

KfK 4061
März 1986

Turbulente Strömung durch Wandkanäle eines Stabbündels ($P/D = W/D = 1.30$)

K. Rehme
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 4061

Turbulente Strömung durch Wandkanäle eines Stab-
bündels ($P/D=W/D=1.30$)

K. Rehme

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

An einem Stabbündel aus vier parallelen Stäben in einem Rechteckkanal wurden in zwei Wandkanälen ($P/D=W/D=1.30$) Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen gemessen. Der komplette Reynoldsche Spannungstensor wurde dabei in allen vier Quadranten mit Hitzdraht-Technik für ein Verhältnis von Länge zu hydraulischem Durchmesser von $L_K/D_h=68,6$ ermittelt. Die Reynoldszahl der Untersuchung betrug $Re=1.666 \cdot 10^5$.

Die geringen Unterschiede in den Geschwindigkeits- und Wandschubspannungen in den vier Quadranten zeigen, daß die Strömung bei $L_K/D_h=68.6$ noch nicht voll ausgebildet ist. Die Turbulenzverteilungen sind dagegen weitgehend symmetrisch. Die Variation der Wandschubspannungen entlang Stab- und Kanalwänden ist wesentlich geringer als mit dem Rechenprogramm VELASCO berechnet wird.

Turbulent flow through wall subchannels of a rod bundle ($P/D=W/D=1.30$)

Abstract

Measurements of the mean velocity, of the wall shear stresses, and of the turbulence have been performed in two wall subchannels of a rod bundle of four parallel rods arranged in a rectangular channel ($P/D=W/D=1.30$). The full Reynolds stress tensor has been determined by hot-wire technique for all four quadrants at a ratio of length to hydraulic diameter of $L_K/D_h=68.6$. The Reynolds number of this investigation was $Re=1.666 \times 10^5$.

The small differences between velocity and wall shear stress distributions in the four quadrants indicate that the flow is not fully developed at $L_K/D_h=68.6$. The structure of turbulence, however, is almost symmetric. The variation of the wall shear stresses along the rod and channel surfaces is significantly lower than computed by the VELASCO code.

1. Einleitung

Seit 1974 wurde - mit Unterbrechungen - die Turbulenzstruktur in Unterkanälen von Stabbündeln an verschiedenen Geometrien experimentell untersucht. Wegen der Asymmetrie der Wandkanäle konzentrierten sich die Untersuchungen auf Wandkanäle. Die Experimente wurden an Stabbündeln aus vier parallelen Stäben in einem Rechteckkanal durchgeführt. Der Parameterbereich der Geometrien umfaßte Wandkanäle mit Stababstandsverhältnissen von $P/D=1.036, 1.072, 1.101, 1.148$ und 1.402 /1/. Für $P/D=1.072$ wurde Wandabstandsverhältnisse von $W/D=1.026, 1.048, 1.072, 1.096$ und 1.118 , für $P/D=1.148$ von $W/D=1.045, 1.072, 1.148, 1.222$ und 1.252 untersucht /1/. Außerdem wurde an der Geometrie $P/D=W/D=1.148$ die Turbulenzstruktur für drei axiale Ebenen im Einlauf gemessen /2/.

Um die relativ große Lücke zwischen den Stababstandsverhältnissen $P/D=1.148$ und 1.402 zu schließen, wurden zum Abschluß des Untersuchungsprogramms in einem Wandkanal mit $P/D=W/D=1.30$ Messungen der Turbulenzstruktur durchgeführt. Damit liegen für den gesamten technisch interessanten Bereich von Wandkanal-Geometrien detaillierte Meßergebnisse über Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen vor. Diese Ergebnisse sind wichtig zur Verifizierung der Rechenprogramme, die zur Zeit zur Berechnung der detaillierten Strömungsverteilung bei turbulenter Strömung durch Stabbündel entwickelt werden.

2. Versuchsanlage

Die Untersuchungen wurden an einem Stabbündel aus vier parallelen Rohren von $D=112.6$ mm, die symmetrisch in einem Rechteckkanal mit den Abmessungen 180.2×619.4 mm angeordnet waren, durchgeführt (Abb.1). Das Stababstandsverhältnis betrug $P/D=1.300$ und war gleich dem Wandabstandsverhältnis W/D . Die Messungen wurden ca. 30 mm unterhalb des Kanalaustritts durchgeführt. Die Kanallänge betrug $L_K=7000$ mm.

Der hydraulische Durchmesser des Wandkanals

$$D_h = \frac{4F}{U}$$

ergibt sich mit

$$F = (W - \frac{D}{2})P - \frac{D^2\pi}{4}$$

und

$$U = P + \frac{D\pi}{2}$$

zu

$$D_h = 101.607 \text{ mm.}$$

Damit ergibt sich für die Meßebene ein Verhältnis von Länge zu hydraulischem Durchmesser des Wandkanals von

$$L_K/D_h = 68.6.$$

Die Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen wurden mit Pitot- bzw. Prestonrohren in vier Quadranten (Abb.2) ausgemessen, um die Symmetrie der Strömungsverhältnisse zu überprüfen. Ebenso wurden die Turbulenzverteilungen mit Hitzdrähten in allen Quadranten gemessen. Dabei wurde der komplette Reynoldsche Spannungstensor, also alle Normal- und Schubspannungen, bestimmt. Die Meßergebnisse wurden nach der von Hooper /3/ vorgeschlagenen Methode ausgewertet /4/. Dabei werden alle Hitzdrahtkoeffizienten durch eine Eichung bestimmt. Außerdem wird über das in /4/ und /5/ beschriebene Verfahren hinaus bei den Hitzdrahtmessungen als Anfangstraverse entlang den Wänden beim kleinsten Wandabstand (1.3 mm) für jede später ausgemessene Traverse senkrecht zu den Wänden ein Referenzwert für die Hitzdrahtmessungen ermittelt. Auf diesen Referenzwert werden die Meßwerte auf der Traverse im Auswerteprogramm korrigiert. Dadurch kann die geringe Drift der Ausgangssignale korrigiert werden, die durch Verschmutzung und Oxydation des Hitzdrahtes verursacht wird. Die Korrekturfaktoren liegen für alle Meßwerte bei dieser Untersuchung unter 2%.

3. Ergebnisse

3.1 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit

Die mit Pitotrohren gemessenen zeitliche Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit sind als Höhenlinien in Abb.3 dargestellt. Die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten sind dazu auf die Referenzgeschwindigkeit $U_{REF}=26.16 \text{ ms}^{-1}$ bezogen. Die Höhenlinien zeigen eine schwache Asymmetrie der Strömungsverteilung, insbesondere für den Quadranten Q2, der einen etwas geringeren Durchsatz aufweist als die übrigen Quadranten. Die Ursache dafür sind die Bedingungen am Eintritt in den Strömungskanal (Abb.2). Durch die Anordnung der Eintrittsleitung in den Eintrittstopf und durch die zum Eintrittstopf versetzte Anordnung des Stabbündels erhalten die einzelnen Quadranten am Eintritt einen unterschiedlichen Massenstrom, wie durch die Untersuchungen im

Einlauf für $P/D=W/D=1.148$ /2/ nachgewiesen wurde.

Die Unterschiede zwischen den Durchsätzen in den einzelnen Quadranten sind jedoch klein. Das wird deutlich durch die Integration der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung. Die Quadranten Q1 bis Q4 werden dazu nochmals unterteilt in den Teil nahe der Stabwand (S) und den Teil nahe der Kanalwand (W). Die Trennlinie zwischen den beiden Teilen ist die Linie größten senkrechten Abstandes von beiden Wänden (Abb.4). Tabelle 1 zeigt die mittleren Kanalgeschwindigkeiten bezogen auf die über alle Teilkanäle gemittelte Geschwindigkeit ($u_m=25.781 \text{ ms}^{-1}$). Der maximale Unterschied zwischen den Teilkanälen nahe der Stabwand beträgt 1,2% und zwischen den Teilkanälen nahe der Kanalwand 3,1%. In den Quadranten sind die Unterschiede zwischen Q1, Q3 und Q4 nur 0,6%, dagegen liegt der Massendurchsatz im Quadranten Q2 etwa 1,7% niedriger. Unter Berücksichtigung möglicher Unterschiede in den Massendurchsätzen, die durch Toleranzen in den Kanalabmessungen hervorgerufen werden, kann man zumindest die Strömung in den Quadranten Q1, Q3 und Q4 als weitgehend ausgebildet ansehen.

3.2 Wandschubspannung

Die in den vier Quadranten gemessenen Wandschubspannungen an Stab- und Kanalwand sind in Abb.5 dargestellt. Die Meßwerte sind auf den Mittelwert im jeweiligen Quadranten bezogen. Die Koordinaten, die für die Darstellung verwendet wurden, sind so gewählt, daß für die Stabwand (R/PHI), $\phi=0$ grd jeweils 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 und die Position $x=73.2$ mm auf der Symmetrielinie der beiden Wandkanäle (Abb.6).

Die Asymmetrie in der Strömungsverteilung spiegelt sich natürlich in den gemessenen Wandschubspannungsverteilungen wider. Insgesamt ist die Variation der Wandschubspannung für $P/D=W/D=1.30$ gering. Der größte Unterschied zwischen den Meßwerten in allen vier Quadranten ergibt sich zu 11,7%. Während in den Quadranten Q3 und Q4 die Wandschubspannungsverteilung weitgehend einer ausgebildeten

Verteilung gleicht, ist dies für die Quadranten Q1 und Q2 nicht der Fall. Besonders im Spalt zwischen den Stäben ($\phi=0$ grd) sind die Wandschubspannungen höher als für den ausgebildeten Zustand; dies deutet auf einen Impulsaustausch zwischen Q1 und Q2 hin. Der Impulsaustausch ist nötig, damit der zu geringe Massenstrom im Quadranten Q2 (s. 3.1) angehoben werden kann, um die voll ausgebildete Strömungsverteilung zu erreichen.

Deutlich werden die Verhältnisse, wenn die Wandschubspannungen auf den Mittelwert aus allen vier Quadranten bezogen werden ($\tau_{w,m}=1.628$ Pa). Abb.7 zeigt diese Darstellung. Man erkennt deutlich die geringeren Wandschubspannungen im Quadranten Q2 für die Stabwand ($\phi=0-90$ grd) bzw. für die Kanalwand ($x=0-73.2$ mm). Die Mittelwerte der Wandschubspannungen in den einzelnen Quadranten sind in Tabelle 2 bezogen auf den gemeinsamen Mittelwert aus allen Quadranten angegeben. Auch hier ist das Defizit im Quadranten Q2 deutlich zu sehen. Die relativen Wandschubspannungsmittelwerte in den einzelnen Quadranten verhalten sich wie die relativen mittleren Geschwindigkeiten (Tab.1), jedoch scheinen die Unterschiede zwischen den einzelnen Quadranten für die Wandschubspannungen stärker ausgeprägt zu sein als für die Durchsatzverteilungen bzw. mittleren Geschwindigkeiten.

3.3 Reibungsbeiwerte und dimensionslose Geschwindigkeitsprofile

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

$$\lambda = \frac{8\tau_w}{\rho u_m^2} .$$

Tabelle 2 enthält die Ergebnisse für die einzelnen Quadranten sowie den Mittelwert aus allen Quadranten.

Die Reynoldszahl für die mittlere Geschwindigkeit ($u_m = 25.781 \text{ ms}^{-1}$) ergibt sich zu

$$\text{Re} = \frac{u_m D_h}{\nu}$$

$$\text{Re} = 1.666 \cdot 10^5.$$

Aus dem gemessenen Gradienten des statischen Drucks entlang der Kanalwand von $\Delta p/L = 64.94 \text{ Pa m}^{-1}$ ergibt sich ein Reibungsbeiwert von $\lambda_{\Delta p} = 0.01676$. Dieser Wert aus dem statischen Druck stimmt ausgezeichnet mit dem Mittelwert aus den Wandschubspannungsmessungen (0.01677) überein.

Der Reibungsbeiwert des Kreisrohres für die Reynoldszahl von $\text{Re} = 1.666 \cdot 10^5$ ergibt sich nach der Beziehung von Maubach /6/:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2.035 \lg \text{Re} \sqrt{\lambda} - 0.989$$

zu $\lambda = 0.01635$. Damit ist der Reibungsbeiwert im Wandkanal für $P/D = W/D = 1.30$ um 2.5% höher als im Kreisrohr bei gleicher Reynoldszahl.

