

DISSERTATION

EINFLUSS DER TURBULENZ AUF DIE WIRBELABLÖSEFREQUENZ BEI KREISFÖRMIGEN UND RECHTECKIGEN STÄBEN

→ ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades
„Doktorin der technischen Wissenschaften“

unter der Leitung von

Emeritus o.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Helmut Drobir
Institut für Wasserbau und Ingenieurhydrologie, E222, TU-Wien

und

Professeur honoraire Dipl.-Ing. Dr.techn. Walter H. Graf
Ecole Polytechnique Federale de Lausanne

→ eingereicht an der Technischen Universität Wien
Fakultät für Bauingenieurwesen

von

Dipl.-Ing. Claudia Reibenwein
Wehrgasse 7/16, 1050 Wien

Wien, Juli 2005

KURZFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung des Turbulenzeinflusses auf die Wirbelablösefrequenzen im Nachlauf von scharfkantigen rechteckigen Stäben und von kreiszylindrischen Stäben. Um herauszufinden, inwieweit sich die Frequenzen dieser Wirbelablösungen in einem Froude'schen Modell nachbilden lassen, sind mithilfe einer ADV-Sonde (Acoustic-Doppler-Velocimeter) Messungen an Modellfamilien in einer Wasserversuchsrinne durchgeführt worden.

Es wurden spezielle Maßnahmen ergriffen, um den Turbulenzgrad der Anströmung zu reduzieren. Durch den Einbau strömungsberuhigender Gitter konnte die Turbulenzintensität im Bereich zwischen 3,5% und 5,5% gezielt variiert werden.

Bei den kreiszylindrischen Stäben wurde eine Modellfamilie bis zum Maßstab $M = 1:5$ gebildet. Die Reynoldszahlen der kreisförmigen Modellstäbe lagen dabei im Bereich zwischen $1,5 \cdot 10^3 < Re < 1,8 \cdot 10^4$.

Bei den Rechteckstäben (Seitenverhältnis $L/D = 10$) war eine Modellfamilie bis zum Maßstab $M = 1:9,2$ möglich. Es wurde sowohl gerade wie auch schräge Anströmung (20°) untersucht. Die Reynoldszahlen der gerade angeströmten Rechteckstäbe bewegten sich zwischen $2 \cdot 10^2 < Re < 7 \cdot 10^3$ und der schräg angeströmten Rechteckprofile zwischen $10^3 < Re < 3 \cdot 10^4$.

Des weiteren wurde das infolge Wirbelablösung verursachte Schwingverhalten von dreistabigen Rechenstabbpaketen ($L/D = 10$) bei unterschiedlichen Stababständen und Turbulenzen untersucht.

ABSTRACT

This thesis is concerned with the investigation of the influence of free-stream turbulence on the vortex-shedding frequencies in the wake of sharp-edged rectangular and circular bars.

In order to ascertain whether it is possible to simulate these vortex-shedding frequencies in a model based on Froude's number, the shedding frequencies were examined by means of model-families. The determination of the shedding frequency was carried out in the convective wake of the bars and was measured with an ADV probe in a water channel.

Special emphasis was given to adopted measures to reduce the turbulence level of the approaching flow. The adding of flow-soothing screens enabled a significant reduction of the turbulence intensity of the approaching flow conditions and allowed to vary the turbulence level between 3.5% and 5.5%.

The scale-range of the circular cylinder model-family was 1:1 up to 1:5 and the Reynold's numbers were situated between $1.5 \cdot 10^3 < Re < 1.8 \cdot 10^4$. The scale-range of the rectangular bars with a chord-to-thickness ratio of $c/t = 10$ could be extended up to a scale of 1:9.2. The investigated angles of incidence of the rectangular bars were 0° (with $2 \cdot 10^2 < Re < 7 \cdot 10^3$) and 20° (with $10^3 < Re < 3 \cdot 10^4$).

Moreover, the excitation of trashracks ($c/t = 10$, three bars) due to vortex-shedding was examined by changing the width between the bars as well as by varying the turbulence level of the approaching flow.

VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin in Ausbildung am Institut für Wasserbau und Ingenieurhydrologie – Abteilung Wasserbau – der Technischen Universität Wien.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Helmut Drobir für die Betreuung der Arbeit, die Bereitstellung eines interessanten Projektes sowie für viele hilfreiche Anregungen und Diskussionen.

Herrn Prof. Walter Graf sei für das Interesse an meiner Arbeit und die Bereitschaft, die Zweitbegutachtung zu übernehmen, gedankt.

Mein Dank gilt auch allen Mitarbeitern des Institutes für die gute Zusammenarbeit, sowie den Mitarbeitern der Werkstatt, im besonderen Herrn Andreas Leopoldseder, der meine konstruktiven Ideen prompt und motiviert umsetzte.

Ganz besonderen Dank schulde ich meiner Familie – meiner Mutter Martha Reibenwein, meinem Bruder Jochen Reibenwein und nicht zuletzt meinem Lebensgefährten Bernhard Pollak, der einen wichtigen Beitrag zu dieser Arbeit leistete, indem er sich oft stundenlang meine Überlegungen anhörte und kritisch hinterfragte. Ohne meine Familie wäre das Gelingen dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Diese Arbeit widme ich in liebevoller Erinnerung meinem Vater, **Dipl.-Ing. Josef Reibenwein.**

Er lehrt mich, die Aufgaben des Lebens stets mit einem Lächeln in den Augen anzunehmen...

INHALTSVERZEICHNIS

1	PROBLEMSTELLUNG	1
2	STRÖMUNGSINDUZIERTE SCHWINGUNGEN BEI KREIS- UND RECHTECKPROFILIEN (STATE OF THE ART)	4
2.1	KLASSIFIZIERUNG DER ANREGUNGSARTEN	4
2.1.1	Von außen induzierte Anregung (EIE)	4
2.1.2	Instabilitätsinduzierte Anregung (IIE)	4
2.1.3	Bewegungsinduzierte Anregung (MIE)	4
2.2	INSTABILITÄTSBEDINGTE WIRBELANREGUNG (IIE)	5
2.2.1	Begriffsdefinitionen	8
2.2.1.1	Strouhahlzahl	8
2.2.1.2	Reynoldszahl	9
2.2.1.3	Oberflächenrauigkeit	9
2.2.1.4	Turbulenzgrad	9
2.2.1.5	Profilgeometrie	9
2.2.1.6	Anstellwinkel	10
2.2.2	Strömungsablösungen am Kreiszyylinder	10
2.2.2.1	Ablösung der Grenzschicht	14
2.2.3	Strömungsablösungen an scharfkantigen, prismatischen Rechtecken	15
3	EIGENE VERSUCHE	21
3.1	MODELLAUFBAU	21
3.1.1	Versuchsrinne	21
3.1.2	Beruhigungskammer	25
3.1.3	Honeycombs	25
3.1.4	Strömungsgitter	27
3.1.5	Einlauftrumpete	32
3.2	TURBULENZGRAD DER STRÖMUNG IN DER MESSRINNE	35
3.2.1	Grundgleichungen der turbulenten Strömungen	36
3.2.2	Definition des Turbulenzgrades	37

3.2.3	Turbulenzgrad in Abhängigkeit von der Fließgeschwindigkeit	39
3.2.4	Vertikale Turbulenzgradverteilung im Messrinnenquerschnitt	42
3.3	MODELLIERUNG NACH DEM FROUDE'SCHEN ÄHNLICHKEITSGESETZ	43
3.3.1	Frequenzmaßstab nach Froude	44
3.3.2	Modellfamilien.....	46
3.3.2.1	Modellfamilie Kreisprofile.....	47
3.3.2.2	Modellfamilie Rechteckprofile	48
3.3.3	Vergleich des Frequenzmaßstabes nach Froude mit Literaturwerten	49
3.4	AUSWERTUNGSMETHODIK DER FREQUENZMESSUNGEN	51
3.4.1	Allgemeines zur FOURIER – Transformation.....	51
3.4.2	FAST-FOURIER-Transformation (FFT).....	52
3.4.3	Anwendung der FFT auf die Ermittlung der Wirbelbildungsfrequenzen.....	53
4	VERSUCHSERGEBNISSE	54
4.1	EINFLUSS DER TURBULENZ AUF DIE WIRBELBILDUNGSFREQUENZ	54
4.1.1	Wirbelbildungsfrequenz bei Kreisprofilen	55
4.1.2	Wirbelbildungsfrequenz bei Rechteckprofilen.....	60
4.1.2.1	Gerade Anströmung	60
4.1.2.2	Schräge Anströmung	65
4.2	EINFLUSS DER TURBULENZ AUF DIE AMPLITUDEN	68
4.3	EINFLUSS DER TURBULENZ UND DES STABABSTANDES AUF DIE SCHWINGUNGSANREGUNG EINES FREI SCHWINGENDEN RECHENSTABPAKETES	68
4.3.1	Versuchsdurchführung.....	68
4.3.1.1	Schwingungsellipsen des Modells mit L=5cm und D=0,5cm	71
4.3.1.2	Schwingungsellipsen des Prototypen mit L=10cm und D=1cm	75
4.3.2	Auswertung der Ergebnisse.....	76
4.4	NACHBILDUNG DER WIRBELBILDUNGSFREQUENZEN NACH FROUDE	78
4.4.1	Kreisprofile.....	78
4.4.2	Rechteckprofile bei gerader Anströmung.....	79
4.4.3	Rechteckprofile bei schräger Anströmung.....	80
5	ZUSAMMENFASSUNG	82

LITERATURVERZEICHNIS	84
BEILAGE A – GESCHWINDIGKEITSMESSSCHRIEBE	87
BEILAGE B – MESSSCHRIEBE DER GESCHWINDIGKEITSKOMPONENTE V_y UND ZUGEHÖRIGE FREQUENZAUSWERTUNG	88
BEILAGE C – VISUALISIERUNG	94

1 PROBLEMSTELLUNG

Bei der Umströmung eines zylindrischen Körpers kommt es ab einer Reynoldszahl von $Re > 5$ zur Ablösung der Strömung, die bei $Re > 50$ periodisch alternierende Wirbel bildet. Diese Wirbel verändern die Druckverteilung am umströmten Körper und erzeugen sowohl in Strömungsrichtung als auch senkrecht dazu periodisch wirkende dynamische Kräfte. Stimmt die Frequenz dieser Kräfte mit einer der Eigenfrequenzen des Körpers überein (Resonanzfall), so kommt es zu einer starken Schwingungserregung mit großen Schwingungsamplituden, was in weiterer Folge zum Versagen der angeregten Struktur führen kann (z.B. Einsturz der Takomabücke in Washington, 1940). Aus diesem Grund ist die Kenntnis der Wirbelablösungen eine wichtige Voraussetzung zur Abschätzung von Schwingungsgefahren. Andererseits wird die Umströmung der Strukturen nicht nur durch komplizierte Mechanismen, die aus der Strukturschwingung selbst resultieren, sondern auch durch die Geometrie dieser Strukturen beeinflusst. So spielt z.B. das Seitenverhältnis rechteckiger Profile, welches bei Einlaufrechen berücksichtigt wird oder die Turbulenz der Anströmung, welche die Wirbelablösungen stören kann und nicht zuletzt die Reynoldszahl selber eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Gerade in Hinblick auf Schäden bei Einlaufrechen sind in den letzten Jahren verstärkt experimentelle Untersuchungen auf dem Gebiet der strömungsinduzierten Schwingungen durchgeführt worden (Kerenyi, 1997, Hollenstein, 1999, Billeter, 1998, Deniz, 1994, Wang, 1992).

Im Rahmen von Schwingungsuntersuchungen im Wasserbaulabor des Instituts für Konstruktiven Wasserbau hat man an kreisförmigen und scharfkantigen, rechteckigen Stäben Wirbelablösefrequenzen gemessen. Es ist an diesen Stabprofilen die Wirbelablösung bei unterschiedlichen Turbulenzgraden untersucht worden. Grundlagen der Untersuchungen waren nach dem Froude'schen Ähnlichkeitsgesetz nachgebildete Modellfamilien. Man wollte feststellen, ob die Frequenzen der im Nachlauf gebildeten Wirbel dem Froude'schen Modellgesetz gehorchen. Anlass zu dieser Arbeit stellten die Beschreibungen von Modellversuchen dar, die man auf Basis des Froude'schen Ähnlichkeitsgesetzes durchgeführt hatte und wo die im Modell gemessenen Frequenzen wie auch deren Amplituden von den Naturfrequenzen mehr oder weniger stark abwichen (siehe Abbildung 1-1). Gerade die Umrechnung von im wasserbaulichen Modellversuch ermittelten Frequenzen erfolgt meist nach dem Froude'schen Ähnlichkeitsgesetz und wird deshalb häufig zur Beurteilung einer möglichen Schwingungsgefahr herangezogen.

Die Gültigkeit von Ähnlichkeitsansätzen (Ähnlichkeitsgesetze) ist anhand von Modellfamilien überprüfbar. Durch die Wahl eines Ähnlichkeitsgesetzes sind die Übertragungsregeln festgelegt und einzelne physikalische Größen können bestimmt werden. Da es sich im vorliegenden Fall um die Nachbildung von Wirbelablösefrequenzen handelt, werden die Vorgänge durch nachstehende Größen definiert: Zunächst einmal durch die Strouhalzahl, denn es handelt sich um periodisch wiederkehrende Vorgänge (Wirbel). Weiters wird die Wirbelablösung von der Grenzschicht beeinflusst, was die Reynoldszahl ins Spiel bringt. Beide, Froude'sches und Reynold'sches Ähnlichkeitsgesetz sind mit der Strouhalzahl kompatibel.

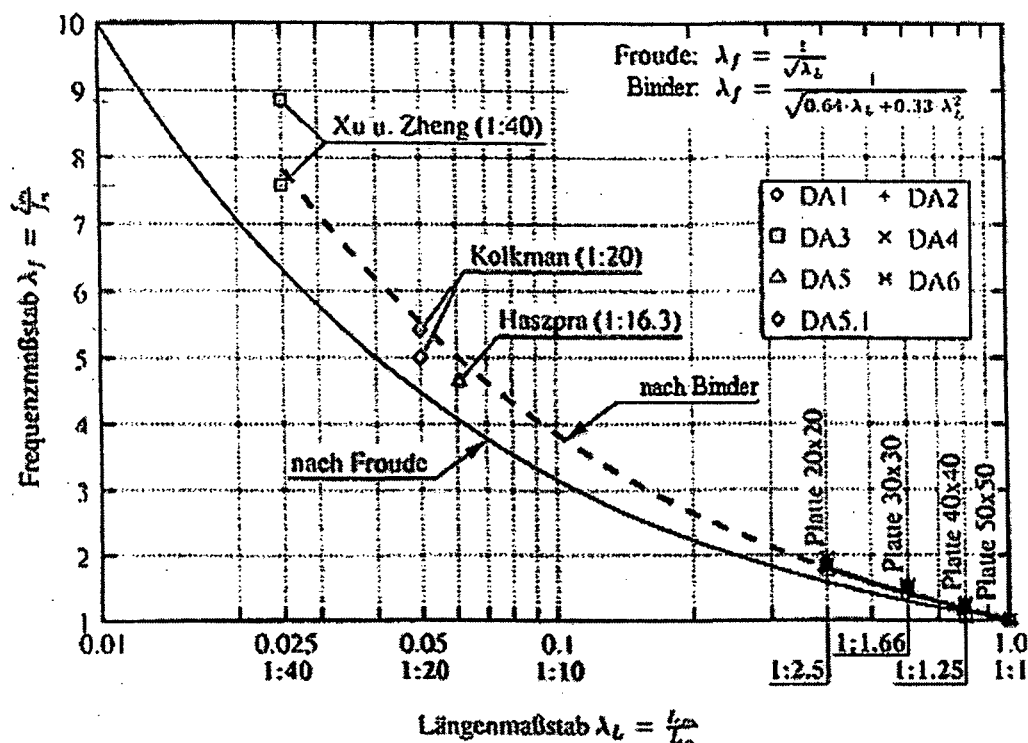


Abbildung 1-1: Abweichungen von Frequenzmaßstab nach Froude bei der Umrechnung von Frequenzen im Wasserbau (Binder, 2002).

Wenn in einem Modell Zeitabläufe, wie zum Beispiel Frequenzen, einmal nach Reynolds und einmal nach Froude nachgebildet werden, so müssen diese unter Einhaltung der Strouhalzahl unterschiedlich rasch vor sich gehen. Nach Reynolds würde nicht nur die Strömungsgeschwindigkeit sondern auch die Frequenz ein Vielfaches der Größen nach Froude ausmachen. Mit dem Kleinerwerden des Maßstabes erhöht sich dieser Unterschied so stark, dass die erforderlichen hohen Geschwindigkeiten in einer mit Wasser betriebenen Versuchsrinne oft nur schwer umsetzbar sind. Aus diesem Grund untersuchte man eine Modellfamilie auf Basis des Froude'schen Ähnlichkeitsgesetzes und wählte dabei einen Reynoldsbereich, wo die Verträglichkeit über das Widerstandsverhalten eines Stabes in der Strömung definiert wurde.

Bei einem Reynoldsbereich von 10^3 bis 10^5 bleibt der Widerstandsbeiwert C_D eines Kreisprofils – wie in Abbildung 1-2 dargestellt – konstant. Das impliziert: die Strömung ist bei $Re = 10^3$ ähnlich der bei $Re = 10^5$. Wird nun die Reynoldszahl des Prototypen groß genug angesetzt (z.B. $Re_N = 10^5$), so werden bei Modell-Reynoldszahlen Re_M zwischen 10^3 und 10^5 die Effekte infolge der Viskosität sowohl im Modell als auch beim Prototypen ähnlich sein.

Bleibt man beim gegenständlichen Problem im obigen Reynoldsbereich, so ist vorstellbar, dass innerhalb dieser Grenzen auch eine Modellfamilie nach Froude eine befriedigende Nachbildung von Strömungsphänomenen ermöglicht.

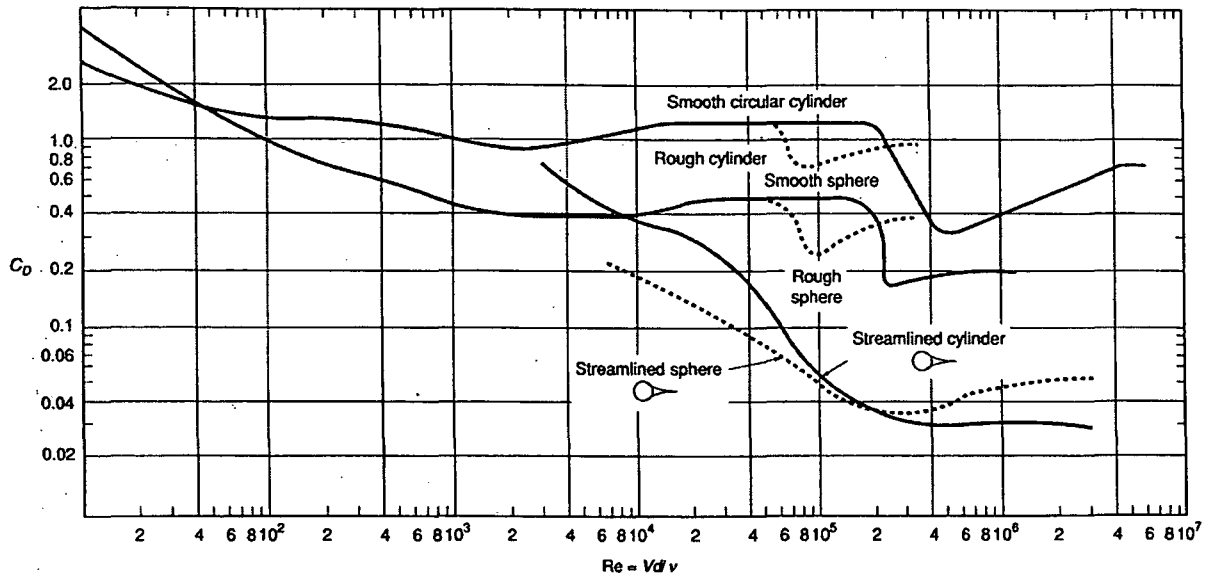


Abbildung 1-2: Widerstandsbeiwerte C_D für angeströmte Kreiszylinder und Kugel (aus Potter et al., 1997).

In der gegebenen Versuchsrinne war man hinsichtlich der Modellgrößen begrenzt. Trotzdem gelang es, die Modellmaßstäbe beim Kreisprofil von $M = 1:1$ bis $M = 1:5$ und beim Rechteckprofil von $M = 1:1$ bis $M = 1:9,2$ auszudehnen. Binder (2002) hat bei seinen Untersuchungen als kleinsten Maßstab nur $M = 1:2,5$ erreicht.

Ein weiterer wichtiger Punkt der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung des Einflusses der Strömungsturbulenz auf die Frequenz der Wirbelablösung. Zu diesem Zweck wurden Maßnahmen zur Strömungsberuhigung, wie sie bei Windkanälen zur Anwendung kommen, in einer mit Wasser betriebenen Versuchsrinne eingebaut und bezüglich ihrer Wirkung untersucht.

2. STÖRUNGSINDUZIERTES SCHWINGEN BEI KREIS- UND RECHTECK- PROFIL (STATE OF THE ART)

2.1 KLASSIFIZIERUNG DER ANREGUNGSARTEN

Wird ein Körper umströmt, so kommt es zur Ausbildung unterschiedlicher Strömungsphänomene. In diesem Zusammenhang ist die Identifikation der fluiddynamischen Anregung von großer Bedeutung. Die Klassifizierung der auftretenden Phänomene erfolgt nach gemeinsamen Eigenschaften. Allerdings wird ihre Ordnungsbildung erschwert, wenn sich mehrere Effekte überlagern oder sich sogar gegenseitig beeinflussen.

Nach Naudascher und Rockwell (1993) werden drei strömungsbedingte Anregungsarten unterschieden:

- I.** Von außen induzierte Anregung (EIE = Extraneously induced excitation)
- II.** Instabilitätsinduzierte Anregung (IIE = Instability-induced excitation)
- III.** Bewegungsinduzierte Anregung (MIE = Movement-induced excitation)

2.1.1 VON AUSSEN INDUZIERTES ANREGUNG (EIE)

Eine von außen induzierte Anregung erfolgt durch Fluktuationen in der Strömung, die von außen auf das schwingungsfähige System einwirken. Es handelt sich hierbei um rein erzwungene Schwingungen, die von einem breiten Frequenzband angeregt werden können. Die schwingungsfähige Struktur antwortet hauptsächlich in der Eigenfrequenz. Ein typisches Beispiel ist die Anregung durch die Turbulenz der Zuströmung.

2.1.2 INSTABILITÄTSINDUZIERTES ANREGUNG (IIE)

Die instabilitätsinduzierte Anregung erfolgt durch Strömungsinstabilitäten. Beispiel dafür ist die Wirbelanregung umströmter Körper. Der Anregungsmechanismus liegt in den fluiddynamischen Instabilitäten freier Scherschichten, die sich entlang von Ablösezone als Wirbelschichten ausbilden. Durch diese Anregung wird das Fluid zu einem selbsterregten System, das in der Lage ist, einen ruhenden Körper in Schwingungen zu versetzen. Stimmt eine der Frequenzen der Strömungsinstabilität (z.B. die Ablösefrequenz oder ein Vielfaches dieser) mit der mechanischen Eigenfrequenz des umströmten Körpers überein, so spricht man von Resonanz.

2.1.3 BEWEGUNGSINDUZIERTES ANREGUNG (MIE)

Die bewegungsinduzierte Anregung kommt, im Gegensatz zu den zuvor genannten Anregungsarten, erst durch eine Strukturbewegung zustande. Die Bewegung der Struktur erzeugt destabilisierende Kräfte, die gleichbedeutend mit einer negativen Dämpfungskraft sind. Dies

führt zu einer raschen Verstärkung der Schwingamplituden, wobei der Unterschied zwischen MIE und IIE darin liegt, dass bei MIE die destabilisierenden Kräfte sofort nach dem Erlischen der Strukturbewegungen verschwinden. Für die instabilitätsinduzierten Schwingungen ist charakteristisch, dass sie innerhalb eines bestimmten Resonanzbereichs auftreten, wohingegen die selbsterregten, bewegungsinduzierten Schwingungen bei Überschreiten einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit plötzlich in Erscheinung treten. Typische Beispiele für die bewegungsinduzierte Schwingungsanregung (MIE) sind Flatterschwingungen, Schwingungen von Rohrbündeln infolge fluidelastischer Instabilität, die Interferenzeffekte und das Galloping. (Deniz, 1994)

2.2 INSTABILITÄTSBEDINGTE WIRBELANREGUNG (IIE)

Bei angeströmten Strukturen zählt die Wirbelanregung zu den wichtigsten und meist untersuchten Schwingungsursachen. Sobald die Reynoldszahl einen bestimmten Mindestwert überschreitet, kommt es bei der Umströmung einer Struktur zur Ablösung periodisch alternierender Wirbel.

Diese Nachlaufwirbel organisieren sich als sogenannte KARMAN'sche Wirbelstrasse und verändern periodisch die, auf den umströmten Körper wirkende Druckverteilung. Es ergeben sich dynamische Fluidkräfte sowohl in als auch senkrecht zur Strömungsrichtung.

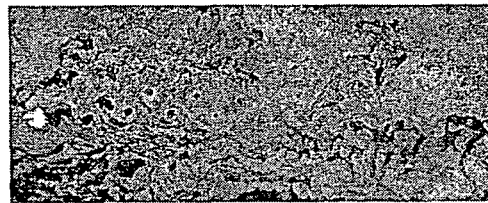


Abbildung 2-1: Wirbelbildung hinter einer Arktikinsel (marine stratocumulus clouds).

Die Bildung dieser Wirbelstrassen erfolgt in einem sehr großen Reynoldsbereich und man kann sie, wie Satellitenaufnahmen zeigen, in Form von Wolkenbildern hinter Inseln beobachten (siehe Abbildung 2-1).

Kenntnisse von der Grenzschichtausbildung und Ablösung an der umströmten Struktur sind unbedingt erforderlich, um die strömungsmechanischen Grundlagen der Wirbelstrukturen im Nachlaufgebiet in ihrer Komplexität zu verstehen.

Der Nachlauf eines scharfkantigen, prismatischen, nicht-schwingenden Körpers ist in Abbildung 2-2 dargestellt. In dieser Abbildung sind die Strömungsablösung und der Nachlauf hinter dem Profil schematisiert (Deniz, 1994). Der Nachlauf kann in zwei Gebiete unterteilt werden - dem *nahen* und dem *fernen Nachlauf* - in der Literatur auch bezeichnet als *lokale/globale* und *absolute/konvektive Instabilität*; zu finden bei Brigs (1964) und Bers (1975). Diese Begriffe dienen der Beschreibung der örtlichen und zeitlichen Ausbreitung oder Vergrößerung einer lokalen Störung oder Instabilität und deren Interaktion mit der ungestörten Parallelströmung. Somit kann der gesamte Nachlauf eines stumpfen Körpers als ein „*global-instabiles* System“ betrachtet werden, zusammengesetzt aus „*absolut-instabilen*“ (naher Nachlauf) und „*konvektiv-instabilen*“ (ferner Nachlauf) Feldern. Unter der Bezeichnung

„absolut-instabiler“ Nachlauf versteht man, dass sich eine lokale Störung sowohl stromabwärts wie auch stromaufwärts fortpflanzen kann.

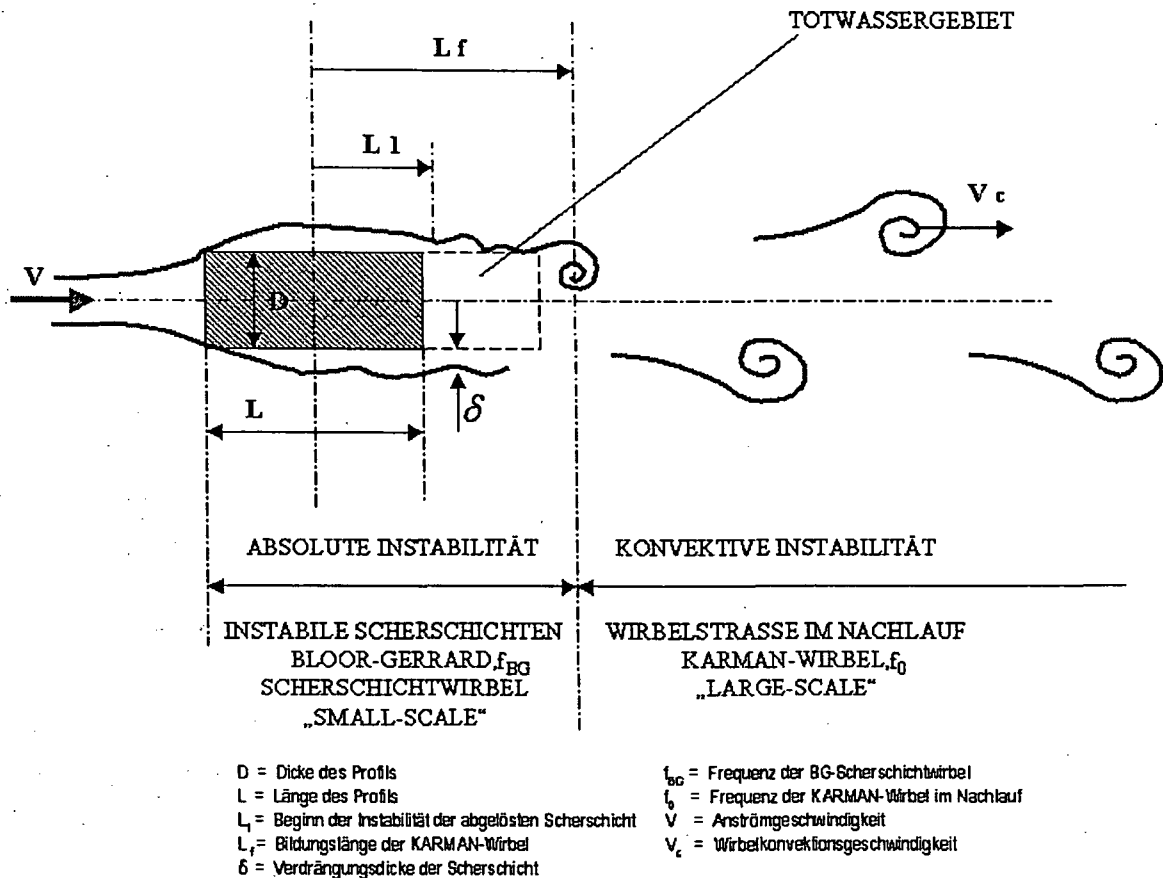


Abbildung 2-2: Strömungsverhältnisse im Nachlauf eines scharfkantigen, prismatischen, nicht-schwingenden Körpers (Deniz, 1994).

In Abbildung 2-2 sind zwei Instabilitätsmechanismen zu erkennen:

- Kleine Wirbelstrukturen der abgelösten Scherschichten:
In der Literatur werden diese zirkulationsbehafteten Instabilitäten der abgelösten Scherschichten BLOOR-GERRARD-Wirbel (BG) bezeichnet (Bloor, 1964).
- KARMAN-Wirbel mit einer Instabilitätsfrequenz f_0 :
Die Entstehung dieser Karman-Wirbel im nahen Nachlauf resultiert aus Instabilitätserscheinungen, die durch Strömungsablösungen und Scherschichtbildungen hervorgerufen werden.

Im fernen Nachlauf dominiert die Karman'sche Wirbelstrasse, charakterisiert durch große, regelmäßige Wirbel, wohingegen im nahen Nachlauf hauptsächlich kleine, instabile BG-Wirbel der abgelösten Scherschichten zu finden sind, wenn die Reynoldszahl eine bestimmte Größe überschreitet (z.B. beim Kreiszylinder $Re > 1300$ nach Bloor und Gerrard, 1966).

Das sogenannte *Totwassergebiet* beschreibt jenen Bereich turbulenter Strömungen, der zwischen der Austrittskante des Körpers und der ersten großen, regelmäßigen Wirbelbildung liegt und beiderseits von Scherschichten begrenzt wird. Die Entstehung dieser Scherschichten

erfolgt an der Ein- oder Austrittskante des Körpers und äußert sich in der Bildung kleiner Wirbelstrukturen. Beobachtungen haben gezeigt, dass diese kleinen Wirbelstrukturen auch eine ausgeprägte Frequenz f_{BG} aufweisen können. Kourta *et al.*, 1987, konnte feststellen, dass die beiden Instabilitätsquellen (BG-Scherschichtwirbel und Karman-Wirbel) nicht direkt voneinander abhängen.

Bloor-Gerrard Wirbel (BG-Wirbel) treten lokal in den turbulenten Grenz- und Scherschichten auf. Ein Teil dieser kleinen BG-Wirbel rollt sich zu Wirbeln der Karman'schen Wirbelstrasse im Nachlauf auf; ein anderer Teil von BG-Wirbeln dissipiert in der Turbulenz des Nachlaufs.

Die Länge des Wirbelbildungsgebietes großer, regelmäßiger Karman-Wirbel bezeichnet man als Wirbelbildungslänge L_f . Diese reicht bis zu jener Stelle, wo an der Mittellinie des Nachlaufs die Geschwindigkeitsfluktuation ein Maximum ist.. Je mehr sich diese Stelle der Profilaustrittskante nähert, oder je kürzer die Wirbelbildungslänge wird, desto größer ist der Einfluss des Geschwindigkeitsfeldes auf die Druckverteilung im Nachlauf des Profils (Deniz 1994).

Die Klassifizierung der auftretenden Phänomene wird erschwert, wenn:

- die Ablösung sowohl an der Austrittskante als auch an der Eintrittskante des angeströmten Profils stattfindet,
- eine Wechselwirkung zwischen den an der Eintrittskante abgelösten Scherschichten und dem Profil – im besonderen mit dessen Austrittskante (impingement) – zu beobachten ist und
- das Profil sich bewegt.

Bezüglich des zuletzt genannten Punktes ist anzumerken, dass hinsichtlich der Wirkung der abgelösten Strömung und der entstandenen Wirbel grundsätzlich zwischen Vorgängen am ruhenden und am bewegten (schwingenden) Körper zu unterscheiden ist. So lassen sich die Kräfte und Frequenzen am ruhenden Körper in erster Linie als eine Funktion der Querschnittsform, der Oberflächenrauigkeit und der Reynoldszahl der Struktur beschreiben. Im Gegensatz dazu muss der schwingende Körper daraufhin untersucht werden, ob und welche Rückwirkung die Bewegung des Körpers auf die Bildung des Nachlaufs und der Wirbelstrasse bzw. auf die daraus resultierenden Kräfte zur Folge hat.

Die Faktoren, die das in Abbildung 2-2 skizzierte Strömungsfeld beeinflussen, können nach Deniz (1994) wie folgt aufgezählt werden:

- **Wirbelbildungsfrequenz f_0 (oder Strouhalzahl S_h)**
- **Reynoldszahl Re**
- **Oberflächenrauigkeit des umströmten Körpers**
- **Turbulenzgrad Tu der Anströmung**
- **Profilgeometrie**
 - Nachstromkörper (afterbody)

- Formgebung der Austrittskante und hier speziell das Verhältnis von Profildicke D zur Verdrängungsdicke der abgelösten Scherschicht δ
- Seitenverhältnis L/D des umströmten Körpers
- Anströmrichtung (Anstellwinkel α)
- Streckung oder Spannweite des Körpers
- Interferenzeffekte
- Harmonische Bewegung (Schwingung) des Körpers

In dem nun folgenden Unterkapitel 2.2.1 werden einige der zuvor genannten Begriffe im Hinblick auf ihre Bedeutung näher erörtert:

2.2.1 BEGRIFFSDEFINITIONEN

2.2.1.1 Strouhalzahl

Die dimensionslose Darstellung der Wirbelfrequenzen erfolgt mithilfe der Strouhalzahlen:

$$S_h = \frac{f_0 \cdot d}{v_0}$$

Darin ist f_0 die Wirbelbildungsfrequenz, v_0 die Anströmungsgeschwindigkeit und d die Dicke des umströmten Profils, die der Breite des Nachlaufgebietes entspricht.

Die Strouhalzahl kennzeichnet auch das Verhältnis der Profildicke zum Weg, den ein Teilchen in genügender Entfernung zum Profil – von der Wirbelbildung ungestört – während einer vollen Schwingung des Profils zurücklegt. Dadurch wird das Zeitverhalten der Strömung definiert.

In Abbildung 2-3 ist die Wirbelablösung eines angeströmten Kreiszylinders skizziert.

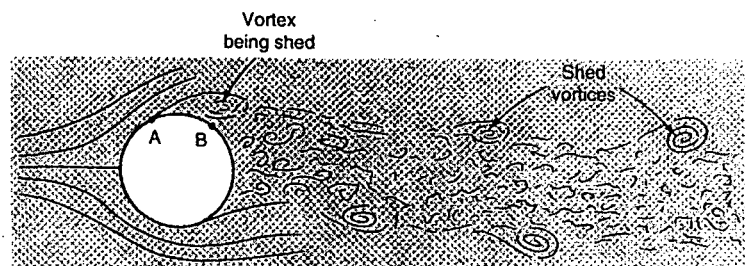


Abbildung 2-3: Funktionsschema der Wirbelablösung eines angeströmten Kreiszylinders (Roshko, 1954).

Die in der Fachliteratur angegebenen Strouhalzahlen einzelner Profile liegen zwischen 0,07 und 0,38. So liegt zum Beispiel die Strouhalzahl für Kreiszylinder in etwa bei 0,20, bei plattenähnlichen Profilen zwischen 0,26 – 0,28 und bei Quadraten beträgt sie etwa 0,13; (vgl. hierzu Blevins, 1977, Naudascher, 1994).

2.2.1.2 Reynoldszahl

Die Reynoldszahl (Re) stellt eine Beziehung zwischen den Trägheitskräften und den Reibungskräften her. Sie ist ein Maß für die Wirkung der Reibungskräfte innerhalb der Strömung, welche sich hauptsächlich in den Grenzschichten am Profil auswirken.

Dieser Einfluss der Reynoldszahl auf die Grenzschicht bewirkt auch, dass der Ablösepunkt der Strömung an einer abgerundeten Oberfläche nicht genau vorgegeben ist (vgl. Kreiszylinder, Kapitel 2.2.2). Er wandert in Abhängigkeit der Reynoldszahl innerhalb bestimmter Grenzen entlang der Ausrundung.

An scharfkantigen Profilen hingegen ist die Ablösung durch die Kanten festgelegt. Wie Untersuchungen von Okajima (1982) gezeigt haben, sind infolge von Viskositätseffekten bei Reynoldszahlen $< 10^3$ auch bei scharfen Kanten die Ablösepunkte nicht mehr eindeutig definiert.

Weiters wird bei Zunahme der Reynoldszahl die Größe des Totwassergebietes hinter dem Körper kleiner und die Wirbelbildungslänge kürzer.

2.2.1.3 Oberflächenrauigkeit

Die Oberflächenrauigkeit des umströmten Körpers beeinflusst die Entwicklung der Grenzschicht und kann entscheidende Veränderungen hinsichtlich Strömungsablösung und Wirbelbildung hervorrufen. Das Grenzschichtverhalten an der Profiloberfläche kann durch entsprechende Oberflächenrauigkeiten derart verändert werden, dass der Strömungszustand dem einer höheren Reynoldszahl entspricht.

2.2.1.4 Turbulenzgrad

Der Turbulenzgrad der Anströmung wirkt sich ebenfalls auf die Grenzschichtentwicklung aus und kann große Veränderungen in der Entwicklung der abgelösten Scherschichten bewirken. Auf den Turbulenzgrad wird in Kapitel 3 ausführlicher eingegangen.

2.2.1.5 Profilgeometrie

Eine Änderung der Profilgeometrie bewirkt eine Änderung der Umströmung, des Strömungsfeldes und damit eine Veränderung der angreifenden Kräfte. Wichtige Faktoren sind dabei das Vorhandensein eines *Nachströmkörpers*, die Formgebung der *Austrittskante* und das *Seitenverhältnis L/D* :

Unter einem *Nachströmkörper* (afterbody) versteht man im allgemeinen den nach dem Ablösungspunkt stromabwärts liegenden Körperteil. Der *Nachströmkörper* beeinflusst die Wirbelorganisation im Nachlauf des angeströmten Profils.

Die *Formgebung der Austrittskante* beeinflusst die Ausbildung der Wirbelstrasse im Nachlauf ebenfalls wesentlich. Dadurch kann es zu Instabilitäten bzw. zu einer Verstärkung oder Abschwächung der auf den Körper wirkenden Kräfte kommen. Weiters wird die Wirbelbildungsfrequenz durch die Gestaltung der Austrittskante beeinflusst.

Ein wichtiger Einflussfaktor bezüglich der Profilgeometrie ist das *Seitenverhältnis* L/D : Wenn die Strömung an der Eintrittskante des umströmten Körpers ablöst, dann beeinflusst das Verhältnis L/D das Wiederanlegen der abgelösten Scherschichten.

2.2.1.6 Anstellwinkel

Wird ein Körper unter einem Anstellwinkel α angeströmt, so ändern sich nicht nur die Strömungsverhältnisse sondern auch die Ablöseverhältnisse am Körper (außer beim Kreiszylinder). Das Verhalten des fluiddynamischen Teilsystems reagiert, je nachdem ob die Strömung abgelöst oder anliegend ist, sehr empfindlich auf Änderungen des Anstellwinkels. Mit der Änderung der Anströmrichtung (Anstellwinkel α) ändert sich auch die wirksame Breite des angeströmten Profils. Dies führt zu einer Änderung der Breite des Nachlaufs, der Wirbelstrasse und der Wirbelbildungsfrequenzen. Neben der Änderung der wirksamen Profildicke im Nachlauf kann sich die Strömungsbilösung von der Austrittskante zur Eintrittskante verschieben und somit zu einer Änderung der Wirbelorganisation um und hinter dem Körper führen (Deniz, 1994).

2.2.2 STRÖMUNGSABLÖSUNGEN AM KREISZYLINDER

Am Anfang der Erforschung der strömungsbedingten Schwingungsphänomene steht sicherlich die Arbeit von Strouhal (1878). Er untersuchte die Anströmung von Drähten: Wurde ein Draht mit der Geschwindigkeit v_0 angeströmt, so entstanden Töne einer ganz bestimmten, für den Draht typischen Frequenz f_0 . Ab bestimmten Geschwindigkeiten v_0 und Drahtdurchmessern d (d.h. ab bestimmten Reynoldszahlen) stellte sich ein konstantes Verhältnis $f_0 \cdot d / v_0$ ein – bekannt als Strouhalzahl (vgl. Kapitel 2.2.1.1.).

Die Untersuchungen an prismatischen und runden Stäben, ob starr oder elastisch gelagert, sind auch heute noch Forschungsthemen über Wirbelablösungen und strömungsinduzierte Schwingungen. Einschlägige Arbeiten findet man bei Roshko (1954), Zdravkovich (1996), Sarpkaya (1979), Parkinson (1989), Blevins (1991) und Billeter (1998).

Im folgenden Abschnitt sollen die Erkenntnisse und Entwicklungen beim Kreiszylinder näher erläutert werden:

Wie bereits erwähnt, liegen die in der Fachliteratur angegebenen Strouhalzahlen des angeströmten Kreiszylinders bei rund 0,20. Abbildung 2-4 zeigt den Zusammenhang zwischen der Strouhalzahl und der, auf den Kreisdurchmesser bezogenen Reynoldszahl:

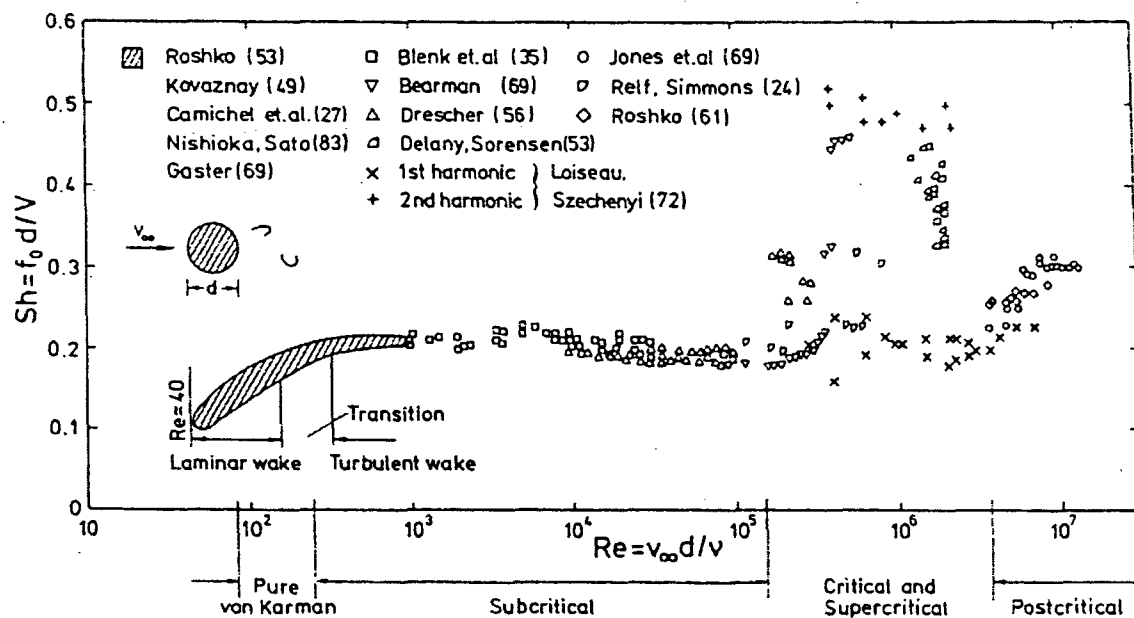


Abbildung 2-4: Strouhal-Zahl als Funktion der Re-Zahl (aus Naudascher, 1994).

Die nachstehende Abbildung (Abbildung 2-5) zeigt die Umströmung eines Kreiszylinders bei verschiedenen Reynoldszahlen:

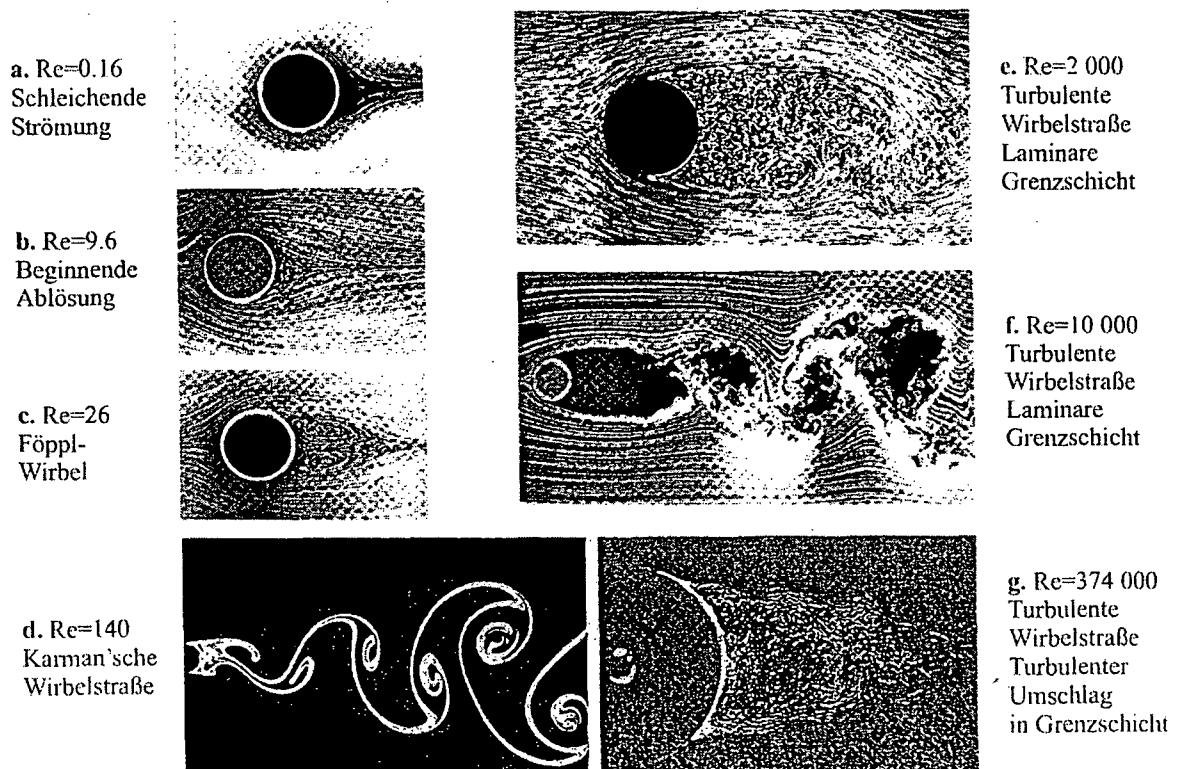
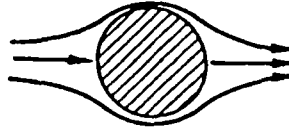


Abbildung 2-5: Umströmung eines Zylinders bei verschiedenen Reynoldszahlen, aus Kappler (2002).

