

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER VORGÄNGE IN ENGEN SPALTEN
ZWISCHEN DEN UNTERKANÄLEN VON STABBÜNDELN BEI TURBULENTER
STRÖMUNG

zur Erlangung des Akademisches Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

Dissertation

von

M. Sc. Sergio Viçosa Möller
aus Porto Alegre, Brasilien

Tag der mündlichen Prüfung: 22. November, 1988

Hauptreferent: Prof. Dr. -Ing. K. Rehme

Korreferent: Prof. Dr. -Ing. K.-O. Felsch

Diese Dissertation wird als Bericht des Kernforschungszentrums-Karlsruhe
GmbH, Karlsruhe, KfK 4501 erscheinen.

DANKESWORTE

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Rehme für die Anregung und Betreuung der Arbeit, die zahlreichen und wertvollen Diskussionen und die guten Vorschläge, die die Durchführung der Arbeit ermöglicht haben.

Herrn Prof. Dr.-Ing. K.-O. Felsch möchte ich für die Übernahme des Korreferats danken.

Dem Leiter des Instituts für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Keßler, danke ich sehr dafür, daß ich diese Arbeit an seinem Institut im Kernforschungszentrum Karlsruhe durchführen konnte.

Außerdem möchte ich mich bedanken:

- bei Herrn Dr.-Ing. L. Meyer für zahlreiche Diskussionen;
- bei den Herren Dr.-Ing. L. Krebs und Dipl.-Ing. G. Hofmann, IRB, für interessante Diskussionen und Anregungen;
- besonderes bei den Herren E. Mensinger und G. Wörner, die mir stets behilflich waren, insbesondere während meiner Einarbeitungszeit, sowie bei Herrn H. Zimmermann für den Bau der Meßvorrichtungen und den häufigen Umbau des Versuchstandes.

Dem Deutschen Akademischen Austauschdienst - DAAD - danke ich für das Stipendium, das meinen Forschungsaufenthalt möglich machte, sowie der Comissão Nacional de Energia Nuclear - CNEN - (Atombehörde Brasiliens) für die finanzielle Unterstützung während dieser Zeit.

Schließlich danke ich auch meiner Frau Maria Helena und meinen Söhnen Sergio und Claudio für ihre Geduld und Unterstützung während der Durchführung der Arbeit.

ZUSAMMENFASSUNG

"Experimentelle Untersuchung der Vorgänge in engen Spalten zwischen den Unterkanälen von Stabbündeln bei turbulenter Strömung"

Bei turbulenter Strömung durch längs angeströmte Stabbündel wurde festgestellt, daß die Turbulenzintensitäten in engen Spalten zwischen den Unterkanälen stark anisotrop und viel grösser als bei der turbulenten Strömung durch Kreisrohre sind. In dieser Geometrie haben die azimutale und axiale Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit eine quasi-periodische Eigenschaft. Die Intensitäten nehmen zu, wenn der Abstand zwischen den Stäben bzw. zwischen Stab und Kanalwand kleiner wird.

Um die Ursache dieses Vorganges festzustellen, wurden Experimente an Stabbündeln für mehrere Stab- bzw. Wandabstandsverhältnisse (P/D , W/D) durchgeführt, in denen zwei Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit an zwei verschiedenen Stellen eines Unterkanals mittels Hitz-Draht-Sonde und die Druckschwankungen an der Wand mittels Mikrofonen gleichzeitig gemessen wurden. Die Meßsignale wurden auf ein Analogband aufgezeichnet, danach digitalisiert und ausgewertet, um Spektren sowie Auto- und Kreuzkorrelationen zu bestimmen.

Die Ergebnisse wurden analysiert, um den Zusammenhang zwischen Schwankungsgeschwindigkeit und Druckschwankung festzustellen. Eine Analyse der Turbulenzspektren wurde durchgeführt und die verschiedenen Bereiche identifiziert. Festgestellt wurde, daß die dominierende Frequenz der Turbulenzbewegung, die aus den Spektren abgelesen wurde, eine Funktion der Spaltbreite und der Strömungsgeschwindigkeit ist. Die entsprechende Strouhalzahl ist ein Geometrieparameter, der als eine Funktion von P/D und W/D dargestellt werden kann.

Aufgrund der Laufzeit zwischen den Meßsonden, die mittels Kreuzkorrelationen bestimmt wurde, aufgrund des Verlaufs und der Anwesenheit von Spitzen in den Spektren, wurde ein phänomenologisches Modell entwickelt, um den untersuchten Vorgang zu erklären. Das Modell beschreibt die Entstehung von großen Wirbeln in den Spalten und ihren Einfluß auf die Turbulenzbewegung in Stabbündeln. Der Zusammenhang zwischen dem Mischungsprozess und dem untersuchten Vorgang wurde hergestellt.

ABSTRACT

"Experimental study of the phenomena of turbulent flow in the narrow gaps between subchannels of rod bundles".

It was observed that the turbulent intensities in the narrow gaps between the subchannels of rod bundles are strongly anisotropic and higher than in pipes. In rod bundles, both the axial and azimuthal components of the fluctuating velocity have a quasi-periodic behaviour. The intensities increase with decreasing distance between the rods or between rod and channel wall, respectively.

To determine the origin of this phenomenon, experiments were performed in rod bundles with different pitch-to-diameter (P/D) and wall-to-diameter (W/D) ratios. In these experiments, two components of the fluctuating velocity were measured with hot wires simultaneously at two different locations of a wall subchannel, together with the pressure fluctuations at the wall measured by microphones. The output signals were registered with an analog tape recorder. Afterwards they were digitized and evaluated to obtain spectra as well as auto and cross correlations.

The results were analysed to determine the interdependence between pressure and velocity fluctuations. Attention was devoted to the analysis of turbulence spectra and the identification of their specific ranges. The dominant frequency of the turbulent motion, taken from the spectra, was found to be a function of the gap width and of the flow velocity. The corresponding Strouhal Number is a geometrical parameter which can be expressed in terms of P/D and W/D.

Based on the observation of transit time between the probes, measured with help of cross correlations, on the form and the presence of peaks on spectra, a phenomenological model was developed, to explain the studied phenomenon. The model describes the formation of large eddies near the gaps and their effect on the fluid motion through rod bundles. The relationship between the mixing process and the studied phenomenon was determined.

ZEICHENERKLÄRUNG

a_i	Term der Serie aus der Digitalisierung.
B	Koeffizient aus der Eichung eines Hitz-Drahtes.
B_e	Bandbreite - Hz.
C	Konstante.
$C_{xx}(\tau)$	Autokorrelationskoeffizientenfunktion.
$C_{xy}(\tau)$	Kreuzkorrelationskoeffizientenfunktion.
D	Stabdurchmesser - m.
D_e	Hydraulischer Durchmesser - m.
e_i	Wechselspannungs-Anteil der Ausgangsspannung eines Meßgerätes - V.
e_{ijk}	Alternierender Einheitstensor.
E	Gleichspannungs-Anteil der Ausgangsspannung eines Hitz-Drahtes - V.
E_o	Gleichspannung eines Hitz-Drahtes bei Geschwindigkeit Null - V.
E_{b0}	Spannung aus der Eichung des Analogbands (0 V) - V.
E_{b3}	Spannung aus der Eichung des Analogbands (3,006 V) - V.
f_{max}	Maximale Frequenz einer Doppel-Draht Sonde - Hz.
f_a	Anfangsfrequenz des Trägheitsunterbereiches - Hz.
f_c	Tief-Pass Filter Frequenz - Hz.
f_e	Endfrequenz des Trägheitsunterbereiches - Hz.
f_s	Abtastfrequenz - Hz.
F	Korrekturfaktor für w' .
g	Gewichte, Gl. (A.1).
G	Verstärkungsrate (Gain).
k	Dreidimensionale Wellenzahl - m^{-1} .
k_i	Eindimensionale Wellenzahl - m^{-1} .
k_i^+	Dimensionslose Wellenzahl ($k_i D$).
k_a	Anfang des Trägheitsunterbereiches in Wellenzahl - m^{-1} .
k_e	Ende des Trägheitsunterbereiches in Wellenzahl - m^{-1} .
k_{max}	Maximale Wellenzahl einer Doppel-Draht-Sonde - m^{-1} .
K	Kolmogorov Konstante ($K = 1,586$).
K^1	Kolmogorov Konstante für eindimensionales Spektrum ($K^1 = 0,519$).
l	Blocklänge.
L	Längenmaß der Turbulenz - m.
ℓ	Abstand zwischen zwei Drähten einer Doppel-Draht-Sonde - m.
m	Exponent aus der Eichung eines "geraden" Hitz-Drahtes.
m_{ij}	Mischungsdurchsatz pro Längeneinheit - $kg\ m^{-1}\ s^{-1}$.

m_{ij}^+	Dimensionsloser Mischungsdurchsatz pro Längeneinheit.
n	Exponent aus der Eichung eines "schrägen" Hitz-Drahtes.
p	Druckschwankung - Pa.
P	Stababstand - m.
$Q_{ij}(\tau)$	Imaginärer Teil des Kreuzspektrums $\phi_{ij}(f)$.
r	Koordinate - m.
R	Radius - m.
Re	Reynoldszahl ($U_m D_e / \nu$).
$R_{xx}(\tau)$	Autokorrelationsfunktion.
$R_{xy}(\tau)$	Kreuzkorrelationsfunktion.
S	Spaltbreite - m.
$S_{ij}(\tau)$	Realer Teil des Kreuzspektrums $\phi_{ij}(f)$.
Str	Strouhalzahl ($f D / U_m$).
Str_s	Strouhalzahl ($f D / U_s$).
Str_τ	Strouhalzahl ($f D / u^*$).
t	Zeit - s.
t_b	Beobachtungszeit für Korrelationsmessungen - ms.
T	Temperatur - C.
Tr	Länge einer Serie (Aufnahmezeit) - s.
u	Axiale Schwankungsgeschwindigkeit - $m s^{-1}$.
u^*	Wandschubspannungsgeschwindigkeit - $m s^{-1}$.
u^+	Dimensionslose Geschwindigkeit (U / u^*).
\underline{U}	Geschwindigkeitsvektor - $m s^{-1}$.
$U(t)$	Strömungsgeschwindigkeit - $m s^{-1}$.
U_m	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Unterkanal - $m s^{-1}$.
U_s	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Spalt - $m s^{-1}$.
\bar{U}	Zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit - $m s^{-1}$.
v	Schwankungsgeschwindigkeit senkrecht zur Wand - $m s^{-1}$.
w	Schwankungsgeschwindigkeit parallel zur Wand - $m s^{-1}$.
w'	Mittlere Quergeschwindigkeit im Spalt - $m s^{-1}$.
W	Wandabstand - m.
x	Koordinate parallel zur Kanalwand - m.
y	Wandabstand - m.
\hat{y}	Maximaler Wandabstand - m.
y^+	Dimensionsloser Wandabstand ($y u^* / \nu$).
Y	Mischungsfaktor.
z	Mischungsabstand - m.

α	Effektiver Winkel des "schrägen" Hitz-Drahtes - grad.
β	Mischungskoeffizient nach Castellana et al. [37].
δ	Zentroidabstand von Unterkanälen - m.
ϕ	Umfangskoordinate - grad.
ε	Dissipationsrate - m^2s^{-3} .
ε	Wirbelviskosität - $kg\ m^{-1}s^{-1}$.
$\bar{\varepsilon}$	Wirbelviskosität im Kreisrohr - $kg\ m^{-1}s^{-1}$.
ε^+	Dimensionslose Wirbelviskosität ($\varepsilon\ u^*/R$).
λ	Reibungsbeiwert.
ϑ	Normierter Standardfehler.
κ	Kinetische Energie der Turbulenz - m^2s^{-2} .
η	Längenmaß der kleinen Wirbel - m.
μ	Dynamische Viskosität - $kg\ m^{-1}s^{-1}$.
μ^+	Mischungskoeffizient - $\% m^{-1}$.
ν	Kinematische Zähigkeit - m^2s^{-1} .
ρ	Dichte - $kg\ m^{-3}$.
χ_{ij}	Kohärenzfunktion.
θ	Integrationszeit für Spektrum - s.
τ	Zeitverzögerung - ms.
τ_0	Laufzeit - ms.
τ_w	Wandschubspannung - Pa.
$\Phi_{ii}(f)$	Spektrum als Funktion der Frequenz - $(m/s)^2Hz^{-1}$, Pa^2Hz^{-1} .
$\Phi_{ij}(f)$	Kreuzspektrum als Funktion der Frequenz - $(m/s)^2Hz^{-1}$.
$\Phi_{ii}(k)$	Spektrum als Funktion der Wellenzahl - $(m/s)^2m$.
$\Phi_{ii}^+(k_1^+)$	Dimensionsloses Spektrum ($\Phi_{ii}(k_1)u^{*-2}D^{-1}$).
Ω	Wirbelvektor - m^{-1} .
Π	Produktionsrate - m^2s^{-3} .

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1
1.1 Problemstellung	1
1.2 Literaturübersicht	2
1.3 Arbeitsziele	5
2. Meßaufbau	6
2.1 Versuchsanlage	6
2.2 Meßmethode	7
2.3 Meßwerterfassung	8
2.4 Auswertmethode	9
3. Ergebnisse zur Strömungs- und Turbulenzverteilung	12
3.1 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit	12
3.2 Wandschubspannung und Reibungsbeiwert	13
3.3 Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile	15
3.4 Turbulenzintensitäten	16
4. Turbulenzspektren	18
4.1 Theoretische Grundlagen	18
4.1.1 Schwankungsgeschwindigkeiten	18
4.1.2 Druckschwankungen	20
4.2 Ergebnisse	21
4.2.1 Frequenzspektren für drei ausgewählte Geometrien	21
4.2.2 Einfluß der Reynoldszahl	24
4.2.3 Spektren der Druckschwankung	27
4.3 Frequenz und Strouhalzahl der Pulsationen	28
4.4 Zusammenfassung	29
5. Korrelationsanalyse	31
5.1 Theoretische Grundlagen	31
5.2 Ergebnisse der Messungen zwischen den Stäben	33
5.2.1 Autokorrelationen	33
5.2.2 Kreuzkorrelationen	34
5.3 Ergebnisse der Messungen zwischen Stab und Kanalwand	35
5.3.1 Autokorrelationen	35
5.3.2 Kreuzkorrelationen	36
5.4 Ergebnisse von Korrelationsfunktionen	37
5.5 Zusammenfassung	38

6. Phänomenologisches Modell	39
6.1 Basis aufgrund der Meßergebnisse	39
6.2 Versuch einer Erklärung des Vorganges	39
6.3 Meßergebnisse	41
7. Mischungsprozess	45
7.1 Grundlage	45
7.2 Kurze Literaturübersicht	47
7.3 Umrechnung der Mischungskoeffizienten	49
7.4 Die Bestimmung des Mischungsfaktors	51
7.5 Die Mischung aufgrund des Modells	53
8. Schlußfolgerungen	55
Literatur	58
Anhang	65
A. Berechnung der autospektralen Leistungsdichte	67
B. Begrenzung der Verwendung einer "Doppel-Draht-Sonde"	69
C. Der Trägheitsunterbereich in Turbulenzspektren	72
D. Tabellen und Abbildungen	79
Lebenslauf	179

1. EINLEITUNG

1.1 Problemstellung

In Kernreaktoren werden Stabbündel als Brennelemente verwendet. In den Räumen zwischen den Stäben fließt das Kühlmittel, das die in den Stäben entstehende Wärme in der Regel bei turbulenter Strömung abführt.

Für die Auslegung der Brennelemente ist die Kenntnis der Strömungs- und Temperaturverteilung erforderlich. Die thermo- und fluid-dynamische Analyse erfolgt durch die Lösung der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie. Die dafür verwendeten Methoden kann man in drei Kategorien einteilen:

- die Unterkanalanalyse,
- die Analyse nach dem Modell eines porösen Körpers (porous body) und
- die detaillierte Analyse.

Bei der Unterkanalanalyse und der Methode des porösen Körpers wird der Strömungsquerschnitt in Unterkanäle aufgeteilt. Die Wechselwirkungen zwischen den Unterkanälen werden über Mischungskoeffizienten berücksichtigt. Die grundlegende Vereinfachung bei der Unterkanalanalyse und der Methode des porösen Körpers ist die Vernachlässigung der Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung innerhalb der Kontrollvolumina. Über die Kontrollvolumina werden Massenstrom und Fluidtemperaturen gemittelt. Weil die Auflösung der berechneten Temperaturverteilungen an den Stäben in Umfangsrichtung nicht fein genug ist, sind diese Methoden nicht genau genug für die anschließende Struktur-analyse.

Bei der detaillierten Analyse werden die dreidimensionalen Verteilungen von Geschwindigkeit und Temperatur berechnet. Die dafür verwendeten Rechenmethoden benutzen zur Beschreibung der Turbulenzbewegung und ihrer Wirkungen Turbulenzmodelle, z. B. anisotrope Wirbelviskositäten (eddy diffusivities) [1]. Die Anisotropie des Impulsaustausches wird dabei durch unterschiedliche Wirbelviskositäten in zur Wand senkrechter und paralleler Richtung berücksichtigt. Dabei hat sich gezeigt, daß die Übertragung von Kenntnissen aus der Kreisrohrströmung auf die Strömung durch Stabbündel nicht ausreichend ist,

weil es Unterschiede zwischen beiden Strömungen gibt. Zur Verbesserung der Turbulenzmodelle und zur Absicherung der Rechenergebnisse sind experimentelle Ergebnisse über die Geschwindigkeits-, Turbulenz- und Temperaturverteilungen in Unterkanälen von Stabbündeln nötig.

Aus diesem Grund sind in den letzten Jahren zahlreiche Untersuchungen in Stabbündeln durchgeführt worden, die in [2] vollständig aufgelistet sind. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß die Turbulenzintensitäten in Stabbündeln stark anisotrop und viel höher als im Kreisrohr sind. Die Intensität der Turbulenz wird höher, wenn der Abstand zwischen den Stäben oder zwischen Stab und Kanalwand kleiner wird. Zwischen den Unterkanälen gibt es eine quasi-periodische Strömungsbewegung, die man als Pulsation bezeichnen kann.

Die Kenntnis der Ursachen dieses Vorganges ist für die Modellierung der Strömung in Stabbündeln und die genaue Berechnung der Temperaturverteilung auf den Staboberflächen erforderlich.

Für das Verständnis der turbulenten Strömung ist die Kenntnis der Leistungsdichtespektren der Schwankungsgeschwindigkeiten und der Druckschwankungen nützlich. Das Spektrum der Druckschwankung an der Wand kann auch für die Bestimmung struktureller Belastungen verwendet werden. Außerdem spielt der Mischungsprozeß (mixing) zwischen benachbarten Unterkanälen eine wichtige Rolle bei der Kühlung der Stäbe. Dieser Prozeß wirkt ausgleichend auf die Temperaturunterschiede zwischen den Unterkanälen.

1.2 Literaturübersicht

Zunächst soll kurz die Entwicklung der Kenntnisse über die turbulente Strömung durch Stabbündel und der heutige Stand dargestellt werden.

Bereits 1973 hat Trupp [3] Messungen von Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen in drei verschiedenen dreieckig angeordneten Stabbündeln mit Stababstandsverhältnissen von $P/D=1,2$, $1,35$ und $1,5$ durchgeführt (siehe Abb. 2.3 für die Nomenklatur). Die Turbulenzmessungen erfolgten mit Hitz-Draht-Anemometrie in einem Luftkanal. Seine Ergebnisse zeigen, daß die Verteilung der Turbulenzintensitäten ähnlich wie in Kreirohren ist, jedoch mit etwas niedrigeren Werten. Im Spalt zwischen den Stäben, in der Mitte des Unterkanals und in der Nähe der Stabwand hat Trupp Spektren der

axialen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit gemessen. Die Ergebnisse zeigen auch bei diesen Messungen ähnliche Spektren wie in Kreisrohren. Bei dem Stabbündel mit $P/D=1,2$ liefern die Geschwindigkeitsschwankungen bis 200 Hz fast den gesamten Beitrag zur axialen Turbulenzintensität. Für $P/D=1,5$ sinkt der entsprechende Wert auf 80 Hz.

Etwa gleichzeitig hat Rowe [4] Turbulenzmessungen in zwei Stabbündeln in quadratischer Anordnung mit $P/D=1,25$ und $P/D=1,125$ und Laser-Doppler-Anemometrie mit Wasser als Strömungsmedium durchgeführt. Er hat außerdem Autokorrelationsfunktionen der axialen Schwankungsgeschwindigkeit gemessen. Dabei hat er festgestellt, daß bei dem engeren Abstandsverhältnis die Korrelationsfunktionen ein quasi-periodisches Verhalten zeigen, was einer dominierenden Frequenz bei der turbulenten Strömung entspricht. Hiermit erklärt er auch die bereits früher festgestellte gute Mischung zwischen den Unterkanälen. Für kleine Abstandsverhältnisse hatte man eine gute Mischung beobachtet.

Kjellström [5] hat 1974 Turbulenzmessungen mit Hitz-Draht-Technik in einem Stabbündel mit $P/D=1,22$ und Luft als Strömungsmedium durchgeführt. Seine Ergebnisse stimmen mit früheren Messungen an Kreisrohren überein.

Carajilescov und Todreas [6] haben mit Laser-Doppler-Anemometrie Messungen in einem Stabbündel mit $P/D=1,123$ und Wasser als Strömungsmedium durchgeführt. Innerhalb der Genauigkeit ihres Meßverfahrens, haben die Autoren ähnliche Ergebnisse wie für die Kreisrohrströmung gefunden.

Von Hooper [7] wurden zwei Stabbündel ($P/D=1,194$; $P/D=1,107$) in quadratischer Anordnung experimentell untersucht. Seine Ergebnisse zeigten einen Impulsaustauschprozeß durch den Spalt, der als symmetrischer azimuthaler Mischungsprozeß angesehen werden kann. Die Intensität des Mischungsprozesses war höher bei dem kleineren Stababstandsverhältnis.

Außerdem hat Hooper Spektren der drei Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im und 45° vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,194$ bei einer Reynoldszahl von $Re=95800$ gemessen. Die Ergebnisse sind ähnlich wie im Kreisrohr. Die Spektren der axialen Komponente haben ein Gebiet mit einem $-5/3$ Exponenten, das Hooper als Trägheitsunterbereich (inertial subrange) nach Kolmogorov ansieht.

Bereits 1964 hatte Hofmann [8] bei der Messung lokaler Wärmeübergangszahlen in einem 7-Stab-Bündel beobachtet, daß ein

unerwartet guter Wärmeübergang im engsten Spalt zwischen Bündel und Kanalwand besteht, wenn die Stäbe näher an die Kanalwand verschoben wurden. Das konnte durch eine Querkomponente der Strömungsgeschwindigkeit erklärt werden, die durch Sichtbarmachen der Strömung nachgewiesen werden konnte. Seine Ergebnisse wurden aber nicht veröffentlicht.

Hooper und Rehme [9,10] haben durch Messungen gezeigt, daß zwischen zwei benachbarten Unterkanälen eine quasi-periodische Strömungsschwankung durch den Spalt auftritt. Die Spektren der axialen und azimuthalen Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit zeigen in der Nähe des engsten Spaltes eine Spitze für eine bestimmte Frequenz. An einer Geometrie wurde gezeigt, daß die Frequenz linear von der Reynoldszahl abhängt. Nach einem Vorschlag von Bradshaw könnte eine Instabilität des statischen Druckes in den Unterkanälen die Ursache des Vorganges sein.

Horanyi und Krebs [11] haben Kreuzkorrelationen der Temperaturschwankungen in einem mit Natrium gekühlten Stabbündel mit $P/D=W/D=1,147$ gemessen. Die Ergebnisse zeigen ein quasi-periodisches Verhalten, das sehr ähnlich zu den Ergebnissen von Hooper und Rehme ist.

Die Druckschwankung der turbulenten Strömung von Wasser wurde von Lin et al. [12] in einem 7-Stab-Bündel gemessen. Um den inneren Stab ergab sich, unabhängig von der azimuthalen Position, ein homogenes Druckfeld, was für die äußeren Stäbe nicht der Fall war. Es wurde auch festgestellt, daß das Druckfeld nicht nur vom hydraulischen Durchmesser abhängt, sondern auch von der Kanalgeometrie.

Seit 1977 hat Rehme [2] systematische Untersuchungen der Turbulenzstruktur in Wandkanälen von Stabbündeln durchgeführt. Einige seiner Ergebnisse sind in Abb. 1.1 zusammengefaßt. Dargestellt sind die Turbulenzintensitäten in axialer und azimuthaler Richtung auf der Linie der Maximalgeschwindigkeit als Funktion des Winkels. Sie wurden mit der örtlichen Wandschubspannungsgeschwindigkeit dimensionslos gemacht. Zum Vergleich ist der Wert der Turbulenzintensität in der Mitte des Kreisrohres nach Lawn angegeben [13]. Die axialen Turbulenzintensitäten haben bei etwa 15° und 60° , die azimuthalen Intensitäten dagegen bei 0° und 90° lokale Maxima. Die Maxima erhöhen sich mit kleineren Abstandsverhältnissen. Für ein konstantes Stababstandsverhältnis werden die Turbulenzintensitäten höher zwischen den Stäben, wenn der Abstand zwischen Stab und Kanalwand grösser wird,

jedoch werden die Intensitäten kleiner im Spalt zwischen Stab und Kanalwand. Die Turbulenzintensitäten sind auf der Linie der Maximalgeschwindigkeit viel höher und stärker anisotrop als im Kreisrohr.

1.3 Arbeitsziele

Um Abweichungen der Strömungs- und Turbulenzverteilung in Stabbündeln von den Verhältnissen bei Kreisrohren besser verstehen zu können, sind die Ziele dieser Arbeit deshalb:

- Die experimentelle Untersuchung der Strömungspulsationen zwischen den Unterkanälen von Stabbündeln bei turbulenter Strömung;
- Die Feststellung ihrer Ursachen und Eigenschaften in Abhängigkeit von der Geometrie des Spalts zwischen den Unterkanälen und von der Reynoldszahl;
- Die Beschreibung der Spektren der Schwankungsgeschwindigkeiten und der Druckschwankung bei der turbulenten Strömung längs Stabbündeln;
- Die Herleitung des Zusammenhangs zwischen den Strömungspulsationen und den beobachteten Mischungskoeffizienten zwischen den Unterkanälen.

2. MESSAUFBAU

2.1 Versuchsanlage

Der Versuchsanlage besteht aus einem Rechteckkanal, Abb.2.1, der vier Stäbe enthält, die die Brennstäbe eines Reaktorburnelementes darstellen. Die Geometrie des Kanals entspricht der Geometrie eines typischen Wandkanals, der im Verhältnis 25:1 vergrößert wurde. Der Kanal ist so konstruiert, daß eine Wand auf der schmalen Seite des Kanals verstellbar ist, wodurch unterschiedliche geometrische Anordnungen im gleichen Kanal ausgemessen werden können. Dazu können entweder die Abstände zwischen den Rohren geändert oder Rohre mit verschiedenen Durchmessern verwendet werden. Die gesamte Länge des Kanals beträgt 7 m. Die Messungen werden am offenen Austritt des Kanals durchgeführt. Das Strömungsmedium ist Luft. Abbildung 2.2 zeigt die Meßebene des Versuchstandes: Man sieht den Kanalaustritt und die Stäbe. Auf einem Stab und auf der Platte, die sich am Kanalaustritt befindet, sind die Vorrichtungen für die Positionierung der Meßsonden befestigt.

Folgende Geometrien wurden untersucht, für die die Stäbe symmetrisch zu den langen Kanalwänden angeordnet waren:

W/D=1,045 ; P/D=1,148
W/D=1,072 ; P/D=1,007
W/D=1,072 ; P/D=1,018
W/D=1,072 ; P/D=1,036
W/D=1,072 ; P/D=1,072
W/D=1,072 ; P/D=1,100
W/D=1,072 ; P/D=1,148
W/D=1,148 ; P/D=1,036
W/D=1,148 ; P/D=1,148
W/D=1,183 ; P/D=1,223.

Außerdem wurden Messungen an einer Geometrie durchgeführt, bei der die Stäbe asymmetrisch im Kanal angeordnet waren:

P/D=1,036 ; W/D=1,072 ; W/D=1,225.

Ein Schema des Kanalsquerschnitts und die Positionen, an denen die Messungen durchgeführt wurden, zeigt Abb. 2.3. Die Abmessungen aller untersuchten Geometrien sind in Tabelle 1 angegeben.

2.2. Meßmethode

Die Durchführung aller Versuche wurde von einem Rechner PDP 11/23 gesteuert. Während der Versuche wurde die Strömungsgeschwindigkeit konstant gehalten mittels einer festen Staudrucksonde (Referenzgeschwindigkeit), die in einem Eckunterkanal positioniert war. Dazu wurde das Gebläse geregelt, um Temperatur- und Luftdruckänderungen während eines Versuches zu kompensieren [14].

Die Geschwindigkeitsverteilung im Unterkanal wurde mittels einer Staudrucksonde (Pitot-Rohr) von 0,6 mm Durchmesser bestimmt, deren Achse in Hauptströmungsrichtung lag. Durch die Integration der gemessenen Geschwindigkeiten wurde die mittlere Strömungsgeschwindigkeit ermittelt und damit die Reynoldszahl der Messung bestimmt.

Die Wandschubspannung wurde ebenfalls mit einem Staurohr gemessen (Preston-Rohr), das an die Stab- bzw. Kanalwände gefahren wurde, so daß am Meßort Kontakt mit der Wand vorhanden war.

Die Messungen wurden für $P/D=W/D=1,072$ in vier Quadranten, d. h. in zwei gegenüberliegenden Unterkanälen, durchgeführt. In dieser Geometrie wurden auch die Reynoldsschen Spannungen gemessen. Mit einem zur Strömungsachse senkrechten Draht wurde die Turbulenzintensität in Hauptströmungsrichtung $\sqrt{u^2}$ bestimmt. Die übrigen Komponenten ($\sqrt{v^2}$, $\sqrt{w^2}$), sowie die Komponenten der Reynoldsschen Spannungen (\overline{uv} , \overline{uw} , \overline{vw}) wurden mit einem um 45° zur Strömungsachse geneigten Draht gemessen. Das verwendete Meß- und Auswerteverfahren ist in [14] beschrieben.

Für die Bestimmung von Spektren und Korrelationen wurden in einem der Unterkanäle die Geschwindigkeitsschwankungen mit Hitz-Drähten und die Druckschwankungen mittels Mikrofonen gemessen. Die verwendete Hitz-Draht-Sonde besteht aus einem zur Strömungsachse senkrechten Draht (gerader Draht) und einem um 45° zur Strömungsachse geneigten Draht (schräger Draht). Diese Doppel-Draht-Sonde ist in Abb. 2.4 schematisch dargestellt. Mit dem geraden Draht wurde die axiale Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit gemessen. Mit dem schrägen und dem geraden Draht zusammen wurde die azimutale bzw. radiale Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit bestimmt.

Die Druckschwankungen wurden mittels Mikrofonen gemessen, die fluchtgerecht mit der Kanalwand montiert wurden [15], wie Abb. 2.5 zeigt. Die Mikrophone waren so positioniert, daß die Druckschwankungen in zwei Unterkanälen gemessen werden konnten.

In Abb. 2.3 ist für zwei Versuchskonfigurationen schematisch dargestellt, wo die Meßsonden installiert wurden: Für die Messungen im Spalt zwischen den Stäben befand sich eine feste Doppel-Draht-Sonde genau im Spalt zwischen den Stäben. Eine bewegliche Doppel-Draht-Sonde wurde auf verschiedene Positionen entlang der Symmetrielinie des Kanals verfahren. Die Druckschwankungen wurden mit Mikrofonen gemessen, die an den gegenüberliegenden Kanalwänden eingebaut waren. Für die Messungen im Spalt zwischen Stab und Kanalwand war die feste Sonde direkt im Spalt angebracht. Die bewegliche Sonde wurde auf einer Linie parallel zur Kanalwand verfahren. Die Mikrophone befanden sich bei diesen Messungen an der Kanalwand zu beiden Seiten des Spaltes.

Die Durchführung aller Versuche wurde mit einem Minirechner MINC 11 unter dem PDP-Betriebssystem RT11-V5.0 gesteuert. Damit wurde die bewegliche Sonde positioniert und das Gebläse geregelt. Bei einer Referenzgeschwindigkeit von $U_{ref}=27,75 \text{ m s}^{-1}$ wurden die Messungen durchgeführt.

2.3 Meßwerterfassung

Das Schema der Meßwerterfassung zeigt Abb. 2.6. Der Gleichspannungsanteil der Signale wurde auf einem Digitalvoltmeter abgelesen. Der Wechselspannungsanteil der Signale, d. h. die Spannungsschwankungen, die den Geschwindigkeitsschwankungen entsprechen, wurden zusammen mit den Signalen der Mikrophone auf ein Frequenz-moduliertes Analogband aufgezeichnet. Um die Ausgangsspannungen der Meßgeräte in den optimalen Bereich des Analogbandgerätes (5V) einzustellen, wurden die Signale vor der Aufnahme verstärkt. Das Bandgerät wurde vor jedem Versuch durch Aufnahme von 0 bzw. 3,006 V Gleichspannung auf jedem Meßkanal geeicht.

Nach dem Versuch wurden die Signale auf dem Analogband digitalisiert und auf das IBM-Format zur Auswertung auf der KfK-Großrechneranlage auf ein Digitalband umkopiert. Das Umkopieren wurde mit dem PDP-Betriebssystem RT11SJ-V4.0 durchgeführt.

Jedes Signal wurde zweimal digitalisiert: Zuerst mit einer Abtastfrequenz von 2000 Hz. Dabei wurde ein Tiefpaß-Filter auf 640 Hz gesetzt. Die zweite Digitalisierung erfolgte mit einer Abtastfrequenz von 32 kHz mit dem Tiefpaß-Filter auf 12800 Hz [16]. Die aus der Digitalisierung entstehenden Serien waren 61440 Punkte lang. Die entsprechende Meßzeit betrug bei der Digitalisierung mit 2000 Hz 30,72 s, und bei 32 kHz 1,92 s.

2.4 Auswertmethode

Vor der eigentlichen Auswertung müssen die digitalisierten Daten aufgrund der Eichung des Analogbandes zunächst korrigiert werden, um die tatsächliche Ausgangsspannung der Meßgeräte zu bestimmen. Außerdem muß der bei der Aufzeichnung verwendete Verstärkungsfaktor berücksichtigt werden. Beide Korrekturen erfolgen nach:

$$e_i = \frac{3,006}{G} (a_i - E_{b0}) / (E_{b3} - E_{b0}). \quad (2.1)$$

Dabei sind

e - Ausgangsspannung (Volt),

a - Spannung aus der Digitalisierung (Volt),

i - Serienindex, von 1 bis 61440,

G - Verstärkungsfaktor,

E_{b3} - resultierende Spannung nach der Aufnahme von 3,006 V auf das Analogband,

E_{b0} - resultierende Spannung nach der Aufnahme von 0 V auf das Analogband.

Der aus diesem Teil der Auswertung entstehende Fehler ist kleiner als 0,25 %.

Für die Auswertung der Mikrophonsignale wurden außerdem die vom Hersteller angegebenen Eichkonstanten berücksichtigt. Zur Ermittlung der Schwankungsgeschwindigkeiten wurde die von Hooper vorgeschlagene Auswertmethode [7,17] für die Auswertung der Hitz-Draht-Signale modifiziert. Dabei werden alle Hitzdrahtkoeffizienten durch eine Eichung bestimmt, die für jeden Draht durchgeführt wurde.

Die zeitlich gemittelte axiale Geschwindigkeit wird aus den Ausgangssignalen des geraden Drahtes unter der Annahme kleiner Schwankungsgeschwindigkeiten nach [17] zu

$$\bar{U} = [(E^2 - E_0^2)/B]^{1/n} \quad (2.2)$$

bestimmt, dabei sind

E - Spannungsanteil des geraden Drahtes (Volt),

E₀ - Ausgangsspannung bei der Geschwindigkeit Null (Volt),

B, n - Koeffizienten aus der Eichung.

Die Bestimmung der Hauptströmungsgeschwindigkeit mit einem geraden Draht erfolgt mit einem mittleren Fehler von 3,4 %.

Verwendet man den Reynoldsschen Ansatz (Abb. 2.7-a)

$$U(t) = \bar{U} + u \quad (2.3)$$

mit u als der momentanen Schwankungsgeschwindigkeit in axialer Richtung, so ergibt sich diese aus Gl. (2.2) zu:

$$u = U(t) - \bar{U} = \left[[(E+e)^2 - E_0^2]/B \right]^{1/n} - \bar{U}. \quad (2.4)$$

Die axialen Schwankungsgeschwindigkeiten werden mit einem mittleren Fehler von bis zu 15 % bestimmt.

Die Bestimmung der azimuthalen, bzw. radialen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit wird aus der Ausgangsspannung des schrägen Drahtes durchgeführt, wie Abb. 2.7-b zeigt. Unter der Annahme, daß der Einfluß von Sekundärströmungen vernachlässigbar ist, erhält man [17]

$$E^2 - E_0^2 = B \bar{U}^n \cos^m \alpha, \quad (2.5)$$

wobei B , n und m Koeffizienten aus der Eichung sind. Der effektive Winkel der Sonde α wird ebenfalls aus der Eichung bestimmt. Der Fehler bei der Bestimmung von \bar{U} mit einem schrägen Draht beträgt 3,3 %, einschließlich des Fehlers durch den Winkel α , der 1,5 % beträgt. Verwendet man den Reynoldsschen Ansatz und berücksichtigt, daß die axiale Komponente ebenfalls zur Abkühlung des Drahtes beiträgt, ergibt sich die Bestimmungsgleichung für die azimutale Komponente zu:

$$u + w \operatorname{tg} \alpha = \left[[(E+e)^2 - E_0^2] B^{-1} \cos^{-m} \alpha \right]^{1/n} - \bar{U}, \quad (2.6)$$

die gelöst werden kann mit den bereits aus der Ausgangsspannung des geraden Drahtes ermittelten Größen \bar{U} und u .

Die Ermittlung der radialen Komponente erfolgt analog, jedoch wird der schräge Draht zur Ermittlung der radialen Komponente senkrecht zur Wand gestellt; dagegen steht der schräge Draht für die azimutale Komponente parallel zur Wand.

Aus der Ermittlung von w bzw. v mit Gleichung (2.6) ergeben sich Fehler in der Größenordnung von bis zu 30 %. Dieser Wert ergibt sich aus dem Vergleich der nach dieser Methode bestimmten Turbulenzintensitäten mit denen, die im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$ gemessen wurden. Für den Fall sehr großer Turbulenzintensitäten gilt die Annahme kleiner Schwankungsgeschwindigkeiten bei der Auswertung der Hitzdrahtsignale nicht mehr. Daher sind die Fehler in diesen Fällen größer, sie können aber nicht abgeschätzt werden.

Eine ausführliche Beschreibung der Berechnung der Spektren befindet sich im Anhang A.

3. ERGEBNISSE ZUR STRÖMUNGS- UND TURBULENZVERTEILUNG

Aus Platzgründen werden nur beispielhaft einige Meßergebnisse zur Strömungs- und Turbulenzverteilung diskutiert. Dazu wurden drei Geometrien ausgewählt, für die das Wandabstandsverhältnis konstant ($W/D=1,072$) ist. Die Stababstandsverhältnisse dieser Geometrien sind $P/D=1,148$, $P/D=1,072$ und $P/D=1,036$. Die Ergebnisse aus den übrigen Geometrien befinden sich in [18], außer $P/D=1,148$, $W/D=1,045$ [19], bzw. $P/D=1,223$, $W/D=1,183$ [20].

3.1 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit

Die mit Pitotrohren gemessenen zeitlichen Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit bei den oben erwähnten Geometrien sind als Höhenlinien in den Abbildungen 3.1 bis 3.3 dargestellt. Die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten sind dazu auf die Referenzgeschwindigkeit $U_{ref}=27,75 \text{ m s}^{-1}$ bezogen.

Die Höhenlinienbilder sind für jeden Quadranten aus zwei Teilen zusammengesetzt, denn nahe der Stabwand erfolgten die Messungen in Zylinderkoordinaten und nahe der Kanalwand in kartesischen Koordinaten. Die Bilder wurden an der Linie des größten senkrechten Wandabstandes zusammengeklebt.

Abbildung 3.1 zeigt die Höhenlinien des Geschwindigkeitsfeldes im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$. Weil die Asymmetrie der Strömung sehr gering ist, wurde für die folgenden Geometrien entschieden, die Messungen nur in einem Quadranten durchzuführen. In Abb. 3.1 sind die einzelnen Quadranten gekennzeichnet.

Für das Stabbündel mit $P/D=1,148$, dessen Geschwindigkeitsfeld in Abb. 3.2 gezeigt ist, wie für die weiteren Geometrien, wurden die Messungen im Quadranten 2 durchgeführt. Man sieht, daß die Geschwindigkeiten im Gebiet zwischen den Stäben höher sind im Vergleich zu dem engeren Stababstandsverhältnis in Abb. 3.1, wenn man die Geschwindigkeiten auf die mittlere Kanalgeschwindigkeit (Tab.2) bezieht. Im unveränderten Spalt zwischen Stab und Kanalwand dagegen bleiben die Geschwindigkeiten, bezogen auf die mittlere Kanalgeschwindigkeit, nahezu unverändert.

Im Stabbündel mit dem engsten Stababstandsverhältnis, $P/D=1,036$, ändert sich das, wie in Abb. 3.3 zu erkennen ist. Weil der Spalt enger ist, ist die Geschwindigkeit direkt im Spalt niedriger als bei den anderen Geometrien. Der Geschwindigkeitsgradient entlang der Symmetrielinie ist größer als bei den anderen Geometrien. Im Gebiet zwischen Stab und Kanalwand ist die Geschwindigkeitsverteilung ähnlich wie bei den anderen Geometrien.

Die Integration der Geschwindigkeitsfelder lieferte die mittlere Geschwindigkeit in den Quadranten, in denen die Messungen durchgeführt wurden.

Die Reynoldszahl wird durch

$$Re = \frac{U_m De}{\nu} \quad (3.1)$$

definiert, wobei

U_m - die mittlere Geschwindigkeit im Unterkanal,

De - der hydraulisch Durchmesser (siehe Tabelle 1) und

ν - die kinematische Viskosität ist.

Die ermittelten Reynoldszahlen sind in Tab. 2 angegeben.

3.2 Wandschubspannung und Reibungsbeiwert

Die in den drei Geometrien gemessenen Wandschubspannungen an Stab- und Kanalwand sind in den Abbildungen 3.4 bis 3.6 dargestellt und in Tabelle 2 aufgelistet. Die Meßwerte sind auf den Mittelwert in der jeweiligen Geometrie bezogen. Die Koordinaten, die für die Darstellung verwendet wurden, sind so gewählt, daß an der Stabwand (r/ϕ) $\phi=0^\circ$ jeweils im engsten Spalt zwischen den Stäben und $\phi=90^\circ$ im engsten Spalt zwischen Stab und Kanalwand liegt. Entsprechend ist die Position $x=0$ mm an der Kanalwand (x/y) im engsten Spalt zwischen Stab und Kanalwand. Der Meßwert für $x=x_{\max}$ im Bereich x/y liegt auf der Symmetrielinie der beiden Quadranten des Unterkanals.

In Abb. 3.4 ist die gemessene Wandschubspannungsverteilung im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$ dargestellt, oben die Verteilung auf den Stabwänden (r/ϕ) und unten entlang den Kanalwänden (x/y). Die Meßwerte sind auf den Mittelwert aus allen vier Quadranten bezogen. Die ge-

ringe Asymmetrie der Geschwindigkeitsverteilung spiegelt sich in den gemessenen Wandschubspannungsverteilungen wider. Die Abweichungen sind aber gering. Obwohl die Spaltbreiten zwischen den Stäben und zwischen Stab und Kanalwand gleich sind, ergeben sich höhere Werte im Spalt zwischen den Stäben als im Spalt zwischen Stab- und Kanalwand.

Die Wandschubspannungsverteilung im Quadranten 2 des Stabbündels mit $P/D=1,148$ ist in Abb. 3.5 dargestellt. Sie ist auf den Mittelwert im Quadranten bezogen. Die Meßwerte entlang der Kanalwand zeigen geringe Unterschiede gegenüber den Werten in Abb. 3.4, aber entlang der Stabwand, zwischen 0° und etwa 40° , ist die Variation der Wandschubspannung sehr klein, weil das Stababstandsverhältnis größer ist als für Abb. 3.4.

Im Stabbündel mit $P/D=1,036$ ändert sich das, wie man in Abb. 3.6 erkennen kann. Die Wandschubspannungen im Spalt zwischen den Stäben und zwischen Stab und Kanalwand sind ungefähr gleich groß. Die Verteilung zwischen 0° und etwa 40° ist wegen des geringen Stababstandsverhältnisses steiler als für die anderen Geometrien.

Aus der gemessenen Wandschubspannung und den integrierten mittleren Geschwindigkeiten errechnet sich der Reibungsbeiwert zu

$$\lambda = 8 \tau_w / (\rho U_m^2) \quad (3.2)$$

Für das Stabbündel mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$ ist das Reibungsgesetz für den Wandkanal nach [21]

$$\sqrt{8/\lambda} = 1,010 (2,5 \ln \operatorname{Re}\sqrt{\lambda/8} + 5,5) - 5,67. \quad (3.3)$$

Entsprechend ergibt sich für $P/D=W/D=1,072$ [22]

$$\sqrt{8/\lambda} = 1,020 (2,5 \ln \operatorname{Re}\sqrt{\lambda/8} + 5,5) - 5,64 \quad (3.4)$$

und für $P/D=1,036$, $W/D=1,072$ [23]

$$\sqrt{8/\lambda} = 1,031 (2,5 \ln \operatorname{Re} \sqrt{\lambda/8} + 5,5) - 5,30. \quad (3.5)$$

Die aus den Messungen gewonnenen Reibungsbeiwerte werden mit den aus den Gleichungen (3.3) bis (3.5) berechneten Reibungsbeiwerten in Tabelle 3 verglichen. Für $P/D=1,148$ und $P/D=1,072$ sind die Unterschiede ziemlich klein, für das Stabbündel mit $P/D=1,036$ steigen die Unterschiede auf 10,5 % an. Der gemessene Reibungsbeiwert liegt etwas höher als bei früheren Messungen an dieser Geometrie [23].

3.3 Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile

Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile sind in dimensionsloser Darstellung in den Abbildungen 3.7 bis 3.10 für die Strömungszone nahe der Stabwand (r/ϕ) und nahe der Kanalwand (x/y) für die drei Geometrien dargestellt. In den Abbildungen 3.7 und 3.8 sind die Ergebnisse der Messungen in den vier Quadranten des Stabbündels mit $P/D=W/D=1,072$, in Abb. 3.9 für das Stabbündel mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$ und in Abb. 3.10 für das Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$ dargestellt. Dazu wird die gemessene Geschwindigkeit U mit der örtlichen Wandschubspannungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\tau_w / \rho} \quad (3.6)$$

zu

$$u^+ = \bar{U} / u^* \quad (3.7)$$

und der Wandabstand y zu

$$y^+ = \frac{y u^*}{\nu} \quad (3.8)$$

dimensionslos gemacht. Zum Vergleich ist das Wandgesetz von Nikuradse [24] für Kreisrohre

$$u^+ = 2,5 \ln y^+ + 5,5 \quad (3.9)$$

als durchgezogene Linie in die Abbildungen eingetragen. Die Abbildungen zeigen, daß die Meßwerte in allen Geometrien dem Wandgesetz folgen, die Meßwerte bei $P/D=1,036$ liegen etwas tiefer als das Wandgesetz.

3.4 Turbulenzintensitäten

Im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$ wurden in vier Quadranten die Turbulenzintensitäten gemessen. Die Ergebnisse der axialen, azimutalen und radialen Turbulenzintensitäten sind jeweils in Abb. 3.11 bis 3.13 als Höhenlinien dargestellt.

Die axialen Turbulenzintensitäten $\sqrt{u^2}$ werden auf die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u^* im Spalt zwischen den Stäben im Quadranten Q1 bezogen. Die Ergebnisse zeigen, daß die axiale Turbulenzintensität, wie erwartet, in Wandnähe am größten ist und daß der Abfall mit wachsendem Wandabstand stark von der Position an der Stab- bzw. Kanalwand abhängt. Entlang der Linie der Maximalgeschwindigkeit sind deutlich lokale Maxima bei etwa 15° und 60° wie in Abb. 1.1-a zu erkennen.

Die azimutalen Turbulenzintensitäten $\sqrt{w^2}$ werden ebenfalls auf die Wandschubspannungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben im Quadranten Q1 bezogen. Auffällig ist, daß die Turbulenzintensitäten im Spalt zwischen den Stäben bzw. in den Spalten zwischen den Stäben und den Kanalwänden mit wachsendem Abstand von der Wand ansteigen. Dieser Effekt entspricht den lokalen Maxima der azimutalen Turbulenzintensität entlang der Linie der Maximalgeschwindigkeit bei 0° und 90° , die in Abb. 1.1-b zu erkennen sind.

Die Turbulenzintensitäten senkrecht zur Wand, $\sqrt{v^2}$, fallen im allgemeinen mit zunehmendem Wandabstand ab. In den Gebieten, in denen die axiale Turbulenzintensität lokale Maxima aufweist, ist der Abfall nicht so stark wie in den übrigen Gebieten.

Aus den gemessenen Turbulenzintensitäten wird die kinetische Energie der Turbulenzbewegung in den drei Koordinateneinrichtungen zu

$$\kappa = \frac{1}{2}(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (3.10)$$

ermittelt. Sie wird mit dem Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben im Quadrant Q1 normiert und als Höhenlinien in Abb. 3.14 dargestellt. Entlang der Linie der Maximalgeschwindigkeit sind lokale Maxima bei etwa 15° und 60° zu erkennen, entsprechend den Ergebnissen für die axiale Turbulenzintensität.

Die Ergebnisse stimmen sehr gut mit früheren Messungen [22] überein, die nur in einem Quadranten durchgeführt wurden.

4. TURBULENZSPEKTREN

Die Spektren der Schwankungsgeschwindigkeiten und der Druckschwankungen stellen die Energieverteilung dieser Funktionen auf die verschiedenen Frequenzen dar. Damit können die Beiträge, die von den verschiedenen Wirbelgrößen stammen, identifiziert werden.

4.1 Theoretische Grundlagen

4.1.1 Schwankungsgeschwindigkeiten

Die autospektrale Leistungsdichte (power spectrum) stellt die Variationsrate des mittleren quadratischen Wertes einer bestimmten Funktion mit der Frequenz dar. Für eine Zeitfunktion $x(t)$ ist die autospektrale Leistungsdichte

$$\Phi_{xx}(f) = (Be \theta)^{-1} \int_0^\theta x^2(f, Be, t) dt, \quad (4.1)$$

wobei θ die Integrationszeit, Be die Bandbreite und f die Frequenz ist.

Das Integral der autospektralen Leistungsdichte ist der mittlere quadratische Wert der entsprechenden Funktion [16]. Φ_{ij} wird im folgenden als Spektrum bezeichnet.

Bei der turbulenten Strömung ist die oben erwähnte Funktion die Schwankungsgeschwindigkeit, deren Spektrum stellt ihre Energieverteilung auf den verschiedenen Frequenzen dar. Für jede Komponente $U_i(t)$ der Geschwindigkeit schreibt man nach Reynolds

$$U_i(t) = \bar{U}_i + u_i(t) \quad (4.2)$$

wobei \bar{U}_i der zeitliche Mittelwert von U_i und u_i die Schwankungsgeschwindigkeit von $U_i(t)$ ist. Verantwortlich für die Fluktuationen sind Wirbel (eddies) von verschiedenen Durchmessern.

Mit U_1 als der Geschwindigkeitskomponente in der Hauptströmungsrichtung definiert man die eindimensionale Wellenzahl zu

$$k_1 = \frac{2\pi f}{U_1}, \quad (4.3)$$

die dem Kehrwert des Durchmessers eines Wirbels entspricht, der eine bestimmte Frequenz erzeugt. Je kleiner die Wirbel sind, desto größer ist die Wellenzahl und damit die Frequenz. Ein Turbulenzspektrum kann als Funktion der Wellenzahl dargestellt werden, dazu wird die Beziehung zwischen den Frequenz- und den Wellenzahlspektren

$$\Phi_{ii}(k) = \frac{U_1}{2\pi} \Phi_{ii}(f) \quad (4.4)$$

verwendet.

Man kann, analog zur isotropen Turbulenz [25], verschiedene Bereiche im Wellenzahlspektrum erkennen, nach einer Überlegung über Wirbeldurchmesser. Abbildung 4.1-a zeigt das Schema des dreidimensionalen Spektrums für isotrope Turbulenz. Man kann drei verschiedene Bereiche erkennen: einen Bereich mit großen permanenten Wirbeln, die von den Erzeugungsbedingungen abhängen; einen Bereich, in dem sich energieenthaltende Wirbel befinden und den universellen Gleichgewichtsbereich, der den Trägheitsunterbereich enthält. Die beiden letzten Bereiche sind unabhängig von den Bedingungen bei der Erzeugung der Turbulenz.

Bei der Kanalströmung, Abb. 4.1-b, erkennt man zuerst einen Bereich von Wirbeln, die die Energie enthalten, die aus der Rotation des Geschwindigkeitsvektorfeldes

$$\underline{\Omega} = \text{rot } \underline{U} \quad (4.5)$$

entstehen. Er wird Produktionsbereich genannt, weil dort die Energie der Turbulenz erzeugt wird. Dieser Bereich ist von der Viskosität unabhängig. Existiert ein großer Geschwindigkeitsgradient, wie z. B.

unmittelbar an der Wand, ist das Spektrum beim Übergang zum nächsten Bereich proportional zu k^{-1} [26].

Der von Kolmogorov sogenannte universelle Gleichgewichtsreich ist der zweite Bereich. Dort findet die Dissipation statt. Er enthält den Trägheitsuntersbereich nach Kolmogorov (inertial subrange), proportional zu $k^{-5/3}$, und den Unterbereich der zähen Dissipation nach Heisenberg, proportional zu k^{-7} .

Die Energie wird von den größeren zu den kleineren Wirbeln übertragen. Sie wird von den größeren Wirbeln aus der Hauptströmung entnommen und auf die kleineren Wirbel übertragen. Die Dissipation findet hauptsächlich ab einer Wirbelgröße statt, bei der die Zähigkeitseffekte wirksam werden [27].

Zwischen dem Produktionsbereich und dem Unterbereich der zähen Dissipation liegt bei hoher Reynoldszahl ein Unterbereich, in dem die Energie durch Trägheit übertragen wird. Dieser Unterbereich ist durch Isotropie charakterisiert, die man als lokale Isotropie bezeichnet, ihm gehören die "Turbulenzelemente, die klein gegen die größten und groß gegen die kleinsten sind" [28] an.

Der Trägheitsunterbereich und die Berechnung der Dissipationsrate wird im Anhang C ausführlicher diskutiert.

4.1.2 Druckschwankungen

Das Druckfeld in einer turbulenten Strömung entsteht aus einer Aufsummierung der Beiträge der Geschwindigkeitsschwankungen an verschiedenen Stellen. Es wird mit dem Geschwindigkeitsfeld durch die Poisson Gleichung [29]

$$-\nabla^2 p = \rho \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \overline{u_i u_j} \quad (4.6)$$

ausgedrückt. Damit werden Druckschwankungen an einem Ort durch Impulsschwankungen an vielen anderen Orten verursacht.

Auf diese Weise wird die Amplitude der Druckschwankung durch die Geschwindigkeitsschwankungen beeinflusst, die sich innerhalb eines Bereichs befinden, der die Größenordnung der Wellenlänge der Geschwindigkeitsschwankung hat [30].

Das Spektrum der Druckschwankung wird durch Gl. (4.1) angegeben und stellt die Variationsrate des mittleren quadratischen Wertes der Druckschwankung mit der Frequenz dar.

An einer Wand wird das Spektrum der Druckschwankung durch das ganze Druckschwankungsfeld bestimmt, das sich am Druckaufnehmer befindet. Der Druckaufnehmer kann nicht unterscheiden zwischen großen Wirbeln, die mit der Hauptströmung transportiert werden, und kleinen Wirbeln mit niedriger Geschwindigkeit an der Wand [25]. Weil die Spektren der Druckschwankungen einen ähnlichen Verlauf haben wie die Spektren der Geschwindigkeitsschwankungen, die die Druckschwankungen verursacht haben [29], ist zu erwarten, daß der Verlauf des Spektrums der Druckschwankung eine Überlagerung der Verläufe aller Beiträge wird.

4.2 Ergebnisse

4.2.1 Frequenzspektren für drei ausgewählte Geometrien

Die Spektren, die an verschiedenen Orten an drei Stabbündeln gemessen wurden, sollen zunächst diskutiert werden. Diese Orte sind in Abbildung 4.2 schematisch gezeigt; sie sind mit 0 bis 3 gekennzeichnet.

Die Abbildungen 4.3 bis 4.6 zeigen Frequenzspektren der drei Komponenten der Turbulenzgeschwindigkeit an vier verschiedenen Orten im Unterkanal des Stabbündels mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$, bei einer Reynoldszahl von $1,072 \cdot 10^5$. Dabei sind in den ersten zwei Abbildungen die Spektren an Orten auf der Symmetrielinie, in den anderen beiden im Abstand 1,5 mm von der Stabwand dargestellt.

Abb. 4.3 zeigt die Spektren der Geschwindigkeitskomponenten am Punkt 0, d. h. in der Mitte des Spaltes zwischen den Stäben, siehe Abb. 4.2-a, wo die azimuthale Komponente, w , ein Maximum hat [2]. Das Spektrum der axialen Komponente, u , zeigt eine kleine Spitze bei etwa 60 Hz. Von 150 bis etwa 1000 Hz ist das Spektrum von u proportional zu f^{-1} . Das Spektrum der Komponente senkrecht zur Wand, v , ist flach und hat einen konstanten Verlauf bis etwa 100 Hz. Im Spektrum der azimuthalen Komponente erkennt man eine ausgeprägte Spitze bei 50,8 Hz. Diese Frequenz entspricht einem Wirbeldurchmesser von etwa 9 cm. Ab etwa 1000 Hz erkennt man einen fast identischen Verlauf in allen Spektren, dies ist der Trägheitsunterbereich.

Abbildung 4.4 zeigt die Spektren im Punkt 1, d. h. auf der Symmetrielinie 20 mm vom Spalt zwischen den Stäben entfernt. Eine breite, aber kleine Spitze mit dem Zentrum bei 50,8 Hz tritt im Spektrum von u auf. Spuren einer Spitze sind auch im Spektrum von v zu erkennen. Die Spitze im Spektrum von w ist wieder sehr ausgeprägt, aber nicht so hoch wie direkt im Spalt zwischen den Stäben (Position 0, Abb.4.3).

Zwischen 400 und etwa 900 Hz erkennt man im Spektrum von u ein kleines Gebiet mit einem Verlauf proportional zu f^{-1} . Nach dessen Ende hat das Spektrum von u einen Verlauf proportional zu $f^{-5/3}$, der auch in den anderen Spektren für den gleichen Bereich zu erkennen ist.

Die Spektren der Turbulenzgeschwindigkeit am Punkt 2, im Spalt, 1,5 mm von der Wand entfernt, sind in Abb. 4.5 dargestellt. Das Spektrum von u zeigt ein großes Gebiet mit einem Exponenten von -1, nämlich von 100 Hz bis fast 2000 Hz. Bei höheren Frequenzen haben die Spektren einen zu $f^{-5/3}$ proportionalen Verlauf, dessen Ende durch den Tiefpaß-Filter abgeschnitten wurde. Auch hier ist eine ausgeprägte Spitze im Spektrum von w bei $f=50,8$ Hz zu erkennen.

Abbildung 4.6 zeigt die Spektren im Punkt 3, 20° vom Spalt und 1,5 mm von der Wand entfernt. Von 100 Hz bis etwa 1500 Hz ist ein Abfall mit einem Exponenten -1 zu erkennen. Ab dieser Frequenz beginnt der Trägheitsunterbereich, dessen Ende durch den Filter abgeschnitten wurde. In den Spektren von u und w sind die Spitzen gegenüber Abb. 4.4 kleiner geworden, aber noch deutlich zu erkennen. Sie liegen bei $f=50,8$ Hz.

Die Abbildungen 4.7 bis 4.10 zeigen Frequenzspektren der drei Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit an verschiedenen Positionen in der Nähe des Spaltes zwischen den Stäben des Stabbüdels mit $P/D=W/D=1,072$ bei einer Reynoldszahl von $8,527 \cdot 10^4$ (siehe Abbildung 4.2-b für die Meßstellen).

In Abb. 4.7 sind die Spektren im Punkt 0, im Zentrum des Spaltes zwischen den Stäben dargestellt. Von etwa 250 Hz bis etwa 1600 Hz erstreckt sich im Spektrum der axialen Komponente ein Gebiet, das einen Verlauf proportional zu f^{-1} hat. Danach ist bis etwa 7500 Hz in allen Spektren der Trägheitsunterbereich zu erkennen. Das Spektrum der Komponente senkrecht zur Wand hat einen konstanten Verlauf bis etwa 500 Hz. Das Spektrum der azimuthalen Komponente weist eine ausgeprägte Spitze bei etwa 64 Hz auf; das entspricht einem Wirbeldurchmesser von etwa 6 cm.

Abbildung 4.8 zeigt die Spektren im Punkt 1, 20° vom Spalt und 5,68 mm von der Wand entfernt. An dieser Position weisen alle Komponenten eine Spitze bei 64 Hz auf, die bei der axialen Komponente so ausgeprägt ist, daß man nur ein kleines Gebiet erkennen kann, in dem das Spektrum proportional zu f^{-1} ist, nämlich zwischen 300 und 700 Hz. Der Trägheitsunterbereich liegt zwischen etwa 1300 Hz und etwa 7800 Hz.

