



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6076

**Experimentelle Untersuchung
zum Nachlauf über einem
beheizten Zylinder**

F. Fellmoser, P. Ehrhard

Institut für Angewandte Thermo- und Fluidynamik

April 1998

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6076

**Experimentelle Untersuchung zum Nachlauf
über einem beheizten Zylinder**

F. Fellmoser, P. Ehrhard

Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
1998

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe
Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)
ISSN 0947-8620

Experimentelle Untersuchung zum Nachlauf über einem beheizten Zylinder

Zusammenfassung

Wird ein Zylinder senkrecht zu seiner Achse angeströmt, so bildet sich hinter dem Zylinder ein Nachlauf aus, in welchem eine reduzierte Geschwindigkeit vorherrscht. Zeigt die Anströmung entgegen der Richtung des Schwerevektors, so führt eine Beheizung des Zylinders zu einer Beschleunigung des Fluids im Nachlauf über dem Zylinder. Dies ist ein Problem der sogenannten Mischkonvektion, dessen Verständnis beispielsweise für die Berechnung von Temperaturfeldern in Wärmeaustauschern dienlich ist. Das Problem wird zweidimensional und stationär betrachtet.

In der vorliegenden Arbeit werden Experimente mit dem Fluid Wasser vorgestellt. Dabei werden Geschwindigkeits- und Temperaturprofile quer zur Strömung im Nachlauf bei variiertem Abstand gemessen. Es werden zum einen Versuche bei isothermem Nachlauf (unbeheizter Zylinder) und zum anderen Versuche bei nichtisothermem Nachlauf (beheizter Zylinder) durchgeführt. Die maßgeblichen Parameter Reynolds-Zahl und Grashof-Zahl werden über die Geschwindigkeit der Anströmung bzw. die eingebrachte Wärme variiert.

Anhand der Ergebnisse werden die Profile im Nachlauf und deren typische Merkmale untersucht. Die Breite der kinematischen und der thermischen Grenzschicht sowie die Amplituden von Geschwindigkeit und Temperatur werden demnach als Funktion der maßgeblichen Parameter zugänglich.

Experiments on a mixed-convective wake above a heated cylinder

Abstract

If a cylinder is positioned in a forced flow such that the cylinder axis and the flow are orthogonal, we expect a wake downstream of the cylinder with reduced velocities. If in addition the forced flow is oriented against the direction of the gravitational force, a heating of the cylinder will lead to hot fluid in the wake, thus, accelerating the fluid in that region. This is a typical problem of mixed convection, which is important e.g. in understanding flow and temperature fields in heat exchangers. We focus here on the plane (two-dimensional) and steady problem.

We present a set of experiments related to the above problem using water as test liquid. We measure in particular profiles of velocities and temperatures in several planes downstream of the cylinder by means of laser doppler anemometry and thermocouples. On one hand, results for isothermal wakes (non-heated cylinder) are obtained as reference. On the other hand, extensive new results for non-isothermal wakes (heated cylinder) are obtained. The influencing parameters, namely the Reynolds number and the Grashof number, are varied within the experiments by a variation of the forced flow velocity and the temperature of the cylinder. The Prandtl number is constant at $Pr = 6.13$.

The results are used to analyze the typical properties of the pure wake and of the buoyant wake, in particular with respect to the width of the kinematic and thermal boundary layers and the amplitudes of velocity and temperature profiles. The dependency of these characteristic properties on the parameters is inferred.

Inhalt

	<u>Seite</u>
Liste der Formelzeichen	1
1 Einleitung	3
1.1 Problemstellung	3
1.2 Asymptotisches Modell	4
1.3 Aufgabenstellung	5
2 Versuchsprogramm	7
3 Versuchsaufbau	13
3.1 Wasserkreislauf	13
3.2 Versuchsstand	15
3.2.1 Ursprünglicher Aufbau	15
3.2.2 Probleme und Verbesserungen am Versuchsstand	17
3.3 Meßtechnik	20
3.3.1 Geschwindigkeitsmessung	20
3.3.2 Temperaturmessung	24
4 Versuchsergebnisse	27
4.1 Variation des Abstandes x	32
4.2 Variation der Grashof-Zahl	40
4.3 Variation der Reynolds-Zahl	43
5 Diskussion	47
6 Quellenangabe	49
7 Anhang	51

Liste der Formelzeichen

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
A	m ²	Zylinderoberfläche
C	1	Konstante
c _p	Ws/kgK	Spezifische Wärmekapazität des Fluides
d	m	Zylinderdurchmesser
d _s	m	Abstand der Interferenzstreifen
f _D	Hz	Differenz-Frequenz
Gr	1	Grashof-Zahl
g	m/s ²	Erdbeschleunigung
l _{Zyl}	m	Zylinderlänge
ℓ	m	Charakteristische Länge
Nu _{ℓ,lam}	1	Nusselt-Zahl bei laminarer Strömung
Pr	1	Prandtl-Zahl
Q̇	W/m	Spezifischer Wärmestrom
Q̇*	W	Wärmestrom
Re	1	Reynolds-Zahl
Re _ℓ	1	Reynolds-Zahl
T	°C	Temperatur des Fluides im Nachlauf
T _{Zyl}	°C	Zylindertemperatur
T _∞	°C	Anströmtemperatur
u	1	Normierte Nachlaufgeschwindigkeit
u'	m/s	Nachlaufgeschwindigkeit
u _A	1	Auftriebsgeschwindigkeitsanteil
u _∞	m/s	Anströmgeschwindigkeit
û	1	Amplitude der Nachlaufgeschwindigkeit
û _A	1	Amplitude der Auftriebsgeschwindigkeit
x	1	Normierter Vertikalabstand zum Zylinderzentrum
x'	m	Vertikalabstand zum Zylinderzentrum
y	1	Normierter Horizontalabstand zum Zylinderzentrum
y ₀	m	Horizontalkonstante
y'	m	Horizontalabstand zum Zylinderzentrum
y*	m	Horizontalkoordinate am Versuchsstand
α	W/m ² K	Wärmeübergangskoeffizient
α	°	Strahlwinkel des LDA-Laserstrahls
β	1/K	Thermischer Ausdehnungskoeffizient

ΔT	K	Charakteristische Temperaturdifferenz
Δt	K	Temperaturdifferenz
δ	1	Breite der kinematischen Grenzschicht
δ_A	1	Breite der kinematischen Grenzschicht des Auftriebanteils
δ_{th}	1	Breite der thermischen Grenzschicht
ε	1	Entwicklungsparameter
Θ	1	Normierte Temperaturdifferenz im Nachlauf
$\hat{\Theta}$	1	Temperaturamplitude
λ	W/mK	Wärmeleitfähigkeitskoeffizient
λ	m	Wellenlänge des Laserlichts
ν	m ² /s	Kinematische Viskosität
ρ_∞	kg/m ³	Dichte des anströmenden Fluids

1 Einleitung

1.1 Problemstellung

Es wird der laminare Nachlauf eines Zylinders, der senkrecht zu seiner Achse von dem Fluid Wasser angeströmt wird, in einiger Entfernung untersucht. Im Nachlauf wird infolge des Strömungswiderstandes eine reduzierte Längsgeschwindigkeit vorherrschen. Wird der Zylinder zusätzlich beheizt und zeigt die Anströmungsrichtung vertikal nach oben, so führt die Erwärmung des Fluids zu Auftriebskräften und zu einer Beschleunigung der Strömung im Nachlauf des Zylinders. Dies ist ein Problem der sogenannten Mischkonvektion. Das Problem wird zweidimensional und stationär behandelt.

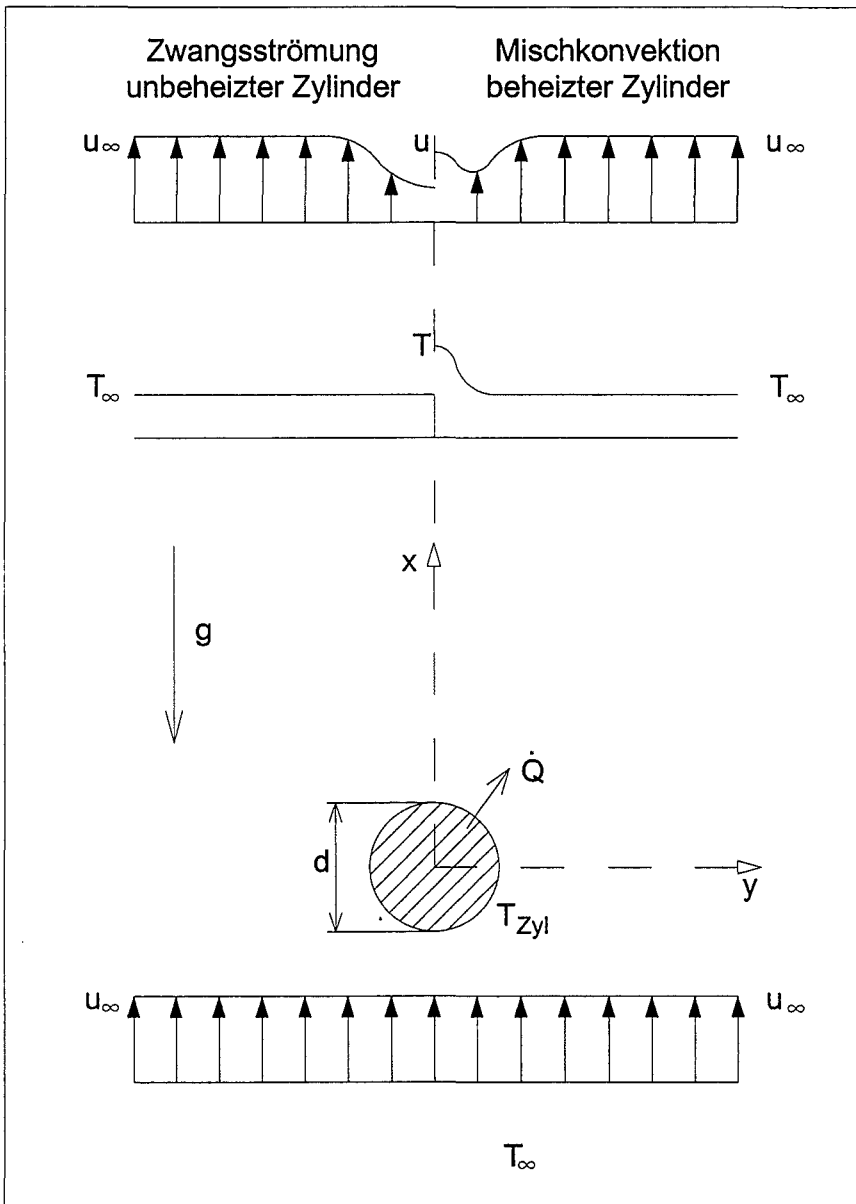


Abb. 1.1 Nachlauf des beheizten Zylinders

In Abbildung 1.1 ist dieser Zylinder mit dem Durchmesser d zu sehen. Das Koordinatensystem hat seinen Ursprung in dessen Zentrum. Die Ordinate ist mit der Weglänge x , die Abszisse mit der Weglänge y bezeichnet. Die ungestörte Strömung vor dem Zylinder hat über die ganze Breite die Geschwindigkeit u_∞ und die Temperatur T_∞ .

Bei reiner Zwangsströmung, d.h. bei unbeheiztem Zylinder, zeigt sich eine Delle des Geschwindigkeitsprofils $u(x,y)$ im Nachlauf. Sie entsteht durch den Strömungswiderstand des Zylinders.

Im beheizten Zustand hat der Zylinder eine konstante Temperatur T_{Zyl} , die höher ist als die Fluidtemperatur T_∞ in der Anströmung. Es kommt zu einem Wärmestrom \dot{Q} vom Zylinder zum Fluid. Das Temperaturprofil $T(x,y)$ bewirkt eine Beschleunigung des Fluids im Nachlauf infolge von Dichteunterschieden im Schwerfeld g . Die Nachlaufdelle des Geschwindigkeitsprofils $u(x,y)$ wird dadurch teilweise aufgefüllt. Dieses Problem wird als Mischkonvektion bezeichnet, weil die Zwangskonvektion und die Naturkonvektion gleichermaßen vorliegen.

Das Problem der Mischkonvektion begegnet uns in vielen Bereichen der Technik. In Wärmeaustauschern erlaubt uns das Verständnis dieses Problems die Berechnung von Temperaturfeldern. Ein aktueller Bereich ist die Energieversorgung durch Nuklearkraftwerke. Hier untersucht man die Abfuhr der Nachzerfallswärme durch Naturkonvektion und Mischkonvektion.

1.2 Asymptotisches Modell

Zur beschriebenen Problemstellung gibt es einen theoretischen Modellansatz (Griesbaum et al. (1994) [1]). Es handelt sich dabei um eine asymptotische Lösung für die Nachlaufströmung eines beheizten Zylinders. Dabei wird ausgehend von einem laminaren, isothermen Zylindernachlauf ein laminarer Nachlauf hinter einem schwach beheizten Zylinder modelliert. Die asymptotische Lösung wird nach einem Parameter $\varepsilon=1/\sqrt{Re}$ entwickelt, wobei nur die ersten beiden Ordnungen betrachtet werden. Die erste Ordnung liefert dabei das bekannte Stromfeld des linearisierten Zylindernachlaufs. Temperaturunterschiede, die durch die eingebrachte Wärme entstehen, erzeugen jedoch in dieser ersten Näherung keine Auftriebskräfte in der Impulsgleichung. Die zweite Ordnung der asymptotischen Lösung hingegen berücksichtigt Nichtlinearitäten des Zylindernachlaufs und Auftriebskräfte.

Aus dieser asymptotischen Lösung können die typischen Merkmale des beheizten Nachlaufs diskutiert werden. Als Funktion der maßgeblichen Parameter werden Merkmale, wie Breite der kinematischen und der thermischen Grenzschicht und Amplituden von Geschwindigkeit und Temperatur auf der Symmetrieachse, zugänglich. Neben Geometrieparametern gibt es dabei noch Ähnlichkeitsparameter, wie Reynolds-Zahl, Grashof-Zahl und Prandtl-Zahl.

1.3 Aufgabenstellung

Es sollen experimentelle Untersuchungen an einem vorhandenen Versuchsstand zum beschriebenen Problem durchgeführt werden. Das Versuchsmedium soll ausschließlich Wasser sein, dessen Stoffdaten gut untersucht und bekannt sind. Im einzelnen gliedert sich die Aufgabenstellung wie folgt:

- Es sollen Vertikalgeschwindigkeitsprofile $u(x,y)$ und Temperaturprofile $T(x,y)$ in drei verschiedenen Abständen x hinter dem Zylinder ermittelt werden. Dabei müssen verschiedene Parameter, wie Anströmgeschwindigkeit u_∞ , Anströmtemperatur T_∞ und Zylindertemperatur T_{Zyl} konstant gehalten werden. Es werden Laser-Doppler-Anemometer (LDA) zur Geschwindigkeitsmessung und traversierbare Thermoelement-Sonden und Widerstandsthermometer zur Temperaturmessung verwendet.
- Diese Messungen sollen bei Variation der Anströmgeschwindigkeit u_∞ , d.h. bei veränderter Reynolds-Zahl (Re), wiederholt werden.
- Weitere Messungen sollen schließlich unter Variation der Zylindertemperatur T_{Zyl} , d.h. bei veränderter Grashof-Zahl (Gr), ausgeführt werden.

2 Versuchsprogramm

Aus der Aufgabenstellung, den physikalischen Grenzen, dem Geltungsbereich der Modelle und aus verschiedenen Grenzen der Versuchsanlage, entwickeln sich nun Grenzen der einzustellenden Parameter für das Versuchsprogramm:

Physikalische Grenzen:

- Schmelz- und Siedetemperatur des Wassers,
- Laminarer Bereich der Strömung ($Re < 50$) um den Zylinder.

Geltungsbereich des asymptotischen Modells:

- Der Parameter Gr/Re^2 muß klein sein, d.h. $Gr/Re^2 \ll 1$,
- Eingeschränkter x-Bereich ($x < x_{\max}$).

Grenzen der Versuchsanlage:

- Maximale Förderleistung der Pumpe,
- Leistungsfähigkeit der Wärmeaustauscher,
- Mindestanströmgeschwindigkeit im Versuchsstand u_{∞} .

Unter Beachtung dieser Einschränkungen ergeben sich im folgenden die Bandbreite der Parameter Abstand (x), Reynolds-Zahl (Re) und Grashof-Zahl (Gr). Zunächst müssen jedoch Skalierungen eingeführt werden, um die Ergebnisse der späteren Messungen in dimensionsloser Form darstellen zu können. Damit diese dem asymptotischen Modell (siehe [1]) gegenübergestellt werden können, ist es erforderlich gleiche Skalierungen und gleiche Definitionen der dimensionslosen Kennzahlen zu verwenden.

Verwendete Skalierungen:

$$x = \frac{x'}{d}, \quad y = \frac{y'}{d}, \quad u = \frac{u'}{u_{\infty}},$$

$$\Theta = \frac{T - T_{\infty}}{\Delta T}, \quad \text{wobei } \Delta T = \frac{\dot{Q}}{\nu \rho_{\infty} c_p} \text{ ist.}$$

Hierin sind:

- x' : Vertikalabstand zum Zylinderzentrum in m,
- d : Zylinderdurchmesser in m,
- y' : Horizontalabstand zum Zylinderzentrum in m,
- u' : Strömungsgeschwindigkeit in m/s,
- u_∞ : Anströmgeschwindigkeit in m/s,
- T : Temperatur im Nachlauf in K,
- T_∞ : Temperatur in der Anströmung in K,
- \dot{Q} : Wärmestrom in W/m .

Dimensionslose Kennzahlen

◆ Die Reynolds-Zahl:

Physikalisch betrachtet ist die Reynolds-Zahl das Verhältnis aus Trägheitskräften und Reibungskräften, d.h.

$$Re = \frac{u_\infty \cdot d}{\nu} .$$

Wie in der Aufgabenstellung beschrieben, sollen Messungen bei verschiedenen Anströmungsverhältnissen (Re-Zahl) gemacht werden. Da die Geometrie (Durchmesser d) und die Anströmtemperatur ($T_\infty = 25^\circ\text{C}$) immer gleichbleiben, wird die Reynolds-Zahl durch die Anströmgeschwindigkeit u_∞ variiert. Es werden zwei Re-Zahlen gewählt:

$$Re_1 = \frac{u_{\infty 1} \cdot d}{\nu} = 31,6 \quad , \quad \text{mit} \quad u_{\infty 1} = 4,7 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}},$$

$d=0,006\text{m}$ und

$$\nu = 0,893 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \quad (\text{vgl. Tabelle 1}).$$

$$Re_2 = \frac{u_{\infty 2} \cdot d}{\nu} = 41 \quad , \quad \text{mit} \quad u_{\infty 2} = 6,1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Stoffdaten von Wasser bei 1 bar und 25°C		
Dichte	ρ_{∞}	997,05 kg / m ³
Spezifische Wärmekapazität	c_p	4179 Ws / kg K
Thermischer Ausdehnungskoeffizient	β	0,2572 * 10 ⁻³ 1 / K
Wärmeleitfähigkeitskoeffizient	λ	607,2 * 10 ⁻³ W / m K
Kinematische Viskosität	ν	0,893 * 10 ⁻⁶ m ² / s
Prandtl-Zahl	Pr	6,128

Tabelle 1 Stoffdaten von Wasser aus dem VDI-Wärmeatlas [2].

