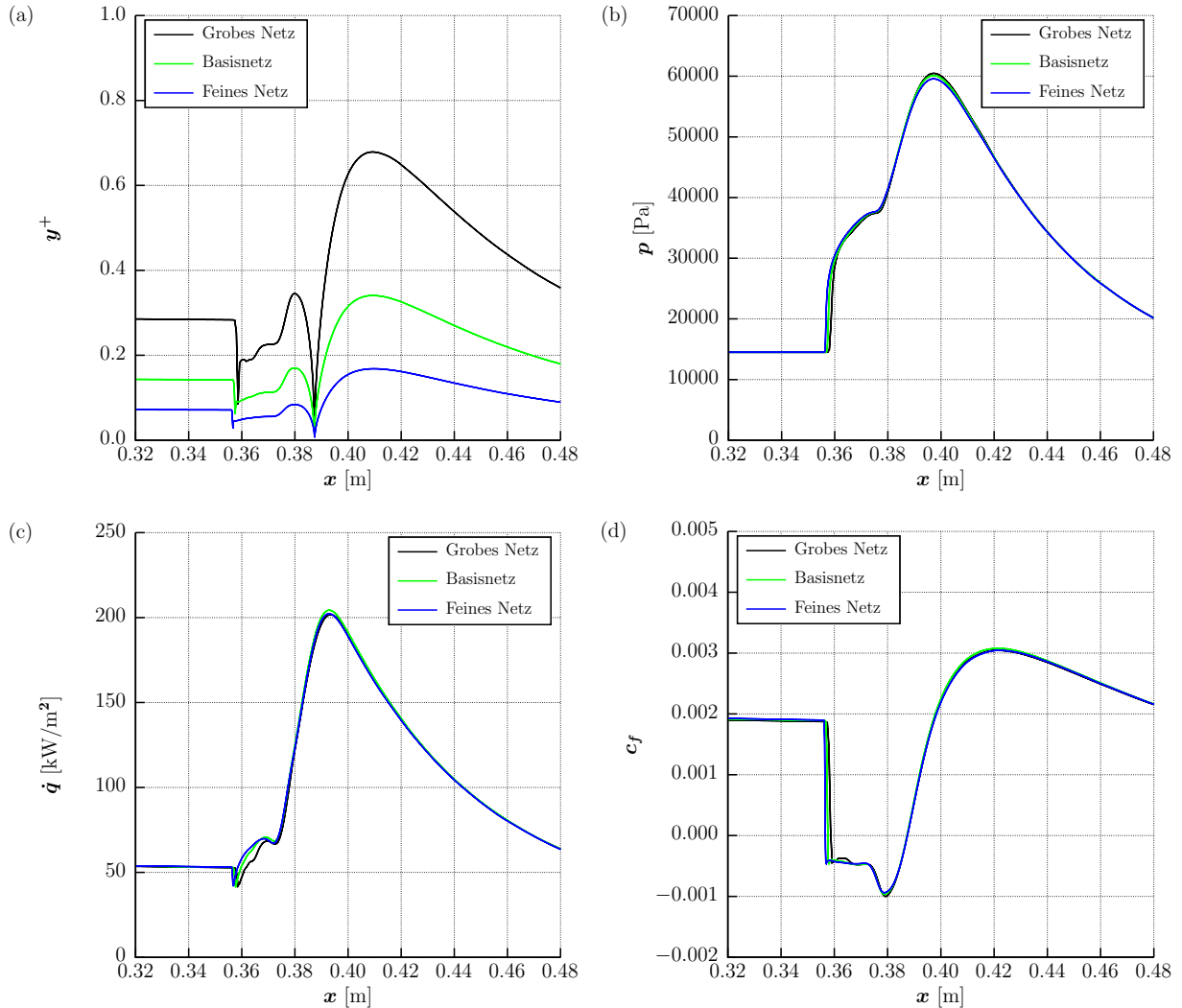


**Abbildung 3.6:** Netzstudie für die zweidimensionalen Simulationen bei einem Wärmestrom von der Wand in die Strömung (Bedingung 1): (a) dimensionsloser Wandabstand  $y^+$ , (b) Wanddruckverlauf  $p$ , (c) Wärmestromdichteverlauf  $\dot{q}$ , (d) Reibungsbeiwertverlauf  $c_f$

Für die kalte Wand (Bedingung 2) ist der Netzeinfluss auf den  $y^+$ -Wert, den Wanddruckbeiwert, die Wärmestromdichte und den Reibungsbeiwert in Abbildung 3.7 dargestellt. Die  $y^+$ -Werte des Basisnetzes sind in Abbildung 3.7(a) über die gesamte Lauflänge kleiner eins. Dies war nur durch eine Reduzierung des ersten Wandabstandes um den Faktor 10, vom Basisnetz in Bedingung 1, auf 0.0001 mm zu erreichen. Die Abweichungen im Druckverlauf zwischen dem Basisnetz und dem feinen Netz in Abbildung 3.7(b) liegt bei  $\Delta p_1 < 0.01\%$  und  $\Delta p_{max} = 0.9\%$ . Die Verläufe der Wärmestromdichte im Interaktionsgebiet sind in Abbildung 3.7(c) dargestellt. Die Wärmestromdichteverläufe sind bei der vorliegenden gekühlten Wand im gesamten Interaktionsgebiet positiv. Der Verlauf von  $\dot{q}$  von dem groben Netz weicht im Bereich des ersten Wärmestromdichteanstieges qualitativ von den beiden anderen Lösungen ab. Die quantitativen Abweichungen zwischen dem feinen Netz und dem Basisnetz weicht stromauf des Interakti-



onsgebietes um  $\Delta\dot{q}_1 = 0.2\%$  ab und die Abweichung des Wärmestromdichtemaximums beträgt  $\Delta\dot{q}_{max} = 1.0\%$ . Die Abweichung in der Ablöseblasenlänge beträgt  $\Delta L_{sep} = 3.5\%$ , was in absoluten Zahlen  $\Delta L_{sep} = 1$  mm entspricht. In Tabelle 3.6 sind die Ergebnisse der Netzstudie für die warme Wand und die kalte Wand zusammengefasst.

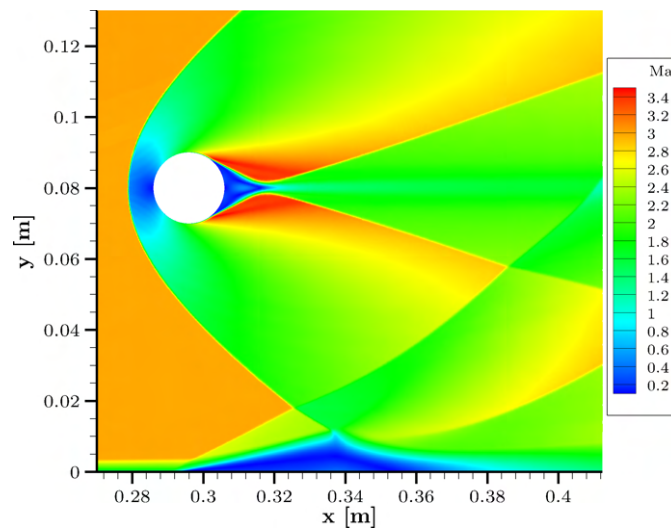


**Abbildung 3.7:** Netzstudie für zweidimensionale Simulationen bei einem Wärmestrom von der Strömung in die Wand (Bedingung 2): (a) dimensionsloser Wandabstand  $y^+$ , (b) Wanddruckverlauf  $p$ , (c) Wärmestromdichteverlauf  $\dot{q}$ , (d) Reibungsbeiwertverlauf  $c_f$

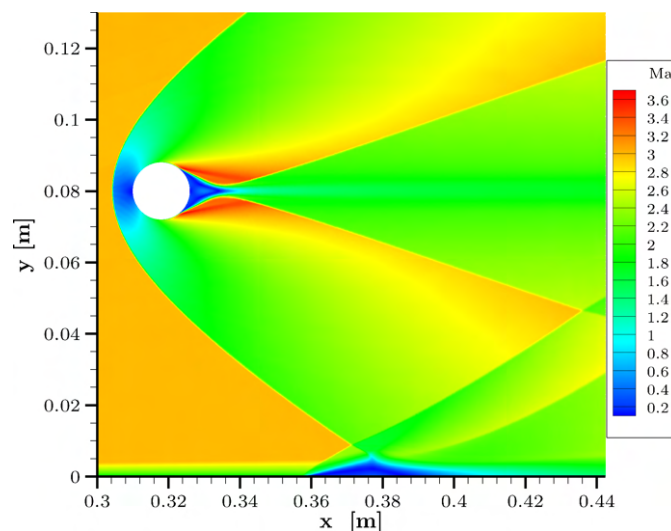
Wandbedingung	$\Delta p_1$	$\Delta p_{max}$	$\Delta\dot{q}_1$	$\Delta\dot{q}_{max}$	$\Delta L_{sep}$
warme Wand	<0.01%	0.3%	0.7%	1.5%	0.4%
kalte Wand	<0.01%	0.9%	0.2%	1.0%	3.5%

**Tabelle 3.6:** Fehlerbetrachtung der 2D Netzstudie, Differenzen zwischen dem Basisnetz und dem feinen Netz

Die Abweichungen beider Basisnetze für Bedingung 1 und Bedingung 2 zu den jeweiligen feinen Netzen sind hinreichend klein, um keinen signifikanten Einfluss auf die nachfolgenden Untersuchungen zu haben. Die Basisnetze werden in Kapitel 4.3 verwendet um Unterschiede im Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit an einer warmen und gekühlten Wand zu untersuchen. Die Verteilung der Machzahl der stationären zweidimensionalen SGWW aus der Simulation mit dem Basisnetz ist von Bedingung 1 in Abbildung 3.8 und von Bedingung 2 in Abbildung 3.9 dargestellt. Die dargestellte Strömungstopologie für beide Bedingungen zeigt eine repräsentative SGWW mit Ablösung. Es ist ein klar definierter einfallender Stoß ersichtlich, der eine Ablöseblase mit einem Ablösestoß und einem Wiederanlegestoß generiert.



**Abbildung 3.8:** Verteilung der Machzahl der SGWW, generiert mit dem Basisnetz der zweidimensionalen Nachsimulation des Experimentes, Bedingung 1



**Abbildung 3.9:** Verteilung der Machzahl der SGWW, generiert mit dem Basisnetz der zweidimensionalen Simulation bei einem Wärmestrom von der Strömung in die Wand, Bedingung 2

### 3.2 Einfluss der zeitlichen Auflösung auf die instationären Simulationen mit bewegtem Stoßgenerator

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der physikalischen Zeitschrittweite  $\Delta t$  für zweidimensionale Simulationen mit bewegtem Stoßgenerator sowie der Einfluss der Anzahl von Iterationen innerhalb jedes Zeitschrittes untersucht. Es werden die Bedingungen für die gekühlte Wand aus Kapitel 3.1 verwendet, weil dort die höhere Netzauflösung benötigt wird und das somit der kritischere Fall für die Zeitschrittkonvergenz ist.

Die Stoßfrontgeschwindigkeit beträgt  $U_S = 300$  m/s. Die instationäre Simulation benötigt als Anfangsbedingung eine stationäre Lösung. Zudem ist der Sprung der Stoßfrontgeschwindigkeit von der quasi-stationären Simulation auf die instationäre Simulation so groß, dass die Stoßfrontgeschwindigkeit sukzessive gesteigert werden muss. Damit  $U_S = 300$  m/s schrittweise erreicht wird, werden 125 physikalische Zeitschritte verwendet. Dies entspricht einer zurückgelegten Strecke des Stoßgenerators von etwa 3.4 mm. Ab diesem Zeitpunkt bewegt sich der Stoßgenerator konstant mit 300 m/s entgegen der Anströmung.

In Tabelle 3.7 sind die vier verwendeten physikalischen Zeitschritte dargestellt, die von 120 ns bis 30 ns reichen. Der daraus resultierende Abstand zwischen zwei Zeitschritten reicht von  $\Delta x_{t_2-t_1} = 36 \mu\text{m}$  bis  $9 \mu\text{m}$ . Die Konvergenzstudie der Iterationen pro Zeitschritt wird für den größten Zeitschritt durchgeführt, welches der kritischste Parameter ist. Es werden drei Werte, von denen erwartet wird, dass sie zur Konvergenz ausreichen, nämlich 300, 600 und 1200 Iterationen pro Zeitschritt, ausgewählt.

$\Delta t$ [s]	$1.2 \times 10^{-7}$	$6 \times 10^{-8}$	$4 \times 10^{-8}$	$3 \times 10^{-8}$
$\Delta x_{t_2-t_1}$ [ $\mu\text{m}$ ]	36	18	12	9

**Tabelle 3.7:** Untersuchte physikalische Zeitschrittweiten

In Abbildung 3.10 sind die Ergebnisse für die drei verwendeten Iterationen pro Zeitschritt dargestellt. Die Kurven der Wanddruckverläufe in Abbildung 3.10(a), Wärmestromdichteverläufe in Abbildung 3.10(b) als auch der Reibungsbeiwertverläufe in Abbildung 3.10(c) liegen bis auf Strichstärke exakt übereinander. Aus diesen Analysen lässt sich schließen, dass die getroffene Annahme zutrifft und die Lösung der dynamischen Simulationen unabhängig von der im weiteren Verlauf der Arbeit verwendeten Anzahl an inneren Iterationen von 600 ist. Wobei 600 innere Iterationen einen Spielraum für möglicherweise notwendige Parameteränderungen bietet.

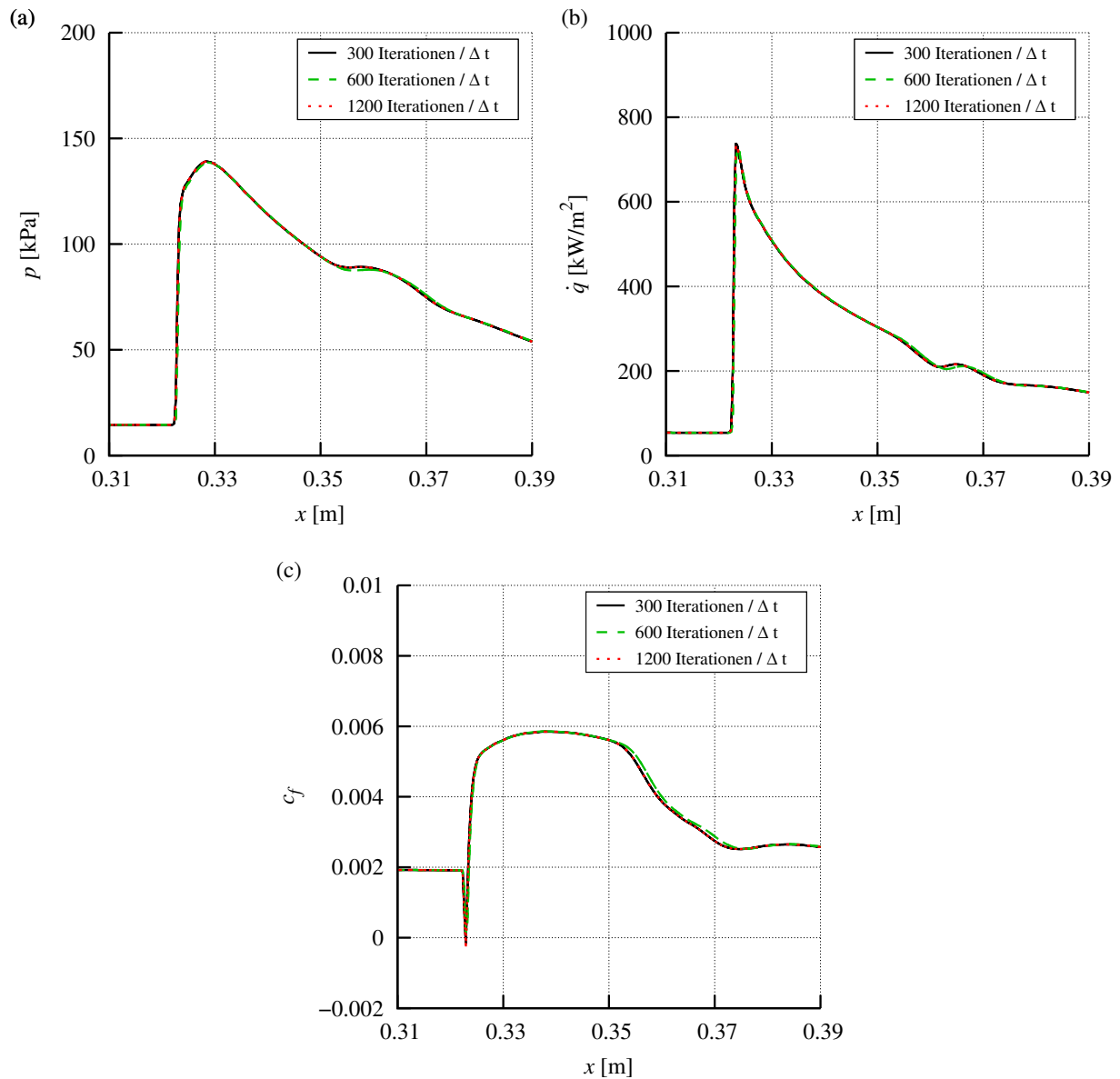
Der Einfluss der physikalischen Zeitschrittweiten auf die instationäre Lösung wird in Abbildung 3.11 untersucht. Dabei werden die gleichen Parameter zur Bestimmung der Abweichungen wie in der Netzstudie ( $\Delta p_1$ ,  $\Delta p_{max}$ ,  $\Delta \dot{q}_1$ ,  $\Delta \dot{q}_{max}$ ,  $\Delta L_{sep}$ ) verwendet. In Tabelle 3.8 sind die Ergebnisse der Untersuchung des Einflusses der physikalischen Zeitschrittweite aufgelistet. Der

Wanddruckverlauf in Abbildung 3.11(a) zeigt qualitative Unterschiede im Bereich des Druckabfalls zwischen dem größten Zeitschritt auf der einen Seite und den feineren Zeitschritten auf der anderen Seite. Eine deutliche Ausbeulung tritt im Verlauf mit dem größten Zeitschritt auf, die bei einer feineren zeitlichen Auflösung nicht vorkommt. Ein quantitativer Unterschied ist zudem im Wanddruckmaximum, das geringer ist als für die feineren  $\Delta t$  Werte, ersichtlich. Die Abweichung des Wanddruckes am Interaktionsbeginn beträgt weniger als  $\Delta p_1 < 0.01\%$  zwischen der größten und der feinsten Auflösung. Im Wanddruckmaximum liegt die Abweichung zwischen  $\Delta t = 6 \times 10^{-8} \text{s}$  und  $\Delta t = 3 \times 10^{-8} \text{s}$  bei  $\Delta p_{max} = 0.7\%$ . Der Wärmestromdichteverlauf  $\dot{q}$  in Abbildung 3.11(b) weist zwischen der größten und der feinsten Auflösung ebenfalls einen qualitativen Unterschied im Bereich des Abfalls von  $\dot{q}$  auf, der sich durch große Dellen im Verlauf zeigt. Die quantitative Abweichung zwischen der größten und feinsten Auflösung beträgt in der ungestörten Grenzschicht weniger als  $\Delta \dot{q}_1 < 0.001\%$ . Die Abweichung der maximalen Wärmestromdichte liegt zwischen  $\Delta t = 6 \times 10^{-8} \text{s}$  und  $\Delta t = 3 \times 10^{-8} \text{s}$  bei  $\Delta \dot{q}_{max} = 0.16\%$ . Hinter dem Interaktionsgebiet weist auch der Reibungsbeiwertverlauf in Abbildung 3.11(c) qualitative Unterschiede für den größten Zeitschritt auf. Der Reibungsbeiwert sinkt am Interaktionsbeginn zunächst auf ein globales Minimum und steigt stromab mit einer großen positiven Steigung bis zu einem Plateau, in dem auch das globale Maximum erreicht wird. Die Länge des Plateaus in Stromabrichtung nimmt mit sinkender Zeitschrittweite ab, wobei der Unterschied in den Verläufen zwischen  $\Delta t = 1.2 \times 10^{-7} \text{s}$  und  $\Delta t = 6 \times 10^{-8} \text{s}$  viel ausgeprägter ist als zwischen den feineren Auflösungen. Die SGWW weist keine Ablöseblase ( $c_f > 0$ ) bei dem größten Zeitschritt auf. Die Ergebnisse der feineren Zeitschritte zeigen eine sehr kurze Ablöseblase.

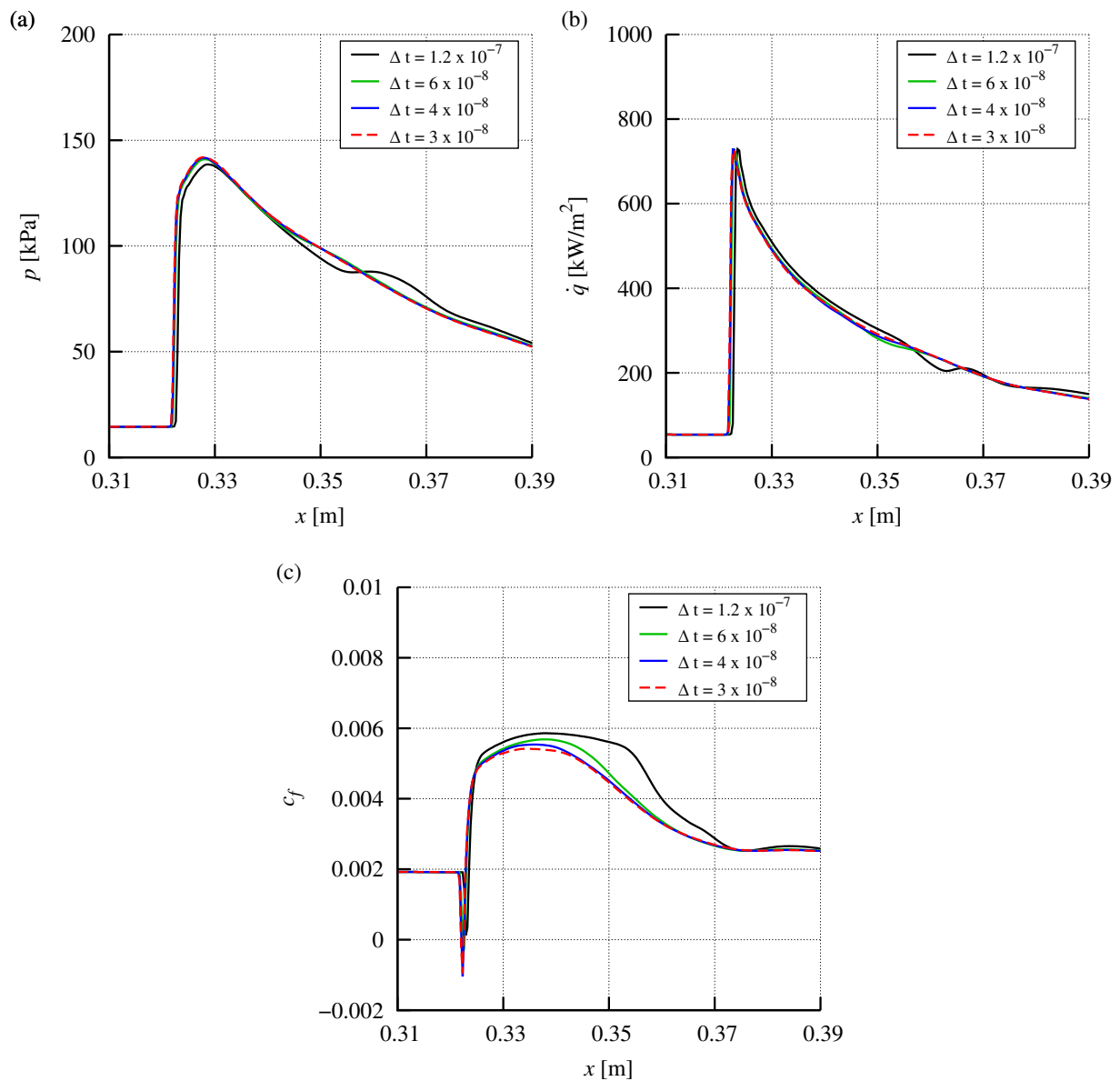
Es wurde gezeigt, dass qualitative Unterschiede erst stromab des Interaktionsgebietes detektiert werden können und nur zwischen der größten und den feineren physikalischen Auflösungen auftreten. Für die weiteren Simulationen wird eine physikalische Zeitschrittweite von  $\Delta t = 4 \times 10^{-8} \text{s}$  verwendet, bei der die quantitativen Abweichungen auf ein sehr geringes Maß reduziert werden und die Rechenzeit im Rahmen der Untersuchungen noch vertretbar ist.

$\Delta p_1$	$\Delta p_{max}$	$\Delta \dot{q}_1$	$\Delta \dot{q}_{max}$
<0.01%	0.7%	<0.001%	0.2%

**Tabelle 3.8:** Fehlerbetrachtung des Einflusses der physikalischen Zeitschrittweite zwischen den Ergebnissen von  $\Delta t = 6 \times 10^{-8} \text{s}$  und  $\Delta t = 3 \times 10^{-8} \text{s}$ ,  $\Delta L_{sep}$  beträgt in beiden Fällen etwa den Abstand zwischen 2 Netzpunkten.



**Abbildung 3.10:** Konvergenzstudie zur Anzahl der inneren Iterationen pro Zeitschritt  $\Delta t = 4 \times 10^{-8}$  s für zweidimensionale instationäre Simulationen ( $T_w/T_r = 0.4$  und  $U_s = 300$  m/s): (a) Wanddruckverlauf  $p$ , (b) Wärmestromdichteverlauf  $\dot{q}$ , (c) Reibungsbeiwertverlauf  $c_f$



**Abbildung 3.11:** Konvergenzstudie zur Zeitschrittweite  $\Delta t$  für zweidimensionale instationäre Simulationen mit 600 inneren Iterationen ( $T_w/T_r = 0.4$  und  $U_s = 300$  m/s): (a) Wanddruckverlauf  $p$ , (b) Wärmestromdichteverlauf  $\dot{q}$ , (c) Reibungsbeiwertverlauf  $c_f$



---

## 4 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der sowohl experimentell als auch numerisch gewonnenen Daten analysiert, um den Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SGWW) zu untersuchen.

Zunächst erfolgt in Kapitel 4.1 eine Charakterisierung der Referenzströmung sowohl für die ungestörte Grenzschicht als auch für die quasi-stationäre SGWW. Anhand von einer repräsentativen SGWW wird zum einen die charakteristische Strömungstopologie und zum anderen die charakteristische Wanddruck- und Wärmestromdichteverteilung beschrieben. Die Systematik der Ergebnisse wird anhand der Einflüsse der Reynoldszahl und der Stoßstärke auf die SGWW gezeigt. Des Weiteren wird die numerisch vorhergesagte SGWW mit dem experimentellen Ergebnis verglichen, um die CFD-TAU-Simulation zu validieren.

Anschließend werden alle im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Referenzdaten in Kapitel 4.2.1 bis 4.2.3 verwendet, um Skalierungs- und Korrelationsmethoden zu prüfen. Dabei besitzen die SGWW der vorliegenden Arbeit Interaktionsstärken, die zu einem großen Teil deutlich über den bisher validierten Bereichen liegen.

Im nächsten Schritt werden sowohl Ergebnisdaten aus der Literatur als auch die neuen Referenzdaten verwendet, um einen bestehenden Skalierungsansatz derart zu modifizieren, das quasi-stationäre Effekte in einem breiteren Anwendungsbereich und mit einer höheren Genauigkeit vorhergesagt werden können (siehe Kapitel 4.2.4 und 4.2.5).

Das resultierende, neue Skalierungsgesetz für quasi-stationäre SGWW wird im Anschluss (Kapitel 4.3.2) auf experimentell analysierte, wandernde SGWW angewandt. Mit dieser Methodik wird untersucht, ob der Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit über quasi-stationäre Effekte beschrieben werden kann.

Zum Abschluss werden in Kapitel 4.3.3 weiterführende numerische Simulationsergebnisse verwendet, um den Effekt der Stoßfrontgeschwindigkeit und die zu Grunde liegenden Mechanismen in einem größeren Parameterraum zu untersuchen. Dabei werden die Stoßfrontgeschwindigkeit sukzessive erhöht und die thermische Wandbedingung ( $T_W/T_r$ ) variiert.

### 4.1 Charakterisierung der SGWW-Referenzströmung mit Hilfe von experimentellen und numerischen Daten

Die SGWW der quasi-stationären Referenzströmungen haben durch die verwendete Geometrie einer ebenen Platte mit zylindrischen Stoßgeneratoren charakteristische Eigenschaften. Diese werden mit Hilfe einer repräsentativen SGWW sowohl numerisch als auch experimentell durch einen einfallenden Stoß mit der Stoßstärke  $\xi_{imp} = 2.565$  analysiert. Die korrespondierenden



Parameter des Modellaufbaus und der Strömungsbedingungen sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Um den charakteristischen Einfluss der Reynoldszahl in Kapitel 4.1.4 und der Stoßintensität in Kapitel 4.1.5 auf die SGWW quantitativ zu untersuchen, werden im Anschluss weitere experimentelle Fälle aus der vorliegenden Arbeit herangezogen. Um ein umfassendes Bild der quasi-stationären SGWW zu erhalten, werden sowohl Schattenaufnahmen in der  $x$ - $y$ -Ebene als auch Druckverteilungen und Wärmestromdichteverteilungen auf der ebenen Platte ausgewertet.

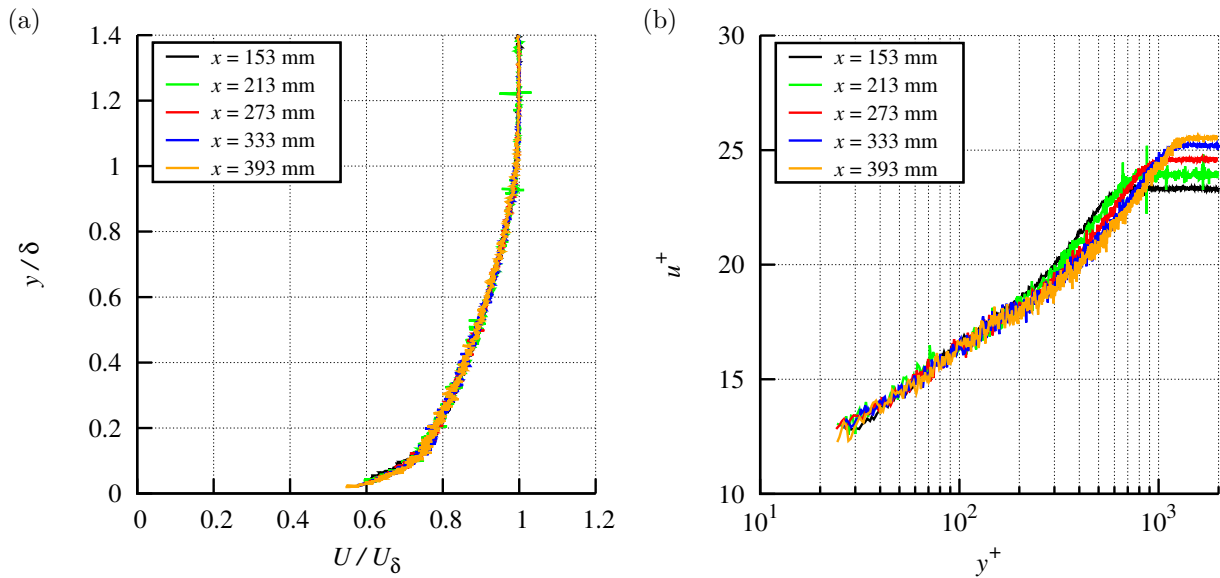
$\xi_{imp}$	$c_p$	Run ID	$d$ [mm]	$\Delta x$ [mm]	$\Delta y$ [mm]	$P_0$ [MPa]	$T_0$ [K]	$Re_1$ [ $10^6 \text{ m}^{-1}$ ]	$T_W/T_r$	$x_{imp}$ [mm]
2.565	1.536	H15_100	15	249	100	0.5	255	46	1.2	352.8

**Tabelle 4.1:** Parameter des Modellaufbaus und der Strömungsbedingungen der zur Charakterisierung verwendeten repräsentativen SGWW

#### 4.1.1 Die ungestörte Plattengrenzschicht

Im Folgenden wird die ungestörte Plattengrenzschicht charakterisiert, die mit Hilfe der traversierbaren Pitot-Sonde vermessen wurde. Zudem wird die ungestörte Plattengrenzschicht aus einer dreidimensionalen TAU-Simulation mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Die Methode der experimentellen Datenauswertung wurde in Abschnitt 2.2.2 beschrieben.

Die Grenzschichtmessungen wurden an fünf Plattenpositionen von  $x = 0.153 \text{ m}$  bis  $0.393 \text{ m}$  in  $60 \text{ mm}$  Schritten durchgeführt. In Tabelle 4.2 sind die dazugehörigen Strömungseigenschaften aufgelistet. In Abbildung 4.1 sind die gemessenen Grenzschichtprofile dargestellt. In Abbildung 4.1(a) ist der dimensionslose wandnormale Abstand  $y/\delta$  über die dimensionslose Geschwindigkeit  $U/U_e$  dargestellt, wobei  $U_e$  die Geschwindigkeit am Grenzschichttrand ist. Die Profile beginnen etwa bei  $U/U_e = 0.55$  und gehen bis 1. Die Kurven fallen aufgrund der Selbstähnlichkeit der turbulenten Grenzschichtprofile, aufeinander. Dabei liegt die erste Messposition in stromauf-Richtung bei  $x = 0.153 \text{ m}$  mit einer 99 % Grenzschichtdicke von  $\delta = 2.19 \text{ mm}$ . Sie wächst bis zur letzten Messposition bei  $x = 0.393 \text{ m}$  auf  $\delta = 5.07 \text{ mm}$  an. Die Grenzschichtprofile sind in den dimensionslosen Koordinaten  $u^+$  über  $y^+$  in Abbildung 4.1(b) einfach logarithmisch dargestellt. Dabei konnten Messdaten ab einem Wert von  $y^+ = 26$  aufgenommen werden. Für kleine  $y^+$ -Werte gehen etwaige Unterschiede der fünf vermessenen Grenzschichtprofile im Messrauschen unter. Mit steigenden  $y^+$ -Werten sind hingegen Unterschiede in der Steigung  $\Delta u^+/\Delta y^+$  zu erkennen. Das Grenzschichtprofil an der Position  $x = 0.153 \text{ m}$  (schwarze Linie) hat bis zum Erreichen der Außenströmung, verglichen mit den Messpositionen weiter stromab, die größte Steigung. Die Außenströmung beginnt beim Erreichen des Endwertes  $u^+ = u_e^+$ . Mit steigender Lauflänge der Platte, von  $x = 0.153 \text{ m}$  bis  $0.393 \text{ m}$ , erhöhen sich die korrespondierenden Geschwindigkeitsplateaus ( $u_e^+$ ) bei wachsenden Werten von  $y_\delta^+$ , was die



**Abbildung 4.1:** Geschwindigkeitsprofile für wachsende Abstände zur Plattenvorderkante von Pos. a bis Pos. e. Messbedingungen sind in Tabelle 4.2 aufgelistet: (a) dimensionslose Geschwindigkeitsprofile, (b) dimensionslos nach dem Wandgesetz von Coles [9]

Abnahme des Reibungsbeiwerts mit steigender Grenzschichtdicke widerspiegelt. Die erkennbaren Schwankungen in den einzelnen Grenzschichtprofilen liegen in allen fünf Messungen bei einem RMS-Wert von unter 3 %.

Run ID	$x$ [mm]	$P_0$ [bar]	$T_0$ [K]	$Re_1$ [ $10^6 \text{ m}^{-1}$ ]	$Re_x$ [ $10^6$ ]	RMS Pitot [%]
Pos. a	153	5.37	272.9	46.20	7.07	2.54
Pos. b	213	4.98	260.5	46.01	9.80	2.64
Pos. c	273	5.02	260.7	46.32	12.64	2.67
Pos. d	333	5.34	274.3	45.58	15.17	2.80
Pos. e	393	5.06	262.6	46.18	18.15	2.76

**Tabelle 4.2:** Strömungseigenschaften der Pitot-Sonden Messungen, für die Variation der Messposition in Strömungsrichtung

In Abbildung 4.2 werden die Grenzschichtprofile aus der Simulation und dem Experiment gegenübergestellt. Die farblich durchgezogenen Linien sind die experimentellen Ergebnisse. Die farbigen Kreissymbole sind die CFD-Simulationsergebnisse und die schwarz gestrichelten Linien beschreiben das universelle Wandgesetz unter Verwendung des Ansatzes von Coles [9]. Die numerisch berechneten Daten starten ab einem Wert von  $y^+ = 0.5$ , was erwartungsgemäß auch die viskose Unterschicht und den Übergangsbereich zum logarithmischen Wandgesetz mit einschließt. Der Vergleich zwischen den numerischen und experimentellen Ergebnissen weist eine sehr gute Übereinstimmung bis zum Nachlaufbereich auf. Der Nachlaufbereich in der

$x$ [m]	0.153	0.213	0.273	0.333	0.393
$Re_x$ [ $10^6$ ]	7.07	9.80	12.64	15.17	18.15
$\Delta u^+$ in %	7.36	6.11	3.81	2.53	3.48

**Tabelle 4.3:** Maximale lokale  $u^+$  Differenz zwischen den experimentellen und den TAU-Ergebnissen

Run ID	$x$ [mm]	$\delta$ [mm]	$\delta^*$ [mm]	$\theta$ [mm]	$H$	$c_f$	$u_e^+$
Pos. a	153	2.18	0.72	0.14	5.3	0.00178	595.2
Pos. b	213	2.99	1.06	0.19	5.5	0.00160	581.9
Pos. c	273	3.69	1.30	0.24	5.5	0.00151	582.5
Pos. d	333	4.34	1.49	0.28	5.3	0.00148	596.1
Pos. e	393	5.07	1.79	0.33	5.4	0.00141	582.8

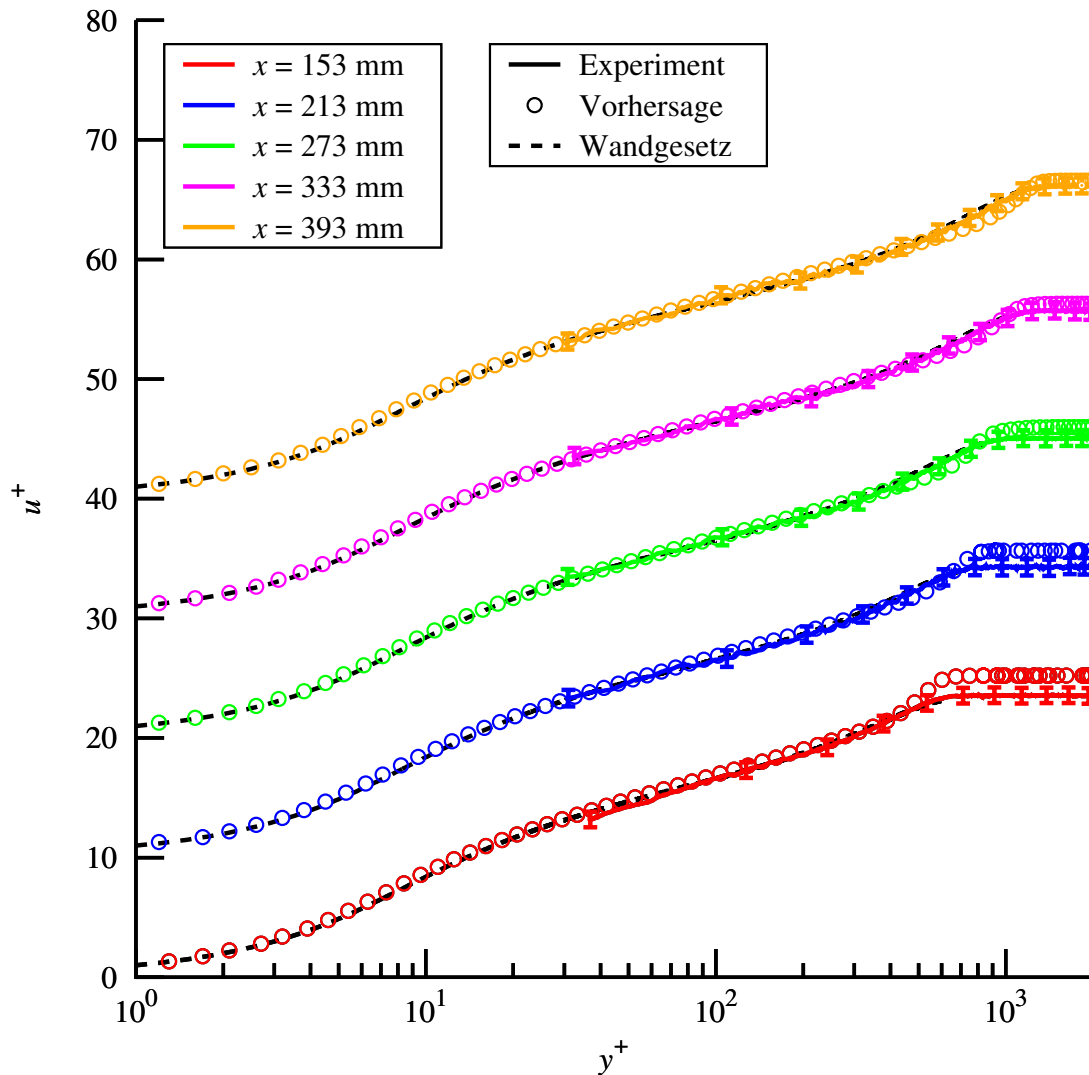
**Tabelle 4.4:** Ermittelte Grenzschichtparameter der Pitot-Sonden Messungen für die Variation der Messposition in Strömungsrichtung

Grenzschicht ist in der Numerik etwas ausgeprägter als im Experiment, was zu etwas höheren Grenzschichtdicken in der Numerik führt. Die maximale lokale relative Differenz zwischen Experiment und Numerik  $\Delta u^+ = (u_{exp}^+ - u_{sim}^+)/u_e^+$  ist für jede Messung in Tabelle 4.3 dargestellt. Mit steigender Reynoldszahl  $Re_x$  sinkt die relative Abweichung von  $\Delta u^+ = 7.36\%$  auf  $3.5\%$ .

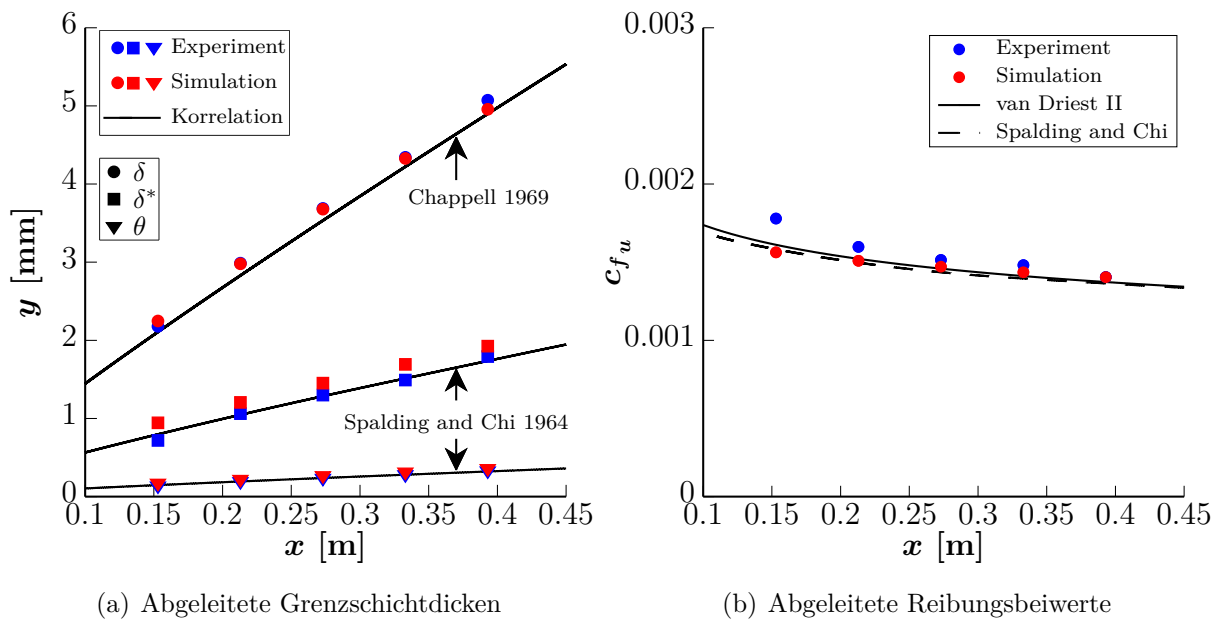
In Abbildung 4.3(a) sind die experimentellen und numerischen Grenzschichtparameter in blau und rot dargestellt. Die Ergebnisse für die 99 %-Dicke  $\delta$  als Kreise, die Verdrängungsdicke  $\delta^*$  als Quadrate und die Impulsverlustdicke  $\theta$  als Dreiecke. Die durchgezogenen Linien beschreiben die Vorhersagen durch Korrelationen nach Chappell [7] und Spalding und Chi [63]. Die TAU-Ergebnisse liegen tendenziell etwas über den experimentellen Werten. Die mittleren lokalen Abweichungen ( $\Delta X = (X_{exp} - X_{sim})/X_{exp}$ ) der CFD-Daten von den Messungen liegen für  $\Delta\delta$  bei  $2.5\%$ ,  $\Delta\delta^*$  bei  $3.8\%$  und für  $\Delta\theta$  bei  $10\%$ .