Die Spektren im Punkt 2, d. h. im Spalt zwischen den Stäben 1,5 mm von Stabwand entfernt, zeigt Abb. 4.9. Im Spektrum der axialen Komponente gibt es zwischen etwa 200 Hz und etwa 2500 Hz ein Gebiet mit einem Exponenten -1. Von 2500 Hz bis etwa 9000 Hz erkennt man in allen Spektren Isotropie im Trägheitsunterbereich. Das Spektrum der Komponente senkrecht zur Wand hat einen konstanten Verlauf bis etwa 400 Hz. Das Spektrum der azimuthalen Komponente zeigt eine ausgeprägte Spitze bei 64 Hz, die nicht so hoch wie im Zentrum des Spaltes ist.

In den Spektren im Punkt 3 (20° vom Spalt, 1,5 mm von der Wand), Abb. 4.10, ist die Spitze im Spektrum von u stark ausgeprägt trotz des kleinen Wandabstands. Man kann hier ein Gebiet proportional zu f^{-1} von 250 Hz bis etwa 2000 Hz erkennen. Von 2400 Hz bis etwa 8600 Hz erstreckt sich der Trägheitsunterbereich. Abgesehen von Spuren einer Spitze bei 64 Hz hat die Komponente senkrecht zur Wand einen konstanten Verlauf bis etwa 300 Hz. Das Spektrum der azimuthalen Komponenten zeigt eine deutliche Spitze bei 64 Hz, die kleiner als bei der Messung im Punkt 1, Abb.4.8, ist.

Für das Stabbündel mit $P/D=1,036$ und $W/D=1,072$ wurden Spektren nur auf der Symmetrielinie zwischen den Stäben gemessen (Abb. 4.11 und 4.12), bei einer Reynoldszahl von $7,25 \cdot 10^4$. Die Meßstellen sind in Abb. 4.2-c angegeben.

In Abbildung 4.11 sind die Spektren im Punkt 0, im Zentrum des Spaltes zwischen den Stäben gezeigt. Von 250 Hz bis etwa 2500 Hz erkennt man im Spektrum von u ein Gebiet mit einem Exponenten von -1, danach bis etwa 7200 Hz ist in allen Spektren den Trägheitsunterbereich zu sehen. Das Spektrum von v hat einen konstanten Verlauf bis etwa 200 Hz. Das Spektrum von w zeigt eine sehr ausgeprägte Spitze bei 86 Hz, die schmäler als bei den beiden anderen Geometrien ist. Diese Frequenz entspricht einem Wirbeldurchmesser von etwa 3,5 cm.

Die Spektren im Punkt 1 (20 mm vom Spalt entfernt) sind in Abb. 4.12 dargestellt. Aufgrund der ausgeprägten Spitze bei $f=86$ Hz ist im Spektrum von u kein Gebiet mit einem Exponenten von -1 zu finden.

Der Trägheitsunterbereich liegt zwischen etwa 1700 Hz und etwa 6100 Hz. Das Spektrum von v hat einen konstanten Verlauf bis auf eine kleine Spitze bei $f=86$ Hz. Das Spektrum von w zeigt ebenfalls eine ausgeprägte Spitze bei 86 Hz.

Die Ergebnisse der Messungen von Frequenzspektren der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit zeigen, daß die azimuthale Komponente jeweils eine Spitze bei einer bestimmten Frequenz aufweist, die vom Stababstandsverhältnis abhängig ist. Die Spitzen werden schmaler und höher wenn die Spaltbreite enger wird. Mit zunehmendem Abstand zwischen Meßort und Spalt werden die Spitzen kleiner, bleiben jedoch bei der gleichen Frequenz. In Wandnähe sind die Spektren ähnlich zu den Spektren, die weiter davon entfernt gemessen wurden, aber die Intensitäten im Bereich der hohen Frequenzen sind höher.

Die Spektren der axialen Komponente haben direkt im Spalt keine derartige Spitze. In einiger Entfernung vom Spalt zeigen sie jedoch eine Spitze bei der gleichen Frequenz wie für w , die höher und schmaler wird, wenn die Spaltbreite enger wird. Wiederum sind die Spektren in Wandnähe ähnlich wie weiter davon entfernt, jedoch mit höherer Intensität.

In den Spektren der radialen Komponente sind die Spitzen sehr schwach ausgeprägt, wenn sie überhaupt zu erkennen sind. Die Spektren sind höher in Wandnähe als weiter davon entfernt.

Die Umrechnung der Frequenz der Pulsation in die Wellenzahl zeigt, daß die Wirbel, die die Pulsationen hervorrufen, kleiner werden wenn der Abstand zwischen den Stäben kleiner wird.

Spektren wurden auch im Gebiet zwischen Stab und Kanalwand gemessen, jedoch nicht die Komponente senkrecht zur Wand. Dort zeigen die Spektren das gleiche Verhalten wie im Gebiet zwischen den Stäben: Die azimuthale Komponente hat eine ausgeprägte Spitze im Spalt, aber die axiale Komponente nicht. Mit wachsender Entfernung vom Spalt wird die Spitze bei der azimuthalen Komponente kleiner und die axiale Komponente zeigt eine ausgeprägte Spitze bei der gleichen Frequenz wie für die azimuthale Komponente.

Bei konstantem Wandabstandsverhältnis W/D ändern sich die Frequenzen, wenn P/D variiert wird. Jedoch wurden die Messungen bei verschiedenen Reynoldszahlen, d. h. bei verschiedenen Geschwindigkeiten, durchgeführt.

4.2.2 Einfluß der Reynoldszahl

Für die drei betrachteten Geometrien wurde festgestellt, daß der Wirbeldurchmesser, der der Spitze in den Spektren entspricht, kleiner wird mit geringerem Abstand zwischen den Stäben. Diese Ergebnisse wurden aber bei verschiedenen Reynoldszahlen ermittelt, deswegen ist es erforderlich, den Einfluß der Reynoldszahl auf die Spektren bei verschiedenen Geometrien zu untersuchen.

In Abb. 4.13 sind die Spektren der axialen und azimutalen Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 0 im Zentrum des Spaltes zwischen den Stäben des Stabbündels mit $P/D=1,036$ und $W/D=1,072$ bei drei verschiedenen Reynoldszahlen dargestellt. Die Spektren wurden bei $Re=4,481 \cdot 10^4$, $Re=7,242 \cdot 10^4$ und $Re=1,050 \cdot 10^5$ gemessen. Mit zunehmender Reynoldszahl erhöhen sich die Werte der Spektren, d. h. die Intensitäten werden höher. Auffällig ist auch, daß die Frequenzen, bei denen die Spitze auftritt, mit der Reynoldszahl steigen. Alle Spektren von jeder Komponente haben ein ähnlichen Verlauf.

Um das besser zu verstehen, wurden Wellenzahl-Spektren für die drei Geometrien ermittelt.

Mit

$$k_1^+ = k_1 D \quad (4.7)$$

als dimensionsloser Wellenzahl kann man ein dimensionsloses Spektrum

$$\phi_{ii}^+(k_1^+) = \phi_{ii}(k_1) u^*{}^{-2} D^{-1} \quad (4.8)$$

definieren.

Abb. 4.14 zeigt die dimensionslosen Spektren der Komponenten der Turbulenzgeschwindigkeit in axialer und azimutaler Richtung am Punkt 0, Bild 4.2-a, des Stabbündels mit $P/D=1,148$ und $W/D=1,072$ bei Reynoldszahlen von $1,402 \cdot 10^5$, $1,072 \cdot 10^5$ und $6,208 \cdot 10^4$. Man kann zwischen den drei Spektren nur geringe Unterschiede erkennen, wenn man davon absieht, daß durch den Filter die Spektren bei unterschiedlichen k^+ abgeschnitten werden.

In den Spektren der azimuthalen Komponenten w , ist eine gleich große Spitze für $k^+ = 1,71$ bei allen Reynoldszahlen zu erkennen, das heißt, daß bei verschiedenen Reynoldszahlen der Energieanteil der Wirbel sowie ihr Durchmesser konstant geblieben sind.

Die Spektren der axialen Komponente zeigen ein großes Gebiet proportional zu $(k^+)^{-1}$, danach erstreckt sich zwischen etwa $k^+ = 30$ und $k^+ = 265,2$ der Trägheitsunterbereich, der auch im Spektrum der azimuthalen Komponente zu erkennen ist.

Die dimensionslosen Spektren von u und w im Punkt 0 des Stab-bündels mit $P/D=W/D=1,072$ sind für die Reynoldszahlen $1,242 \cdot 10^5$, $8,384 \cdot 10^4$ und $5,576 \cdot 10^4$ in Abb. 4.15 dargestellt. Wiederum unterscheiden sie sich kaum voneinander.

In den Spektren von u gibt es ein Gebiet mit einem zu $(k^+)^{-1}$ proportionalen Verlauf. Die Spektren beider Komponenten zeigen zwischen etwa $k^+ = 60$ und $k^+ = 315,3$ den Trägheitsunterbereich. Die Spektren von w zeigen eine Spitze für $k^+ = 2,71$.

Die entsprechenden dimensionslosen Spektren von u und w im Punkt 0 des Stabbündels mit $P/D=1,036$ und $W/D=1,072$, zeigt Abb. 4.16 für die Reynoldszahlen $1,050 \cdot 10^5$, $7,242 \cdot 10^4$ und $4,482 \cdot 10^4$. Alle Spektren stimmen sehr gut überein. Dies ist die dimensionslose Darstellung der in Abb. 4.13 gezeigten Frequenzspektren bei den drei verschiedenen Reynoldszahlen.

Im Spektrum von u erkennt man, daß für diese Geometrie mit der kleinsten Spaltbreite das Gebiet proportional zu $(k^+)^{-1}$ größer und daß der Trägheitsunterbereich kürzer geworden ist gegenüber den beiden anderen Geometrien (Abb. 4.14 und 4.15). Der Trägheitsunterbereich befindet sich in dieser Geometrie zwischen etwa $k^+ = 150$ und $k^+ = 382,6$. In den Spektren von w sieht man eine ausgeprägte Spitze bei $k^+ = 4,5$, die schmaler ist als bei den größeren P/D -Verhältnissen.

Die Wirbel, die die Strömungspulsationen zwischen den Unterkanälen hervorrufen, haben einen Durchmesser, der nicht von der Reynoldszahl beeinflußt wird, sondern nur von der Spaltbreite. Für jede Geometrie liegen die Spitzen bei der gleichen Wellenzahl. Das bedeutet nach Gleichung (4.3), daß die Frequenz der Pulsation linear mit der Geschwindigkeit variiert, was mit den Ergebnissen von Hooper und Rehme für eine Geometrie [10] übereinstimmt. Das gilt auch für die Messungen, die im Spalt zwischen Stab und Kanalwand durchgeführt wurden.

4.2.3 Spektren der Druckschwankung

Die Spektren der Druckschwankungen wurden, wie erwähnt, gleichzeitig mit zwei Mikrofonen gemessen, die in den Kanalwänden eingebaut waren, wie in Abb. 2.3 schematisch dargestellt ist.

Abb. 4.17 zeigt die Ergebnisse der Messung an zwei gegenüberliegenden Unterkanälen des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$ (Versuchskonfiguration 1), dazu wird auch das Spektrum der Druckdifferenz $dp=p_a-p_b$ bestimmt. Die Spektren von p_a und p_b zeigen neben mehreren kleinen Spitzen je eine Spitze bei 86 Hz, die im Spektrum der Druckdifferenz sehr ausgeprägt ist. Dies ist die gleiche Frequenz wie bei den Schwankungsgeschwindigkeiten im Spalt zwischen den Stäben bei dieser Geometrie und bei gleicher Reynoldszahl, Abbildungen 4.11 und 4.12.

Die Ergebnisse der Messungen im Spalt zwischen Stab und Kanalwand (Versuchskonfiguration 2) sind für die gleiche Geometrie in Abb. 4.18 dargestellt. Die Mikrophone p_a und p_b befinden sich jeweils 40 und 30 mm vom Spalt, diese Positionen sind in der Nähe der Position, für die das lokale Maximum der axialen Turbulenzintensität auftritt, Abb. 1.1. Die Spektren zeigen je eine Spitze bei 60 Hz, die sehr ausgeprägt in Spektren von p_b und dp erscheint. Dies ist die Frequenz der Spitze im Spektrum der Schwankungsgeschwindigkeiten in diesem Spalt.

Oberhalb der Spitze kann man keinen bestimmten Bereich der Turbulenz wie bei den Spektren der Geschwindigkeitsschwankungen erkennen. Grund dafür ist der Effekt der Schutzkappe des Mikrophons, ein Lochgitter, das hochfrequentes Rauschen erzeugt hat. Außerdem sind Einbaueinflüsse zu berücksichtigen, nämlich die Fluchtgerechtigkeit der Mikrophone mit den Wänden. Weil die Schutzkappe nicht eben und als Lochgitter ausgebildet ist, war es auch mit Hilfe einer Meßuhr nicht möglich, einen genauen Einbau der Mikrophone fluchtgerecht mit den Kanalwänden zu erreichen. Das hat sowohl den Verlauf als auch die Höhe der Spektren beeinflusst [31].

Die Druckschwankungsspektren zeigen, daß das Druckfeld stark von der Geometrie abhängt, weil die Frequenz der Strömungspulsationen eine Funktion der Geometrie (und der Reynoldszahl) ist. Bei dieser Frequenz erscheinen Spitzen in den Spektren der Druckschwankung. Das Druckfeld hängt auch vom Ort in der Strömung ab. Obwohl die Messungen nur an den Kanalwänden durchgeführt wurden, kann man erwarten, daß das Druckfeld an den Stabwänden ähnlich wie an den Kanalwänden ist

und daß in Umfangsrichtung unterschiedliche Intensitäten der Druckschwankung auftreten. Das bedeutet, daß in der Nähe der Positionen, an denen die axiale Turbulenzintensität ein lokales Maximum aufweist (15° und 60°), die Druckschwankungen größer sind als auf der Symmetrielinie des Unterkanals, wie aus den Messungen an den Kanalwänden zu erkennen ist.

4.3 Frequenz und Strouhalzahl der Pulsationen

Eine dimensionslose Kennzahl aus der Frequenz, der mittleren Geschwindigkeit im Unterkanal und dem Stabdurchmesser ist eine Strouhalzahl

$$\text{Str} = f D / U_m . \quad (4.9)$$

In den Abbildungen 4.19 bis 4.21 ist der Kehrwert der Strouhalzahl gegen die Reynoldszahl aufgetragen, mit der dimensionslosen Spaltbreite P/D bzw. W/D als Parameter, für die Stabbündel mit $P/D=1,148$, $P/D=1,072$ und $P/D=1,036$. Man sieht, daß die Strouhalzahl unabhängig von der Reynoldszahl ist. Jedoch hängt die Strouhalzahl von der Geometrie ab. Für einen engen Spalt ist die Strouhalzahl größer, d. h. der Kehrwert kleiner. Das bedeutet, daß die Strouhalzahl nur eine Funktion der Geometrie ist. Die Werte von Strouhal- und Reynoldszahl für die drei Geometrien sind in Tabelle 4 enthalten.

Bildet man die Strouhalzahl mit der mittleren Geschwindigkeit im engsten Spalt U_s

$$\text{Str}_s = f D / U_s , \quad (4.10)$$

kann man den Kehrwert von Str_s mittels linearer Regression als eine Funktion der Geometrie, d. h. der dimensionslosen Spaltbreite S/D ($S/D=P/D-1$, bzw. $S/D=W/D-1$) darstellen, Abb. 4.22. Es ergibt sich

$$\text{Str}_s^{-1} = 19,5 \text{ S/D} + 0,57. \quad (4.11)$$

Der Standardfehler $\delta=9,13$ % bei der Berechnung der Spektren wird durch die obere und die untere Linie dargestellt; dazu kommt noch der Fehler aus der Auflösung der Spektren durch die Bandbreite bei der Digitalisierung. In dem Frequenzbereich, in dem die Pulsationen stattfinden, ist die Bandbreite $B_e=3,9063$ Hz.

Man kann die Strouhalzahl auch mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit im Spalt u^* definieren

$$\text{Str}_\tau = f D / u^*. \quad (4.12)$$

Der Kehrwert von Str_τ ist in Abb. 4.23 dargestellt und kann durch

$$\text{Str}_\tau^{-1} = 0,808 \text{ S/D} + 0,056 \quad (4.13)$$

angegeben werden.

Die Daten, aus denen die Gleichungen (4.11) und (4.13) gewonnen wurden, sind für die Spalte zwischen den Stäben und für die Spalte zwischen Stab und Kanalwand in der Tabelle 5 enthalten.

Damit ist die Abhängigkeit der Strouhalzahl von der Spaltbreite gefunden.

4.4 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der Messungen von Spektren zeigen, daß im Zentrum des engsten Spaltes zwischen den Stäben bzw. zwischen Stab und Kanalwand das Spektrum der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit eine sehr ausgeprägte Spitze bei einer bestimmten Frequenz hat. Das Spektrum der axialen Komponente hat unmittelbar im Spalt keine derartige Spitze.

An einer Position 20° bzw. 20 mm vom Spalt zwischen den Stäben ändert sich das. Die Spitze im Spektrum der azimuthalen Komponente wird kleiner, jedoch liegt sie bei der gleichen Frequenz wie im Spalt. Die axiale Komponente zeigt ebenfalls eine Spitze bei der gleichen Frequenz.

Die Spektren der Druckschwankungen zeigen auch Spitzen bei der gleichen Frequenz wie die Spektren der Geschwindigkeitsschwankungen. Das Druckfeld hängt von der Geometrie und der Position im Bündel ab.

Untersucht wurden die auftretenden Frequenzen bei einer Änderung der Spaltbreite, sowohl im Spalt zwischen Stab und Kanalwand als auch im Spalt zwischen den Stäben und bei Änderung der Reynoldszahl. Erhöht man die Reynoldszahl, werden die Frequenzen höher. Die Frequenzen hängen außerdem von der Spaltbreite ab. Für die gleiche Reynoldszahl ist die Frequenz höher bei einer kleineren Spaltbreite.

Bildet man eine Strouhalzahl mit der Frequenz der Pulsationen, ist sie nur eine Funktion der Geometrie, die mit Gl. (4.11) bzw. (4.13) beschrieben werden kann.

5. KORRELATIONSANALYSE

Zweck der Korrelationsanalyse ist die Feststellung der Zusammenhänge zwischen Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen an verschiedenen Orten des Unterkanals und zu verschiedenen Zeiten.

5.1 Theoretische Grundlagen

Die Autokorrelationsfunktion $R_{xx}(\tau)$ einer bestimmten Funktion $x(t)$ ist der Mittelwert des Produktes dieser Funktion zur Zeit t mit ihr selbst zur Zeit $(t+\tau)$ über eine passende Beobachtungszeit t_b [16]

$$R_{xx}(\tau) = t_b^{-1} \int_0^{t_b} x(t)x(t+\tau)dt. \quad (5.1)$$

Die Zeitverzögerung τ kann sowohl positiv als auch negativ sein.

Wird die Autokorrelationsfunktion durch ihren Wert bei $\tau=0$ normiert:

$$C_{xx}(\tau) = R_{xx}(\tau)/R_{xx}(0), \quad (5.2)$$

nennt man $C_{xx}(\tau)$ die Funktion des Autokorrelationskoeffizienten. Sie wird im folgenden mit Autokorrelation bezeichnet. Der Wert von C_{xx} liegt für alle τ zwischen 1 und -1. Ist $x(t)$ eine random stationäre Funktion, wird $C_{xx}(\tau)$ gleich null ab einer bestimmten Zeitverzögerung, d. h. daß $x(\tau)$ keine Korrelation mit $x(0)$ hat. Es ist klar, daß für $\tau=0$ C_{xx} gleich eins ist.

Zwischen zwei Funktionen $x(t)$ und $y(t)$ definiert man die Kreuzkorrelationsfunktion $R_{xy}(\tau)$ als den Mittelwert des Produktes von $x(t)$ mit $y(t+\tau)$ über eine passende Beobachtungszeit t_b

$$R_{xy}(\tau) = t_b^{-1} \int_0^{t_b} x(t)y(t+\tau)dt. \quad (5.3)$$

Die Funktion des Kreuzkorrelationskoeffizienten $C_{xy}(t)$ wird durch die Normierung mit der Wurzel aus dem Produkt der Autokorrelationsfunktion beider Funktionen für $\tau=0$ zu:

$$C_{xy}(\tau) = R_{xy}(\tau) / \sqrt{R_{xx}(0) R_{yy}(0)} \quad (5.4)$$

definiert. C_{xy} wird im folgenden als Kreuzkorrelation bezeichnet. Der Wert von C_{xy} liegt zwischen 1 und -1.

Sind $x(t)$ und $y(t)$ stationäre randome Funktionen, kann ein Zusammenhang zwischen beiden mittels C_{xy} festgestellt werden. Ist der Wert gleich eins für ein bestimmtes τ , sind die Funktionen vollkorreliert. Ändert sich das Vorzeichen, bedeutet das einen Phasenwechsel. Wird C_{xy} gleich null, gibt es keine Korrelation zwischen $x(t)$ und $y(t)$ mehr. Hat C_{xy} ein Maximum, bzw. ein Minimum für eine bestimmte Zeitverzögerung τ_0 , dann entspricht τ_0 der Laufzeit zwischen $x(t)$ und $y(t)$.

Bei der turbulenten Strömung sind die Funktionen $x(t)$ und $y(t)$ die Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit bzw. der Druckschwankung an verschiedenen Positionen im Kanal.

Die von Taylor eingeführte Korrelationsfunktion [32] kann eine quantitative Aussage über die räumliche Struktur der Turbulenz geben. Diese Funktion kann als Wert der Kreuzkorrelation zwischen Schwankungsgeschwindigkeiten an zwei benachbarten Punkten des Strömungsfeldes bei einer Zeitverzögerung null definiert werden:

$$C_{uu}(0) = R_{u_0u_i}(0) / \sqrt{R_{u_0u_0}(0) R_{u_iu_i}(0)} \quad (5.5)$$

Entsprechend kann eine Funktion C_{ww} definiert werden. Es ist klar, daß C_{uu} , bzw. C_{ww} , wie in Gl. (5.5) definiert, als Funktion des Abstandes vom Meßpunkt (i) zum Bezugspunkt (0) dargestellt werden.

Die wichtigste Eigenschaft dieser Funktion ist, daß es keine Korrelation zwischen den entsprechenden Signalen gibt, wenn sie gleich null ist. Wechselt diese Funktion das Vorzeichen, bedeutet das einen Phasenwechsel bzw. Richtungswechsel an der Position.

5.2 Ergebnisse der Messungen zwischen den Stäben

Diskutiert werden die Ergebnisse aus dem Stabbündel mit $P/D=1,036$ und $W/D=1,072$. Die gemessene Frequenz der Pulsation bei einer Reynoldszahl von $Re=7,256 \cdot 10^4$ im Spalt zwischen den Stäben war 86,4 Hz, was einer Periode von 11,6 ms entspricht.

Die Messungen entsprechen der Versuchskonfiguration 1 in Abb. 2.3. Wie im Kapitel 2 erwähnt, befand sich die feste Sonde im Spalt zwischen den Stäben, während die bewegliche Sonde an verschiedene Positionen auf der Symmetrielinie des Unterkanals verfahren wurde. Die Meßpunkte, von 0 bis 2 gekennzeichnet, sind 20 mm voneinander entfernt. Punkt 0 entspricht dem Zentrum des Spaltes zwischen den Stäben. Die Mikrophone wurden an den gegenüberliegenden Kanalwänden eingebaut. Die Meßorte und die Abstände sind in Abbildung 5.1 schematisch gezeigt.

5.2.1 Autokorrelationen

Die Autokorrelationen der axialen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit sind in Abb. 5.2 dargestellt. Nach einer Zeitverzögerung, die kleiner ist als eine Periode, wird die Autokorrelation von u_0 , d. h. der axialen Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt, gleich null. Dagegen zeigen die Autokorrelationen ein gedämpft oszillierendes Verhalten mit einer Periode von 11,6 ms an den Positionen, für die Spitzen in den Spektren auftraten.

Abbildung 5.3 zeigt die Autokorrelationen der azimuthalen Komponente für die Punkte 0 bis 2. Es fällt auf, daß die Autokorrelationen sehr hohe lokale Maxima und Minima aufweisen, und daß $C_{w_0w_0}$ im ganzen Zeitbereich mit einer Periode von 11,6 ms oszilliert. Mit zunehmendem Abstand vom Spalt sind die Autokorrelationen nicht mehr so ausgeprägt wie im Spalt selbst.

Die Autokorrelationen der Druckschwankungen p_a und p_b sind zusammen mit der Autokorrelation der Druckdifferenz $dp=p_a-p_b$ in Abb. 5.4 dargestellt. Man erkennt schwache Oszillationen der Autokorrelationen von p_a und p_b , jedoch zeigt C_{dpdp} Oszillationen, die bis ± 29 ms zu erkennen sind, die stärker ausgeprägte Maxima und Minima als die Autokorrelation von p_a und p_b haben.

5.2.2 Kreuzkorrelationen

In Abb. 5.5 sind die Kreuzkorrelationen zwischen der Druckschwankung p_b und der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit dargestellt für die Positionen 0, 1 und 2 (siehe Abb. 5.1). Die Druckschwankung ist mit der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeit korreliert. Obwohl es nicht zu erwarten ist, haben die Kreuzkorrelationen beim größten Abstand vom Meßort für p_b die höchsten Werte. Das kann nur dadurch erklärt werden, daß an dieser Stelle im Spalt zwischen den Stäben die Intensität der Pulsationen am höchsten ist. Bei zunehmender Zeitverzögerung liegen die Maximalwerte der Kreuzkorrelation auf der positiven Zeitachse, wenn der Abstand zwischen Sonde und Mikrophon größer wird. Das zeigt, daß die Schwankungen zuerst bei p_b und danach bei w erscheinen. Die Position des Maximalwertes ist in allen Abbildungen der Kreuzkorrelationen angegeben, so daß die Laufzeit zwischen den zwei Sonden verglichen werden kann.

In Abbildung 5.6 ist die Kreuzkorrelation zwischen der Druckschwankung p_a und w_0 dargestellt. Es fällt auf, daß diese Funktion fast identisch mit der Kreuzkorrelationen $C_{p_b w_0}$ ist, mit dem Unterschied, daß sich das Vorzeichen der Werte der Funktion geändert hat. Das zeigt, daß p_a und p_b eine Phasendifferenz von $\phi=180^\circ$ haben.

Die Kreuzkorrelationen zwischen der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben und in den Punkten 1 und 2 sind in Abb. 5.7 dargestellt. Auffällig ist, daß die Kreuzkorrelationen sehr hohe lokale Maxima und Minima haben. Das bedeutet, daß diese Komponenten stark korreliert sind. Man sieht auch, daß der Maximalwert auf der negativen Zeitachse liegt und daß der Absolutwert der Zeitverzögerung beim größten Abstand größer ist. Das entspricht einer bevorzugten Richtung für diese Komponente, nämlich vom Zentrum des Unterkanals in Richtung auf den Spalt.

In Abb. 5.8 sind die Kreuzkorrelationen zwischen der axialen Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben und in den Punkten 1 und 2 dargestellt. Die Signale korrelieren sehr schwach und zeigen geringe Oszillationen. Beide Kreuzkorrelationen haben ihren Maximalwert auf der negativen Zeitachse mit zunehmender Zeitverzögerung bei zunehmender Sondenabstand, wie bei der azimuthalen Komponente. Die entsprechende Laufzeit ist größer als bei der azimuthalen Komponente, das bedeutet, daß eine Schwankung in axialer Richtung eine längere

Zeit als in azimuthaler Richtung von Punkt 1 bzw. 2 zu Punkt 0 erfordert. Das weist auf eine bevorzugte Richtung vom Zentrum des Unterkanals zum Spalt hin.

5.3 Ergebnisse der Messungen zwischen Stab und Kanalwand

Diskutiert werden die Ergebnisse am Stabbündel mit $P/D=1,036$ und $W/D=1,072$. Die gemessene Frequenz der Pulsation bei einer Reynoldszahl $Re=7,256 \cdot 10^4$ im Spalt zwischen Stab und Kanalwand war 60,6 Hz, das entspricht einer Periode von 16,5 ms.

Die Messungen entsprechen der Versuchskonfiguration 2 in Abb. 2.3. Abbildung 5.1 zeigt die genauen Orte, wo die Sonden positioniert wurden. Die feste Sonde befand sich im Spalt zwischen Stab und Kanalwand, während die bewegliche Sonde an verschiedenen Positionen auf einer Linie parallel zur Kanalwand verfahren wurde. Die Meßpunkte, von 0 bis 2 gekennzeichnet, sind 20 mm voneinander entfernt. Punkt 0 entspricht der Position im Zentrum des Spaltes zwischen Stab und Kanalwand. Die Mikrophone p_a und p_b befanden sich an beiden Seiten des Spalts, 40 mm bzw. 30 mm davon entfernt.

5.3.1 Autokorrelationen

Die Autokorrelationen der axialen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit sind in Abb. 5.9 dargestellt. Nach einer Zeitverzögerung, die etwas größer als eine Periode ist, wird die Autokorrelation von u_0 , d. h. der axialen Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt, gleich null. An den übrigen Positionen, an denen die Spektren dieser Komponente Spitzen aufweisen, zeigen die Autokorrelationen ein gedämpft oszillierendes Verhalten mit einer Periode von 16,5 ms.

Abbildung 5.10 zeigt die Autokorrelationen der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit an den Positionen 0 bis 2. Auffällig ist, daß die Autokorrelationen sehr hohe lokale Maxima und Minima zeigen; trotzdem werden die Autokorrelationen nach 25 ms gleich null. Mit zunehmendem Abstand vom Spalt sind die Autokorrelationen nicht mehr so ausgeprägt wie im Spalt.

Die Autokorrelationen der Druckschwankungen p_a und p_b sind zusammen mit der Autokorrelation der Druckdifferenz $dp=p_a-p_b$ in Abb. 5.11 dargestellt. Man erkennt schwache Oszillationen bei $C_{p_a p_a}$,

jedoch zeigen $C_{p_b p_b}$ und $C_{dp dp}$ ausgeprägtere Oszillationen, die bis 25 ms zu erkennen sind. Die Autokorrelationen von p_a und insbesondere von p_b im Spalt zwischen Stab und Kanalwand sind ausgeprägter als im Spalt zwischen den Stäben (Abb.5.4), weil die Mikrophone näher an der Position sind, an der die axiale Turbulenzintensität ihr lokales Maximum hat.

5.3.2 Kreuzkorrelationen

Abbildung 5.12 zeigt die Kreuzkorrelationen zwischen der Druckschwankung p_b und der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit an den Positionen 0, 1 und 2 (Abb. 5.1). Die Druckschwankung ist mit der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeit stark korreliert. Für den größten Abstand ist die Kreuzkorrelation am größten, da an dieser Stelle im Spalt zwischen Stab und Kanalwand die Intensität der Pulsationen am höchsten ist. Die Kreuzkorrelationen zwischen p_b und w_0 bzw. w_1 haben im Gegensatz zu den in Abb. 5.5 gezeigten Ergebnissen Minima auf der negativen Zeitachse. Die entsprechende Laufzeit wird jedoch kleiner mit dem Abstand der Meßsonde. Im Punkt 2 dagegen hat die Kreuzkorrelation ein Maximum auf der positiven Zeitachse. Die Änderung des Vorzeichens der Laufzeit zeigt, daß die Schwankungen mit w transportiert werden, so daß sie zuerst bei w_0 erscheinen, dann bei w_1 , danach bei p_b und zuletzt bei w_2 .

In Abbildung 5.13 ist die Kreuzkorrelation zwischen der Druckschwankung p_a und w_0 dargestellt. Es fällt auf, daß diese Funktion fast identisch zur Kreuzkorrelation $C_{p_b w_0}$ ist, mit dem Unterschied daß das Vorzeichen der Werte der Funktion sich geändert hat, außerdem liegt das Maximum bei einer größeren Zeitverzögerung gegenüber $C_{p_b w_0}$ (Abb. 5.12). Das zeigt, daß p_a und p_b eine Phasendifferenz von $\phi=180^\circ$ haben.

Die Kreuzkorrelationen zwischen der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen Stab und Kanalwand und in den Punkten 1 und 2 sind in Abb. 5.14 dargestellt. Die Kreuzkorrelationen weisen sehr hohe lokale Maxima und Minima auf. Die Maxima der Kreuzkorrelationen liegen auf der negativen Zeitachse. Der Absolutwert der Zeitverzögerung ist für den größten Abstand der Meßsonde höher. Wiederum zeigt sich eine bevorzugte Richtung für diese Komponente vom Zentrum des Unterkanals in Richtung auf den Spalt.

In Abb. 5.15 sind die Kreuzkorrelationen zwischen der axialen Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben und in den Positionen 1 und 2 dargestellt. Die Signale korrelieren sehr schwach und zeigen geringe Oszillationen. $C_{u_0u_1}$ zeigt ein Maximum bei $\tau=0$, der Verlauf ist symmetrisch in beiden Richtungen der Zeitachse. Die Kreuzkorrelation zwischen u_0 und u_2 hat keinen regelmässigen Verlauf, und der positive Teil von $C_{u_0u_2}$ ist ausgeprägter als der negative Teil, so daß man nicht behaupten kann, daß dem Maximum auf der positiven Zeitachse eine Laufzeit von u_0 zu u_1 entspricht.

5.4 Ergebnisse von Korrelationsfunktionen

Im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$ wurden Messungen von Korrelationsfunktionen im gesamten Unterkanal durchgeführt. Dazu wurde die feste Sonde zuerst in den Spalt zwischen den Stäben gesetzt und die bewegliche Sonde auf der Symmetrielinie des Unterkanals und entlang der Stabwand (y - und ϕ -Richtungen) verfahren. Danach wurde die feste Sonde in den Spalt zwischen Stab und Kanalwand gesetzt, während die bewegliche Sonde auf einer Linie parallel zur Kanalwand (x -Richtung) verfahren wurde. Die Ergebnisse sind für die y -, ϕ - und x -Richtungen jeweils in Abb. 5.16 bis 5.18 dargestellt. In diesen Abbildungen sind die gemessenen Werte durch Polynome dritter Ordnung verbunden. Die Meßwerte sind in Tabelle 6 enthalten, wobei C_{uu} die Korrelationsfunktionen der axialen und C_{ww} die der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeiten sind. Es ist klar, daß im Bezugspunkt C_{uu} und C_{ww} gleich eins sind.

$C_{uu}(y)$ (Abb. 5.16) hat einen Nulldurchgang bei etwa 27 mm, das entspricht $17,7^\circ$; bei $C_{uu}(\phi)$ (Abb. 5.17) wurde der Nulldurchgang bei etwa 16° gemessen. Kurz vor der Kanalwand wird $C_{uu}(y)$ wieder positiv, das entspricht in ϕ -Richtung etwa 43° ; der entsprechende Nulldurchgang von $C_{uu}(\phi)$ wurde bei 49° gemessen. Die Kanalwand liegt 90,1 mm vom Spalt zwischen den Stäben entfernt. In x -Richtung (Abb. 5.18) zeigt C_{uu} keine Oszillation wie in y - und ϕ -Richtung. $C_{uu}(x)$ wird negativ im Abstand von 64 mm vom Spalt.

In y -Richtung hat C_{ww} einen fast linearen Verlauf (Abb. 5.16). In ϕ -Richtung hat C_{ww} (Abb. 5.17) ein Minimum bei 45° und wird im

gesamten Verlauf nicht negativ, $C_{ww}(\phi)$ zeigt bei $\phi=90^\circ$ einen relativ hohen Wert. In x-Richtung (Abb. 5.18) fällt C_{ww} zunächst stark, dann schwächer ab. Obwohl die Symmetrielinie des Unterkanals bei $x=84,4$ mm überschritten wird, erfolgt kein Nulldurchgang. Das zeigt, daß sich die Strömungsvorgänge in engen Spalten von Stabbündeln über weite Bereiche des Unterkanals auswirken.

5.5 Zusammenfassung

Aus den Messungen der Kreuzkorrelationen wurde deutlich, daß Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen sehr stark korreliert sind. Die Ergebnisse der Laufzeit zwischen Mikrophon und Hitz-Draht-Sonde widersprechen sich. Zwischen den Stäben zeigt die Laufzeit eine Richtung vom Mikrophon zur Hitz-Draht-Sonde, zwischen Stab und Kanalwand dagegen umgekehrt, so daß die von Bradshaw nach [10] vermutete Ursache für die Strömungspulsationen in Stabbündeln nicht nachgewiesen werden konnte. Bradshaw hatte vermutet, daß eine Instabilität des statischen Druckes im Unterkanal die Strömungspulsationen verursachen könnte. Die Ergebnisse zeigen außerdem, daß die Druckschwankungen in zwei gegenüberliegenden Unterkanälen bzw. an beiden Seiten des Spalts zwischen zwei benachbarten Unterkanälen eine Phasendifferenz von $\phi=180^\circ$ haben.

Die Ergebnisse von Kreuzkorrelationen der azimuthalen Schwingungsgeschwindigkeit zeigen, daß diese Komponente über einen großen Abstand stark korreliert sind. Außerdem zeigen sie, daß diese Komponente eine bevorzugte Richtung vom Zentrum des Unterkanals in Richtung auf den Spalt hat. Die Ergebnisse der Messungen von Korrelationsfunktionen zeigen weiterhin, daß der Vorgang in den engen Spalten von Stabbündeln sich im ganzen Unterkanal auswirkt.

6. PHÄNOMENOLOGISCHES MODELL

6.1 Basis aufgrund der Meßergebnisse

Wie in Kapitel 1 erwähnt, haben die azimuthalen Turbulenzintensitäten im Zentrum des Spaltes lokale Maxima. Die axialen Intensitäten haben lokale Maxima auf der Linie größten senkrechten Wandabstandes bei einer Position etwa 15° vom Spalt. Diese Maxima erhöhen sich mit kleineren Abstandsverhältnissen [2].

Die Ergebnisse der Spektrumsmessungen zeigen, daß das Spektrum der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit im Zentrum des engsten Spaltes eine sehr ausgeprägte Spitze aufweist. Die Frequenz, bei der die Spitze auftritt, ist von der Geometrie und der Strömungsgeschwindigkeit abhängig. An dieser Position hat das Spektrum der axialen Komponente keine derartige Spitze.

An der Position, an der die axiale Turbulenzintensität ein lokales Maximum hat, ist die Spitze im Spektrum der azimuthalen Komponente kleiner als unmittelbar im Spalt. Jedoch liegt die Spitze bei der gleichen Frequenz wie im Spalt. An dieser Position zeigt auch die axiale Komponente eine Spitze bei der gleichen Frequenz. Die Spektren der Druckschwankungen haben Spitzen bei der gleichen Frequenz wie die Geschwindigkeitsschwankungen.

Durch die Korrelationsmessungen wurde nachgewiesen, daß die Strömungspulsationen in den engen Spalten sich im ganzen Unterkanal auswirken. Die azimuthale Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit hat eine bevorzugte Richtung vom Zentrum des Unterkanals in Richtung des Spaltes. Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen sind stark korreliert.

Es ist aber weder zu erkennen noch zu erwarten, daß die Druckschwankungen im Unterkanal die Strömungspulsationen verursachen, wie von Bradshaw aufgrund von Meßergebnissen von Hooper und Rehme vorgeschlagen wurde [9,10], denn "das Vektorfeld führt das Skalarfeld, das Gegenteil ist sehr schwach oder vernachlässigbar" [33].

6.2 Versuch einer Erklärung des Vorganges

Die Turbulenz ist eine Erscheinung mit starker Wirbelbewegung. Man spricht von Wirbelbewegung einer Flüssigkeit, wenn rot \underline{U} nicht verschwindet und definiert

$$\underline{\underline{\Omega}} = \text{rot } \underline{\underline{U}} \quad (6.1)$$

als den Wirbelvektor [34]. Wendet man die Vektorschreibweise an, und benutzt den alternierenden Einheitstensor e_{ijk} , wird der Wirbelvektor

$$\Omega_i = e_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j} U_k \quad (6.2)$$

geschrieben.

Aus Gleichung (6.2) sieht man, daß eine qualitative Vorstellung der Verteilung der Wirbelstärke (Wirbelvektor) gewonnen werden kann, wenn man das Strömungsfeld betrachtet [35].

Betrachtet man das Geschwindigkeitsfeld in einem Stabbündel, wie z. B. in Abb. 3.1, erkennt man starke Gradienten der Geschwindigkeit nicht nur senkrecht zu den Wänden, sondern es gibt auch Geschwindigkeitsgradienten parallel zu den Wänden in zwei benachbarten Unterkanälen auf beiden Seiten des Spaltes.

An einer Wand besteht die Turbulenz aus Wirbeln, die in Richtung der Wand drehen, wie in Abb. 6.1 schematisch dargestellt wird. Die Wirbel werden durch die Wand gebremst, in die Hauptströmung transportiert, während sie in kleinere Wirbel zerfallen. Bei dieser Bewegung entnehmen die großen Wirbel Energie aus der Hauptströmung und übertragen diese Energie auf die kleineren Wirbel, in einem konstanten Energiestrom von den großen zu den kleinen Wirbeln [27].

Im Spalt ist der Vorgang ähnlich zur Wandturbulenz, mit dem Unterschied, daß dort keine Wand vorhanden ist, jedoch gibt es auf beiden Seiten des Spaltes Geschwindigkeitsgradienten parallel zur Wand. Ist die Strömung voll ausgebildet und sind keine Eintrittseffekte mehr vorhanden, sind die Geschwindigkeitsprofile auf beiden Seiten des Spaltes zwischen zwei identischen Unterkanälen gleich, mit gleicher Wirbelstärke, Abb. 6.2, wie z. B. in der vorliegenden Kanalgeometrie. Die Wirbel entstehen aus der Rotation des Geschwindigkeitsfeldes senkrecht zur Wand (partielle Ableitung der Geschwindigkeit parallel zur Wand) und werden durch die Rotation der Geschwindigkeit parallel zur Wand (partielle Ableitung der Geschwindigkeit senkrecht zur Wand) stark beeinflußt. Die Wirbel drehen gegeneinander in einem meta-stabilen

Gleichgewicht: es gibt keinen Impuls- oder Massenaustausch zwischen den Unterkanälen.

Dieser ideale Zustand kann aber nicht existieren: aufgrund von Herstellungstoleranzen oder von Eintrittsbedingungen und wegen der unterschiedlichen Geometrien der Unterkanäle in Stabbündeln sind die Geschwindigkeitsprofile auf beiden Seiten der Spalte unterschiedlich, d. h. es gibt auf beiden Seiten der Spalte verschiedene Wirbelstärken, wie Abb. 6.3 schematisch zeigt. Weil die Wirbel nicht durch eine Wand gebremst werden, überqueren sie den Spalt. Dabei werden sie mit der Hauptströmung transportiert. Sie induzieren in dem benachbarten Unterkanal Wirbel, die in Gegenrichtung drehen, den Spalt überqueren, usw. Diese Bewegung verbreitet sich über das gesamte Stabbündel.

Das Ergebnis ist eine Bewegung, die einer von Karmanschen Wirbelstraße ähnlich ist, die von der Hauptströmung transportiert wird, wie Abb. 6.4 zeigt:

A - in einiger Entfernung vom Spalt entspricht dem Maximum der axialen Turbulenzintensität;

B - direkt im Spalt entspricht dem Maximum der azimuthalen Turbulenzintensität.

Die quasi-deterministische Eigenschaft dieser Bewegung und die großen Abstände, über die sie korreliert ist, sowie die Größe der Wirbel vergleichbar zu der Länge der Scherströmung erlauben, die in engen Stabbündeln anwesende Turbulenzstruktur als "kohärente Struktur" zu klassifizieren [36]. Diese Bewegung fördert den Massenaustausch zwischen den benachbarten Unterkanälen.

6.3 Meßergebnisse

Um diese Analyse deutlicher zu machen, kann man die Rotationsfelder der Geschwindigkeit mit den Reynoldsschen Schubspannungen, die im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$ gemessen wurden, vergleichen. Die gemessene Geschwindigkeitsverteilung für diese Geometrie ist in Abb. 3.1 dargestellt.

In Abb. 6.5 ist die Rotation des Geschwindigkeitsvektors in radialer Richtung, d. h. die partielle Ableitung des gemessenen Geschwindigkeitsfeldes in azimuthaler Richtung durch Höhenlinien dargestellt. Abbildung 6.6 zeigt die gemessene Verteilung der turbulenten Schubspannung parallel zur Wand, die durch Höhenlinien dargestellt ist. Man kann eine große Ähnlichkeit der beiden Bilder erkennen.

Diese Ähnlichkeit ist auch zu erkennen, wenn man die Rotation des Geschwindigkeitsvektors in azimuthaler Richtung, d. h., die partielle Ableitung des gemessenen Geschwindigkeitsfeldes in radialer Richtung, die in Abb. 6.7 als Höhenlinien dargestellt ist, mit der gemessenen Verteilung der turbulenten Schubspannung senkrecht zur Wand, Abb.6.8, vergleicht.

Das bedeutet, daß die Strömungspulsationen zwischen den Unterkanälen eine Erscheinung sind, die aus der Turbulenzbewegung entsteht, ähnlich wie bei der Kanalströmung. Aufgrund der besonderen Geometrie von Stabbündeln führt sie zu einem quasi-periodischen Verhalten.

Für das Stabbündel mit $P/D=1,148$, dessen Geschwindigkeitsfeld in Abb. 3.2 gezeigt wurde, sind die Rotationsfelder in radialer und azimuthaler Richtung jeweils in den Abbildungen 6.9 und 6.10 als Höhenlinien dargestellt. Weil im Gebiet zwischen den Stäben die Geschwindigkeiten im Vergleich zu dem engeren Stababstandsverhältnis in Abbildungen 6.5 bis 6.8 höher sind, sind die Werte der beiden Komponenten der Rotation des Geschwindigkeitsvektors nicht so hoch wie in Abb. 6.5 und 6.7. Die Stelle, wo das Maximum der radialen Komponente auftritt, liegt dagegen bei einem größeren Abstand vom Spalt. Das zeigt, daß die Wirbel größer sind als im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$, und daher hat die Pulsation eine niedrigere Frequenz, wie im Kapitel 4 gezeigt wurde. Im Gebiet zwischen Stab und Kanalwand blieb die Rotation in beiden Richtungen praktisch unverändert. Man erkennt, daß das Maximum der radialen Komponente etwas näher am Spalt liegt, gegenüber Abb. 6.5.

Im Stabbündel mit dem engsten Stababstandsverhältnis, $P/D=1,036$, ändert sich das, wie in den Abbildungen 6.11 und 6.12 zu erkennen ist. Weil die Geschwindigkeit im Gebiet zwischen den Stäben stark variiert, wie in Abb. 3.3 gezeigt wurde, erreicht die radiale Komponente der Rotation des Geschwindigkeitsvektors sehr hohe Werte. Das Maximum liegt näher beim Spalt als bei den anderen Geometrien, das heißt, daß die aus diesem Geschwindigkeitsfeld entstehenden Wirbel kleiner als bei den anderen Geometrien sind und daher eine höhere Frequenz haben. Im Gebiet zwischen Stab und Kanalwand liegt das Maximum näher zur Unterkanalmitte als bei den anderen Geometrien. Die azimuthale Komponente der Rotation zeigt wenig Änderungen im Gebiet zwischen Stab und Kanalwand, aber zwischen den Stäben ist die Verteilung der Rotation steiler.

Aus diesen Ergebnissen sieht man, welchen Einfluß die Spaltbreite auf die Frequenz hat. Ist der Spalt eng, variiert die Geschwindigkeit sehr stark in azimuthaler Richtung. Dadurch entstehen relativ kleinere Wirbel und hochfrequenter Pulsationen. Ist der Spalt breit, sind die Wirbel größer und die Frequenz der Pulsationen niedriger.

Das sieht man deutlicher in Abb. 6.13, in der der Absolutwert des Geschwindigkeitsgradienten in Umfangsrichtung auf der Linie maximalen senkrechten Wandabstands für alle untersuchten Stabbündel mit $W/D=1,072$, jedoch mit unterschiedlichen P/D dargestellt ist. Auffällig ist die Ähnlichkeit mit der in Abb. 1.1 dargestellten Verteilung der axialen Turbulenzintensität für mehrere Stabbündel mit konstantem $P/D=1,072$, jedoch für unterschiedliche W/D . Im Gebiet zwischen den Stäben nimmt die Rotation zu, und das lokale Maximum tritt näher am Spalt auf, wenn die Spaltbreite kleiner wird. Im Gebiet zwischen Stab und Kanalwand sind bei konstantem W/D kaum Einflüsse zu erkennen. Bei 0° und 90° erkennt man die Auswirkungen von Strömungsasymmetrien bei den kleineren Stababstandsverhältnissen.

In Abb. 6.14 ist die radiale Rotation auf der Linie maximalen senkrechten Wandabstands für alle übrigen Geometrien einschließlich der untersuchten asymmetrischen dargestellt. Der Effekt der Spaltbreite im Gebiet zwischen den Stäben ist bei den Stabbündeln mit $W/D=1,148$ deutlich zu erkennen: Im Gebiet zwischen Stab und Kanalwand sind für diese Geometrien die Werte für das engere Stababstandsverhältnis deutlich höher.

Die Strömungspulsationen sind klar zu erkennen, wenn sie als Funktion der Zeit dargestellt werden. In den Abbildungen 6.15 und 6.16 sind die azimuthale und axiale Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit jeweils direkt im Spalt zwischen den Stäben (u_0, w_0) und im Punkt 1 (u_1, w_1), siehe Abb. 5.1, auf der Symmetrielinie des Unterkanals, 20 mm von Punkt 0 entfernt, für das Stabbündel mit $P/D=1,036$ und $W/D=1,072$ und für eine Reynoldszahl $Re=7,242 \cdot 10^4$ dargestellt. Die Meßsignale wurden gleichzeitig aufgenommen und mit einer Abtastfrequenz von 32 kHz, bei einem Tiefpaß-Filter auf 12,8 kHz, digitalisiert. Dargestellt werden jeweils 100 ms von einer gesamten Meßzeit von 1,92 s (3200 Punkte von einer Serie von 61440, siehe Kapitel 2). Im Zentrum des Spaltes erkennt man in w_0 eine sehr ausgeprägte und fast regelmäßige Struktur. Bei einer mittleren Geschwindigkeit $U_m=25,49 \text{ m s}^{-1}$ liegen die Maximalwerte der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeit bei etwa

8 m s^{-1} , aber sie erreichen Werte von über 10 m s^{-1} . Dagegen sind in u_0 große unregelmäßige Strukturen zu erkennen. Im Punkt 1 sind in w_1 die gleichen Eigenschaften wie für w_0 zu erkennen, aber die Maximalwerte liegen tiefer, nämlich bei etwa 5 m s^{-1} . Im Gegensatz zu u_0 zeigt u_1 eine sehr ausgeprägte Struktur mit sehr hohen Maximalwerten der Schwankungsgeschwindigkeit. In der Regel ist u_1 positiv, wenn w_0 bzw. w_1 negativ sind, d. h. daß u_1 in Richtung der Hauptströmung liegt, wenn w_0 bzw. w_1 in Richtung vom Zentrum des Unterkanals zum Spalt geht, wodurch das vorgeschlagene Strömungsmodell (Abb. 6.4) gestützt wird.

Die zeitliche Darstellung von u_0 und w_0 zeigt außerdem, daß der Massenaustausch zwischen den Unterkanälen hauptsächlich durch die azimuthale Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt bewirkt wird. Man kann deswegen aus der azimuthalen Komponente näherungsweise den Massenanteil bestimmen, der von einem Unterkanal zum benachbarten Unterkanal aufgrund dieses Vorganges übertragen wird.

7. MISCHUNGSPROZESS

7.1 Grundlage

Mischung (mixing) nennt man den Prozeß, der die Wechselwirkung zwischen benachbarten Unterkanälen beschreibt. Sie gleicht die Temperaturen zwischen den Unterkanälen aus und wird für die Unterkanalanalyse von Stabbündeln durch Mischungskoeffizienten berücksichtigt.

Die Mischungskoeffizienten quantifizieren den Massenaustausch zwischen benachbarten Unterkanälen und können mit den heutigen Meßtechniken nur indirekt gemessen werden. Dazu wird der Massenaustausch aus Temperatur- bzw. Enthalpie- [37,38] oder Konzentrationsdifferenzen [39,40] zwischen benachbarten Unterkanälen bestimmt.

Der Massenanteil, der von einem Unterkanal i zu einem Unterkanal j pro Längeneinheit strömt, ist

$$m_{ij} = \mu^+ \rho U_{m_i} A , \quad (7.1)$$

wobei ρ die Dichte, U_{m_i} die mittlere Geschwindigkeit im Unterkanal i und A die Fläche des Unterkanals i sind. In Gleichung (7.1) ist μ^+ der Mischungskoeffizient, der mit 100 multipliziert wird, um den Massenaustausch in % pro Längeneinheit zu bestimmen.

Der Mischungsdurchsatz m_{ij} wird mit der dynamischen Viskosität zu

$$m_{ij}^+ = m_{ij} / \mu \quad (7.2)$$

dimensionslos gemacht.

Der Wärmestrom pro Längeneinheit von einem Unterkanal zum anderen kann durch

$$q' = m_{ij} c_p (T_i - T_j) = \rho c_p \varepsilon S (dT/dz)_{ij} \quad (7.3)$$

angegeben werden, wobei T_i und T_j die Temperaturen jeweils in den Unterkanälen i und j sind; c_p ist die spezifische Wärmekapazität, ε die Wirbelviskosität, S die Spaltbreite und dT/dz der Temperaturgradient zwischen den Unterkanälen.

Der Temperaturgradient wird durch

$$(dT/dz)_{ij} = (T_i - T_j)/z_{ij} \quad (7.4)$$

approximiert, wobei z_{ij} eine Mischungslänge ist.

Mit Gl. (7.3) und (7.4) ergibt sich für den Mischungsdurchsatz

$$m_{ij} = \frac{\rho S \varepsilon}{z_{ij}} \quad (7.5)$$

Unbekannt sind die Größen ε und z_{ij} .

Ingesson und Hedberg [37] haben den Temperaturgradienten in Gleichung (7.4) durch

$$(dT/dz)_{ij} = (T_i - T_j)/\delta_{ij} \quad (7.6)$$

angenähert, wobei δ_{ij} der Zentroidabstand zwischen den Unterkanälen i und j ist, der als der Abstand zwischen den Flächenschwerpunkten von benachbarten Unterkanälen definiert wird. Außerdem haben diese Autoren für die Wirbelviskosität einen mittleren Wert von $\bar{\varepsilon}$ beim Kreisrohr angesetzt. Um die Unterschiede zwischen ε im Stab Bündel und $\bar{\varepsilon}$ im Kreisrohr zu berücksichtigen und die Approximation des Temperaturgradienten mittels des Zentroidabstandes δ_{ij} zu korrigieren, definieren sie einen Mischungsfaktor

$$Y = \frac{\bar{\varepsilon} \delta}{\bar{\varepsilon} z_{ij}} \quad (7.7)$$

Der Wärmestrom pro Längeneinheit wird dann

$$q' = \rho c_p \bar{\varepsilon} S Y (T_i - T_j) / \delta_{ij} \quad (7.8)$$

wobei für die mittlere Wirbelviskosität im Kreisrohr

$$\bar{\varepsilon} = \nu \frac{Re}{20} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \quad (7.9)$$

angesetzt wird. Das entspricht einer dimensionslosen Wirbelviskosität von $\varepsilon^+ = 0,1$, die durch

$$\varepsilon^+ = \frac{\bar{\varepsilon}}{u^* R} \quad (7.10)$$

definiert wird, wobei R der Rohrradius ist.

7.2 Kurze Literaturübersicht

Seit 1958 wurden experimentelle Untersuchungen zur Bestimmung von Mischungskoeffizienten in Stabbündeln durchgeführt. Eine ausführliche Zusammenstellung aller Meßergebnisse bis 1969 wurde von Ingesson und Hedberg [37] angegeben. In ihrem Bericht rechnen Ingesson und Hedberg alle damals bekannten Meßergebnisse auf den Mischungsfaktor Y um. Zusammen mit ihren eigenen Meßergebnissen und theoretischen Überlegungen erarbeiteten sie eine Beziehung in der Form

$$Y = C \left(\frac{P/D}{P/D-1} \right)^{1/2} \left(\frac{P}{D} \frac{P}{D_e} \right)^{3/2}, \quad (7.11)$$

wobei C eine Konstante ist, deren Wert $C=1,158$ für eine quadratische Anordnung und $C=0,993$ für eine dreieckige Anordnung ist. Ihre Messungen wurden in zwei kreisförmig angeordneten Stabbündeln mit $P/D=1,1$ bzw. $P/D=1,62$ durchgeführt. Alle Werte für Y, die von Ingesson und Hedberg verwendet wurden, sind unter Angabe der Autoren in Tabelle 7 zusammengestellt.

Ingesson [41] vergleicht ebenfalls die Beziehungen für m_{ij} , die von verschiedenen Autoren angegeben werden. Dazu hat er die vorgeschlagenen Beziehungen in den Mischungsfaktor Y umgerechnet. Um die Beziehungen miteinander vergleichen zu können, hat er eine Reynoldszahl von $Re=50000$ gewählt. Außerdem führte er die Berechnungen für unendlich ausgedehnte viereckige und dreieckige Stabarrangierungen durch. Die Darstellung der verschiedenen Beziehungen zeigt eine große Streuung insbesondere für P/D -Verhältnisse kleiner als 1,3.

Nach den Arbeiten von Ingesson haben Galbraith und Knudsen [39] durch Konzentrationsmessungen von "Rodamine B" in Wasser den Mischungsdurchsatz m_{ij}^+ in fünf Stabbündeln mit $P/D=1,011$, $1,028$, $1,063$, $1,127$ und $1,228$ bestimmt. Sie haben zwei Auswertungsmethoden angewandt. Die erste Methode (Zwei-Kanal-Modell) berücksichtigt nur die benachbarten Unterkanäle ihrer Teststrecke. Eine zweite Methode (Acht-Kanal-Methode) berücksichtigt das gesamte Stabbündel. Die Ergebnisse zeigen, daß die wichtigsten Parameter, die m_{ij}^+ beeinflussen, die Spaltbreite S, der hydraulische Durchmesser D_e und die Reynoldszahl Re sind. Ihre Beziehung für m_{ij}^+ wird mit

$$m_{ij}^+ = 0,0113 Re^{0,875} S/z_{ij} \quad (7.12)$$

angegeben. Der Wert für S/z_{ij} für das Zwei-Kanal-Modell ist

$$S/z_{ij} = 1 - 0,158 \exp(5,17 S/D_e) + 10^{-5}(0,618+2,34 S/D_e) Re \quad (7.13)$$

und für das Acht-Kanal-Modell

$$S/z_{ij} = 1 - 0,140 \exp(4,75 S/D_e) + 10^{-5}(1,10+4,70 S/D_e) \text{ Re.} \quad (7.14)$$

Für diese Beziehung wurden die Ergebnisse an dem Stab-
bündel mit $P/D=1,011$ nicht berücksichtigt, weil sie gegenüber den
Ergebnissen an den anderen Stabbündeln zu große Abweichungen gezeigt
haben.

Durch Temperaturmessungen haben Castellana et al. [38]
Enthalpiebilanzen in einem quadratisch angeordneten 25-Stabbündel mit
 $P/D=1,334$ und $W/D=1,273$ ermittelt, und dadurch den Mischungskoeffi-
zienten bestimmt. Aus ihren Ergebnissen ergab sich

$$m_{ij}/\rho U_m S = 0,0071 \text{ Re}^{-0,1} D_e/S . \quad (7.15)$$

Rogers und Tahir [40] haben durch Konzentrationsmessungen
in einem dreieckig angeordneten Stabbündel mit $P/D=1,40$ den Mischungs-
durchsatz bestimmt. In logarithmischer Darstellung zeigt m_{ij}^+ einen
linearen Verlauf mit der Reynoldszahl. Verantwortlich für die Mischung
zwischen den Unterkanälen sind nach Ansicht der Autoren Sekundär-
strömungen.

Die Ergebnisse aus [38,39,40] sind ebenfalls in Tabelle 7
enthalten.

7.3 Umrechnung der Mischungskoeffizienten

Galbraith und Knudsen [39] und Rogers und Tahir [40] stellen
ihre Meßergebnisse in Form von m_{ij}^+ dar:

$$m_{ij}^+ = \rho S \epsilon / \mu z_{ij} . \quad (7.16)$$

Der Wärmestrom ist

$$\rho c_p \varepsilon S (T_i - T_j)/z_{ij} = \rho c_p \varepsilon Y (T_i - T_j)/\delta_{ij} \quad (7.17)$$

Mit z_{ij} aus Gleichung (7.16) erhält man den Mischungsfaktor zu

$$Y = \frac{\varepsilon \delta}{\varepsilon z_{ij}} . \quad (7.18)$$

Castellana et al. [38] geben ihre Ergebnisse als

$$\beta_{ij} = \varepsilon / \rho U_m S \quad (7.19)$$

an. Mit Gleichung (7.5) hat man

$$\beta_{ij} = \varepsilon / z_{ij} U_m . \quad (7.20)$$

Diese Autoren geben nicht an, welches ε sie zur Ermittlung von β verwendet haben. Wenn ε nach Gleichung (7.9) verwendet wird, erhält man

$$Y = \delta_{ij} / z_{ij} , \quad (7.21)$$

also,

$$Y = \delta_{ij} \beta U_m / \bar{\varepsilon} . \quad (7.22)$$

7.4 Die Bestimmung des Mischungsfaktors

Aus dem Mischungsdurchsatz, Gl. (7.5), kann man eine mittlere Mischungsgeschwindigkeit w' durch den Spalt definieren.

$$\rho w' S = \rho S \bar{\epsilon} / z_{ij} \quad (7.23)$$

Der Wärmestrom kann damit folgendermaßen

$$\rho w' S c_p (T_i - T_j) = \rho c_p \bar{\epsilon} S Y (T_i - T_j) / \delta_{ij} \quad (7.24)$$

geschrieben werden. Daraus ergibt sich für Y die Gleichung

$$Y = w' \delta_{ij} / \bar{\epsilon} . \quad (7.25)$$

Die Mischungsgeschwindigkeit wird durch die Bewegung der großen Wirbel durch den Spalt bestimmt, wie in Abbildung 6.4 gezeigt wurde, d. h. mit den quasi-periodischen Schwankungsgeschwindigkeiten. Die azimuthale Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit im Zentrum des Spaltes erreicht sehr hohe Werte (Abbildung 6.15) und zeigt, daß eine Massenübertragung von einem Unterkanal zum anderen durch den Spalt stattfindet. In Abbildung 6.15 sind die Beiträge aller Frequenzen bis 12,8 kHz (Filterfrequenz) dargestellt, das heißt, von Wirbeln aller Größen, einschließlich derjenigen, die zur Mischung nichts beitragen, weil sie zu klein sind. Nimmt man an, daß die Schwankungsgeschwindigkeiten bei der Wellenzahl bzw. bei der Frequenz, die der Pulsation entspricht, allein für den Massenaustausch zwischen den Unterkanälen verantwortlich sind, kann man die Mischungsgeschwindigkeit w' als Wurzel des Beitrags für die Frequenz, bei der die Pulsation stattfindet, zu

$$w' = \sqrt{\bar{\epsilon}_{ww}(f) Be}, \quad (7.26)$$

ermitteln, wobei B_e die Bandbreite ist. Im Bereich, in dem die Spitzen im Spektrum liegen, ist $B_e=3,9063$ Hz.