◆ Die Grashof-Zahl:

Die Grashof- Zahl beschreibt physikalisch das Verhältnis der Leistung der Auftriebskräfte und der Reibungskräfte, d.h.

$$Gr = \frac{\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot d^3}{\nu^2} \quad (1)$$

In einigen Versuchen soll die Intensität des Auftriebseffektes, d.h. die Beheizung des Zylinders, variiert werden. Daraus folgen verschiedene Grashof-Zahlen. ΔT ist dabei eine charakteristische Temperaturdifferenz, die mit dem Wärmestrom \dot{Q} gebildet ist, d.h.

$$\Delta T = \frac{\dot{Q}}{\nu \cdot \rho_{\infty} \cdot c_p} \quad (2)$$

Der Wärmestrom \dot{Q} ist eine spezifische Größe mit der Einheit $\left[\frac{W}{m} \right]$, welcher gemäß

$$\dot{Q} = \frac{\dot{Q}^*}{l_{Zyl}} \quad (3)$$

aus \dot{Q}^* , dem integrierten Wärmestrom über der Zylinderlänge l_{Zyl} , hervorgeht. Nach dem VDI-Wärmeatlas [2] kann man den konvektiven Wärmeübergang am Zylinder berechnen. Es kommt zu

$$\dot{Q}^* = \alpha \cdot A \cdot \Delta t = \alpha \cdot \pi \cdot d \cdot l_{Zyl} \cdot \Delta t, \quad (4)$$

wobei α die Wärmeübergangszahl, A die Zylinderfläche und Δt die Temperaturdifferenz von Zylinderoberfläche und Anströmung bezeichnen. Aus Gleichung (3) und (4) ergibt sich

$$\dot{Q} = \alpha \cdot \pi \cdot d \cdot \Delta t. \quad (5)$$

Die einzige Unbekannte in dieser Beziehung ist die Wärmeübergangszahl α . Diese wird aus dem Ansatz des Wärmeübergangs eines quer angeströmten, beheizten Rohres ermittelt (VDI-Wärmeatlas [2]). Hiernach ist

$$\alpha = \frac{\text{Nu}_{\ell, \text{lam}} \cdot \lambda}{\ell}, \quad (6)$$

wobei $\text{Nu}_{\ell, \text{lam}}$ die Nusselt-Zahl bei laminarer Anströmung, λ die Wärmeleitfähigkeit des Fluides und ℓ die charakteristische Länge bezeichnen. Desweiteren gilt nach [2]

$$\text{Nu}_{\ell, \text{lam}} = 0,664 \cdot \sqrt{\text{Re}_{\ell}} \cdot \sqrt[3]{\text{Pr}}. \quad (7)$$

Die hier verwendete Reynolds-Zahl Re_{ℓ} ist mit einer anderen charakteristischen Länge ℓ gebildet, als die bisher verwendete. Während bisher die charakteristische Länge ℓ als Zylinderdurchmesser definiert war, verwendet der VDI-Wärmeatlas den halben Umfang des Zylinders. Somit ergibt sich

$$\text{Re}_{\ell} = \frac{u \cdot \ell}{\nu} = \frac{u_{\infty} \cdot \frac{\pi \cdot d}{2}}{\nu}. \quad (8)$$

Aus den Gleichungen (1 - 8) folgt schließlich

$$\text{Gr} = \frac{2 \cdot \beta \cdot g \cdot 0,664 \cdot \sqrt{\frac{u_{\infty} \cdot \frac{\pi \cdot d}{2}}{\nu}} \cdot \sqrt[3]{\text{Pr}} \cdot \lambda \cdot \Delta t \cdot d^3}{\nu^3 \cdot \rho_{\infty} \cdot c_p}. \quad (9)$$

Die Grashof-Zahl ist demnach abhängig von verschiedenen Stoffwerten (bei konstanter Anströmtemperatur $T_{\infty} = 25^{\circ}\text{C}$, vgl. Tabelle 1), von der Anströmgeschwindigkeit u_{∞} und von der Temperaturdifferenz $\Delta t = T_{\text{Zyl}} - T_{\infty}$. Für u_{∞} liegen zwei Werte fest. Die Temperaturdifferenzen Δt werden zu 0,15K, 0,5K und 1,5K festgelegt. Die Grashof-Zahlen der Versuchsreihe sind demnach:

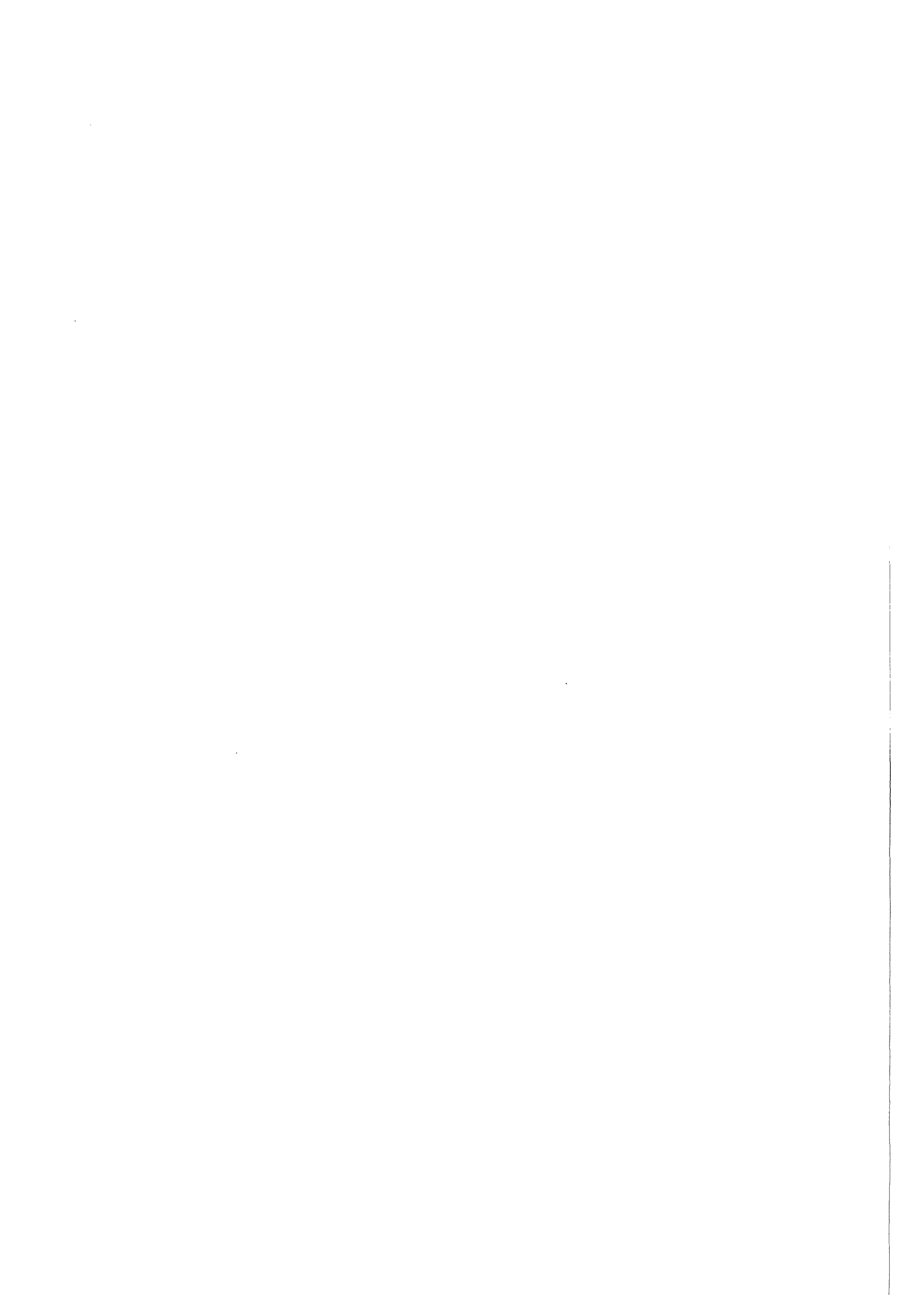
$u_{\infty} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	$\Delta t \text{ [K]}$	Gr
$4,7 \cdot 10^{-3}$	0,15	286
$4,7 \cdot 10^{-3}$	0,5	955
$4,7 \cdot 10^{-3}$	1,5	2864
$6,1 \cdot 10^{-3}$	0,15	326
$6,1 \cdot 10^{-3}$	0,5	1087

◆ Die Prandtl-Zahl:

Die Prandtl-Zahl ergibt sich physikalisch aus dem Verhältnis von kinematischer Viskosität und Temperaturleitfähigkeit. Sie ist demnach eine Kennzahl, die lediglich von den Stoffeigenschaften des Fluides abhängt. Es gilt deshalb

$$\text{Pr} = \frac{\nu \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda}$$

Sie wird nicht variiert, da das Versuchsmedium ausschließlich Wasser und die Anströmtemperatur des Fluids bei allen Messungen konstant bleibt. Für Wasser mit der Temperatur $T_\infty=25^\circ\text{C}$ ist die Prandtl-Zahl $\text{Pr}=6,128$ (vgl. Tabelle 1).



3 Versuchsaufbau

3.1 Wasserkreislauf

Die Zielsetzung des Versuchsaufbaus ist es in erster Linie die Anströmung, d.h. die Parameter u_∞ und T_∞ , konstant zu halten. Hierzu ist ein erheblicher Aufwand erforderlich.

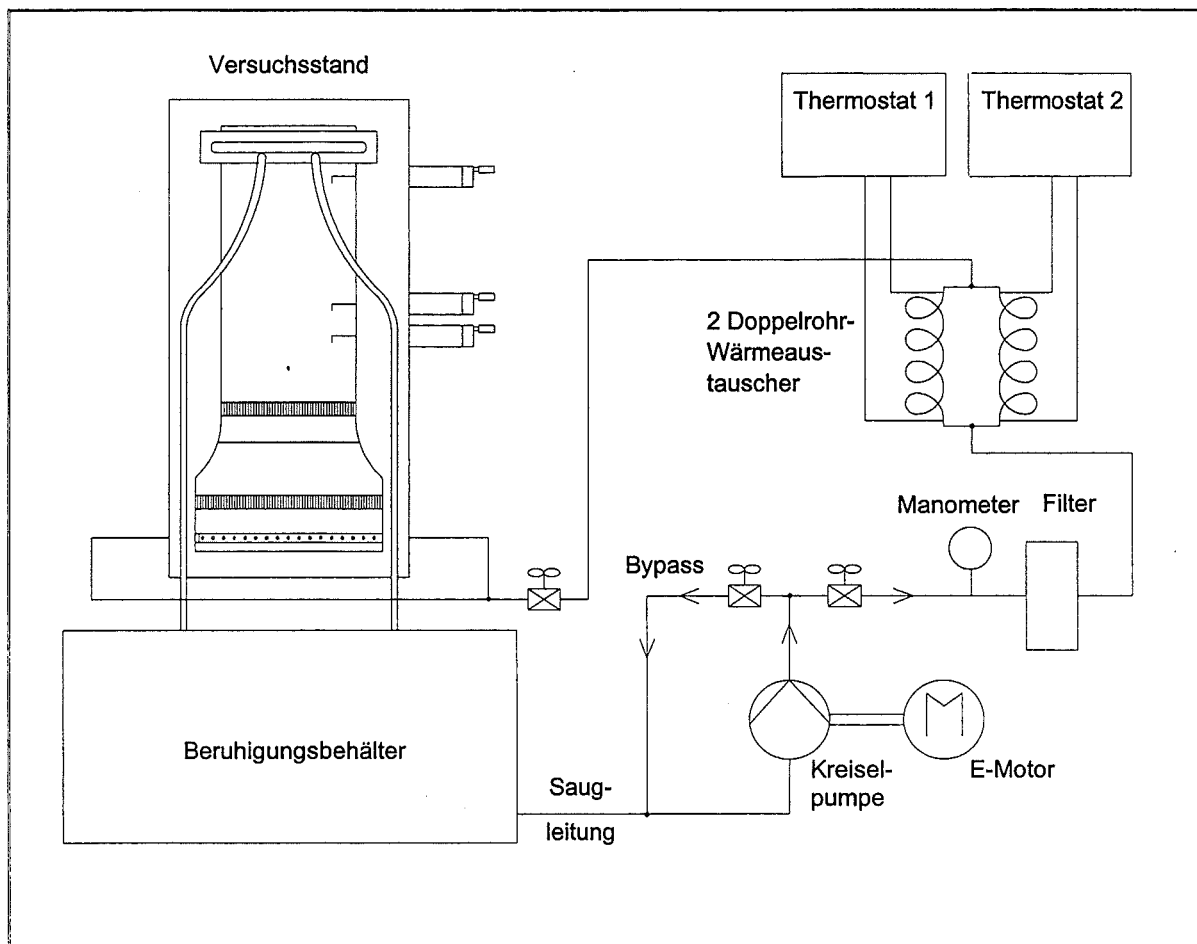


Abb. 3.1 Skizze des Wasserkreislaufes

Der Wasserkreislauf der Versuchsanlage ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Ein Behälter, der unter dem Versuchsstand platziert ist, hält eine gewisse Menge Wasser vorrätig. Er dient als Beruhigungsbehälter und stellt sicher, daß eingeleitete Luftblasen sich abscheiden. Im Behälter beginnt die Saugleitung. Sie führt das Wasser zur Kreiselpumpe, welche die Umwälzung des Wasserkreislaufs bewerkstelligt. Angetrieben durch einen Elektromotor läuft die Pumpe unregelt mit einer Drehzahl, die sich je nach Arbeitspunkt von Pumpe und Elektromotor einstellt. Der Ausgang dieser Kreiselpumpe verzweigt sich in zwei Richtungen, zum Bypass, dessen Volumenstrom sich mit Hilfe eines Handregelventils einstellen läßt, und zum Hauptkreislauf, der durch den Bypass eine Einstellung des Volumenstroms erlaubt. Das

nächste Bauteil im Hauptkreislauf ist ein Drosselventil, das der Feineinstellung des Volumenstroms dient. Das Manometer zeigt den Druck vor dem Faserfilter an, der ein Maß für den Grad der Verschmutzung des Filters ist. Das Filter dient der Reinhaltung des Wasser, um eventuelle Ablösungen aus Leitungen und andere Verschmutzungen herauszunehmen. Die nächste Einheit im Wasserkreislauf sind zwei parallel geschaltete Doppelrohrwärmeaustauscher, die das Wasser auf seine gewünschte Temperatur bringen. Das Experiment erfordert, daß die Temperatur in der Anströmung auf wenige Hundertstel Grad Celsius konstant gehalten wird, wobei der abzuführende Wärmestrom in der Größenordnung von 3000W liegt. Diese Wärme wird zum größten Teil durch die Kreiselpumpe ins Fluid eingebracht. Im anderen Teil des Doppelrohrwärmeaustauschers fließt eine Kühlflüssigkeit, deren Eintrittstemperatur auf $\pm 0,02^{\circ}\text{C}$ konstant gehalten wird. Realisiert wird dies durch zwei Thermostate. In ihnen wird Flüssigkeit durch permanentes Kühlen mit einem Kryostat, und bei Bedarf durch gepulstes Erhitzen mit einem integrierten Heizstab auf der eingestellten Temperatur gehalten. Der Hauptwasserkreislauf führt weiter zu einem Handregelventil mit Feineinstellung. Mit diesem Ventil wird der Volumenstrom fein eingestellt. Der Eintritt in den Versuchsstand ist durch zwei horizontale Einlaßrohre realisiert. Das Wasser nimmt seinen Weg durch den Versuchsstand und läuft oben, bei freier Oberfläche, über ein Wehr gleichmäßig nach zwei Seiten ab. Es gelangt dann durch Schläuche wieder in den Beruhigungsbehälter. Der Wasserkreislauf ist komplett wärmeisoliert, mit Ausnahme der Kreiselpumpe. Der Versuchsstand selbst besteht aus Plexiglas und PVC, Materialien welche beide eine gute Isolation sicherstellen. Desweiteren werden Raumtemperatur und Wassertemperatur in guter Näherung gleich gehalten.

3.2 Versuchsstand

3.2.1 Ursprünglicher Aufbau

In der folgenden Abbildung soll der Versuchsstand, die eigentliche Teststrecke, veranschaulicht werden. Es ist dies der ursprüngliche Aufbau, der in diesem Zustand noch nicht für Messungen verwendet werden kann, da die Strömungsverhältnisse den Anforderungen nicht gerecht werden.

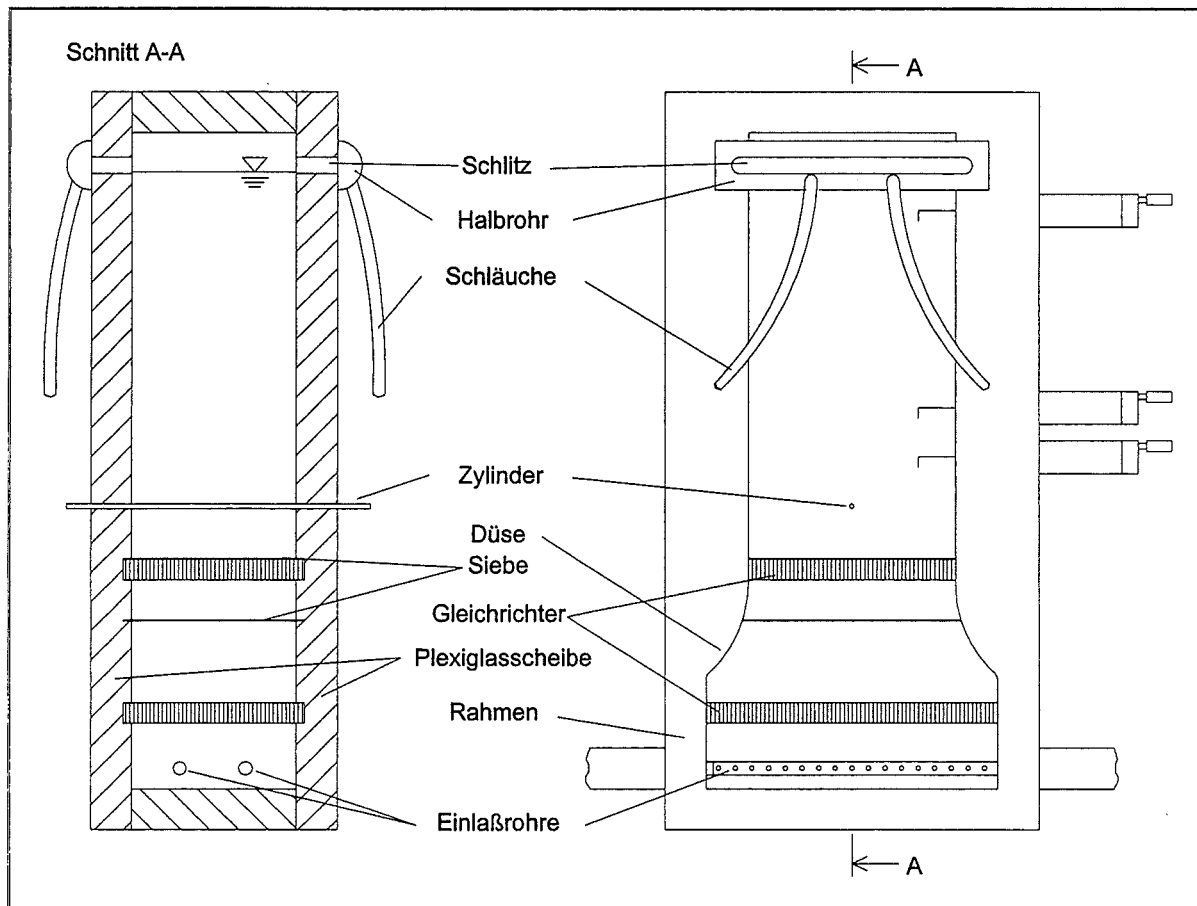


Abb. 3.2 Skizze des Versuchsstands

In Abbildung 3.2 ist der Rahmen des Versuchsstands bestehend aus PVC zu sehen. An ihm ist jeweils auf der Vorder- und Rückseite eine Plexiglasscheibe angeschraubt. Diese dienen der Transparenz des Versuchsstands. Das Fluid tritt unten durch zwei Einlaßrohre ein, welche mit vielen waagerechten Bohrungen versehen sind, damit die Einströmung möglichst gleichmäßig und waagrecht über den Querschnitt verteilt erfolgt. Nach dem Durchströmen der Teststrecke kommt es an der freien Oberfläche zum Austritt durch jeweils einen Schlitz in den Plexiglasscheiben. An den Scheiben ist außen ein Halbrohr angeklebt, welches das Fluid auffängt und auf jeweils zwei Schläuche verteilt, die ihrerseits im Beruhigungsbehälter münden.