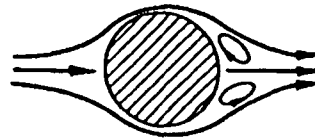
1. $Re < 5$

Bei **schleichender Strömung** reichen die Zähigkeitskräfte aus, um den Druckanstieg in der Grenzschicht des Zylinders auszugleichen. Die Strömung ist stationär.



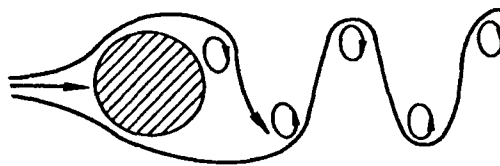
2. $5 < Re < 50$

Aufgrund der kleineren Zähigkeitskräfte und des positiven Druckgradienten kann die Strömung der Körperkontur nicht mehr folgen und löst sich ab. Hierdurch entsteht eine Rückströmung nahe des Zylindermantels sowie ein kleines Rezirkulationsgebiet stromab des Zylinders. Die Scherschicht im Nachlauf rollt sich ein und es können sich symmetrische, ortsfeste, aber recht instabile **Föppl-Wirbel** bilden. Diese Erscheinung ist bei der Bewegung eines Zylinders im ruhenden Fluid zu beobachten.



3. $50 < Re < 150$

Bei kleinen Reynoldszahlen ($\sim 50 < Re < 150$) kommt es zur **Wirbelablösung**; die Strömung wird instationär: In diesem Reynoldsbereich folgt der laminaren Grenzschichtablösung bei $\alpha_s \approx 80^\circ$ (α_s = Winkel zwischen Stau- u. Ablösepunkt) eine 2-dimensionale, laminare, anisymmetrische Wirbelstrasse (auch Karman'sche Wirbelstrasse). In diesem Bereich ist eine stetige Zunahme der Strouhalzahl in Funktion der Reynoldszahl zu beobachten. Die Wirbel werden von der Strömung fortgerissen und bleiben über eine große Lauflänge stabil.

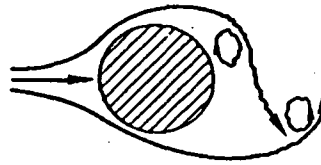


4. $150 < Re < 300$

Hier sind die Bewegungen in der Wirbelstrasse ungeordnet und turbulent. Sowohl die Grenzschicht am Zylinder als auch die Scherschichten sind laminar. Es ergibt sich eine geordnete Schichtung, wo die erste Diskontinuität bei $Re \approx 180$ auf und die zweite bei $Re \approx 260$ auftritt. Ursache dafür ist vermutlich die Entwicklung einer 3-dimensionalen Wirbelstruktur.

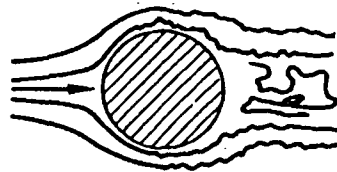
5. $300 < Re < 1,5 \cdot 10^5$

Unterkritischer (subcritical) Bereich: Die Grenzschicht am Zylinder bleibt laminar, während die Scherschichten im Zylindernachlauf bereits turbulent sind, wie die ebenfalls ausgesprochen deutlich und stabil auftretende turbulente Wirbelstrasse. Im oberen Bereich dieses Reynoldszahlenbereichs liegt die Ablösestelle bei $\alpha_s \approx 90^\circ$ (dies entspricht einem Ablösepunkt an der breitesten Stelle des Profils normal zur Strömungsrichtung; vgl. Schlichting, 1965). Die Strouhalzahl bleibt bis $Re \approx 1,5 \cdot 10^5$ in etwa konstant ($S_h \approx 0,20 - 0,21$).



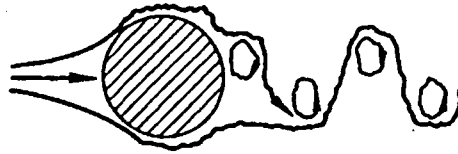
6. $1,5 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \cdot 10^6$

Transitionaler (critical and supercritical) Bereich: Der laminar-turbulente Umschlag findet bereits in der Grenzschicht statt. Der Ablösepunkt verschiebt sich in Strömungsrichtung hinter das Profil, wobei der Winkel α_s bei etwa $120^\circ - 140^\circ$ liegt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die turbulente Grenzschicht durch den größeren Austausch mit der Außenströmung erst später ablöst. Daraus resultiert ein verschmälelter Nachlauf und aufgrund der geringeren Verdrängungswirkung ein Absinken des Druckwiderstandes des Zylinders. Der laminar-turbulente Umschlag der Grenzschicht lässt sich, wie bei der Kugelumströmung, durch die Oberflächenrauigkeit des Zylinders auch bei niedrigen Reynoldszahlen erzielen. Ein besonderes Merkmal des transitionalen Bereichs besteht darin, dass die Wirbelstrasse nicht mehr regelmäßig ist.



7. $Re > 3,5 \cdot 10^6$

Überkritischer (postcritical) Bereich: Die Grenzschicht am Zylinder ist vollständig turbulent. Die Reynoldszahl ist nicht mehr vom Widerstand abhängig. Trotz hoher Reynoldszahlen kann eine Wirbelstrasse auftreten.



Die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Versuche am Kreiszyylinder fanden im unterkritischen Bereich der Umströmung statt; gekennzeichnet durch eine stabile, aber turbulente Wirbelstrasse.

2.2.2.1 Ablösung der Grenzschicht

Es soll nun am Beispiel eines Kreiszyllinders die Entstehung von Wirbeln und die Wirbelablösung näher erörtert werden:

Zwischen einem umströmten Körper und der freien Strömung bildet sich durch Reibung eine sogenannte Grenzschicht aus, in der die Geschwindigkeit von Null, die direkt am Körper gemessen werden kann, bis zur Geschwindigkeit der freien Umströmung ansteigt. Diese Grenzschicht wird mit Abnahme der Viskosität der Flüssigkeit dünner. Bei der Ausbildung von Wirbeln spielt dieser Umstand eine wichtige Rolle.

Ohne Reibung zeigt sich beim Kreiszyylinder (siehe dazu Abbildung 2-6) folgendes Verhalten: Strömt ein Fluidteilchen entlang der Staupunktstromlinie auf den Zylinder zu, so wird dieses von der Strömungsgeschwindigkeit am Staupunkt A auf Null abgebremst. Der Druck steigt dabei an. Im Anschluss daran wird das Fluidteilchen um den Zylinder herumgeführt, um dann bis zum Punkt B beschleunigt zu werden. Um sich in die Strömung eingliedern zu können, muss das Teilchen bis zum Erreichen des Punktes C wieder abgebremst werden. Der Druck steigt erneut an.

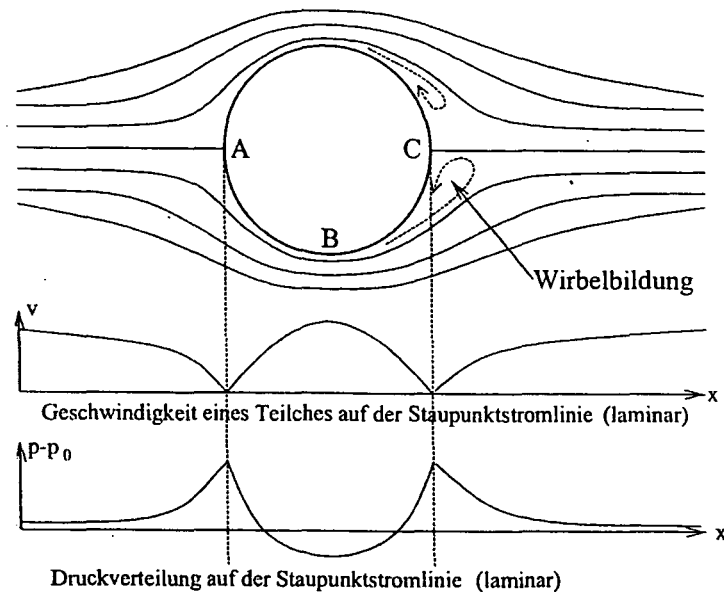


Abbildung 2-6: Druckverteilung auf der Staupunktstromlinie (aus Wedekind, 1998).

An diesem idealisierten Verhalten lässt sich erkennen, dass diesen Vorgängen der Energieerhaltungssatz zugrunde liegt. Die kinetische Energie des Fluidteilchens wird bis zum Staupunkt A vollständig in Druckenergie umgesetzt. Die Beschleunigung des Teilchens von A nach B wird durch Verringerung des Druckes hervorgerufen, usw.

Bei höheren Reynoldszahlenbereichen darf die Reibung des Fluids an der Zylinderoberfläche aber nicht mehr außer Acht gelassen werden. Durch die starken Reibungskräfte in der dünnen Grenzschicht hat das Fluidteilchen auf dem Weg von A nach B so viel an kinetischer Energie eingebüßt, dass diese nicht mehr ausreicht, um den Druckanstieg von B nach C wieder herzustellen. Das Teilchen ist nicht mehr in der Lage in das Gebiet des ansteigenden Druckes zwischen B und C weiter vorzudringen. Es kommt zum Stillstand und wird durch die Druckverteilung der äußeren Strömung nach rückwärts in Bewegung gesetzt. Es findet eine Wirbelablösung statt, bei der durch die Drehimpulserhaltung abwechselnd im und gegen den Uhrzeigersinn drehende Wirbel auftreten.

2.2.3 STRÖMUNGSABLÖSUNGEN AN SCHARFKANTIGEN, PRISMATISCHEN PROFILEN

Wie bereits in Kapitel 2.2 erwähnt, wird das Strömungsfeld um ein scharfkantiges, prismatisches Profil von verschiedenen Faktoren, wie dem Seitenverhältnis L/D , der Formgebung der Eintritts- und Austrittskanten, dem Vorhandensein eines Nachströmkörpers, sowie dem Anstellwinkel α des Profils in der Strömung beeinflusst.

In Funktion des Anstellwinkels α und des Seitenverhältnisses L/D werden von Naudascher et al. (1993) am starren, prismatischen Rechteckprofil verschiedene Wirbelablöseformen unterscheiden (siehe Tabelle 2-1 und Abbildung 2-7 sowie Abbildung 2-8).

Bezeichnung in der englischsprachigen Literatur	im Text verwendete Abkürzung	L/D	α
Leading-Edge-Vortex Shedding - LEVS	L-Wirbel	$< 2 - 3$	$\pm 0^\circ$
Impinging-Leading-Edge Vortex Shedding - ILEV	I-Wirbel	$2 - 3 < L/D < 5 - 10$	$0^\circ - \approx 15^\circ$
Trailing-Edge-Vortex Shedding - TEVS	T-Wirbel	$> 5 - 10$	$\pm 0^\circ$
Alternate-Edge-Vortex Shedding - AEVS	A-Wirbel	$f(\alpha_{\text{krit}})$	$\alpha > \alpha_{\text{krit}}$

Tabelle 2-1: Wirbelablösungsformen am starren Rechteckprofil.

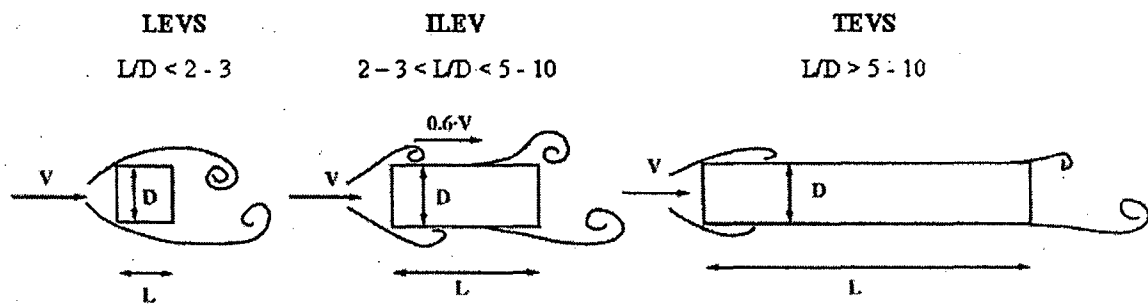


Abbildung 2-7: Hauptformen der Wirbelablösung an starren, rechteckigen Prismen (aus Deniz, 1994).

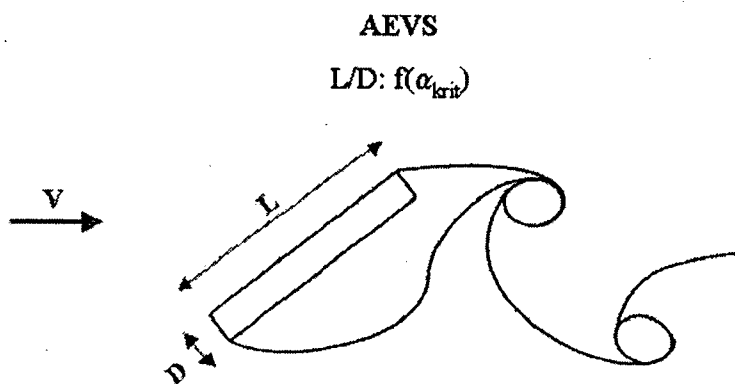


Abbildung 2-8: AEVS-Wirbelablösung.

Als **L-Wirbel**, **T-Wirbel** und **A-Wirbel** werden Ablösungsformen bezeichnet, die durch Interaktion und gegenseitige Instabilität der am Körper ablösenden Scherschichten entstehen. Der Ort der Strömungsablösung (Ablösekannte) ist, im Unterschied zu zylindrischen Struktu-

ren, immer klar definiert (solange $Re > 10^3$). Die Wirbelbildung resultiert offensichtlich aus einer absoluten Instabilität in der Nachlaufströmung.

- Wenn das Seitenverhältnis $L/D < 2 - 3$ (2 für turbulente und 3 für turbulenzarme Anströmung) beträgt, so dominiert die Wirbelablösung an der Eintrittskante des Profils und man spricht von einer Eintrittskanten-Wirbelbildung (**L-Wirbel**). Diese Wirbelbildung weist Ähnlichkeiten mit der Karman'schen Wirbelstrasse beim Kreiszylinder auf. Bei diesen Wirbeln kommt es zwischen dem Profil oder dessen Austrittskanten zu keiner Interaktion. Die abgelösten Wirbel organisieren sich erst hinter einem großem Totwassergebiet im Nachlauf des Körpers (Abbildung 2-7).
- Ist das Seitenverhältnis $L/D > 5 - 10$ (5 für turbulente und 10 für turbulenzarme Zuströmung), gibt es eine Wirbelstrasse, welche ihren Ursprung in der Wirbelbildung an der Austrittskante des Profils hat. Die Strömung löst sich an den Eintrittskanten des Profils ab, legt sich aber wegen der großen Seitenlänge am Profil wieder an (Abbildung 2-7). Die Ablösung findet erst am Ende des Profils bei der Austrittskante statt (**T-Wirbel**). Eine große Seitenlänge bewirkt, dass die Wirbelbildung im Nachlauf näher an den Körper heranrückt. Die maßgebende Größe für die fluiddynamische Instabilität von **L-Wirbeln** und **T-Wirbeln** ist die Wirbelbildungsfrequenz f_0 bzw. dimensionslos ausgedrückt, die Strouhalzahl S_0 .
- Bei bestimmter Seitenlänge kann der an der Eintrittskante abgelöste Wirbel auf die Austrittskante des Profils treffen. Dieses Auftreffen der Eintrittskantenwirbel auf die Austrittskante wird als **I-Wirbel** bezeichnet. Für die Art der Wirbelablösung ist charakteristisch, dass es zu keinem Wiederanlegen der abgelösten Scherschichten bis zum Ende des Profils kommt. In diesem Bereich ist die Profillänge L weder lang genug, um einen T-Wirbel, noch kurz genug, um einen L-Wirbel auszubilden. Die Interaktion der an der Vorderkante abgelösten Scherschicht mit der Hinterkante führt zu Wirbel, die entlang der Längsseiten des Körpers verlaufen. Die Wirbel sind näherungsweise zweidimensional und lösen sich alternierend von der Hinterkante ab, wo sie sich dann im Nachlauf wieder in Form einer Wirbelstraße organisieren. Das ergibt ein sehr gut organisiertes Strömungsfeld mit großräumigen Wirbelstrukturen (Deniz, 1993; Billeter, 1998; Nakamura et al. 1986).

Shiraishi et al. (1983) haben die Konvektionsgeschwindigkeit v_c der **I-Wirbel** gemessen und fanden heraus, dass v_c näherungsweise $0,6 \cdot v$ ist (v ist die Anströmgeschwindigkeit). Die Grundfrequenz dieser Art von Wirbelbildung beträgt somit

$$(f_0^*)_I = \frac{0,6 \cdot v}{L}.$$

Die auf die Profildicke bezogene Strouhalzahl ergibt sich zu

$$S_{hI}^* = \frac{(f_0^*)_I \cdot D}{v} = \frac{v_c}{v} \cdot \frac{D}{L} \approx 0,6 \cdot \frac{D}{L}.$$

- Bei schräg angeströmten Rechteckstäben konnte man für das Seitenverhältnis von $L/D = 10$ – Anströmwinkel α zwischen 0° und 45° – wieder drei charakteristische Arten von Wirbelbildungen unterscheiden. Neben den bereits bekannten **T-Wirbeln** und **I-Wirbeln** treten jetzt die sogenannten **A-Wirbel** auf. Unter **A-Wirbel** wird eine alternierende Wirbelbildung an einer Vorderkante und der gegenüberliegenden Hinterkante verstanden (siehe Abbildung 2-8).

Wenn sich ein Profil im T-Wirbelbereich in einer Schräganströmung befindet, so kommt es ab einem kritischen Anstellwinkel α_{krit} zu einer unsymmetrischen Ablösung. Durch die Schrägstellung des Profils ergibt sich eine strömungszugewandte und eine strömungsabgewandte Eintrittskante. An der strömungszugewandten Eintrittskante und der anschließenden Profilseite wird sich die Strömung anlegen. An der strömungsabgewandten Kante kommt es zu einer Strömungsablösung, die dann auf die nachfolgende Profilseite oder Profilaustrittskante auftrifft (impinging leading-edge vortices). Somit verhält sich ein Profil im T-Wirbelbereich ab $\alpha > \alpha_{krit}$ wie ein Profil aus dem I-Wirbelbereich. Der kritische Anstellwinkel α_{krit} hängt stark von der Turbulenz der Anströmung und von der Formgebung der Eintrittskante ab. In der Regel nimmt mit der Turbulenz der Wert von α_{krit} ab. Bei noch größeren Anstellwinkeln findet die Ablösung an der oberen Austrittskante der strömungszugewandten und an der Eintrittskante der strömungsabgewandten Profilseite statt (A-Wirbel). Nach Naudascher et al. (1994) ist bei einem Anströmwinkel von $\alpha < 8^\circ$ die Anregung auf I-Wirbel-Mechanismen zurückzuführen, dagegen herrschen bei $\alpha > 14^\circ$ ausschließlich A-Wirbel vor. Der Bereich zwischen 8° und 14° bildet einen Übergangsbereich, wo beide Arten der Wirbelanregung vorkommen können. Wegen der schrägen Anströmung muss bei der Berechnung der Grundfrequenz der **I-Wirbel** der Anströmwinkel berücksichtigt werden und es kommt zu

$$(f_0^*)_I = \frac{0,6 \cdot v}{L \cdot \cos \alpha}.$$

Die entsprechende Strouhalzahl ergibt sich zu

$$S_{hI}^* = \frac{(f_0^*)_I \cdot D'}{v} = \frac{v_c}{v} \cdot \frac{D'}{L \cdot \cos \alpha} = 0,6 \cdot \frac{D'}{L \cdot \cos \alpha} \approx 0,6 \cdot \left(\frac{L}{D} \cdot \tan \alpha \right);$$

mit $D' = D \cdot \cos \alpha + L \cdot \sin \alpha$ als der effektiven Dicke des umströmten Profils.

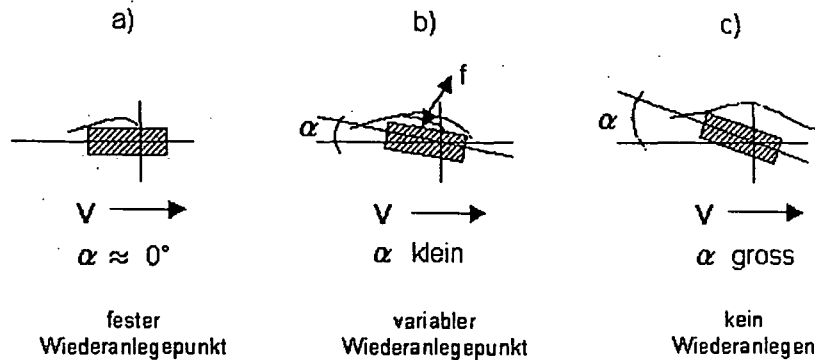


Abbildung 2-9: Strömungsverhältnisse um scharfkantige, prismatische Profile für verschiedene Anstellwinkelbereiche (nach Deniz, 1994), von links nach rechts a), b) und c).

Abbildung 2-9 zeigt schematisch die Strömungsverhältnisse bei scharfkantigen prismatischen Profilen, die unter unterschiedlichen Anstellwinkeln angeströmt werden (nach Deniz, 1994). Hinsichtlich eines Wiederanlegens abgelöster Scherschichten sind im Fall a) und c) die Verhältnisse stabil: Das ist darauf zurückzuführen, dass, wie Abbildung 2-9 a) zeigt, der Punkt des Wiederanlegens weit vor der Austrittskante liegt, wo die Scherschicht das Profil wieder verlässt. Bei den in Abbildung 2-9 c) dargestellten Verhältnissen kommt es hingegen zu keinem Wiederanlegen der abgelösten Scherschichten. Bei Abbildung 2-9 b) liegt der Punkt des Wiederanlegens nicht fest und kann entlang der Profilseite wandern. Dieser Punkt des Wiederanlegens befindet sich eher in der Nähe der Profilaustrittskante.

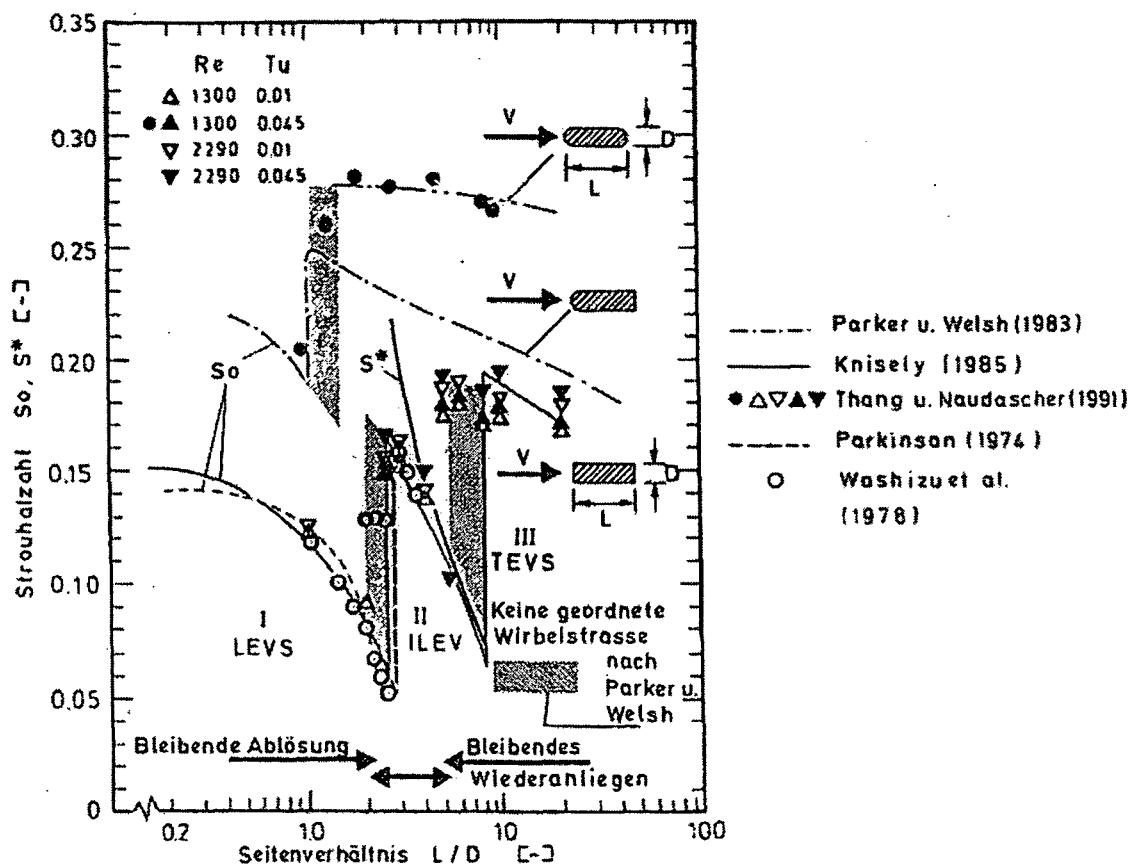


Abbildung 2-10: Strouhalzahlen von prismatischen Profilen (aus Nguyen et al., 1991).

In Abbildung 2-10 sind für die drei Hauptanregungsarten (L-Wirbel, I-Wirbel, T-Wirbel) die Strouhalzahlen einiger prismatischer Stäbe in Funktion des Seitenverhältnisses L/D dargestellt:

Scharfkantige Rechteckprofile werden im Gebiet I nur durch die dimensionslose Frequenz S_0 (Strouhalzahl der Wirbelbildungsfrequenz) definiert, daher treten nur L-Wirbel auf. S_0 nimmt dabei mit der Zunahme des Seitenverhältnisses L/D ab.

Im Gebiet III, wo T-Wirbel auftreten, hängt die Wirbelbildung wieder nur von S_0 ab. Die von einzelnen Autoren gemessenen Strouhalzahlen liegen in einem gewissen Schwankungsbereich. Die dimensionslose Wirbelfrequenz S_0 ist bei T-Wirbeln größer als im L-Wirbelbereich und nimmt mit zunehmendem L/D leicht ab. Diese Abnahme ist auf eine Ausbildung von Grenzschichten entlang der Profile zurückzuführen. Die Sprünge im Verlauf der Strouhalzahlen, wie sie Abbildung 2-10 zeigt, deuten auf eine Verschiebung der maßgebenden Ablösung von der Eintrittskante zur Austrittskante hin.

Messungen von Parker und Welsh (1983) stellten fest, dass die Wirbelfrequenzen von angeströmten scharfkantigen Rechteckprofilen bei einem Seitenverhältnis von $L/D \approx 8 - 25$ nicht so deutlich ausgeprägt sind

Bei einem Seitenverhältnis $2 < L/D < 3$ (I-Wirbelbereich) sind bei scharfkantigen Rechteckprofilen zwei oder sogar drei Ablösefrequenzen möglich. Die tiefste Frequenz entspricht der Strouhalzahl S_0 . Die höheren Frequenzen sind mit der dimensionslosen Instabilitätsfrequenz des I-Wirbels gleichzusetzen und werden mit S^* bezeichnet.

In einer Studie fanden Nakamura et al. (1991) heraus, dass bei Umströmungen rechteckeckiger Platten Instabilitätserscheinungen infolge I-Wirbel bis zu Seitenverhältnissen von $L/D = 16$ auftreten können. Bei rechteckigen Platten mit Seitenverhältnissen $L/D > 6$ und bei $Re > 2000$ konnte Nakamura jedoch keine eindeutig reguläre Wirbelablösung mehr feststellen.

Mills et al. (2001) fanden heraus: Bei Rechteckstäben und kleinen Reynoldszahlen bleibt die von der Eintrittskante ablösende Scherschicht auf einer Länge, die der Profildicke entspricht, laminar. Mit steigender Reynoldszahl wandert dieser Ablösepunkt weiter stromaufwärts und die Scherschichten werden dabei gegenüber äußeren Störungen empfindlicher. Mit Zunahme der Reynoldszahl verstärkt sich auch das dreidimensionale Verhalten der Strömung. Dies könnte die Ursache sein, dass ab $Re > 2000$ keine eindeutig regulären Wirbelablösungen mehr erkennbar sind.

Wie in der vorliegenden Arbeit noch gezeigt wird, konnten an scharfkantigen Rechteckstäben Wirbelablösungen bei $Re > 2000$ noch durchaus beobachtet werden: Allerdings sind diese Wirbelablösungen in ihrer Regelmäßigkeit stärker gestört als jene bei Kreiszy lindern.

3 EIGENE VERSUCHE

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung des Turbulenzeinflusses auf die Wirbelablösung im Nachlauf von rechteckigen und kreiszylindrischen Stäben.

Folgende Fragen sollten dabei geklärt werden:

- Durch welche Maßnahmen lässt sich der Turbulenzgrad in einer mit Wasser betriebenen Versuchsrinne beeinflussen?
- Wie wirkt sich die Turbulenz auf die Wirbelablösefrequenzen bei angeströmten kreisförmigen und rechteckigen Stäben aus?
- Welche Rolle spielt die Profilform bei der Wirbelablösung?
- Wie beeinflusst die Schräganströmung die Wirbelablösefrequenzen bei Rechteckstäben?
- Wie beeinflussen Turbulenz und Schräganströmung die Schwingungsanregung eines Rechenstabpaketes bei unterschiedlichen Stababständen?
- Ist die Nachbildung der Wirbelablösefrequenzen von Stäben nach Froude möglich?

3.1 MODELLAUFBAU

Um den Einfluss der Strömungsturbulenz auf die Wirbelbildungsfrequenzen bei Stäben herauszufinden, wurden Möglichkeiten zur Beeinflussung dieser Turbulenz untersucht.

Da bei ungestörten Abflussverhältnissen in der Messrinne ein Turbulenzgrad auftrat, bei dem die gemessenen Ablösefrequenzen nicht mehr eindeutig zu identifizieren waren, konnte die Turbulenzänderung nur in Richtung Turbulenzminderung – sprich Strömungsberuhigung – erfolgen.

Der nun folgenden Abschnitt beschäftigt sich daher mit den theoretischen Grundlagen zur Strömungsberuhigung. Dabei haben Untersuchungen in Windkanälen bei der Auswahl geeigneter Einbauten wertvolle Hilfe geleistet. In den Kapiteln 3.1.3 und 3.1.4 wird auf den Einfluss von Einbauten hinsichtlich Strömungsberuhigung und Turbulenzreduktion eingegangen.

3.1.1 VERSUCHSRINNE

Die Experimente sind in einer Versuchsrinne mit offenem Wasserkreislauf des Institutslabors für Konstruktiven Wasserbau der TU-Wien durchgeführt worden.

Die Versuchsrinne, die über einen offenen Wasserkreislauf versorgt wurde, bestand aus einem Einlaufbereich mit einer knapp 1,6m langen Beruhigungskammer (aufgrund der Platzverhältnisse leider sehr kurz) und einer Einlauftrumpete, die in den eigentlichen Messbereich der Versuchsrinne überging. In diesem Bereich sind zur Strömungsberuhigung (Verringerung des Turbulenzgrades) ein Honeycomb und mehrere Strömungsgitter eingebaut worden. Die Ver-

änderung des Turbulenzgrades in der Strömung erfolgte durch Hinzugabe oder Reduzierung der Anzahl solcher Gitter (siehe Abbildung 3-1).

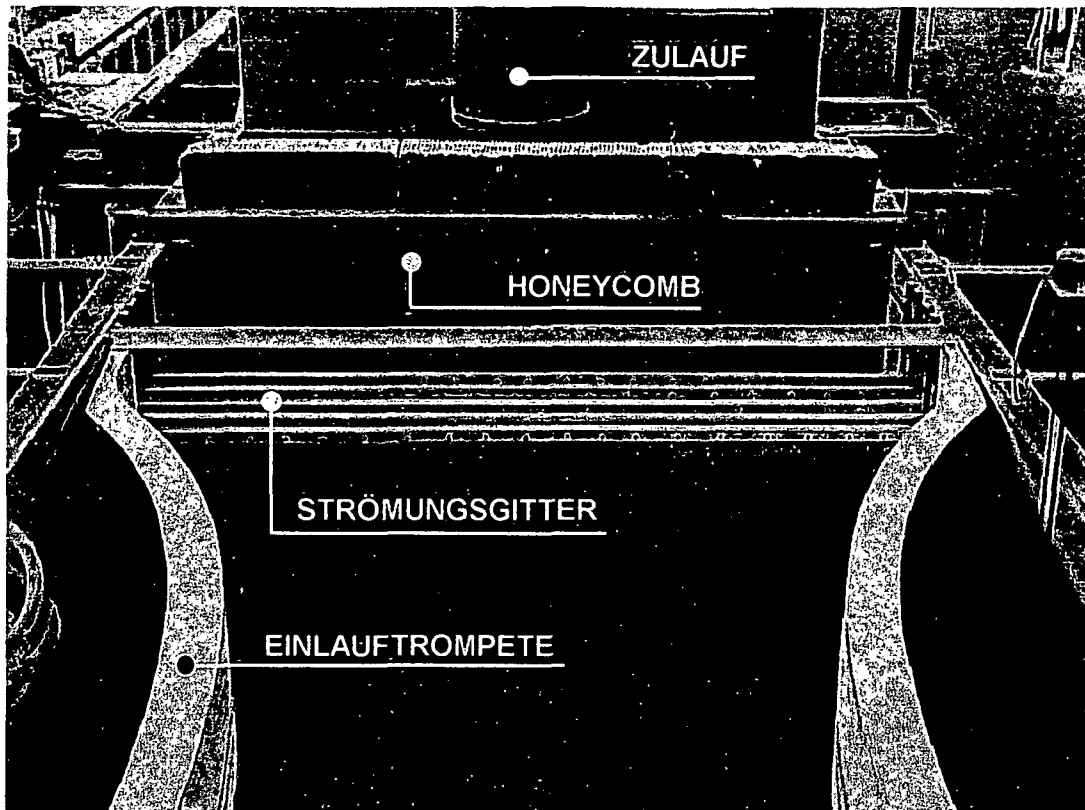


Abbildung 3-1: Blick auf den Einlaufbereich: Zulauf, Beruhigungskammer mit Honeycomb und Strömungsgittern, sowie Kontraktion.

Das Wasser wurde mittels Rohrleitung direkt in die Beruhigungskammer geleitet. Die Durchflussmessung erfolgte im Rohr mithilfe einer induktiven Durchflussmessung. Am Ende der rund 8m langen Versuchsrinne war eine über Lamellen steuerbare Wasserabgabe direkt in den Tiefbehälter der laborinternen Wasserversorgung möglich.

Im Abschnitt der Versuchsrinne, wo die Wirbelablösung an den Versuchsstäben gemessen wurde (Versuchsbereich), waren die Versuchsstäbe am Drehteller – zur Simulation von Schräganströmung – einer massiven Rahmenkonstruktion befestigt. Im Zuge der weiteren Versuchsdurchführung ist dieser Rahmen um eine Pendelkonstruktion erweitert worden.

Die Sonde zur Messung der Wirbelfrequenzen (ADV-Sonde) war mithilfe einer speziellen Wagenkonstruktion sowohl in Längs- wie auch in Querrichtung verschiebbar. Damit konnte man die Sonde im Nachlauf der Profile an jeder beliebigen Stelle positionieren (siehe Abbildung 3-2).

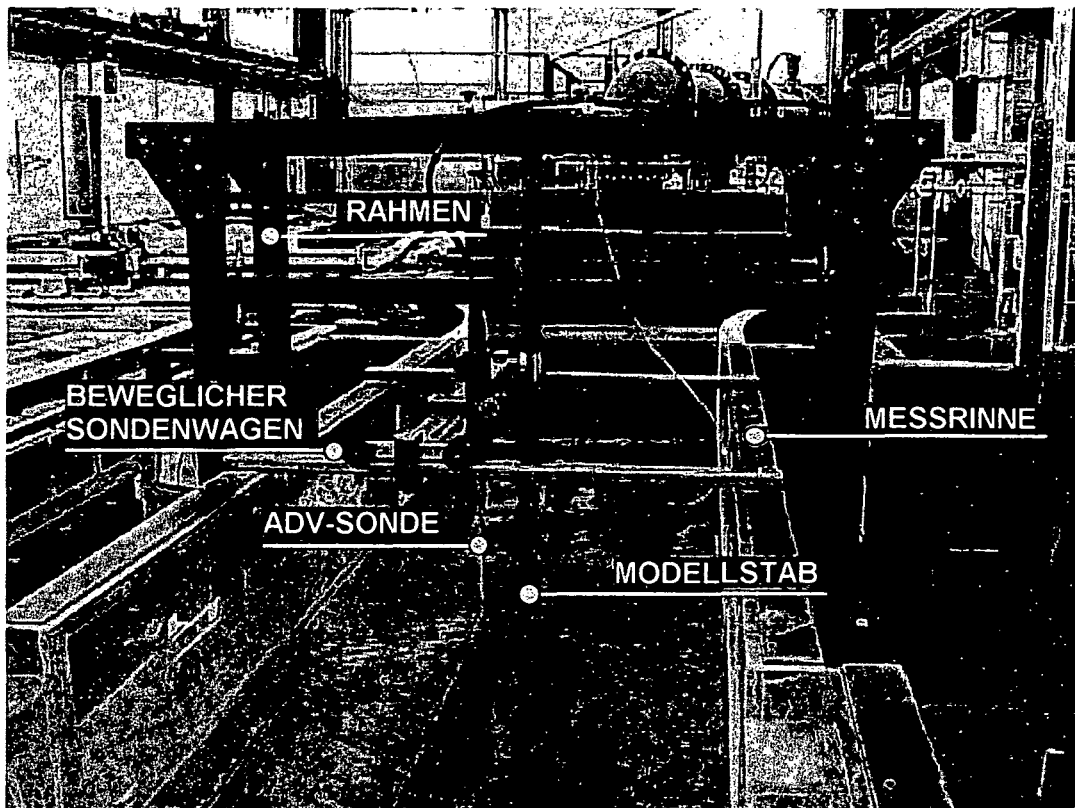


Abbildung 3-2: Blick auf die Versuchsrinne und den Versuchsbereich von der Unterwasserseite.

In nachstehender Abbildung 3-3 sind die geometrischen Abmessungen der gesamten Versuchsrinne dargestellt:

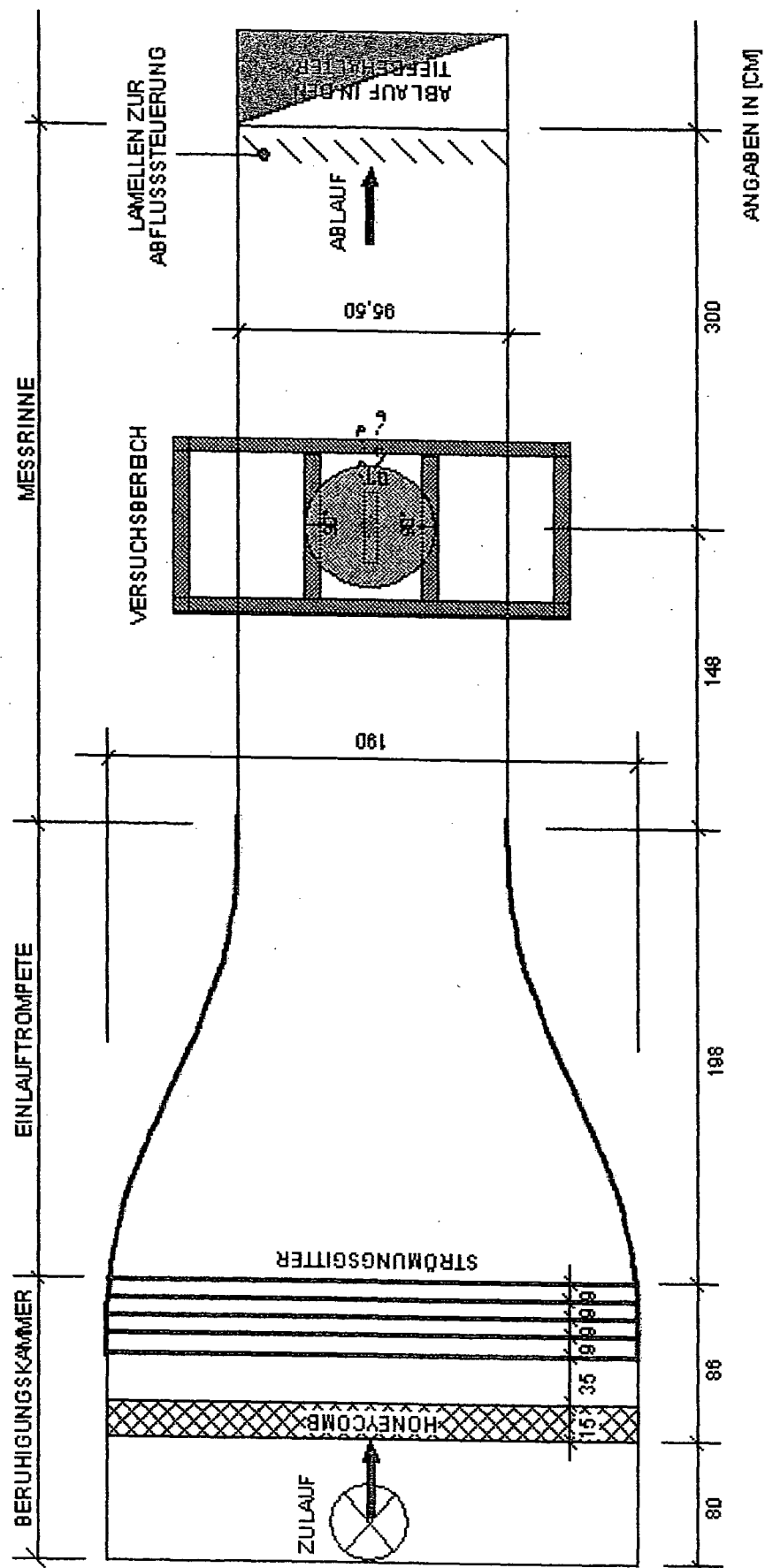


Abbildung 3-3: Schema der Versuchsrinne.

3.1.2 BERUHIGUNGSKAMMER

Die Beruhigungskammer ist breiter als die Messrinne und enthält im Bereich vor dem Übergang zur Einlauftrompete Elemente, die eine Strömungsberuhigung bewirken. Diese Beruhigungselemente dienen vor allem der Gleichrichtung der Strömung. Es sind dies Honeycombs und Strömungsgitter. Mit der Strömungsberuhigung ist auch gleichzeitig eine Reduzierung der Turbulenz verbunden. Im Unterschied zu Windkanälen geht die Beruhigungskammer direkt in die Kontraktion über, während im Windkanal üblicherweise ein sogenannter Wide-Angle Diffuser¹ oberwasserseitig der Beruhigungskammer angeordnet wird.

3.1.3 HONEYCOMBS

In der Literatur findet man eine Vielzahl von theoretischen und experimentellen Überlegungen, die sich mit dem Einfluss von Strömungsgittern auf die Turbulenz einer Strömung beschäftigen. Was jedoch Untersuchungen bezüglich der Wirksamkeit von Honeycombs in Wasserkanälen anbelangt, so ist die zur Verfügung stehende Literatur eher klein, obwohl Honeycombs seit Jahrzehnten zur Turbulenzgradreduktion sowohl in Wind- wie auch in Wasserkanälen eingesetzt werden.

Mehta und Bradshaw (1979) erkannten, dass sich der Einsatz von Honeycombs zur Reduktion von Geschwindigkeitsfluktuationen quer zur Strömungsrichtung sehr gut eignet. Eine Störung des Durchflusses ist kaum gegeben, da der Druckabfall² im Honeycomb gering ist. Honeycombs stellen auch ein probates Hilfsmittel zur Vermeidung sogenannter „swirls“ dar. Unter dem Begriff „swirls“ werden Wirbel verstanden, deren Achsen parallel zur Strömungsrichtung verlaufen (McLeoud, 2000). Mehta and Bradshaw geben auch Hinweise bezüglich der Materialien, aus denen Honeycombs hergestellt sind: So z.B. eignen sich Honeycombs aus Aluminium im Windkanal³ besser als solche aus Papier, da der Werkstoff Aluminium eine präzisere Formgebung ermöglicht und höhere Steifigkeiten und Festigkeiten aufweist.

In Wasserkanälen verwendet man gerne die präzisen Honeycombs, wo das Verhältnis von Zelllänge zu Zelldurchmesser (l/D) groß ist. Die Verwendung von Strömungsgittern bereitet aufgrund der höheren dynamischen Beanspruchung Schwierigkeiten. Allerdings ist der Einsatz von Honeycombs im wasserbaulichen Versuchswesen im Gegensatz zu Strömungsgittern sehr teuer. Daher kommen Honeycombs und Strömungsgitter zum Erreichen einer entsprechenden Strömungsberuhigung in Kombination zum Einsatz.

Die Funktionsweise eines Honeycombs lässt sich auch als „Operator“ mathematisch darstellen. Hier wird die Eingangsturbulenz $(u')_{in}$, $(v')_{in}$, $(w')_{in}$ in die Ausgangsturbulenzen $(u')_{out}$, $(v')_{out}$, $(w')_{out}$ transformiert (Loehrke und Nagib, 1976):

¹ Ein Wide-Angle Diffuser hat die Aufgabe, die Fließgeschwindigkeit vor Eintritt in die Beruhigungskammer so weit als möglich zu reduzieren.

² Beinahe der gesamte Druckabfall (Druckabfallkoeffizient k) bei der Durchströmung einer Zelle setzt sich aus Anteilen zufolge der Wandreibung in der Zelle zusammen (Lumley, 1964).

³ Mehta und Bradshaw (1979) führten ihre Versuche im Windkanal durch.

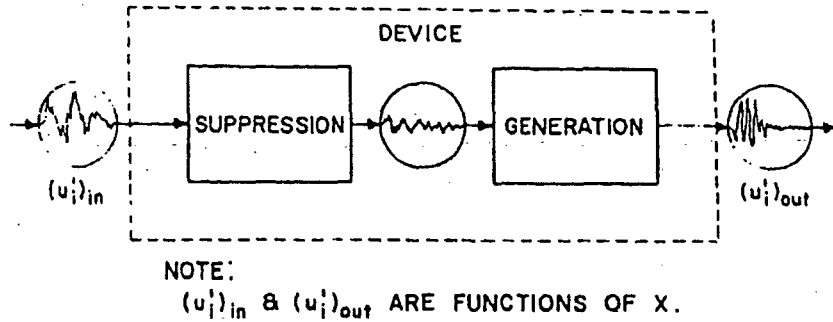


Abbildung 3-4: Blockdiagramm zur Übersicht über die Mechanismen, die bei einem typischen Turbulenzmanipulator wirksam werden, sobald eine turbulente Strömung diesen passiert (Loehrke, Nagib, 1976).

In Abbildung 3-4 ist dieses Verhalten schematisch als Kombination eines Dämpfungs- und Generierungsmoduls dargestellt.

Lumley (1964) nimmt an, dass sich die Turbulenz hauptsächlich aus Wellenlängen zusammensetzt, die im Vergleich zum Zelldurchmesser des Honeycombs relativ groß sind. Eine seiner Schlussfolgerungen beinhaltet die Aussage, dass die transversale Geschwindigkeitskomponente beim Passieren einer Zelle verschwindet. Lumley definiert einen sogenannten Turbulenzreduktionsfaktor η (oder auch *honeycomb efficiency*), für den folgender Ansatz gilt:

$$\eta \equiv \frac{(q')^2_{\text{downstream}}}{(q')^2_{\text{upstream}}} \quad (3.1)$$

mit $q' = \text{rms Wert von } u_i u_i = u^2 + v^2 + w^2$.