Im Gebiet zwischen den Stäben kann δ durch

$$\delta = (D + 2S_2) - 2\hat{y}_{\max} \quad (7.27)$$

geschrieben werden, wobei D der Durchmesser, S_2 die Spaltbreite zwischen Stab und Kanalwand und \hat{y}_{\max} der maximale Wandabstand ist. \hat{y}_{\max} ist nach [14]

$$\hat{y}_{\max} = D/2 [S_2/D + (P/2W)^2 W/D]. \quad (7.28)$$

Im Gebiet zwischen Stab und Kanalwand ist

$$\delta = P. \quad (7.29)$$

Die Werte von w' , δ und Y sind in Tabelle 8 angegeben. Die Werte für Y sind auf $Re=50000$ bezogen. Dazu wurde w' mit einem Korrekturfaktor

$$F = 50000/Re \quad (7.30)$$

multipliziert, wobei angenommen wurde, daß w' linear mit der Hauptströmungsgeschwindigkeit in dem untersuchten Reynoldszahlbereich variiert. Die Normierung auf $Re=5 \cdot 10^4$ ist nötig, um einen Vergleich der ermittelten Mischungsfaktoren mit denen nach Ingesson zu ermöglichen. Alle Ergebnisse für den Mischungsfaktor sind zusammen mit denen aus der Literatur als Funktion des Spaltbreitenverhältnisses S/D in Abbildung 7.1 dargestellt.

Für $P/D=1,007$ und $P/D=1,018$ war die Spaltbreite so klein, daß es nicht möglich war, die Doppel-Draht-Sonde in den Spalt zu bringen. Daher liegen für diese Geometrie keine Daten vor.

Die aus den eigenen Messungen ermittelten Mischungsfaktoren passen sehr gut zu den Ergebnissen aus der Literatur. Durch eine lineare Regression ergab sich für die aus diesen Messungen gewonnenen Ergebnisse

$$Y = 0,420 (S/D)^{-1,547} . \quad (7.31)$$

Die Werte für den Mischungsfaktor sowie die ermittelte Beziehung sind auf die Intensität der Pulsation im Zentrum des Spaltes bezogen. Eine Verteilung der azimuthalen Turbulenzintensität über den Spalt wurde nicht berücksichtigt. Deswegen sind die ermittelten Mischungsfaktoren möglicherweise etwas höher als die tatsächlichen Werte.

7.5 Die Mischung aufgrund des Modells

Aus dem Modell, das in Abb. 6.4 gezeigt wurde, sollte man eine Methode zur Bestimmung der Mischungsrate zwischen benachbarten Unterkanälen von Stabbündeln herleiten können. Nimmt man im Gegensatz zu der Tatsache, daß sich Turbulenzwirbel nicht wie ein Festkörper drehen, an, daß die Wirbel kreisförmig sind und deren Zentren genau im Spalt liegen, kann man eine Quergeschwindigkeit im Spalt ermitteln.

Die Position eines Flüssigkeitsteilchens in einem Wirbel bezogen auf der Symmetrielinie des Unterkanals, ist durch

$$y(t) = \frac{1}{2} k_1^{-1} \sin (2 \pi f t) \quad (7.32)$$

bestimmt, wobei k_1 die eindimensionale Wellenzahl, f die Frequenz und t die Zeit ist. Die Geschwindigkeit in Querrichtung wird dann

$$\frac{\partial y}{\partial t} = w = \pi f k_1^{-1} \cos (2 \pi f t) . \quad (7.33)$$

Im Spalt hat w ein Maximum. Bezeichnet man das Maximum von w mit w' , so wird

$$w' = \eta f k_1^{-1}. \quad (7.34)$$

Ersetzt man k_1 durch Gleichung (4.3), erhält man für die Quergeschwindigkeit

$$w' = \bar{U}_1/2, \quad (7.35)$$

wobei \bar{U}_1 die zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit am Meßort ist.

Man kann diese Überlegung verallgemeinern und annehmen, daß eine Familie von Wirbeln den Spalt überquert, und \bar{U}_1 in Gleichung (7.35) durch die mittlere Geschwindigkeit im Spalt ersetzen, dann ist

$$w' = U_s/2. \quad (7.36)$$

Die Verwendung dieser Geschwindigkeit aus dem phänomenologischen Modell in Gleichung (7.25) zur Bestimmung des Mischungsfaktors Y führt jedoch zu Ergebnissen, die nicht mit dem Mischungsfaktor aus der Literatur übereinstimmen. Weil sich U_s erhöht, wenn die Spaltbreite größer wird, würde der Mischungsfaktor einen anderen Verlauf haben, nämlich mit dem Spaltbreitenverhältnis steigen. Die Ursache dafür ist, daß die Wirbel nicht kreisförmig sind, wie im Modell angenommen wurde, sondern werden sie von den Kanalwänden gebremst und von der Hauptströmung gestreckt werden, so daß sie nicht wie ein Festkörper drehen.

8. SCHLUSSFOLGERUNGEN

Experimentelle Untersuchungen der Strömung längs Stabbündeln durch verschiedene Autoren haben gezeigt, daß die Turbulenzintensitäten stark anisotrop und viel höher als im Kreisrohr sind. Die Intensität der Turbulenz wird höher, wenn der Abstand zwischen den Stäben oder zwischen Stab und Kanalwand kleiner wird. Zwischen den Unterkanälen gibt es eine quasi-periodische Strömungsbewegung, die man als Pulsation bezeichnen kann.

Um die Ursache dieses Vorganges festzustellen, wurden Experimente an Stabbündeln mit verschiedenen Stab- bzw. Wandabstandsverhältnissen durchgeführt. Dabei wurden zwei Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit an zwei verschiedenen Stellen des Stabbündels mittels Hitz-Draht-Sonden und die Druckschwankungen an der Kanalwand mittels Mikrofonen gleichzeitig gemessen. Luft war das Strömungsmedium.

Die Signale der Hitz-Draht-Sonden sowie der Mikrophone wurden während eines Versuchs auf ein Analogband aufgezeichnet, danach digitalisiert und ausgewertet. Mit den aus der Digitalisierung entstehenden Serien wurden Spektren sowie Auto- und Kreuzkorrelationen bestimmt. Außerdem wurden die Geschwindigkeitsverteilung und Wand-schubspannungen mit Pitot- bzw. Preston-Rohr gemessen.

Die Ergebnisse der Messungen von Spektren zeigen, daß das Spektrum der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit im Zentrum des engsten Spaltes eine sehr ausgeprägte Spitze bei einer bestimmten Frequenz hat. Das Spektrum der axialen Komponente hat dort keine derartige Spitze. In einiger Entfernung vom Spalt wird die Spitze im Spektrum der azimuthalen Komponente kleiner, jedoch liegt sie bei der gleichen Frequenz wie direkt im Spalt. Die axiale Komponente zeigt dort auch eine Spitze bei der gleichen Frequenz. Die Spektren der Druckschwankungen weisen ebenfalls Spitzen bei der gleichen Frequenz wie die Spektren der Geschwindigkeitsschwankungen auf.

Die dominierende Frequenz hängt linear von der Reynoldszahl ab. Sie hängt außerdem von der Spaltbreite ab; für die gleiche Reynoldszahl ist die Frequenz höher bei einer kleineren Spaltbreite. Eine mit der Frequenz der Pulsationen definierte Strouhalzahl ist nur eine Funktion der Geometrie, die durch

$$\text{Str}_s^{-1} = (f D/U_s)^{-1} = 19,5 S/D + 0,57$$

bzw.

$$\text{Str}_\tau^{-1} = (f D/u^*)^{-1} = 0,808 S/D + 0,056$$

beschrieben werden kann.

Durch Korrelationsmessungen wurde festgestellt, daß Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen sehr stark korreliert sind. Es war aber nicht festzustellen, daß die Druckschwankungen die Pulsationen verursachen. Die Ergebnisse von Kreuzkorrelationen der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeit zeigen, daß diese Komponenten über einen großen Abstand stark korreliert sind und daß es für diese Komponenten eine bevorzugte Richtung vom Zentrum des Unterkanals in Richtung auf den Spalt gibt. Die Korrelationsfunktionen zeigen, daß sich der Pulsationsvorgang in den engen Spalten von Stabbündeln im ganzen Unterkanal auswirkt.

Aus diesen Ergebnissen und aus der Definition des Wirbelvektors wurde ein phänomenologisches Modell entwickelt, um die Strömungspulsationen zu erklären. Das Modell beschreibt die Entstehung von großen Wirbeln auf beiden Seiten eines Spaltes und die resultierende Wirbelbewegung, die einer von Karmanschen Wirbelstraße ähnlich ist. Diese quasi-deterministische Bewegung wird als "kohärente Struktur" bezeichnet.

Die Strömungspulsationen zwischen den Unterkanälen von Stabbündeln bei turbulenter Strömung sind eine Erscheinung, die aus der Scherung entsteht, ähnlich wie bei der Strömung an einer Wand. Aufgrund der besonderen Geometrie von Stabbündeln führt sie zu einem quasi-periodischen Verhalten.

Dadurch wird der Mischungsprozess zwischen benachbarten Unterkanälen erklärt. Eine Beziehung für die Bestimmung des Mischungsfaktors kann mit

$$Y = 0,420 (S/D)^{-1,547}$$

angegeben werden.

Der Vorgang und das phänomenologische Modell erklären sowohl die gute Mischung zwischen benachbarten Unterkanälen als auch den von Hofmann [8] beobachteten guten Wärmeübergang im Spalt. Ferner wird die von ihm festgestellte Querkomponente der Strömungsgeschwindigkeit sowie der von Hooper und Rehme [9,10] festgestellte Impulsaustausch zwischen den Unterkanälen erklärt.

Weil die Pulsationen aus großen und weitgehend regelmäßigen Wirbeln bestehen, ist zu erwarten, daß sie eine Anregungsquelle von strömungsinduzierten Vibrationen in glatten Stabbündeln sein können. Die Druckschwankungen, die von den Strömungspulsationen verursacht werden, finden in der Nähe des Spaltes statt und haben die gleiche Frequenz der Pulsationen, so daß sie ein Anregungsfeld bilden [42].

Die in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse erreichen die in der Einleitung angegebenen Arbeitsziele. Trotzdem wäre noch zu klären, ob die für die Strouhalzahl vorgestellten Beziehungen für dreieckig angeordnete Stabbündel gültig sind. Aufgrund der einfachen Geometrie des verwendeten Kanals konnte der Einfluß von benachbarten Unterkanälen mit unterschiedlichen Stab- bzw. Wandabstandsverhältnissen auf die Frequenz der Pulsation nicht geklärt werden. Das könnte durch Untersuchungen an asymmetrischen Stabbündeln erfolgen. Für die Berechnung der turbulenten Strömung durch Stabbündel ist eine Modellierung der Strömungspulsation in den Spalten erforderlich.

LITERATUR

- [1] N. Neelen,
Modellierung des Impulstransportes achsparalleler turbulenter Strömungen in Stabgittern, Diss. T.U. Braunschweig (1986).

- [2] K. Rehme,
The structure of turbulent flow through rod bundles, Proc. 3rd Int. Topical Meeting on Reactor Thermal Hydraulics, Vol. 2, Paper 16.A, Newport, Oct. 15-18, 1985; auch: Nucl. Engrg. Des., 99, pp. 141-154 (1987).

- [3] A. C. Trupp,
The structure of turbulent flow in triangular array rod bundles, Ph. D. Thesis, Univ. of Manitoba, Canada (1973).

- [4] D. S. Rowe,
Measurement of turbulent velocity, intensity and scale in rod bundle flow channels, BNWL 1736 (1973).

- [5] B. Kjellström,
Studies of turbulent flow parallel to a rod bundle of triangular array, AE-487, Aktiebolaget Atomenergi, Studsvik, Sweden (1974).

- [6] P. Carajilescov and N. E. Todreas,
Experimental and analytical study of axial turbulent flows in an interior subchannel of a bare rod bundle, ASME - J. of Heat Transfer, 98, pp. 262-268 (1976).

- [7] J. D. Hooper,
Fully developed turbulent flow through a rod cluster, Ph.D. Thesis, University of New South Wales, Australia (1980).

- [8] G. Hofmann,
Kernforschungszentrum Karlsruhe, unveröffentlicht (1964).

- [9] J. D. Hooper und K. Rehme,
The structure of single-phase turbulent flows through closely spaced rod arrays, KfK 3467, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1983).
- [10] J.D. Hooper and K. Rehme,
Large-scale structural effects in developed turbulent flow through closely-spaced rod arrays, J. Fluid Mech., 145, pp. 305-337 (1984).
- [11] S. Horanyi and L. Krebs,
Experimental investigation of temperature fluctuations in the sub-channel of the sodium cooled 4 rod bundle TEGENA, Proc. of the ASME Winter Annual Meeting, pp. 35-44, Anaheim (1986).
- [12] W. H. Lin, M. W. Wambsganss and J. A. Jendrzejczyk,
Wall pressure fluctuations within a seven rod array, GEAP-24375, DOE/ET/34209-20, General Electric Co. (1981).
- [13] C. J. Lawn,
The determination of the rate of dissipation in turbulent pipe flow, J. Fluid Mech., 48, pp. 477-505 (1971).
- [14] K. Rehme,
Rechnergesteuerte Versuchsanlage zur Messung von Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen mit Hitzedrähten, KfK 3744, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1984).
- [15] T. M. Mulcahy, W. Laurence and M. W. Wambsganss,
Dynamic surface-pressure instrumentation for rods in parallel flow, 4th SESA Int. Congr. on Experimental Mechanics, Boston (1980).
- [16] J. S. Bendat and A. G. Piersol,
Random data - analysis and measurements procedures, John Wiley & Sons, New York (1986).
- [17] L. Vosáhlo,
Computer programs for evaluation of turbulence characteristics from hot-wire measurements, KfK 3743, Kernforschungszentrum Karlsruhe, (1984).

- [18] S. V. Möller,
Kernforschungszentrum Karlsruhe, unveröffentlicht (1988).
- [19] S. R. Wu and K. Rehme,
Experimental investigation on the structure of turbulence in
symmetrical wall subchannels and comparison with the results
in an asymmetrical channel, KfK 4438, Kernforschungszentrum
Karlsruhe (1988).
- [20] K. Rehme,
Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen in Wandkanälen von
Stabbündeln mit einem Gitterabstandshalter, KfK 4094, Kern-
forschungszentrum Karlsruhe (1986).
- [21] K. Rehme,
Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen Stabbündel
($P/D=1.148$, $W/D=1.074$), KfK 3818, Kernforschungszentrum Karlsruhe
(1984).
- [22] K. Rehme,
Untersuchungen zur Turbulenzstruktur in einem Wandkanal eines Stab-
bündels ($P/D=1.07$), KfK 2983, Kernforschungszentrum Karlsruhe,
(1980).
- [23] K. Rehme,
Strömungsuntersuchungen im Wandkanal eines Stabbündels ($P/D=1.036$,
 $W/D=1.072$), KfK 3361, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1982).
- [24] J. Nikuradse,
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren, VDI
Forschungsheft 356 (1932).
- [25] J. O. Hinze,
Turbulence, McGraw-Hill, New York (1975).

- [26] C. M. Tchen,
On the spectrum of energy in turbulent shear flow, J. Res. Nat. Bur.
Std., 50, pp. 51-62 (1953).
- [27] A. N. Kolmogorov,
Equations of turbulent motion of an incompressible fluid, Isv. Akad.
Nauk. SSSR, Ser. Fiz., 6, pp. 56-58 (1942); Englische Übersetzung:
Imperial College, London, Mech. Eng. Dep. Report Nr. ON6 (1968).
- [28] C. F. v. Weizsäcker,
Das Spektrum der Turbulenz bei großen Reynoldsschen Zahlen, Z. f.
Physik, 124, pp. 614-627 (1948).
- [29] W. W. Willmarth,
Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers, Ann. Rev.
of Fluid Mech., 7, pp. 13-38 (1975).
- [30] A. A. Townsend,
The structure of turbulent shear flow, Cambridge University
Press, Cambridge (1976).
- [31] R. D. Hanly,
Effects of transducer flushness on fluctuating surface pressure
measurements, Prog. in Astronautics and Aeronautics, 46, pp.
291-302 (1976).
- [32] H. Schlichting,
Boundary layer theory, McGraw-Hill, New York (1969).
- [33] P. Bradshaw,
Introduction, in Topics in applied physics, Vol. 12, Turbulence,
Ed. P. Bradshaw, Springer, Berlin (1978).
- [34] J. C. Rotta,
Turbulente Strömung, B. G. Teubner, Stuttgart (1972).

- [35] G. K. Batchelor,
An introduction to fluid dynamics, Cambridge University Press,
Cambridge (1967).
- [36] A. K. M. F. Hussain,
Coherent structures - reality and myth, *Phys. Fluids*, 26 pp. 2816 -
2850 (1983).
- [37] L. Ingesson and S. Hedberg,
Heat transfer between subchannels in a rod bundle, in Heat
Transfer 1970, Paper presented at the Heat Transfer Conference
Paris-Versailles 1970, Eds. U. Grigull and E. Hahne, Paper Nr.
Fc 7.11, Elsevier, Amsterdam (1970).
- [38] F. S. Castellana, W. T. Adams and J. E. Casterline,
Single-phase subchannel mixing in a simulated nuclear fuel
assembly, *Nucl. Engrg. Des.*, 26, pp. 242-249 (1974).
- [39] K. P. Galbraith and J. G. Knudsen,
Turbulent mixing between adjacent channels for single-phase flow
in a simulated rod bundle, 12th National Heat Transfer Conference,
Tulsa, 1971; AIChE Symposium Series, 68, pp. 90-100 (1971).
- [40] J. T. Rogers and A. E. E. Tahir,
Turbulent interchange mixing in rod bundles and the role of
secondary flow, AIChE-ASME Heat Transfer Conference, San
Francisco, 1975, ASME Publication nr. 75-HT-31 (1975).
- [41] L. Ingesson,
Heat transfer between subchannels in a rod bundle. A
comparison between existing correlations, "Zürich Club"
Gas Cooled Fast Breeder Reactor Heat Transfer Meeting,
Würenlingen (1970).

- [42] M. P. Paidoussis,
Flow-induced vibrations of heat-exchanger and reactor components -
critical unresolved problems, in Practical experiences with
flow-induced vibrations, Symposium in Karlsruhe, Sep. 3-6,
1979, Ed. E. Naudascher and D. Rockwell, Springer, Berlin (1980).
- [43] IMSL Library, IMSL Lib 0008, Vol.2, Chap. F, The IMSL Inc.,
Houston, USA (1980).
- [44] P. D. Welsh,
The use of Fast Fourier Transform for the estimation of power
spectra: a method based on time averaging over short, modified
periodograms, IEEE Trans. on Audio and Electroacoustics AU-15
pp. 70-73 (1967).
- [45] P. Bradshaw,
Conditions for the existence of an inertial subrange in turbulent
flow, NPL Aero Report 1220 (1967).
- [46] C. M. Tchen,
Repeated cascade theory of homogeneous turbulence, Phys. Fluids,
16, pp. 13-30 (1973).

A N H A N G

A. BERECHNUNG DER AUTOSPEKTRALEN LEISTUNGSDICHTE

Die autospektrale Leistungsdichte wurde in zwei Teilen berechnet, wie im Kapitel 2 erwähnt. Dafür wurde das IMSL Unterprogramm FTFPS [43] verwendet, das sowohl die Berechnung der Spektren von zwei Signalen ermöglicht, als auch die Berechnung der kreuzspektralen Leistungsdichte.

In dem Unterprogramm FTFPS werden beide Meßserien in 120 Blöcke von je 512 Werten [43,44] aufgeteilt. Auf jeden Block wird ein symmetrisches Fenster gelegt

$$g(j) = 1 - \left| \frac{j - \frac{1}{2}(l-1)}{\frac{1}{2}(l+1)} \right| \quad j=0,1,\dots,l-1 \quad (\text{A.1})$$

wobei g die Gewichte und l die Blocklänge (512) bedeuten.

Anschließend werden Fast Fourier Transformationen von jedem Block berechnet und daraus das Spektrum bestimmt. Die Ergebnisse werden über alle Blöcke gemittelt.

Mit f_s als der Abtastfrequenz wird die Bandbreite zu:

$$B_e = \frac{f_s}{l} \quad (\text{A.2})$$

Der normierte Standardfehler ϑ wird [16] zu

$$\vartheta = \sqrt{\frac{1}{B_e \cdot T_r}} \quad (\text{A.3})$$

definiert, wobei T_r die Länge der Serie (in Sekunden) ist.

Mit $f_s=2000$ Hz und $L=512$, ergibt sich eine Bandbreite von $B_e=3,9063$ Hz, das ist die Auflösung bei der Berechnung der Spektren bis 500 Hz. Bei der zweiten Digitalisierung, nämlich mit einer Abtast-

frequenz von $f_s=32000$ Hz, ist die Bandbreite $B_e = 62,5$ Hz. Für beide Serien ergibt sich ein Standard-Fehler von $\delta = 9,129$ % .

B. BEGRENZUNG DER VERWENDUNG EINER DOPPEL-DRAHT-SONDE

Die Verwendung von Gleichung (2.6) für eine Sonde mit zwei Hitz-Drähten zur Bestimmung einer zur Strömungsachse senkrechten Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit ist auf Wirbel begrenzt, die gleichzeitig beide Drähte treffen. Das bedeutet, daß die Wirbel mindestens so groß sein müssen wie der Abstand zwischen den Drähten (siehe Abb. 2.4). Damit gibt es eine bestimmte Frequenz, ab der die Meßsignale aus dem schrägen Draht keine Beziehung mehr zu der mit dem geraden Draht gemessenen Schwankungsgeschwindigkeit haben. Diese Frequenz kann aus der Kohärenzfunktion der mit der Doppel-Sonde gemessenen Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit bestimmt werden.

Die kreuzspektrale Leistungsdichte Φ_{xy} von zwei Zeit-Funktionen $x(t)$ und $y(t)$ ist durch

$$\Phi_{xy}(f) = S_{xy}(f) + i Q_{xy}(f) \quad (\text{B.1})$$

beschrieben, wobei $S_{xy}(f)$ der Realteil und $Q_{xy}(f)$ der Imaginärteil von $\Phi_{xy}(f)$ ist [16].

Der Wert von $S_{xy}(f)$ ist durch

$$S_{xy}(f) = (Be \theta)^{-1} \int_0^\theta x(f, Be, t) y(f, Be, t) dt \quad (\text{B.2})$$

definiert, wobei θ die Integrationszeit, Be die Bandbreite und f die Frequenz ist.

Durch Verschiebung von $y(t)$ um 90° bestimmt man den Imaginärteil von $\Phi_{xy}(f)$ durch

$$Q_{xy}(f) = (Be \theta)^{-1} \int_0^\theta x(f, Be, t) y_{90^\circ}(f, Be, t) dt . \quad (\text{B.3})$$

Die Kohärenzfunktion $\gamma_{xy}(f)$ ist

$$\gamma_{ij}(f) = |\hat{\phi}_{xy}(f)|^2 / \hat{\phi}_{xx}(f) \hat{\phi}_{yy}(f). \quad (\text{B.4})$$

Die Werte von γ_{xy} liegen zwischen 0 und 1. Ist der Wert 1, sind die Funktionen voll kohärent (korreliert) bei einer bestimmten Frequenz. Ist der Wert null, gibt es keine Kohärenz zwischen den beiden Funktionen für eine bestimmte Frequenz.

Die Abbildung B.1 zeigt den Betrag der kreuzspektralen Leistungsdichte mit Phasenwinkel und die Kohärenzfunktion der axialen und der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit an einer Stelle 40 mm vom engsten Spalt zwischen Rohr und Kanalwand entfernt und in einem Abstand von 5,68 mm von der Kanalwand im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$ bei einer Reynoldszahl $Re=8,527 \cdot 10^4$.

Man kann zwei Frequenzbereiche erkennen, für die die Kohärenzfunktion zwischen u und w deutlich größer als 0 ist: der erste Bereich entspricht den großen Wirbeln; der zweite Bereich liegt dort, wo es keine Kohärenz mehr geben sollte, bei den kleinen Wirbeln. In diesem zweiten Bereich nimmt die Kohärenzfunktion allmählich zu, weil u unabhängig von w ist, denn beide Drähte werden von voneinander unabhängigen Wirbeln getroffen. Außerdem ist hier der Phasenwinkel zwischen u und w , der eine randome Verteilung haben sollte, ungefähr 180° . Das bedeutet, daß die Werte von u , die mit dem geraden Draht gemessen werden, allmählich von den Werten von u , die den schrägen Draht beeinflussen, unabhängig werden, so daß der Wert von u in Gleichung (2.6), der für die Bestimmung von w verwendet wird, mit steigenden Frequenzen einen großen Einfluß auf den Wert von w hat. Damit wird der Phasenwinkel 180° und die Werte der Kohärenzfunktion steigen. Das bedeutet, daß das Kreuzspektrum bzw. die Kohärenzfunktion nicht von u und w abhängt, sondern von u und $-u$.

Bei einer Frequenz von $f=3500$ Hz liegt der Wert der Kohärenzfunktion für $\gamma=0,1$ (10 % Kohärenz) bei einer Geschwindigkeit $U=24,92$ m s^{-1} . Damit ergibt sich nach Gleichung (4.2) eine eindimensionale Wellenzahl $k_1=882,6$ m^{-1} , was einem Wirbeldurchmesser von 1,13 mm entspricht, d. h. etwa drei mal so groß wie der Abstand zwischen den Drähten.

Dieser Wert wird als Maß für den Durchmesser der kleinsten Wirbel angenommen, die beide Drähte gleichzeitig treffen können. Die maximale Wellenzahl wird damit

$$k_{\max} = \frac{1}{3 \ell} \quad , \quad (B.5)$$

wobei ℓ der Abstand zwischen den Hitz-Drähten ist.

Verwendet man Gleichung (4.2), ist die maximale Frequenz

$$f_{\max} = \frac{U}{6 \pi \ell} \quad , \quad (B.6)$$

was für das vorgestellte Beispiel einen Wert von $f_{\max}=3305$ Hz ergibt, das bedeutet eine Wellenzahl von $k_1=833,3 \text{ m}^{-1}$ bzw. einen Wirbeldurchmesser von 1,2 mm.

Die mit dem geraden Draht gemessenen Werte werden vom schrägen Draht nicht beeinflusst, deswegen betrifft diese Überlegung nur den schrägen Draht.

C. DER TRÄGHEITSUNTERBEREICH IN TURBULENZSPEKTREN

C.1 Theoretische Grundlagen

Zwischen dem Produktionsbereich und dem Unterbereich der zähen Dissipation liegt bei hoher Reynoldszahl ein Unterbereich, in dem die Energie durch Trägheit übertragen wird. Dieser Unterbereich ist durch Isotropie charakterisiert, die man als lokale Isotropie bezeichnet.

In diesem Bereich kann das Spektrum durch

$$\Phi(k) = K \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (\text{C.1})$$

dargestellt werden, wobei ε die Dissipationsrate ist, und K die Kolmogorov Konstante, die aus Experimenten bestimmt wird.

Der Trägheitsunterbereich im eindimensionalen Spektrum wird durch

$$\Phi_{ii}(k_1) = K^1 \varepsilon^{2/3} k_1^{-5/3} \quad (\text{C.2})$$

angegeben. Hierbei ist K^1 die Kolmogorov Konstante für das eindimensionale Spektrum. Der Wert dieser Konstanten wird nach [25] als

$$K^1 = \frac{18}{55} K \quad (\text{C.3})$$

angegeben.

Bradshaw [45] schlägt für K^1 einen Wert von 0,5 bis 0,55 vor. In einer späteren Arbeit leitet Tchen [46] den Wert $K=1,586$ für die Konstante für das dreidimensionale Spektrum her, was nach Gleichung (C.3) einen Wert von $K^1 = 0,519$ ergibt, der dem von Bradshaw vorgeschlagenen Wertebereich nicht widerspricht.

Eine erforderliche Bedingung für die Existenz eines Trägheitsunterbereiches ist nach [46]

$$1/L \ll k \ll 1/\eta \quad (\text{C.4})$$

wobei L ein typisches Maß für die Größe der energieenthaltenden Wirbel ist, die in einer Scherströmung von gleicher Größenordnung wie die Länge des Gradienten der Hauptströmungsgeschwindigkeit ist; η stellt das Längenmaß für die kleinen Wirbel dar.

Der Wert von L für homogene Turbulenz wird in [45] zu

$$L = \frac{3}{2} \varepsilon^{-1} (2 \kappa/3)^{3/2} \quad (\text{C.5})$$

angegeben, wobei κ die kinetische Energie der Turbulenz ist, und das Kolmogorov Längenmaß η für die kleinen Wirbel ist:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (\text{C.6})$$

Die Wellenzahl, bei der der Trägheitsunterbereich beginnt, nennt man k_a ; k_e ist die Wellenzahl, bei der der Trägheitsunterbereich endet. Bradshaw [45] schlägt dafür

$$k_a = 10/L \quad (\text{C.7})$$

und

$$k_e = 0,1/\eta \quad (C.8)$$

vor.

Für das eindimensionale Spektrum hat Bradshaw den Wert

$$k_{1e} = 0,07/\eta \quad (C.9)$$

experimentell ermittelt. Der Wert von k_a ist für die k - und k_1 -Spektren gleich [45].

Tchen [46] leitet für das dreidimensionale Spektrum

$$k_a = 0,522 \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^{3/2} \varepsilon^{-1/2} \quad (C.10)$$

und

$$k_e = 0,169/\eta \quad (C.11)$$

her, wobei $\partial U/\partial r$ die Rotation des Geschwindigkeitsvektorfeldes ist.

Folgt man der gleichen Überlegung wie Bradshaw, muß man die Konstante in Gleichung (C.11) mit 0,7 multiplizieren, um die Wellenzahl zu erhalten, bei der der Trägheitsunterbereich für das eindimensionale Spektrum endet. Es ergibt sich

$$k_{1e} = 0,118/\eta. \quad (C.12)$$

C.2 Die Bestimmung der Dissipationsrate

Die Dissipationsrate in turbulenter Strömung ist nach [25]

$$\varepsilon = \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (\text{C.13})$$

wobei u_i die Schwankungsgeschwindigkeit in x_i -Richtung ist. Mit der Annäherung an homogene Turbulenz bei den kleineren Wirbeln wird Gl. (C.13) zu

$$\varepsilon = \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2. \quad (\text{C.14})$$

Die "klassische" Methode zur Bestimmung der Dissipationsrate ist die Messung von einigen (bis zu fünf) der neun Beiträge zu Gl. (C.13). Unter der Annahme von Isotropie können die übrigen Beiträge bestimmt werden [13].

Bradshaw [45] zeigt, daß die Anpassung eines $-5/3$ Exponenten im Trägheitsunterbereich von Turbulenzspektren für die Bestimmung der Dissipationsrate verwendet werden kann. Diese Methode wurde von Lawn [13] verwendet. Damit hat Lawn die Dissipationsrate in turbulenter Strömung im Kreisrohr bestimmt. Seine Ergebnisse zeigen, daß die Anpassung eines $-5/3$ Exponenten die genaueste Methode zur Bestimmung der Dissipationsrate sein kann.

Eine andere Methode ist die Integration des Wellenzahl-spektrums der axialen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit [30]:

$$\varepsilon = 15 \nu \int_0^\infty k_1^2 \phi_{11}(k_1) dk_1 \quad (\text{C.15})$$

Die Verwendung dieser Gleichung wird dadurch begrenzt, daß die Integration von 0 bis Unendlich nicht möglich ist. Die obere Grenze muß durch eine andere Grenze ersetzt werden, damit die praktische Berechnung des Integrals ermöglicht wird. Wird bei der Digitalisierung

ein Tiefpaß-Filter verwendet, ist die obere Grenze dieses Integrals gleich der Tiefpaß-Filterfrequenz. Obwohl die Spektren im Bereich von hohen Wellenzahlen sehr niedrige Werte haben, ist es möglich, daß ein wichtiger Anteil im Bereich hoher Wellenzahlen und damit außerhalb des Integrationsbereiches bleibt, weil die Wellenzahlen quadriert werden.

Die Schwierigkeiten bei der Verwendung der Gleichungen (C.14) und (C.15) können in Wandnähe durch die Berechnung der Produktion überwunden werden, da in Wandnähe die Produktion ungefähr gleich der Dissipation ist [13], d. h.

$$\varepsilon \approx \Pi \tag{C.16}$$

wobei Π die Produktion ist, die nach [25]

$$\Pi = \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \tag{C.17}$$

ist, mit $\overline{u_i u_j}$ als der Reynoldsschen Spannung.

C.3 Ergebnisse

In Tabelle 9 befinden sich die Daten für die Spektren, die in den Abbildungen 4.3 bis 4.12 dargestellt sind. Die Frequenz, bei der der Trägheitsunterbereich anfängt, wurde aus den Spektren abgelesen. Dazu wurden der -5/3 Abfall und die Isotropiebedingung beachtet.

Das Längenmaß für die kleinen Wirbel wurde mittels Gl. (C.6) bestimmt, dazu wurden Werte für die Dissipation verwendet, die durch Anpassung eines -5/3 Exponenten im Trägheitsunterbereich und aus Gl. (C.2) bestimmt wurden. Die Frequenz, bei der der Trägheitsunterbereich endet, wurde mittels Gl. (C.12) bestimmt.

Um die Berechnung der Dissipationsrate aus der Anpassung eines -5/3 Exponenten im Trägheitsunterbereich bestätigen zu können, und um außerdem zu bestätigen, daß das Gebiet in den Spektren mit einem -5/3 Exponenten der Trägheitsunterbereich ist, wird die Dissipations-

rate auf verschiedene Weise berechnet und die Werte werden miteinander verglichen.

An einer Stelle im Spalt zwischen den Stäben, in der Nähe der Stabwand, z. B. am Punkt 2 in Abb. 4.2-b, ist der Gradient der Strömungsgeschwindigkeit parallel zur Wand null. Gleichung (C.17) wird dann

$$\Pi = \overline{uv} \frac{\partial \overline{U}}{\partial r} \quad (\text{C.18})$$

Im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$ wurden auch die Reynoldsschen Schubspannungen gemessen. Aus dieser Messung ist der Wert am Punkt 2 [18]

$$\overline{uv}/u_*^2 = 0,6370$$

was

$$\overline{uv} = 0,7612 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$$

entspricht. Aus der Messung der Geschwindigkeitsverteilung [18] ergibt sich

$$\frac{\partial \overline{U}}{\partial r} = 2,124 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$$

was einen Wert für die Produktion von

$$\Pi = 1,617 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$$

ergibt. Das widerspricht nicht dem Wert für die Dissipationsrate an dieser Stelle (Tabelle 9)

$$\varepsilon = 1,414 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3},$$

der durch Anpassung eines $-5/3$ Exponenten im Trägheitsunterbereich ermittelt wurde.

D. TABELLEN UND ABBILDUNGEN

Tabelle 1 - Abmessungen der untersuchten Geometrien.

- Symmetrische Anordnungen:

W/D	P/D	De	D	S ₁	S ₂	L
-	-	mm	mm	mm	mm	mm
1,045	1,149	47,29	139,0	20,66	6,09	700,0
1,071	1,007	44,67	157,5	1,14	11,24	656,0
1,071	1,017	45,92	157,5	2,75	11,24	661,2
1,071*	1,036*	48,11	157,5	5,72	11,19	669,7
1,072*	1,072*	52,65	157,5	11,35	11,39	686,8
1,071	1,100	55,57	157,5	15,79	11,19	700,0
1,071*	1,148*	60,85	157,5	23,24	11,18	722,6
1,147	1,037	59,22	139,0	5,12	20,38	612,2
1,147	1,147	71,58	139,0	20,50	20,46	658,9
1,183	1,224	76,10	139,0	31,09	25,50	700,0

- Asymmetrische Anordnung:

W/D	P/D	De	D	S ₁	S ₂	L
-	-	mm	mm	mm	mm	mm
1,072	1,036	42,56	139,0	5,00	9,96	612,2
1,223	1,036	76,10	139,0	5,00	31,06	612,2

*) Detaillierte Meßergebnisse werden nur von diesen Geometrien diskutiert.

Tabelle 2 - P/D=1,148, W/D=1,072:

WANDSCHUBSPANNUNGS-MESSERGEBNISSE

MITTLERE WANDSCHUBSPANNUNG TAUAV = 1.8829 PA

POSITION GRAD/MM	R/PHI VERS.-NR. 11	X/Y VERS.-NR. 12
0.0	1.0839	0.8308
5.0	1.0849	0.8337
10.0	1.0940	0.8329
15.0	1.1170	0.8310
20.0	1.1238	0.8458
25.0	1.1464	0.8566
30.0	1.1648	0.8794
35.0	1.1842	0.9065
40.0	1.1756	0.9341
45.0	1.1495	0.9687
50.0	1.0929	1.0058
55.0	1.0384	1.0390
60.0	0.9828	1.0789
65.0	0.9270	1.1164
70.0	0.8828	1.1505
75.0	0.8501	1.1636
80.0	0.8259	1.1772
85.0	0.8220	1.1968
90.0	0.8167	1.1867

Tabelle 2 (Fortsetzung) - P/D=W/D=1,072 - Q1:

WANDSCHUBSPANNUNGS-MESSERGEBNISSE

MITTLERE WANDSCHUBSPANNUNG TAUAV = 1.7469 PA

POSITION GRAD/MM	R/PHI VERS.-NR. 7	X/Y VERS.-NR. 8
0.0	0.9598	0.8377
5.0	0.9734	0.8396
10.0	0.9876	0.8480
15.0	1.0169	0.8537
20.0	1.0527	0.8679
25.0	1.0997	0.8862
30.0	1.1378	0.9088
35.0	1.1635	0.9320
40.0	1.1833	0.9647
45.0	1.1742	0.9937
50.0	1.1380	1.0262
55.0	1.0836	1.0562
60.0	1.0250	1.0887
65.0	0.9680	1.1175
70.0	0.9299	1.1384
75.0	0.8951	1.1541
80.0	0.8686	1.1631
85.0	0.8555	1.1621
90.0	0.8463	

Tabelle 2 (Fortsetzung) - P/D=W/D=1,072 - Q2:

WANDSCHUBSPANNUNGS-MESSERGEBNISSE

MITTLERE WANDSCHUBSPANNUNG TAUAV = 1.7467 PA

POSITION GRAD/MM	R/PHI VERS.-NR. 1	X/Y VERS.-NR. 2
0.0	0.9549	0.8401
5.0	0.9417	0.8451
10.0	0.9508	0.8612
15.0	0.9785	0.8695
20.0	1.0203	0.8859
25.0	1.0531	0.8981
30.0	1.1077	0.9261
35.0	1.1380	0.9551
40.0	1.1694	0.9893
45.0	1.1696	1.0159
50.0	1.1324	1.0463
55.0	1.0950	1.0800
60.0	1.0322	1.1101
65.0	0.9814	1.1452
70.0	0.9310	1.1630
75.0	0.9000	1.1750
80.0	0.8733	1.1897
85.0	0.8521	1.1835
90.0	0.8415	

Tabelle 2 (Fortsetzung) - P/D=W/D=1,072 - Q3:

WANDSCHUBSPANNUNGS-MESSERGEBNISSE

MITTLERE WANDSCHUBSPANNUNG TAUAV = 1.6903 PA

POSITION GRAD/MM	R/PHI VERS.-NR. 3	X/Y VERS.-NR. 4
0.0	0.9936	0.8744
5.0	0.9686	0.8704
10.0	0.9752	0.8644
15.0	0.9971	0.8643
20.0	1.0367	0.8703
25.0	1.0717	0.8832
30.0	1.1175	0.8986
35.0	1.1555	0.9251
40.0	1.1831	0.9617
45.0	1.1642	1.0033
50.0	1.1257	1.0428
55.0	1.0551	1.0815
60.0	0.9999	1.1249
65.0	0.9440	1.1519
70.0	0.9026	1.1856
75.0	0.8774	1.2045
80.0	0.8449	1.2204
85.0	0.8610	1.2319
90.0	0.8740	

Tabelle 2 (Fortsetzung) - P/D=W/D=1,072 - Q4:

WANDSCHUBSPANNUNGS-MESSERGEBNISSE

MITTLERE WANDSCHUBSPANNUNG TAUAV = 1.7083 PA

POSITION GRAD/MM	R/PHI VERS.-NR. 5	X/Y VERS.-NR. 6
0.0	0.9972	0.8584
5.0	1.0000	0.8501
10.0	1.0140	0.8490
15.0	1.0478	0.8503
20.0	1.0777	0.8589
25.0	1.1109	0.8686
30.0	1.1432	0.8838
35.0	1.1695	0.9086
40.0	1.1788	0.9385
45.0	1.1620	0.9749
50.0	1.1180	1.0082
55.0	1.0638	1.0507
60.0	1.0053	1.0847
65.0	0.9506	1.1189
70.0	0.9132	1.1468
75.0	0.8844	1.1700
80.0	0.8723	1.1829
85.0	0.8676	1.1891
90.0	0.8782	

Tabelle 2 (Fortsetzung) - P/D=1,036, W/D=1,072:

WANDSCHUBSPANNUNGS-MESSERGEBNISSE

MITTLERE WANDSCHUBSPANNUNG TAUAV = 1.6167 PA

POSITION GRAD/MM	R/PHI VERS.-NR. 9	X/Y VERS.-NR. 10
0.0	0.8657	0.8363
5.0	0.8603	0.8274
10.0	0.8677	0.8428
15.0	0.9051	0.8655
20.0	0.9811	0.8827
25.0	1.0731	0.9071
30.0	1.1774	0.9366
35.0	1.2363	0.9667
40.0	1.2568	1.0088
45.0	1.2429	1.0393
50.0	1.2036	1.0844
55.0	1.1427	1.1220
60.0	1.0831	1.1599
65.0	1.0094	1.1863
70.0	0.9498	1.2044
75.0	0.9054	1.2083
80.0	0.8779	1.2134
85.0	0.8557	1.2110
90.0	0.8412	

Tabelle 3 - Ergebnisse von Pitot- und Prestonrohrmessungen ($W/D=1,072$):

P/D	U_m	U_m/U_{ref}	Re	τ_w	λ_{gem}	λ_{ber}	%
-	m/s	-	-	Pa	-	-	-
1,148	27,70	0,9981	1,072e5	1,8829	0,0168	0,0175	4,2
1,072	25,49	0,9186	8,527e4	1,7467	0,0184	0,0179	2,7
1,036	23,70	0,8542	7,254e4	1,6167	0,0197	0,0176	10,5

Tabelle 4 - Frequenz und Strouhalzahl für mehrere Reynoldszahlen.

P/D=1,148, W/D=1,072:

Re	U_m	f_1	f_2	Str ₁	Str ₂
-	m/s	Hz	Hz	-	-
1,401e5	36,82	54,69	89,84	0,2340	0,3844
1,072e5	27,70	50,78	72,27	0,2708	0,4082
6,208e4	15,88	27,34	42,97	0,2713	0,4261

P/D=W/D=1,072:

Re	U_m	f_1	f_2	Str ₁	Str ₂
-	m/s	Hz	Hz	-	-
1,242e5	36,08	93,75	89,84	0,4092	0,3922
8,384e4	25,07	62,50	58,59	0,3927	0,3681
5,576e4	16,51	42,97	46,88	0,4100	0,4310
3,613e4	10,71	27,34	27,34	0,4020	0,4020
2,199e4	6,55	15,63	15,63	0,3762	0,3762

P/D=1,036, W/D=1,072:

Re	U_m	f_1	f_2	Str ₁	Str ₂
-	m/s	Hz	Hz	-	-
1,050e5	34,03	125,00	85,94	0,5785	0,3978
7,242e4	23,34	93,75	62,50	0,6328	0,4217
4,481e4	14,40	58,59	35,16	0,6413	0,3847
2,462e4	7,93	31,25	19,35	0,6210	0,3879

Tabelle 5 - Frequenz und Strouhalzahl als Funktion der Geometrie.

- Spalt zwischen den Stäben:

- Symmetrische Anordnungen:

W/D	P/D	Re	f	U_s	u^*	Str_s	Str_τ
-	-	-	Hz	m/s	m/s	-	-
1,045	1,148	6,088e4	50,78	19,64	1,0212	0,3592	6,9119
1,072	1,007	6,907e4	78,13	5,07	0,7599	2,4263	16,1935
1,072	1,018	7,093e4	89,84	12,83	1,0034	1,1031	14,1019
1,072	1,036	7,254e4	85,94	16,15	1,0944	0,8382	12,3680
1,072	1,072	8,527e4	64,34	21,14	1,1947	0,4763	8,4821
1,072	1,100	9,470e4	54,68	23,87	1,2451	0,3608	6,9168
1,072	1,148	1,072e5	50,78	26,73	1,3215	0,2992	6,0521
1,148	1,036	8,887e4	85,94	15,79	1,0383	0,7564	11,5050
1,148	1,148	1,206e5	42,97	24,38	1,2319	0,2450	4,8484
1,183	1,223	1,446e5	31,25	24,72	1,1881	0,1575	3,6560

- Asymmetrische Anordnung:

W/D	P/D	Re	f	U_s	u^*	Str_s	Str_τ
-	-	-	Hz	m/s	m/s	-	-
1,072	1,036	6,203e4	101,56	19,51	1,2448	0,7236	11,3406
1,223	1,036	1,481e5	101,56	19,57	1,2482	0,7215	11,3098

Tabelle 5 (Fortsetzung) - Frequenz und Strouhalzahl als Funktion der Geometrie.

- Spalt zwischen Stab und Kanalwand.

- Symmetrische Anordnungen:

W/D	P/D	Re	f	U_s	u^*	Str_s	Str_τ
-	-	-	Hz	m/s	m/s	-	-
1,045	1,148	6,088e4	54,69	13,68	0,8890	0,5556	8,3050
1,072	1,007	6,907e4	66,40	18,71	1,0634	0,5589	9,8345
1,072	1,018	7,093e4	56,64	18,37	1,0407	0,4856	8,5719
1,072	1,036	7,254e4	60,55	18,08	1,0787	0,5275	8,8409
1,072	1,072	8,527e4	64,34	19,70	1,1215	0,5167	9,0357
1,072	1,100	9,470e4	58,59	20,32	1,1318	0,4541	8,1533
1,072	1,148	1,072e5	72,27	20,53	1,1471	0,5544	9,9229
1,148	1,036	8,887e4	39,06	20,47	1,0506	0,2653	5,1678
1,148	1,148	1,206e5	42,97	22,69	1,1457	0,2632	5,2133
1,183	1,223	1,446e5	42,97	21,93	1,1022	0,2723	5,4190

- Asymmetrische Anordnung:

W/D	P/D	Re	f	U_s	u^*	Str_s	Str_τ
-	-	-	Hz	m/s	m/s	-	-
1,072	1,036	6,203e4	82,03	17,39	1,0033	0,6558	11,3647
1,223	1,036	1,481e5	46,88	28,62	1,3653	0,2276	4,7728

Tabelle 6 - Korrelationsfunktion (P/D=W/D=1,072):

x - Richtung

Position	C_{uu}	C_{ww}
mm	-	-
20,0	0,4715	0,8778
40,0	0,1405	0,5364
60,0	0,0114	0,1981
84,4	-0,0286	0,1089
99,0	-0,0517	0,0671
119,0	-0,0688	0,0413

y - Richtung

Position	C_{uu}	C_{ww}
mm	-	-
10,0	0,5625	0,7614
20,0	0,2067	0,6774
30,0	-0,0493	0,5547
40,0	-0,1140	0,4388
50,0	-0,0708	0,3471
60,0	-0,1260	0,2197
70,0	-0,1435	0,0461
80,0	0,0066	-0,0644

Tabelle 6 (Fortsetzung)- Korrelationsfunktion (P/D=W/D=1,072):

ϕ - Richtung

Position	C_{uu}	C_{ww}
mm	-	-
10	0,3593	0,8504
20	-0,0791	0,5476
30	-0,1160	0,2250
40	-0,0845	0,0841
50	0,0048	0,0656
60	0,0703	0,1673
70	0,0488	0,2666
80	0,0779	0,2773
90	0,0476	0,2825

Tabelle 7 - Mischungsfaktor Y [37]:

S/D	Y	Autor(en)
0,130	9,300	Bell and Le Tourneau
0,200	6,830	"
0,400	2,170	Bigs and Rust
0,200	9,340	Bishop et al.
0,500	3,900	du Busquet
0,300	6,060	"
0,080	28,320	Clarke
0,110	19,050	Collins and France
0,620	2,310	Ingesson
0,100	13,230	"
0,160	4,150	Jonsson
0,140	8,940	"
0,190	6,090	Knaab and Stehle
0,200	11,190	Multer
0,260	5,420	Nelson et al.
0,940	0,633	Rapier
0,550	0,532	"
0,290	0,473	"
0,110	0,168	"
0,980	1,680	"
0,120	2,280	"
1,070	1,230	"
0,730	1,030	"
0,480	1,090	"
0,150	5,000	Rowe and Angle
0,030	20,680	"
0,200	2,858	Singleton
0,400	1,665	"
0,080	22,080	Tarasuk and Kempe
0,200	7,720	Waters
0,334	3,566	Castellana et al. [38]
0,011	99,819	Galbraith and Knudsen [39]
0,028	40,488	"
0,063	10,963	"
0,127	8,128	"
0,228	5,079	"
0,211	0,741	Rogers and Tahir [40]

Tabelle 8 - Mischungsfaktor Y (diese Arbeit):

- Spalt zwischen den Stäben:

S/D	w'	F	δ	Y
-	m/s	-	mm	-
0,149	0,2638	0,8213	100,62	10,794
0,036	0,9578	0,6892	127,95	41,811
0,072	0,5939	0,5864	124,98	21,548
0,100	0,4255	0,5280	122,21	13,593
0,148	0,3603	0,4664	117,76	9,797
0,037	1,1849	0,5626	122,62	40,465
0,147	0,3079	0,4144	113,10	7,145
0,224	0,1593	0,3457	109,29	2,980
0,036	1,0358	0,8060	121,50	50,218

- Spalt zwischen Stab und Kanalwand:

S/D	w'	F	δ	Y
-	m/s	-	mm	-
0,044	0,9805	0,8213	159,66	63,649
0,071	0,7054	0,7239	158,64	40,102
0,071	0,4686	0,7049	160,25	26,205
0,071	0,6328	0,6892	163,22	35,242
0,072	0,8259	0,5864	168,85	40,485
0,071	0,7643	0,5280	173,29	34,618
0,071	0,7481	0,4664	180,74	31,218
0,147	0,1405	0,5626	144,12	5,640
0,147	0,2974	0,4144	159,50	9,733
0,183	0,1988	0,3457	170,09	5,788
0,072	0,5415	0,8060	144,00	31,115
0,223	0,1081	0,3376	144,00	2,602

Tabelle 9 - Daten für Spektren:

- P/D = 1,148, W/D = 1,072:

	U	$2\pi/U$	f_a	k_e	f_e	ε	η
	m/s	s/m	Hz	m^{-1}	Hz	$m^2 s^{-3}$	m
0	29,3161	0,2143	1000,0	1683,8	7854,5	278,26	6,11e-5
1	31,3291	0,2006	900,0	1549,8	7724,7	162,40	6,99e-5
2	25,0466	0,2509	1800,0	2901,0	11562,5	1419,18	4,07e-5
3	27,9789	0,2246	1500,0	2166,1	9644,5	441,14	5,45e-5

- P/D = W/D = 1,072:

	U	$2\pi/U$	f_a	k_e	f_e	ε	η
	m/s	s/m	Hz	m^{-1}	Hz	$m^2 s^{-3}$	m
0	23,4783	0,2676	1600,0	2002,2	7482,0	678,47	4,89e-5
1	26,3057	0,2389	1300,0	1868,4	7820,1	827,28	4,66e-5
2	20,8512	0,3013	2500,0	2712,4	9002,3	1414,28	4,07e-5
3	22,4319	0,2801	1700,0	2411,1	8608,2	911,13	4,54e-5

- P/D = 1,036, W/D = 1,072:

	U	$2\pi/U$	f_a	k_e	f_e	ε	η
	m/s	s/m	Hz	m^{-1}	Hz	$m^2 s^{-3}$	m
0	18,8194	0,3339	2600,0	2429,0	7274,7	813,27	4,67e-5
1	21,9381	0,2864	1600,0	2096,1	7318,6	386,76	5,63e-5

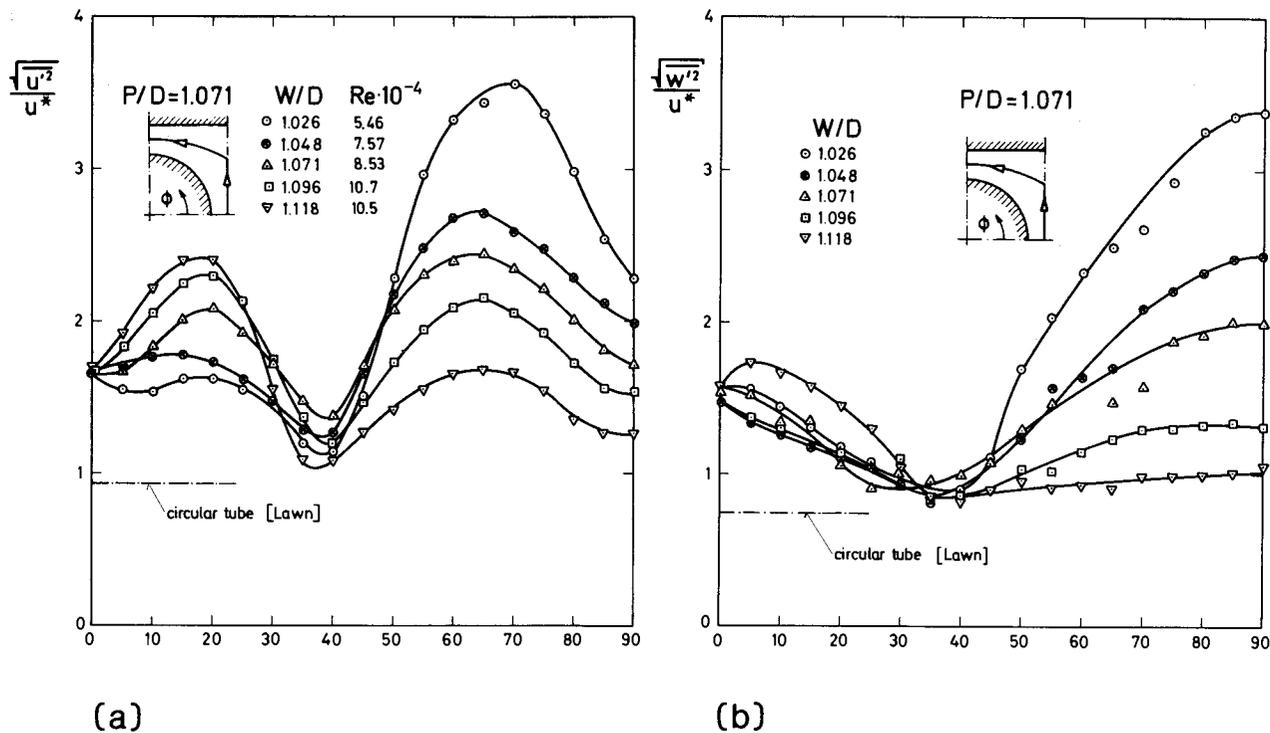
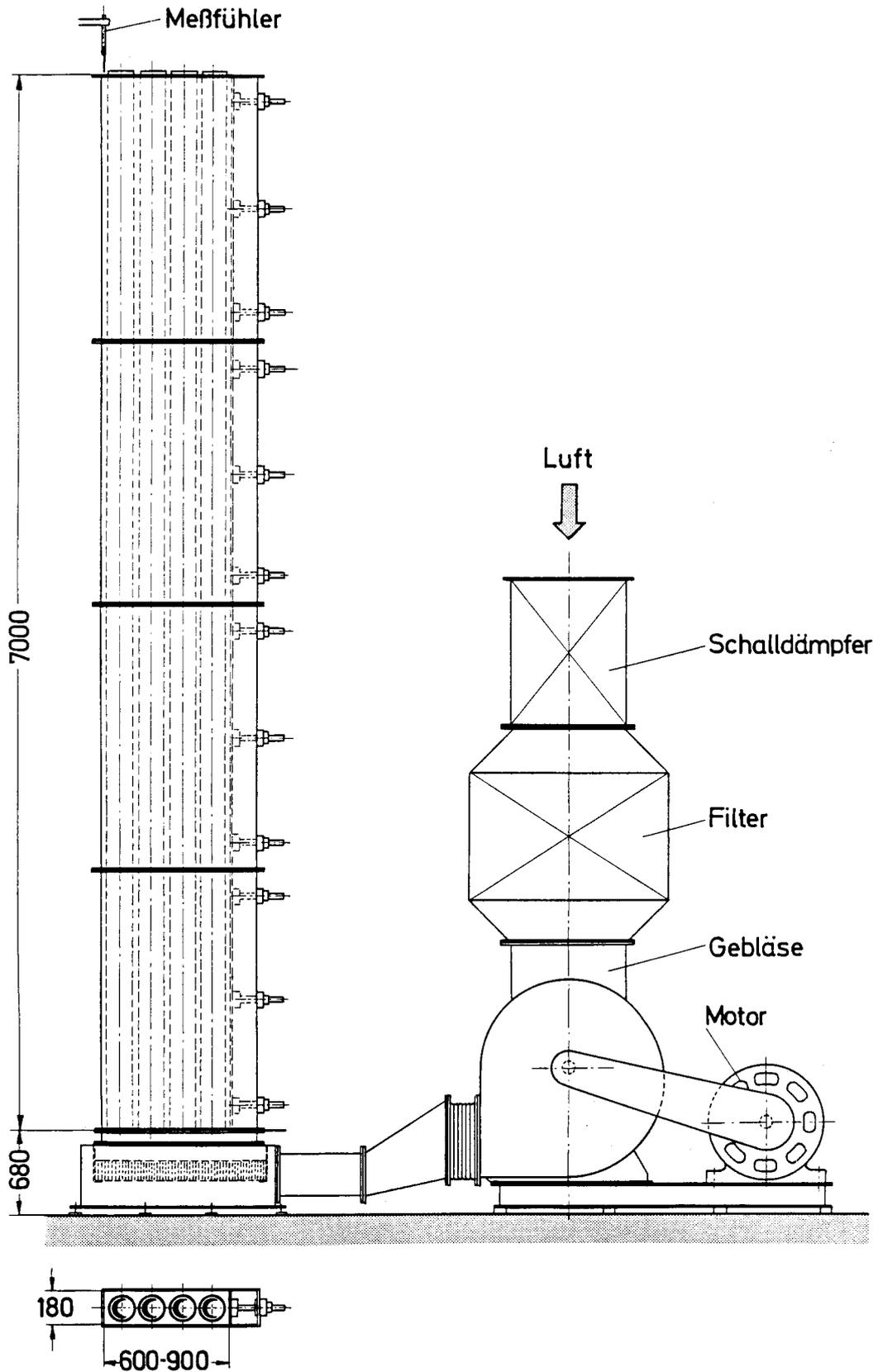


Abb. 1.1: Verteilung der axialen (a) und azimutalen (b) Turbulenzintensität auf der Linie der Maximalgeschwindigkeit für mehrere Geometrien von Stabbündeln [2].