Die gemessenen Reibungsbeiwerte können mit theoretischen Werten verglichen werden, die sich nach der Laminarmethode /7/ ergeben. Dazu wird für den Wandkanal der Geometrieparameter der Laminarströmung für $P/D = W/D = 1.30$ nach /8/ zu

$$\kappa = 95.4$$

bestimmt. Für die Geometrieparameter bei turbulenter Strömung ergibt sich nach /7/

$$\begin{aligned} A &= 1.0 \\ G^* &= 6.07. \end{aligned}$$

Das Reibungsgesetz für den Wandkanal lautet damit

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 1.0 \left[2.5 \ln \operatorname{Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 5.5 \right] - 6.07.$$

Für $\operatorname{Re}=1.666 \cdot 10^5$ ergibt sich der Reibungsbeiwert zu $\lambda=0.01686$. Die Abweichung zu den Meßwerten beträgt nur 0.5%.

Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile sind in dimensionsloser Darstellung in Abb.8 und 9 für die Strömungszonen nahe der Stabwand (r/ϕ) und nahe der Kanalwand (x/y) dargestellt für alle ausgemessenen Quadranten. Dazu wird die gemessene Geschwindigkeit u mit der örtlichen Wandschubspannungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

zu

$$u^+ = \frac{u}{u^*}$$

und der Wandabstand y zu

$$y^+ = \frac{yu^*}{\nu}$$

dimensionslos gemacht. Zum Vergleich ist das bekannte Wandgesetz von Nikuradse /9/ für Kreisrohre

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5$$

als durchgezogene Linie in die Abbildungen eingetragen. Die Abbildungen zeigen, daß die Meßwerte in allen Quadranten mit einer geringen Streuung dem Wandgesetz folgen.

3.4 Turbulenzintensitäten und kinetische Energie der Turbulenz

Die Meßergebnisse der Turbulenzintensitäten in den drei Richtungen sowie der kinetischen Energie der Turbulenzbewegung werden als Linien gleicher Intensität (Höhenlinien) dargestellt. Dazu werden die Intensitäten auf einen Referenzwert der Wandschubspannungsgeschwindigkeit normiert. Als Normierungsgröße wurde jeweils die Wandschubspannungsgeschwindigkeit bei $\phi=0$ grd (r/ϕ) gewählt. Wegen der geringfügig unterschiedlichen Meßwerte für die Wandschubspannungen in den vier Quadranten für die jeweilige Position $\phi=0$ grd (Abb.6), sind die Normierungsgrößen in den verschiedenen Quadranten geringfügig verschieden. Dieser Fehler wurde nicht korrigiert, da die Abweichungen der Referenzwandschubspannungsgeschwindigkeiten von ihrem gemeinsamen Mittelwert klein sind. Sie betragen für

Q1: +0.46%
Q2: +0.15%
Q3: -1.20%
Q4: +0.6%.

Die Höhenlinienbilder wurden mit Hilfe eines Rechenprogramms /10/ auf einem Zeichengerät erzeugt. Die Meßwerte wurden dazu nicht geglättet. Wegen der komplizierten Geometrie (r/ϕ) und (x/y) wurden für jeden Quadranten je zwei Bilder erzeugt, die anschließend an den Linien maximalen senkrechten Abstandes von den Wänden zusammengesetzt wurden. Daher und auch wegen der z.T. unterschiedlichen Richtungen bei der Messung der Daten an der Trennlinie /5/ ergeben sich nicht immer geschlossene Höhenlinien, sondern es treten Sprünge auf. Das ist besonderes deutlich bei den in der Zeichenebene liegenden Komponenten w' und v' zu sehen.

Das Höhenlinienbild der gemessenen axialen Turbulenzintensität zeigt Abb.10. Es ergibt sich eine sehr gleichmäßige Struktur der axialen Turbulenzintensität. Die Asymmetrie der Strömungsverteilung spiegelt sich auch in der axialen Turbulenzintensität wider, jedoch nur sehr schwach. Deutlich zu erkennen sind die Gebiete relativ hoher Turbulenzintensität auf der Linie des maximalen Wandabstandes für jeweils $\phi=55-65$ grd. Damit kann auch für diese Geometrie mit relativ großen Abständen zwischen den Stäben bzw. zwischen Stab und Kanalwand davon ausgegangen werden, daß ein periodischer Impulstransport zwischen den Nachbarkanälen über die Linien engsten Wandabstandes erfolgt, wie für Geometrien mit engen Wandabständen gefunden wurde /11/.

Die Turbulenzintensitäten senkrecht zur Wand (Abb.11) zeigen eine recht gleichmäßige Struktur, wenn der relativ größere Meßfehler für diese Intensität gegenüber der axialen Turbulenzintensität berücksichtigt wird. Außerdem liegen alle Meßwerte zwischen 0.7 und 1.1 und die Höhenliniendarstellung für einen derartigen flachen Verlauf reagieren sehr empfindlich auf kleine Fehler.

Die Turbulenzintensitäten in Richtung parallel zur Wand sind in Abb.12 als Höhenlinien dargestellt. Die Intensitäten fallen von Werten nahe den Wänden zwischen 1.3 und 1.4 auf 0.8 bis 0.9 in den wandentfernten Gebieten ab. Die Struktur ist sehr gleichmäßig und starke Asymmetrien sind nicht zu erkennen.

Die kinetische Energie der Turbulenzbewegung wird aus den gemessenen Turbulenzintensitäten in den drei Koordinatenrichtungen ermittelt zu

$$\overline{k'} = \frac{1}{2} \left[\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right].$$

Die dimensionslose kinetische Energie der Turbulenz ist in Abb.13 dargestellt. Sie zeigt eine sehr gleichmäßige Struktur mit nur schwacher Asymmetrie. Die kinetische Energie der Turbulenz erreicht in Wandnähe Werte zwischen 3.5 und 4.0 und fällt in den wandentfernten Gebieten auf Werte zwischen 1.25 und 1.5 ab. In weiten Bereichen verlaufen die Höhenlinien der kinetischen Energie der Turbulenz nahezu parallel zu den Wänden.

3.5 Schubspannungen und Korrelationskoeffizienten

Die Höhenlinien der gemessenen Schubspannung senkrecht zur Wand sind in Abb.14 dargestellt. Sie sind sehr gleichmäßig und weitgehend symmetrisch. In Spaltmitte zwischen den Stäben verschwindet die Schubspannung senkrecht zur Wand für $\phi=0$ grad aus Symmetriegründen. In den Spalten zwischen den Stäben und Kanalwänden verschwindet die wandsenkrechte Schubspannung jeweils an einer Position, die näher zum Stab liegt als der Hälfte des Abstandes zwischen Wand und Stab entspricht. Wegen der unterschiedlichen Wandkrümmung von Stab und Kanalwand liegt hier keine Symmetrie vor.

Die Höhenlinien der gemessenen Schubspannungen parallel zur Wand (Abb.15) zeigen deutliche Asymmetrien. Die Schubspannungen parallel zur Wand können als Indikator dafür angesehen werden, wie weit sich die Strömungsverhältnisse zwischen den einzelnen Teilkanälen stabilisiert haben. So zeigt sich z.B. im Spalt zwischen Stab und Kanalwand in den Quadranten Q1, Q3 und Q4, daß ein Impulsaustausch von den ausgemessenen Quadranten in die benachbarten Unterkanäle stattfindet, weil die Schubspannung parallel zur Wand in den Spalten nicht gegen Null geht. Dagegen findet im Quadranten Q2 ein Impulsaustausch vom benachbarten Quadranten in den ausgemessenen Quadranten statt, wie die Nulllinie (Z) zeigt. Im Spalt zwischen den Stäben ist die Schubspannung parallel zu den Wänden klein, jedoch nicht Null. Auf der Symmetrielinie ist die Schubspannung parallel zur Wand

zwischen den Quadranten Q2 und Q3 nahe Null; zwischen den Quadranten Q1 und Q4 jedoch in den Quadranten Q1 verschoben, was auf einen Impulstransport von Q4 nach Q1 hinweist.

Die Höhenliniendarstellungen für die Korrelationskoeffizienten

$$R_{uv} = \frac{\overline{-u'v'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{v'^2}}}$$

und

$$R_{uw} = \frac{\overline{-u'w'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{w'^2}}}$$

in Abb.16 bzw. Abb.17 zeigen ähnliche Verläufe wie die entsprechenden Schubspannungen.

3.6 Quellterm für die axiale Wirbelstärke

Die Differenz der Turbulenzintensitäten in Richtung parallel und senkrecht zur Wand $-\rho(\overline{w'^2} - \overline{v'^2})$ wird als Quellterm für die axiale Wirbelstärke angesehen /12/. Die Ergebnisse, bezogen auf das Quadrat der Wandschubspannungsgeschwindigkeit, in Höhenliniendarstellung (Abb.18) zeigen relativ gleichmäßige Verläufe. Dabei muß man berücksichtigen, daß die Differenz zweier relativ großer Werte dargestellt ist. Nur in Gebieten größten Wandabstandes fällt die Differenz zwischen den Turbulenzintensitäten parallel und senkrecht zur Wand auf Null ab. In den übrigen Gebieten fallen die Daten von Werten zwischen 0.7 und 0.8 in Wandnähe wesentlich schwächer mit wachsendem Wandabstand als bei Kreisrohren beobachtet wird.

3.7 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand

Die Wirbelviskositäten senkrecht zur Wand ergeben sich in dimensionsloser Form zu:

$$\epsilon_N^+ = \frac{\epsilon_N}{Lu^*} = \frac{-\overline{\rho u'v'}/\tau_w u^*}{\frac{\partial (u/u_{REF})}{\partial (r/L)} u_{REF}} \quad (13)$$

mit u^* als der Wandschubspannungsgeschwindigkeit an der betrachteten Umfangsposition und L als der Länge zwischen der Wand und dem Ort maximalen senkrechten Wandabstandes.

Die ermittelten Wirbelviskositäten sind in Abb.19 und 20 dargestellt. Zum Vergleich wurde der Verlauf der Wirbelviskositäten im Kreisrohr nach Reichardt /13/ miteingetragen. In Wandnähe stimmen die ermittelten Wirbelviskositäten recht gut mit den Kreisrohrwerten überein. Im wandfernen Bereich sind die Ergebnisse für den Wandkanal in allen Quadranten durchweg höher als bei Kreisrohren. Die größere Streuung im wandfernen Bereich ist darauf zurückzuführen, daß die Geschwindigkeitsgradienten dort gegen Null gehen.

4. Vergleich der gemessenen Wandschubspannungen mit VELASCO-Ergebnissen

Mit dem Rechenprogramm VELASCO /14/ wurden die Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen für den untersuchten Wandkanal ($P/D=W/D=1.30$) für die voll ausgebildete Strömung berechnet. In Abb. 21 sind die gemessenen Wandschubspannungsverteilungen in den vier Quadranten zusammen mit den berechneten Verläufen dargestellt.

Die Ergebnisse mit der Standard-Version von VELASCOS (Wirbelviskosität parallel zur Wand $\varepsilon_P^+ = 0.154$ und Amplitude der Sekundärströmungsgeschwindigkeit $C_{sec} = -0.573$) zeigen insgesamt eine deutliche stärkere Variation der Wandschubspannungen als die Meßwerte. Diese Aussage gilt auch, wenn man berücksichtigt, daß die Strömung bei den Messungen nicht voll ausgebildet war, wie man für die Quadranten Q1 und Q2 deutlich erkennen kann.

6. Schlußfolgerungen

Die durchgeführten Untersuchungen an einem Stabbündel aus vier parallelen Stäben in einem Rechteckkanal für $P/D=W/D=1.30$ zeigen deutlich, daß für $L_K/D_h=68.6$ die Strömung noch nicht voll eingelaufen ist. Die Asymmetrien sind jedoch klein.

Die dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile stimmen mit dem Wandgesetz in Kreisrohren überein. Aus den gemessenen Verteilungen des zeitlichen Mittelwerts der axialen Strömungsgeschwindigkeit und insbesondere der Wandschubspannung in den ausgemessenen vier Quadranten ist der Effekt der Umverteilung der Massenströme zwischen den verschiedenen Unterkanälen deutlich erkennbar.

Die mit dem Rechenprogramm VELASCO berechneten Wandschubspannungsverteilungen weisen eine stärkere Variation der Wandschubspannungen auf als die Meßwerte.

Der Autor dankt Herrn G. Wörner für die sorgfältige Durchführung und Auswertung der Versuche.