Unter der Voraussetzung, dass sich in der Strömung isotope⁴ Verhältnisse einstellen können – d.h. die Messung der Turbulenz weit genug unterwasserseitig des Honeycombs erfolgt – (Batchelor, 1967) lässt sich η auch in der Form

$$\eta \equiv \frac{(u')^2_{\text{downstream}}}{(u')^2_{\text{upstream}}} \quad (3.2)$$

ausdrücken.

Lumley stellte fest, dass bei gleichem Druckabfall im Beruhigungselement (Honeycomb, Strömungsgitter) die Reduktion der Turbulenzintensität von Honeycombs effizienter bewerkstelligt wird. Er gibt in seiner Studie über die Effektivität eines Honeycombs aus Modellversuchen gewonnene Entwurfsdiagramme an, aus denen unter Zugrundelegung einer gewünschten Turbulenzgradreduktion auf das erforderliche Verhältnis von Zelllänge zu Zelldurchmesser rückgeschlossen werden kann.

Diese von Lumley entwickelten Entwurfsdiagramme setzen eine vollständig turbulent entwickelte Strömung voraus.

⁴ Der Zustand von Isotropie besteht dann, wenn die Strömungseigenschaften des Fluids unabhängig von der Richtung sind.

Bemerkenswert ist, dass die Turbulenz, die vom Honeycomb selbst verursacht wird, bei laminarer Zellströmung größer als bei turbulenter Durchströmung der Zelle ist. Der Nachlauf der laminaren Zellströmung verursacht mehr Turbulenz als in der Zellströmung verloren geht.

Aus den Untersuchungen von Lumley und McMahon geht hervor, dass sich große Verhältnisse von Zelllänge l zu Zelldurchmesser D des Honeycombs besonders günstig auf die Turbulenzgradreduktion auswirken. Über diesen Verhältniswert gibt es zahlreiche Untersuchungen, die vor allem mit Luft durchgeführt wurden: Mehta (1977) gibt für den Windkanal einen Verhältniswert von 6-8 an. Nur Loehrke und Nagib (1976) untersuchten einen Freispiegelabfluss in einer Versuchsrinne und fanden einen Verhältniswert von $l/D \geq 10$. Nach Reshotko et al. (1997) sollte die Honeycomblänge das 12-20fache des Zelldurchmessers betragen. Diese Studie basiert jedoch auf Windkanalversuchen.

Beim Aluminium-Honeycomb in unserer Versuchsrinne - mit einer Zelllänge von 15cm und einem Zelldurchmesser von 5mm - ergab sich ein Verhältniswert von $l/D = 30$. Eine optimale Turbulenzreduktion bei Freispiegelabfluss mit nur einem einzigen Honeycomb ist daher offensichtlich nicht gegeben.

3.1.4 STRÖMUNGSGITTER

Bei Windkanälen wird ein niedriger Turbulenzgrad üblicherweise durch das Hintereinanderschalten einer Reihe von Strömungsgittern erzielt. Diese Beruhigungsgitter sind feinmaschig und besitzen geringe Festigkeit. Auch die Anordnung mehrerer Strömungsgitter mit graduell abnehmender Feinmaschigkeit ist denkbar.

Abhängig von der Maschenweite und dem Drahtdurchmesser kann man mithilfe von Strömungsgittern sowohl eine Erhöhung bzw. eine Reduktion der Turbulenz bewirken. Gleiches gilt für die Geschwindigkeits- und Druckinhomogenitäten. Außerdem erfolgt ein Energieverlust, der dem Druckabfall im Strömungsgitter proportional ist. Da dieser Energieverlust die Wirkung eines Strömungsgitters negativ beeinflusst, ist die Kenntnis dieses Druckabfalls wichtig. Mit dieser Thematik befassen sich Baines et al. (1951), wobei sie den Einfluss der Geometrie auf den Druckabfall entlang des Gitters, auf die Änderung der Geschwindigkeitsverteilung und auf die Größe der induzierten Turbulenz behandelten. Diese Studie ist bei gleichen Reynoldszahlen sowohl bei Flüssigkeiten wie auch bei Gasen anwendbar.

Bei den meisten Strömungsgittern ist das Gitterprofil quadratisch. Minimale Variationen zur Erzielung gewünschter Strömungseffekte sind durch Änderungen des Stabquerschnittes möglich (so z.B. die Verwendung von runden statt rechteckigen Stabquerschnitten). Eine Art von Strömungsgitter ist auch die gelochte Platte (vgl. Abbildung 3-5).



Abbildung 3-5: a) quadratische Öffnungsform von Strömungsgittern, b) Öffnungsform von perforierten Platten.

Am besten ist die Effektivität eines Strömungsgitters durch die sogenannte Soliditätskennzahl S beschreibbar. Das ist ein Verhältniswert, der definiert, inwieweit das Gitter die Strömung behindert. Dieser Verhältniswert kann von Null, für das Nichtvorhandensein eines Strömungsgitters, bis eins, für das Vorhandensein einer Platte ohne Öffnungen reichen.

Der Druckabfall - das ist die Änderung des Energielinienverlaufs beim Durchströmen des Gitters - kann durch den Druckabfallkoeffizienten k beschrieben werden:

$$k = \frac{\Delta p}{\rho V_0^2 / 2} \quad (3.3)$$

Dabei ist V_0 die mittlere lokale Strömungsgeschwindigkeit und p der mittlere Druck in jedem beliebigen Punkt der Strömung, sowie Δp die Druckänderung in Strömungsrichtung entlang des Strömungsgitters.

Aus der Dimensionsanalyse folgt:

$$\frac{\Delta p}{\rho V_0^2 / 2} = f(R, S, \text{Screenprofil}) \quad (3.4)$$

Dabei ist $S = 1 - \frac{A_0}{A_t}$ die Soliditätskennziffer und $Re_d = V_0 d / \beta \nu$ die auf den Drahtdurchmesser bezogene Reynoldszahl (A_0 ist die Summe der Gitteröffnungen, A_t ist gesamte Gitterfläche, d ist der Drahtdurchmesser und $\beta = 1 - S$).

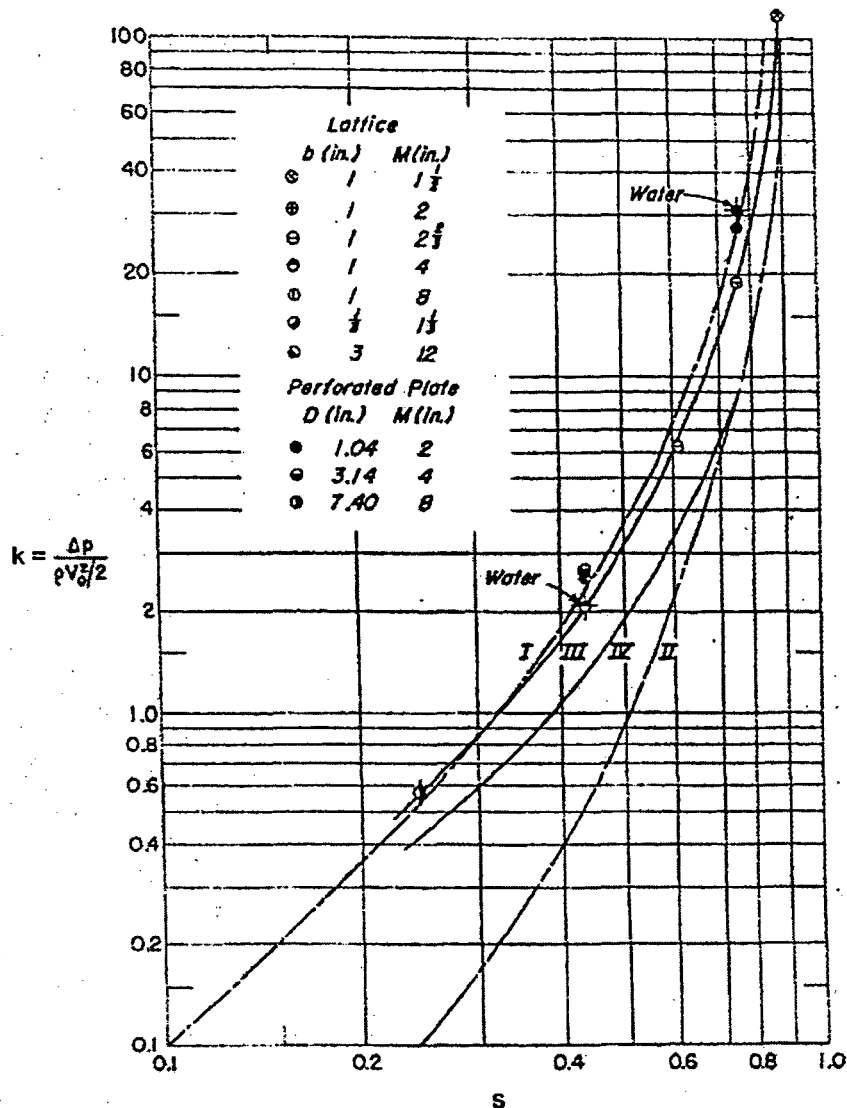


Abbildung 3-6: Druckabfall in Strömungsrichtung als Funktion der Gitterform und der Soliditätskennzahl S (Kurve I für Öffnungsformen mit scharfen Kanten und für perforierte Platten, Kurve II für Öffnungsformen mit runden Kanten, Kurve III für Öffnungen aus quadratischen Stabquerschnitten und Kurve IV für Öffnungen aus runden Stabquerschnitten), aus Baines et al. (1953). Diese Kurven sind bei gleichen Reynoldszahlen sowohl bei Flüssigkeiten wie auch bei Gasen anwendbar.

Baines et. al fanden auch heraus, dass Strömungsgitter mit Soliditätskennzahlen $S > 0,5$ zu unerwünschten Strömungsinstabilitäten stromabwärts der Gitter führen. Wie Abbildung 3-6 zeigt, nimmt der Druckabfall bei ansteigender S -Zahl zu.

Anhand dieser Untersuchungen lassen sich folgende praxisrelevante Aussagen treffen: Ein, aus Stäben mit großen Stabquerschnitten bestehendes, weitmaschiges Strömungsgitter ist hinsichtlich Turbulenzerhöhung äußerst wirkungsvoll. Schaltet man mehrere feinmaschige Strömungsgitter mit kleinen Stabquerschnitten hintereinander, so erfolgt ein besonders günstiger Turbulenzabbau. Bei großer Soliditätskennzahl, d.h. die Summe der Gitteröffnungen ist im Verhältnis zur Gesamtfläche des Gitters klein, ergeben sich große Energieverluste, allerdings zu Lasten einer gleichmäßigen Geschwindigkeitsverteilung. Die Form der Öffnungen dagegen ist von zweitrangiger Bedeutung, da sie zwar den Energieverlust, nicht aber die

Geschwindigkeitsverteilung oder die sich ergebende Turbulenz beeinflussen. Die Soliditätskennziffer sollte den Wert 0,5 nicht überschreiten, da man sonst mit unerwünschten Strömungsinstabilitäten rechnen muss.

Baines, dessen Untersuchungen für Wasser und für Luft bei gleichen Reynoldszahlen gelten, geht jedoch nicht näher auf die Reduktion der Turbulenz in Folge eingebauter Strömungsgitter ein.

Diesbezügliche Studien findet man bei Dryden et al. (1949), wo der Einfluss von Strömungsgittern (*damping screens*) in Windkanälen untersucht wurde. Es wird ein sogenannter Reduktionsfaktor „r“ für mehrere ident in Serie hintereinander geschaltete Strömungsgitter eingeführt:

Reduktionsfaktor r:

$$r = \frac{1}{(1+k)^{\frac{n}{2}}} \quad (3.5)$$

k ist darin der Druckabfallkoeffizient je Gitter und n die Gitteranzahl, die hintereinander geschaltet wird.

Für die gegenständliche Versuchsrinne wurden maximal 5 hintereinander geschaltete Strömungsgitter mit einer Maschenweite von 5,15mm und einem Drahtdurchmesser von 1,2mm gewählt. Für die eingebauten Strömungsgitter ergab sich folgende Solidität:

$$S = 1 - \frac{A_0}{A_t} = 0,34 \Rightarrow 34\%$$

$$\text{mit: } A_0 = 26,25 \text{ mm}^2$$

$$A_t = 40,32 \text{ mm}^2$$

Aus dem Diagramm in Abbildung 3-6 erhält man nach Baynes bei Geometrie der eingebauten Gitter einen Druckabfallkoeffizienten von $k \approx 0,7$.

Nach Dryden errechnen sich nachstehende Reduktionsfaktoren:

n	r	Turbulenzreduktion bezogen auf die Anfangsturbulenz in [%]
1	0,77	23%
2	0,59	41%
3	0,45	55%
4	0,35	65%
5	0,27	73%

Tabelle 3-1: Reduktionsfaktoren r nach Dryden et al. (1949).

Die Turbulenzreduktion, die sich mit den Angaben von Baines und Dryden für die jeweilige Anzahl von Strömungsgittern berechnen lässt, ergibt die in Abbildung 3-7 angegebene Kurve:

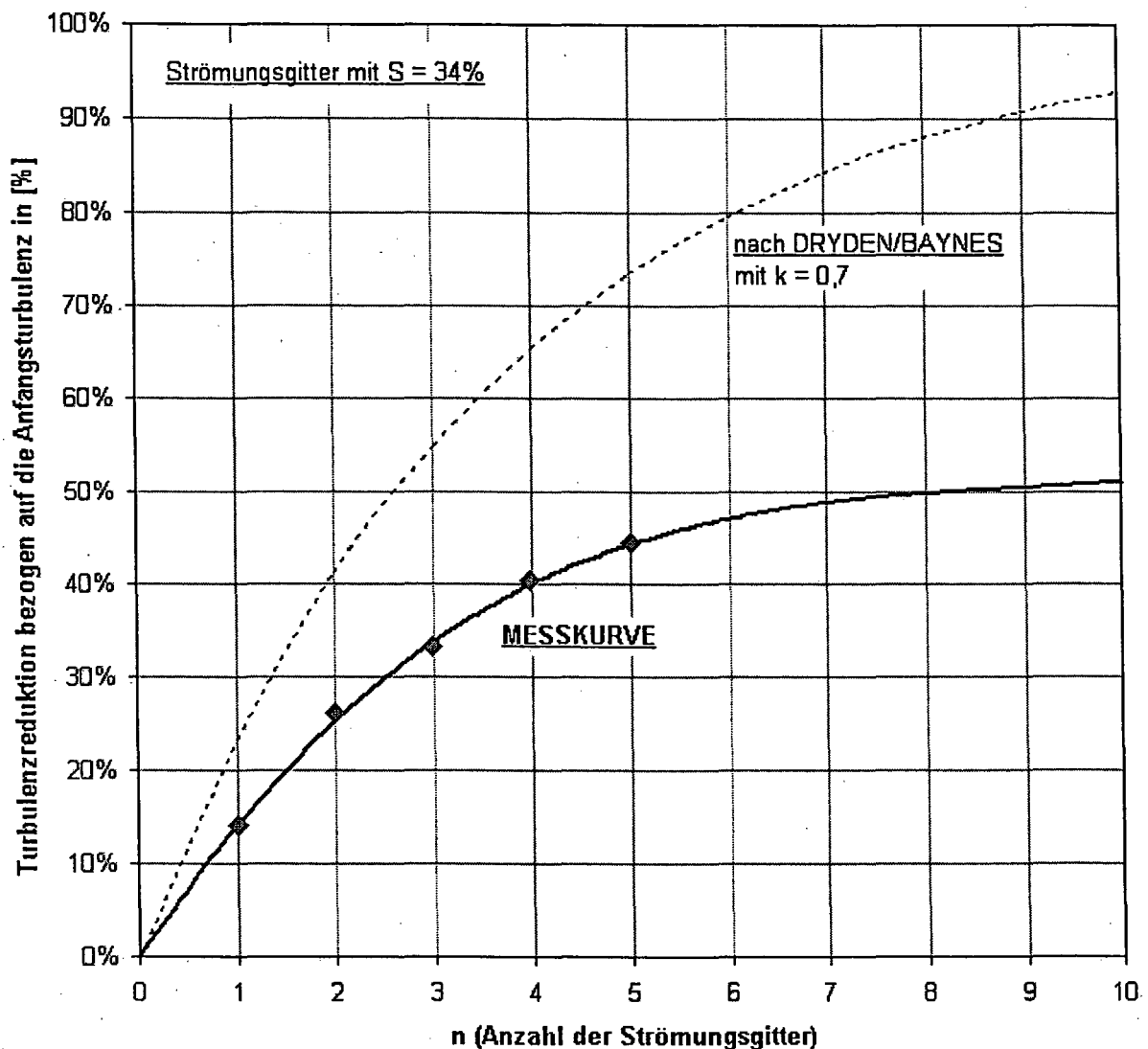


Abbildung 3-7: Turbulenzreduktion in Abhängigkeit der Gitteranzahl (Vergleich Dryden und Messung).

Die Turbulenzreduktion bezieht sich dabei auf eine Anfangsturbulenz, die ohne Gitter (nur Honeycomb) gemessen wurde.

Es zeigt sich, dass der Baines/Dryden Ansatz, der streng genommen nur für den Windkanal gilt (Baines Versuche mit Wasser und Luft – Dryden nur Versuche mit Luft) eine verstärkte Turbulenzreduktion ausweist.

Die Messungen in der Versuchsrinne ergaben mit Zunahme der Gitteranzahl zunehmende Abweichungen von den errechneten Reduktionswerten. Beiden Kurvenverläufen ist aber zueigen, dass die Turbulenzreduktion mit zunehmender Gitteranzahl verflacht. Ansonsten ist der Kurvenverlauf ähnlich.

Was die Abstände zwischen den einzelnen Strömungsgittern anbelangt, so lagen diese in der Versuchsrinne bei 9cm. Zwischen dem Honeycomb - durch den man eine gewisse Gleichförmigkeit der Strömung bereits vor Erreichen der Gitter erreichte – und der Gitterkombination betrug der Abstand 35cm (siehe Abbildung 3-8).

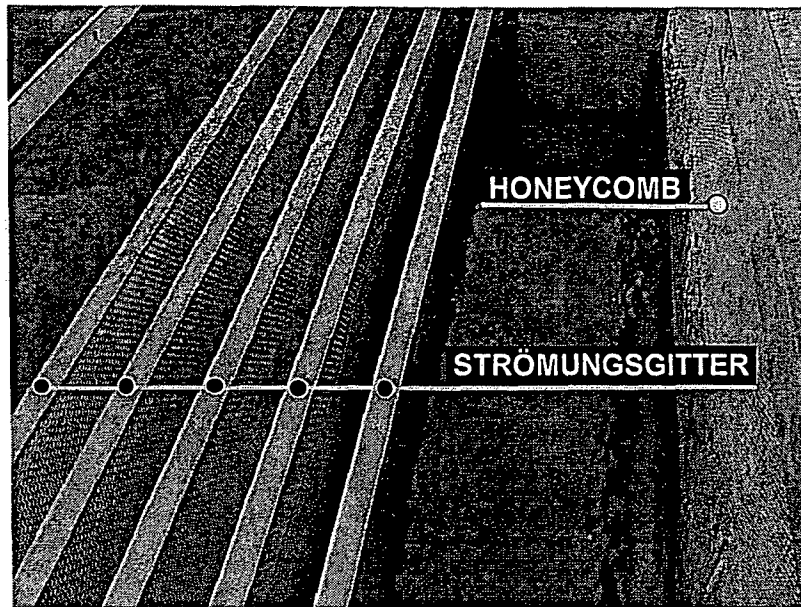


Abbildung 3-8. Eingebaute Strömungsgitter und Honeycomb in der Versuchsrinne.

3.1.5 EINLAUFTROMPETE

Beim vorliegenden Modellversuch wurde eine Einlauftrompete (Übergang zwischen Beruhigungskammer und Messrinne) verwendet, die nach dem potentialtheoretischen Ansatz von Rouse und Hassan (1949) bemessen wurde:

Nach Rouse und Hassan setzt sich die Form der Einlauftrompete im Grundriss aus zwei ineinander gehenden Parabeln 2. oder 3. Ordnung zusammen. Dadurch erhält man eine Einlauftrompetenform bei der die Druckhöhe entlang der Berandung ohne örtliche Absenkung stetig abnimmt. Da man analytisch eine solche Bogenform nicht bestimmen konnte, haben Rouse und Hassan die Änderung des elektrischen Potentials entlang einer beliebigen elektrischen Feldlinie als Analogie genommen. Das entspricht der Änderung des Geschwindigkeitspotentials entlang einer homogenen Stromlinie.

Bei der Verwendung kubischer Parabeln kann man vom allgemeinen Ansatz

$$y = ax^3 + bx^2 + cx + d \quad (3.6)$$

ausgehen.

Unter Berücksichtigung der Randbedingungen von Rouse und Hassan

1) $y(0) = 0$

2) $y'(0) = 0$

3) $y''(0) = 0$

ergibt sich die erste kubische Parabel in der Form

1. Parabel: $y = ax^3$ für $x < X$ (3.7)

und die zweite Parabel als:

2. Parabel: $y = b(L - x)^3$ für $x > X$ (3.8)

Der Übergangspunkt von der ersten Parabel in die zweite Parabel erfolgt in einem Punkt, der vom Eintritt in die Einlauftrumpete X entfernt ist.

Die weitere Bemessung erfolgt mit Hilfe der in Abbildung 3-9 dargestellten Kurven:

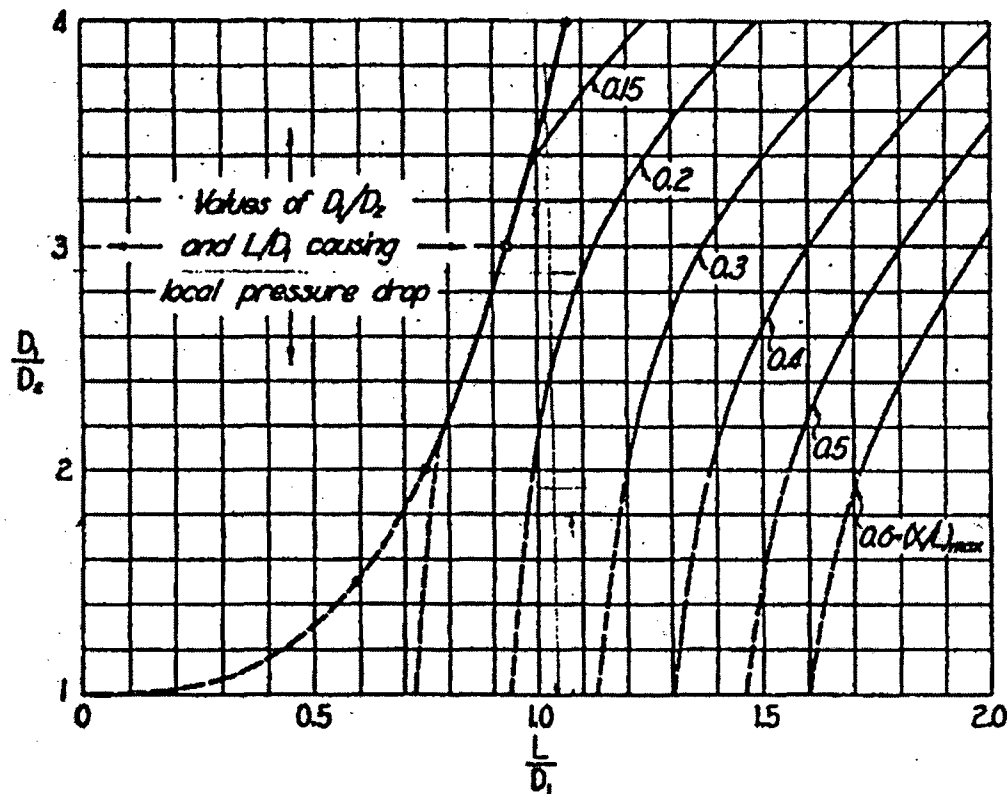


Abbildung 3-9: Kurven zur Bestimmung der Lage des Übergangspunktes zwischen den 2 Parabeln für kavitationsfreie Strömung im Rinneneinlauf (Rouse et al., 1949).

L ist darin die Gesamtlänge der Einlauftrumpete und D_1/D_2 entspricht dem Verhältnis der Schmiegungskreise, die dem jeweiligen Parabelabschnitt eingeschrieben werden können.

$\frac{D_1}{D_2} \equiv \frac{R_2}{R_1}$ wobei R_2 den Schmiegunskreis für die unterwasserseitige Parabel und R_1 den

Schmiegunskreis für die oberwasserseitige Parabel darstellt. Über die Breite der Einlauf-trompete im Eintritts- und im Austrittsquerschnitt ist weiters die Differenz $R_2 - R_1$ vorgege-ben.

D_1 und D_2 bzw. R_1 und R_2 sind solange zu variieren, dass sich im Diagramm der Abszissen-wert L/D_1 mit dem Ordinatenwert D_1/D_2 innerhalb des angegebenen Bereiches von $(X/L)_{\max}$ schneiden.

Mit ...

- der Länge der Einlauftrumpete: $L = 198\text{cm}$
- der Breite der Einlauftrumpete im Eintrittsquerschnitt: 190cm
- der Breite der Einlauftrumpete im Austrittsquerschnitt: $95,50\text{cm}$
- dem Radius der Trompete oberstrom: $R_1 = 92\text{cm}$
- dem Radius der Trompete unterstrom: $R_2 = 140\text{cm}$

erhält man die beiden kubischen Parabeln:

$$1. \text{ Parabel: } y = 2,733979 \cdot 10^{-4} \cdot x^3 \quad \text{für } x < X$$

$$2. \text{ Parabel: } y = 140 - 92 - 8,514124 \cdot (198 - x)^3 \quad \text{für } x > X$$

Durch Auswertung der beiden Parabelgleichungen erhält man den Übergangsbogen der Ein-lauftrumpete (Abbildung 3-10).

Nach Rouse und Hassan herrscht in dieser Einlauftrumpete kavitationsfreie Strömung.

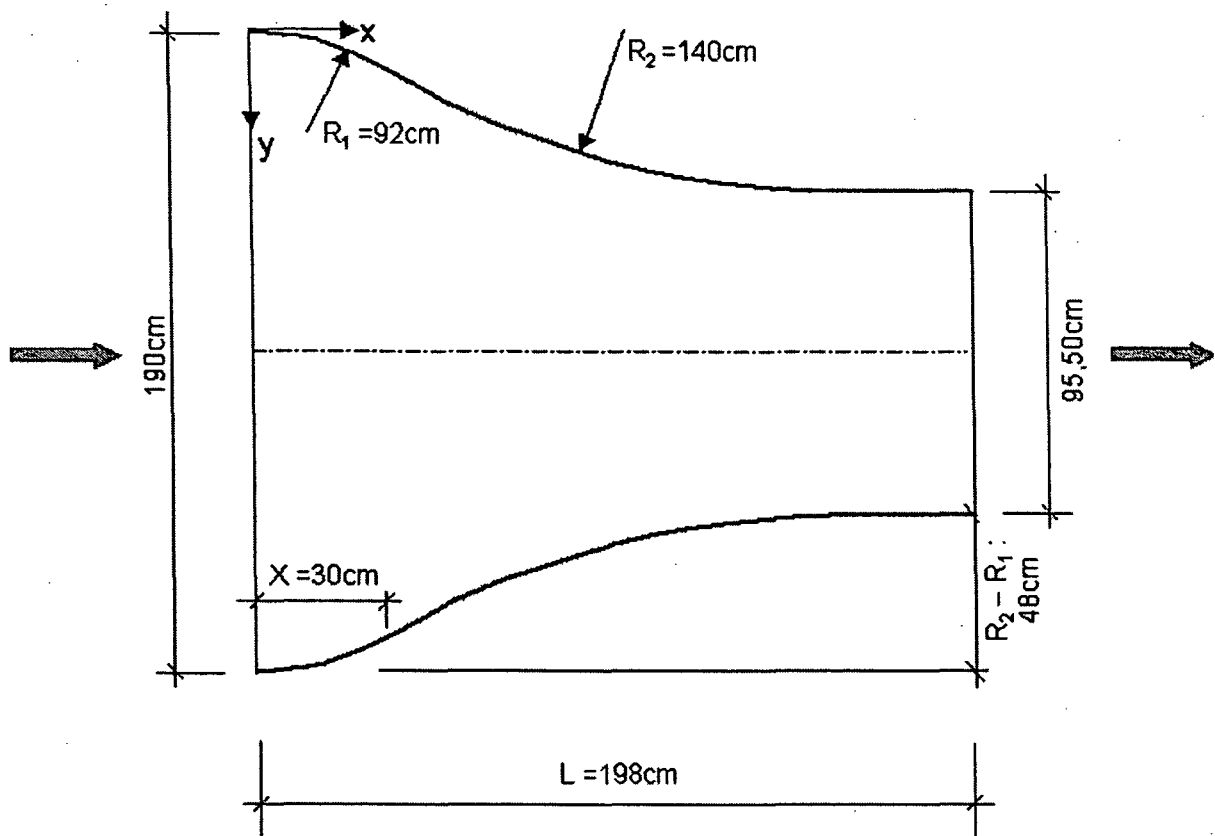


Abbildung 3-10: Einlauftrumpetenform im Grundriss.

3.2 TURBULENZGRAD DER STRÖMUNG IN DER MESSRINNE

Eine Definition für Turbulenz wird in Hinze (1975) angegeben: „Die turbulente Bewegung eines Fluides ist ein unregelmäßiger Strömungszustand in dem die verschiedenen Geschwindigkeitsgrößen einer zufälligen Veränderung in Zeit- und Ortskoordinaten unterliegen, wobei man aber statistisch gesehen Durchschnittswerte unterschieden kann.“ Das bedeutet, dass trotz unregelmäßigen Verhaltens der Strömung immer wiederkehrende ähnliche Strukturen auftreten.

Eine turbulente Strömung ist auch als ein, in Hauptströmungsrichtung bewegtes Feld von Wirbeln vorstellbar, die in unterschiedlicher Intensität, Größe bzw. Drehsinn auftreten.

Die Schwankungen sind dreidimensional und instationär. Wie bereits erwähnt ist das „Dreh-behaftete“ der turbulenten Strömung ist wesentlich. Geschwindigkeitsschwankungen werden durch Strecken der Wirbelfäden auf immer kleinere Strömungselemente übertragen. Dissipatives Verhalten ist ein weiteres Merkmal der Turbulenz. Kinetische Energie der Turbulenz-

bewegung wird dabei in innere Energie des Fluids übergeführt. Das rasche Abklingen der Schwankungen ist mit dem Ende einer Energiezufuhr verbunden (Negretti, 2003).

3.2.1 GRUNDGLEICHUNGEN DER TURBULENTEN STRÖMUNGEN

Bei turbulenten Strömungen gelten auch weiterhin die grundlegenden Gleichungen der Strömungsmechanik, die sich aus elementaren Erhaltungssätzen für Impuls und Masse ableiten.

Die Turbulenz wird durch Grundgleichungen, wie sie auch für statistische Größen verwendet werden, beschrieben. So ergeben sich die Geschwindigkeitskomponenten u_i und der Druck p als Summe des jeweiligen zeitlichen Mittelwerts (Druck oder Geschwindigkeit) und einer entsprechenden Schwankungsgröße:

$$u_i(t) = \bar{u}_i + u'_i(t) \quad (3.9)$$

$$p(t) = \bar{p} + p'(t) \quad (3.10)$$

In die Navier-Stokes-Gleichungen (3.11):

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.11)$$

eingesetzt, ergeben sich die Reynoldsgleichungen (3.12). Summiert wird über doppelte Indizes, ρ ist dabei die Dichte und μ die dynamische Viskosität:

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (3.12)$$

In Gleichung (3.12) ist $\overline{u'_i u'_j}$ der symmetrische Reynolds'sche Spannungstensor, der sich als scheinbare Normal- ($i = j$) oder Schubspannung ($i \neq j$) darstellt. Im Hinblick auf eine statistische Betrachtung entsprechen die Normalspannungen dabei der Varianz der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente. Die Wurzel daraus entspricht den Standardabweichungen $\sqrt{\overline{u'^2}}$, $\sqrt{\overline{v'^2}}$, $\sqrt{\overline{w'^2}}$ sofern $u_1 = u$, $u_2 = v$ und $u_3 = w$ gesetzt wird. Dieses Gleichungssystem ist nun nicht mehr geschlossen. Die Komponenten des Spannungstensors treten hierbei als zusätzliche Variablen auf. Ist die physikalische Struktur der Turbulenz bekannt, so kann diese im Rahmen von Turbulenzmodellen als Randbedingung zur Lösung des Gleichungssystems herangezogen werden (Kappler, 2002).

Neben dieser sogenannten „indizierten“ Schreibweise der Navier-Stokes-Gleichungen ist auch die Operatorschreibweise möglich.

3.2.2 DEFINITION DES TURBULENZGRADES

Der Turbulenzgrad ist eine statistische Größe, der die Turbulenz der Anströmung kennzeichnet:

Der Turbulenzgrad bzw. die Turbulenzintensität definiert sich als Verhältnis der Standardabweichung turbulenter Geschwindigkeitsschwankungen zu der gemittelten Geschwindigkeit in der Anströmung:

$$Tu_x = \frac{\sigma_x}{\bar{u}} \quad (3.12)$$

mit	Tu_x	Turbulenzgrad der Strömung in Hauptströmungsrichtung
	σ_x	Standardabweichung der Geschwindigkeitsverteilung
	$\bar{u}$	mittlere Strömungsgeschwindigkeit

Zur Messung des Turbulenzgrades wurde in der vorliegenden Arbeit ein Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) der Firma Nortek AS, Norway (Abbildung 3-11) eingesetzt:

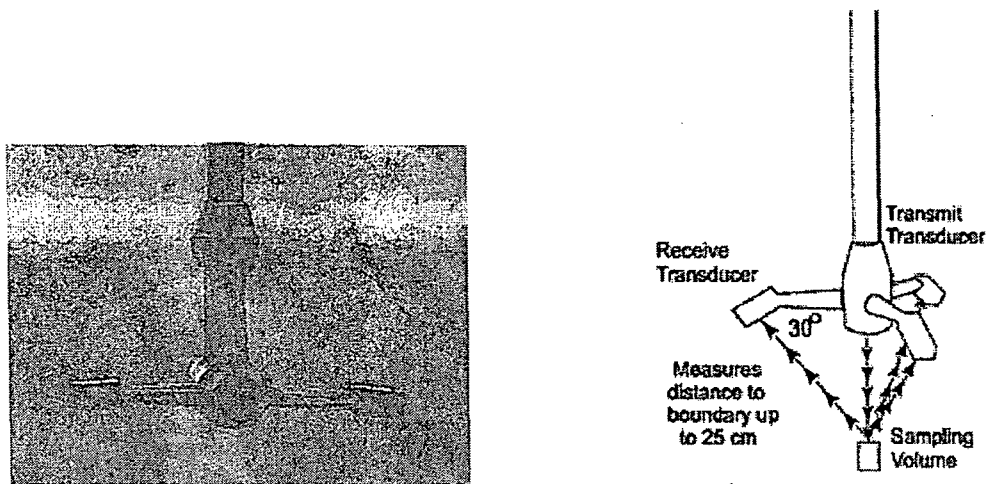


Abbildung 3-11: links: verwendete 3-D Sonde – quer zur Hauptströmung orientiert; rechts: Operationsprinzipskizze (Fa. Nortek AS).

Ein Acoustic Doppler Velocimeter erlaubt die Messung lokal instationärer dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektoren. Die Methode der akustischen Sensortechnik beruht darauf, dass in einem bestimmten Abstand vom *Transmitter* und den *Receivern* die Strömungsgeschwindigkeit im sogenannten „*sampling volume*“ gemessen wird. Da die Messung in einer Entfernung von 5cm erfolgt, ist gewährleistet, dass die Strömung durch das Messgerät kaum beeinträchtigt wird. Es werden die drei Geschwindigkeitskomponenten u_i , v_i und w_i des räumlichen Koordinatensystems gemessen. Nach Angaben des Herstellers ist die Messgenauigkeit von der Wasserqualität unabhängig.

Aus den drei Geschwindigkeitskomponenten ist der Turbulenzgrad bestimmbar. Dazu werden Daten (n in der Anzahl) der Geschwindigkeitskomponenten über die Zeitdauer $T = n\Delta t$ mit einer Frequenzrate von $f_s = 1/\Delta t$ aufgezeichnet.

Die Aufzeichnung der Messdaten erfolgt mit einer Abtastfrequenz von 25 Hz über eine Zeitdauer von 41 Sekunden (genau 40,96 sec.). Das bedeutet, dass pro Sekunde 25 Daten registriert werden.

Bei den Messungen im Modellversuch wurden jeweils 10 Messreihen pro untersuchter Geschwindigkeit durchgeführt. Das ergab pro Strömungsgeschwindigkeit in der Messrinne eine Datenmenge von 10240 Messwerten.

Mithilfe der ADV-Software wurden neben den Geschwindigkeitsmesswerten auch die zugehörigen Korrelationsparameter registriert, die man zur Berechnung des Doppler-Effektes heranzieht. Diese Korrelationsparameter ergeben sich aus der Kovarianz der Echo-Signale, die von den Partikeln im *sampling volume* reflektiert werden. Ist dieser Korrelationswert kleiner als 0,7, sind im Wasser zuwenig Partikel um ausreichende Echo-Signale liefern zu können. Dadurch ist eine zuverlässige Messung nicht mehr gewährleistet.

Anstelle der Messwerte mit einem Korrelationswert unter 0,7 wurde die mittlere Geschwindigkeit gesetzt, die aus den Messwerten, deren Korrelationswerte größer als 0,7 waren, errechnet wurde. Diese Methode haben auch Goring et al. (2002) und Staubli (2000) angewandt.

Um den Turbulenzgrad Tu aus den drei Geschwindigkeiten zu errechnen, wird wie folgt vorgegangen:

Man bestimmt für jede der drei Geschwindigkeitskomponenten die mittleren Geschwindigkeiten $\bar{u}$, $\bar{v}$ und $\bar{w}$, die sich als

$$\bar{u} = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} u_i \quad \bar{v} = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} v_i \quad \bar{w} = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} w_i$$

ausdrücken lassen; n ist dabei die Zahl der gemessenen Werte.

Die resultierende mittlere Geschwindigkeit v_0 ist:

$$v_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \sqrt{u_i^2 + v_i^2 + w_i^2}$$

Die Standardabweichungen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten sind definiert durch:

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} (u_i - \bar{u})^2} \quad \sigma_v = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} (v_i - \bar{v})^2} \quad \sigma_w = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} (w_i - \bar{w})^2}$$

Daraus ist der Turbulenzgrad errechenbar:

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2)}}{v_0} \quad (3.13)$$

3.2.3 TURBULENZGRAD IN ABHÄNGIGKEIT VON DER FLIESSGESCHWINDIGKEIT

Eine wesentliche Frage ist sicherlich die Veränderung des Turbulenzgrades mit zunehmender Fließgeschwindigkeit. Wang (1992) untersuchte im Rahmen ihrer Arbeit über selbstinduzierte Schwingungen von Rechenstäben diese Strömungsverhältnisse in einer Versuchsrinne. Die Ergebnisse dieser Strömungsuntersuchungen sind in Abbildung 3-12 zusammengefasst. Um eine möglichst turbulenzarme Grundströmung zu erzielen, hatte sie den Rinneneinlauf stromliniengünstig ausgebildet und dort vier feinmaschige Gitter bzw. zwei Filtermatten eingebaut. Abstand und Maschenweite dieser strömungsberuhigenden Konstruktionen sind von Wang nicht näher beschrieben worden. Die Ermittlung des Turbulenzgrades erfolgte mithilfe einer Heißfilmsonde.

In einer speziellen Versuchsreihe wurde ein Turbulenz erzeugendes Gitter eingebaut. Als Ergebnis fand sie heraus, dass sich der Turbulenzgrad bei beiden Versuchsanordnungen mit zunehmender Fließgeschwindigkeit kaum veränderte:

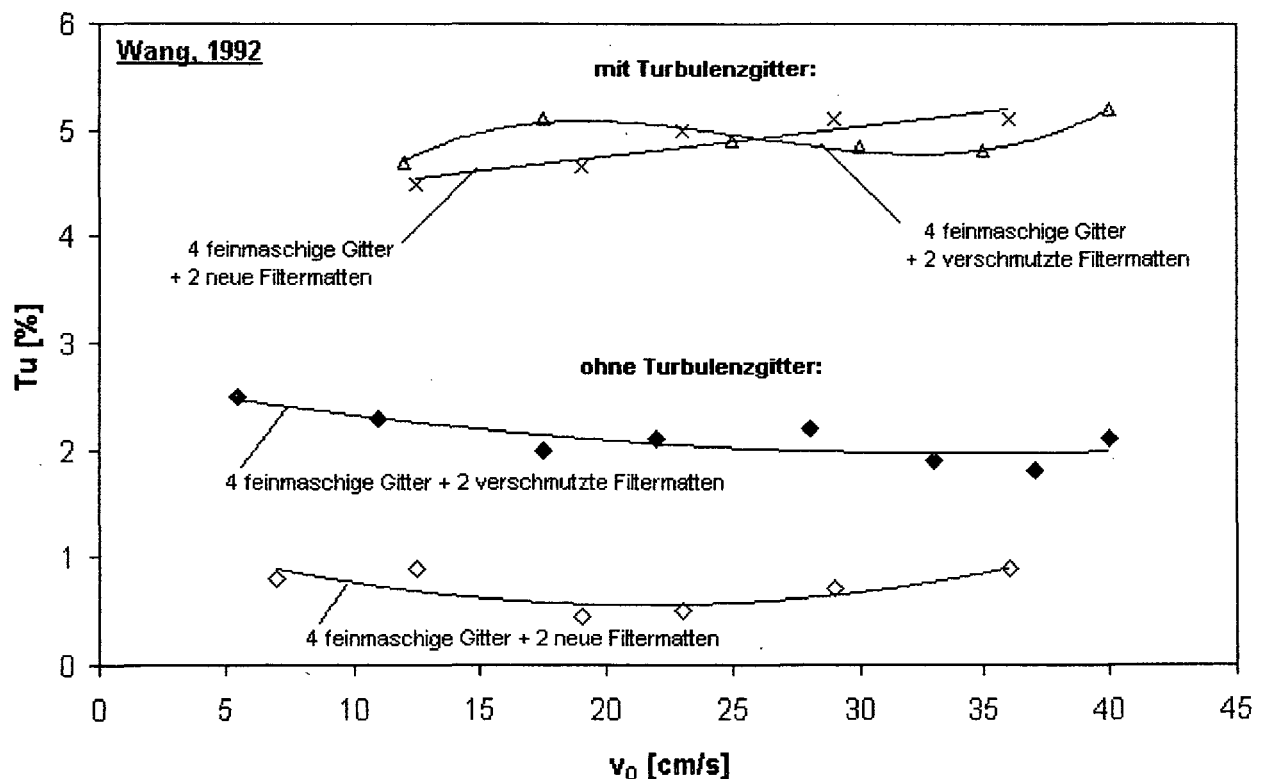


Abbildung 3-12: Turbulenzgrad in Abhängigkeit von der Fließgeschwindigkeit, Wang (1992).

Wie sie aber selbst angibt, konnte ein Kollege in Karlsruhe (Gruseck, 1988) dieses Verhalten nicht bestätigen.

Die von Wang gemachte Aussage über die Unabhängigkeit des Turbulenzgrades von der Fliessgeschwindigkeit konnte auch bei den Turbulenzmessungen der vorliegenden Arbeit nicht bestätigt werden. Während die Turbulenzmessungen in der Versuchsrinne der TU-Wien einen deutlichen Zusammenhang zwischen der Strömungsberuhigung (Zunahme durch Erhöhung der Gitteranzahl) und Fliessgeschwindigkeit zeigten, scheinen diese Zusammenhänge bei Wang nicht zu bestehen. Abbildung 3-13 zeigt, dass in der Versuchsrinne mit zunehmender Geschwindigkeit der Turbulenzgrad deutlich abnimmt.

Wang ist auch auf die Frage der Verschmutzung von Filtermatten näher eingegangen. Dabei stellte sich heraus, dass verschmutzte Filtermatten einen wesentlich höheren Turbulenzgrad aufwiesen.

Es scheint, dass bei Wang sowohl die verwendeten Filtermatten als auch die verbesserte Beruhigung durch den Wide-Angle-Diffusor den Zusammenhang Turbulenzgrad zu mittlerer Fliessgeschwindigkeit beeinflussen.

Der maßgebende Unterschied liegt aber in der Messtechnik. Während in vorliegender Arbeit die Geschwindigkeitsmessung dreidimensional erfolgte und die räumliche Geschwindigkeitskomponente der Turbulenzgradbestimmung zugrunde liegt, gibt es diesbezüglich bei Wang keine genaueren Angaben.

Wie bei Wang wurde die Geschwindigkeit auf halber Höhe zwischen Gerinnesohle und Wasserspiegeloberfläche gemessen.

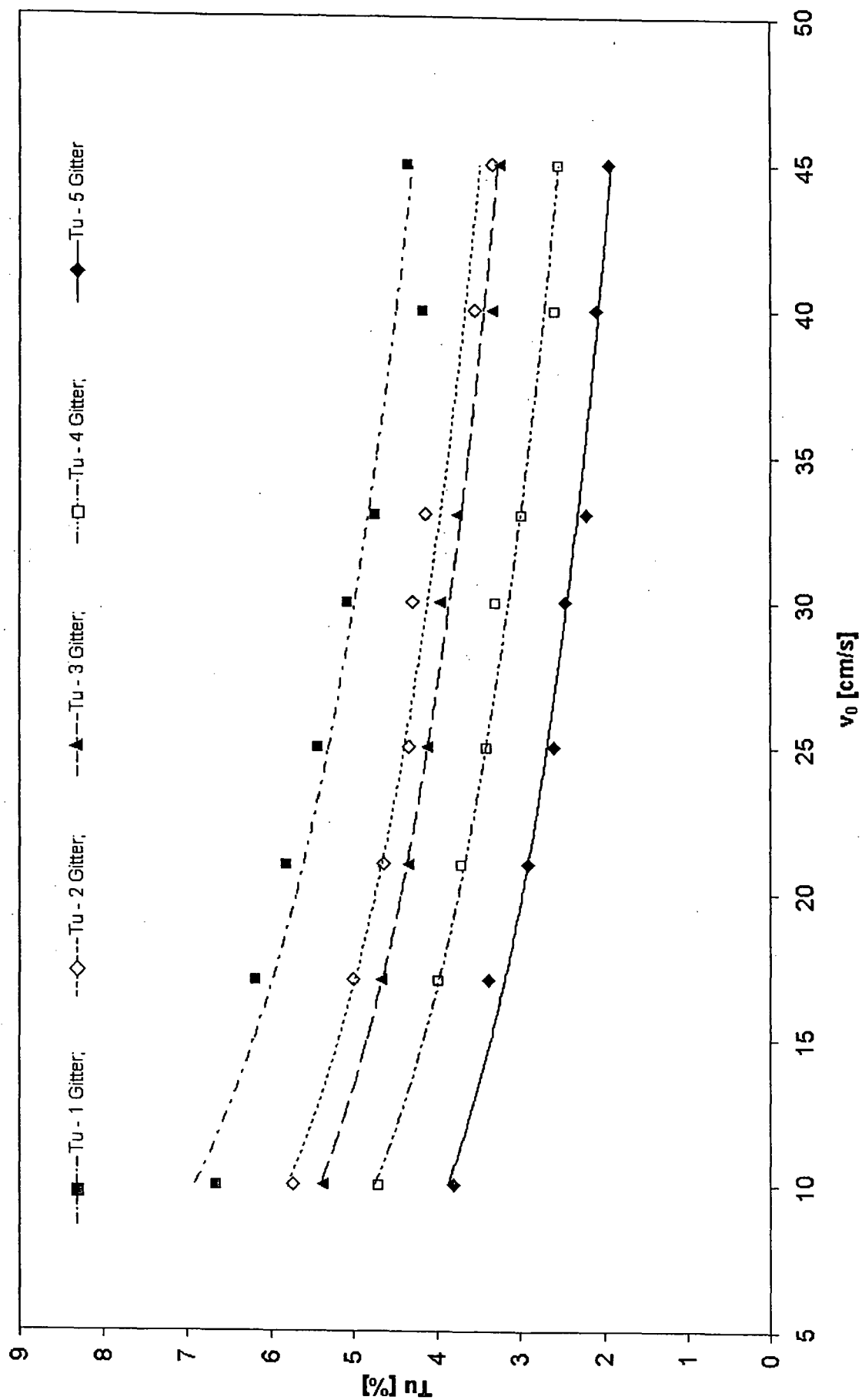


Abbildung 3-13: Turbulenzgrad in Abhängigkeit von der mittleren Fließgeschwindigkeit v_0 und der Anzahl an verwendeten Strömungsgittern (Messungen der TU-Wien – die Turbulenz wurde auf halber Höhe der Wassertiefe gemessen).