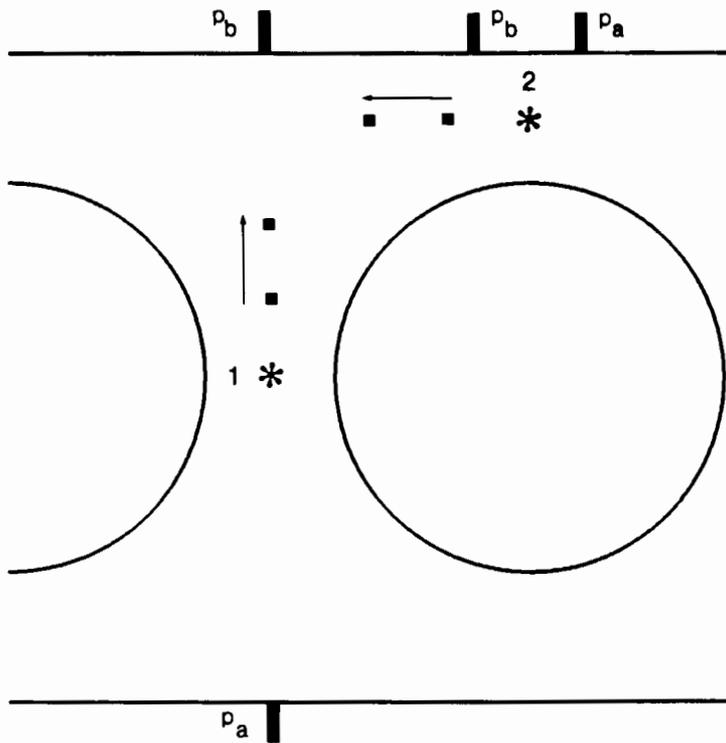
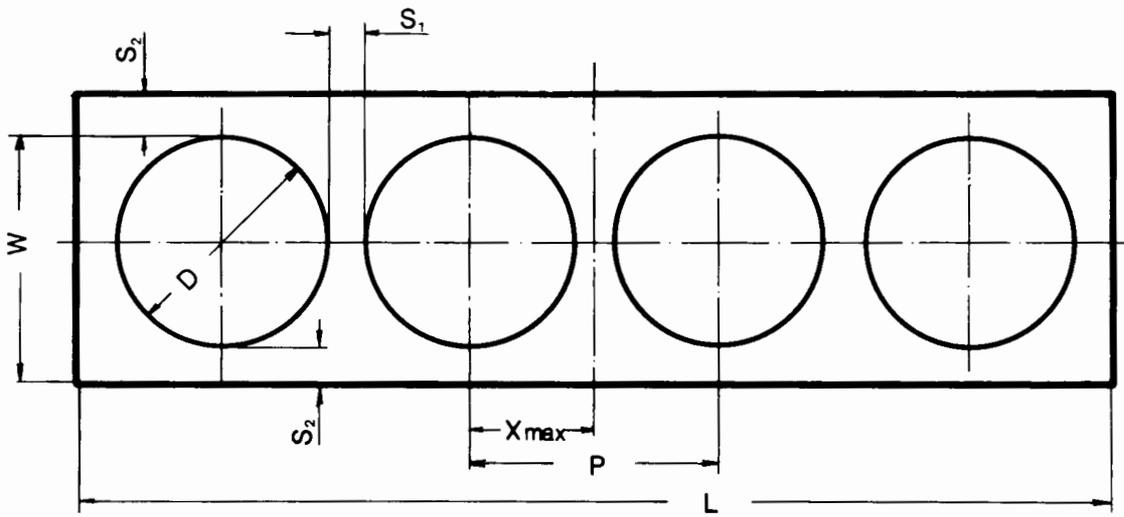


KfK

Abb. 2.1: Schema der Versuchsanlage.



Abb. 2.2: Meßebene.



* Fest eingebaute Sonde

■ Bewegliche Sonde

▬ Mikrophon



Abb. 2.3: Kanalquerschnitt mit Meßstelle (schematisch).

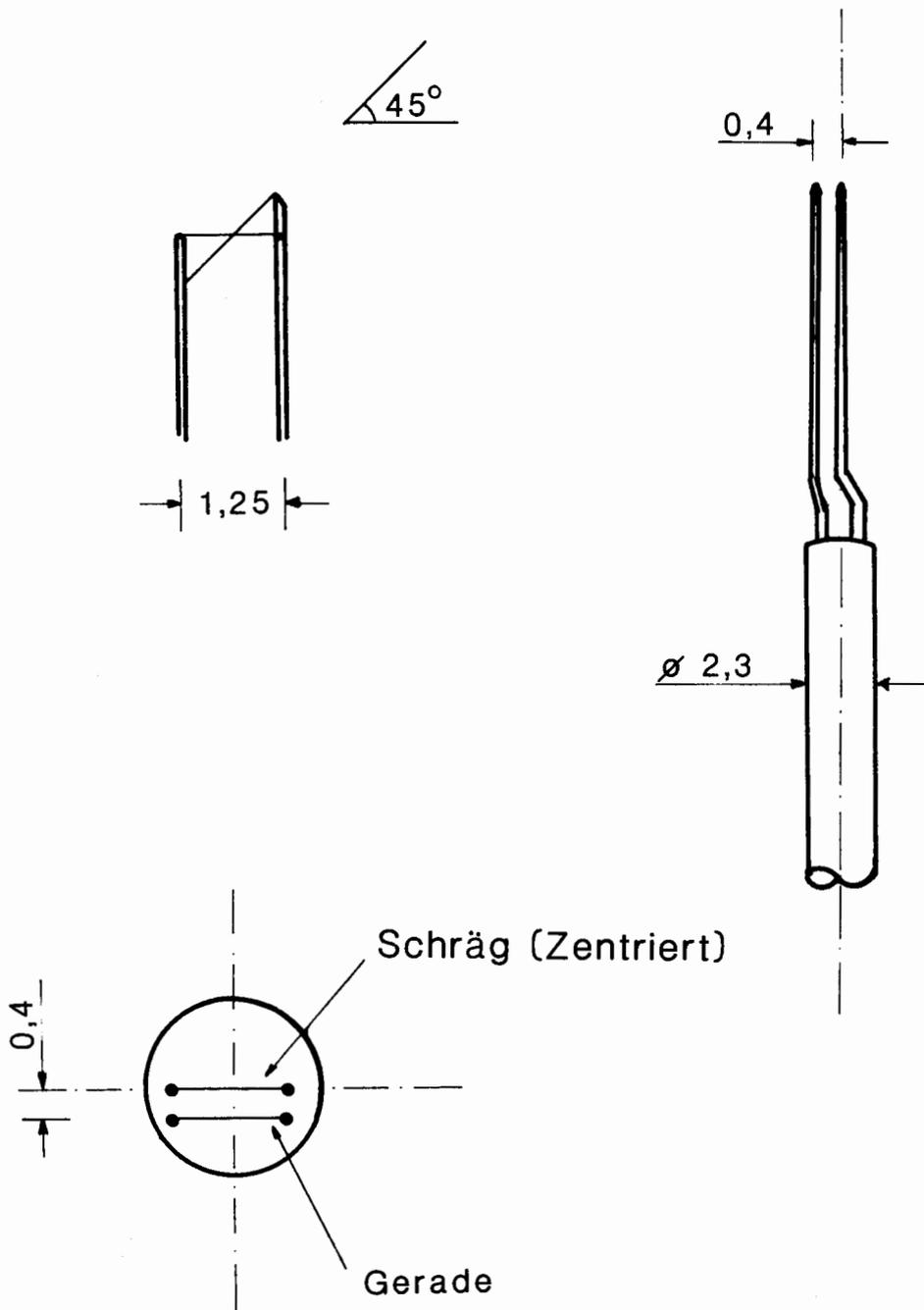


Abb. 2.4: Schema einer "Doppel-Draht-Sonde".

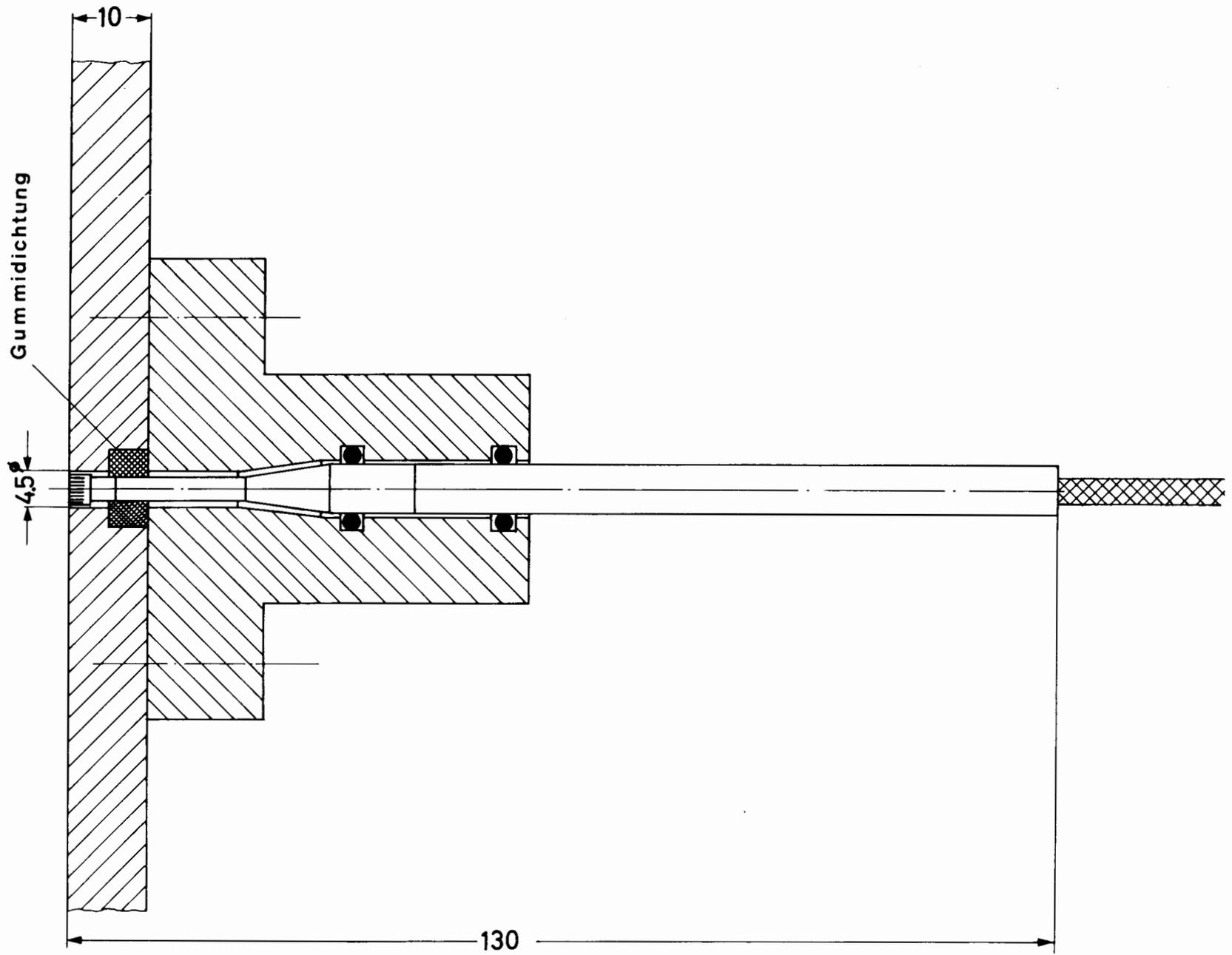


Abb. 2.5: Einbau des Mikrophons in die Kanalwand.



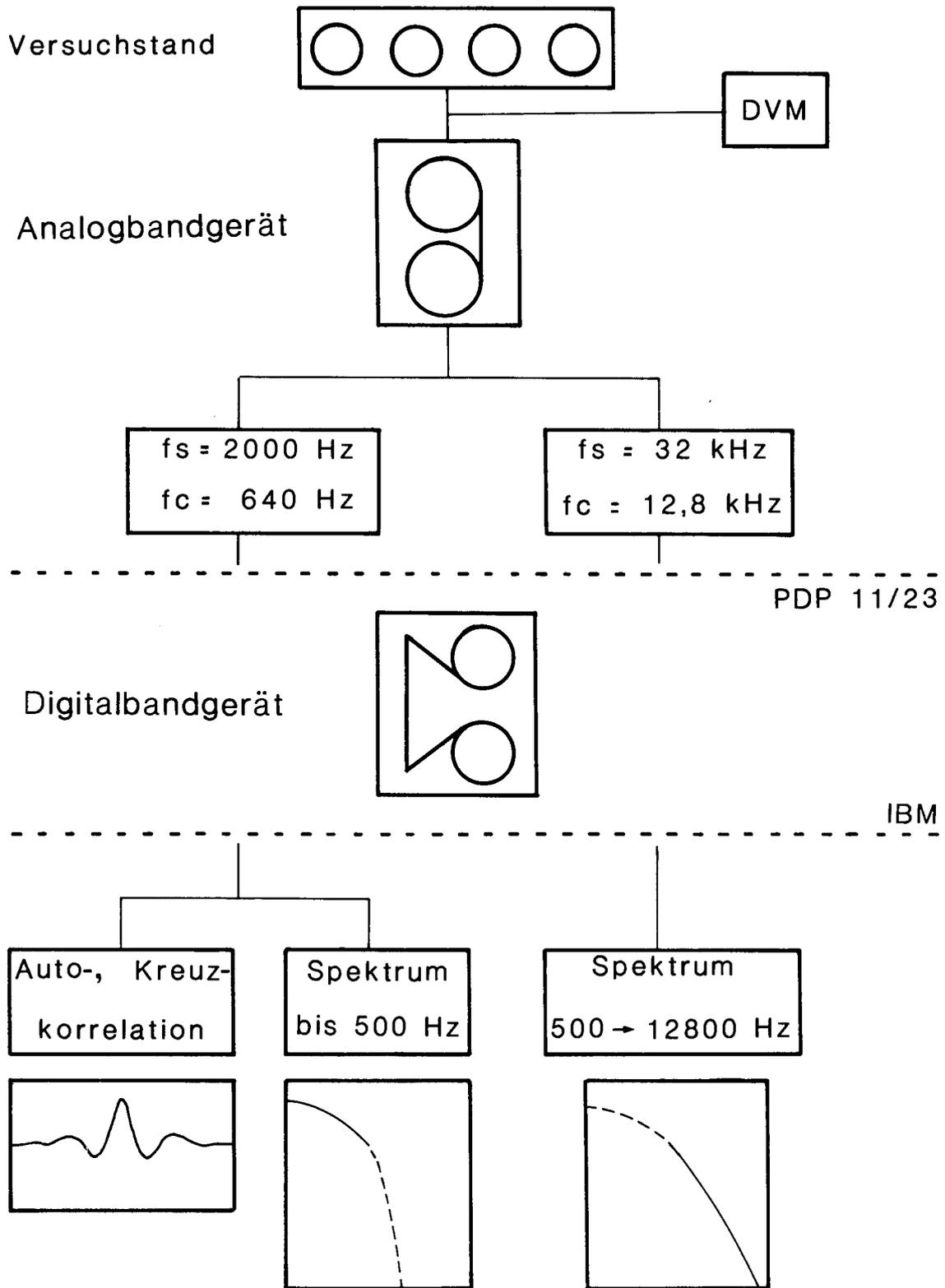
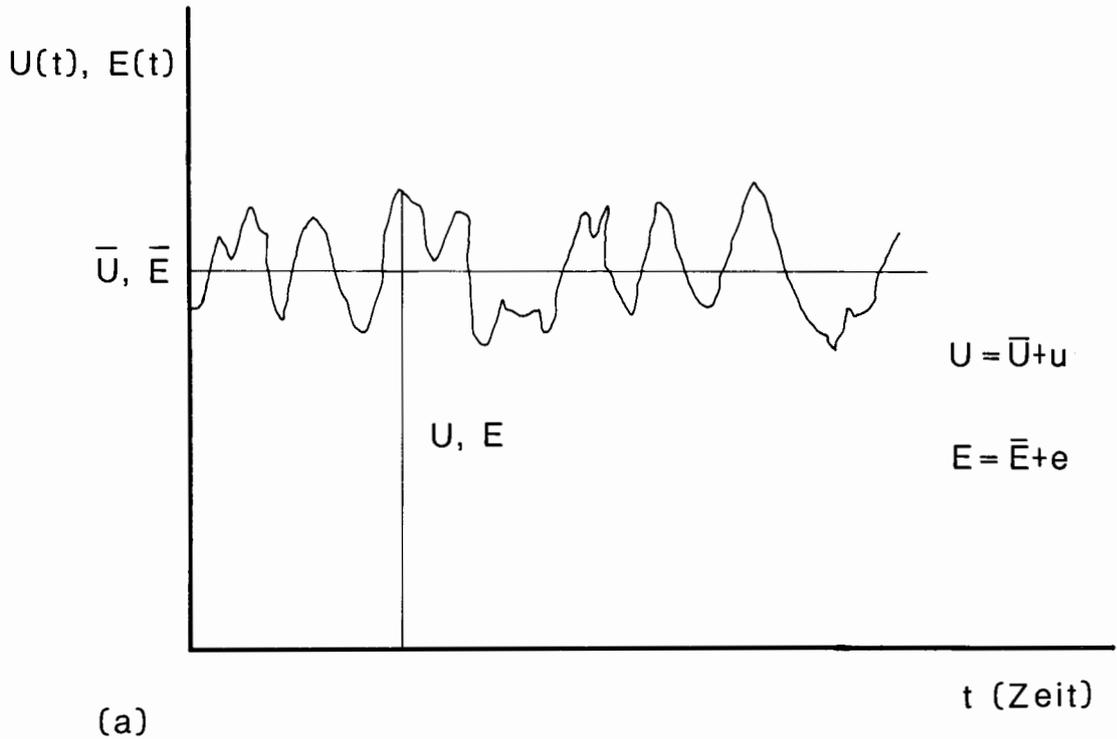
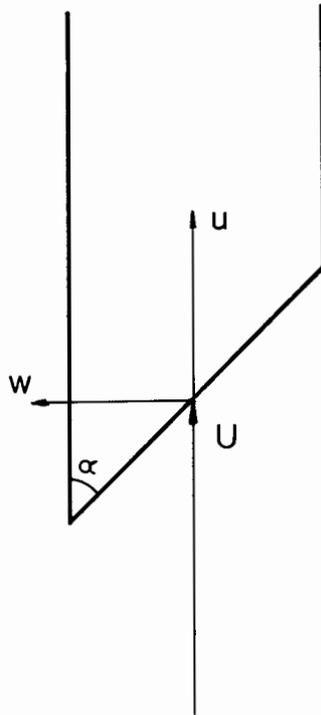


Abb. 2.6: Schema der Meßwerterfassung.



(a)



(b)



Abb. 2.7: Erläuterungsskizze für die Auswertemethode.

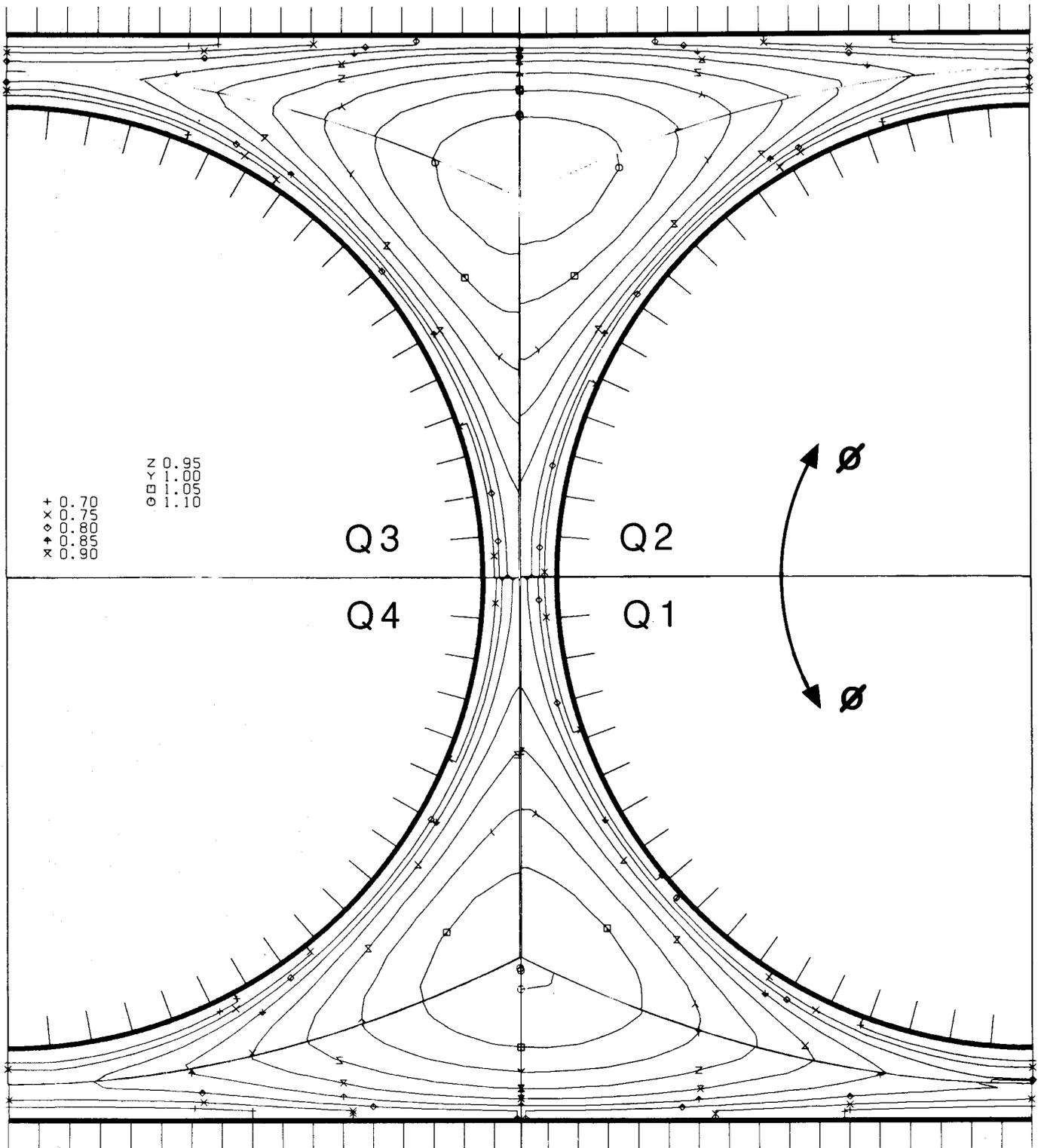


Abb. 3.1: Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (Höhenlinien) im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$.

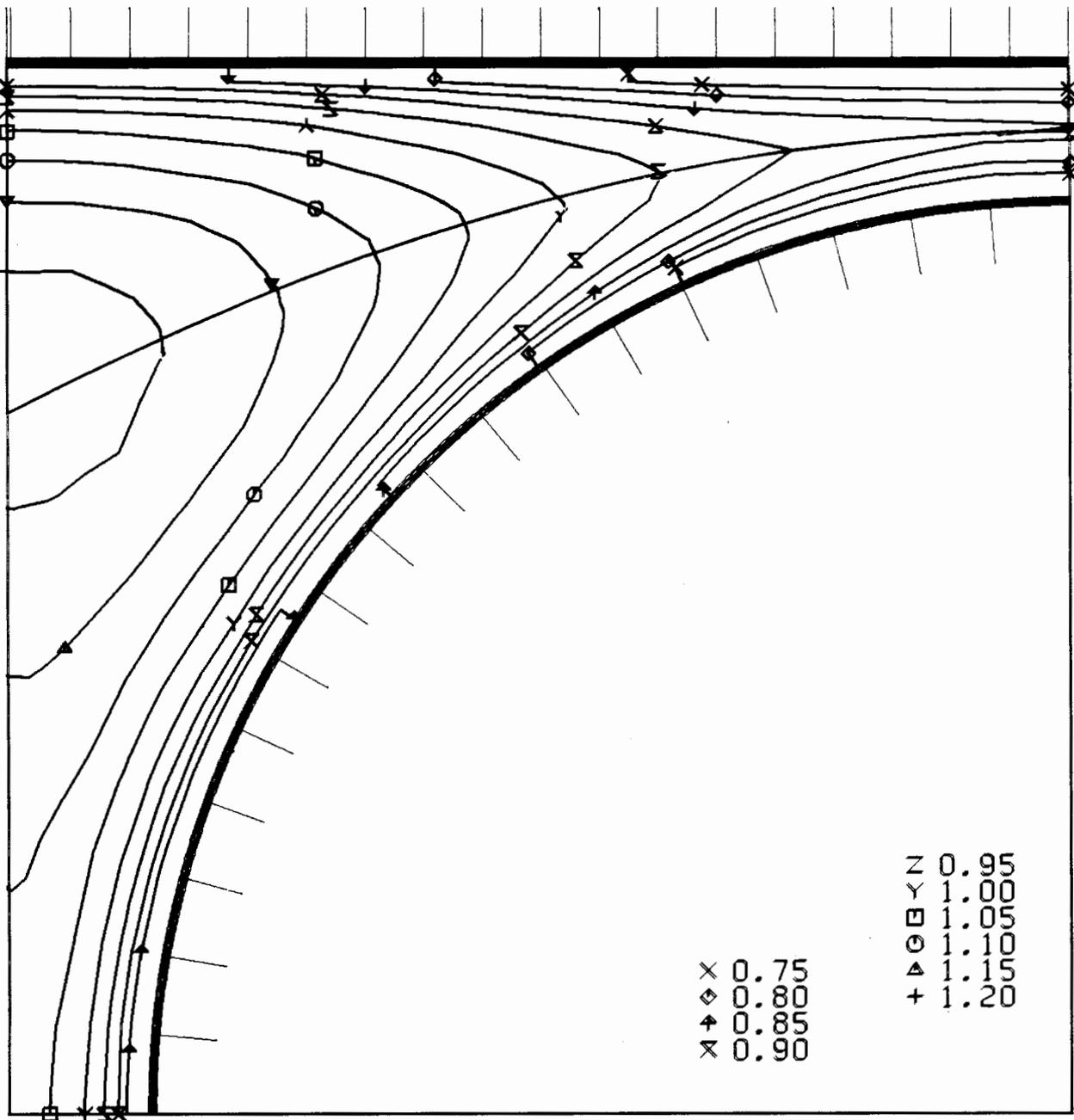


Abb. 3.2: Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (Höhenlinien) im Stabbündel mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$.

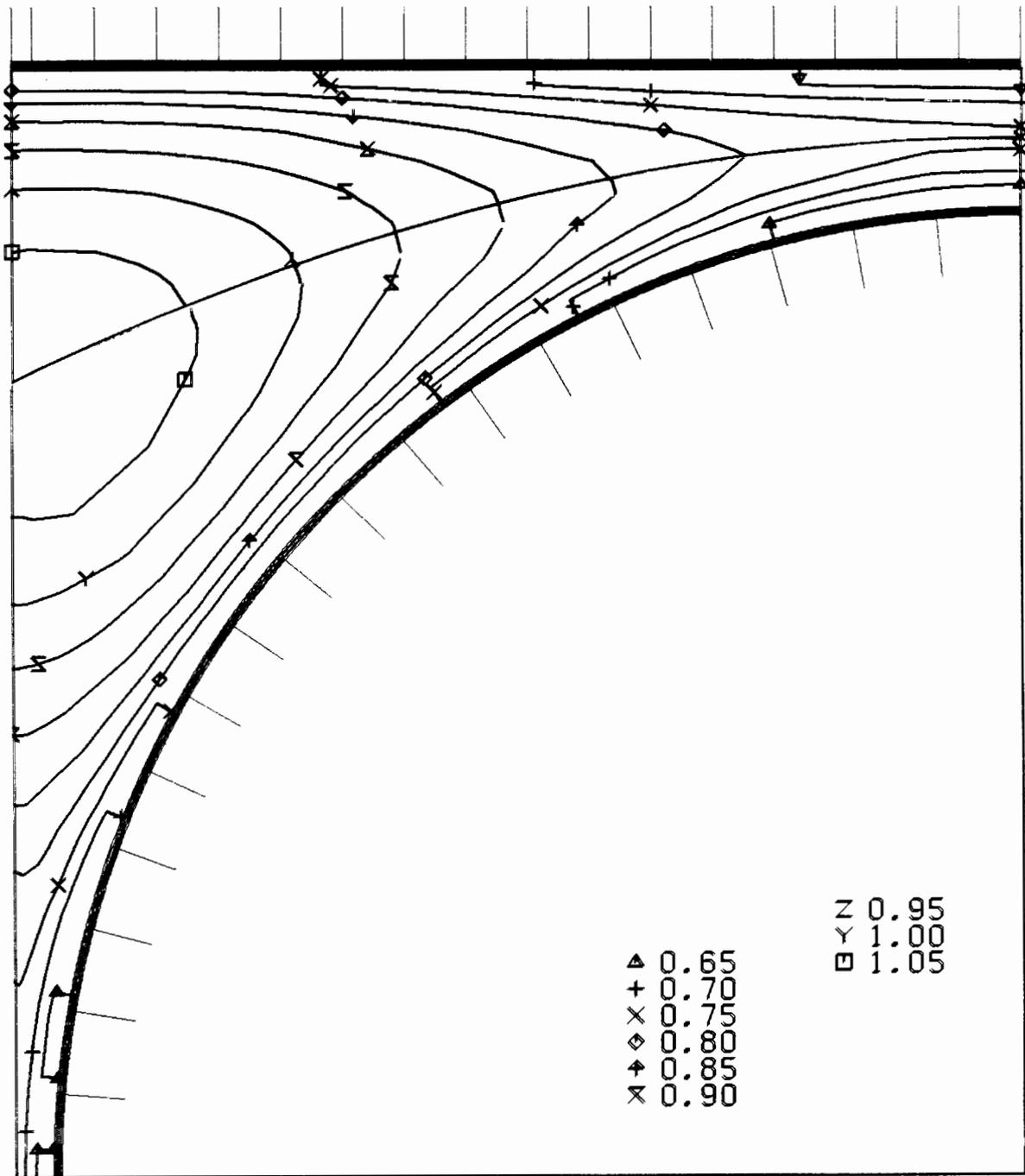


Abb. 3.3: Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (Höhelinien) im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

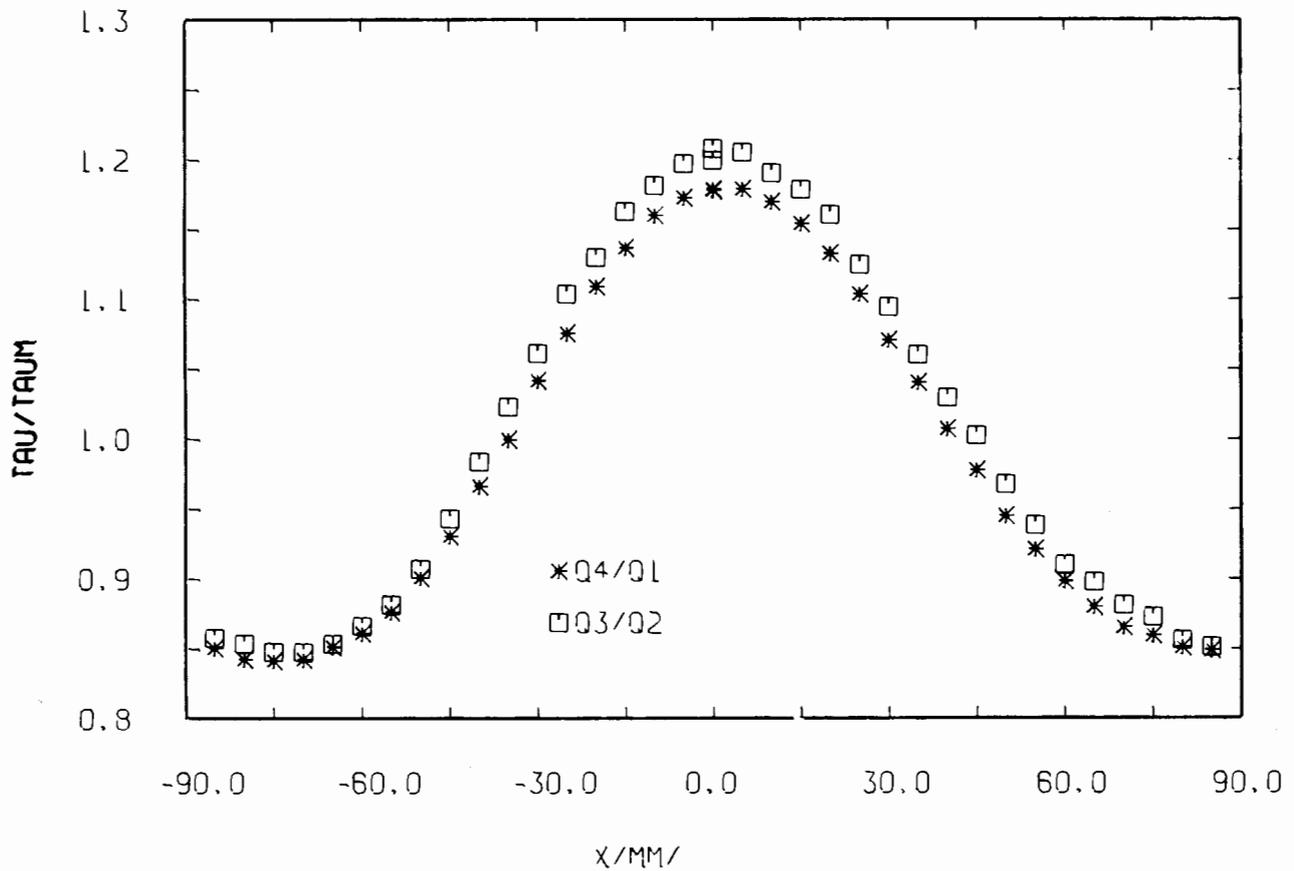
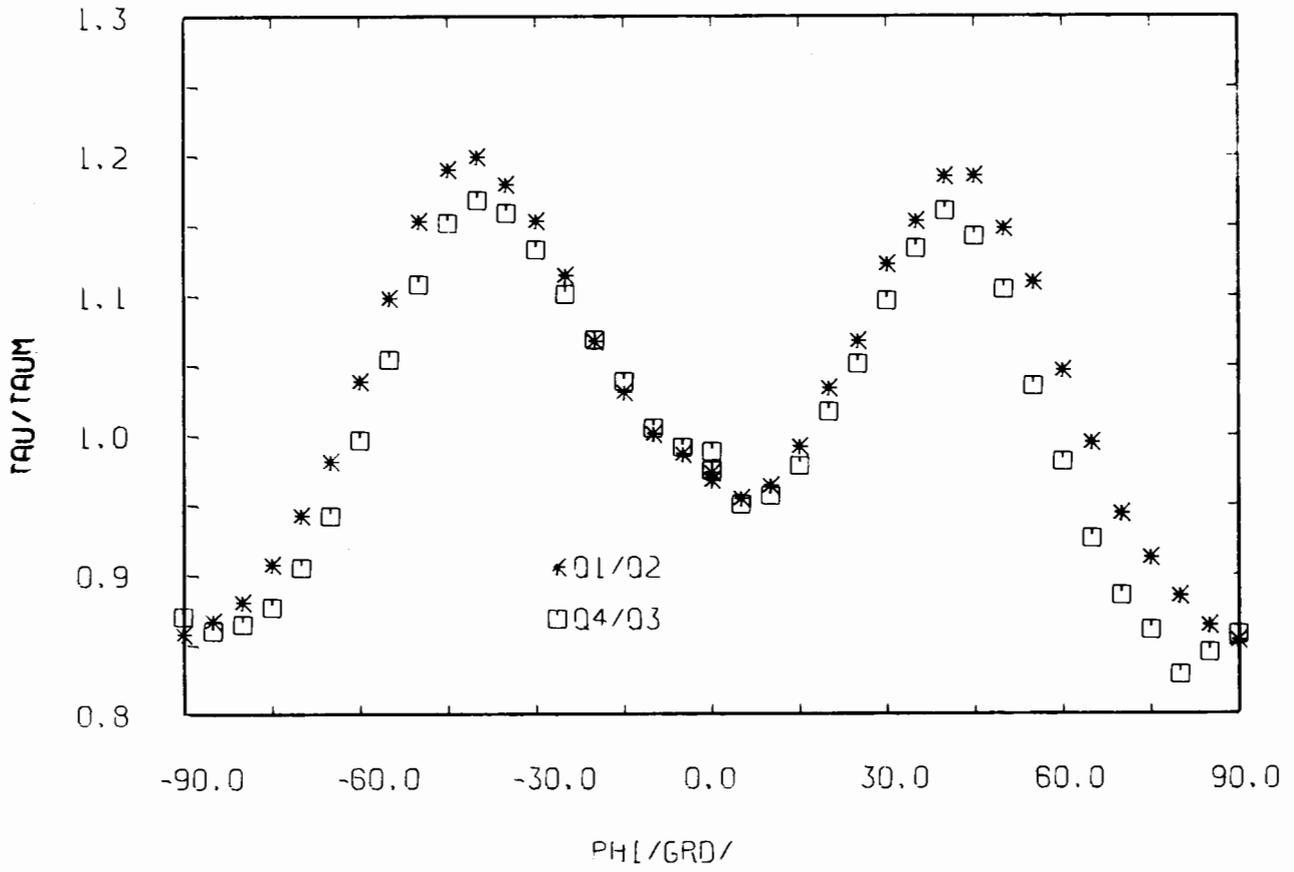


Abb. 3.4: Wandschubspannungsverteilung im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$.

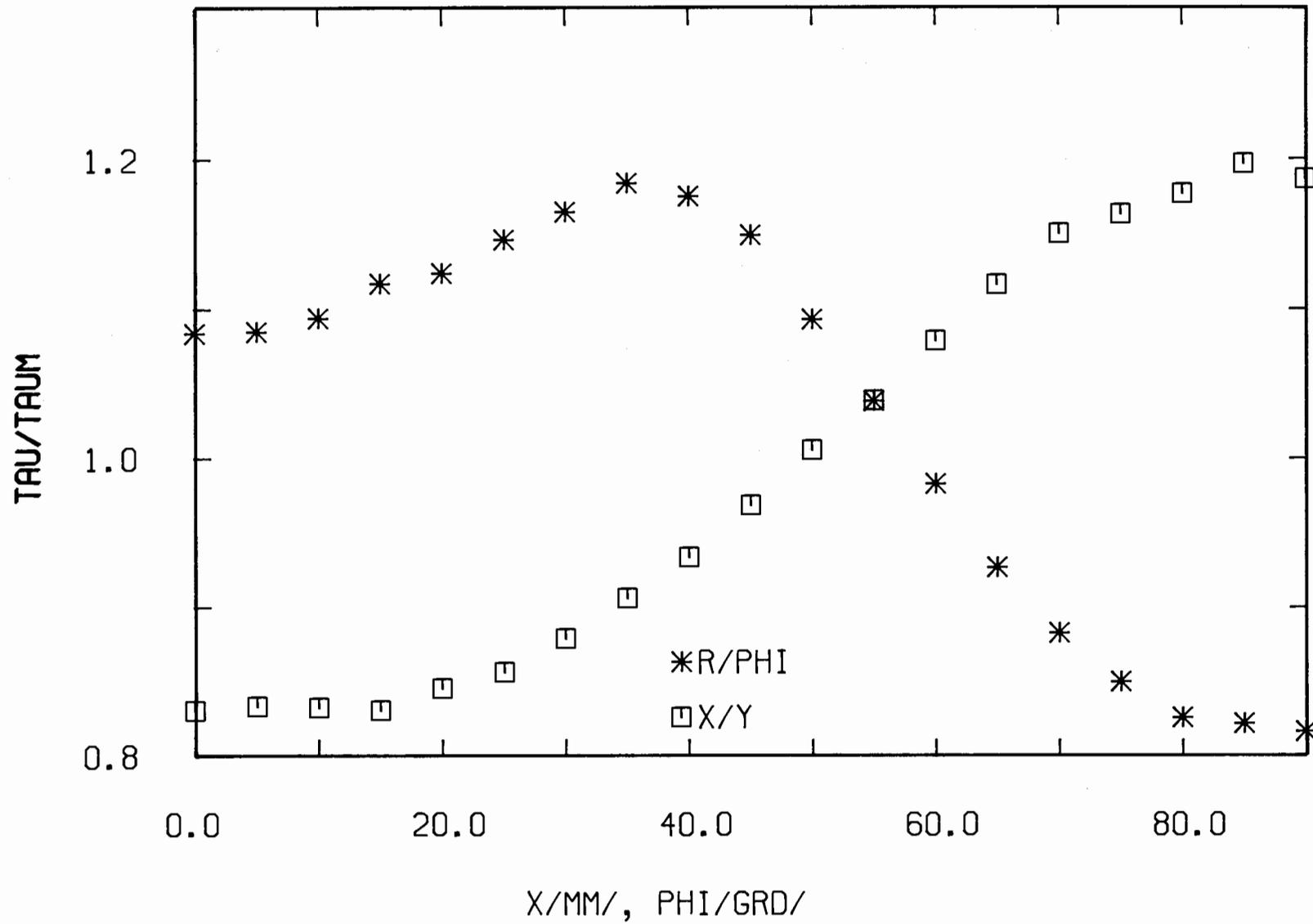


Abb. 3.5: Wandschubspannungsverteilung im Stabbündel mit P/D=1,148, W/D=1,072.

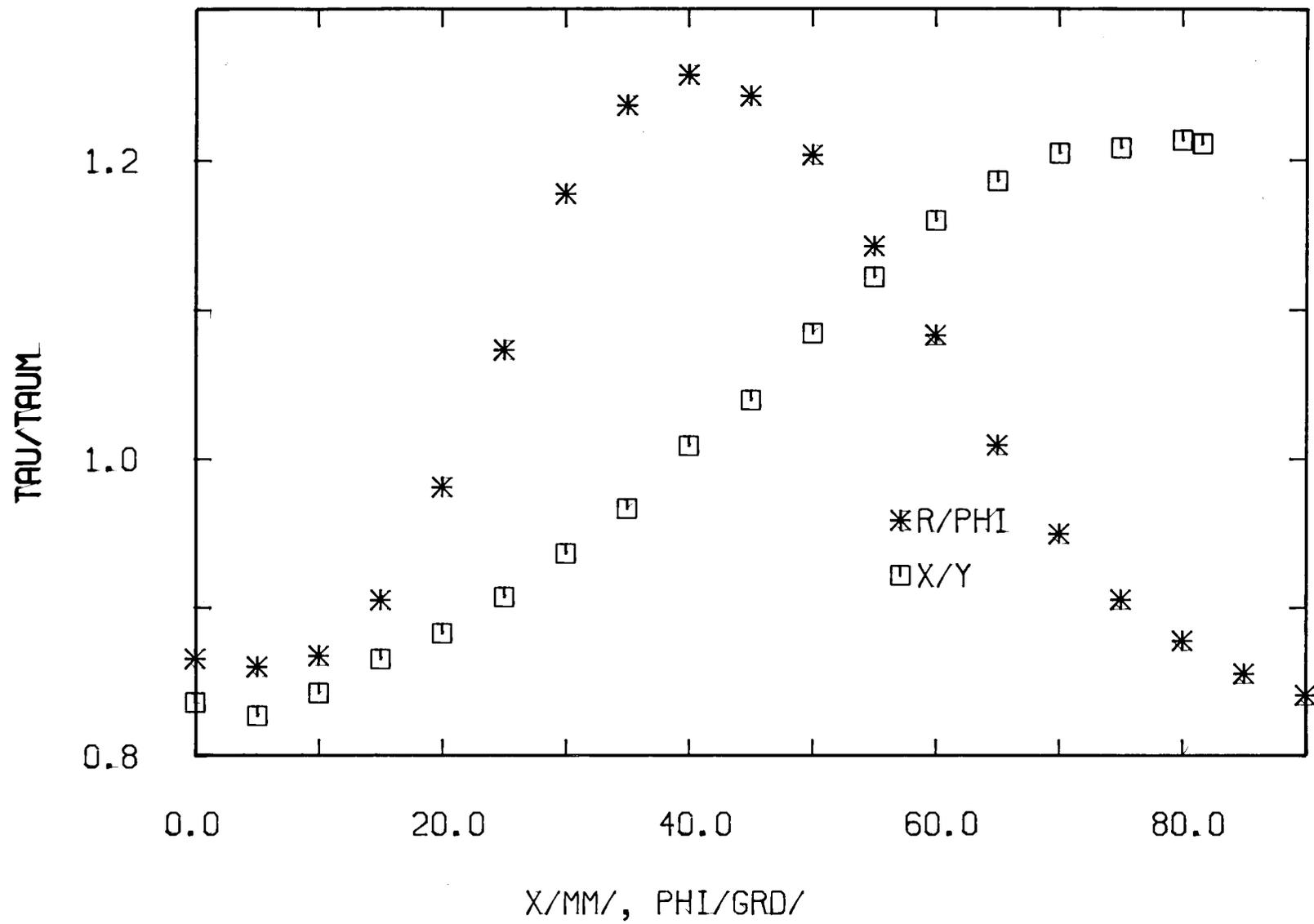


Abb. 3.6: Wandschubspannungsverteilung im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

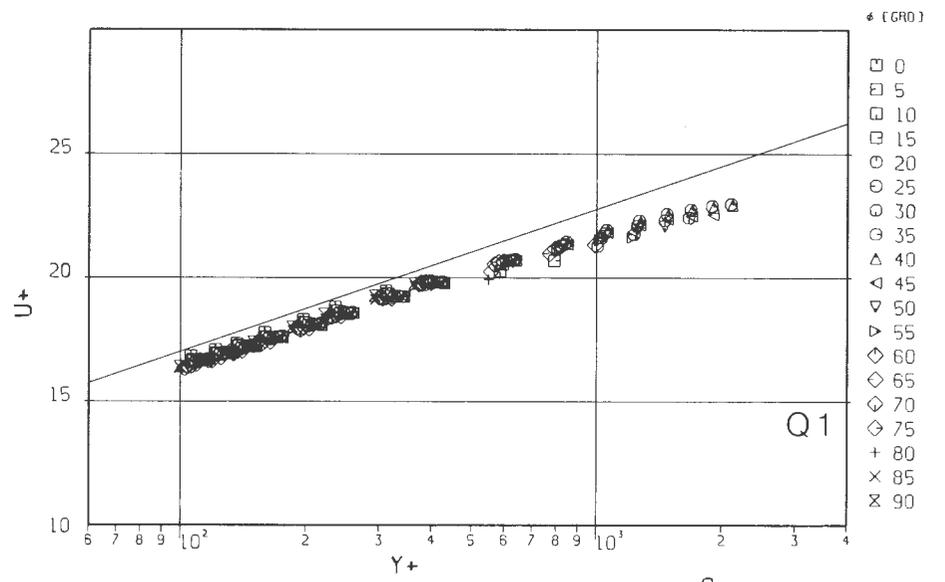
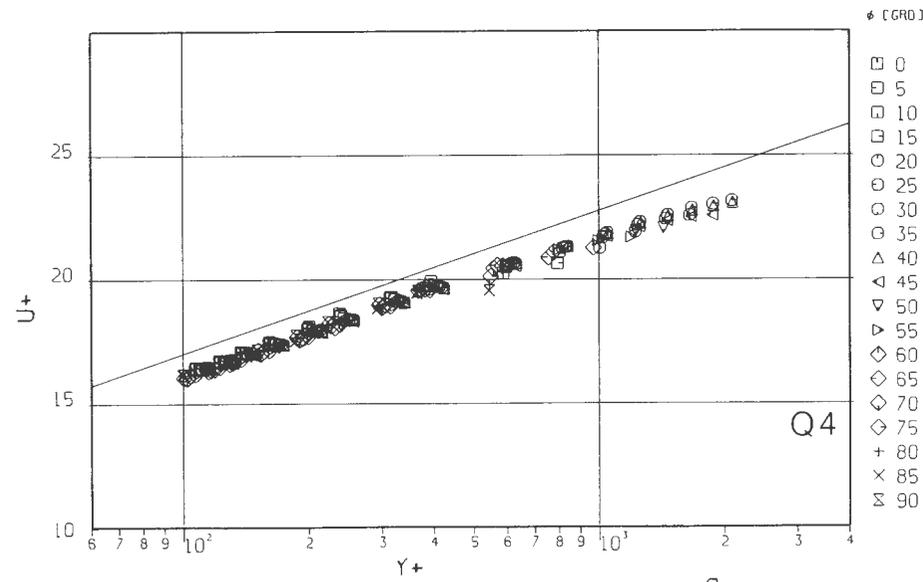
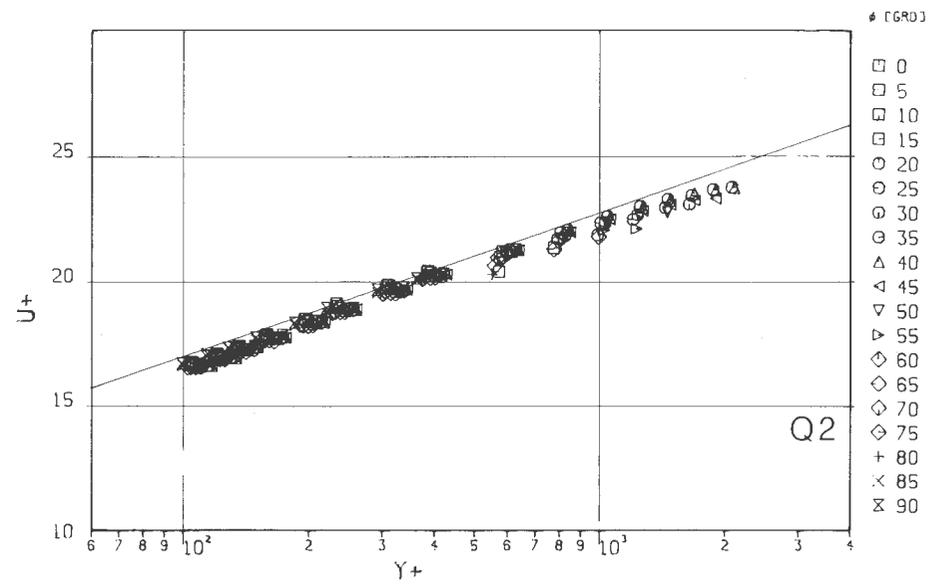
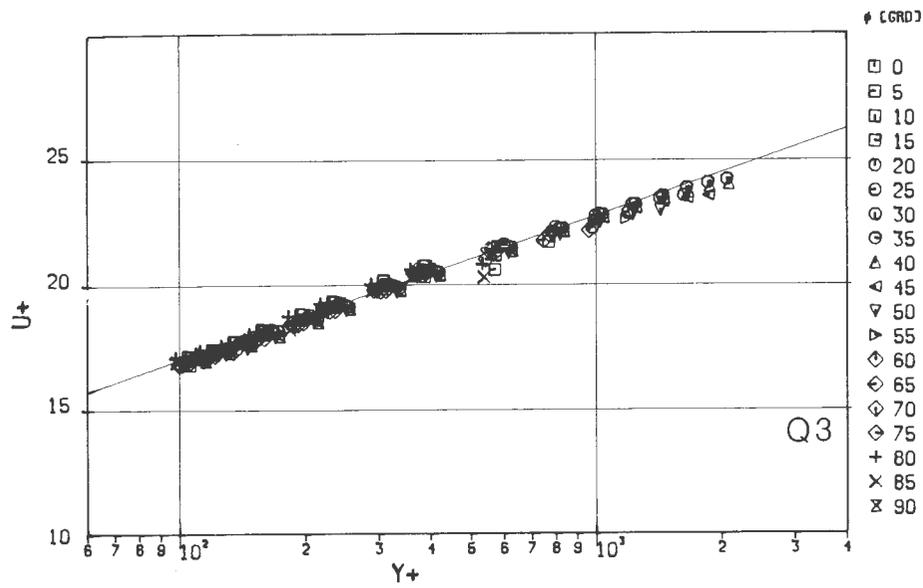


Abb. 3.7: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$ (r/ϕ).

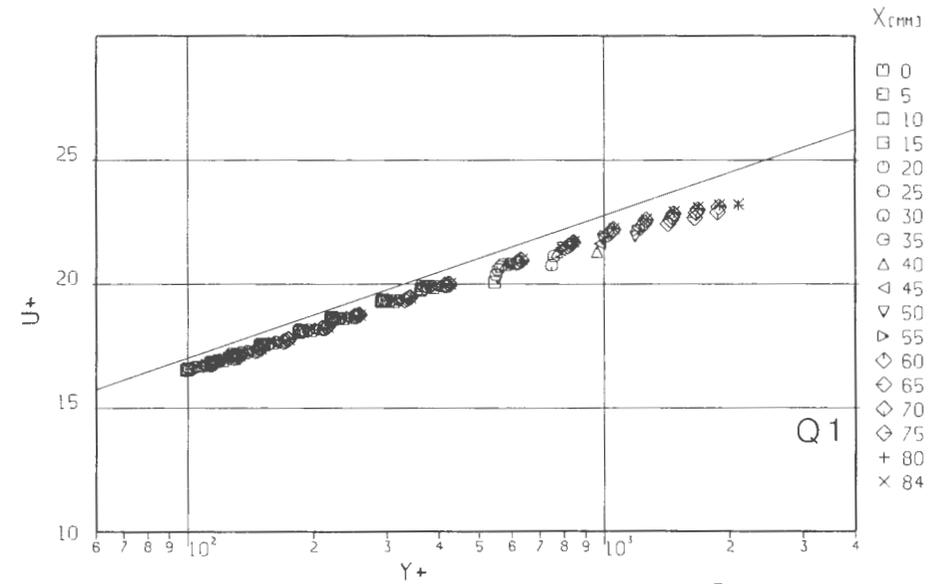
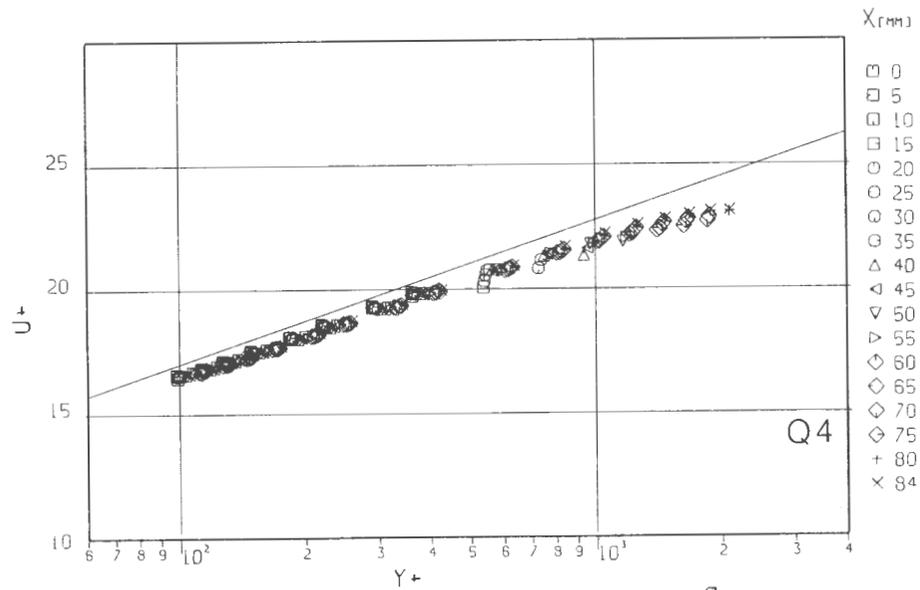
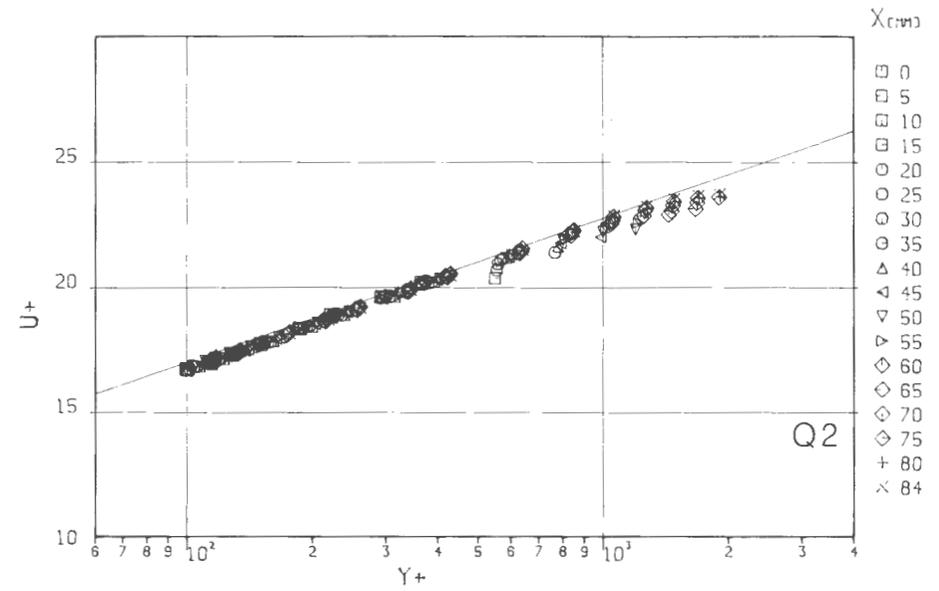
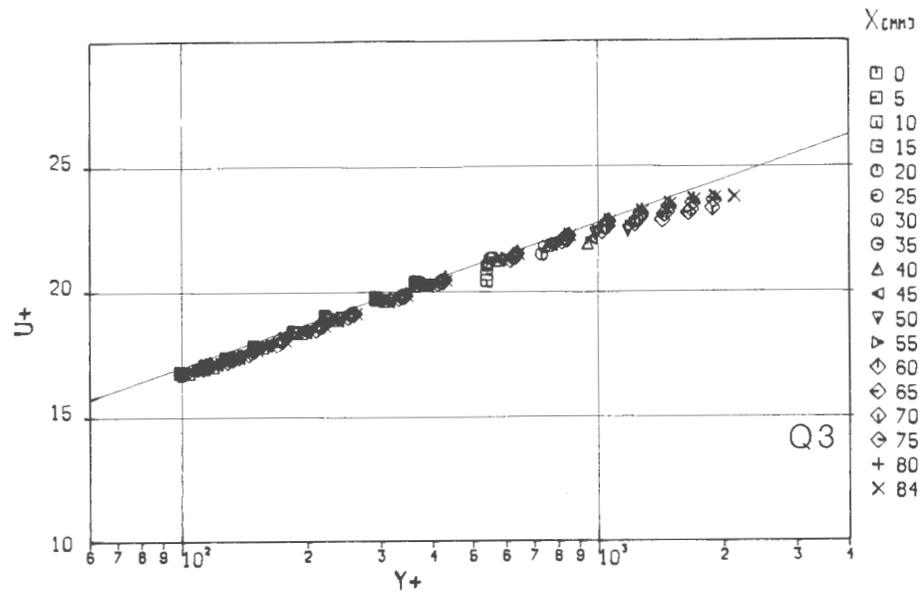


Abb. 3.8: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$ (x/y).

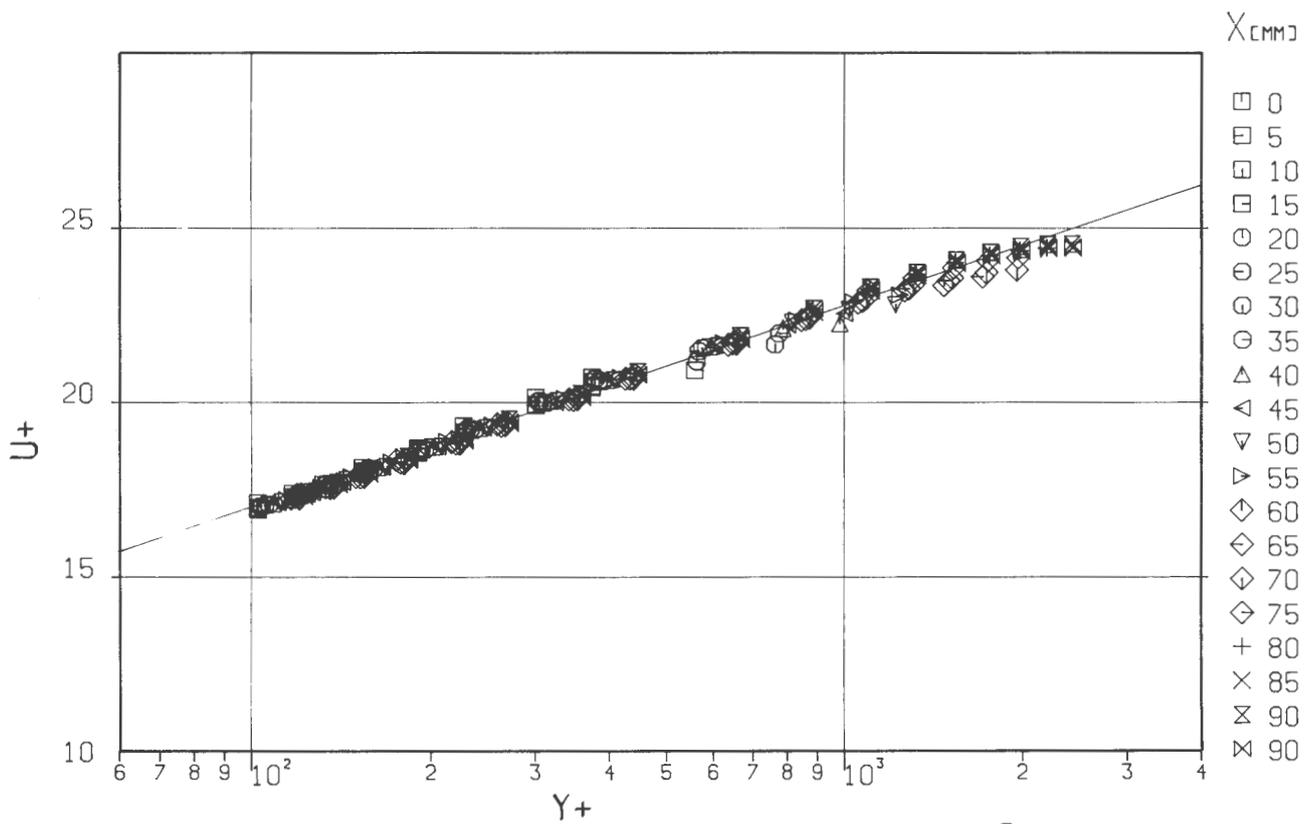
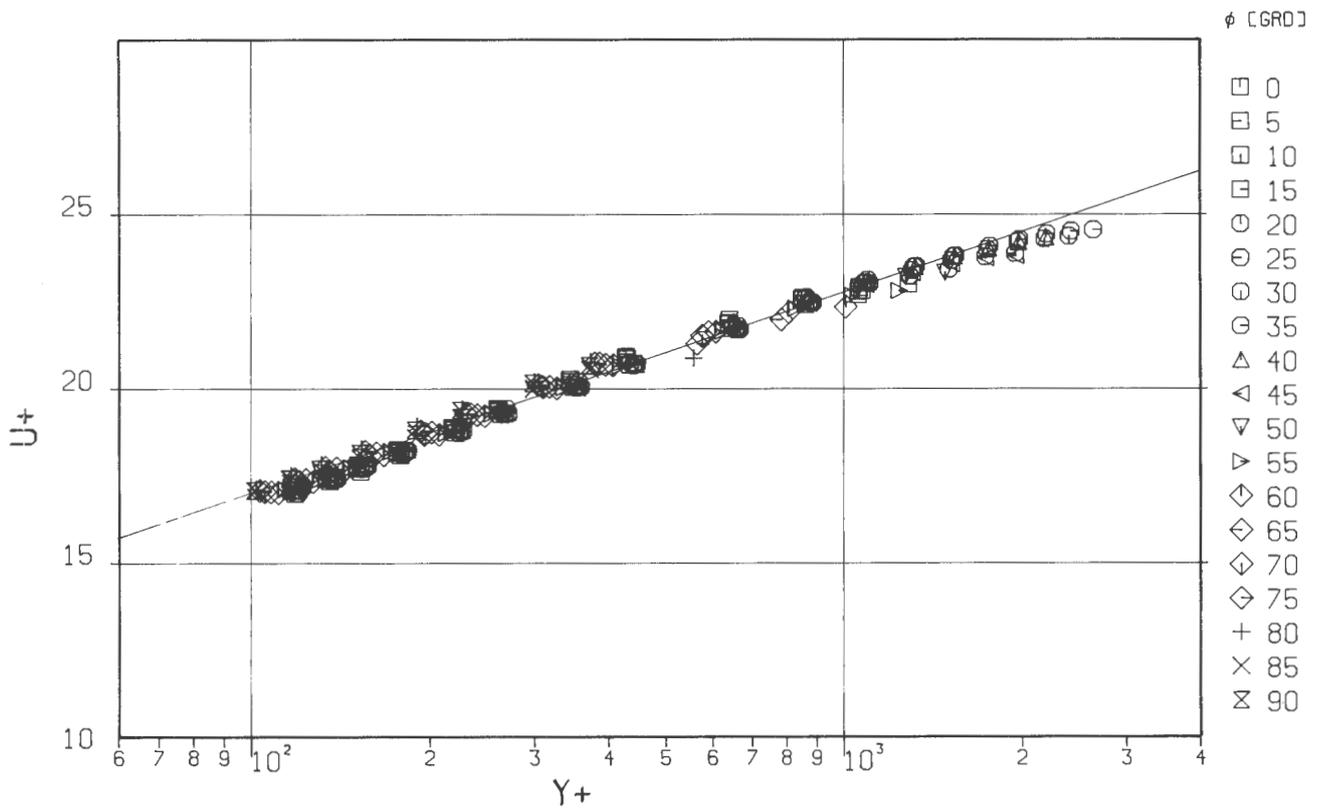


Abb. 3.9: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile im Stabbündel mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$.