Der Strömungskanal weist eine Düsenform auf. Sie hat die Aufgabe die Strömung zu beschleunigen, um die Grenzschichten an der Wand zu kompensieren. Bei laminarer Strömung in einem Kanal bauen sich infolge der Haftung an der Wand Grenzschichten auf, welche in ihrer Dicke stromab anwachsen. Dieses Anwachsen schreitet voran bis schließlich ein "eingelaufenes" parabelförmiges Geschwindigkeitsprofil über dem Querschnitt eingestellt ist. Im Experiment hingegen soll eine konstante Anströmung mit u_{∞} realisiert werden.

Diese Maßnahme alleine würde aber noch nicht ausreichen, die Anströmungsgeschwindigkeit über den ganzen Querschnitt auf ein Niveau zu bringen, zumal es im Einlaufbereich zu starken Verwirbelungen kommt, und dadurch auch zu Querströmungen. Es ist deshalb ein Gleichrichter eingebaut, der aus vielen Kunststoffröhrchen besteht, die miteinander verklebt sind und deren Achsen vertikal stehen.

Weiter stromab ist ein feinmaschiges Sieb angebracht. Dieses Sieb erzeugt einen Staudruck im Fluid. Die Größe dieses Staudrucks ist in erster Linie von der Strömungsgeschwindigkeit abhängig. Gibt es nun Geschwindigkeitsunterschiede in der Anströmung, so erzeugen diese Druckunterschiede in Querrichtung vor dem Sieb. Diese gleichen sich dann mehr oder weniger aus. Man hat demnach dem schnelleren Fluid Energie entzogen und diese dem langsameren Fluid zugeführt. Im Idealfall wird der Druckausgleich vollständig erreicht, und das Fluid strömt gleichmäßig durch das Sieb hindurch und tritt mit gleicher Geschwindigkeit aus.

Um diese Effekte zu verstärken sind im weiteren Verlauf des Kanals nochmals ein Gleichrichter und ein Sieb eingebaut. Alle diese Maßnahmen dienen der Erzeugung einer möglichst gleichmäßigen Anströmung.

Der Zylinder besteht aus einem Kupferrohr, das mit Wasser temperiert wird. Dieses Wasser wird von einem Thermostaten umgewälzt, welcher die Wassertemperatur auf ca. $\pm 0,02^{\circ}\text{C}$ konstant hält.

3.2.2 Probleme und Verbesserungen am Versuchsstand

Nach den ersten Geschwindigkeitsmessungen wird klar, daß die Anströmung des Zylinders noch zu ungleichmäßig erfolgt. Abbildung 3.3 zeigt ein Geschwindigkeitsprofil der Anströmung vor dem Zylinder bei dieser Konfiguration.

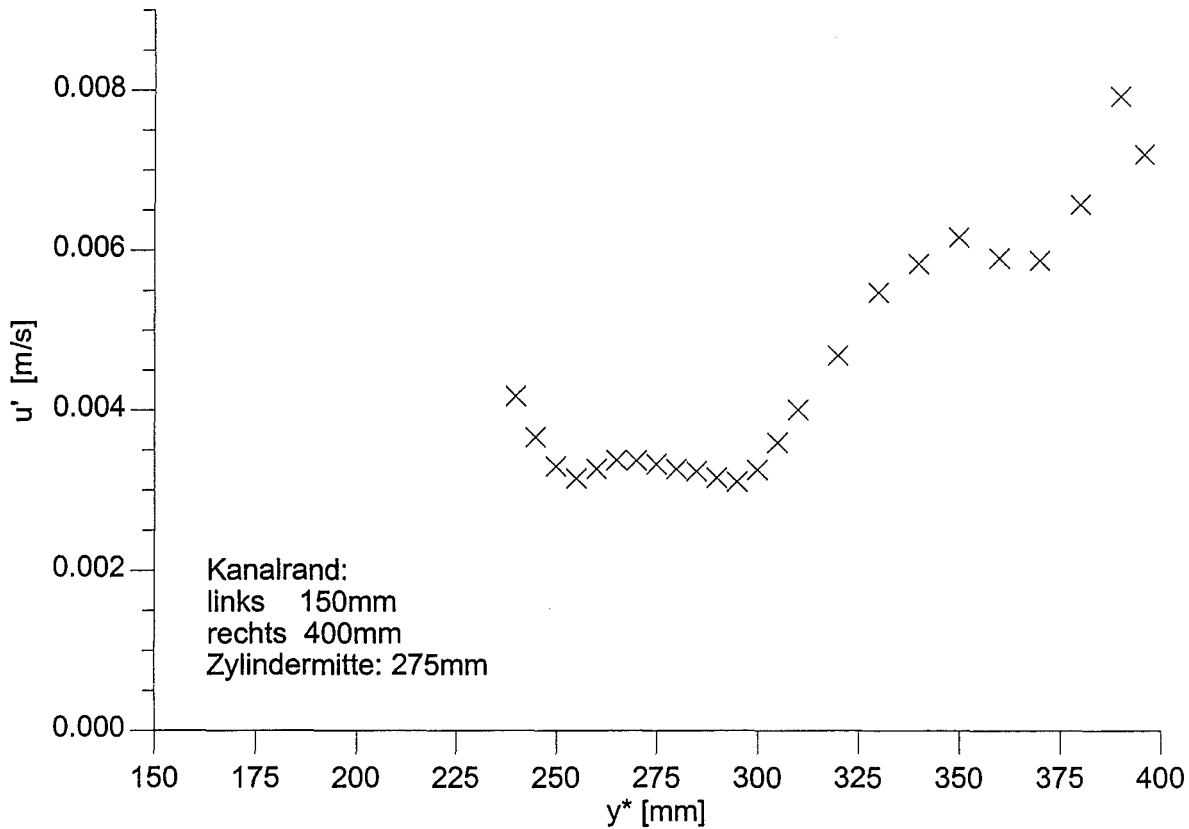


Abb. 3.3 Geschwindigkeitsprofil vor dem Zylinder ($x'=-30\text{mm}$)

Die Forderung nach einer homogenen Anströmung mit einer konstanten Geschwindigkeit u_∞ ist demnach nur im Zentrum des Kanals erfüllt. Im Außenfeld des Kanals sind hingegen deutlich Übergeschwindigkeiten erkennbar. Die Erklärung findet sich in der Geometrie der Düse. Durch die starke Querschnittsverringering wird das Fluid an der Düsenwand zu stark beschleunigt, und es kommt nicht nur zur gewünschten Kompensation der Wandgrenzschicht, sondern zu einer übermäßigen Erhöhung der Geschwindigkeit in Wandnähe. Der nächste Schritt ist deshalb eine Abschwächung der Düse.

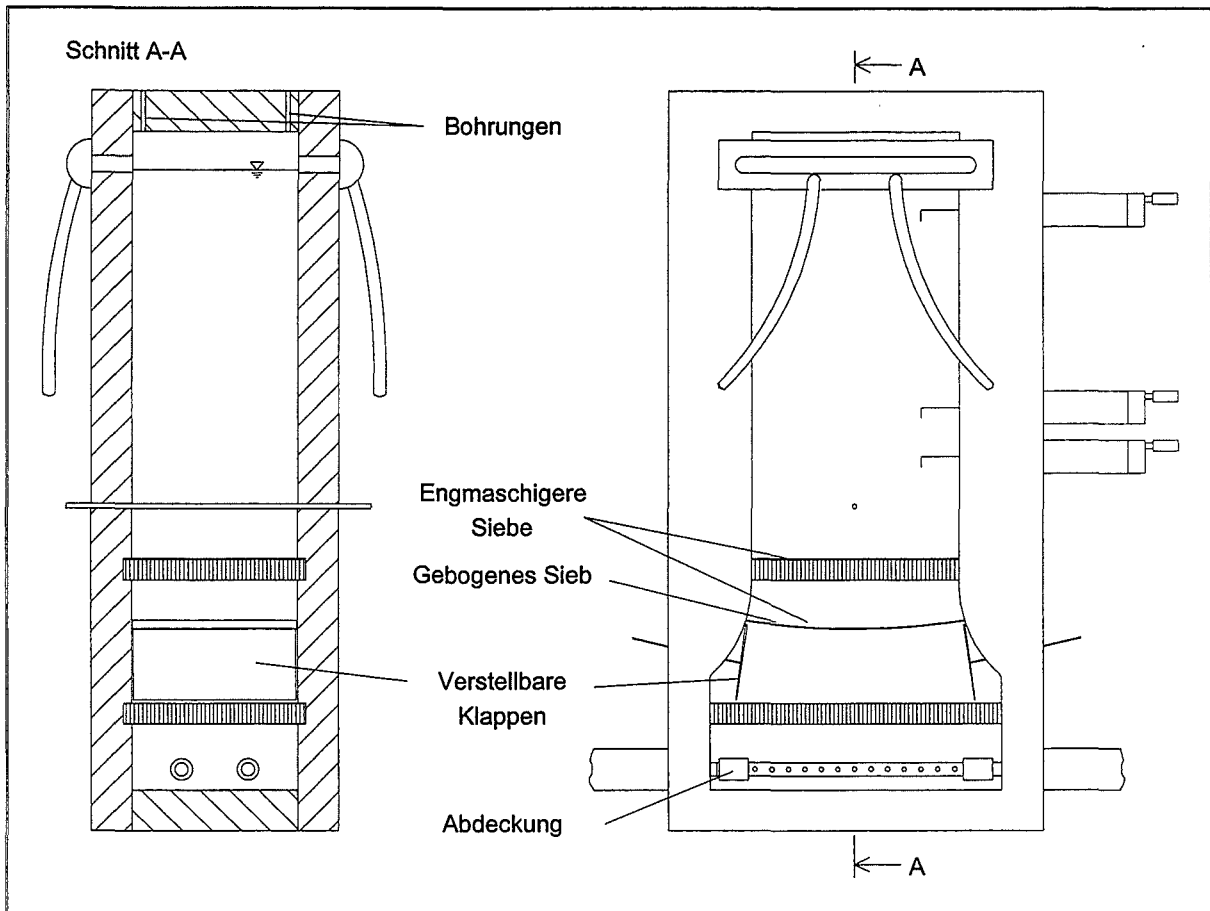


Abb. 3.4 Skizze des verbesserten Versuchsstands

Wie man in Abbildung 3.4 sieht werden zu diesem Zweck verstellbare Klappen in den Versuchsstand eingebaut. In Verbindung mit dem Abdecken der jeweils zwei äußeren Bohrungen der Einlaßrohre soll die Düsenwirkung abgeschwächt werden. Bei weiteren Vorversuchen kommt man aber zu dem Ergebnis, daß diese Verbesserung alleine noch nicht ausreicht, um das Geschwindigkeitsprofil in der Anströmung optimal zu glätten. Es werden deshalb weitere Änderungen notwendig. Die beiden Siebe werden durch engmaschigere Siebe ersetzt. Sie erzeugen einen größeren Druckabfall im Fluid, und man kommt dem beschriebenen Idealfall näher.

Durch diese Veränderung wird nun eine näherungsweise gleichmäßige Anströmung erreicht. Es zeigt sich jedoch ein neues Problem. Beim Befüllen des Versuchsstands mit Wasser halten sich nun Luftblasen unter den Sieben, die sich nicht entfernen lassen. Es spielt hier wahrscheinlich die Oberflächenspannung eine große Rolle. Die Zugabe von Tensiden führt aber nicht zum gewünschten Erfolg. Auch das starke Erwärmen des Wassers und das Waschen der Siebe mit Säure, um eventuelle Fettschichten abzulösen, beseitigt die Luftblasen unter den Sieben nicht. Abhilfe schafft die Krümmung des unteren Siebes, damit die Luftblasen seitlich entweichen können. Beim oberen Sieb werden die Luftblasen hingegen durch Absaugen mittels eines durch die Oberseite des Versuchsstands eingeführtes Röhrchen entfernt. Eine angeschlossene Wasserstrahlpumpe bringt den notwendigen Unterdruck auf.

Ein weiteres Problem besteht darin, daß die Strömungsgeschwindigkeit u_∞ stromab (x-Richtung) laut Aufgabenstellung in einiger Entfernung von der Nachlaufmitte konstant bleiben soll. Entgegen dieser Forderung aber steigt diese Geschwindigkeit stromab kontinuierlich an. Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, daß an allen Wänden der Teststrecke Grenzschichten mit verzögerter Strömung anwachsen. Aufgrund der Kontinuität wird das Fluid deshalb in der Kanalmitte beschleunigt, um die fortschreitende Verzögerung im Außenbereich zu kompensieren. Dies hat aber keinen Einfluß auf die Konstanz der Strömungsgeschwindigkeit im Meßbereich in y-Richtung. Die Erhöhung der Geschwindigkeit u_∞ beträgt bei den Versuchen mit $Re=31,6$ maximal 58%. Bei den Versuchen mit $Re=41$ nimmt die Geschwindigkeit maximal um 50% zu. Die lokale Reynolds-Zahl nimmt dadurch stromab konsequenterweise in gleichem Maße zu.

Bei der beschriebenen Skalierung (siehe Kapitel 2) der Strömungsgeschwindigkeit $u=u'/u_\infty$ wird für u_∞ die Geschwindigkeit jeweils im Außenfeld, d.h. für große $|y|$, verwendet. Dadurch werden zum einen gemessene Geschwindigkeitsprofile in verschiedenen Meßebenen vergleichbar und zum anderen nähern sich alle Profile im Außenfeld per Definition eins an.

3.3 Meßtechnik

3.3.1 Geschwindigkeitsmessung

Die Geschwindigkeitsmessung wird mit der sogenannten Laser-Doppler-Anemometrie realisiert (vgl. [3] und [4]). Diese Meßmethode taucht zum ersten Mal in Arbeiten aus den 60er Jahren auf, und ist seither ein häufig eingesetztes Verfahren. In Wasserströmungen hat die LDA-Meßtechnik einige Vorteile gegenüber anderen Geschwindigkeitsmeßverfahren. Da es sich um ein optisches, berührungsfreies Verfahren handelt, entstehen keine Wechselwirkungen mit der Strömung selbst. Dies ist bei Meßverfahren mit Meßsonden, wie der Hitzedrahtanemometrie, häufig gegeben. Das LDA-Verfahren löst weiterhin bei geeigneter Auslegung auch die Strömungsrichtung auf. Ein weiterer Vorteil ist das Entfallen jeglicher Eichung. Der Zusammenhang zwischen der Frequenz des Streulichts und der Geschwindigkeit ist über eine einfache algebraische Beziehung gegeben. Sie ist nicht von den Eigenschaften des Mediums abhängig, in dem gemessen wird. Bei der LDA-Technik müssen dem Medium allerdings gegebenenfalls Streuteilchen zugegeben werden, die für ein intensiveres Streulicht sorgen. Dabei muß aber sichergestellt sein, daß die Partikel die gleiche Geschwindigkeit haben, wie das Medium selbst. Dies ist selbst in turbulenten Strömungen mit Partikel der Größe einiger μm leicht erreichbar.

Prinzip der Laser-Doppler-Anemometrie:

Die Geschwindigkeitsmessung beruht auf dem Effekt, daß das kohärente, monochromatische Licht eines Lasers durch ein bewegtes Partikel gestreut wird. Das Streulicht weist dann eine andere Frequenz auf als das ausgesandte Licht. Diese Frequenzverschiebung bezeichnet man als Doppler-Effekt. Die Doppler-Frequenzverschiebung tritt immer auf, wenn ein Beobachter Wellen eines relativ zu ihm bewegten Erregers empfängt. Diese Erscheinung wird z.B. hörbar, wenn ein schnell fahrendes Fahrzeug einen ruhenden Beobachter passiert. Der Beobachter registriert im Moment des Vorbeifahrens eine plötzliche Abnahme der Tonfrequenz. Dieser Frequenzsprung ist ein direktes Maß für die Geschwindigkeit des Fahrzeuges.

Die Verschiebung der Frequenz durch das bewegte, lichtstreuende Partikel ist meßtechnisch nicht auflösbar. Deshalb wird eine sogenannte "Zweistrahl-Anordnung" (Abb. 3.5) verwendet. Sie ist auch bekannt unter den Namen "Differential-Anordnung", "Interferenzmethode" oder "Kreuzstrahlverfahren", und wird heute in kommerziellen Anlagen generell verwendet.