Ein weiterer Parameter, der in Abbildung 4.3(b) zum Vergleich zwischen Experiment (blau), Numerik (rot) und Korrelationen (schwarz) herangezogen wird, ist der Reibungsbeiwert  $c_{f,u}$  auf der Platte. Er wird aus den Geschwindigkeitsprofilen über den Algorithmus von Schülein et al. [54] berechnet (siehe 2.2.2). Das experimentelle Ergebnis liegt an der Position  $x = 153$  mm oberhalb des numerischen Ergebnisses und der Korrelationsergebnisse nach van Driest [68] und Spalding und Chi [63]. Weiter stromab stimmen die Ergebnisse gut überein. Die TAU-Lösungen fallen von  $c_{f,u} = 0.00156$  bei  $x = 153$  mm auf  $c_{f,u} = 0.00140$  bei  $x = 393$  mm. Die mittlere Abweichung zwischen den TAU-Ergebnissen und den Korrelationen liegt lediglich bei  $\pm 1.77\%$ .

Der kompressible Formparameter  $H$  ist abhängig von der Machzahl, was mit einer Korrelati-



**Abbildung 4.2:** Vergleich dimensionsloser Geschwindigkeitsprofile für die Randbedingungen aus Tabelle 4.2, Ergebnisse der jeweils nächsten  $x$ -Position sind um jeweils  $10 u^+$ -Einheiten versetzt dargestellt, Wandgesetz nach Coles [9] berechnet



**Abbildung 4.3:** Grenzschichtcharakterisierung der ungestörten Platte für die Randbedingungen aus Tabelle 4.2

on für adiabate Strömungen und Ergebnissen aus der direkten numerischen Simulation (DNS) in Abbildung 4.4 dargestellt ist (nach Ref. 60). Die experimentell (blau) und numerisch (rot) ermittelten Formparameter, aus der vorliegenden Arbeit, liegen bei  $Ma = 3$  und  $H \approx 5.5$  übereinander. Die Datenpunkte werden gut durch die Korrelationskurve beschrieben. Die ermittelten Grenzschichtparameter der Pitot-Sonden-Messungen sind in Tabelle 4.4 aufgelistet. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird sich zeigen, dass die TAU-Simulationen die ungestörte Plattengrenzschicht ausreichend genau vorhersagen kann, um die gewünschten Analysen durchzuführen und die gemessenen Abweichungen somit unkritisch sind.

#### 4.1.2 Strömungstopologie

Die untersuchten Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen in dieser Arbeit wurden mit quer angeströmten zylindrischen Stoßgeneratoren erzeugt, die im Schlankheitsgrad  $W/d$  limitiert sind. Die Strömungstopologie in der Nähe eines typischen Stoßgenerators, in Abwesenheit der ebenen Platte, ist in Abbildung 4.5(a) in der  $x$ - $y$  Symmetrieebene, anhand von Isolinen der Machzahl aus TAU-Simulationen dargestellt. Sie visualisieren die abgelöste Kopfwelle stromauf des Zylinders. An der Staustromlinie ist die Kopfwelle ein senkrechter Verdichtungsstoß, der in einen gebogenen starken Stoß übergeht. Es bildet sich ein Unterschallgebiet bis zur Schalllinie bei  $Ma = 1$  aus. Am Zylinder werden Expansionswellen erzeugt, die mit der abgelösten Kopfwelle wechselwirken. Mit steigender Entfernung zur Zylinderachse  $\Delta y$  nimmt die Stoßstärke kontinuierlich ab, bis er in einen unendlich schwachen Stoß (Machsche Welle) übergeht. In Abbildung 4.5(b) ist ein Schnitt in der  $x$ - $z$ -Zylinderachsebene mit Isolinen der Machzahl als

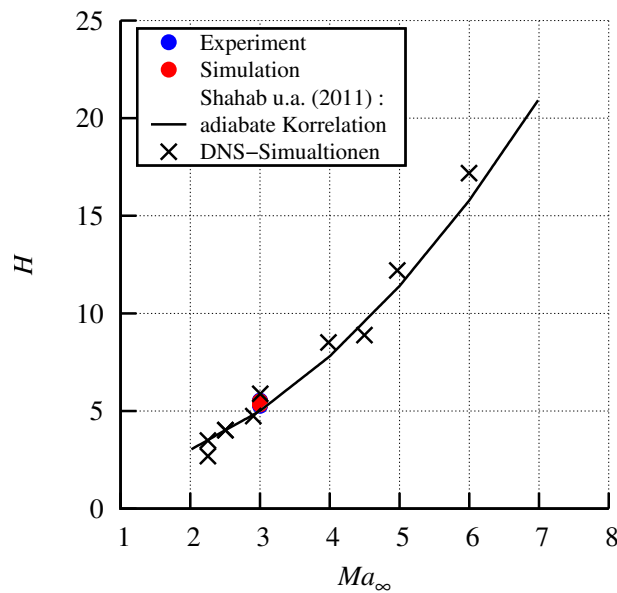
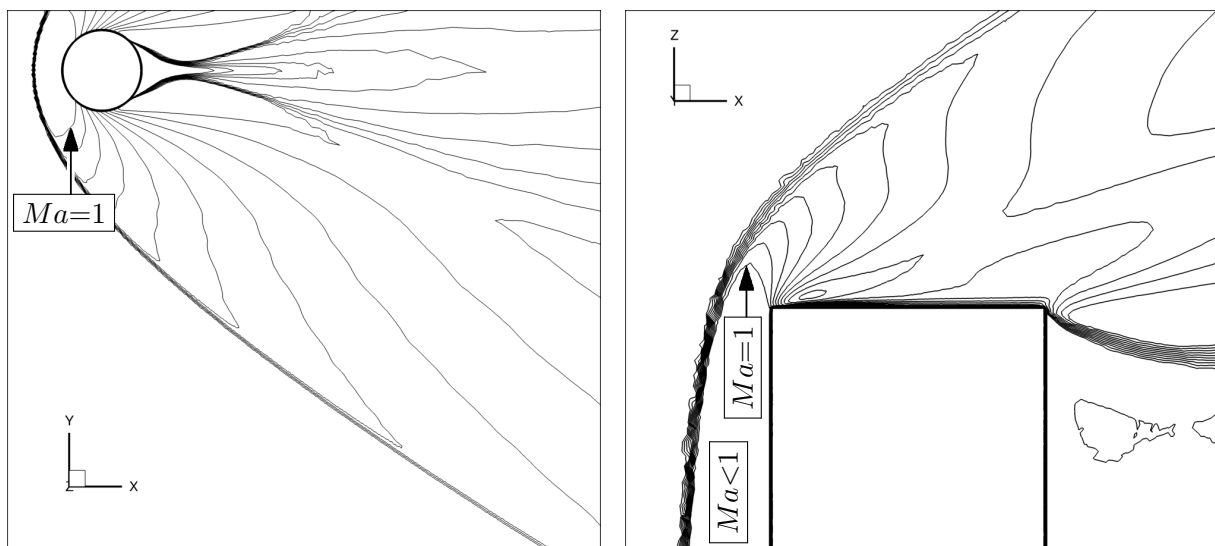


Abbildung 4.4: Abhängigkeit des Formparameters von der Machzahl

Fragment der Umströmung eines Zylinderendes vergrößert dargestellt. Das Unterschallgebiet hinter der Kopfwelle ist mit  $Ma < 1$  beschrieben. In dieser Region existiert neben dem dominanten Druckgradienten in  $x$ -Richtung ein sekundärer lateraler Druckgradient, der die Strömung zusätzlich in  $z$ -Richtung von der Symmetrieebene bis zu den Zylinderenden beschleunigt.

Die Kontur der Kopfwelle vor einem quer-angeströmten Zylinder unendlicher Spannweite wurde von Moeckel [39] in Abhängigkeit des Zylinderdurchmessers beschrieben. In der aktuellen Arbeit wurden dreidimensionale TAU-Simulationen von allen sechs verwendeten unbeweglichen Stoßgeneratoren ohne ebene Platte durchgeführt. Die resultierenden Kopfwellen sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Konturen der Kopfwellen in der horizontalen Symmetrieebene ( $\Delta y = 0$  mm) sind in Abbildung 4.6(a) für eine einheitliche Position der Stoßgeneratorvorderkante von  $x = 0.31$  m dargestellt. Die Zylinderdurchmesser variieren von  $d = 5$  mm bis 30 mm in einer Schrittweite von 5 mm. Mit steigendem Durchmesser weisen die Kopfwellen erwartungsgemäß einen größeren Abstand zur Zylinderoberfläche auf, was zu einem größeren Unterschallgebiet führt. Bei konstanter Zylinderlänge  $W$  (Spannweite des Stoßgenerators) folgt daraus mit zunehmendem Durchmesser eine verstärkte sekundäre Strömungsbeschleunigung in Richtung der Zylinderenden. Bei einem Abstand von  $\Delta y = 100$  mm zur Zylinderachse nimmt die Krümmung jeder der sechs Stoßkonturen in Abbildung 4.6 zu. Für einen Stoßgeneratordurchmesser von  $d = 5$  mm ist die Stoßfront im Bereich von etwa  $z = \pm 50$  mm nahezu parallel zur Zylinderachse. Sie krümmt sich erst weiter außen in Richtung des Zylinders. Bei einem Stoßgeneratordurchmesser von  $d = 30$  mm ist eine leichte Krümmung bereits nahe der Symmetrieebene und eine starke Krümmung der Kopfwelle ab  $z = \pm 20$  mm vorhanden. Mit sinkendem  $W/d$ -Verhältnis wird die nominell zweidimensionale Stoßfront zunehmend dreidimensional.

Die Kontur der Kopfwelle wird in der Topologie der induzierten SGWW wiedergespiegelt. In Abbildung 4.7(a) ist die Schattenaufnahme der exemplarischen SGWW mit abgelöster Strömung



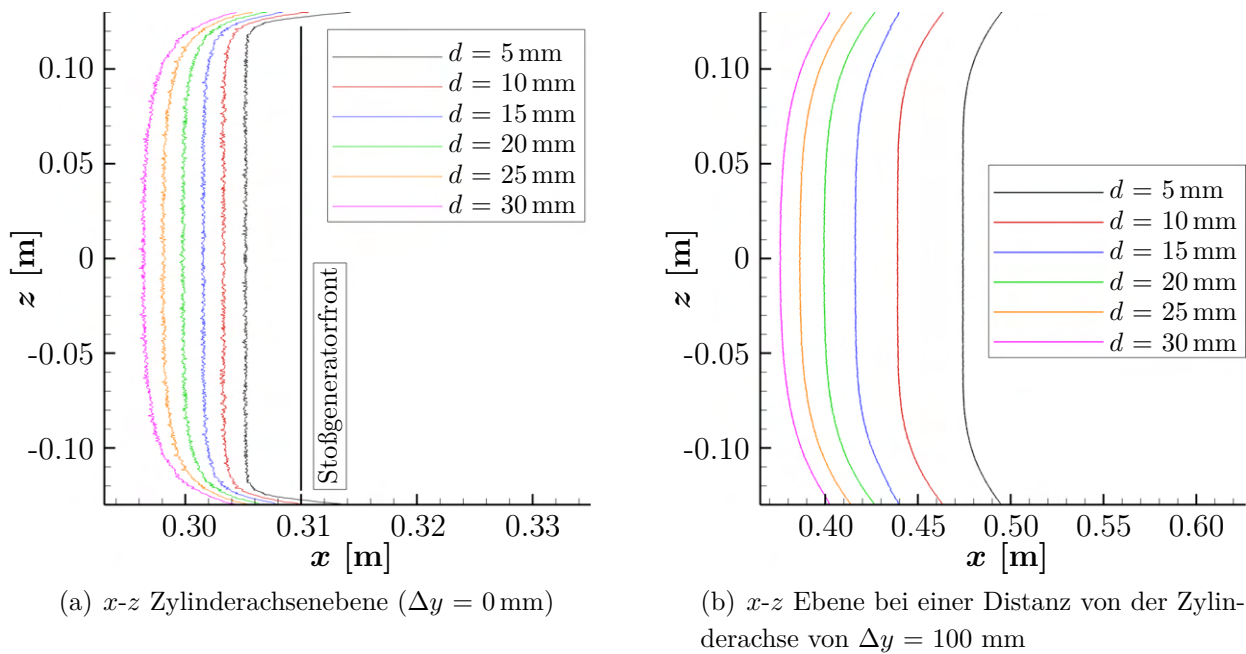
(a)  $x$ - $y$  Symmetrieebene mit Isolinien der Machzahl (b)  $x$ - $z$ -Zylinderachsenenebene mit Isolinien der Machzahl

**Abbildung 4.5:** Topologie der ungestörten einfallenden Stoßfront

dargestellt ( $\xi_{imp} = 2.565$ ). Es ist eine Ablöseblase auf der ebenen Platte zu sehen, die sich zwischen dem Ablösestoß C2 und dem Wiederanlegestoß C5 befindet. Die gekrümmte, einfallende Stoßfront C1 trifft auf den Stoß C2, wodurch zwei neue Stöße induziert werden. Stromauf der Ablöseblase ist die Grenze der turbulenten Grenzschicht als weißer Streifen ersichtlich. Die Topologie der Interaktion in der Schattenaufnahme entspricht der im Detail beschriebenen Topologie aus Kapitel 1.4. In Abbildung 4.7(b) wurden die maximalen numerischen Dichtegradienten in der  $x$ - $y$ -Symmetrieebene der Simulation detektiert und zum Vergleich mit der experimentell ermittelten Topologie dargestellt. Qualitativ haben die Interaktionsgebiete aus beiden Quellen eine gute Übereinstimmung. Die quantitative Bestimmung der Interaktionslänge wird aus dem experimentellen Schattenbild und dem numerischen Dichtegradientenbild ermittelt, indem die Methode aus Kapitel 2.2.5 angewendet wird. Die Differenz der Interaktionslänge zwischen dem experimentellen und numerischen Ergebnis beträgt  $\Delta L = 4.47\%$  für den Fall  $\Delta y/d = 6.67$  und  $4.05\%$  für den Fall  $\Delta y/d = 3.33$ . Obwohl mit steigender Ablöseblasenlänge auch die absolute Abweichung steigt, bleibt die normierte Abweichung auf einem sehr ähnlichem unkritischen Niveau.

In Abbildung 4.8 ist die Verteilung der turbulenten Wirbelviskosität  $\nu_t$  dargestellt. Aus den überlagerten Isobaren (schwarze Linien) sind die Positionen des einfallenden und reflektierten Stoßes zu erkennen. Es bildet sich eine Scherschicht an der Ablöseblase aus. Am Beginn der Ablöseblase ist die Scherschicht durch einen hellblauen Streifen erhöhter Wirbelviskosität ersichtlich. Des Weiteren liegt ein lokales Maximum von  $\nu_t$  im Inneren der Ablöseblase. Der Bereich maximaler Wirbelviskosität ist ein Streifen, der sich in der Nähe des Wiederanlegepunktes ausbildet und weit stromab reicht.

Der Wanddruck auf der Plattenoberfläche ist in Abbildung 4.9 als flächige  $c_p$ -Verteilung über



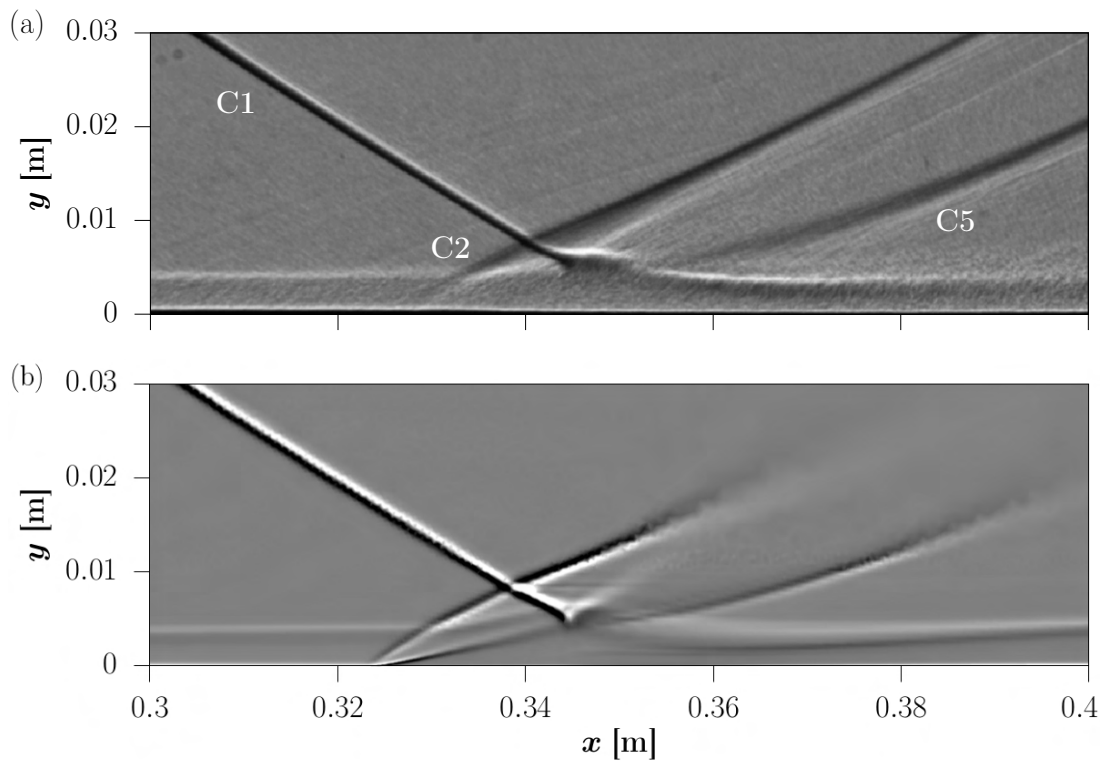
**Abbildung 4.6:** Topologie der ungestörten einfallenden Stoßfronten von sechs Stoßgeneratoren mit unterschiedlichen Durchmessern

das gesamte spannweite Simulationsgebiet dargestellt. In Strömungsrichtung bleibt der  $c_p$ -Wert auf der Plattenoberfläche bis zum Beginn des Interaktionsgebietes konstant. Das Interaktionsgebiet ist stark gewölbt und spiegelt die Form der einfallenden Stoßfront wider. An den Rändern der Platte, bei  $z = \pm 0.25$  m, ist die Reflexion der einfallenden Stoßfront an der reibungsfrei simulierten Kanalwand zu erkennen. Die Reflexion hat keinen Einfluss auf die Strömung in der Modellmitte.

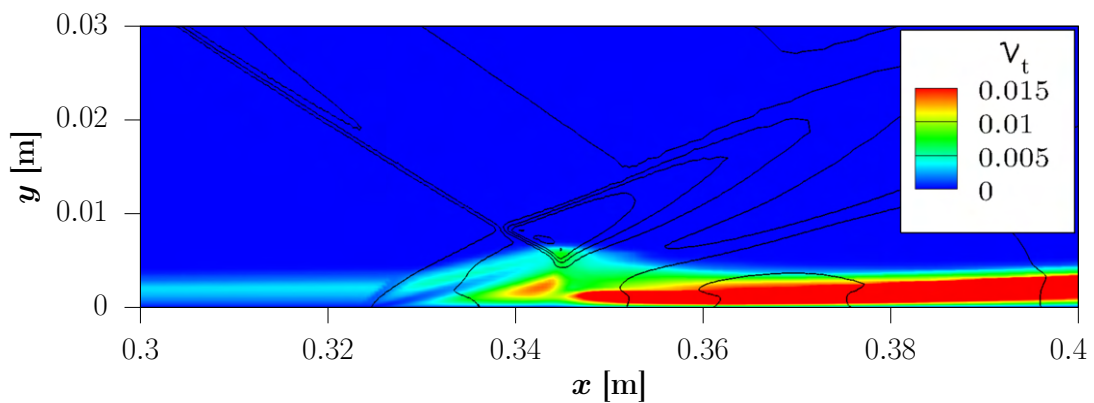
In Abbildung 4.10(a) ist der Bereich um die Ablöseblase aus Abbildung 4.9 mit überlagerten Wandstromlinien vergrößert dargestellt. Die Ablöselinie ist über die gesamte dargestellte Breite gekrümmt, wohingegen die Wiederanlegelinie nahezu parallel zur  $z$ -Achse verläuft. Ausschließlich auf der Symmetrieachse weisen die Ablöse- und Anlegelinien keine Krümmung auf, allerdings haben sie gerade dort singuläre Punkte (Sattel und Knotenpunkt). Eine Wandstromlinie aus der Anströmung und eine aus der Ablöseblase laufen aus entgegengesetzten Richtungen auf den Sattelpunkt zu. Vom Sattelpunkt aus laufen dann zwei Familien an Wandstromlinien in entgegengesetzte Richtungen und bilden die Ablöselinie. Vom Knotenpunkt der Wiederanlegelinie entfernen sich hingegen alle Wandstromlinien. Ausgehend von der Symmetrieachse wächst die laterale Komponente mit zunehmender Entfernung, was entlang der Ablöse- und Wiederanlegelinie sowie im Bereich der Rückströmung sichtbar ist.

Diese Beschreibung der Wandschubspannungslinien aus der Numerik lässt sich anhand von experimentellen Beobachtungen überprüfen. Die experimentelle Visualisierung der Wandstromlinien auf der ebenen Platte ist in Abbildung 4.10(b) dargestellt. Sie wurde mit Hilfe der Ölfilm-



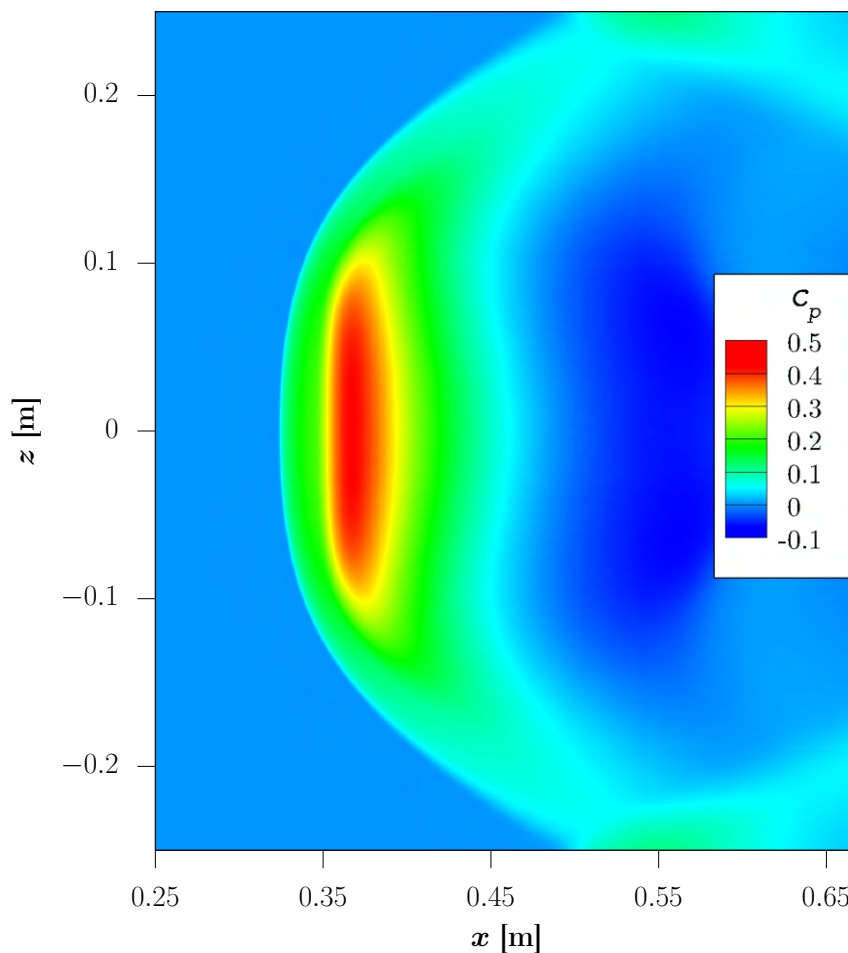


**Abbildung 4.7:** Experimentell erfasste und numerisch vorhergesagte Strömungstopologie: (a) experimentelles Schattenbild, (b) numerisch vorhergesagtes Dichtegradientenbild



**Abbildung 4.8:** Isobaren (schwarze Linien) und die Wirbelviskositätsverteilung (in Farbe) in der  $x$ - $y$ -Symmetrieebene der numerisch vorhergesagten SGWW

Interferometrie gewonnen, wobei die Methode ausführlich in Referenz [52] erläutert wird. Die Ablöseblase befindet sich zwischen der Ablöselinie  $S$  und der Wiederanlegelinie  $R$ . Die visualisierten Wandstromlinien innerhalb der Ablöseblase bestätigen, dass die Rückströmung eine  $z$ -Komponente enthält, die mit dem Abstand zur Symmetrieachse zunimmt. Dies und der bogenförmige Verlauf der Ablöselinie zeigen an, dass die gegenwärtige Strömung auch nahe der Symmetrieachse einen leicht dreidimensionalen Charakter hat. Die Topologie hat jedoch keinen

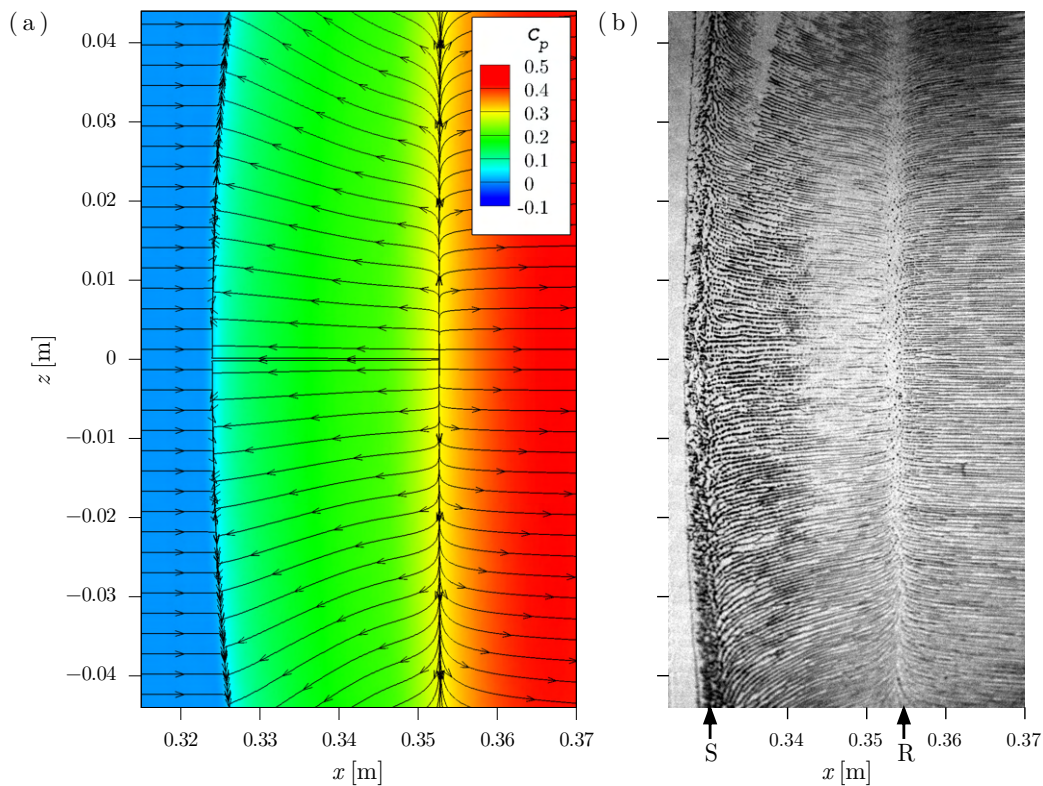


**Abbildung 4.9:**  $c_p$ -Verteilung auf der Plattenoberfläche der vorhergesagten SGWW

Einfluss auf die Aussagekraft der in sich konsistenten Ergebnisse, wie die Analysen im weiteren Verlauf dieser Arbeit zeigen werden.

### 4.1.3 Wanddruck und Wärmestromdichte

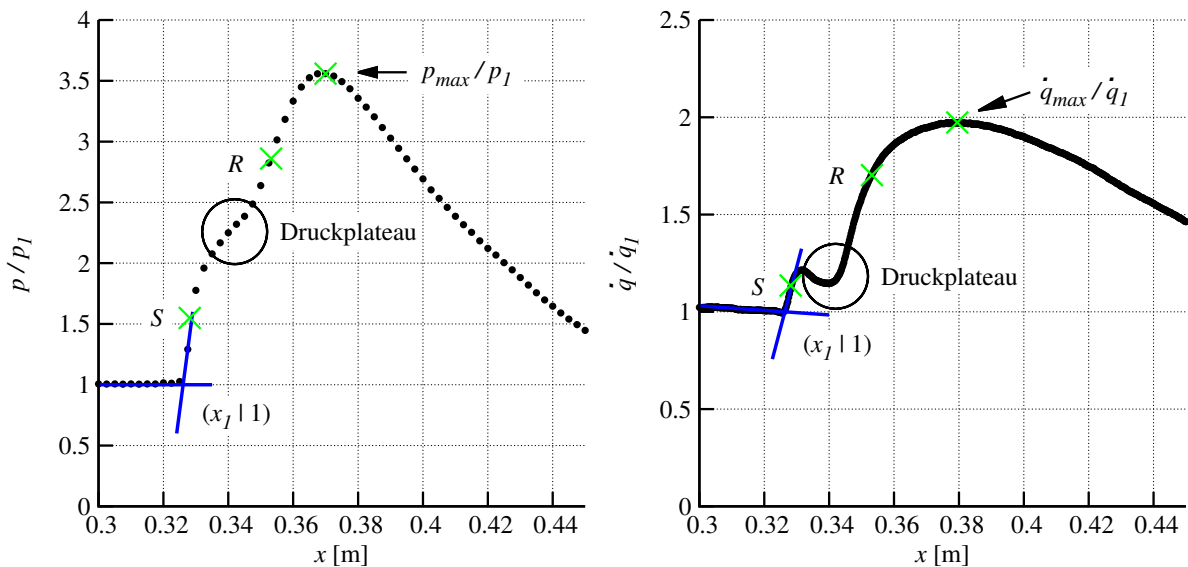
Im folgenden Kapitel wird der Verlauf des Wanddruckes und der Wärmestromdichte in der  $x$ - $y$ -Symmetrieachse analysiert. Zudem werden die relativen Abweichungen zwischen Experiment und Numerik beschrieben. Konsistent zu den bisherigen Analysen werden wieder die Verläufe der exemplarischen SGWW ( $\xi_{imp} = 2.565$ ) untersucht. In Abbildung 4.11(a) wird exemplarisch ein experimentell gemessener Wanddruckverlauf dargestellt (Punkte), in dem ein großes Rezirkulationsgebiet existiert. Die Positionen des Ablösepunktes  $S$  und Wiederanlegepunktes  $R$  wurden in der Symmetrieebene des Wandstromlinienbildes in Abbildung 4.10(a) gemessen. Stromauf des Interaktionsgebietes, das an der Position  $x_1 = 325$  mm beginnt, liegt der Wanddruck bei  $p/p_1 = 1$ . Der Punkt  $x_1$  ist definiert als der Schnittpunkt der maximalen Steigung des ersten Druckanstieges mit der Linie  $p/p_1 = 1$ , was durch zwei blaue Linien gekennzeichnet ist. Der Bereich, in dem der erste Druckanstieg endet, ist mit einem Kreis gekennzeichnet und wird



**Abbildung 4.10:** Visualisierung der Wandstromlinien auf der Plattenoberfläche zur Darstellung der lateralen Strömungskomponente im Inneren der Ablöseblase ( $\xi_{imp} = 2.565$ ): (a) numerische Wandschubspannungslinien, (b) experimentelle Wandschubspannungslinien detektiert mit der Ölfilm-Interferometrie

Druckplateau genannt, da er bei sehr starken SGWW die Form eines echten Plateaus annimmt. Für eine längere Ablöseblase mit voll ausgebildetem Druckplateau würde der Bereich gegen einen Plateaudruck  $p_p/p_1$  konvergieren. Der Ablösepunkt  $S$  befindet sich innerhalb des ersten Druckanstieges. Der Bereich der “freien Interaktion”, in dem die Wanddruckverteilung unabhängig von der Stoßstärke der einfallenden Stoßfront ist, endet am Ablösepunkt bereits vor dem Erreichen des Druckplateaus [6]. Kompressionswellen im Bereich des Wiederanlegepunktes  $R$  induzieren den zweiten Druckanstieg, der am globalen Druckmaximum bei  $x = 385$  mm mit  $p_{max}/p_1 = 5.28$  endet. Der Druckabfall stromab des Maximums entspricht dem Abfall des statischen Drucks hinter der Kopfwelle und wird durch die Expansionswellen verursacht, die vom Stoßgenerator ausgehen.

In Abbildung 4.11(b) ist der experimentell gemessene Wärmestromdichteverlauf  $\dot{q}/\dot{q}_1$  (schwarze Punkte) zusammen mit den Punkten  $S$  und  $R$  aus dem Wandschubspannungslinienbild dargestellt. Stromauf des Interaktionsgebietes kann die natürliche leichte Abnahme des Wärmetransportes mit zunehmender Grenzschichtdicke beobachtet werden. Mit dem ersten Druckanstieg im Bereich des Ablösepunktes findet auch ein erster starker Anstieg des Wärmetransportes statt, der etwas stromab des Ablösepunktes  $S$  bei ca.  $x = 332$  mm endet. Weiter stromab bei



(a) Verlauf des experimentellen Wanddruckes      (b) Verlauf der experimentellen Wärmestromdichte

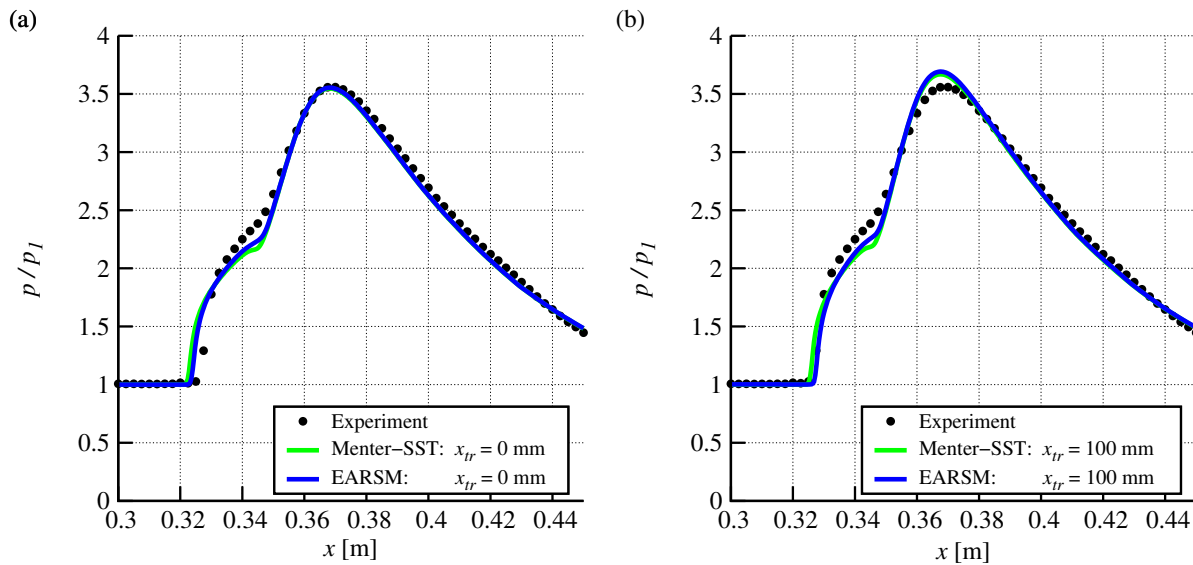
**Abbildung 4.11:** Definition des Interaktionsbeginns  $x_1$  und Darstellung des Ablösepunktes  $S$ , des Wiederanlegepunktes  $R$ , des maximalen Wanddruckes  $p_{max}/p_1$  und der maximalen Wärmestromdichte  $\dot{q}_{max}/\dot{q}_1$  ( $\xi_{imp} = 2.565$ )

ca.  $x = 339$  mm, im Bereich des Druckplateaus (schwarzer Kreis), sinkt der Wärmetransport zunächst ab, bis die Kompressionswellen im Bereich des Wiederanlegepunktes  $R$  einen Einfluss auf den Wärmetransport haben. In diesem Bereich der zweiten Kompression, steigt die Wärmestromdichte auf ihr globales Maximum bei ca.  $x = 380$  mm mit  $\dot{q}_{max}/\dot{q}_1 = 1.94$ . Hinter dem Bereich des maximalen Wärmetransportes befindet sich der Relaxationsbereich, in dem die Wärmestromdichte sich dem Wert der ebenen Platte ohne Interaktionsgebiet nähert.

Um die Vorhersagegenauigkeit zwei verschiedener Turbulenzmodellierungsansätze (Menter-SST / EARSM) zu analysieren, wurden vier RANS-Simulationen mit jeweils einer voll turbulenten Strömung und einer fixierten Transitionslage aus dem Experiment, bei  $x_{tr} = 100$  mm, durchgeführt. Der Einfluss des Turbulenzmodells (grün: Menter-SST; blau: EARSM) auf die Wanddruckverteilung ist in Abbildung 4.12(a) für eine voll turbulente Simulation und in Abbildung 4.12(b) für die fixierte Transitionslage dargestellt. Ein kleiner Einfluss des Turbulenzmodells ist in beiden Fällen nur am Beginn des Interaktionsgebietes im Bereich der Stromaufwirkung ersichtlich. Die Menter-SST-Simulation resultiert in einer etwas größeren Abweichung der Interaktionslänge als die Simulation mit dem EARSM-Modell. Die weiteren Kurvenverläufe im Bereich des Druckplateaus und des maximalen Wanddruckes weisen sehr ähnliche Differenzen zum Experiment auf. Die Differenzen zwischen den Wanddruckverläufen für das EARSM-Turbulenzmodell bei einer voll turbulenten Simulation und einer Simulation mit gesetzter Transitionslage sind größer als zwischen den beiden Turbulenzmodellen. Es gibt wieder einen leichten Einfluss auf  $x_1$ , wobei die Simulation mit Transition geringfügig besser mit dem

	$x_{tr} = 0 \text{ mm}$		$x_{tr} = 100 \text{ mm}$	
Differenzen	EARSM	Menter-SST	EARSM	Menter-SST
$\Delta p_{max}$ [%]	1.8	1.6	5.8	5.1
$\Delta \dot{q}_1$ [%]	2.7	7.5	3.0	4.6
$\Delta \dot{q}_{max}$ [%]	66	31	82	41

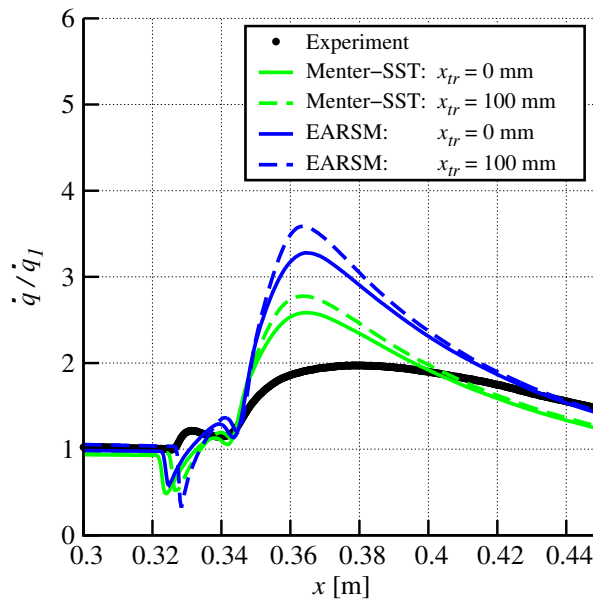
**Tabelle 4.5:** Abweichungen im maximalen Druck zwischen Experiment und Numerik mit Variation der numerischen Einstellungen ( $\xi_{imp} = 2.565$ )



**Abbildung 4.12:** Einfluss von zwei Turbulenzmodellen auf die Vorhersage des Druckverlaufes einer SGWW ( $\xi_{imp} = 2.565$ ): (a) voll turbulent, (b) fixierte Transitionslage bei  $x_{tr} = 100 \text{ mm}$

Experiment übereinstimmt als die voll turbulente Simulation. Im Bereich des Druckplateaus weisen die Verläufe noch relativ ähnliche Differenzen zum Experiment auf. Allerdings wird der Maximaldruck von der voll turbulenten Simulation eindeutig besser vorhergesagt. Die Abweichung zum Experiment ist etwa 4% geringer als bei der Simulation mit fixierter Transition. Differenzen der Simulationsvorhersagen zum Experiment (schwarze Punkte) sind in Tabelle 4.5, für  $\Delta p_{max}$ ,  $\Delta \dot{q}_1$  und  $\Delta \dot{q}_{max}$ , aufgelistet.

In Abbildung 4.13 sind der Einfluss des Turbulenzmodells und der fixierten Transitionslage auf die Wärmestromdichte dargestellt. Für beide Transitionsmodelle treten qualitativ ähnliche Abweichungen auf. Zunächst sind Differenzen zwischen den Simulationen mit fixierter Transition und voll turbulenter Grenzschicht zu sehen. Als erstes wird am Beispiel der beiden EARSM-Simulationen die numerische Vorhersage mit dem Experiment verglichen. Am Interaktionsbeginn ist die Differenz der vorhergesagten Wärmestromdichte zum Experiment in beiden Fällen noch gering ( $\Delta \dot{q}_1 = 3 \%$ ). Allerdings beginnt das Interaktionsgebiet in der voll turbulenten Si-



**Abbildung 4.13:** Einfluss von zwei Turbulenzmodellen und der Transitionslage auf die Vorhersage der Wärmestromdichte einer SGWW ( $\xi_{imp} = 2.565$ ).

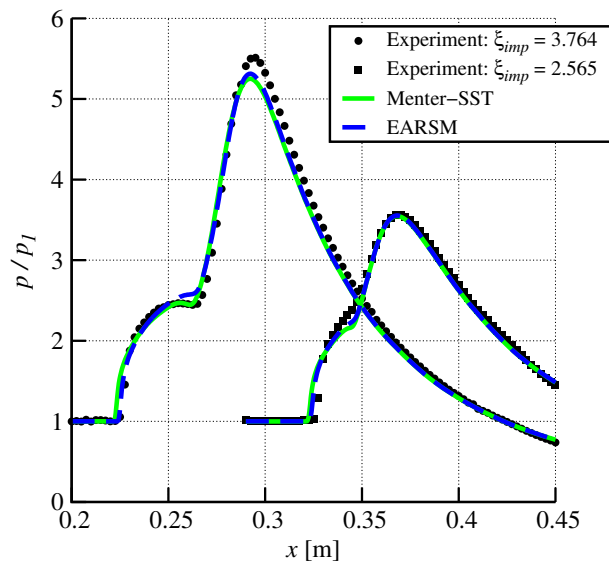
mulation etwas weiter stromauf als im Experiment und in der Simulation mit fixierter Transition am selben Punkt wie im Experiment. Im Bereich des Ablösepunktes bei ca.  $x = 328$  mm sinkt der Wärmetransport in beiden Simulationen zunächst ab, um dann stromab auf ein lokales Maximum zu steigen. Das steht im Gegensatz zum experimentellen Ergebnis, in dem der Wärmetransport sofort ansteigt. Der erste Anstieg des Wärmetransportes erreicht in der Simulation und im Experiment ähnliche maximale Werte, allerdings endet er im Experiment weiter stromauf. Der maximale Wärmetransport hat eine sehr hohe Abweichung zum Experiment. Die Differenz des maximalen Wärmetransportes liegt bei  $\Delta\dot{q}_{max} = 66\%$  und  $\Delta\dot{q}_{max} = 82\%$ .