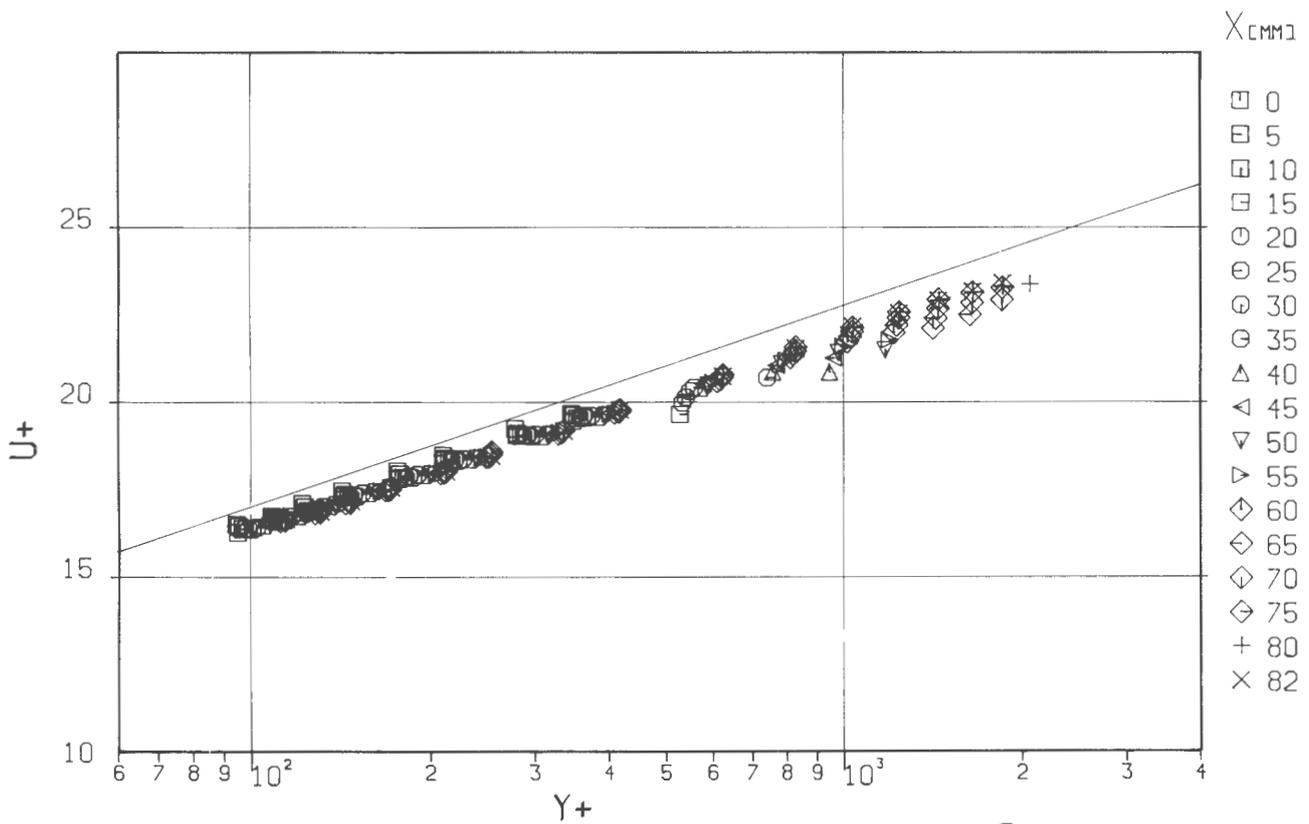
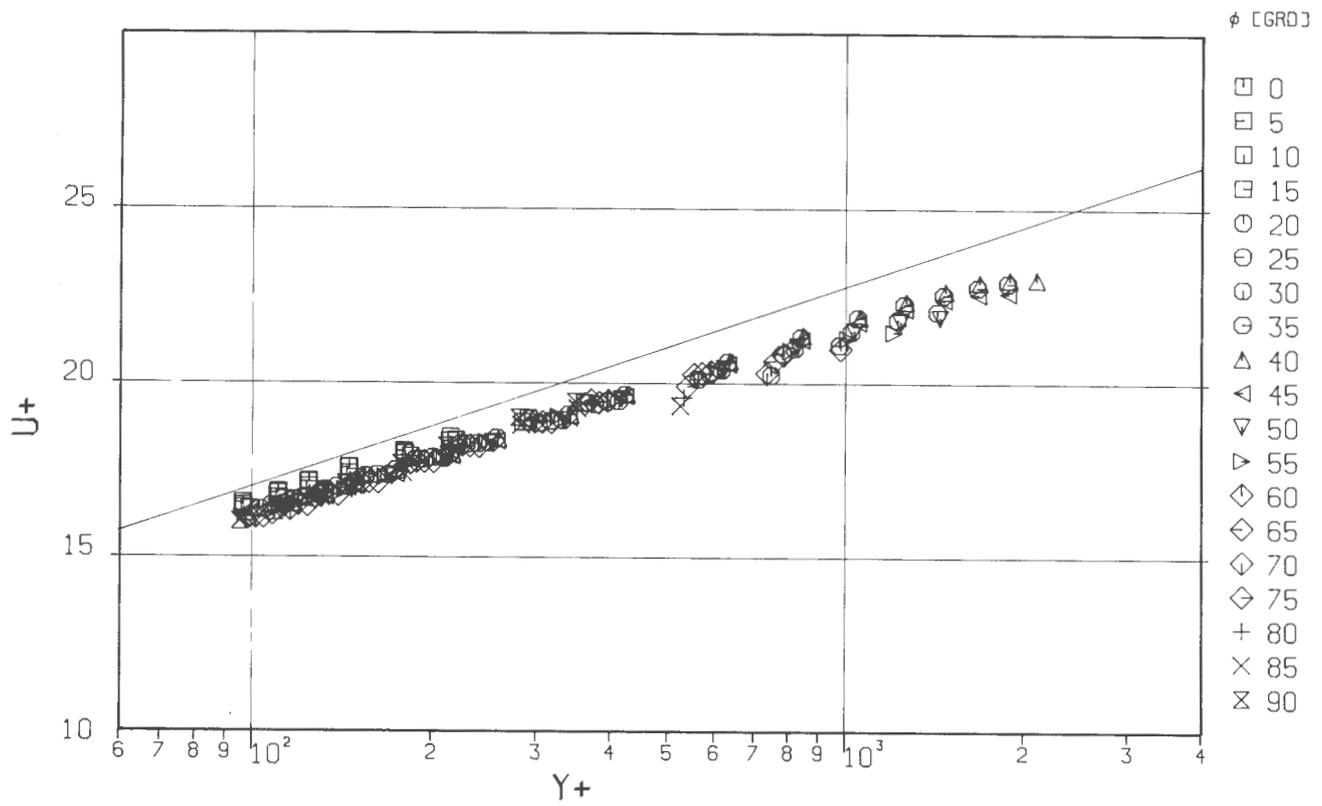


Abb. 3.10: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile im Stabbüdel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

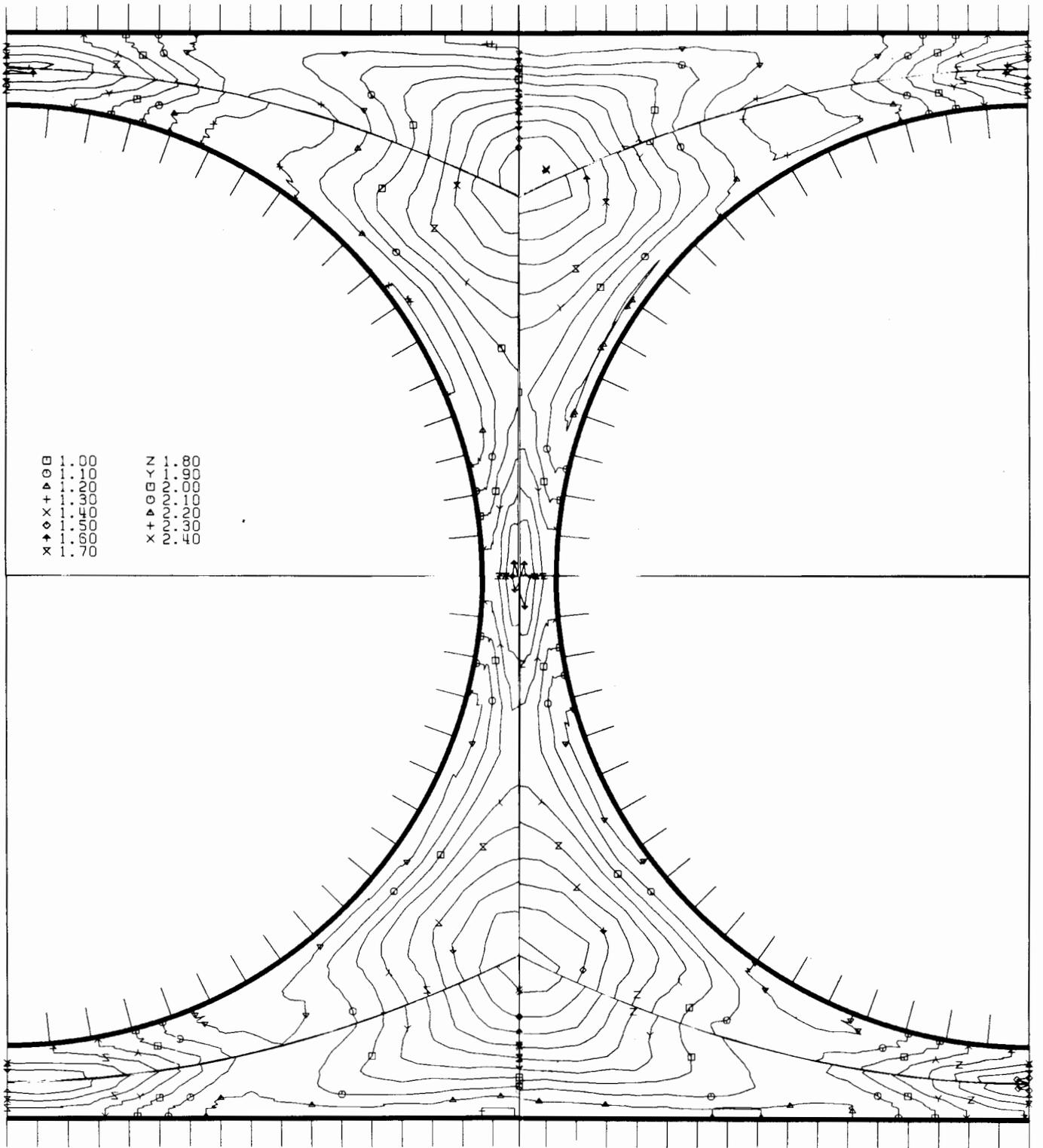


Abb. 3.11: Axiale Turbulenzintensität - Höhenlinien ($P/D=W/D=1,072$).

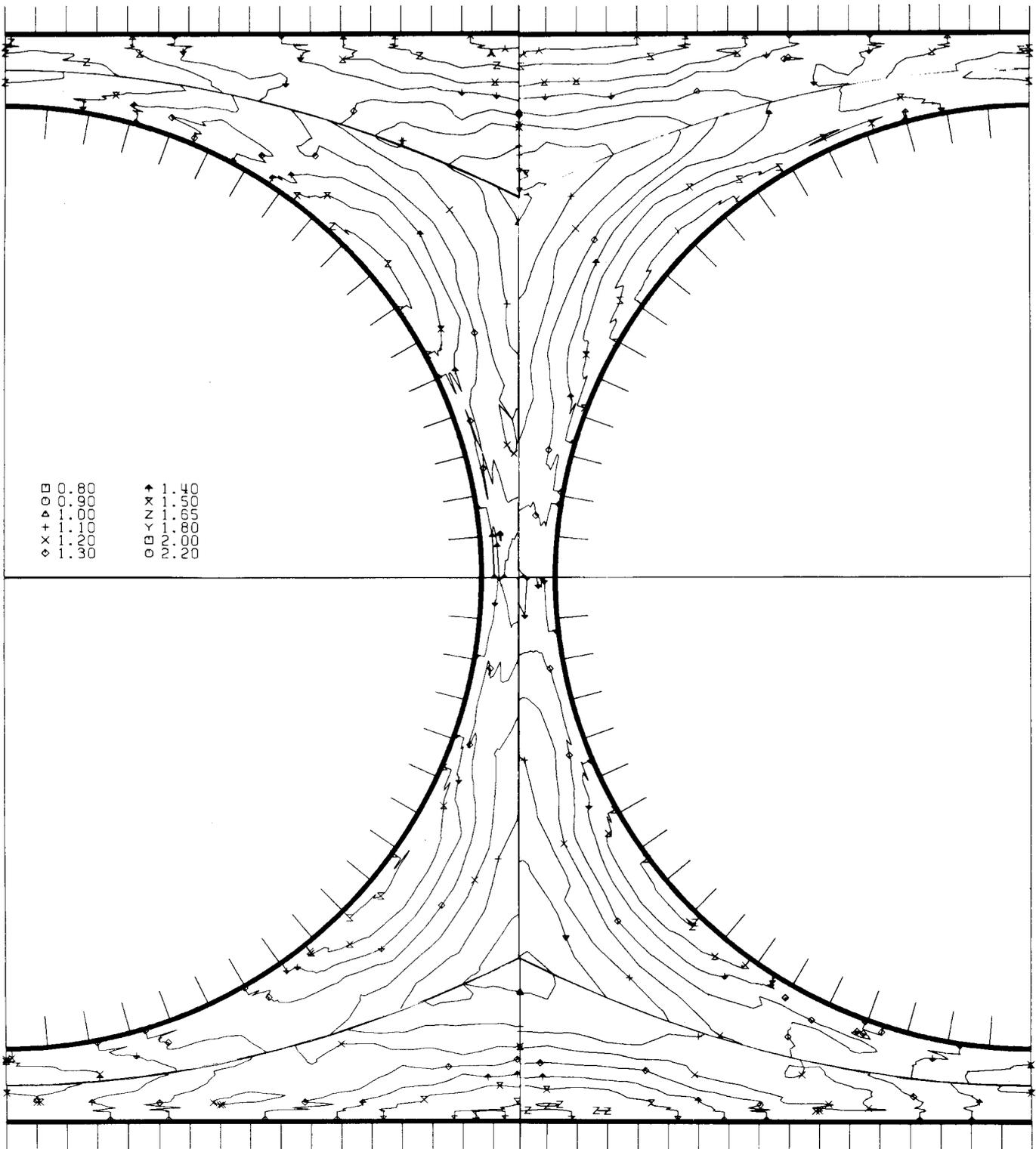


Abb. 3.12: Azimutale Turbulenzintensität - Höhenlinien ($P/D=W/D=1,072$).

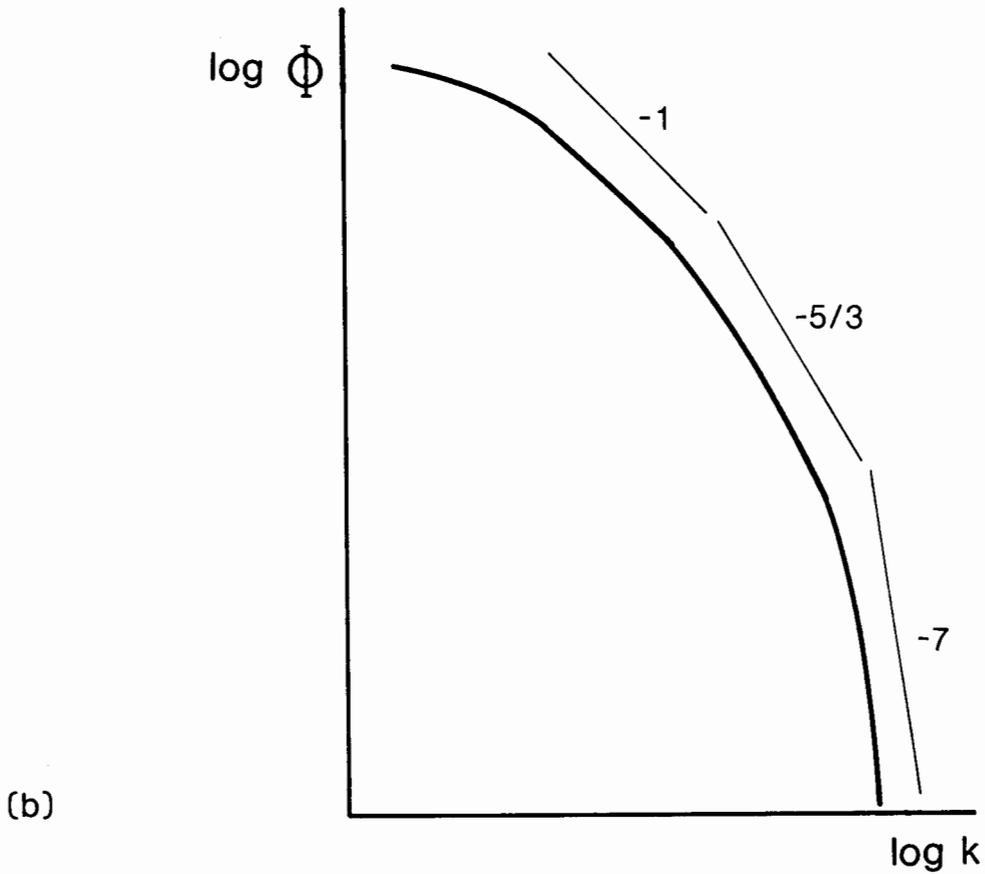
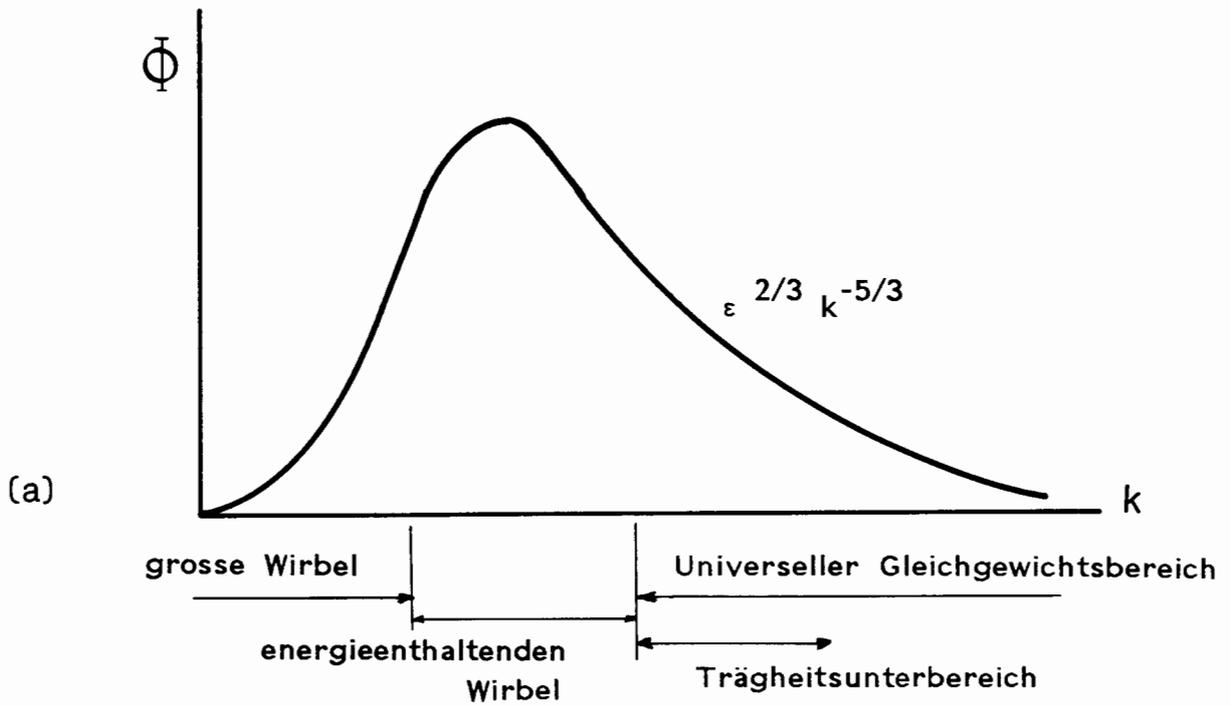


Abb. 4.1: Turbulenzspektren (schematisch) - (a) isotrope Turbulenz, (b) Wandturbulenz.

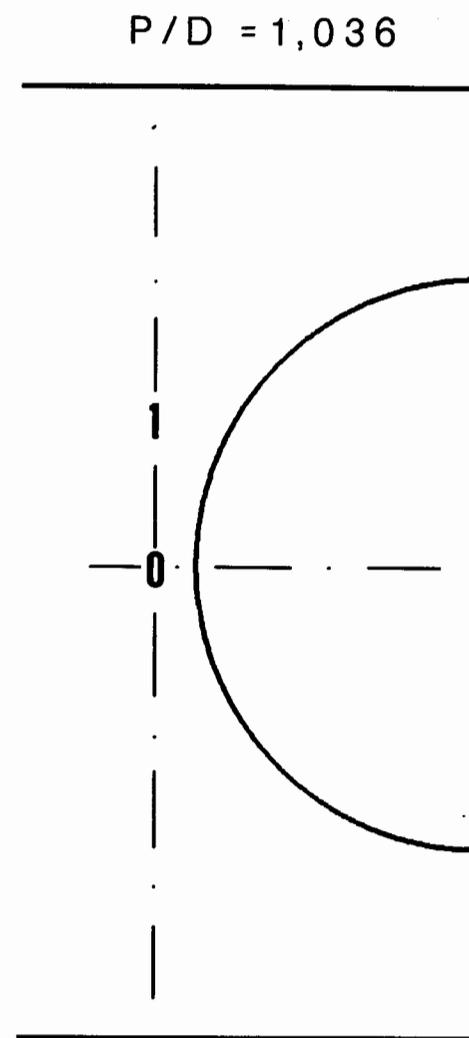
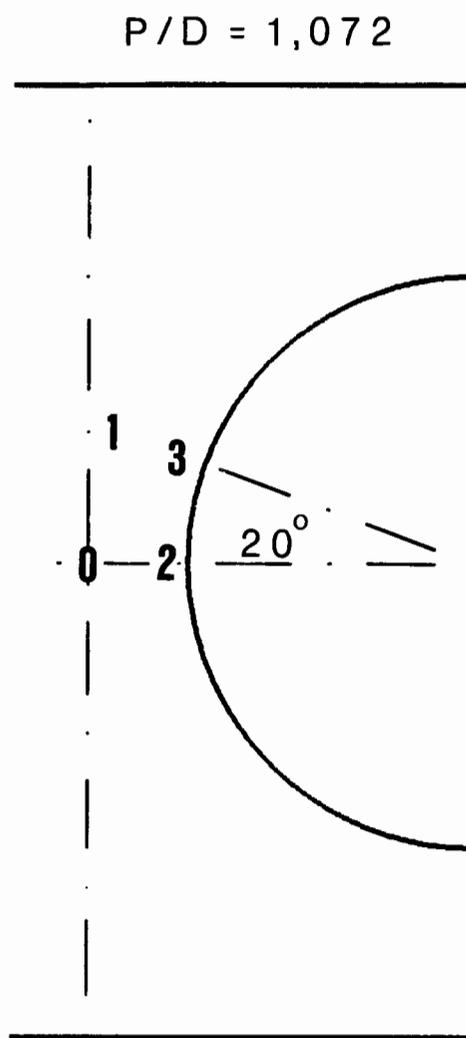
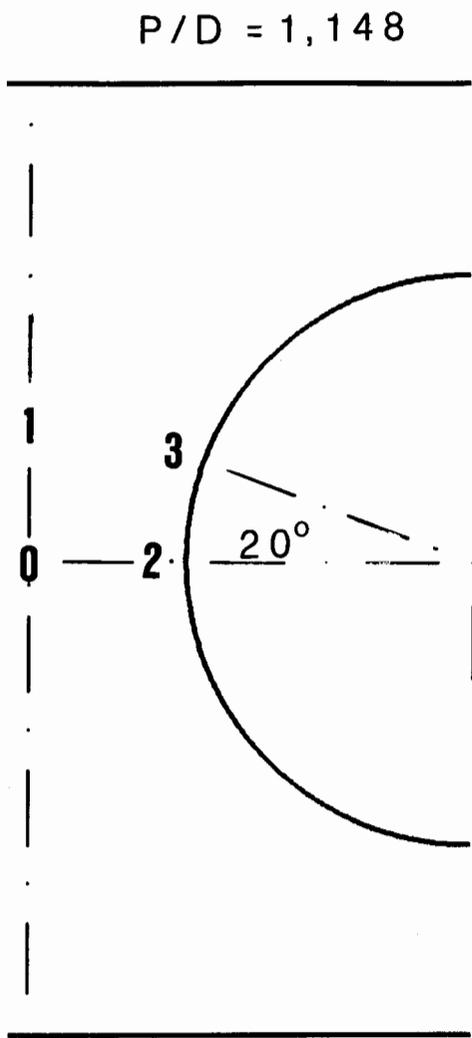


Abb. 4.2: Meßstellen für Spektren (schematisch).

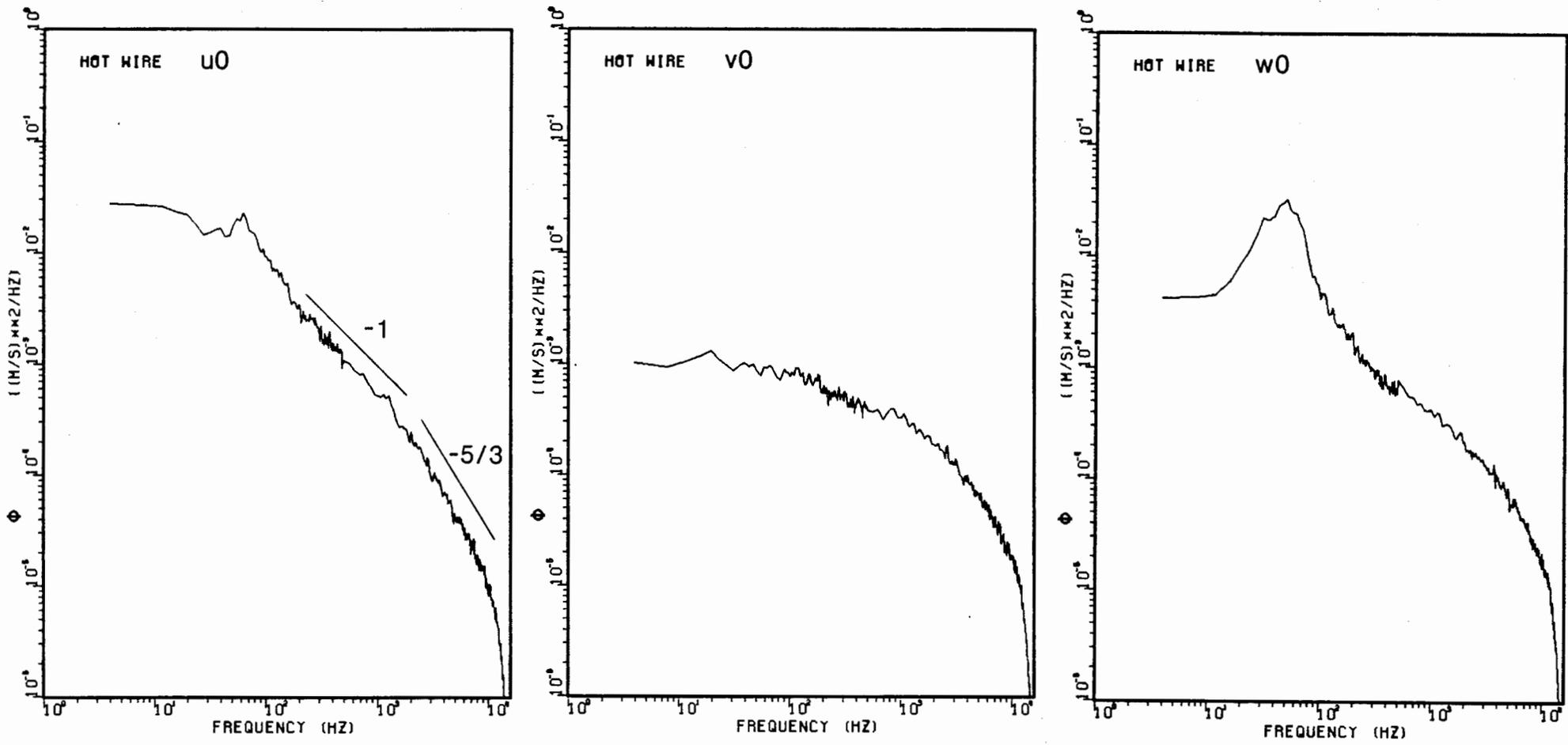


Abb. 4.3: Spektren der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 0 des Stabbündels mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$.

SCOLA DI INGENNERIA
 ELETTRICA



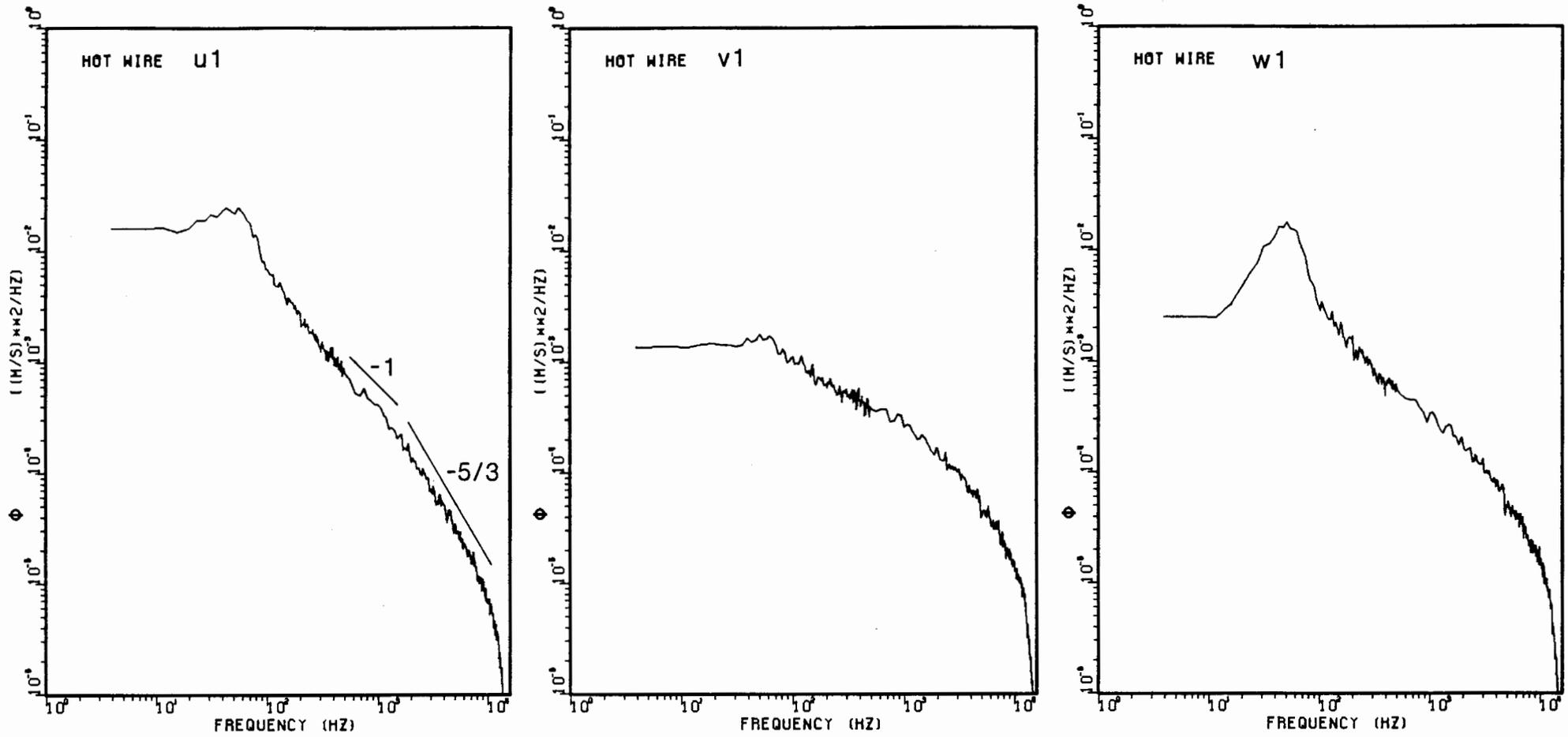


Abb. 4.4: Spektren der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 1 des Stabbündels mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$.

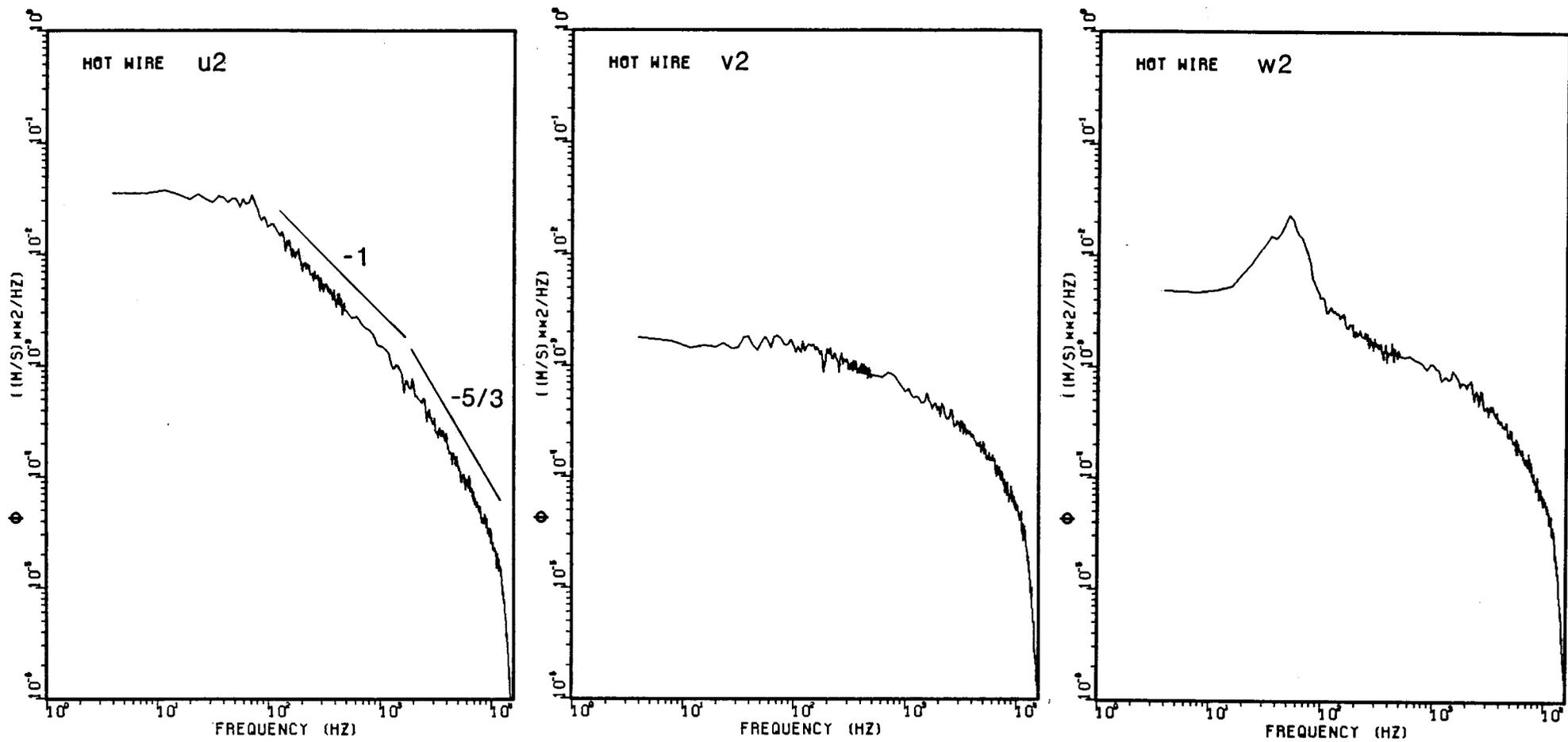


Abb. 4.5: Spektren der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 2 des Stabbündels mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$.

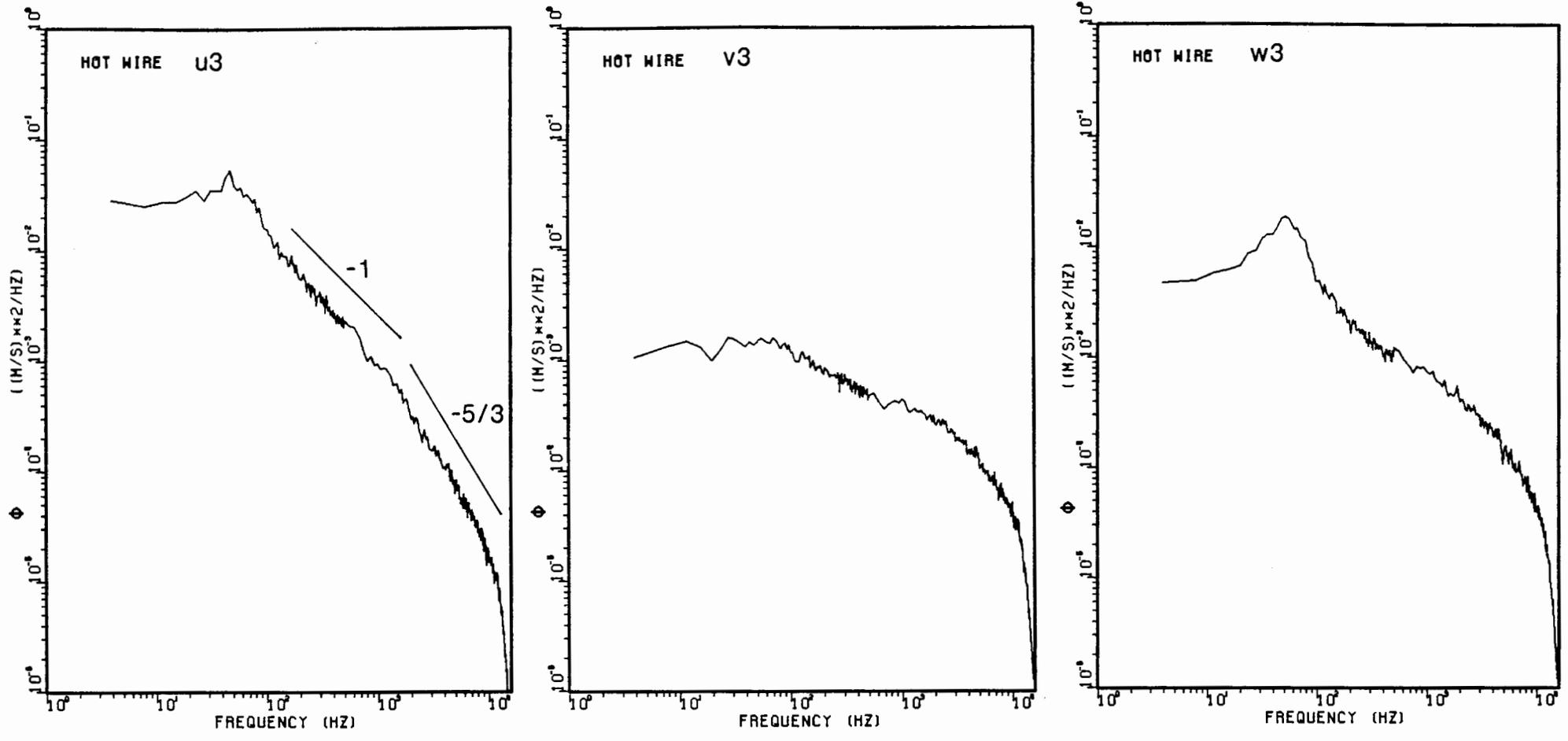


Abb. 4.6: Spektren der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 3 des Stabbündels mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$.

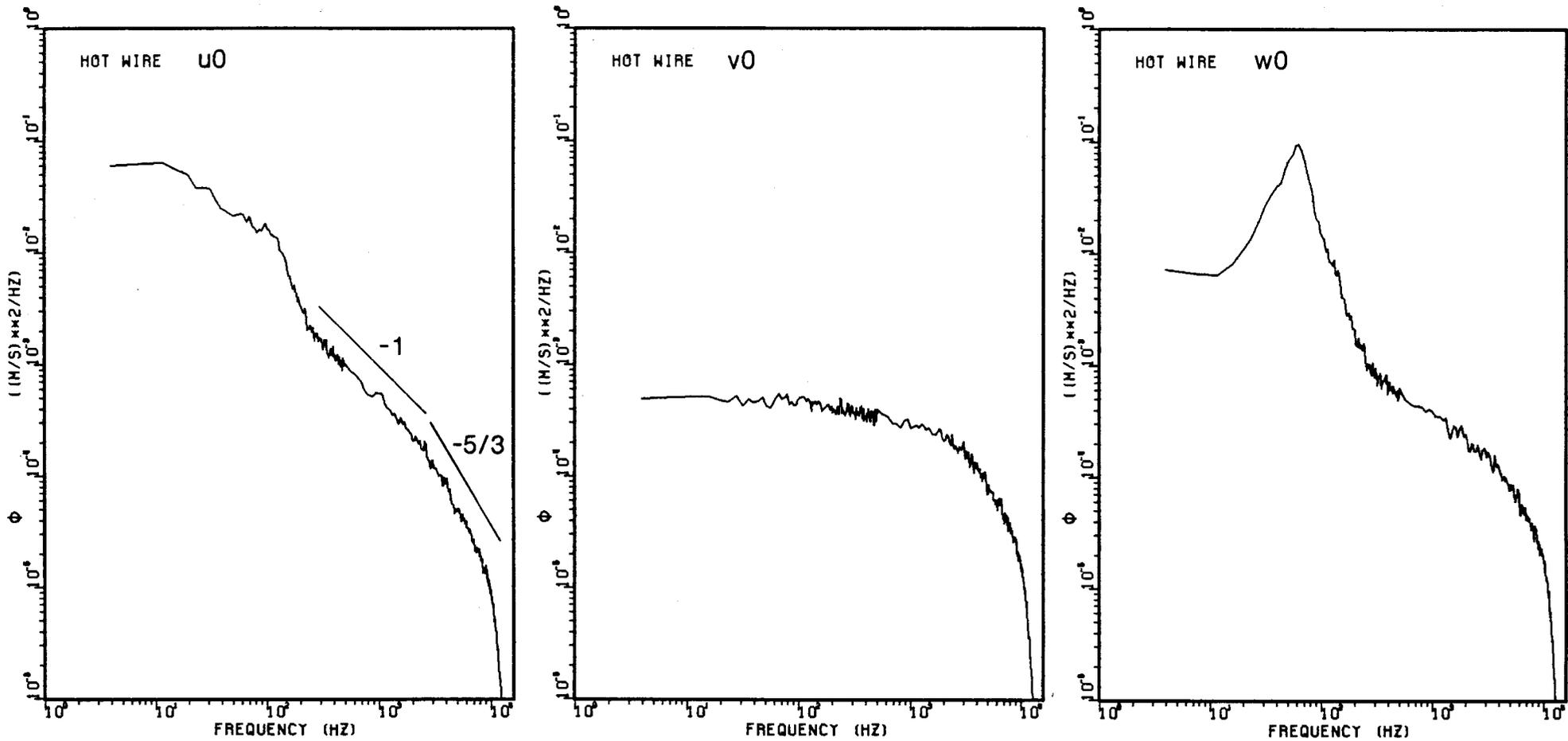


Abb. 4.7: Spektren der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 0 des Stabbündels mit $P/D=W/D=1,072$.

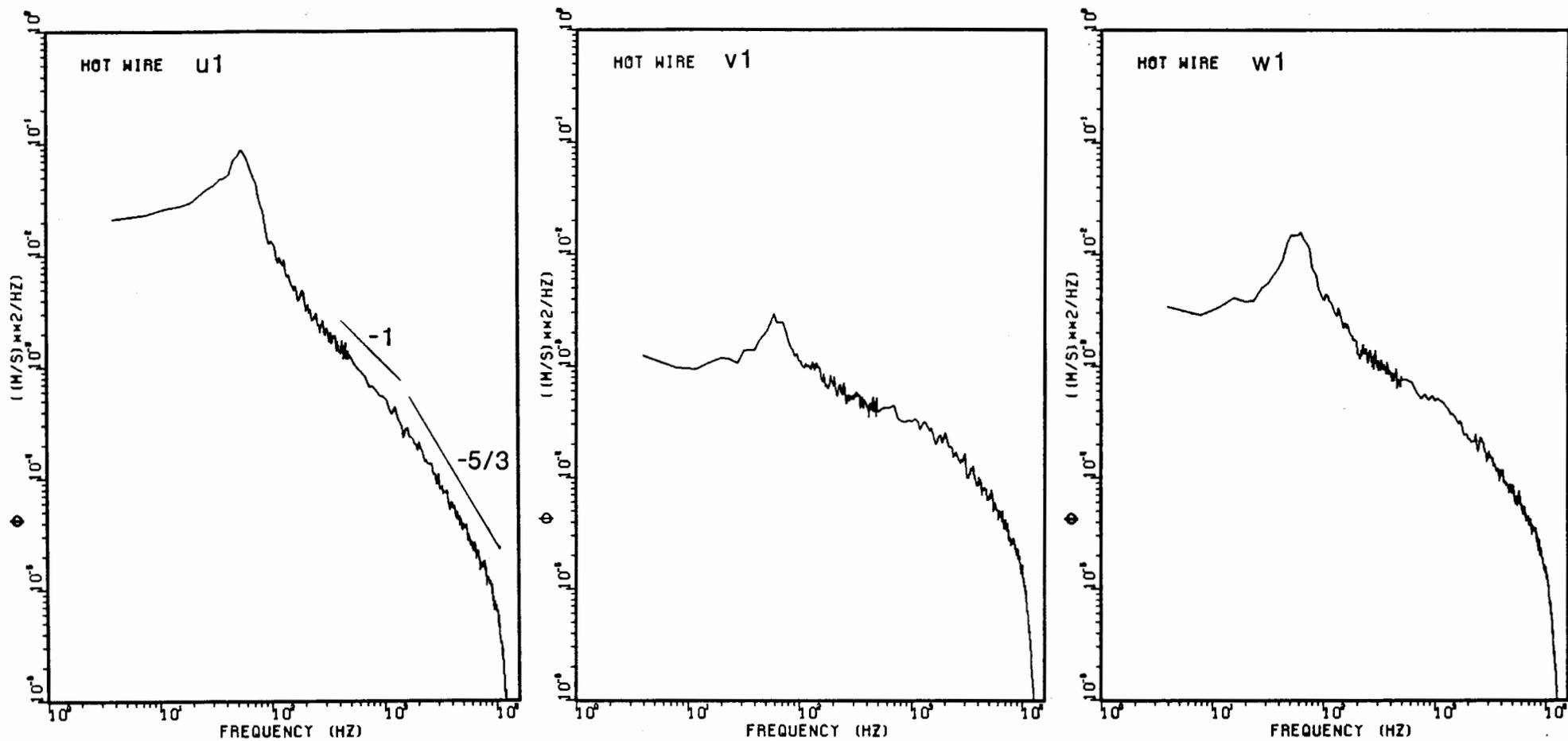


Abb. 4.8: Spektren der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 1 des Stabbündels mit $P/D=W/D=1,072$.

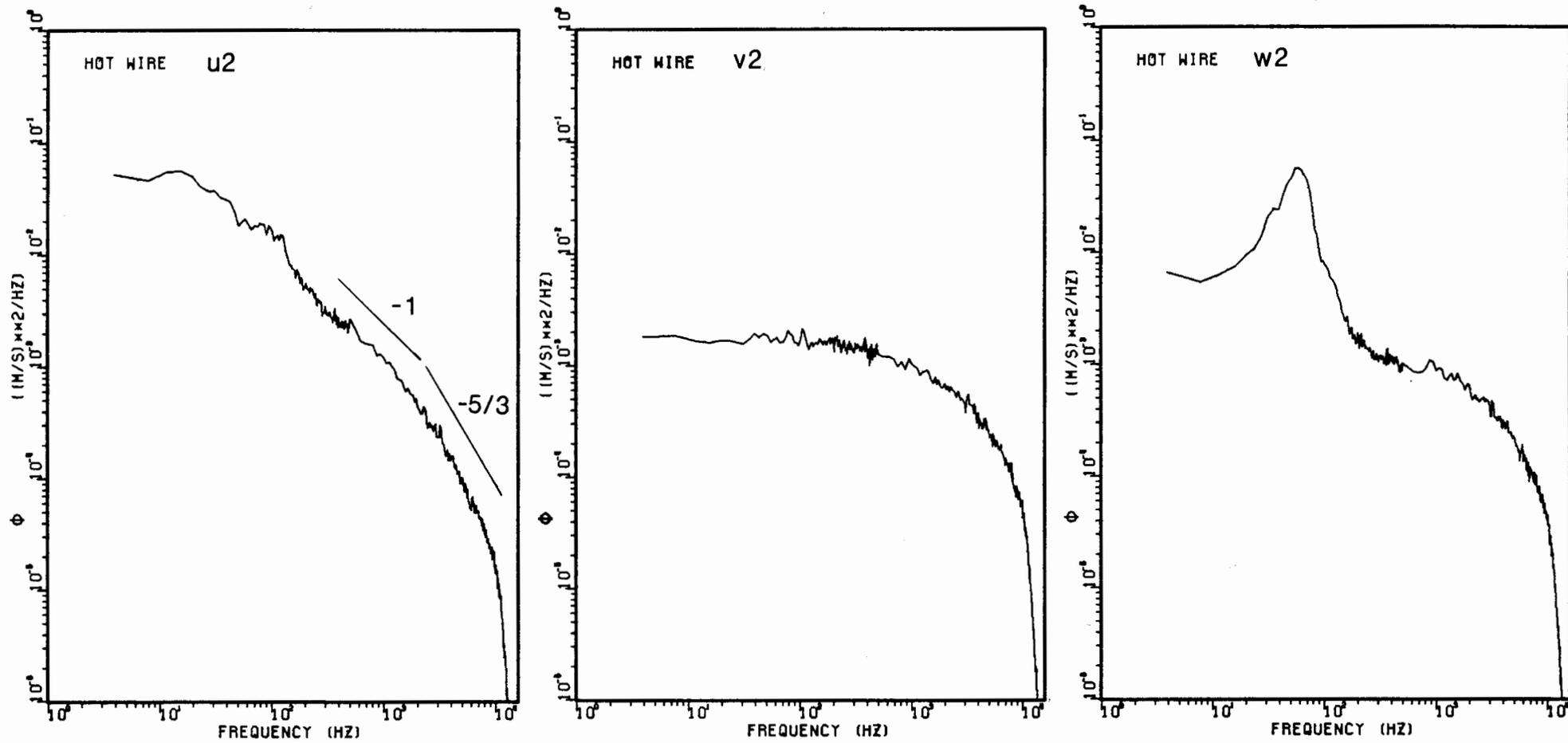


Abb. 4.9: Spektren der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 2 des Stabbündels mit $P/D=W/D=1,072$.

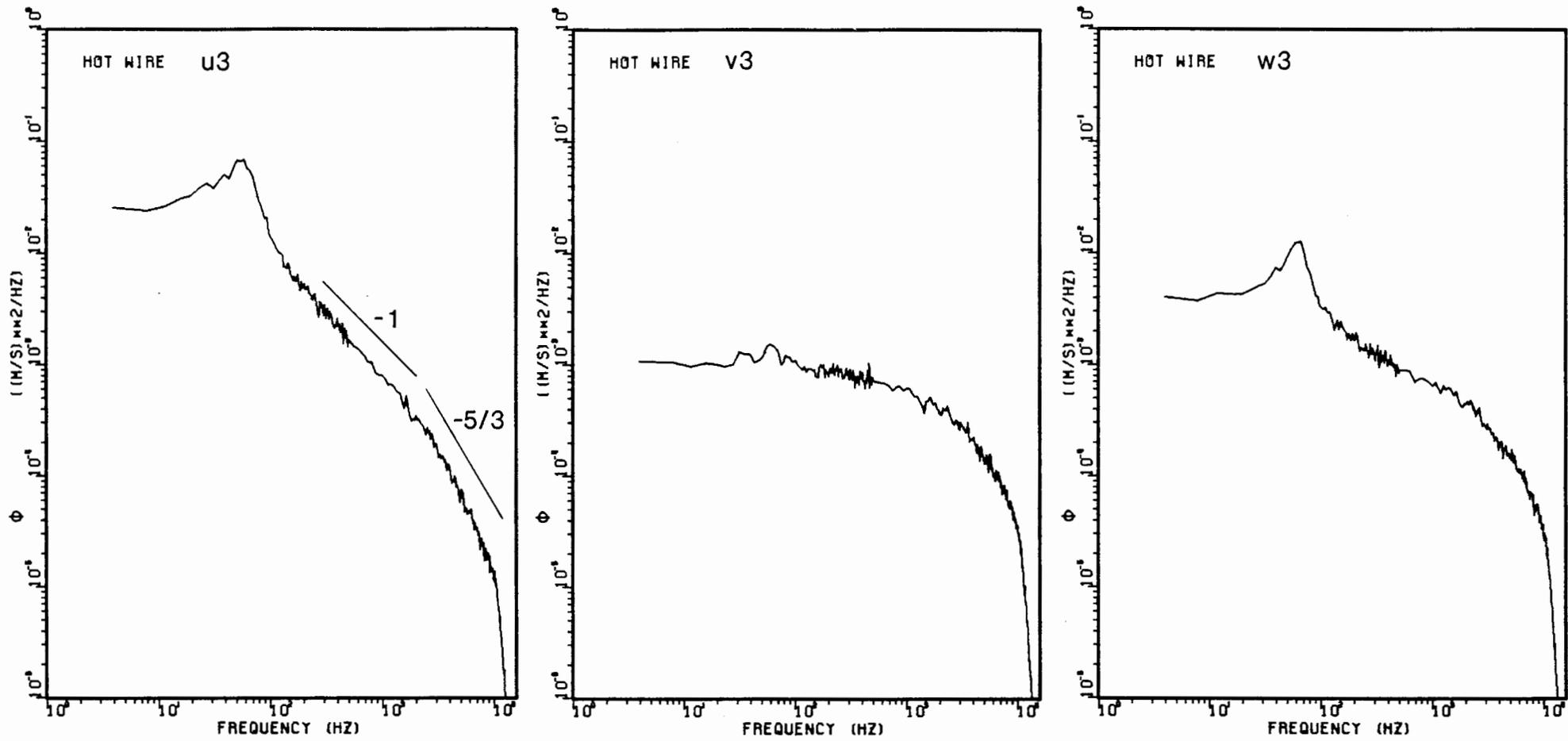


Abb. 4.10: Spektren der Komponenten der Schwangungsgeschwindigkeit im Punkt 3 des Stabbündels mit $P/D=W/D=1,072$.