Nomenklatur:

A	-	Geometrieparameter
C_{sec}	-	Sekundärströmungsamplitude in VELASCO
D	m	Stabdurchmesser
D_h	m	hydraulischer Durchmesser
F	m^2	Fläche
G^+	-	Geometrieparameter
K	-	Geometrieparameter
$\overline{k^+}$	$m^2 s^{-2}$	kinetische Energie der Turbulenz
L	m	Länge des Profils zwischen Wand und Maximalgeschwindigkeit
L_K	m	Kanallänge
P	m	Stababstand
r	m	Radius
R_{uv}	-	Korrelationskoeffizient uv
R_{uw}	-	Korrelationskoeffizient uw
Re	-	Reynolds-Zahl
U	m	Umfang
u'	ms^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit in axialer Richtung
u_{REF}	ms^{-1}	Referenzgeschwindigkeit
u_m	ms^{-1}	mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Kanal
u^*	ms^{-1}	Schubspannungsgeschwindigkeit
u^+	ms^{-1}	dimensionslose Geschwindigkeit
v'	ms^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit senkrecht zur Wand
w'	ms^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit parallel zur Wand
W	m	Wandabstand
x	m	Position entlang der Kanalwand
y	m	Abstand von der Wand
y^+	-	dimensionsloser Wandabstand
ϵ	$m^2 s^{-1}$	Wirbelviskosität
ϵ^+	-	dimensionslose Wirbelviskosität
λ	-	Druckverlustbeiwert
ϕ	grd	Umfangskoordinate
ρ	$kg m^{-3}$	Dichte
ν	$m^2 s^{-1}$	kinematische Viskosität
τ_w	Pa	Wandschubspannung
$\tau_{w,m}$	Pa	mittlere Wandschubspannung

Indizes

K	Kanal
N	normal zur Wand
P	parallel zur Wand

Literatur

- /1/ K. Rehme, The structure of turbulent flow through rod bundles, Proc. Third Int. Top. Mtg. on Reactor Thermal Hydraulics, Eds. C. Chiu and G. Brown, Newport, R.I., Paper 16.A (1985).

- /2/ K. Rehme, Turbulenzstruktur im Wandkanal eines Stabbündels ($P/D=W/D=1.148$) für drei Ebenen im Einlauf, KfK-Bericht Nr. 4027 (1986).

- /3/ J.D. Hooper, Fully developed turbulent flow through a rod cluster, Ph.D. Thesis, University of New South Wales, Sydney (Australia) (1980).

- /4/ L. Vosáhló, Computer programs for evaluation of turbulence characteristics from hot-wire measurements, KfK-Bericht Nr. 3743 (1984).

- /5/ K. Rehme, Rechnergesteuerte Versuchsanlage zur Messung von Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen mit Hitzdrähten, KfK-Bericht Nr. 3744 (1984).

- /6/ K. Maubach, Reibungsgesetze turbulenter Strömungen, Chemie-Ing.-Technik 42 (15), pp. 995-1004 (1970).

- /7/ K. Rehme, Simple method of predicting friction factors of turbulent flow in noncircular channels, Int. J. Heat Mass Transfer 16, pp. 993-950 (1973).

- /8/ K. Rehme, Laminarströmung in Stabbündeln, Chemie-Ing.-Technik 43 (17), pp.962-966 (1971).

- /9/ J. Nikuradse, Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren, VDI Forsch. Heft No. 356 (1932).

- /10/ U. Schumann, PLOTHL - Ein Fortran IV Unterprogramm zur Darstellung von Funktionen von zwei unabhängigen Variablen durch ihre Höhenlinien auf einem Plotter, KfK-Bericht Nr. 1486 (1971).
- /11/ 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).
- /12/ M.A. Hague et al., An observation on the origin of secondary flow in straight noncircular ducts, Wärme- und Stoffübertragung 17, pp. 93-95, (1983).
- /13/ H. Reichardt, Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen, Z. angew. Math. Mech. 31, pp. 208-219 (1951).
- /14/ W. Eifler and R. Nijsing, VELASCO-Velocity field in asymmetric rod configurations, Report EUR-4550e (1973).

Tabelle 1: Mittlere Geschwindigkeit in den Unterkanälen und Teilen der Unterkanäle bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit in allen vier Quadranten ($U_m = 25.781 \text{ ms}^{-1}$)

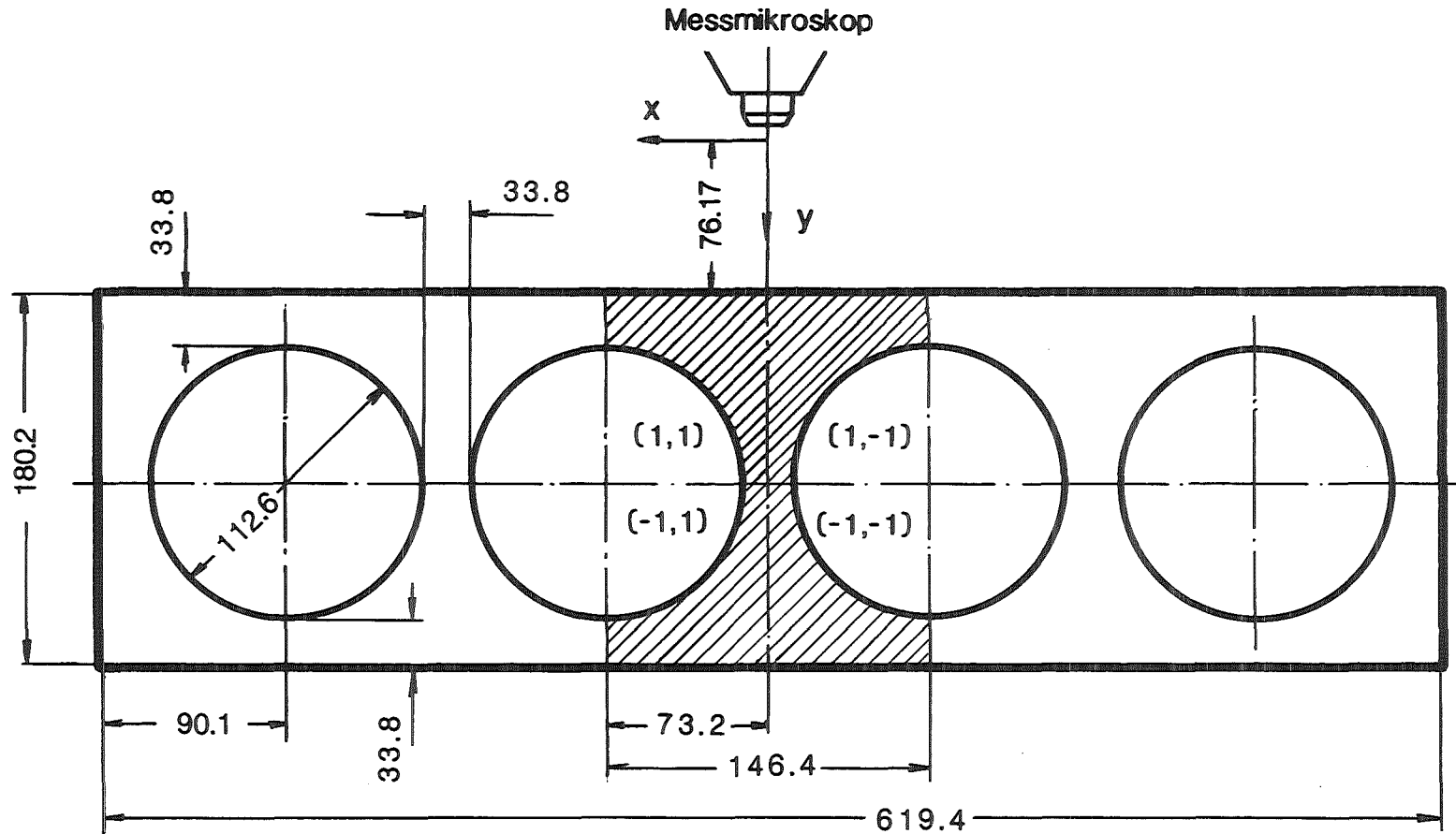
Kanal	Q1	Q2	Q3	Q4
S	1.014	1.002	1.007	1.010
W	0.996	0.966	0.980	0.988
Ges	1.007	0.987	1.005	1.001

Tabelle 2: Mittlere Wandschubspannungen in den einzelnen Quadranten bezogen auf den Mittelwert in allen vier Quadranten und Reibungsbeiwerten aus den Wandschubspannungsmessungen

	Q1	Q2	Q3	Q4	Mittelwert
$\frac{\tau_w}{\tau_{w_m}}$	1.015	0.972	1.005	1.008	1.000
λ	0.01680	0.01672	0.01669	0.01686	0.01677

Die in den Abbildungen verwendeten Bezeichnungen haben die folgende Bedeutung:

- Q1 : Quadrant 1
- Q2 : Quadrant 2
- Q3 : Quadrant 3
- Q4 : Quadrant 4



$P/D = W/D = 1.300$

(ix, iy) Kennzeichnung der auszumessenden Quadranten



Abb. 1 Kanalquerschnitt

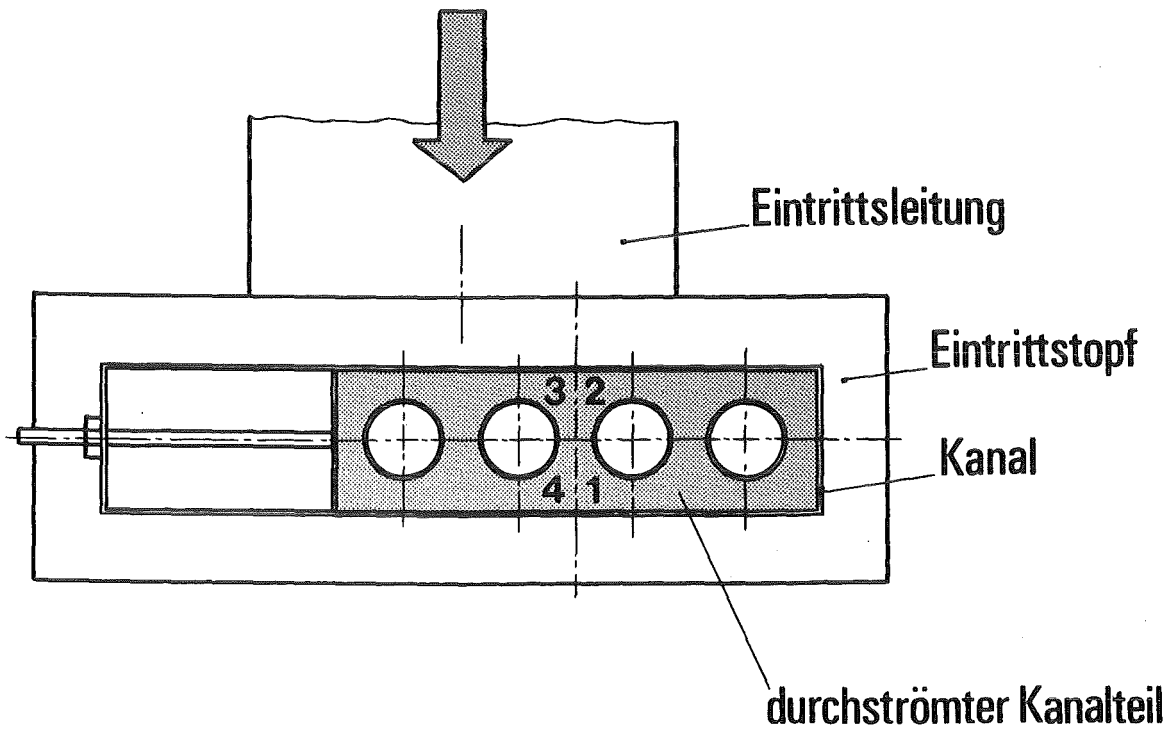


Abb. 2 Aufsicht auf den Strömungskanal mit Eintrittsbedingungen

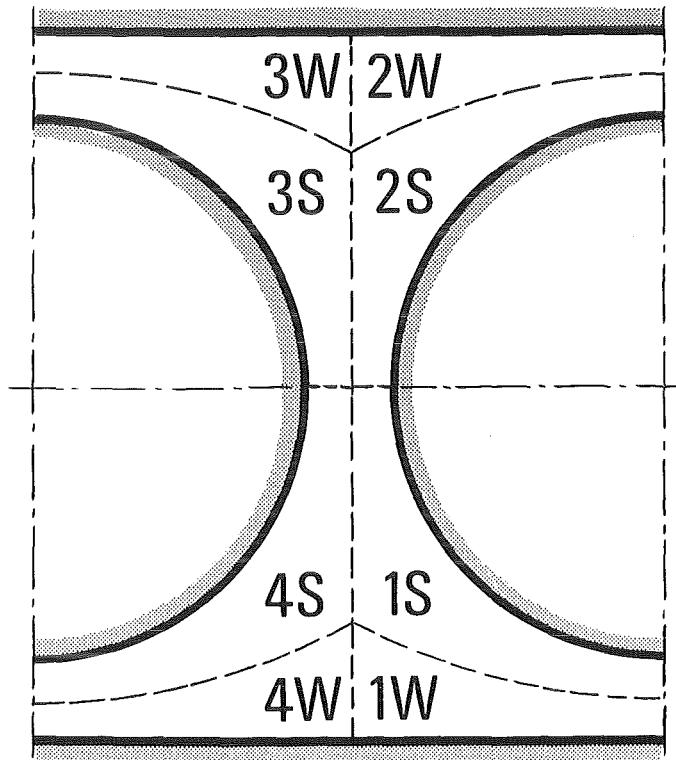


Abb. 4 Teilkanäle des untersuchten Strömungsquerschnitts

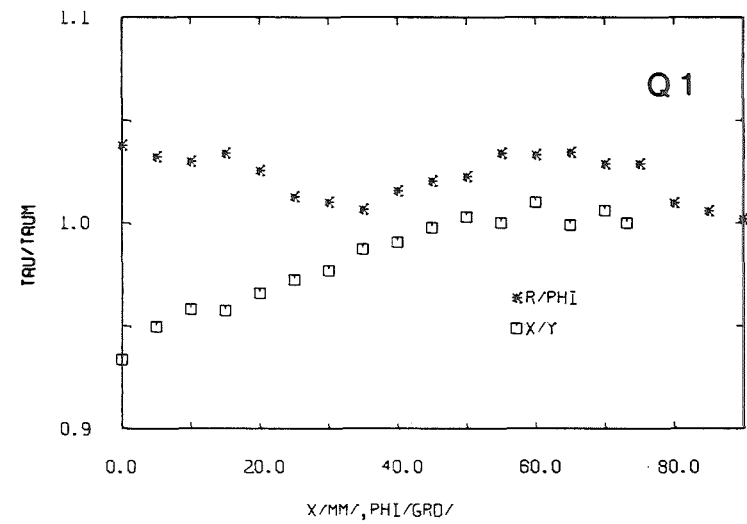
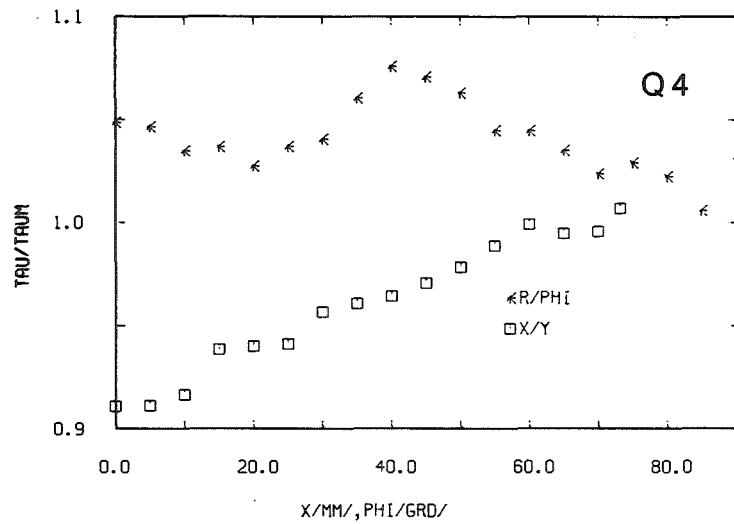
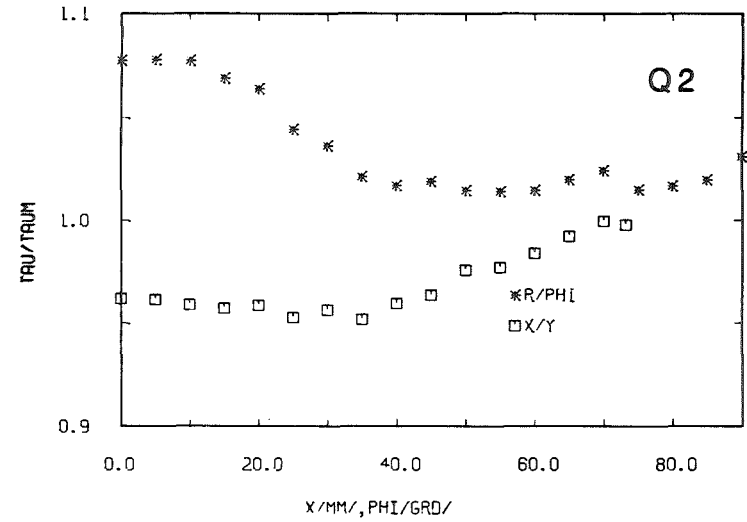
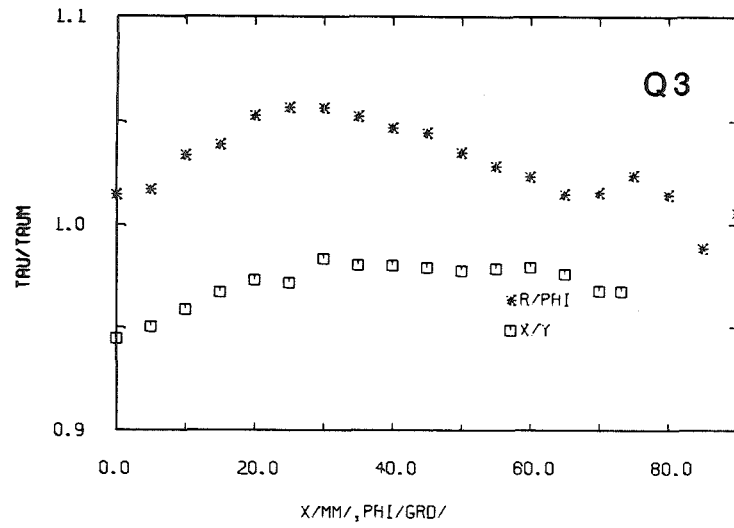


Abb. 5 Wandschubspannungsverteilung in den vier Quadranten



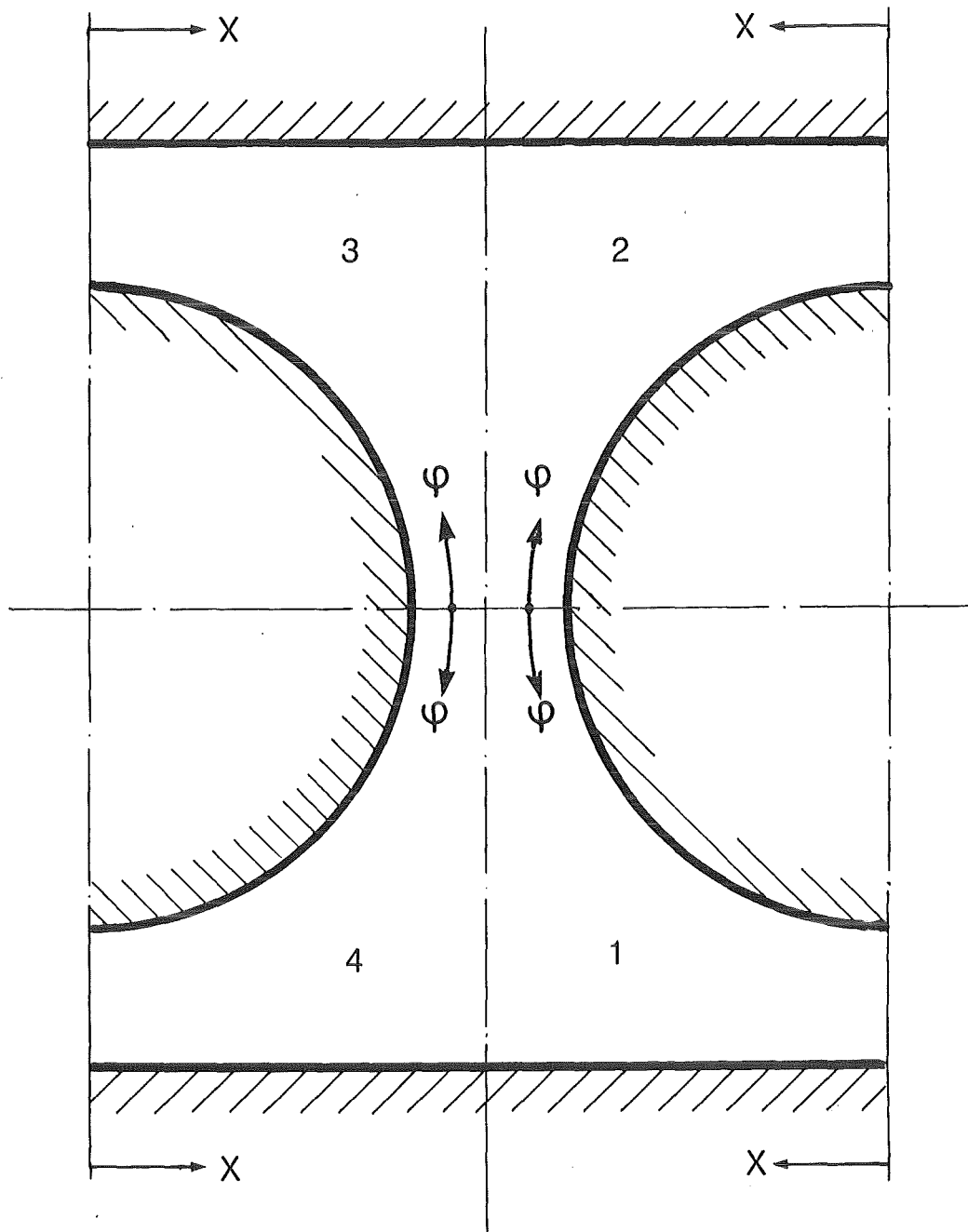


Abb. 6 Verwendete Koordinatensysteme in den vier Quadranten

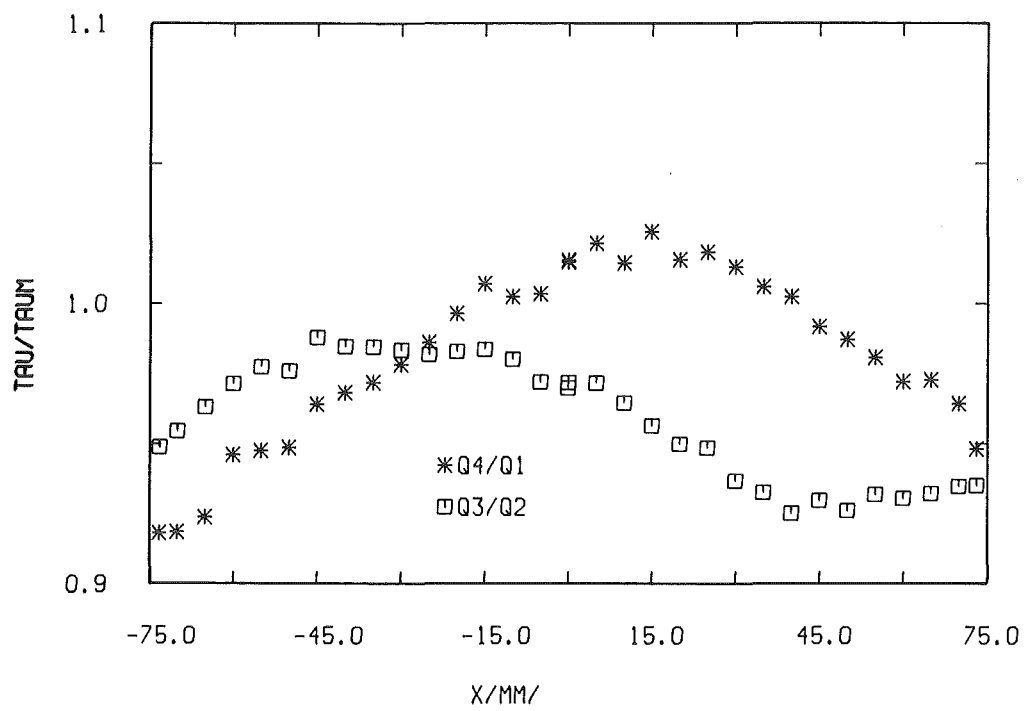
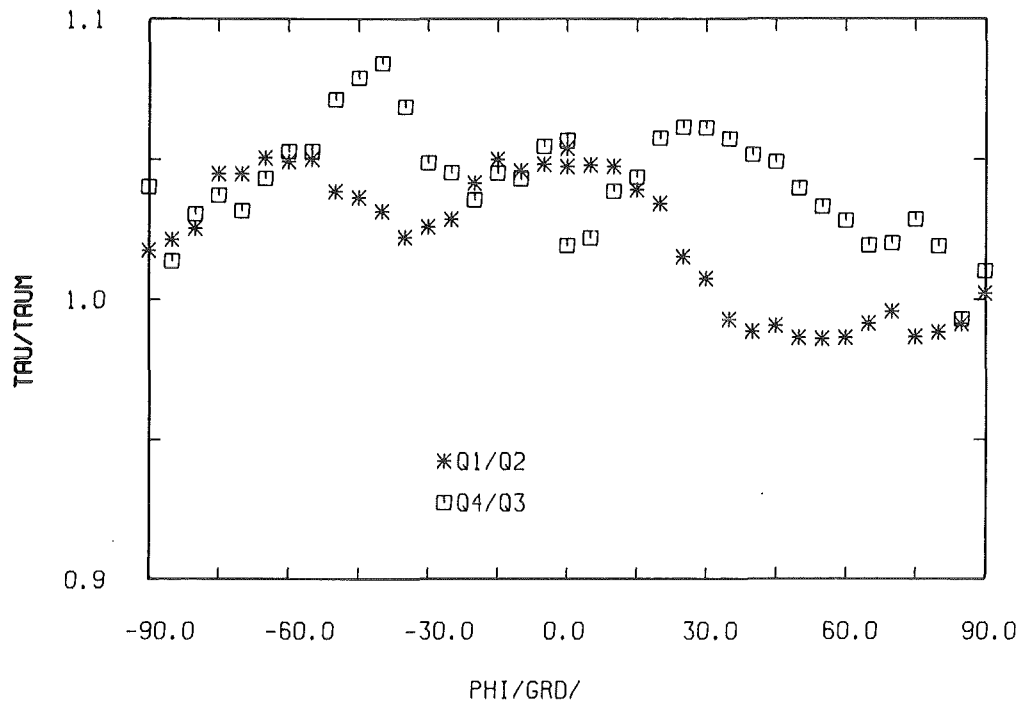