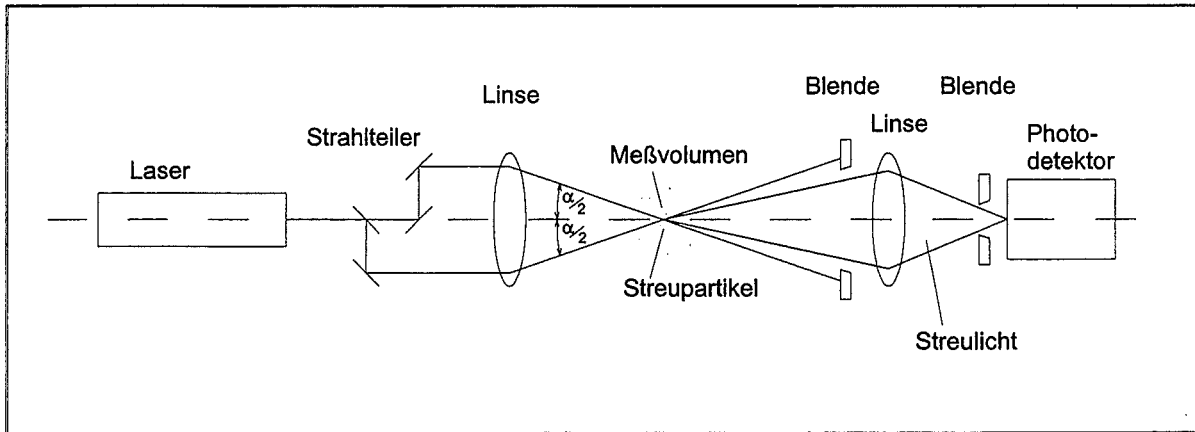


Abb. 3.5 Die Zweistrahl-Anordnung

Bei der Zweistrahl-Anordnung wird der Laserstrahl durch einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Die zwei parallelen Strahlen treffen auf eine Linse, die sie in einem Meßvolumen fokussieren. Infolge der unterschiedlichen Richtungen der beiden Strahlen ergeben sich im Streulicht zwei unterschiedlich dopplerverschobene Lichtwellen im Streulicht. Das Streulicht wird nun mittels einer Sammellinse in einem Photodetektor fokussiert, der die Signale in elektrische Signale zur Weiterverarbeitung wandelt. Die Differenz beider Frequenzen ist demnach durch

$$f_D = 2 \cdot \frac{u'}{\lambda} \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$$

gegeben. Umgeformt nach der zu ermittelnden Strömungsgeschwindigkeit u' lautet die Beziehung

$$u' = f_D \cdot \frac{\lambda}{2 \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}$$

Ist folglich die Frequenz im Streulicht f_D , die Wellenlänge λ des Lichts und der Kreuzungswinkel der Teilstrahlen α bekannt, so kann u' berechnet werden.

Neben dieser Beschreibung der Wirkungsweise des LDA wird in der Praxis ein Modell verwendet, das allgemein als "Interferenzstreifenmodell" bezeichnet wird. Betrachtet man das

Schnittvolumen der beiden Laserstrahlen (Abb. 3.6), so bilden die beiden räumlich ausgedehnten ebenen Wellenfronten durch Überlagerung der Intensitätsmaxima ein ebenes Interferenzstreifenmuster, innerhalb eines Rotationsellipsoids.

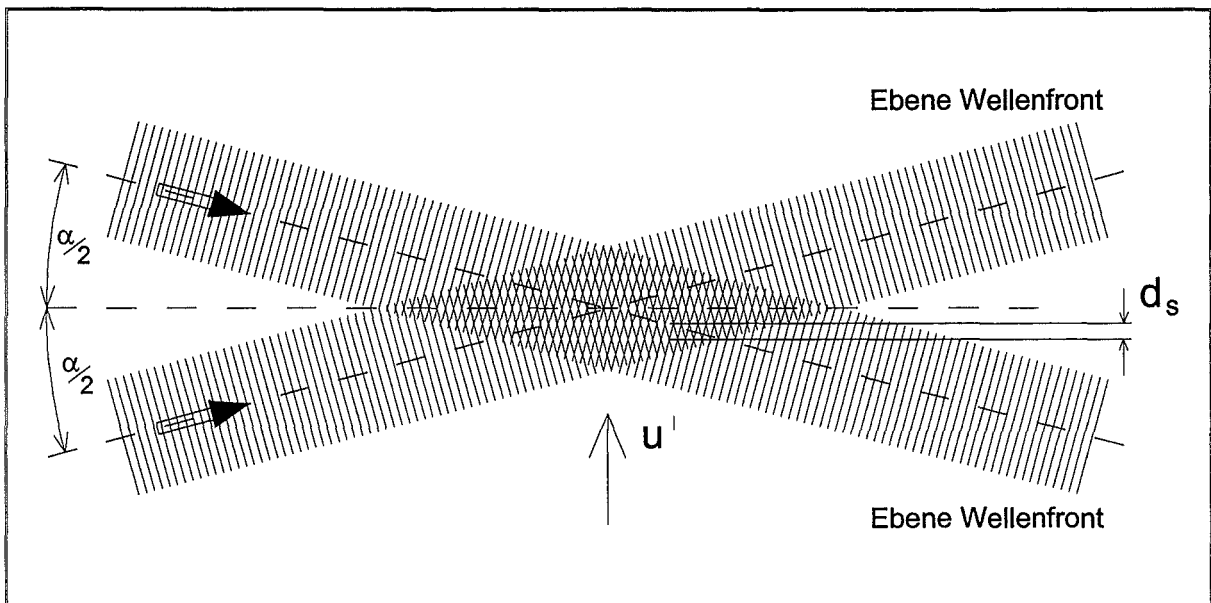


Abb. 3.6 Das Interferenzstreifenmodell

Wenn beide Strahlen eine Gaußsche Intensitätsverteilung quer zu ihrer Ausbreitungsrichtung aufweisen, und sich genau an ihrer engsten Stelle, der Strahltaile, schneiden erhält man gerade, parallele Interferenzstreifen. Der Streifenabstand

$$d_s = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}$$

hängt vom Winkel α und von der Wellenlänge λ ab. Bewegt sich ein Partikel mit der Geschwindigkeit u' durch das Interferenzstreifenmuster, so sendet dieses Streulicht aus, dessen Frequenz identisch der oben definierten Frequenz f_D entspricht. Diese Frequenz ist, wie oben gezeigt, der Geschwindigkeit des Partikels direkt proportional. Zur Bestimmung des Vorzeichens der Geschwindigkeit u' des bewegten Partikels werden frequenzverschiebende, optische Komponenten (Bragg-Zellen) verwendet, die sich im Strahlengang des Laserstrahls befinden, und diesem eine Frequenzverschiebung aufzwingen. Diese sogenannte "Shiftfrequenz" bewirkt im Interferenzstreifenmodell eine Bewegung des Streifenmusters. Bewegt sich ein Partikel in oder gegen diese Richtung, so wird die Frequenz im Streulicht erniedrigt oder erhöht.

Aufbau der LDA-Meßtechnik am Versuchsstand:

Die LDA-Meßtechnik am Versuchsstand ist, wie oben erklärt, eine Zweistrahl-Anordnung. In Abb. 3.5 wurde das Streulicht in Vorwärtsstreuung mit Hilfe einer Linse gebündelt, und in einem Photomultiplier fokussiert. Im vorliegenden Fall aber wird das rückwärtige Streulicht detektiert. Dies ist möglich, da ein beleuchtetes Partikel in alle Richtungen Streulicht aussendet. Hierbei muß man beachten, daß die Intensität des Streulichts in Vorwärtsrichtung maximal ist. Die Intensität des rückwärts gerichteten Streulichts ist dagegen um ca. 20 dB (Faktor 100) geringer. Es empfiehlt sich daher im Sinne der Optimierung der Signalqualität oder der Reduzierung der teuren Laserleistung bei der Konzipierung einer LDA-Anlage von den Vorteilen der Vorwärtsstreuung Gebrauch zu machen. Dies ist aber nicht immer ohne erheblichen Aufwand möglich. So muß bei einem beweglichen LDA-System die Empfangseinheit parallel zur Sendeeinheit mitbewegt werden, und dies mit höchster Präzision. Daher bildet in unserem Versuchsaufbau die Empfangsoptik und die Sendeoptik eine Einheit, wie in Abb. 3.7 dargestellt.

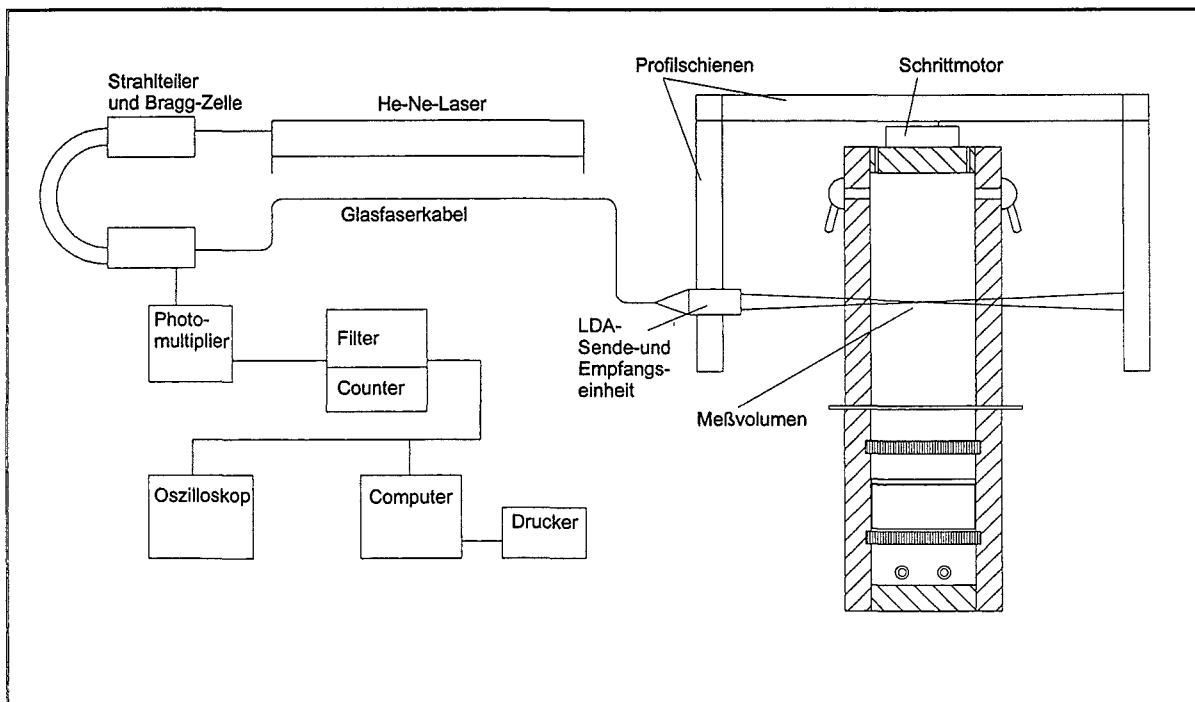


Abb. 3.7 Schematische Darstellung des LDA-Systems in Rückwärtsstreuung

Ein Helium-Neon-Laser erzeugt einen Lichtstrahl, der in einen Strahlteiler trifft. Nach Aufteilung in zwei Partialstrahlen gleicher Intensität läuft einer der beiden Strahlen durch eine Bragg-Zelle, in der ihm eine Shiftfrequenz von 40,01 MHz aufmoduliert wird. Beide Laserstrahlen durchlaufen ein flexibles Glasfaserkabel und gelangen in eine Sendeoptik, in der eine Linse eingebaut ist, die ihrerseits die beiden Strahlen in einem bestimmten Punkt fokussieren. In diesem Kreuzungspunkt liegt das Meßvolumen. Das zurückgesendete

Streulicht der Partikel wird nun wieder in der Sendeeinheit aufgenommen, fokussiert und durch das Glasfaserkabel zu einem Photomultiplier transportiert. Der Photomultiplier leitet die Signale zu einem Bandpass-Filter weiter, der niederfrequente Änderungen und hochfrequentes Rauschen entfernt. Eine Zählereinheit wertet die Signale aus, indem die Frequenz des Streulichts bestimmt wird. Parallel hierzu können die Signale an einem Oszilloskop optisch verfolgt werden. Ein Personal-Computer mit entsprechender Software wertet die erhaltenen Informationen der Zählereinheit aus, berechnet die Geschwindigkeit u' und speichert diese. Mit einem angeschlossenen Drucker lassen sich die Ergebnisse ausdrucken.

Um nun ein Geschwindigkeitsprofil u' über y' aufnehmen zu können, ist der Sende- bzw. Empfangskopf an einer Profilschiene befestigt, die mittels eines Schrittmotors waagrecht (y') verfahren werden kann. Der Motor hat einen Schritt von 0,01mm. Der Sendekopf lässt sich weiterhin mechanisch vertikal verstellen, damit verschiedene Ebenen in x -Richtung aufgenommen werden können.

3.3.2 Temperaturmessung

Laut Aufgabenstellung sollen in drei verschiedenen Ebenen in x -Richtung Temperaturprofile aufgenommen werden. Dazu sind am Versuchsstand drei traversierbare Thermoelementsonden montiert, wie man in Abbildung 3.8 erkennen kann.

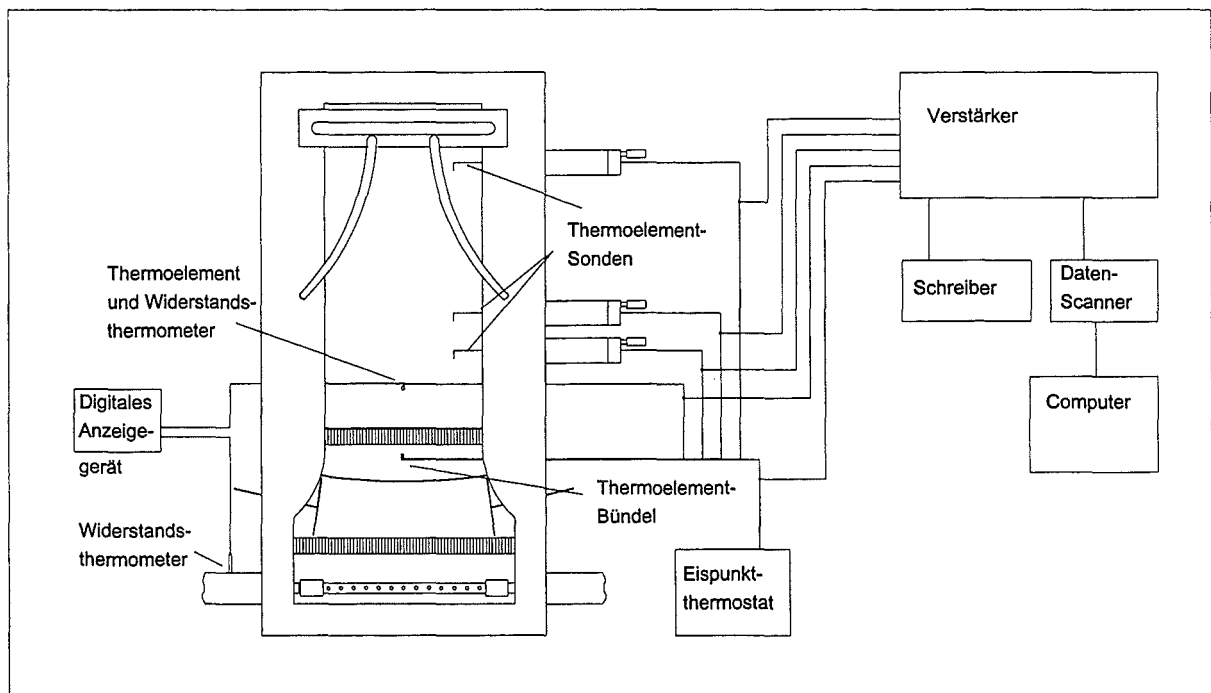


Abb. 3.8 Schema der Temperaturmessung

Diese Sonden sind mit Hilfe einer Gewindespindel in y-Richtung verfahrbar. Sie werden mit einem Handrad verstellt, auf dem sich eine Skala mit 0,01mm-Schritten befindet, die bei der Positionierung hilft. Zur Messung werden Nickel-Chrom-Nickel-Thermoelemente verwendet. Die verfahrbaren Thermoelemente sind jeweils in Differenz mit weiteren Thermoelementen geschaltet, die stationär in der Anströmung platziert sind. Mit dieser Schaltung kann man die gewünschte Temperaturdifferenz $T(x,y)-T_{\infty}$ messen. Außerdem ist ein Eispunktthermostat eingesetzt. In ihm befindet sich ein weiteres Thermoelement, das mit einem Thermoelement in der Anströmung in Differenz geschaltet ist. Damit wird die Absoluttemperatur T_{∞} der Anströmung bestimmt. Ein weiteres Thermoelement ist auf den Zylinder aufgelötet, und wiederum mit einem Thermoelement in der Anströmung in Differenz geschaltet. Daraus ergibt sich die Temperaturdifferenz $T_{Zyl} - T_{\infty}$. Thermoelemente liefern generell eine kleine elektrische Spannung, welche proportional zu ihrer Absoluttemperatur ist. Zuerst ist deshalb eine Verstärkung der relativ kleinen Spannungen notwendig, bevor sie auf ein Meßgerät gegeben werden können. Dies geschieht mit einem linearen Verstärker bei einem Verstärkungsfaktor von 1000. Die verstärkten Signale können zum einen mit einem Schreiber über der Zeit visualisiert werden. Die analogen Signale werden zum anderen in wählbaren Zeitabständen von einem programmierbaren Meßgerät (Daten-Scanner) abgetastet und in digitale Informationen gewandelt und angezeigt. Die Daten des Meßgeräts können so über eine Schnittstelle an einen Computer weitergegeben werden. Mit dem Computer können nicht nur Momentanwerte erfaßt, sondern aus beliebig vielen Meßdaten über der Zeit gemittelte Werte aufgenommen werden. Zu diesem Zweck steuert der Computer zusätzlich auch das Meßgerät. Die Daten einer Meßreihe werden dann mit einer speziell dafür geschriebenen Software von Spannungswerten in Temperaturdifferenzen umgerechnet und in einer Datenbank abgelegt.

Zur Kontrolle und zu Eichzwecken kommen zusätzlich noch zwei Widerstandsthermometer (Pt100) zum Einsatz, mit denen die Zylindertemperatur T_{Zyl} und die Temperatur in der Anströmung T_{∞} gemessen werden. An einem digitalen Anzeigegerät sind diese beiden Temperaturwerte direkt oder ihre Differenz ($T_{Zyl} - T_{\infty}$) abzulesen. Ein Sensor ist hierzu an der Zylinderoberfläche, der zweite Sensor im Einlaßrohr platziert. Beide Sensoren sind aufwendig gegen Wärmeverluste isoliert.



4 Versuchsergebnisse

Alle Meßreihen bestehen aus ca. 20 bis 30 Meßpunkten, an denen entweder Nachlaufgeschwindigkeiten u' oder Fluidtemperaturdifferenzen $T-T_\infty$ gemessen werden.

