



KfK 3069  
Dezember 1980

# **Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen Stabbündel ( $W/D = 1.048$ )**

K. Rehme  
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE  
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

KfK 3069

Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen  
Stabbündel ( $W/D=1.048$ )

K. Rehme

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

## Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen Stabbündel

### Zusammenfassung

An einem Stabbündel aus vier parallelen Stäben, das asymmetrisch in einem Rechteckkanal angeordnet war, wurden im Wandkanal ( $P/D=1.07$ ,  $W/D=1.048$ ) die Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen gemessen. Die Reynoldszahl der Untersuchung betrug  $Re=7.57 \times 10^4$ .

Die Meßergebnisse zeigen, daß der Impulstransport besonders in den engsten Stellen des Kanals stark anisotrop ist. Einflüsse von Sekundärströmungen sind in der Verteilung des zeitlichen Mittelwertes der Strömungsgeschwindigkeit nicht zu erkennen, in den Verteilungen der Turbulenzintensität und der kinetischen Energie der Turbulenz jedoch deutlich sichtbar.

Ein Vergleich der gemessenen Wandschubspannungsverteilungen mit dem VELASCO-Rechenprogramm zeigt starke Abweichungen im Bereich zwischen Stab- und Kanalwand.

Experimental Investigations on the Fluid Flow Through an  
Asymmetric Rod Bundle (W/D=1.048)

Abstract

Measurements of the distributions of the mean velocity, the wall shear stresses and the turbulence were performed in a wall sub-channel of a rod bundle of four parallel rods arranged asymmetrically in a rectangular channel ( $P/D=1.07$ ,  $W/D=1.048$ ). The Reynolds number of this investigations was  $Re=7.57 \times 10^4$ .

The experimental results show that the momentum transport is highly anisotropic especially in the gaps of the rod bundle. Influences of secondary flow cannot be detected in the distribution of the time-mean velocity, however, such influences are found in the distributions of the turbulence intensities and the kinetic energy of turbulence.

The comparison between experimental wall shear stress distributions and those calculated with the VELASCO-code shows discrepancies especially in the gap between the rod and channels walls.

## 1. Problemstellung

Bei der Entwicklung von Rechenprogrammen, die eine detaillierte Berechnung von Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen bei turbulenter Strömung durch Stabbündel ermöglichen, ist es unumgänglich, die Turbulenzbewegung der Strömung durch sog. Turbulenzmodelle zu beschreiben. Die Ergebnisse, die mit den Rechenprogrammen erzielt werden, sind dann immer nur so genau und abgesichert, wie die darin enthaltenen Turbulenzmodelle durch experimentelle Ergebnisse abgesichert sind.

Die für die Berechnung von Strömungs- und Temperaturverteilungen in Stabbündeln zur Verfügung stehenden bzw. sich in der Entwicklung befindlichen Programme VELASCO /1/ (nur Geschwindigkeitsverteilung) und VITESSE /2/ modellieren die Anisotropie des Impulsaustausches durch Wirbelviskositäten senkrecht und parallel zu den Wänden. In VITESSE ist außerdem die kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegung modelliert. Zur Absicherung und zur Verbesserung der verwendeten Modelle wurden eine Reihe von Strömungsuntersuchungen in Unterkanälen von Stabbündeln durchgeführt /3-12/. Bei allen Versuchen wurde ein Stabbündel aus vier parallelen Rohren in einem Rechteckkanal verwendet. Die Rohre waren symmetrisch im Kanal angeordnet.

Beim Betrieb von Stabbündelbrennelementen in Kernreaktoren wird jedoch im allgemeinen keine ideale Geometrie der Unterkanäle vorliegen. Abweichungen von der Idealgeometrie ergeben sich aufgrund der vorhandenen Toleranzen, durch Verbiegen der Brennstäbe unter Temperaturgradienten und Spannungen sowie durch das Brennstabschwellen im Strahlenfeld. Diese Abweichungen von der idealen Geometrie, sog. gestörte Geometrien, sind außerdem abhängig von der Lebensdauer der Brennstäbe.

Damit die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen auch in gestörten Geometrien sicher berechenbar sind, sind hierfür ebenfalls experimentelle Untersuchungen zum turbulenten Impulstransport nötig, um die Rechenprogramme mit experimentellen Daten zu verifi-

zieren. Deshalb wurden Messungen der Geschwindigkeits-, Wand-  
schubspannungs- und Turbulenzverteilungen an einem asymmetrischen  
Stabbündel durchgeführt.

## 2. Teststrecke

Für die Untersuchungen wurde ein Stabbündel mit einem Stababstands-  
verhältnis von  $P/D=1.072$  ausgewählt. Die vier parallelen Rohre  
wurden jedoch nicht wie in den Versuchen /3,12/ symmetrisch ange-  
ordnet, so daß das Wandabstandsverhältnis ebenfalls  $P/D=1.072$   
betrug, sondern die Rohre wurden asymmetrisch angeordnet, wobei  
der Abstand zwischen den Rohren und der Kanalwand auf der einen  
Seite etwa doppelt so groß war, wie der Abstand zwischen Rohren  
und Kanalwand auf der anderen Seite (Abb.1).

Die eingestellten Abstände betragen  $a_1=15.15$  mm und  $a_2=7.55$ mm.  
Mit dem Rohrdurchmesser von  $D=157.5$  mm ergeben sich die Wandab-  
standsverhältnisse zu

$$\left(\frac{W}{D}\right)_{\text{weit}} = 1.096$$

$$\left(\frac{W}{D}\right)_{\text{eng}} = 1.048.$$

Die Messungen wurden genau so durchgeführt, wie bei den voraus-  
gegangenen Untersuchungen /3/, Gemessen wurden:

- die Verteilung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten
- die Wandschubspannungsverteilung
- die Verteilung der Turbulenzintensitäten und
- die Verteilung der turbulenten Schubspannungen senkrecht und  
parallel zu den Wänden.



In diesem Bericht werden die Ergebnisse der Untersuchungen im engen Wandkanal ( $W/D=1.048$ ) dargestellt und diskutiert. Die Ergebnisse für den weiten Wandkanal sind in /13/ dargestellt.

### 3. Ergebnisse

Die Ergebnisse aller Messungen liegen in Form von Tabellen vor.

#### 3.1 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit

Die mit Pitotrohren gemessenen zeitlichen Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit sind als Funktion des relativen Wandabstandes  $y/L$  ( $L$ =Länge des Geschwindigkeitsprofils zwischen Wand und Position der Maximalgeschwindigkeit) in Abb.2 für den Teil des Strömungskanals, der dem Stab benachbart ist ( $r/\phi$ ) und in Abb.3 für den der Kanalwand benachbarten Teil ( $x/y$ ) dargestellt. Als Bezugswert wurde die konstant gehaltene Strömungsgeschwindigkeit am fest eingebauten Pitotrohr verwendet. Die gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen zeigen, daß das Minimum der Strömungsgeschwindigkeit jeweils im engsten Spalt zwischen den Stäben ( $\phi=0$  deg) bzw. zwischen Stab und Kanalwand ( $\phi=90$  deg bzw.  $x=0$  mm) auftritt, wie es zu erwarten ist. Ein Isotachenbild der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung, bezogen auf den Wert am fest eingebauten Pitotrohr, zeigt Abb.4. Einflüsse von Sekundärströmungen sind nicht zu bemerken.

Mit einem Rechenprogramm wurde aus den Meßwerten die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Wandkanal durch Integration ermittelt. Diese Geschwindigkeit ergab sich zu

$$u_m = 25.57 \text{ ms}^{-1},$$

während am fest eingebauten Pitotrohr eine Geschwindigkeit von

$$u_{\text{REF}} = 27.80 \text{ ms}^{-1}$$

während der Messungen konstant gehalten wurde.

Mit dem hydraulischen Durchmesser des Wandkanals von

$$D_h = 46.463 \text{ mm}$$

ergibt sich die mittlere Reynoldszahl der Untersuchung zu

$$Re = 7.57 \cdot 10^4.$$

### 3.2 Wandschubspannung

Abb.5 zeigt die mit Prestonrohren gemessenen Wandschubspannungsverteilungen an Stab- und Kanalwand. Dabei sind sowohl die Meßwerte, die während der Turbulenzmessungen über etwa 3 Monate gemessen wurden, als auch die Ergebnisse einer direkten Messung an der Kanalwand dargestellt. Die Übereinstimmung beider Meßreihen ist gut, naturgemäß ist die Streuung bei den Meßwerten über den längeren Zeitraum stärker. Die dargestellten Wandschubspannungen sind auf den Mittelwert der Wandschubspannung im ausgemessenen Teil des Wandkanals bezogen. Dieser Mittelwert ergab sich aus den Einzelmessungen durch Integration zu

$$\tau_{W_{av}} = 1.748 \text{ Nm}^{-2}.$$

### 3.3 Reibungsbeiwert und dimensionslose Geschwindigkeitsprofil

Aus der gemessenen mittleren Wandschubspannung errechnet sich der Reibungsbeiwert nach

$$\lambda = \frac{8 \tau_{W_{av}}}{\rho u_m^2} \quad (1)$$

zu  $\lambda = 0.01828$

für  $Re = 7.57 \cdot 10^4$ .

Für das Kreisrohr ergibt sich für diese Reynoldszahl nach der Beziehung von Maubach /14/:

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

der Reibungsbeiwert zu:  $\lambda = 0.01931$ .

Der im Wandkanal gemessene Reibungsbeiwert liegt also etwa 5,6% niedriger als der Kreisrohrwerte.

Den gemessenen Wert kann man mit dem theoretischen Wert vergleichen, der sich nach der Laminarmethode /15/ ergibt. Dazu wird für den Wandkanal der Geometrieparameter der Laminarströmung für  $P/D=1.071$  und  $W/D=1.096$  nach /16/ zu:

$$K = 51.6$$

bestimmt. Für die Geometrieparameter bei turbulenter Strömung ergibt sich nach /15/

$$A = 1.047$$

$$G^* = 5.58$$

Das Reibungsgesetz für den Wandkanal lautet damit:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 1.047 \left[ 2.5 \ln Re \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 5.5 \right] - 5.58 \quad (3)$$

Man erhält für  $Re = 7.57 \cdot 10^4$  einen Reibungsbeiwert von  $\lambda = 0.01723$ , der um 6% von dem gemessenen Wert abweicht und damit eine gute Bestätigung der theoretischen Methode für einen Wandkanal liefert.

Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile sind in dimensionsloser Darstellung in Abb.6 für die dem Stab benachbarte Strömungszone und in Abb.7 für die der Kanalwand benachbarte Strömungszone aufgetragen. Die Geschwindigkeit  $u$  wurde mit der örtlichen Wand-schubspannungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4)$$

zu

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u^*} \quad (5)$$

und der Wandabstand  $y$  zu

$$y^+ = \frac{y \cdot u^*}{\nu} \quad (6)$$

dimensionslos gemacht.

Zum Vergleich ist das bekannte Wandgesetz der Geschwindigkeitsverteilung in Kreisrohren von Nikuradse /17/

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5 \quad (7)$$

als durchgezogene Linie in die Abbildungen eingetragen. Die Meßergebnisse liegen überwiegend niedriger als das Wandgesetz von Nikuradse im wandnahen Bereich. Auffällig ist die geringe Streuung der Meßwerte nahe der Kanalwand.

### 3.4 Turbulenzintensitäten und kinetische Energie der Turbulenz

Die Meßergebnisse der Turbulenzintensitäten in den drei Strömungsrichtungen, sowie der kinetischen Energie der turbulenten Bewegung sind auf zweifache Weise dargestellt. Zunächst werden die Daten für die Bereiche zwischen Wand und Maximalgeschwindigkeit von beiden Wänden aus gesehen ( $r/\phi$  = Stabwand,  $x/y$  = Kanalwand) gezeigt. Dabei werden die Intensitäten auf die lokale Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezogen. In einer weiteren Darstellung werden die Linien gleicher Intensität (Höhenlinien) dargestellt. Diese Bilder wurden mit Hilfe eines Rechenprogramms /18/ auf einem Zeichengerät erzeugt. Wegen der komplizierten Geometrie ( $r/\phi$  und  $x/y$ ) wurden aus den Meßdaten je zwei Bilder erzeugt, die anschließend an der Linie der Maximalgeschwindigkeit zusammen gesetzt wurden. Daher und auch wegen der z.T. unterschiedlichen Richtungen bei der Messung der Daten an der Trennlinie ergeben sich nicht immer glatte Verläufe der Höhenlinien, sondern es treten Sprünge auf. Dies ist besonders deutlich bei den in der Zeichenebene liegenden Komponenten  $w'$  und  $v'$  zu sehen. Bei der Erzeugung der Höhenlinienbilder wurden alle Daten auf einen Referenz-Wert der Wandschubspannungsgeschwindigkeit normiert. Als Normierungsgröße wurde die Wandschubspannung bei  $\phi = 0$  grad ( $r/\phi$ ) gewählt.

#### 3.4.1 Axiale Turbulenzintensität $\sqrt{u'^2}$

Die gemessenen Verläufe der axialen Turbulenzintensität sind in Abb.8 für den Bereich nahe der Stabwand und in Abb.9 für den Bereich nahe der Kanalwand dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, daß die axiale Turbulenzintensität - wie erwartet - in Wandnähe am größten ist. Dabei ergeben sich die auf die lokale Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezogenen Werte des Maximums zu etwa

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{u^*} = 2.2 \div 2.7$$

Diese Werte sind z.T. deutlich höher als die Ergebnisse von Messungen an Kreisrohren. Auffallend ist, daß die Werte in Richtung auf die Maximalgeschwindigkeit ( $y/L = 1$ ) wesentlich schwächer abfallen als beim Kreisrohr, für das sich in Rohrmitte ein Wert von ca. 0.8 ergibt. Auch zeigt sich, daß der Abfall stark von der Position an der Stab- und bzw. Kanalwand abhängt. Während die axiale Turbulenzintensität in den weitesten Querschnitten  $\phi = 35$  und  $40$  grd bzw.  $x=80$  und  $84.4$  mm mit dem Wandabstand stark abfällt, ist z.B. für  $\phi = 50 - 90$  grd (Abb.8) bzw.  $x = 0 - 50$  mm (Abb.9), also im engen Spalt, die axiale Turbulenzintensität nahezu konstant über den Querschnitt, ja sie steigt in einigen Fällen mit der Entfernung von der Wand leicht an. Eine Erklärung für diese Tatsache kann wohl nur in der Wirkung der Sekundärströmung gefunden werden. Dies zeigt sich auch in der Höhenliniendarstellung der axialen Turbulenzintensität (Abb.10).

### 3.4.2 Radiale Turbulenzintensität $\sqrt{v'^2}$

Die Turbulenzintensitäten in radialer Richtung (Abb.11 und 12) fallen generell mit wachsendem Wandabstand ab. In Wandnähe liegen die Werte zwischen 0.9 und 1.0 an der Linie der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.7 und 1.0. Die Turbulenzintensität in radialer Richtung ist in diesem engen Spalt deutlich kleiner als in dem weiten Spalt /13/. Die Meßwerte der radialen Turbulenzintensität sind mit einer relativ großen Meßunsicherheit behaftet, daher ergibt auch das Höhenlinienbild (Abb.13) eine etwas uneinheitliche Darstellung.

### 3.4.3 Azimutale Turbulenzintensität $\sqrt{\overline{w'^2}}$

Die Daten für die azimutale Turbulenzintensität (Abb.14 und 15) zeigen mit wachsendem Wandabstand in Teilen des Strömungsquerschnitts, wie erwartet einen leichten Abfall, wobei die Werte in Wandnähe von gleicher Größe sind wie bei Kreisrohren. Auffällig ist, daß die azimutale Turbulenzintensität in dem engen Spalt zwischen Stab- und Kanalwand ( $\phi = 70 - 90$  grd bzw.  $x = 0 - 40$  mm) sehr hohe Werte aufweist und z.T. konstant ist oder sogar mit wachsendem Wandabstand ansteigt. Dieses Verhalten, das auch in allerdings schwächerem Maße für den weiten Spalt beobachtet wurde /13/, kann wohl nur durch Sekundärströmungseffekte erklärt werden. Deutlich wird dieses Ergebnis auch in der Höhenliniendarstellung (Abb.16).

### 3.4.4 Kinetische Energie der Turbulenz $\overline{k'}$

Die gemessene kinetische Energie der Turbulenz

$$\overline{k'} = \frac{1}{2} \left[ \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right] \quad (8)$$

fällt mit wachsendem Wandabstand nur zwischen den Stäben bzw. für  $x > 60$  mm mehr oder weniger stark ab (Abb.17 und 18). Die Werte in Wandnähe liegen höher als beim Kreisrohr. Sehr hohe Werte ergeben sich für die kinetische Energie der Turbulenz im engen Spalt zwischen Stab und Kanalwand ( $\phi \geq 50$  grd bzw.  $x \leq 55$  mm). In diesen Bereichen ist die kinetische Energie der Turbulenz relativ unabhängig vom Wandabstand, wie auch das Höhenlinienbild zeigt (Abb.19). Diese Bereiche zeigen die größten Gradienten der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung ( $\partial u / \partial \phi$ ) (s. Abb.1 und 2). Der Abfall der kinetischen Energie der Turbulenz zur Linie der Maximalgeschwindigkeit ist überhaupt wesentlich schwächer als beim Kreisrohr und ist dort am stärksten ausgeprägt, wo der Kanalquerschnitt die größte Ausdehnung hat ( $x = 75 - 84.4$  mm bzw.  $\phi = 35 - 45$  grd). Insgesamt gesehen ist

die kinetische Energie im wandfernen Bereich wesentlich höher als beim Kreisrohr.