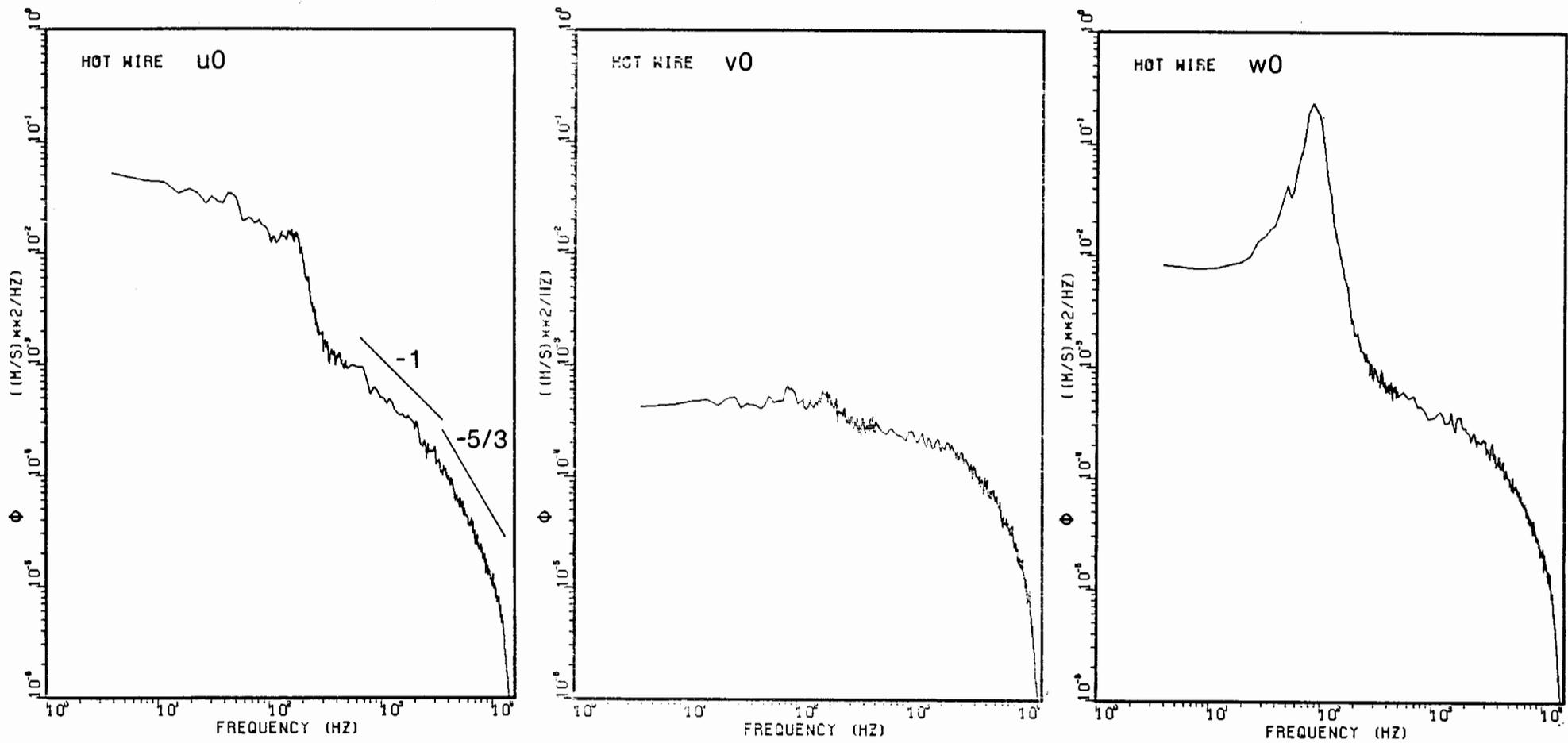


Abb. 4.11: Spektren der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 0 des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

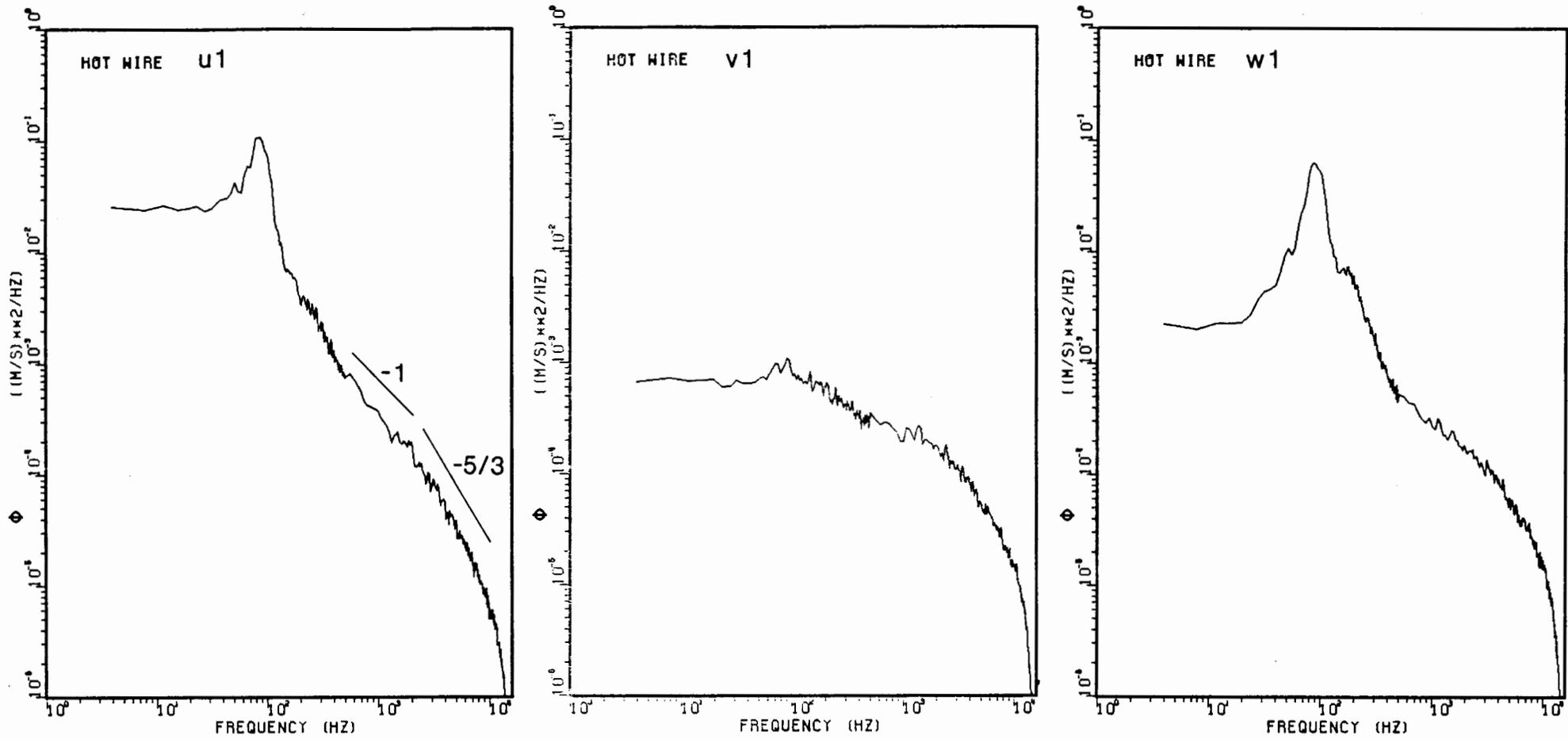


Abb. 4.12: Spektren der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 1 des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

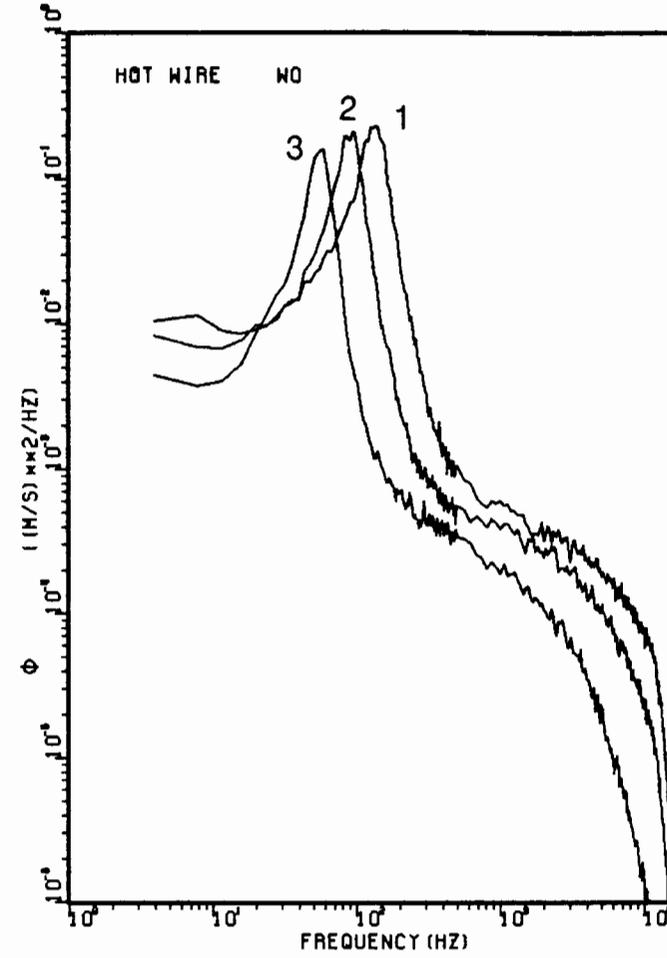
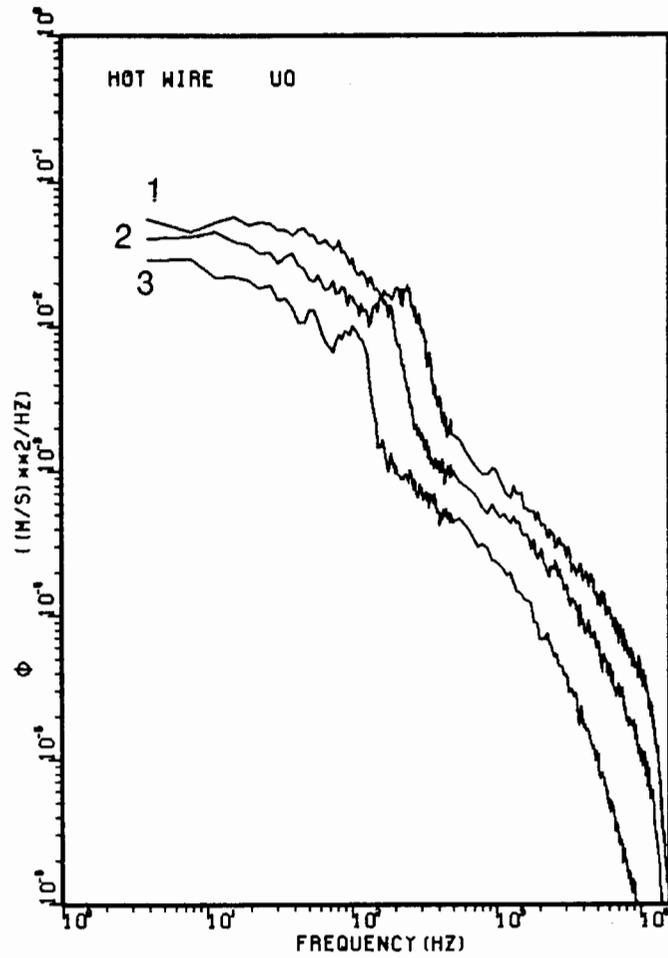


Abb. 4.13: Frequenzspektren im Punkt 0 des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$ bei Reynoldszahlen 1: $Re=1,050 \cdot 10^5$; 2: $Re=7,242 \cdot 10^4$; 3: $Re=4,481 \cdot 10^4$.

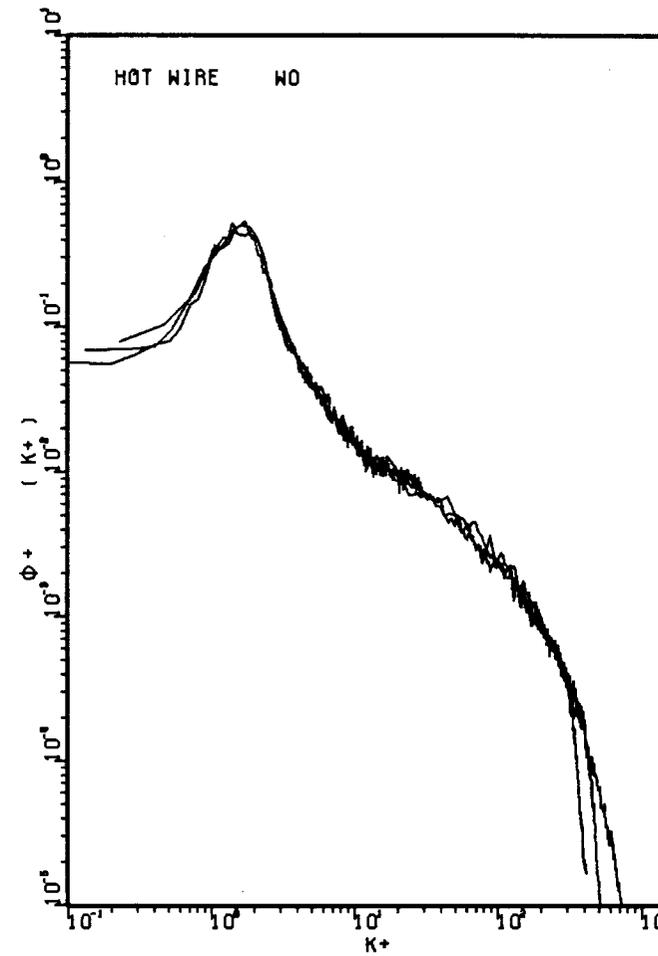
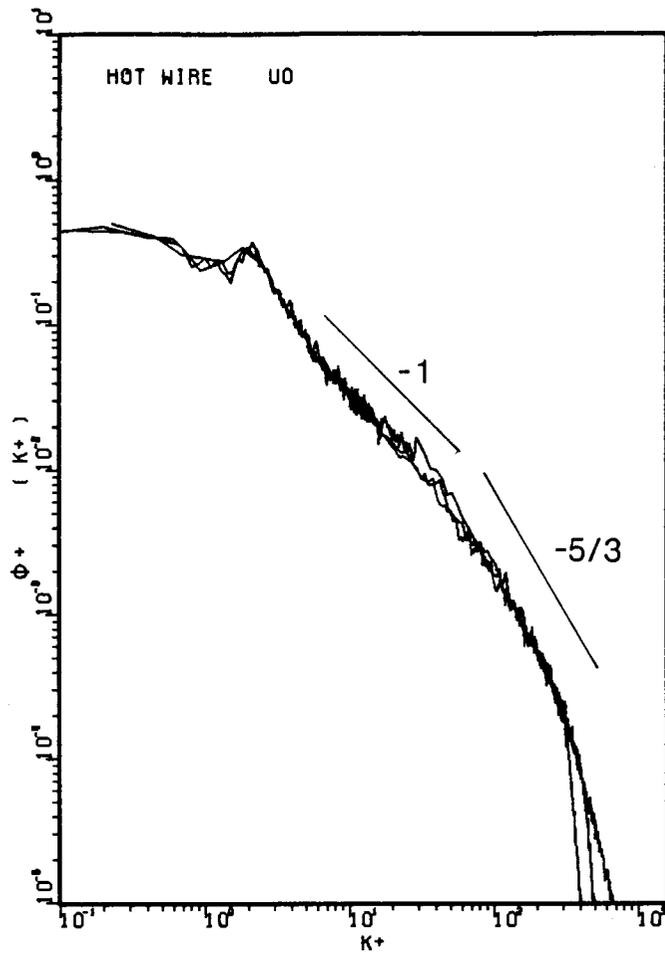


Abb. 4.14: Dimensionslose Wellenzahlspektren von zwei Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 0 des Stabbündels mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$ bei Reynoldszahlen 1: $Re=1,402 \cdot 10^5$; 2: $Re=1,072 \cdot 10^5$; 3: $Re=6,208 \cdot 10^4$.

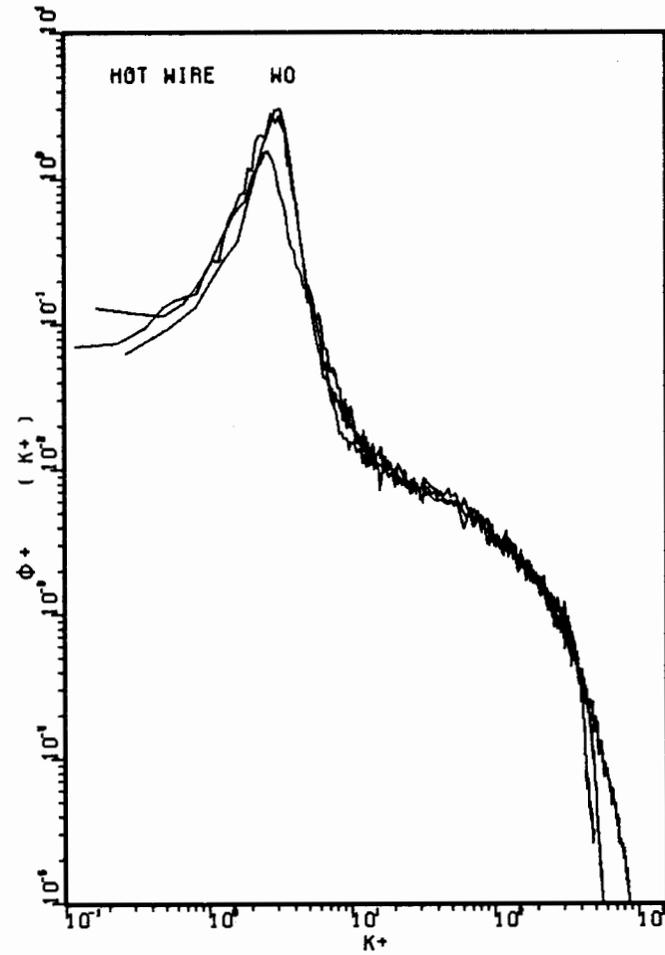
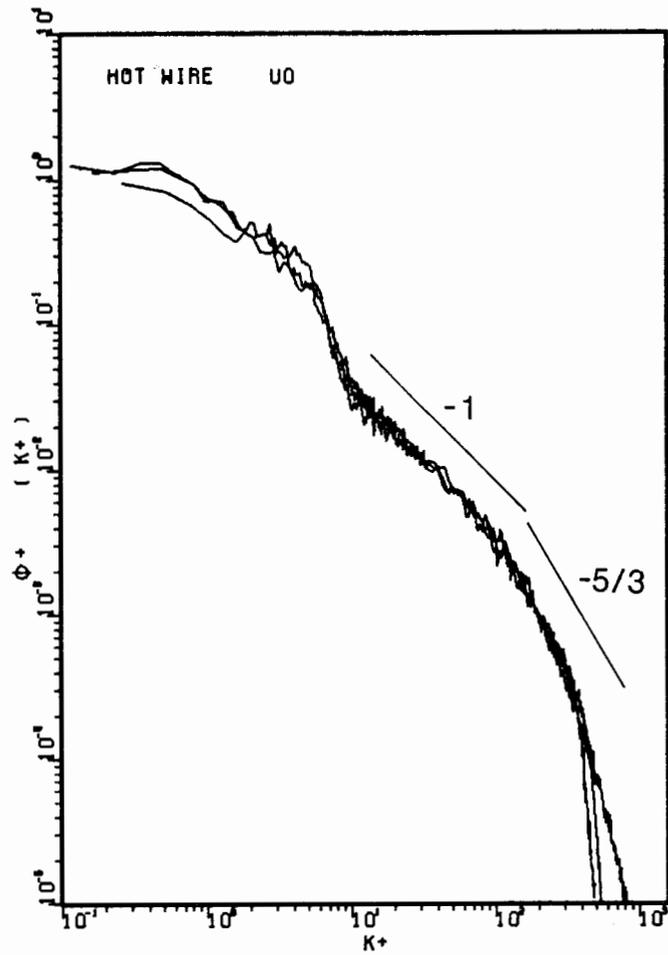


Abb. 4.15: Dimensionslose Wellenzahlspektren von zwei Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 0 des Stabbündels mit $P/D=W/D=1,072$ bei Reynoldszahlen 1: $Re=1,242 \cdot 10^5$; 2: $Re=8,384 \cdot 10^4$; 3: $Re=5,576 \cdot 10^4$.

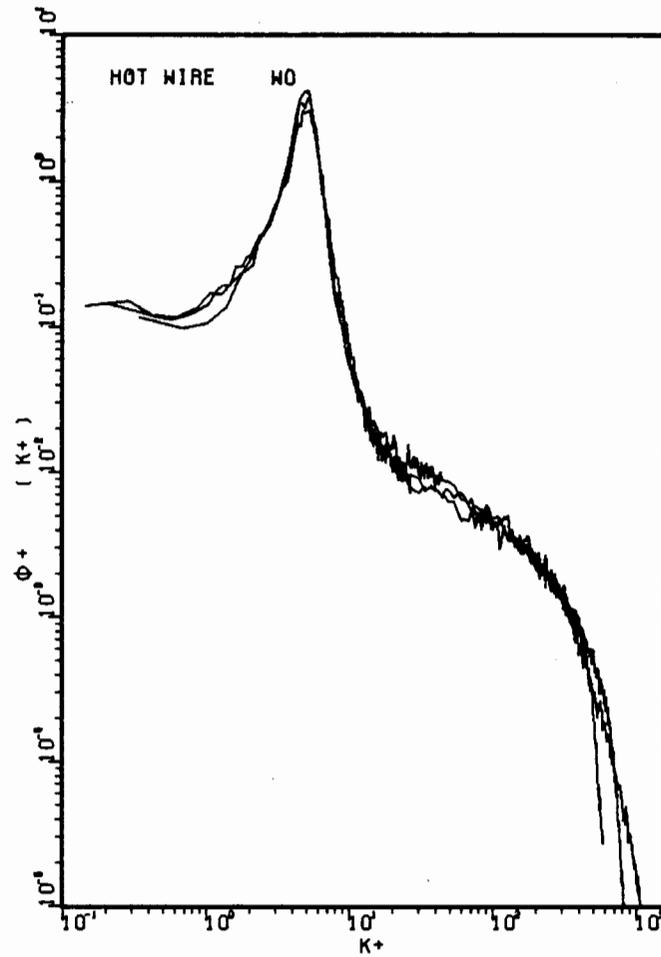
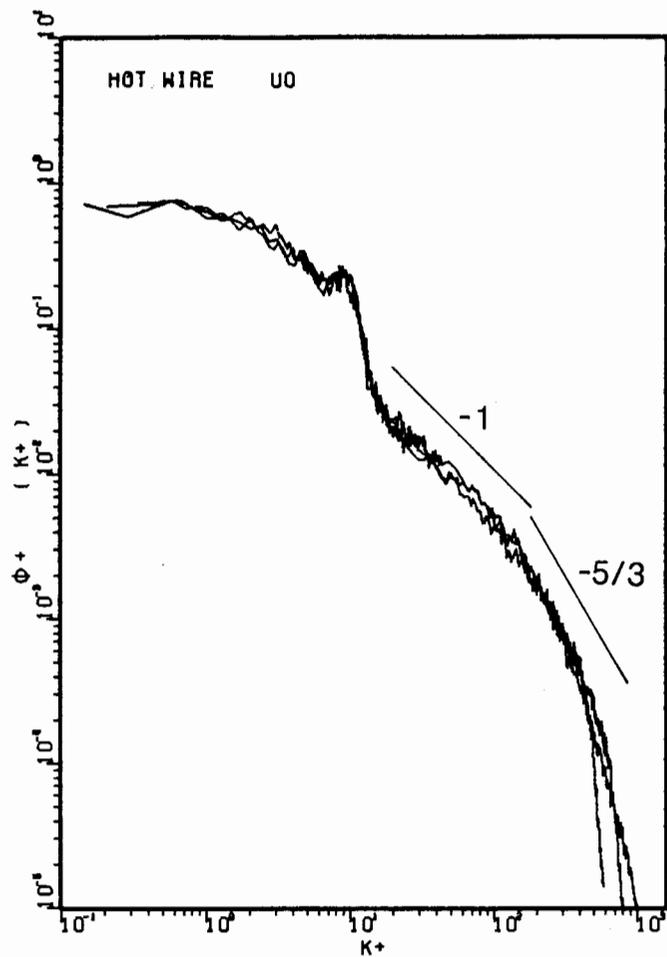


Abb. 4.16: Dimensionslose Wellenzahlspektren von zwei Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 0 des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$ bei Reynoldszahlen 1: $Re=1,050 \cdot 10^5$; 2: $Re=7,242 \cdot 10^4$; 3: $Re=4,481 \cdot 10^4$.

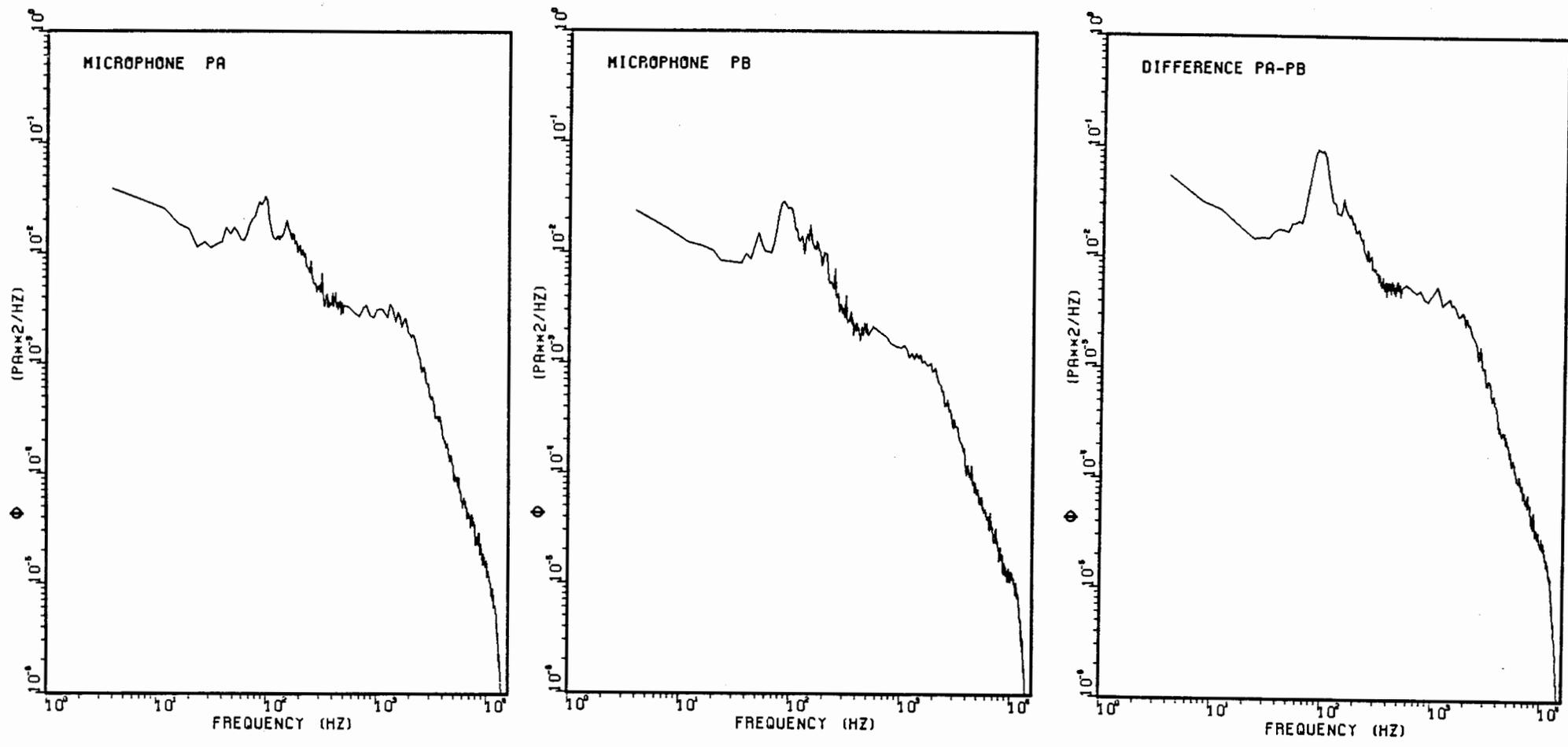


Abb. 4.17: Frequenzspektren der Druckschwankung an zwei gegenüberliegenden Unterkanälen des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.



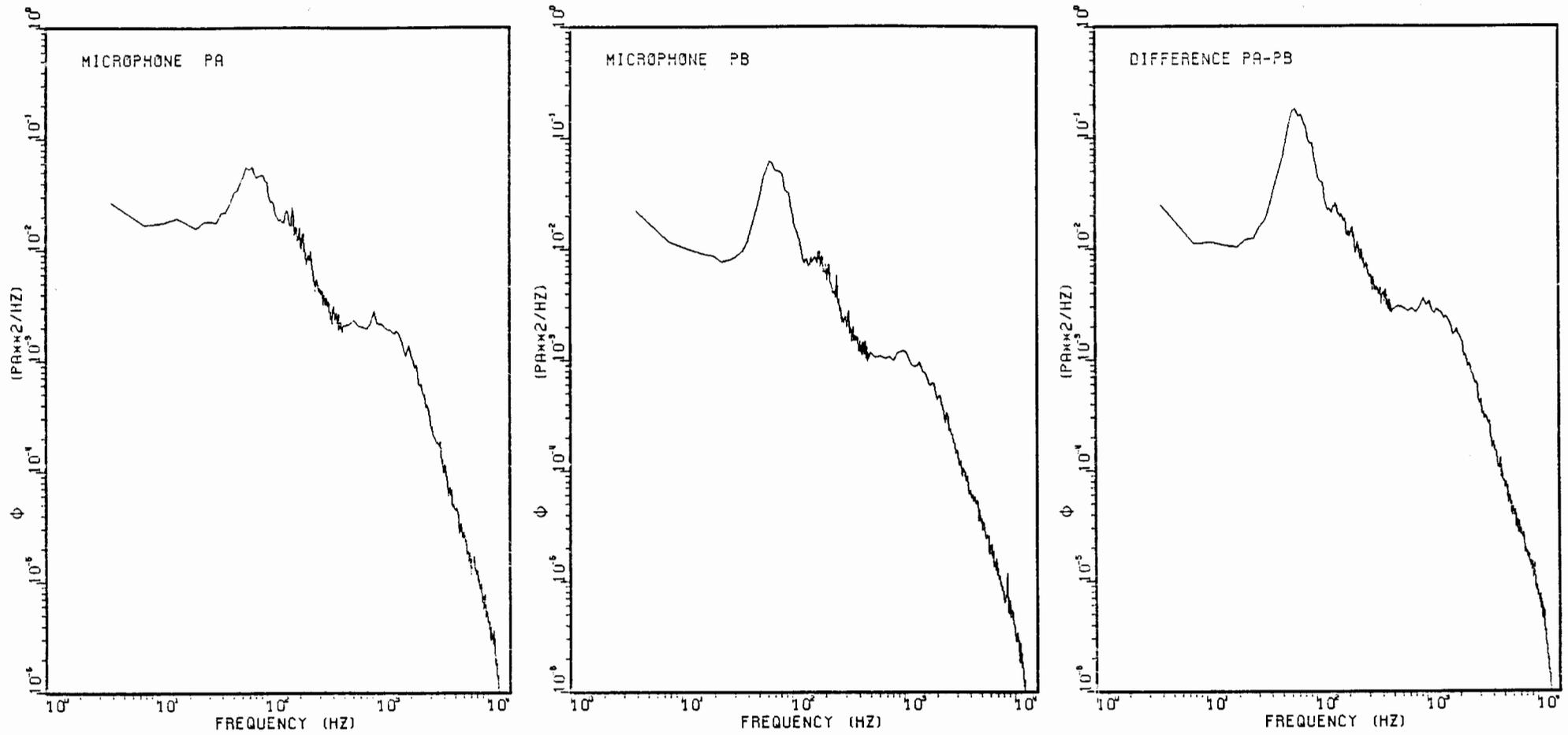


Abb. 4.18: Frequenzspektren der Druckschwankung an zwei benachbarten Unterkanälen des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.



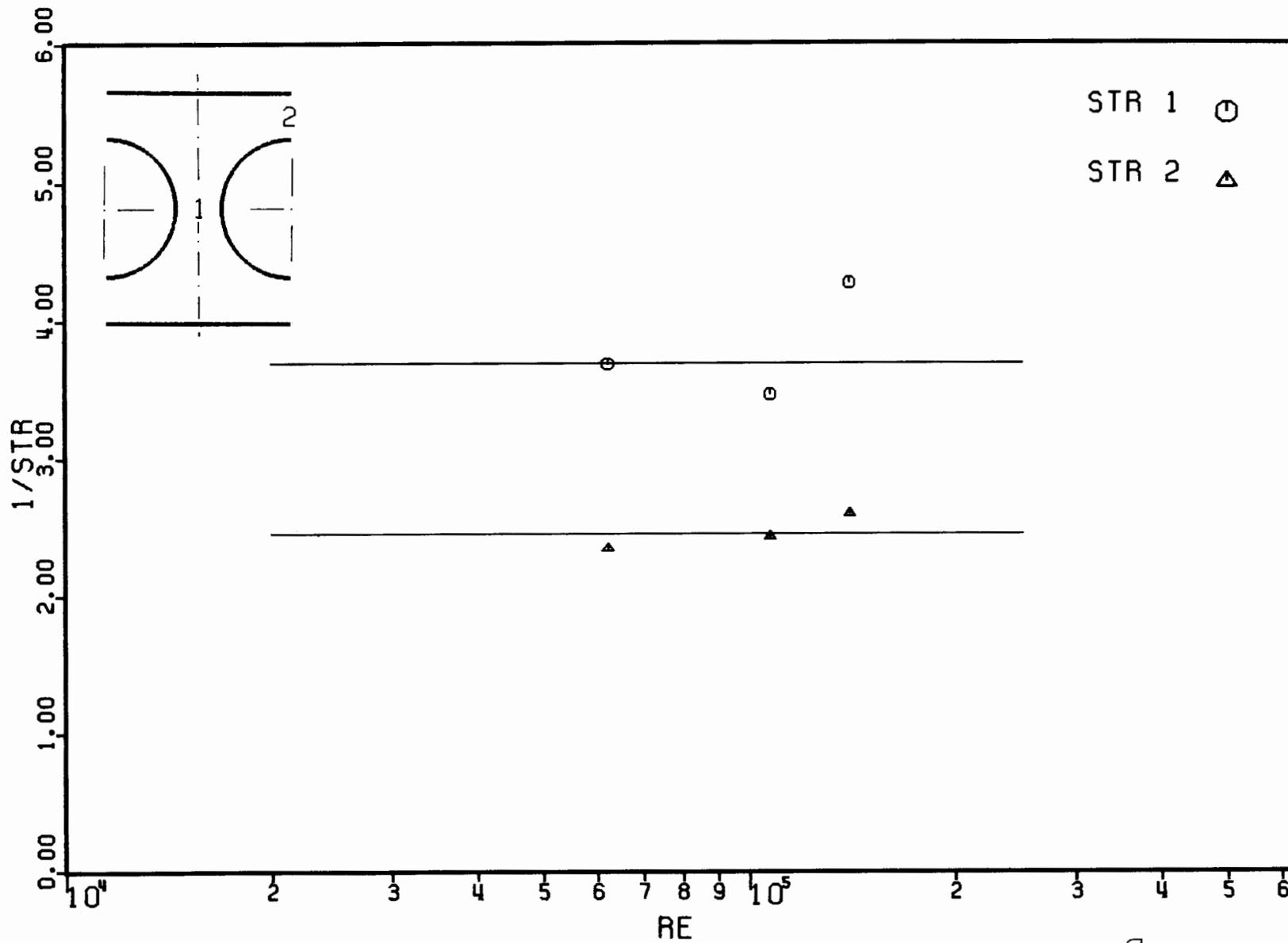


Abb. 4.19: Strouhalzahl der Pulsationen im Stabbündel mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$ bei verschiedenen Reynoldszahlen.

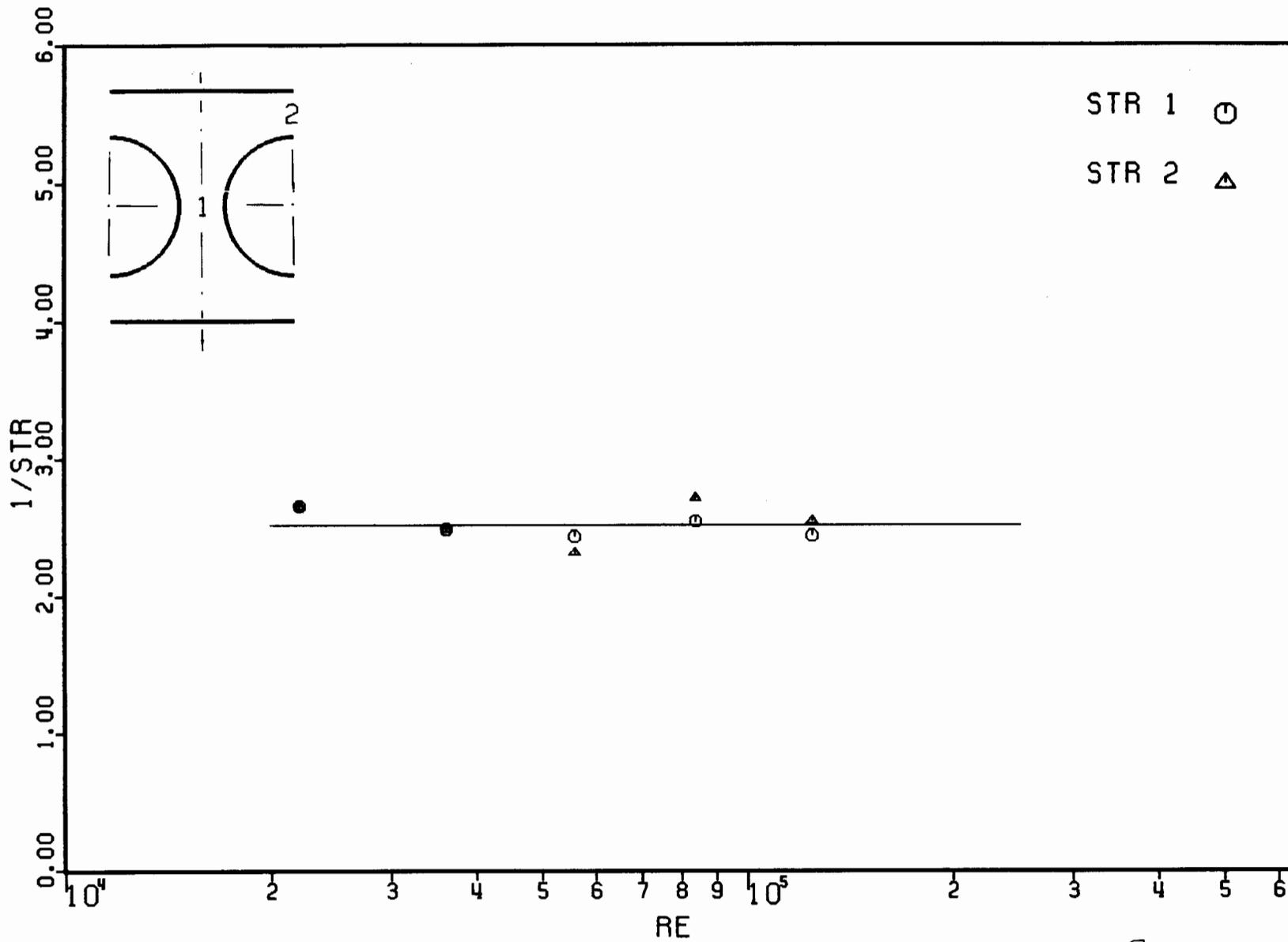


Abb. 4.20: Strouhalzahl der Pulsationen im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$ bei verschiedenen Reynoldszahlen.

ESKOLA DE ENGENHARIA
FISICA

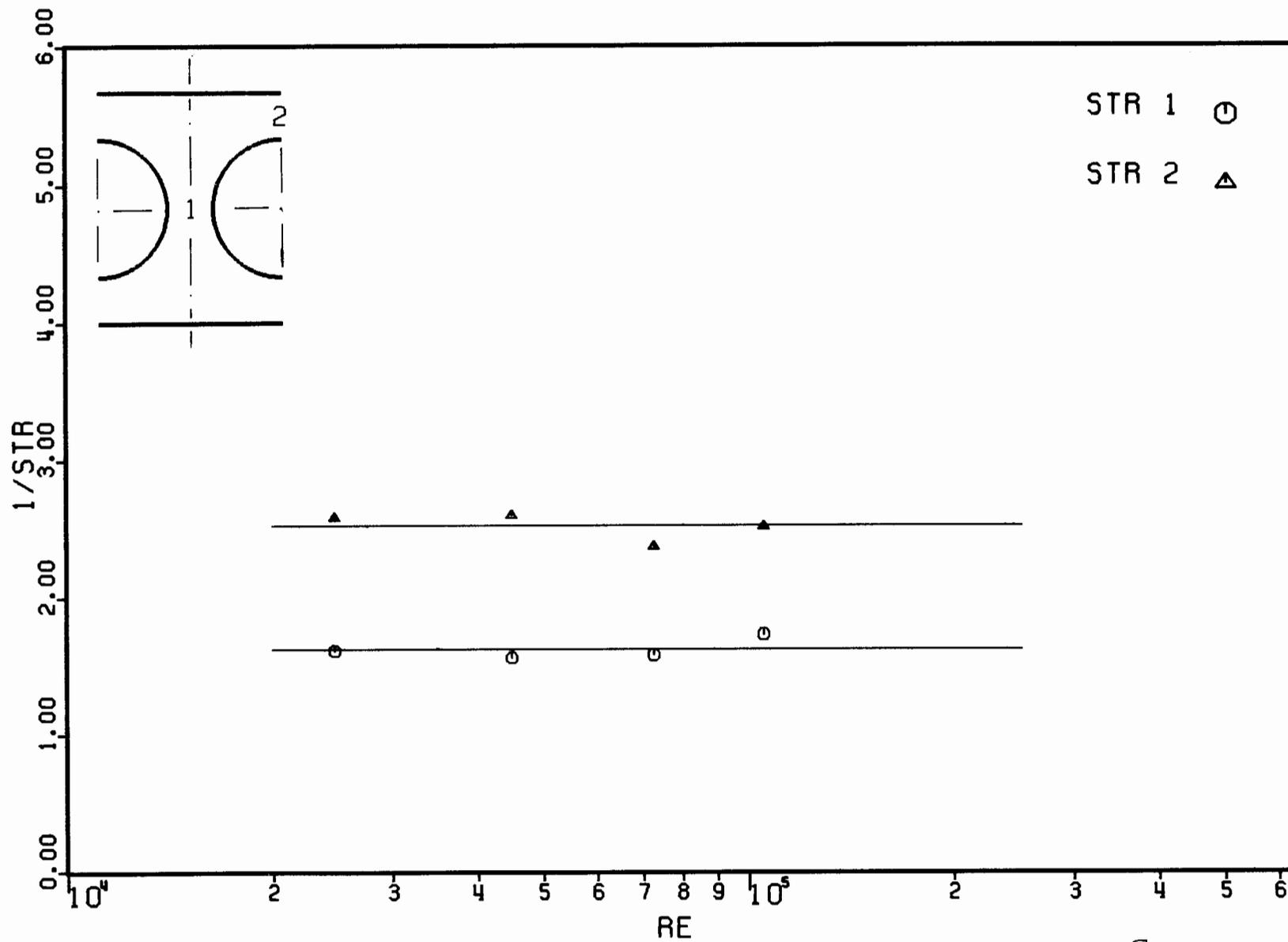


Abb. 4.21: Strouhalzahl der Pulsationen im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$ bei verschiedenen Reynoldszahlen.



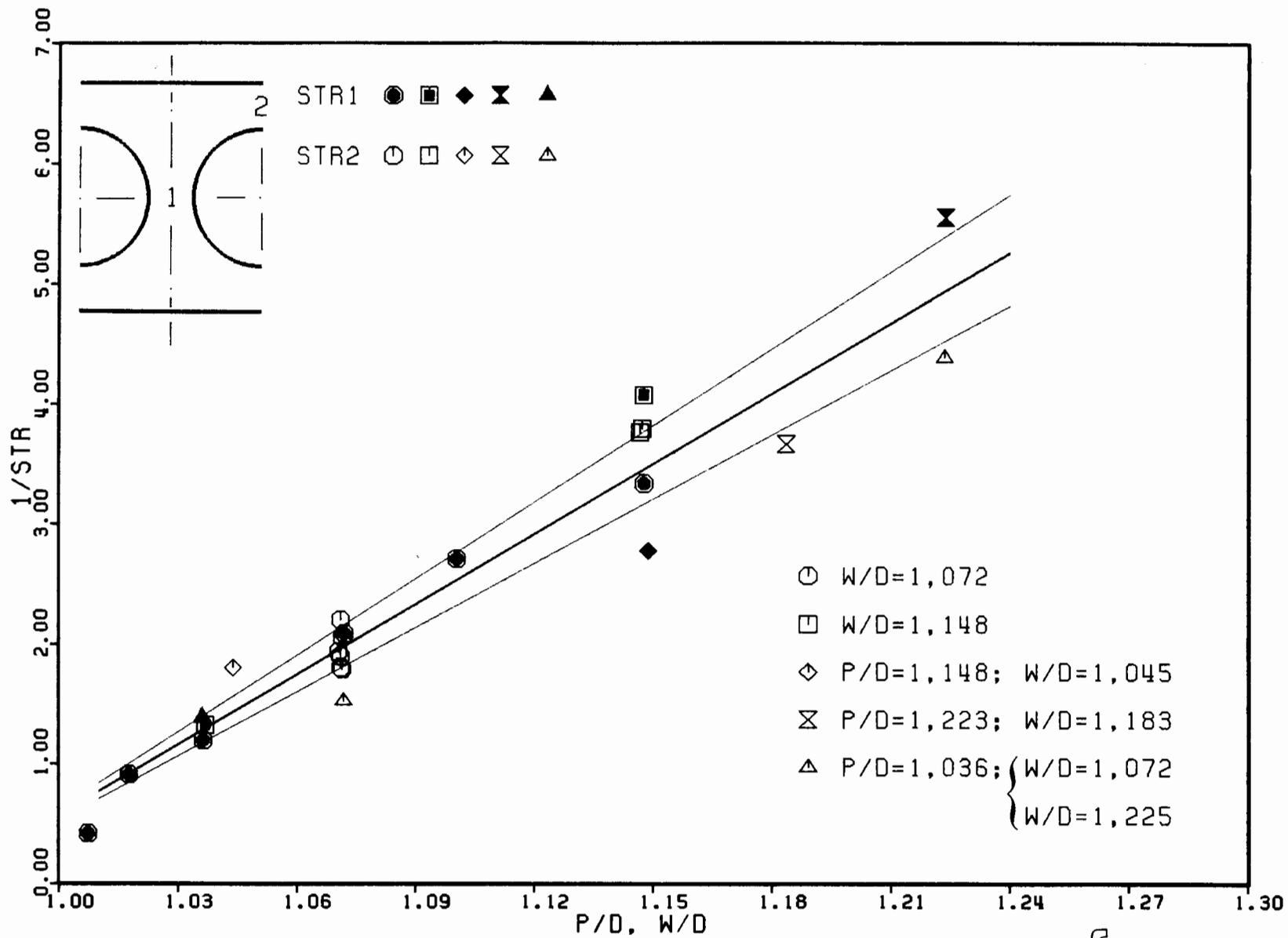


Abb. 4.22: Strouhalzahl (Str_s) der Pulsationen als Funktion der Geometrie.

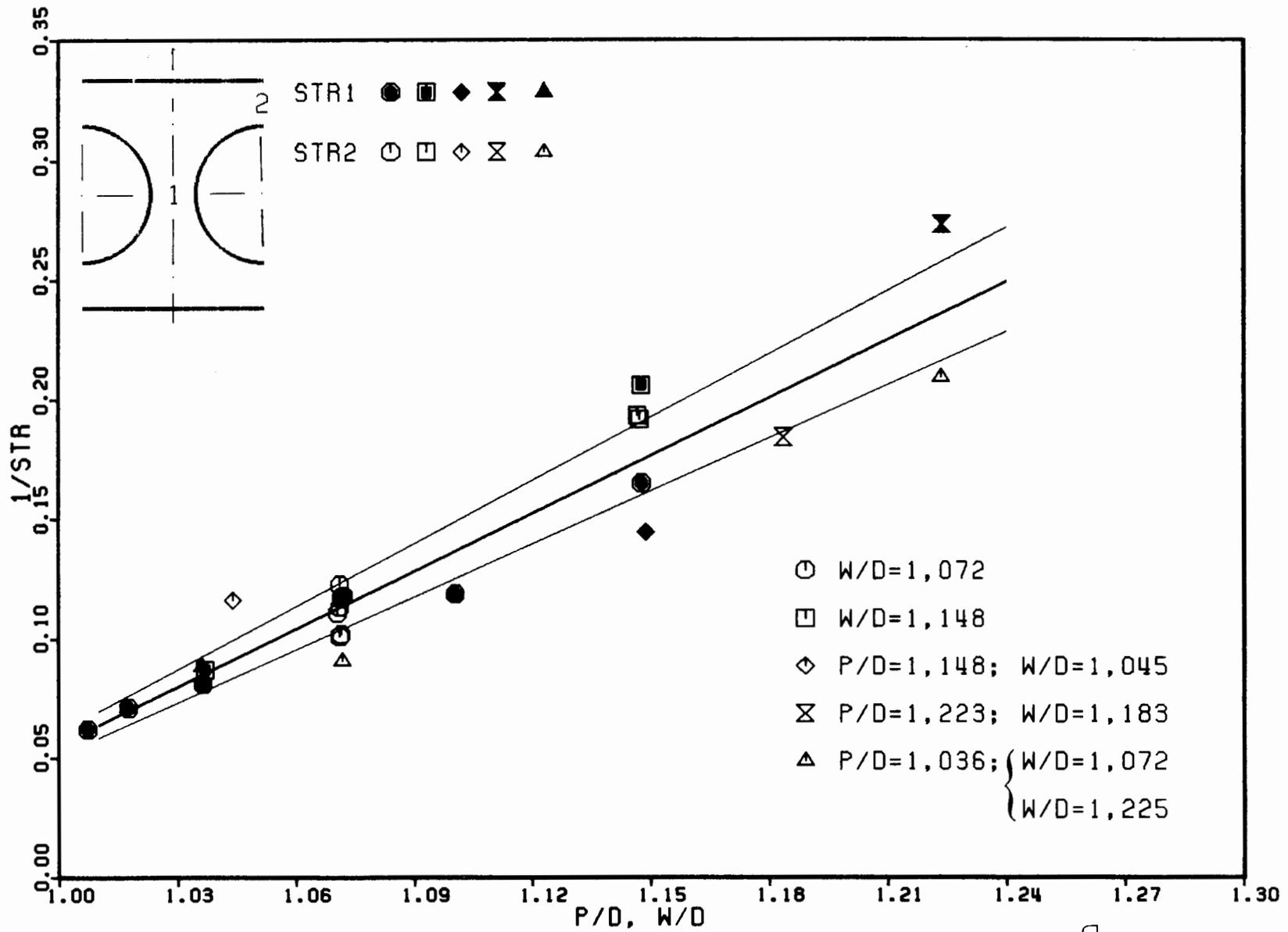


Abb. 4.23: Strouhalzahl (Str_t) der Pulsationen als Funktion der Geometrie.

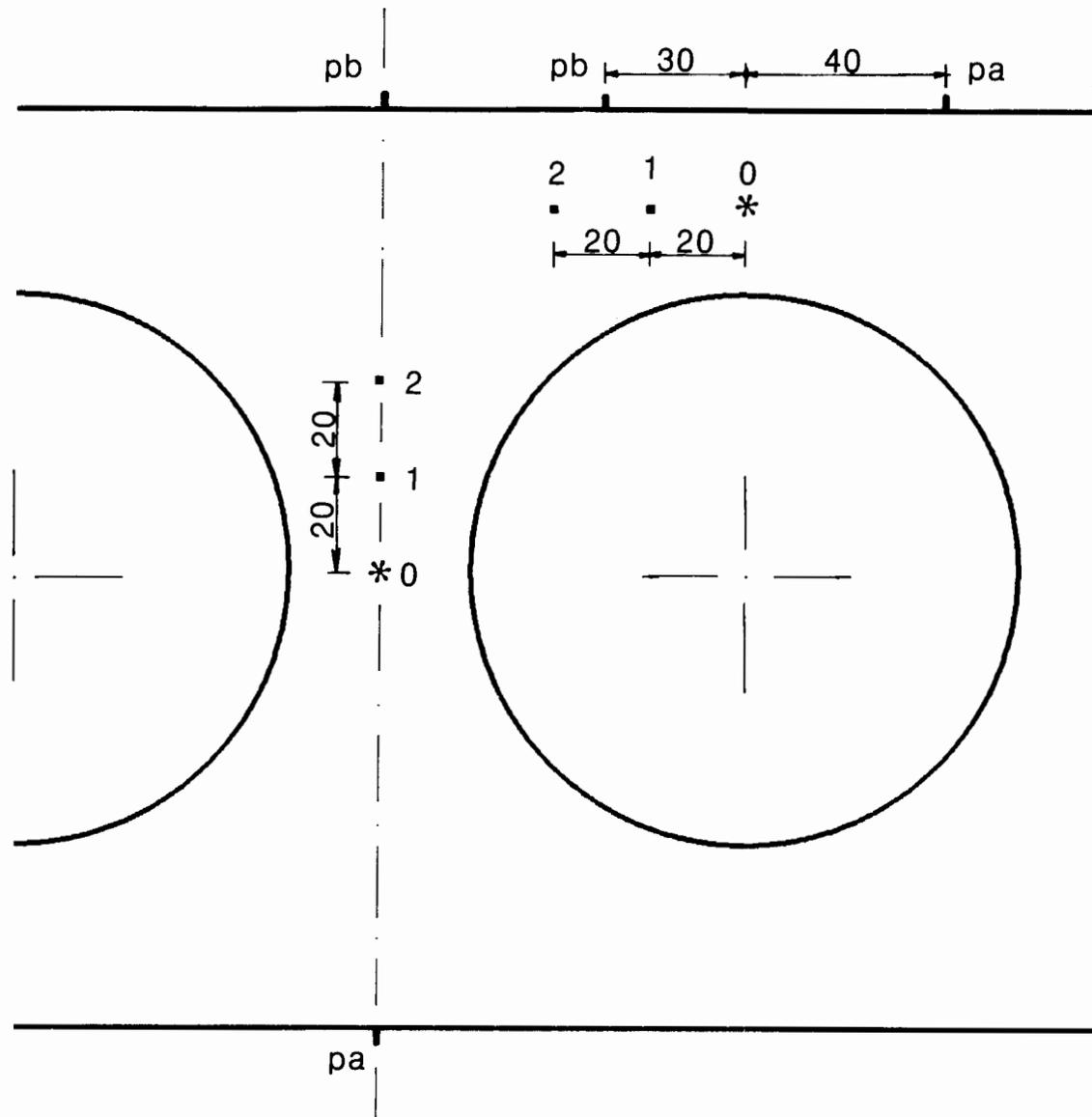


Abb. 5.1: Meßstellen für Auto- und Kreuzkorrelationen (schematisch).

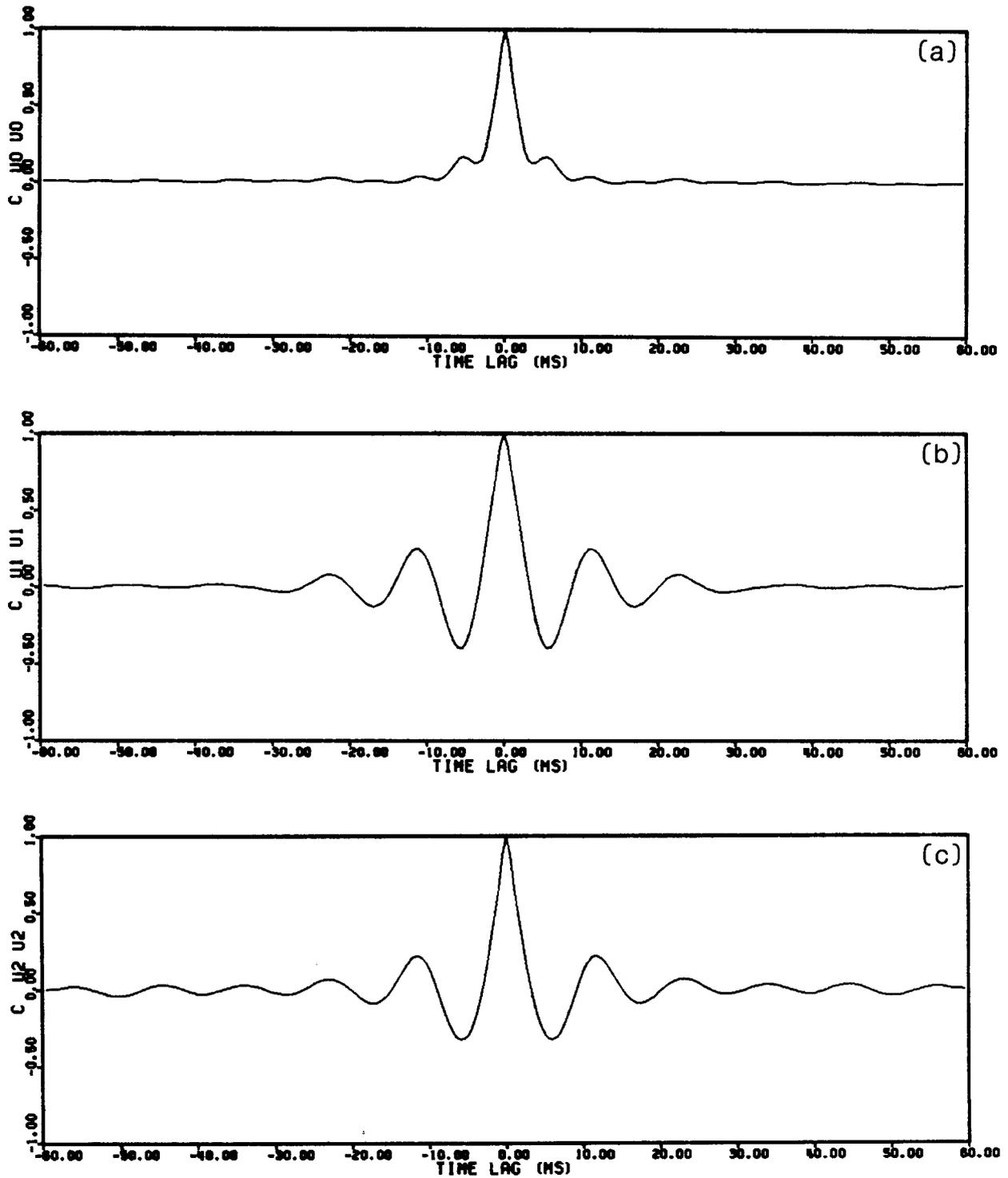


Abb. 5.2: Autokorrelationen der axialen Komponente der Schwangungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben (a), 20 mm (b) und 40 mm (c) vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

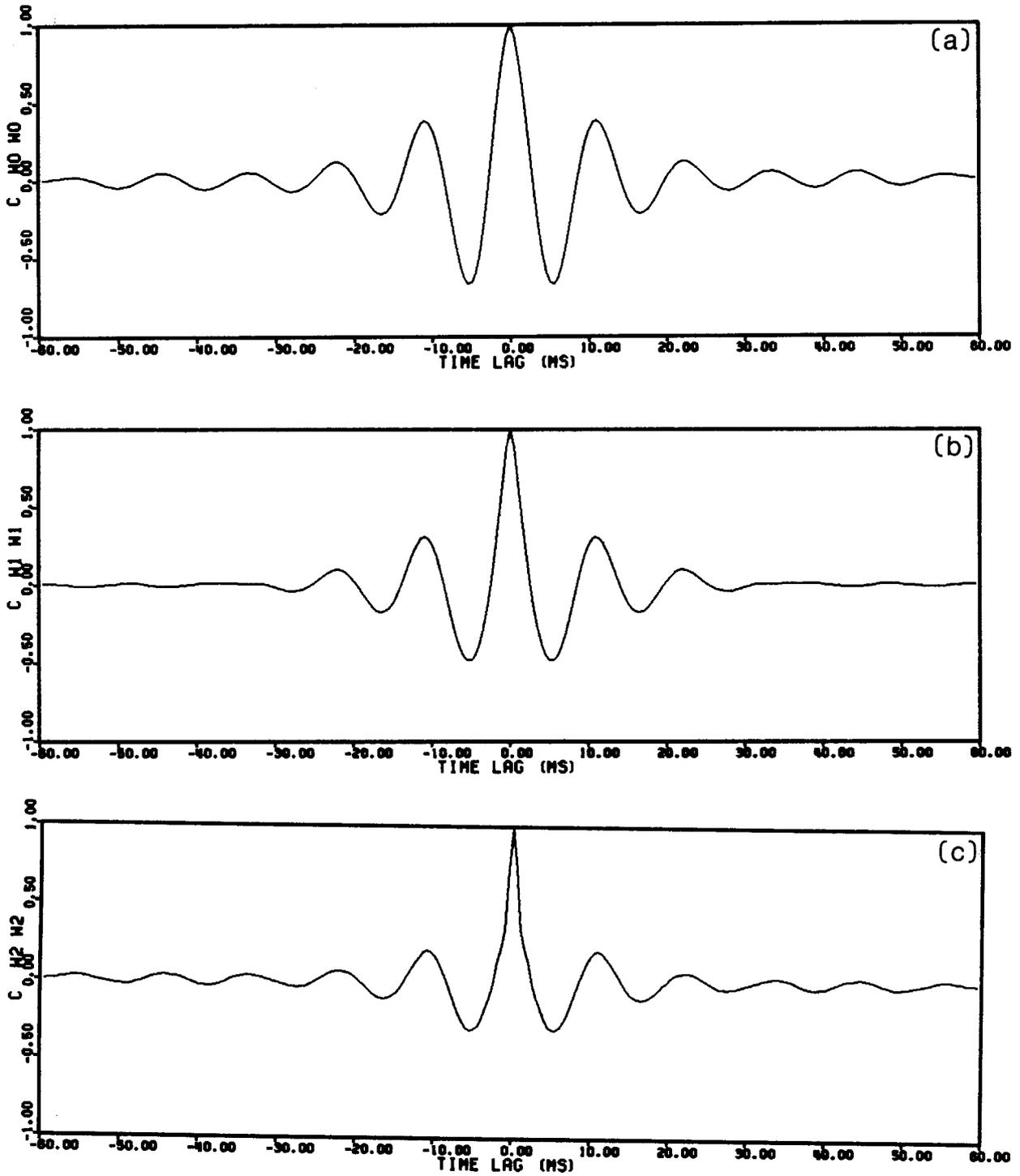


Abb. 5.3: Autokorrelationen der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben (a), 20 mm (b) 40 mm (c) vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

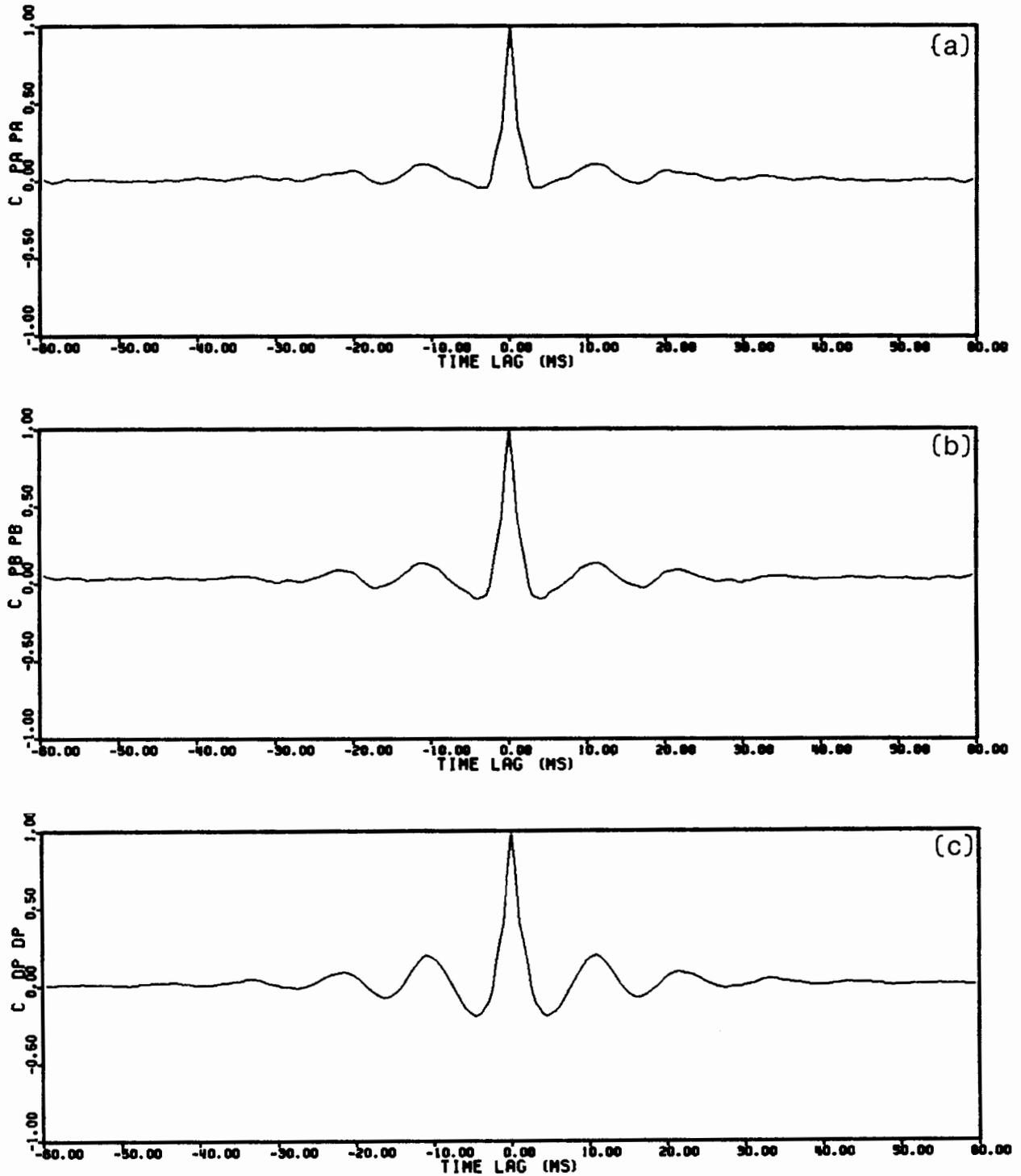


Abb. 5.4: Autokorrelationen der Druckschwankungen und der Druckdifferenz in zwei gegenüberliegenden Unterkanälen des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$