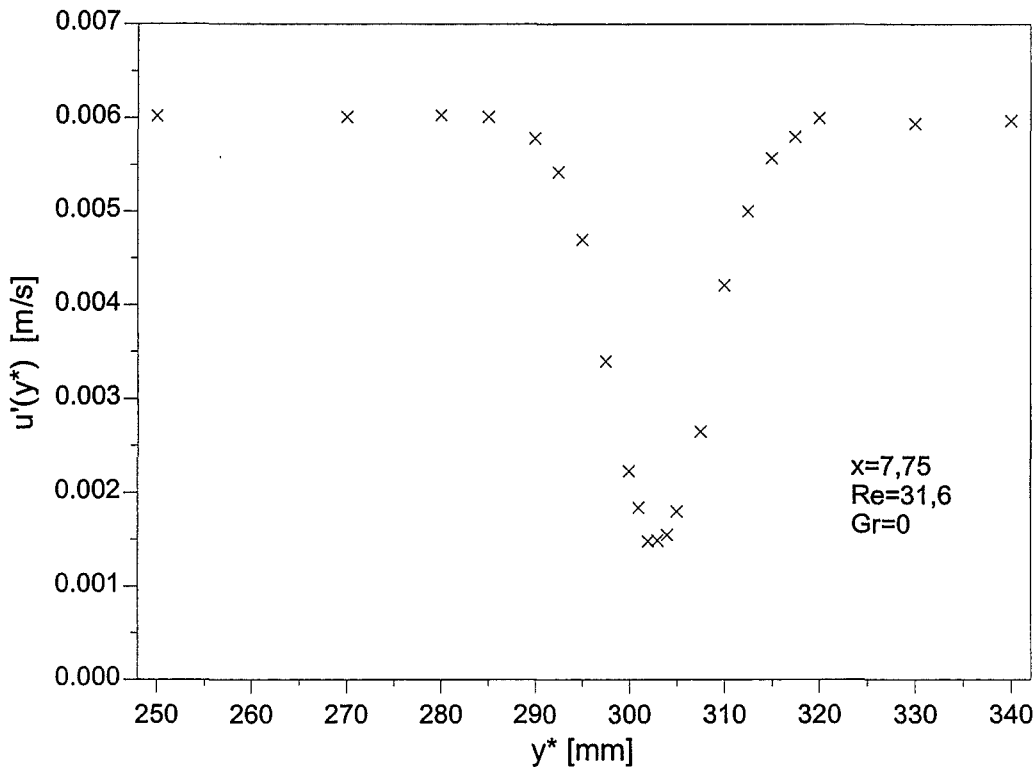


Abb. 4.1 Profil der Nachlaufgeschwindigkeit u' in Abhängigkeit vom Meßort y^*

Abbildung 4.1 zeigt ein Profil der Nachlaufgeschwindigkeit u' über der Horizontalkoordinate y^* . Dieser Geschwindigkeitsverlauf ist in der Entfernung $x=7,75$ hinter dem Zylinder, d.h. im Abstand $x'=46,5$ mm, aufgenommen. Die Anströmung erfolgt mit $Re=31,6$. Der Zylinder und das anströmende Fluid haben die gleiche Temperatur ($Gr=0$). Es wird somit der reine, isotherme Nachlauf betrachtet. Wie erwartet, zeigt sich eine ausgeprägte Reduzierung der Geschwindigkeit im Schatten des Zylinders. Außen mißt man die Geschwindigkeit der Anströmung u_∞ . Je weiter man sich Richtung Nachlaufmitte bewegt, desto geringer wird die gemessene Geschwindigkeit u' . Dies folgt aus dem Impulsverlust durch den Strömungswiderstand des Zylinders.

Die Meßpunkte sind Originalwerte des LDA-Systems. Auf der Ordinate ist deshalb die Geschwindigkeit im m/s aufgetragen. Auf der Abszisse stehen Meßorte in Millimeter. Diese Werte stammen von einem Maßstab am Versuchsstand. Um nun die Koordinate y' zu erhalten, welche im Zentrum des Nachlaufs den Wert Null hat, muß von den Abszissenwerten ein

bestimmtes y_0 subtrahiert werden. Anschließend werden im Diagramm beide Achsen skaliert. Diese Skalierung wurde in Kapitel 2 eingeführt. Das Diagramm ist danach dimensionslos und in Abbildung 4.2 gezeigt.

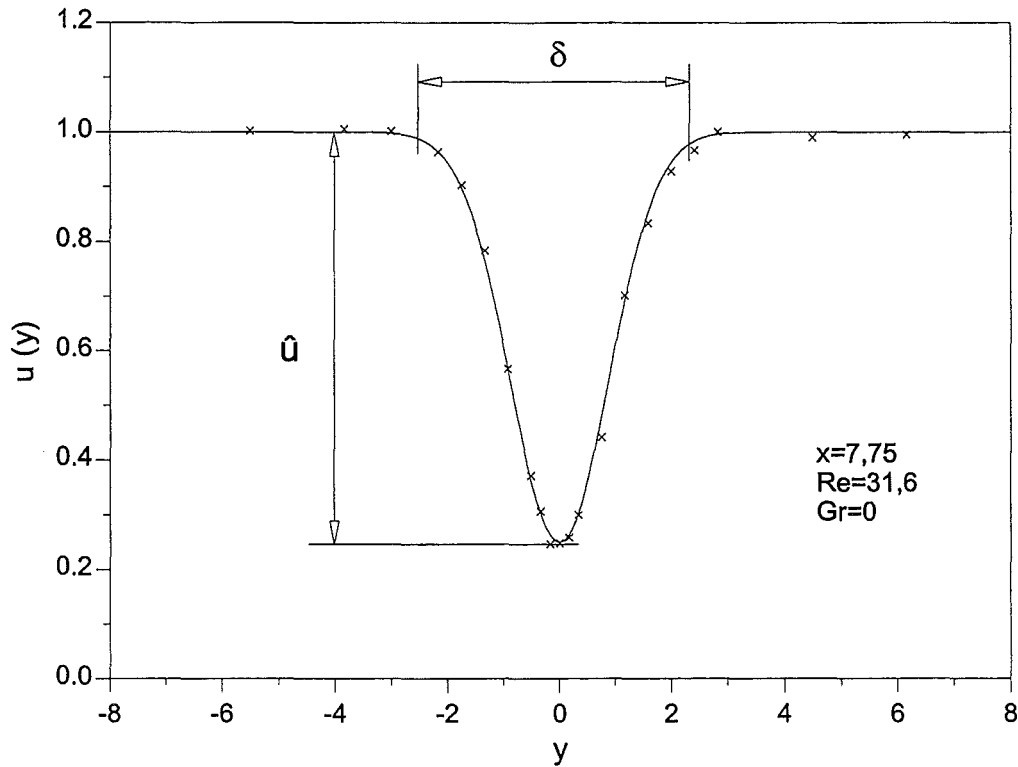


Abb. 4.2 Profil der normierten Nachlaufgeschwindigkeit u in Abhängigkeit vom normierten Abstand y

Jeder Meßpunkt ist nun mit der Geschwindigkeit der Außenströmung und jeder Abstand y mit dem Durchmesser d des Zylinders normiert. Wir wollen nun eine Kurve durch die Meßwerte nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate legen. Hierzu benutzen wir eine Funktion vom Typ

$$u = 1 - C_1 \cdot e^{(C_2 \cdot y^2)}$$

Mit dieser Funktion ist es offensichtlich möglich, eine gute Beschreibung der Meßdaten zu erreichen. Weiterhin können dann verschiedene Kurven miteinander verglichen werden, und Vergleiche mit der entsprechenden Theorie werden möglich, ohne alle Einzeldaten zu transferieren.

Aus den Nachlaufprofilen werden dann weitergehend verschiedene Merkmale ausgewertet. Es sind dies vor allem die Breite der kinematischen Grenzschicht δ und die Geschwindigkeitsamplitude \hat{u} des unbeheizten Nachlaufs (Abb. 4.2). Die

Geschwindigkeitsamplitude \hat{u} ist hierbei die Differenz der maximalen Geschwindigkeit und der minimalen Geschwindigkeit bei $y=0$. Es stellt sich nun die Frage, wo die Grenzen der kinematischen Grenzschichtbreite zu setzen sind. Dazu wird die folgende Festlegung getroffen: Die Grenze des Nachlaufs δ liegt dort, wo die Geschwindigkeitsreduktion $\hat{u}/25$ beträgt ($\approx 4\%$). Beide Informationen können deutlich zuverlässiger aus der Fitfunktion entnommen werden.

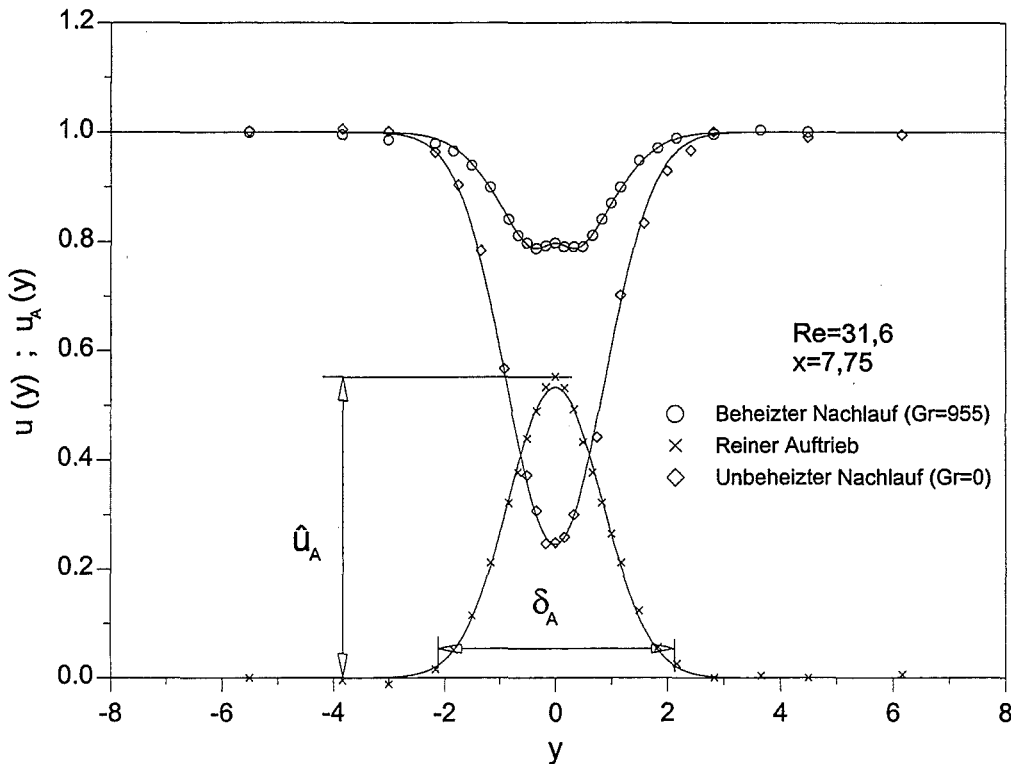


Abb. 4.3 Superposition des Geschwindigkeitsprofils u eines beheizten Nachlaufs

Bei einem beheizten Nachlaufprofil (siehe Abb. 4.3), d.h. für $Gr > 0$, ist es nun nicht sehr sinnvoll die Gesamtamplitude zu untersuchen, da diese ein Vorzeichenwechsel haben kann. Die Geschwindigkeit $u(y=0)$ kann bei starkem Auftrieb über eins ansteigen, wie später noch ersichtlich wird. Die Breite der kinematischen Grenzschicht ist gleichfalls schwer zu bestimmen, weil diese auf die Amplitude bezogen ist. Aus diesen Gründen scheint es sinnvoll, das Profil in einen unbeheizten Nachlaufteil und in einen reinen Auftriebsteil zu zerlegt. Der unbeheizte Nachlaufteil besteht aus dem gemessenen Profil des isothermen Nachlaufs ($Gr=0$) bei gleichen Parametern. Die Differenz aus aktuellem, beheizten Nachlaufprofil und dem isothermen Nachlaufprofil ergibt ein neues Geschwindigkeitsprofil, das rein von Auftriebseffekten herrührt. Anschaulich gesagt, werden die überlagerten Anteile des beheizten Nachlaufs in ein Geschwindigkeitsprofil der Zwangsströmung und eines der

Auftriebsströmung separiert. Durch die Punkte der so abgeleiteten reinen Auftriebsströmung u_A wird dann wiederum eine Ausgleichsfunktion vom Typ

$$u_A = C_1 \cdot e^{(C_2 \cdot y^2)}$$

gelegt, aus dem dann die Breite der kinematischen Grenzschicht des Auftriebs δ_A und die Amplitude \hat{u}_A berechenbar sind (vgl. Abb. 4.3). Dies geschieht nach dem gleichen Kriterium wie bei der Bestimmung von δ .

Außer den Geschwindigkeitsprofilen sollen auch Profile der Temperaturdifferenz $T - T_\infty$ gemessen werden, d.h. die Temperaturerhöhung des Fluides im Nachlauf des beheizten Zylinders soll erfaßt werden.

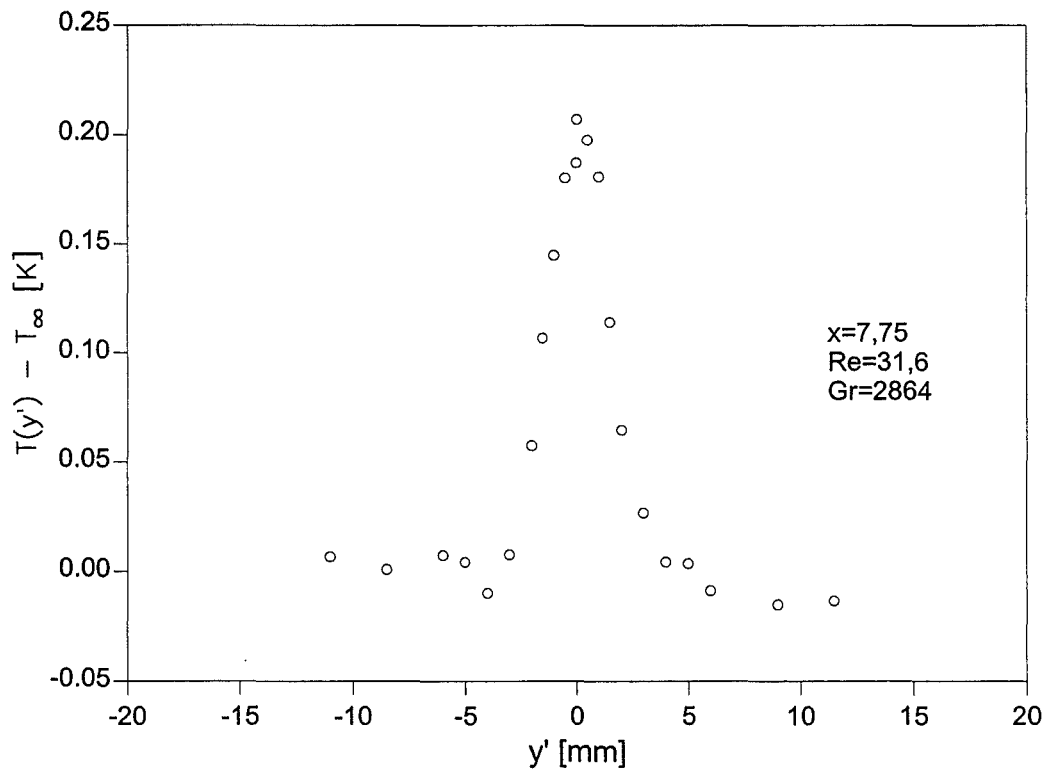


Abb. 4.4 Profil der Temperaturdifferenz $T(y') - T_\infty$ in Abhängigkeit von y'

Dazu zeigt Abbildung 4.4 ein Profil der Temperaturdifferenz $T(y') - T_\infty$, das abhängig von y' aufgenommen ist. Hierin ist T die Temperatur am Meßpunkt und T_∞ die Anströmtemperatur des Fluids. Dieser Temperaturverlauf ist bei einer Entfernung hinter dem Zylinder von $x'=46,5\text{mm}$, bei der Anströmung mit $Re=31,6$ und bei einer Beheizung mit $Gr=2864$ gemessen. Das Profil zeigt eine relativ große Streuung der Meßwerte, was aber nicht verwundert, wenn man die gemessenen Werte von $(T - T_\infty) \leq 0,2$ Kelvin betrachtet. Wie im

Kapitel 3.3.2 erläutert, werden die Temperaturdifferenzen mittels einer Differenzschaltung von Nickel-Chrom-Nickel-Thermoelementen gemessen. Diese Meßtechnik stößt aber bei den hier gemessenen Temperaturdifferenzen an ihre Grenzen. Dennoch liefern die Messungen qualitativ, und bedingt quantitativ, zufriedenstellende Ergebnisse.

Die Profile werden, wie in Kapitel 1.3 erläutert, dimensionslos gemacht. Die Abszisse wird mit dem Zylinderdurchmesser d zu y und die Ordinate mit der charakteristischen Temperaturdifferenz ΔT zu Θ normiert.

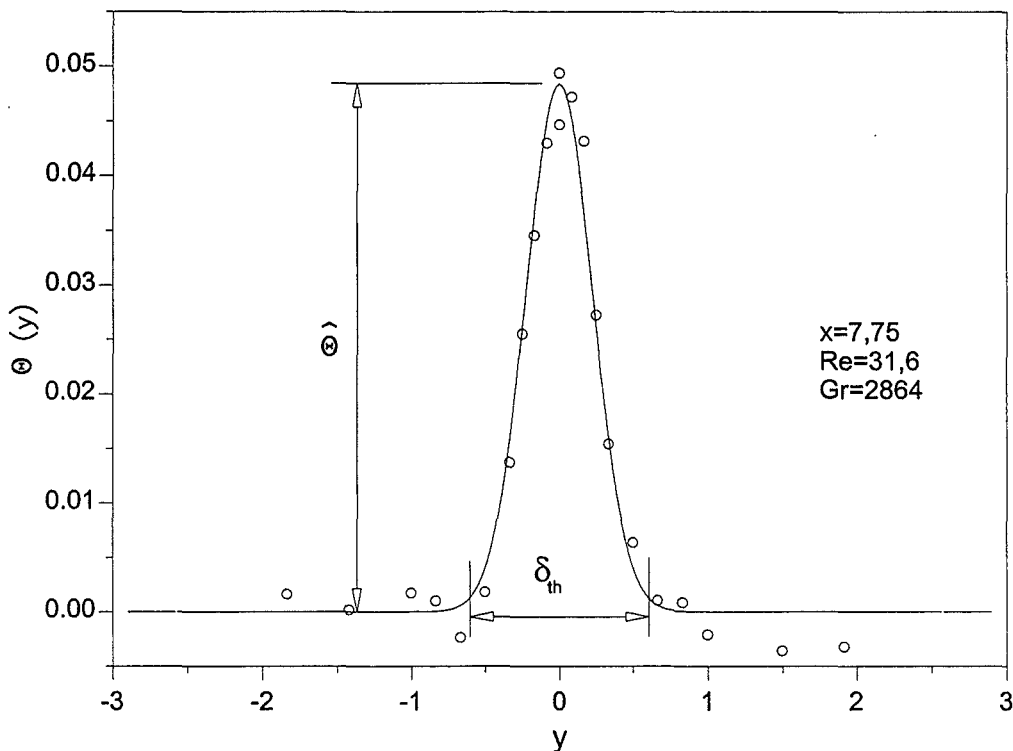


Abb. 4.5 Profil der normierten Temperaturdifferenz Θ in Abhängigkeit vom normierten Abstand y

Es entsteht somit ein normiertes Temperaturprofil, welches in Abbildung 4.5 gezeigt ist. Mittels einer Ausgleichskurve der Form

$$\Theta = C_1 \cdot e^{C_2 \cdot y^2}$$

werden dann die Meßdaten wiederum analytisch, nach der Methode kleiner Fehlerquadrate, beschreibbar. Hieraus sind dann die wichtigen Informationen, wie Temperaturamplitude $\hat{\Theta}$ und Breite der thermischen Grenzschicht δ_{th} , abgeleitet. Die Bestimmung von δ_{th} wird mit dem gleichen Kriterium, wie oben erläutert für δ und δ_A , durchgeführt.