Im nächsten Schritt ist zu erkennen, dass die Variation des Turbulenzmodelles einen größeren Einfluss auf die Vorhersage der Wärmestromdichteverteilung als die Variation der Transitionsbedingung hat. Sowohl in dem voll turbulenten Fall als auch für den mit gesetzter Transition ist der Wärmetransport fast über die gesamte Interaktionslänge in den EARSIM-Simulationen höher als in den Menter-SST-Simulationen. Die Differenzen der maximalen Wärmestromdichte zwischen dem Experiment und den Menter-SST-Simulationen liegen bei  $\Delta\dot{q}_{max} = 31\%$  (voll turbulent) und bei  $\Delta\dot{q}_{max} = 41\%$  ( $x_{tr} = 100$  mm). Diese Abweichungen sind über 30% geringer als in den EARSIM-Simulationen, trotz allem aber noch sehr hoch. Die Abweichung der Menter-SST-Simulationen liegen im Bereich von Abweichungen, die von Brown [3], Steelant [64] und anderen ermittelt wurden. Dies zeigt, dass eine Vorhersage von Wärmestromdichten bei starken Interaktionen noch immer ein großes Problem ist, wobei durch die Weiterentwicklung des DLR-TAU-Codes kontinuierlich Fortschritte in diesem Bereich gemacht werden. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit keine Wärmestromdichteverläufe aus den TAU-Simulationen für weitere Vergleiche verwendet.

In Abbildung 4.14 ist der Effekt der Reynoldszahl und Stoßstärkenvariation auf die Abweichun-



gen im Wanddruck zwischen Numerik und Experiment dargestellt. Dafür werden exemplarisch die numerischen Verläufe der voll turbulenten Simulationen für zwei Fälle mit unterschiedlich starken einfallenden Stößen ( $\xi_{imp} = 2.565$  und  $3.764$ ) und leicht abweichenden Stoßauftrittspeditionen  $x_{imp}$  verwendet ( $Re_\delta = 1.9 \times 10^6 \pm 6\%$ ). Ein Unterschied im Druckverlauf im Vergleich zum Experiment ist, dass bei einem schwachen Stoß der maximale Druck in der Simulation gut vorhergesagt wird und bei einem starken Stoß der maximale Druck in der Simulation leicht unterschätzt wird. In beiden Fällen sind Abweichungen in der  $x_1$ -Position zwischen dem Experiment und der Vorhersage sichtbar. In der Menter-SST-Simulation der SGWW mit geringer Stoßstärke wird die Interaktionslänge um  $\Delta L = 10\%$  (2.8 mm) und bei starker Stoßstärke um  $\Delta L = 6\%$  (3.1 mm) überschätzt. Die vorhergesagte Interaktionslänge von insgesamt sieben analysierten SGWW (Anhang Tabelle A5) weicht im Mittel um  $7.5\%$  vom Experiment ab. Für die voll turbulenten Simulationen mit dem EARSM-Turbulenzmodell liegen die Abweichungen im Mittel etwas geringer bei etwa  $5\%$ . Obwohl die Abweichungen in den dreidimensionalen Simulationen mit dem EARSM-Modell etwas geringer waren, konnte es nicht für die instationären zweidimensionalen Simulationen genutzt werden, weil in diesen Fällen keine Konvergenz damit erreichbar war. Aufgrund dessen wurden alle im weiteren Verlauf dieser Arbeit dargestellten Simulationsergebnisse einheitlich mit dem Menter-SST-Modell erstellt.

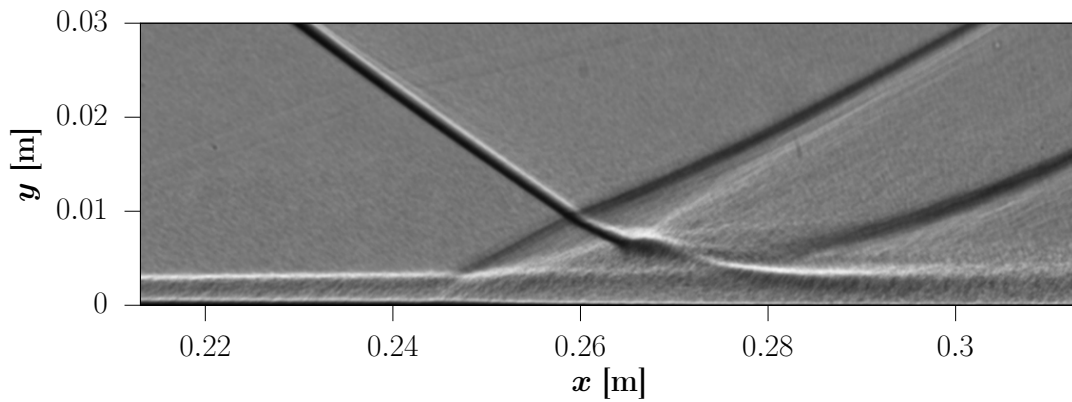


**Abbildung 4.14:** Einfluss der Stoßstärke und der Reynoldszahl auf die Vorhersage der Wanddruckverteilung (voll turbulente RANS-Simulationen)

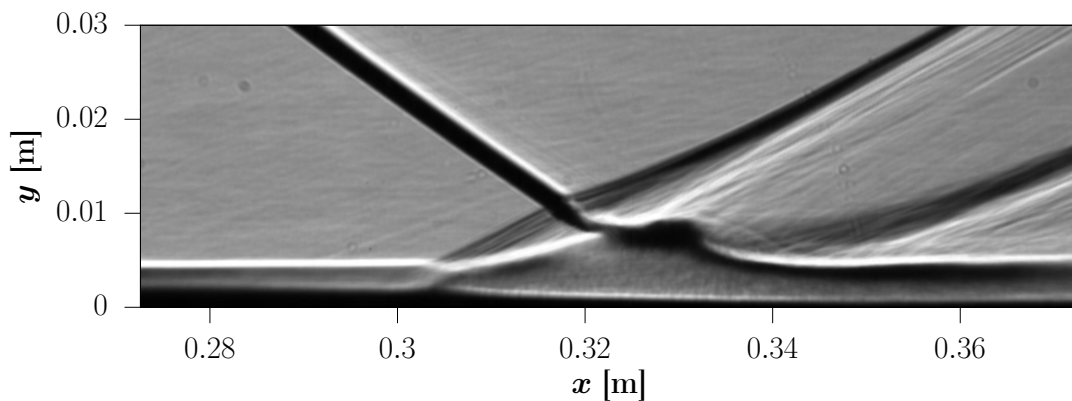
#### 4.1.4 Einfluss der Reynoldszahl

Der Einfluss der Reynoldszahl auf die SGWW wurde für konstante Anströmbedingungen untersucht, indem ausschließlich die Auftreffposition der einfallenden Stoßfront variiert wurde. In Abbildung 4.15 sind drei Schattenaufnahmen für die Strömungsparameter aus Tabelle 4.6 mit

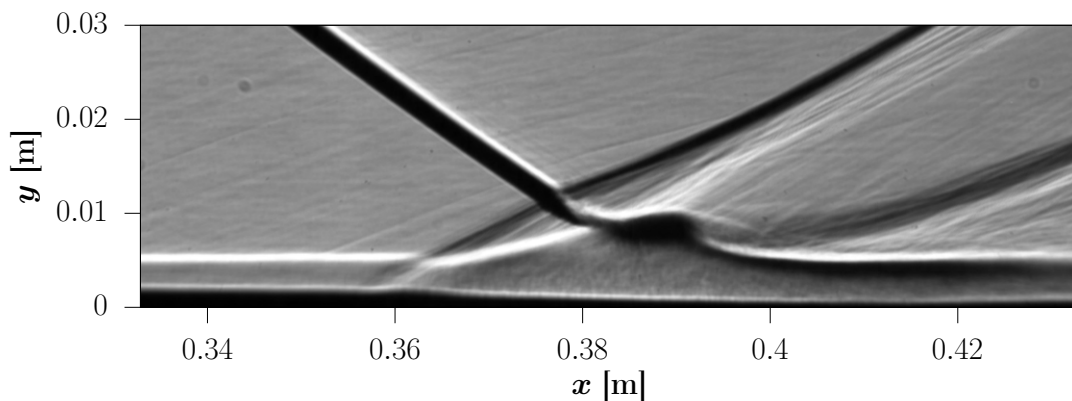
variierenden Reynoldszahlen am Auftreffpunkt von  $Re_{imp} = 12.38 \times 10^6$  bis  $17.73 \times 10^6$ , bei einer konstanten nominellen Stoßstärke von  $\xi_{imp} = 2.96$ , dargestellt. Die Plattengrenzschicht, der einfallende Stoß, der Ablösestoß, der Wiederanlegestoß sowie die Ablöseblase sind in den drei Schattenbildern klar zu sehen. Mit wachsendem  $Re_{imp}$  nimmt die Grenzschichtdicke stromauf



(a)  $Re_{imp} = 12.4 \times 10^6$  (Run ID: F20\_100)



(b)  $Re_{imp} = 15.2 \times 10^6$  (Run ID: H20\_100)



(c)  $Re_{imp} = 17.7 \times 10^6$  (Run ID: J20\_100)

**Abbildung 4.15:** Ausgewählte Schattenaufnahmen, die den Einfluss der Reynoldszahl auf SGWW zeigen

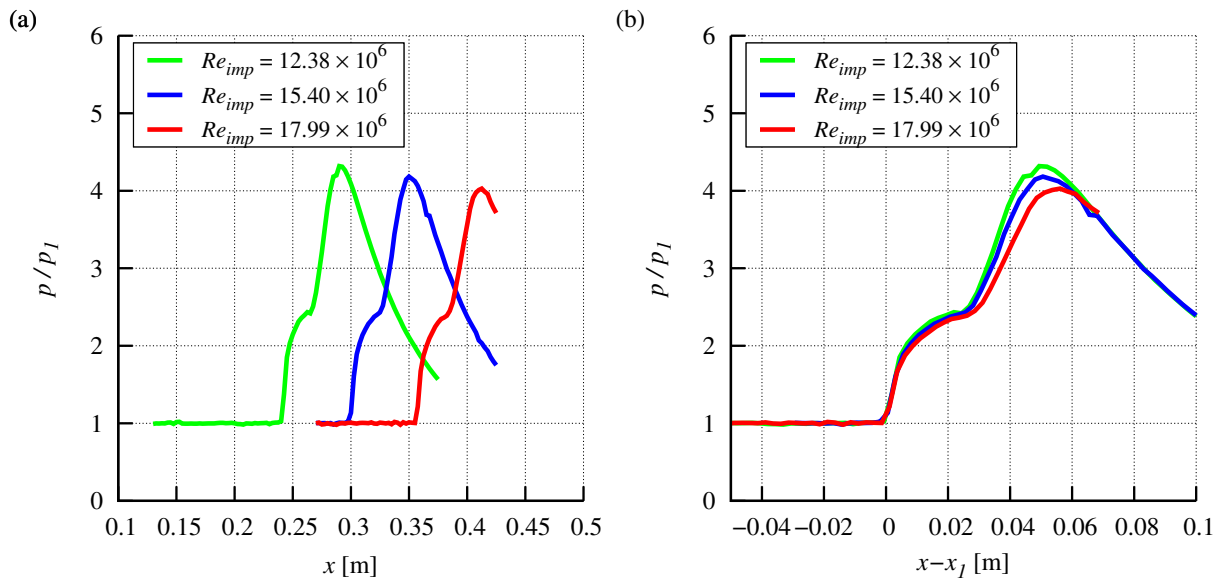


$\xi_{imp}$	Run ID	$Re_{imp}$ [ $10^6$ ]	$S^*$	$L^*$	$L$ [mm]
2.96	F20_100	12.38	2.41	12.95	33.0
2.96	H20_100	15.18	2.41	12.62	38.6
2.96	J20_100	17.73	2.41	11.30	40.4

**Tabelle 4.6:** Einfluss der Reynoldszahl  $Re_{imp}$  auf die Interaktionslänge von SGWW, korrespondierende Schattenaufnahmen in Abbildung 4.15

der Interaktion zu. Der Grenzschichttrand ist als hellgrauer Streifen in den Schattenbildern ersichtlich. Die Größe der induzierten Ablöseblase auf der Platte nimmt entsprechend auch zu, was sich quantitativ im deutlichen Anstieg der Interaktionslänge von  $L = 33.0$  mm auf  $40.4$  mm, für  $Re_{imp} = 12.4 \times 10^6$  auf  $17.7 \times 10^6$ , bemerkbar macht.

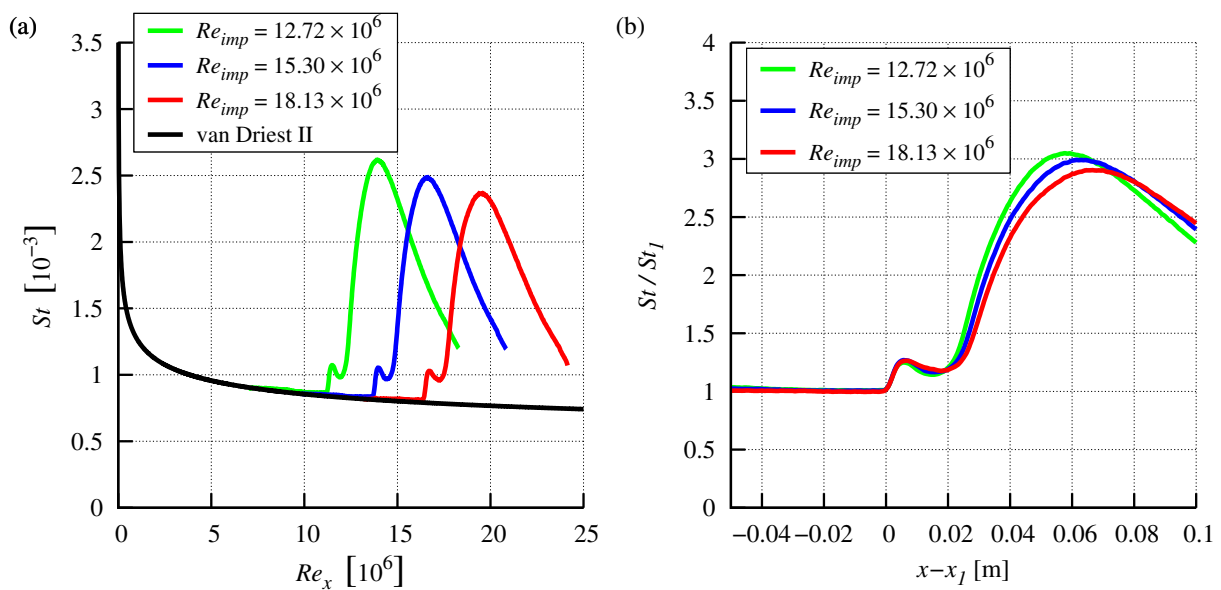
Der Einfluss der Reynoldszahl auf die Druckverteilung ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Ausgehend vom ungestörten Plattendruck bei  $p/p_1 = 1$  sehen alle drei Druckverläufe in Abbildung 4.16(a) qualitativ sehr ähnlich aus. Ausschließlich die Variation der einfallenden Stoßauftreffposition ist deutlich erkennbar. Unter Verwendung von  $x_1$  als Ursprung der  $x$ -Achse in Abbildung 4.16(b) werden Unterschiede in den Wanddruckverläufen verdeutlicht. Erwartungs-



**Abbildung 4.16:** (a) Einfluss der Reynoldszahl auf die Wanddruckverteilung, (b) Offset-Korrektur der Längskoordinate  $x$

gemäß weichen die Kurven erst im Bereich des zweiten Druckanstiegs merklich voneinander ab, was in der variierenden Stärke und Position des maximalen Wanddruckes ersichtlich ist. Mit steigender Reynoldszahl erhöht sich die Distanz zwischen  $x_1$  und der Position des Druckmaximums von  $x_{max} - x_1 = 0.049$  m auf  $0.056$  m, was ein weiteres Indiz für das Anwachsen der Ablöseblasengröße ist. Gleichzeitig sinkt der maximale Wanddruck von  $p_{max}/p_1 = 4.3$  auf  $4.0$ .

In Abbildung 4.17(a) sind die korrespondierenden Stanton-Zahl-Verläufe über der Reynoldszahl  $Re_x$  dargestellt. Für die Vorhersage des Stanton-Zahl-Verlaufes der ungestörten Plattenumströmung wurde die Reynolds-Analogie  $St = Pr^{-2/3} c_f/2$  in Kombination mit der van Driest II-Korrelation [69] für turbulente Strömungen verwendet, über die der Reibungsbeiwert bestimmt wird. Alle drei experimentell ermittelten Verläufe liegen stromauf des Interaktionsbeginns auf dem vorhergesagtem Verlauf einer ungestörten Plattenströmung (schwarze Linie). In der ungestörten Plattenströmung sinkt die Stanton-Zahl mit steigender Reynoldszahl, wie über die Reynolds-Analogie infolge der Abnahme der Wandreibung zu erwarten ist. In Abbildung 4.17(b) wird sowohl  $x_1$  als Ursprung als auch eine Normierung mit dem Ausgangswert der Stanton-Zahl  $St_1$  verwendet. Am Beginn des Interaktionsgebietes steigt der Wärmestrom von



**Abbildung 4.17:** (a) Einfluss der Reynoldszahl auf die Verteilung der Stanton-Zahl, (b) Normierung der Stanton-Zahl und Offset-Korrektur der Längskoordinate  $x$

der Wand in die Strömung. Dort führt die Kompression zu einem Anstieg des Produktes aus Dichte und Geschwindigkeit, welches sich im Nenner der Stanton-Zahl befindet und somit zur künstlichen Erhöhung der global definierten Stanton-Zahl führt. Dieser Effekt kann mittels des Korrekturfaktors  $\rho U / (\rho_\infty U_\infty)$  quantifiziert werden (siehe z.B. [53]). Zudem führen die Kompressionswellen des sich formenden Ablösestoßes zu einem Anstieg der Turbulenz, was ebenfalls die Stanton-Zahl erhöht. Im Rezirkulationsgebiet, weiter stromab, dominiert der geringe Geschwindigkeitsgradient an der Wand über die Änderung der Turbulenz, was über die Wand Schubspannung zu einer Abnahme von  $c_f$  führt. Daraus folgt die Abnahme der Stanton-Zahl im Bereich der Ablöseblase. Im Bereich des Wiederanlegepunktes führt der zweite Druckanstieg erneut zu einem Anstieg der Stanton-Zahl, bis  $St_{max}$  erreicht wird. Im Anschluss sinkt die Stanton-Zahl aufgrund der auftreffenden Expansionswellen, die vom Stoßgenerator ausgehen, schnell ab.

Der Einfluss der Reynoldszahl auf den Stanton-Zahl-Verlauf, den Druckverlauf und die Strömungstopologie liefert ein einheitliches und konsistentes Bild für den verwendeten Messaufbau.

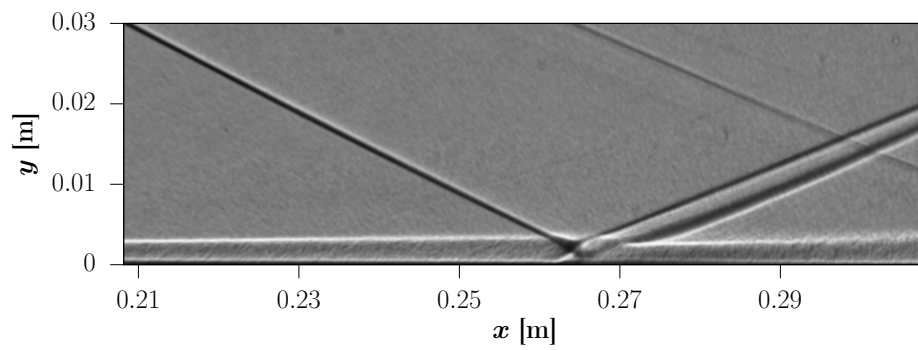
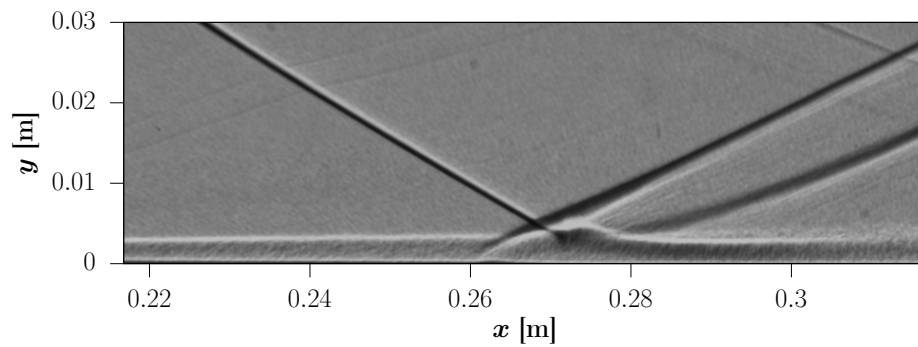
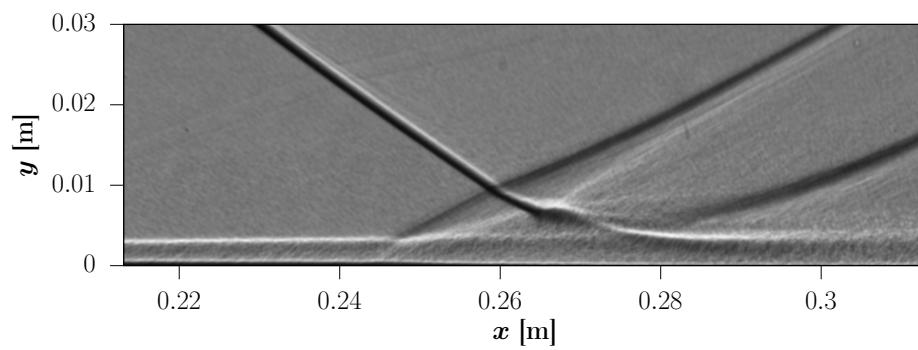
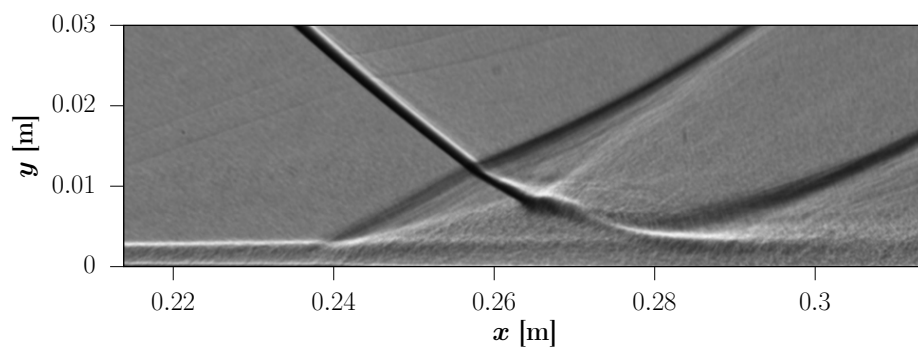
#### 4.1.5 Einfluss der Stoßintensität

Der Einfluss der Intensität der einfallenden Stoßfront  $\xi_{imp}$  auf SGWW wird in Abbildung 4.18 anhand der vier Schattenaufnahmen aus Tabelle 4.7 demonstriert. Die Reynoldszahl am Auftreffpunkt  $x_{imp}$  ist in allen vier Fällen praktisch konstant und beträgt  $Re_{imp} = 12.63 \pm 0.25 \times 10^6$ .

$\xi_{imp}$	Run ID	$\Delta y/d$	$Re_{imp} [10^6]$	$S^*$	$L^*$	$L$ [mm]
1.82	F5_80	16	12.60	0.83	1.45	8.9
2.36	G10_80	8	12.87	1.53	5.17	19.2
2.96	F20_100	5	12.38	2.41	12.95	33.0
3.37	G20_80	4	12.54	3.09	18.99	40.5

**Tabelle 4.7:** Einfluss der Stoßstärke  $\xi_{imp}$  auf die Interaktionslänge von SGWW, korrespondierende Schattenaufnahmen in Abbildung 4.18

Abbildung 4.18(a) zeigt die schwächste der vier SGWW ( $\xi_{imp} = 1.8$ ). Die Grenzschicht wird durch den Stoß leicht aufgedickt und es bildet sich eine kleine Ablöseblase aus. Aufgrund der kurzen Ausdehnung der SGWW in Strömungsrichtung werden Ablöse- und Wiederanlegestöße induziert, die sehr nahe beieinander und fast parallel zueinander verlaufen. Zudem kreuzt der Ablösestoß den einfallenden Verdichtungsstoß noch innerhalb der Grenzschicht. Direkt hinter dem Wiederanlegestoß führt der höhere Druck zu einer Kompression der Grenzschicht, beziehungsweise zu einer geringeren Grenzschichtdicke als stromauf des Interaktionsgebietes. Weiter stromab wächst die Grenzschichtdicke aufgrund der erhöhten Turbulenz, bezogen auf die anströmende Grenzschicht, schnell an. Die Größe der nächst stärkeren SGWW in Abbildung 4.18(b) mit  $\xi_{imp} = 2.36$  führt bereits dazu, dass sich der Ablösestoß und der Wiederanlegestoß außerhalb der Grenzschicht kreuzen. Dabei ist der Stoßwinkel des Ablösestoßes aufgrund der "freien Interaktion" praktisch unabhängig von der Intensität der SGWW. In den Abbildungen 4.18(c) und 4.18(d) sind die Interaktionen für nochmals höhere Stoßintensitäten mit  $\xi_{imp} = 2.96$  und  $3.37$  dargestellt. Mit steigender Stoßintensität von Abbildung 4.18(a) bis 4.18(d) wächst die Interaktionslänge von  $L = 8.9$  mm auf  $L = 40.5$  mm stark an. In den Schattenbildern der beiden stärksten Interaktionen ist innerhalb der Ablöseblasen der Grenzschichttrand der ungestörten Plattenströmung als hellgraue Grenze zu erkennen. Dieses Phänomen ist beim Einsatz des klassischen Schattenverfahrens in 3D-Strömungen gut bekannt. Aufgrund der endlichen

(a)  $\xi_{imp} = 1.82$  (Run ID: F5\_80)(b)  $\xi_{imp} = 2.36$  (Run ID: G10\_80)(c)  $\xi_{imp} = 2.96$  (Run ID: F20\_100)(d)  $\xi_{imp} = 3.37$  (Run ID: G20\_80)

**Abbildung 4.18:** Einfluss der Stoßintensität auf SGWW, visualisiert mit Hilfe von ausgewählten Schattenaufnahmen

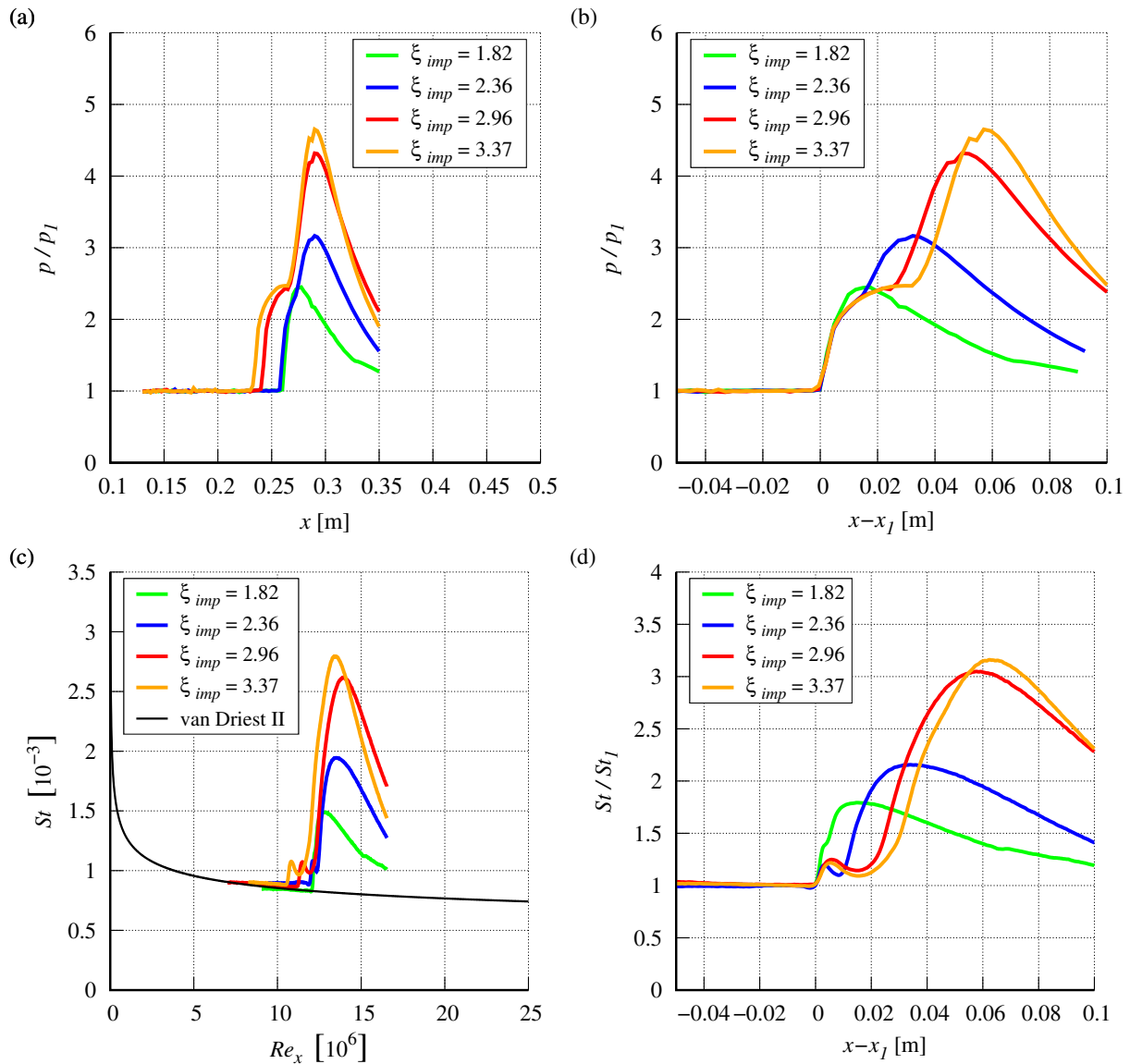
Spannweite des Stoßgenerators, die kürzer als die Spannweite der Platte ist, löst die Grenzschicht nicht einheitlich auf der gesamten Plattenbreite des Windkanalmodells ab (siehe Kapitel 4.1.2). Im Schattenbild werden die Änderungen der zweiten Ableitung der Dichte über die gesamte Plattenbreite integriert, sodass die abgelöste und anliegende Strömung gleichermaßen darauf vertreten sind und die anliegende Grenzschicht “durchscheint”.

Die in Abbildung 4.19(a) dargestellten Wanddruckverläufe korrespondieren mit den gezeigten Schattenaufnahmen in Abbildung 4.18. Der Beginn des Interaktionsgebietes für die vier dargestellten Fälle wandert mit steigender Stoßstärke von  $x_1 = 260.2$  mm stromauf bis auf 233 mm. Die Auftreffpunkte der vier einfallenden Stoßfronten liegen nahezu konstant im Bereich von  $x_{imp} = 272.5$  mm  $\pm 4.3$  mm. Um Unterschiede zwischen den Verläufen hervorzuheben, sind die Druckverteilungen in Abbildung 4.19(b) über der Koordinate  $x - x_1$  dargestellt. Der Druckverlauf der schwächsten SGWW mit  $\xi_{imp} = 1.82$  ist qualitativ anders als die Druckverläufe der anderen SGWW. Der Druckanstieg erfolgt vom ungestörten Wanddruck direkt auf den maximalen Wanddruck, der mit  $p_{max}/p_1 = 2.45$  als einziger knapp unterhalb des Plateaudruckniveaus nach Zukoski [73] von  $p_p/p_1 = 2.5$  liegt. Die vom Stoßgenerator ausgehenden Expansionswellen verhindern einen weiteren Druckanstieg und die Intensität des einfallenden Stoßes ist nicht ausreichend hoch, um eine größere Ablöseblase zu etablieren. In den drei Fällen mit stärkerer Stoßintensität gibt es zwei dedizierte Druckanstiegsbereiche aufgrund der Kompressionswellen nahe des Ablösepunktes und des Wiederanlegepunktes. Im Bereich der freien Interaktion liegen allerdings alle vier Verläufe übereinander. Die globalen Druckmaxima steigen von  $p_{max}/p_1 = 2.45$  auf  $p_{max}/p_1 = 4.65$  um den Faktor von 1.9 und sind eine direkte Funktion der Stoßstärke  $\xi_{imp}$ , die um einen Faktor von 1.86 ansteigt.

Die Stanton-Zahl-Verläufe der vier diskutierten SGWW sind in Abbildung 4.19(c) dargestellt und folgen im Bereich der ungestörten Grenzschicht dem van Driest II-Korrelationsgesetz. Der Beginn der Interaktion wandert von  $x_1 = 259.9$  mm stromauf bis auf 232.9 mm, was gut mit dem Ergebnis aus Wanddruckmessungen übereinstimmt. Das globale Maximum der einzelnen Verläufe steigt von  $St = 0.0015$  für  $\xi_{imp} = 1.82$  auf  $St = 0.0028$  für  $\xi_{imp} = 3.37$ . Zum besseren Vergleich der vier Verläufe wird, wie schon für die Wanddruckverläufe,  $x_1$  als Ursprung in Abbildung 4.19(d) und eine Normierung mit  $St_1$  verwendet. Die schwächste SGWW ( $\xi_{imp} = 1.82$ ) zeigt auch in dem Stanton-Zahl-Verlauf einen qualitativen Unterschied zu den Verläufen der stärkeren Interaktionen. Die Stanton-Zahl steigt von  $St/St_1 = 1$  am Interaktionsbeginn auf  $St/St_1 = 1.39$  bei  $x - x_1 = 0.0033$  mm, an dem ein Wendepunkt vorliegt. Stromab wächst die Stanton-Zahl weiter bis auf das globale Maximum von  $St_{max}/St_1 = 1.79$  bei  $x_{max} - x_1 = 0.275$  mm. Die Stanton-Zahlen der anderen SGWW steigen im Bereich des ersten Druckanstieges zwar ebenfalls an, erreichen allerdings ein lokales Maximum ( $St/St_1 \approx 1.25$ ), das etwa 90% der Stanton-Zahl am Wendepunkt der schwächsten SGWW entspricht. Im Bereich der Druckplateaus, stromab, sinken die Stanton-Zahlen der stärkeren SGWW auf ein lokales Minimum, dessen Position mit steigender Stoßstärke variiert. Im Bereich des zweiten Druckanstieges wandern die Positionen der maximalen Stanton-Zahlen mit zunehmender Interaktionsstärke von  $x_{max} - x_1 = 0.015$  m für die schwächste Interaktion auf  $x_{max} - x_1 = 0.062$  m

für die stärkste Interaktion stromab. Der Beginn des Relaxationsgebietes sowohl der Wärmestromdichten als auch der Wanddrücke wird primär durch die generierten Expansionswellen der jeweiligen Stoßgeneratoren bestimmt, die durch das Interaktionsgebiet laufen.

Es ist ein konsistentes und umfassendes Bild des Einflusses der Stoßintensitätserhöhung für den verwendeten Aufbau durch die Verwendung von Messergebnissen aus Schattenaufnahmen, Wanddruckmessungen und Wärmestromdichtemessungen entstanden. Die stationären Messungen können somit zur Skalierung des Stoßintensitätseinflusses in SGWW genutzt werden.



**Abbildung 4.19:** Einfluss der Stoßintensität: (a) Wanddruckverteilung, (b) mit Offset-Korrektur der Längskoordinate  $x$ , (c) Verteilung der Stanton-Zahl, (d) mit Normierung der Stanton-Zahl und Offset-Korrektur von  $x$

## 4.2 Skalierungs- und Korrelationsmethoden

In diesem Kapitel werden verschiedene bekannte Skalierungsgesetze anhand der in dieser Arbeit gewonnenen experimentellen Daten geprüft und weiterentwickelt, um das Verständnis des quasi-stationären Referenzdatensatzes zu vertiefen. Als Abschluss wird eine Skalierungsmethode gewählt, die als Referenz für die noch folgenden wandernden SGWW-Untersuchungen verwendet wird.

### 4.2.1 Modellvorstellung basierend auf einer reibungsfreien Stoßreflexion

Im ersten Schritt wird eine neue Skalierung des Druckverlaufes untersucht, die auf der vereinfachten Modellvorstellung einer reibungsfreien Wand basiert, die in Abbildung 4.20(oben) schematisch dargestellt ist. Dabei beschreiben  $\Delta x$  und  $\Delta y$  die Position des Stoßgenerators relativ zur Vorderkante der ebenen Platte und  $d$  den Durchmesser des Stoßgenerators. Die induzierte Kopfwelle trifft am Punkt  $x_{imp}$  auf die Platte und wird reflektiert, dabei steigt der Druck von  $p_1$  in der Anströmung über die Kopfwelle auf den Wert  $p_2$ , um stromab des reflektierten Stoßes den Wert  $p_3$  anzunehmen. Das Verhältnis  $p_3/p_1$  beschreibt somit den reibungsfreien Drucksprung auf der Platte am Punkt  $x_{imp}$ . Neben der Kopfwelle induziert der Stoßgenerator allerdings auch einen Expansionsfächer. In der Modellvorstellung starten alle Expansionswellen auf der Oberfläche des Zylinders, verteilt entsprechend der lokalen Werte der Machzahl und des Ablenkungswinkels  $\mu$ . Auf der Platte induziert der Expansionsfächer einen Druckabfall, der sich über die Position  $x_{dekomp}$  hinaus einstellt, an der spätestens das Niveau von  $p_1$  unterschritten werden soll. Bei dieser Abschätzung werden sowohl der Gesamtdruckverlust in der Kopfwelle als auch die Auswirkung der Stoßreflexion auf den Expansionswellenverlauf vernachlässigt. Es wird erwartet, dass die Wanddruckverläufe bei einer reibungsfreien Strömung und bei einer typischen SGWW, ausgehend von unterschiedlichen Druckmaxima, ähnlich sind, wie in Abbildung 4.20(unten) skizzenhaft dargestellt. Dies würde zeigen, dass die von außen aufgeprägten Expansionswellen den Wanddruck hinter dem Interaktionsgebiet dominieren. Über folgende geometrische Überlegungen lässt sich der korrespondierende Skalierungsparameter  $L_{dekomp}$  berechnen:

Der Mach-Winkel ist definiert über

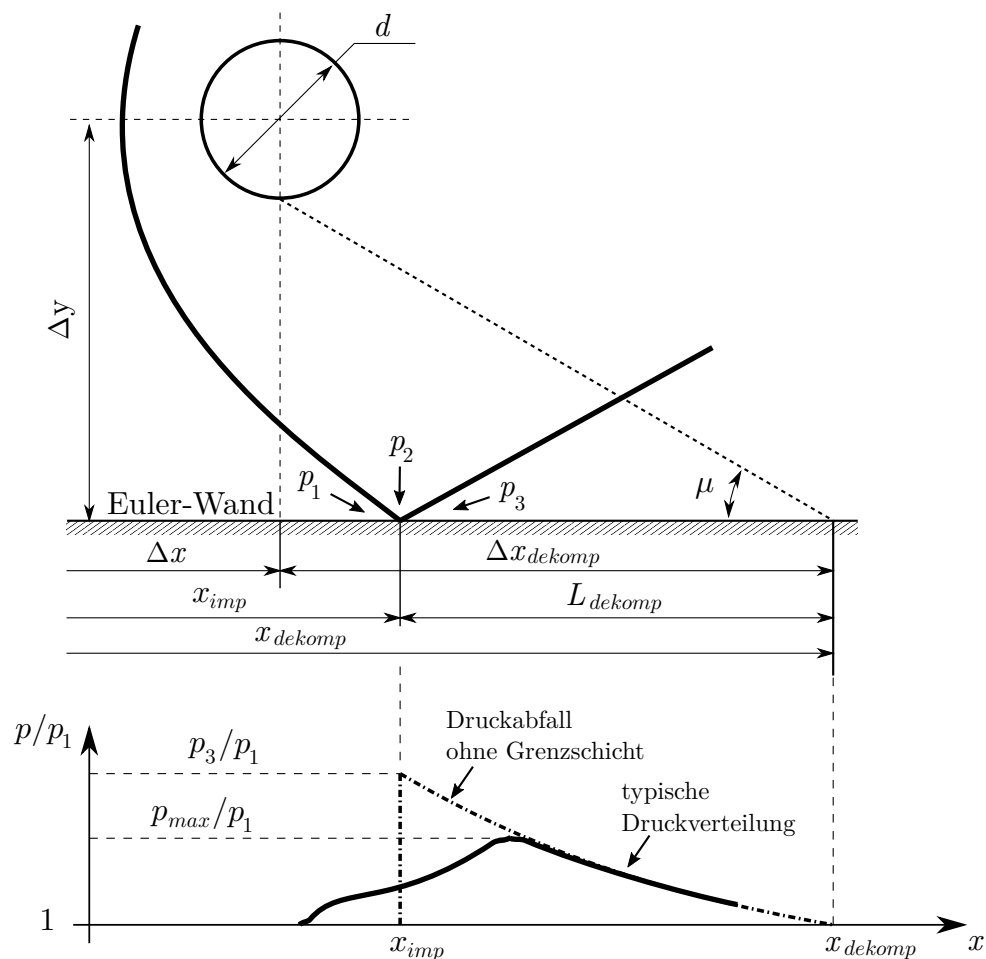
$$\mu = \arcsin(1/Ma_\infty). \quad (4.1)$$

Aus

$$\Delta x_{dekomp} = \frac{\Delta y - d/2}{\tan(\mu)} \text{ und } x_{dekomp} = \Delta x + \Delta x_{dekomp} \quad (4.2)$$

folgt schließlich

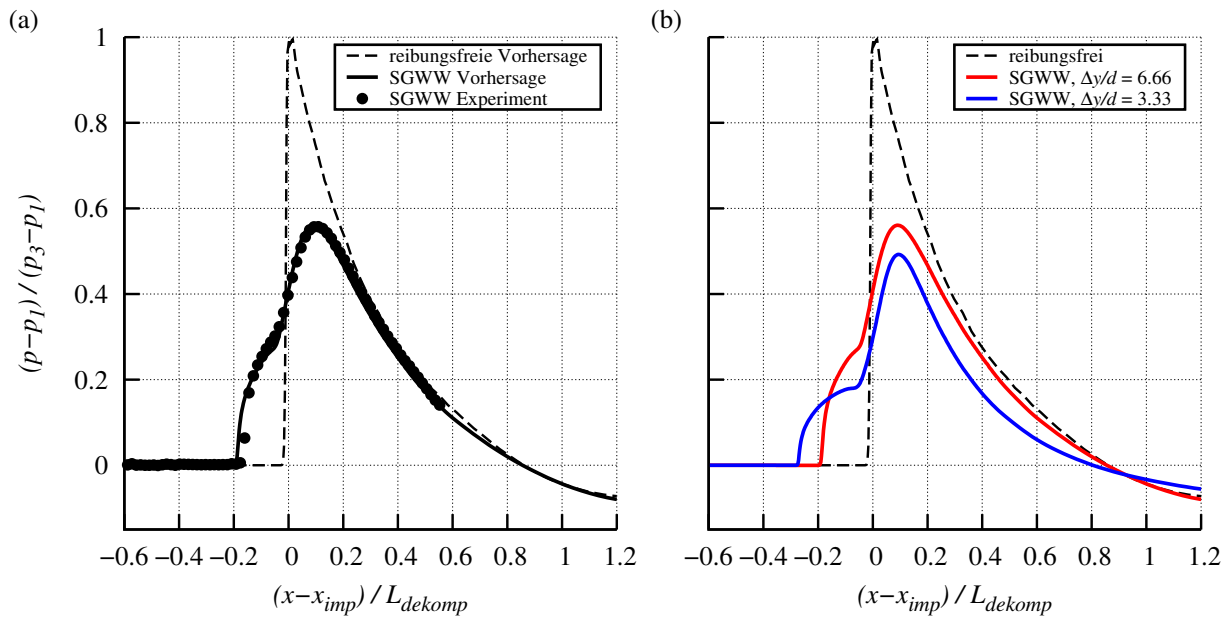
$$L_{dekomp} = x_{dekomp} - x_{imp}. \quad (4.3)$$



**Abbildung 4.20:** Modellvorstellung zum Druckverlauf der reibungsfreien Stoßreflexion

Die Modellvorstellung wird anhand des Messdatensatzes und zweier Vorhersagen aus TAU-Simulationen in Abbildung 4.21(a) geprüft. Die zwei Vorhersagen unterscheiden sich darin, dass die Plattenoberfläche mit oder ohne Haftbedingung (reibungsfrei) simuliert wurde. Daraus folgt, dass neben der experimentell ermittelten Druckkurve der SGWW auch ein Druckverlauf für die reibungsfreie Stoßreflexion auf der Platte zur Verfügung steht. Es sind die resultierenden skalierten Wanddruckverläufe dargestellt. Die Längskoordinate  $x$  wird mit  $L_{dekomp}$  skaliert und der Ursprung auf den Auftreffpunkt der einfallenden Stoßfront gesetzt  $(x - x_{imp})/L_{dekomp}$ . Der Wanddruck wird über den Wert  $p_3$  aus der reibungsfreien Stoßreflexion skaliert. Durch eine zusätzliche Offset-Korrektur der Wanddrücke mit  $p_1$  findet der reibungsfreie Drucksprung zwischen den Werten  $(p - p_1)/(p_3 - p_1) = 0$  und 1 statt. Mit Hilfe dieser Darstellung der Druckkurven ist sofort ersichtlich, dass der maximale Wanddruck der SGWW nur einen Wert von 58% des vorhergesagten reibungsfreien Drucksprunges erreicht. Der induzierte Expansionsfächer beeinflusst somit den Druckanstieg in der SGWW, bevor der maximale Wanddruck der reibungsfreien Strömung erreicht wird. Im Bereich der Dekompression fallen beide Druckkurven aufeinander, was darauf hindeutet, dass der Einfluss der Expansionswellen in diesem Bereich dominant ist und der Verlauf der Dekompression somit weitestgehend unabhängig von Reibungseinflüssen ist. Das Ergebnis bestätigt somit die Modellvorstellung.