Abb. 7 Wandschubspannungsverteilungen bezogen auf den Mittelwert aus vier Quadranten

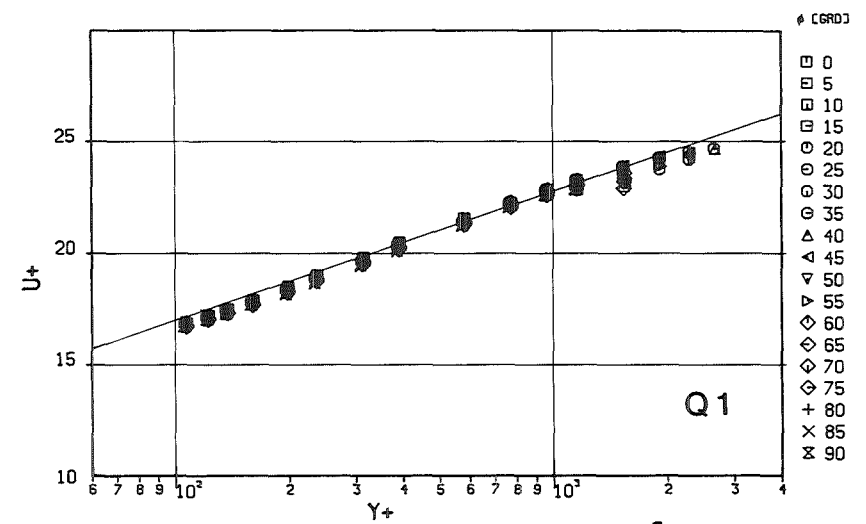
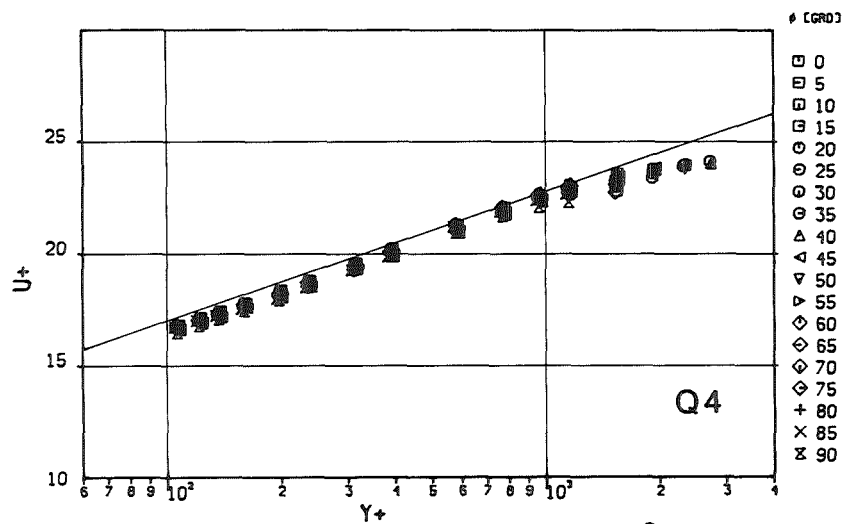
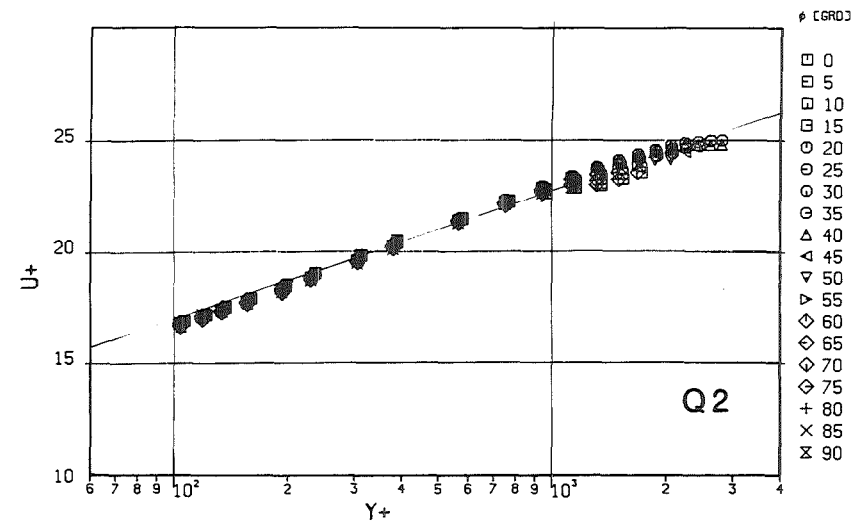
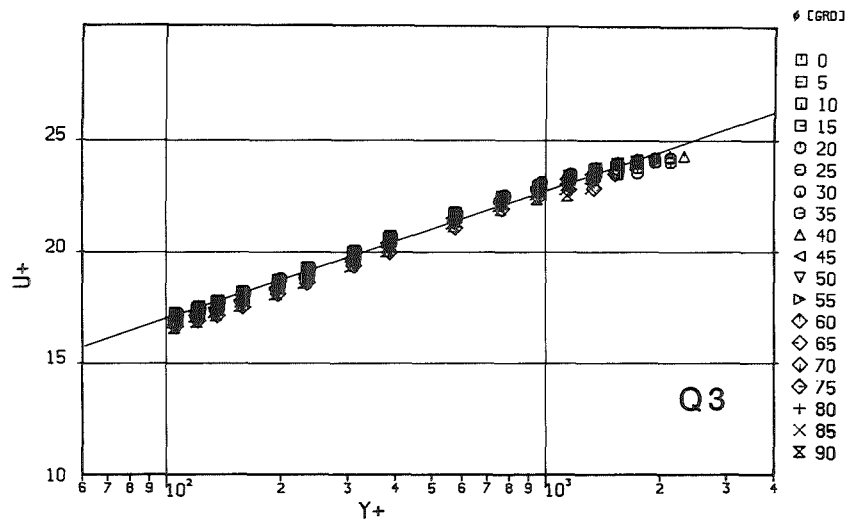


Abb. 8 Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile (r/ϕ)

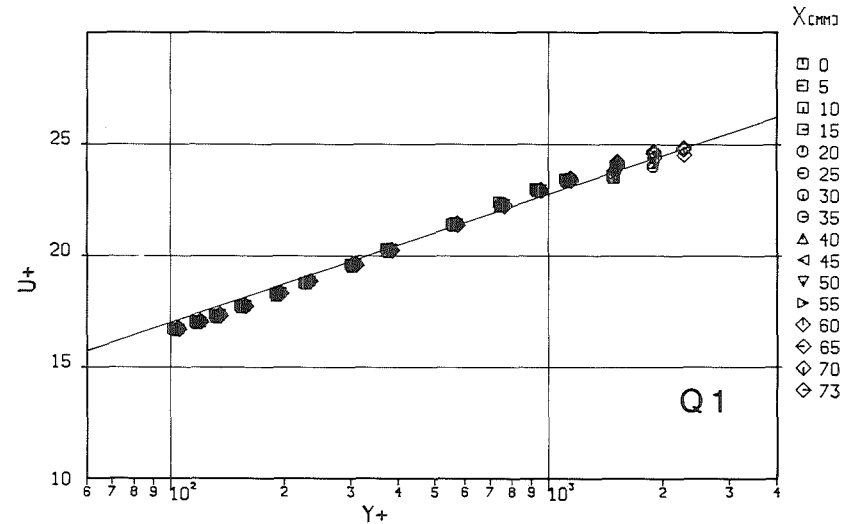
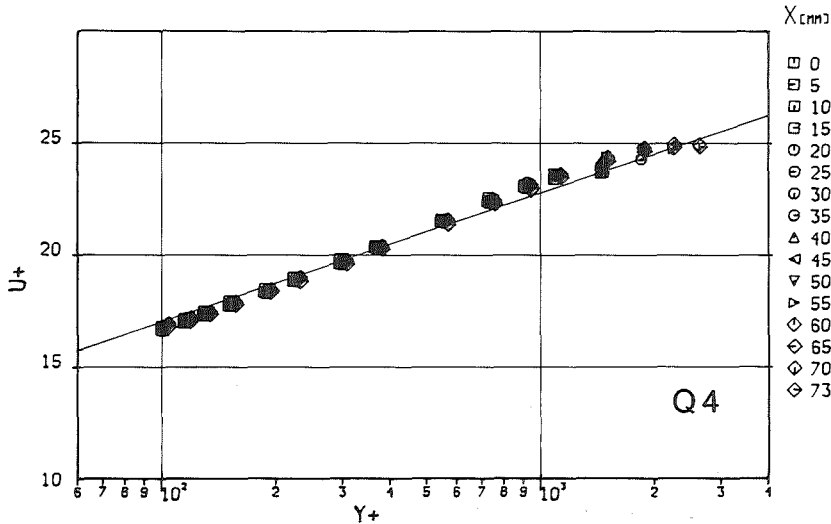
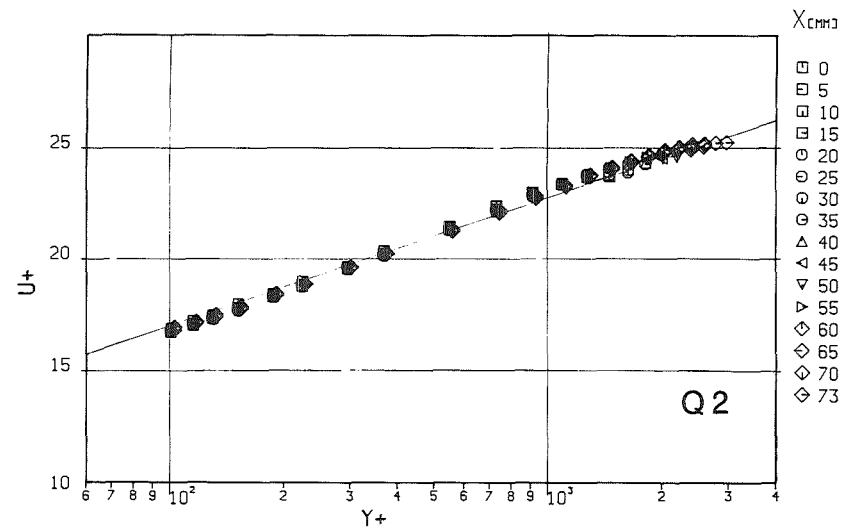
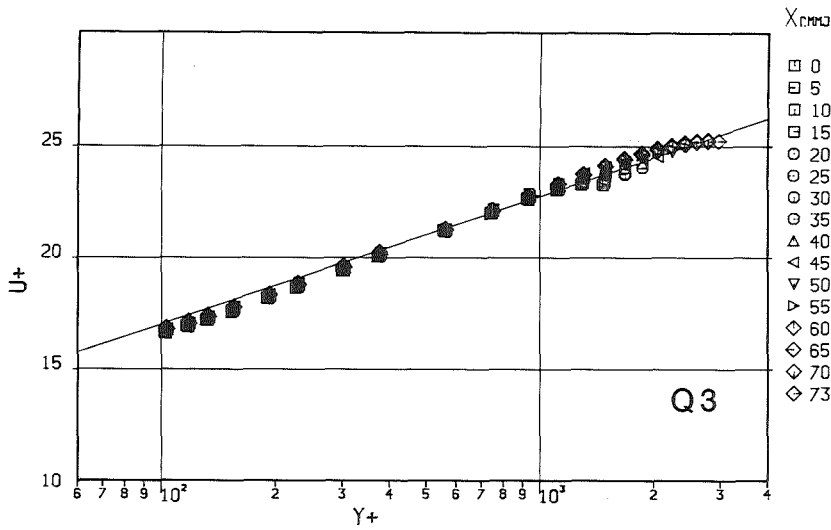