### 3.5 Schubspannungen und Korrelationskoeffizienten

#### 3.5.1 Radiale Schubspannung $\overline{-u'v'}$ .....

Die gemessenen turbulenten Schubspannungen senkrecht zu den Wänden sind in Abb.20 und 21 dargestellt. In Wandnähe folgen die Werte recht gut einer linearen Schubspannungsverteilung. Da der Strömungsquerschnitt senkrecht zur Stabwand mit wachsendem Wandabstand leicht anwächst, sollten die Profile in Abb.20 leicht nach unten gekrümmt sein. Dieser Verlauf ist nicht überall vorhanden, vor allem deswegen, weil durch die gewählten Koordinaten ( $r/\phi$  im Bereich der Stabwand und entsprechend für Abb.21  $x/y$  im Bereich der Kanalwand) mit wachsendem Wandabstand ein wachsender Teil der azimutalen turbulenten Schubspannung mitgemessen wird. In den engsten Querschnitten ist dieser Effekt am ehesten vernachlässigbar. Tatsächlich verlaufen die Ergebnisse der radialen Schubspannung für  $\phi = 0,5, 90$  grd bzw.  $x = 0$  und 5 mm schwach gekrümmt. Die größten Abweichungen ergeben sich dort, wo die Koordinaten im wandfernen Bereich am stärksten von Orthogonalen zur Geschwindigkeitsverteilung abweichen ( $\phi = 55-65$  grd bzw.  $x = 30 - 60$  mm). Auffällig sind die hohen Meßwerte für die radiale Schubspannung bei  $\phi = 70 - 80$  grd, bzw.  $x = 10$  und 15 mm. Vermutlich wird dieser Effekt durch Sekundärströmungen in Richtung Strömungsmitte in engen Querschnitten verursacht. Im Bereich  $\phi = 35$  und 40 grd ergeben sich sehr kleine radiale Schubspannungen, also für das Gebiet größten Wandabstandes. Sekundärströmungen in Richtung auf die Stabwand könnten die Ursache sein.



### 3.5.2 Azimutale Schubspannung $\overline{-u'w'}$

Die gemessene Schubspannung zeigt in Wandnähe Werte, die gegen Null gehen. Im wandfernen Bereich steigt die azimutale Schubspannung mehr oder weniger stark an (Abb.22 und 23). Es ergibt sich in vernünftiger Weise, daß das Vorzeichen der azimutalen Schubspannung wechselt an der Position, wo der Gradient der mittleren axialen Geschwindigkeit in Umfangsrichtung verschwindet ( $\phi \approx 40$  grd, Abb.22). Weiterhin zeigt sich anhand der Meßdaten, daß etwa im Spalt zwischen Stab und Kanalwand ( $\phi \approx 90$  grd bzw.  $x = 0$  mm) die azimutale Schubspannung ebenso gegen Null geht, wie nahe der Symmetrielinie des Wandkanals an der Kanalwand ( $x \approx 80$  mm). Das beweist, daß die Strömung im ausgemessenen Teil des Wandkanals nur wenig von den Nachbarkanälen beeinflusst war. Die Höhenliniendarstellung der azimutalen Schubspannung (Abb.24) verdeutlicht die Meßwerte. Es ergeben sich die Maximalwerte der azimutalen Schubspannung in den Gebieten des maximalen Gradienten der Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung, wie zu erwarten war. Die Meßwerte im wandfernen Bereich scheinen allerdings etwas zu hoch zu sein, wie aus den ermittelten Korrelationskoeffizienten  $R_{uw}$  (s. 3.5.4) deutlich wird. Dies wird vor allem auf zwei Ursachen zurückgeführt: einerseits spielt die schon erwähnte nicht orthogonale Richtung der Koordinaten in diesem Bereich sicherlich eine Rolle, andererseits wird sich hier vermutlich die Vernachlässigung der Korrelation  $\overline{v'w'}$  bei der Lösung des Gleichungssystems auswirken. Insgesamt verlaufen die gemessenen Werte ähnlich zu früheren Ergebnissen.

### 3.5.3 Korrelationskoeffizient $R_{uv}$

Die gemessenen Korrelationskoeffizienten der Schubspannung in radialer Richtung (Abb.25 und 26)

$$R_{uv} = \frac{\overline{-u'v'}}{\sqrt{u'^2} \sqrt{v'^2}} \quad (9)$$

zeigen einen ähnlichen Verlauf wie bei Kreisrohren. Über einen großen Bereich des Strömungsquerschnitts liegt dieser Korrelationskoeffizient bei etwa 0.4. Im wandfernen Bereich liegen die Korrelationskoeffizienten z.T. höher als beim Kreisrohr, was auf die gewählten Koordinaten zurückgeführt werden muß, wodurch die gemessene Position der Nullschubspannung relativ weit vom Ort der Maximalgeschwindigkeit entfernt liegt. Für  $x=10$  und  $15$  mm zeigen die Korrelationskoeffizienten relativ hohe Werte. Dies könnte durch Sekundärströmungen verursacht sein, wie unter 3.5.1 diskutiert. Meßfehler sind allerdings ebenfalls nicht auszuschließen. Die Höhenliniendarstellung (Abb.27) zeigt einen relativ gleichmäßigen Verlauf, ausgenommen für  $x=15-20$  mm.

#### 3.5.4 Korrelationskoeffizient $R_{uw}$

Die ermittelten Korrelationskoeffizienten der Schubspannung parallel zu den Wänden (Abb.28 und 29)

$$R_{uw} = \frac{-\overline{u'w'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \cdot \sqrt{\overline{w'^2}}} \quad (10)$$

steigen im wandfernen Bereich sehr stark an. Dieses Verhalten wurde bereits unter 4.3.2 diskutiert. Es ist vermutlich auf die Vernachlässigung der Schubspannung  $\overline{v'w'}$  zurückzuführen, sowie auf die nicht-orthogonalen Koordinaten. Korrelationskoeffizienten größer als 1, die physikalisch nicht sinnvoll sind, ergeben sich für den wandfernen Bereich im engen Spalt ( $\phi = 60-85$  grad und  $x = 5-40$  mm), wie das Höhenlinienbild deutlich zeigt (Abb.30).

#### 3.6 Wirbelviskositäten

Aus den Daten für die turbulenten Schubspannungen und aus der Verteilung des zeitlichen Mittelwerts der Strömungsgeschwindigkeit in axialer Richtung wurden die Wirbelviskositäten in

radialer ( $\epsilon_r$  bzw.  $\epsilon_y$ ) und azimuthaler ( $\epsilon_\phi$  und  $\epsilon_x$ ) Richtung gemäß den Definitionsgleichungen ermittelt. Dazu wurde das Rechenprogramm EPSI /19/ verwendet, in dem die zur Berechnung erforderlichen Geschwindigkeitsgradienten berechnet werden. Es wird durch jeweils drei Meßwerte für die mittlere Geschwindigkeit eine Parabel 2. Ordnung gelegt und die Ableitung am betrachteten Ort ermittelt. Die gemessenen Geschwindigkeits- und Schubspannungsverteilungen werden dabei verwendet, wie sie gemessen wurden, es wird also keinerlei Glättung der Meßdaten vorgenommen.

### 3.6.1 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand $\epsilon_r$

Die Wirbelviskosität senkrecht zur Wand ergibt sich in dimensionsloser Form zu:

$$\epsilon_r^+ = \frac{\epsilon_r}{Lu^*} = \frac{-\rho \overline{u'v'}/\tau_w}{\frac{\partial (u/u_{REF})}{\partial (r/L)}} \frac{u^*}{u_{REF}} \quad (11)$$

Hierin ist  $u^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$  die Wandschubspannungsgeschwindigkeit an der betrachteten Umfangsposition und L ist die Länge des Geschwindigkeitsprofils zwischen der Wand und dem Ort der Maximalgeschwindigkeit.

Die ermittelten Wirbelviskositäten sind in Abb.31 und 32 dargestellt. Zum Vergleich wurde der Verlauf der Wirbelviskosität im Kreisrohr nach Reichardt /20/ miteingetragen. Die gemessenen Wirbelviskositäten sind im wandfernen Bereich durchweg höher als beim Kreisrohr. Hier wirken sich die wegen der gewählten Koordinaten relativ zu hoch gemessenen Schubspannungen aus. Die größere Streuung wird natürlich auch durch die sehr kleinen Geschwindigkeitsgradienten bewirkt. In Wandnähe stimmen die ermittelten Wirbelviskositäten senkrecht zur

Wand sehr gut mit den Kreisrohrwerten überein. In den weiten Querschnitten des Strömungskanals ( $\phi=40$  grd,  $x=80$  cm) sind die Wirbelviskositäten in radialer Richtung am ehesten mit den Kreisrohrdaten vergleichbar. Die neuen Daten stimmen mit Ergebnissen in Unterkanälen mit anderer Geometrie /3-13/ sowohl qualitativ als auch quantitativ gut überein. Auch die Höhenliniendarstellung (Abb.33) zeigt eine gleichmäßige Verteilung der Wirbelviskositäten senkrecht zur Wand.

### 3.6.2 Wirbelviskosität parallel zur Wand $\epsilon_{\phi}$

Die Wirbelviskosität parallel zur Wand ergibt sich in dimensionsloser Form zu:

$$\epsilon_{\phi}^{+} = \frac{\epsilon_{\phi}}{L \cdot u^{*}} = \frac{-\rho \overline{u'w'} / \tau_w}{\frac{r}{L} \frac{\partial (u/u_{REF})}{\partial \phi}} \frac{u^{*}}{u_{REF}} \quad (12)$$

Wie bei den früheren Messungen /3-13/ unterscheiden sich die Ergebnisse für die Wirbelviskosität parallel zur Wand ganz erheblich von denen senkrecht zur Wand. Die ermittelten Werte sind in Abb.34 und 35 dargestellt. Die Wirbelviskositäten parallel zur Wand sind sehr stark ortsabhängig und zwar sowohl in zur Wand senkrechter Richtung als auch besonders in Umfangsrichtung. So ergeben sich Maximalwerte der Wirbelviskosität parallel zur Wand jeweils nahe den engsten Querschnitten ( $\phi = 5, 10, 75-80$  grd bzw.  $x = 0-20$ ). In den Spalten selbst ( $\phi = 0-90$  grd bzw.  $x=0$  mm) sind die Wirbelviskositäten nicht definiert, da der Geschwindigkeitsgradient in Umfangsrichtung gegen Null geht. Das gleiche gilt für die Symmetrielinie bei  $x=84.4$  mm und für  $\phi \approx 40$  grd.

Betrachtet man den Verlauf der Wirbelviskosität parallel zur Wand im Strömungsbereich um den Stab, so erkennt man, daß die Wirbelviskositäten zunächst vom Höchstwert  $\epsilon_{\phi}^{+} \approx 3$  stark abfallen (etwa

um den Faktor 35) bis  $\phi = 35$  grad: die Position, an der der Geschwindigkeitsgradient in Umfangsrichtung verschwindet. Hier werden Werte gemessen, die der Wirbelviskosität parallel zu den Wänden beim Kreisrohr entsprechen ( $\epsilon_{\phi}^+ \approx 0.10$ ).

Anschließend steigen die Wirbelviskositäten wieder stark an zu einem Höchstwert im Spalt zwischen Stab und Wand. ( $\epsilon_{\phi}^+ \approx 20$ ) entsprechend ergibt sich für den Strömungsbereich nahe der Kanalwand ein stetiger Abfall vom Höchstwert im Spalt ( $\epsilon_{\phi}^+ \approx 20$ ) auf den Minimalwert ( $\epsilon_{\phi}^+ \approx 0.15$ ) für  $x=84.4$  mm, wo der Gradient der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung ebenfalls verschwindet. Insgesamt sind die Wirbelviskositäten im engen Spalt des Kanals deutlich höher als im weiten ( $P/D=1.096 / 13/$ ).

Zum Verlauf in radialer Richtung läßt sich generell sagen, daß die Wirbelviskositäten mit größerer Entfernung von der Wand zunächst leicht ansteigen, dann jedoch wieder leicht abfallen, nachdem ein Maximalwert durchlaufen wird.

Abb.36 zeigt eine Höhenliniendarstellung der Meßwerte. Die Ergebnisse ergeben ein sehr einheitliches Bild, abgesehen von den Gebieten, wo der Gradient der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung gegen Null geht. Dies ist besonders auffällig um  $\phi = 40$  grad und für  $x = 80$  mm.

### 3.6.3 Anisotropiefaktoren

Die Anisotropiekoeffizienten wurden nach

$$n = \frac{\epsilon_{\phi}^+}{\epsilon_r^+} \quad (13)$$

berechnet. Die ermittelten Werte sind in Abb.37 und 38 dargestellt. In Wandnähe ergibt sich ein Anisotropiekoeffizient von 10 und höher abgesehen von Gebieten in denen der Geschwindigkeitsgradient in Umfangsrichtung verschwindet. Die Maximalwerte der Anisotropiekoeffizienten ergeben sich zu etwa 200 und damit etwa einen Faktor 3 höher als in weiten Querschnitten des Kanals /13/. Diese hohen Werte treten in den engsten Querschnitten auf. Erklärt werden können diese hohen Werte durch den nahezu ungehinderten Impulstransport in Umfangsrichtung in den engen Spalten, während der radiale Impulstransport durch die Wände behindert ist. Die Anisotropiekoeffizienten fallen mit wachsendem Wandabstand zunächst schwach, schließlich stark ab. Dieses starke Absinken wird vor allem durch die hohen gemessenen Wirbelviskositäten in radialer Richtung im wandfernen Bereich verursacht.

Die Höhenliniendarstellung der ermittelten Anisotropiefaktoren (Abb.39) zeigt eine sehr gleichmäßige Verteilung.

#### 4. Vergleich der Meßergebnisse mit Berechnungen mit VELASCO

Mit dem Rechenprogramm VELASCO /1/ wurden die Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen in den beiden untersuchten Wandkanälen ( $P/D=1.07$ ,  $W/D=1.048$  bzw.  $1.096$ ) berechnet. In Abb.40 ist die berechnete Wandschubspannungsverteilung am Stab zusammen mit den Meßwerten dargestellt. Dabei wurden die Werte auf die mittlere Wandschubspannung in beiden Kanälen bezogen.

Die Ergebnisse mit der Standard-Version von VELASCO ( $\epsilon_{\phi}^{+} = 0.154$ ,  $C_{sec} = -0.573$ ) zeigen eine stärkere Variation der Wandschubspannung am Umfang des Stabes (durchgezogene Linie) als die Meßwerte. Dieses Ergebnis wurde auch bei früheren Vergleichen für kleine Stababstandsverhältnisse beobachtet /10,11/. Insbesondere im engen Spalt zwischen Stab und Kanalwand ist die berechnete Wandschubspannung 25% niedriger als der Meßwert.

Vernachlässigt man die Sekundärströmung für die Berechnung und erhöht gleichzeitig die Anisotropie des Impulsaustausches, wie in /10,11/ dargestellt, dann erhält man die gestrichelte Linie als Ergebnis. Dabei wurde die Anisotropie mit dem Faktor  $F=30$  in den engen Spalten und  $F=15$  in den weiten Spalten angenommen. Für diesen Fall ist die berechnete Wandschubspannungsverteilung zu flach, allerdings wird die maximale Abweichung von den Meßwerten auf  $\pm 10\%$  reduziert.

Für die Wandschubspannungsverteilung an den Kanalwänden (Abb.41) ergibt sich mit der Standard-Version eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung für den weiten Spalt ( $W/D=1.096$ ) dagegen weicht die Rechnung im engen Spalt um 26% von den Meßwerten ab. Eine Erhöhung der Anisotropie unter Vernachlässigung der Sekundärströmung ergibt keine wesentliche Verbesserung der Übereinstimmung. Die Verteilung an den Kanalwänden ist dann insgesamt zu flach.

## 5. Schlußfolgerungen

Die Meßergebnisse mit einem asymmetrischen Stabbündel aus vier parallelen Stäben im Rechteckkanal zeigen, daß auch für den Fall eines Wandabstandsverhältnisses ( $W/D=1.048$ ) kleiner als das Stababstandsverhältnis ( $P/D=1.07$ ) der Impulsaustausch hochgradig anisotrop ist. Das gilt für den engen Spalt zwischen den Stäben und besonders für den Spalt zwischen Stab und Kanalwand. Während der zeitliche Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit keine Einflüsse von Sekundärströmungen erkennen läßt, zeigen die Verteilungen der Turbulenzintensitäten deutlich Auswirkungen von Sekundärströmungen, insbesondere in Gebieten, wo ein großer Gradient der Geschwindigkeitsverteilung in Umfangsrichtung vorliegt.

Die Vergleichsrechnungen mit VELASCO zeigen starke Abweichungen in der Wandschubspannungsverteilung im engen Spalt zwischen Stab und Kanalwand (bis 25%). Versuche durch Parameteränderung in VELASCO das Ergebnis der Rechnung zu verbessern, sind nicht sehr erfolgreich verlaufen.

Der Autor dankt den Herren E. Mensinger und G. Wörner für ihre  
Mitarbeit bei der Vorbereitung und Durchführung der Versuche.