In Beilage A sind typische Geschwindigkeitsmessungen für eine mittlere Geschwindigkeit von $v_0 = 30 \text{ cm/s}$ über eine Zeitdauer von 41 sec. dargestellt. Aus den aufgezeichneten Geschwindigkeitskomponenten, aus denen der Turbulenzgrad errechnet wurde, geht deutlich hervor, dass die Geschwindigkeitssignale mit sinkendem Turbulenzgrad deutlich beruhigter werden.

3.2.4 VERTIKALE TURBULENZGRADVERTEILUNG IM MESSRINNENQUERSCHNITT

Nach Wang ist die optimale Lage, in der man mit einer Sonde die Wirbelfrequenzmessungen durchführen wollte, etwa in halber Höhe der Wassertiefe. Zur Kontrolle dieser Aussage sind für mehrere der in Abschnitt 3.1.4 beschriebenen Strömungsgitteranordnungen die Turbulenzgradverteilung in Abhängigkeit von der Wassertiefe bestimmt worden.

Nachstehend sind die Ergebnisse dieser Untersuchung für die Konfiguration mit 3 Strömungsgittern und unterschiedlichen mittleren Strömungsgeschwindigkeiten dargestellt:

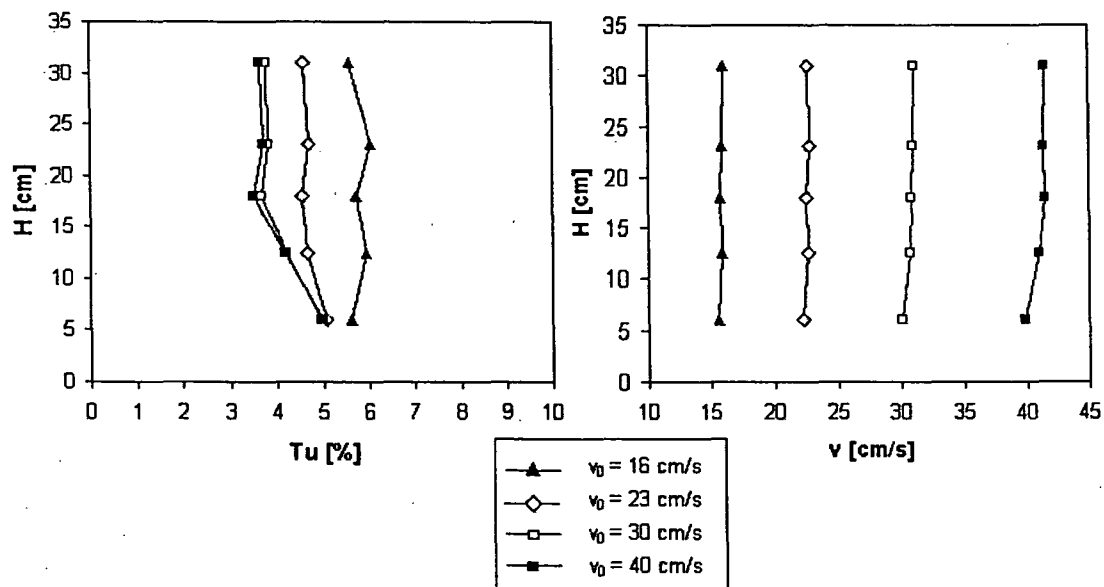


Abbildung 3-14: Vertikale Turbulenzgradverteilung und Geschwindigkeitsverteilung in der Versuchsrinne.

Die vertikalen Geschwindigkeitsverteilungen waren bei jeder der untersuchten mittleren Geschwindigkeit über die Höhe relativ konstant. Dieses Phänomen ist offensichtlich auf die Gestaltung der Einlauftrumpete zurückzuführen.

Bei der Turbulenzgradverteilung gab es speziell bei höheren Geschwindigkeiten deutliche Abweichungen, die wahrscheinlich von der zunehmenden turbulenten Grenzschichtdicke beeinflusst waren.

Es zeigte sich aber, dass bei etwa der halben Wassertiefenhöhe die gemessenen Turbulenzen in einem nahezu konstanten Bereich lagen. Aus diesem Grund wurden – wie bei Wang – die Frequenzen der von Stäben sich ablösenden Wirbel in Höhe der halben Wassertiefe gemessen.

3.3 MODELLIERUNG NACH DEM FROUDE'SCHEN ÄHNLICHKEITSGESETZ

FROUDE wurde im Jahre 1869 mit der Aufgabe betraut, die Widerstandskraft eines Schiffsrumpfes in der Strömung zu ermitteln. Aufgrund wirtschaftlicher Erwägungen erschien es naheliegend diese Untersuchungen an einem Schiffsmodell durchzuführen. Das dabei von Froude entwickelte Ähnlichkeitsgesetz basierte auf der Vorstellung des Gleichgewichtes zwischen Trägheitskraft und Schwerkraft.

Die Untersuchung hydraulischer Vorgänge im Modell ist möglich, wenn diese auch in der Natur ähnlich verlaufen und die im Modell gemessenen Größen auf die Großausführung umgerechnet werden können (Drobir, 2004).

Die Verwendung des Begriffs „Modell“ bedeutet, dass die im Versuch gewonnenen Ergebnisse oft aufgrund von Vereinfachungen erzielt wurden. Die Versuchsergebnisse werden umso naturnäher, je größer man den dafür vorgesehenen Modellmaßstab wählt. Ein Modellmaßstab von 1:1 entspricht dem Prototypen und stellt eine triviale Lösung dar.

Beim Unterschreiten einer bestimmten Maßstabsgröße werden hydraulische Vorgänge im Modell und in der Großausführung nur mehr zum Teil ähnlich ablaufen. Die sich daraus ergebenden Abweichungen werden als Maßstabseffekte bezeichnet (Drobir, 2004). In der vorliegenden Arbeit ergibt sich aus der Turbulenz der Anströmung sicherlich ein relevanter Maßstabseffekt.

Der Begriff Maßstab oder Maßstabsfaktor wird als Verhältnis Modellgröße zu Naturgröße definiert. Es gilt die allgemeine Formulierung:

$$\lambda_x = \frac{X_M}{X_N}$$

X stellt dabei eine **physikalische Größe**, wie Länge, Zeit, Kraft usw. dar. Der Index **M** steht für **Modell** und **N** für **Natur**.

Der Frequenzmaßstab nach Froude, auf dem die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit basieren, wird im folgenden Kapitel näher erläutert.

Nachstehende Abkürzungen werden verwendet:

Abkürzung	deutsche Bezeichnung
L	Länge
V	Volumen
ρ	Dichte
v	Geschwindigkeit
a	Beschleunigung
T	Schwingungsdauer
f	Frequenz
m	Masse
F	Kraft

3.3.1 FREQUENZMAßSTAB NACH FROUDE

Wie bereits erwähnt, beruht das von Froude entwickelte Ähnlichkeitsgesetz auf dem Gleichgewicht zwischen Trägheits- und Schwerkraft.

Aus den Gleichungen für die Trägheitskraft

$$F_T = m \cdot a = \rho \cdot V \cdot a \quad (3.14)$$

und der Schwerkraft

$$F_G = m \cdot g = \rho \cdot V \cdot g \quad (3.15)$$

lässt sich der Maßstabsfaktor der Trägheitskraft aus Gleichung (3.14)

$$\lambda_T = \frac{\rho_M \cdot V_M \cdot a_M}{\rho_N \cdot V_N \cdot a_N} = \lambda_\rho \cdot \lambda_L^3 \cdot \frac{\lambda_L}{\lambda_T^2} = \lambda_\rho \cdot \lambda_L^4 \cdot \lambda_T^{-2} \quad (3.16)$$

und der Maßstabsfaktor der Schwerkraft aus Gleichung (3.15)

$$\lambda_G = \frac{\rho_M \cdot V_M \cdot g_M}{\rho_N \cdot V_N \cdot g_N} = \lambda_\rho \cdot \lambda_L^3 \cdot \lambda_g \quad (3.17)$$

ermitteln. Durch das Gleichsetzen von Gleichung (3.16) und (3.17) und der Tatsache, dass der Maßstabsfaktor der Erdbeschleunigung $\lambda_g = 1$ lassen sich folgende Beziehungen ableiten:

$$\lambda_T = \lambda_G$$

$$\lambda_\rho \cdot \lambda_L^4 \cdot \lambda_T^{-2} = \lambda_\rho \cdot \lambda_L^3 \cdot \lambda_g$$

$$\lambda_L \cdot \lambda_T^{-2} = \lambda_g \quad (3.18)$$

$$\lambda_L \cdot \lambda_T^{-2} = 1 \quad (3.19)$$

Den Zusammenhang zwischen Zeit- und Längenmaßstab zeigt Gleichung (3.19).

$$\lambda_T = \sqrt{\lambda_L} \quad (3.20)$$

Die Umformung der Gleichung (3.18) führt letztlich zur sogenannten Froude'schen Zahl, die diesem Modellgesetz den Namen gegeben hat.

$$\lambda_L \cdot \lambda_T^{-2} = \lambda_g$$

$$\frac{\lambda_L}{\lambda_T^2 \cdot \lambda_G} = 1$$

$$\frac{L_M}{L_N} \cdot \frac{T_N^2}{T_M^2} \cdot \frac{g_N}{g_M} = 1$$

$$\frac{v_M}{g_M \cdot T_M} \cdot \frac{g_N \cdot T_N}{v_N} = 1$$

$$\frac{v_M \cdot L_M}{g_M \cdot T_M \cdot L_M} \cdot \frac{g_N \cdot T_N \cdot L_N}{v_N \cdot L_N} = 1$$

$$\frac{v_M^2}{g_M \cdot L_M} \cdot \frac{g_N \cdot L_N}{v_N^2} = 1 \quad (3.21)$$

$$\frac{v_M}{\sqrt{g_M \cdot L_M}} \cdot \frac{\sqrt{g_N \cdot L_N}}{v_N} = 1$$

$$\frac{Fr_M}{Fr_N} = 1$$

Da Froude das erste Mal den in Gleichung (3.21) vorkommenden Ausdruck $v^2/g \cdot L$ verwendete, wird dieser auch als Froude'sche Zahl (Fr) bezeichnet.

Aus Gleichung (3.20) lassen sich nun folgende Maßstabsfaktoren ableiten (siehe Tabelle 3-2):

Bezeichnung	Zusammenhang	Maßstabsfaktor
Länge	$\frac{L_M}{L_N}$	λ_L
Geschwindigkeit	$\frac{v_M}{v_N} = \frac{L_M}{T_M} \cdot \frac{T_N}{L_N} = \lambda_L \cdot \lambda_T^{-1} = \lambda_L \cdot \lambda_L^{-1/2}$	$\lambda_L^{1/2}$
Frequenz	$\frac{f_M}{f_N} = \frac{1}{T_M} \cdot \frac{T_N}{1} = \lambda_T^{-1} = \lambda_f$	$\lambda_L^{-1/2}$

Tabelle 3-2: Maßstabsfaktoren nach dem Froude'schen Modellgesetz.

Trägt man den Maßstabsfaktor λ_L auf der Abszisse und den Maßstabsfaktor λ_f auf der Ordinate in einem Diagramm ein, so führt das auf den in Abbildung 3-15 dargestellten Froude'schen Frequenzmaßstab.

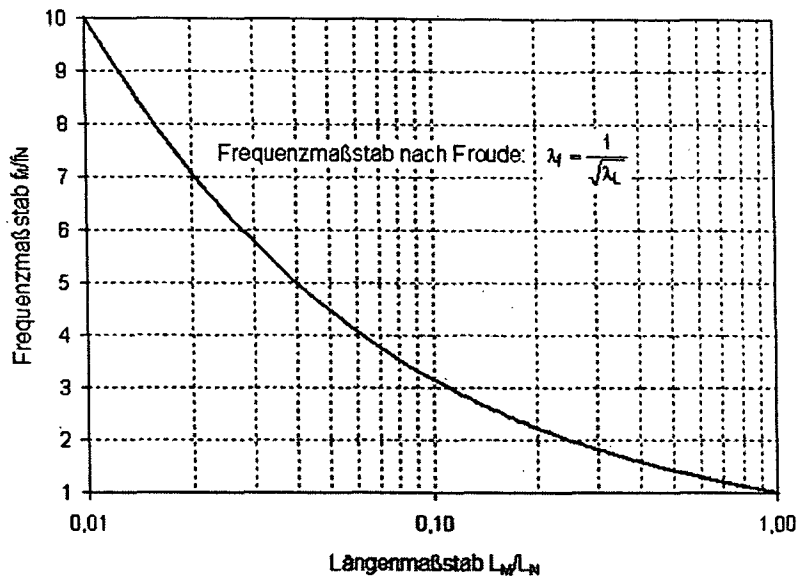


Abbildung 3-15: Frequenzmaßstab nach Froude in Abhängigkeit des Längenmaßstabes (Längenmaßstab logarithmisch skaliert).

3.3.2 MODELLFAMILIEN

Um herauszufinden wie weit sich Frequenzen einer Wirbelablösung bei runden und eckigen Stäben in einem Froude'schen Modell nachbilden lassen, sind entsprechende Messungen an Modellfamilien durchgeführt worden.

Bei den runden (kreisförmigen) Stäben konnte, wenn man den Stab mit dem größten Durchmesser als Prototyp im Maßstab $M=1:1$ bezeichnet, eine Modellfamilie bis zum Maßstab $M=1:5$ gebildet werden.

Bei den Rechteckstäben (das Seitenverhältnis betrug $L/D = 10$) war eine Modellfamilie, wieder vom Prototyp im Maßstab $M=1:1$ ausgehend - bis zum Maßstab $M=1:9,2$ möglich. Dieser Querschnitt wurde deshalb gewählt, da viele Stäbe bei Einlaufrechen ein solches Seitenverhältnis aufweisen. An den Rechteckstäben wurde sowohl eine gerade wie auch eine schräge Anströmung (20°) untersucht.

Beim Kreisförmigen Stab wurde für die Untersuchungen am Prototyp eine Anströmgeschwindigkeit gewählt, die auf die Modellstäbe nach Froude umgerechnet, noch Geschwindigkeiten ergab, aus denen sich Reynoldszahlen Re_d zwischen $1,5 \cdot 10^3$ und $1,8 \cdot 10^4$ errechneten (siehe Tabelle 3-3). Wie Abbildung 2-4 (Seite 11) zeigte, sind die Strouhalzahlen, in Funktion der Reynoldszahl ausgedrückt, in diesem Bereich konstant.

Gleiches wurde bei den gerade angeströmten Rechteckstäben untersucht. Es zeigte sich aber bei den Modellstäben $M=1:4,6$ und $M=1:9,2$, dass das konstante Verhalten Strouhalzahl zu Reynoldszahl nicht mehr gegeben war: Hier waren die Reynoldszahlen kleiner als 10^3 (siehe Tabelle 3-4), wo der Einfluss der Zähigkeit des umströmenden Mediums (Wasser) offensichtlich zum Tragen kommt. Wie Okajima (1982) herausfand, ist infolge Viskosität bei Rey-

noldszahlen $Re_D < 10^3$ auch bei scharfen Ablösekanten der Ablösepunkt nicht mehr eindeutig definiert.

Die Rechteckstäbe sind auch bei Schräganströmung untersucht worden. Die Reynoldszahl errechnet sich hier über die effektive Dicke D' und ist daher gegenüber der geraden Anströmung, wo die Berechnung über die Dicke D erfolgt, größer. Der Reynoldszahlenbereich lag hier bei $10^3 < Re_{D'} < 3 \cdot 10^4$ (siehe Tabelle 3-5).

3.3.2.1 Modellfamilie Kreisprofile

Die Abmessungen und Maßstäbe der Modellfamilie-Kreisprofile zeigt Abbildung 3-16:

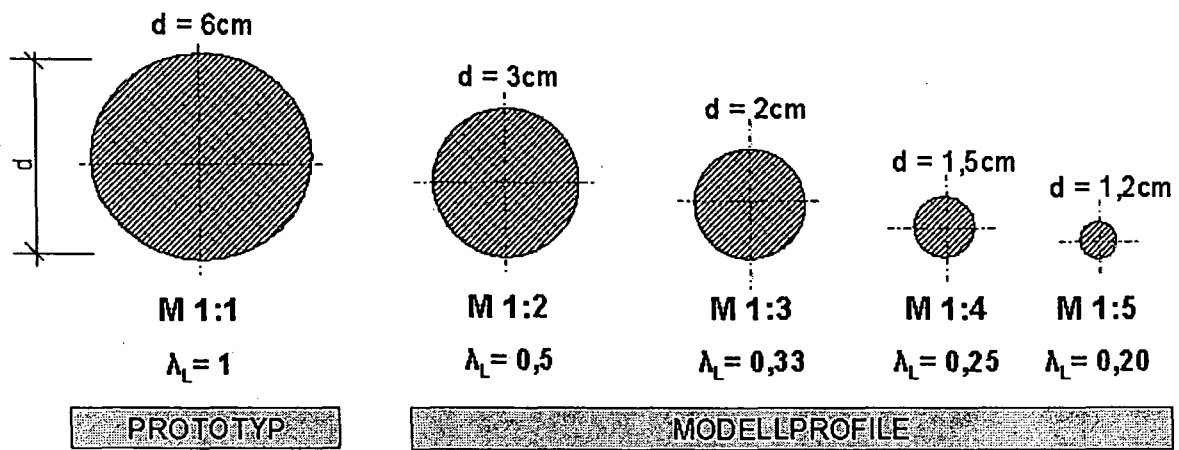


Abbildung 3-16: Schematische Skizze der verwendeten Kreisprofilquerschnitte.

MODELLFAMILIE KREISPROFILE Durchmesser d	V_0 [cm/s]	Re_d [—]
d = 6,0cm	30	18.000
d = 3,0cm	21	6.300
d = 2,0cm	17	3.400
d = 1,5cm	15	2.250
d = 1,2cm	13	1.560

Tabelle 3-3: Kenngrößen der Modellfamilie „Kreisprofile“ (Reynoldszahlen Re_d und Anströmgeschwindigkeiten v_0 nach Froude).

Bei einem Kreisprofil mit $d=8\text{cm}$ und einer Anströmgeschwindigkeit von 30cm/s entstand in der Versuchsrinne eine starke Wellenbewegung, die eine Messung der Wirbelbildungsfre-

quenzen im Nachlauf des Profils unmöglich machte. Der größte Durchmesser des Kreisprofils war daher 6 cm. Hier konnte die Wirbelbildungsfrequenz im Nachlauf des Profils noch gut bestimmt werden.

3.3.2.2 Modellfamilie Rechteckprofile

Die Abmessungen und Maßstäbe der scharfkantigen, rechteckigen Stäbe ($L/D = 10$), aus denen eine Modellfamilie gebildet wurde, sind in Abbildung 3-17 dargestellt:

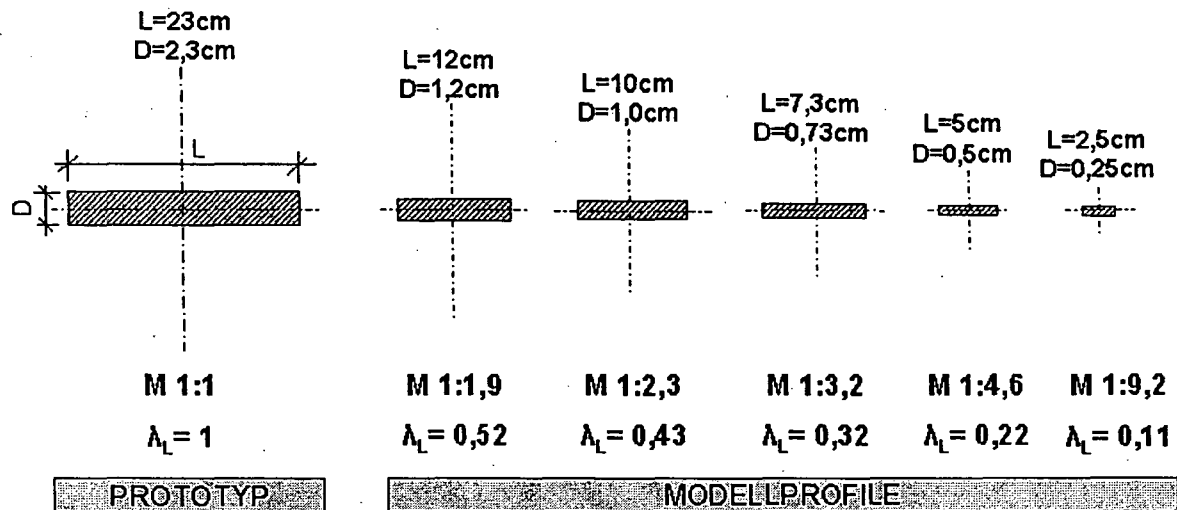


Abbildung 3-17: Schematische Skizze der verwendeten Rechteckprofilquerschnitte.

GERADE ANSTRÖMUNG:

MODELLFAMILIE RECHTECKPROFILE $L/D = 10, \alpha = 0^\circ$	V_0 [cm/s]	Re_D [—]
L = 23,0cm	30	6.900
L = 12,0cm	22	2.640
L = 10,0cm	20	2.000
L = 7,30cm	17	1.240
L = 5,00cm	14	700
L = 2,50cm	10	250

Tabelle 3-4: Kenngrößen der Modellfamilie „Rechteckprofile“ bei gerader Anströmung (Reynoldszahlen Re_D und Anströmgeschwindigkeiten v_0 nach Froude).

SCHRÄGE ANSTRÖMUNG:

MODELLFAMILIE RECHTECKPROFILE $L/D = 10, \alpha_i = 20^\circ$	effektive Dicke D [cm]	V_0 [cm/s]	Re_D [—]
$L = 23,0\text{cm}$	10,03	30	30.090
$L = 12,0\text{cm}$	5,23	22	11.506
$L = 10,0\text{cm}$	4,36	20	8.720
$L = 7,30\text{cm}$	3,18	17	5.406
$L = 5,00\text{cm}$	2,18	14	3.052
$L = 2,50\text{cm}$	1,09	10	1.090

Tabelle 3-5: Kenngrößen der Modellfamilie „Rechteckprofile“ bei schräger Anströmung von 20° (Reynoldszahlen Re_D und Anströmgeschwindigkeiten v_0 nach Froude).

3.3.3 VERGLEICH DES FREQUENZMAßSTABES NACH FROUDE MIT LITERATURWERTEN

Eine Zusammenfassung der wenigen Arbeiten, die sich mit dem Nachweis der Gültigkeit des Froude'schen Ähnlichkeitsgesetzes beschäftigten, gibt Binder (2002). Er stellte vergleichbare Messungen an Modellen und Prototypen aus den Angaben von vier Autoren gegenüber und kam zu dem Schluss, dass die Nachbildung von Frequenzen und Schwingungsamplituden nach Froude erst ab einer gewissen Maßstabsgröße ausreichend genau möglich ist (vgl. Abbildung 3-18):

- Kolkman (1965) versuchte den Nachweis der Gültigkeit des Froude'schen Ähnlichkeitsgesetzes bei der Nachbildung von elastischen Strukturen durch Messungen an der Großausführung und am Modell (beides im stehenden Wasser) zu erbringen.
- Haszpra (1976) beschäftigte sich ebenfalls mit der Verifizierung des Froude'schen Ähnlichkeitsgesetzes. Er untersuchte elastische Strukturen einer Modellfamilie im stehenden und fließenden Wasser.
- Minor (1972) studierte das Schwingungsverhalten einer elastisch gelagerten Fischbauchklappe bei Überströmung und
- Xu und Zheng (1984) untersuchten das Schwingungsverhalten eines elastisch gelagerten Zugsegmentes.

Binder führt weiter an, dass alle vier Autoren in ihren Arbeiten den Schluss zogen, eine Modellierung nach dem Froude'schen Ähnlichkeitsgesetz wäre zulässig, obwohl sie feststel-

len mussten, dass im Modell die Schwingungsamplituden zu groß (Kolkman, Minor) oder zu klein (Haszpra) waren. Die Frequenzabweichungen betrugen bei Kolkman und Haszpra 10%, während sie bei Xu und Zheng bis auf maximal 40% anstiegen.

Binder's Untersuchungen erfolgten ebenfalls anhand von Modellfamilien, wobei nicht vollständig eingetauchte quadratische Platten im Stillwasser mithilfe eines Exzentrers angeregt wurden. Es wurden Druckfrequenzen gemessen und entsprechend dem Längenmaßstab nach Froude umgerechnet. Abbildung 3-18 zeigt den Zusammenhang zwischen dem Frequenzmaßstab λ_f und dem Längenmaßstab λ_L , der sich aus der Umrechnung nach Froude ergibt und in der strichlierten Linie den von Binder gefundenen Kurvenverlauf. Dabei zeigt sich, dass mit kleiner werdendem Längenmaßstab die beiden Kurven – nach Binder bzw. nach Froude – zunehmend voneinander abwichen. Beide Kurven sind analytisch beschreibbar, wobei die Kurve nach Froude über die Beziehung λ_f beschrieben wird und die Kurve nach Binder über eine Regressionsanalyse aus den eigenen und in der Literatur angegebenen Messpunkten ermittelt wurde.

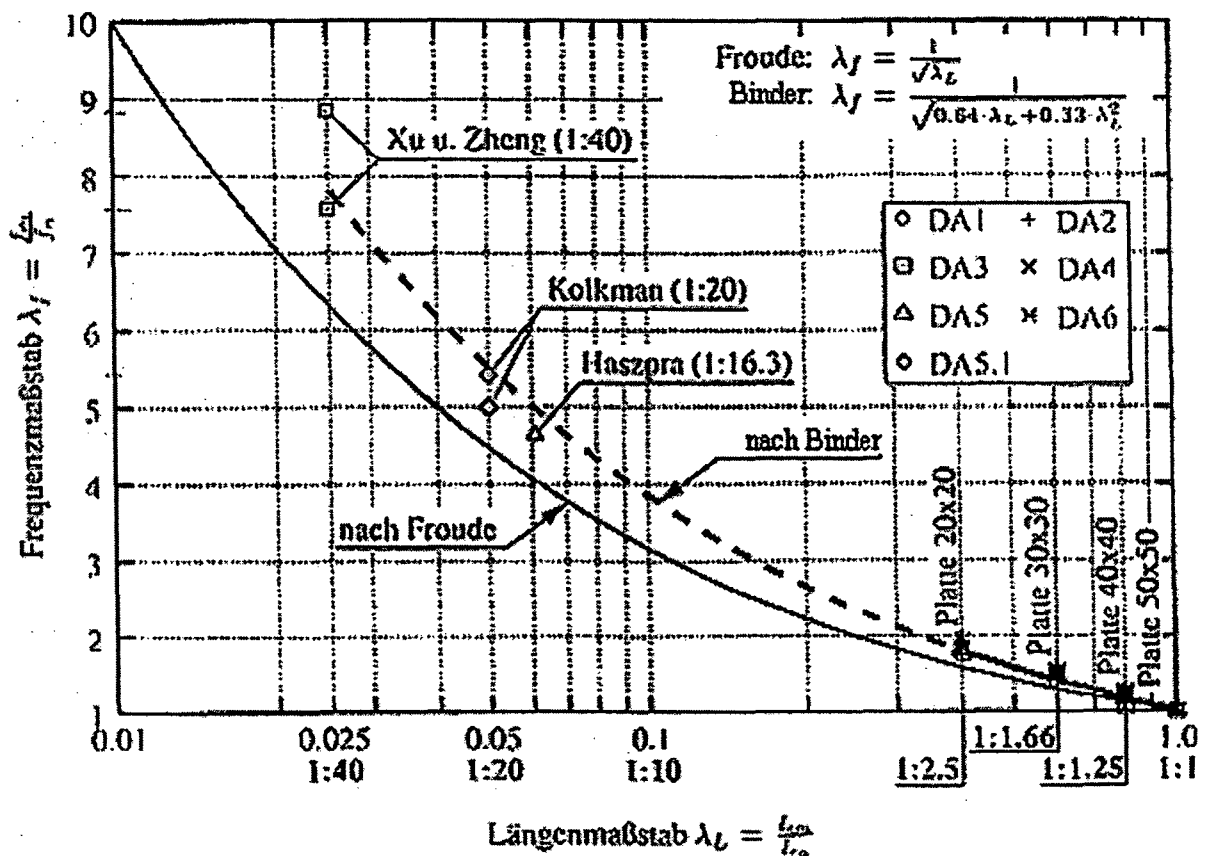


Abbildung 3-18: Überblick über die Abweichungen vom Froude'schen Frequenzmaßstab aus Literaturangaben sowie Messergebnisse nach Binder (2002).

Die Versuche von Binder deckten jedoch lediglich einen Maßstabsbereich von $M = 1:1$ bis $M = 1:2,5$ ab und reichten bei weitem nicht an die, im Wasserbau üblichen Modellmaßstäbe von $1:20$ bis $1:25$ heran.

3.4 AUSWERTUNGSMETHODIK DER FREQUENZMESSUNGEN

Um die maßgebenden Wirbelfrequenzen der sich hinter dem Stab ablösenden Wirbel bestimmen zu können, wurde mithilfe der ADV-Sonde die Geschwindigkeitskomponente u oder v_y (entspricht der Geschwindigkeit quer zur Hauptströmung) in einem entsprechenden Zeitintervall aufgezeichnet. Aus dieser Aufzeichnung des Geschwindigkeitssignals, das aufgrund der Wirbel annähernd sinusförmig erscheint, lässt sich die maßgebende Frequenz der Wirbelablösung unter Anwendung einer sogenannten FOURIER-Transformation ermitteln.

3.4.1 ALLGEMEINES ZUR FOURIER-TRANSFORMATION

Die Hauptaufgabe der FOURIER-Transformation besteht in der Zerlegung eines Signals in eine Summe von Sinusfunktionen unterschiedlicher Frequenzen (siehe Abbildung 3-19). Kann nun das ursprüngliche Signal aus diesen Sinusfunktionen durch Überlagerung wiedergefunden werden, dann hat man die FOURIER-Transformierte des Signals gefunden. Man stellt die FOURIER-Transformierte in einem Diagramm dar, in welchem Amplituden, Phasen und Frequenzen der sinusförmigen Komponenten des Signals aufgetragen werden.

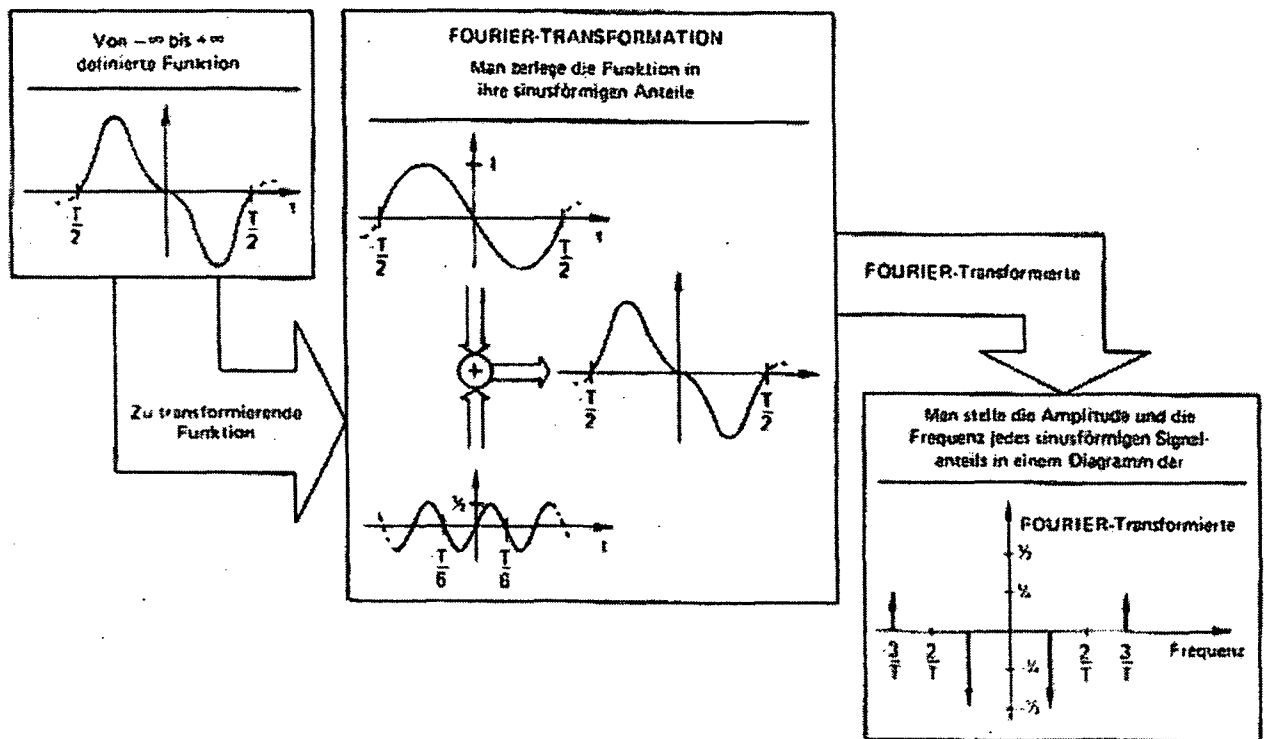


Abbildung 3-19: Interpretation der FOURIER-Transformation (aus Brigham, 1985).

Abbildung 3-19 zeigt als Beispiel die FOURIER-Transformierte eines einfachen Signals. Die FOURIER-Transformierte besteht aus zwei sinusförmigen Signalen, die nach Überlagerung das ursprüngliche Signal wiedergeben. Das Diagramm der FOURIER-Transformierten stellt sowohl die Amplitude als auch die Frequenz der einzelnen sinusförmigen Signalkomponenten

dar. Jede sinusförmige Signalkomponente wird durch eine positive und eine negative Frequenz charakterisiert und die zugehörigen Amplituden dementsprechend halbiert. Die FOURIER-Transformierte separiert somit die Sinusfunktion mit verschiedenen Frequenzen und Amplituden, aus denen sich ein üblicherweise in der Natur gemessenes Signal zusammensetzt.

Mathematisch formuliert ergibt sich:

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (3.22)$$

wobei $s(t)$ das in seine sinusförmigen Komponenten zu zerlegende Signal, $S(f)$ die FOURIER-Transformierte von $s(t)$, f die Frequenz und $j = \sqrt{-1}$ bedeuten.

Für den Fall, dass das Signal $s(t)$ nicht periodisch ist, ist die FOURIER-Transformierte eine kontinuierliche Funktion und das Signal setzt sich aus der Überlagerung von Sinusfunktionen aller Frequenzen zusammen (Brigham, 1985).

3.4.2 FAST FOURIER-TRANSFORMATION (FFT)

Die numerische Integration der Gleichung (3.22) führt zu der Beziehung:

$$S(f_k) = \sum_{i=0}^{N-1} s(t_i) \cdot e^{-j2\pi f_k t_i} \cdot (t_{i+1} - t_i) \quad k=0,1,\dots,N-1 \quad (3.23)$$

Für Probleme, für die keine geschlossene Lösung der FOURIER-Transformation existiert, bietet sich die diskrete FOURIER-Transformation (3.23) als möglicher Lösungsweg an. Betrachtet man jedoch Gleichung (3.23) näher, so zeigt sich, dass die Rechenzeit für die Berechnung der Amplituden von N sinusförmigen Komponenten aus den N Abtastwerten des Signals $s(t_i)$ proportional N^2 , der Anzahl der notwendigen Multiplikationen, entspricht. Selbst Computer mit hohen Rechengeschwindigkeiten benötigen bei größeren Werten von N extrem lange Rechenzeiten für die numerische Auswertung der diskreten FOURIER-Transformation.

Aus diesem Grund benötigte man Verfahren zur Reduzierung der Rechenzeit der diskreten FOURIER-Transformation. Cooley und Tukey (1965) entwickelten einen mathematischen Algorithmus, der als „schnelle FOURIER-Transformation“ oder „Fast FOURIER-Transformation“ (FFT) bekannt wurde. Die FFT ist nichts anderes als ein Algorithmus, der die Auswertung der diskreten FOURIER-Transformation schneller als alle anderen bekannten Algorithmen ermöglicht. Die FFT setzt die Rechenzeit für die Gleichung (3.23) auf eine Rechenzeit proportional $N \cdot \log_2 N$ herab.

Die Ermittlung der Wirbelbildungsfrequenzen der angeströmten Modellprofile erfolgte auf Grundlage eines FFT-Algorithmus. Als Fensterfunktion wurde das Standard-Rechteckfenster benutzt. Auf die Anwendung eines speziellen Fensters wurde verzichtet, da lediglich die Lage

des Peaks, also die Frequenz von Interesse war. Die Amplituden, die durch eine entsprechende Wahl der Fensterfunktion beeinflusst werden, wurden nur ansatzweise qualitativ betrachtet, da der Frequenzmaßstab und nicht der Amplitudenmaßstab in der vorliegenden Arbeit untersucht wurde.

3.4.3 ANWENDUNG DER FFT AUF DIE ERMITTLUNG DER WIRBELBILDUNGSFREQUENZEN

Die Wirbelbildungsfrequenzen der untersuchten Modellfamilien (Kreisprofile, Rechteckprofile bei gerader und schräger Anströmung) sind mit Hilfe der ADV-Sonde gemessen worden, die man im konvektiven Nachlauf der Profile positioniert hatte. Die Stellung der Sonde wurde solange variiert, bis ein annähernd sinusförmiges Signal registrierte wurde. Damit stellte man sicher, dass tatsächlich der abgelöste Wirbel gemessen wurde. Pro Profil wurden jeweils 10 Messreihen von je 40,96 Sekunden mit der Abtastfrequenz von 25 Hz aufgenommen und dann einer FFT-Analyse unterzogen.

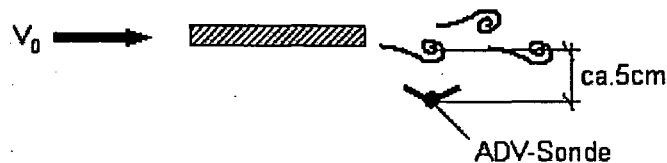


Abbildung 3-20: Positionierung der ADV-Sonde.

Die Verarbeitung der von der ADV-Sonde aufgezeichneten periodischen Geschwindigkeitsschwankungen v_y erfolgte mit Hilfe einer, von Pollak (2004) entwickelten Software: Die Software **VFT 1.7** beruht auf dem, von Haeck (2003) entwickelten FFT Algorithmus. Es handelt sich hierbei um ein sogenanntes „mixed-radix“ Verfahren (vgl. Singleton, 1969). Dieser Algorithmus verhält sich wie eine gewöhnliche FFT für all jene Reihen, die in Faktoren 2, 3, 4, 5, 8 und 10 faktorisiert werden können. Für alle übrigen Reihen, die nicht auf diesen Faktoren basieren, erfolgt die Berechnung analog der komplexen Diskreten Fourier Transformation (DFT). Vorteil dieser Software ist die geringe Rechenzeit und die Möglichkeit direkt an die Ausgangssignale der verwendeten Sonde anzupassen.

Zusätzlich zur FFT-Analyse werden mit **VFT 1.7** auch der Turbulenzgrad der Anströmung sowie die Strouhalzahlen angeströmter Kreis- und Rechteckprofile berechnet.

Aus der Abtastfrequenz von 25 Hz und der Aufzeichnungsdauer von 40,96 Sekunden ergeben sich 1024 oder genau 32^2 Messpunkte.

4 VERSUCHSERGEBNISSE

Der nun folgende Abschnitt geht auf die Wirbelablösefrequenzen der zuvor beschriebenen Modellfamilien in Abhängigkeit der Turbulenz der Anströmung ein.

Um die Eignung der hier verwendeten Messtechnik zu überprüfen, werden einige der in der Literatur beschriebenen Versuche nachgefahren (siehe Abschnitt 4.1). Wie in nachstehenden Kapiteln gezeigt wird, stimmen die Versuchsergebnisse aus der Literatur mit den Messungen im Labor sehr gut überein. Damit wäre die Brauchbarkeit der Messtechnik nachgewiesen.

Folgende Untersuchungen wurden durchgeführt:

- 1.) Einfluss der Turbulenz auf das annähernd sinusförmige Signal der aufgezeichneten Geschwindigkeitskomponente v_y (Geschwindigkeit quer zur Hauptströmung): Dazu werden die Messschriebe der Geschwindigkeitskomponente v_y ausgewählter kreisförmiger und rechteckiger Stäbe bei unterschiedlichen Turbulenzgraden einander gegenübergestellt.
- 2.) Diskussion der turbulenzabhängigen Wirbelbildungsfrequenzen der kreisförmigen und rechteckigen Profile: Die daraus ermittelten Strouhalzahlen werden mit diversen Literaturangaben verglichen. Damit ist es möglich, die gemessenen Wirbelfrequenzen auf ihre Plausibilität zu prüfen.
- 3.) Untersuchung des Schwingverhaltens von zwei Rechenstabpaketen: Dabei wird die Turbulenz der Anströmung und die lichte Breite zwischen den Stabprofilen variiert. Es sollte festgestellt werden, welchen Einfluss die Turbulenz auf die wirbelinduzierte Schwingungsanregung der untersuchten Rechenstabpakete ausübt.
- 4.) Es soll die Frage geklärt werden, ob sich die Wirbelbildungsfrequenzen der Kreis- und Rechteckprofile anhand Froude'scher Modellfamilien nachbilden lassen.

4.1 EINFLUSS DER TURBULENZ AUF DIE WIRBELBILDUNGSFREQUENZ

Die Untersuchung der Profile sollte bei gleicher Turbulenz erfolgen. Da wir aber von einer Modellfamilie ausgehen, bedingt der gleiche Turbulenzgrad unterschiedliche Fließgeschwindigkeiten. Wie in Kapitel 3.2.3 gezeigt wurde, besteht ein Zusammenhang zwischen Turbulenzgrad und Fließgeschwindigkeit. Um einen für die gesamte Modellfamilie gültigen Turbulenzgrad zu erzielen, wurde die Anzahl der Strömungsgitter entsprechend der jeweiligen Modellprofilgeschwindigkeit erhöht bzw. verringert. Aufgrund des abzudeckenden Geschwindigkeitsbereiches von $v_0 = 10\text{cm/s}$ bis 30cm/s war man allerdings bei der Turbulenzgradvariation eingeschränkt (siehe Abbildung 3-13, Seite 41). Deshalb konnten nur drei Turbulenzgrade untersucht werden: $Tu \approx 3,5\%$, $4,5\%$ und $5,5\%$. Anhand dieser drei Turbulenzgrade konnte der Einfluss der Turbulenz auf die Wirbelbildungsfrequenzen der Modellfamilien gezeigt werden.

Bei den Rechteckprofilen war eine Messung der Wirbelbildungsfrequenzen bei einem Turbulenzgrad von $Tu \approx 5,5\%$ nicht mehr möglich, da die aufgezeichneten Signale durch die hohe

Turbulenz bereits so stark gestört waren, dass keine eindeutige Frequenzzuordnung mehr gelang. Überhaupt war erwartungsgemäß eine Störung des sinusförmigen Signals mit einer Zunahme der Turbulenz zu erkennen.

In Beilage B sind ausgewählte Messschriebe der Geschwindigkeitskomponente quer zur Hauptströmung (v_y) sowie die dazugehörigen FFT-Auswertungen einzelner Modellprofile bei unterschiedlichen Turbulenzgraden angeführt.

4.1.1 WIRBELBILDUNGSFREQUENZ BEI KREISPROFILIEN

Für die Modellfamilie „Kreisprofile“ wurden in Abhängigkeit von der Turbulenz nachstehende Wirbelbildungsfrequenzen gemessen (siehe Tabelle 4-1). Wie bereits Gerrard (1966) feststellte, steigen mit abnehmender Turbulenz die Wirbelbildungsfrequenzen im Nachlauf der angeströmten Kreisprofile an.

KREISPROFILE	d	Re _d	WIRBELBILDUNGSFREQUENZ f ₀ [Hz]		
	[cm]	[—]	Tu ≈ 3,5%	Tu ≈ 4,5%	Tu ≈ 5,5%
	6	18000	0,96	0,95	0,93
	3	6300	1,42	1,40	1,30
	2	3400	1,80	1,74	1,62
	1,5	2250	2,08	1,94	1,86
	1,2	1560	2,31	2,23	2,15

Tabelle 4-1: Wirbelbildungsfrequenzen der Kreisprofile.

Die auf den Kreisdurchmesser bezogenen Reynoldszahlen lagen im unterkritischen Bereich zwischen $1,5 \cdot 10^3 < Re_d < 1,8 \cdot 10^4$. In diesem Bereich sind die Grenzschichten am Profil laminar, während die Scherschichten im Zylindernachlauf bereits turbulent sind. Abbildung 4-1 zeigt den Zusammenhang zwischen Wirbelbildungsfrequenz, Reynoldszahl und Turbulenz. Mit kleiner werdendem Modellmaßstab nahm selbstverständlich die Reynoldszahl ab, während die Wirbelbildungsfrequenzen zunahmen.

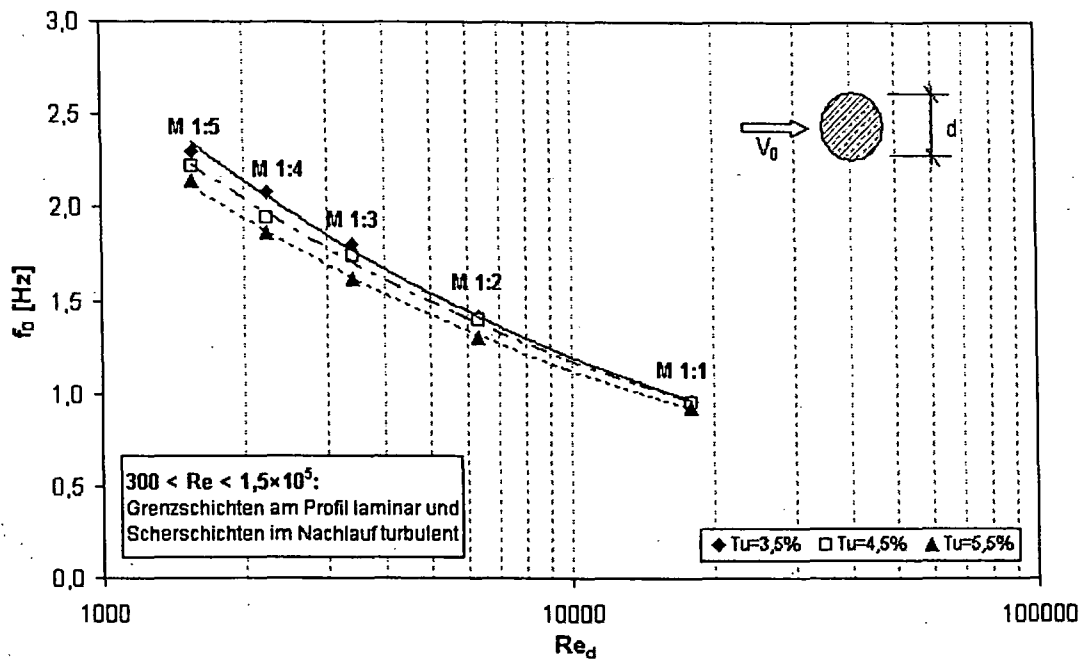


Abbildung 4-1: Wirbelbildungsfrequenzen der Kreisprofile in Abhängigkeit der Reynoldszahl und der Turbulenz.

Generell kann man bei Kreisprofilen sagen: Die Wirbelbildungsfrequenz nimmt mit zunehmender Turbulenz ab, steigt jedoch mit kleiner werdender Reynoldszahl.

Die dimensionslose Darstellung der Wirbelfrequenzen ist die sogenannte Strouhalzahl S_h (siehe Kapitel 2.2.1.1). Aus diesem Grund wird in der Literatur zu Vergleichszwecken immer nur die Strouhalzahl verwendet.