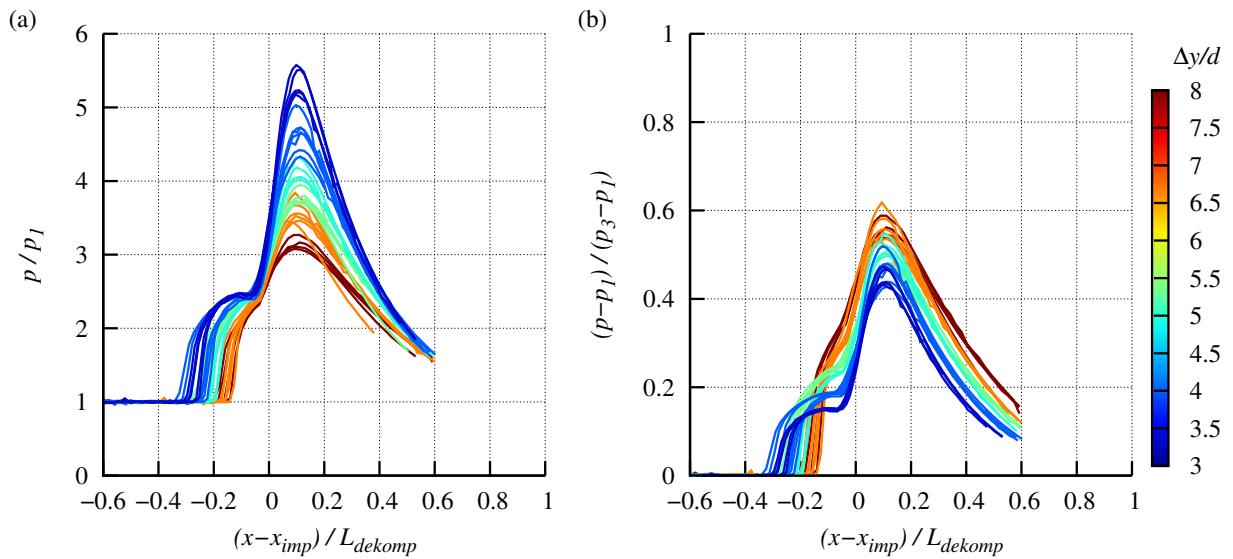




**Abbildung 4.21:** (a) Prüfung der auf reibungsfreie Betrachtungen basierenden Skalierung mit Hilfe einer Simulationsvorhersage, (b) Einfluss des  $\Delta y/d$  Verhältnisses

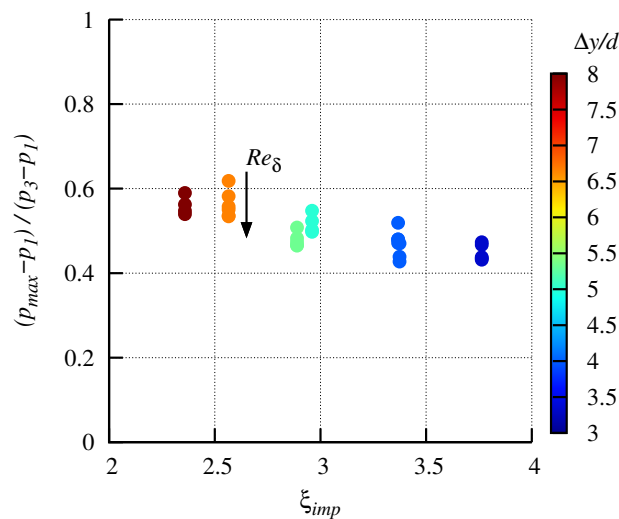
In Abbildung 4.21(b) ist neben der bereits gezeigten Vorhersage einer SGWW mit einem normierten Plattenabstand von  $\Delta y/d = 6.66$  eine weitere SGWW-Vorhersage für eine stärkere Interaktion mit  $\Delta y/d = 3.33$  dargestellt. Der Drucksprung an der Position  $x_{imp}$  auf  $p_3$  wird für jedes Szenario über gasdynamische Gleichungen berechnet und korrespondierend zum Fall für die Skalierung verwendet. Dafür wird ausschließlich der Stoßwinkel am Auftreffpunkt, die Anströmmachzahl und der Isentropenexponent benötigt. Der normierte Abstand hat einen signifikanten Einfluss auf die skalierten Druckkurven. Zum einen sinkt der maximal erreichbare Wanddruck bezogen auf den jeweiligen reibungsfreien Drucksprung  $p_3$  mit kleiner werdenden  $\Delta y/d$ , zum anderen verlaufen die Wanddruckkurven in dem Dekompressionsgebiet bis zu einer stromab Position von  $(x - x_{imp})/L_{dekomp} \approx 0.5$  nahezu äquidistant zueinander und konvergieren erst weiter stromab. Die einfache Modellierung zeigt somit auch den großen Einfluss der unterschiedlichen induzierten Stoßstärken aufgrund variabler normierter Wandabstände auf einen weiten Teil des Dekompressionsgebietes.

Der Einfluss des normierten Wandabstandes auf die Dekompressionsregion wird in Abbildung 4.22 zusätzlich anhand von experimentellen Daten untersucht. Es wird ein breites Spektrum an normierten Wandabständen betrachtet, die von  $\Delta y/d = 3.33$  bis 8 reichen. Die Skalierung der Längskoordinate  $x$  bleibt dabei unverändert. Allerdings wird in Abbildung 4.22(a) der Wanddruck über  $p_1$  skaliert. Der zweite Druckanstieg beginnt und endet bei allen Druckverläufen an ähnlichen skalierten Plattenpositionen. Dabei sind auch die Plateaudrucke im Bereich des zweiten Druckanstieges ähnlich, wodurch alle Druckverläufe an diesem Punkt nahezu übereinander liegen. Die maximalen Drücke an dem Ende des zweiten Druckanstieges  $p_{max}/p_1$  nehmen mit zunehmenden normierten Wandabständen wie erwartet ab. Stromab der maximalen Drücke



**Abbildung 4.22:** Anwendung der auf reibungsfreie Betrachtungen basierenden Skalierung auf experimentelle Daten

liegen die Dekompressionverläufe, die größtenteils bis zu einer skalierten Plattenposition von etwa  $(x - x_{imp})/L_{dekomp} \approx 0.6$  vorliegen, und sich zufällig etwa an diesem Punkt kreuzen. In Abbildung 4.22(b) sind die Wanddruckverläufe über die zuvor eingeführte Methode skaliert als  $(p - p_1)/(p_3 - p_1)$  dargestellt. Die Einflüsse der Stoßstärke, die zuvor anhand der numerischen Simulationsergebnisse gewonnen wurden, können in dieser Darstellung auch für das Experiment bestätigt werden. Es ist eine äquidistante Schichtung der Dekompressionsregionen ersichtlich, wobei ein steigendes  $\Delta y/d$  (schwächere einfallende Stoßfront) SGWW erzeugt, deren Druckmaxima näher an dem jeweiligen reibungsfreien Drucksprung liegen. Werden ausschließlich die resultierenden skalierten Druckmaxima betrachtet und über die Stoßstärke der einfallenden Stoßfront  $\xi_{imp}$  aufgetragen, ist dieser Trend in Abbildung 4.23 besser ersichtlich. Allerdings ist bei konstanter Stoßstärke auch eine Streuung in Abhängigkeit der Reynoldszahl messbar. Mit zunehmender Reynoldszahl  $Re_\delta$  (steigende Grenzschichtdicke) weicht der maximale Wanddruck immer stärker von dem reibungsfreien Wert ab. Dabei führt ein Anstieg von  $Re_\delta$  zu einer größeren Ablöseblase und das Rekompansionsgebiet, welches erst stromab des Wiederanlegepunktes beginnt, wandert ebenfalls weiter stromab. Was hier auch mit in das Ergebnis einfließt, sind die zunehmenden dreidimensionalen Effekte der SGWW mit steigender Interaktionslänge, die bei konstant gebliebener Spannweite des Stoßgenerators durch ein sinkendes  $\Delta y/d$  Verhältnis oder ein steigendes  $Re_\delta$  verstärkt werden. Anhand von Stromlinien ist dies in Kapitel 4.1.2 in der Diskussion der resultierenden Querkomponente der Geschwindigkeit innerhalb der Ablöseblase gezeigt worden.



**Abbildung 4.23:** Einfluss des normierten Wandabstandes und der Reynoldszahl auf die maximal erreichbaren Drücke  $p_{max}$  bezogen auf den reibungsfreien Drucksprung  $p_3$

#### 4.2.2 Skalierung von Stoßstärke und Reynoldszahl-Variationen

Die untersuchten SGWW lassen sich anhand der aus der vereinfachten Modellvorstellung gewonnen Erkenntnisse grob in zwei Bereiche einteilen. Einen ersten Bereich auf der Platte, der durch die Interaktion der einfallenden Stoßfront mit der Grenzschicht dominiert wird, und einen zweiten Bereich stromab, in dem die extern induzierten Expansionswellen zu dominieren beginnen. Um zu verifizieren, welche der konkurrierenden Effekte in den untersuchten Testfällen dominant sind, wird die Eignung von zwei räumlichen Skalierungsgesetzen überprüft. Dafür werden Wanddruckverläufe, Stanton-Zahl-Verläufe sowie Auswertungen der Schattenaufnahmen zur Bestimmung der Interaktionslänge genutzt.

Für die Analysen werden zwei Szenarien betrachtet, in denen die Variationen der Stoßstärke und der Reynoldszahl überlagert sind. In beiden Fällen wird die Reynoldszahl durch Verschieben der Stoßauftreffstelle schrittweise erhöht. In Szenario 1 wird dabei gleichzeitig die Stoßstärke stark erhöht und in Szenario 2 dagegen stark reduziert, was durch eine Variation des Stoßgenerator-durchmessers zwischen  $d = 5$  mm und 30 mm in 5 mm Schritten erreicht wurde. Beide Szenarien repräsentieren somit Stoßfronten, die quasi-stationär stromab über eine Platte schrittweise verschoben werden und entweder an Intensität gewinnen (Szenario 1) oder verlieren (Szenario 2). Insgesamt werden Ergebnisse von 11 Druckmessungen und 10 Wärmestromdichtemessungen verwendet, die in Tabelle 4.8 dargestellt sind, wobei für die stärkste SGWW aus Szenario 2 der Stanton-Zahl-Verlauf fehlt, da er nicht gemessen wurde.

In Abbildung 4.24 sind die Druckverläufe ((a) und (b)) und die korrespondierenden Stanton-Zahl-Verläufe ((c) und (d)) der beiden Szenarien dargestellt. Die beiden schwächsten SGWW mit  $\xi_{imp} = 1.821$  weisen in Schattenaufnahmen keine ausgebildete Ablöseblase auf. Dies spie-

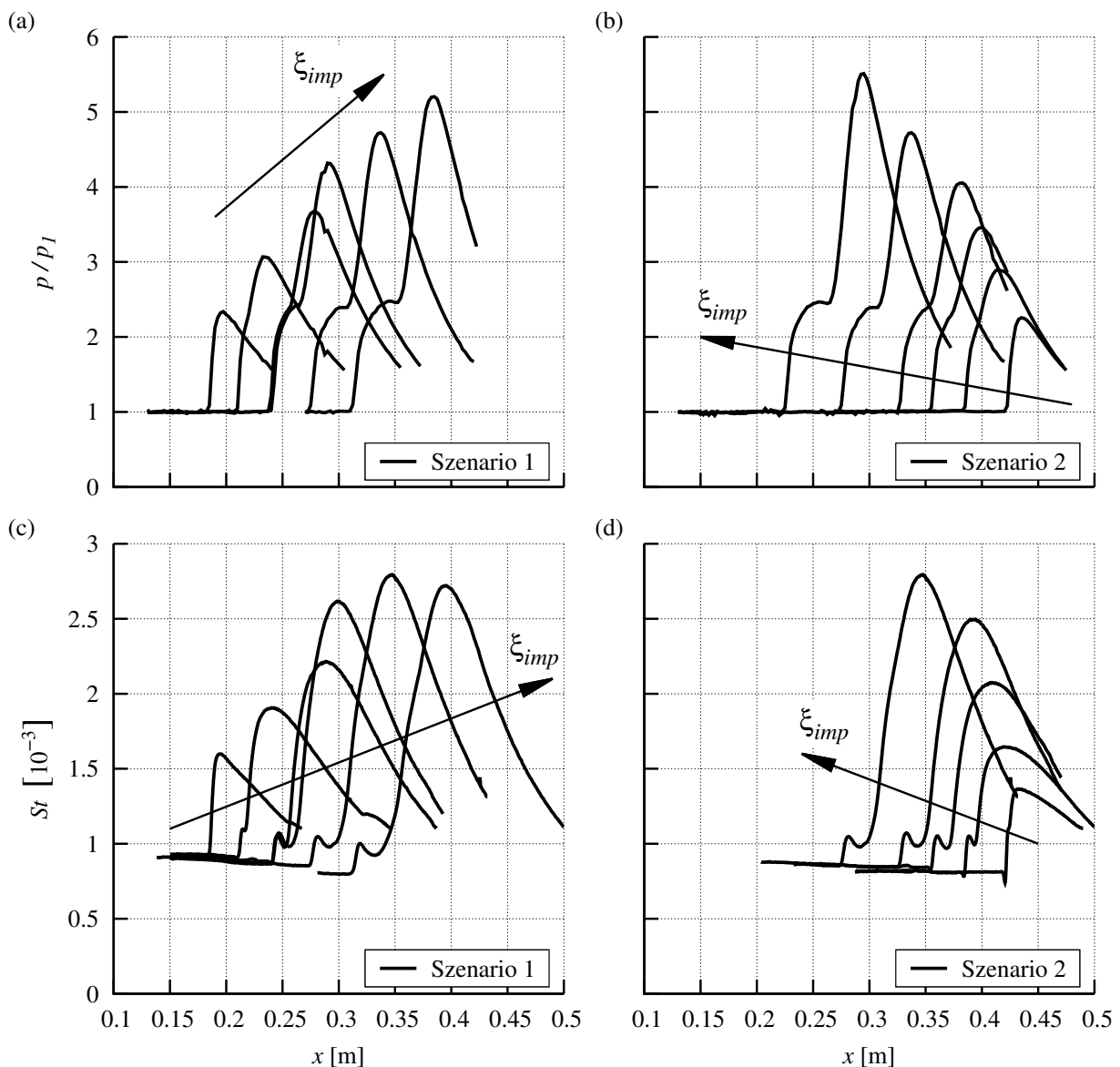
$\xi_{imp}$	$c_p$	Run ID	$d$ [mm]	$\Delta x$ [mm]	$\Delta y$ [mm]	$\delta$ [mm]	$\delta^*$ [mm]	$x_{imp}$ [mm]	$\beta_{imp}$ [°]	$L$ [mm]	$L^*$
Szenario 1											
1.821	0.283	B5_100	5	24	100	2.68	0.93	190.1	25.0	-	-
2.157	0.504	D10_100	10	94	100	3.06	1.06	222.7	28.1	14.0	3.90
2.565	0.728	E15_100	15	159	100	3.53	1.23	262.6	30.7	24.5	8.01
2.960	0.964	F20_100	20	189	100	3.65	1.27	273.1	33.1	33.0	12.95
3.367	1.232	H25_100	25	249	100	4.18	1.46	317.0	35.5	44.8	18.30
3.764	1.536	J30_100	30	309	100	4.74	1.67	364.6	37.7	55.3	22.72
Szenario 2											
1.821	0.283	J5_100	5	264	100	5.53	1.98	430.9	25.0	-	-
2.157	0.504	J10_100	10	274	100	5.21	1.83	403.7	28.1	20.8	3.33
2.565	0.728	I15_100	15	279	100	4.95	1.74	382.0	30.7	30.9	7.10
2.960	0.964	I20_100	20	279	100	4.72	1.66	362.6	33.1	38.3	11.55
3.367	1.232	H25_100	25	249	100	4.18	1.46	317.0	35.5	44.8	18.30
3.764	1.536	G30_100	30	219	100	3.66	1.28	273.8	37.7	48.0	25.73

**Tabelle 4.8:** Testmatrix der stationären SGWW aus Szenario 1 und 2: für schrittweise steigende Reynoldszahlen bei steigender, beziehungsweise sinkender Stoßstärke

gelt sich in den jeweiligen Druck- und Stanton-Zahl-Verläufen wider, die durch einen kontinuierlichen Druck- und Stanton-Zahl-Anstieg bis zum Maximum gekennzeichnet sind. Alle weiteren SGWW mit Stoßstärken bis zu  $\xi_{imp} = 3.764$  bilden unterschiedlich stark ausgeprägte Druckplateaus aus. In Szenario 1 steigen die maximalen Wanddrücke  $p_{max}/p_1$  und Stanton-Zahlen  $St_{max}$  schrittweise mit zunehmender Stoßintensität und systematisch in Stromabrichtung an (schwarzer Pfeil). In Szenario 2 steigen  $p_{max}/p_1$  und  $St_{max}$  systematisch in entgegengesetzter Richtung, stromauf (schwarzer Pfeil).

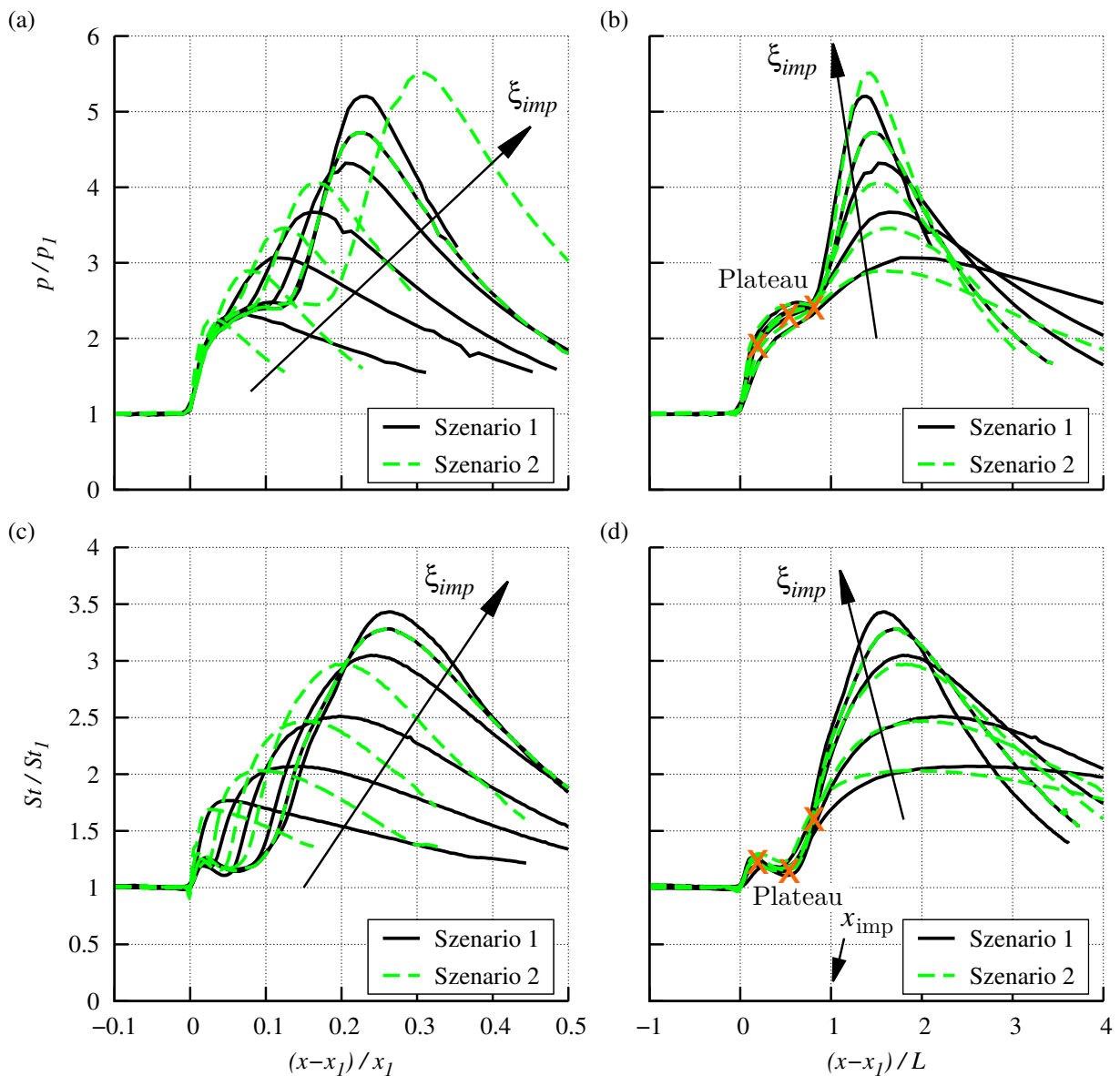
Die Normierung der Längskoordinate der Druck- und Stanton-Zahl-Verläufe aus den Szenarien 1 und 2 ermöglicht einen direkten Vergleich der jeweiligen Verläufe und Trends. Eine Normierung über die Distanz von der Plattenvorderkante bis zum Interaktionsbeginn  $x_1$  in der Form  $(x - x_1)/x_1$  [6] resultiert in einer guten Übereinstimmung der Druckverläufe in Abbildung 4.25(a) bis zu den jeweiligen Druckplateaus, was anhand der korrespondierenden Stanton-Zahl-Verläufe in Abbildung 4.25(c) bestätigt wird. Durch die Normierung wird somit der Effekt weitestgehend erhalten, dass die Kurvenverläufe bei einer Offset-Korrektur  $(x - x_1)$  in dem Bereich der "freien Interaktion" aufeinander fallen. Die skalierte Position der jeweiligen maximalen Wanddrücke verschiebt sich mit steigender Stoßstärke in beiden Szenarien stromab (siehe  $\xi_{imp}$ -Pfeilrichtung). In Szenario 2, mit gleichzeitig sinkender Reynoldszahl, ist dieser Trend allerdings stärker ausgeprägt als in Szenario 1 mit gleichzeitig steigender Reynoldszahl.

Beim Normieren der Längskoordinate durch die Interaktionslänge  $L$  (Abbildungen 4.25(b) und



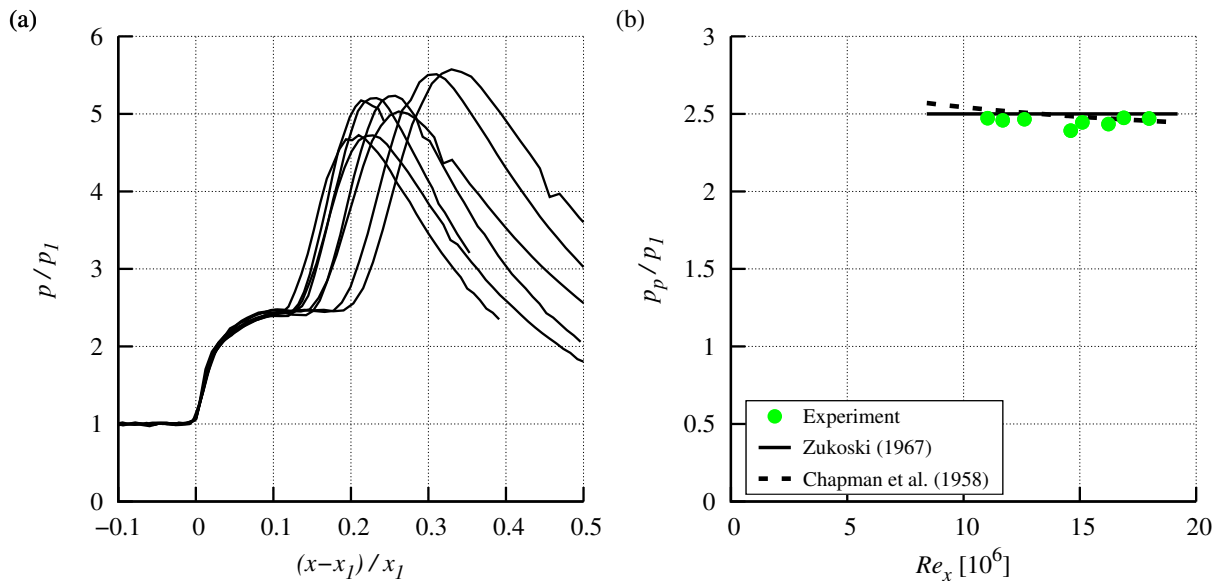
**Abbildung 4.24:** (a) & (b) Wanddruckverteilung und (c) & (d) Stanton-Zahl-Verteilung für Szenarien 1 und 2

(d)) entspricht die dimensionslose Koordinate  $(x - x_1)/L = 1$  jeweils der Stoßauftrittsstelle  $x_{imp}$ . Im Gebiet der "freien Interaktion" hat die Aufspreizung der Kurven, verglichen zur Normierung mit  $x_1$ , zugenommen. Die Positionen der globalen Druckmaxima verschieben sich hingegen zu kleineren Werten mit steigender Stoßstärke. Drei markante Positionen (siehe drei Kreuze) aus dem Stanton-Zahl-Verlauf wurden auf den Druckverlauf übertragen und liegen in der direkten Umgebung des Druckplateaus. An dem Ende des ersten Wärmestromdichteanstieges auf der Platte und an dem Beginn des zweiten Wärmestromdichteanstieges sind die normierten Stanton-Zahl-Verläufe noch sehr ähnlich. Besonders auffällig ist allerdings die Position stromab, ab der sowohl alle Druckverläufe als auch alle Stanton-Zahl-Verläufe aus Szenario 1 und 2 auseinander laufen. Dieser Punkt liegt am Ende des Druckplateaus und somit am Beginn des zweiten Druckanstieges.



**Abbildung 4.25:** (a) & (b) Räumliche Skalierung der Wanddruckverteilung und (c) & (d) der Stanton-Zahl-Verteilung mit Skalierung über  $x_1$  und der Interaktionslänge  $L$

SGWW mit großen Ablöseblasen weisen sowohl bei großen Reynoldszahlen (Szenario 1) als auch bei kleinen Reynoldszahlen (Szenario 2) charakteristische Druckplateaus auf. In Abbildung 4.26(a) werden die Druckverläufe von acht Messpunkten mit voll ausgebildeten Druckplateaus dargestellt. Der Wanddruck und die relative Längskoordinate sind jeweils über den ungestörten Wanddruck  $p_1$  und  $x_1$  skaliert. In Übereinstimmung mit der Theorie der "freien Interaktion" bilden sich die Druckverläufe während des ersten Druckanstieges unabhängig von der Reynoldszahl aus. Die extrahierten Druckplateauwerte sind in Abbildung 4.26(b) in Abhängigkeit von der Reynoldszahl  $Re_x$  als grüne Punkte dargestellt. Als Referenz wird die von der Reynoldszahl unabhängige Korrelation von Zukoski [73] (durchgezogene Linie, Gl. 1.7)



**Abbildung 4.26:** (a) Normierte, experimentelle Druckverläufe mit voll ausgebildeten Druckplateaus und (b) Vergleich der extrahierten Werte  $p_p/p_1$  mit Korrelationsvorhersagen aus der Literatur

sowie die von der Reynoldszahl abhängige Korrelation von Chapman et al. [6] (gestrichelte Linie, Gl. 1.6) verwendet. Eine Vorhersage des Plateaudruckes  $p_p$  ist in der ersten Korrelation unter Verwendung der Anström-Machzahl und des statischen Druckes an der ungestörten Wand und in der zweiten Korrelation über die zusätzliche Größe des Reibungsbeiwertes möglich. Die Korrelationskurve nach Chapman et al. [6] beschreibt einen sinkenden  $p_p$  mit zunehmender Reynoldszahl. Beide Korrelationsergebnisse liegen nah beieinander und schneiden sich bei  $Re_x = 13.28 \times 10^6$ . Die experimentellen Daten weisen keine klare Abhängigkeit von der Reynoldszahl auf und folgen somit besser den Korrelationsergebnissen von Zukoski als von Chapman. Die gemessenen Plateaudrucke liegen etwas unter dem Wert nach Zukoski von  $p_p/p_1 = 2.488$  mit einer mittleren Abweichung aller betrachteten Fälle von 2% und einer maximalen Abweichung von 5%.

Die angeführten Analysen zeigen, dass bekannte Korrelations- und Skalierungsgesetze, die anhand von zweidimensionalen Interaktionen gewonnen wurden, sich durch die Messdaten dieser Arbeit im Bereich der "freien Interaktion" bestätigen lassen, obwohl die Messdaten mit Hilfe von zylindrischen Stoßgeneratoren mit moderaten Streckungsverhältnissen generiert wurden. Die erhaltenen Ergebnisse der beschriebenen Untersuchungsreihen Szenario 1 und Szenario 2 sowie das plausible Niveau des Plateaudrucks im Bereich der Ablöseblase bestätigen diese Erkenntnis.

### 4.2.3 Grenzen der Korrelation der maximalen Wärmestromdichten bei SGWW

In älteren Studien wurde ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem normierten maximalen Wanddruck  $p_{max}/p_1$  und der normierten maximalen Wärmestromdichte  $St_{max}/St_1$  von SGWW beobachtet und in Form von Korrelationen aus experimentellen Verläufen beschrieben. In Abbildung 4.27(a) wird die Korrelation nach Holden [26] als Referenz verwendet und anhand der gewonnenen experimentellen Ergebnisse überprüft. Die Korrelation ist als durchgezogene Linie dargestellt, die auf Basis einer großen Menge experimenteller Daten für 2D-SGWW mit Machzahlen zwischen 3 und 13 gefunden wurde ( $\dot{q}_{max}/\dot{q}_1 = (p_{max}/p_1)^{0.85}$ ). Die Messungen von Holden [26] wurden in einem Stoßwellenrohr mit sehr kurzen Messzeiten durchgeführt. Aus dem Verhältnis der Wärmestromdichte  $\dot{q}_{max}/\dot{q}_1$  lässt sich im allgemeinen Fall das Verhältnis der Stanton-Zahl  $St_{max}/St_1$  über folgende Gleichung berechnen:

$$\dot{q}_{max}/\dot{q}_1 = (St_{max}/St_1) \times (T_r - T_{W,1}) / (T_r - T_{W,max}). \quad (4.4)$$

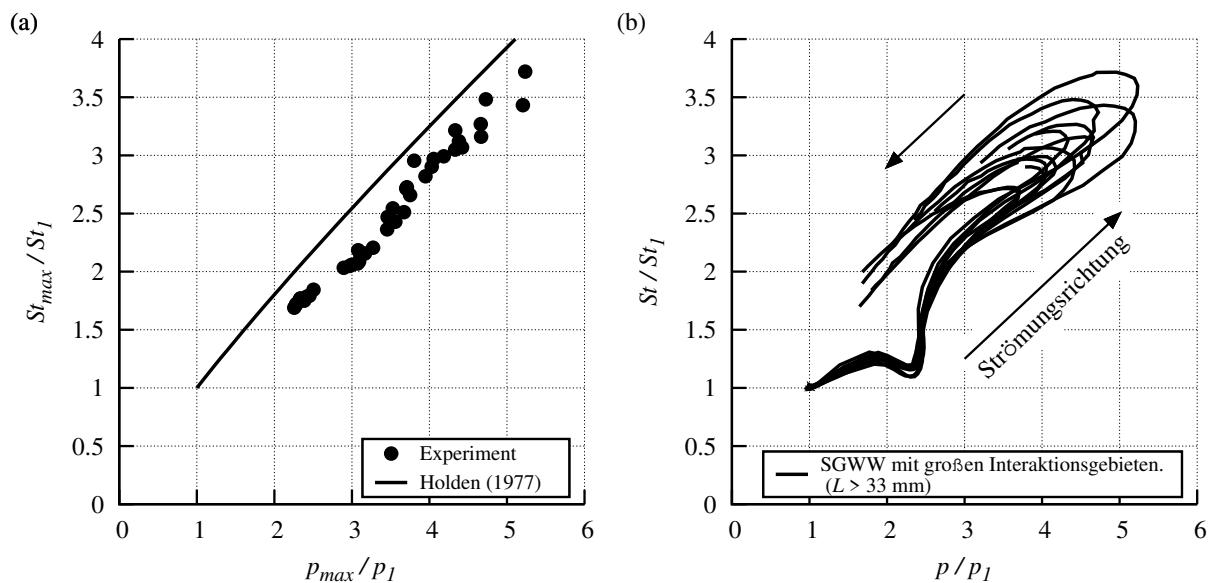
Diese Gleichung lässt sich vereinfachen zu  $\dot{q}_{max}/\dot{q}_1 = (St_{max}/St_1)$ , falls die Wandtemperaturen gleich sind ( $T_{W,1} = T_{W,max}$ ), z.B. direkt am Anfang des Testlaufs.

Für die Daten von Holden [26] wird die Annahme eines sprunghaften Anstiegs der Wärmestromdichte an der Wand getroffen, weshalb sowohl die Wandtemperatur  $T_W$  als auch das Verhältnis zur adiabaten Wandtemperatur  $T_W/T_{W,ad}$  noch über die gesamte Platte konstant sind. Somit kann die vereinfachte Form von Gleichung 4.4 für die Referenzdaten verwendet werden. Die Ergebnisse aus der aktuellen Arbeit können die Korrelation von Holden grob bestätigen, da sie einen ähnlichen Trend widerspiegeln. Allerdings sind die aktuellen Ergebnisse zu geringeren normierten Stanton-Zahlen verschoben und die Abweichungen zu den vorhergesagten Ergebnissen ( $\Delta y = (y_{exp} - y_{holden})/y_{exp}$ ) liegen zwischen  $\Delta St_{max}/St_1 = 5\%$  und  $25\%$  mit einer mittleren Abweichung von  $17\%$ .

Die Ursache der Abweichungen zwischen den Messungen von Holden und der Messdaten dieser Arbeit folgt aus der Beantwortung der Frage, inwieweit sich die lokalen Änderungen der normierten Wärmestromdichte und des normierten Wanddrucks entlang des gesamten Bereichs der SGWW korrelieren lassen. In Abbildung 4.27(b) sind die Ergebnisse für den gesamten Bereich der SGWW aller untersuchten Testfälle mit großen Interaktionsgebieten ( $L > 33$  mm) dargestellt. Dabei beginnen alle Verläufe am Interaktionsbeginn bei  $St/St_1 = p/p_1 = 1$  und liegen bis  $St/St_1 \approx 1.5$  nahezu übereinander, was den Bereich der freien Interaktion und des Druckplateaus beinhaltet. Mit weiter ansteigendem Druck fächern sich die Verläufe immer weiter auf, bis der jeweilige maximale Druck ( $p_{max}/p_1$ ) erreicht wird. Weiter stromab im Bereich des Druckabfalles wird die maximale Stanton-Zahl ( $St_{max}/St_1$ ) auf der Platte erreicht. Es ist klar ersichtlich, dass jeder einzelne Verlauf eine Hysteresekurve darstellt, wobei sich die Messposition auf der Platte in Pfeilrichtung stromab bewegt. Im weiteren Verlauf der Kurven (weiter stromab) sinkt die Wärmestromdichte mit einer deutlichen Verzögerung gegenüber dem Wanddruck. Dies ist



ein Zeichen dafür, dass das lokale Gleichgewicht in der Grenzschicht gestört ist und die Entwicklung der Wärmelast an der Wand immer noch unter dem Einfluss der Vorgeschichte stromauf steht und somit von der jeweiligen SGWW abhängt. Dies steht im Einklang mit der Studie von Fernholz und Finley [21], in der gezeigt wurde, dass der Relaxationsbereich abhängig von der jeweiligen Störung ausreichend lang sein muss, damit die Vorgeschichte die Merkmale des Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldes in der Grenzschicht stromauf nicht stört. Bereits ab  $St/St_1 \approx 1.5$  ist keine klare Systematik mehr zwischen den Verläufen der unterschiedlichen SGWW ersichtlich. In dieser Darstellung erscheint der Versuch, eine Korrelation zwischen den Maxima der jeweiligen Druck- und Stanton-Zahl-Verläufe der SGWW zu finden als nicht zielführend, weil keineswegs ein einheitliches Bild entsteht. Die vorliegenden Ergebnisse dieser Arbeit zeigen somit, dass sobald der Bereich der freien Interaktion verlassen wurde, es nicht möglich ist, die Stanton-Zahl und Wanddruckverläufe über diese Methode direkt zu korrelieren. Die turbulente Grenzschicht wird stromab sehr stark durch die Vorgeschichte beeinflusst, was bedeutet, dass weitere Parameter der SGWW in einem Korrelationsgesetz berücksichtigt werden müssten.



**Abbildung 4.27:** Normierte Wärmestromdichten aufgetragen über Wanddrücke: (a) Korrelation der maximalen Stanton-Zahlen, (b) Gesamtdarstellung ausgewählter Verläufe von SGWW mit zunehmender  $x$ -Position in Pfeilrichtung

#### 4.2.4 Modifizierte Skalierung der Interaktionslänge

Es wurden im letzten Kapitel eine Vielzahl an Skalierungs- und Korrelationsmöglichkeiten für verschiedene Aspekte der SGWW der vorliegenden Arbeit getestet. Das übergeordnete Ziel dieser Betrachtungen ist es allerdings, einen Skalierungsansatz zu erarbeiten und zu validieren, der

sowohl Reynoldszahl-, Machzahl- als auch Stoßstärkeneffekte auf die Interaktionslänge berücksichtigt. Mit dessen Hilfe soll ein Skalierungsgesetz erhalten werden, das alle quasi-stationären Interaktionslängen der vorliegenden Arbeit vorhersagen kann. Als Grundlage wird der Skalierungsansatz von Souverein et al. [62] verwendet, welcher die skalierte Interaktionslänge  $L^*$  als eine Funktion der skalierten Interaktionsstärke  $S^*$  definiert:

$$S^* = kc_p = \frac{2k \frac{p_{out}}{p_{in}} - 1}{\gamma Ma^2} \quad (4.5)$$

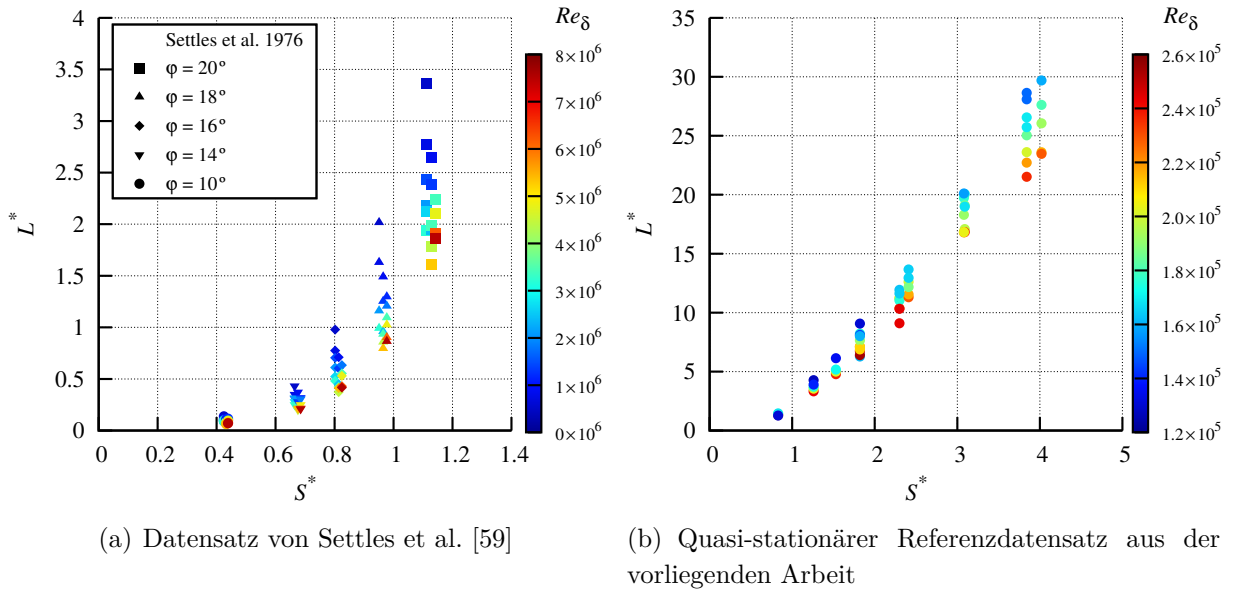
$$L^* = \frac{L \sin(\beta) \sin(\varphi)}{\delta^* \sin(\beta - \varphi)} \quad (4.6)$$

$c_p$  ist der Druckbeiwert stromab des reflektierten Stoßes und  $k$  wird so gewählt, dass  $S^*$  bei kritischer Stoßintensität (einer beginnenden Grenzschichtablösung) etwa 1 beträgt.  $k$  ist eine Stufenfunktion, bestehend aus nur zwei Teilstücken:  $k = 3$  für  $Re_\theta \leq 10^4$  und  $k = 2.5$  für  $Re_\theta > 10^4$ . Die Interaktionslänge  $L$  wird mit der Verdrängungsdicke  $\delta^*$  am Interaktionsbeginn, dem Umlenkwinkel und dem Stoßwinkel des einfallenden Stoßes skaliert.

Um den Skalierungsansatz für einen großen Reynoldszahlbereich zu verifizieren, wird zusätzlich zu dem vorliegenden Datensatz quasi-stationärer SGWW der bewährte experimentelle Datensatz von Settles et al. [59] für zweidimensionale, stationäre, durch eine Rampe induzierte SGWW verwendet. Durch die Konzentration auf diese beiden großen Datensätze konnten physikalische Ursachen der Datenstreuung wie z. Bsp. Unterschiede in den Versuchsanlagen, Versuchsaufbauten oder Messtechniken, die bei der Skalierungsmethode nicht berücksichtigt werden, auf ein Minimum reduziert werden. Dieses wird später in diesem Beitrag detailliert gezeigt.