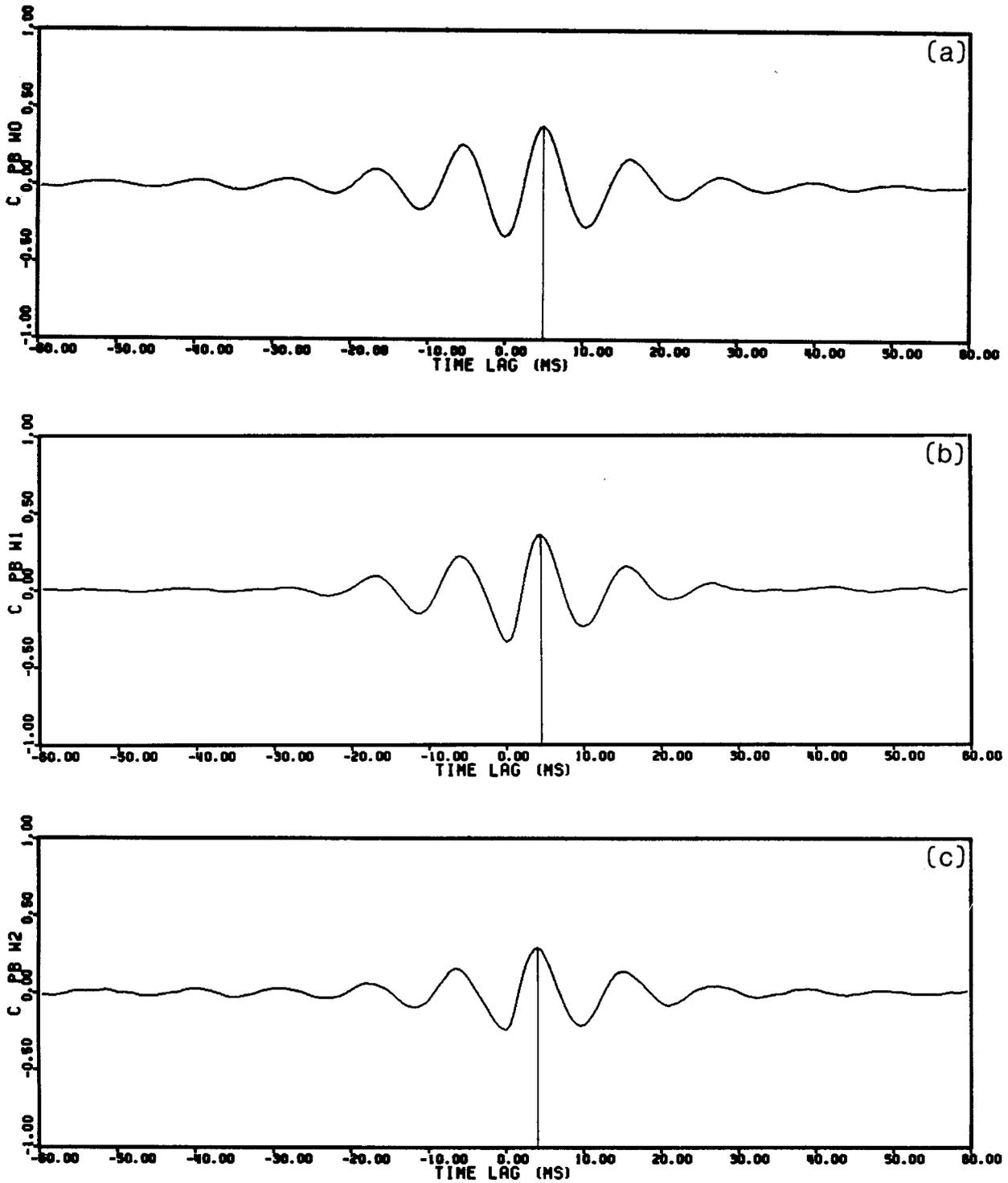


Abb. 5.5: Kreuzkorrelationen zwischen Druckschwankung im Unterkanal mit der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben (a), 20 mm (b) und 40 mm (c) vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

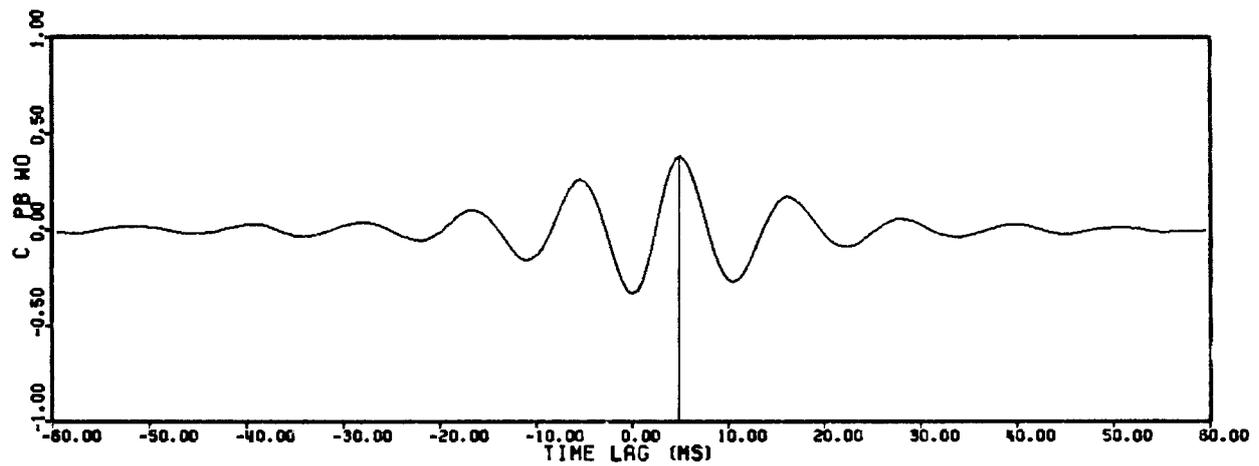
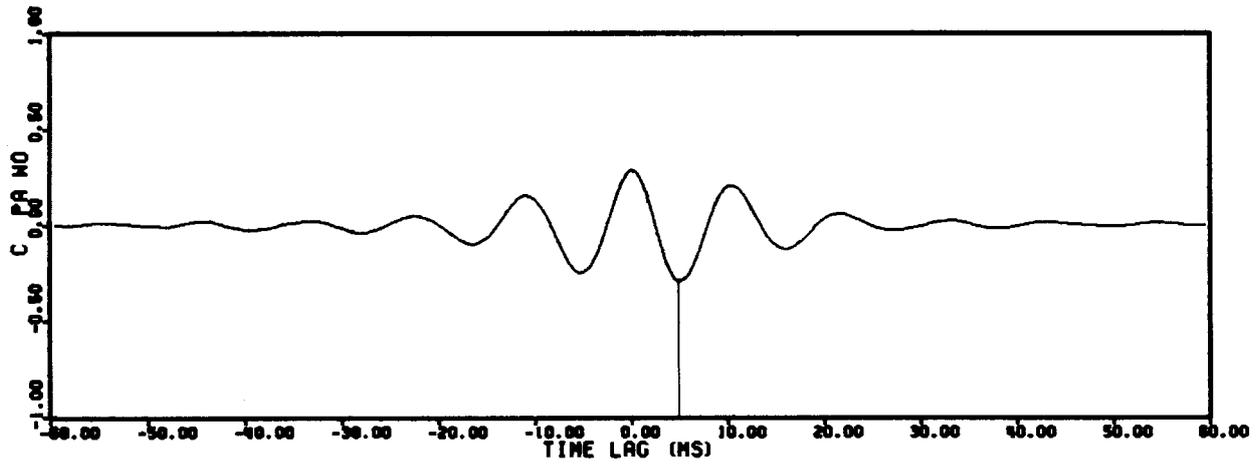


Abb. 5.6: Kreuzkorrelationen zwischen Druckschwankung im Unterkanal mit der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

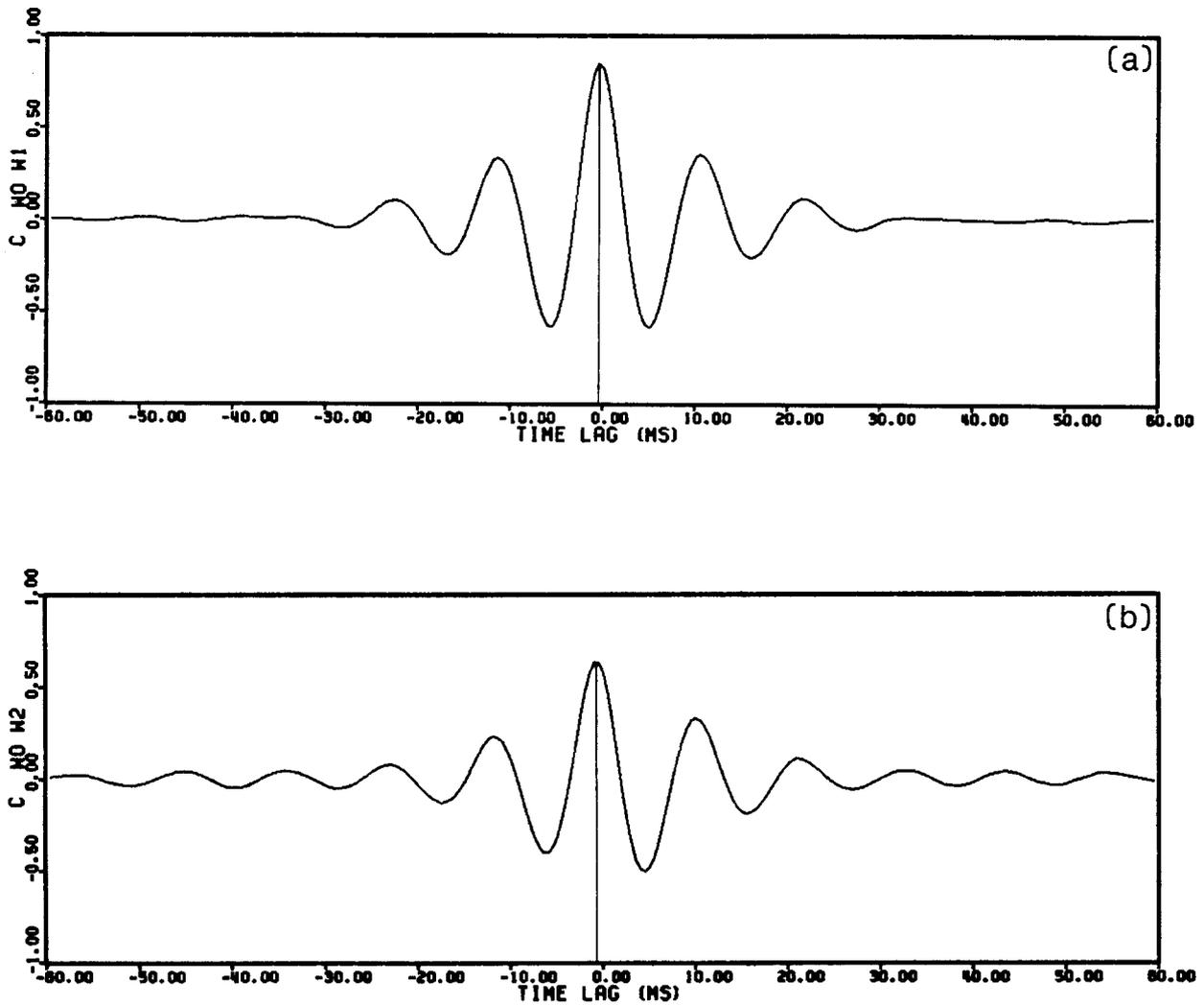


Abb. 5.7: Kreuzkorrelationen zwischen der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben und an Stellen 20 mm (a) und 40 mm (b) vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

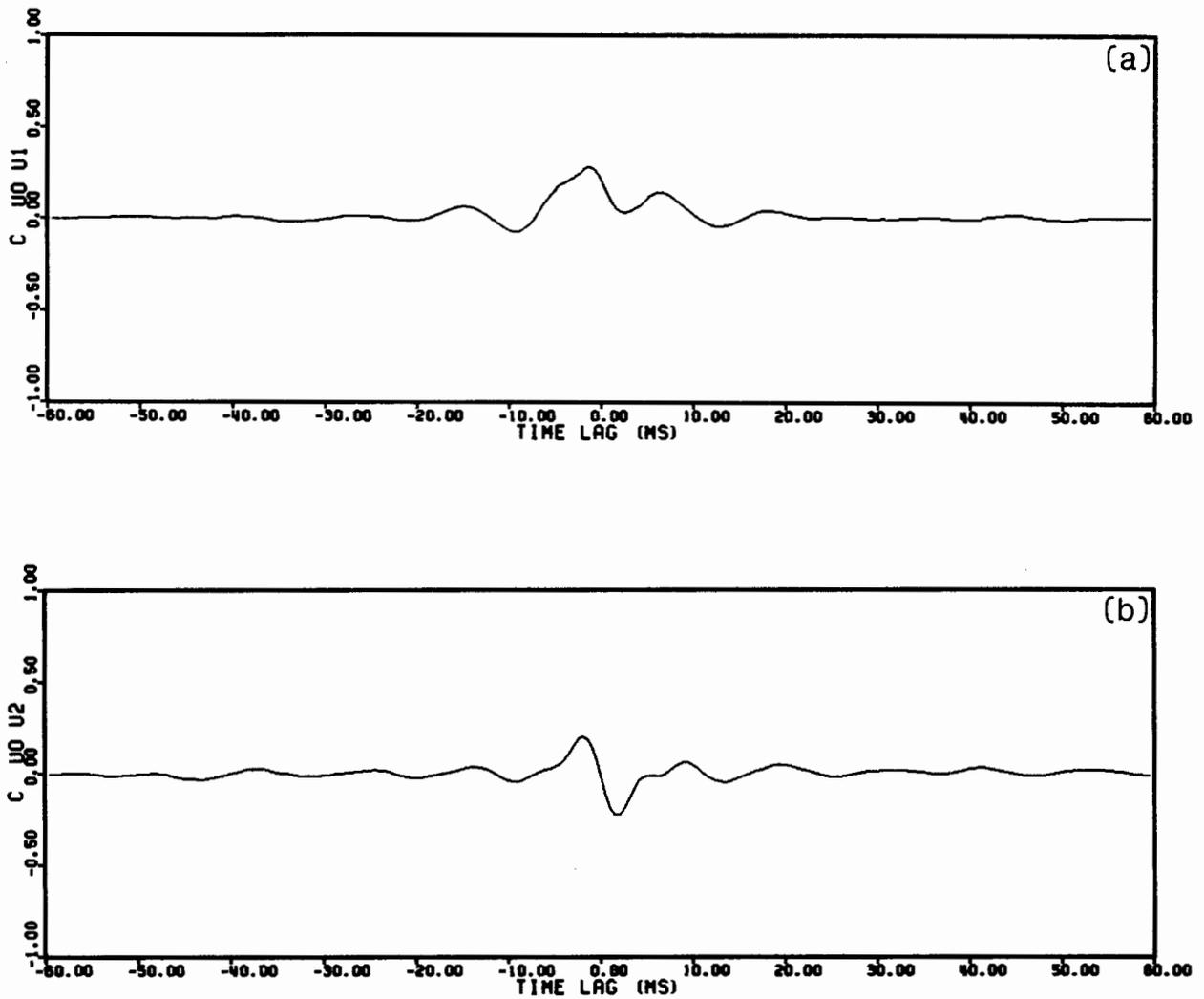


Abb. 5.8: Kreuzkorrelationen zwischen der axialen Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen den Stäben und an Stellen 20 mm (a) und 40 mm (b) vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

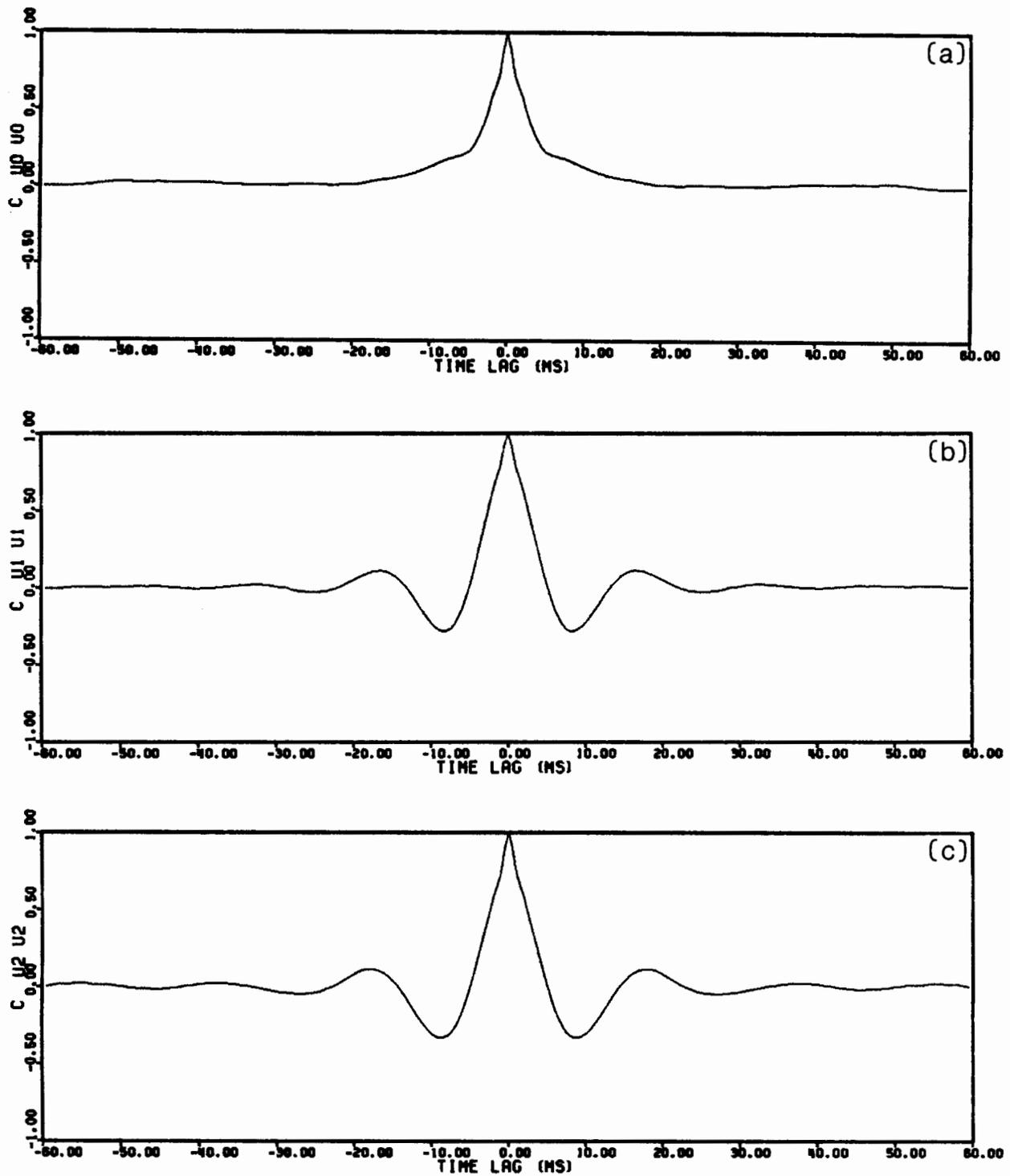


Abb. 5.9: Autokorrelationen der axialen Komponente der Schwunggeschwindigkeit im Spalt zwischen Stab und Kanalwand (a), 20 mm (b) und 40 mm (c) vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

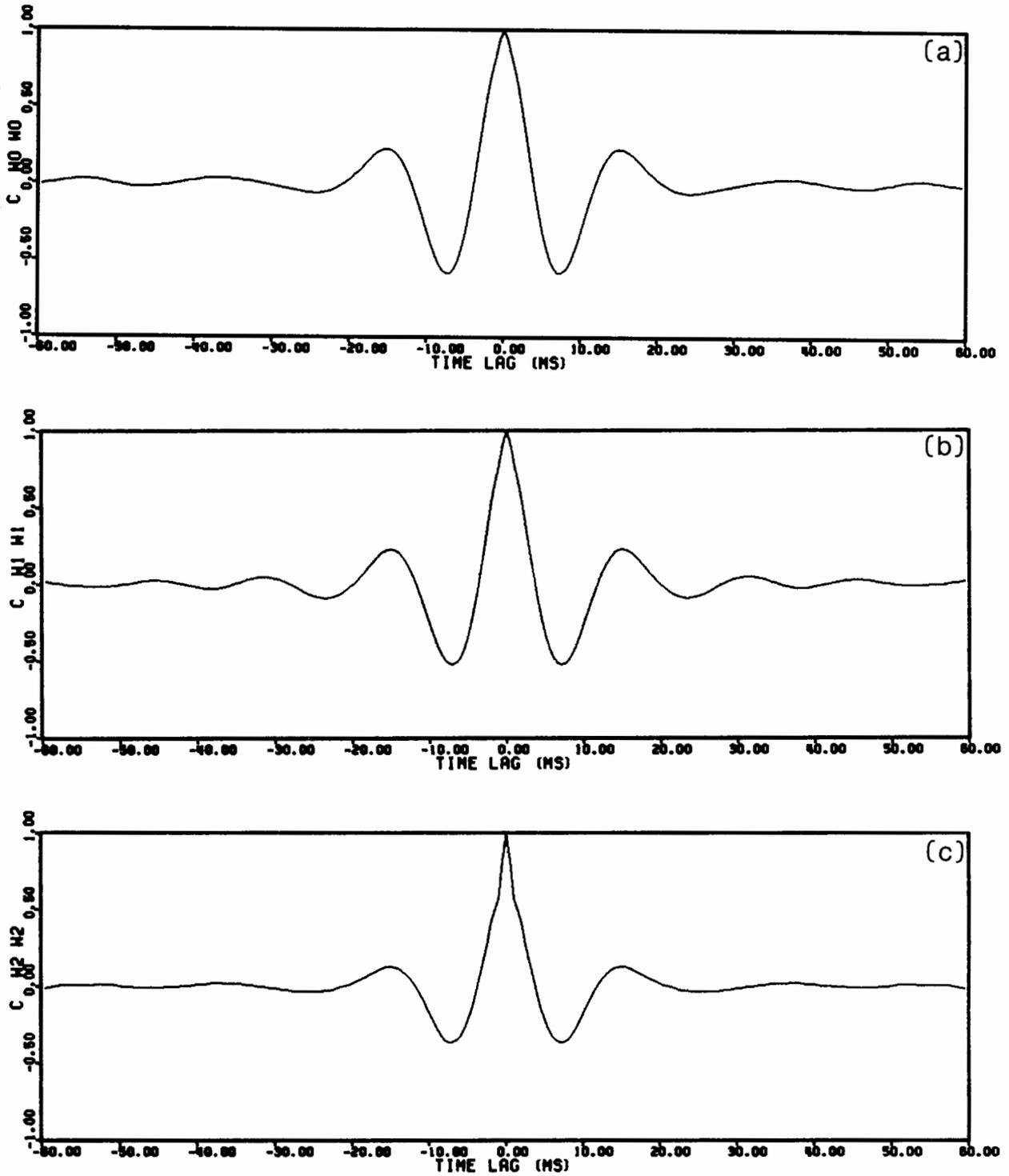


Abb. 5.10: Autokorrelationen der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen Stab und Kanalwand (a), 20 mm (b) und 40 mm (c) vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

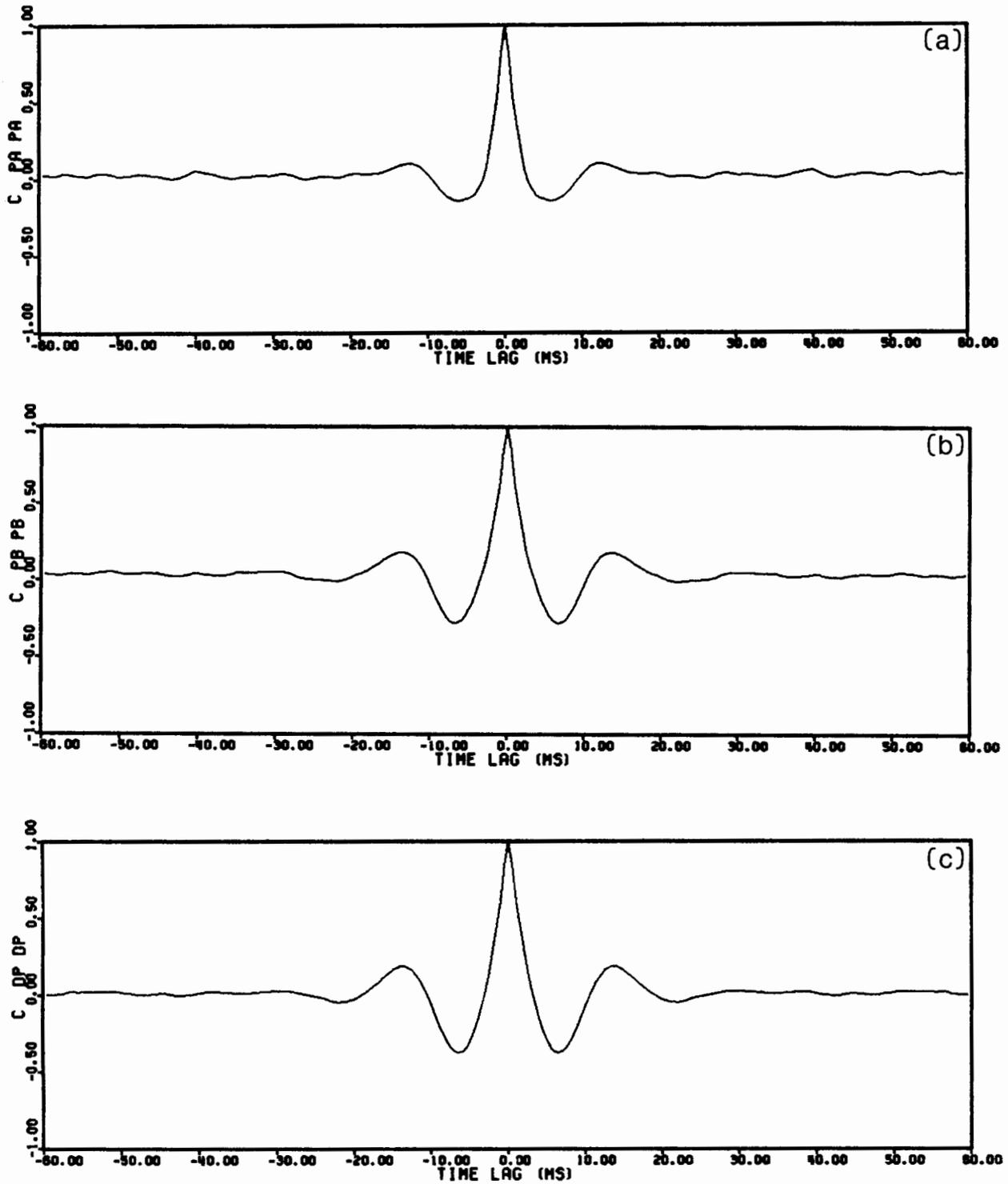


Abb. 5.11: Autokorrelationen der Druckschwankungen und der Druckdifferenz in zwei benachbarten Unterkanälen des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

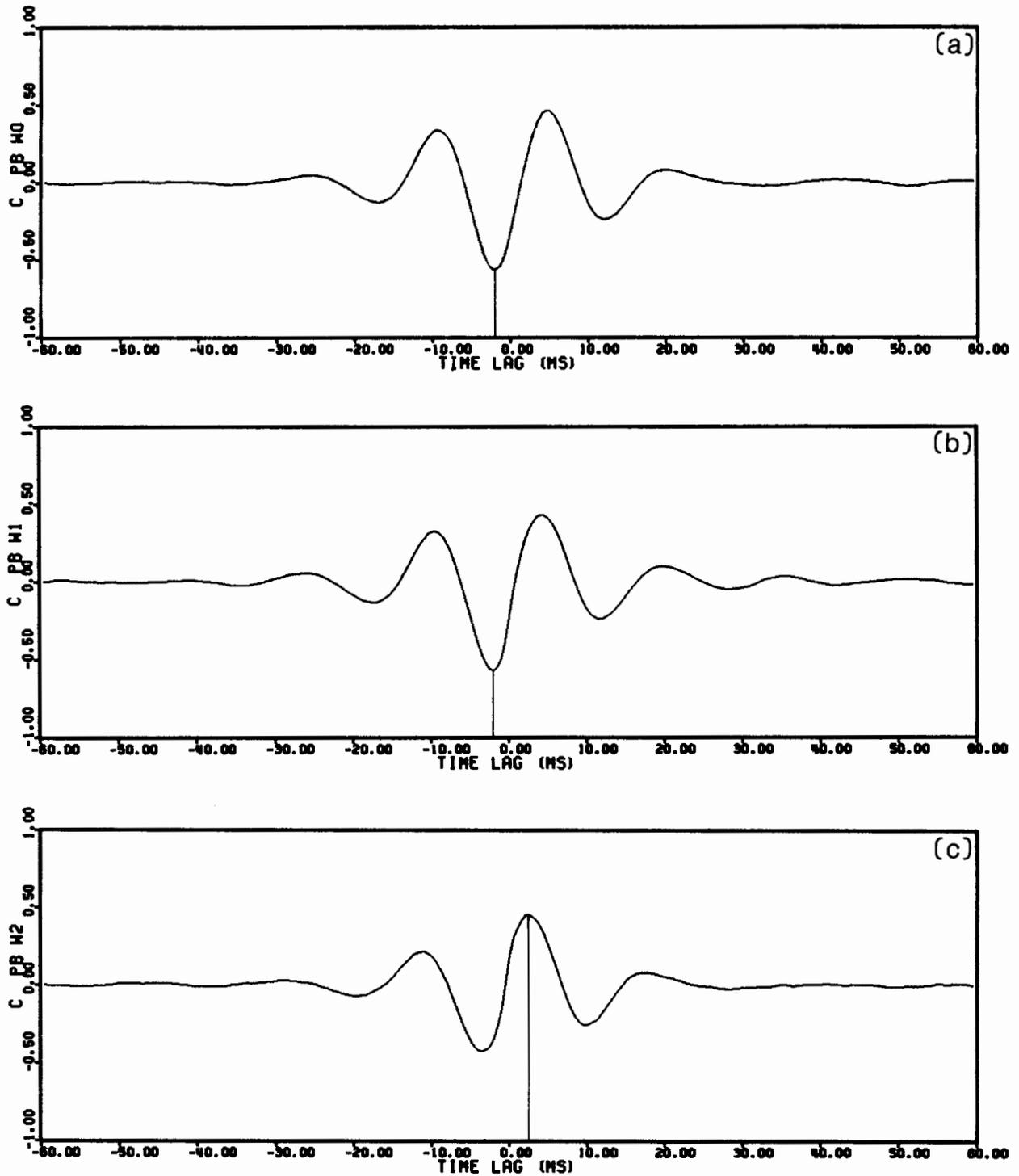


Abb. 5.12: Kreuzkorrelationen zwischen Druckschwankung im Unterkanal mit der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen Stab und Kanalwand (a), 20 mm (b) und 40 mm (c) vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

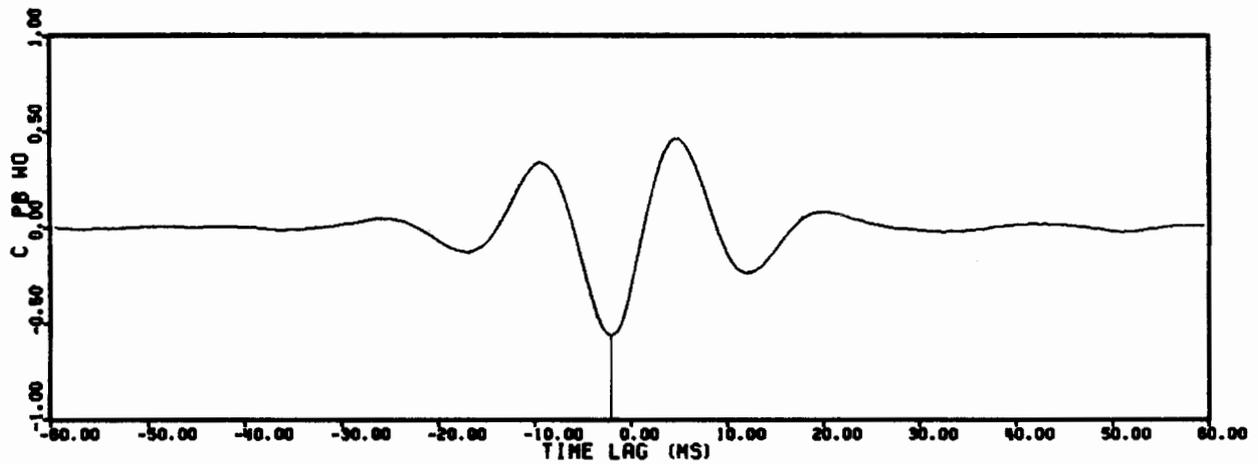
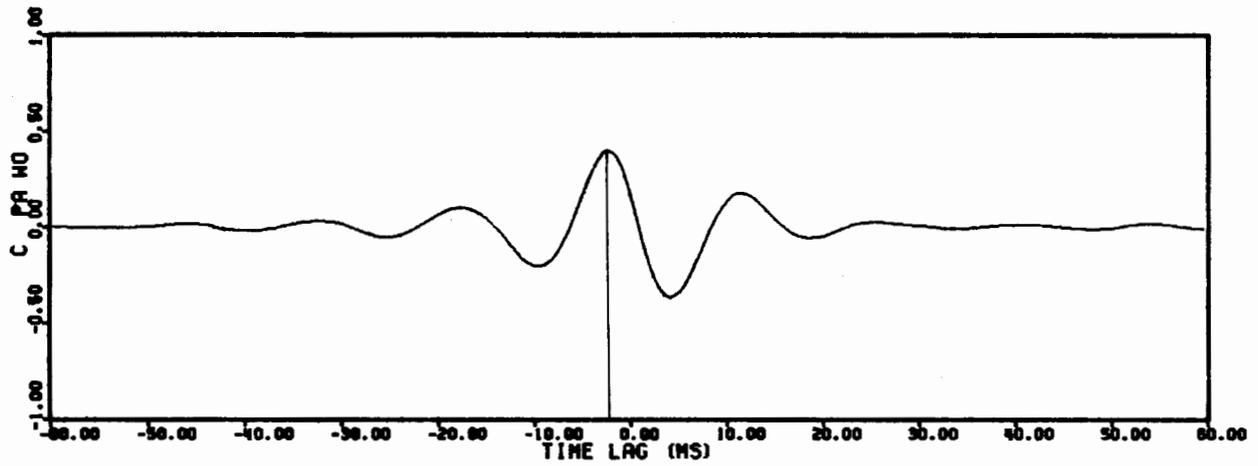


Abb. 5.13: Kreuzkorrelationen zwischen Druckschwankung im Unterkanal mit der azimuthalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen Stab und Kanalwand im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

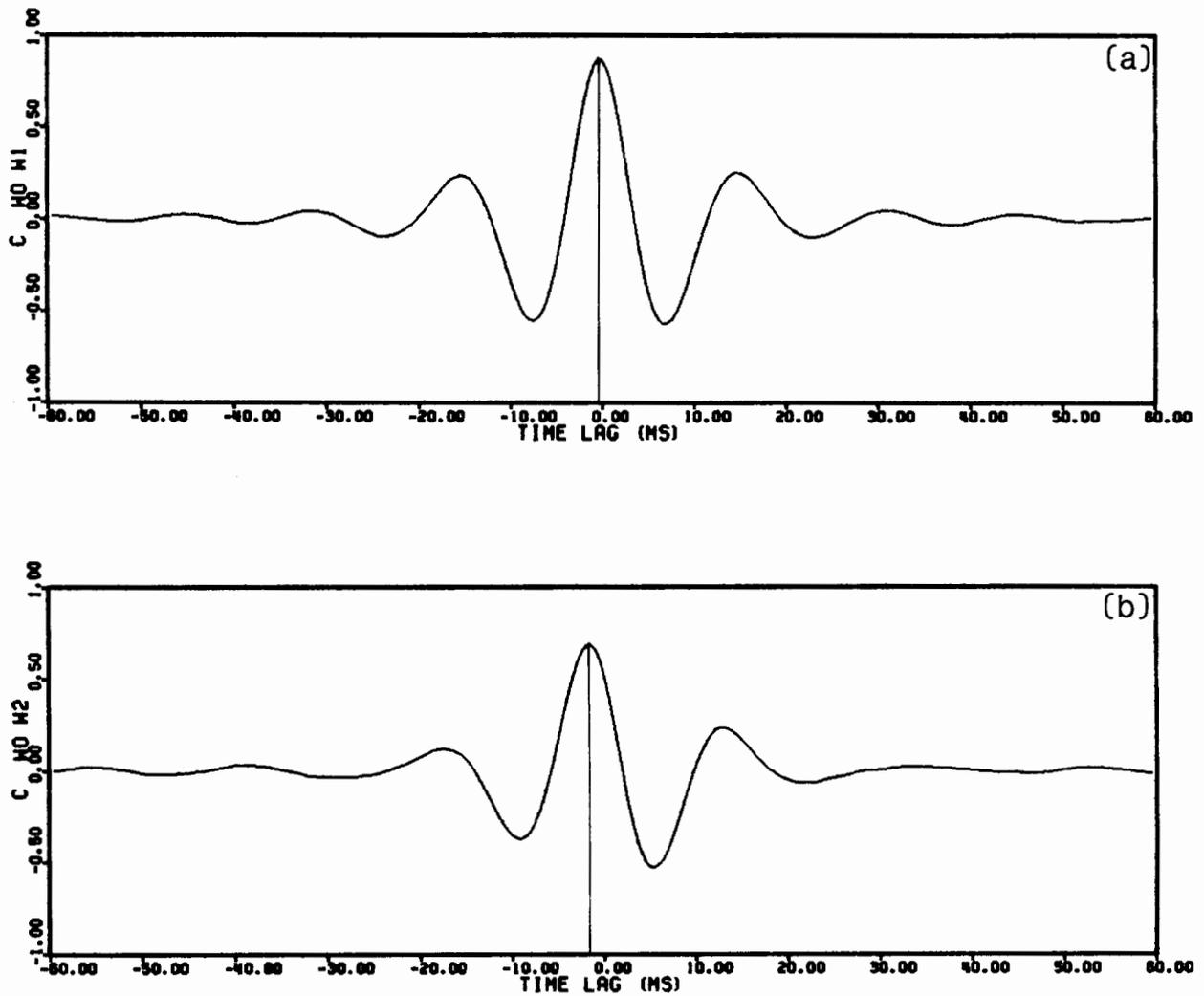


Abb. 5.14: Kreuzkorrelationen zwischen der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen Stab und Kanalwand und an Stellen 20 mm (a) und 40 mm (b) vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

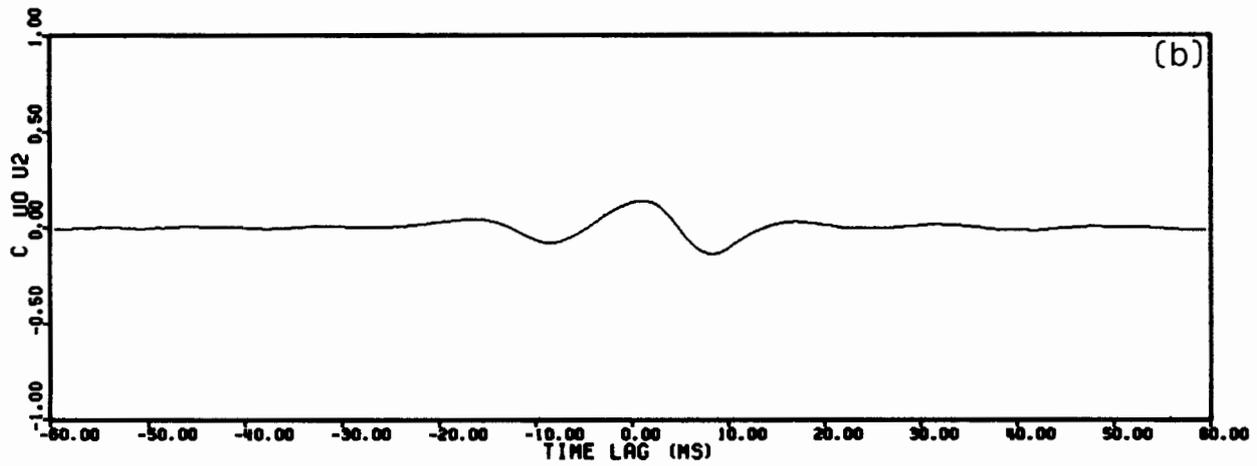
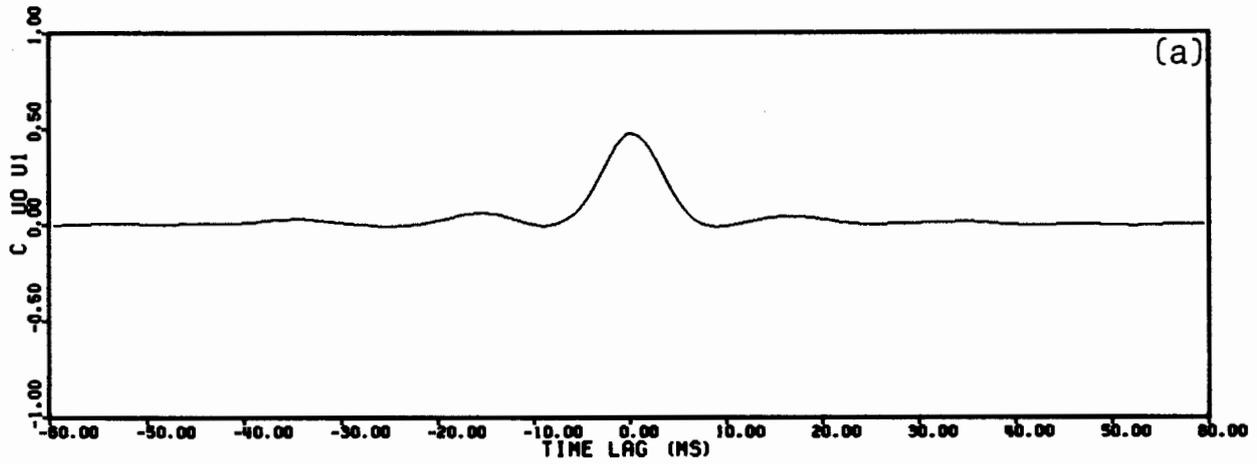


Abb. 5.15: Kreuzkorrelationen zwischen der axialen Schwankungsgeschwindigkeit im Spalt zwischen Stab und Kanalwand und an Stellen 20 mm (a) und 40 mm (b) vom Spalt im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

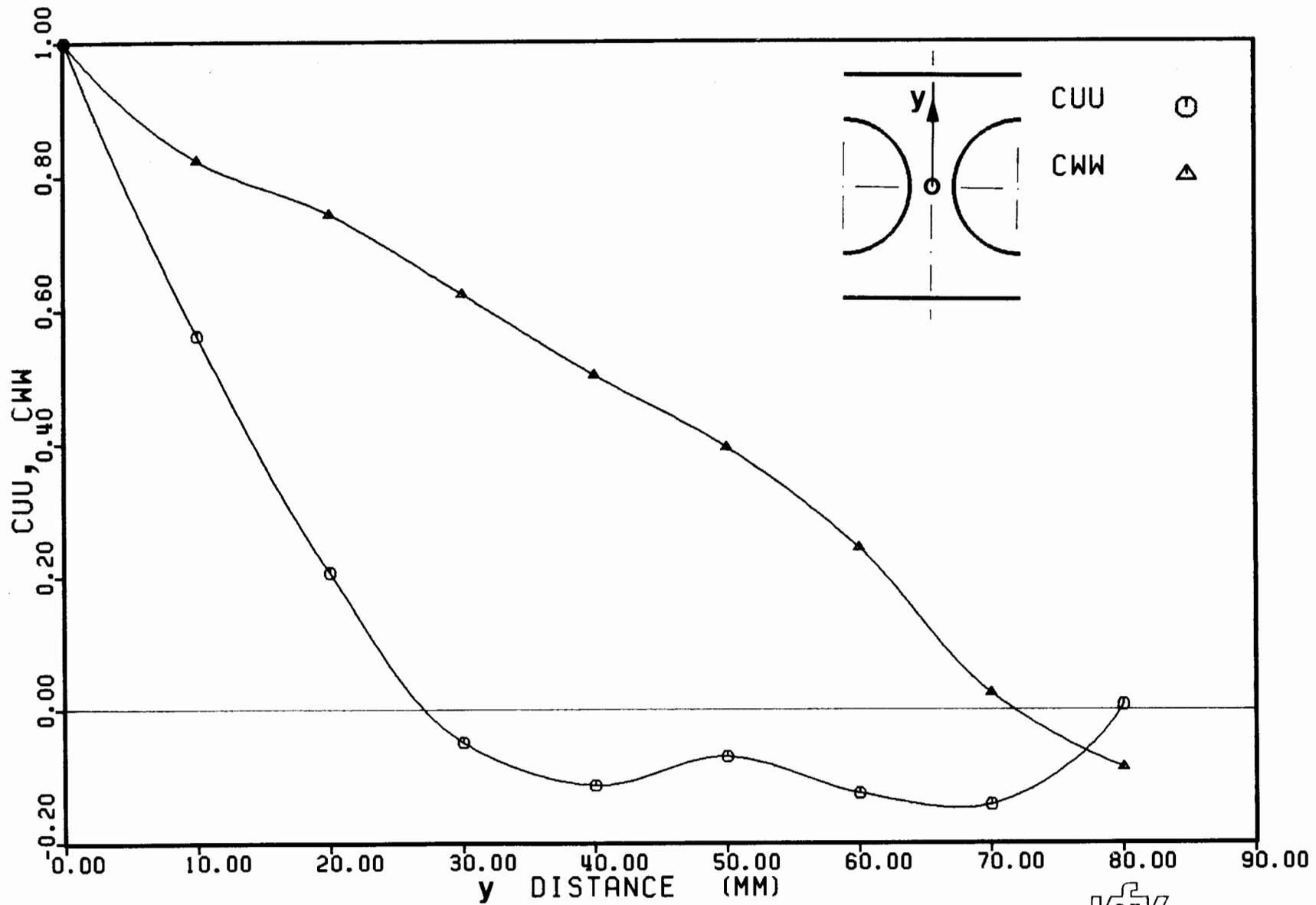


Abb. 5.16: Korrelationsfunktionen der axialen (C_{uu}) und azimuthalen (C_{ww}) Schwankungsgeschwindigkeit entlang der Symmetrie-
linie des Unterkanals (y -Richtung) des Stabbündels mit $P/D=W/D=1,072$.

KfK

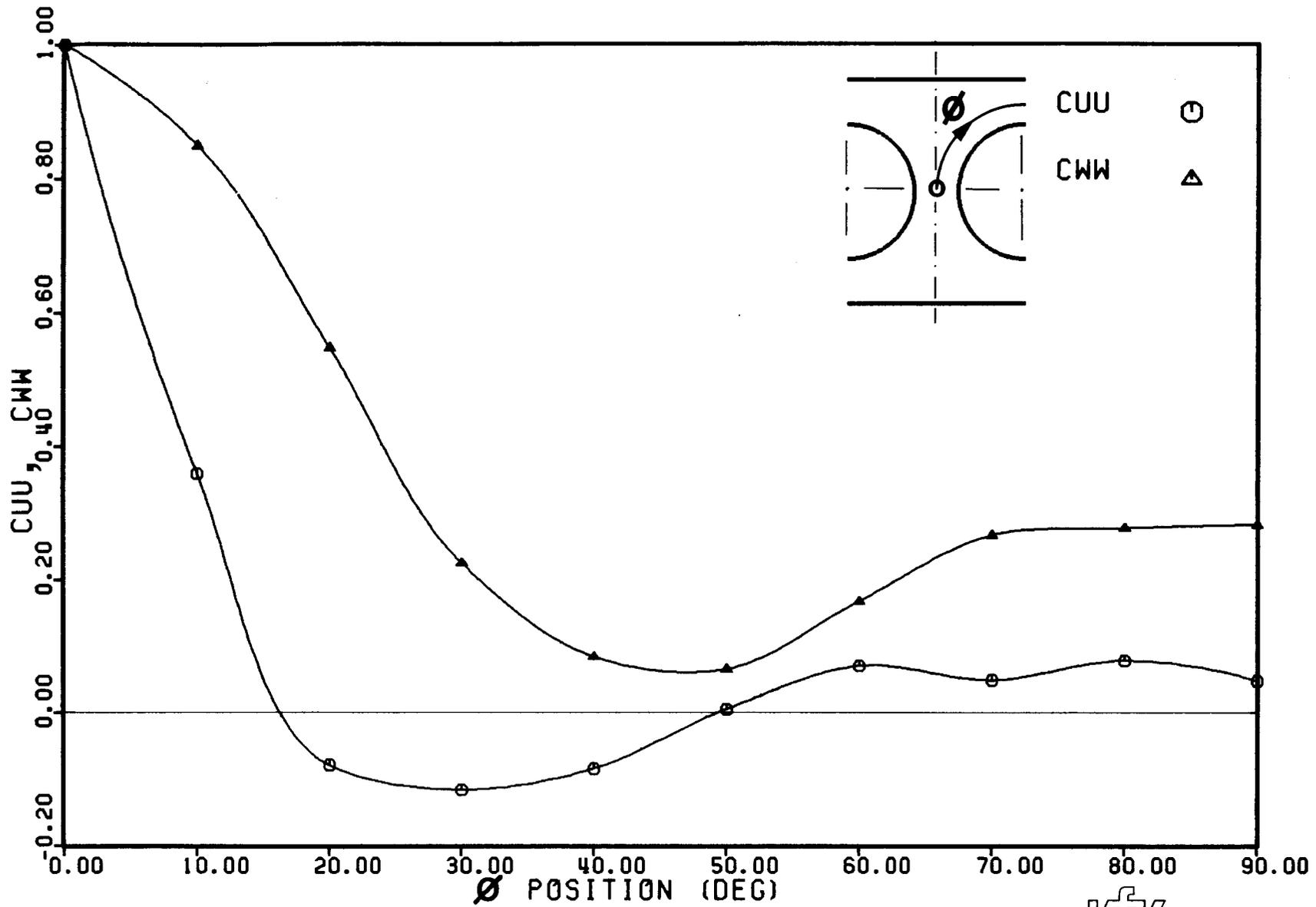


Abb. 5.17: Korrelationsfunktionen der axialen (C_{uu}) und azimuthalen (C_{ww}) Schwankungsgeschwindigkeit entlang einer Linie parallel zur Stabwand (ϕ -Richtung) des Stabbündels mit $P/D=W/D=1,072$.



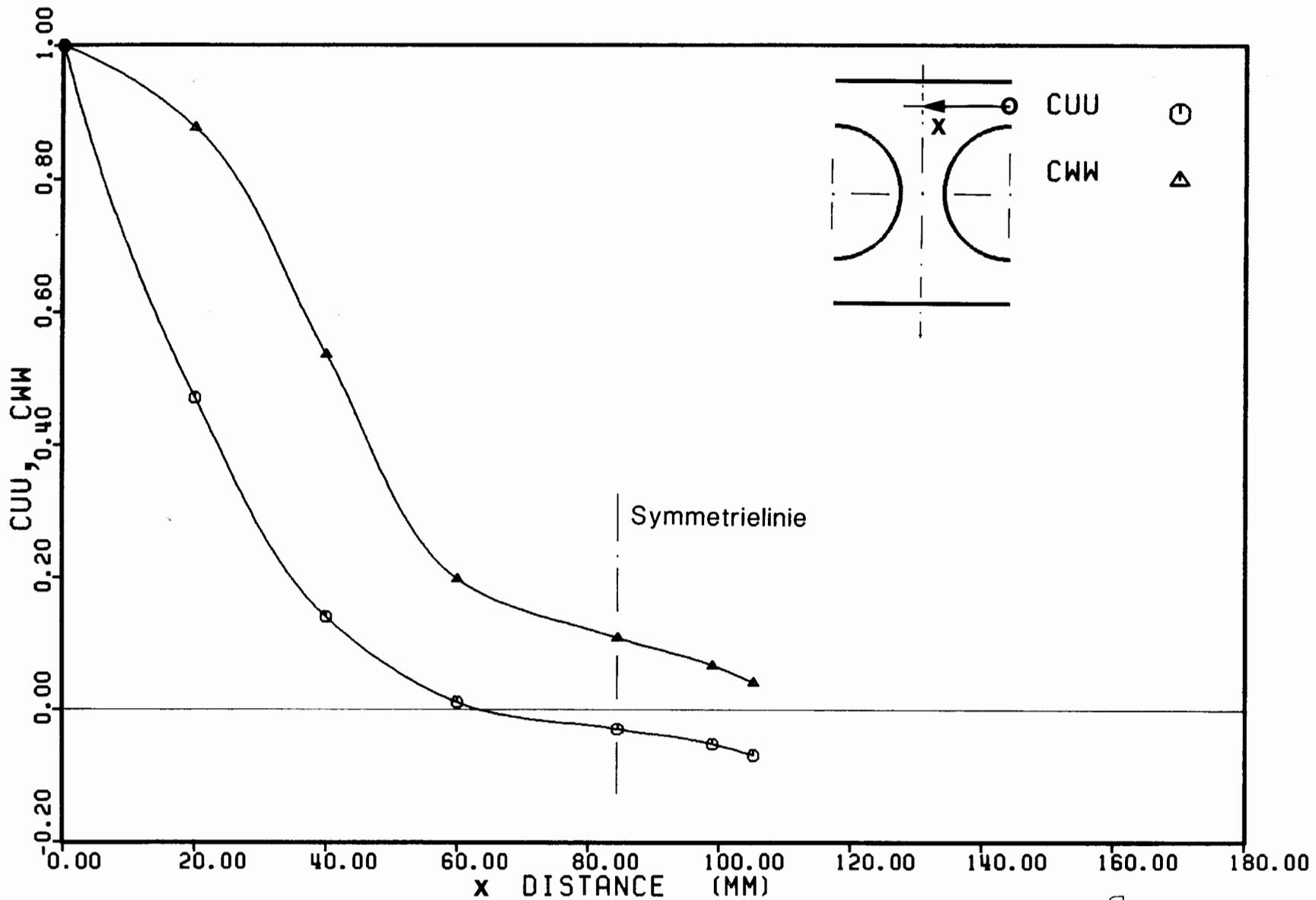


Abb. 5.18: Korrelationsfunktionen der axialen (C_{uu}) und azimuthalen (C_{ww}) Schwankungsgeschwindigkeit entlang einer Linie parallel zur Kanalwand (x-Richtung) des Stabbündels mit $P/D=W/D=1,072$.



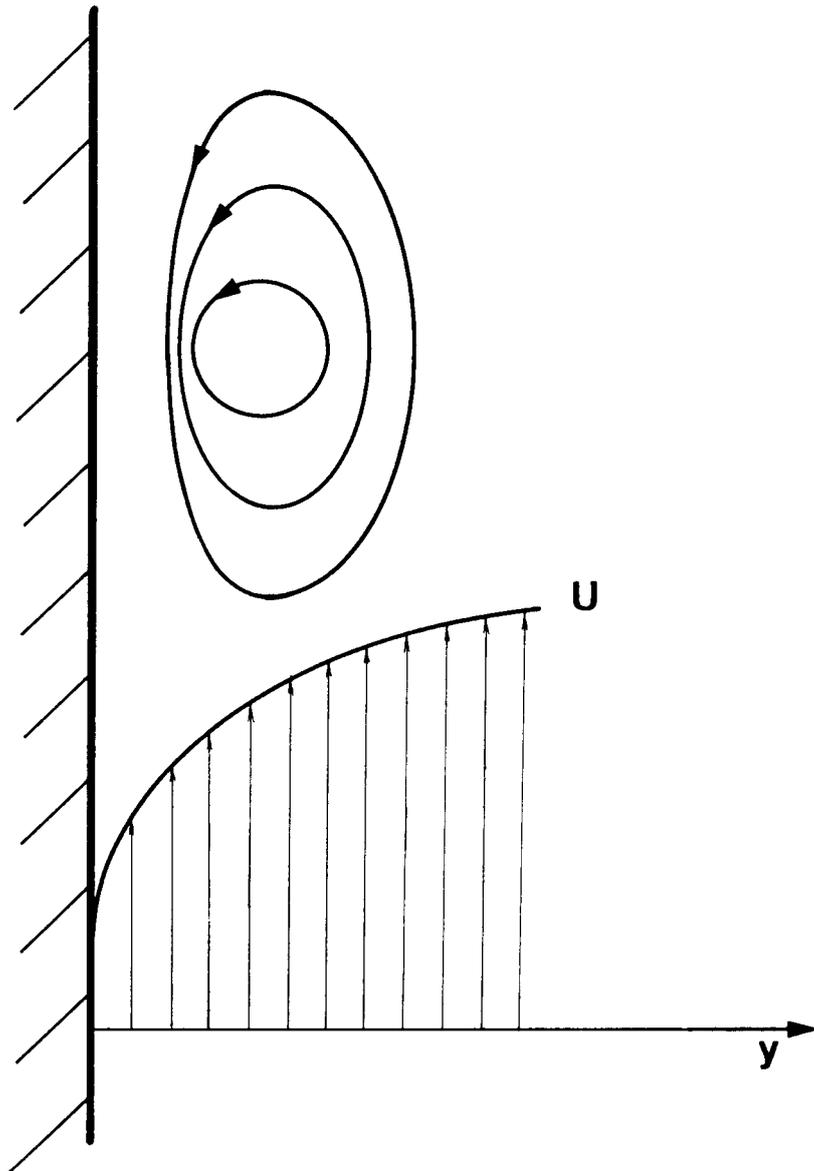


Abb. 6.1: Schematische Darstellung der großen Wirbel an einer Wand.

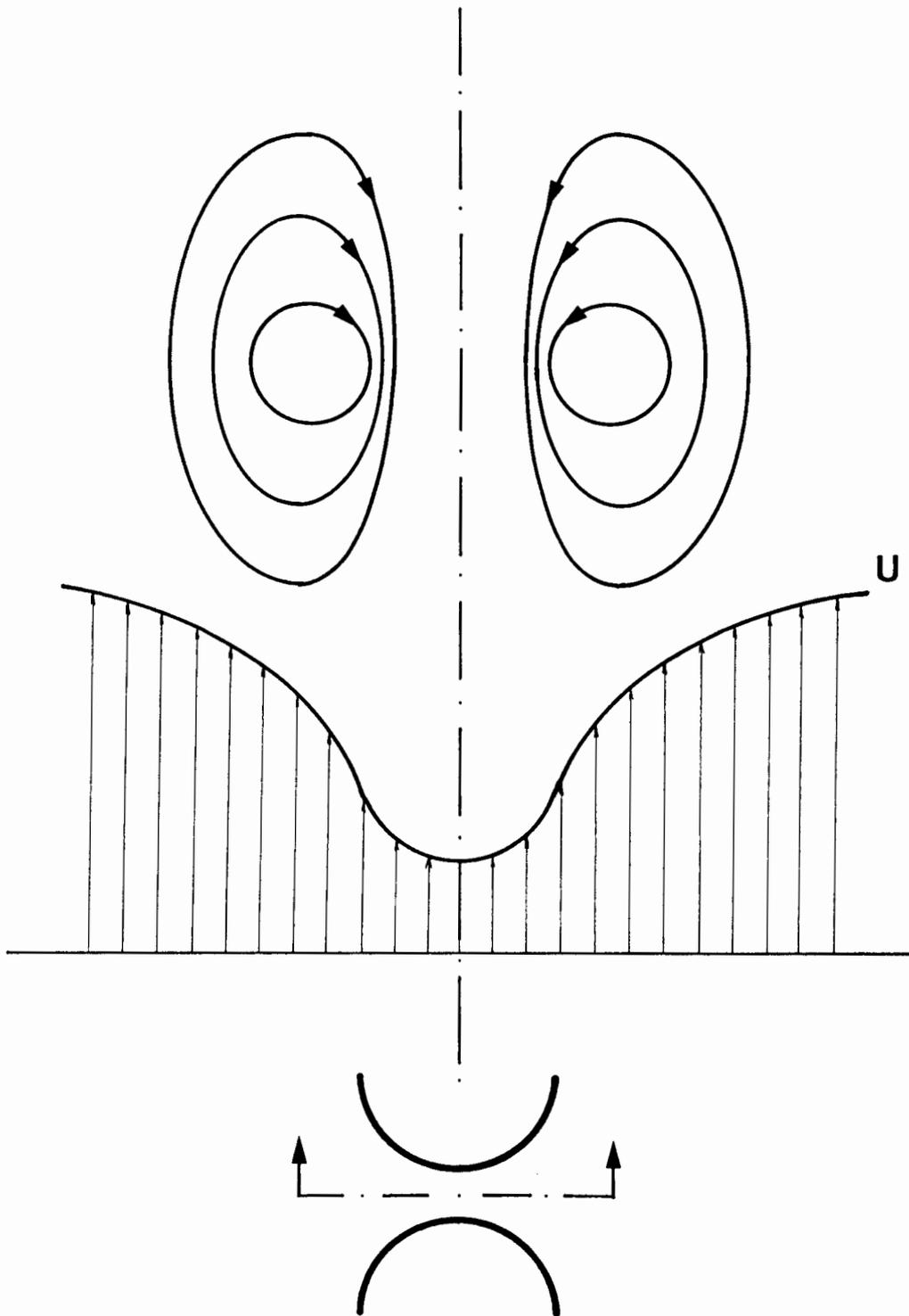


Abb. 6.2: Schematische Darstellung der großen Wirbel im Spalt zwischen den Stäben - idealer Zustand.