4.1 Variation des Abstandes x

Der Nachlauf des Zylinders soll in verschiedenen Meßebenen mit dem Abstand x hinter dem Zylinder untersucht werden. Zu Beginn wird der reine, isotherme Nachlauf betrachtet, der nicht durch Auftriebskräfte beeinflusst ist. Die Grashof-Zahl ist demnach Null.

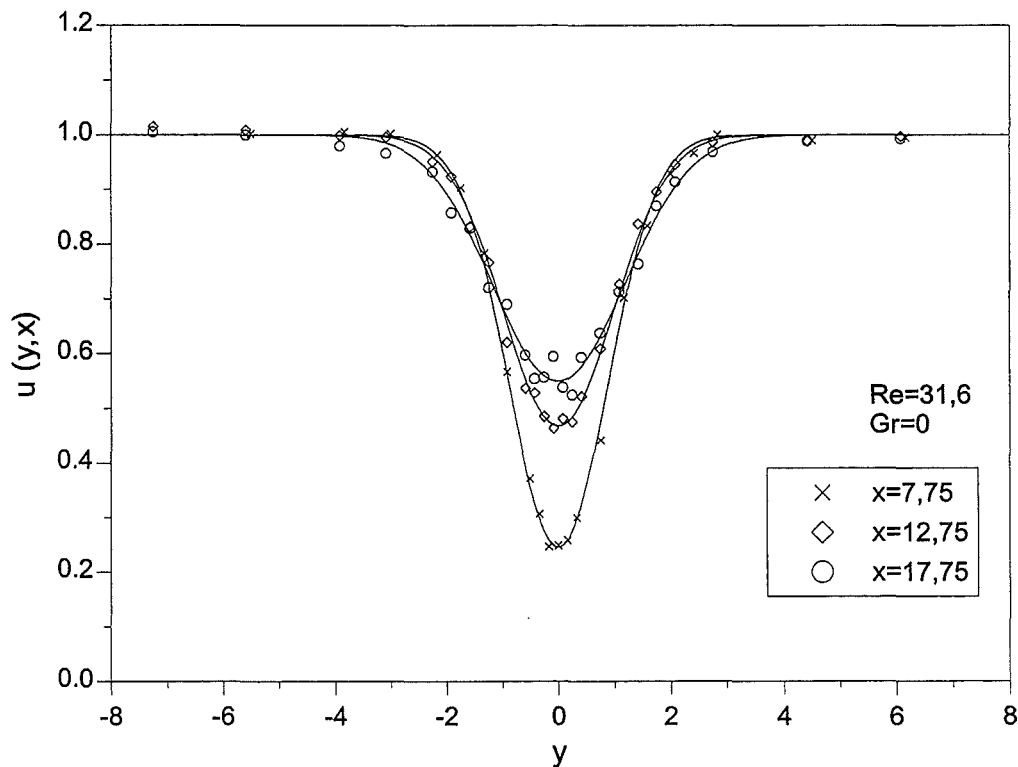


Abb. 4.6 Profile der Nachlaufgeschwindigkeit u bei Variation des Abstandes x

Abbildung 4.6 zeigt drei Profile der Geschwindigkeit u bei einer Anströmung mit $Re=31,6$, für $Gr=0$ und verschiedene Abstände x hinter dem Zylinder. Die Nachlaufdelle wird mit zunehmendem Abstand x aufgefüllt, indem die Geschwindigkeitswerte auf der Symmetrieachse ansteigen. Erkennbar ist auch, daß die Breite des Nachlaufs stromab zunimmt.

Zunächst sollen die Geschwindigkeitsamplituden \hat{u} bei der Variation des Abstandes x näher betrachtet werden.

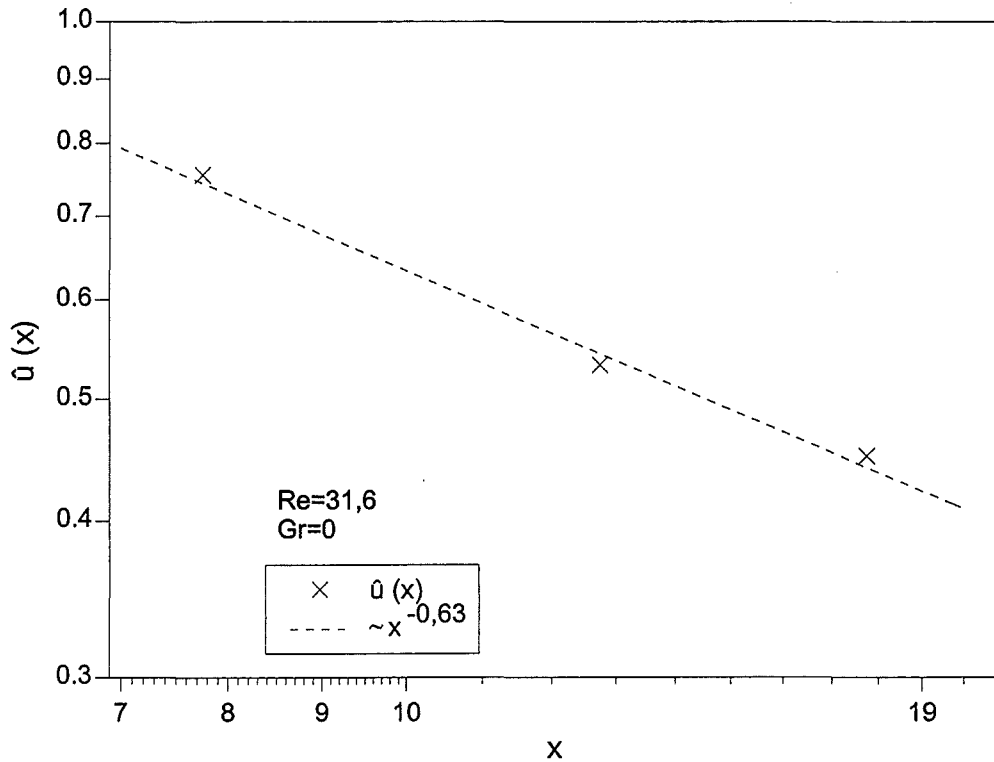


Abb. 4.7 Amplituden \hat{u} der Nachlaufgeschwindigkeit als Funktion des Abstandes x

Dazu zeigt Abbildung 4.7 verschiedene Amplituden \hat{u} , aufgenommen an unterschiedlichen Abständen x hinter dem Zylinder, für $Re=31,6$ und $Gr=0$. Zu beobachten ist der Abfall der Amplituden mit zunehmender Entfernung vom Zylinder. Die Abhängigkeit der Amplitude \hat{u} von x kann mit einer Funktion vom Typ

$$\hat{u} = C_1 \cdot x^{C_2}$$

beschrieben werden. Da es sich um ein doppelt logarithmisches Diagramm handelt, erscheint die Kurve als gestrichelte Gerade. Man stellt fest, daß die Amplitude \hat{u} im dargestellten Bereich sich gemäß

$$\hat{u} \sim x^{-0,63}$$

verhält. Ein weiteres Merkmal der Geschwindigkeitsprofile von Abbildung 4.6 ist die Breite der kinematischen Grenzschicht δ . Die Abhängigkeit der Grenzschichtbreite δ vom Meßabstand x ist in der folgenden Abbildung 4.8 dargestellt.

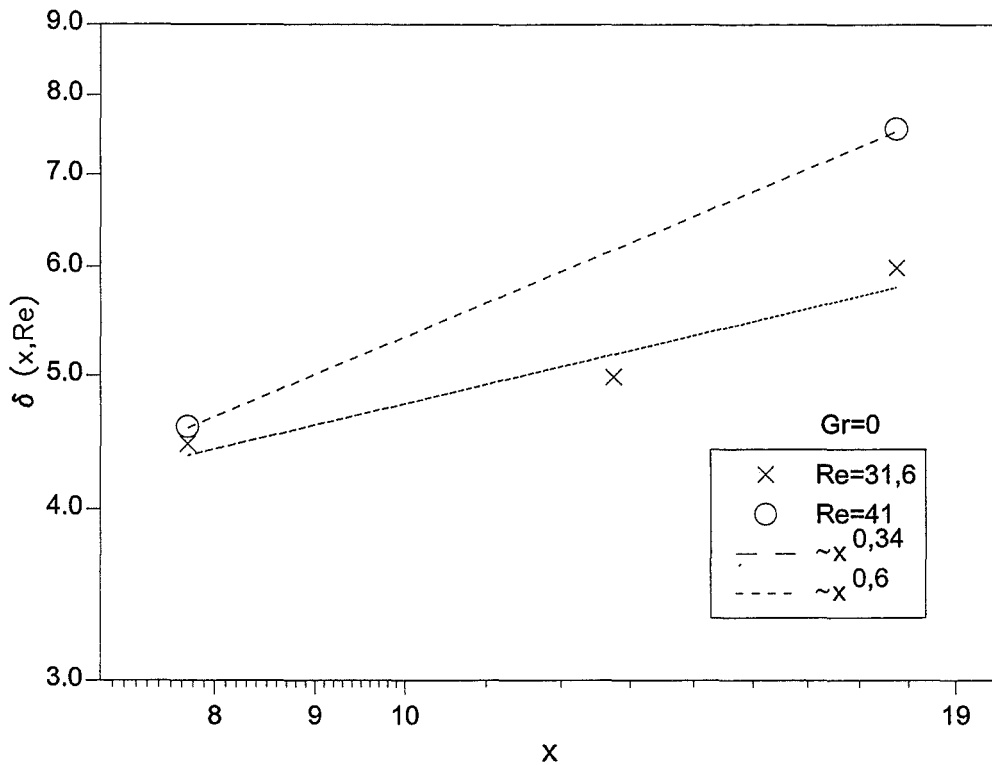


Abb. 4.8 Breiten der kinematischen Grenzschicht δ als Funktion des Abstandes x bei verschiedenen Reynolds-Zahlen

Sie zeigt diese Daten für zwei verschiedene Reynolds-Zahlen, wobei darauf hingewiesen sei, daß die Ergebnisse bei $Re=41$ unter Vorbehalt betrachtet werden müssen. Bei $Re=31,6$ erkennt man einen Anstieg der Grenzschichtbreite mit zunehmendem Abstand x . Die eingetragene Ausgleichsfunktion ergibt sich zu

$$\delta \sim x^{0,34}$$

Bei $Re=41$ ist hingegen eine stärkere Abhängigkeit

$$\delta \sim x^{0,6}$$

abzuleiten. Diese Vergleiche und Betrachtungen beziehen sich auf den isothermen Nachlauf, bei welchem die Form des Geschwindigkeitsprofils ausschließlich aus dem Strömungswiderstand des Zylinders resultieren.

Im weiteren werden Profile der Nachlaufgeschwindigkeit u untersucht, bei denen ein Auftriebsanteil u_A infolge der Erwärmung des Fluids im Nachlauf durch den beheizten Zylinder hinzukommt.

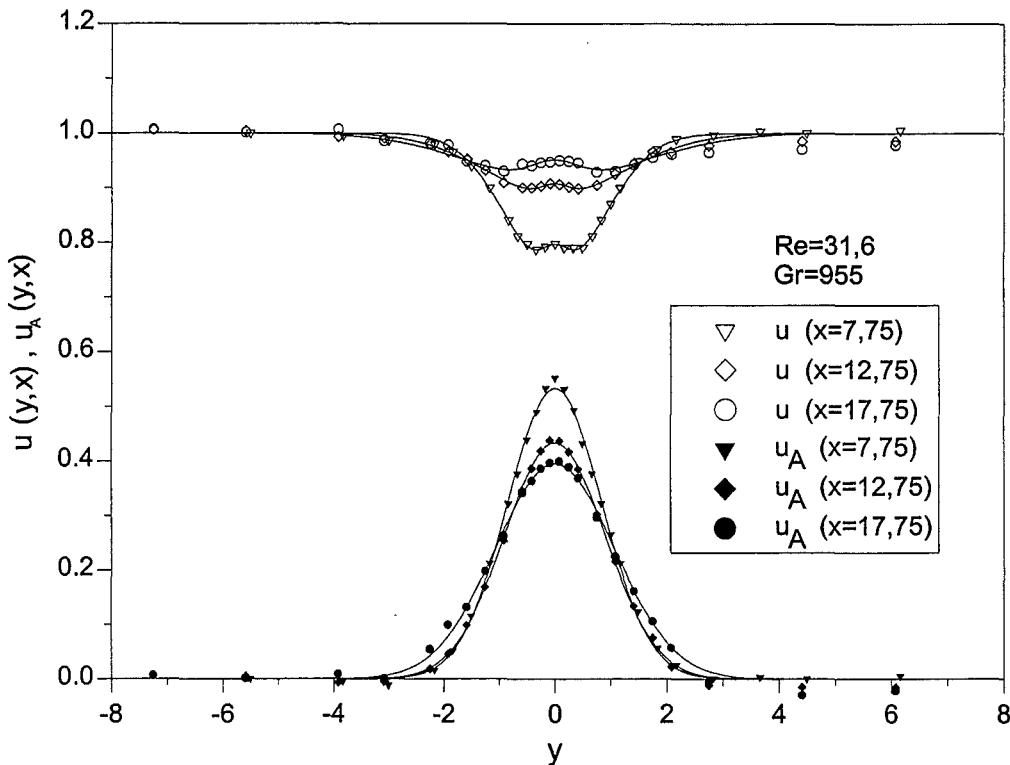


Abb. 4.9 Profile der Nachlaufgeschwindigkeit u und deren Auftriebsanteil u_A bei Variation des Abstandes x

Dazu zeigt Abbildung 4.9 Geschwindigkeitsprofile u bei Beheizung des Zylinders. Die Beheizungsintensität, ausgedrückt durch die Grashof-Zahl, beträgt $Gr=955$. Alle anderen Parameter entsprechen Abbildung 4.6. Es ist zu erkennen, daß die Nachlaufdelle auch beim beheizten Nachlauf mit steigendem Abstand x aufgefüllt wird. In diesem Falle kommt aber ein zweiter Effekt ins Spiel. Durch die Erwärmung des Fluids im Nachlauf entstehen Auftriebskräfte durch Dichteunterschiede im Schwerfeld. Sie beschleunigen das Fluid im Nachlauf, was in der Form der Geschwindigkeitsprofile deutlich wird. Verglichen mit den isothermen Nachläufen aus Abbildung 4.6 macht sich der Auftriebseffekt besonders in der Mitte des Nachlaufs bemerkbar. Hier kann die Geschwindigkeit $u(y=0)$ bei starker Erwärmung über die Anströmgeschwindigkeit ansteigen. In Abbildung 4.9 sind nun zusätzlich die Auftriebsanteile u_A der jeweiligen Geschwindigkeitsprofile u dargestellt. Aus diesen

können die Amplituden \hat{u}_A und die Breiten der kinematischen Grenzschicht des Auftriebsanteils δ_A bestimmt werden.

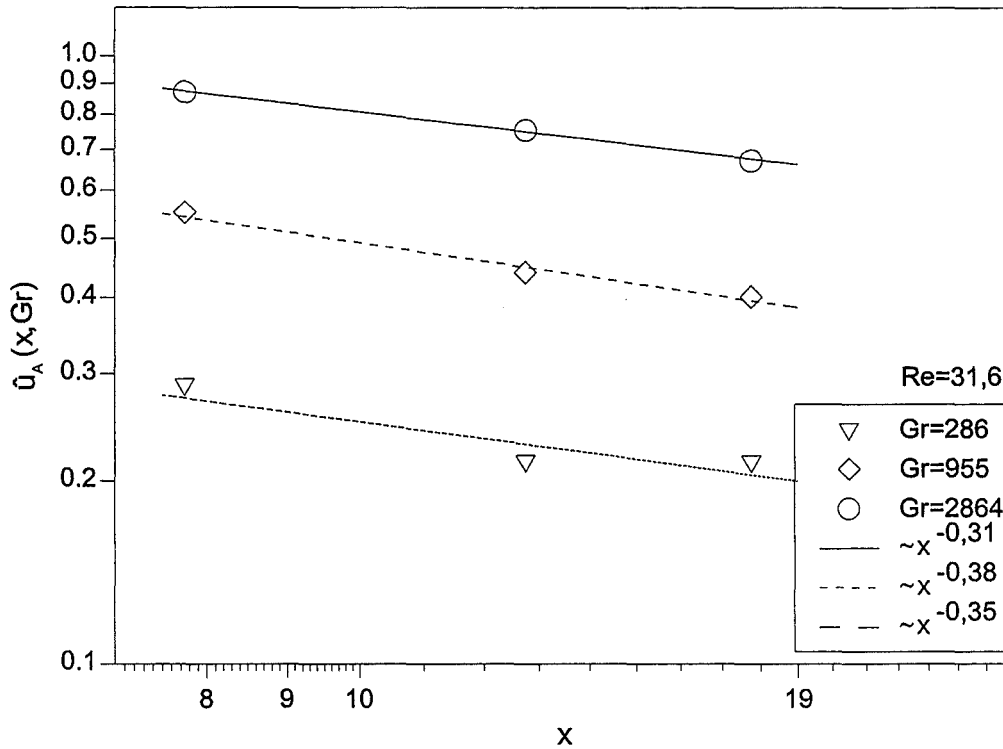


Abb. 4.10 Amplituden des Auftriebanteils \hat{u}_A als Funktion des Abstandes x bei verschiedenen Grashof-Zahlen

In Abbildung 4.10 sind diese Amplituden des Auftriebanteils \hat{u}_A in Abhängigkeit vom Abstand x für verschiedene Grashof-Zahlen aufgetragen. Erkennbar ist hier, daß bei allen Beheizungszuständen (Grashof-Zahlen) die Amplituden etwa gemäß

$$\hat{u}_A \sim x^{-\frac{1}{3}}$$

abfallen. Dies wird erst aus dem separierten Auftriebseffekt deutlich. Da die Amplitude des unbeheizten Nachlaufs mit etwa $\hat{u} \sim x^{-2/3}$ (vgl. Abb. 4.7) abnimmt, dominiert mit zunehmendem Abstand x der Auftriebseffekt.