In Abbildung 4.28(a) sind die Daten von Settles et al. [59] entsprechend des ursprünglichen Ansatzes von Souverein et al. [62] skaliert. Die Werte der Reynoldszahl liegen im Bereich von  $5.2 \times 10^5 \leq Re_\delta \leq 7.5 \times 10^6$  ( $2.3 \times 10^4 \leq Re_\theta \leq 3.1 \times 10^5$ ), angegeben durch den entsprechenden Farbbalken. In Abbildung 4.28(b) sind die Ergebnisse dieser Arbeit, die deutlich stärkere SGWW aufweist, skaliert. Der Bereich der skalierten Interaktionsstärken liegt somit bei deutlich höheren Werten als in Abbildung 4.28(a) und beträgt  $0.83 \leq S^* \leq 4.02$ , in  $S^*$  jedoch mit einem festen Faktor  $k = 2.5$  skaliert. Der korrespondierende Bereich der skalierten Interaktionslängen beträgt  $1.28 \leq L^* \leq 29.70$ . Die Werte der Reynoldszahl liegen im Bereich von  $1.27 \times 10^5 \leq Re_\delta \leq 2.5 \times 10^5$  ( $8.1 \times 10^3 \leq Re_\theta \leq 1.7 \times 10^4$ ), ebenfalls gekennzeichnet durch den entsprechenden Farbbalken.

Eine konsistente Berechnung von  $c_p$  war Voraussetzung, um die skalierten Größen der verschiedenen Datensätze miteinander vergleichen zu können. In seiner ursprünglichen Form wurde  $c_p$  unter der Annahme eines schrägen Verdichtungsstoßes, auf der Grundlage der Anströmmachzahl und des Umlenkwinkels an dem Grenzschichttrand berechnet. Für die einfallende gekrümmte Kopfwelle im aktuellen Messaufbau weicht der erwartete Umlenkwinkel am Grenzschicht-



**Abbildung 4.28:** Skalierung basierend auf der Methode von Souverein et al. [62]

rand jedoch von dem Umlenkwinkel in der Ebene der Platte ab. Daher wurde zur Berechnung von  $c_p$  der Umlenkwinkel an der virtuellen Position der einfallenden gekrümmten Kopfswelle an der Plattenoberfläche  $x_{imp}$  verwendet. In Übereinstimmung mit den gasdynamischen Gleichungen für schräge Stöße waren alle Stoßstärken der einfallenden Kopfswellen schwach genug, damit bei reibungsfreien Strömungen eine reguläre Stoßreflexion stattfinden würde. Die Ergebnisse im oberen Bereich der Stoßintensitäten nähern sich jedoch der Grenze von  $\beta_{imp} = 39.52^\circ$  bei  $Ma = 3$  für eine reibungsfreie reguläre Stoßreflexion an. Die resultierende analytische Obergrenze der skalierten Interaktionsstärke liegt bei  $S^* = 5$  für  $k = 2.5$ . Die Interaktionslänge  $L$  wird wie in Kapitel 2.2.5 beschrieben mit Hilfe von Schattenaufnahmen gemessen.

Die hohe Streuung der Messwerte aus beiden Datensätzen in Abbildung 4.28 ist vor allem auf den Einfluss der Reynoldszahl zurückzuführen, weil die Daten eine klare vertikale Schichtung nach Farbe (Reynoldszahl) aufweisen. Wie bereits erwähnt, wurde der Einfluss der Reynoldszahl im ursprünglichen Skalierungsansatz durch die Stufenfunktion  $k$  nominell berücksichtigt. Die in Abbildung 4.28 dargestellten Daten zeigen jedoch deutlich, dass eine Stufenfunktion unzureichend ist und nur eine kontinuierliche Funktion den Einfluss der Reynoldszahl beschreiben kann. Daher ist eine Korrektur der Skalierungsmethode erforderlich.

Um dies zu verbessern, wird anstelle der Stufenfunktion  $k$  eine neue Korrelationsfunktion  $K$  eingeführt, die den komplexen Einfluss der Reynoldszahl in dem weiten Bereich der betrachteten Stoßintensitäten beschreibt. Um die bestehende Schichtung der Validierungsdaten nach Reynoldszahl plausibel zu beseitigen, wurden verschiedene Ansätze entwickelt und geprüft, um eine geeignete Form für  $K$  zu finden. Als Ergebnis hat sich die folgende Form der Korrelation als besonders nützlich erwiesen:

$$K = (Re_\delta / Re_{ref})^{a c_p^b} \quad (4.7)$$

Für diese Korrelation muss die Referenzreynoldszahl  $Re_{ref}$  im Bereich einer gut entwickelten turbulenten Grenzschicht liegen, und alleine aus dieser Randbedingung wurde ein Wert von  $Re_{ref} = 2 \times 10^5$  für weitere Analysen definiert. Die Konstanten  $a$  und  $b$  sind die Anpassungsparameter der Korrelation. Um Verwechslungen mit dem ursprünglichen Skalierungsansatz von Souverein et al. [62] zu vermeiden, wird schließlich der normierte Druckkoeffizient  $c_p^* = K(Re, c_p) c_p$  anstelle von  $S^* = k c_p$  eingeführt. Daraus ergibt sich der modifizierte Skalierungsansatz:

$$L^* = f(Re_\delta, c_p) = f(c_p^*) \quad (4.8)$$

mit

$$c_p^* = K_{Re, c_p} c_p = \left( \frac{Re_\delta}{Re_{ref}} \right)^{a c_p^b} \times c_p. \quad (4.9)$$

Im Gegensatz zu dem ursprünglichen Skalierungsansatz, bei dem  $k$  die Rolle eines Normierungsfaktors für den kritischen Druckbeiwert spielt, der die beginnende Ablösung markiert, spielt die beginnende Ablösung im modifizierten Ansatz keine besondere Rolle bei der Vorhersage der Interaktionslänge.

Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate wird in  $K(Re, c_p)$  nach den geeigneten Parametern  $a$  und  $b$  gesucht, um die kombinierten experimentellen Daten von Settles et al. [59] und der vorliegenden Studie bestmöglich zu approximieren. Die Suche ergab die optimale Parameterkombination mit  $a = -0.27$  und  $b = 1.41$ :

$$c_p^* = \left( \frac{Re_\delta}{2 \times 10^5} \right)^{-0.27 (c_p)^{1.41}} \times c_p. \quad (4.10)$$

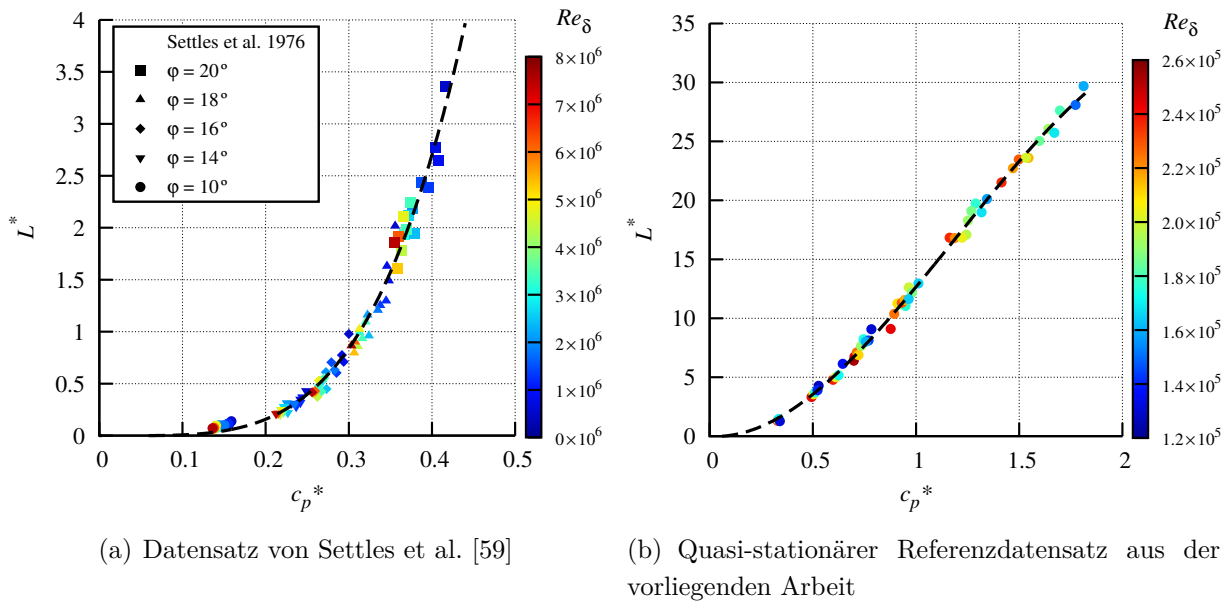
Abbildung 4.29 zeigt die Daten aus Abbildung 4.28 skaliert mit der gefundenen Korrelationsfunktion  $K(Re, c_p)$ . Der resultierende  $c_p^*$ -Bereich ergibt  $0.13 \leq c_p^* \leq 1.82$ . Unter Verwendung des modifizierten Skalierungsansatzes wird die gefundene Best-Fit-Approximation für die Daten von Settles et al. [59] (Abbildung 4.29(a), gestrichelte Linie) durch folgendes Polynom beschrieben:

$$L^* = -3.4 (c_p^*)^2 + 142.33 (c_p^*)^4. \quad (4.11)$$

In Abbildung 4.29(b) sind die Daten aus der vorliegenden Studie unter Anwendung des modifizierten Skalierungsansatzes dargestellt. Für diese SGGW kann der Einfluss der Dreidimensionalität, wie in Kapitel 4.1.2 gezeigt, nicht vernachlässigt werden. Daher wurde in diesem Fall eine andere Best-Fit-Approximation für die Ergebnisse der skalierten Interaktionslänge gefunden (Abbildung 4.29(b), gestrichelte Linie):

$$L^* = -1.14 (c_p^*) + 19.16 (c_p^*)^2 - 5.36 (c_p^*)^3. \quad (4.12)$$

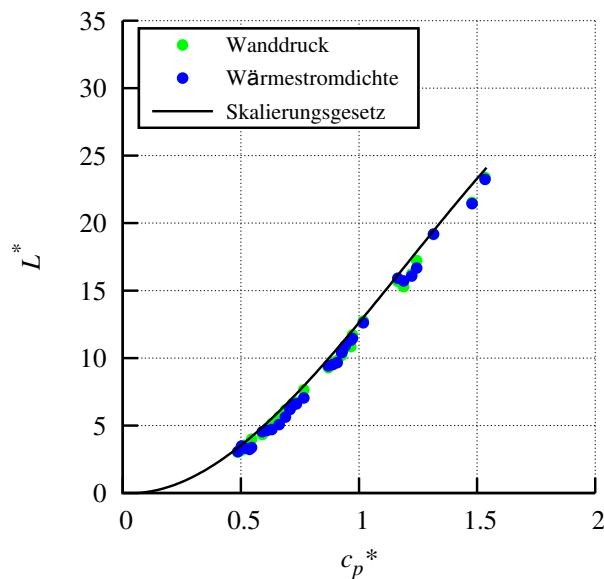
Der modifizierte Skalierungsansatz reduziert die Datenstreuung beider Datensätze erheblich. Die resultierende Schichtung der gemessenen Werte für  $L^*$  nach Reynoldszahl ist in beiden Fällen vernachlässigbar. Die Best-Fit-Korrelationen (Gl. 4.11 und 4.12) beschreiben die experimentellen Daten mit einem Bestimmtheitsmaß  $R^2$  (von 0 bis 1) von 0.99.



**Abbildung 4.29:** Skalierung basierend auf dem modifizierten Ansatz (Eq. 4.10). Die schwarzen gestrichelten Linien entsprechen den Approximationen nach der Methode der kleinsten Quadrate.

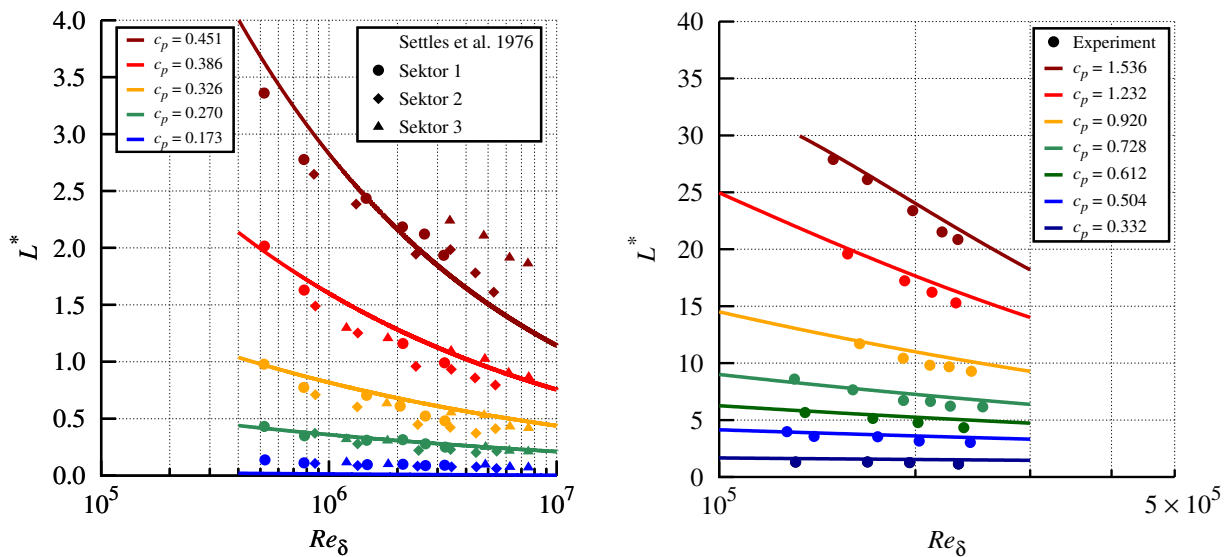
Zur Ermittlung des Skalierungsgesetzes wurden, wie in Abschnitt 2.2.5 beschrieben, die Schattenaufnahmen verwendet, um die Interaktionslänge  $L$  aus dem Stoßauftreffpunkt  $x_{imp}$  und dem Interaktionsbeginn  $x_1$  zu ermitteln. Der Interaktionsbeginn in quasi-stationären SGWW lässt sich allerdings auch aus den Wanddruck- und/oder Wärmestromdichteverteilungen bestimmen. Bei der Untersuchung der wandernden SGWW, die noch bevorsteht, ist die Nutzung der Schattenbild-Auswertung allerdings alternativlos. In Abbildung 4.30 ist die skalierte Interaktionslänge mit allen drei Messtechniken für den quasi-stationären Datensatz bestimmt worden. Das aus den Schattenaufnahmen ermittelte Skalierungsgesetz ist als schwarze Linie dargestellt. Die grünen Punkte sind die Ergebnisse aus den gemessenen Wanddruckverläufen und die blauen Punkte stammen aus den Wärmestromdichteverläufen. Wie gut zu erkennen ist, weisen die Werte für  $L^*$  sowohl aus den Druckmessungen als auch aus den Wärmestromdichtemessungen eine gute Übereinstimmung mit der gefundenen Korrelation auf. Es ist außerdem offensichtlich, dass die Wanddruck- und Wärmestromdichtebasierten Interaktionslängen systematisch geringfügig kleiner sind als die Werte, die mittels Schattenaufnahmen detektiert werden konnten. Der RMS-Fehler von  $L^*$  zwischen dem Skalierungsgesetz aus den Schattenaufnahmen und den Wanddruckverteilungen beträgt  $RMS = 0.7$  und den Wärmestromdichteverteilungen  $RMS = 0.8$ .

Eine alternative Darstellung der Daten aus den Schattenaufnahmen ist in Abbildung 4.31 dargestellt. Sie zeigt explizit die Abhängigkeit der Interaktionslänge  $L^*$  von der Reynoldszahl  $Re_\delta$ . In Abbildung 4.31(a) sind die Daten von Settles et al. [59] für verschiedene Rampenwinkel ( $c_p$ -Werte) gezeigt. Die Ergebnisse der Messpunkte werden als Symbole abgebildet. Die gezeigten durchgezogenen Linien für fünf verschiedene  $c_p$ -Werte von  $c_p = 0.173$  bis  $0.451$  ( $\varphi = 10^\circ$  bis  $20^\circ$  im Sektor 2) wurden mit Gleichung 4.10 und 4.11 berechnet. Die gute Übereinstim-



**Abbildung 4.30:** Abweichungen der skalierten Interaktionslänge unter Verwendung verschiedener Messmethoden

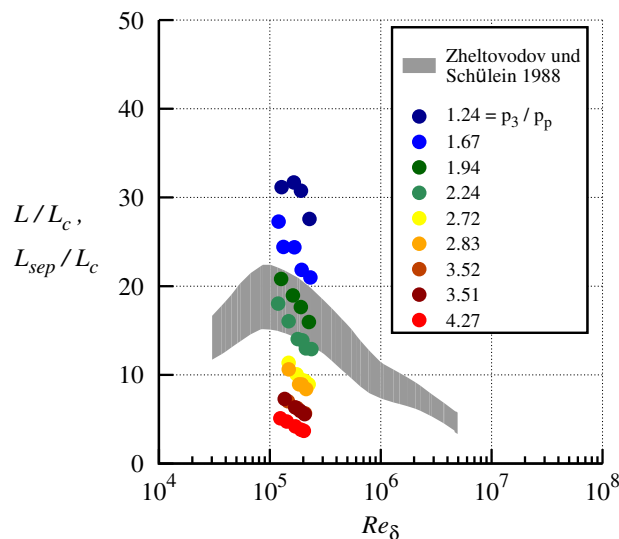
mung bestätigt, dass der Einfluss der Reynoldszahl im vorgeschlagenen Ansatz angemessen berücksichtigt wird. Die Streuung der Daten um die Linien für jeden nominalen  $c_p$ -Wert ist zum Teil auf eine leichte Abnahme der Machzahl entlang der Teststrecke (von Sektor 1 bis 3) zurückzuführen, die von Settles et al. [59] angegeben wurde, was wiederum zu einem Anstieg des experimentellen  $c_p$ -Wertes bei konstantem Rampenwinkel führt. Abbildung 4.31(b) zeigt in ähnlicher Weise die Ergebnisse der aktuellen Studie für eine Auswahl von Stoßintensitäten. Die mit Gleichung 4.10 und 4.12 (durchgezogene Linien) erhaltenen Ergebnisse korrelieren sehr gut mit den entsprechenden experimentellen Daten (Symbole). Aufgrund des starken Einflusses der Reynoldszahlkorrektur auf das Skalierungsgesetz im Grenzbereich von  $Re_\theta = 10^4$  wird der Einfluss der Reynoldszahl auf die Messergebnisse nochmal mit Hilfe der Skalierung nach Zheltovodov und Schülein [71] untersucht. In Abbildung 4.32 ist in grau die skalierte Ablöseblasenlänge  $L_{sep}/L_c$  aus der Literatur über der Reynoldszahl  $Re_\delta$ , mit der charakteristischen Länge der Grenzschichtdicke am Beginn des Interaktionsgebietes, dargestellt. Die Skalierung berücksichtigt die Reynoldszahl, die Machzahl und die Stoßstärke über den Parameter  $L_c$ , was in Kapitel 1.4 detaillierter beschrieben wurde. Die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen aus den Daten von Zheltovodov und Schülein [71], variieren nur gering in der Interaktionsstärke, decken dafür allerdings einen großen Reynoldszahlbereich ab. Die neuen Daten aus der aktuellen Arbeit sind im Diagramm nach ihrer Interaktionsstärke  $p_3/p_1$  farbig geordnet. Diese experimentellen Ergebnisse decken einen weit größeren Bereich der Interaktionsstärken mit  $p_3/p_1$  von 1.24 bis 4.27 ab. Dies resultiert in einer sehr starken Variation von  $L/L_c$  von 3.7 bis 31.2. Beide Datensätze zeigen deutlich einen Abfall der skalierten Interaktionslänge bei Reynoldszahlen größer als  $Re_\delta = 10^5$ . Es zeigt sich zudem, dass die Trends zwischen  $L_{sep}/L_c$  und  $L/L_c$  qualitativ ähnlich sind, mit einer Abnahme der skalierten Interaktionslänge mit steigenden Reynoldszahlen. Allerdings weist die skalierte Interaktionslänge eine starke Abhängigkeit von der Interaktions-



(a) Datensatz von Settles et al. [59]

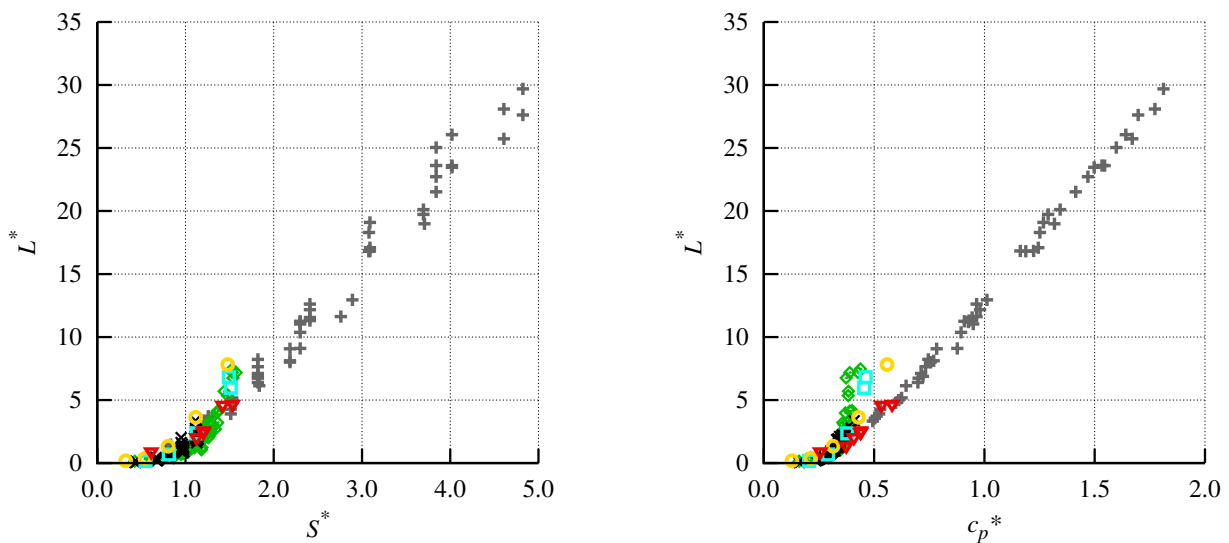
(b) Quasi-stationärer Referenzdatensatz aus der vorliegenden Arbeit

**Abbildung 4.31:** Einfluss der Reynoldszahl auf die skalierte Interaktionslänge, Validierung der modifizierten Skalierungsmethode



**Abbildung 4.32:** Vergleich des Einflusses der Reynoldszahl auf die skalierte Interaktionslänge  $L/L_c$  der aktuellen Ergebnisse und der skalierten Ablöseblenlänge  $L_{sep}/L_c$  aus Daten von Zheltovodov und Schülein [71].

stärke auf, die zu einem Anstieg von  $L/L_c$  bei steigendem  $p_3/p_1$ -Verhältnis führt, was in dieser Darstellung zu einer Schichtung der Messpunkte führt. Zudem ist eine Vorhersage des Einflusses der Reynoldszahl über den modifizierten Skalierungsansatz nur dann voll umfänglich realisierbar, wenn  $Re_\delta$  nicht kleiner als  $10^5$  ist, da eine Trendänderung des Einflusses der Reynoldszahl vorliegt. Dieser Effekt ist im modifizierten Skalierungsansatz noch nicht implementiert und wird bei sehr kleinen  $Re_\delta$ -Werten zu großen Diskrepanzen führen.



(a) Skalierung basierend auf der Methode von Souverein et al. [62].

(b) Skalierung basierend auf dem modifizierten Ansatz (Gl. 4.10).

**Abbildung 4.33:** Skalierung der Interaktionslänge mit Symbolen wie in Tabelle 4.9 aufgelistet.

Abbildung 4.33(a) zeigt eine breite Palette von 2D-SGWW-Studien aus verschiedenen Institutionen, skaliert nach dem Ansatz von Souverein et al. [62]. Alle betrachteten Untersuchungen sind in Tabelle 4.9 mit den entsprechenden Symbolen aufgelistet. Die Datenerhebung basiert weitgehend auf der Auswahl aus Referenz [62]. In der vorliegenden Darstellung wurde jedoch nur ein Teil dieser Daten verwendet, da der Autor nicht alle erforderlichen Parameter in jedem der ursprünglichen Datensätze kennt. In dieser Übersicht scheinen die Messdaten dieser Dissertation (”+“-Symbol) den Trend der Daten aus der Literatur gut fortzusetzen. Die Streuung der aktuellen Daten aufgrund der Variation der Reynoldszahl scheint im Vergleich zur Streuung der übrigen Daten nicht besonders auffällig zu sein.

Abbildung 4.33(b) zeigt die gleichen Daten nochmals mit dem vorgeschlagenen modifizierten Skalierungsansatz nach Gleichung 4.10. Bemerkenswert ist, dass dieser Skalierungsansatz zwar zu einer deutlichen Verringerung der Streuung innerhalb jedes einzelnen Datensatzes führt, der gemeinsame Verlauf der Daten jedoch in mindestens zwei Einzelverläufe aufbricht. Einerseits bleiben die Daten, die die SGWW der einfallenden Stoßfront beschreiben (siehe Tabelle 4.9), sehr gut zusammen und bestätigen damit den Trend, der in den aktuellen Daten zu finden ist. Auf der anderen Seite bilden die an Kompressionsrampen gewonnenen Daten eine weitere Gruppe, die weniger homogen aussieht, aber immer noch ihrem eigenen Trend folgt. Es scheinen zusätzliche Parametereffekte aufzutreten, die vorher im Inneren der Streuung verborgen gewesen sein könnten, wie z.B. Wandtemperatureffekte, Effekte von Randbegrenzungen auf der Platte (Zäune) und mehr.

Es kann der Schluss gezogen werden, dass der modifizierte Skalierungsansatz eine verlässliche Grundlage für die Darstellung der eigenen stationären Daten der induzierten SGWW aus ein-



Institute	Literatur	$Re_\delta$	$Ma$	Symbol
<i>Kompressionsrampe</i>				
NA <sup>a</sup>	Thomke und Roshko [66]	$1.87 - 7.88 \times 10^6$	$3 \leq Ma \leq 5$	◇
UP <sup>b,1</sup>	Settles et al. [59]	$0.52 - 7.54 \times 10^6$	2.9	×
UP <sup>b,2</sup>	Dolling und Or [15]	$1.43 \times 10^6$	2.9	□
UP <sup>b,2</sup>	Selig et al. [58]	$1.69 \times 10^6$	2.9	□
UI <sup>c</sup>	Kuntz et al. [33]	$0.31 \times 10^6$	2.9	○
<i>einfallende Stoßfront</i>				
TUD <sup>d</sup>	Humble [30]	$0.61 \times 10^6$	2.1	▽
IUSTI <sup>e</sup>	Piponnier [44]	$5.3 \times 10^6$	2.3	▽
IUSTI <sup>e</sup>	Souverain [61]	$0.06 - 0.62 \times 10^6$	2.3	▽
aktuelle Studie	Experiment	$0.12 - 0.26 \times 10^6$	3	+

<sup>a</sup> NASA-Ames Research Center

<sup>b</sup> University of Princeton

<sup>c</sup> University of Illinois

<sup>d</sup> Delft University of Technology

<sup>e</sup> Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels, Marseille

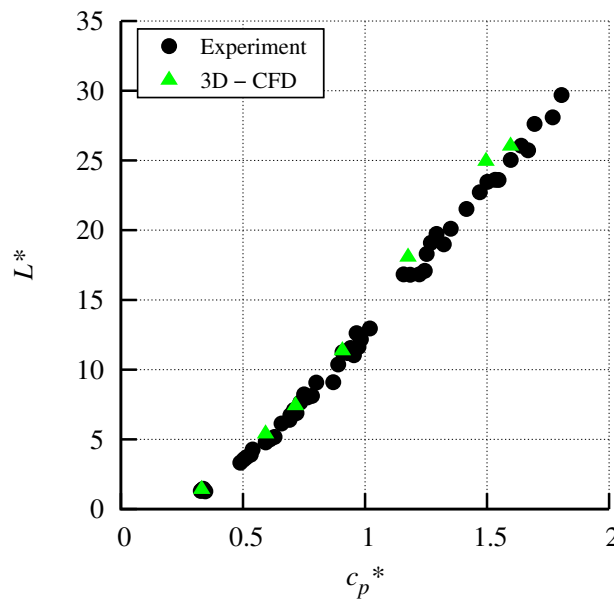
**Tabelle 4.9:** Berücksichtigte Datensätze von SGWW in Abbildung. 4.33

fallenden Stoßfronten ist. Das Skalierungsgesetz in Gleichung 4.12 für quasi-stationäre SGWW wird im weiteren Verlauf der Arbeit als Referenz verwendet, um die Auswirkungen der in dieser Arbeit untersuchten wandernden SGWW auf die normierte Interaktionslänge zu analysieren.

#### 4.2.5 Erweiterung des modifizierten Skalierungsansatzes durch Einbeziehung des Wandtemperatureffekts

Der modifizierte Skalierungsansatz berücksichtigt nicht den Einfluss der Wandtemperatur auf die Interaktionslänge. Um diesen Einfluss zu untersuchen, werden neben Literaturdaten numerische Daten aus der vorliegenden Arbeit verwendet.

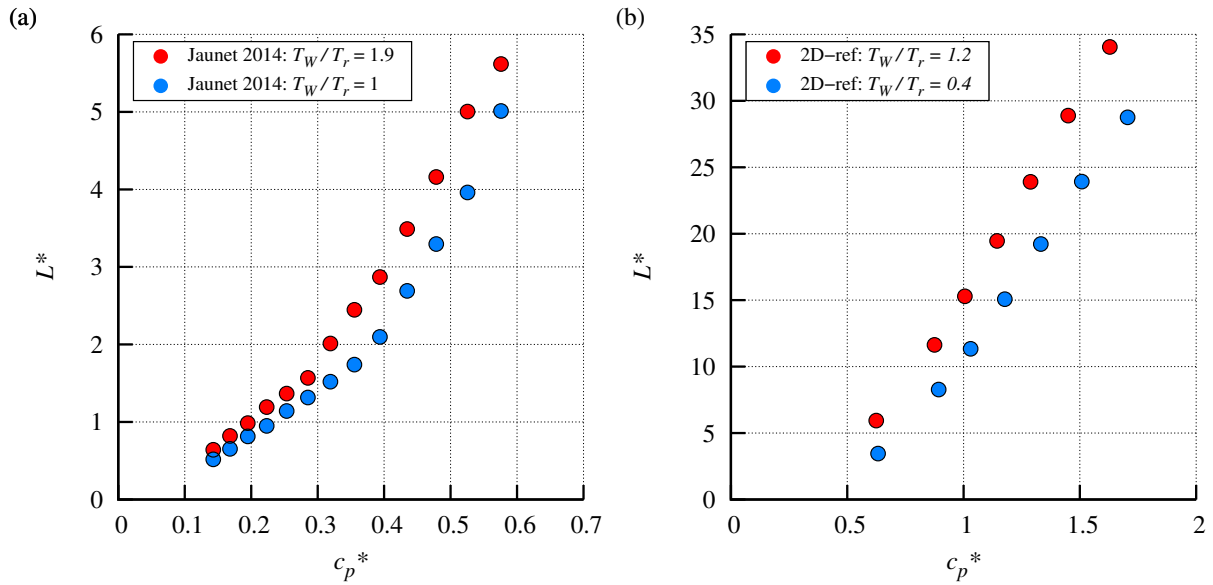
Abbildung 4.34 zeigt, dass die eigenen dreidimensionalen RANS-Simulationen (grüne Punkte) die experimentell gewonnenen Ergebnisse (schwarze Punkte) reproduzieren können, obwohl sie eine leichte Überschätzung der Interaktionslängen in den Simulationen, wie bereits in Kapitel 4.1.3 gezeigt, quantitativ bestätigen. Um den Einfluss von dreidimensionalen Effekten auf die Skalierung zu untersuchen, wird der Skalierungsansatz in diesem Kapitel auf zweidimensionale TAU-Simulationen angewandt. Dabei werden zum einen die Strömungsbedingungen aus dem Experiment mit leicht beheizter Wand reproduziert und zum anderen eine gekühlte Wand verwendet, um die Wandtemperatureffekte in den Ansatz einzubeziehen.



**Abbildung 4.34:** Skalierte Interaktionslänge  $L^*$  als Funktion der normierten Interaktionsstärke  $c_p^*$ , Vergleich zwischen quasi-stationären experimentellen Messdaten und dreidimensionalen Simulationsvorhersagen

Der Einfluss der Wandtemperatur auf SGWW ist in Abbildung 4.35 sowohl für gekühlte als auch für beheizte Wände gezeigt. In Abbildung 4.35(a) werden die skalierten Ergebnisse aus dem Datensatz von Jaunet et al. [31] bei einer adiabaten Strömung, mit einem Wandtemperaturverhältnis von  $T_W/T_r = 1$ , und einer Strömung mit beheizter Wand  $T_W/T_r = 1.9$  gegenübergestellt. Die Anströmbedingungen sind  $Ma = 2.3$  und  $Re_\delta = 0.58 \times 10^5$ , bei einer Variation der normierten Interaktionsstärke bis zu einem maximalen Wert von  $c_p^* = 0.57$ . In Abbildung 4.35(b) werden Vorhersagen für stärkere SGWW mit größeren Ablöseblasen aus der vorliegenden numerischen stationären 2D-Studie bei  $Ma = 3$  dargestellt. Der Wandtemperatureffekt ist an dem Unterschied der normierten Interaktionslänge zwischen einer leicht beheizten Wand ( $T_W/T_r = 1.2$  mit  $Re_\delta = 1.6 \times 10^5$ ) und einer gekühlten Wand ( $T_W/T_r = 0.4$  mit  $Re_\delta = 1.8 \times 10^5$ ) ersichtlich. Beide Datensätze zeigen einen ähnlichen und systematischen Effekt des Verhältnisses von  $T_W/T_r$  auf die normierte Interaktionslänge, der mit der Interaktionsstärke zunimmt. Es ist offensichtlich eine weitere Korrektur des Skalierungsgesetzes erforderlich, um den Einfluss des  $T_W/T_r$ -Verhältnisses auf die SGWW zu berücksichtigen.

Jaunet et al. [31] haben einen solchen Versuch unternommen und den Skalierungsansatz von Souverein et al. [62] um die Vorhersage der Wärmeübertragungseffekte erweitert. Zu diesem Zweck wurde auf der Grundlage der klassischen Theorie der freien Interaktion [6] unter anderem der Reibungsbeiwert am Beginn der SGWW  $c_{f,1}$  in die ursprüngliche Gleichung aufgenommen. Eine Abhängigkeit der Interaktionslänge von  $c_{f,1}$  ist bekannt, allerdings haben Délerly et al. [12] gezeigt, dass es außerhalb der Möglichkeiten der Theorie der freien Interaktion liegt, die Interaktionslänge einer gekühlten Wand über diese beobachtete Abhängigkeit vorherzusagen. Ein Grund dafür ist, dass die geringere Schallgeschwindigkeit in der Grenzschicht der



**Abbildung 4.35:** (a) Beispiele für die Ergebnisse der modifizierten Skalierungsmethode ohne Korrektur von Effekten der Wandtemperatur auf SGWW unter Verwendung der Daten von Jaunet et al. [31] und (b) 2D-CFD-Simulationen aus der vorliegenden Studie, mit viel stärkeren SGWW

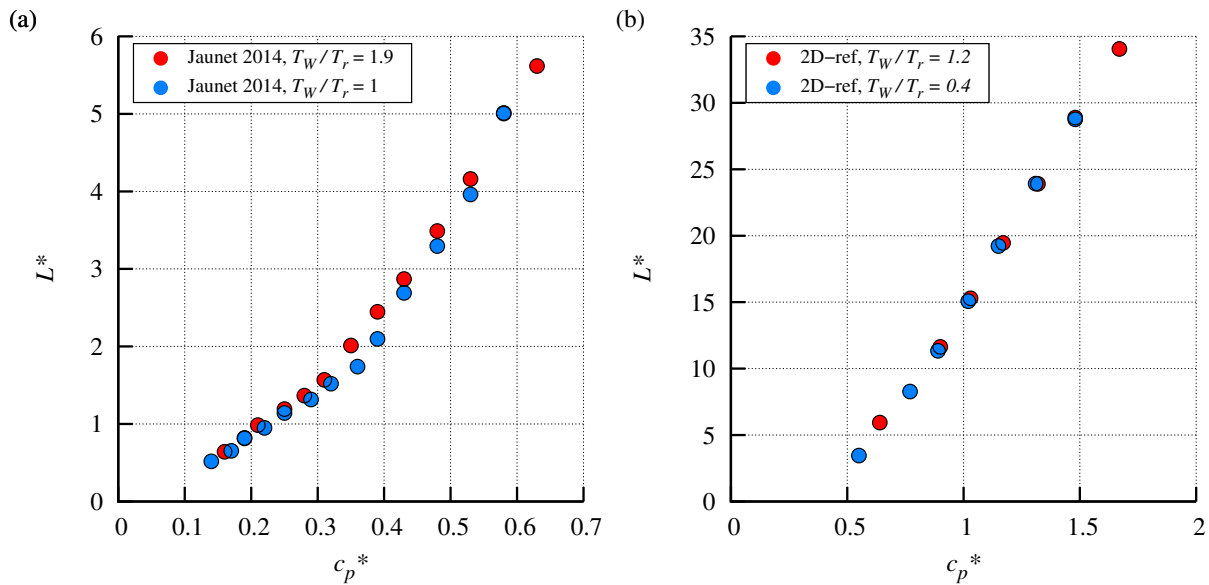
gekühlten Wand, die zu einer Ausdünnung des Unterschallgebietes im Vergleich zur nicht gekühlten Grenzschicht führt, nicht berücksichtigt wird. Ein weiterer Grund ist, dass das Konzept der freien Interaktion den Einfluss der Reynoldszahl nur in laminaren oder turbulenten Strömungen mit niedriger Reynoldszahl erklären kann, weil es die viskosen Kräfte gegenüber dem Impulstransport in der Grenzschicht begünstigt. Alles in allem scheint die direkte Anwendung des Konzepts der freien Interaktion kontraproduktiv, da es außerhalb seiner Grenzen bei hohen Reynoldszahlen angewandt werden soll.

Aus diesem Grund wird hier ein anderes Konzept vorgeschlagen, um die Wandtemperatureffekte in den modifizierten Skalierungsansatz einzubeziehen, der im vorhergehenden Kapitel eingeführt wurde. Der Ansatz besteht darin, dass Korrekturen des normierten Druckkoeffizienten  $c_p^*$  in Gleichung 4.10 nicht über den  $c_{f,1}$ -Wert, sondern direkt über  $T_W/T_r$  und einen Exponenten  $c$  des Potenzgesetzes vorgenommen werden:

$$c_p^* = \left( \frac{\text{Re}_\delta}{2 \times 10^5} \right)^{-0.27 (c_p)^{1.41}} \times c_p \times (T_W/T_r)^c. \quad (4.13)$$

Die aufgelisteten Untersuchungen der SGWW in Tabelle 4.10 mit unterschiedlichen Anströmbedingungen und insbesondere variablen  $T_W/T_r$ -Verhältnissen werden verwendet, um den Exponenten zu bestimmen. Dies erfolgt, in dem die Methode der kleinsten Quadrate auf den Skalierungsansatz (Gl. 4.13) angewandt wird. Daraus resultiert die neue Normierung der Interaktionsstärke:

$$c_p^* = \left( \frac{\text{Re}_\delta}{2 \times 10^5} \right)^{-0.27 (c_p)^{1.41}} \times c_p \times (T_W/T_r)^{0.15}. \quad (4.14)$$



**Abbildung 4.36:** Beispiele für die Ergebnisse der modifizierten Skalierungsmethode einschließlich der Korrektur von Effekten der Wandtemperatur auf SGWW (Gl. 4.14) (a) unter Verwendung der Daten von Jaunet et al. [31] und (b) 2D-CFD-Simulationen aus der vorliegenden Studie.

In einigen Fällen liegen die Werte der Reynoldszahl in der Größenordnung von  $\mathcal{O}(10^4)$ , wodurch Unsicherheiten bei der Vorhersage des Einflusses der Reynoldszahl hinzukommen, wie im vorherigen Kapitel beschrieben. Diese Wahl der verwendeten Datensätze ist jedoch aufgrund der begrenzten Anzahl an gut dokumentierten und verfügbaren Daten notwendig. Neben der Wahl von  $T_W/T_r$  im empirischen Ansatz wäre auch die Verwendung der Referenztemperatur  $T^*$  oder eines Temperaturverhältnisses auf derer Basis denkbar, wie sie für laminare und turbulente Grenzschichten von perfekten Gasen eingeführt wurde [49, 19]. Die Referenztemperatur lässt sich nach Eckert [19] aus der Summe der Wandtemperatur, der Recoverytemperatur und der Temperatur am Grenzschichtrand mit jeweils festen Anteilen berechnen ( $T^* = 0.5T_W + 0.22T_r + 0.28T_e$ ). Ihre Verwendung bietet allerdings keinen Vorteil gegenüber dem gewählten Temperaturverhältnis.

In Abbildung 4.36 werden die gleichen Ausgangsdaten wie in Abbildung 4.35 verwendet, diesmal jedoch mit der neuen Korrektur des Effektes der Wärmeübertragung. Sowohl für SGWW mit kleinen Ablöseblasen als auch für SGWW mit großen Ablöseblasen wird die Streuung der Messpunkte weitgehend eliminiert.