Nomenklatur:

a	m	Abstand
A	-	Geometrieparameter
$C_{sec}$	-	Sekundärströmungsamplitude in VELASCO
D	m	Stabdurchmesser
$D_h$	m	hydraulischer Durchmesser
$G^*$	-	Geometrieparameter
K	-	Geometrieparameter
$\overline{k^+}$	$m^2 s^{-2}$	kinetische Energie der Turbulenz
L	m	Länge des Profils zwischen Wand und Maximalgeschwindigkeit
n	-	Anisotropiefaktor
P	m	Stababstand
r	m	Radius
$R_{uv}$	-	Korrelationskoeffizient uv
$R_{uw}$	-	Korrelationskoeffizient uw
Re	-	Reynolds-Zahl
$\bar{u}$	$ms^{-1}$	Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung
$u'$	$ms^{-1}$	Schwankungsgeschwindigkeit in axialer Richtung
$u_{REF}$	$ms^{-1}$	Referenzgeschwindigkeit
$u_m$	$ms^{-1}$	mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Kanal
$u^*$	$ms^{-1}$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u^+$	-	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
$\epsilon$	$m^2 s^{-1}$	Wirbelviskosität
$\epsilon^+$	-	dimensionslose Wirbelviskosität
$\lambda$	-	Druckverlustbeiwert
$\phi$	grad	Umfangskoordinate
$\rho$	$kg m^{-3}$	Dichte
$\nu$	$m^2 s^{-1}$	kinematische Viskosität

$\tau_w$	Nm <sup>-2</sup>	Wandschubspannung
$\tau_{wav}$	Nm <sup>-2</sup>	mittlere Wandschubspannung

Indizes

r	radial
$\phi$	in Umfangsrichtung

Literatur

- /1/ W. Eifler and R. Nijsing:  
VELASCO Velocity field in asymmetric rod configurations  
Report EUR-4950e
- /2/ W. Slagter:  
Finite element analysis for turbulent flows of incompressible  
fluids in fuel rod bundles, Nucl. Sci. Engng., Vol.66, pp.84  
(1978)
- /3/ K. Rehme:  
Experimentelle Untersuchungen der turbulenten Strömung in  
einem Wandkanal eines Stabbündels, KfK-Bericht 2441 (1977)
- /4/ K. Rehme:  
The structure of turbulent flow through a wall subchannel of  
a rod bundle, Nucl. Engng. Design 45, pp.311-323 (1978)
- /5/ K. Rehme:  
Messungen der Geschwindigkeits-, Turbulenz- und Wandschub-  
spannungsverteilungen in einem Eckkanal eines Stabbündels,  
KfK-Bericht 2512 (1977)
- /6/ K. Rehme:  
Turbulente Strömung in einem Wandkanal eines Stabbündel  
KfK-Bericht 2617 (1978)
- /7/ K. Rehme:  
Non-isotropic eddy viscosities in turbulent flow through rod  
bundles. NATO Advanced Study Institute, Istanbul (1978)
- /8/ K. Rehme:  
Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen in einem Wand-  
kanal eines Stabbündels, KfK-Bericht 2637 (1978)

- /9/ K. Rehme:  
The structure of turbulent flow through a wall subchannel of a rod bundle with roughened rods, KfK-Bericht 2716 (1978)
- /10/ K. Rehme:  
The structure of turbulent flow through subchannels of rod bundles, Proc. Fluid Flow and Heat Transfer Over Rod or Tube Bundles, ASME Winter Annual Meeting, New York (1976)
- /11/ K. Rehme:  
Turbulent momentum transport in rod bundles, Nucl. Engng. Design (im Druck)
- /12/ K. Rehme:  
Untersuchungen zur Turbulenzstruktur in einem Wandkanal eines Stabbündel ( $P/D=1.07$ ), KfK-Bericht 2983 (1980)
- /13/ K. Rehme:  
Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen Stabbündel ( $W/D=1.096$ ) KfK-Bericht 3047 (1980)
- /14/ K. Maubach:  
Reibungsgesetze turbulenter Strömungen  
Chemie-Ing.-Technik 42 (15), 995-1004 (1970)
- /15/ K. Rehme:  
Simple method of predicting friction factors of turbulent flow in noncircular channels  
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 993-950 (1973)
- /16/ K. Rehme:  
Laminarströmung in Stabbündeln  
Chemie-Ing.-Technik 43, (17), 962-966 (1971)
- /17/ J. Nikuradse:  
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren.  
VDI Forsch. Heft No. 356 (1932)

/18/ 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)

/19/ Ch. Hausmann und M. Mangelmann (unveröffentlicht)

/20/ H. Reichardt:

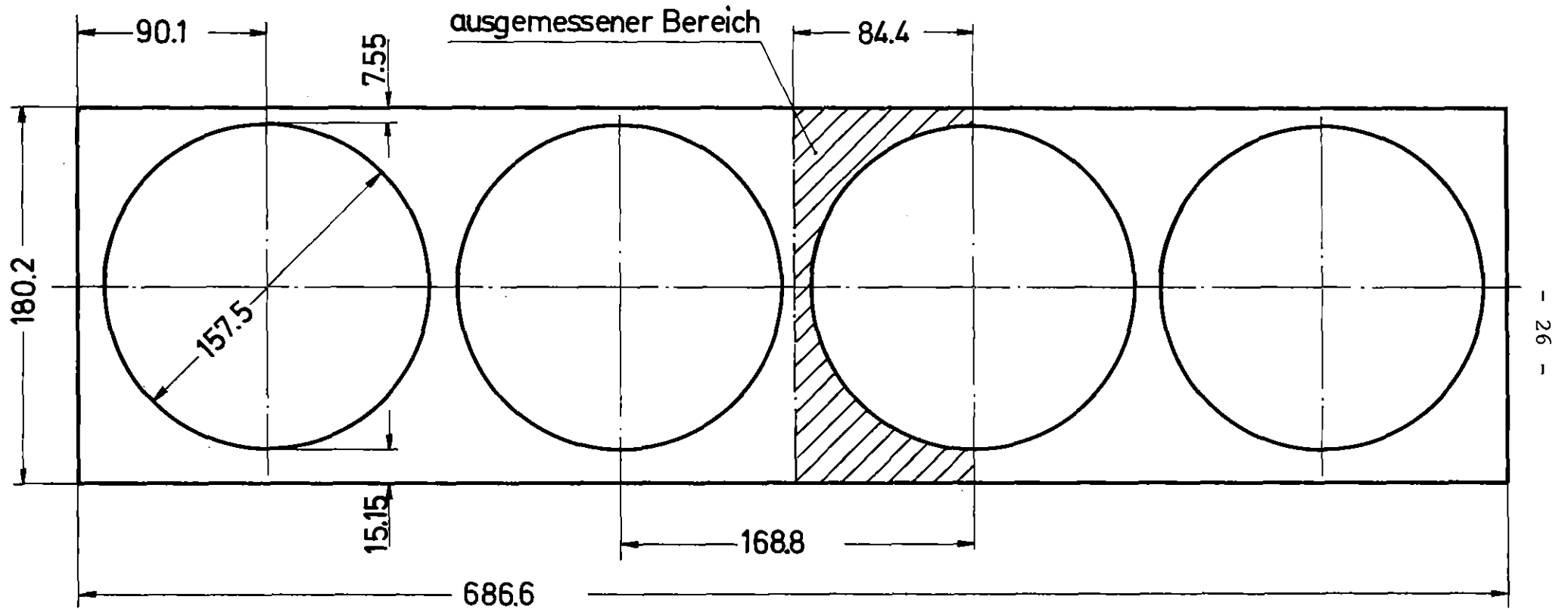
Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen, Z angew. Math. Mech. 31, 208-219 (1951)

Tabelle 1: Gemessene Wandschubspannungsverteilungen  $\tau_w/\tau_{w_{av}}$  an der Stabwand

Versuch Nr.	25	27
W/D	1.096	1.048
$\tau_{w_{av}}$ (Nm <sup>-2</sup> )	2.0479	1.7476
$\phi$ (grd)		
0	.7981	.9352
5	.8016	.9619
10	.8334	.9908
15	.8873	1.0295
20	.9843	1.0926
25	1.0755	1.1214
30	1.1190	1.1382
35	1.1619	1.1688
40	1.2073	1.2073
45	1.1831	1.1772
50	1.1372	1.1206
55	1.0851	1.0411
60	1.0175	.9714
65	.9629	.9222
70	.9139	.8609
75	.8768	.8339
80	.8478	.8013
85	.8489	.7751
90	.8430	.7729

Tabelle 2: Gemessene Wandschubspannungsverteilungen  $\tau_w/\tau_{wav}$  an den Kanalwänden

Versuch Nr.	26	28
W/D	1.096	1.048
$\tau_{wav}$ (Nm <sup>-2</sup> )	2.0479	1.7476
x (mm)		
0	.8493	.7852
5	.8449	.7934
10	.8499	.8027
15	.8586	.8230
20	.8733	.8403
25	.8929	.8615
30	.9197	.8925
35	.9558	.9248
40	.9896	.9644
45	1.0275	1.0136
50	1.0646	1.0580
55	1.1031	1.1023
60	1.1399	1.1357
65	1.1718	1.1659
70	1.1942	1.1817
75	1.2097	1.1889
80	1.2197	1.1931
84.4	1.2242	1.1888



$P/D = 1.0717$

$W/D = 1.0479$  (eng)

$W/D = 1.0962$  (weit)

Abb.1: Kanalquerschnitt



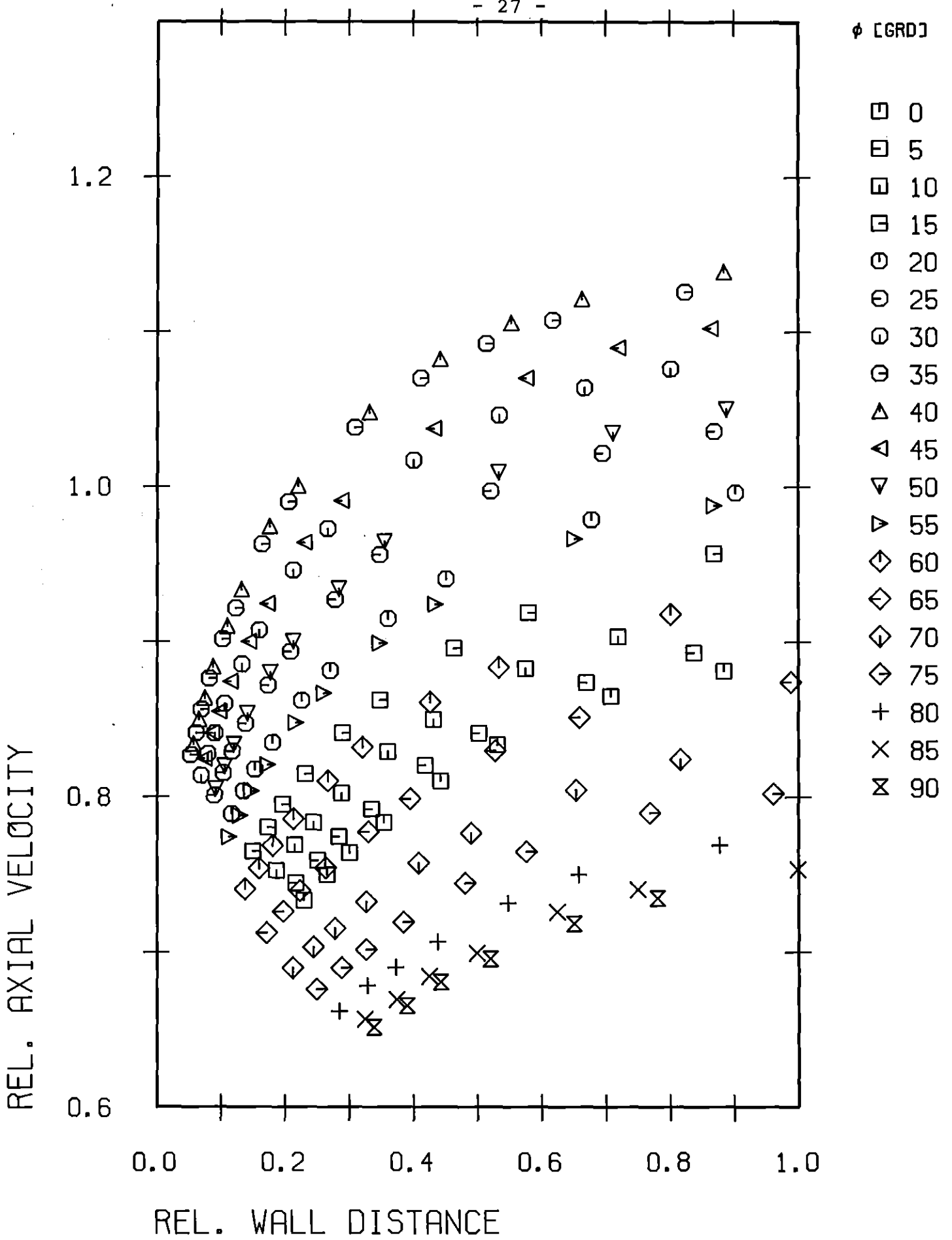


Abb.2: Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit ( $r/\phi$ )

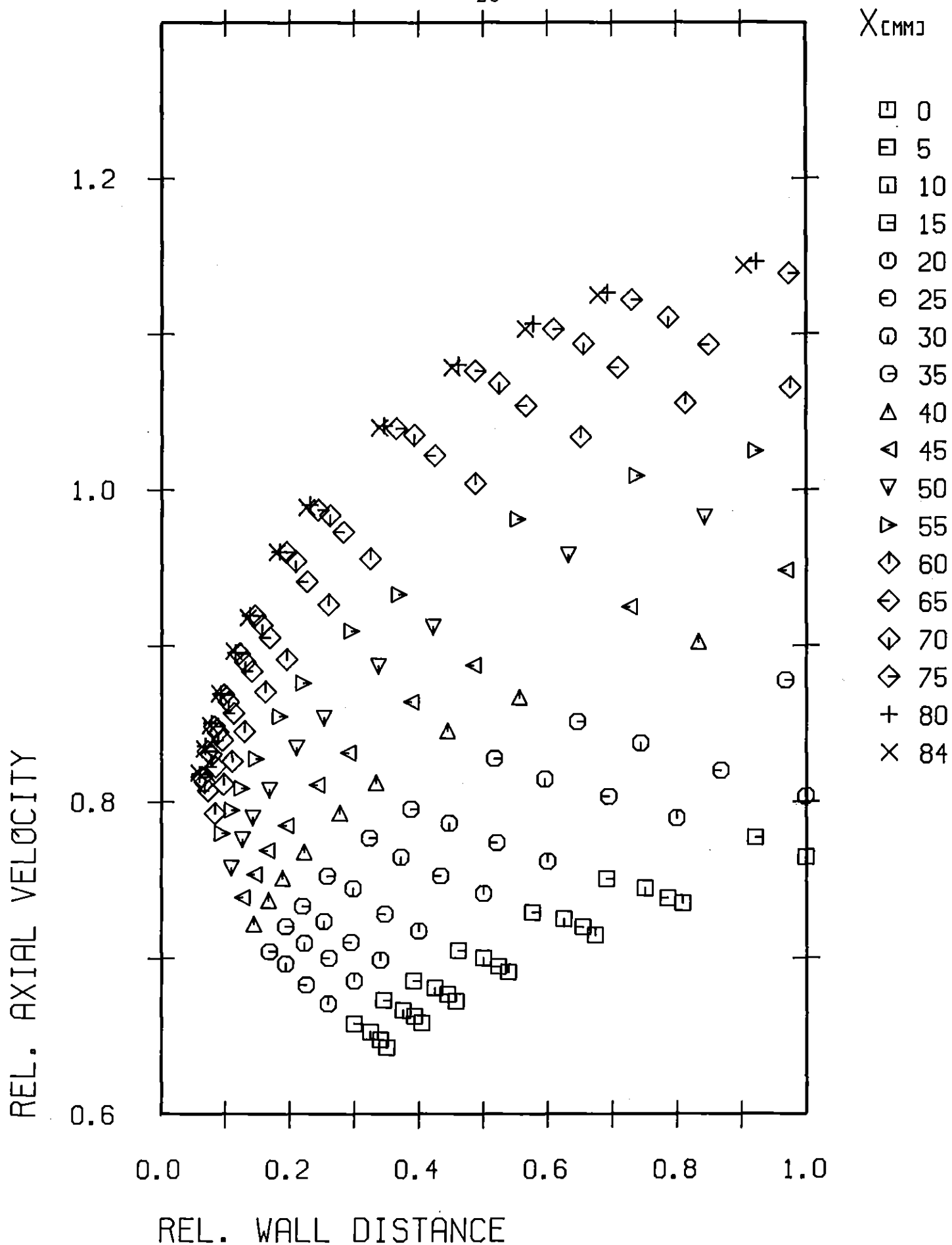


Abb.3: Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (x/y)