Abb. 9 Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile (x/y)

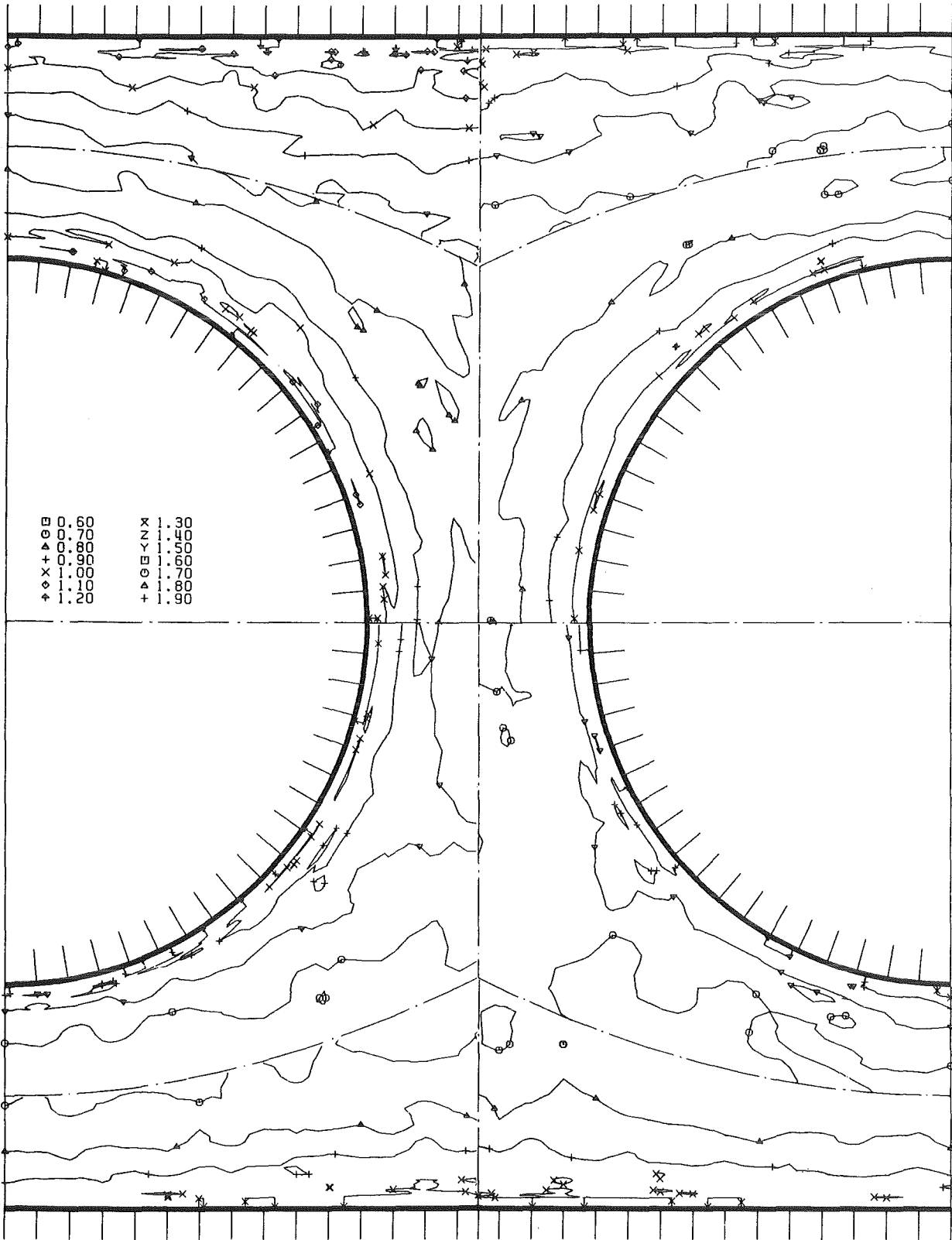


Abb.11 Turbulenzintensität senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

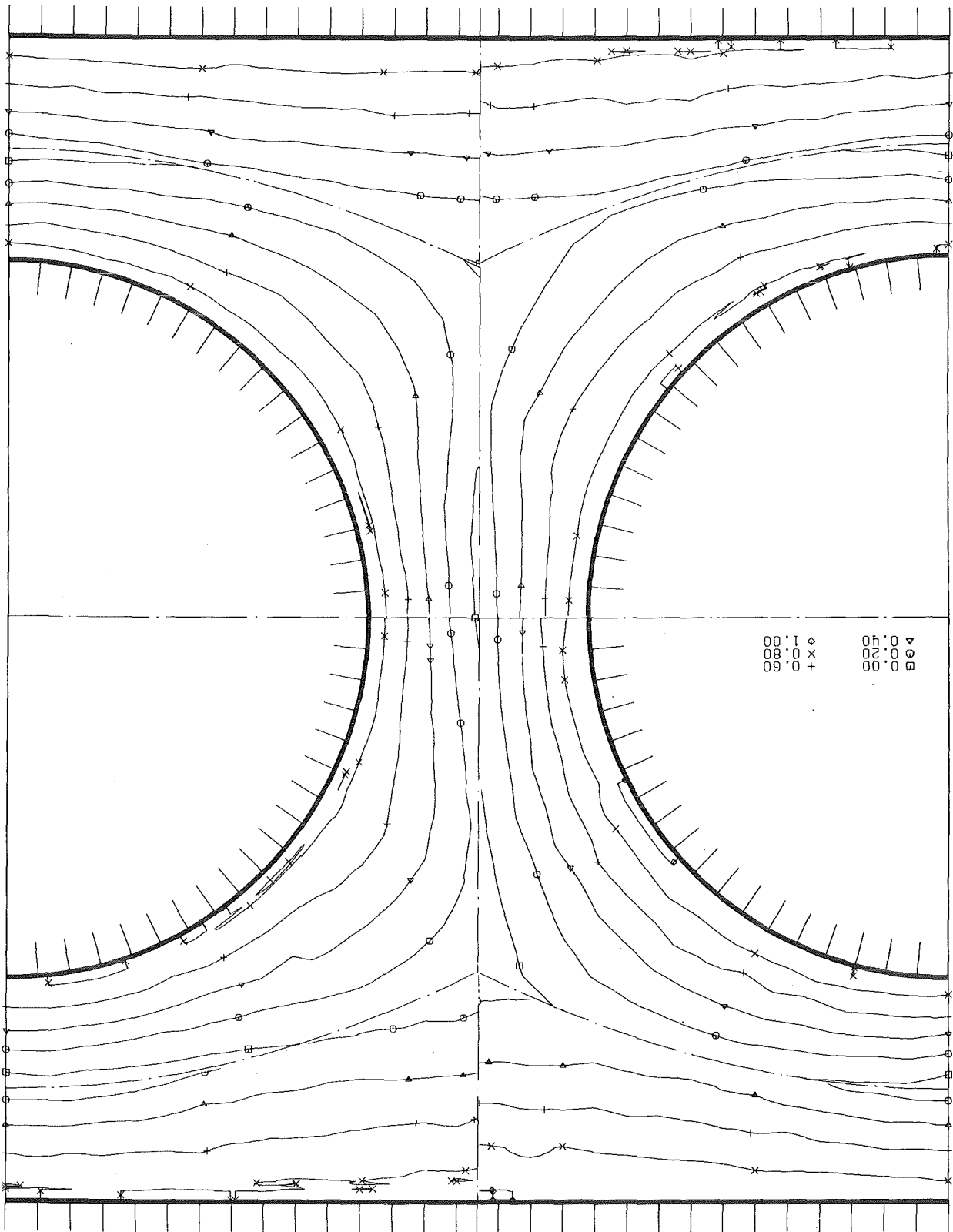
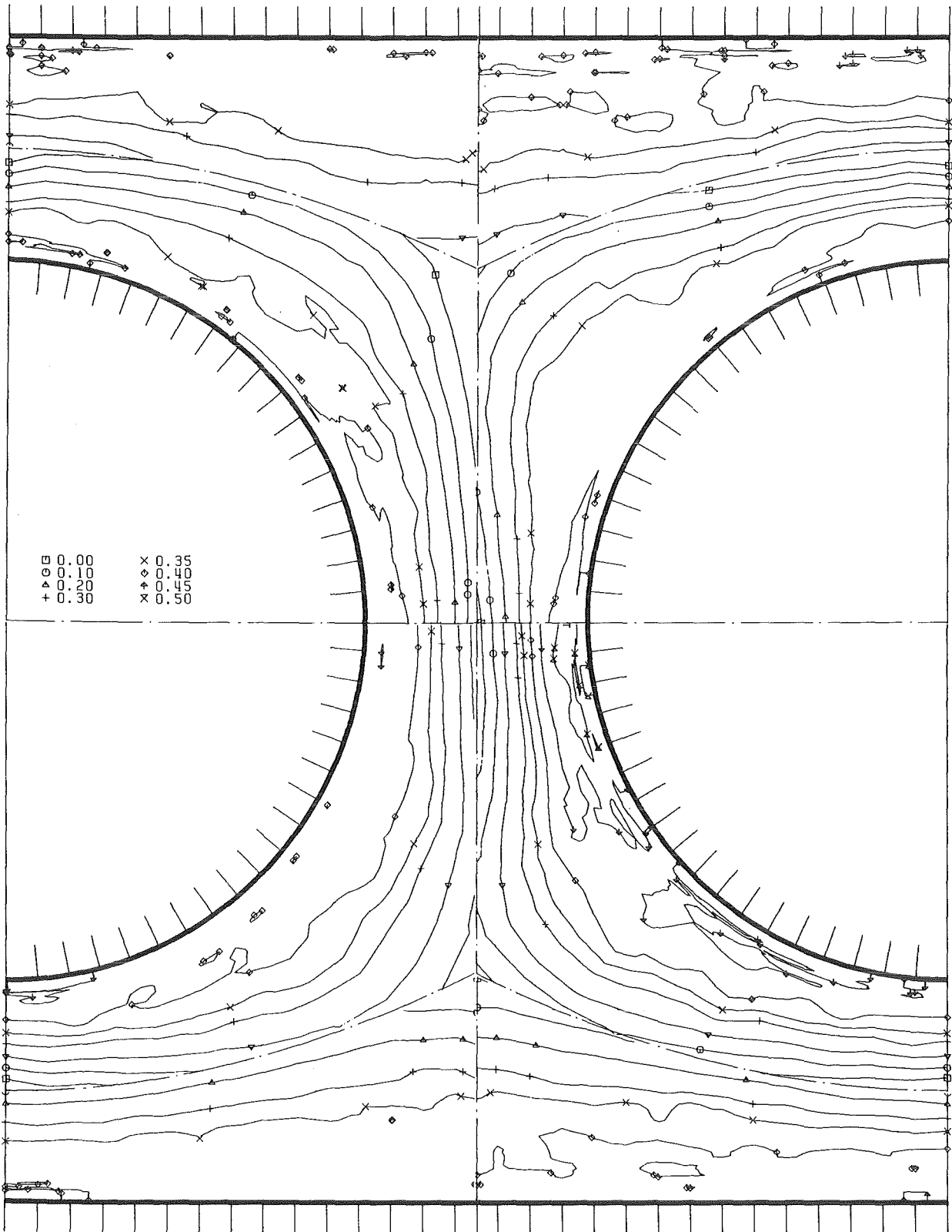


Abb.14 Turbulente Schubspannung senkrecht zur Wand (Höhenlinien)



KfK

Abb.16. Korrelationskoeffizient der Schubspannung senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