In Abbildung 4.37 sind alle in Tabelle 4.10 aufgeführten Daten mit Gleichung 4.14 skaliert. Der Skalierungsansatz liefert ein kohärentes Ergebnis für die gesamte Datensammlung. Der Einfluss des Schlankheitsgrades der zylindrischen Stoßgeneratoren auf die skalierte Interaktionslänge  $L^*$  wird sichtbar, wenn man die Ergebnisse der zweidimensionalen Simulationen (grüne Kreuze) mit den experimentellen Ergebnissen (schwarze Punkte) vergleicht. Mit zunehmender Interaktionsstärke nimmt die Interaktionslänge der 2D-Simulationen wesentlich schneller zu

als im Experiment, so dass die Trends immer stärker divergieren. Dies ist auf die unterschiedliche Topologie der Ablöseblasen in 2D und 3D zurückzuführen. Im Windkanalexperiment ist die Ablöseblase leicht dreidimensional und durch eine gebogene Ablöselinie gekennzeichnet, wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben. Dies führt zu einer Sekundärströmung innerhalb der Blase, die von der Symmetrieachse seitlich nach außen gerichtet ist, was wiederum als Ursache für die gezeigte Verringerung der Interaktionslänge gegenüber der zweidimensionalen Strömung vermutet wird. Die Best-Fit-Approximation der Ergebnisse der skalierten Interaktionslänge aus den Literaturdaten und den 2D-Simulationen hat ein Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0.99$  und wird durch folgendes Polynom beschrieben:

$$L^* = 15.46 (c_p^*)^2 - 1.07 (c_p^*)^4. \quad (4.15)$$

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass das aufgestellte Skalierungsgesetz für zweidimensionale stationäre Simulationen mit gekühlten oder beheizten Wänden (Gl. 4.14) im weiteren Verlauf dieser Arbeit zur Analyse von wandernden zweidimensionalen SGWW verwendet werden kann. Als Referenz für die Analyse der in dieser Arbeit im RWG gemessenen wandernden SGWW wird die Best-Fit-Approximation der dreidimensionalen Referenzdaten unter Berücksichtigung des Temperaturverhältnisses  $T_W/T_r = 1.2$  eingesetzt:

$$L^* = 13.56 (c_p^*)^2 - 1.54 (c_p^*)^4. \quad (4.16)$$

Institute	Literatur	$Re_\delta$ ( $10^6$ )	$Ma$	$T_W/T_r$	Symbol
TUD <sup>a</sup>	Humble [30]	0.61	2.1	1	▽
IUSTI <sup>b</sup>	Piponnaud [44]	5.3	2.3	1	▽
IUSTI <sup>b</sup>	Souverain [61]	0.06 – 0.62	2.3	1	▽
CNES <sup>c</sup>	Jaunet et al. [31]	0.058	2.3	1, 1.9	□
CAS <sup>d</sup>	Zhu et al. [72]	0.036 – 0.39	2.9	0.6, 1.14, 1.4, 2	◇
UM <sup>e</sup>	Volpiani et al. [70]	0.134 – 0.138	5	0.8, 1.9	△
aktuelle Studie	Experiment	0.12 – 0.26	3	1.2	○
aktuelle Studie	Numerik (3D-CFD)	0.17 – 0.22	3	1.2	○
aktuelle Studie	Numerik (2D-CFD)	0.16, 0.18	3	0.4, 1.2	×

<sup>a</sup> Delft University of Technology

<sup>b</sup> Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels, Marseille

<sup>c</sup> Centre National d'Etudes Spatiale, Paris

<sup>d</sup> Chinese Academy of Sciences

<sup>e</sup> University of Maryland

**Tabelle 4.10:** Verwendete Datensätze von SGWW-Untersuchungen in Abbildung 4.37

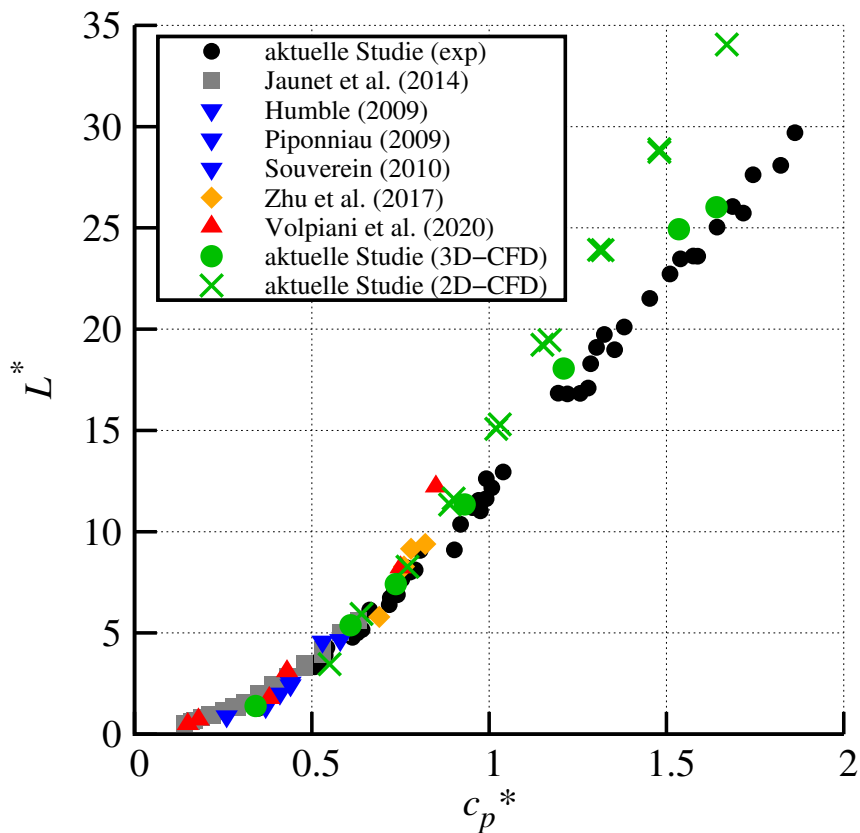


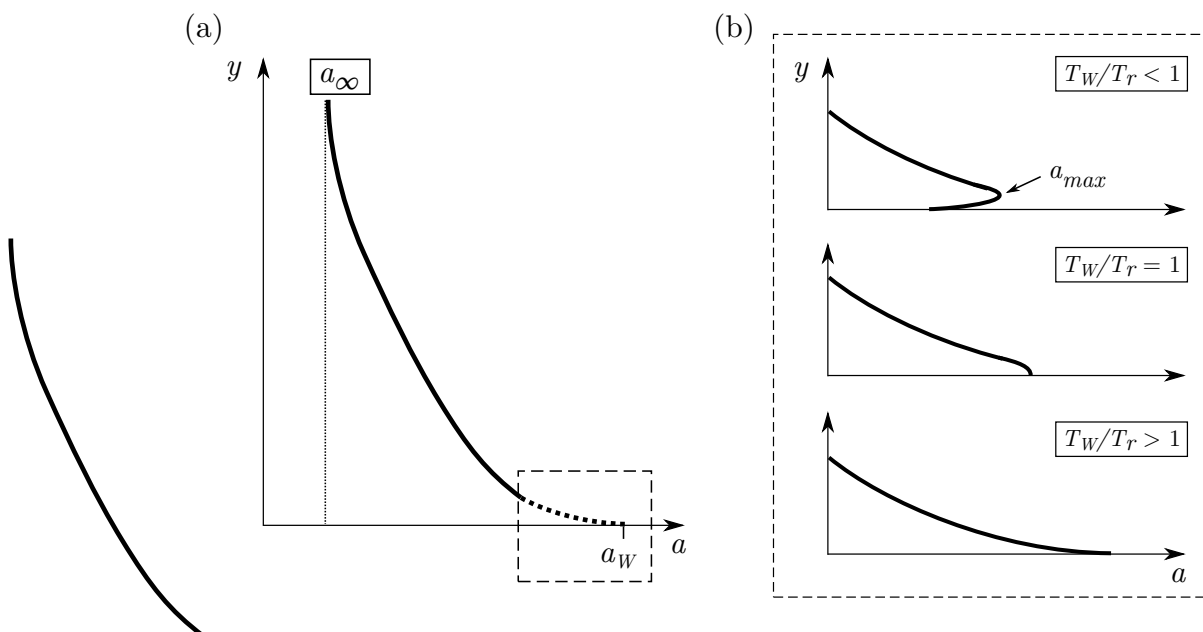
Abbildung 4.37: Modifizierte Skalierungsmethode der Interaktionslänge mit der neuen Wandtemperaturkorrektur, Symbole wie in Tabelle 4.10 dargestellt

### 4.3 Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen

In der Einleitung wurde beschrieben, dass im Einlauf während des Startvorganges von Ramjets wandernde Stoßfronten auftreten und somit bewegliche SGWW die Strömungstopologie bestimmen können. Darauf Bezug nehmend wird in diesem Kapitel das Phänomen einer einfallenden Stoßfront untersucht, die aus dem Stand in Bewegung versetzt wird, sodass eine wandernde SGWW entsteht. Es wird speziell der Effekt einer gleichmäßigen Stromaufbewegung der Stoßfront auf die SGWW untersucht. Eine Modellvorstellung der resultierenden SGWW im Koordinatensystem des beweglichen Stoßes wird in Kapitel 4.3.1 diskutiert. Das Ziel in Kapitel 4.3.2 ist es, eine Aussage zu treffen, ob der Effekt von technisch-realizierbaren Stoßfrontgeschwindigkeiten  $U_S$  während des Startvorganges von Ramjets berücksichtigt werden muss oder ob diese Zustände quasi-stationär behandelt werden können. In Kapitel 4.3.3 wird die Studie mit Hilfe von numerischen Simulationen auf deutlich höhere Stoßfrontgeschwindigkeiten ausgeweitet. Dadurch wird es möglich, ein tieferes Verständnis darüber zu gewinnen, welche strömungsphysikalischen Phänomene beim schrittweise Erhöhen der Stoßfrontgeschwindigkeit relativ zur Platte von Null bis in den Überschall auftreten.

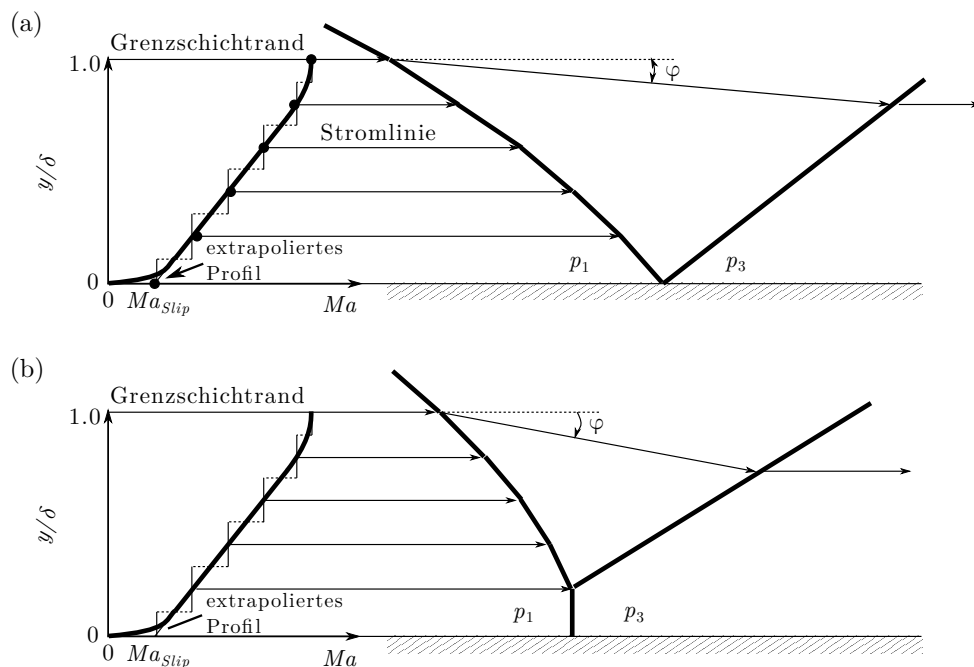
### 4.3.1 Modellvorstellung von wandernden SGWW im Koordinatensystem des beweglichen Stoßes

Der Effekt der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die induzierte SGWW wird anhand eines Modells im Koordinatensystem der gleichmäßig wandernden Stoßfront (wandernde SGWW) untersucht. Zunächst ist in Abbildung 4.38(a) das Profil der Schallgeschwindigkeit in der ankommenden Grenzschicht skizziert. Aufgrund der starken dissipativen Effekte in der kompressiblen Grenzschicht wächst die Temperatur und somit die Schallgeschwindigkeit von der Außenströmung  $a_\infty$  bis zur Wand  $a_W$  stark an. Bei einer isothermen Wand in Abbildung 4.38(b) treten die Verläufe allerdings qualitativ unterschiedlich auf, je nachdem ob die Wand gekühlt ( $T_W/T_r < 1$ ), beheizt ( $T_W/T_r > 1$ ) oder in einem adiabaten Zustand ( $T_W/T_r = 1$ ) gehalten wird. Bei einer gekühlten Wand liegt das Maximum der statischen Temperatur (bzw. der Schallgeschwindigkeit) in der Grenzschicht mit einem geringen Abstand zur Wand ( $a_{max} > a_w > a_\infty$ ). Bei einer adiabaten Strömung oder einer beheizten Wand ist dies nicht der Fall, weil die maximale Temperatur an der Wand auftritt ( $a_{max} = a_W$ ). Da die Stromaufwirkung in der Grenzschicht unter anderem von der lokalen Schallgeschwindigkeit abhängt, kann die gleiche Stoßfrontgeschwindigkeit je nach Szenario einen anderen Effekt auf die induzierte wandernde SGWW haben. In dem Koordinatensystem des beweglichen Stoßes mit der Stoßfrontgeschwindigkeit  $U_S$  führt eine Erhöhung von  $U_S$  zu einer Erhöhung der lokalen Machzahl in der ungestörten Grenzschicht ( $Ma_{lokal} = (U_{lokal} + U_S)/a_{lokal}$ ). Dabei führt ein Anstieg der Stoßfrontgeschwindigkeit zu einer Verschiebung der Schallgrenze hin zur Wand.



**Abbildung 4.38:** (a) Skizze eines Profils der Schallgeschwindigkeit in der Grenzschicht bei sehr starken kompressiblen Effekten, (b) Darstellung des wandnahen Bereiches für eine gekühlte Wand, eine adiabate Wand und eine beheizte Wand (nach Referenz [21])

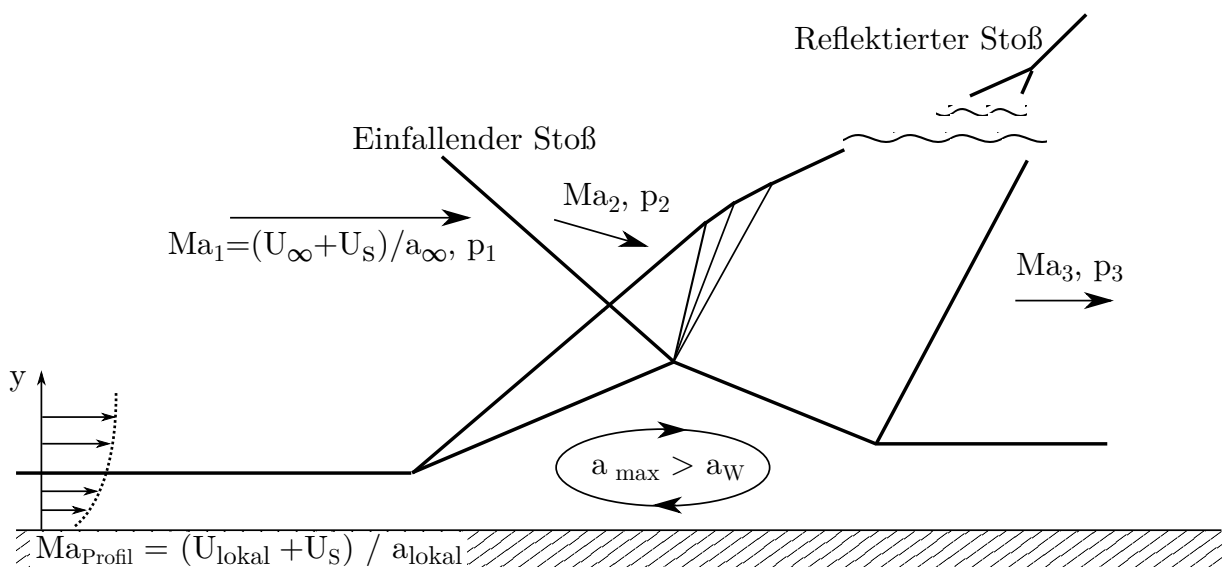
Das somit bekannte Machzahlprofil im Koordinatensystem des beweglichen Stoßes kann im Anschluss verwendet werden, um nach der Methode von Elfstrom [20] aus Kapitel 1.5 vorherzusagen, ob die induzierte SGWW in einer Strömungsablösung resultiert. Weil die Methode für eine Rampenumströmung entwickelt wurde, wird ihre Anwendung auf eine Stoßfront induzierte SGWW hier kurz erläutert. Im ersten Schritt wird der lineare Teil des Machzahlprofils in der ungestörten Grenzschicht bis zur Wand extrapoliert und es wird somit  $Ma_{slip}$  an der Wand definiert. Anschließend wird der maximale Umlenkwinkel für  $Ma_{slip}$  bei einer reibungsfreien regulären Stoßreflexion berechnet, die in Abbildung 4.39(a) skizzenhaft dargestellt ist. In Abbildung 4.39(b) wird der maximale Umlenkwinkel aufgrund einer zu starken einfallenden Stoßfront überschritten und es bildet sich eine reibungsfreie Stoßreflexion mit einem senkrechten Verdichtungsstoß an der Wand aus. Nach Elfstrom [20] entsteht eine Ablöseblase, wenn der maximale statische Druckanstieg für eine reguläre reibungsfreie Stoßreflexion ( $(p_3/p_1)_{max} = \xi_{elfstrom}$ ) durch den resultierenden Druckanstieg einer SGWW überschritten wird. Allerdings führt bei einer adiabaten Strömung ohne Ablösung der schrittweise Anstieg von  $U_S$  unausweichlich zu einem Szenario, bei dem sich die Schalllinie der ungestörten Grenzschicht im mitbewegten Koordinatensystem auf der Wand befindet. In diesem Fall sollte es letztlich keine Stromaufwirkung mehr geben, weil sich die Stoßfront schneller bewegen würde als der Schall, beziehungsweise als Druckwellen sich ausbreiten können ( $U_S > a_{max} = a_W$ ).



**Abbildung 4.39:** Modellvorstellung nach Elfstrom [20] für die Vorhersage von Ablösung, modifiziert für eine einfallende Stoßfront



Falls dagegen ein stärkerer Stoß eine initiale Ablösung induziert - wie in Abbildung 4.40 dargestellt - und  $U_S$  schrittweise erhöht wird, ist definitiv ein anderes Resultat aufgrund der Historie der Strömung zu erwarten. Die ungestörte Grenzschicht bleibt dabei unverändert, allerdings ist eine starke Änderung der maximalen Schallgeschwindigkeit im Gebiet der Wechselwirkung zu erwarten, wobei verschiedene Szenarien denkbar sind. Ein mögliches Szenario ist, dass bei  $U_S > a_{max}$  durch den stärkeren Stoß ein statischer Drucksprung durch die SGWW induziert wird, der größer als  $\xi_{elfstrom}$  wäre. Dies müsste dann, trotz der unterbundenen Stromaufwicklung in der Grenzschicht, zu einem Anstauen der Wandströmung führen. Ob die Stoßfrontgeschwindigkeit einen Einfluss auf die SGWW hat und ab welchem Wert von  $U_S$  die Auswirkung nicht mehr über quasi-stationäre Ansätze beschrieben werden kann, ist bisher nicht bekannt.



**Abbildung 4.40:** Modellvorstellung der wandernden SGWW im Koordinatensystem des beweglichen Stoßes

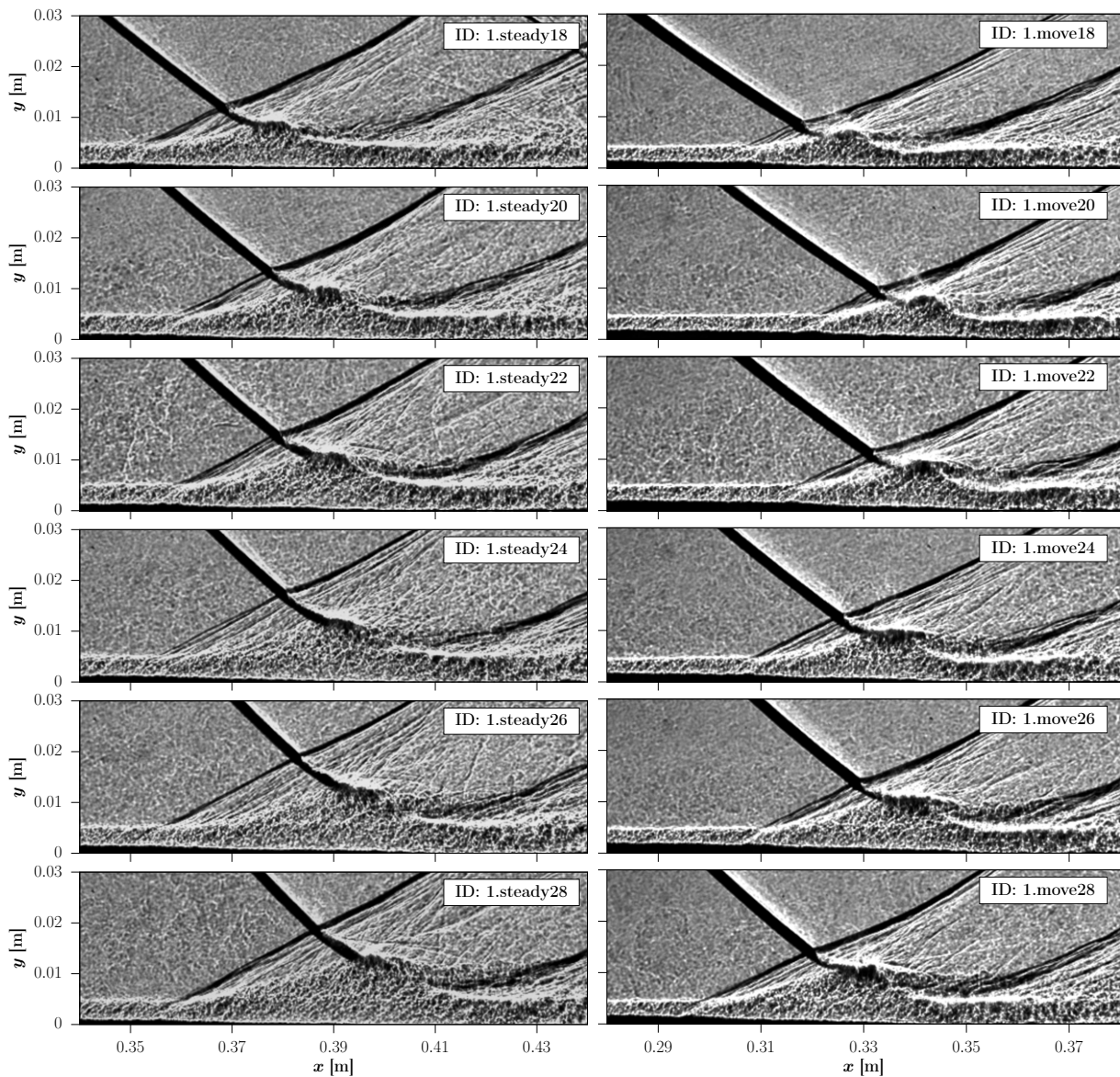
### 4.3.2 Experimentelle Studie an wandernden SGWW

In diesem Kapitel wird der Einfluss einer sich gleichmäßig bewegendes Stoßfront auf die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung analysiert. Der Versuchsaufbau und die Testbedingungen in dieser experimentellen Studie sind detailliert im Kapitel 2.2 beschrieben. Die Ausgangssituation vor Beginn jedes einzelnen dynamischen Versuchs entsprach der quasi-stationären Referenzströmung. Die wandernde SGWW auf der ebenen Platte wurde durch einen beweglichen, zylindrischen Stoßgenerator induziert. Die sich stromaufwärts bewegendes Stoßfront induziert in allen Fällen eine Ablöseblase auf der Platte, die der Bewegung der Stoßfront folgt.

Während des laufenden Windkanalversuchs wird der bewegliche Stoßgenerator mittels einer Treibladung gegen die ankommende Überschallströmung von Mach 3 verschossen. Dadurch beschleunigt der Stoßgenerator innerhalb von 0.7 ms auf einer Weglänge von ca. 50 mm von

0 m/s auf maximal ca. 90 m/s. Die absolute Stoßfrontmachzahl steigt dadurch entsprechend von  $Ma_S = 3.0$  vor dem Schuss bis auf ca. 3.5. Der Zustand mit der nahezu konstanten Stoßfrontgeschwindigkeit bleibt für ca. 0.5 ms erhalten und kann quantitativ untersucht werden. Details zu der Stoßfrontbewegung sind im Methodenteil dieser Arbeit dargestellt.

Für jede Interaktionsstärke ist auf der linken Seite von Abbildung 4.41 ein Schattenbild vor dem Start des Stoßgenerators und auf der rechten Seite ein Schattenbild während der gleichmäßigen Bewegung der SGWW dargestellt.



**Abbildung 4.41:** Schattenaufnahmen von quasi-stationären (links) und wandernden (rechts) SGWW, die über einen beweglichen Stoßgenerator erzeugt wurden. Die Interaktionsstärke steigt vom obersten Bild zum untersten Bild an.

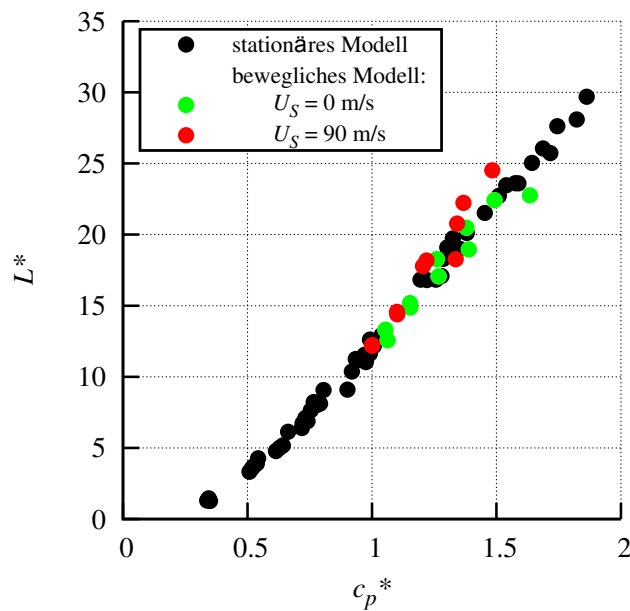
Der Stoßwinkel der auf der Platte auftreffenden Stoßfront (also die lokale Stoßstärke) ändert sich mit der Geschwindigkeit des Stoßgenerators. Da sich die Stoßfrontmachzahl durch Bewegung erhöht, nimmt der Winkel des auftreffenden Stoßes mit zunehmender Geschwindigkeit ab, obwohl die Stärke des auftreffenden Stoßes zunimmt. Die Interaktionslänge  $L$  der wandernden SGWW ist für alle betrachteten Fälle kleiner als die der jeweiligen stationären Wechselwirkung. Dies ist zum Teil auf die dünner werdende Grenzschicht mit abnehmender  $x$ -Koordinate und zum Teil auf die erhöhte Kompressibilität der Strömung infolge der höheren Machzahl zurückzuführen.

Die dynamische SGWW für stromaufwärts bewegte Stoßfronten können quantitativ mit den quasi-stationären Wechselwirkungen verglichen werden, indem der modifizierte Skalierungsansatz aus Kapitel 4.2.5 genutzt wird. Allerdings entspricht die absolute Stoßfrontmachzahl  $Ma_S = (U_\infty + U_S)/a_\infty$  der Anströmmachzahl des statischen Koordinatensystems. Deshalb muss zur Berechnung der skalierten Interaktionsstärke die entsprechende absolute Stoßfrontmachzahl mit der korrespondierenden Recoverytemperatur  $T_{r,S}$  verwendet werden. Somit ist die mit  $Ma_\infty$  berechnete Recoverytemperatur der ungestörten Strömung  $T_r$  geringer als die Recoverytemperatur  $T_{r,S}$ , die für die wandernde SGWW berechnet wurde:

$$T_{r,S} = T_\infty \left( 1 + r \frac{\gamma - 1}{2} Ma_S^2 \right). \quad (4.17)$$

In Abbildung 4.42 sind die skalierten Ergebnisse, die im Zustand vor dem Start des Stoßgenerators gemessen wurden, als grüne Punkte dargestellt. Die Referenzdaten, die zur Erlangung des modifizierten Skalierungsgesetzes verwendet wurden, sind zusätzlich als schwarze Punkte dargestellt. Die grünen und schwarzen Punkte beschreiben zusammen die quasi-stationäre Situation und zeigen erwartungsgemäß eine sehr gute Übereinstimmung. Der vorhandene moderate Unterschied in der Spannweite der eingesetzten Zylindermodelle (245/200 mm) ist daher für die skalierten Ergebnisse vernachlässigbar.

Die Ergebnisse der sich gleichmäßig bewegenden Interaktionen sind durch rote Punkte dargestellt. Daraus wird deutlich, dass diese neuen Punkte ziemlich gut dem quasi-stationären Verlauf folgen. Der quantitative Vergleich zeigt, dass das Skalierungsgesetz (Gl. 4.16) diese Daten mit einem Bestimmtheitsmaß  $R^2$  von 0.93 bei einer maximalen Abweichung von  $L^* = 2.5$  beschreibt. In Tabelle A4 im Anhang sind die Ergebnisse entsprechend für jedes Paar von Schattenaufnahmen aus Abbildung 4.41 aufgelistet. Die Reproduzierbarkeit der Skalierungsergebnisse wurde für vier Stoßgeneratoren analysiert, die jeweils zweimal verwendet wurden. Die Abweichung der skalierten Interaktionslänge  $L^*$  zwischen dem ersten und dem zweiten Versuch liegt für die drei Stoßgeneratoren mit den Durchmessern  $d$  von 18 mm, 20 mm und 22 mm, unter  $\Delta L^* = 1.25$ . Eine schlechtere Reproduzierbarkeit besteht für den Stoßgenerator mit  $d = 24$  mm zwischen beiden Versuchen mit  $\Delta L^* = 2.5$ . Die Streuung der Daten bei wandernder SGWW ist zwar höher aber immer noch vergleichbar mit der Streuung der quasi-stationären SGWW mit Werten von  $R^2 = 0.99$  und einer maximalen Abweichung von  $\Delta L^* = 0.8$ .



**Abbildung 4.42:** Skalierung der Interaktionslänge unter Verwendung des modifizierten Skalierungsansatzes: Experimentelle, quasi-stationäre Interaktionsergebnisse sind als schwarze Punkte (stationäres Modell) und grüne Punkte (bewegliches Modell) dargestellt. Ergebnisse der wandernden SGWW mit  $Ma_S \approx 3.5$  sind in rot markiert.

Aus der experimentellen Studie geht hervor, dass im untersuchten Stoßgeschwindigkeitsbereich (bis zu  $\approx 15\%$  der Anströmgeschwindigkeit) die skalierte Interaktionslänge durch das für quasi-stationäre SGWW gefundene Skalierungsgesetz vorhergesagt werden kann. Die resultierende dimensionslose Interaktionslänge ist also abhängig von der Verdrängungsdicke der Grenzschicht, der Stoßstärke und dem Stoßwinkel der einfallenden Stoßfront, die sich aus der absoluten Stoßfrontmachzahl  $Ma_S$  ergeben.

Bei der experimentell realisierten maximalen Stoßfrontgeschwindigkeit war es technisch nicht möglich, die Grenze für das entwickelte Skalierungsgesetz zu finden, ab der die Annahme einer quasi-stationären Strömung nicht mehr gültig ist und die Interaktionslänge aufgrund von unberücksichtigten Effekten der Stoßfrontgeschwindigkeit nicht mehr vorhergesagt werden kann. Der Übergangsprozess von einer quasi-stationären SGWW mit Ablösung zu einer wandernden SGWW ohne Ablösung kann entweder kontinuierlich oder abrupt verlaufen, z.B. bei Erreichen kritischer Machzahlen in der resultierenden Strömung. Weiterführende numerische Studien sind erforderlich, um diese grundlegenden Fragen zu beantworten.

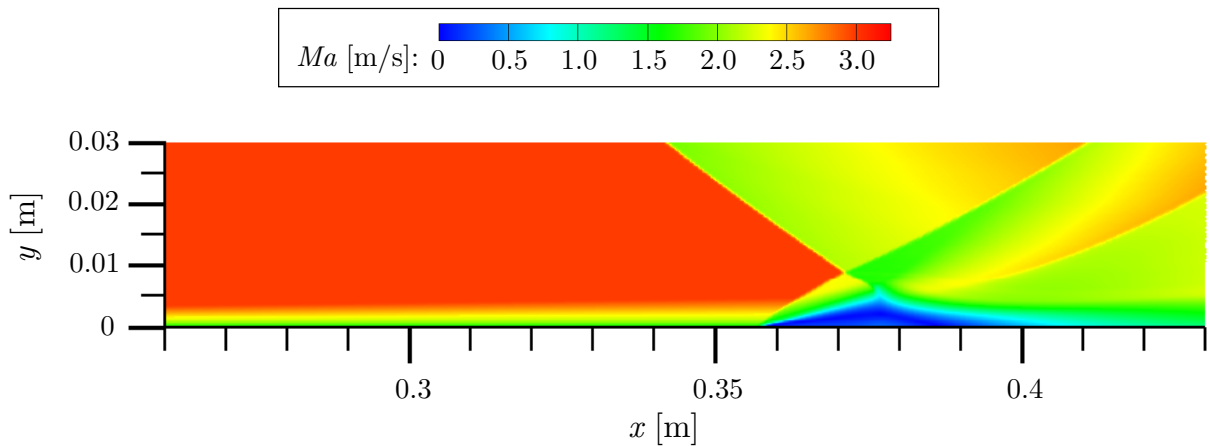
### 4.3.3 Selbsterhaltender Mechanismus von wandernden Ablöseblasen in weiterführenden numerischen Analysen

Weiterführende Studien zum Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf SGWW werden mit Hilfe von Ergebnissen aus zweidimensionalen instationären Simulationsstudien durchgeführt. Dabei wird die Transformation einer quasi-stationären SGWW mit Rezirkulationsgebiet in eine wandernde SGWW analysiert.

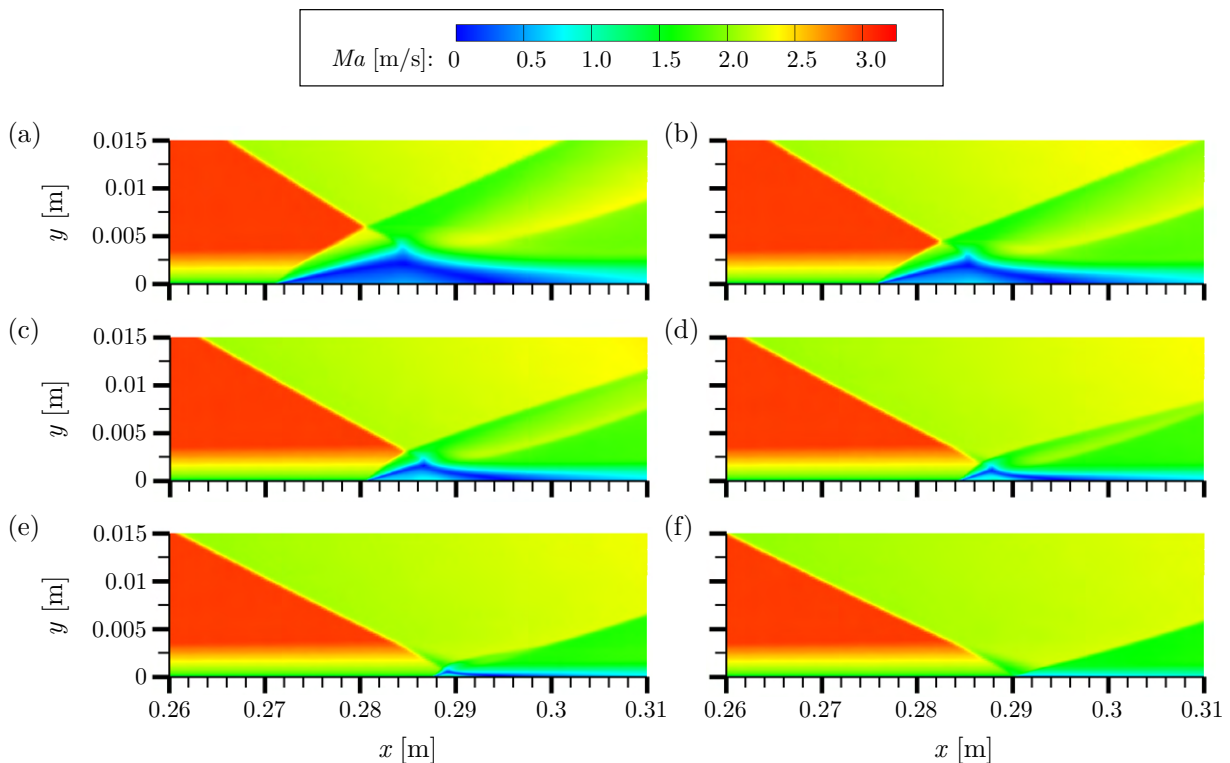
Die ersten Analysen finden in diesem Kapitel durch eine schrittweise Erhöhung der Geschwindigkeit der einfallenden Stoßfront bis auf 300 m/s statt. Wenn im Text keine weiteren Angaben gemacht werden, ist der betrachtete Aufbau eine gekühlte Wand ( $T_W/T_r \approx 0.4$ ) mit einem relativ schwachen auftreffenden Stoß, der von einem Stoßgenerator mit einem Durchmesser  $d = 16$  mm und der Zylinderachse bei  $\Delta y = 80$  mm über der Platte erzeugt wird (siehe Tabelle A7 im Anhang). Als Anfangsbedingung für jede einzelne instationäre Simulation wird das Ergebnis der auskonvergierten stationären Lösung verwendet, was dem experimentellen Beginn der Bewegung einer voll entwickelten quasi-stationären SGWW entspricht.

In Abbildung 4.43 ist die Machzahlverteilung der quasi-stationären SGWW dargestellt, die als Anfangsbedingung der instationären Simulation verwendet wurde. Die Machzahlverteilungen für die untersuchte Reihe maximaler Stoßfrontgeschwindigkeiten sind in Abbildung 4.44 dargestellt. Die Stoßfrontgeschwindigkeit nimmt dabei von 50 m/s bis 300 m/s in 50 m/s - Schritten zu (Abbildungen 4.44(a) bis (f)). Der Anstieg der Stoßfrontgeschwindigkeit resultiert, äquivalent zu den Experimenten, in einer Erhöhung der Stoßstärke der einfallenden Stoßfront an der gezeigten Auftreffposition. Eine Ablöseblase ist bis zu einer Geschwindigkeit von  $U_S = 200$  m/s erkennbar und es bilden sich ein Ablösestoß und ein Wiederanlegestoß aus, die stromab des Interaktionsgebietes zusammenlaufen. Mit zunehmendem  $U_S$  wandert der Punkt der Gabelung näher an das Interaktionsgebiet. Ab  $U_S = 200$  m/s ist nur noch ein reflektierter Stoß deutlich zu erkennen. In Abbildung 4.45 sind die korrespondierenden Verteilungen der Schallgeschwindigkeit  $a$  dargestellt. Zwei klare Trends sind mit dem Anstieg von  $U_S$  sichtbar: erstens eine Abnahme der Größe der Ablöseblase und zweitens eine Zunahme der Schallgeschwindigkeit in dem Interaktionsgebiet.

Der erste Trend wird durch Abbildung 4.46 unterstützt, in der die Auswirkung der Geschwindigkeit der auftreffenden Stoßfront auf die Verteilung des Reibungsbeiwerts dargestellt ist. Die beiden Nulldurchgänge jeder  $c_f$ -Verteilung rücken mit zunehmendem  $U_S$  näher zusammen. Dies resultiert in einem Reibungsbeiwert, der für  $U_S = 300$  m/s nur punktuell kleiner als Null ist, was bedeutet, dass die Größe der Ablöseblase ungefähr der Gitterauflösung entspricht. Zur Quantifizierung des zweiten sichtbaren Trends ist das Temperaturverhältnis zwischen der maximalen Temperatur in der Ablöseblase  $T_{max,Blase}$  und der konstanten Wandtemperatur von  $T_W = 96$  K in Abbildung 4.47 dargestellt. Das Temperaturverhältnis steigt auf den Maximalwert von  $T_{max,Blase}/T_W = 2.96$  bei  $U_S = 250$  m/s und kehrt seinen Trend daraufhin bei  $U_S = 300$  m/s um.