In der Fachliteratur wird für Kreisprofile eine Strouhalzahl von ca. 0,20 angegeben (vgl. hierzu Blevins, 1977, Naudascher, 1994, Nguyen, 1991).

In Tabelle 4-2 sind anstelle der Wirbelbildungsfrequenzen die Strouhalzahlen angeführt:

KREISPROFILE	d	Re _d	Strouhalzahl S _h		
	[cm]	[—]	Tu ≈ 3,5%	Tu ≈ 4,5%	Tu ≈ 5,5%
	6	18000	0,192	0,190	0,186
	3	6300	0,203	0,200	0,186
	2	3400	0,212	0,205	0,191
	1,5	2250	0,208	0,194	0,186
	1,2	1560	0,212	0,205	0,198

Tabelle 4-2: Strouhalzahlen der Kreisprofile bei unterschiedlichen Turbulenzintensitäten

Naudascher et al. (1994) hat in einem Diagramm die Strouhalzahlen von Kreisprofilen in Funktion der jeweiligen Reynoldszahl dargestellt (siehe Abbildung 4-2).

In dieses in Abbildung 4-2 dargestellte Diagramm wurden die eigenen Messungen farbig eingetragen. Man sieht, dass im Reynoldsbereich von $10^3 < Re_d < 10^4$ die bei niedrigen Turbulenzgraden ($Tu \approx 3,5\%$ und $4,5\%$) gemessenen Strouhalzahlen etwas über 0,2 liegen und erst bei $Re_d > 10^4$ unter 0,2 absinken. Bei großen Turbulenzgraden ($Tu \approx 5,5\%$) liegen sie im gleichen Bereich, aber immer unter 0,2. Der hier beschriebene Reynoldsbereich $300 < Re_d < 1,5 \cdot 10^5$ wird als „subcritical“ bezeichnet.

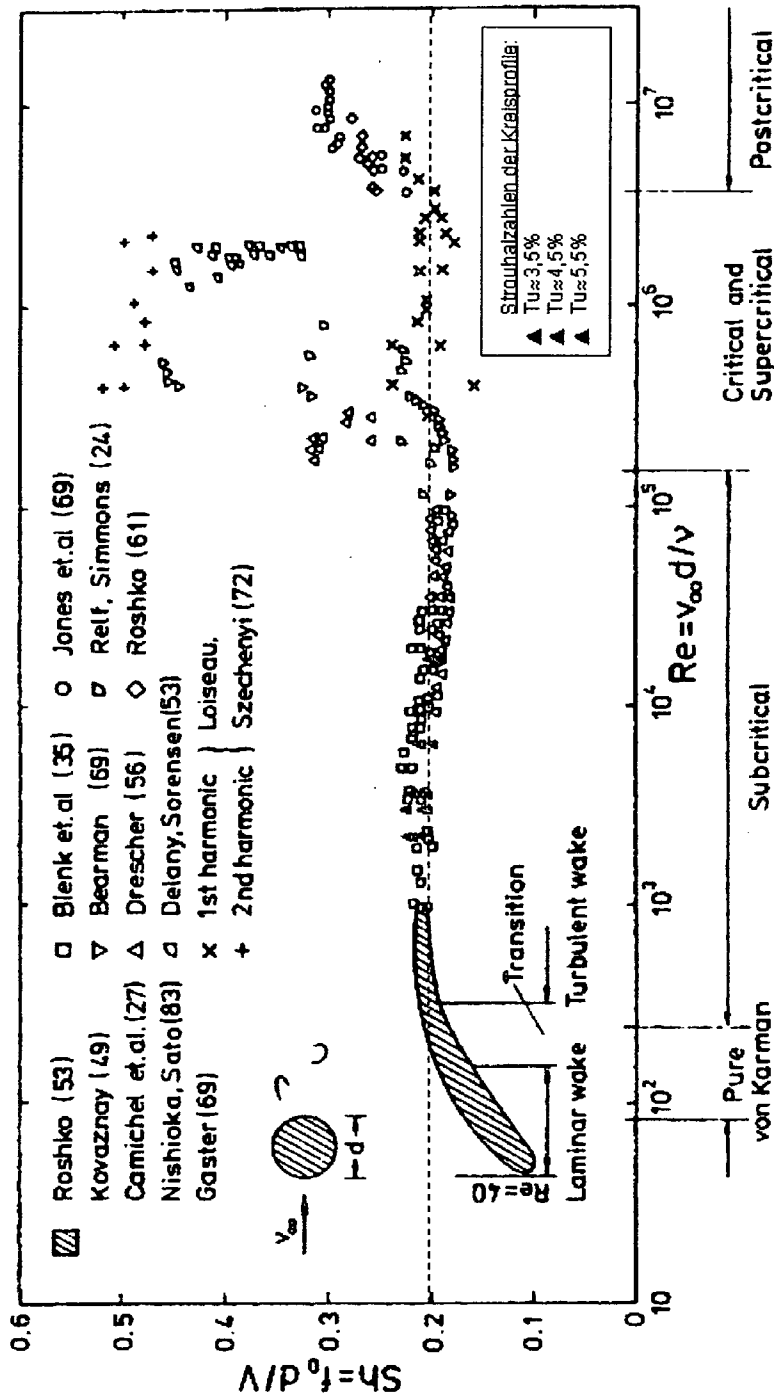


Abbildung 4-2: Strouhalzahlen der Modellfamilie-Kreisprofile im Vergleich mit Literaturangaben...
(nach Naudascher, 1994).

Diesen Zusammenhang zwischen Turbulenz, Strouhalzahl und Reynoldszahl hat auch Gerrard (1965) beobachten können (Abbildung 4-3). Gerrard hat diese Messungen in einem Windkanal durchgeführt und dabei die Strouhalzahl nicht auf den Kreisdurchmesser sondern auf die Breite des Nachlaufes bezogen, wobei der Kreisdurchmesser nur wenig von der Nachlaufbreite abweicht. Auch hier gilt für den unterkritischen Reynoldsbereich, dass mit steigender Turbulenz die Strouhalzahlen oder dimensionslosen Wirbelfrequenzen kleiner werden:

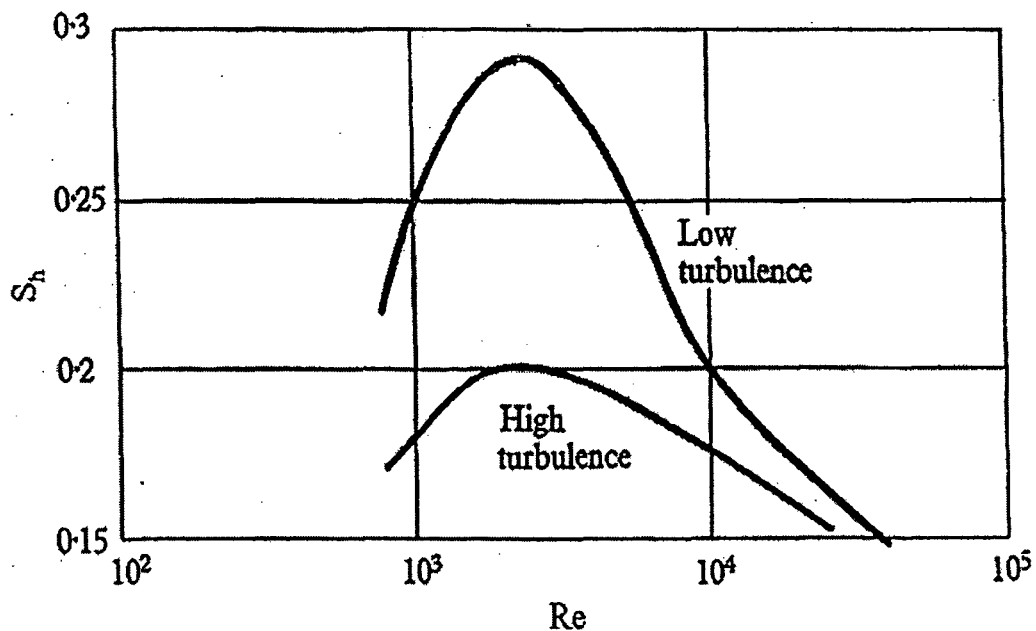


Abbildung 4-3: Strouhalzahl als Funktion der Reynoldszahl in Abhängigkeit der Turbulenz, aus Gerrard (1965).

Dabei werden unter „Low turbulence“ Turbulenzen kleiner als 1% und unter „High turbulence“ Turbulenzen größer als 1% verstanden.

Eine ähnliche Darstellung wie Naudascher in Abbildung 4-4 stammt von Gerrard. Sie entspricht einem „Herauszoomen“ des Reynoldsbereiches $10^3 < Re_d < 5 \cdot 10^4$ und der Strouhalzahl zwischen 0,19 und 0,22. Diese Untersuchungen wurden unter äußerst turbulenzarmen Bedingungen ($Tu < 1\%$) und im Windkanal durchgeführt. Die in der Versuchsrinne gemessenen Werte (farbig gefüllte Rechtecke) sind hier eingetragen und zeigen mit den Messwerten von Gerrard eine gute Übereinstimmung.

In Abbildung 4-4 sind die von Gerrard angegebenen Strouhalzahlen verschiedener Kreisprofile als Funktion der Reynoldszahl bei sehr niedrigem Turbulenzgrad der Anströmung (schwarze Symbole; $Tu < 1\%$) dargestellt.

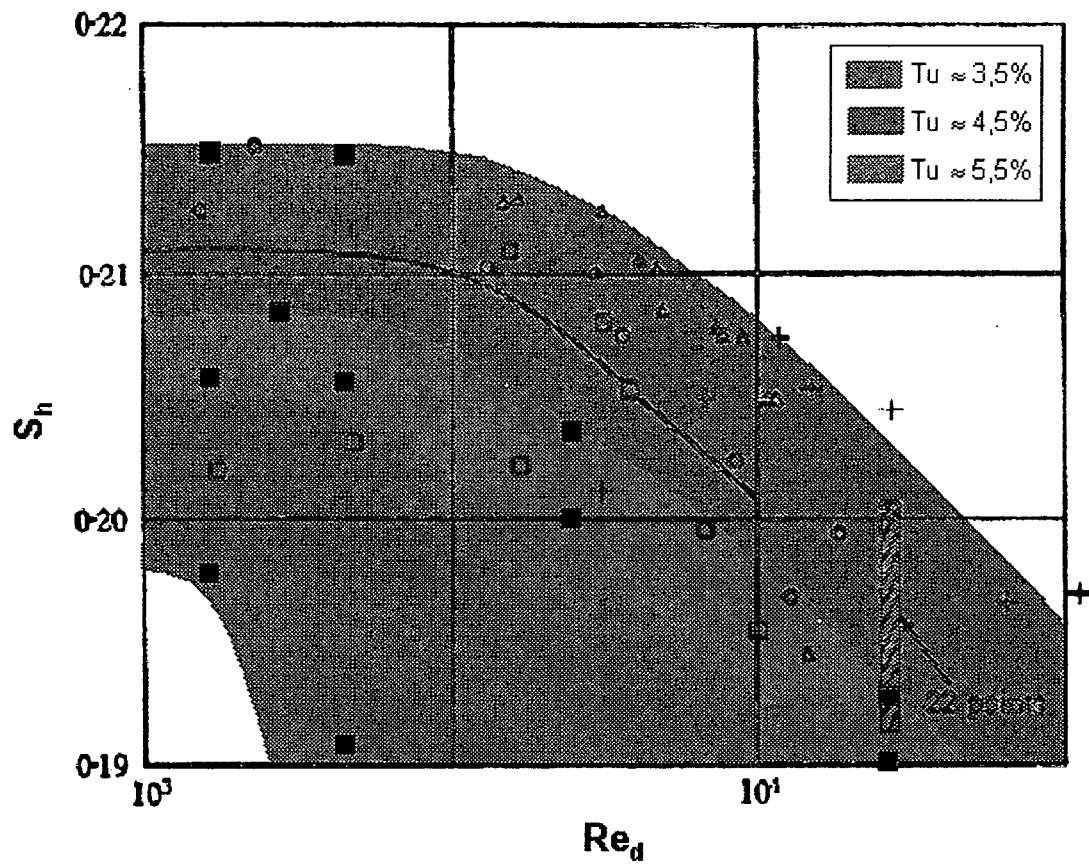


Abbildung 4-4: Strouhalzahl als Funktion der Re-Zahl – Gegenüberstellung der Messungen mit den Auswertungen nach Gerrard (1965).

Aufgrund dieser guten Übereinstimmung erscheinen die in der Versuchsrinne gemachten Messungen plausibel.

4.1.2 WIRBELBILDUNGSFREQUENZ BEI RECHTECKPROFILEN

4.1.2.1 Gerade Anströmung

Gegenüber den Kreisprofilen sind bei Rechteckprofilen, deren Seitenverhältnis L/D zwischen 8 und 25 liegt, die Wirbelbildungsfrequenzen nicht so deutlich ausgeprägt. Dies zeigen auch die in Beilage B für das Seitenverhältnis $L/D = 10$ zusammengestellten Messschriebe.

Die Untersuchungen von Parker und Welsh (1983) bestätigen diese Tendenz. Aus diesem Grund erwies sich auch die Aufzeichnung regelmäßiger Nachlaufwirbel oftmals als schwierig. Rechteckprofile sind durch ein wesentlich instabileres Verhalten bezüglich der Regelmäßigkeit der Wirbelablösungen charakterisiert. Nguyen et al. (1991) stellte fest, dass sich scharfe Vorderkanten bei Rechteckprofilen mit dem Seitenverhältnis $L/D \gg 6$ wie „front spoilers“ verhalten und infolgedessen die Periodizität der Wirbelablösung durch die Einführung großskaliger Turbulenz in die Grenzschichten der Profile mehr oder weniger stark unterdrücken.

Wie bereits erwähnt, war bei den Rechteckprofilen die Messung der Wirbelbildungsfrequenzen bei hohen Turbulenzen ($Tu \approx 5,5\%$) nicht mehr möglich, da hier die Periodizität der Wirbelbildung schon sehr starke Störungen aufwies.

In Tabelle 4-3 sind die Wirbelbildungsfrequenzen in Abhängigkeit der Turbulenz dargestellt:

RECHTECKPROFILE $L/D = 10, \alpha = 0^\circ$	D	Re_D	WIRBELBILDUNGSFREQUENZ f_0 [Hz]	
	[cm]	[-]	$Tu \approx 4,5\%$	$Tu \approx 3,5\%$
	2,3	6900	2,66	2,33
	1,2	2640	3,73	3,51
	1,0	2000	4,30	4,00
	0,73	1240	4,91	4,74
	0,5	700	5,05	4,81
	0,25	250	5,60	5,35

Tabelle 4-3: Wirbelbildungsfrequenzen der Rechteckprofile.

Hinsichtlich des Ablösepunktes hat Okajima (1982) herausgefunden, dass auch bei scharfen Ablösekanten bei $Re_D < 10^3$ dieser nicht eindeutig definiert ist. Zum Unterschied von Kreisprofilen erhöht sich mit zunehmender Turbulenz auch die Wirbelbildungsfrequenz.

Ähnlich wie bei den Kreisprofilen, wo die Grundlage der Stabdurchmesser war, wird bei Rechteckprofilen die Reynoldszahl mit der Stabbreite D berechnet.

In Abbildung 4-5 sind die Wirbelbildungsfrequenzen in Funktion der Reynoldszahl und der Turbulenz dargestellt:

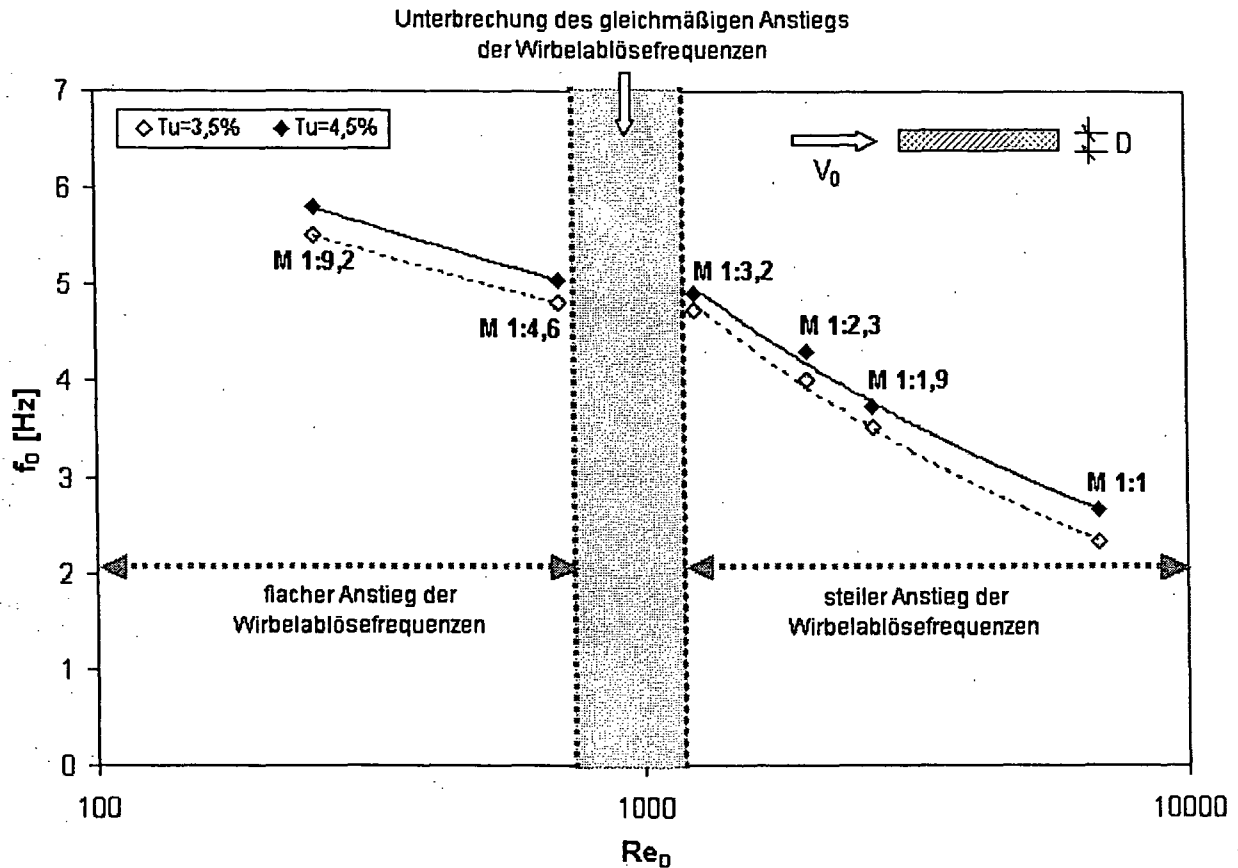


Abbildung 4-5: Wirbelbildungsfrequenzen der Rechteckprofile in Abhängigkeit der Reynoldszahl und der Turbulenz.

Im Bereich zwischen $1000 < Re_D < 7000$ nehmen ähnlich wie bei Kreisprofilen die Wirbelbildungsfrequenzen mit kleiner werdender Reynoldszahl zu. Zu einem deutlichen „Knick“ in diesem Kurvenverlauf kommt es aber bei $Re_D < 1000$, was offensichtlich auf das von Okajima beschriebene Phänomen zurückzuführen ist.

Zur Kontrolle dieses Phänomens wurden die sich ablösenden Wirbel visualisiert und aus den visualisierten Wirbeln die Wirbelbildungsfrequenz rückgerechnet. Die Ergebnisse dieser optischen Frequenzbestimmung stimmen mit den Messungen sehr gut überein (siehe Beilage C).

Generell kann man bei Rechteckprofilen mit $L/D = 10$ sagen: Die Wirbelbildungsfrequenz steigt mit zunehmender Turbulenz an und wird mit kleiner werdender Reynoldszahl größer. Weiters ist bereits bei einem Turbulenzgrad von $Tu \approx 5,5\%$ eine regelmäßige Wirbelablösung nicht mehr vorhanden.

Auch hier wird wieder anstelle der Wirbelbildungsfrequenz die dimensionslose Wirbelfrequenz (Strouhalzahl) gebildet und in Tabelle 4-4 zusammengestellt:

RECHTECKPROFILE: $L/D = 10, \alpha = 0^\circ$	D	Re _D	Strouhalzahl: S _h	
	[cm]	[-]	Tu $\approx$ 4,5%	Tu $\approx$ 3,5%
	2,3	6900	0,204	0,179
	1,2	2640	0,203	0,191
	1,0	2000	0,215	0,200
	0,73	1240	0,211	0,204
	0,5	700	0,180	0,172
	0,25	250	0,145	0,134

Tabelle 4-4: Strouhalzahlen der Rechteckprofile bei gerader Anströmung und unterschiedlichen Turbulenzintensitäten.

Im Vergleich zu den Kreisprofilen gibt es für die Rechteckprofile in der Literatur keine Darstellung des Zusammenhanges zwischen Strouhalzahl und Reynoldszahl. Das erklärt sich aus der Tatsache, dass der bei einem Rechteckprofil sich ausbildende Wirbel nicht allein von der Anströmgeschwindigkeit und der Stabbreite (Reynoldszahl), sondern auch von der Stablänge bestimmt wird (siehe Kapitel 2.2.3). Aus diesem Grund ist der Zusammenhang zwischen der Strouhalzahl und dem Seitenverhältnis L/D des Rechteckprofils interessant.

Solche Diagramme werden in der Literatur von Naudascher et al. (1994) und von Nguyen et al. (1991) für scharfkantige und abgerundete Rechteckprofile angegeben.

Während Naudascher in seinem Diagramm den Turbulenzgrad berücksichtigt, werden bei Nguyen neben der Turbulenz auch Reynoldszahlen angeführt. In diesen beiden Diagrammen (Abbildung 4-6 und Abbildung 4-7) sind die in der Versuchsrinne gewonnenen Messwerte farbig eingetragen.

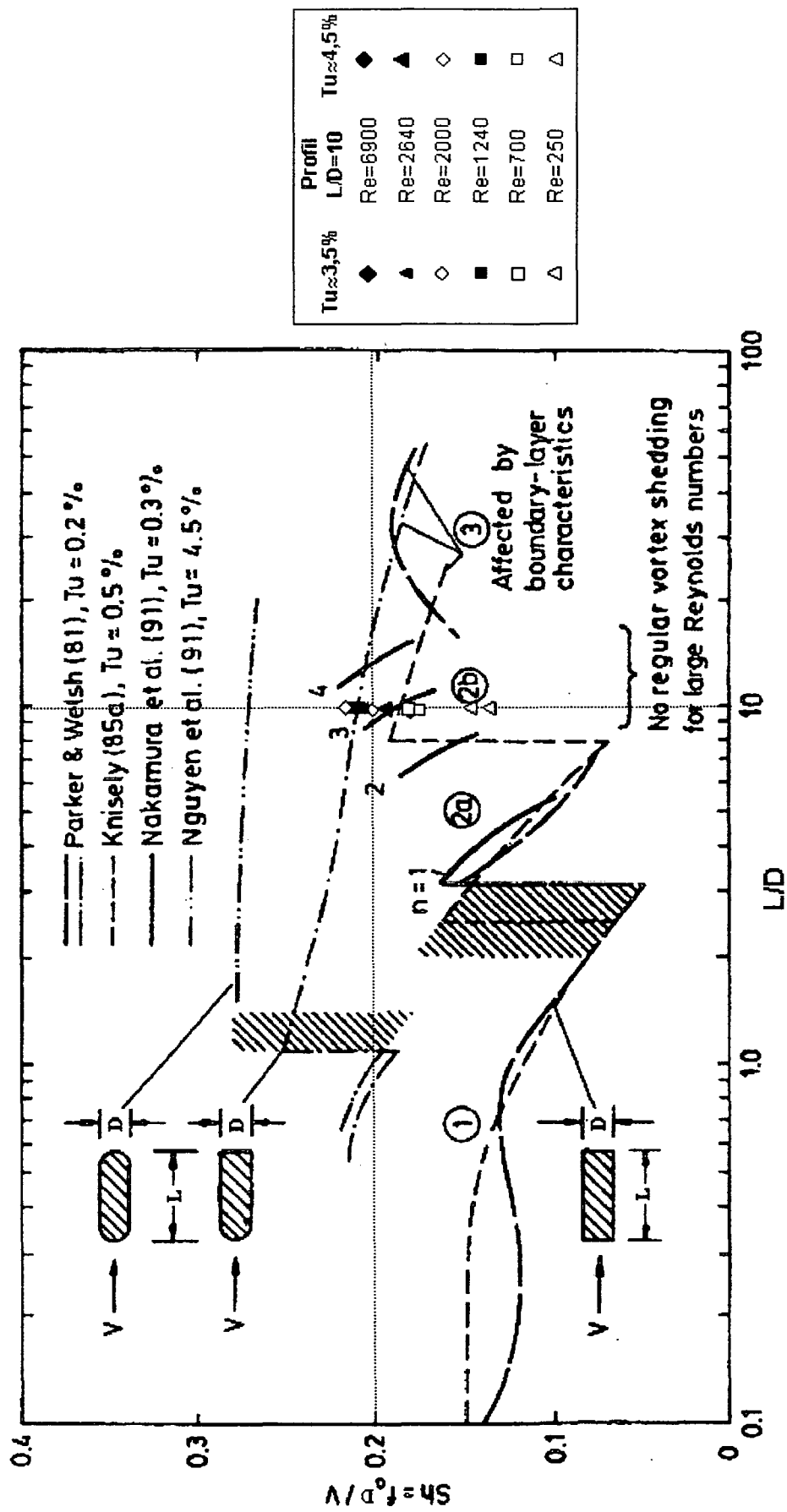


Abbildung 4-6: Strouhalzahlen der Rechteckprofile unter gerader Anströmung nach Naudascher et al. 1994.

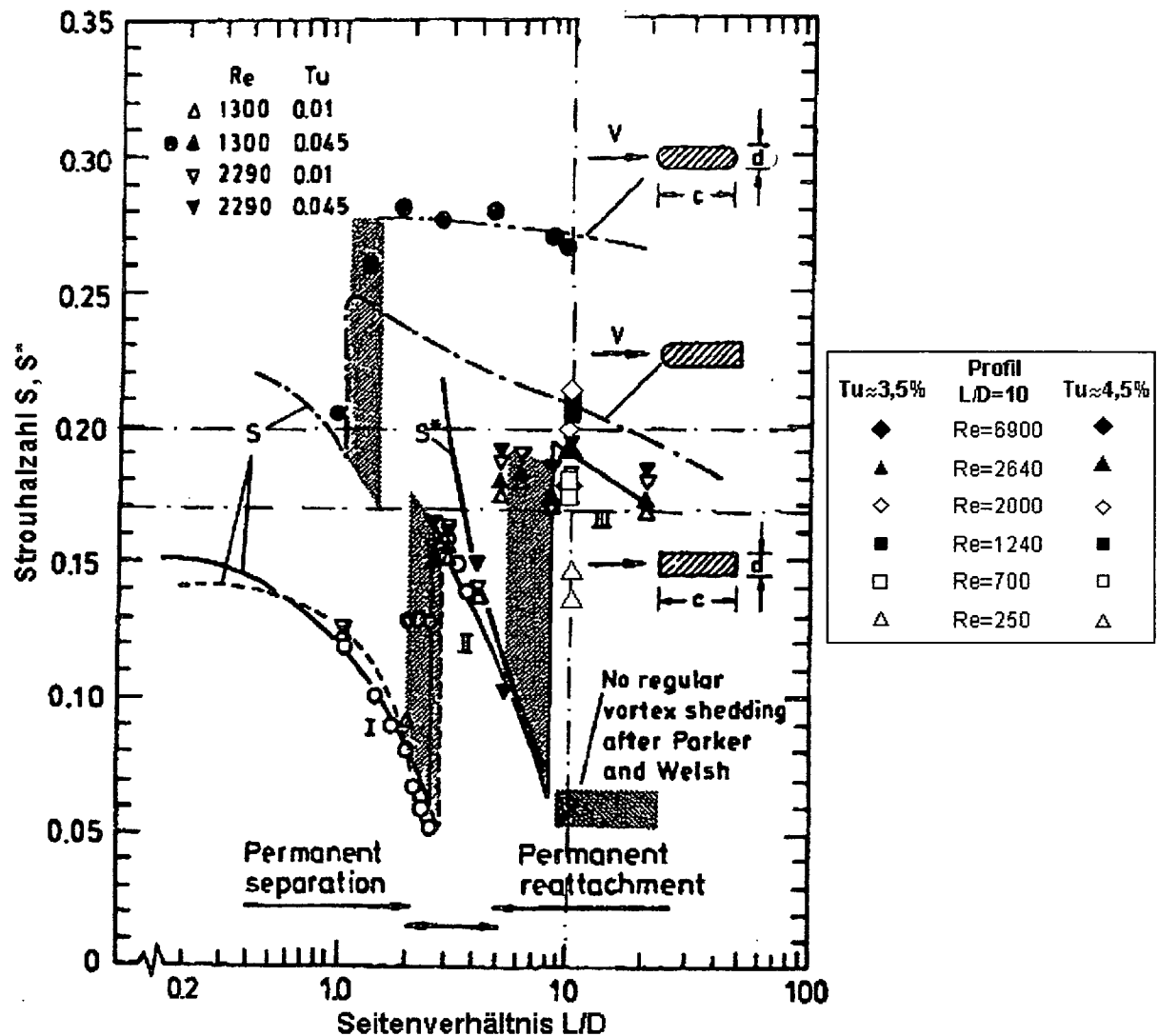


Abbildung 4-7: Strouhalzahlen der Rechteckprofile unter gerader Anströmung nach Nguyen (1991).

Zusätzlich beschreibt Nakamura et al. (1991) experimentelle Untersuchungen der Wirbelablösung bei Rechteckstäben mit einem Seitenverhältnis von $L/D = 10$ und gibt an, dass bei einer Reynoldszahl von $Re_D = 1000$ die Strouhalzahl bei 0,18 liegt. Zu einem ähnlichen Ergebnis kann man bei vorliegenden Untersuchungen kommen, wenn man aus Tabelle 4-4 die entsprechenden Strouhalzahlenbereiche herausnimmt. Leider gibt es bei Nakamura keine Angaben des Turbulenzgrades.

Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen eigenen Messungen und den in der Literatur gemachten Angaben erscheinen die in der Versuchsrinne gewonnenen Messergebnisse plausibel.

Abschließend soll noch auf die von Tan et al. (1998) durchgeführte numerische Simulation der Wirbelablösung bei einem Rechteckprofil mit $L/D = 10$ und einer Reynoldszahl von $Re_D = 400$ eingegangen werden.

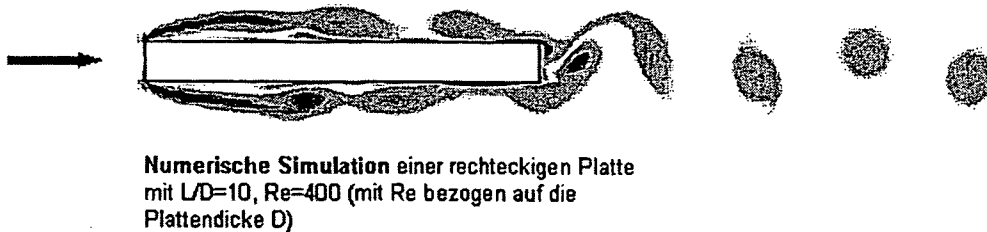


Abbildung 4-8: Visualisierung der ILEV-Wirbelablösung einer rechteckigen Platte mit $L/D=10$ zufolge numerischer Simulation nach Tan et al. (1998).

Es handelt sich dabei um eine Momentaufnahme der Wirbelablösung. Die wieder auf die Profildicke D bezogene Strouhalzahl liegt bei 0,165. Dieser deutliche Abfall der Strouhalzahl entspricht sehr gut den in vorliegender Arbeit gewonnenen Erkenntnissen (siehe Tabelle 4-4).

4.1.2.2 Schräge Anströmung

Im Fall der Schräganströmung ist die Wirbelbildungsfrequenz nicht nur vom Turbulenzgrad sondern auch vom Anströmwinkel abhängig. Um den Einfluss des Anströmwinkels auf die Wirbelbildungsfrequenz aufzuzeigen, wurden Versuche durchgeführt, bei denen der Turbulenzgrad mit 3,5% konstant gehalten und der Anströmwinkel zwischen 0° und 20° variiert wurde. Die Änderung der Wirbelbildungsfrequenzen bei konstant bleibendem Turbulenzgrad aber veränderten Anströmwinkeln ist in Tabelle 4-5 zusammengestellt.

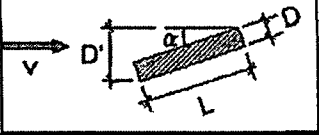
WIRBELBILDUNGSFREQUENZ f_0 [Hz]; $Tu \approx 3,5\%$							
D [cm] $\alpha = 0^\circ$	f_0 [Hz] $\alpha = 0^\circ$	D [cm] $\alpha = 10^\circ$	f_0 [Hz] $\alpha = 10^\circ$	D [cm] $\alpha = 15^\circ$	f_0 [Hz] $\alpha = 15^\circ$	D [cm] $\alpha = 20^\circ$	f_0 [Hz] $\alpha = 20^\circ$
2,30	2,33	6,26	0,73	8,17	0,70	10,03	0,59
1,20	3,51	3,27	0,93	4,26	0,85	5,23	0,79
1,00	4,00	2,72	1,03	3,55	0,91	4,36	0,84
0,73	4,74	1,99	1,05	2,59	1,02	3,18	0,94
0,50	4,81	1,36	1,35	1,78	1,32	2,18	1,16
0,25	5,35	0,68	1,93	0,89	1,90	1,09	1,73

Tabelle 4-5: Änderung der Wirbelbildungsfrequenzen mit dem Anströmwinkel.

Mit der Zunahme des Anströmwinkels – d.h. mit der Neigung des Profils zur Hauptströmung – fällt bei gleichbleibendem Turbulenzgrad die Wirbelbildungsfrequenz.

Aus der Tabelle 4-5 ist weiters ersichtlich, dass die Abnahme der Wirbelbildungsfrequenz zwischen 0° und 10° - sprich zwischen gerader und schräger Anströmung – besonders groß ist. Das ist offensichtlich auf eine Veränderung des Wirbeltyps bei gerader und schräger Anströmung zurückzuführen. Während man bei $\alpha = 0^\circ$ von einem **I-Wirbeltyp** sprechen kann, treten bei der Schräganströmung zwischen 10° und 20° **A-Wirbel** auf.

In der Literatur wird auch diesbezüglich ein Grenzbereich von 8° , bei manchen Autoren auch 14° , bei dem sich der Wirbeltyp ändert, angegeben. Dieser Grenzbereich ist sicherlich vom Turbulenzgrad der Schräganströmung abhängig. Offensichtlich wird bei zunehmender Turbulenz der Grenzbereich nach unten gedrückt. Im vorliegenden Fall lag für eine, bei solch einer Untersuchung relativ große Turbulenz der Grenzbereich unter 10° .

Um sicher zu gehen, dass sich bei der Schräganströmung ausschließlich **A-Wirbel** ausbilden, ist der Zusammenhang zwischen Turbulenz und Wirbelbildungsfrequenz bei einer Schräganströmung von 20° untersucht worden. Die entsprechenden Turbulenzgrade lagen bei 3,5% und 4,5%.

Zum Unterschied von den gerade angeströmten Rechteckprofilen ändert sich hier das Frequenzverhalten. Während bei großen Maßstäben, wie beim gerade angeströmten Profil, mit steigendem Turbulenzgrad die Wirbelbildungsfrequenz zunimmt, ändert sich dieses Verhalten bei kleinen Modellmaßstäben und verkehrt sich ins Gegenteil.

Die bei kleinen Modellmaßstäben auftretende Zunahme der Wirbelbildungsfrequenz bei geringem Turbulenzgrad wurde wie bereits erwähnt, auch bei den Kreisprofilen festgestellt. Für dieses Verhalten konnte bisher keine Erklärung gefunden werden, da rein optisch die Wirbelbildung bei kleinen Modellmaßstäben ähnlich wie beim Prototyp ($M = 1:1$) beobachtet wurde. Hier wäre eine Visualisierung mit PIV (Particle Image Velocimetry) notwendig gewesen.

In Tabelle 4-6 sind die Messergebnisse zusammengestellt und Abbildung 4-9 zeigt dieses Verhalten.

RECHTECKPROFILE $L/D=10, \alpha=20^\circ$	D	Re_D	WIRBELBILDUNGSFREQUENZ f_0 [Hz]	
	[cm]	[-]	$Tu \approx 4,5\%$	$Tu \approx 3,5\%$
	10,03	30090	0,64	0,59
	5,23	11506	0,82	0,79
	4,36	8720	0,85	0,84
	3,18	5406	0,95	0,94
	2,18	3052	1,03	1,16
	1,09	1090	1,57	1,73

Tabelle 4-6: Wirbelbildungsfrequenzen der unter 20° angeströmten Rechteckprofile in Abhängigkeit der Turbulenz.

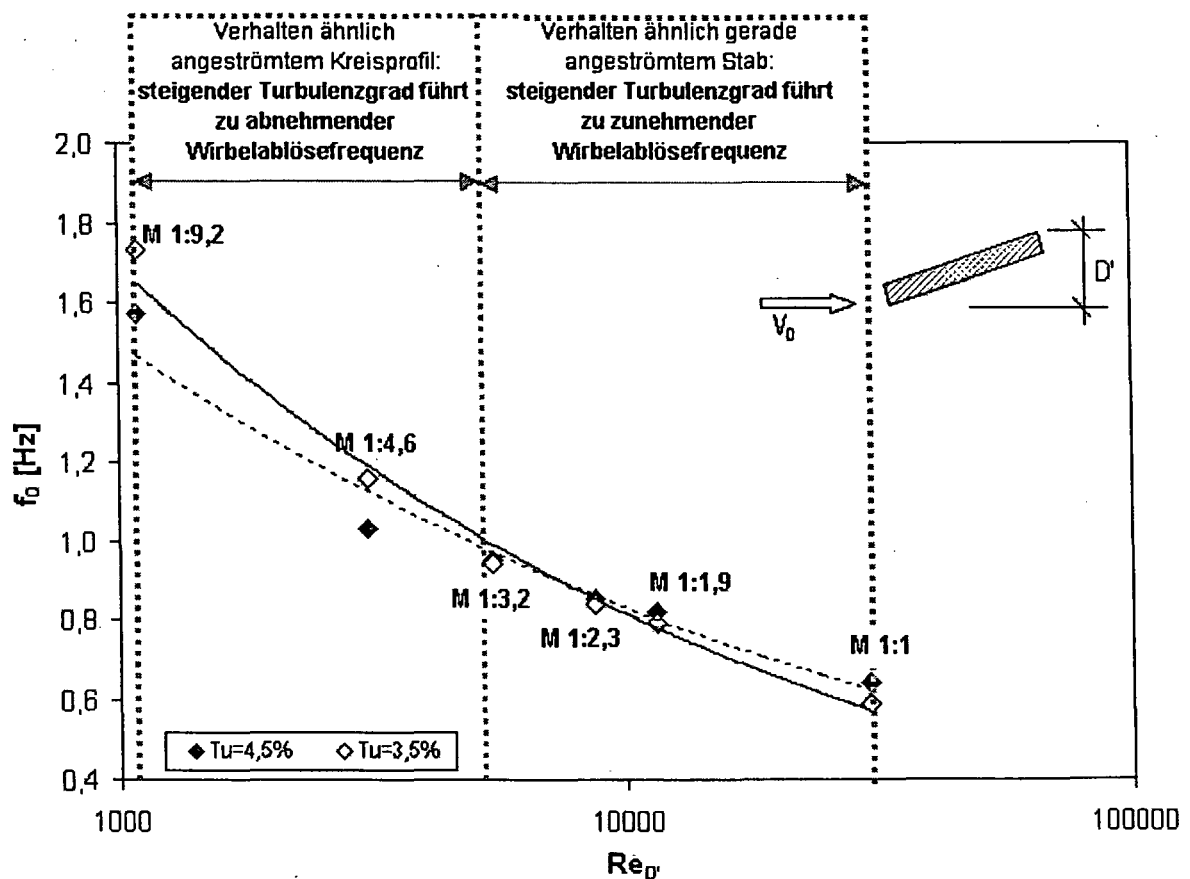


Abbildung 4-9: Wirbelbildungsfrequenz und Re-Zahlen der schräg angeströmten Modellfamilie-Rechteckprofile.

4.2 EINFLUSS DER TURBULENZ AUF DIE AMPLITUDEN

Anhand der vielen aufgezeichneten Einzelmessungen ließ sich neben der Frequenzanalyse auch ein Zusammenhang zwischen Größe der Amplitude und dem Turbulenzgrad feststellen.

Mit großer Sicherheit kann für alle Stabprofile und Anströmungsformen (gerade und schräge Anströmung) generell gesagt werden, dass mit zunehmender Turbulenz die Amplituden der Wirbelbildungsfrequenzen kleiner werden.

4.3 EINFLUSS DER TURBULENZ UND DES STABABSTANDES AUF DIE SCHWINGUNGSANREGUNG EINES FREI SCHWINGENDEN RECHENSTABPAKETES

Kerenyi (1997) hat bei Untersuchungen eines frei schwingenden Rechenstabpaketes herausgefunden, dass ab einem kritischen Stababstand – wenn die Spaltweite s kleiner gleich der Stabtiefe L ist – das Rechenpaket nicht mehr in Schwingung versetzt wird ($L/s \geq 1$).

Er untersuchte Rechenstabpakete, die aus drei und fünf Stäben bestanden. Diese Stäbe waren 5cm lang und 0,5cm stark ($L/D = 10$). Dabei wurde festgestellt, dass in dem Verhalten des 3-stäbigen und 5-stäbigen Rechenstabpaketes kein Unterschied bestand.

In der Praxis sind diese Rechenstäbe etwa doppelt so groß, so dass ein Rechenstab von 10cm Länge und 1cm Stärke durchaus einen Prototypen darstellt.

Mit diesen 3-stäbigen Rechenstabpaketen – wobei man das größere als Prototyp und das kleinere als Modell im Maßstab $M = 1:2$ auffassen kann – sind die Versuche von Kerenyi wiederholt worden. In Tabelle 4-7 sind die Abmessungen und die Anströmgeschwindigkeiten der untersuchten Rechenstabpakete zusammengestellt.

RECHENSTABPAKETE $L/D = 10$	λ_1	V_0 [cm/s]
PROTOTYP $L = 10\text{cm}, D = 1\text{cm}$	1,00	17
MODELL $L = 5,0\text{cm}, D = 0,5\text{cm}$	0,50	12

Tabelle 4-7: Daten – Modellfamilie Rechenstabpaket.

4.3.1 VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

Den Versuchsstand bildeten im wesentlichen drei Hauptteile: Die Aufhängekonstruktion des Schwingmechanismus, der Schwingmechanismus mit Tragkonstruktion und das Rechenstabpaket. Die Aufhängekonstruktion, die der Befestigung des Schwingmechanismus diente, umfasste vier L-förmig zusammengeschweißte Stahlformrohre, die an den kürzeren Enden durch einen Drehtisch (Plexiglasring) stabilisiert waren. Am oberen Ende war die Aufhängekonstruktion über einen drehbar gelagerten Tragring mit der Rahmenkonstruktion verbunden, wodurch man eine Schräganströmung simulieren konnte. Der Schwingungsmechanismus war

ein Orthogonalpendelsystem und bildete die eigentliche Tragkonstruktion des Stabpaketes. Das Pendelsystem setzte sich aus einem Haupt- und zwei Stabilisierungspendel, beide aus Aluminium, zusammen, die durch Plexiglasplatten miteinander verbunden waren. Die Stabilisierungspendel sollten das Kippen und Verdröhen der Plexiglasplatte verhindern. Kardangelenke am oberen sowie unteren Ende der Pendelstäbe garantierten, dass sich das Stabpaket in ausschließlich zwei orthogonalen Richtungen bewegen konnte. Abbildung 4-10 zeigt eine Prinzipskizze des Schwingungsmechanismus mit der Dreifachstabanordnung und Abbildung 4-11 Aufnahmen des Versuchsstandes. Diese Aufhängung erlaubte die Schwingung des Stabpaketes entsprechend den Hauptbiegeschwingungsrichtungen von Turbineneinlaufrechen nachzubilden.

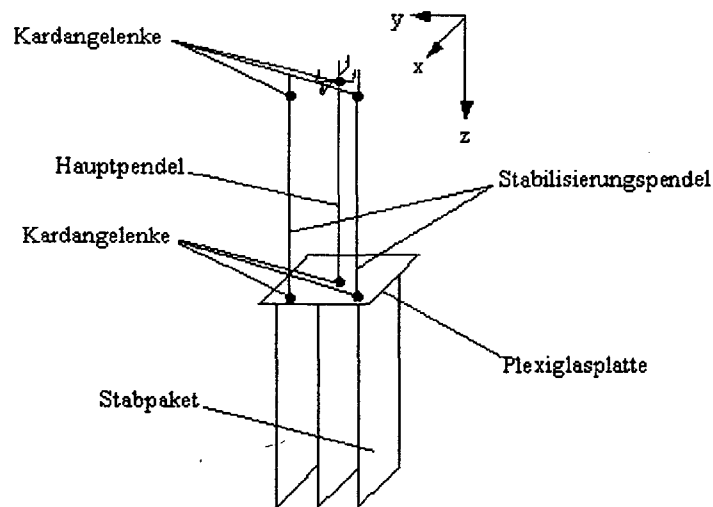


Abbildung 4-10: Systemskizze des Rechenstabpaketes.

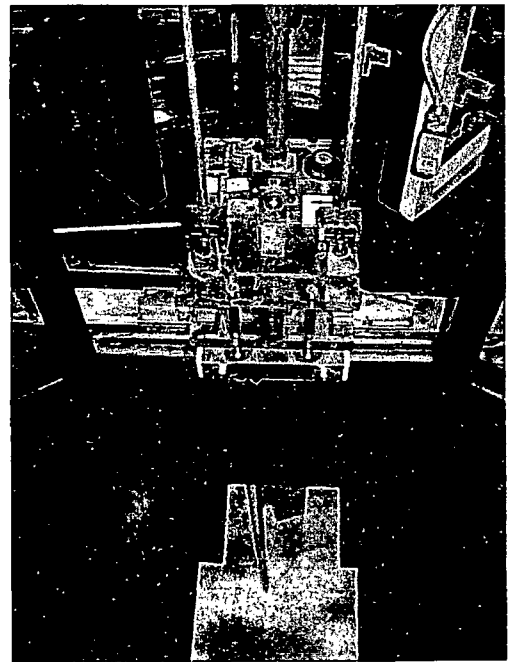
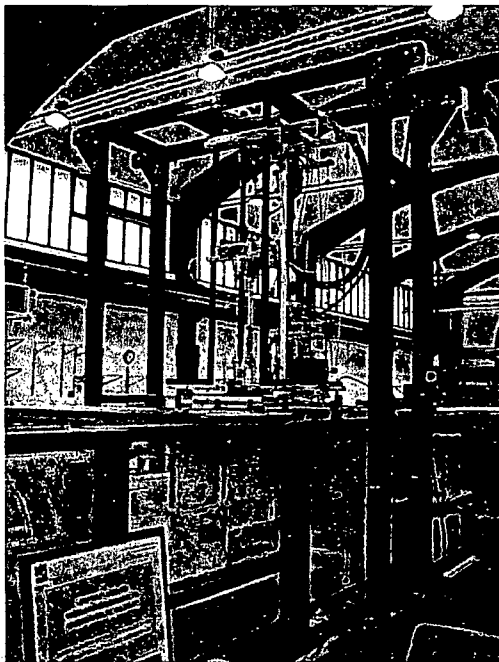


Abbildung 4-11: Aufhängekonstruktion des frei schwingenden Rechenstabpaketes und Detailaufnahme des Pendelsystems.

Um einen Vergleich mit Kerenyi zu ermöglichen, wurden die Versuche mit einem Anström-
winkel von 35° begonnen.

Der Stababstand s wurde dabei zwischen $s = L$ und $s = 2L$ variiert. Wenn die Rechenstabpakete nicht allein von den ablösenden Wirbeln in Schwingung versetzt wurden, versuchte man eine sogenannte „harte Anregung“, indem man die Mehrfachstabanordnung anstieß. Die harte Anregung entspricht in der Praxis dem Stoß eines angetriebenen Baumstammes. Es wurde überprüft, ob die durch den Stoß angeregte Schwingbewegung erhalten blieb oder ob sie kurz danach wieder abklang.