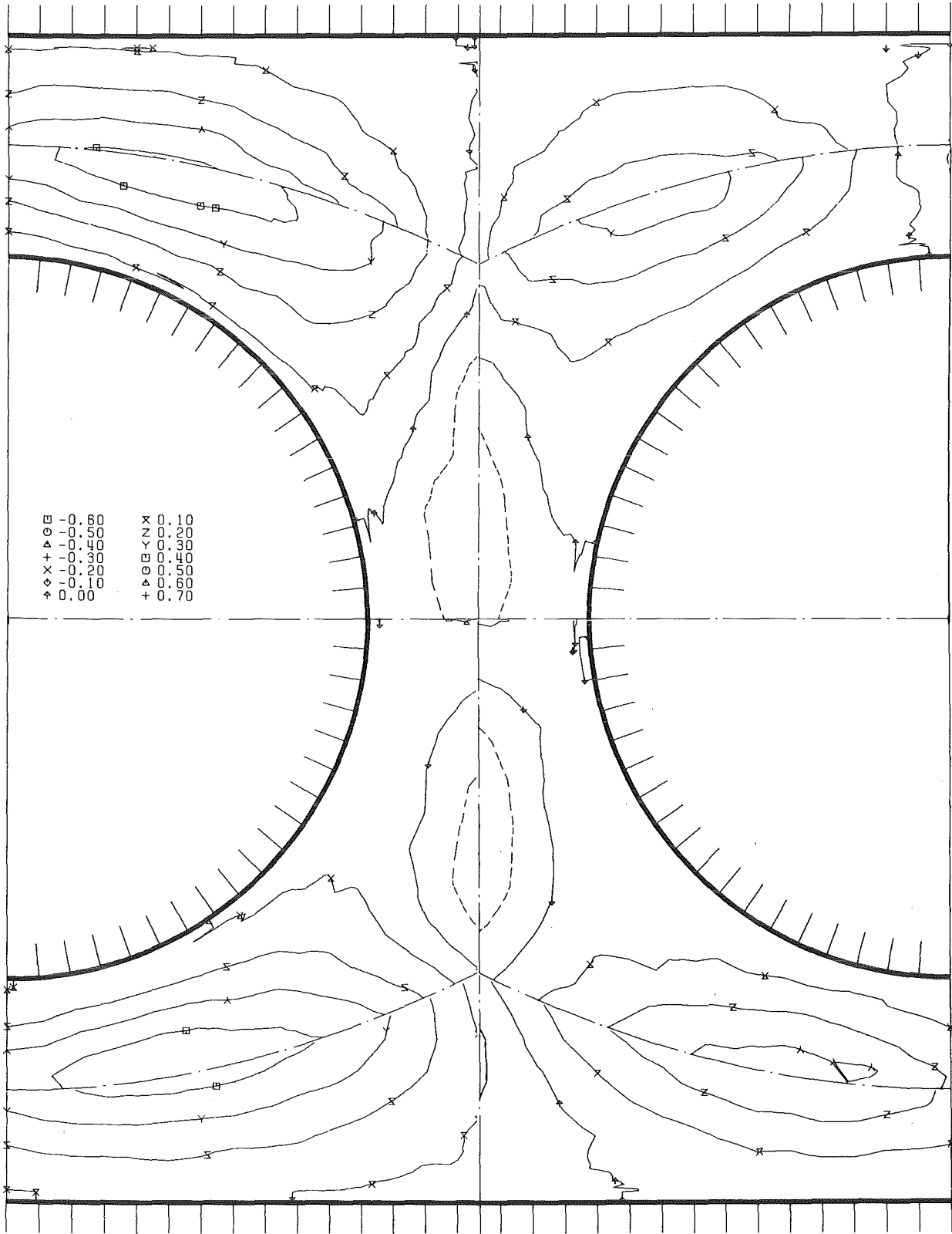
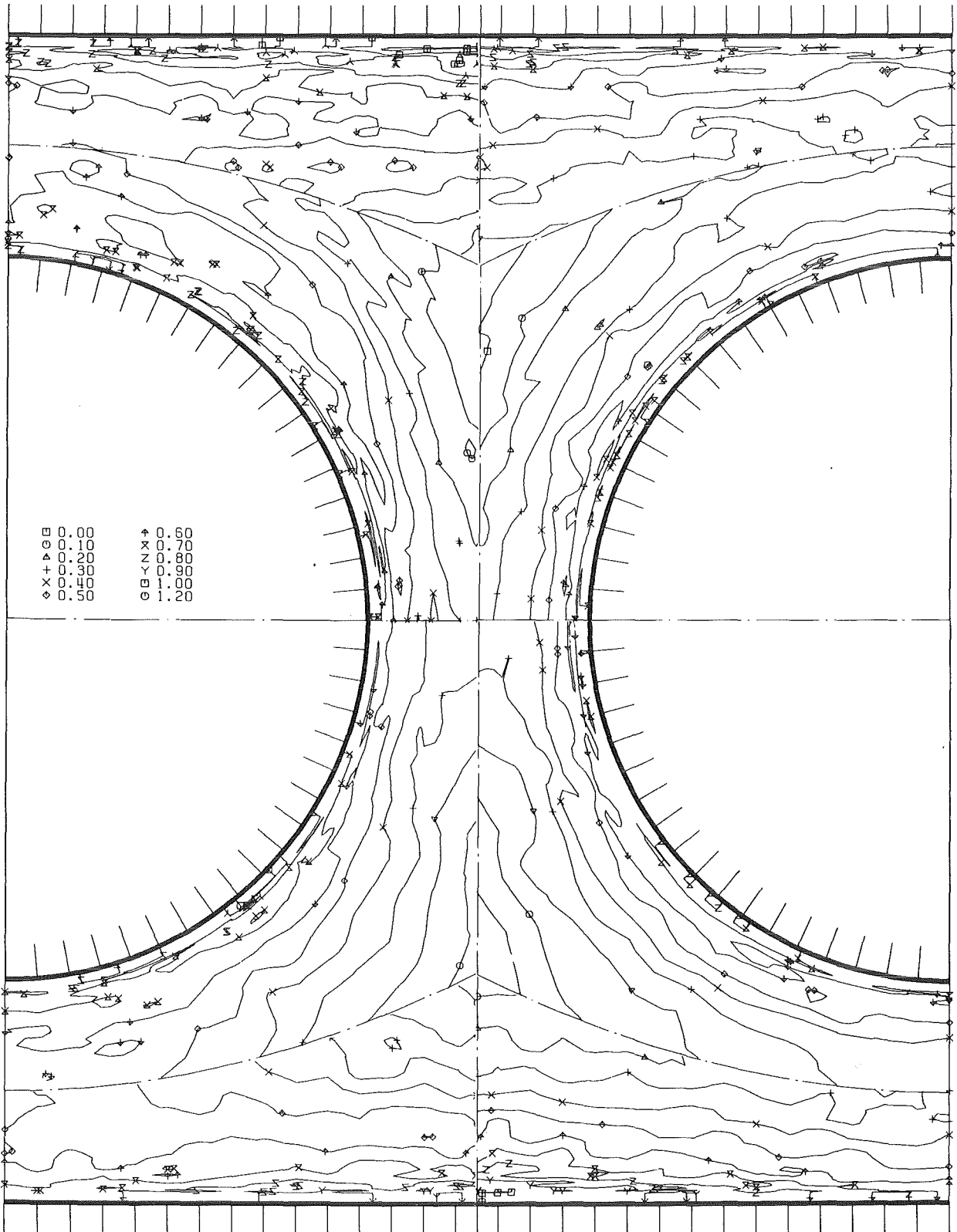


Abb.17 Korrelationskoeffizient der Schubspannung parallel zur Wand (Höhenlinien)



kfk

Abb.18 Quellterm für die axiale Wirbelstärke (Höhenlinien)

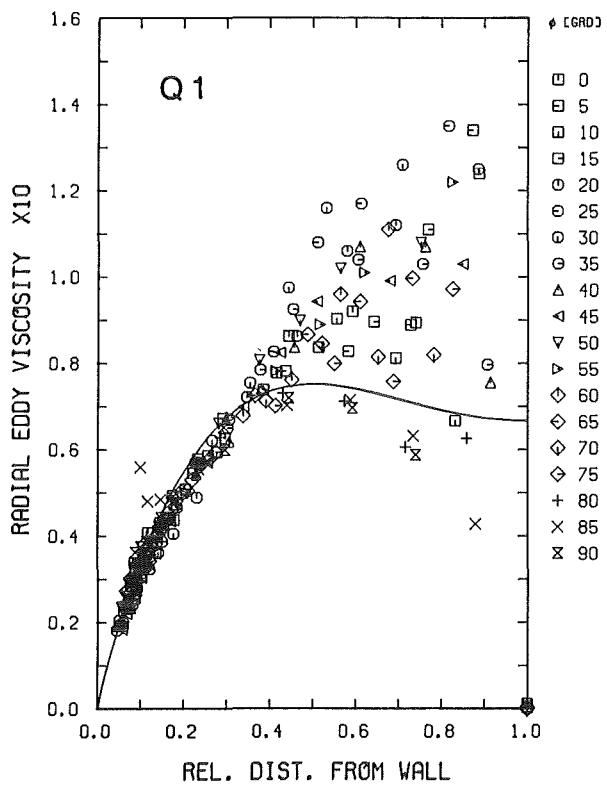
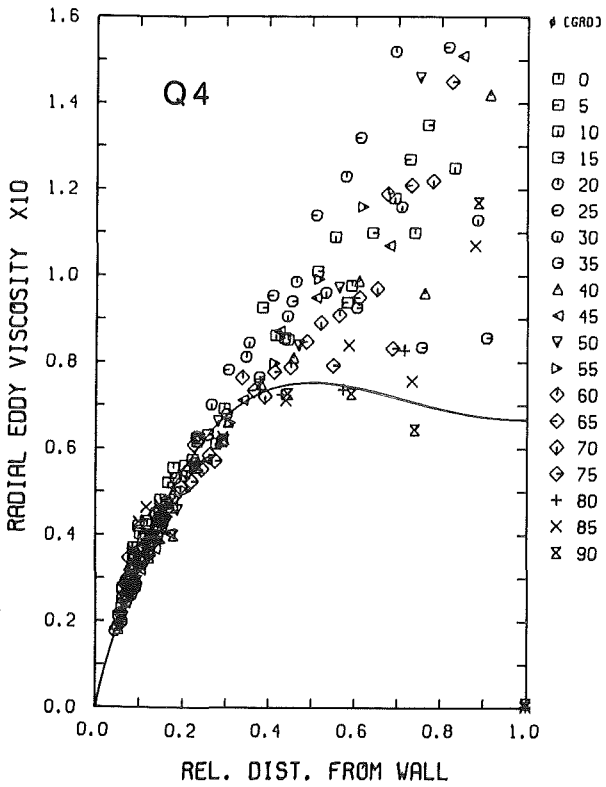
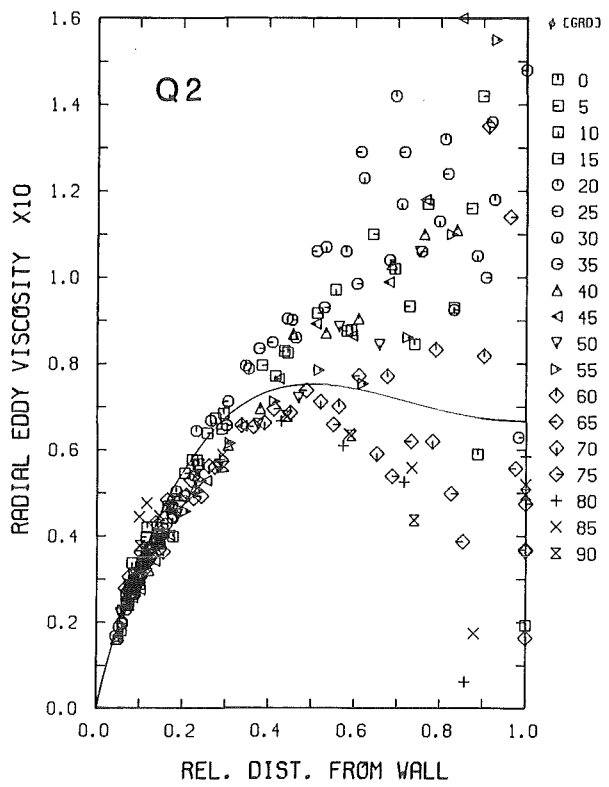
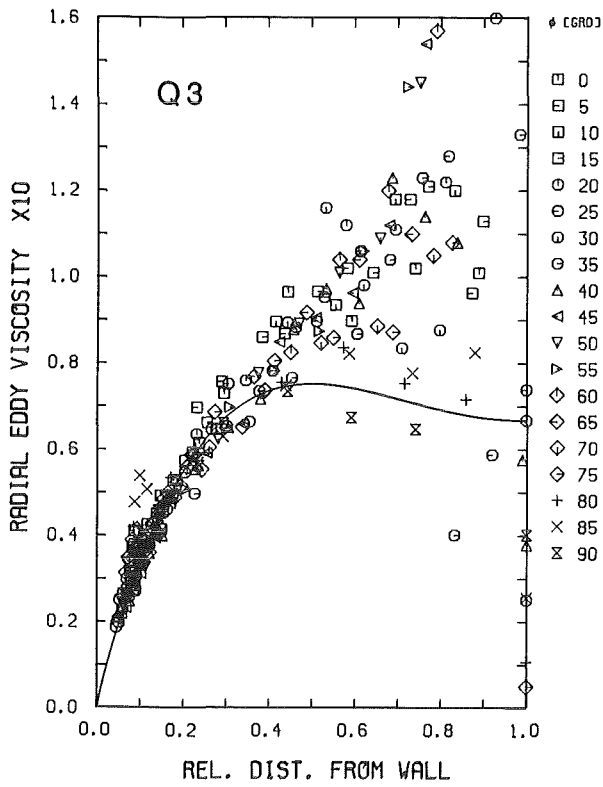