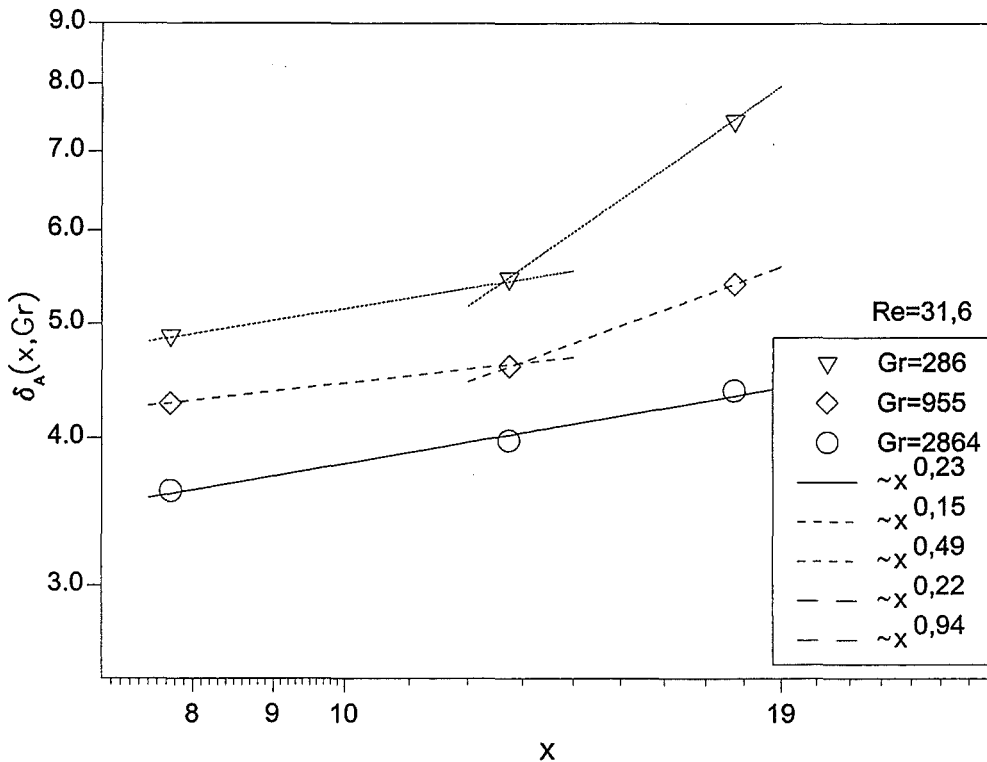


Abb. 4.11 Breiten der kinematischen Grenzschicht des Auftriebanteils δ_A als Funktion des Abstandes x bei verschiedenen Grashof-Zahlen

Ein weiteres Merkmal des Auftriebanteils ist die Breite der kinematischen Grenzschicht δ_A . Sie ist in Abbildung 4.11 in Abhängigkeit vom Abstand x bei drei Beheizungszuständen (Grashof-Zahlen) aufgetragen. Man erkennt, daß sich δ_A mit zunehmender Lauflänge x vergrößert, d.h. die Breite der Auftriebszone nimmt stromab zu. Für diese Zunahme $\delta_A(x)$ finden wir bei verschiedenen Gr-Zahlen kein einheitliches Gesetz. Vielmehr sind Abhängigkeiten im Bereich

$$\delta_A \sim x^{0,15} \text{ bis } \delta_A \sim x^{0,94}$$

ermittelbar, deren Gültigkeit folglich kritisch zu hinterfragen ist.

Im folgenden sollen die Temperaturprofile betrachtet werden. Dazu sind in Abbildung 4.12 zwei Profile $\Theta(y)$ dargestellt, ermittelt für zwei Abstände $x=7,75$ und $x=17,75$. Die Meßwerte streuen stark, besonders bei dem Temperaturprofil im Abstand $x=17,75$. Dies ist auch der Grund dafür, daß nur diese beiden Profile zur Auswertung zur Verfügung stehen. Bei geringerer Beheizung und weiter stromab ist das Verhältnis von Streuung und Meßwert so schlecht, daß keine zuverlässige Auswertung möglich ist. Die folgenden Diagramme sind deshalb unter einem gewissen Vorbehalt zu betrachten. Qualitativ läßt sich aber ableiten, daß

die Temperaturamplitude $\hat{\Theta}$ mit zunehmendem Abstand x fällt, und die thermische Grenzschichtbreite δ_{th} steigt.

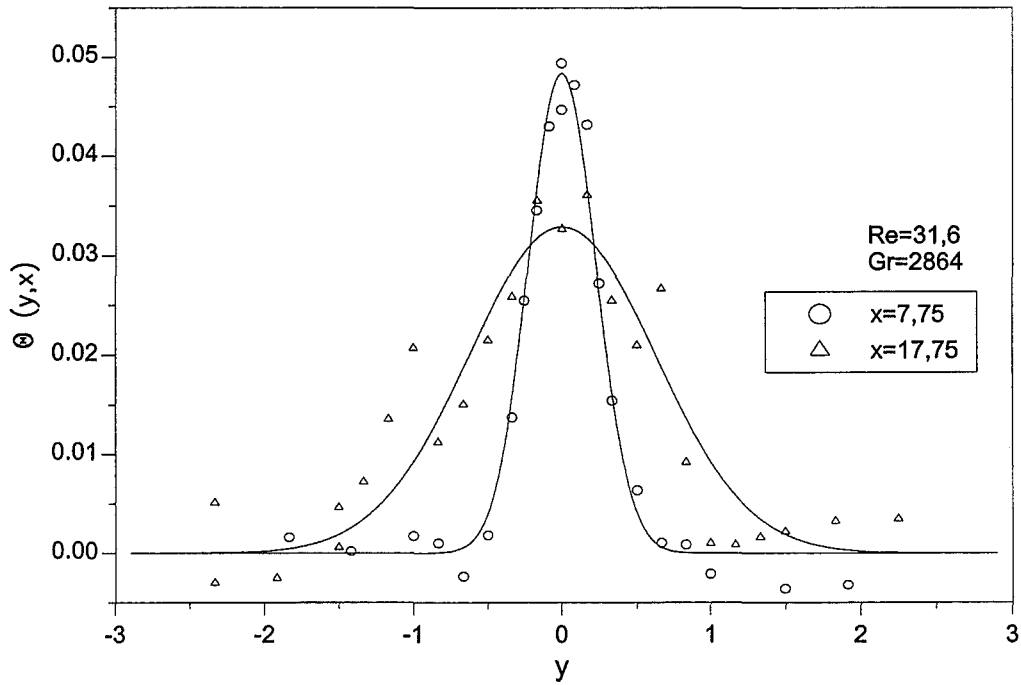


Abb. 4.12 Temperaturprofile Θ bei Variation des Abstandes x

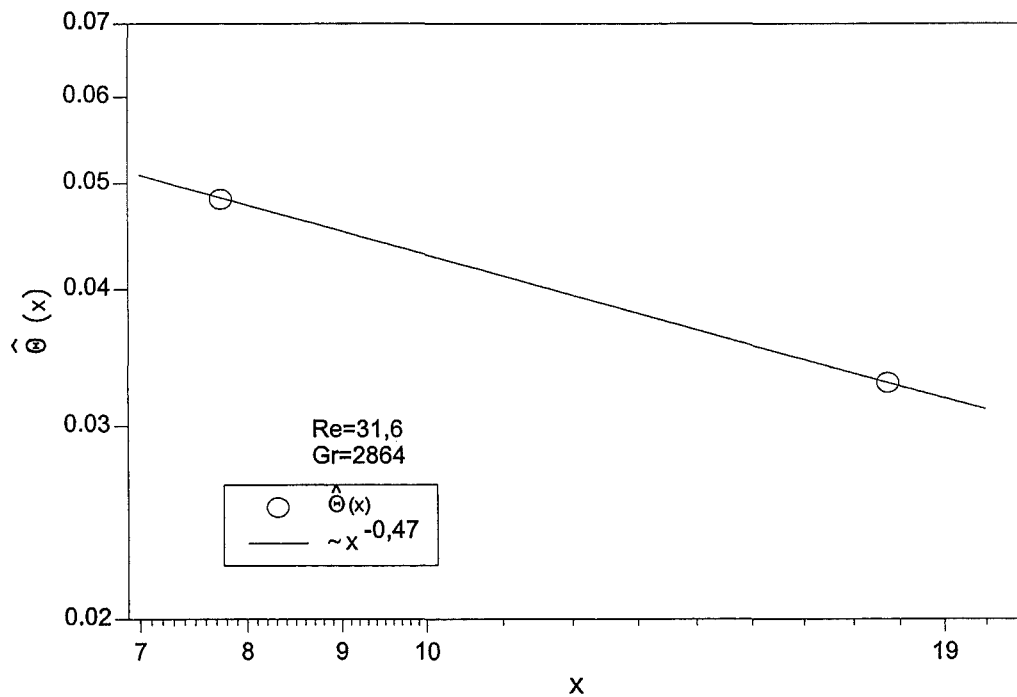


Abb. 4.13 Temperaturamplituden $\hat{\Theta}$ als Funktion des Abstandes x

Abbildung 4.13 zeigt die Temperaturamplituden $\hat{\Theta}$ als Funktion des Abstandes x . Wir finden hier in etwa eine Abhängigkeit $\hat{\Theta}(x)$ gemäß

$$\hat{\Theta} \sim x^{-\frac{1}{2}}.$$

Weiter ist in Abbildung 4.14 die thermische Grenzschichtbreite δ_{th} als Funktion von x aufgetragen. Das Diagramm zeigt, daß sich die thermische Auftriebszone in etwa gemäß

$$\delta_{th} \sim x^{1,25}$$

aufweitet.

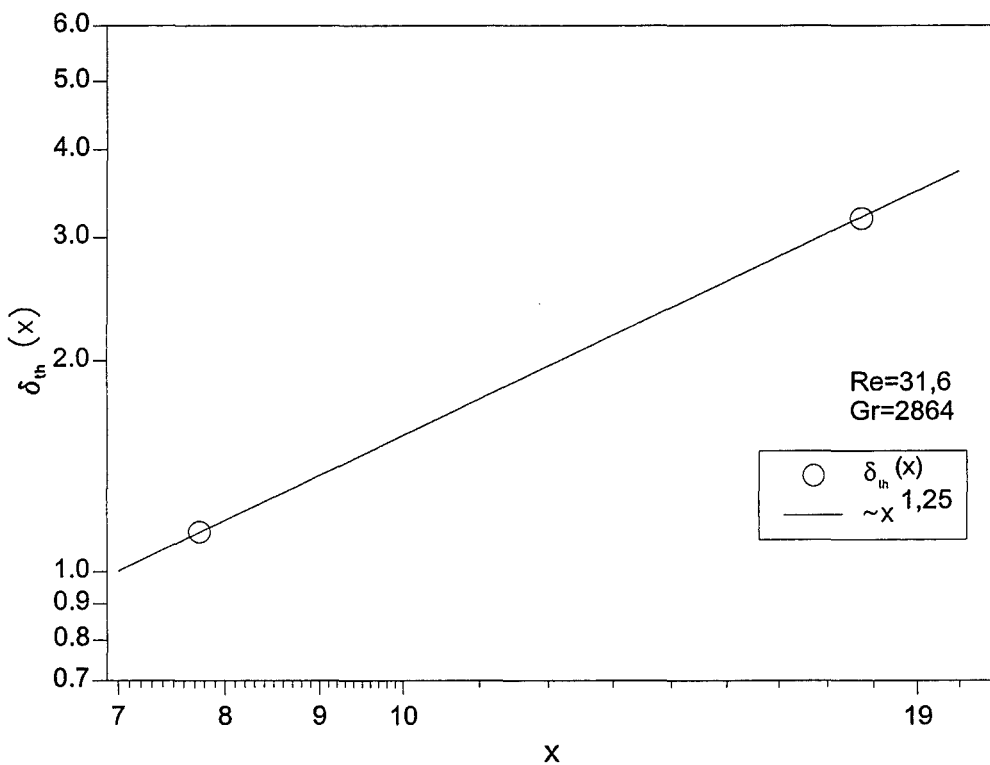


Abb. 4.14 Breite der thermischen Grenzschicht δ_{th} als Funktion des Abstandes x

4.2 Variation der Grashof-Zahl

Die Variation der Grashof-Zahl erfolgt durch Veränderung des Wärmestromes \dot{Q} , der vom Zylinder ins Fluid fließt. Der Wärmestrom \dot{Q} ist proportional der Temperaturdifferenz $\Delta t = T_{Zyl} - T_{\infty}$ zwischen Zylinderoberfläche und anströmendem Fluid. Da die Anströmtemperatur T_{∞} immer konstant ist, wird durch Veränderung von T_{Zyl} die Variation der Grashof-Zahl erreicht.

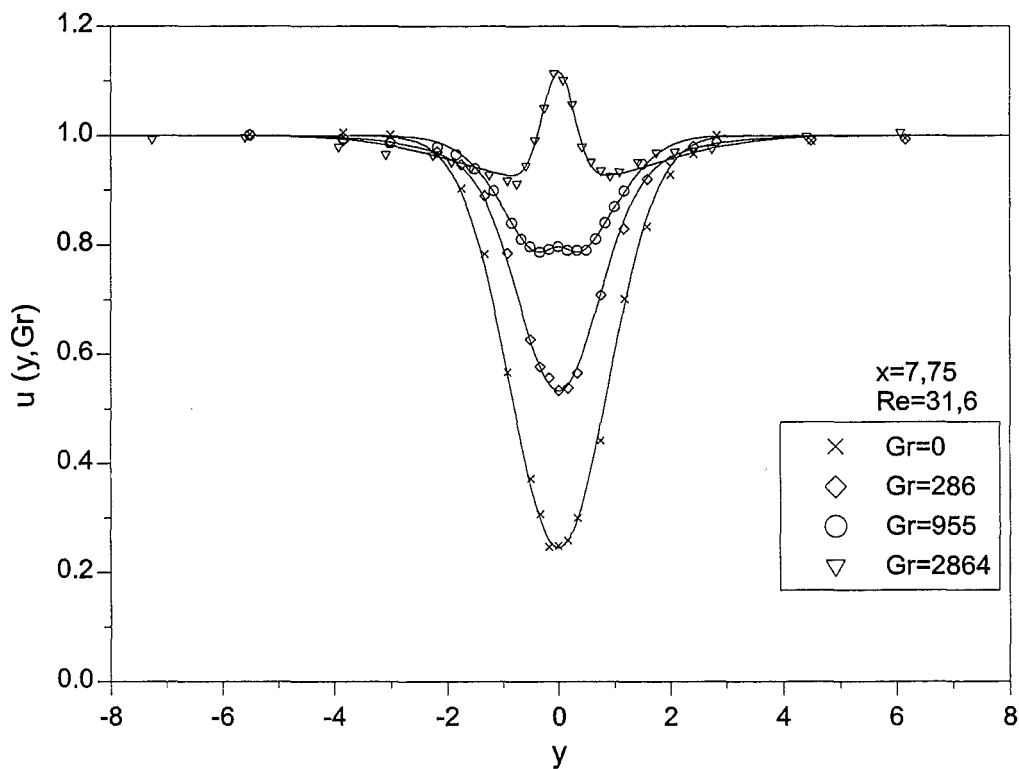


Abb. 4.15 Profile der Nachlaufgeschwindigkeit u bei Variation der Grashof-Zahl

Abbildung 4.15 zeigt vier Profile der Nachlaufgeschwindigkeit u bei gleicher Anströmung mit $Re=31,6$, im Abstand $x=7,75$ hinter dem Zylinder und verschiedener Beheizung (Grashof-Zahl). Ausgehend vom unbeheizten Nachlauf ($Gr=0$) steigen die Geschwindigkeitswerte u bei zunehmender Grashof-Zahl an. Der Auftriebseffekt führt zu einer deutlichen Beschleunigung der Strömung. Die Geschwindigkeiten liegen bei $Gr=2864$ sogar über eins, d.h. sie übersteigen die Anströmgeschwindigkeit.

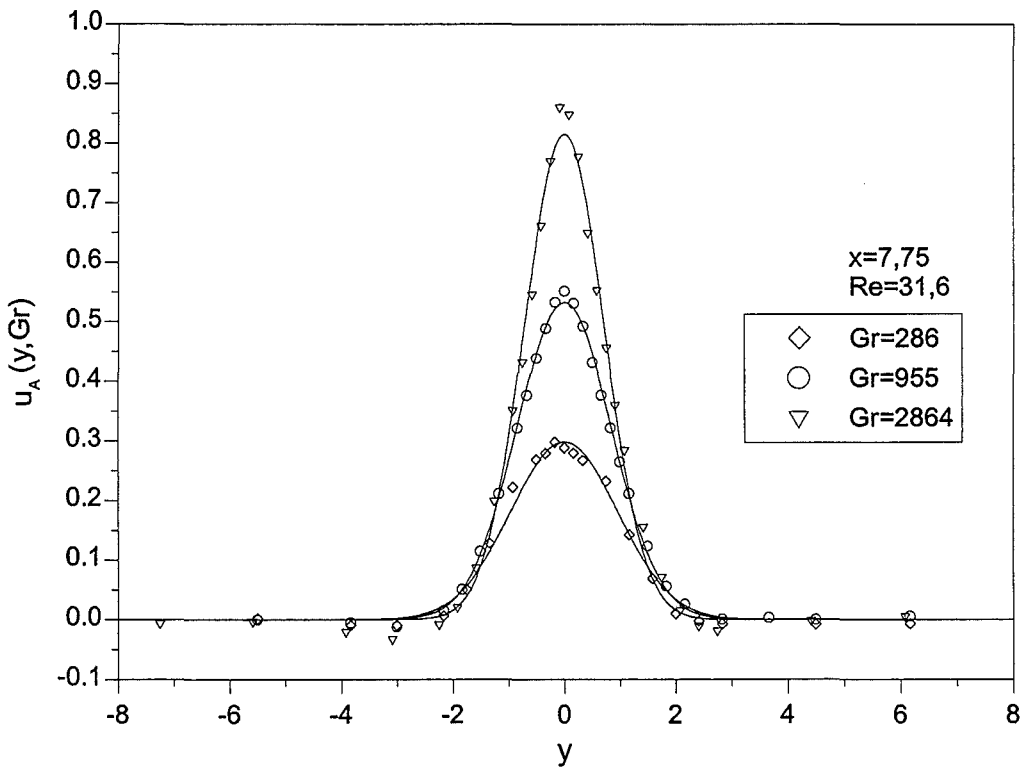


Abb. 4.16 Profile der Auftriebsgeschwindigkeit u_A bei Variation der Grashof-Zahl

In diesem Abschnitt sollen Amplituden und Grenzschichtbreiten ausgewertet werden. Dazu werden wieder die auftriebsbedingten Geschwindigkeitsanteile u_A betrachtet. Abbildung 4.16 zeigt diese Profile u_A für drei Werte der Grashof-Zahl. Hieraus werden die Amplituden \hat{u}_A und die Breiten δ_A der kinematischen Grenzschicht des Auftriebanteils abgeleitet. Die komplette Prozedur erfolgt völlig analog zu Kapitel 4.1.