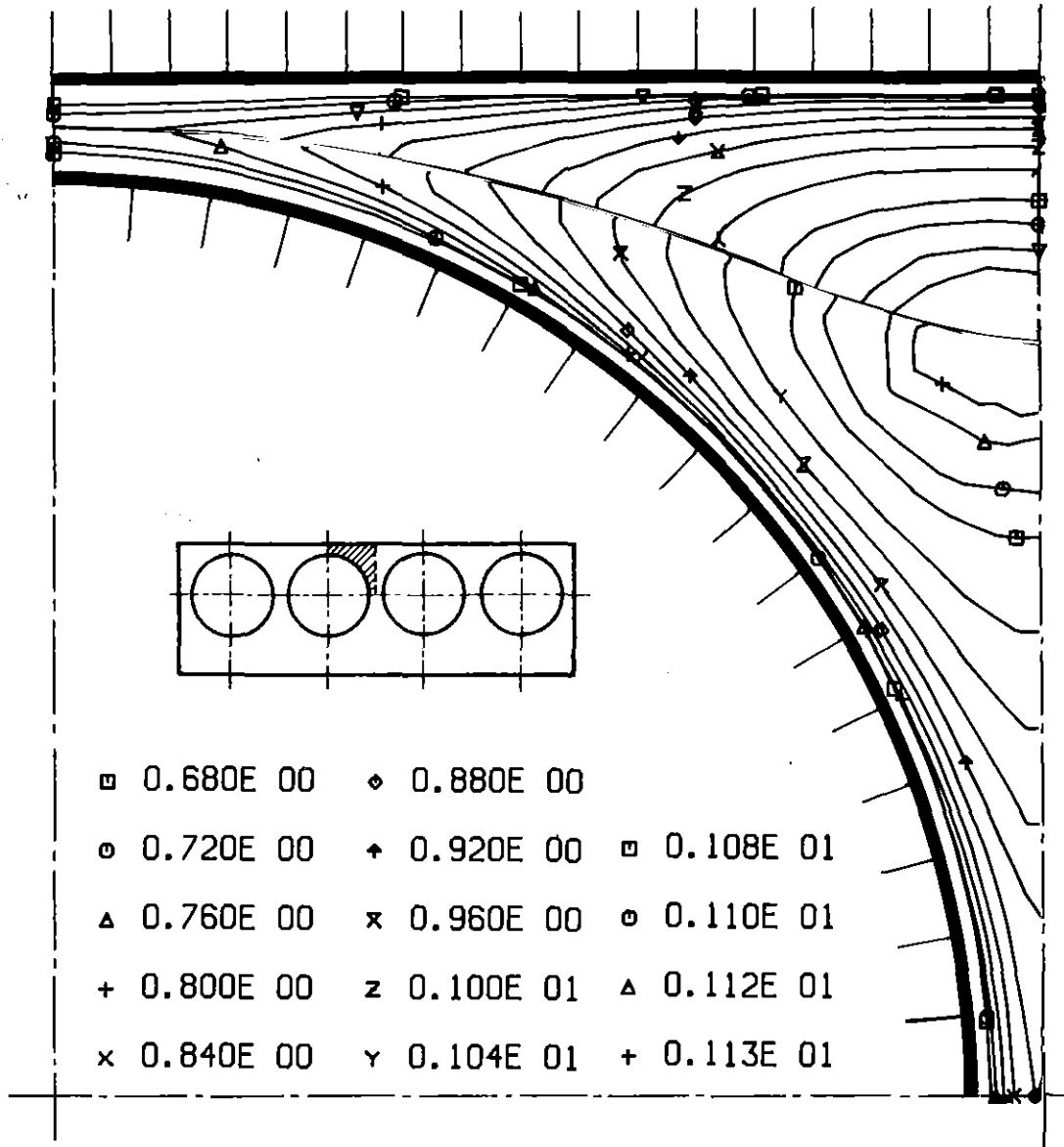


Abb.4: Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (Höhenlinien)

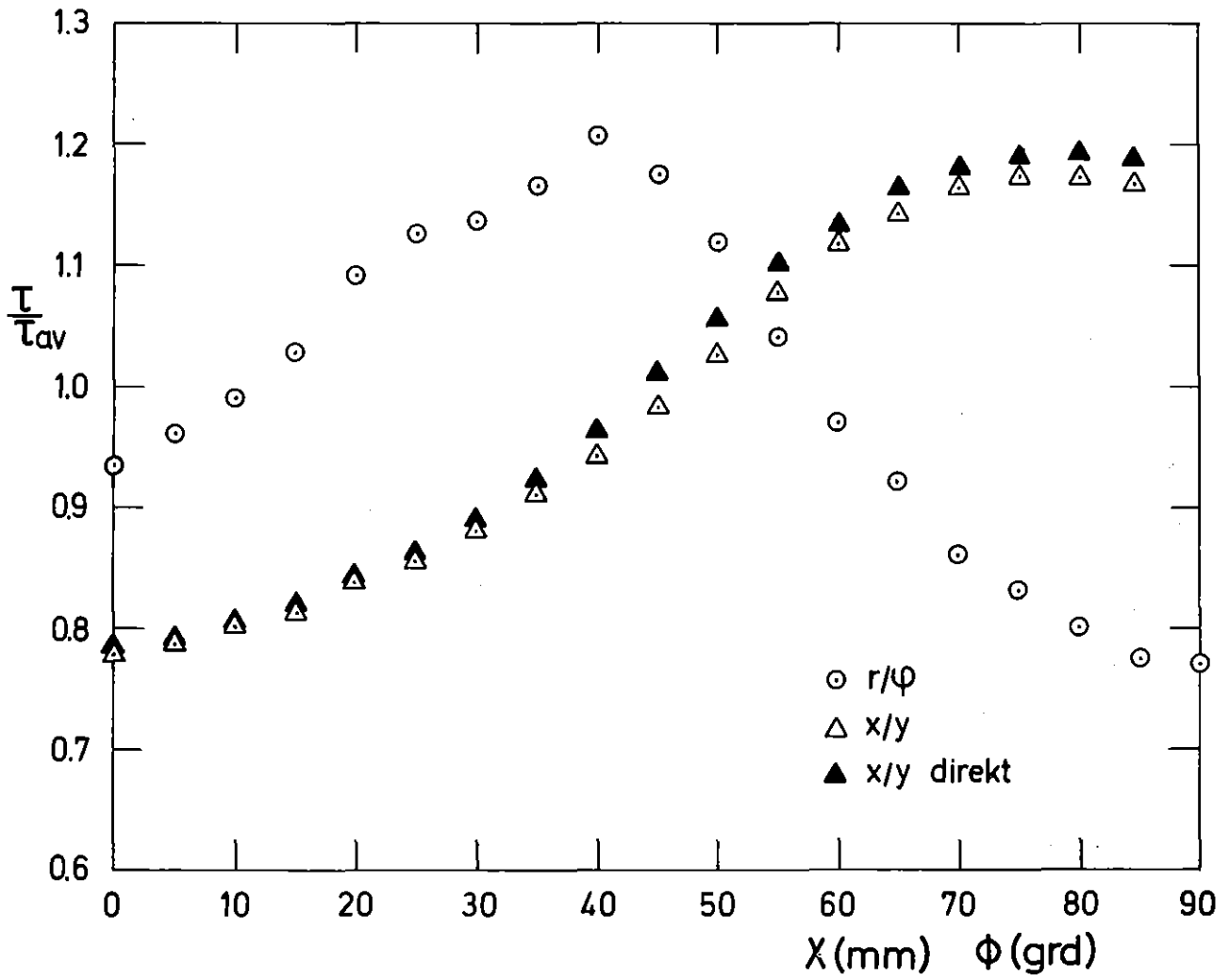


Abb.5: Wandschubspannungsverteilungen

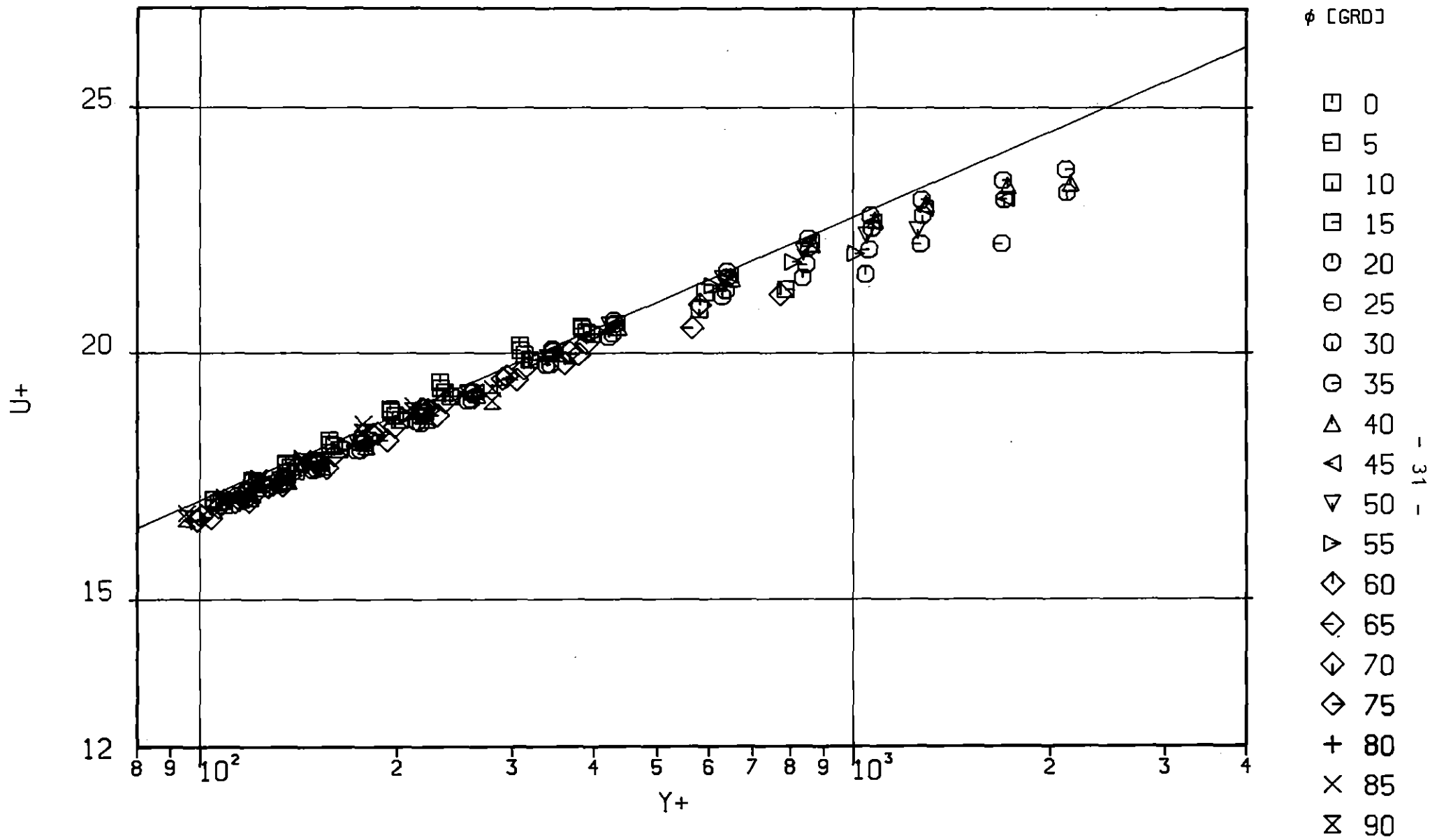


Abb.6: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil ( $r/\phi$ )

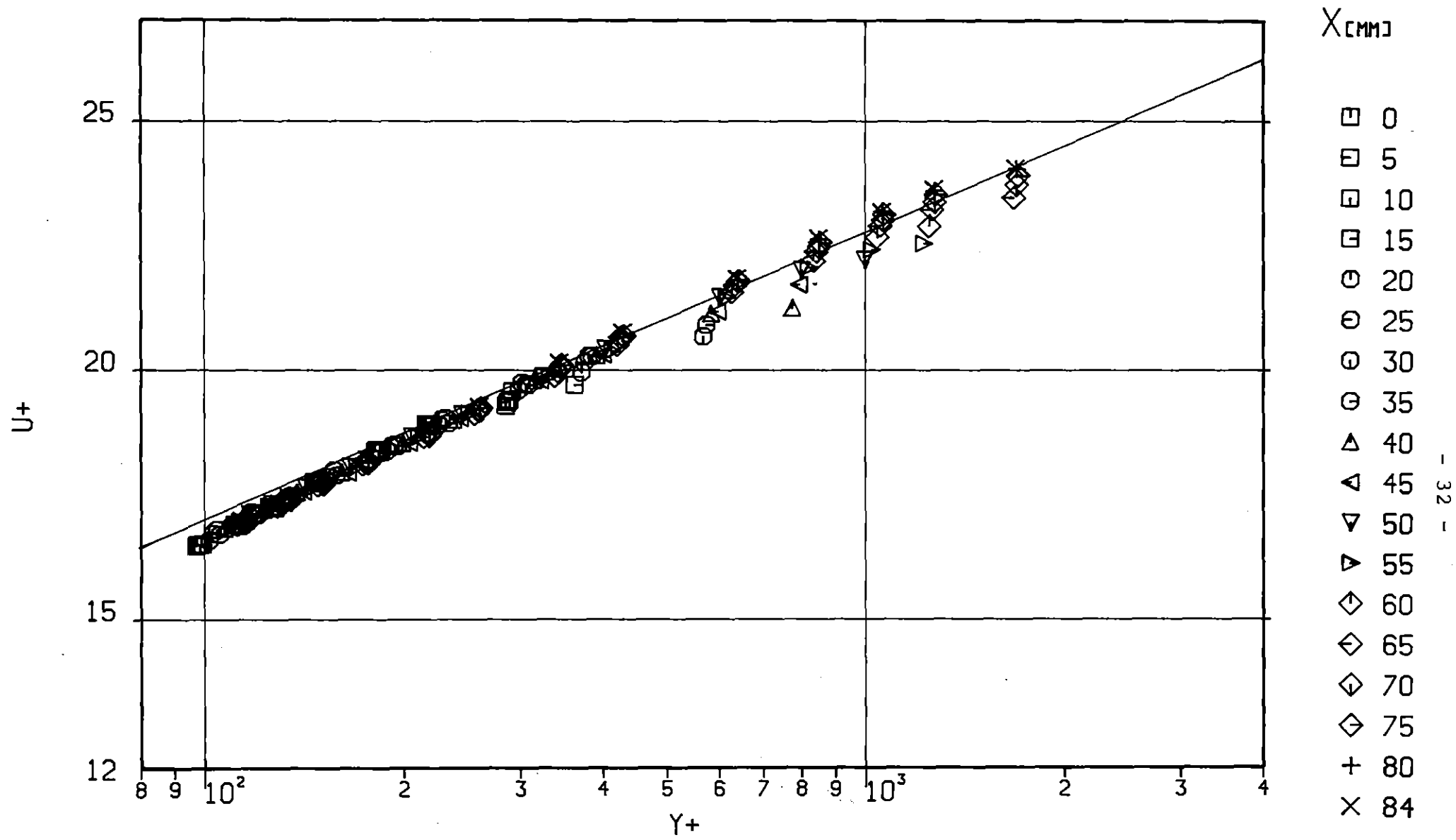


Abb.7: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil (x/y)

REL. AXIAL INTENSITY

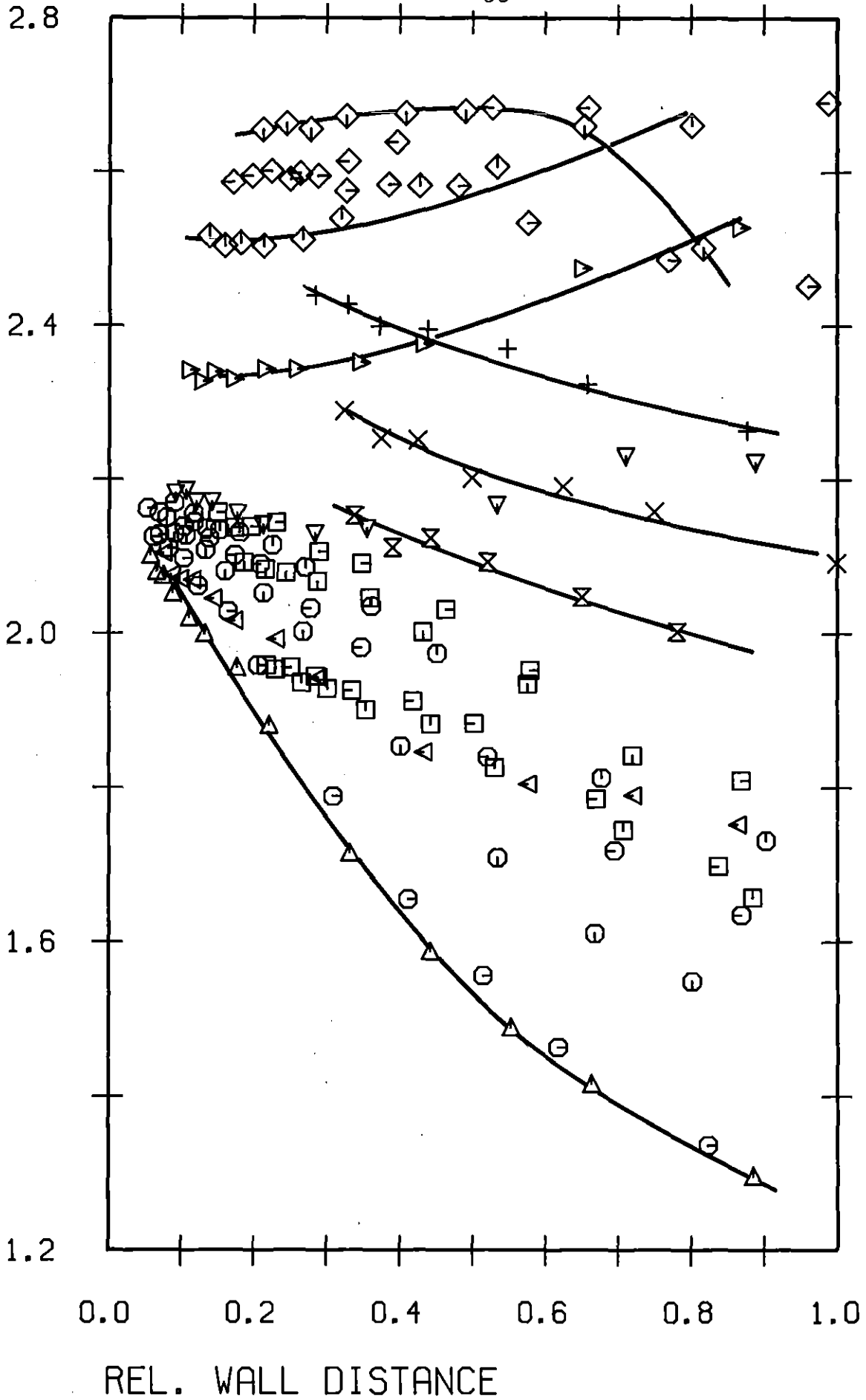


Abb.8: Axiale Turbulenzintensität ( $r/\phi$ )