Die Beurteilung der Schwingungsanregung erfolgte mithilfe einer Aufzeichnung des Weges, den das Rechenstabpaket bei seiner Schwingbewegung zurücklegte. Die Messung der „Schwingungsellipsen“ wurde mit zwei auf Laserbasis arbeitenden Wegaufnehmern durchgeführt, mit denen man die Schwingbewegung in und quer zur Strömungsrichtung aufnahm (vgl. Abbildung 4-12).

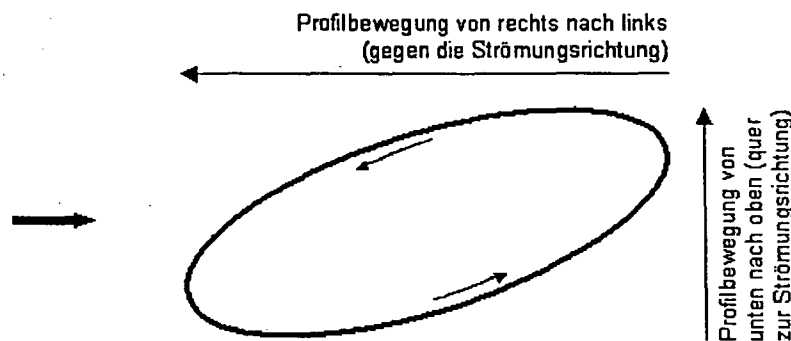
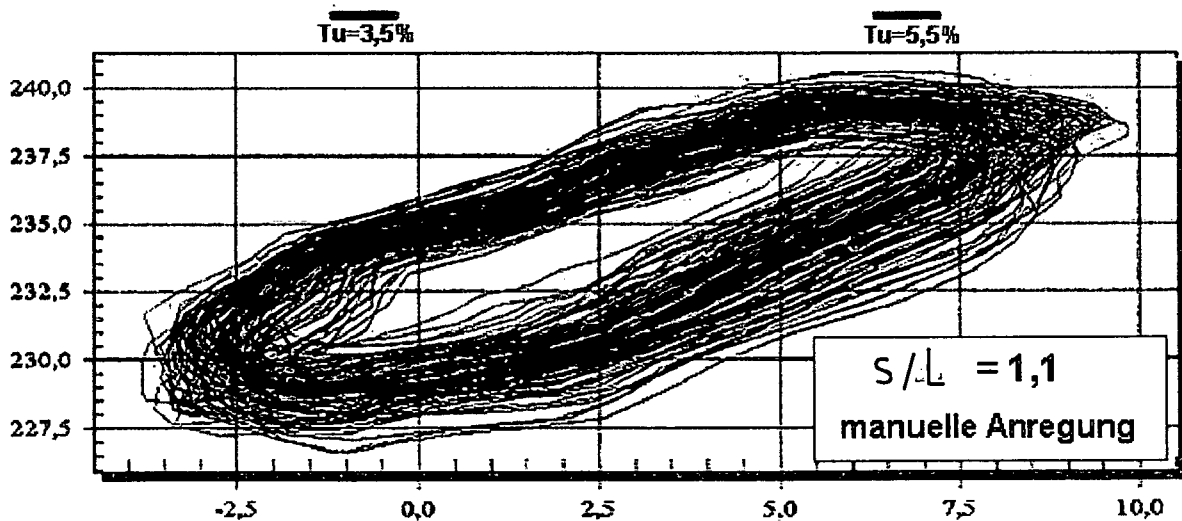
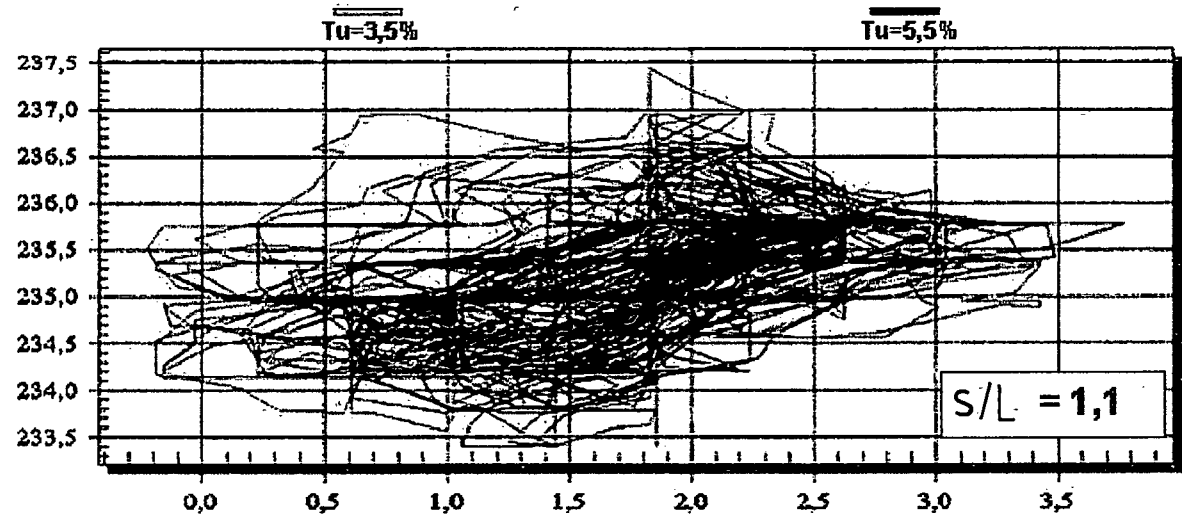
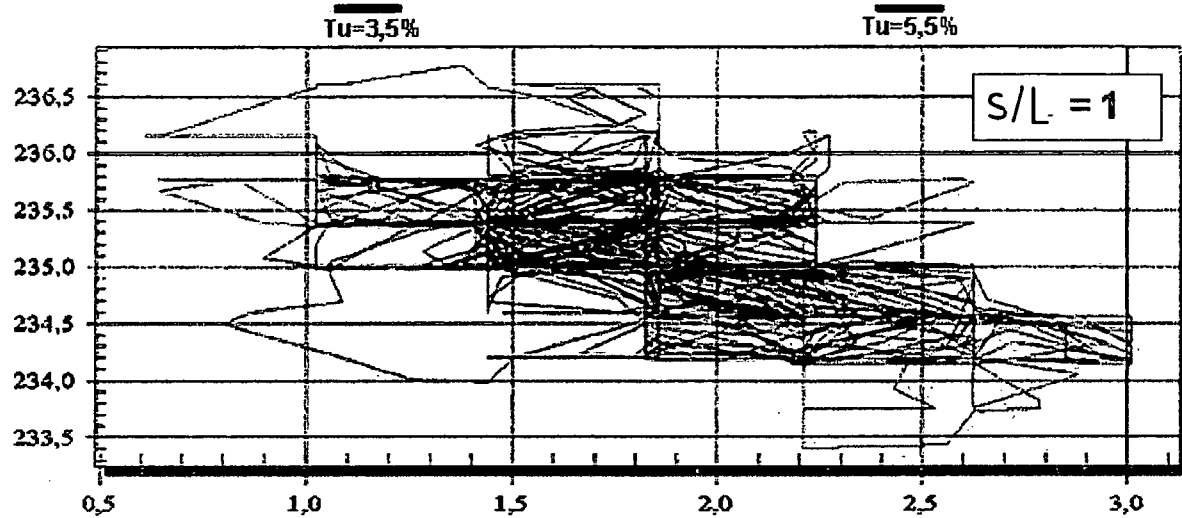


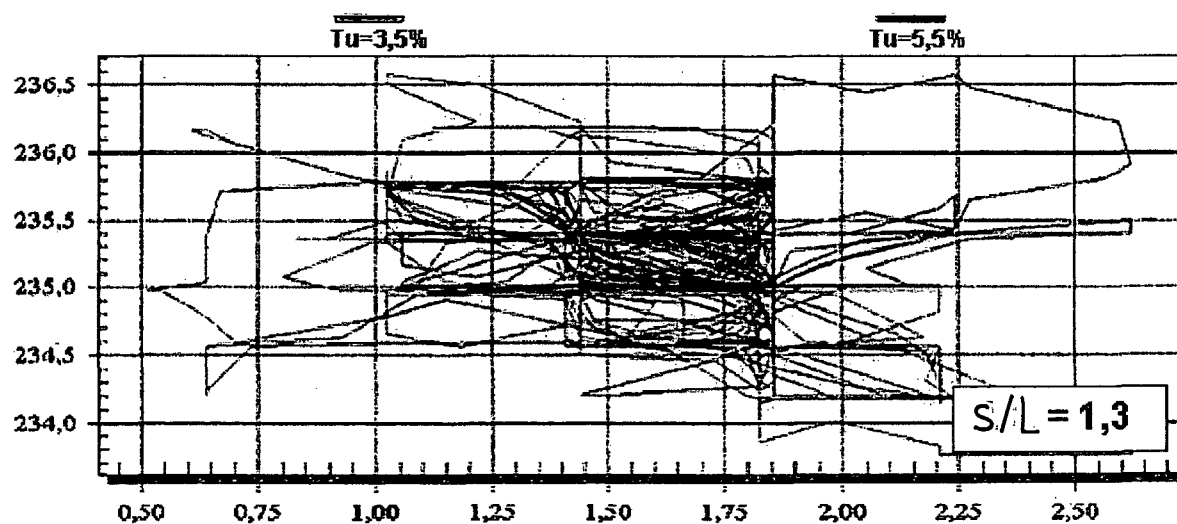
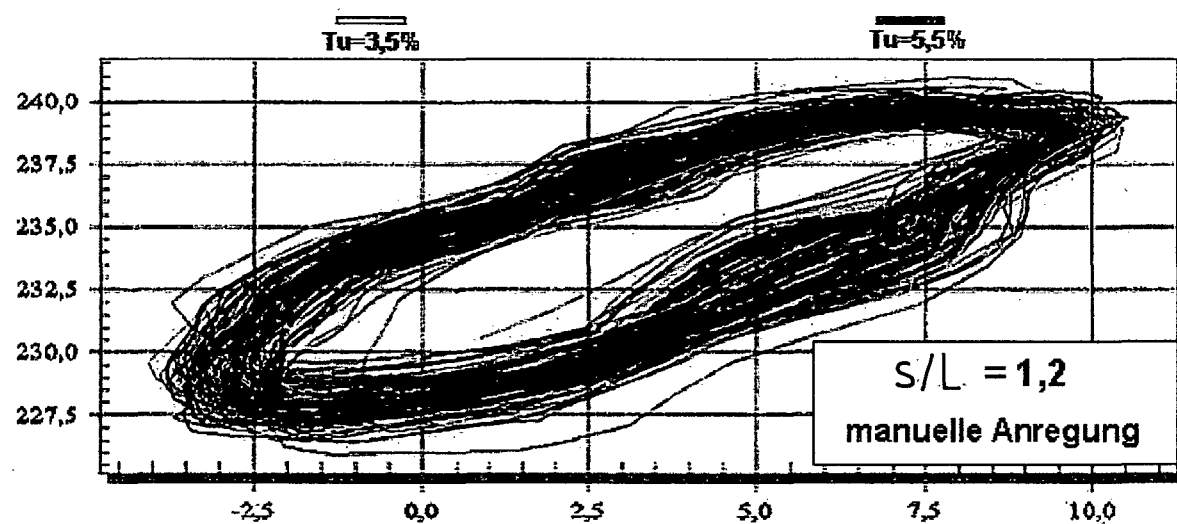
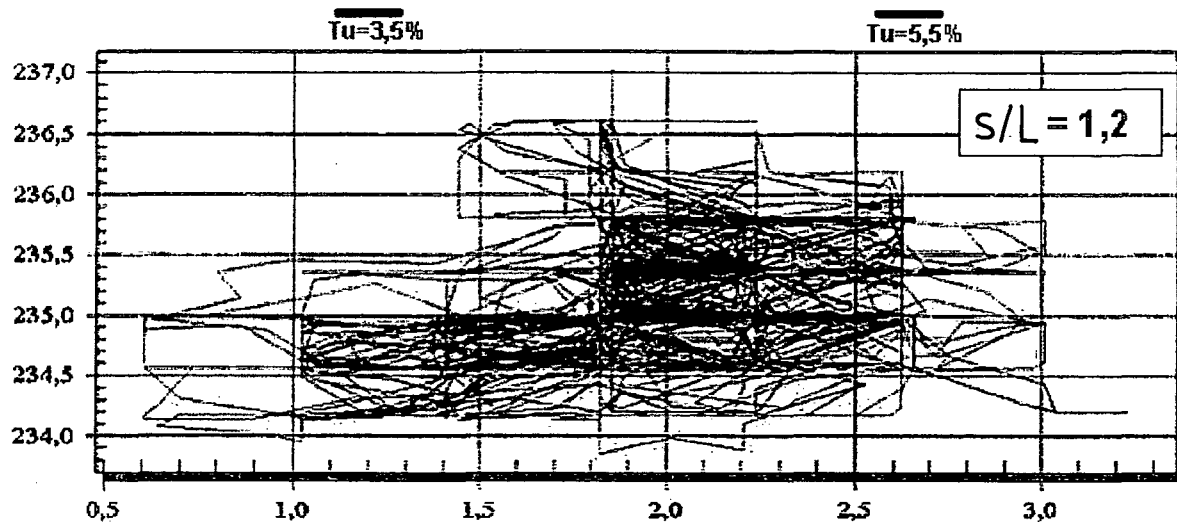
Abbildung 4-12: Prinzipskizze der Schwingungsellipse.

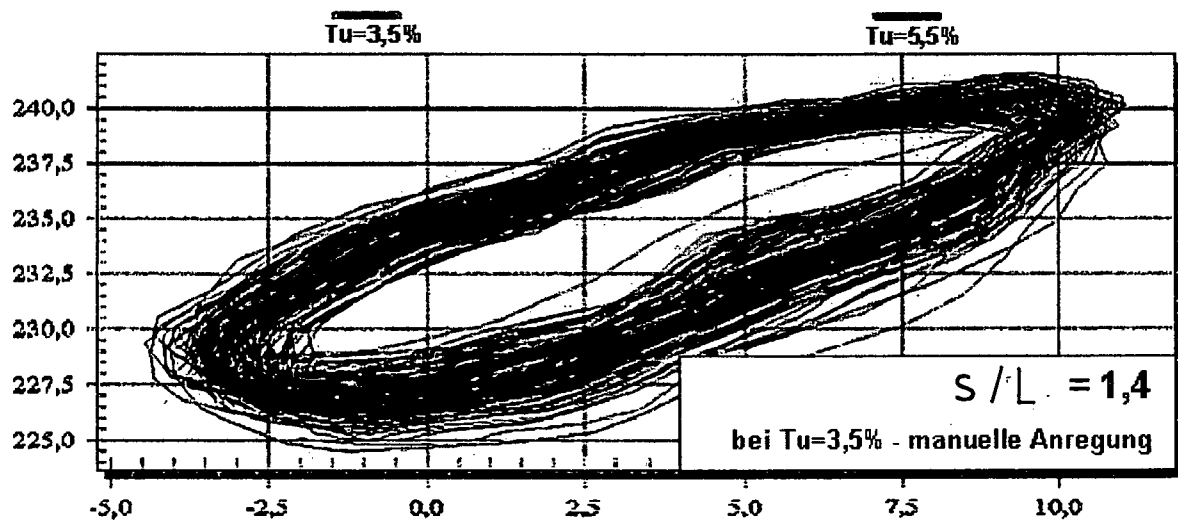
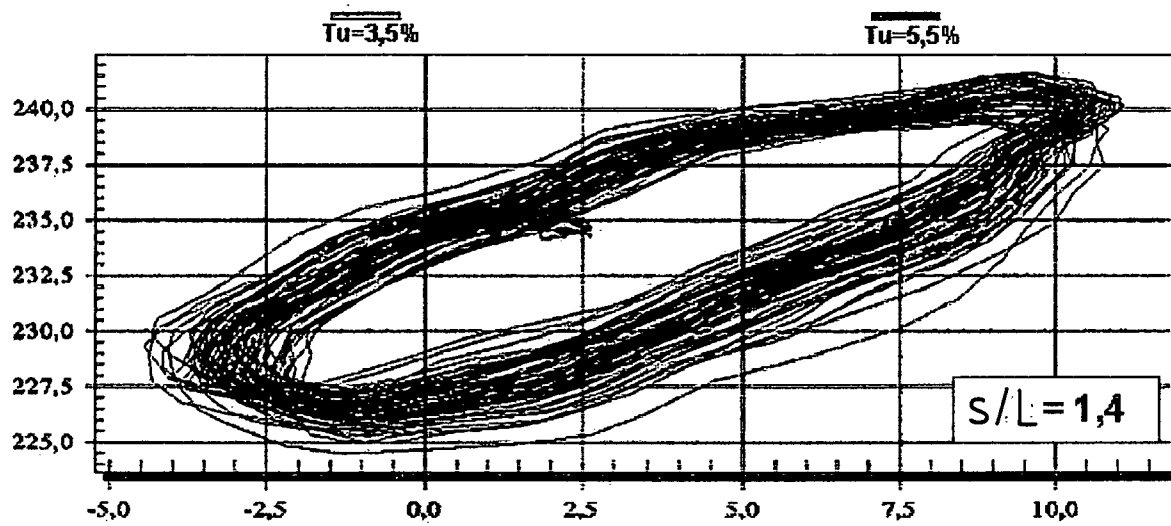
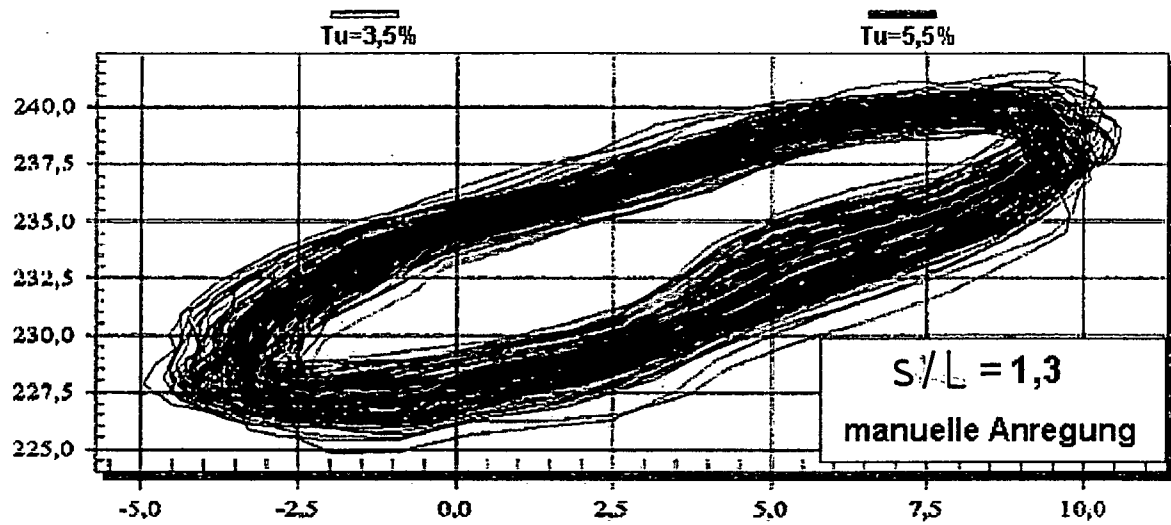
Ergänzend zu Kerenyi wurden die Versuche bei unterschiedlichen Turbulenzgraden durchgeführt, um neben dem Einfluss des Stababstandes auch den Einfluss der Turbulenz auf die Schwingungsanregung festzustellen: Während der Prototyp für Turbulenzgrade von $Tu \approx 3,5\%$, $4,5\%$ und $5,5\%$ untersucht wurde, konnte man sich beim Modell auf Turbulenzgrade von $Tu \approx 3,5\%$ und $5,5\%$ beschränken. Hier waren die bei $Tu \approx 4,5\%$ gemessenen Schwingungsellipsen praktisch identisch mit den Schwingungsellipsen bei $Tu \approx 3,5\%$, sodass die Auswertung gleiche Werte ergab.

Im folgenden Abschnitt sind die Schwingungsellipsen der Rechenstabpakete in Abhängigkeit des Stababstandes s und der Turbulenz dargestellt. Falls sich die Rechenstabpakete nur durch einen Stoß in Schwingung versetzen ließen, wird in den Abbildungen mit der Bezeichnung „manuelle Anregung“ darauf hingewiesen. Ansonsten kann davon ausgegangen werden, dass sich die Rechenstabpakete, die in den Abbildungen keine Schwingbewegung aufwiesen, auch nicht durch einen manuellen Stoß anregen ließen.

4.3.1.1 Schwingungsellipsen des Modells mit L=5cm und D=0,5cm







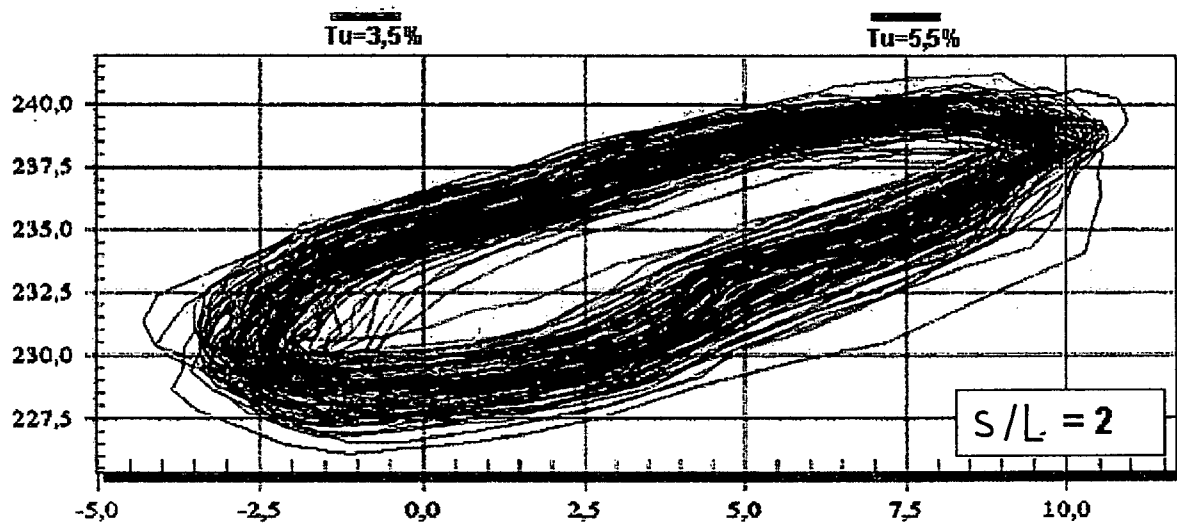
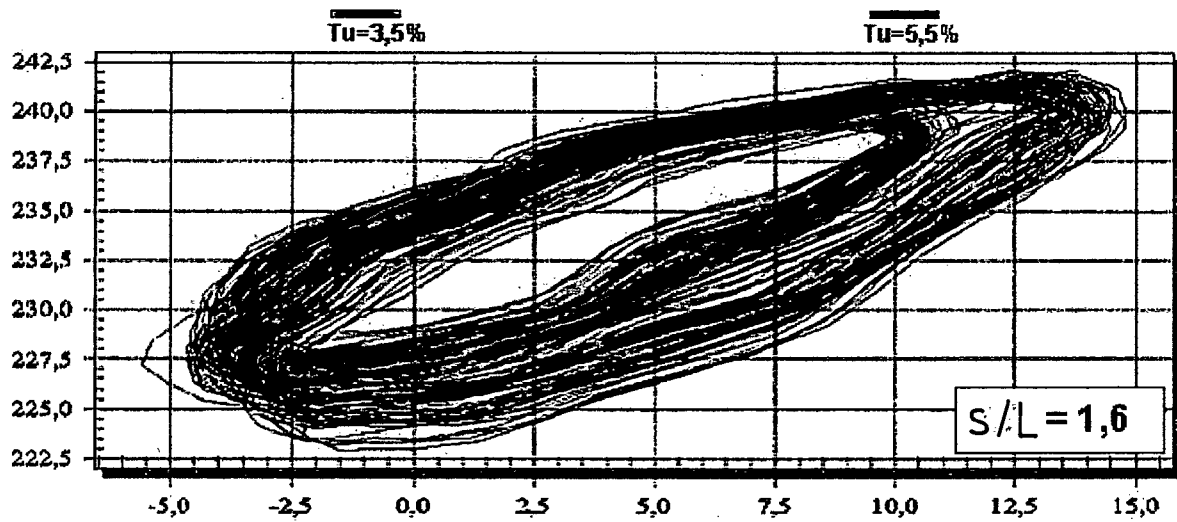
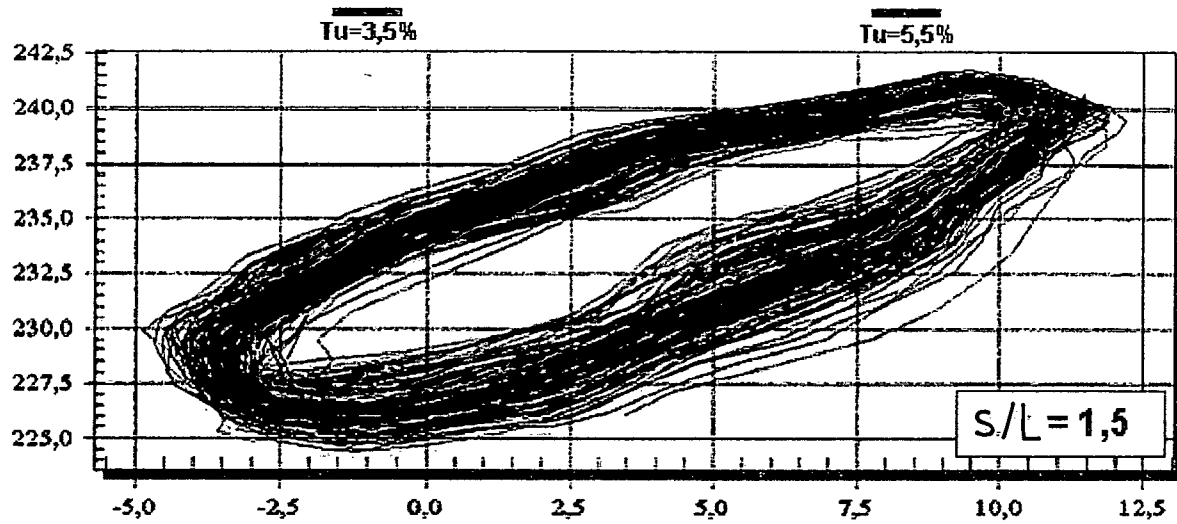
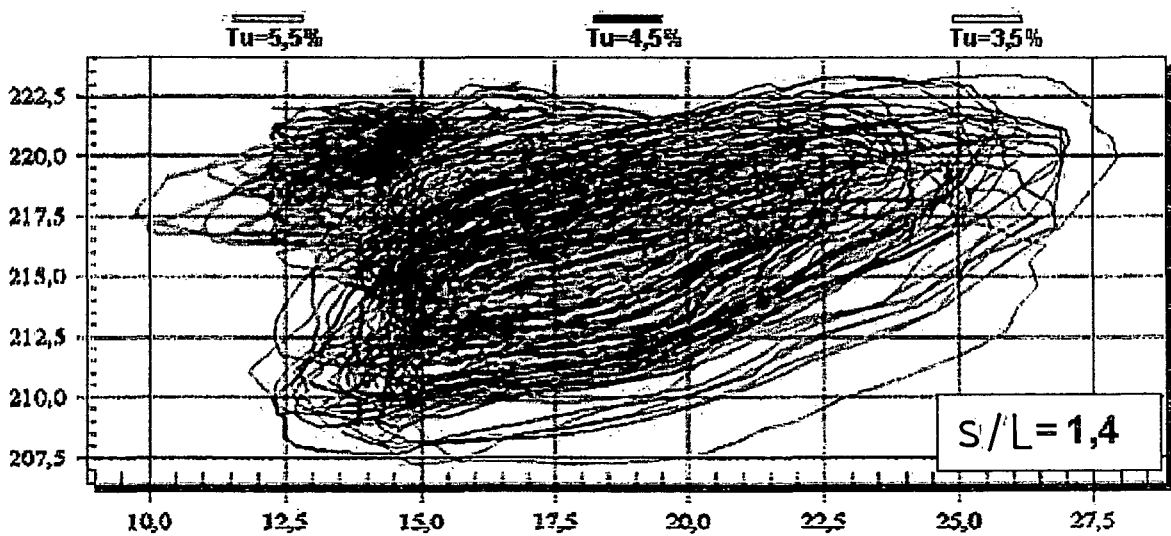
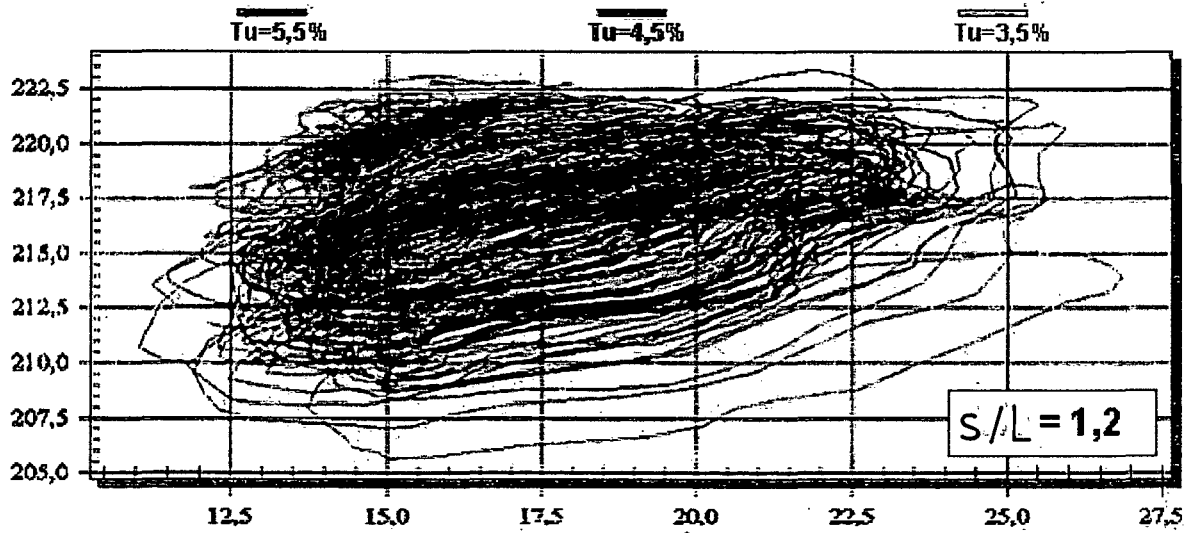
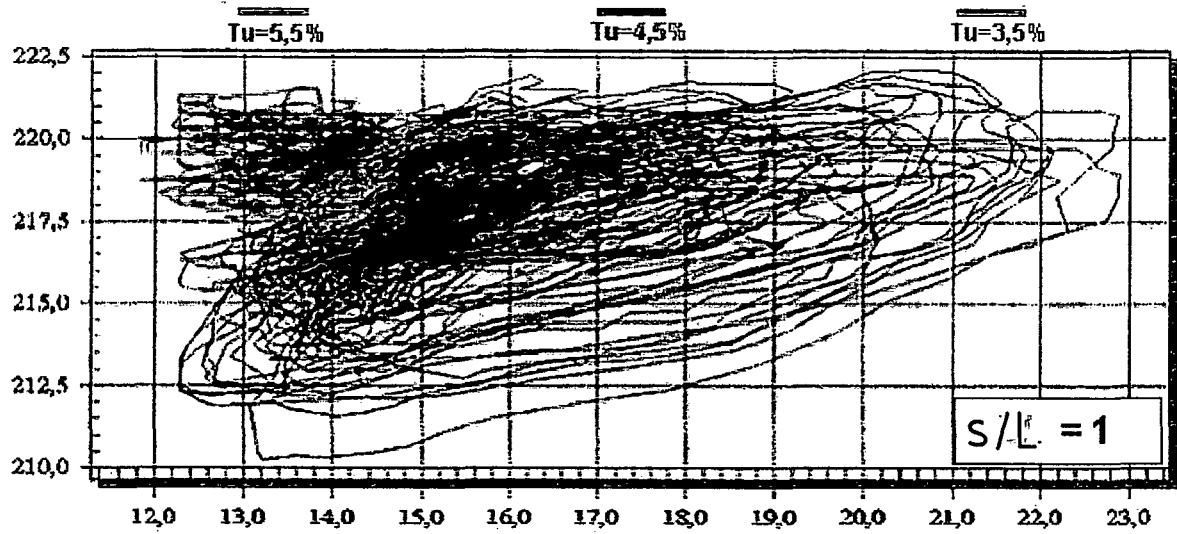


Abbildung 4-13: Schwingungsellipsen des Modells in Abhängigkeit der Turbulenz und des Stababstandes.

4.3.1.2 Schwingungsellipsen des Prototypen mit $L=10\text{cm}$ und $D=1\text{cm}$



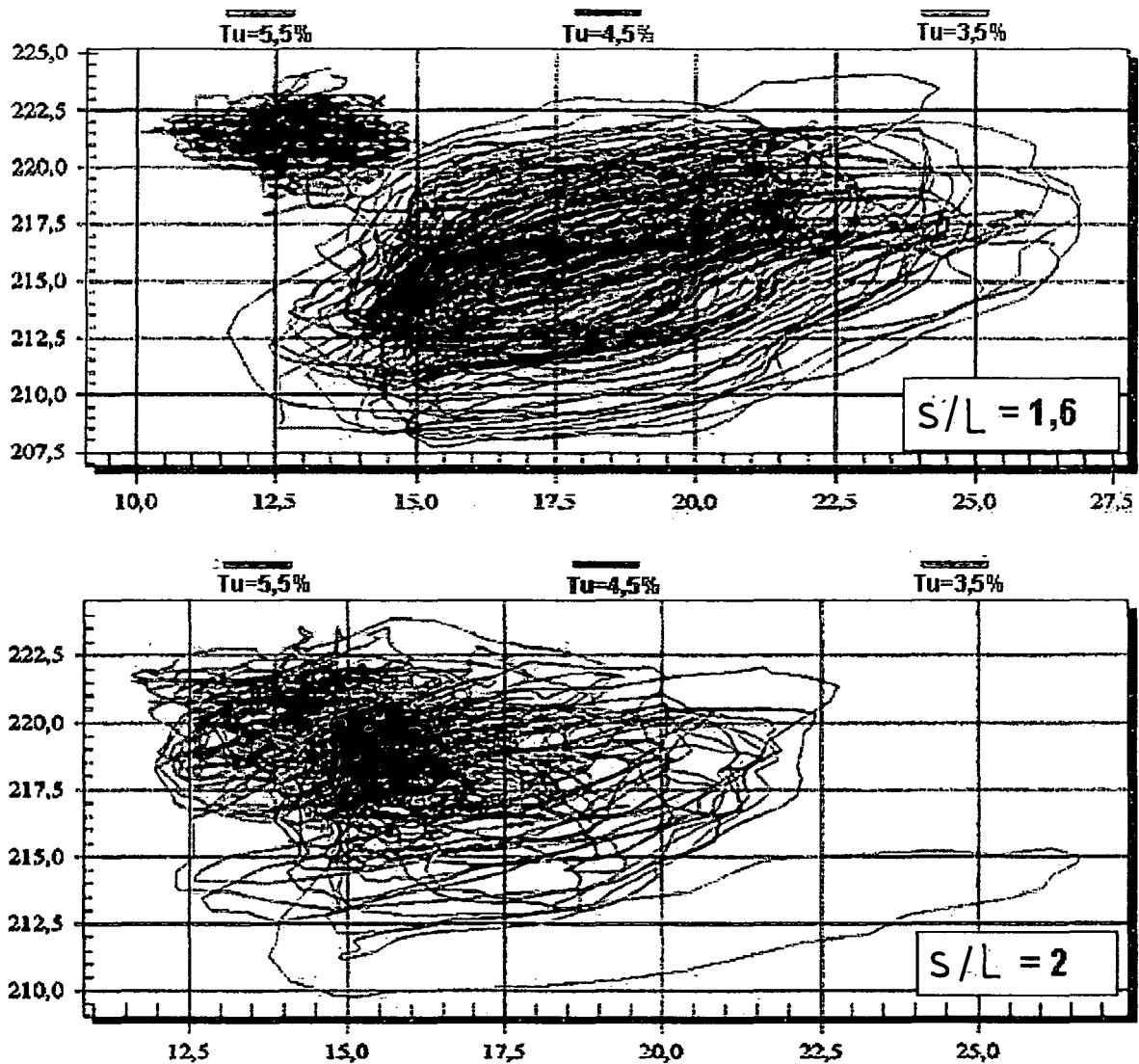


Abbildung 4-14: Schwingungsellipsen des Prototypen in Abhängigkeit der Turbulenz und des Stababstandes.

4.3.2 AUSWERTUNG DER ERGEBNISSE

Sowohl beim Modell als auch beim Prototyp konnte folgendes festgestellt werden:

- Wie bei Kerenyi's Versuchsdurchführung, traten drei charakteristische Strömungsphänomene auf:
 - Alternierende Wirbelbildung
 - Bildung weiterer kleinerer Wirbel an der Stabhinterkante, ähnlich T-Wirbel
 - Bewegungsinduzierte Scherschichtbewegung („Scherschichtatmen“).
- Bei beiden untersuchten Rechenstabbpaketen konnte bei dem Stababstand $s \leq L$ keine Schwingungsanregung infolge Wirbelablösung festgestellt werden. Dies gilt auch für zusätzlich untersuchte Anströmwinkel zwischen 5° und 45° .

- Die beim Prototyp aufgezeichneten Bewegungen sind offensichtlich durch die Turbulenz angeregt worden. Sie bauten sich langsam auf, klangen aber nach kurzer Zeit wieder ab, um sich dann erneut aufzubauen.
- Eine Aufzeichnung der Schwingungsellipsen beim Modell war bei Anström winkeln größer als 35° nicht möglich, da die Stabpaketträgerkonstruktion bereits an den Wänden der Versuchsrinne anstieß und die Aufzeichnung dadurch gestört wurde.
- Der Prototyp ließ sich auch bei Anström winkeln größer als 35° nicht durch ablösende Wirbel in Schwingung versetzen.

ZUSAMMENSTELLUNG DER BEOBACHTUNGEN:

S/L	MODELL	PROTOTYP
1,0	keine Schwingung	bei $Tu = 4,5\%$: Bewegungsanregung durch Turbulenz bei $Tu=3,5\%$ und $5,5\%$: keine Bewegung
1,1	Schwingung nur bei manueller Anregung	bei $Tu = 4,5\%$: Bewegungsanregung durch Turbulenz bei $Tu=3,5\%$ und $5,5\%$: keine Bewegung
1,2	Schwingung nur bei manueller Anregung	bei $Tu=3,5\%$ und $4,5\%$: Bewegungsanregung durch Turbulenz bei $Tu=5,5\%$: keine Bewegung
1,3	Schwingung nur bei manueller Anregung	bei $Tu=3,5\%$ und $4,5\%$: Bewegungsanregung durch Turbulenz bei $Tu=5,5\%$: keine Bewegung
1,4	bei $Tu=3,5\%$: Schwingung nur bei manueller Anregung bei $Tu=5,5\%$: wirbelinduzierte Schwingung	bei $Tu=3,5\%$ und $4,5\%$: Bewegungsanregung durch Turbulenz bei $Tu=5,5\%$: keine Bewegung
1,5	wirbelinduzierte Schwingung	bei $Tu=3,5\%$ und $4,5\%$: Bewegungsanregung durch Turbulenz bei $Tu=5,5\%$: keine Bewegung
1,6	wirbelinduzierte Schwingung	bei $Tu=3,5\%$ und $4,5\%$: Bewegungsanregung durch Turbulenz bei $Tu=5,5\%$: keine Bewegung
2,0	wirbelinduzierte Schwingung	keine Bewegung

4.4 NACHBILDUNG DER WIRBELBILDUNGSFREQUENZEN NACH FROUDE

Auf die bereits eingangs besprochene Frage, ob sich Wirbelablösefrequenzen, die sich bei der Anströmung runder und eckiger Stäbe ausbilden, nach Froude nachbilden lassen, soll hier näher eingegangen werden. Zu diesem Zweck sind entsprechende Wirbelfrequenzmessungen an Modellfamilien bei unterschiedlichen Turbulenzgraden durchgeführt worden. Diese Wirbelfrequenzen hat man getrennt nach Kreis- und Rechteckprofilen in einem Frequenz-Längen-Maßstabsdiagramm eingetragen und mit der Frequenzumrechnung nach Froude und den Messungen von Binder (2002) verglichen.

4.4.1 KREISPROFILE

Die an der Modellfamilie „Kreisprofile“ gemessenen Werte sind in Abbildung 4-15 dargestellt:

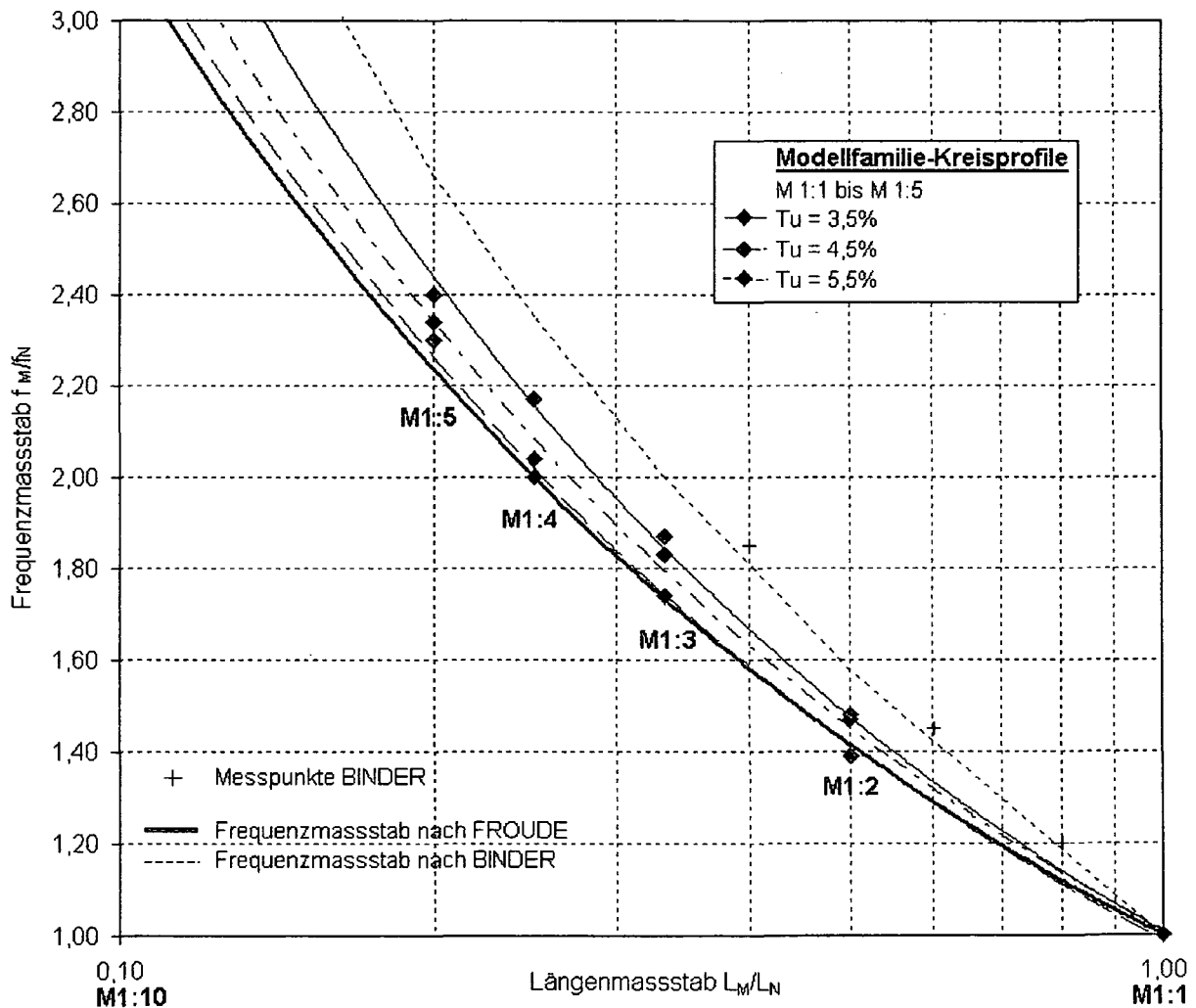


Abbildung 4-15: Frequenzmaßstab der Modellfamilie-Kreisprofile in Abhängigkeit des Längenmaßstabs.

Der Kurvenverlauf im Diagramm, der sich streng an die Frequenzumrechnung nach Froude hält, wird im folgenden kurz als Frequenzmaßstab nach Froude bezeichnet (fette schwarze Linie).

Wie zu erwarten zeigte sich, dass mit kleiner werdendem Modellmaßstab die Verhältniswerte f_M/f_N zunehmend abweichen. Weiters konnte festgestellt werden, dass diese Abweichung mit größer werdendem Turbulenzgrad immer kleiner wird.

Bei den Versuchen von Binder, die praktisch im Stillwasser stattfanden, kann man von sehr geringen Turbulenzen ausgehen.

4.4.2 RECHTECKPROFILE BEI GERADER ANSTRÖMUNG

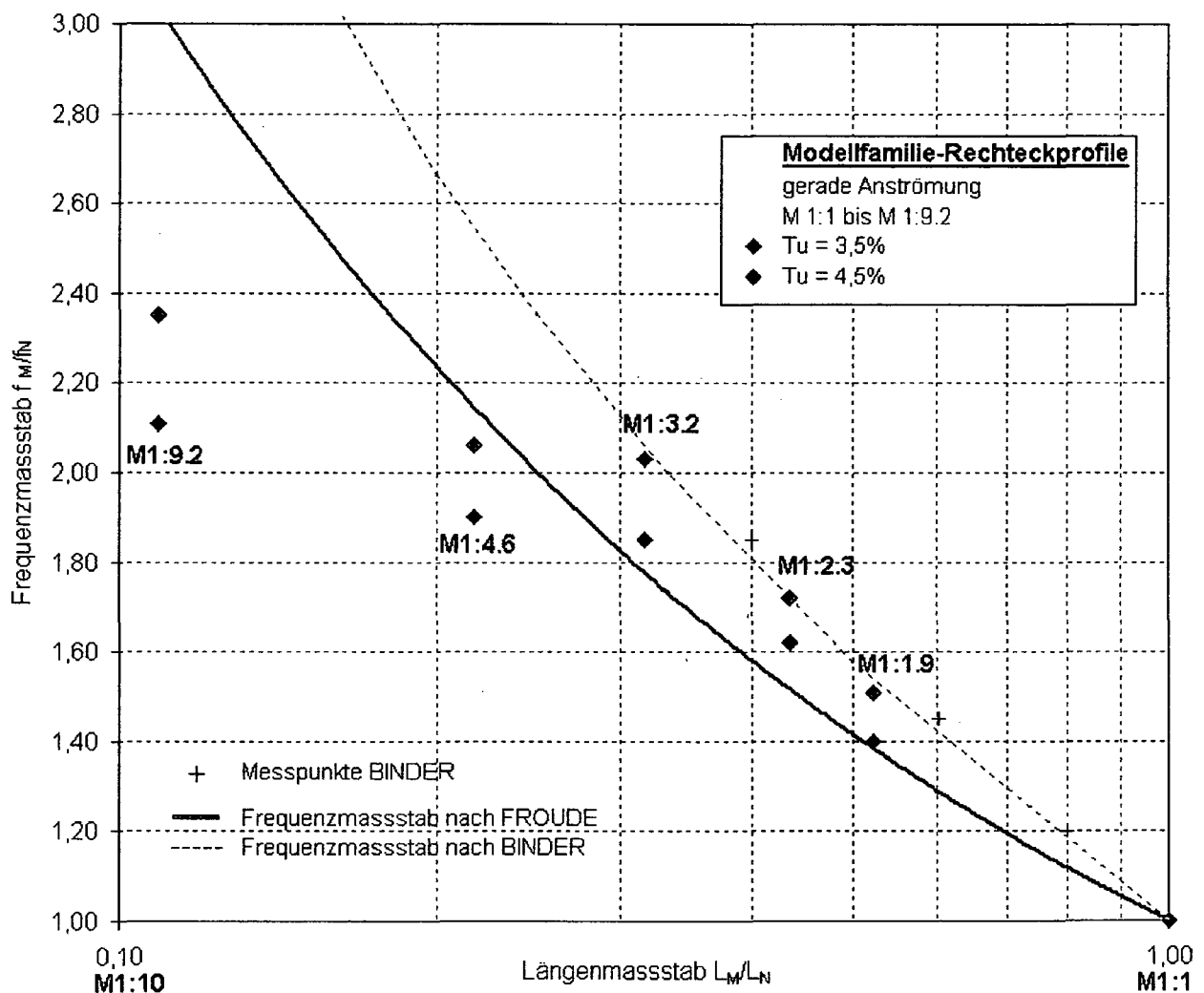


Abbildung 4-16: Frequenzmaßstab der gerade angeströmten Modellfamilie-Rechteckprofile in Abhängigkeit des Längenmaßstabs.