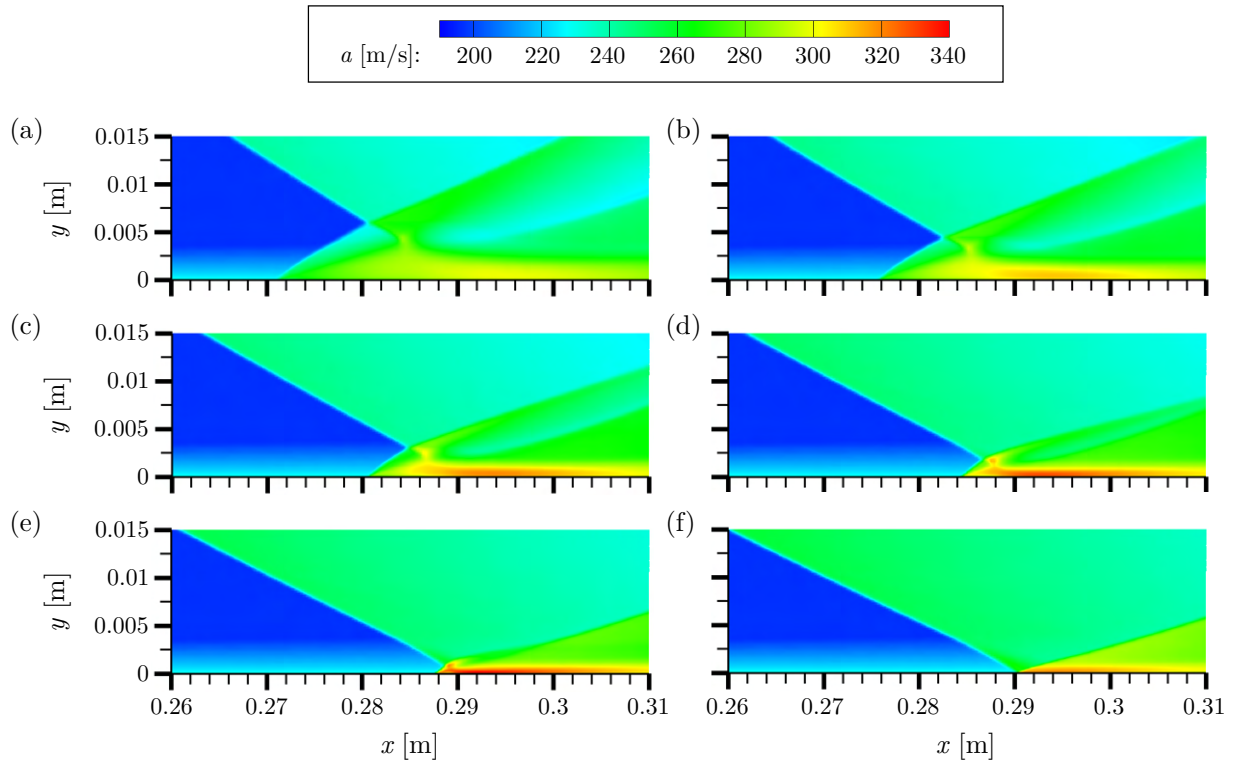


**Abbildung 4.43:** Machzahlverteilung der quasi-stationären Startlösung der instationären Simulationen für  $T_W/T_r = 0.4$



**Abbildung 4.44:** Machzahlverteilung der SGWW bei einer Variation der Stoßfrontgeschwindigkeit  $U_S$  für  $T_W/T_r = 0.4$ : mit (a)  $U_S = 50$  m/s, (b)  $U_S = 100$  m/s, (c)  $U_S = 150$  m/s, (d)  $U_S = 200$  m/s, (e)  $U_S = 250$  m/s und (f)  $U_S = 300$  m/s

Ein Grund für den Temperaturanstieg in der Ablöseblase ist die Zunahme der Gesamttemperatur infolge der Stoßfrontbewegung. Der Einfluss der Recoverytemperatur  $T_{r,S}$ , die über die absolute Stoßfrontmachzahl  $Ma_S$  berechnet wird, auf die Temperatur in der Ablöseblase ist in Abbildung 4.48 dargestellt, in der nur die Ergebnisse von eindeutig ausgebildeten Ablöseblasen aufgeführt sind. Zusätzlich zu den bisher analysierten Ergebnissen der vergleichsweise



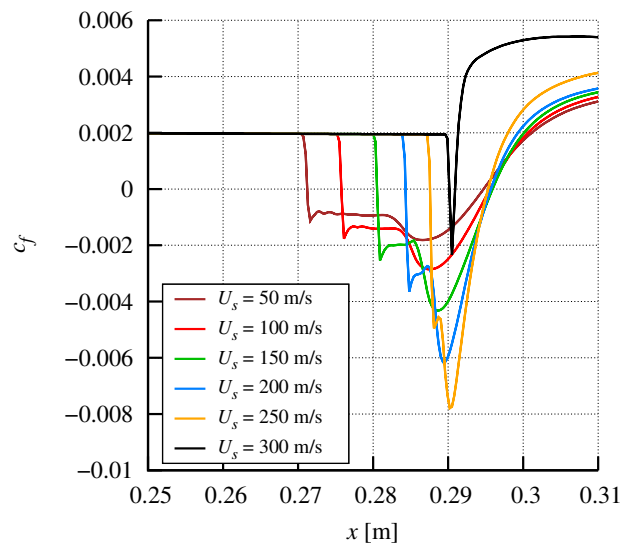
**Abbildung 4.45:** Schallgeschwindigkeitsverteilung der SGWW bei einer Variation der Stoßfrontgeschwindigkeit  $U_S$  für  $T_W/T_r = 0.4$ : mit (a)  $U_S = 50$  m/s, (b)  $U_S = 100$  m/s, (c)  $U_S = 150$  m/s, (d)  $U_S = 200$  m/s, (e)  $U_S = 250$  m/s und (f)  $U_S = 300$  m/s

schwachen einfallenden Stoßfront mit gekühlter Wand ( $d = 16$  mm,  $T_W/T_r = 0.4$ ) werden die Ergebnisse einer leicht erwärmten Wand ( $d = 16$  mm  $T_W/T_r = 1.2$ ) sowie die Ergebnisse eines vergleichsweise starken auftreffenden Stoßes mit gekühlter Wand ( $d = 24$  mm,  $T_W/T_r = 0.4$ ) gezeigt, deren Parameter in Tabelle A7 im Anhang aufgelistet sind. Eine Erhöhung der Stoßfrontgeschwindigkeit führt zu einem Anstieg der Recoverytemperatur  $T_{r,S}$  sowie von  $T_{max,Blase}$ , was bei allen drei Konfigurationen in Abbildung 4.48(a) der Fall ist. In Abbildung 4.48(b) ist die Wandtemperatur - wie in der Literatur üblich - über die Recoverytemperatur  $T_W/T_{r,S}$  und  $T_{max,Blase}$  über die Wandtemperatur skaliert dargestellt. Die Ergebnisse der starken SGWW und der schwachen SGWW sind logarithmisch aufgetragen und werden jeweils über eine gestrichelte schwarze Trendlinie beschrieben:

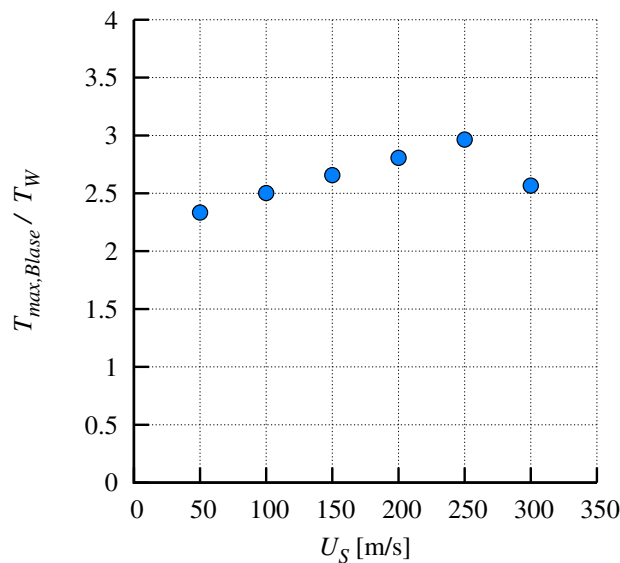
$$\text{schwache SGWW: } T_{max,Blase}/T_W = 1.10 (T_W/T_{r,S})^{-0.77} \quad (4.18)$$

$$\text{starke SGWW: } T_{max,Blase}/T_W = 1.02 (T_W/T_{r,S})^{-0.77} \quad (4.19)$$

Es ist ein ähnlicher Trend ersichtlich, was sich im gleichen Exponenten ausdrückt. Zudem sind die Ergebnisse der starken SGWW im Vergleich zu den Ergebnissen der schwachen SGWW systematisch zu leicht höheren maximalen Ablöseblasentemperaturen verschoben. Für Vorhersagen von  $T_{max,Blase}/T_W$  wird aus beiden Trendlinien eine gemeinsame Gesetzmäßigkeit ge-



**Abbildung 4.46:** Einfluss der wandernden Stoßfront auf den Reibungsbeiwert für  $T_W/T_r = 0.4$



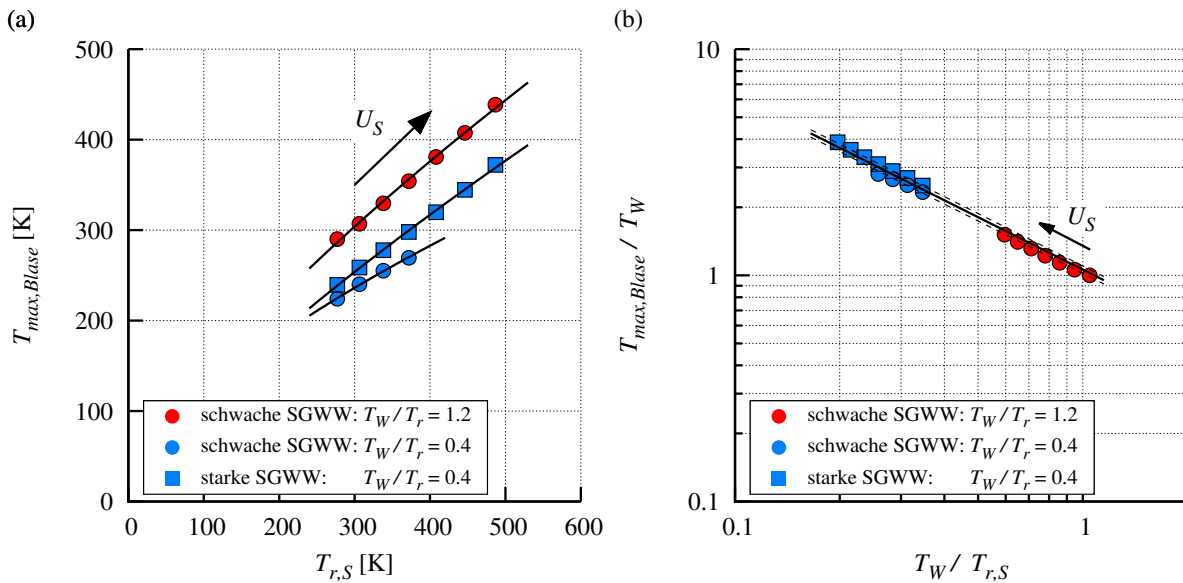
**Abbildung 4.47:** Einfluss der wandernden Stoßfront auf die maximale Temperatur im Inneren der Ablöseblase, normiert mit der konstanten Wandtemperatur  $T_W$

bildet (durchgezogene Linie) mit einer Standardabweichung von  $\pm 3.8\%$ :

$$T_{max,Blase}/T_W = 1.06 (T_W/T_{r,S})^{-0.77} \quad (4.20)$$

Ausgehend von ungefähr gleichen Temperaturen von  $T_W \approx T_{r,S} \approx T_{max,Blase}$  steigt die skalierte maximale Ablöseblasentemperatur von ca. Punkt (111) zu höheren Werten für abnehmende  $T_W/T_{r,S}$ . Die Trendlinie sagt nur dann die richtigen Ergebnisse voraus, wenn ausgeprägte Rezirkulationsgebiete existieren. Sowohl für die schwache Stoßfront mit beheizter Wand als auch für die starke Stoßfront mit gekühlter Wand trifft dies bis zu wesentlich höheren Stoßfront-

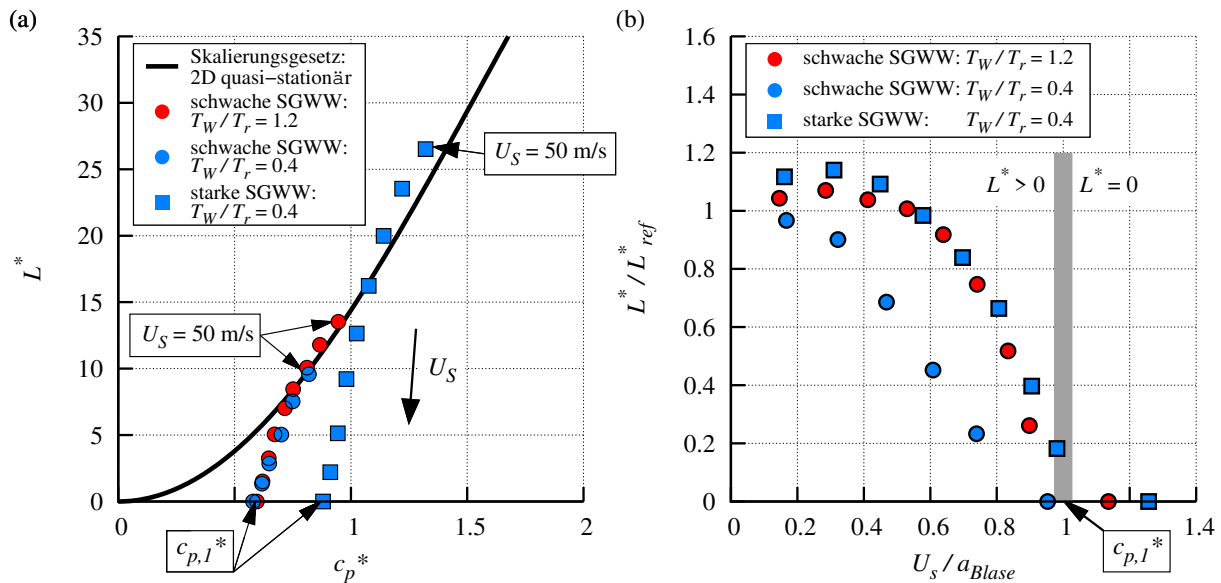




**Abbildung 4.48:** (a) Einfluss der Recoverytemperatur  $T_{r,S}$  für wandernde SGWW auf die maximale Temperatur in der Ablöseblase für drei unterschiedliche quasi-stationäre Anfangesbedingungen, (b) durchgeführte Normierung der Temperaturen

geschwindigkeiten (jeweils  $U_S = 400$  m/s) als bei schwacher Stoßfront mit gekühlter Wand ( $U_S = 250$  m/s) zu. Bei noch höheren Geschwindigkeiten  $U_S$  wird die Ablöseblase unterdrückt und der Anwendungsbereich der gemeinsamen Gesetzmäßigkeit wird verlassen.

Im nächsten Schritt wird der validierte Skalierungsansatz mit  $T_W/T_r$ -Korrektur (Gl. 4.14) verwendet, um die Ergebnisse der instationären 2D-Simulationen mit den stationären 2D-Referenzsimulationen zu vergleichen. Für die instationären Simulationen wird  $T_W/T_{r,S}$  anstelle von  $T_W/T_r$  verwendet, das für die stationären Ergebnisse verwendet wurde. Dies ermöglicht es zu untersuchen, ob die Transformation einer SGWW mit Strömungsablösung zu einem reflektierten Stoßsystem ohne Strömungsablösung durch das quasi-stationäre Skalierungsgesetz vorhergesagt werden kann. Die skalierte Interaktionslänge ist über der skalierten Interaktionsstärke für alle simulierten 2D-Fälle in Abbildung 4.49(a) dargestellt, wobei die Stoßfrontgeschwindigkeit von  $U_S = 50$  m/s in Pfeilrichtung in 50 m/s Schritten erhöht wurde. Die instationären Ergebnisse des schwachen einfallenden Stoßes mit gekühlten und erwärmten Wänden (blaue und rote Kreise) sowie des starken Stoßes mit gekühlter Wand (blaues Rechteck) werden mit dem für stationäre 2D-Wechselwirkungen erhaltenen Referenzskalierungsgesetz (schwarze Linie) verglichen. Alle instationären Szenarien weichen mit zunehmender Stoßfrontgeschwindigkeit, an jeweils individuellen skalierten Interaktionsstärken, vom stationären Skalierungsgesetz ab, bis sie schließlich  $L^* = 0$  erreichen. Die Ergebnisse deuten vor allem darauf hin, dass die Wandtemperatureffekte auch in den instationären Fällen weitestgehend kompensiert werden konnten, da die Datenpunkte der gekühlten und erwärmten Wände für den schwachen einfallenden Stoß einen gemeinsamen Trend bilden. Die instationären Datenpunkte für den starken einfall-



**Abbildung 4.49:** Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die Interaktionslänge: (a) Verwendung des modifizierten Skalierungsansatzes einschließlich Korrektur der Wandtemperatur (Gl. 4.14), (b) Verhältnis zwischen den instationären Werten zu den Referenzwerten

lenden Stoß bilden dagegen einen eigenen Verlauf. Dieses Ergebnis zeigt, dass der Übergang der SGWW mit Ablösung zu einer Stoßreflexion ohne Ablösung von der Ausgangsbedingung der Interaktion, also von der Strömungshistorie, abhängt.

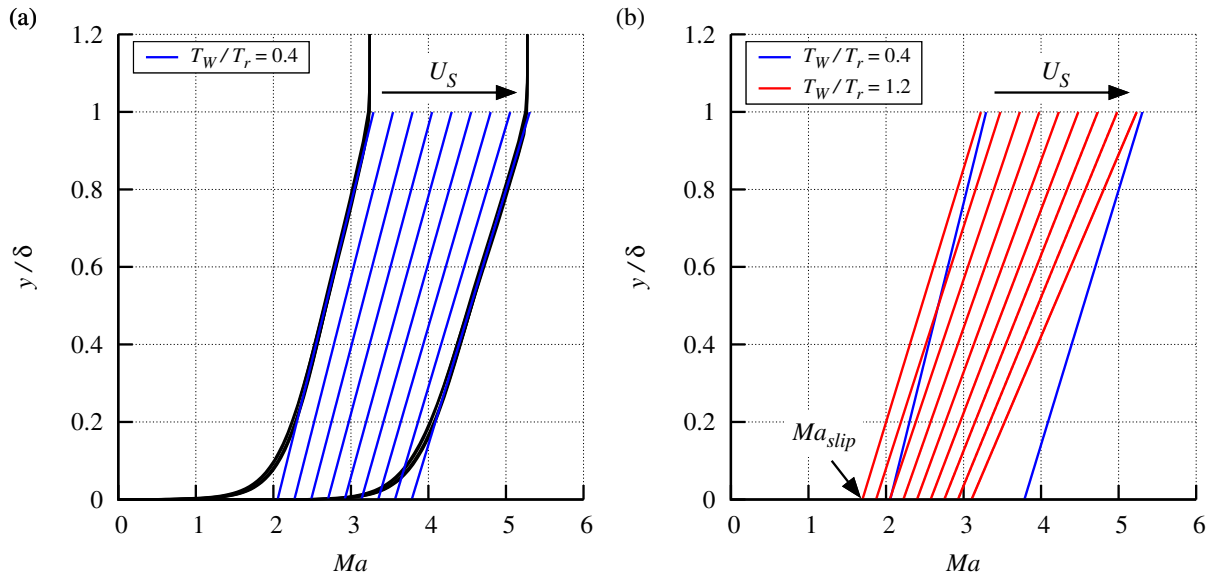
In Abbildung 4.49(b) werden die instationären skalierten Interaktionslängen  $L^*$  durch die stationären Referenzwerte normiert, die der gleichen skalierten Interaktionsstärke  $c_p^*$  zugeordnet sind. Das Ergebnis  $L^*/L_{ref}^*$  wird über der normierten Stoßfrontgeschwindigkeit  $U_S/a_{Blase}$  aufgetragen, wobei  $a_{Blase}$  die maximale Schallgeschwindigkeit innerhalb der Ablöseblase ist. Alle drei vorgestellten Szenarien von wandernden SGWW (schwacher Stoß bei gekühlten und beheizten Wänden; starker Stoß bei gekühlter Wand) weisen beim jeweils niedrigsten Wert von  $U_S/a_{Blase}$  eine skalierte Interaktionslänge nahe dem Referenzwert auf. Die Ergebnisse der starken einfallenden Stoßfront mit einer gekühlten Wand und der schwachen Stoßfront mit beheizter Wand weisen für  $U_S = 50 \text{ m/s}$ ,  $100 \text{ m/s}$  und  $150 \text{ m/s}$  etwas größere  $L^*$ -Werte als im Referenzfall auf. Mit diesem Wissen fällt der gleiche Trend auch bei den experimentellen instationären Versuchsergebnissen im vorherigen Kapitel auf (Abbildung. 4.42). Da die Abweichung bei einer kleinen Machzahl der laufenden Stoßfront auftritt, kann davon ausgegangen werden, dass der Machzahleffekt für die resultierende Machzahl der Stoßfront  $Ma_S$  nicht exakt vorhergesagt wird. Mit zunehmender Stoßfrontgeschwindigkeit konvergieren die Datenpunkte zu  $U_S/a_{Blase} \approx 1$ , wobei die Interaktionslänge gegen Null geht. Weil die Schallgeschwindigkeit (entsprechend zu  $T_{max,Blase}$ ) im Interaktionsgebiet zunimmt, wird auch eine immer höhere Stoßfrontgeschwindigkeit benötigt, um die Stromaufwirkung der Schallwellen im mitlaufenden Koordinatensystem und somit die Ablöseblase zu unterdrücken. Dieser sich selbst erhaltende Mechanismus der

Ablöseblase ist sehr plausibel und ist ein Resultat des hohen Energieaufwandes der aufgebracht wird, um eine schnell laufende Stoßfront zu induzieren, was sich wiederum in der erhöhten Temperatur innerhalb der Ablöseblase widerspiegelt. Die notwendige Stoßfrontgeschwindigkeit, ab der die Ablöseblase unterdrückt wird und  $L^* = 0$  gilt, wird verwendet, um einen Grenzwert der skalierten Interaktionsstärke von wandernden SGWW  $c_{p,1}^*$  zu definieren. Das Erreichen von  $c_{p,1}^*$  tritt somit bei  $U_S/a_{Blase} \approx 1$  und einer hohen resultierenden Machzahl  $Ma_S$  auf. Dementsprechend wird der Zusammenbruch des Mechanismus zur Erhaltung der wandernden Ablöseblase über  $c_{p,1}^*$  angegeben.

Die numerischen Ergebnisse bestätigen die instationären experimentellen Ergebnisse, in denen die normierte Interaktionslänge der wandernden SGWW auch bei  $U_S = 90$  m/s vom quasi-stationären Skalierungsgesetz noch approximiert werden konnte. Allerdings zeigen die Simulationen auch, dass die Transformation einer abgelösten SGWW zum reflektierten Stoßsystem in einem kontinuierlichen Prozess abläuft und nicht durch das quasi-stationäre Skalierungsgesetz beschrieben werden kann.

Im letzten Schritt wird geprüft, ob die Modellvorstellung nach Elfstrom [20], Kapitel 4.3.1, Strömungsablösung bei wandernden SGWW vorhersagen kann. Dafür muss der Parameter  $Ma_{slip}$  aus den Machzahlprofilen der ungestörten Grenzschicht bestimmt werden. In Abbildung 4.50(a) sind die berechneten Machzahlprofile im mitbewegten Koordinatensystem ( $Ma_{lokal} = (U_{lokal} + U_S)/a_{lokal}$ ) für Stoßfrontgeschwindigkeiten von  $U_S = 50$  m/s und 450 m/s und gekühlter Wand ( $T_W/T_r = 0.4$ ) als schwarze Linien dargestellt. Die dargestellten Profile repräsentieren die Verteilungen, die jeweils an fünf Längspositionen auf der Platte von  $x = 0.153$  m bis 0.393 m in 60 mm Schritten den numerischen Simulationen an der ebenen Platte ohne SGWW entnommen sind. Die Normierung der  $y$ -Koordinate mit der Grenzschichtdicke resultiert darin, dass die fünf Profile bis auf Strichstärke übereinander liegen, was die Selbstähnlichkeit der Grenzschicht in den Simulationen bestätigt. Die Extrapolationen der linearen Bereiche aller Machzahlprofile für  $U_S = 50$  m/s bis 450 m/s in 50 m/s Schritten sind als blaue Linien dargestellt. Der Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die ungestörte Grenzschicht drückt sich darin aus, dass der Schnittpunkt der extrapolierten Kurven mit der Wand ( $Ma_{slip}$ ) mit zunehmendem  $U_S$  ansteigt. In Abbildung 4.50(b) sind ausschließlich die extrapolierten Kurven der Machzahlprofile für eine gekühlte Wand in blau ( $T_W/T_r = 0.4$ ) für  $U_S = 50$  m/s und 450 m/s sowie die Profile für die leicht beheizte Wand in rot ( $T_W/T_r = 1.2$ ) für  $U_S = 50$  m/s bis 450 m/s in 50 m/s Schritten dargestellt. Bei gleicher Stoßfrontgeschwindigkeit ist die Machzahl am Grenzschichtrand trotz unterschiedlicher Wandtemperaturen nahezu identisch, allerdings nimmt  $Ma_{slip}$  an der Wand mit ansteigendem  $T_W/T_r$ -Verhältnis ab.

Das Elfstrom-Kriterium  $\xi_{elfstrom}$  beschreibt den maximalen Druckanstieg für eine reibungsfreie reguläre Stoßreflexion ( $(p_3/p_1)_{max}$ ) bei der effektiven Machzahl  $Ma_{slip}$ . In Tabelle 4.11 ist  $\xi_{elfstrom}$  für neun Stoßfrontgeschwindigkeiten sowohl für die gekühlte Wand als auch für die leicht geheizte Wand aufgelistet. Die skalierte Interaktionslänge der numerisch vorhergesagten wandernden SGWW ist in Abbildung 4.51 über den quasi-stationären Referenzwert normiert

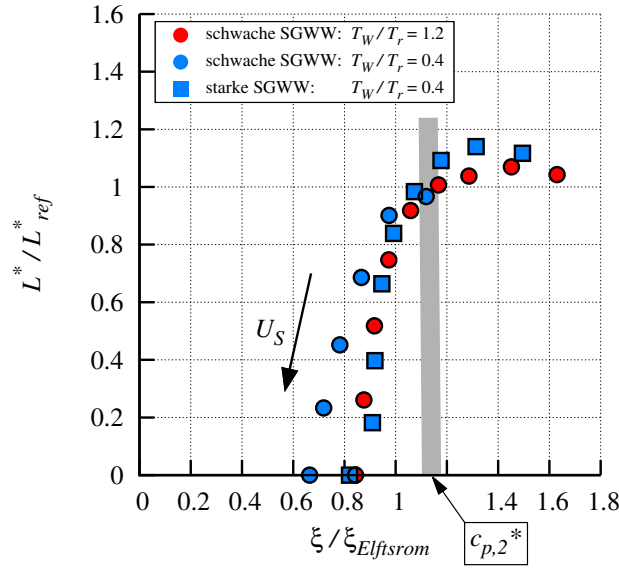


**Abbildung 4.50:** (a) Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit  $U_S = 50$  m/s bis 450 m/s in 50 m/s Schritten auf die extrapolierten linearen Bereiche der ungestörten Machzahlprofile im mitbewegten Koordinatensystem; Jeweils fünf Machzahlprofile, dargestellt als schwarze Linien für  $U_S = 50$  m/s und 450 m/s, vorhergesagt an den Längspositionen  $x = 0.153$  m bis 0.393 m in 60 mm Schritten; (b) Einfluss der Wandtemperatur auf die extrapolierten linearen Bereiche der Machzahlprofile

$U_S$ [m/s]	$T_W/T_r = 0.4$			$T_W/T_r = 1.2$		
	$Ma_{slip}$	$\varphi_{max}$ [°]	$\xi_{elfstrom}$	$Ma_{slip}$	$\varphi_{max}$ [°]	$\xi_{elfstrom}$
50	2.06	13.54	4.52	1.70	9.0	2.75
100	2.27	15.85	6.00	1.87	11.3	3.51
150	2.49	17.84	7.82	2.05	13.5	4.49
200	2.70	19.54	10.01	2.22	15.3	5.62
250	2.92	20.98	12.56	2.40	17.1	7.04
300	3.14	22.21	15.53	2.58	18.6	8.71
350	3.35	23.26	18.89	2.75	19.9	10.52
400	3.57	24.16	22.65	2.93	21.0	12.70
450	3.79	24.94	26.83	3.10	22.0	15.00

**Tabelle 4.11:** Errechnete Grenzwerte nach Elfstrom [20], des statischen Drucksprunges über eine reibungsfreie Stoßreflexion mit Hilfe der ungestörten Machzahlprofile aus Abbildung 4.50

$L^*/L_{ref}^*$  worden und über den normierten Drucksprung der SGWW  $\xi/\xi_{elfstrom}$  aufgetragen. Für die drei betrachteten Randbedingungen einer beheizten und gekühlten Wand mit schwacher SGWW und einer gekühlten Wand mit starker SGWW ergibt sich ein ähnlicher Trend in Abhängigkeit der Stoßfrontgeschwindigkeit. Die skalierten Interaktionslängen nehmen mit zu-



**Abbildung 4.51:** Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die Modellvorstellung nach Elfstrom [20] zur Vorhersage einer Ablöseblase ab  $\xi/\xi_{imp} > 1$ .

nehmendem  $U_S$  ab und der Grenzwert  $\xi_{elfstrom}$  wird bereits für Stoßfrontgeschwindigkeiten, bei denen noch Ablöseblasen induziert werden, unterschritten. Die Stoßfrontgeschwindigkeit, bei der  $\xi/\xi_{elfstrom} \approx 1$  gilt, ist dabei abhängig von der Randbedingung und ist bei einer beheizten Wand größer als bei einer gekühlten Wand und bei einer starken SGWW größer als bei einer schwächeren SGWW. Eine ursprünglich größere Ablöseblase wird somit erst bei einem höheren  $U_S$  stark gestaucht. Über die Schnittpunkte der drei dargestellten Verläufe mit  $L^*/L_{ref}^* = 1$  lässt sich im Mittel das neue Elfstrom-Kriterium  $\xi/\xi_{elfstrom} = 1.15$  definieren, ab dem die Interaktionslänge in etwa über das quasi-stationäre Skalierungsgesetz beschrieben wird, siehe grauen Balken. Der neue korrespondierende Grenzwert für die skalierte Interaktionsstärke  $c_{p,2}^*$  ist wiederum abhängig von den initialen Strömungsbedingungen. Wird dieser Grenzwert unterschritten, ist das Interaktionsgebiet gegenüber dem quasi-stationären Fall gestaucht und muss über einen Skalierungsansatz für wandernde SGWW beschrieben werden. Dabei findet mit steigendem  $U_S$  ein rapider Abfall der skalierten Interaktionslänge statt, bis die Ablöseblase bei einer skalierten Interaktionsstärke von  $c_{p,1}^*$  vollständig unterdrückt wird. Somit wird über das Elfstrom-Kriterium vorhergesagt, ab wann der Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit bei sonst gleichen Strömungsbedingungen zu einer verkürzten skalierten Interaktionslänge gegenüber einer quasi-stationären SGWW führt.

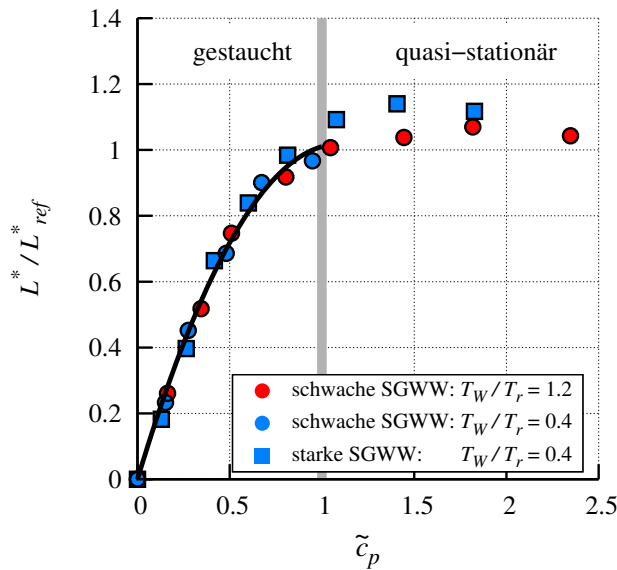
Die finale Darstellung der numerischen Ergebnisse ist in Abbildung 4.52 mit der skalierten Interaktionslänge über die skalierte Interaktionsstärke dargestellt. Mit Hilfe der definierten Grenzwerte  $c_{p,1}^*$  und  $c_{p,2}^*$  wird eine neue Skalierung der Interaktionsstärke für wandernde und quasi-stationäre SGWW mit

$$\tilde{c}_p = \left( c_p^* - c_{p,1}^* \right) / \left( c_{p,2}^* - c_{p,1}^* \right) \quad (4.21)$$

eingeführt. Dabei wird der Grenzwert  $c_{p,1}^*$  für eine Offset Korrektur und der Grenzwert  $c_{p,2}^*$  für

eine Normierung der Ausdehnung des Bereichs mit gestauchter Ablöseblase genutzt. Auf der Ordinate ist  $L^*/L_{ref}^*$  aufgetragen. Ausgehend von einer quasi-stationären Lösung nehmen die skalierten Interaktionsstärken mit zunehmender Stoßfrontgeschwindigkeit ab. Die induzierten wandernden SGWW lassen sich dabei in drei Gruppen unterteilen: quasi-stationär approximierbar ( $c_p^* \geq c_{p,2}^*$ ), gestaucht ( $c_{p,1}^* < c_p^* < c_{p,2}^*$ ) und ablösefrei ( $c_p^* < c_{p,1}^*$ ). Dementsprechend beginnt die zunehmende Stauchung des Interaktionsgebietes mit  $L^*/L_{ref}^* < 1$  am Punkt (1|1) und reicht bis zum Punkt (0|0). Das Ergebnis der numerischen Untersuchungen zeigt vor allem einen klaren Trend im Bereich der gestauchten SGWW, der über folgendes Polynom beschrieben wird:

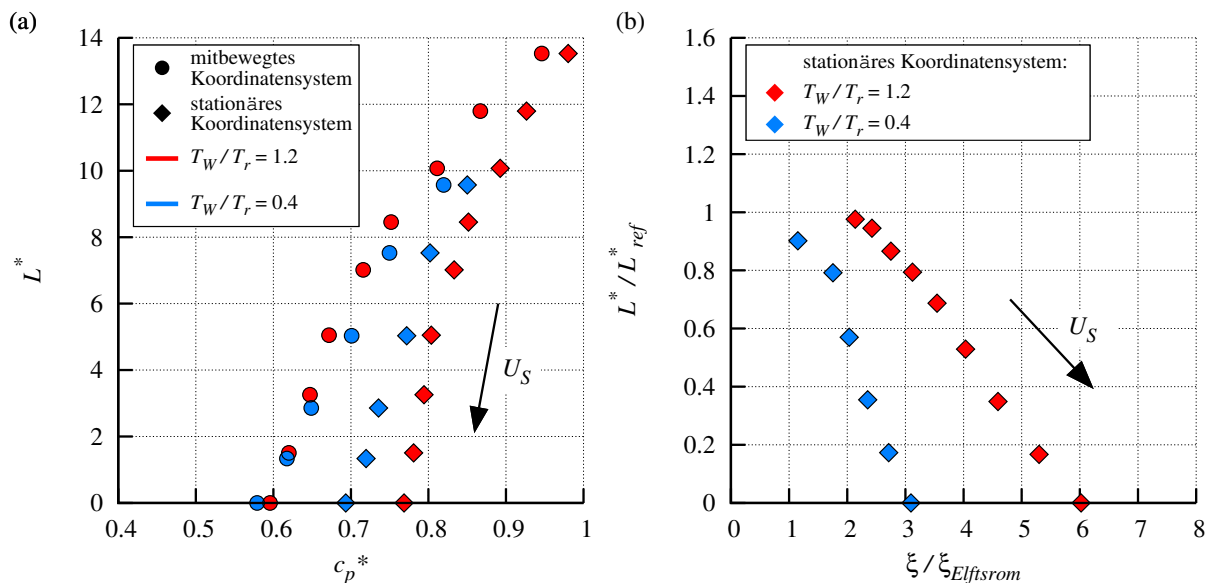
$$L^*/L_{ref}^* = -0.85 \tilde{c}_p^2 + 1.86 \tilde{c}_p \quad (4.22)$$



**Abbildung 4.52:** Finale Darstellung der numerischen Ergebnisse zur Vorhersage der Interaktionslänge bei laufenden SGWW

Ein tieferes Verständnis von wandernden SGWW konnte mit Hilfe eines mitlaufenden Koordinatensystems gewonnen werden. In Abbildung 4.53 wird zum Abschluss an den Ergebnissen der schwachen SGWW die Notwendigkeit gezeigt, ein mitlaufendes (Kreissymbol) statt des stationärem (Rhombussymbol) Koordinatensystems zu verwenden (Parameter  $Ma_S$  und  $T_w/T_{r,S}$  anstelle von  $Ma$  und  $T_w/T_r$ ). In Abbildung 4.53(a) sind die resultierenden skalierten Interaktionslängen über den skalierten Interaktionsstärken für beide Referenzsysteme gegenübergestellt. Unter Verwendung des stationären Koordinatensystems wird das konstante Verhältnis  $T_w/T_r = 1.2$  zur Skalierung der Daten verwendet, weshalb der Einfluss der Wandtemperatur in der Skalierung nicht kompensiert wird. Anders als im mitbewegten Koordinatensystem divergieren deshalb die Trends für die gekühlte und leicht erwärmte Wand mit ansteigendem  $U_S$ . Zudem resultieren bei gleichem  $L^*$  weitaus höhere skalierte Interaktionsstärken  $c_p^*$ . Wie zuvor beschrieben wird der Grenzwert  $c_{p,2}^*$  über den Ansatz von Elfstrom ermittelt, wofür aus

den ungestörten Machzahlprofilen in der Grenzschicht  $Ma_{slip}$  bestimmt und zur Berechnung des Drucksprunges  $\xi_{elfstrom}$  verwendet wird. Im stationären Koordinatensystem wird  $U_S$  nicht im Machzahlprofil der ungestörten Grenzschicht berücksichtigt, wie es im mitbewegten Koordinatensystem der Fall ist. Daraus resultiert, dass unabhängig von  $U_S$  das Machzahlprofil der stationären Grenzschicht mit konstantem  $Ma_{slip} = 1.84$  und  $\xi_{elfstrom} = 2.1$  verwendet wird. In Abbildung 4.53(b) wurde für ein stationäres Koordinatensystem die skalierte Interaktionslänge über den quasi-stationären Referenzwert normiert  $L^*/L_{ref}^*$  und über den normierten Drucksprung der SGWW  $\xi/\xi_{elfstrom}$  aufgetragen. Der normierte Drucksprung steigt mit zunehmendem  $U_S$  sowohl für die kalte als auch für die leicht erwärmte Wand mit höheren Werten für die erwärmte Wand. Dementsprechend gilt, dass eine Methodik zur Vorhersage der Interaktionslänge bei laufenden SGWW, die auf den ausgearbeiteten Modellvorstellungen basiert, sich nur unter Verwendung eines mitlaufenden Koordinatensystems entwickeln lässt.



**Abbildung 4.53:** Untersuchung der numerischen Ergebnisse, der schwachen SGWW mit gekühlter und erwärmter Wand, unter Verwendung eines stationären Koordinatensystems: (a) Verwendung des modifizierten Skalierungsansatzes (Gl. 4.14), (b) Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf die Modellvorstellung nach Elfstrom [20]

#### 4.3.4 Methodik zur Vorhersage der Interaktionslänge bei laufenden SGWW

Die gewonnenen Erkenntnisse aus den vorherigen Kapiteln können genutzt werden um vorherzusagen, wie stark die Interaktionslänge einer SGWW aufgrund des Einflusses der Stoßfrontgeschwindigkeit gestaucht wird. Die Methodik greift somit die ermittelten Skalierungsgesetze auf und stellt Sie in einer gebündelten und anwendungsorientierten Form dar. Somit wird die Möglichkeit geschaffen, die Vorhersagefähigkeit der Skalierungsansätze an neuen Datensätzen

zu prüfen, die nicht in die Entwicklung der Ansätze mit eingeflossen sind. Die Methode wird schematisch für einen keilförmigen Stoßgenerator unendlicher Tiefe mit einem Umlenkwinkel der Anströmung  $\varphi$  erläutert, der eine ebene Stoßfront mit konstantem Stoßwinkel bis zum Auftreffpunkt auf einer ebenen Platte induziert. Ausgehend von einer quasi-stationären SGWW wird der Stoßgenerator auf eine bekannte Geschwindigkeit von  $U_S$  beschleunigt. Des Weiteren müssen die quasi-stationären Anströmbedingungen  $M_\infty$ ,  $T_\infty$  und  $Re_\delta$ , sowie die Wandtemperatur  $T_W$  gegeben sein. Zudem sollte das ungestörte Machzahlprofil der Grenzschicht entweder bereits bekannt oder entsprechend den Anströmbedingungen vorhergesagt worden (siehe z. Bsp. Referenz. [20]) sein.

Aus dem ungestörten Machzahlprofil und  $U_S$  lässt sich für das mitbewegte Koordinatensystem über die Methode nach Elfstrom die Machzahl an der Wand  $Ma_{slip}$  bestimmen (siehe Abbildung 4.50). Für eine Anströmgeschwindigkeit von  $Ma_{slip}$  kann ein maximaler Umlenkwinkel und der maximale Drucksprung über einen reibungsfrei reflektierten Stoß berechnet werden, bei dem die reguläre Stoßreflexion in eine Mach-Reflexion übergeht. Der resultierende Drucksprung definiert:

$$\xi_{elfstrom} = (p_3/p_1)_{max}.$$

Die angewandte Modellvorstellung nach Elfstrom auf die numerischen Daten resultierte in der vorliegenden Arbeit in folgendem Zusammenhang für den kritischen Drucksprung unter dem die skalierte Interaktionslänge  $L^*$  einer laufenden SGWW von dem quasi-stationären Skalierungsgesetz nicht beschrieben werden kann:

$$\xi_2 = 1.15 \xi_{elfstrom}$$

Mit dem kritischen Drucksprung  $\xi_2$  lässt sich der erste Grenzwert  $c_{p,2}^*$  aus dem quasi-stationären Skalierungsgesetz berechnen (Gl. 4.14):

$$c_{p,2} = \frac{2 \cdot 1.15 \xi_{elfstrom} - 1}{\gamma Ma^2}$$

$$c_{p,2}^* = \left( \frac{Re_\delta}{2 \times 10^5} \right)^{-0.27 (c_{p,2})^{1.41}} \times c_{p,2} (T_W/T_r)^{0.15}.$$

Im nächsten Schritt wird ein Druckbeiwert aus der Stoßfrontmachzahl  $Ma_S = (U_S + U_\infty)/a_\infty$  und dem Umlenkwinkel  $\varphi$  bestimmt. Dafür wird der Drucksprung  $\xi = p_3/p_1$  aus der resultierenden reibungsfreien Stoßreflexion in Gleichung 4.14 eingesetzt:

$$c_p = \frac{2 \xi - 1}{\gamma Ma_S^2}$$

$$c_p^* = \left( \frac{Re_\delta}{2 \times 10^5} \right)^{-0.27 (c_p)^{1.41}} \times c_p (T_W/T_r)^{0.15}.$$

Falls  $c_p^*$  kleiner als der Grenzwert  $c_{p,2}^*$  ist, wird die SGWW durch den Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit gestaucht. Um die prozentuale Abweichung zum quasi-stationären Skalierungsgesetz vorhersagen zu können, muss der Grenzwert  $c_{p,1}^*$  bestimmt werden, an dem die Interaktionslänge gleich Null ist und  $U_S = a_{Blase}$  gilt. Dies geht nur iterativ (Parameterindex i),



indem  $Ma_{S,i}$  schrittweise erhöht wird, bis die Bedingung  $U_{S,i} = a_{Blase,i}$  erfüllt ist. Dabei wird zunächst  $T_{r,S,i}$  über Gleichung 4.17 und  $T_{max,Blase,i}$  mit dem Trend (Gl. 4.20) aus Abbildung 4.48(b) berechnet, um die korrespondierenden Geschwindigkeiten  $a_{Blase,i}$  und  $U_{S,i}$  zu bestimmen:

$$\begin{aligned} T_{r,S,i} &= T_\infty \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} Ma_{S,i}^2\right) \\ T_{max,Blase,i} &= 1.06 (T_W/T_{r,S,i})^{-0.77} T_W \\ a_{Blase,i} &= \sqrt{\gamma R T_{max,Blase,i}} \\ U_{S,i} &= Ma_{S,i} a_{Blase,i} - U_\infty \end{aligned}$$

Mit Hilfe der iterativ gefundenen Machzahl  $Ma_{S,1}$  als Anströmbedingung und  $\varphi$  lässt sich der Drucksprung der resultierenden reibungsfreien Stoßreflexion  $\xi_1 = p_3/p_1$  berechnen um  $c_{p,1}$  und über Gleichung 4.14 den Grenzwert  $c_{p,1}^*$  zu bestimmen:

$$\begin{aligned} c_{p,1} &= \frac{2}{\gamma} \frac{\xi_1 - 1}{Ma_{S,1}^2} \\ c_{p,1}^* &= \left(\frac{Re_\delta}{2 \times 10^5}\right)^{-0.27 (c_{p,1})^{1.41}} \times c_{p,1} (T_W/T_r)^{0.15}. \end{aligned}$$

Somit sind alle Parameter bekannt, um die skalierte Interaktionslänge der laufenden SGWW mit dem Trend (Gl. 4.22) aus Abbildung 4.52 zu approximieren:

$$L^* = L_{ref}^* \left( -0.85 \left( (c_p^* - c_{p,1}^*) / (c_{p,2}^* - c_{p,1}^*) \right)^2 + 1.86 (c_p^* - c_{p,1}^*) / (c_{p,2}^* - c_{p,1}^*) \right)$$

mit dem Referenzwert  $L_{ref}^*$  aus dem Trend (Gl. 4.15) in Abbildung 4.37, für einen Stoßgenerator unendlicher Tiefe:

$$L_{ref}^* = 15.46 (c_p^*)^2 - 1.07 (c_p^*)^4.$$

Abschließend berechnet sich die Interaktionslänge  $L$  der laufenden SGWW über Gleichung 1.13, mit dem Stoßwinkel  $\beta$  bei gegebener Stoßfrontmachzahl  $Ma_S$  und gegebenem  $\varphi$ :

$$L = L^* \delta^* \frac{\sin(\beta - \varphi)}{\sin(\beta) \sin(\varphi)}.$$

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Experimentelle und numerische Untersuchungen von abgelösten, turbulenten, quasi-stationären und laufenden SGWW wurden bei einer Machzahl von 3 und einer Einheitsreynoldszahl von  $46 \times 10^6 / \text{m}^{-1}$  durchgeführt. Mit Hilfe einer breit angelegten Studie wurden quasi-stationäre Referenzfälle von SGWW vermessen, um eine modifizierte Skalierungsmethode der Interaktionslänge zu entwickeln. Diese wurde als Grundlage verwendet, um den Einfluss einer laufenden Stoßfront auf die Interaktionslänge der SGWW zu charakterisieren und zu quantifizieren. Dabei war zum einen das Ziel, ein tieferes Verständnis von wandernden SGWW zu erlangen und dieses zu nutzen, um neue Modellvorstellungen zu entwickeln. Zum anderen war das Ziel, aus den Modellvorstellungen einen Skalierungsansatz zu definieren, mit dessen Hilfe Vorhersagen über die Interaktionslänge bei quasi-stationären und wandernden SGWW getroffen werden können.

Die experimentellen Untersuchungen fanden am Rohrwindkanal in Göttingen an einem modular aufgebautem Prinzipmodell statt, welches für die vorliegende Fragestellung stark erweitert wurde. Es bestand aus einer ebenen Platte als Grundkörper mit austauschbaren Platteneinsätzen für verschiedene Messtechniken. Die ebene Platte wurde in Kombination mit austauschbaren stationären und beweglichen Stoßgeneratoren verwendet, wobei die beweglichen zylindrischen Stoßgeneratoren mithilfe einer neuen eigens entwickelten Abschussvorrichtung stromauf bewegt wurden. Ein Alleinstellungsmerkmal dieser Arbeit war die nahezu gleichbleibende hohe Stoßfrontgeschwindigkeit und Stoßstärke während der Untersuchungen an laufenden SGWW. Visualisiert wurden die induzierten SGWW mit dem Schattenverfahren. Zudem wurde für quasi-stationäre SGWW der Wanddruck und der Wärmestrom an der Platte vermessen, um die Referenzfälle umfänglich beschreiben zu können. Darüber hinaus wurde die ungestörte turbulente Grenzschicht auf der Platte mit Hilfe einer Pitot-Sonde charakterisiert, da dies entscheidend für die Entwicklung von Skalierungsansätzen war.

Weiterführende stationäre dreidimensionale und sowohl stationäre als auch instationäre zweidimensionale Strömungssimulationen wurden mit dem DLR-TAU-Code durchgeführt. In den Simulationen wurden die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes (RANS)-Gleichungen basierend auf einem drei-dimensionalen kompressiblen Finite-Volumen-Verfahren gelöst.

Zunächst lassen sich die wichtigsten Ergebnisse der quasi-stationären experimentellen und numerischen Studie aus dem ersten Teil der vorliegenden Arbeit wie folgt zusammenfassen:

1. Die Untersuchungen des Einflusses der Reynoldszahl und der Stoßstärke auf die quasi-stationären SGWW zeigten, dass die gewonnenen experimentellen Ergebnisse den in der Literatur beschriebenen, physikalischen Gesetzmäßigkeiten folgten. Sowohl die Druckverläufe als auch die Wärmestromverläufe in der Symmetrieebene hatten im Gebiet der "freien Interaktion" (Interaktionsgebiet stromauf des Ablösepunktes) und stromab des Ablösepunktes einen systematischen Verlauf. Allerdings musste die Allgemeingültigkeit

der Korrelation von Holden [26], welche das Verhältnis zwischen der maximalen normierten Wärmestromdichte und des maximalen normierten Wanddrucks vorhersagt, durch gewonnene experimentelle Daten relativiert werden. Es stellte sich heraus, dass sich die lokale Änderung des normierten Wärmestroms und normierten Wanddrucks nur im Bereich der freien Interaktion der SGWW korrelieren lassen. Die Korrelation angewandt auf den gesamten Bereich einer SGWW resultierte in einem Verlauf, der eine Hysteresekurve darstellte, die stromab der freien Interaktion fallspezifisch für unterschiedliche SGWW war. Dabei sank die maximale Wärmestromdichte mit einer deutlichen Verzögerung gegenüber des maximalen Druckes. Dies zeigte den großen Einfluss der Strömungsablösung auf das lokale Gleichgewicht in der turbulenten Grenzschicht stromab, welches sich noch nicht wieder eingestellt hatte, und wies auf die Notwendigkeit hin, weitere Parameter in der Korrelation der maximalen Wanddrücke und Wärmeströme zu berücksichtigen.