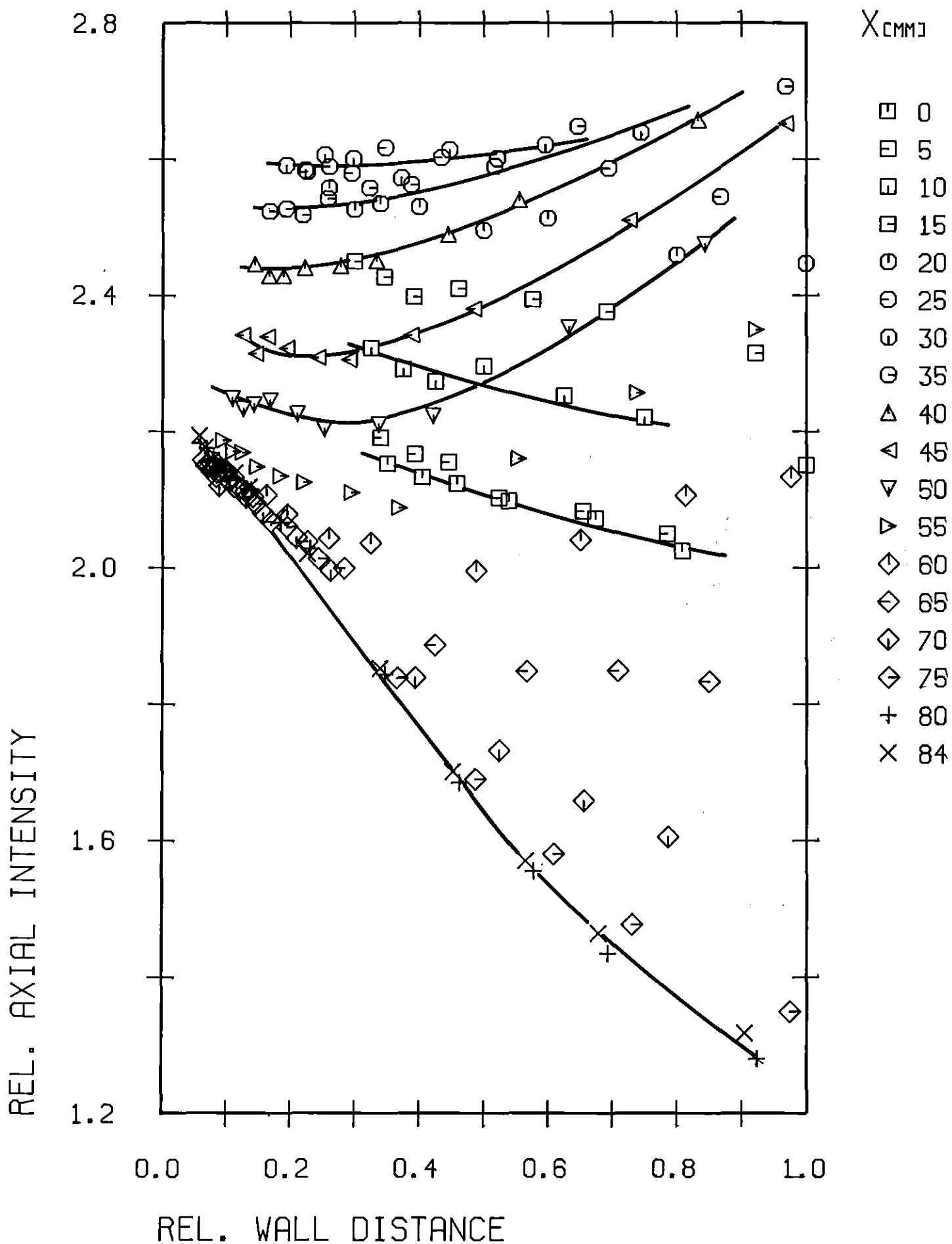


Abb.9: Axiale Turbulenzintensität (x/y)



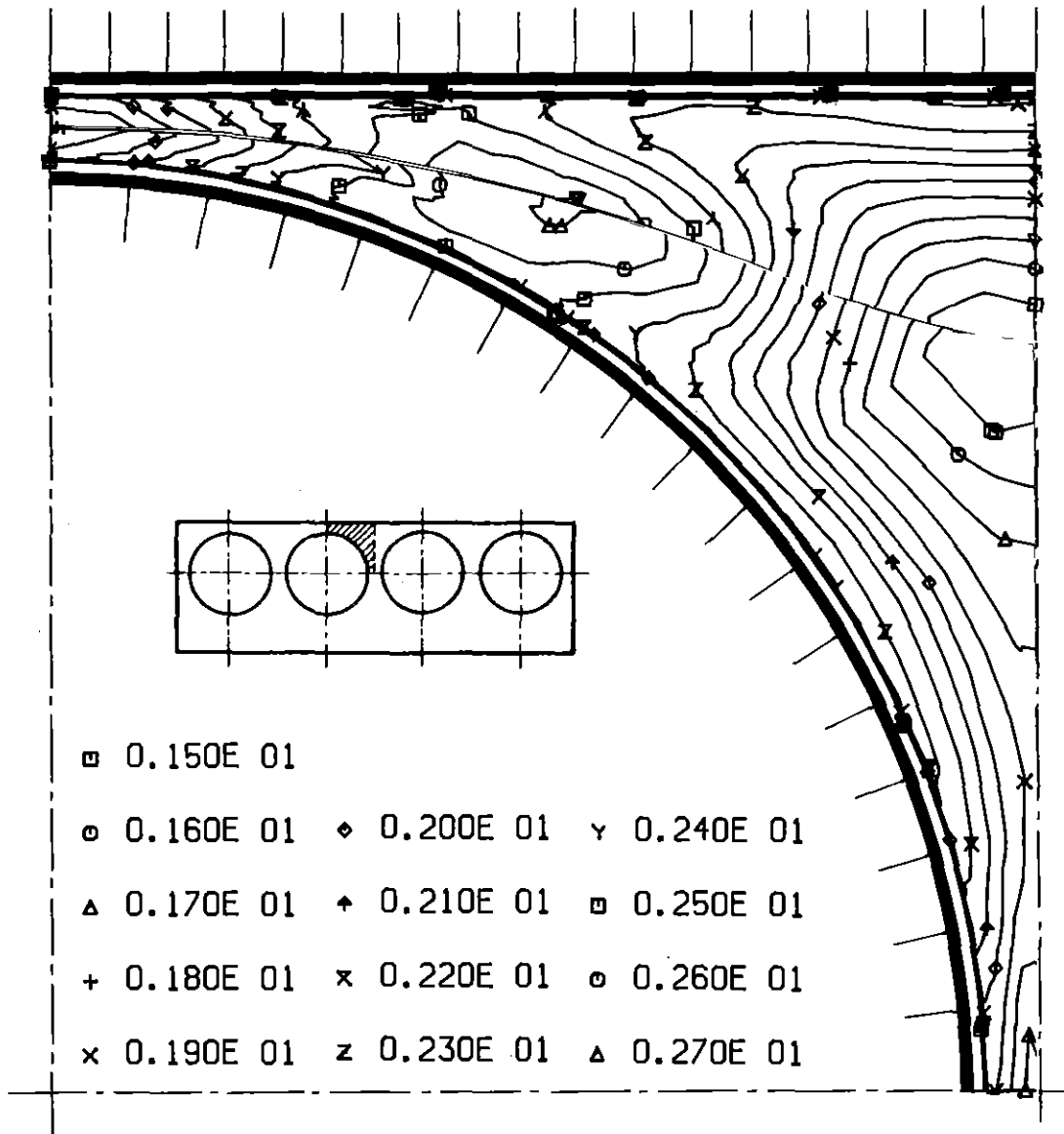


Abb.10: Axiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

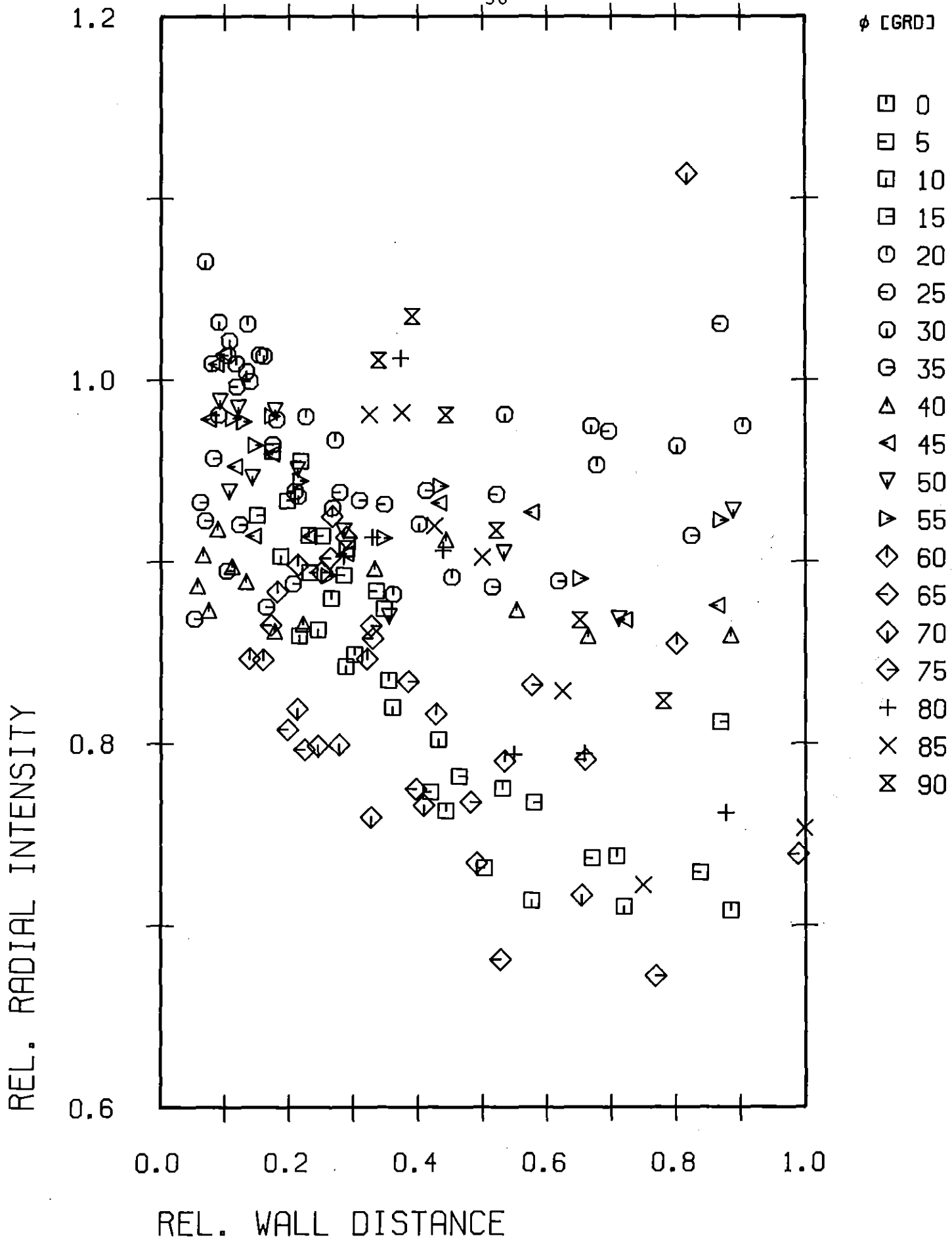


Abb.11: Radiale Turbulenzintensität ( $r/\phi$ )

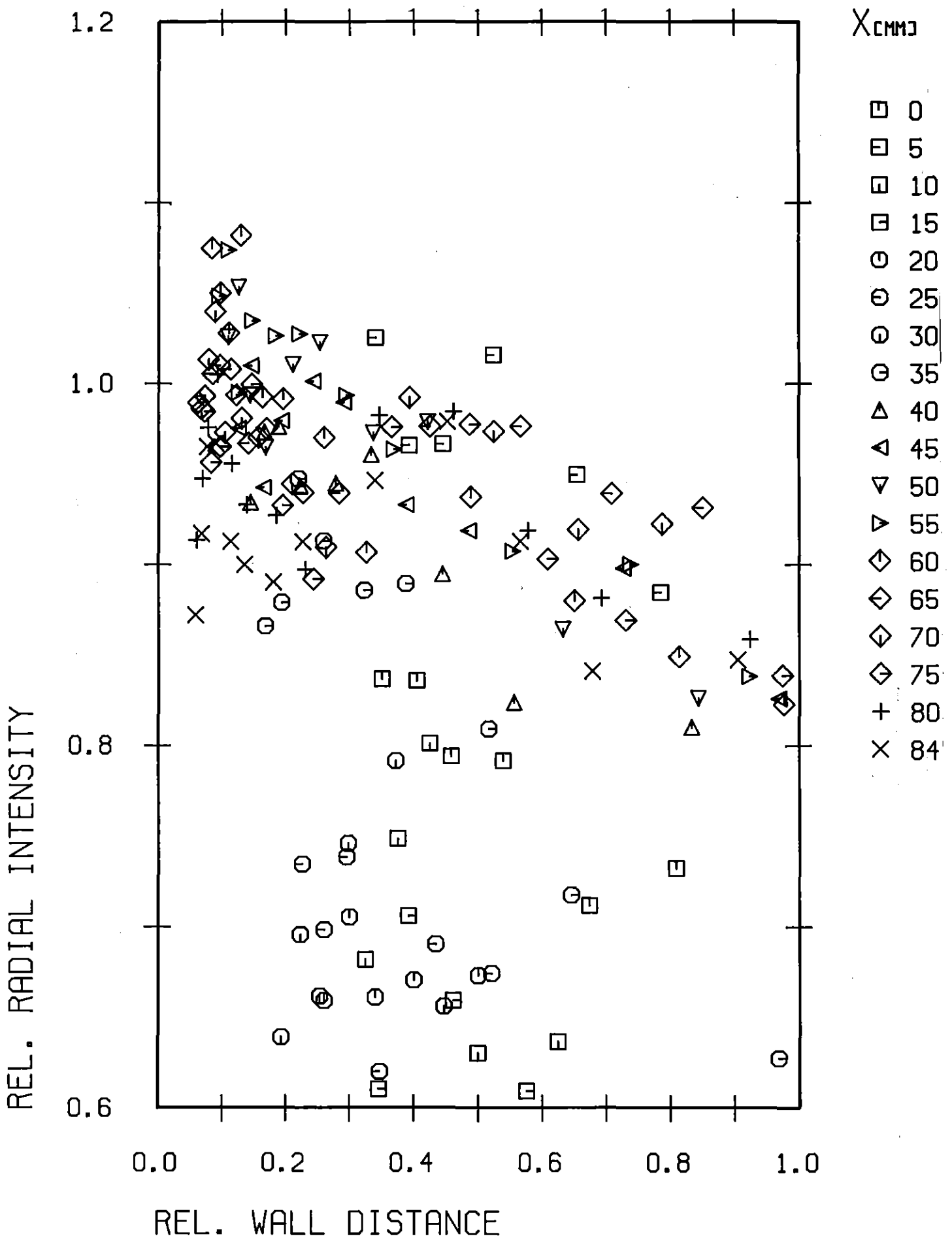


Abb.12: Radiale Turbulenzintensität (x/y)