In Abbildung 4.17 sind die Amplituden des Auftriebanteils \hat{u}_A als Funktion der Grashof-Zahl für verschiedene Abstände x dargestellt. Die Amplituden \hat{u}_A steigen, wie erwartet, mit zunehmender Grashof-Zahl an. Die Zunahme erfolgt, bei allen Abständen x ähnlich, in etwa gemäß

$$\hat{u}_A \sim Gr^{\frac{1}{2}} .$$

Abbildung 4.18 zeigt die Abhängigkeit der kinematischen Grenzschichtbreiten δ_A des Auftriebanteils von der Grashof-Zahl für verschiedene Abstände x . Alle Kurven zeigen einen Abwärtstrend mit zunehmender Grashof-Zahl. Diese Abnahme erfolgt im untersuchten Bereich der Grashof-Zahl für alle Abstände x ungefähr mit

$$\delta_A \sim Gr^{-\frac{1}{5}} .$$

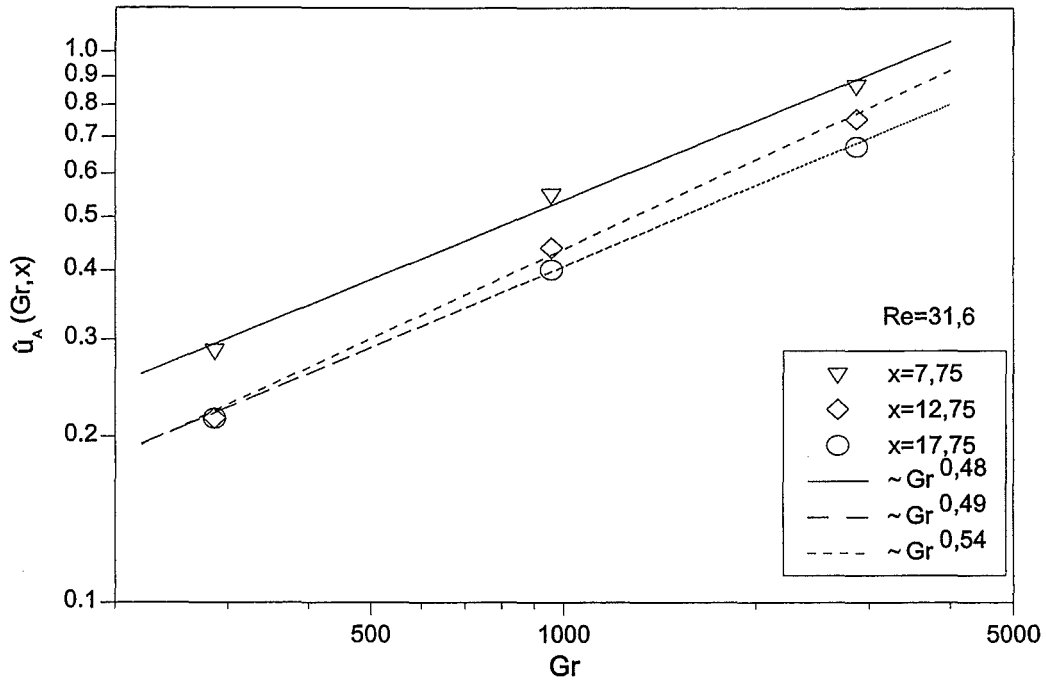


Abb. 4.17 Amplituden des Auftriebanteils \hat{u}_A als Funktion der Grashof-Zahl bei verschiedenen Abständen x

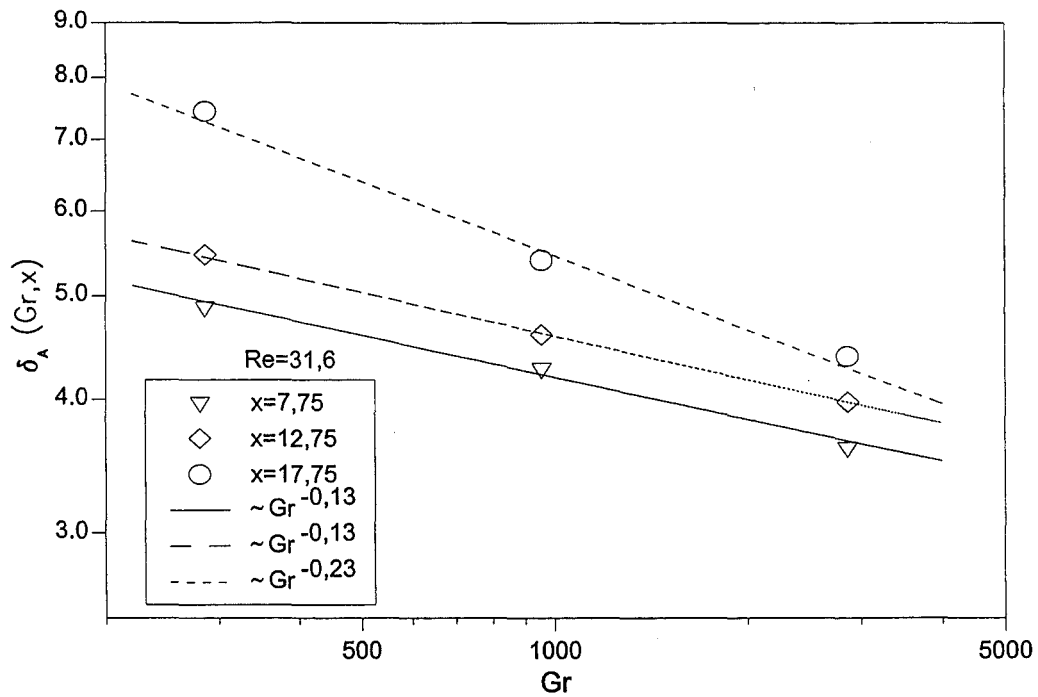


Abb. 4.18 Breiten der kinematischen Grenzschicht des Auftriebanteils δ_A als Funktion der Grashof-Zahl bei verschiedenen Abständen x

4.3 Variation der Reynolds-Zahl

Die Reynolds-Zahl kann nur über die Anströmgeschwindigkeit u_∞ variiert werden, da die Geometrie (Durchmesser d) und die kinematische Viskosität ν bei konstanter Anströmtemperatur T_∞ konstant sind.

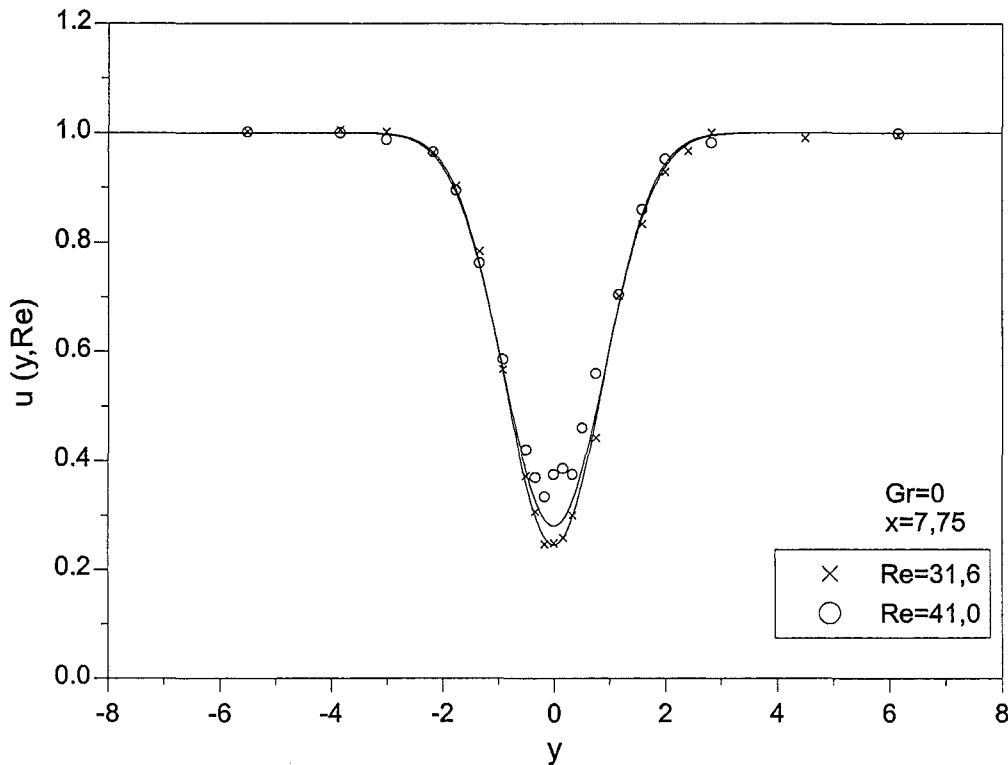


Abb. 4.19 Profile der Nachlaufgeschwindigkeit u bei Variation der Reynolds-Zahl

Abbildung 4.19 zeigt zwei Profile der Geschwindigkeit u des unbeheizten Nachlaufs ($Gr=0$) im Abstand $x=7,75$ bei Variation der Reynolds-Zahl. Im Außenbereich sind die Profile fast identisch. Bewegt man sich aber Richtung Zentrum, so fangen die Meßwerte bei $Re=41$ an zu streuen. Diese Streuung hat die Ursache darin, daß die Geschwindigkeit u bei dieser hohen Reynolds-Zahl leicht zeitabhängig wird, was bei den Messungen deutlich durch periodische Schwankungen kleiner Amplituden erkennbar ist. Diese zeitliche Abhängigkeit der Geschwindigkeit u hängt sehr wahrscheinlich mit dem Oszillieren der Rezirkulationswirbel zusammen, welche direkt hinter dem Zylinder bis $Re \approx 50$ stationär sein sollten. Oszillieren diese Wirbel, auch bei gedämpftem Verhalten, so wandern periodische Störungen stromab. Beim LDA-Verfahren mitteln wir nun aufgrund der stationären Annahme jeweils über eine erhebliche Anzahl von Partikeldurchgängen. Im Zentrum des Nachlaufs wird deshalb der Minimalwert der Geschwindigkeit nicht richtig erfaßt, sondern durch die Mittelung zu

größeren Werten verschoben. Es ist aus diesem Grund sinnvoll die Näherungsfunktion auf der Basis der äußeren Daten zu ermitteln. Konsequenterweise kann dann aber nur der Außenbereich, d.h. δ , weiter ermittelt werden. Die Amplituden im Zentrum sind hingegen nicht sinnvoll zu verwerten.

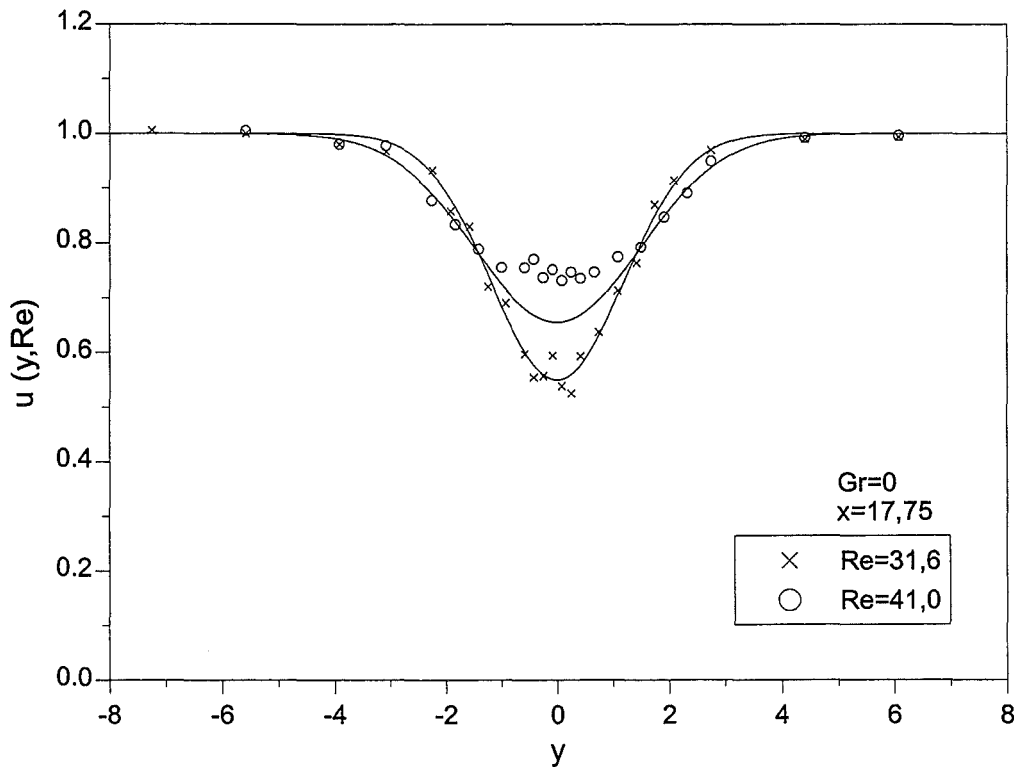


Abb. 4.20 Profile der Nachlaufgeschwindigkeit u bei Variation der Reynolds-Zahl

Die beschriebenen Effekte zeigen sich auch in Abbildung 4.20. Diese Geschwindigkeitsprofile sind bei gleichen Parametern, aber bei größerem x aufgenommen. Auch hier sind die Meßfehler im Zentrum des Nachlaufes zu erkennen. Trotzdem ist aber klar erkennbar, daß die Breite des Nachlaufes δ mit Erhöhung der Reynolds-Zahl größer wird. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.21 quantitativ aufgetragen. Leider sind die ermittelten Abhängigkeiten bei den zwei Abständen $x=7,75$ und $x=17,75$ deutlich unterschiedlich. Somit kann keine klare Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl abgeleitet werden. Dieser Sachverhalt rührt wahrscheinlich von dem kleinen Bereich an Reynolds-Zahlen her, welcher realisiert werden konnte ($31,6 \leq Re \leq 41$).

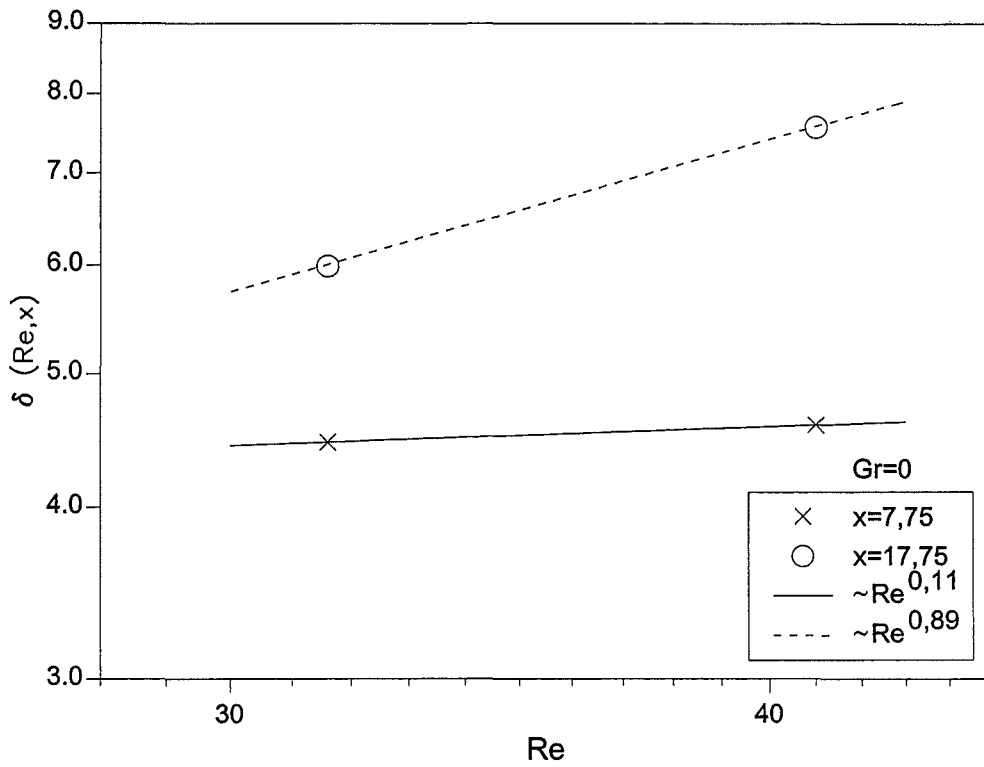


Abb. 4.21 Breiten der kinematischen Grenzschicht δ als Funktion der Reynolds-Zahl bei verschiedenen Abständen x

5 Diskussion

In Kapitel 4.3 wird deutlich, daß nur ein kleiner Bereich der Reynolds-Zahlen realisiert werden kann. Messungen bei $Re=41$ zeigen Instabilitäten der Geschwindigkeit im Nachlaufzentrum. Eine untere Grenze ist bei etwa $Re=30$ zu setzen, da bei kleineren Volumenströmen keine konstante Anströmung über dem Querschnitt mehr gegeben ist. Eine Abhilfe zur Stabilisierung des Volumenstroms würde die Verwendung einer Regelung durch automatische Drosselverstellung oder durch Einsatz einer drehzahlregelbaren Kreiselpumpe schaffen.

Um bei niedriger Reynolds-Zahl messen zu können, ist eine Veränderung der Geometrie am Versuchsstand denkbar. Halbiert man zum Beispiel den Zylinderdurchmesser d , so halbiert sich die Reynolds-Zahl. Aus Gleichung (9) wird ersichtlich, daß auch die Grashof-Zahl abnimmt und zwar mit dem Faktor 11,3. Dies bedeutet, daß man bei gleichem technischen Aufwand die Grashof-Zahl kleiner wählen kann, was dem Vergleich mit dem asymptotischen Modell, das für kleine Gr gilt, zugute kommt. Weiterer Vorteil bei Verkleinerung von d ist die Tatsache, daß sich der normierte Abstand $x=x'/d$ proportional zu d vergrößert. Es ist dadurch möglich größere x bei gleichen Abständen x' am Versuchsstand zu realisieren.

Zu bedenken ist dabei die Verkleinerung der Breite der Nachlaufprofile in y -Richtung. Technisch ist dies aber unbedenklich, da die Auflösung des Schrittmotors 0,01mm beträgt, wobei in den vorliegenden Meßreihen y -Schritte von minimal 1mm gewählt sind. Ein weiteres Problem bei Verkleinerung des Zylinderdurchmessers ist seine Temperierung. Aktuell besteht der Zylinder aus einem Kupferrohr, das mit Wasser durchflossen ist, was bei kleineren d schwierig wird. Denkbar ist deshalb den Zylinder elektrisch mit einer Widerstandswicklung im Innern zu beheizen. Vorteilhaft ist hierbei die einfache Messung der zugeführten elektrischen Leistung, welche letztlich dem Wärmestrom \dot{Q}^* entspricht.

6 Quellenangabe

- [1] Griesbaum, R./ Ehrhard, P./ Müller, U.: Asymptotische Lösung für die Nachlaufströmung eines beheizten Zylinders. KfK 5324, Mai 1994
- [2] VDI-Wärmeatlas. 6. Auflage, VDI-Verlag 1991
- [3] Wiedemann, Jochen : Laser-Doppler-Anemometrie. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 1984
- [4] Durst, Franz / Melling, Adrian / Whitelaw, James : Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie. Verlag G. Braun, Karlsruhe 1987

7 Anhang