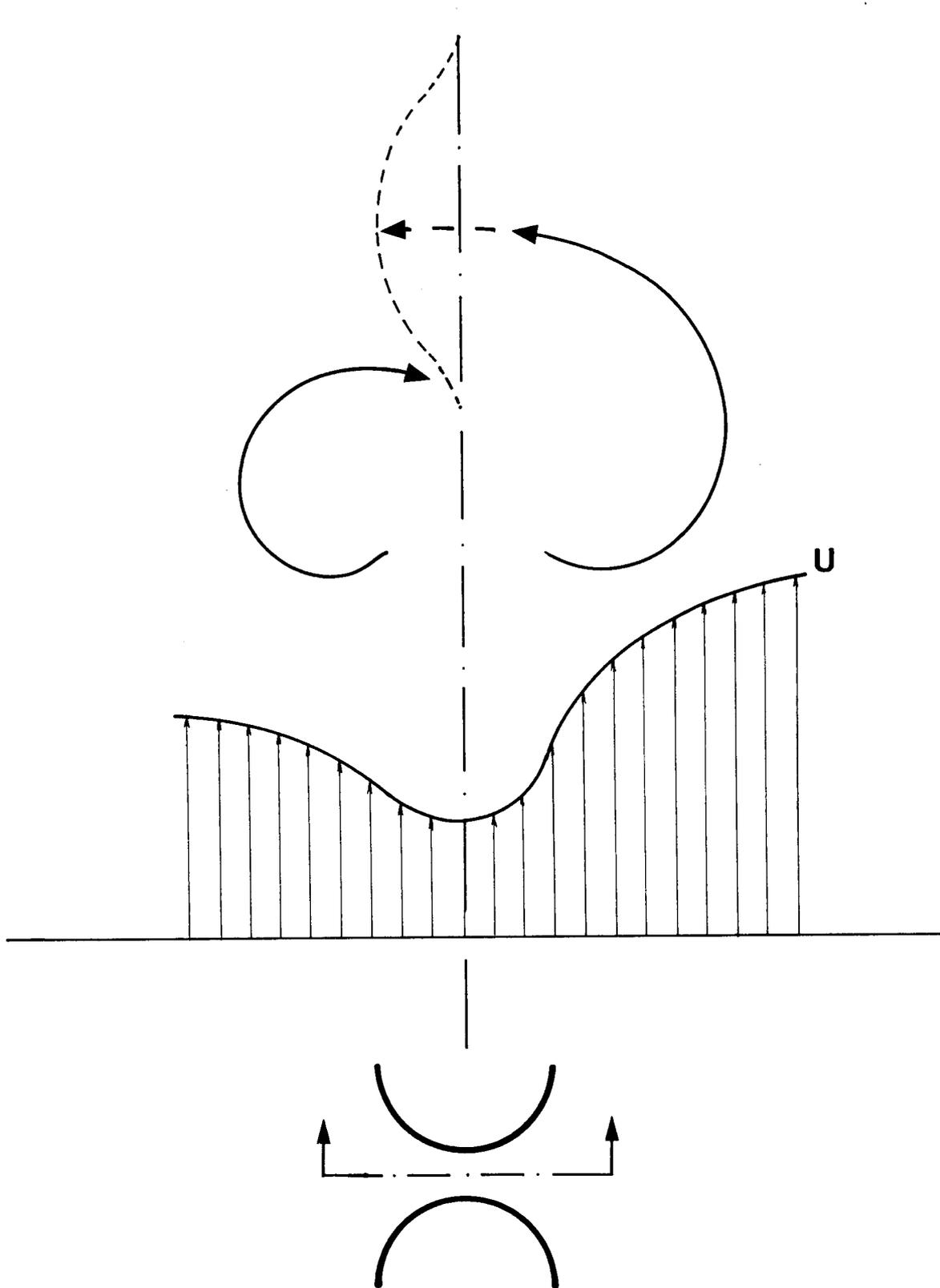


Abb. 6.3: Schematische Darstellung der großen Wirbel im Spalt zwischen den Stäben - realer Zustand.

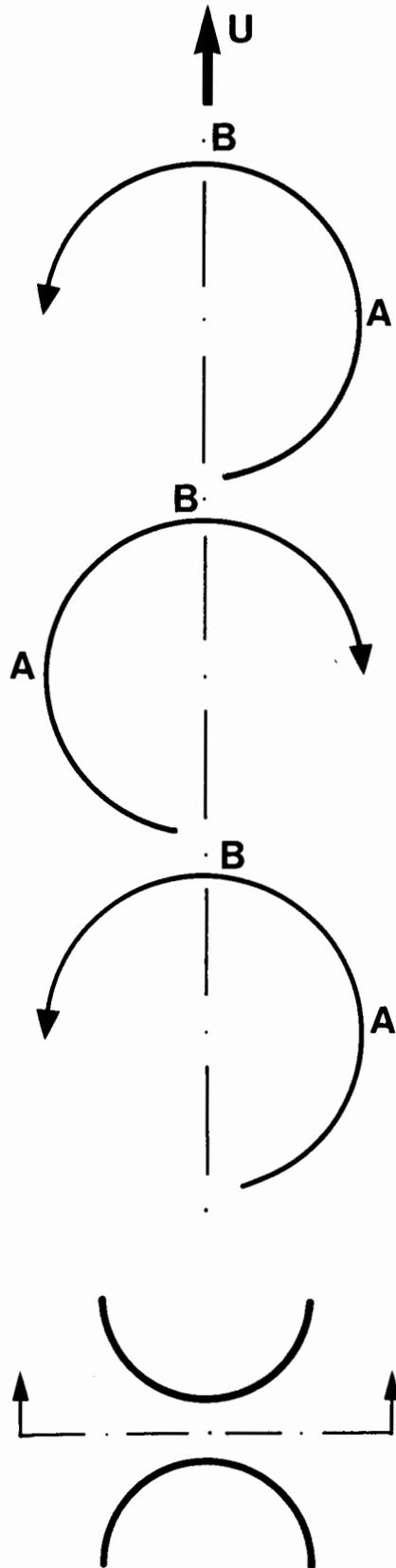


Abb. 6.4: Schematische Darstellung der Wirbelströmung im Spalt zwischen den Stäben.

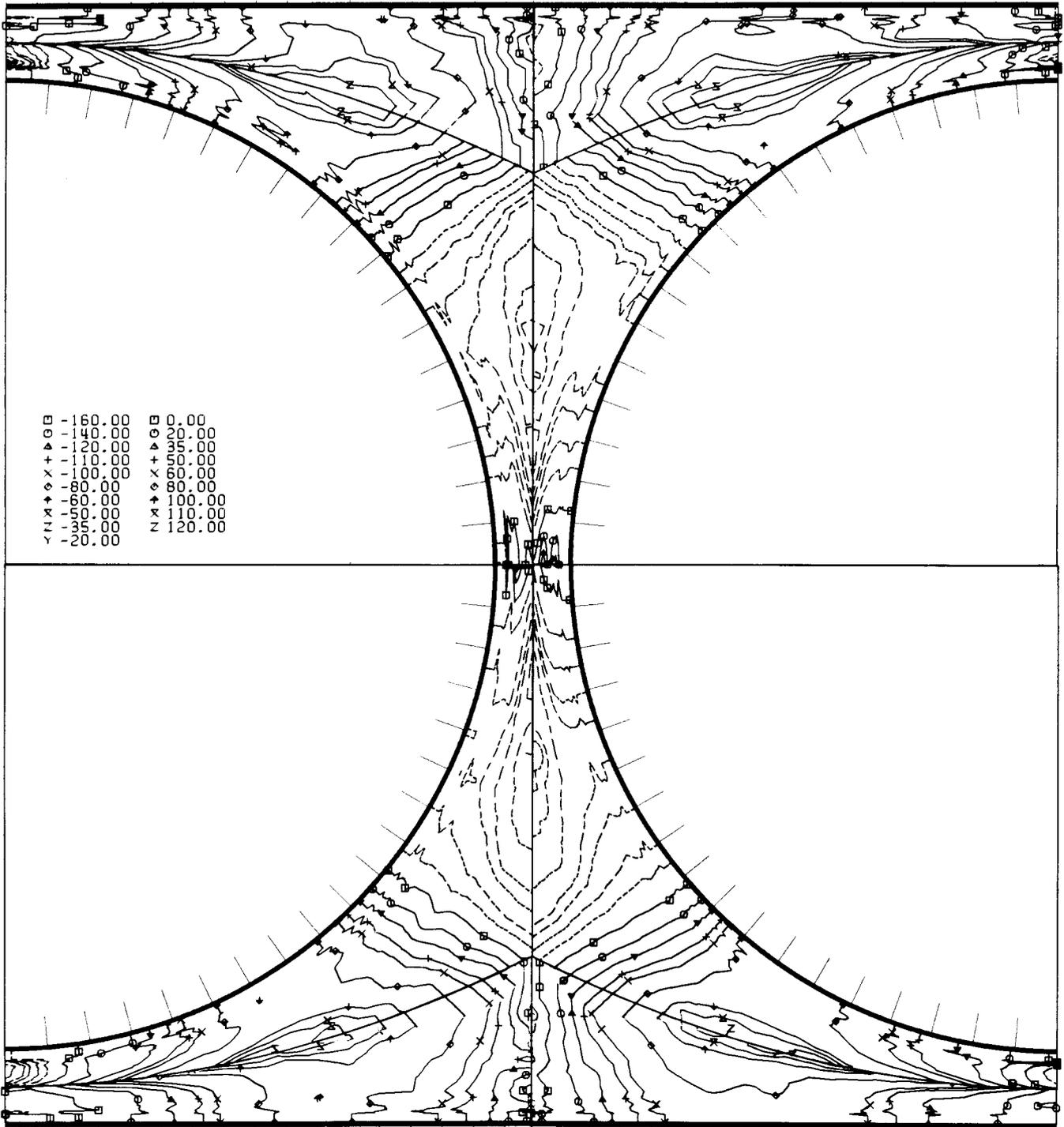


Abb. 6.5: Radiale Komponente der Rotation des Geschwindigkeitsvektors im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$.

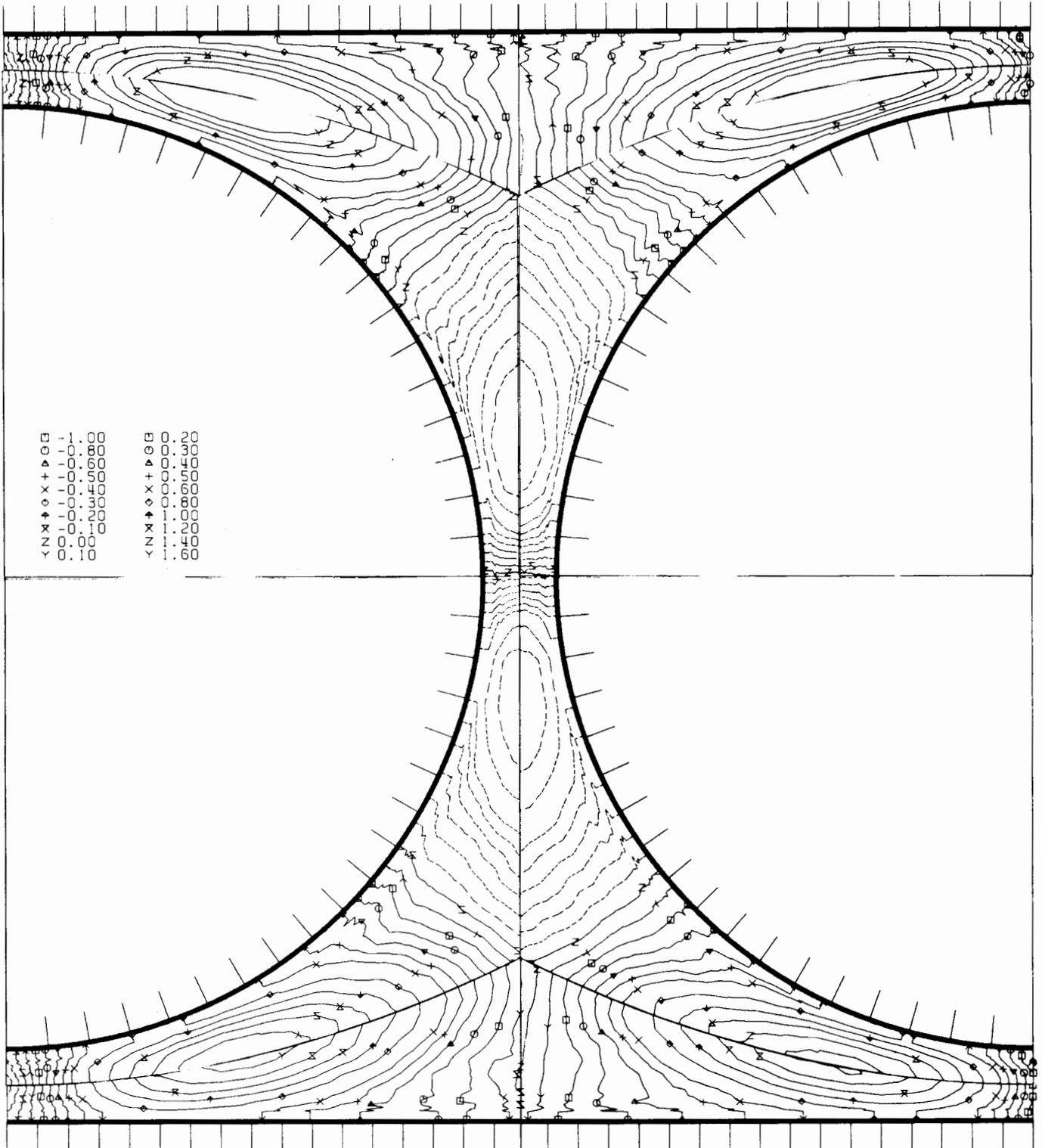


Abb. 6.6: Turbulente Schubspannung parallel zur Wand (Höhenlinien) im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$.

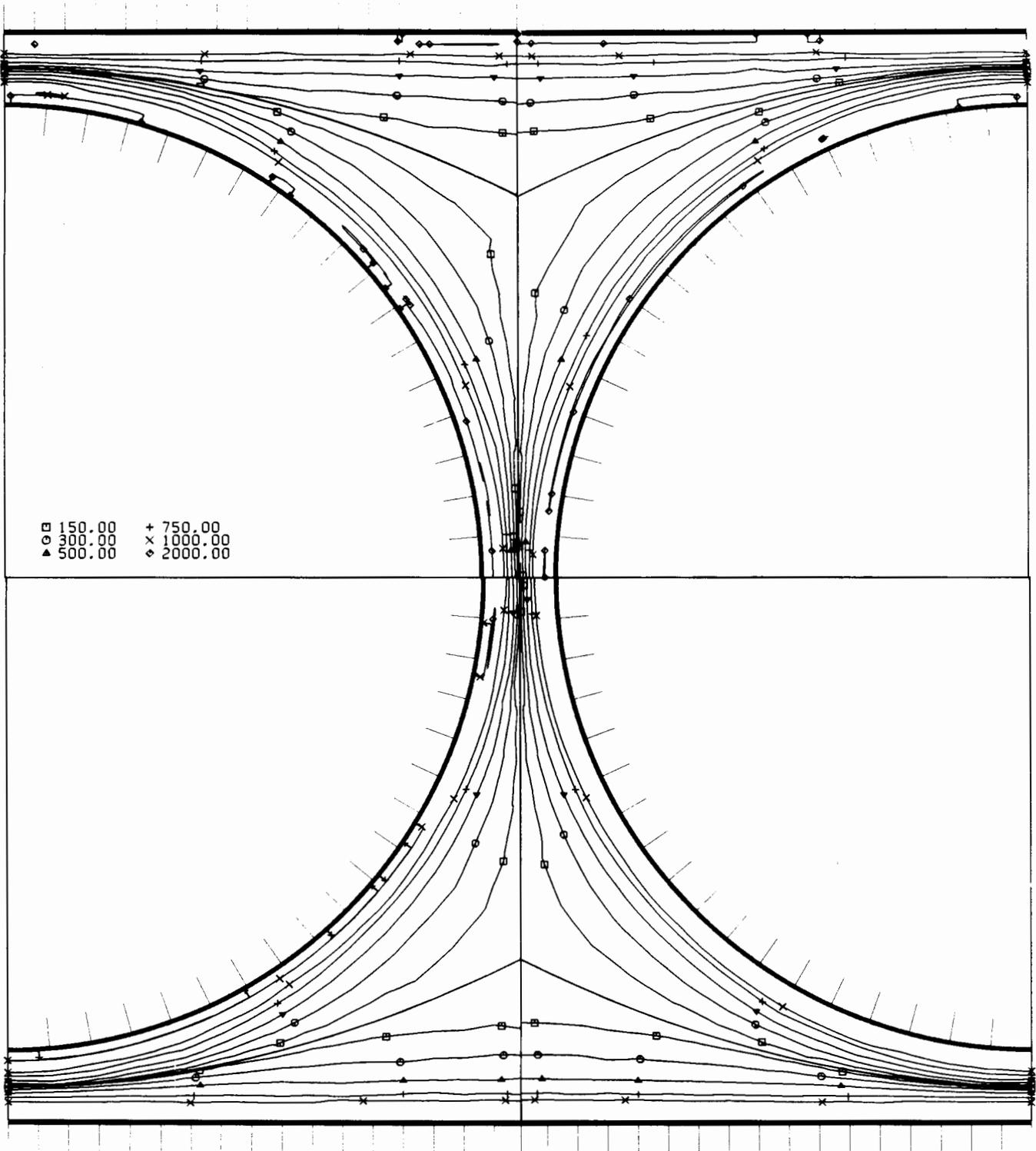


Abb. 6.7: Azimutale Komponente der Rotation des Geschwindigkeitsvektors im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$.

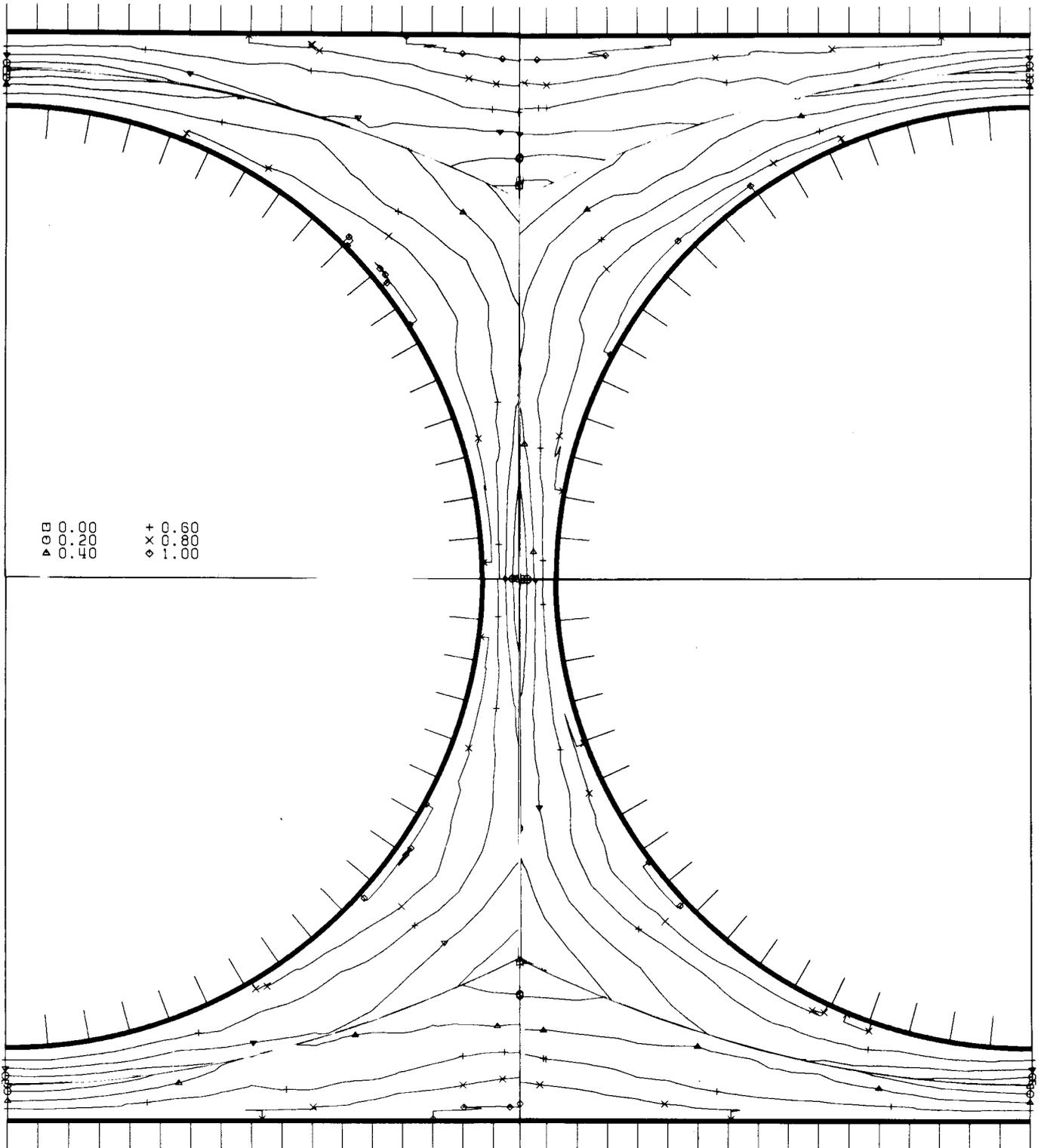


Abb. 6.8: Turbulente Schubspannung senkrecht zur Wand (Höhenlinien) im Stabbündel mit $P/D=W/D=1,072$.

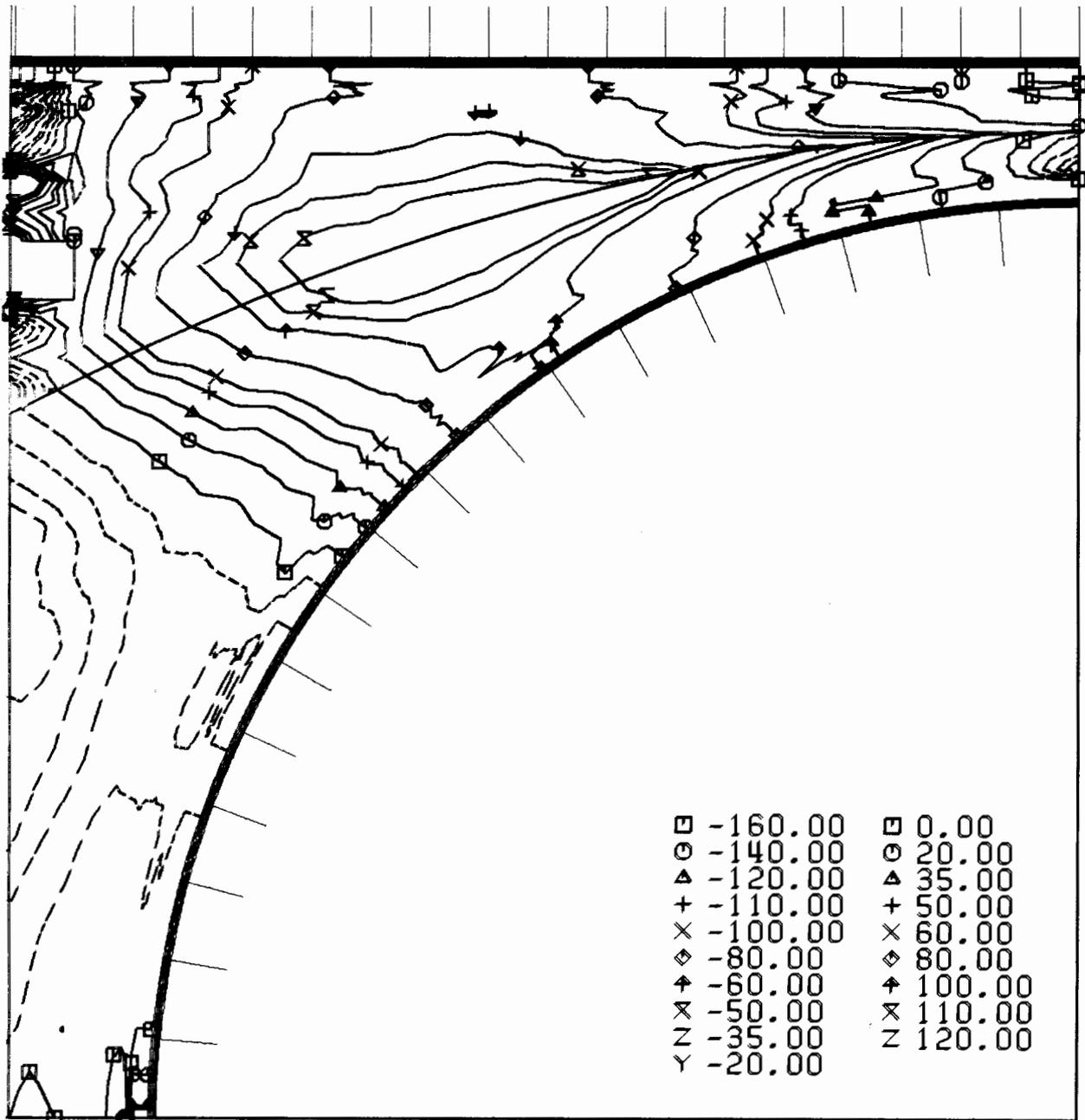


Abb. 6.9: Radiale Komponente der Rotation des Geschwindigkeitsvektors im Stabbündel mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$.

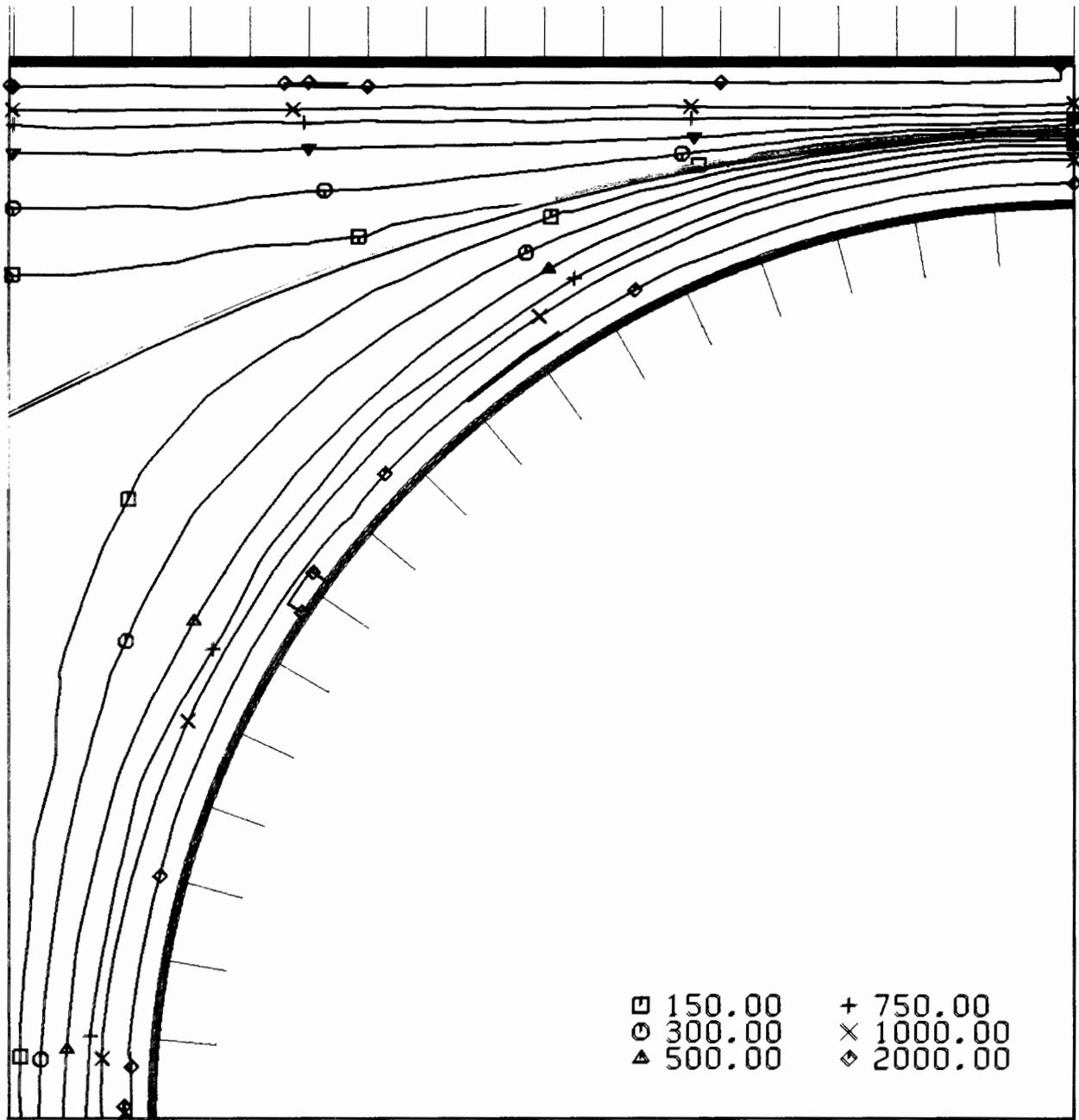


Abb. 6.10: Azimutale Komponente der Rotation des Geschwindigkeitsvektors im Stabbündel mit $P/D=1,148$, $W/D=1,072$.

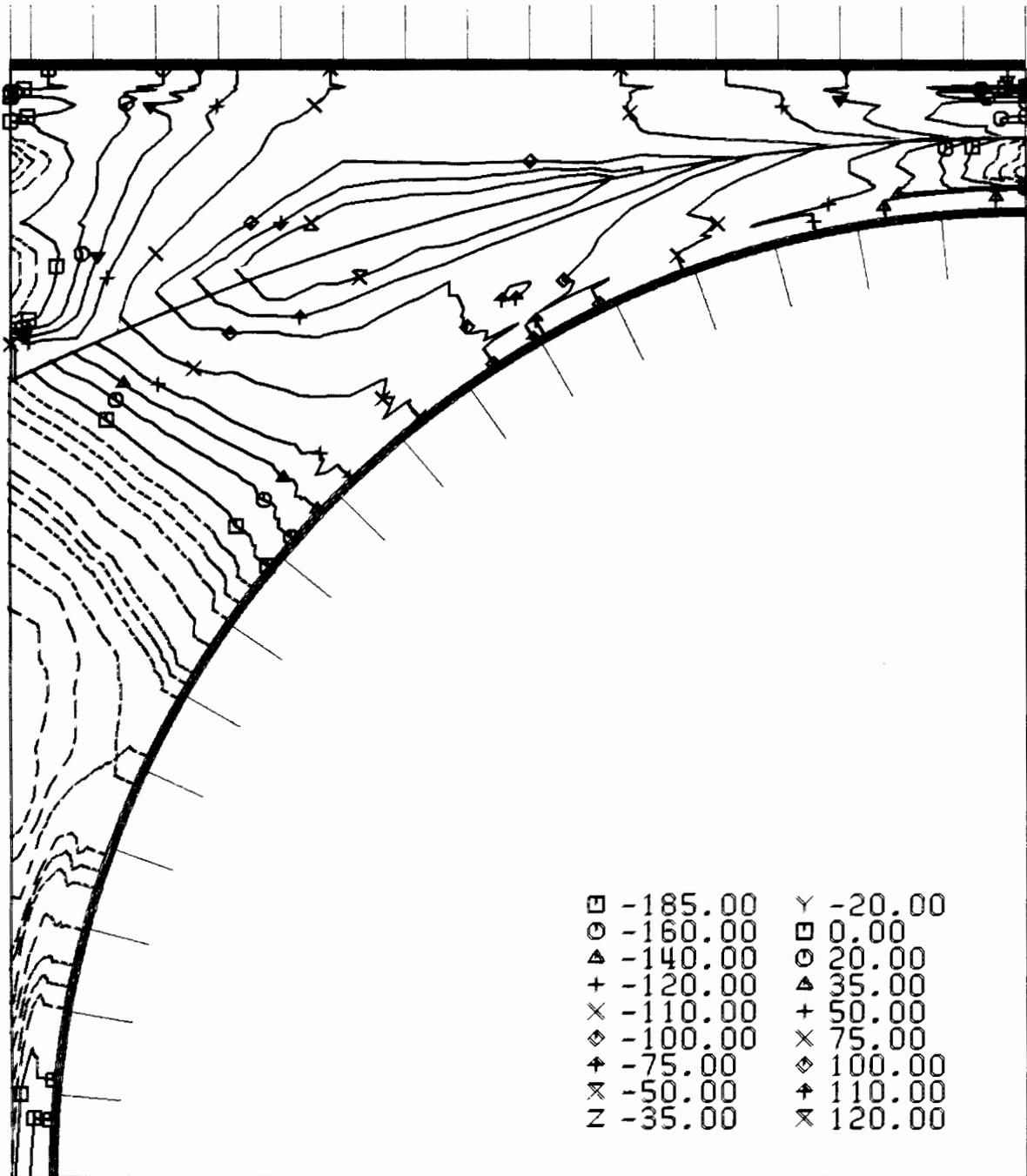


Abb. 6.11: Radiale Komponente der Rotation des Geschwindigkeitsvektors im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

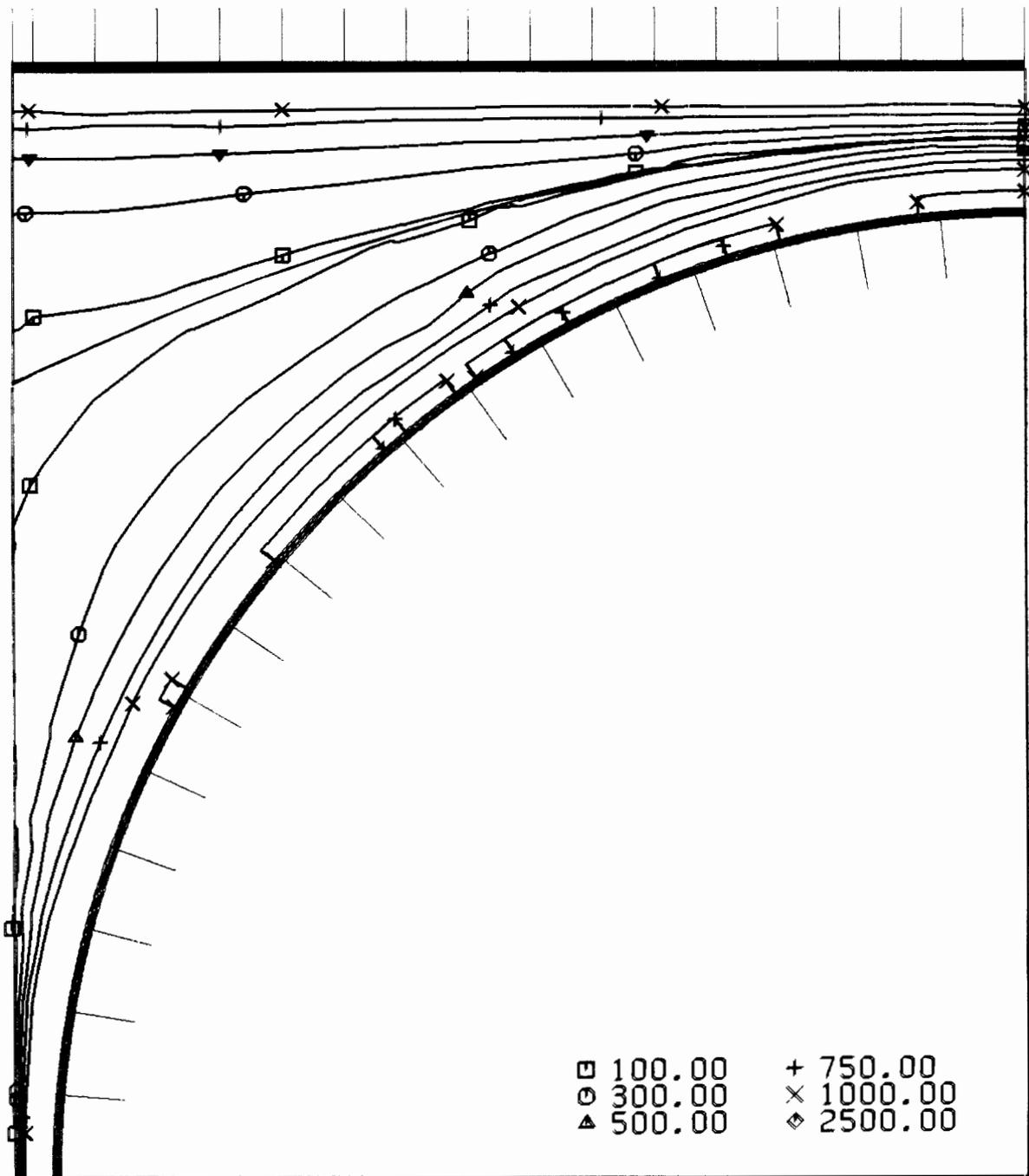


Abb. 6.12: Azimutale Komponente der Rotation des Geschwindigkeitsvektors im Stabbündel mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$.

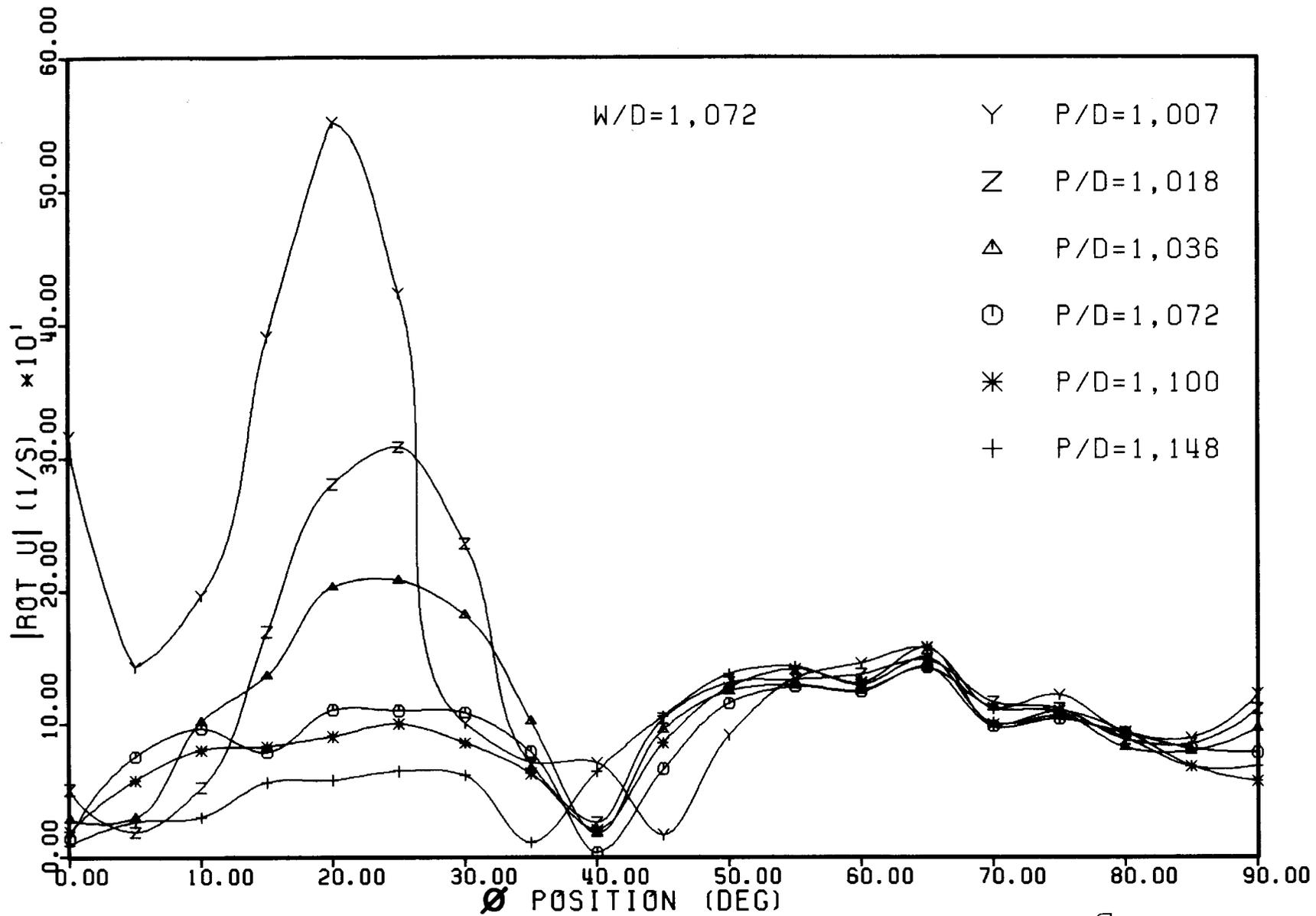


Abb. 6.13: Absolutwert der radialen Komponente der Rotation des Geschwindigkeitsvektors auf der Linie der Maximalgeschwindigkeit für alle Stabbündel mit symmetrischer Anordnung und $W/D=1,072$

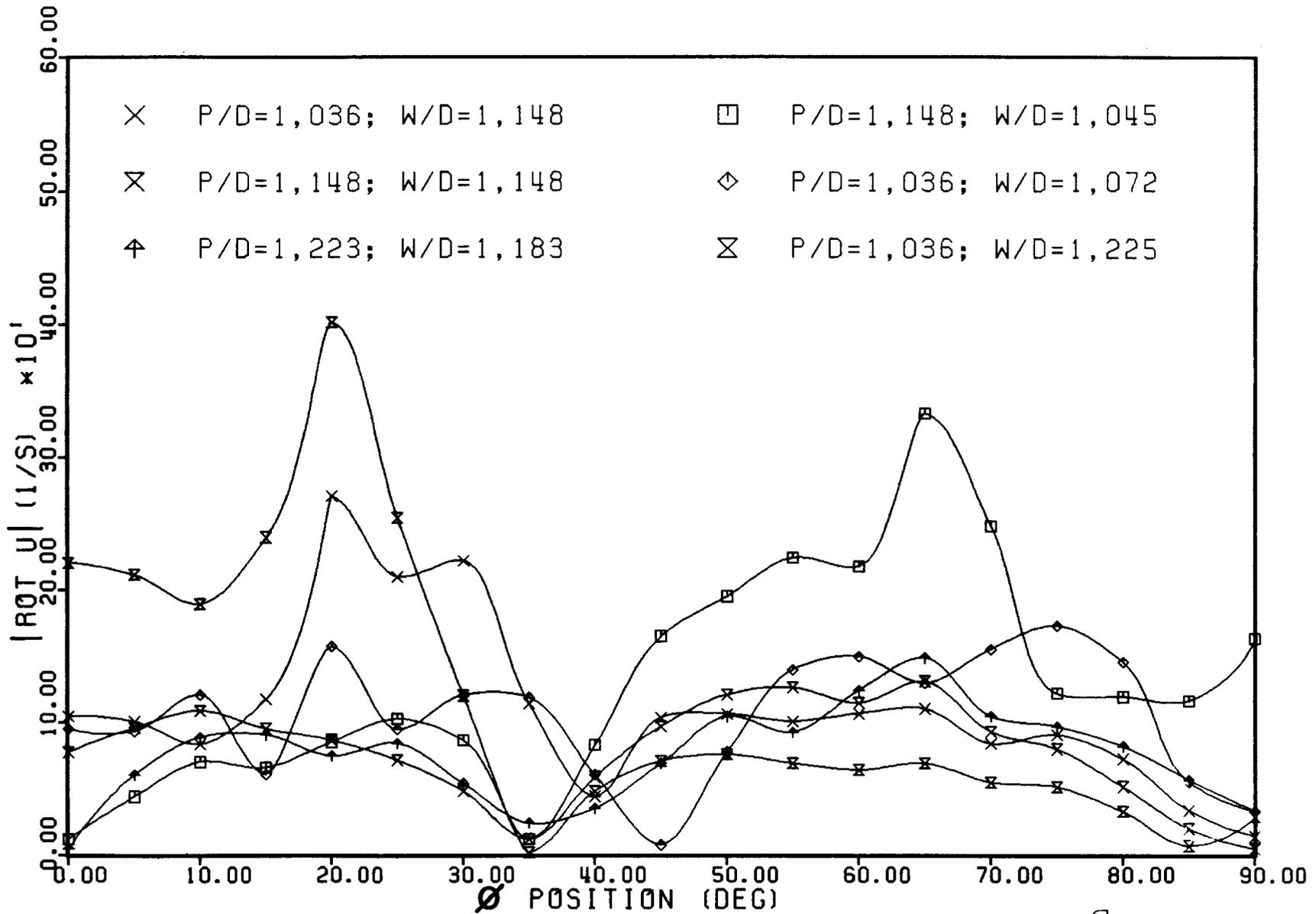


Abb. 6.14: Absolutwert der radialen Komponente der Rotation des Geschwindigkeitsvektors auf der Linie der Maximalgeschwindigkeit für alle übrigen untersuchten Stabbündel.

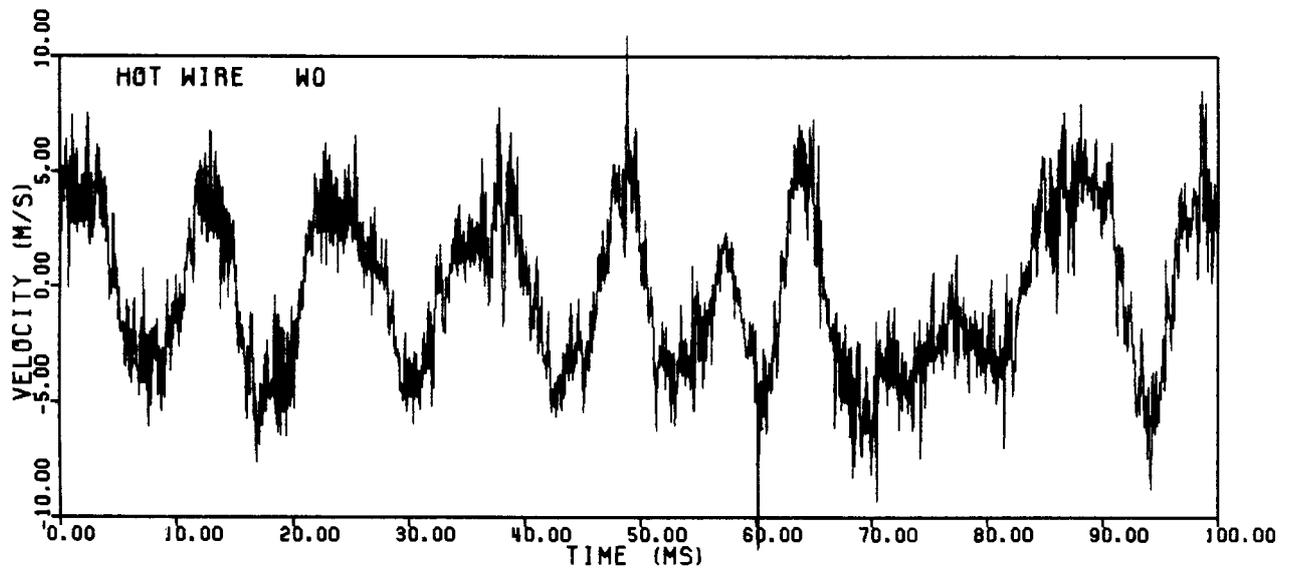
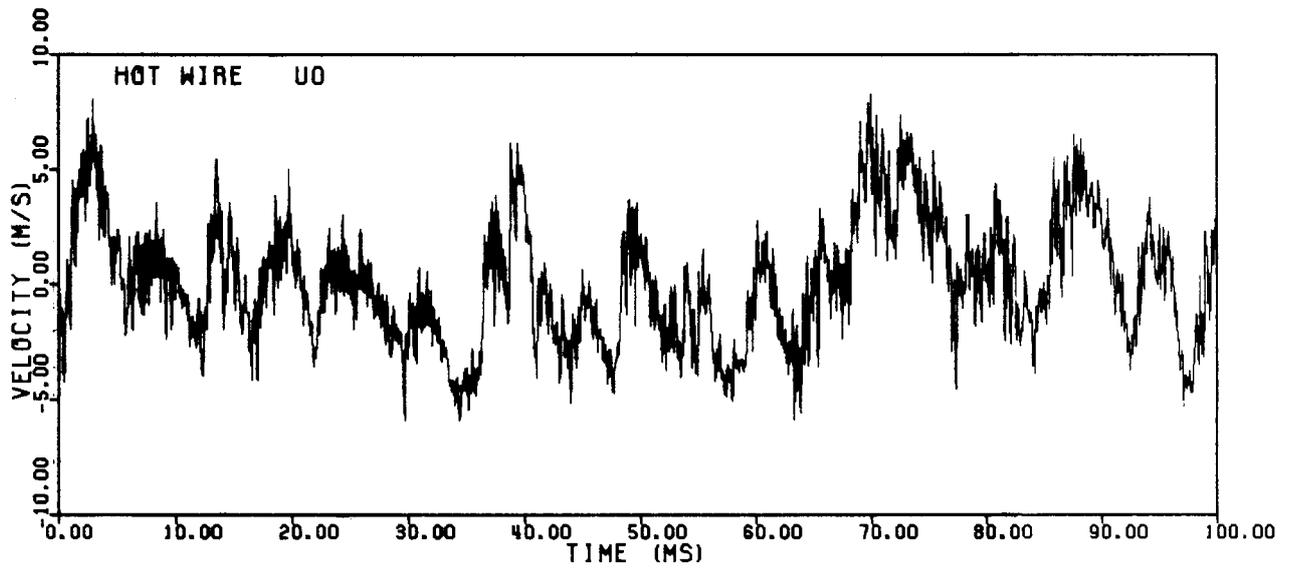


Abb. 6.15: Darstellung der axialen und der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeit im Zentrum des Spaltes zwischen den Stäben (Punkt 0) des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$ als Funktion der Zeit.

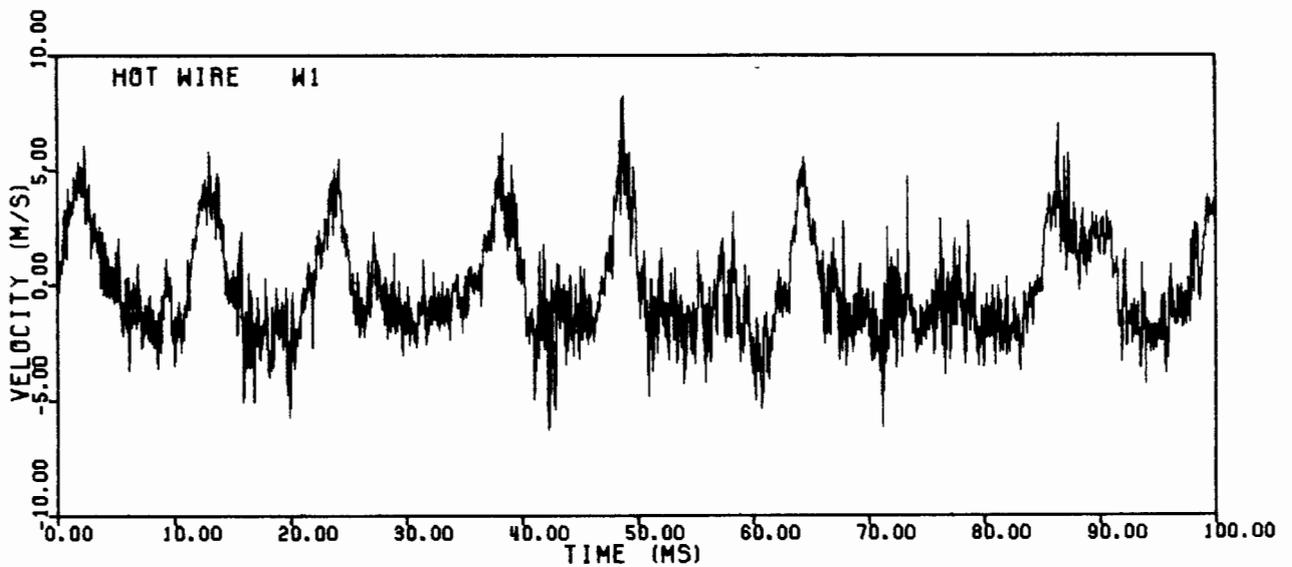
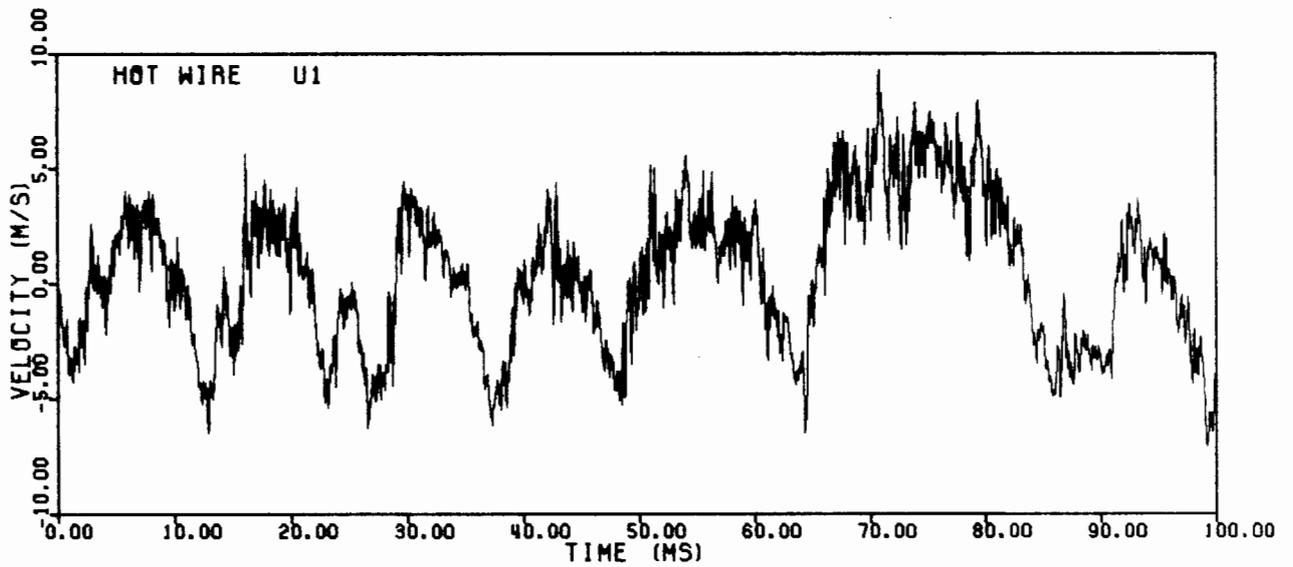


Abb. 6.16: Darstellung der axialen und der azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeit im Punkt 1, 20 mm vom Spalt zwischen den Stäben des Stabbündels mit $P/D=1,036$, $W/D=1,072$ als Funktion der Zeit.

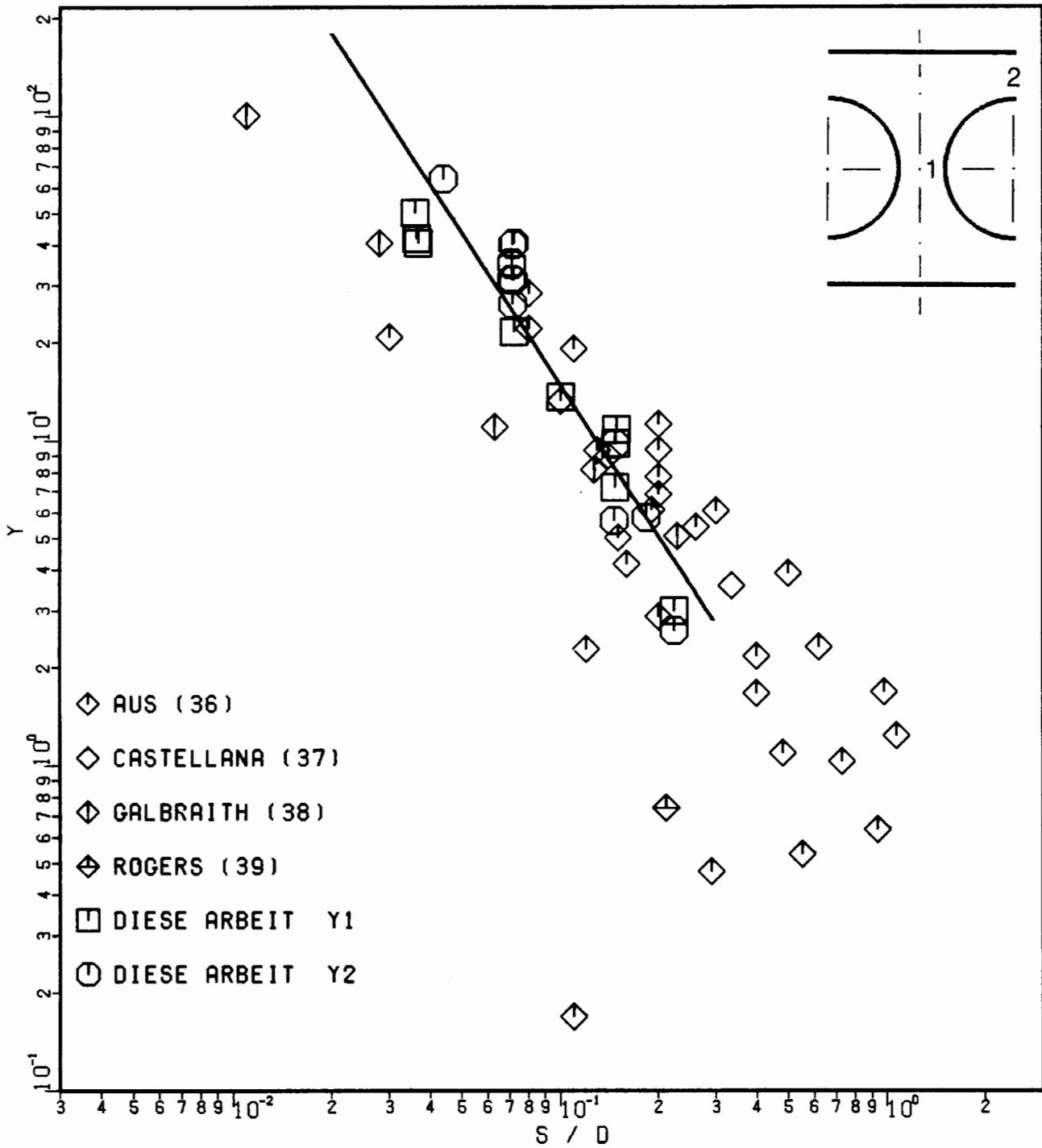


Abb. 7.1: Mischungsfaktor.

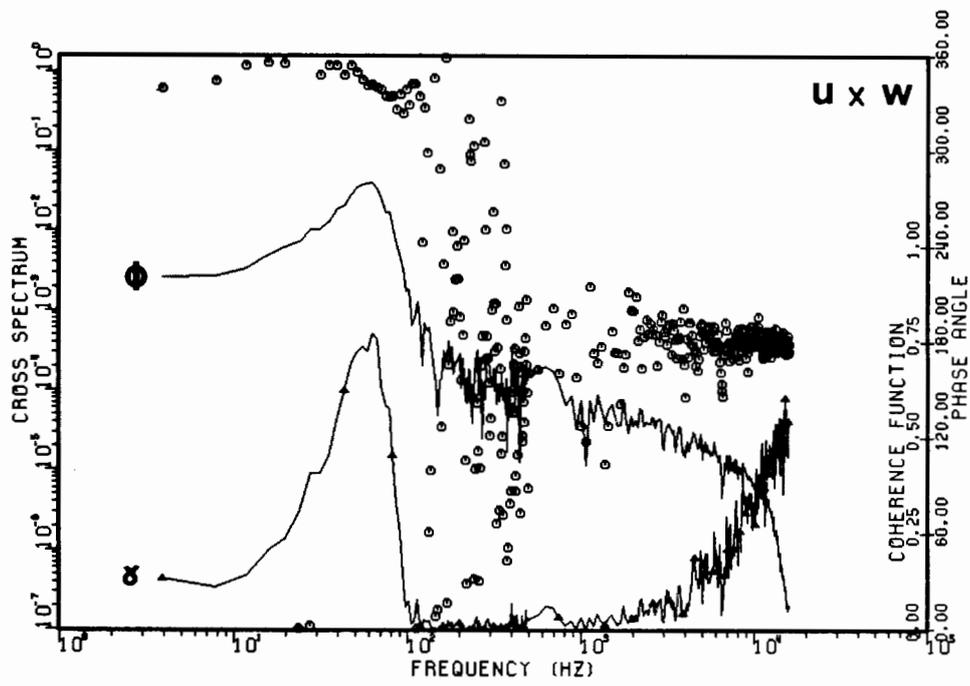


Abb. B.1: Kreuzspektrale Leistungsdichte und Kohärenzfunktion zwischen der axialen und azimutalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit 40 mm vom Spalt zwischen Stab und Kanalwand.

LEBENS LAUF

Sergio Viçosa Möller

- 1954 am 15. Januar, geboren in Porto Alegre, Brasilien, als zweiter Sohn von Osmar Olinto Möller und Alba Maria Viçosa Möller.
- 1960-1964 Besuch von Grundschulen in Porto Alegre und Rio de Janeiro.
- 1965-1971 Militär Schule in Porto Alegre - Sekundarschule.
- 1972-1976 Studium des Maschinenbaus an der Bundesuniversität des Landes Rio Grande do Sul (UFRGS) in Porto Alegre, mit dem Abschluß "Engenheiro Mecânico" (Ingenieur für Maschinenbau).
- 1977-1979 Studium des Maschinenbaus an der Bundesuniversität des Landes Rio de Janeiro (COPPE - UFRJ) mit dem Abschluß "Mestre em Ciências em Engenharia Mecânica" (M. Sc.).
Dissertationsvortrag am 24. August 1979.
- 1977 Seit 1. Juli, Mitarbeiter des Instituto de Engenharia Nuclear - IEN der Comissão Nacional de Energia Nuclear - CNEN (Atombehörde-Brasiliens) in Rio de Janeiro.
- 1978 Am 18. März, Eheschließung mit Maria Helena Schroeder.
2 Söhne, Sergio und Claudio.
- 1985 Seit 1. Oktober, Stipendiat des Deutschen Akademischen Austauschdienstes - DAAD im Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Kernforschungszentrums - Karlsruhe.