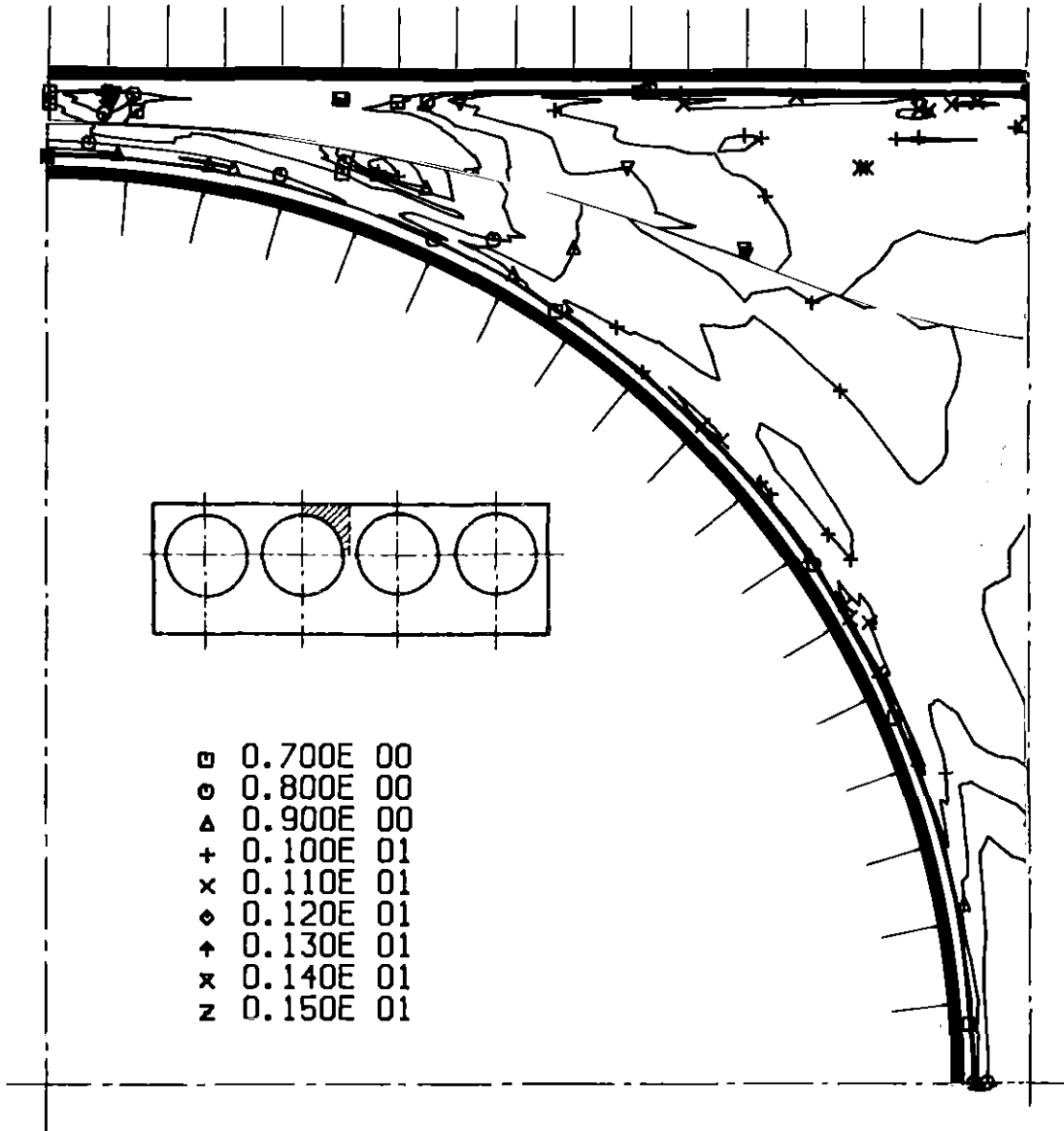


Abb.13: Radiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

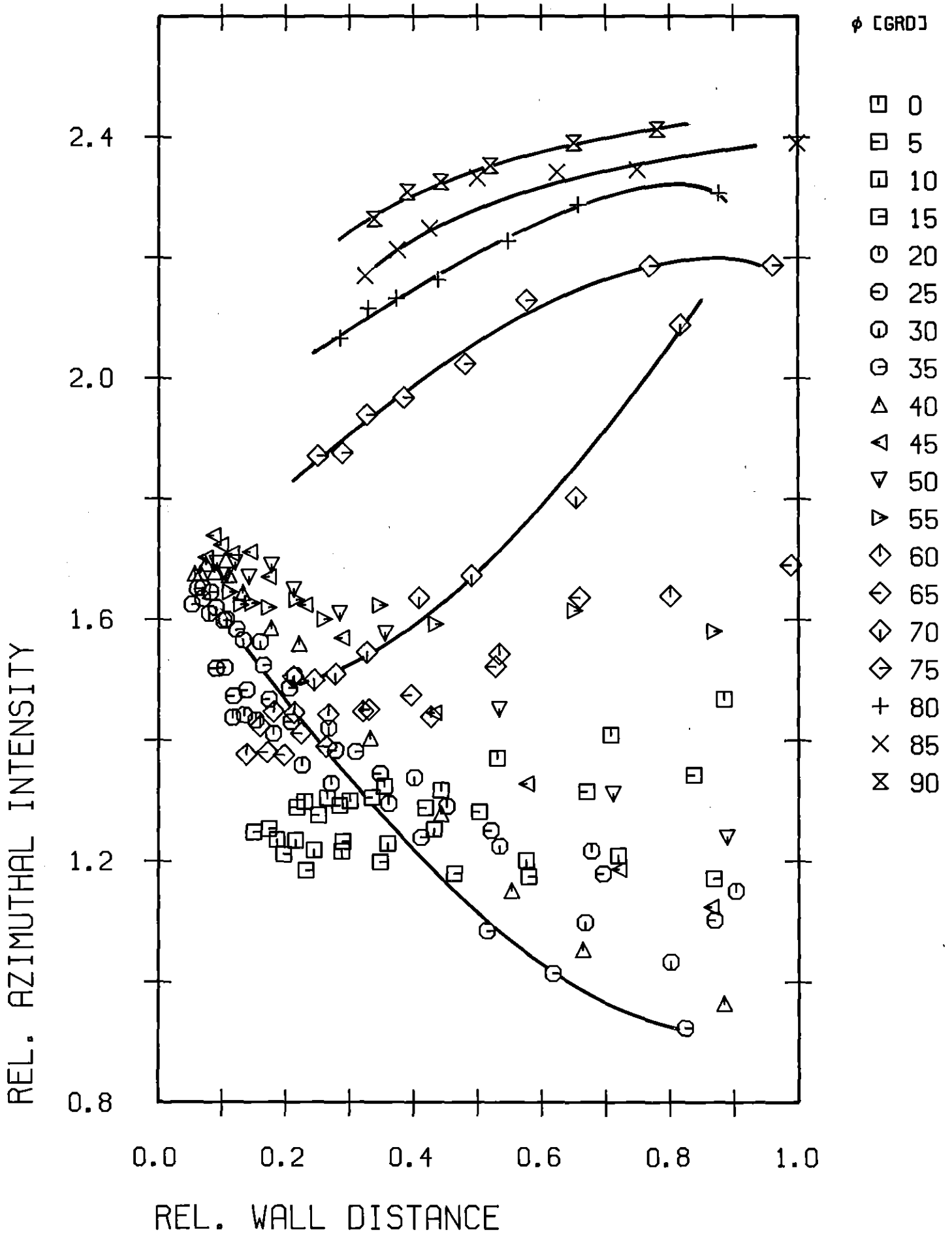


Abb.14: Azimutale Turbulenzintensität ( $r/\phi$ )

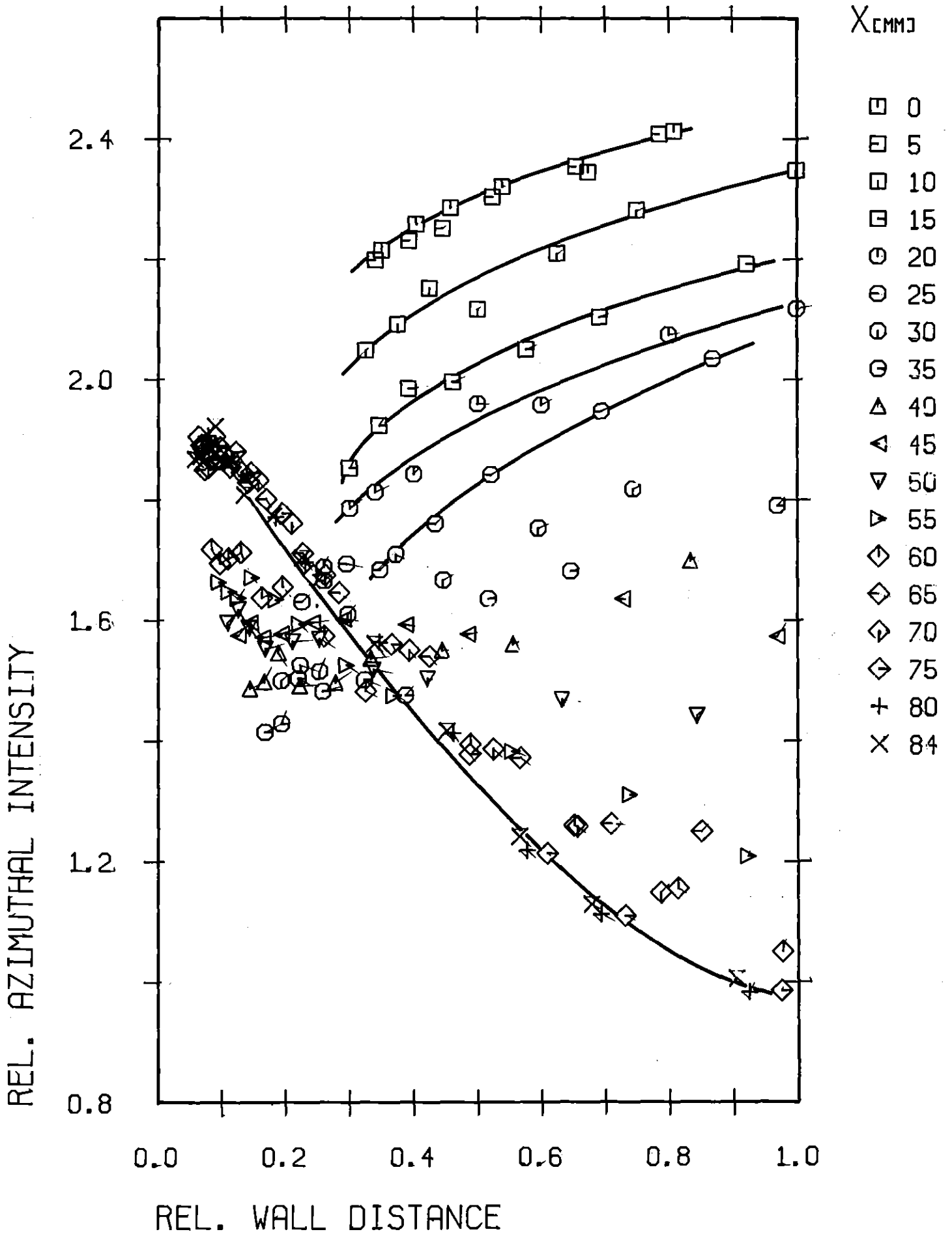


Abb.15: Azimutale Turbulenzintensität (x/y)

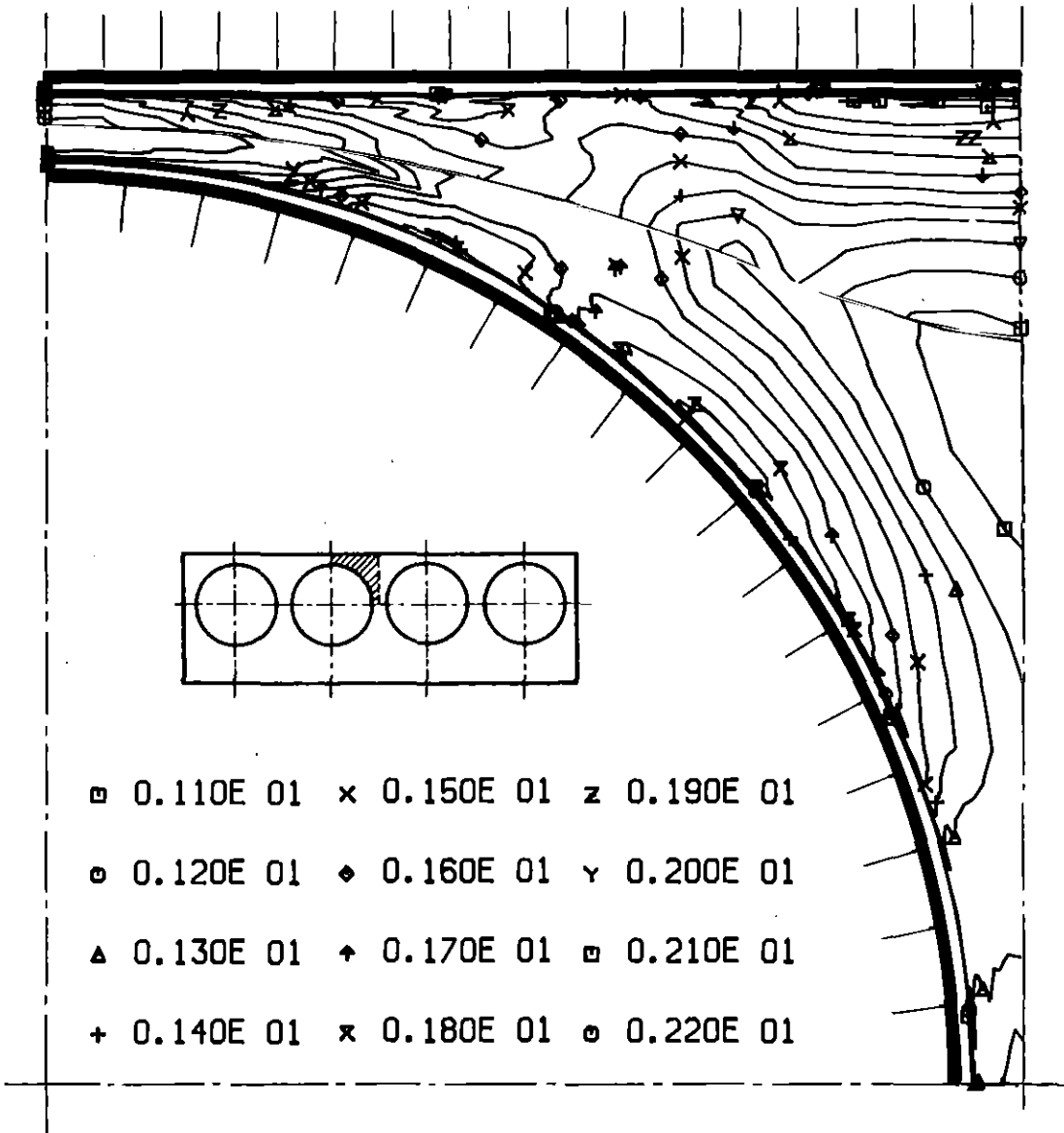


Abb.16: Azimutale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

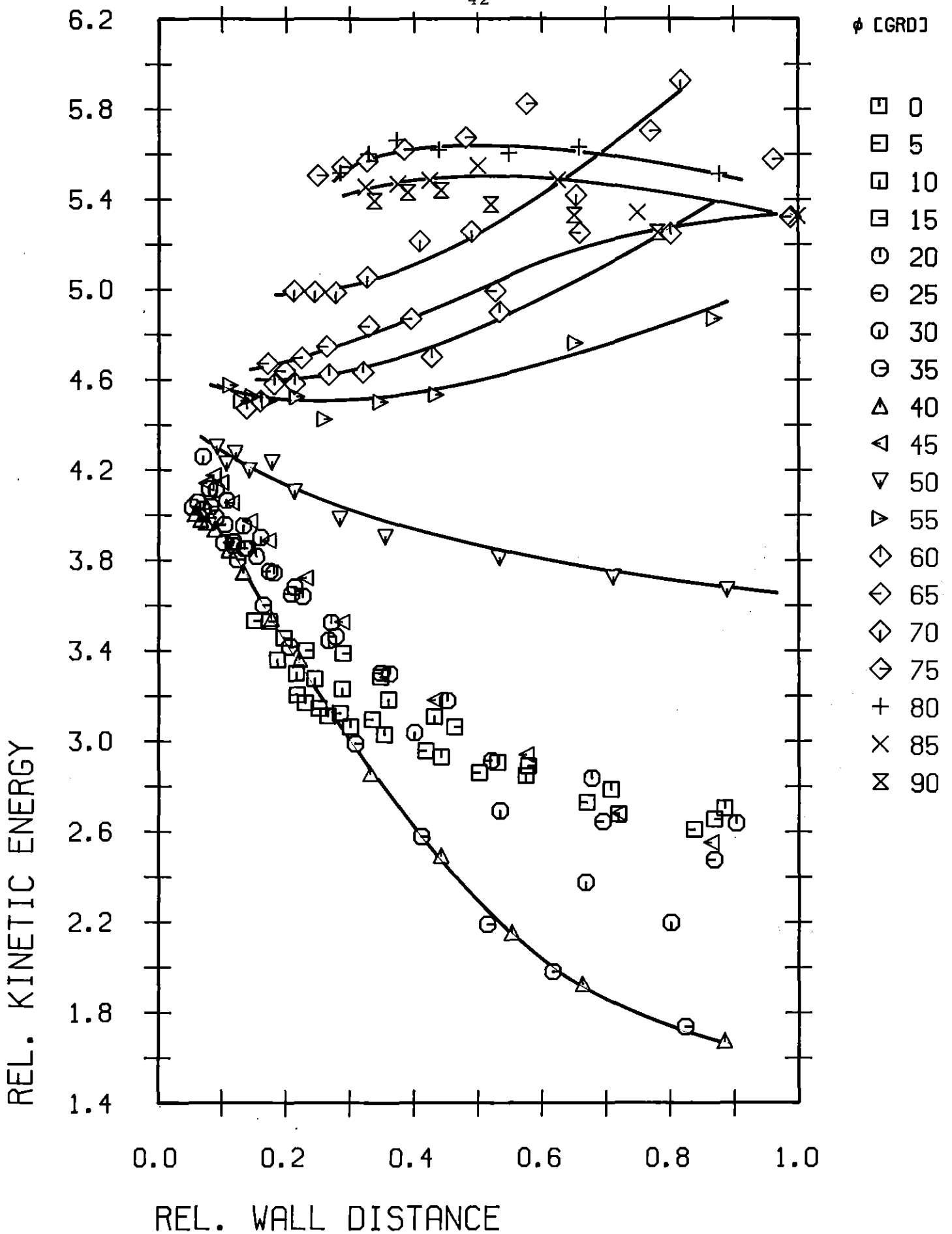


Abb.17: Kinetische Energie der Turbulenz ( $r/\phi$ )