Abb.19 Dimensionslose Wirbelviskosität senkrecht zur Wand
(r/ϕ)

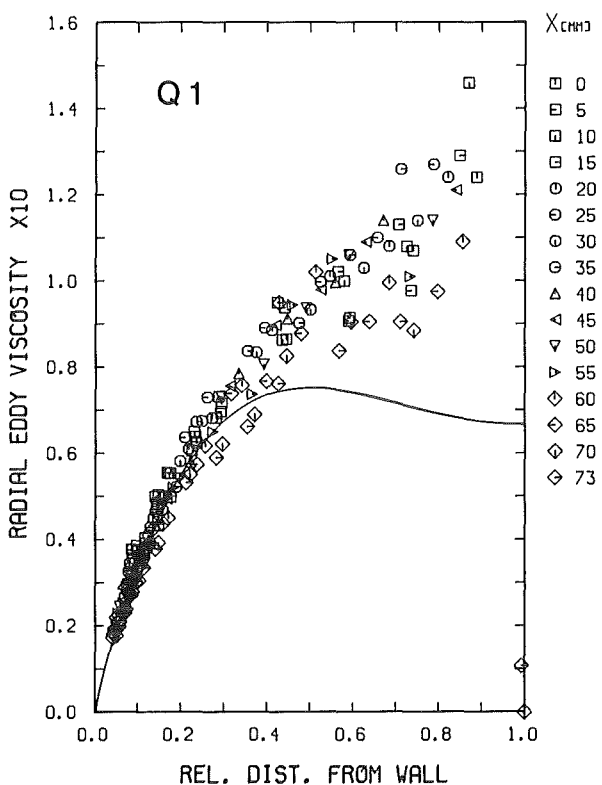
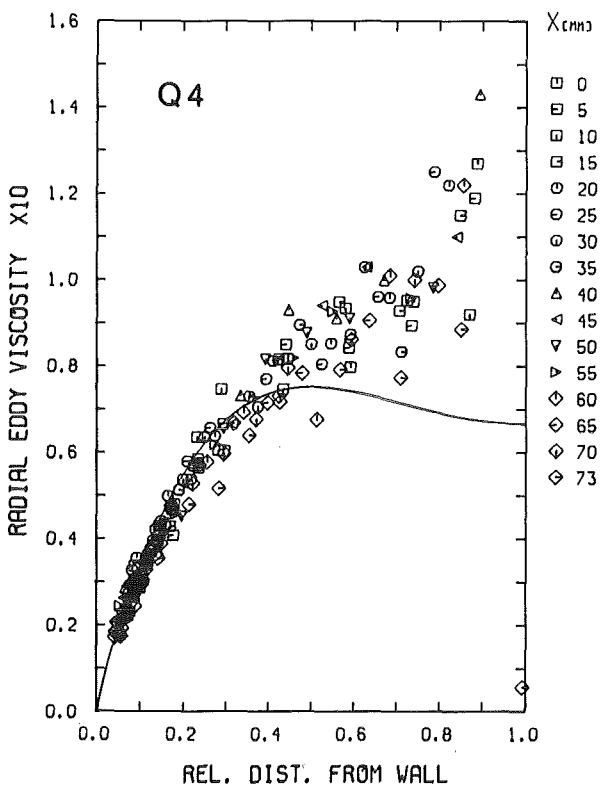
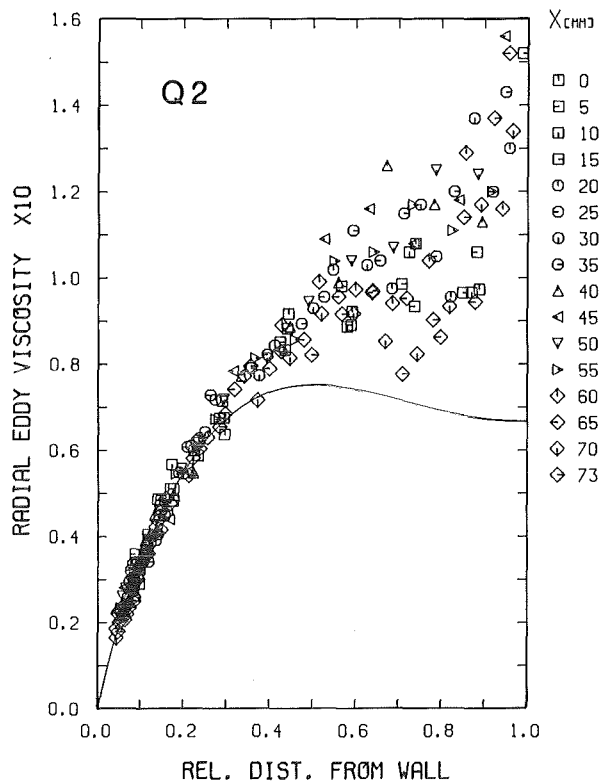
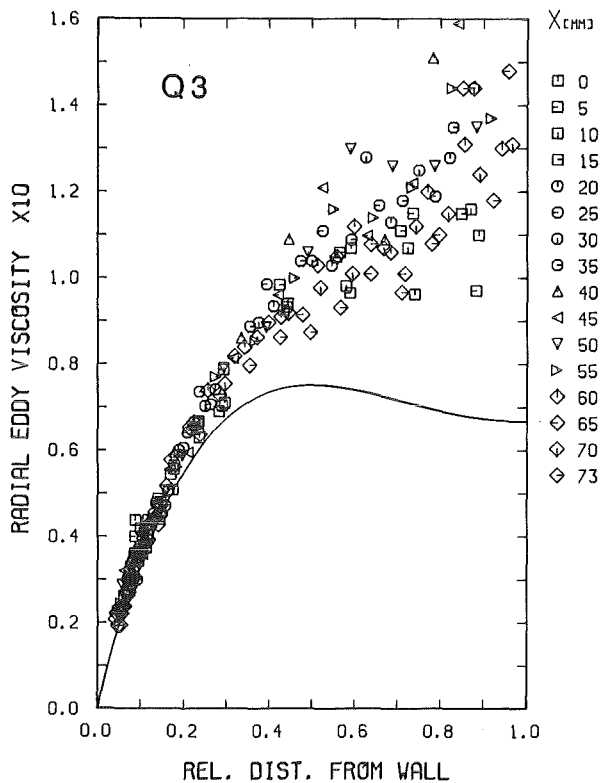


Abb.20 Dimensionslose Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (x/y)

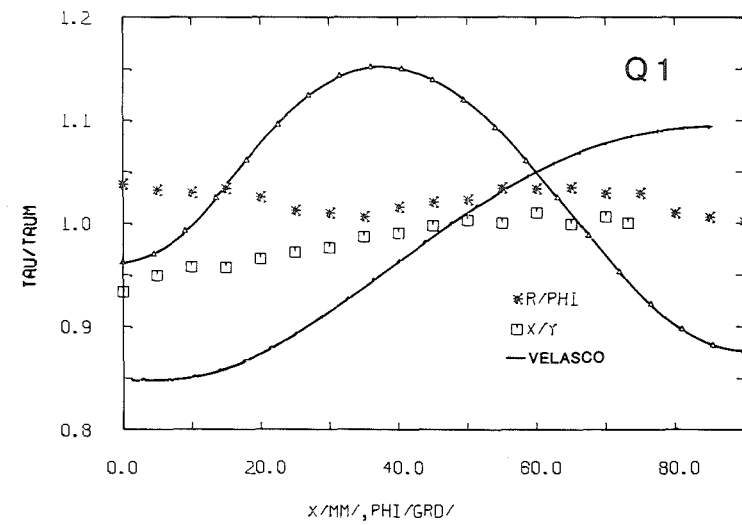
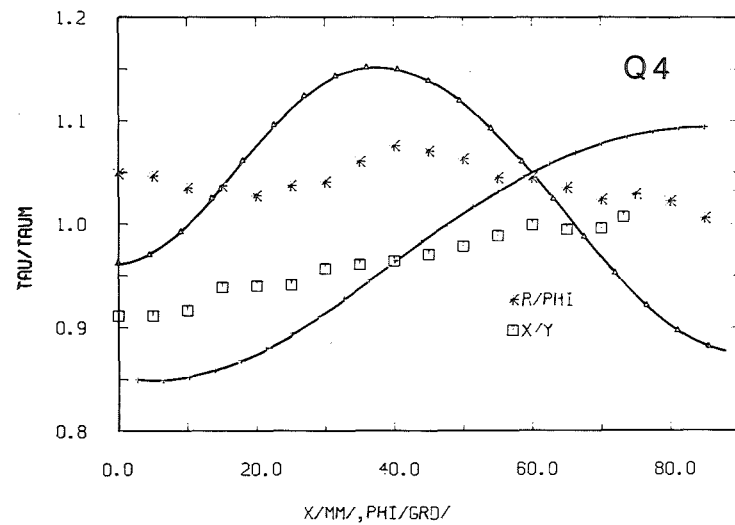
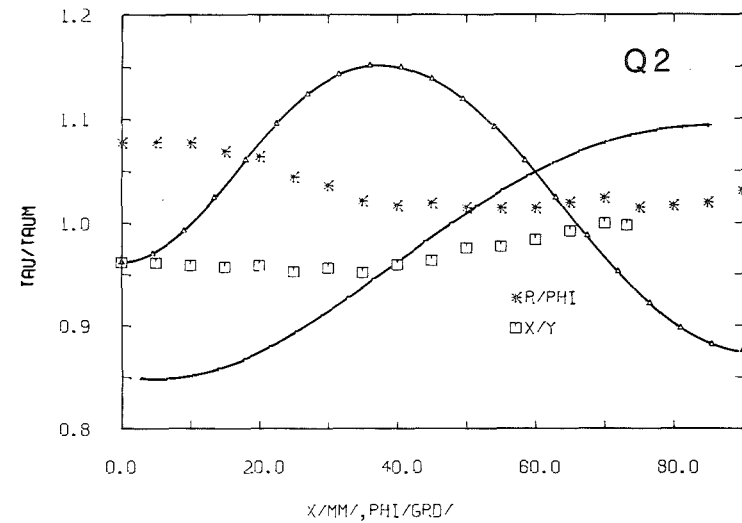
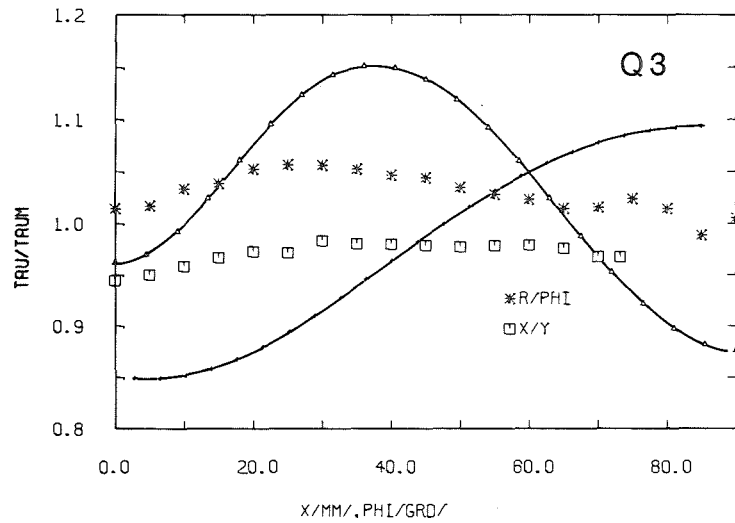


Abb.21 Vergleich der gemessenen Wandschubspannungen mit berechneten Werten nach VELASCO