2. Mit Hilfe der experimentellen Daten wurden die dreidimensionalen, numerischen Strömungssimulationen validiert. Sowohl die Parameter der ungestörten Grenzschicht auf der ebenen Platte als auch die Interaktionslänge und der mittlere Wanddruck der quasi-stationären SGWW stimmten gut mit dem Experiment überein. Aufgrund der sehr starken SGWW konnten allerdings die Wärmeströme in den RANS-Simulationen nicht korrekt wiedergegeben werden und lagen weit über den experimentellen Werten. Im Rahmen der Voruntersuchungen konnte der Gittereinfluss als Ursache ausgeschlossen werden und das Ergebnis trat sowohl bei einer Schließung der RANS-Gleichungen über das Menter-SST als auch über das EARSM Zwei-Gleichungsturbulenzmodell auf.
3. Aus keiner in der Literatur gesichteten Skalierungsmethode konnte für die gemessenen quasi-stationären SGWW, mit starken Stoßstärke und Reynoldszahl-Variationen, ein Skalierungsgesetz ermittelt werden, das die normierte Interaktionslänge mit ausreichender Genauigkeit vorhersagen konnte. Daraufhin wurde ein modifizierter Skalierungsansatz für die Interaktionslänge  $L$  vorgeschlagen, welcher auf der von Souverein et al. [62] beschriebenen Methode basiert, die, wie gezeigt werden konnte, Einflüsse der Reynoldszahl und der Wandtemperatur nicht richtig wiedergab. Die neu entwickelte Modifikation zur Berücksichtigung des Einflusses der Reynoldszahl und der Wandtemperatur wurde mit Hilfe von quasi-stationären SGWW aus der Literatur, den eigenen zwei- und dreidimensionalen RANS-Simulationen und den experimentellen Daten aus der vorliegenden Studie erfolgreich validiert. Dies resultierte in der Bestimmung einer entsprechenden Korrelationsfunktion  $K(Re, c_p, T_W/T_r)$ . Dadurch konnte eine signifikante Verringerung der Datenstreuung beobachtet werden.
4. Aufgrund dieser Verbesserung war sofort ersichtlich, dass der gemeinsame Trend der Daten in zwei individuelle Verläufe für induzierte SGWW aus einfallenden Stoßfronten aufbricht. Zum einen konnten die quasi-zweidimensionalen, experimentellen und numerisch (in 3-D Simulationen) vorhergesagten SGWW, die mit Hilfe von Stoßgeneratoren endlicher Spannweite generiert wurden, sehr zuverlässig und systematisch über die gesamte

Bandbreite der untersuchten Interaktionsstärken in einem Skalierungsgesetz approximiert werden. Zum anderen divergierte der Verlauf für akademisch zweidimensionale Simulationen, bei hohen Interaktionsstärken von dem empirischen quasi-zweidimensionalen Verlauf. Die Ursache lag in der zunehmenden lateralen Strömungskomponente in der Ablöseblase mit endlicher Spannweite für zunehmende Interaktionsstärken und in der resultierenden leicht geänderten Strömungstopologie des Interaktionsgebietes.

Die mit Hilfe des modifizierten Skalierungsansatzes gewonnene, sehr geringe Streuung der skalierten quasi-stationären SGWW war eine entscheidende Voraussetzung für die Analyse des Einflusses eines bewegten einfallenden Stoßes auf die SGWW. Im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit konnten folgende Erkenntnisse zu laufenden SGWW gewonnen werden:

5. Für die Analysen hatte sich ein mit der laufenden Stoßfront mitbewegtes Koordinatensystem als zielführend herausgestellt, woraus resultierte, dass die Anströmmachzahl aus der Geschwindigkeit der Anströmung und der überlagerten Stromaufbewegung der Stoßfront berechnet wurde. Dem entsprechend stieg die Recoverytemperatur, welche eine Funktion der Anströmmachzahl ist, ebenfalls mit zunehmender Stoßfrontgeschwindigkeit, was in der Nutzung der quasi-stationären Skalierungsgesetze berücksichtigt werden musste.
6. Die beiden neuen Referenz-Skalierungsgesetze für quasi-stationäre SGWW auf einer ebenen Platte unendlicher Spannweite (2D CFD) und endlicher Spannweite (3D) wurden zur Analyse des Einflusses der laufenden einfallenden Stöße auf die skalierten Interaktionslängen verwendet. Die experimentellen Ergebnisse, die mit wandernden Stoßfronten erzielt wurden, lagen innerhalb des Streubereichs der stationären Referenzdaten. Daraus konnte geschlossen werden, dass unterhalb der experimentell untersuchten Stoßfrontgeschwindigkeit von  $\approx 15\%$  der Anströmgeschwindigkeit die Interaktionslänge der wandernden SGWW durch Anwendung des gefundenen stationären Skalierungsgesetzes vorhergesagt werden kann. Dieses Ergebnis konnte numerisch für zwei-dimensionale SGWW bestätigt werden. Der Geschwindigkeitsbereich ist technisch relevant, weil er nach Einschätzung aus Industriekreisen gleichermaßen den Bereich abdeckt, in welchem wandernde SGWW in startenden Ramjet-Einläufen auftreten.
7. Weiterführende numerische Untersuchungen wurden an zwei-dimensionalen SGWW durchgeführt, deren Geschwindigkeiten stromauf schrittweise signifikant erhöht wurden. Die Untersuchungen an vorhergesagten zweidimensionalen SGWW zeigten sowohl an gekühlten als auch an leicht erwärmten Wänden die Transformation von der wandernden SGWW mit Strömungsablösung zu einer wandernden Stoßreflexion ohne Strömungsablösung. Diese Transformation konnte bei hohen Stoßfrontgeschwindigkeiten nicht mehr von dem quasi-stationären Skalierungsansatz abgebildet werden. Dabei nahmen die Abweichungen zwischen der vorhergesagten und der gemessenen normierten Interaktionslänge bei wandernden SGWW schrittweise mit zunehmender Stoßfrontgeschwindigkeit zu. Gleichermäßen nahm auch die Schallgeschwindigkeit in der wandernden Ablöseblase zu, was wiederum die Stromaufwirkung in der Rezirkulationsblase in einem weiten

Geschwindigkeitsbereich aufrecht erhielt und als Selbsterhaltungsmechanismus der Ablöseblase erkannt wurde. Der Temperaturanstieg in der Ablöseblase wurde unter anderem darauf zurückgeführt, dass der sich bewegende Stoßgenerator zusätzliche Energie in das Strömungsfeld einbrachte und die Gesamttemperatur stromabwärts des auftreffenden Stoßes erhöhte. Schließlich brach der Selbsterhaltungsmechanismus des Rezirkulationsgebietes jedoch bei einer sehr hohen Stoßfrontgeschwindigkeit in sich zusammen. Die dafür notwendige Stoßfrontgeschwindigkeit und resultierende SGWW wurde durch die initial existierende Ablöseblase beeinflusst, die mit der quasi-stationären SGWW aus dem Stand in Bewegung versetzt wurde. Dies zeigte den Einfluss der Strömungshistorie auf die wandernde SGWW.

8. Die Vorhersage der Interaktionslänge von sowohl quasi-stationären als auch wandernden SGWW wurde über eine neue Methodik ermöglicht, welche auf dem quasi-stationären Skalierungsansatz aufbaut. Zum einen konnte dafür ein Grenzwert definiert werden, der entsprechend der Strömungsrandbedingungen vorhersagte, ab welcher Stoßfrontgeschwindigkeit das Interaktionsgebiet verglichen zum quasi-stationären Skalierungsgesetz gestaucht wird. Zum anderen konnte ein Grenzwert definiert werden, der vorhersagte, ab welcher sukzessiv steigenden Stoßfrontgeschwindigkeit die Ablöseblase vollständig unterdrückt wird. Zusammenfassend konnten drei Bereiche für unterschiedliche Stoßfrontgeschwindigkeiten entdeckt und physikalisch beschrieben werden: einen quasi-stationären Bereich bei kleinen Stoßfrontgeschwindigkeiten, einen Bereich mit gestauchter skaliertes Interaktionslänge bei mittleren Geschwindigkeiten und einen Bereich mit ablösefreier SGWW bei hohen Stoßfrontgeschwindigkeiten.

Die vorliegende Arbeit hat den Einfluss der Stoßfrontgeschwindigkeit auf SGWW anhand eines Prinzipexperiments und numerischen Simulationen ausführlich charakterisiert, allerdings bleiben einige Aspekte noch unbeantwortet. Zum einen waren die realisierbaren Stoßfrontgeschwindigkeiten im Experiment nicht groß genug, um alle numerischen Erkenntnisse zu laufenden SGWW zu validieren, was somit noch aussteht. Zum anderen sollte geprüft werden, in wie weit die Erkenntnisse aus dem Prinzipexperiment auf komplexere Geometrien wie einem Ramjet-Einlauf übertragbar sind. Des weiteren ermöglicht die vorgestellte Methodik zur Vorhersage der Interaktionslänge bei quasi-stationären und wandernden SGWW es anderen, die neuen Skalierungsgesetze mit unabhängigen Daten zu prüfen.

---

## Literaturverzeichnis

- [1] Adler, A. and Hauberg, S., “The canny-algorithm source code,” Retrieved July 15, 2019, from <https://sourceforge.net/p/octave/image/ci/release-2.4.1/tree/inst/edge.m>.
- [2] Babinsky, H. and Harvey, J. K., *Shock wave-boundary-layer interactions*, Vol. 32, Cambridge University Press, 2011.
- [3] Brown, J. L., “Hypersonic shock wave impingement on turbulent boundary layers: computational analysis and uncertainty,” *J. Spacecraft Rockets*, Vol. 50, (1), 2013, pp. 96–123.
- [4] Canny, J., “A computational approach to edge detection,” *Readings in computer vision*, Elsevier, 1987, pp. 184–203.
- [5] Challis, J., “On the velocity of sound, in reply to the remarks of the astronomer royal,” *Philos. Mag.*, Vol. XXXII, 1848, pp. 494–499.
- [6] Chapman, D. R., Kuehn, D. M., and Larson, H. K., “Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition,” , 1958.
- [7] Chappell, P. D., “Some correlations for the turbulent boundary layer on a flat plate,” *Aeronaut. J.*, Vol. 74, (713), 1970, pp. 393–396.
- [8] Clemens, N. T. and Narayanaswamy, V., “Low-frequency unsteadiness of shock wave/turbulent boundary layer interactions,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 46, 2014, pp. 469–492.
- [9] Coles, D., “The law of the wake in the turbulent boundary layer,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 1, (2), 1956, pp. 191–226.
- [10] Coon, M. D. and Chapman, G. T., “Experimental study of flow separation on an oscillating flap at Mach 2.4,” *AIAA J.*, Vol. 33, (2), 1995, pp. 282–288.
- [11] Détery, J. and Dussauge, J.-P., “Some physical aspects of shock wave/boundary layer interactions,” *Shock Waves*, Vol. 19, (6), 2009, pp. 453–468.
- [12] Détery, J., Marvin, J. G., and Reshotko, E., “Shock-wave boundary layer interactions,” Technical report, Advisory Group for Aerospace Research and Development Neuilly-Sur-Seine (France), 1986.
- [13] Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt, “Technical documentation of the DLR TAU-Code,” *Forschungsbericht TAU-Code Release 2017.1.0*, 2017.
- [14] Dolling, D., “Unsteady shock-induced turbulent separation in Mach 5 cylinder interactions,” 26th Aerospace Sciences Meeting, 1988.

- 
- [15] Dolling, D. S. and Or, C. T., “Unsteadiness of the shock wave structure in attached and separated compression ramp flows,” *Exp. Fluids*, Vol. 3, (1), 1985, pp. 24–32.
- [16] Dupont, P., Haddad, C., and Debieve, J. F., “Space and time organization in a shock-induced separated boundary layer,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 559, 2006, pp. 255–277.
- [17] Dussauge, J. P., Dupont, P., and Debiève, J. F., “Unsteadiness in shock wave boundary layer interactions with separation,” *Aerosp. Sci. Technol.*, Vol. 10, (2), 2006, pp. 85–91.
- [18] Dussauge, J.-P., Fernholz, H., Smith, R. W., and Saric, W. S., “Turbulent boundary layers in subsonic and supersonic flow,” , 1996.
- [19] Eckert, E. R. G., “Engineering relations for friction and heat transfer to surfaces in high velocity flow.” *J. Aeronaut. Sci.*, Vol. 22, (8), 1955, pp. 585–587.
- [20] Elfstrom, G. M., “Turbulent hypersonic flow at a wedge-compression corner,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 53, (1), 1972, pp. 113–127.
- [21] Fernholz, H.-H. and Finley, P. J., “A critical commentary on mean flow data for two-dimensional compressible turbulent boundary layers,” Tech Rep. AGARDograph 253, AGARD, Neuilly sur Seine, France, 1980.
- [22] Glass, I. I. and Patterson, G. N., “A theoretical and experimental study of shock-tube flows,” *J. Aeronaut. Sci.*, Vol. 22, (2), 1955, pp. 73–100.
- [23] Green, J. E., “Interactions between shock waves and turbulent boundary layers,” *Prog. Aerosp. Sci.*, Vol. 11, 1970, pp. 235–340.
- [24] Hess, R. V., “Interaction of Moving Shocks and Hot Layers,” Technical report, NACA Technical Note 4002, Langley Aeronautical Laboratory, 1957.
- [25] Hinds, W. C., *Aerosol technology: properties, behavior, and measurement of airborne particles*, John Wiley & Sons, 1999.
- [26] Holden, M., “Shock wave-turbulent boundary layer interaction in hypersonic flow,” 15th Aerospace Sciences Meeting, 1977.
- [27] Huang, P. G., Bradshaw, P., and Coakley, T. J., “Skin friction and velocity profile family for compressible turbulent boundary layers,” *AIAA J.*, Vol. 31, (9), 1993, pp. 1600–1604.
- [28] Hugoniot, P. H., “Memoire sur la propagation du mouvement dans les corps et plus spécialement dans les gaz parfaits, 1e Partie,” *J. Ecole Polytech. Paris*, Vol. 57, 1887, pp. 3–97.
- [29] Hugoniot, P. H., “Memoire sur la propagation du mouvement dans les corps et plus spécialement dans les gaz parfaits, 2e Partie,” *J. Ecole Polytech. Paris*, Vol. 58, 1889, pp. 1–125.
- [30] Humble, R. A., *Unsteady flow organization of a shock wave / boundary layer interaction*, Ph.d. thesis, Delft University of Technology, 2008.

- 
- [31] Jaunet, V., Debiève, J. F., and Dupont, P., “Length scales and time scales of a heated shock-wave/boundary-layer interaction,” *AIAA J.*, Vol. 52, (11), 2014, pp. 2524–2532.
- [32] Knight, D., Yan, H., Panaras, A. G., and Zheltovodov, A., “Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions,” *Prog. Aerosp. Sci.*, Vol. 39, (2), 2003, pp. 121–184.
- [33] Kuntz, D. W., Amatucci, V. A., and Addy, A. L., “Turbulent boundary-layer properties downstream of the shock-wave/boundary-layer interaction,” *AIAA J.*, Vol. 25, (5), 1987, pp. 668–675.
- [34] Kutateladze, S. S. and Leont’ev, A. I., “Turbulent Boundary Layer of a Compressible Gas,” Technical report, Air Force Systems Command Wright-Patterson AFB OH Foreign Technology Division, 1965.
- [35] Liu, K.-L. and Zhang, K.-Y., “Experiment of dynamic angle-of-attack on a side wall compression scramjet inlet at Mach 3.85,” 17th AIAA international space planes and hypersonic systems and technologies conference, April 2011.
- [36] Ludwig, H., “Der Rohrwindkanal,” *Zeitschrift für Flugwissenschaften*, Vol. 3, (7), 1955, pp. 206–216.
- [37] Mark, H., *The interaction of a reflected shock wave with the boundary layer in a shock tube*, National Advisory Committee for Aeronautics, 1958.
- [38] Menter, F. R., “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications,” *AIAA J.*, Vol. 32, (8), 1994, pp. 1598–1605.
- [39] Moeckel, W. E., “Approximate method for predicting form and location of detached shock waves ahead of plane or axially symmetric bodies,” *NACA TN 1921*, 1949.
- [40] Muck, K., Bogdonoff, S., and Dussauge, J.-P., “Structure of the wall pressure fluctuations in a shock-induced separated turbulent flow,” 23rd Aerospace Sciences Meeting, 1985.
- [41] Park, S., Lee, C., and Kang, K., “Navier-Stokes analysis of a supersonic flow over moving compression ramp,” 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2001.
- [42] Park, S. O., Chung, Y. M., and Sung, H. J., “Numerical study of unsteady supersonic compression ramp flows,” *AIAA J.*, Vol. 32, (1), 1994, pp. 216–218.
- [43] Pasquariello, V., Grilli, M., Hickel, S., and Adams, N. A., “Large-eddy simulation of passive shock-wave/boundary-layer interaction control,” *Int. J. Heat Fluid Fl.*, Vol. 49, 2014, pp. 116–127.
- [44] Piponniau, S., *Instationnarités dans les décollements compressibles: cas des couches limites soumises à ondes de choc*, Ph.d. thesis, Université de Provence, 2009.



- 
- [45] Poggie, J. and Smits, A., “Shock unsteadiness in a reattaching shear layer,” 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2000.
- [46] Poisson, S. D., “Memoir on the theory of sound,” *J. Ecole Polytech. Paris*, Vol. 7, 1808, pp. 319–370.
- [47] Rankine, W. J. M., “On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance,” *Phil. Trans. Roy. Soc. London.*, (160), 1870, pp. 277–288.
- [48] Roberts, T. P., *Dynamic effects of hypersonic separated flow*, Ph.d. thesis, University of Southampton, 1989.
- [49] Rubesin, M. W. and Johnson, H. A., “A critical review of skin-friction and heat-transfer solutions of the laminar boundary layer of a flat plate,” *Trans. ASME*, Vol. 71, (4), 1949, pp. 383–388.
- [50] Rung, T., Lübcke, H., Franke, M., Xue, L., Thiele, F., and Fu, S., “Assessment of explicit algebraic stress models in transonic flows,” *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 4*, Elsevier, 1999, pp. 659–668.
- [51] Schlichting, H. and Gersten, K., *Grenzschicht-Theorie*, Springer, 2006.
- [52] Schülein, E., “Skin friction and heat flux measurements in shock/boundary layer interaction flows,” *AIAA J.*, Vol. 44, (8), 2006, pp. 1732–1741.
- [53] Schülein, E., “Effects of Laminar-Turbulent Transition on the Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction,” 44th AIAA fluid dynamics conference, 2014.
- [54] Schülein, E., Krogmann, P., and Stanewsky, E., “Documentation of two-dimensional impinging shock/turbulent boundary layer interaction flow,” *DLR-IB 223 - 96 A 49*, 1996.
- [55] Schülein, E. and Wagner, A., “Freestream Disturbance Characterization in DNW-RWG at Mach 3 and 6,” *Report DLR-224-2014 C 169*, 2015.
- [56] Schultz, D. L. and Jones, T. V., “Heat-Transfer Measurements in Short-Duration Hypersonic Facilities.” Technical report, DTIC Document, 1973.
- [57] Schwamborn, D., Gerhold, T., and Heinrich, R., “The DLR TAU-code: recent applications in research and industry,” ECCOMAS CFD 2006: Proceedings of the european conference on computational fluid dynamics, 2006.
- [58] Selig, M. S., Andreopoulos, J., Muck, K. C., Dussauge, J. P., and Smits, A. J., “Turbulence structure in a shock wave/turbulent boundary-layer interaction,” *AIAA J.*, Vol. 27, (7), 1989, pp. 862–869.
- [59] Settles, G. S., Bogdonoff, S. M., and Vas, I. E., “Incipient separation of a supersonic turbulent boundary layer at high Reynolds numbers,” *AIAA J.*, Vol. 14, (1), 1976, pp. 50–56.

- [60] Shahab, M. F., Lehnasch, G., Gatski, T. B., and Comte, P., “Statistical characteristics of an isothermal, supersonic developing boundary layer flow from DNS data,” *Flow Turbul. Combust.*, Vol. 86, (3-4), 2011, pp. 369–397.
- [61] Souverein, L. J., *On the scaling and unsteadiness of shock induced separation*, Ph.d. thesis, Delft University of Technology, 2010.
- [62] Souverein, L. J., Bakker, P. G., and Dupont, P., “A scaling analysis for turbulent shock-wave/boundary-layer interactions,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 714, 2013, pp. 505–535.
- [63] Spalding, D. B. and Chi, S. W., “The drag of a compressible turbulent boundary layer on a smooth flat plate with and without heat transfer,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 18, (01), 1964, pp. 117–143.
- [64] Steelant, J., “Effect of a compressibility correction on different turbulence models,” Engineering turbulence modelling and experiments 5: proceedings of the 5th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, Mallorca, Spain, 16-18 September, 2002, 2002.
- [65] Taylor, G., “The conditions necessary for discontinuous motions in gases,” *proc. roy. soc. london. ser.*, 1910.
- [66] Thomke, G. and Roshko, A., “Incipient separation of a turbulent boundary layer at high Reynolds number in two-dimensional supersonic flow over a compression corner,” *NASA CR 73308*, 1969.
- [67] Van Driest, E. R., “Turbulent boundary layer in compressible fluids,” *J. Aeronaut. Sci.*, Vol. 18, (3), 1951, pp. 145–160.
- [68] Van Driest, E. R., “On the boundary layer with variable Prandtl number,” *Jarbuch der Wissenschaftlichen Gesellschaft fur Luftfahrt*, 1954, pp. 66–75.
- [69] Van Driest, E. R., “The problem of aerodynamic heating,” *Aeronautical Engineering Review*, Vol. 15, (10), 1956, pp. 26–41.
- [70] Volpiani, P. S., Bernardini, M., and Larsson, J., “Effects of a nonadiabatic wall on hypersonic shock/boundary-layer interactions,” *Phys. Rev. Fluid*, Vol. 5, (1), 2020.
- [71] Zheltovodov, A. and Schülein, E., “Peculiarities of turbulent separation development in disturbed boundary layers,” *Modelirovanie v Mekhanike (Modeling in Mechanics)*, Vol. 2, (1), (in Russian), 1988.
- [72] Zhu, X.-K., Yu, C.-P., Tong, F.-L., and Li, X.-L., “Numerical study on wall temperature effects on shock wave/turbulent boundary-layer interaction,” *AIAA J.*, Vol. 55, (1), 2017, pp. 131–140.
- [73] Zukoski, E. E., “Turbulent boundary-layer separation in front of a forward-facing step,” *AIAA J.*, Vol. 5, (10), 1967, pp. 1746–1753.



## Anhang

$\xi_{imp}$	$c_p$	Run ID	$d$ [mm]	$\Delta x$ [mm]	$\Delta y$ [mm]	$P_0$ [bar]	$T_0$ [K]	$Re_1$ [ $10^6$ ]	$\delta$ [mm]	$\delta^*$ [mm]	$x_{imp}$ [mm]	$\beta_{imp}$ [ $^\circ$ ]	$c_p^*$	$L$ [mm]	$L^*$
1.714	0.283	B5_100	5	24	100	5.02	261.3	46.12	2.68	0.93	190.1	25.0	0.289	-	-
1.714	0.283	J5_100	5	264	100	5.09	266.4	45.47	5.53	1.98	430.9	25.0	0.280	-	-
1.821	0.332	D5_80	5	84	80	5.03	264.4	45.41	2.88	1.00	208.4	25.8	0.346	6.2	1.28
1.821	0.332	F5_80	5	144	80	5.03	258.7	46.97	3.60	1.25	268.2	25.8	0.338	8.9	1.45
1.821	0.332	H5_80	5	204	80	4.99	263.4	45.31	4.33	1.52	329.4	25.8	0.333	10.1	1.38
1.821	0.332	J5_80	5	264	80	4.99	259.9	46.28	5.03	1.77	388.9	25.8	0.327	11.2	1.30
2.157	0.504	C10_100	10	64	100	5.03	258.5	47.07	2.70	0.93	192.8	28.1	0.540	13.5	4.28
2.157	0.504	D10_100	10	94	100	5.05	263.7	45.75	3.06	1.06	222.7	28.1	0.532	14.0	3.90
2.157	0.504	F10_100	10	154	100	5.04	261.2	46.34	3.78	1.32	283.5	28.1	0.514	16.6	3.72
2.157	0.504	H10_100	10	214	100	5.02	265.1	45.10	4.50	1.58	343.7	28.1	0.503	19.1	3.56
2.157	0.504	J10_100	10	274	100	5.02	259.6	46.61	5.21	1.83	403.7	28.1	0.489	20.8	3.33
2.359	0.612	E10_80	10	124	80	4.98	262.9	45.38	2.98	1.03	216.8	29.4	0.658	18.2	6.14
2.359	0.612	G10_80	10	184	80	5.04	260.8	46.52	3.70	1.29	276.8	29.4	0.629	19.2	5.17
2.359	0.612	I10_80	10	244	80	4.99	262.0	45.73	4.42	1.55	337.0	29.4	0.611	22.3	5.00
2.359	0.612	K10_80	10	304	80	5.01	260.5	46.32	5.12	1.80	396.5	29.4	0.593	24.8	4.78
2.565	0.728	C15_100	15	99	100	5.04	261.3	46.34	2.81	0.97	202.5	30.7	0.801	22.0	9.07
2.565	0.728	D15_100	15	129	100	5.30	272.4	45.73	3.16	1.09	231.3	30.7	0.783	22.2	8.12
2.565	0.728	E15_100	15	159	100	5.03	264.3	45.44	3.53	1.23	262.6	30.7	0.765	24.5	8.01
2.565	0.728	F15_100	15	189	100	4.88	261.4	44.86	3.88	1.36	292.3	30.7	0.751	27.8	8.23
2.565	0.728	G15_100	15	219	100	5.06	266.5	45.15	4.24	1.48	322.2	30.7	0.735	28.3	7.65
2.565	0.728	H15_100	15	249	100	5.04	263.4	45.82	4.60	1.62	352.8	30.7	0.719	27.7	6.88
2.565	0.728	I15_100	15	279	100	5.33	274.2	45.52	4.95	1.74	382.0	30.7	0.709	30.9	7.10

**Tabelle A1:** Testmatrix der durchgeführten Experimente an quasi-stationären SGWW. Verwendung des quasi-stationären Stoßgeneratormodells. (1 von 3)

$\xi_{imp}$	$c_p$	Run ID	$d$ [mm]	$\Delta x$ [mm]	$\Delta y$ [mm]	$P_0$ [bar]	$T_0$ [K]	$Re_1$ [ $10^6$ ]	$\delta$ [mm]	$\delta^*$ [mm]	$x_{imp}$ [mm]	$\beta_{imp}$ [ $^\circ$ ]	$c_p^*$	$L$ [mm]	$L^*$
2.565	0.728	J15_100	15	309	100	4.90	255.9	46.55	5.31	1.87	412.5	30.7	0.694	31.5	6.74
2.565	0.728	K15_100	15	339	100	5.03	266.9	44.75	5.67	2.00	442.3	30.7	0.691	31.9	6.40
2.890	0.920	F15_80	15	189	80	5.03	258.8	46.95	3.50	1.22	259.9	32.7	0.973	29.3	11.63
2.890	0.920	G15_80	15	219	80	4.88	257.7	45.84	3.83	1.34	287.7	32.7	0.955	30.5	11.03
2.890	0.920	H15_80	15	249	80	5.05	263.2	45.93	4.21	1.47	319.9	32.7	0.929	34.2	11.19
2.890	0.920	I15_80	15	279	80	5.07	263.9	45.93	4.57	1.60	349.7	32.7	0.908	37.3	11.25
2.890	0.920	J15_80	15	309	80	5.30	272.7	45.65	4.93	1.73	379.8	32.7	0.890	37.2	10.37
2.890	0.920	K15_80	15	339	80	4.99	260.3	46.15	5.28	1.86	409.7	32.7	0.870	35.1	9.10
2.960	0.964	F20_100	20	189	100	5.02	264.6	45.32	3.65	1.27	273.1	33.1	1.020	33.0	12.95
2.960	0.964	G20_100	20	219	100	5.23	266.3	46.72	4.01	1.40	302.7	33.1	0.983	34.1	12.17
2.960	0.964	H20_100	20	249	100	5.05	264.3	45.63	4.36	1.53	332.6	33.1	0.965	38.6	12.62
2.960	0.964	I20_100	20	279	100	5.34	273.1	45.89	4.72	1.66	362.6	33.1	0.941	38.3	11.55
2.960	0.964	J20_100	20	309	100	5.10	268.0	45.12	5.08	1.79	392.9	33.1	0.926	40.4	11.30
3.367	1.232	F25_100	25	189	100	5.06	265.7	45.37	3.47	1.21	257.5	35.5	1.351	40.6	20.11
3.367	1.232	G25_100	25	219	100	5.15	265.7	46.17	3.82	1.33	287.1	35.5	1.293	44.1	19.73
3.367	1.232	H25_100	25	249	100	5.10	265.2	45.84	4.18	1.46	317.0	35.5	1.253	44.8	18.30
3.367	1.232	I25_100	25	279	100	5.04	266.3	45.03	4.53	1.59	346.9	35.5	1.222	44.8	16.83
3.367	1.232	J25_100	25	309	100	5.22	271.7	45.22	4.89	1.72	377.0	35.5	1.185	48.4	16.81
3.374	1.236	G20_80	20	219	80	4.99	261.8	45.81	3.66	1.28	273.8	35.5	1.323	40.5	18.99
3.374	1.236	H20_80	20	249	80	5.22	267.3	46.36	4.03	1.41	304.2	35.5	1.270	44.9	19.10
3.374	1.236	I20_80	20	279	80	5.08	268.8	44.74	4.39	1.54	334.5	35.5	1.245	43.9	17.09
3.374	1.236	K20_80	20	339	80	5.04	260.9	46.46	5.09	1.79	394.0	35.5	1.158	50.4	16.84

**Tabelle A2:** Testmatrix der durchgeführten Experimente an quasi-stationären SGWW. Verwendung des quasi-stationären Stoßgeneratormodells. (2 von 3)

$\xi_{imp}$	$c_p$	Run ID	$d$ [mm]	$\Delta x$ [mm]	$\Delta y$ [mm]	$P_0$ [bar]	$T_0$ [K]	$Re_1$ [ $10^6$ ]	$\delta$ [mm]	$\delta^*$ [mm]	$x_{imp}$ [mm]	$\beta_{imp}$ [ $^\circ$ ]	$c_p^*$	$L$ [mm]	$L^*$
3.764	1.536	F30_100	30	189	100	5.03	265.3	45.19	3.31	1.15	244.2	37.7	1.769	47.1	28.09
3.764	1.536	G30_100	30	219	100	4.97	259.9	46.08	3.66	1.28	273.8	37.7	1.668	48.0	25.73
3.764	1.536	H30_100	30	249	100	5.11	265.6	45.83	4.03	1.41	304.4	37.7	1.597	51.5	25.04
3.764	1.536	I30_100	30	279	100	5.15	267.3	45.73	4.39	1.54	334.9	37.7	1.533	53.1	23.61
3.764	1.536	J30_100	30	309	100	5.35	272.5	46.12	4.74	1.67	364.6	37.7	1.470	55.3	22.72
3.764	1.536	K30_100	30	339	100	5.25	268.4	46.34	5.10	1.80	394.7	37.7	1.416	56.4	21.52
3.842	1.608	G25_80	25	219	80	4.89	259.6	45.44	3.51	1.22	260.9	38.2	1.805	51.7	29.70
3.842	1.608	H25_80	25	249	80	4.96	257.5	46.68	3.87	1.35	290.9	38.2	1.695	53.2	27.62
3.842	1.608	I25_80	25	279	80	5.22	270.4	45.56	4.22	1.48	320.9	38.2	1.640	54.9	26.05
3.842	1.608	J25_80	25	309	80	5.04	259.5	46.87	4.60	1.62	352.6	38.2	1.547	54.3	23.60
3.842	1.608	K25_80	25	339	80	5.07	262.3	46.36	4.93	1.74	380.6	38.2	1.501	58.1	23.47

**Tabelle A3:** Testmatrix der durchgeführten Experimente an quasi-stationären SGWW. Verwendung des quasi-stationären Stoßgeneratormodells. (3 von 3)

$\xi_{imp}$	$c_p$	Run ID	$d$ [mm]	$\Delta y$ [mm]	$P_0$ [bar]	$T_0$ [K]	$T_W/T_r$	$T_W/T_{r,s}$	$Re_1$ [ $10^6$ ]	$Ma_s$	$\delta$ [mm]	$\delta^*$ [mm]	$x_{imp}$ [mm]	$\beta_{imp}$ [ $^\circ$ ]	$C_p^*$	$L$ [mm]	$L^*$
3.14	1.080	1.steady18	18	80	4.58	244.4	1.2		46.74	3	4.99	1.76	385.4	34.1	1.054	43.0	13.31
3.47	0.996	1.move18	18	80	4.58	244.4	-	1.05	46.74	3.46	4.35	1.52	331.2	30.7	1.000	31.6	12.19
3.15	1.084	2.steady18	18	80	4.70	250.9	1.2		46.05	3	4.99	1.75	384.8	34.2	1.063	40.4	12.57
3.48	0.990	2.move18	18	80	4.70	250.9	-	1.05	46.05	3.47	4.27	1.50	325.1	30.6	1.001	31.3	12.23
3.32	1.199	1.steady20	20	80	4.58	244.8	1.2		46.61	3	5.11	1.80	395.6	35.2	1.154	45.7	14.87
3.73	1.113	1.move20	20	80	4.58	244.8	-	1.05	46.61	3.47	4.53	1.59	347.0	31.8	1.101	35.8	14.39
3.31	1.191	2.steady20	20	80	4.71	251.6	1.2		45.89	3	5.12	1.80	396.1	35.1	1.153	46.9	15.19
3.73	1.104	2.move20	20	80	4.71	251.6	-	1.05	45.89	3.48	4.44	1.56	339.4	31.7	1.101	35.8	14.57
3.49	1.319	1.steady22	22	80	4.52	245.9	1.2		45.72	3	5.15	1.81	398.3	36.2	1.268	49.5	17.07
3.97	1.228	1.move22	22	80	4.52	245.9	-	1.05	45.72	3.48	4.54	1.59	347.7	32.8	1.219	42.2	18.18
3.49	1.320	2.steady22	22	80	4.70	249.6	1.2		46.37	3	5.15	1.81	398.8	36.2	1.261	53.0	18.28
3.92	1.212	2.move22	22	80	4.70	249.6	-	1.05	46.37	3.47	4.45	1.56	339.9	32.6	1.205	40.8	17.79
3.65	1.440	1.steady24	24	80	4.53	248.2	1.2		45.07	3	5.18	1.82	401.2	37.1	1.380	56.6	20.49
4.14	1.342	1.move24	24	80	4.53	248.2	-		45.07	3.46	4.49	1.57	343.0	33.7	1.342	44.8	20.77
3.66	1.453	2.steady24	24	80	4.59	249.9	1.2		45.26	3	5.17	1.82	400.5	37.2	1.389	52.0	18.96
4.16	1.342	2.move24	24	80	4.59	249.9	-		45.26	3.47	4.53	1.59	346.5	33.7	1.336	39.7	18.27
3.83	1.600	1.steady26	26	80	4.68	249.0	1.2		46.38	3	5.22	1.84	404.5	38.1	1.492	58.9	22.41
4.18	1.391	1.move26	26	80	4.68	249.0	-		46.38	3.44	4.54	1.59	347.2	34.1	1.367	47.2	22.23
3.99	1.771	1.steady28	28	80	4.65	249.2	1.2		46.03	3	5.26	1.85	407.6	39.0	1.634	57.6	22.75
4.40	1.488	1.move28	28	80	4.65	249.2	-		46.03	3.46	4.43	1.55	338.1	34.9	1.483	48.6	24.52

**Tabelle A4:** Testmatrix der durchgeführten Experimente an dem beweglichen Stoßgeneratormodell für quasi-stationäre und wandernde SGWW-Untersuchungen, siehe Abbildung 4.41.



$\xi_{imp}$	$c_p$	$d$ (mm)	$\Delta y$ (mm)	$\Delta x$ (mm)	$T_w/T_r$	$Re_1$ ( $10^6 \text{ m}^{-1}$ )	$\delta$ (mm)	$\delta^*$ (mm)	$x_{imp}$ (mm)	$\beta_{imp}$ ( $^\circ$ )	$c_p^*$	$L$ (mm)	$L^*$
1.821	0.333	5	80	234	1.2	46	4.4	1.6	358.9	25.8	0.341	11.1	1.39
2.389	0.629	10	80	244	1.2	46	4.7	1.6	336.5	29.6	0.645	24.2	5.57
2.557	0.724	15	100	249	1.2	46	4.6	1.6	353.1	30.6	0.737	30.5	7.52
2.853	0.899	15	80	249	1.2	46	4.2	1.5	320.1	32.4	0.931	35.8	11.50
3.315	1.197	25	100	279	1.2	46	4.6	1.6	348.6	35.2	1.211	50.6	18.53
3.584	1.390	30	100	219	1.2	46	3.7	1.3	274.9	36.7	1.535	51.1	25.77
3.806	1.573	25	80	279	1.2	46	4.2	1.5	320.9	38.0	1.641	57.0	26.76

**Tabelle A5:** Testmatrix für die RANS-Simulationen mit dem Menter-SST-Turbulenzmodell von voll-turbulenten, stationären, dreidimensionalen SGWW.

$\xi_{imp}$	$c_p$	$d$ (mm)	$\Delta y$ (mm)	$\Delta x$ (mm)	$T_w/T_r$	$Re_1$ ( $10^6 \text{ m}^{-1}$ )	$\delta$ (mm)	$\delta^*$ (mm)	$x_{imp}$ (mm)	$\beta_{imp}$ ( $^\circ$ )	$c_p^*$	$L$ (mm)	$L^*$
2.364	0.615	10	80	198	0.4	46	3.5	1.1	290.3	29.4	0.554	10.9	3.46
2.782	0.853	14	80	216	0.4	46	3.5	1.1	290.7	32.0	0.781	20.1	8.27
2.982	0.976	16	80	224	0.4	46	3.5	1.1	291.3	33.2	0.901	24.9	11.34
3.168	1.103	18	80	230	0.4	46	3.5	1.1	290.5	34.3	1.030	30.1	15.08
3.374	1.234	20	80	236	0.4	46	3.5	1.1	290.4	35.5	1.166	35.5	19.23
3.566	1.378	22	80	241	0.4	46	3.5	1.1	289.8	36.6	1.319	41.0	23.92
3.760	1.536	24	80	247	0.4	46	3.5	1.1	290.2	37.7	1.492	46.3	28.76
2.364	0.615	10	80	198	1.2	46	3.9	1.4	290.5	29.4	0.638	23.0	5.94
2.782	0.853	14	80	216	1.2	46	3.9	1.4	290.8	32.0	0.894	34.5	11.63
2.982	0.976	16	80	224	1.2	46	3.9	1.4	291.3	33.2	1.027	41.0	15.29
3.168	1.103	18	80	230	1.2	46	3.9	1.4	290.6	34.3	1.168	47.5	19.46
3.374	1.234	20	80	236	1.2	46	3.9	1.4	290.4	35.5	1.315	53.9	23.90
3.566	1.378	22	80	241	1.2	46	3.9	1.4	289.8	36.6	1.481	60.5	28.89
3.760	1.536	24	80	247	1.2	46	3.9	1.4	290.2	37.7	1.663	67.0	34.05

**Tabelle A6:** Testmatrix für die RANS-Simulationen mit dem Menter-SST-Turbulenzmodell von stationären zwei-dimensionalen SGWW.

$\xi_{imp}$	$c_p$	$d$ (mm)	$\Delta y$ (mm)	$\Delta x$ (mm)	$T_W/T_{r,s}$	$Re_1$ ( $10^6 \text{ m}^{-1}$ )	$U_S$ m/s	$\delta$ (mm)	$\delta^*$ (mm)	$x_{imp}$ (mm)	$\beta_{imp}$ ( $^\circ$ )	$c_p^*$	$L$ (mm)	$L^*$
3.16	0.927	16	80	217.0	0.35	46	50	3.5	1.1	290.7	31.3	0.819	20.3	9.57
3.32	0.878	16	80	211.0	0.31	46	100	3.5	1.1	290.7	29.5	0.750	15.6	7.53
3.52	0.847	16	80	205.8	0.28	46	150	3.5	1.1	290.8	28.2	0.701	10.1	5.03
3.69	0.809	16	80	201.0	0.26	46	200	3.5	1.1	290.8	26.9	0.649	5.7	2.86
3.89	0.793	16	80	197.0	0.24	46	250	3.5	1.1	291.2	25.9	0.617	2.6	1.34
4.08	0.766	16	80	193.2	0.22	46	300	3.5	1.1	291.4	24.9	0.579	0	0
3.16	0.927	16	80	217.0	1.05	46	50	3.9	1.4	290.6	31.3	0.946	35.0	13.53
3.32	0.878	16	80	211.0	0.95	46	100	3.9	1.4	290.4	29.5	0.867	29.8	11.79
3.52	0.847	16	80	205.8	0.86	46	150	3.9	1.4	290.5	28.2	0.811	24.7	10.07
3.69	0.809	16	80	201.0	0.78	46	200	3.9	1.4	290.6	26.9	0.752	20.5	8.45
3.89	0.793	16	80	197.0	0.71	46	250	3.9	1.4	291.2	25.9	0.716	16.5	7.01
4.08	0.766	16	80	193.2	0.65	46	300	3.9	1.4	291.5	24.9	0.672	11.8	5.05
4.31	0.757	16	80	190.0	0.60	46	350	3.9	1.4	292.0	24.2	0.647	7.4	3.26
4.51	0.745	16	80	186.9	0.55	46	400	3.9	1.4	292.2	23.4	0.620	3.4	1.51
4.74	0.734	16	80	184.3	0.51	46	450	3.9	1.4	292.7	22.8	0.596	0	0

**Tabelle A7:** Testmatrix für die RANS-Simulationen mit dem Menter-SST-Turbulenzmodell von wandernden zweidimensionalen SGWW. (1 von 2)

$\xi_{imp}$	$c_p$	$d$ (mm)	$\Delta y$ (mm)	$\Delta x$ (mm)	$T_W/T_{r,s}$	$Re_1$ ( $10^6 \text{ m}^{-1}$ )	$U_S$ m/s	$\delta$ (mm)	$\delta^*$ (mm)	$x_{imp}$ (mm)	$\beta_{imp}$ ( $^\circ$ )	$c_p^*$	$L$ (mm)	$L^*$
4.03	1.431	24	80	241.9	0.35	46	50	3.5	1.1	290.8	35.7	1.321	41.0	26.52
4.31	1.370	24	80	237.1	0.31	46	100	3.5	1.1	290.8	33.9	1.220	35.0	23.54
4.60	1.325	24	80	233.1	0.28	46	150	3.5	1.1	291.0	32.5	1.141	28.8	19.99
4.89	1.292	24	80	229.4	0.26	46	200	3.5	1.1	291.1	31.2	1.077	22.6	16.22
5.22	1.267	24	80	226.4	0.24	46	250	3.5	1.1	291.3	30.2	1.025	17.2	12.65
5.53	1.248	24	80	223.6	0.22	46	300	3.5	1.1	291.6	29.2	0.981	12.2	9.21
5.90	1.234	24	80	221.3	0.20	46	350	3.5	1.1	291.9	28.5	0.944	6.6	5.13
6.24	1.225	24	80	219.2	0.18	46	400	3.5	1.1	292.7	27.7	0.911	2.8	2.20
6.61	1.213	24	80	217.4	0.17	46	450	3.5	1.1	292.7	27.1	0.880	0	0

**Tabelle A8:** Testmatrix für die RANS-Simulationen mit dem Menter-SST-Turbulenzmodell von wandernden zweidimensionalen SGWW. (2 von 2)