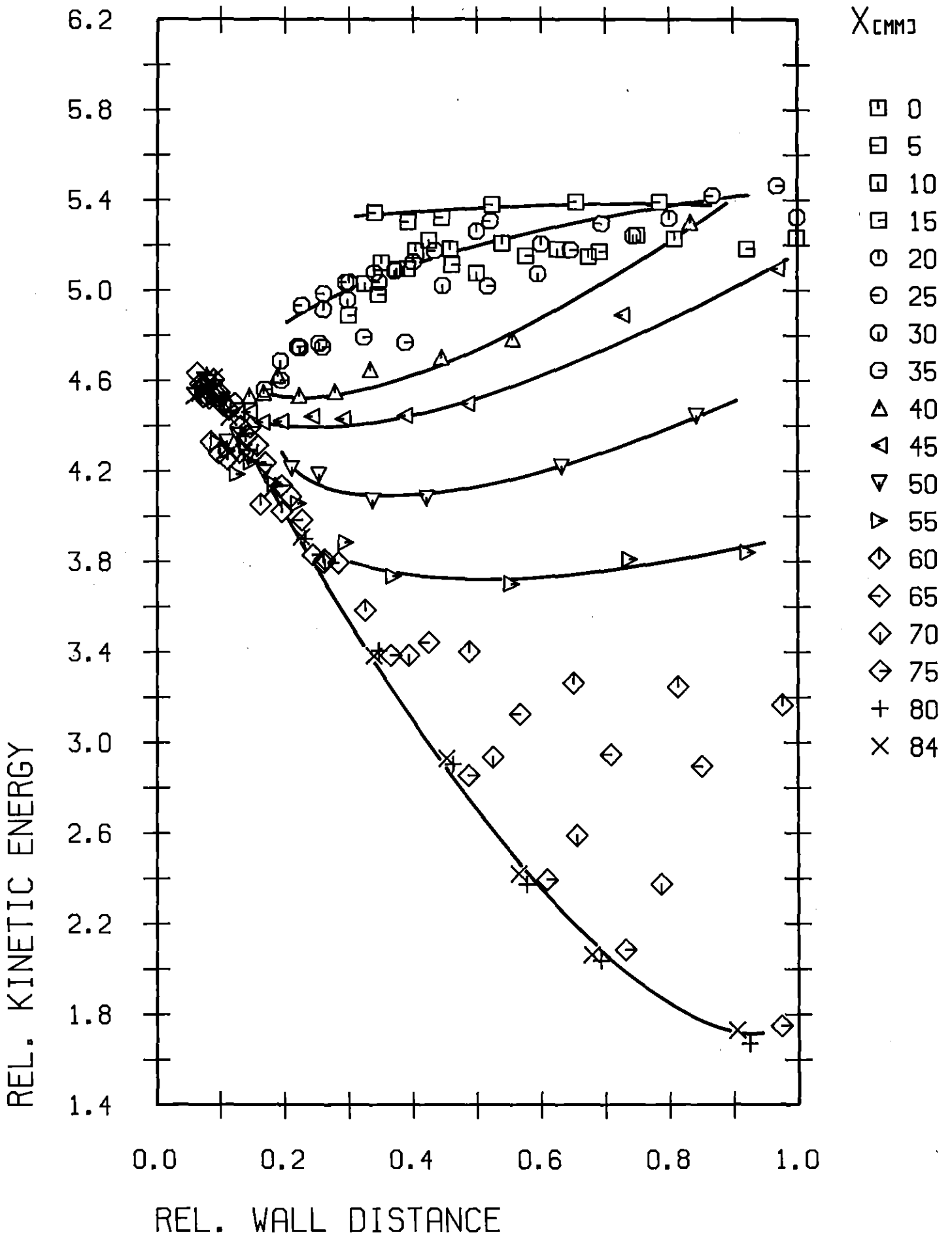


Abb.18: Kinetische Energie der Turbulenz (x/y)

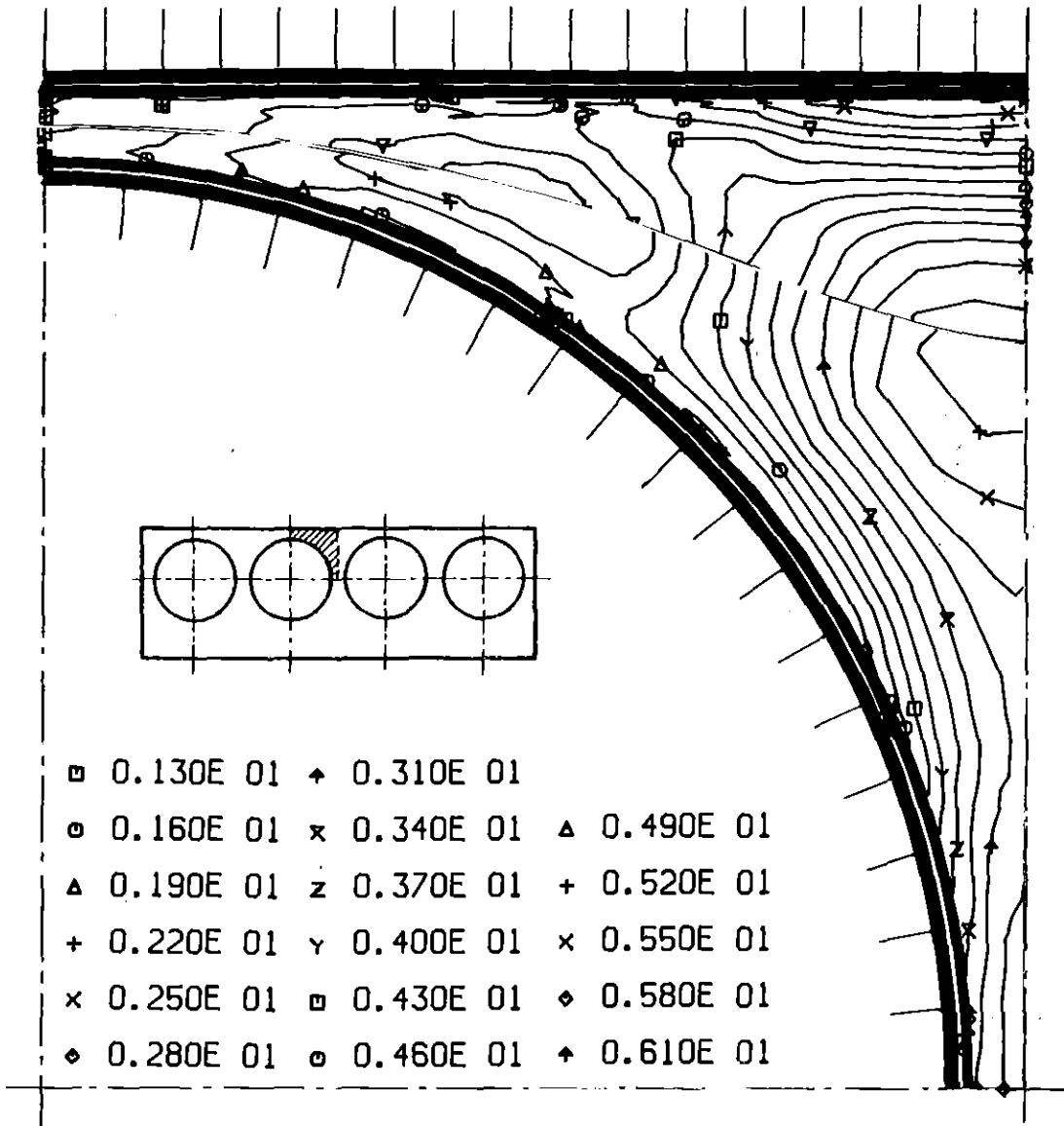


Abb.19: Kinetische Energie der Turbulenz (Höhenlinien)

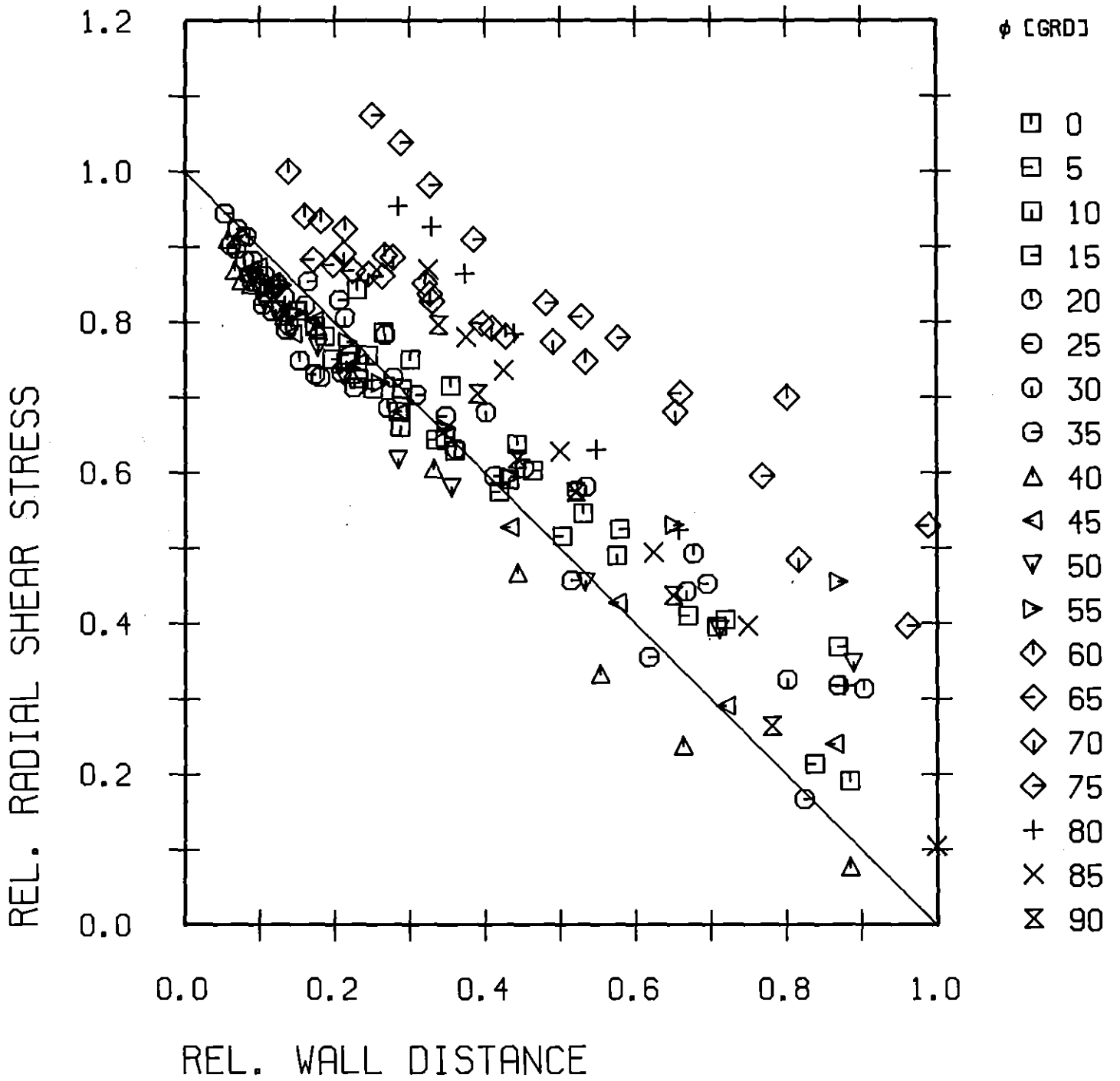


Abb.20: Radiale Schubspannung ( $r/\phi$ )

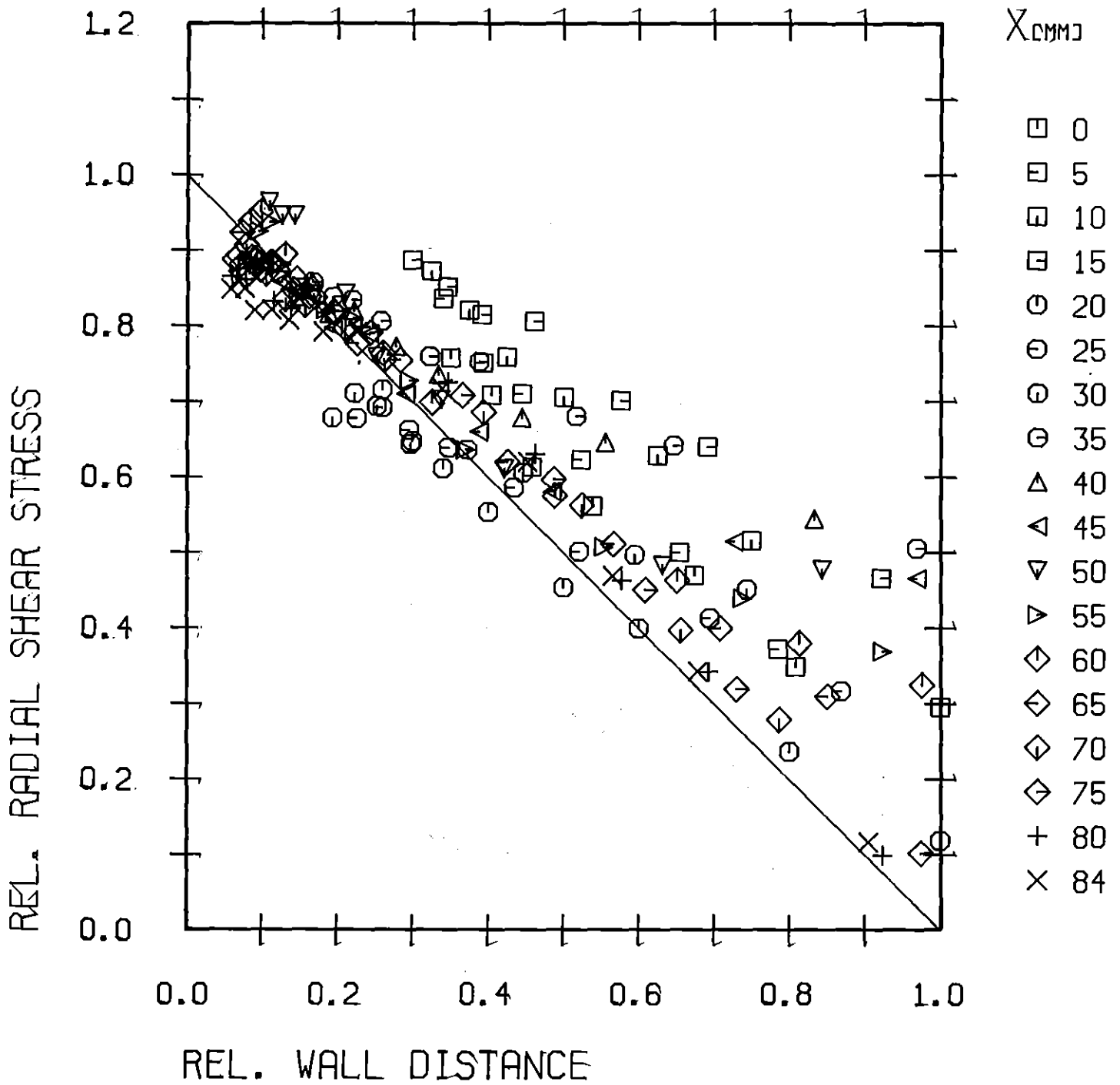


Abb.21: Radiale Schubspannung (x/y)