Ähnlich wie bei den Kreisprofilen liegen bei großen Maßstäben die Verhältniswerte f_M/f_N der Modellfamilie „Rechteckprofile“ in Abbildung 4-16 oberhalb der Froude'schen Frequenz-

maßstabskurve. Bei kleinen Modellmaßstäben tritt der von Okajima (1982) bereits auf Seite 61 beschriebene Effekt auf, da die Reynoldszahlen hier unter 10^3 liegen.

4.4.3 RECHTECKPROFILE BEI SCHRÄGER ANSTRÖMUNG

Abbildung 4-17 zeigt die gemessenen Werte der schräg angeströmten Modellfamilie „Rechteckprofile“:

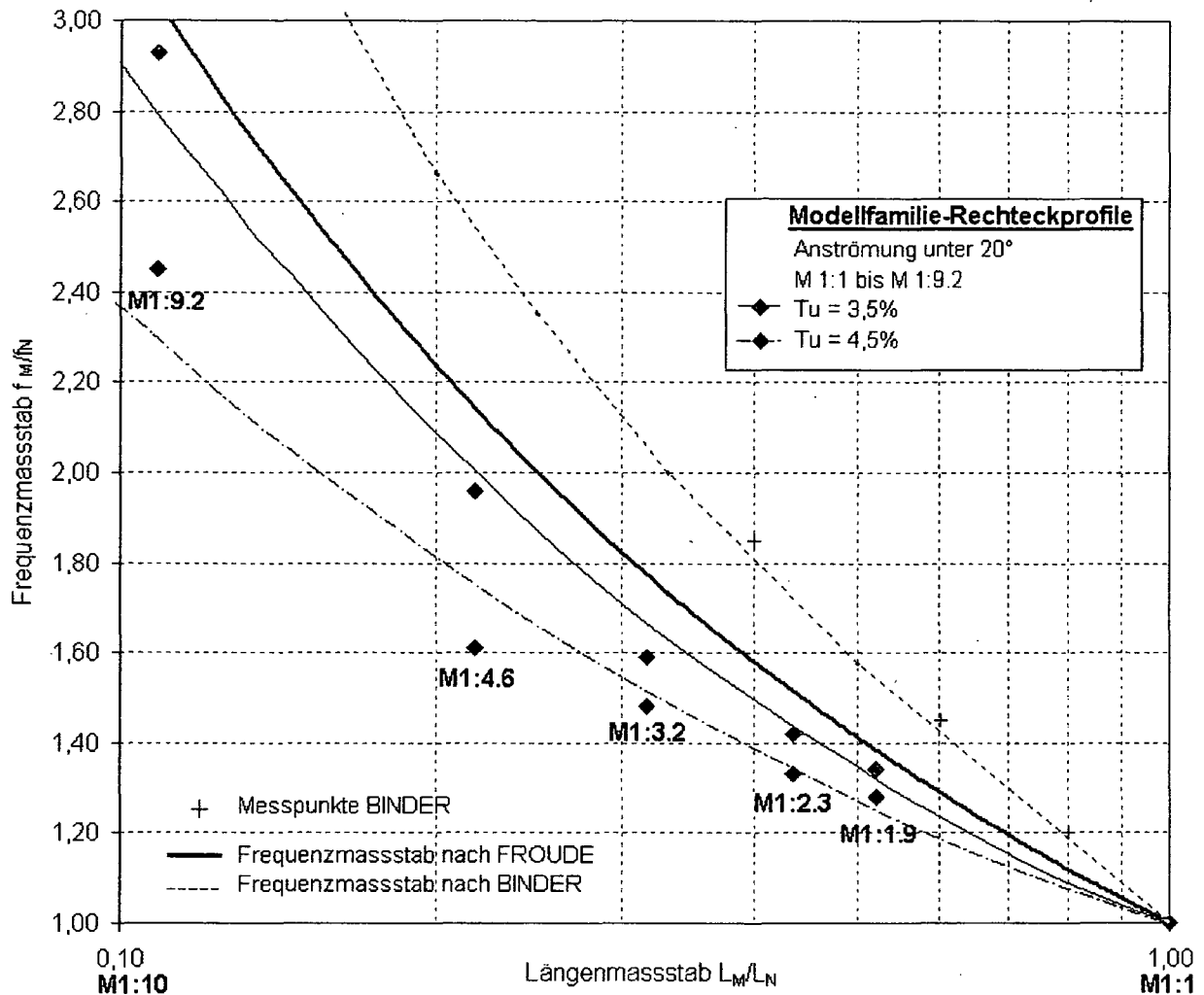


Abbildung 4-17: Frequenzmaßstab der schräg angeströmten Modellfamilie-Rechteckprofile in Abhängigkeit des Längenmaßstabs.

Um eindeutige Ablösungen von **A-Wirbeln** zu erhalten, wurde, wie bereits erwähnt, ein Anströmwinkel von 20° gewählt.

Wie bei allen bisherigen Messungen liegen die Verhältnisswerte f_M/f_N für geringe Turbulenzen ($Tu \approx 3,5\%$) über den Werten, die bei höherer Turbulenz gemessen wurden.

Zusammenfassend kann für die untersuchten Modellfamilien gesagt werden:

- **Es ist ein eindeutiger Einfluss der Turbulenz auf die Wirbelablösefrequenzen erkennbar. Bezogen auf den Frequenzmaßstab liegen die Messwerte bei geringer Turbulenz immer höher als die bei großer Turbulenz.**
- **Mit zunehmender Maßstabsgröße werden die Abweichungen vom Frequenzmaßstab nach Froude kleiner.**
- **Eine Nachbildung nach Froude liefert nur bei Kreisprofilen und bei gerade angeströmten Rechteckprofilen mit hoher Turbulenz im Modell eine brauchbare Näherung. Bei Schräganströmung und Ausbildung von A-Wirbeln ist die brauchbare Übereinstimmung mit Froude nur bei geringer Turbulenz gegeben.**
- **Mindestgrundvoraussetzung um Wirbelablösungen im hydraulischen Modell nach Froude nachbilden zu können, ist bei Kreisprofilen und gerade angeströmten Rechteckprofilen eine Modell-Reynoldszahl Re_M (aus Profildicke und Anströmgeschwindigkeit) von $Re_M > 1000$, da sich bei kleineren Modell-Reynoldszahlen die Strömungsverhältnisse (Viskositätseffekte) bei der Umströmung des Profils ändern. Bei schräg angeströmten Rechteckprofilen sollte $Re_M > 5000$ sein, da sich sonst das turbulenzabhängige Frequenzverhalten ändert.**

5 ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befasste sich mit der Untersuchung des Turbulenzeinflusses auf die Wirbelablösefrequenzen im Nachlauf von scharfkantigen rechteckigen und kreiszylindrischen Stäben.

Um herauszufinden, wie weit sich die Frequenzen dieser Wirbelablösungen in einem Froude'schen Modell nachbilden lassen, sind Messungen an Modellfamilien durchgeführt worden.

Der Einbau strömungsberuhigender Gitter vor dem Einlauf in die Kontraktion erlaubte eine gezielte Variation des Turbulenzgrades im Bereich zwischen 3,5% und 5,5%.

Es wurde gezeigt, dass die Wirbelbildungsfrequenzen der Kreis- und Rechteckprofile äußerst empfindlich auf Änderungen des Turbulenzgrades der Anströmung reagieren.

- Bei den Kreiszylindern führte, wie auch Gerrard (1966) feststellte, eine Abnahme des Turbulenzgrades zu einer Erhöhung der Wirbelbildungsfrequenzen.
- Die Wirbelbildungsfrequenzen der Kreiszylinder steigen mit kleiner werdender Reynoldszahl an.
- Errechnet man aus den gemessenen Wirbelbildungsfrequenzen der Kreiszylinder die entsprechenden Strouhalzahlen (dimensionslose Wirbelfrequenzen), so stimmen diese mit Angaben von Naudascher (1994) gut überein.
- Gerade und schräg angeströmte Rechteckstäbe, deren Seitenverhältnis $L/D = 10$ beträgt, zeigen hinsichtlich der Wirbelablösung gegenüber Kreiszylinderstäben ein deutlich instabileres Verhalten. Dieses unregelmäßige Wirbelbild ist auch von Parker und Welsh (1983) beschrieben worden. Bei einem Turbulenzgrad von $Tu \approx 5,5\%$ war eine regelmäßige Wirbelablösung nicht mehr vorhanden.
- Bei gerade angeströmten Rechteckprofilen ($L/D = 10$) wird die Wirbelbildungsfrequenz mit zunehmendem Turbulenzgrad und kleiner werdender Reynoldszahl größer. Die aus den gemessenen Wirbelbildungsfrequenzen errechneten Strouhalzahlen stimmen mit Angaben von Naudascher et al. (1994), Nguyen et al. (1991), Nakamura et al. (1991) und Tan et al. (1998) gut überein.
- Bei gerade angeströmten Rechteckstäben ($L/D = 10$) konnte auch ein Einfluss der Reynoldszahl auf die Wirbelbildung festgestellt werden: Wenn bei kleinen Modellmaßstäben Reynoldszahlen kleiner als 10^3 erreicht wurden, konnte trotz scharfer Ablösekanten der Wirbelablösepunkt nicht mehr eindeutig definiert werden. Dieses Phänomen hat auch Okajima (1982) beobachtet.
- Bei schräg angeströmten Rechteckstäben ($L/D = 10$) sind die Wirbelablösefrequenzen nicht nur von der Turbulenz sondern auch vom Anstellwinkel abhängig: Mit Zunahme des Anstellwinkels wurde bei gleichbleibendem Turbulenzgrad die Wirbelablösefrequenz kleiner.

- Bei schräg angeströmten Rechteckprofilen ($L/D = 10$), wo sich wegen des Anstellwinkels A-Wirbel ausbildeten, änderte sich mit der Zunahme des Modellmaßstabes das vom Turbulenzgrad und der Reynoldszahl abhängige Frequenzverhalten der Wirbel. Bei Reynoldszahlen größer als 5000 (große Modellmaßstäbe) stieg mit dem Turbulenzgrad die Wirbelbildungsfrequenz. Bei Reynoldszahlen kleiner als 5000 (kleine Modellmaßstäbe) ließ steigende Turbulenz die Wirbelbildungsfrequenz sinken.
 - Die Schwingungsanregung eines frei schwingenden Rechenstabpaketes wird vom Stababstand beeinflusst: Es konnte festgestellt werden, dass es unabhängig vom Turbulenzgrad zu keiner wirbelinduzierten Schwingungsanregung kommt, wenn der Stababstand s kleiner oder gleich der Länge L des Stabes gehalten wird. Dies bedeutet, dass wirbelinduzierte Schwingungsanregung bei scharfkantigen rechteckigen Rechenstäben, deren Seitenverhältnis $L/D = 10$ beträgt, bei Stababständen von $s < L$ nicht auftreten. Diese Beobachtung stimmt mit den Beobachtungen von Kerenyi (1997) überein. Eine bei Kraftwerksbetreibern in Österreich durchgeführte Umfrage in den 90er Jahren ergab, dass bei scharfkantigen Rechenstäben, deren Seitenverhältnis $L/D = 10$ betrug und deren Stababstand $s < L$ war, bisher keine Rechenbrüche infolge Ermüdung auftraten. Die bei den Versuchen beobachtete Schwingungsanregung infolge Turbulenz, die sich langsam aufbaute, dann wieder abklang, um sich erneut aufzubauen, erzeugt offensichtlich Schwingungsamplituden (Spannungsschwankungen), die im Wöhlerdiagramm außerhalb des Bereichs der Ermüdungsfestigkeit liegen.
- Bezüglich der Nachbildung der Wirbelablösefrequenzen in einem Froude'schen Modell stellte sich folgendes heraus:
- Bezogen auf den Frequenzmaßstab sind die Verhältniswerte f_M/f_N bei geringer Turbulenz immer größer als die bei hoher Turbulenz.
 - Mit zunehmender Maßstabsgröße werden die Abweichungen vom Frequenzmaßstab nach Froude kleiner.
 - Bei Kreisprofilen und bei gerade angeströmten Rechteckprofilen liefert eine Nachbildung nach Froude nur bei hoher Turbulenz der Anströmung eine brauchbare Näherung. Bei Schräganströmung und bei Ausbildung von A-Wirbeln, ist dagegen eine brauchbare Übereinstimmung mit Froude nur bei geringer Turbulenz gegeben.

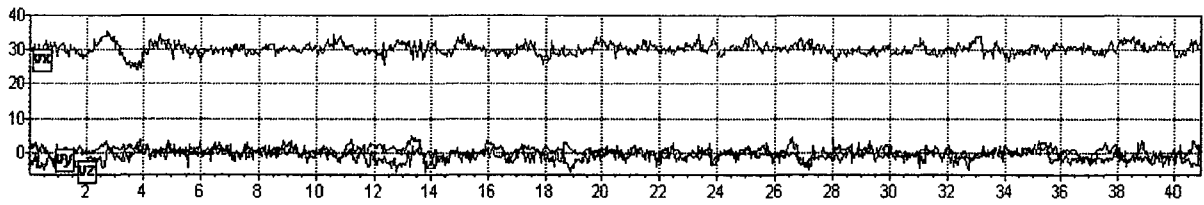
LITERATURVERZEICHNIS

- Baines, W.D., et al.: *"An Investigation of Flow Through Screens"*, Transactions of the ASME, May 1951.
- Batchelor, G.K.: *"The Theory of Homogeneous Turbulence"*, Cambridge University Press, 1967.
- Binder, M.: *„Schwingungsuntersuchungen im wasserbaulichen Versuchswesen“*, Dissertation, Inst. für Konstruktiven Wasserbau, TU-Wien, 2002.
- Billeter, P.: *„Strömungsinduzierte Schwingungen von Schützen mit mehreren Freiheitsgraden“*, Mitteilungen 160, VAW, Zürich, 1998.
- Blevins, R.M.: *„Flow-Induced Vibrations“*, 1st Edition, Van Nostrand Reinhold Ltd., New York, 1977.
- Brigham, E.O.: *„FFT - Schnelle Fourier-Transformation“*, 2. Auflage, R. Oldenburg Verlag, München, 1985.
- Cooley, J.W., et al.: *"An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series"*, Mathematics of Computation, Vol. 19, No. 90, pp. 297-301, 1965.
- Deniz, S.: *„Kräfte auf angeströmte, schwingende Profile mit Rechteck- und Achteckquerschnitt“*, Mitteilungen 125, VAW, Zürich, 1994.
- Drobir, H.: *„Geschichte und Grundlagen des wasserbaulichen Versuchswesens“*, Konstruktiver-Landschaftswasserbau, Band 20, S. 1-12, Inst. f. Konstruktiven Wasserbau, Wien, September 2004.
- Dryden, H.L., et al.: *„The Use of Damping Screens for the Reduction of Wind-Tunnel Turbulence“*, Journal of the Aeeronautical Sciences, April 1947.
- Froude, W.: *„Experiments on the Surface-friction experienced by a Plane moving through water“*, 42nd Report British Assoc., 1872.
- Gerrard, J.H.: *"The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies"*, J. Fluid Mech., vol. 25, part 2, pp. 401-413, 1966.
- Goring, D.G., et al.: *"Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data"*, Journal of Hydraulic Engineering, pp. 117-126, January, 2002.
- Haeck, N.: Code zur Programmierung des FFT-Algorithmus, <http://www.simdesign.nl>, Mozilla Public License Version 1.1, März 2003.
- Hillisch, S.: *„Visualisierung Strömungsinduzierter Rechenschwingungen“*, Diplomarbeit, Inst. f. Konstr. Wasserbau, TU-Wien, 1999.
- Hinze, J.O.: *"Turbulence"*, McGraw-Hill, 2nd edition, 1975.
- Huurdeman, B.: *"Numerische Simulation inkompressibler turbulenter Strömungen mit Mehrgitterverfahren auf unstrukturierten Gittern"*, Dissertation, Universität Stuttgart, 1999.
- Kappler, M.: *„Experimentelle Untersuchung der Umströmung von Kreiszyllindern mit ausgeprägt dreidimensionalen Effekten“*, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, 2002.

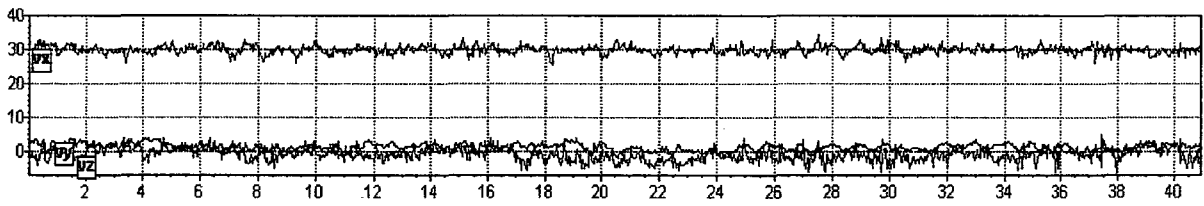
- Kerenyi, K.: „Schwingungsuntersuchung eines Rechenstabprofils mit zwei Freiheitsgraden“, Dissertation, Inst. f. Konstr. Wasserbau, TU-Wien, 1997.
- Loehrke, R.I., et al.: „Control of Free-Stream Turbulence by Means of Honeycombs: A Balance Between Suppression and Generation“, Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, Sept. 1976.
- Lumley, J.L.: „Passage of a Turbulent Stream Through Honeycomb of Large Length-To-Diameter Ratio“, Journal of Basic Engineering, Transactions of the ASME, June 1964.
- Lumley, J.L., et al.: „Reducing Water Tunnel Turbulence by Means of a Honey-Comb“, Journal of Basic Engineering, Transactions of the ASME, Dec. 1967.
- McLeod, M.S.: „On the Design and Testing of a High-Aspect-Ratio Channel for Turbulent Flow Measurements“, Department of Mechanical Engineering, McGill University, 2000.
- Mills, R., et al.: „Response of base suction and vortex shedding from rectangular prisms to transverse forcing“, J. Fluid Mech., vol. 461, pp. 25-49, Cambridge University Press, 2002.
- Naudascher, E., et al.: „Flow –Induced Vibrations – An engineering guide“, Intern. Assoc. for Hydraulic Research, A.A. Balkema, Rotterdam, 1994.
- Nakamura, Y., et al.: „Experiments on vortex shedding from flat plates with square leading and trailing edges“, Journal Fluid Mechanics, vol. 222, pp. 437-447, 1991.
- Negretti, M.E.: „Entwicklung von kohärenten 2D Strukturen im Nachlauf eines Kreiszylinders in turbulenter Flachwasserströmung“, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, 2003.
- Nguyen, T.D., et al.: „Vibration of Beams and Trashracks in Parallel and Inclined Flows“, Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 117, No. 8, August, 1991.
- Okayima, A.: „Strouhal Numbers of Rectangular Cylinders“, Journal Fluid Mech., vol. 123, pp. 79-398, 1982.
- Parker, R., et al.: „Effects of sound on flow separation from blunt flat plates“, Intern. J. Heat and Fluid Flow, vol. 4, pp. 113-127.
- Pollak, B.: VFT 1.7 – Vortex Frequency Tool v. 1.7, Software zur Bestimmung des Turbulenzgrades und der Wirbelbildungsfrequenz auf Basis einer FFT, 2004.
- Potter, M.C., et al.: „Mechanics of Fluids“, 2nd Edition, Prentice-Hall International, Inc.
- Reynolds, O.: „On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion“, Philosophical Transactions of the Royal Society, Series A, 186:123, 1895.
- Roshko, A.: „On the development of turbulent wakes from vortex streets“, National Advisory Committee for Aeronautics, Report 1119, 1954.
- Roshko, A.: „On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies“, National Advisory Committee for Aeronautics, Technical Note 3169, Washington, July, 1954.

- Schlichting, H.: „Grenzschicht-Theorie“, 5. Auflage, Wissenschaftliche Bücherei, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1965.
- Schlichting, H., et al.: „Grenzschicht Theorie“, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1997.
- Shiraishi, N., et al.: „On classification of vortex-induced oscillation and its application for bridge structures“, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol. 14, pp. 419-430, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, 1983.
- Singleton, R.C.: „An Algorithm for Computing the Mixed Radix Fast Fourier Transform“, IEEE Trans. Audio Electroacoust., v. AU-17, p.93, June 1969.
- Staubli, T.: „Flow Field Upstream of a Trash Rack Measured with an Acoustic Doppler Probe“, July 10-12, IGHEM, 2000.
- Tan, B.T., et al.: „Simulated Flow around Long Rectangular Plates under Cross Flow Perturbations“, International Journal of Fluid Dynamics, Vol. 2, Article 1, 1998.
http://elecpress.monash.edu.au/ijfd/1998_vol2/paper1/Tan.Introduction.html
- Wang, Y.: „Schwingungen von schräg angeströmten Rechenstäben quer zu und in Strömungsrichtung“, Bericht SFB 210/E/74, Universität Karlsruhe, 1992.
- Wedekind, I.: „Protokoll zum Versuch Nr. 3 – Karmansche Wirbelstrasse“, Strömungs-physikalisches Praktikum I, Inst. f. nichtlineare Dynamik, Universität Göttingen, 1997/98.
- Nasa Archiv: Bildmaterial zu Wirbelstrassen, kanarische Inseln, 2000: http://www.iac.ethz.ch/-staff/schwierz/vorlesung_fd/.

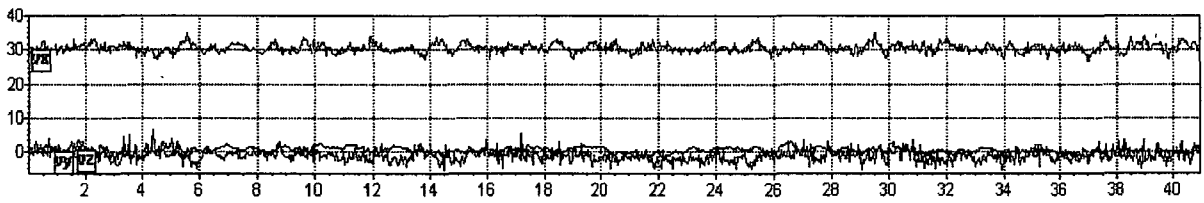
BEILAGE A – GESCHWINDIGKEITSMESSSCHRIEBE IN ABHÄNGIGKEIT DER TURBULENZ



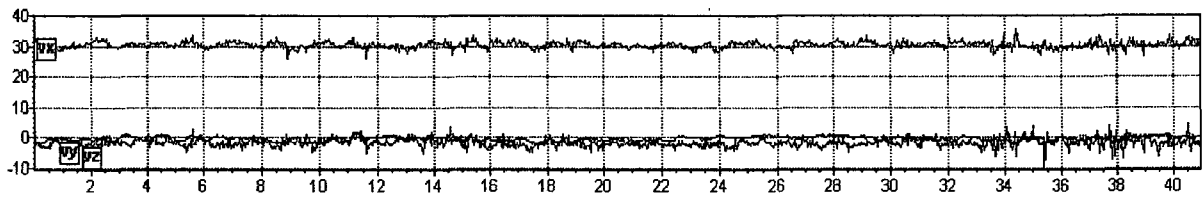
Messschrieb für $v_0=30\text{cm/s}$, $Tu=5,08\%$.



Messschrieb für $v_0=30\text{cm/s}$, $Tu=3,67\%$.



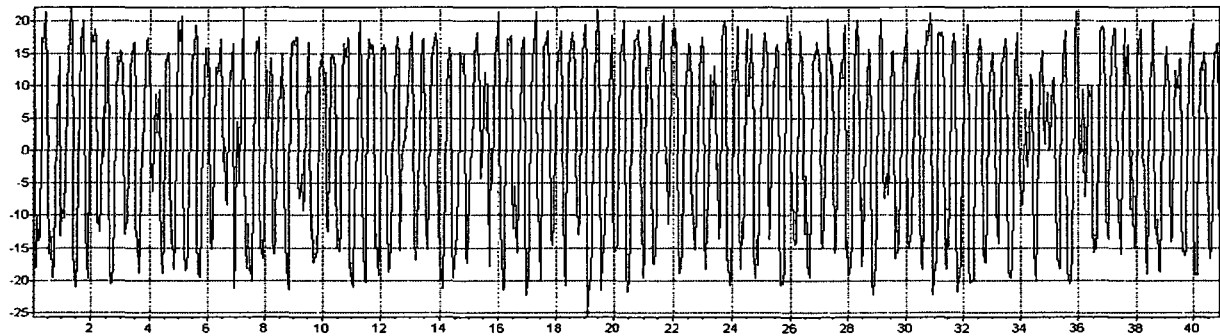
Messschrieb für $v_0=30\text{cm/s}$, $Tu=3,06\%$.



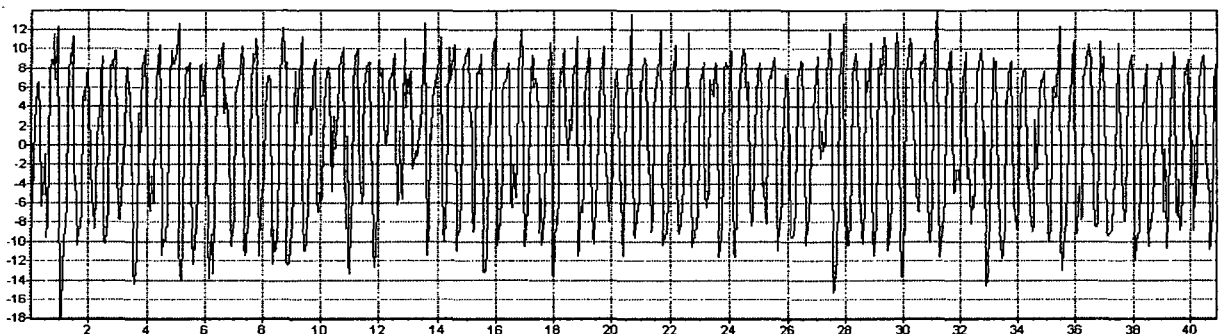
Messschrieb für $v_0=30\text{cm/s}$, $Tu=2,46\%$.

BEILAGE B – MESSSCHRIEBE DER GESCHWINDIGKEITSKOMPONENTE v_y UND ZUGEHÖRIGE FREQUENZAUSWERTUNG

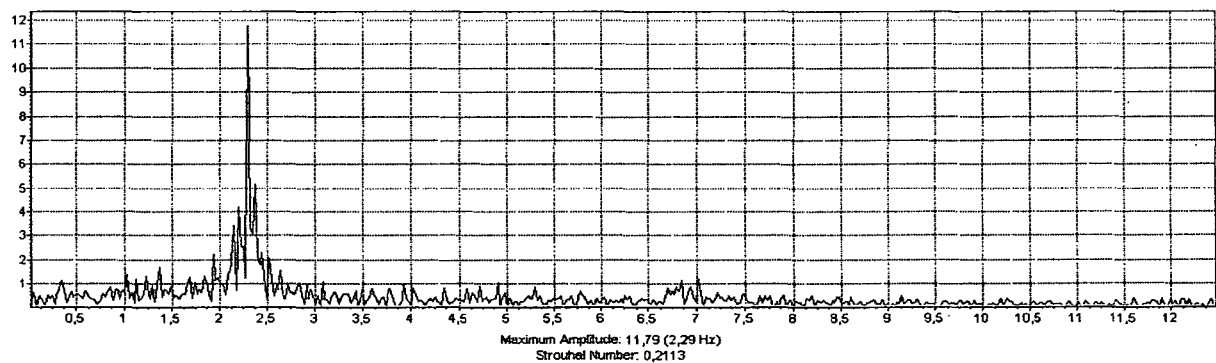
Kreisprofil $d = 1,2 \text{ cm}$ - $Tu \approx 3,5\%$ und $5,5\%$:



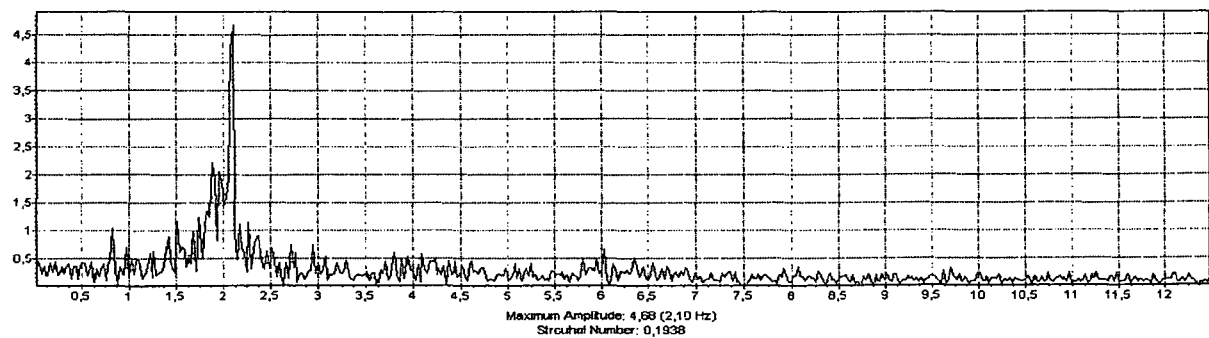
Messschrieb v_y für Kreisprofil $d=1,2\text{cm}$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 13cm/s .



Messschrieb v_y für Kreisprofil $d=1,2\text{cm}$; $Tu \approx 5,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 13cm/s .

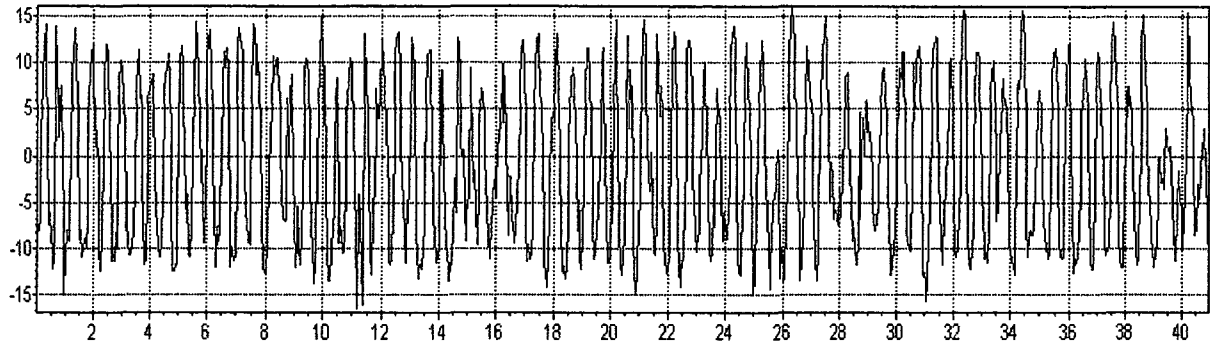


FFT v_y für Kreisprofil $d=1,2\text{cm}$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 13cm/s .

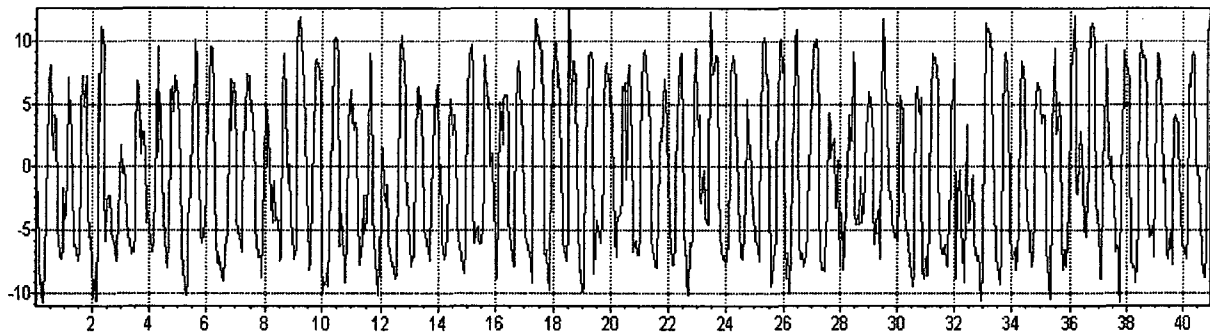


FFT v_y für Kreisprofil $d=1,2\text{cm}$; $Tu \approx 5,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 13cm/s .

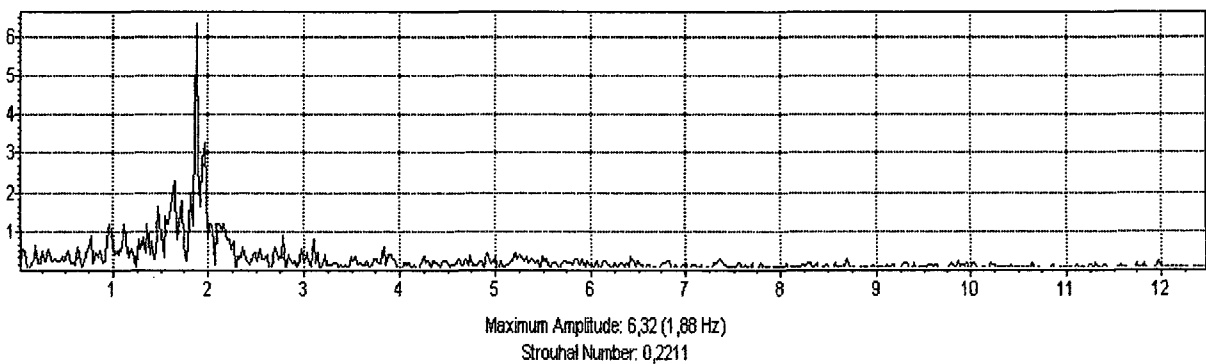
Kreisprofil $d = 2 \text{ cm}$ - $Tu \approx 3,5\%$ und $5,5\%$:



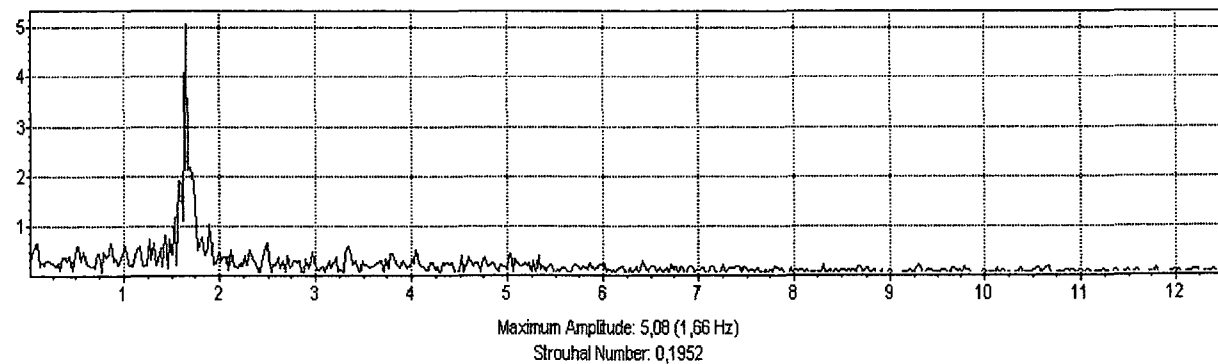
Messschrieb v_y für Kreisprofil $d=2\text{cm}$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 17cm/s .



Messschrieb v_y für Kreisprofil $d=2\text{cm}$; $Tu \approx 5,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 17cm/s .

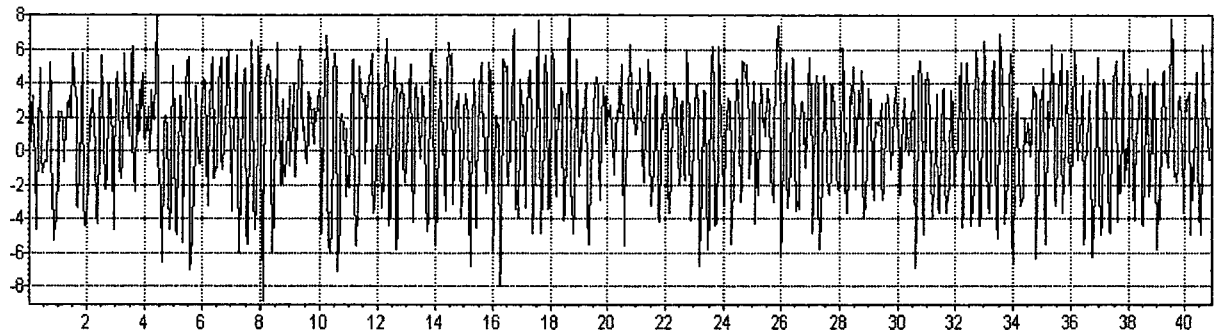


FFT v_y für Kreisprofil $d=2\text{cm}$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 17cm/s .

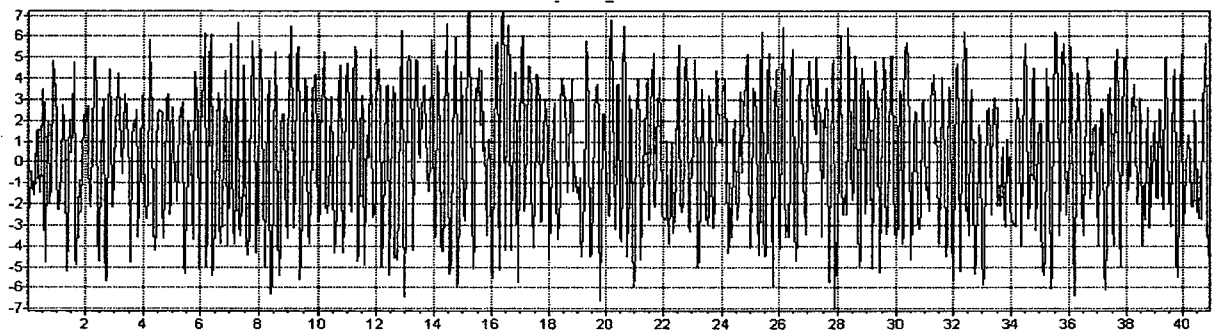


FFT v_y für Kreisprofil $d=2\text{cm}$; $Tu \approx 5,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 17cm/s .

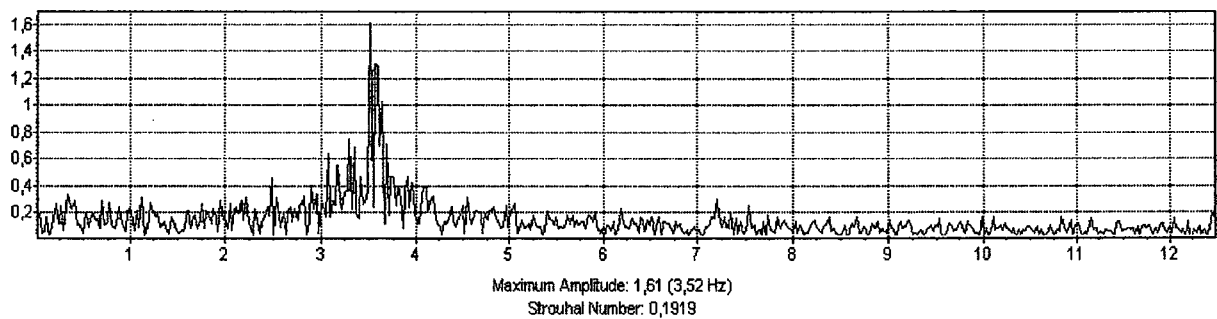
Rechteckprofil $L/D = 12\text{cm}/1,2\text{cm}$ - $Tu \approx 3,5\%$ und $4,5\%$:



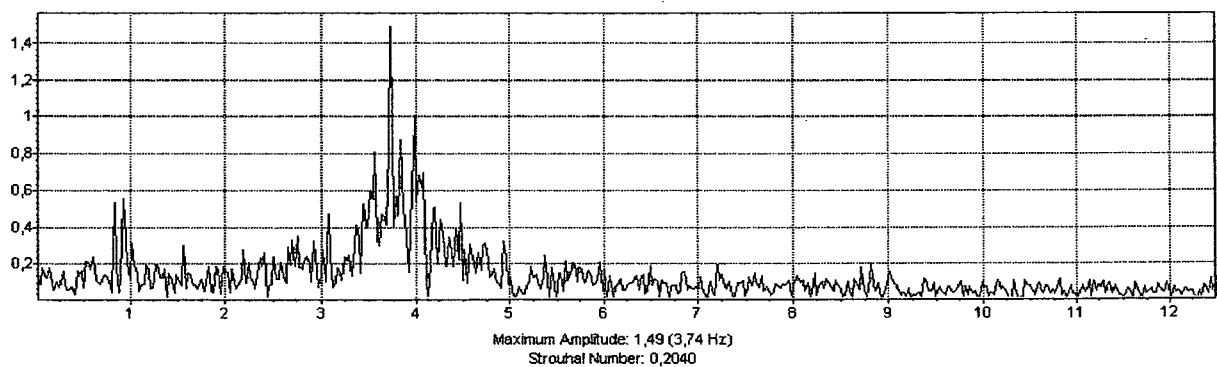
Messschrieb v_y für Rechteckprofil $L/D=12\text{cm}/1,2\text{cm}$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 22cm/s .



Messschrieb v_y für Rechteckprofil $L/D=12\text{cm}/1,2\text{cm}$; $Tu \approx 4,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 22cm/s .

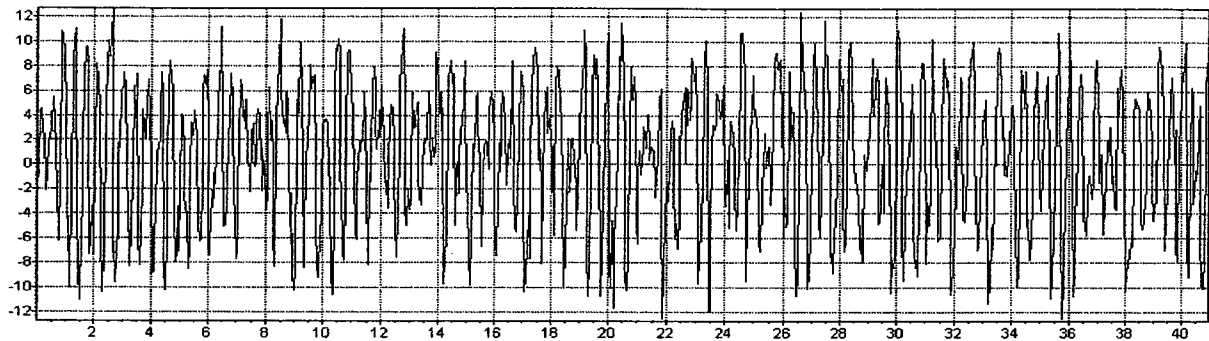


FFT v_y für Rechteckprofil $L/D=12\text{cm}/1,2\text{cm}$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 22cm/s .

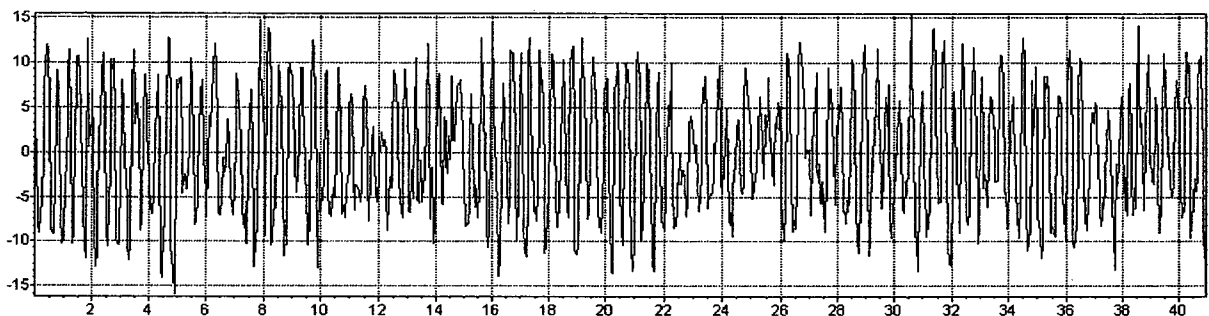


FFT v_y für Rechteckprofil $L/D=12\text{cm}/1,2\text{cm}$; $Tu \approx 4,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 22cm/s .

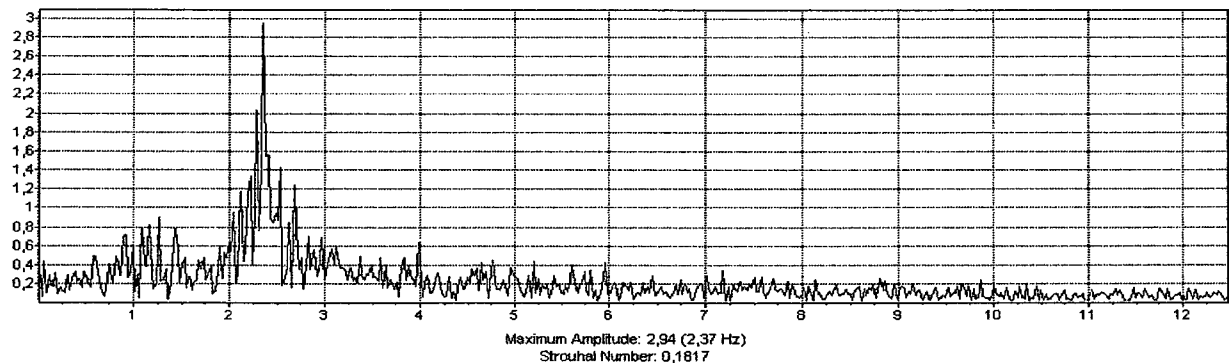
Rechteckprofil $L/D = 23\text{cm}/2,3\text{cm} - Tu \approx 3,5\%$ und $4,5\%$:



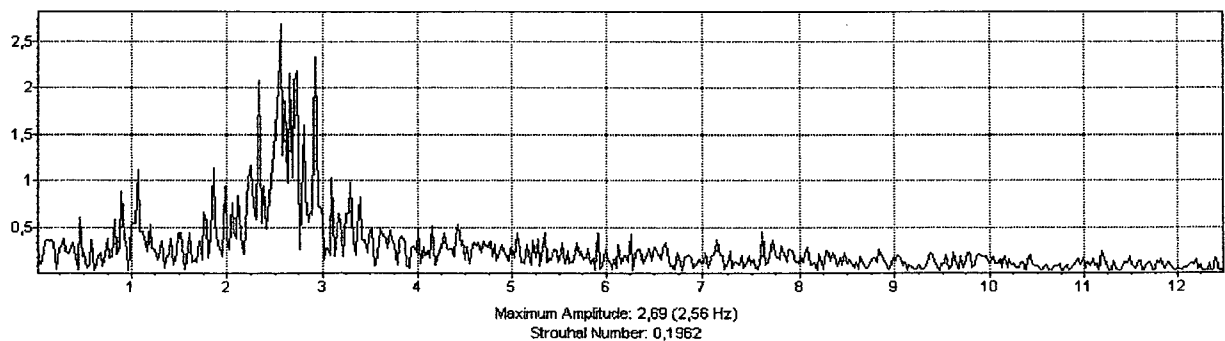
Messschrieb v_y für Rechteckprofil $L/D=23\text{cm}/2,3\text{cm}$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 30cm/s .



Messschrieb v_y für Rechteckprofil $L/D=23\text{cm}/2,3\text{cm}$; $Tu \approx 4,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 30cm/s .

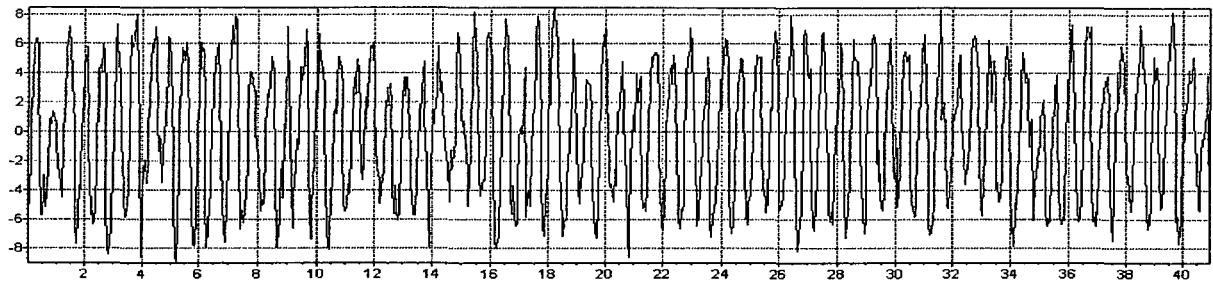


FFT v_y für Rechteckprofil $L/D=23\text{cm}/2,3\text{cm}$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 30cm/s .

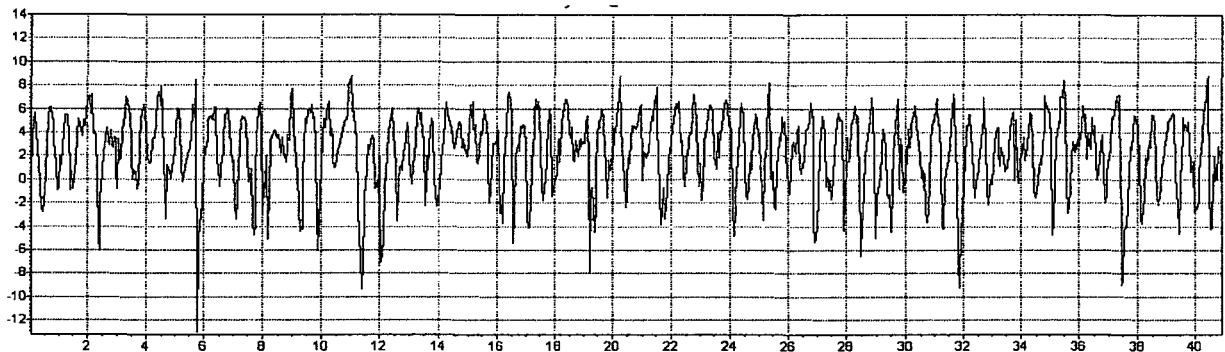


FFT v_y für Rechteckprofil $L/D=23\text{cm}/2,3\text{cm}$; $Tu \approx 4,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 30cm/s .

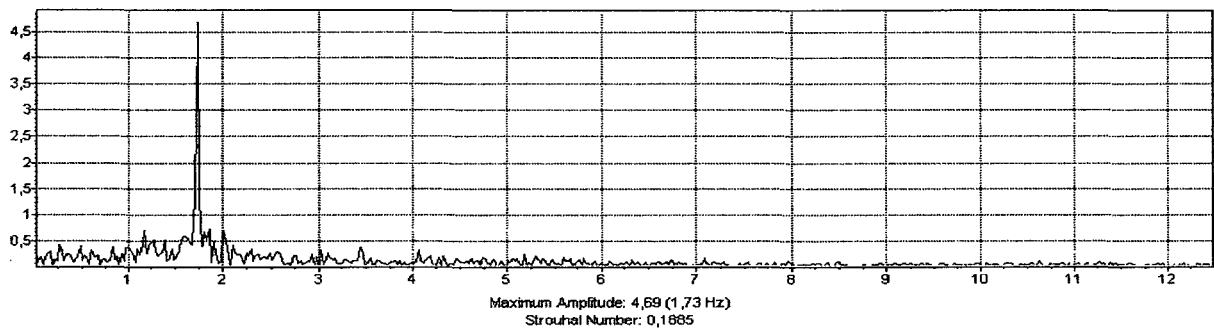
Rechteckprofil $L/D = 2,5\text{cm}/0,25\text{cm}$ ($D' = 1,09\text{ cm}$) - $Tu \approx 3,5\%$ und $4,5\%$ - $\alpha = 20^\circ$:



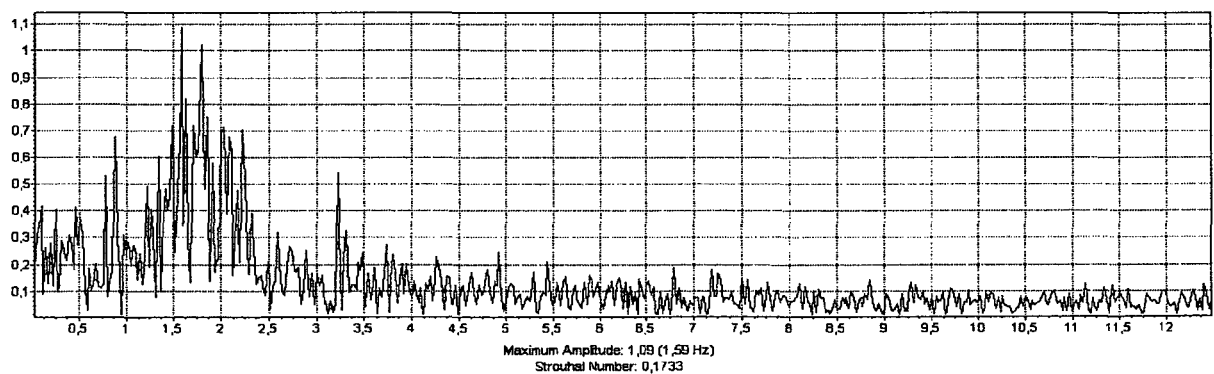
Messschrieb v_y für Rechteckprofil $L/D=2,5\text{cm}/0,25\text{cm}$, $\alpha=20^\circ$; $Tu \approx 3,5\%$; Anström-geschwindigkeit 10cm/s .



Messschrieb v_y für Rechteckprofil $L/D=2,5\text{cm}/0,25\text{cm}$, $\alpha=20^\circ$; $Tu \approx 4,5\%$; Anström-geschwindigkeit 10cm/s .

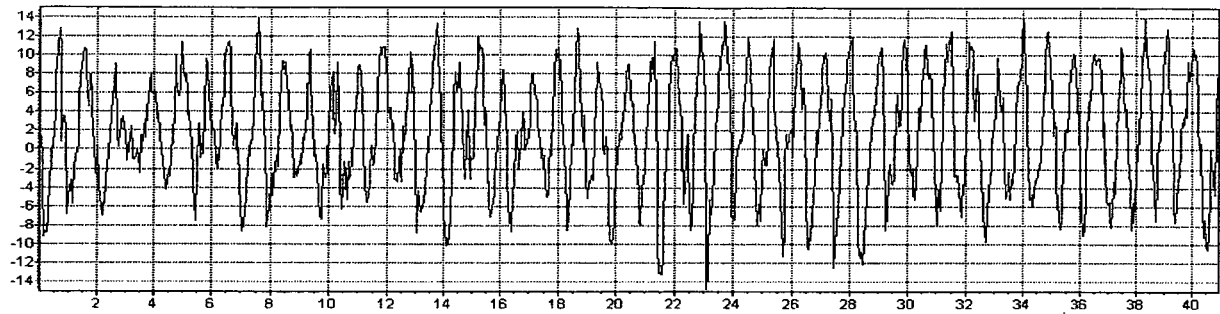


FFT v_y für Rechteckprofil $L/D=2,5\text{cm}/0,25\text{cm}$, $\alpha=20^\circ$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 10cm/s .

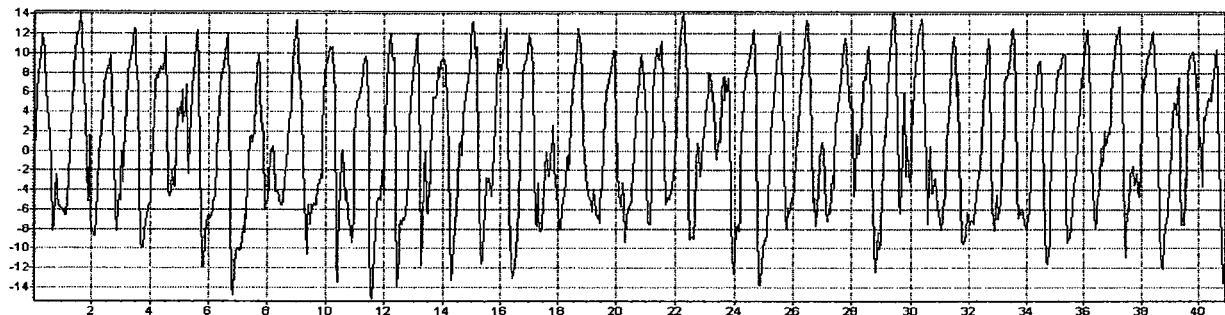


FFT v_y für Rechteckprofil $L/D=2,5\text{cm}/0,25\text{cm}$, $\alpha=20^\circ$; $Tu \approx 4,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 10cm/s .

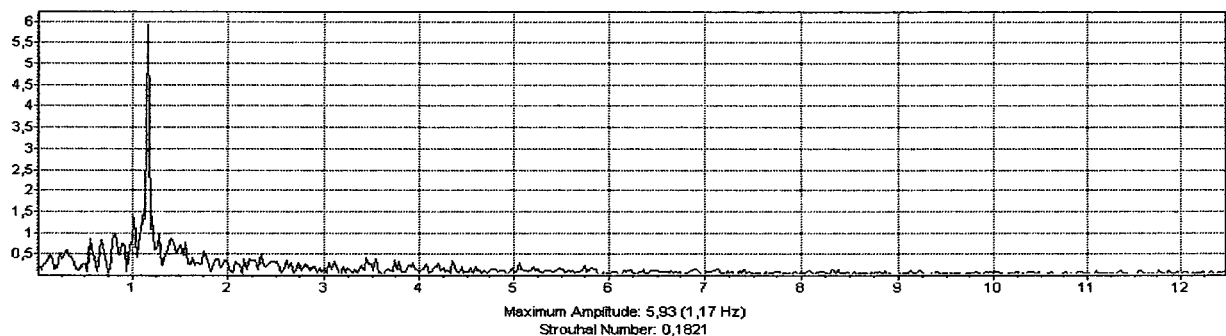
Rechteckprofil $L/D = 5\text{cm}/0,5\text{cm}$ ($D' = 2,18\text{ cm}$) - $Tu \approx 3,5\%$ und $4,5\%$ - $\alpha = 20^\circ$:



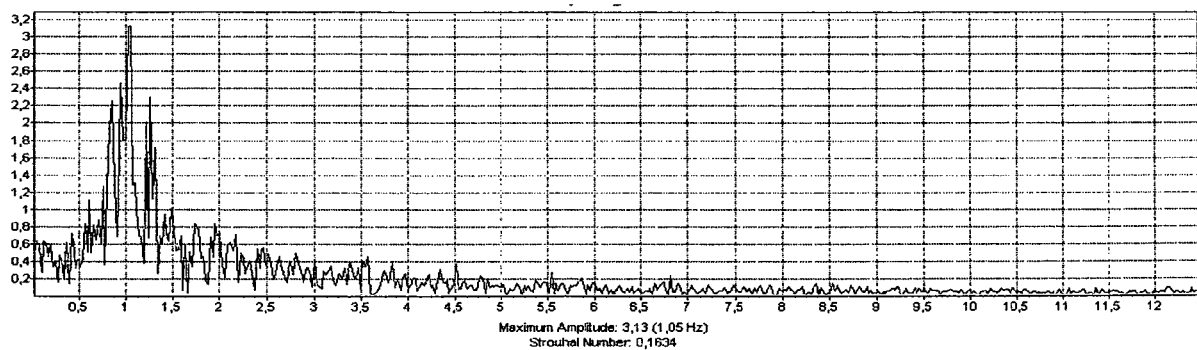
Messschrieb v_y für Rechteckprofil $L/D=5\text{cm}/0,5\text{cm}$, $\alpha=20^\circ$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 14cm/s .



Messschrieb v_y für Rechteckprofil $L/D=5\text{cm}/0,5\text{cm}$, $\alpha=20^\circ$; $Tu \approx 4,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 14cm/s .



FFT v_y für Rechteckprofil $L/D=5\text{cm}/0,5\text{cm}$, $\alpha=20^\circ$; $Tu \approx 3,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 14cm/s .



FFT v_y für Rechteckprofil $L/D=5\text{cm}/0,5\text{cm}$, $\alpha=20^\circ$; $Tu \approx 4,5\%$; Anströmgeschwindigkeit 14cm/s .

BEILAGE C – VISUALISIERUNG

Um die Wirbelstrukturen im Nachlauf der angeströmten Rechteckprofile sichtbar zu machen und um die gemessenen Wirbelablösefrequenzen verifizieren zu können, wurde in vorliegender Arbeit eine Visualisierung der Strömung durchgeführt. Diese Visualisierung sollte Aufschluss über mögliche Fehlerquellen bei der Wirbelfrequenzmessung der gerade angeströmten Rechteckstäbe geben.

Im hydraulischen Modellversuch kommen eine Reihe von Verfahren zum Einsatz, um Strömungen sichtbar zu machen. Welches Verfahren man wählt, hängt letztlich vom Medium und von der Strömungsgeschwindigkeit ab. Der große Vorteil einer Strömungsvisualisierung liegt darin, dass qualitative Aussagen über Strömungsfelder oder räumliche Strömungsstrukturen getroffen werden können, ohne dabei die Strömung, etwa durch den Einbau von Messsonden, zu stören.

Zur Sichtbarmachung der Wirbelstrassen der gerade angeströmten Rechteckprofile wurde im vorliegenden Fall die durch die Zugabe von einer Farbflüssigkeit sogenannte „Farbfadenmethode“ angewandt:

VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

Als Markierungsstoff zur Visualisierung wurde Kaliumpermanganat verwendet. Die Farbeinbringung in die Strömung erfolgte über eine, an einem Farbreservoir angeschlossene Kanüle mit einem Durchmesser von 1mm (Abbildung a). Die Kanüle wurde bei den Profilen $L/D = 2,5\text{cm}/0,25\text{cm}$ und $L/D = 5,0\text{cm}/0,50\text{cm}$ an der Profilhinterkante unmittelbar über der freien Wasserspiegeloberfläche angebracht, sodass die Farblösung entlang der Hinterkante in Form eines dünnen Farbfadens bis zum Erreichen der Wasserspiegeloberfläche floss und die Strömung im Nachlaufbereich nicht beeinträchtigte. Im Unterschied zu den kleinen Rechteckprofilen musste bei größeren Profilen, aufgrund der zunehmenden Aufweitung des Nachlaufgebietes, die Kanüle an der Vorderkante, in unmittelbarer Nähe zur Wasserspiegeloberfläche, positioniert werden, um die gesamte Wirbelstrasse sichtbar machen zu können. Auch hierbei war keine Störung der Strömung zu beobachten.

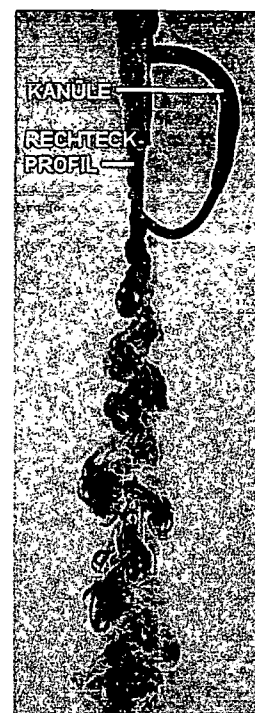
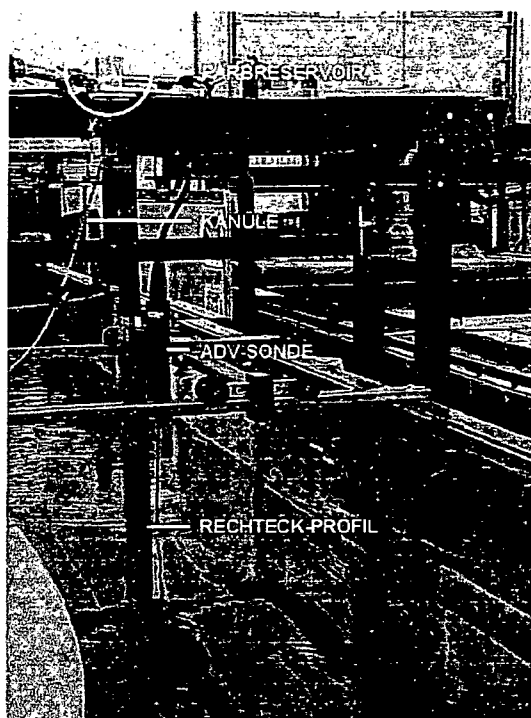


Abbildung a: links: experimentelle Vorrichtung zur Visualisierung; rechts: Einbringen des Kaliumpermanganats in die Strömung.

Aufgenommen wurde mit einer digitalen Videokamera. Die Bildeinstellungen hat man auf einem Fernsehbildschirm kontrolliert, um die optimale Positionierung der Kamera herauszufinden. Weiters konnte mit dieser Methode der optimale Beleuchtungswinkel festgestellt werden. Aus dem aufgenommenen Filmmaterial sind pro Profil Filmsequenzen zu jeweils einer Sekunde ausgewählt und in 25 Einzelbilder (frames) pro Sekunde mithilfe eines Bildbearbeitungsprogramms zerlegt worden. Somit war es möglich, die Wirbelbildungsfrequenzen der Modellfamilie infolge Messung mit der ADV-Sonde (Abtastfrequenz von 25 Hz) den Ergebnissen aus der Visualisierung gegenüberzustellen.

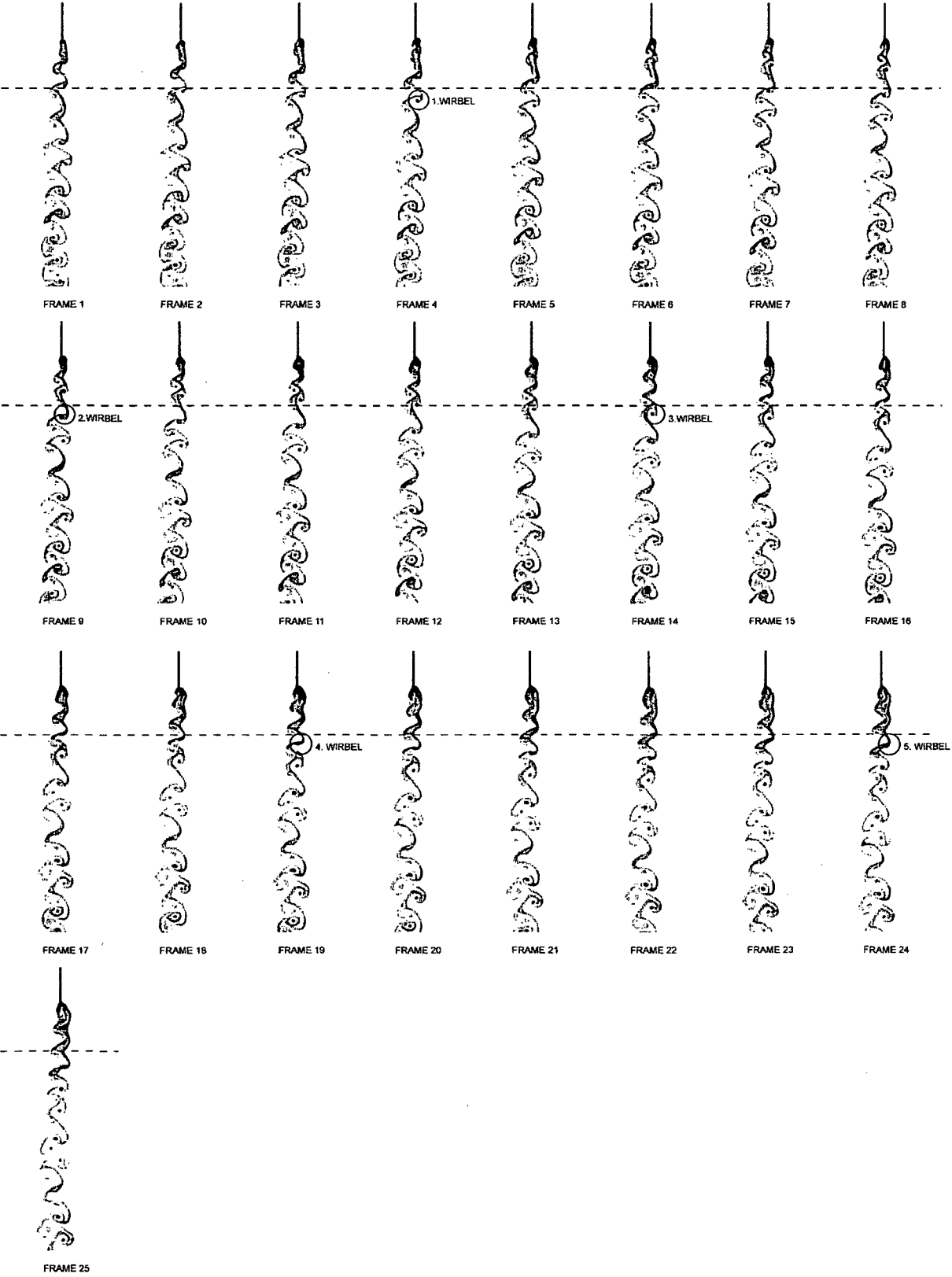
Der Turbulenzgrad bei den Visualisierungsaufnahmen betrug 3,5%.

WIRBELBILDER DER RECHTECKPROFILE

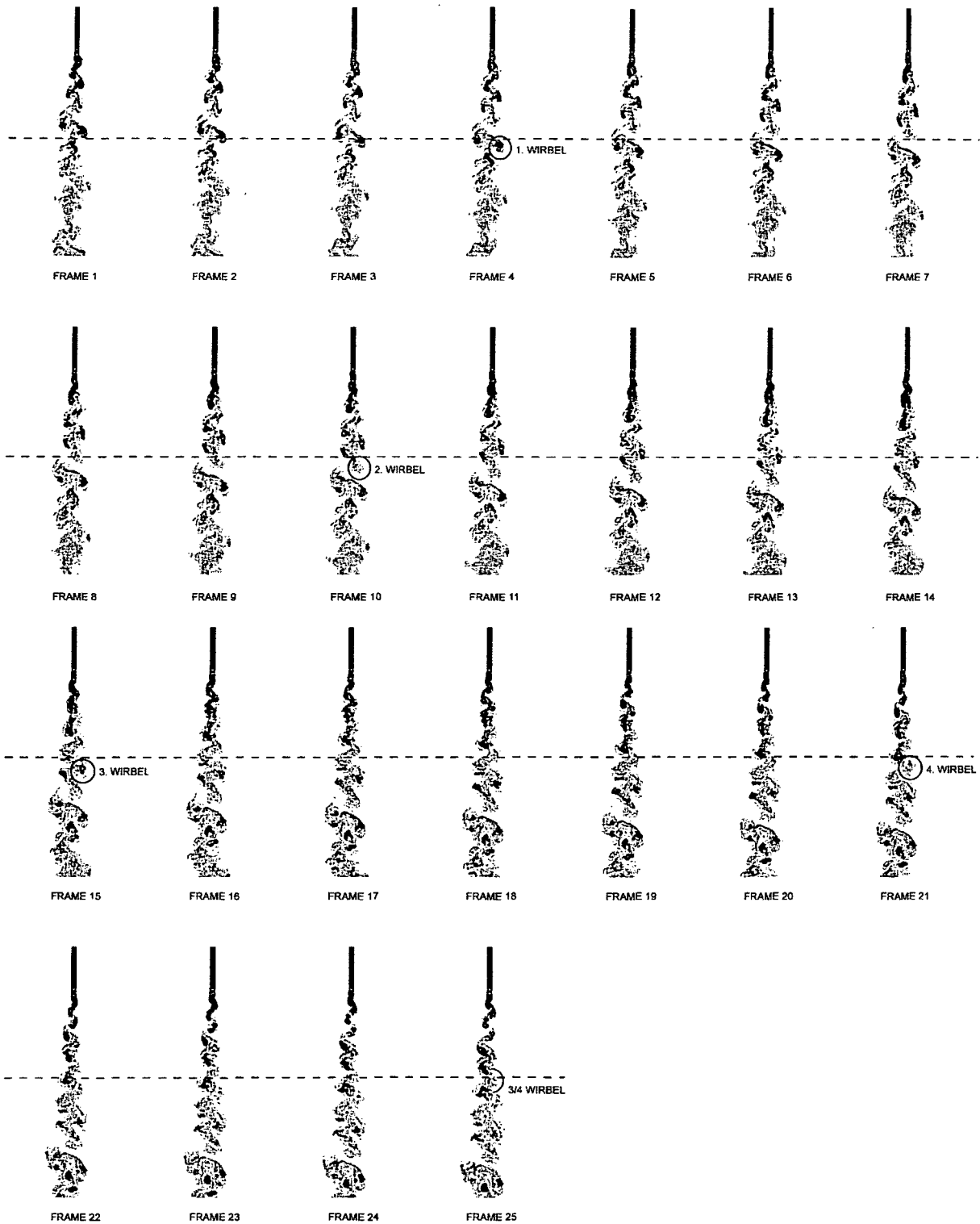
Wie bereits erwähnt, sollte die Visualisierung klären, inwieweit die Messergebnisse mit der optischen Bildauswertung übereinstimmen. Da aus den Aufnahmen der Digitalkamera 25 Einzelbilder oder frames pro Sekunde generiert werden konnten und die Abtastfrequenz der ADV-Sonde 25 Hz betrug, war ein direkter Vergleich zwischen Visualisierung und Messung möglich und es konnten Rückschlüsse auf die Plausibilität der gemessenen Wirbelbildungsfrequenz gezogen werden.

Die Ergebnisse der Visualisierung sind aus den nachstehenden Abbildungen zu entnehmen. Um die Fortpflanzung eines einzelnen Wirbels zu verdeutlichen, dient die Markierung mit einem roten Kreisring, der die genaue Lage des Wirbels pro Bild anzeigt.

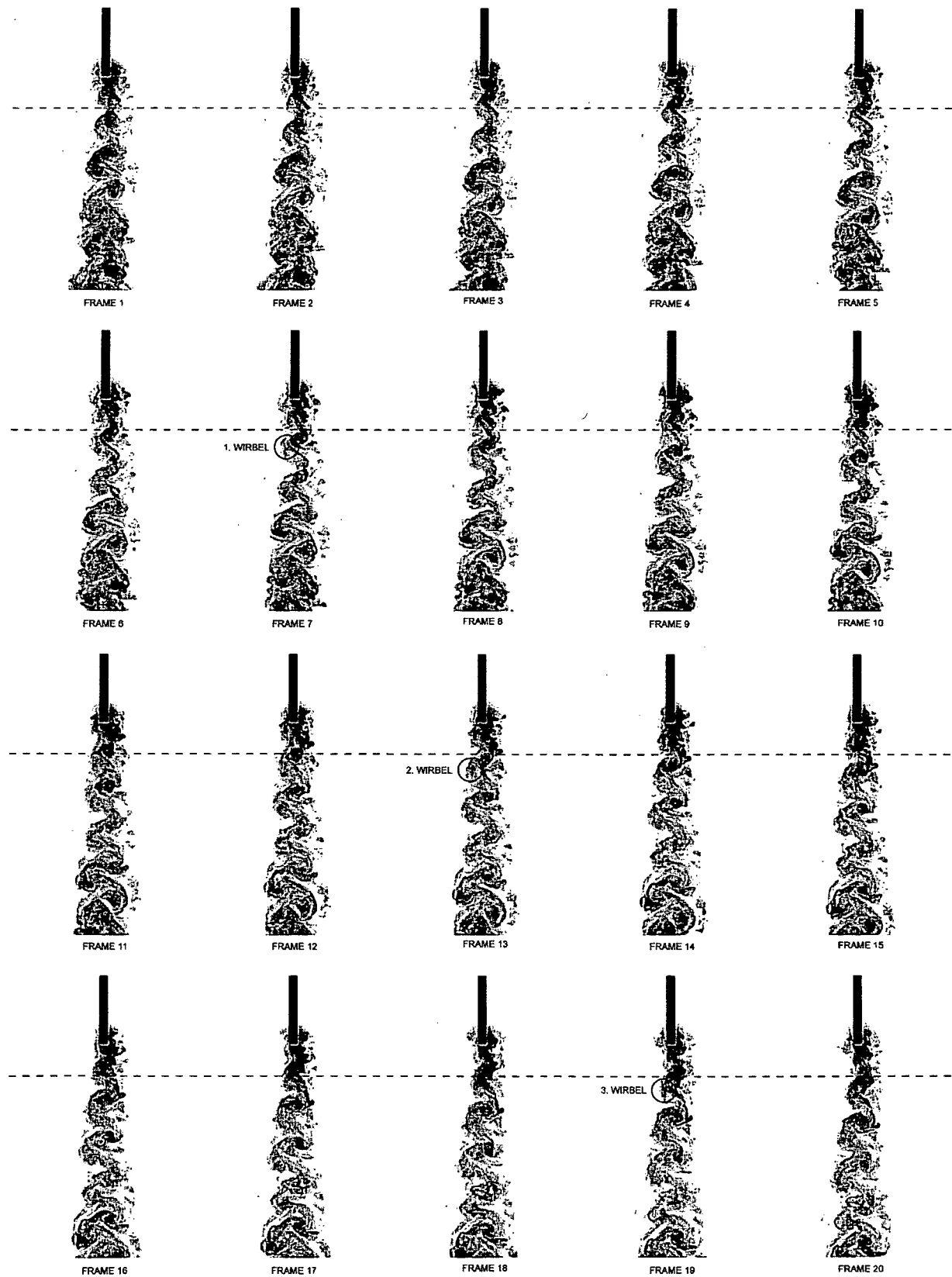
RECHTECKPROFIL MIT L/D = 2,5CM/0,25CM

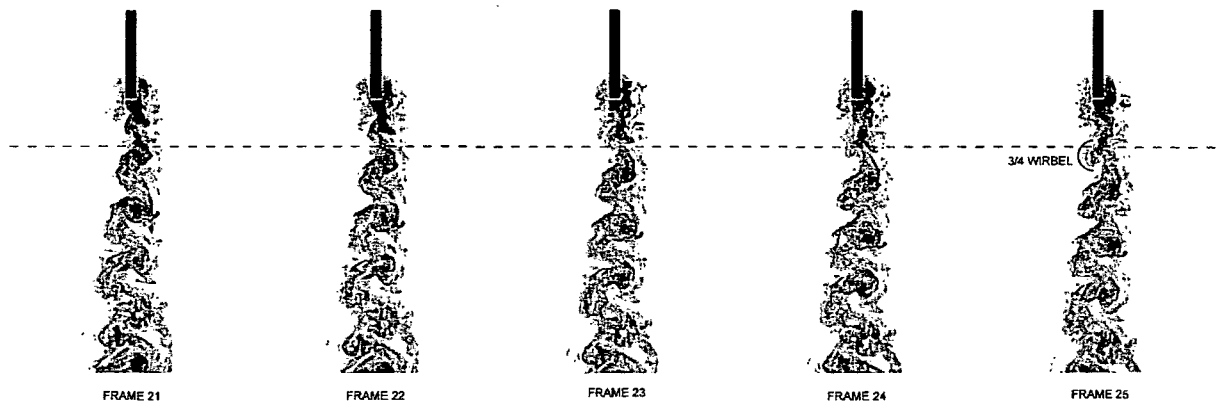


RECHTECKPROFIL MIT $L/D = 5\text{CM}/0,5\text{CM}$

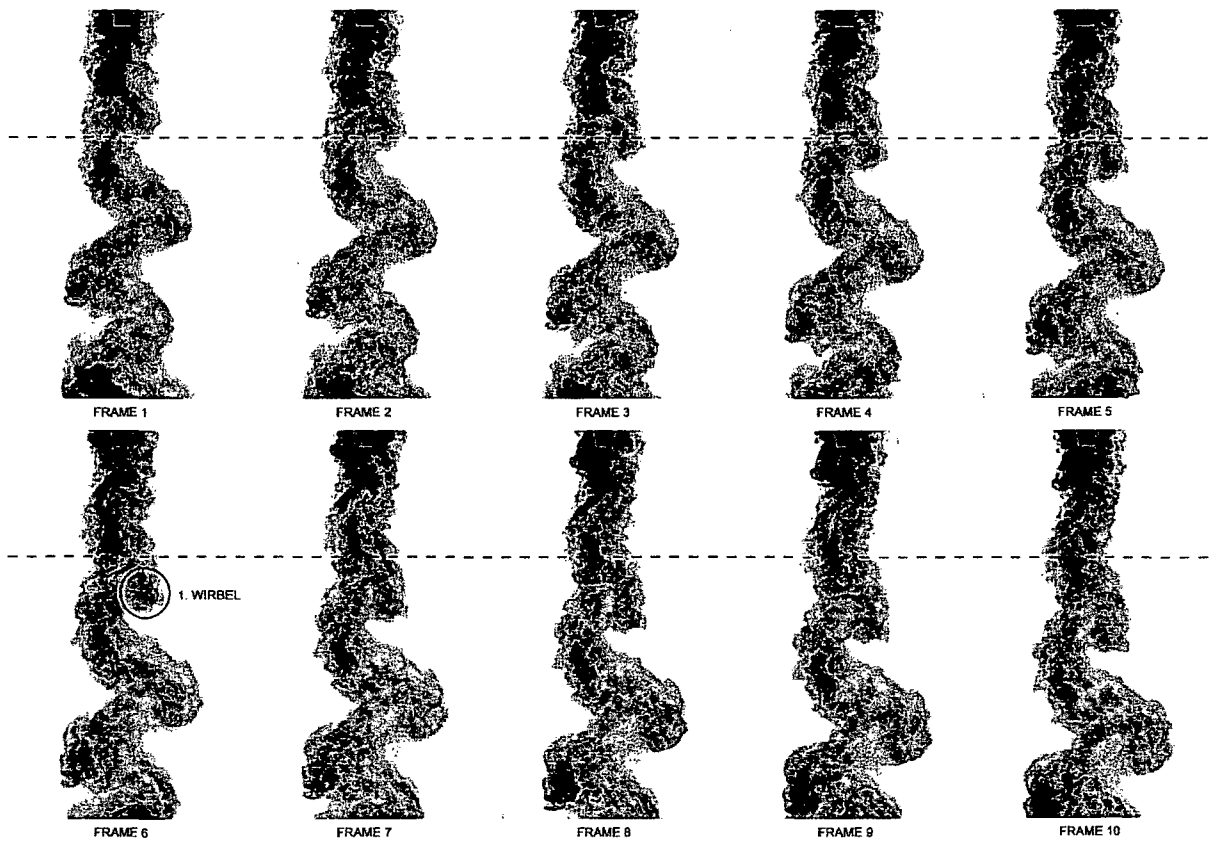


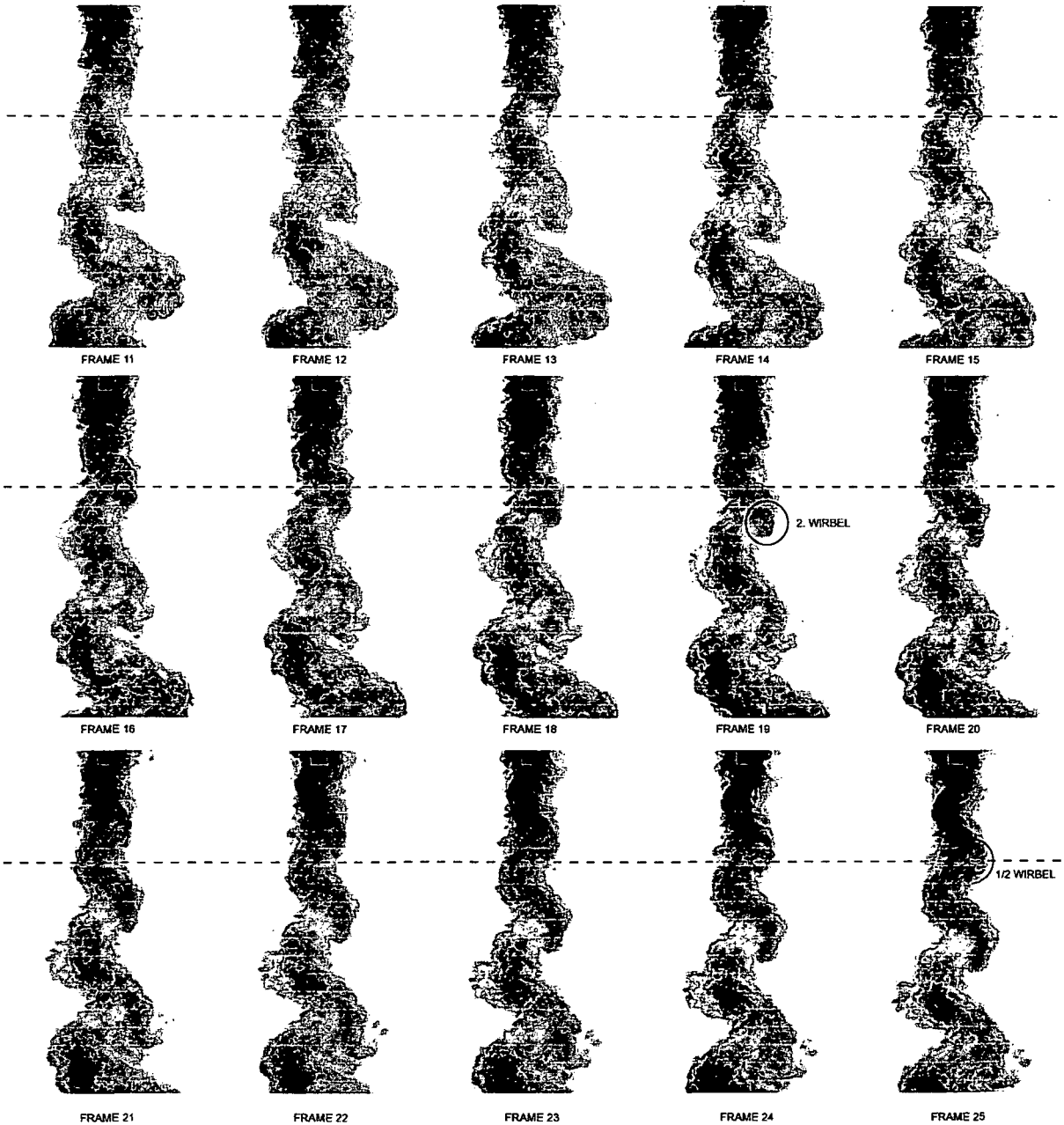
RECHTECKPROFIL MIT $L/D = 10\text{CM}/1\text{CM}$





RECHTECKPROFIL MIT $L/D = 23\text{CM}/2,3\text{CM}$





VERGLEICH MESSERGEBNISSE - VISUALISIERUNG

Aus dem Vergleich zwischen durchgeführten Messungen der Wirbelbildungsfrequenz bei $Tu \approx 3,5\%$ und deren Visualisierung geht eindeutig hervor, dass die Messung mit der optischen Bildauswertung gut übereinstimmt:

RECHTECKIGE PROFILE $L/D=10; \alpha = 0^\circ$	f_0 gemessen [Hz] $Tu \approx 3,5\%$	Anzahl der Wirbel aus Visualisierungsaufnahmen
$L/D = 2,5\text{cm}/0,25\text{cm}$	5,35	5
$L/D = 5,0\text{cm}/0,50\text{cm}$	4,81	$4 + 3/4$
$L/D = 10\text{cm}/0,10\text{cm}$	4,00	$3 + 3/4$
$L/D = 23\text{cm}/2,30\text{cm}$	2,33	$2 + 1/2$

Wirbelbildungsfrequenzvergleich zwischen Messung und Visualisierung.

VISUALISIERUNGS-AUFNAHMEN ANDERER AUTOREN

Wie bereits in Kapitel 2.2.3 besprochen, haben Naudascher und Rockwell (1994) die Wirbelablösung an scharfkantigen, rechteckigen Profilen in Abhängigkeit des Seitenverhältnisses L/D wie folgt klassifiziert:

- Gruppe I: *leading-edge vortex shedding* (LEVS oder L-Wirbel), $L/D < 2 - 3$
- Gruppe II: *impinging-leading-edge vortices* (ILEV oder I-Wirbel), $2 - 3 < L/D < 5-10$
- Gruppe III: *trailing-edge vortex shedding* (TEVS oder T-Wirbel), $L/D > 5 - 10$

Um festzustellen, welche Art der Wirbelorganisation sich im Nachlauf der Profile einstellt, dient der Vergleich mit Visualisierungsaufnahmen anderer Autoren.

In Abbildung b sind die einzelnen Wirbelbilder von den visualisierten Rechteckprofilen gegenübergestellt.

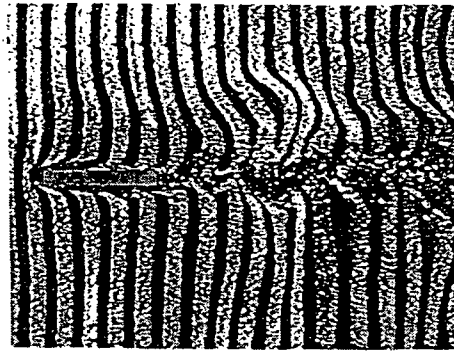


Abbildung d: Visualisierung der ILEV-Wirbelablösung eines Rechteckprofils mit $L/D=10$ bei einem Anströmwinkel von 0° nach Hillisch (1999).

Um der Vollständigkeit halber auch auf die Wirbelentstehung der unter 20° angeströmten Rechteckmodellprofile einzugehen, wird noch die Visualisierung des Rechteckprofils mit $L/D = 10\text{cm}/1\text{cm}$ in Abbildung e angeführt: Sehr große Anstellwinkel führen zu einer Wirbelorganisation im nahen Nachlauf des Profils, wobei sich eine Scherschicht an der Eintrittskante und eine andere an der Austrittskante ablöst. Diese Wirbelbildung wird auch als alternate-edge-vortex shedding oder A-Wirbel bezeichnet. Nach Naudascher et al. (1994) herrschen bei Anströmwinden von $\alpha < 8^\circ$ ausschließlich I-Wirbel vor, wohingegen bei $\alpha > 14^\circ$ A-Wirbel entstehen. Der Bereich zwischen 8° und 14° wird als Übergangsbereich bezeichnet, in dem beide Wirbelanregungen vorkommen können. Die Visualisierungsaufnahmen nach Wang (Abbildung f) zeigen, dass der unter 20° ablösende Wirbel in Abbildung e ein eindeutiger A-Wirbel ist.

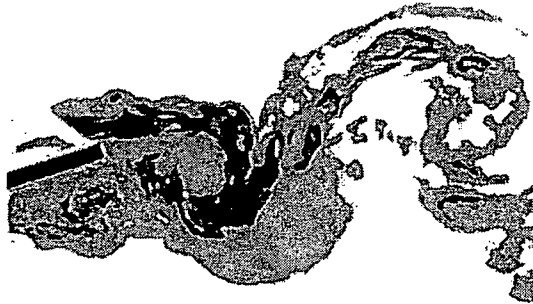


Abbildung e: Visualisierung der A-Wirbel des Rechteckprofils $L/D = 10\text{cm} / 1\text{cm}$ bei einem Anströmwinkel von 20° ; $Tu \approx 3,5\%$, $Re_D = 8720$.

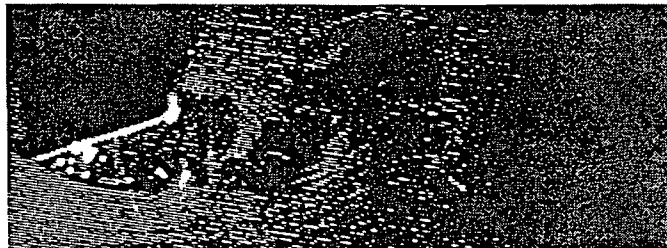
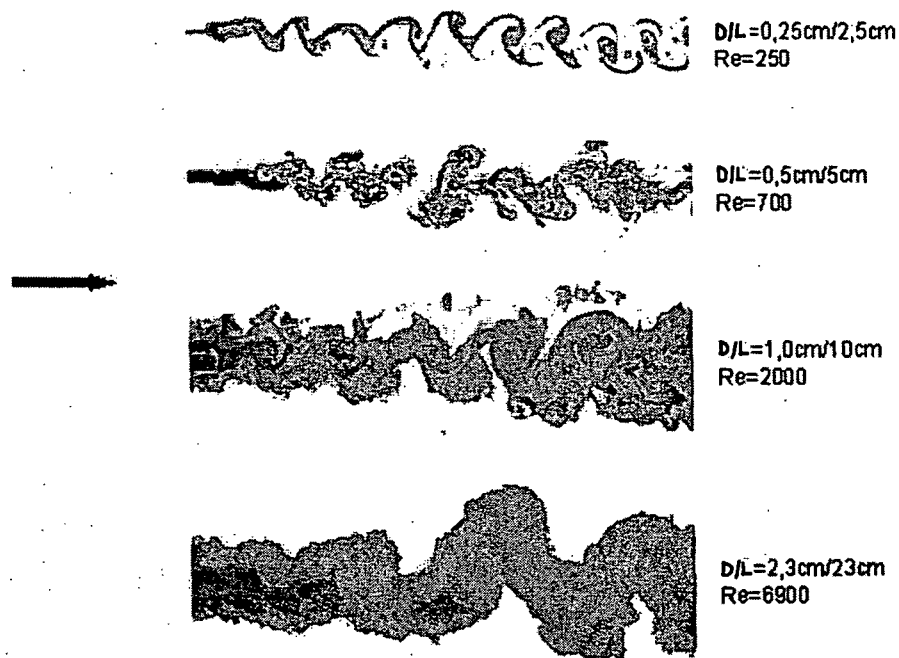


Abbildung f: AEVS-Formation hinter rechteckigem Profil mit $L/D=10$ und $\alpha=20^\circ$ nach Wang (1992).



Visualisierung ausgewählter Rechteckprofile
der Modellfamilie, $L/D=10$

Abbildung b: Gegenüberstellung der Visualisierung einzelner Rechteckmodellprofile; $Tu \approx 3,5\%$.

Per Definition liegen sämtliche Rechteckmodellprofile aufgrund ihres Seitenverhältnisses von $L/D = 10$ und einem Anströmwinkel von $\alpha = 0^\circ$ im Grenzbereich zwischen Gruppe II, wo die I-Wirbel vorherrschen und Gruppe III, in der T-Wirbel auftreten. Vergleicht man die Visualisierungsaufnahmen von Wang (1992) –Abbildung c -rechts – mit denen von Hillisch (1999) –Abbildung d - dann geht hervor, dass die Wirbelbilder der Rechteckprofile in Abbildung b den I-Wirbeln eher entsprechen als den T-Wirbeln in Abbildung c - links. Eine Visualisierung der Vorderkantenwirbel wäre sinnvoll gewesen, konnte jedoch aufgrund der eingesetzten Visualisierungstechnik (Farbfadenmethode) nicht umgesetzt werden (es gelang nicht, die Strömung an den Längsseiten der Profile sichtbar zu machen).

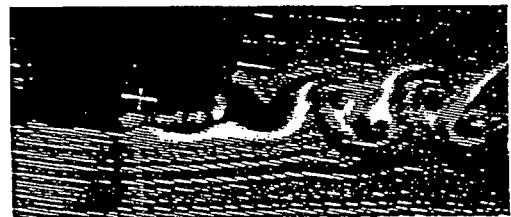
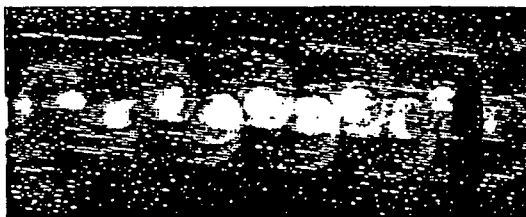


Abbildung c: links: TEVS-Formation hinter rechteckigem Profil mit $L/D=10$ und $\alpha=0^\circ$ aus Wang (1992); rechts: ILEV-Formation hinter rechteckigem Profil mit $L/D=10$ und $\alpha=4^\circ$ aus Wang (1992).