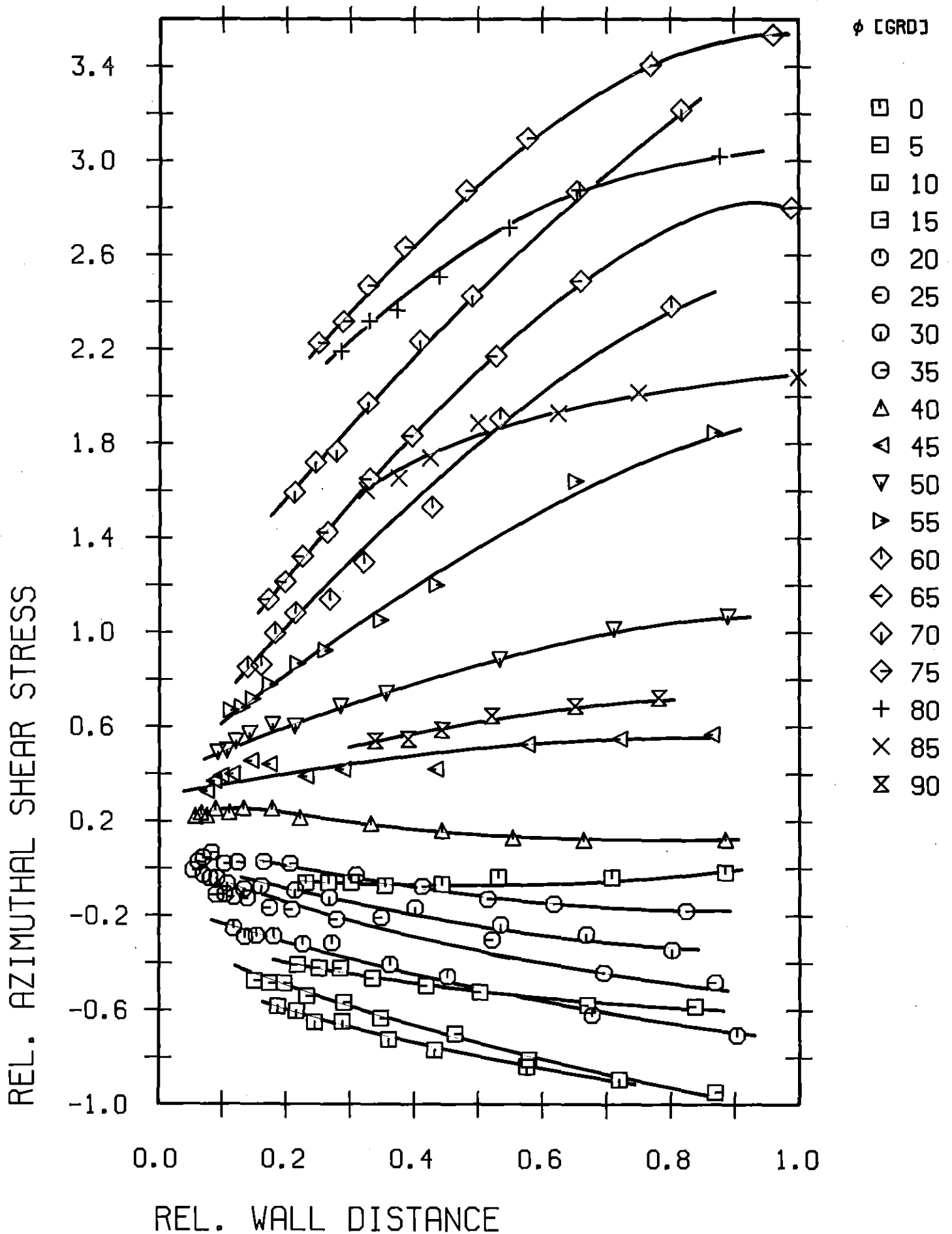


Abb.22: Azimutale Schubspannung ( $r/\phi$ )

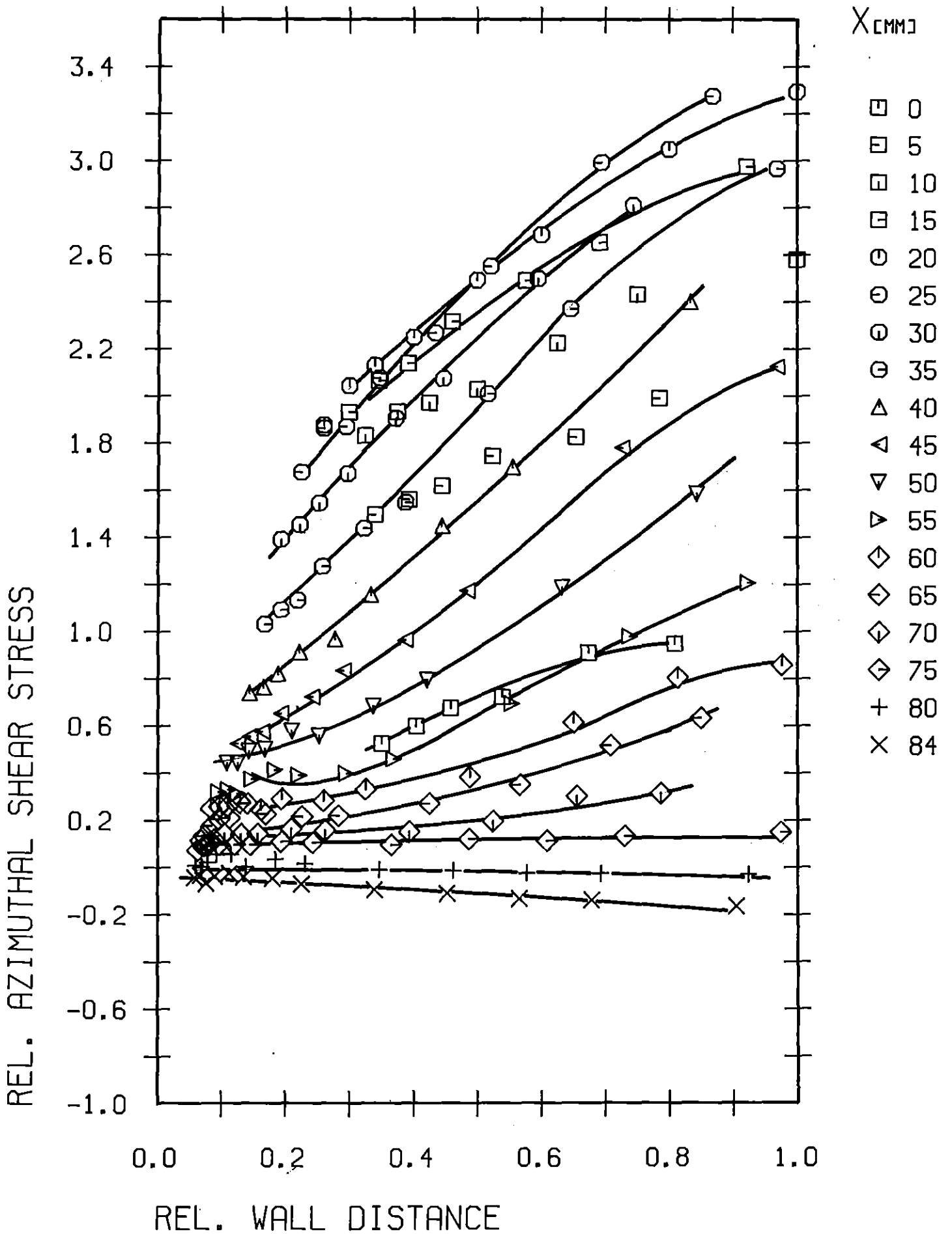


Abb.23: Azimutale Schubspannung (x/y)

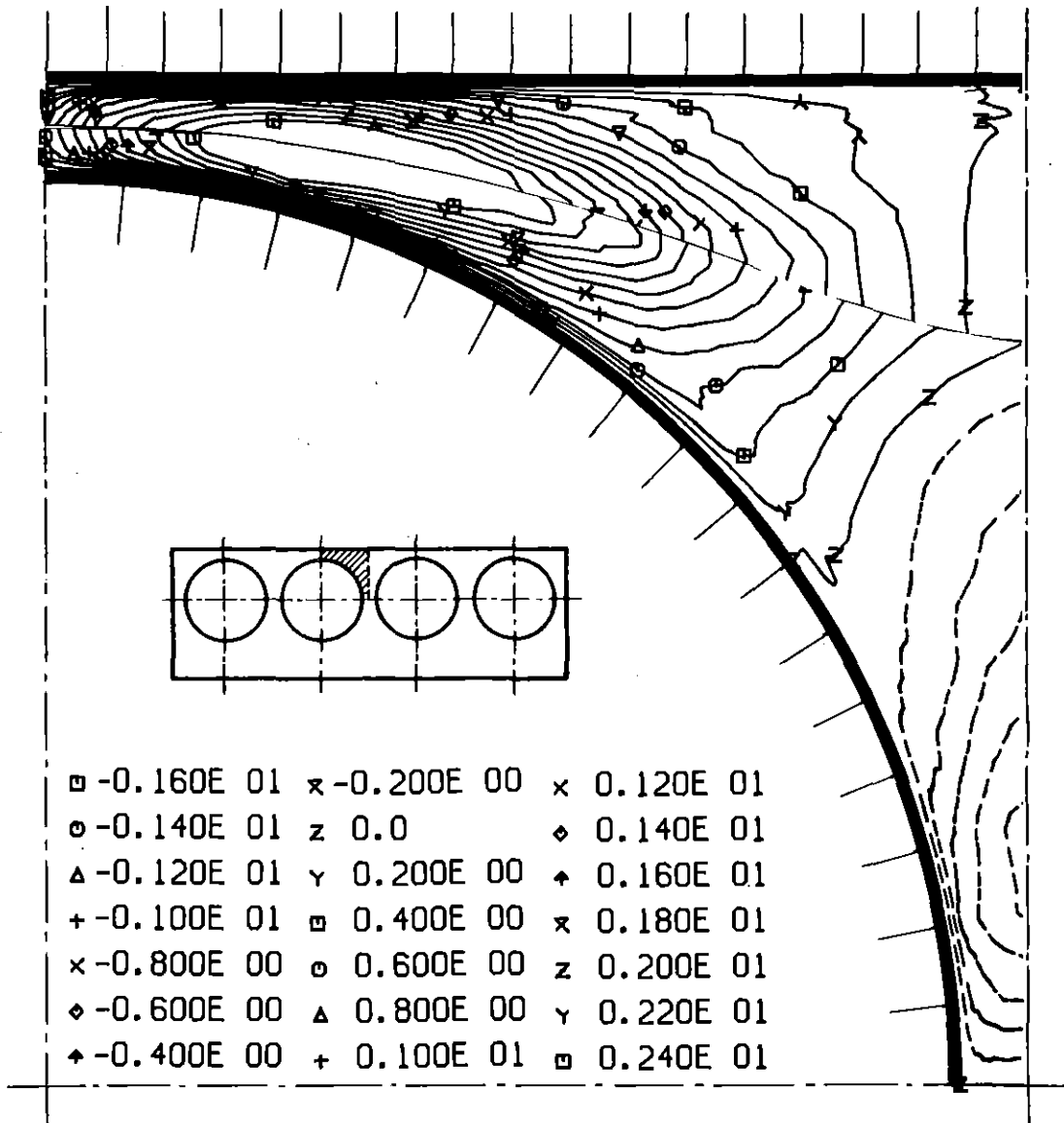


Abb.24: Azimutale Schubspannung (Höhenlinien)

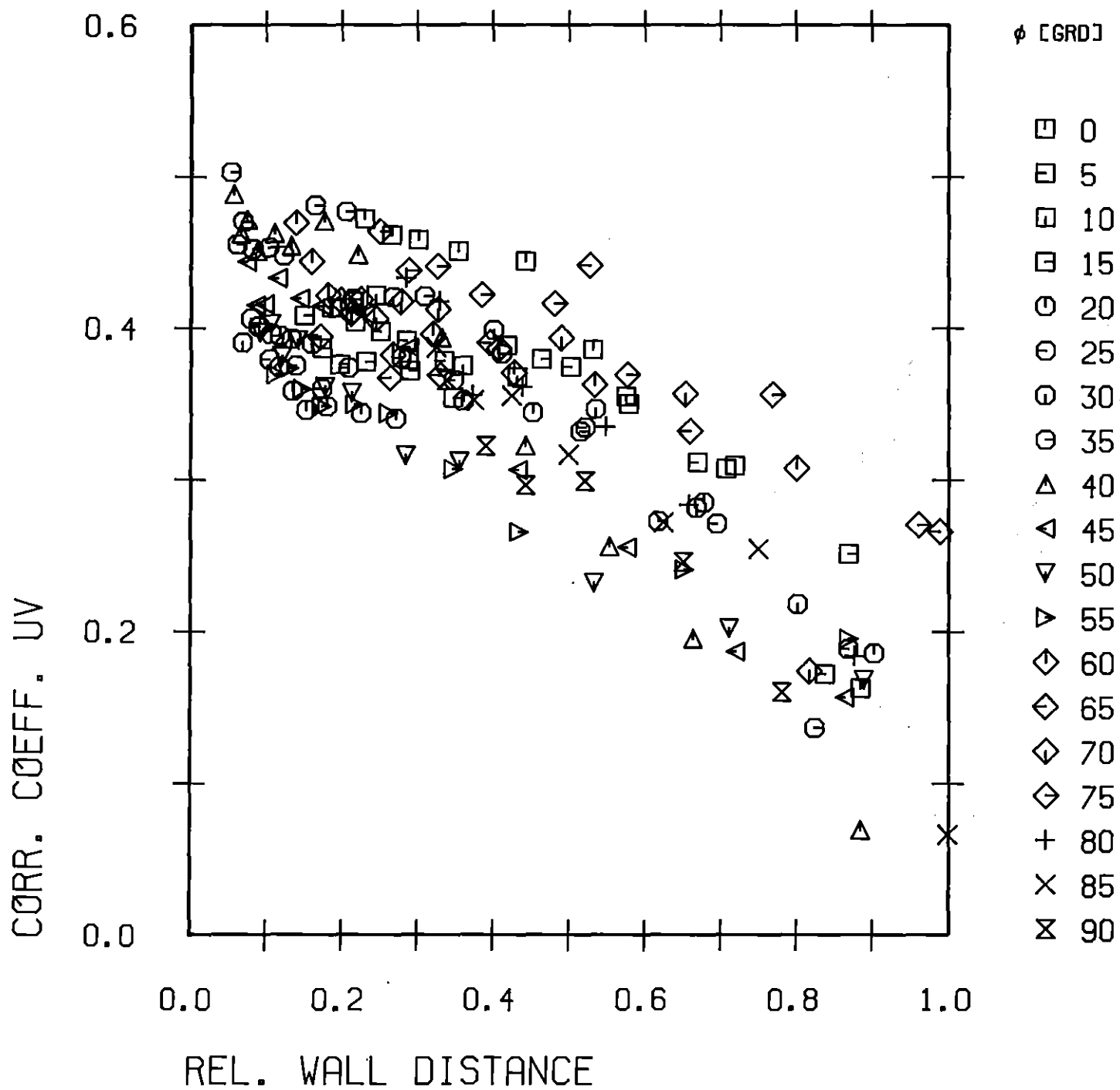


Abb.25: Korrelationskoeffizient  $R_{uv}$  ( $r/\phi$ )



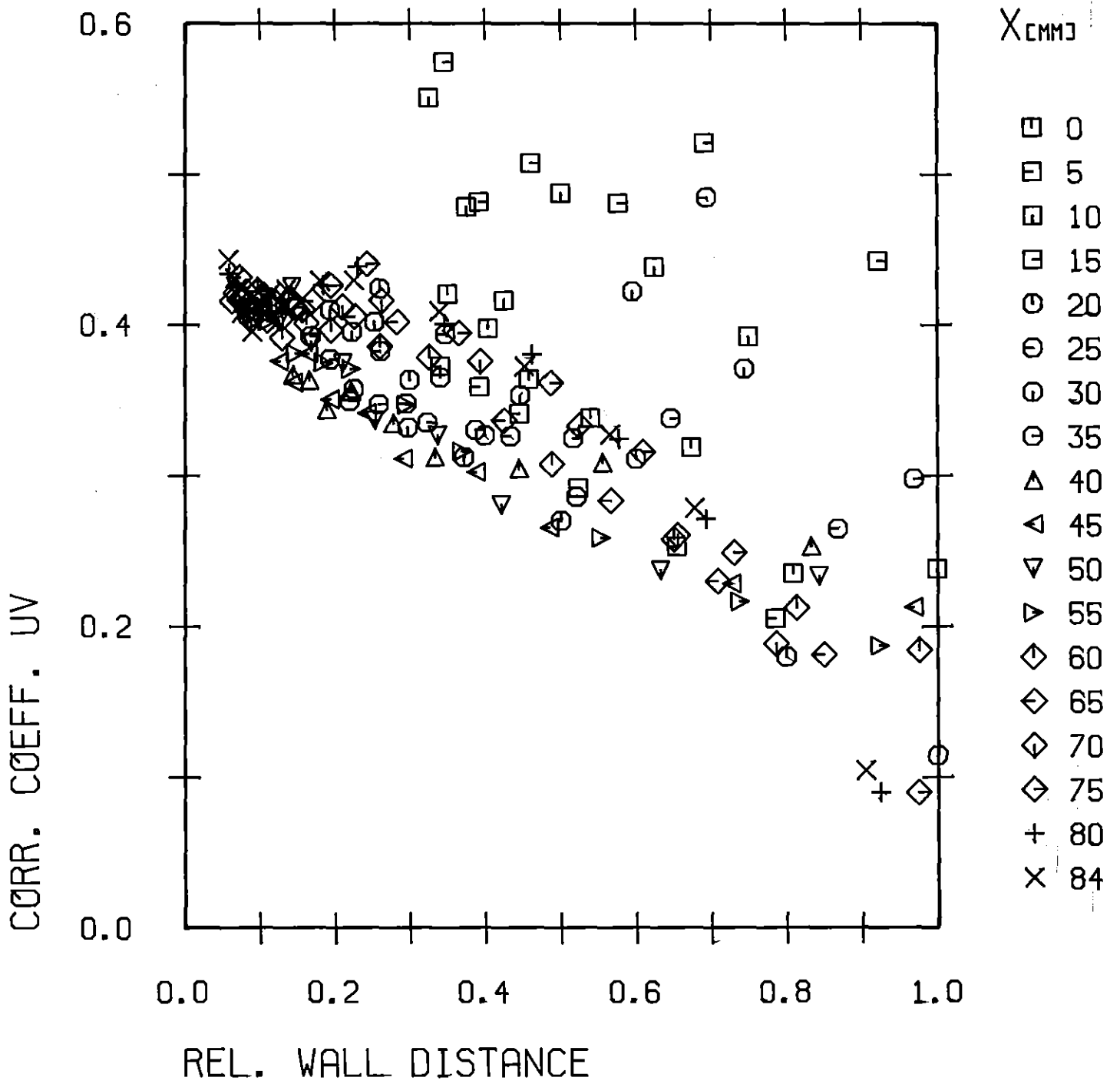


Abb.26: Korrelationskoeffizient  $R_{uv}$  (x/y)

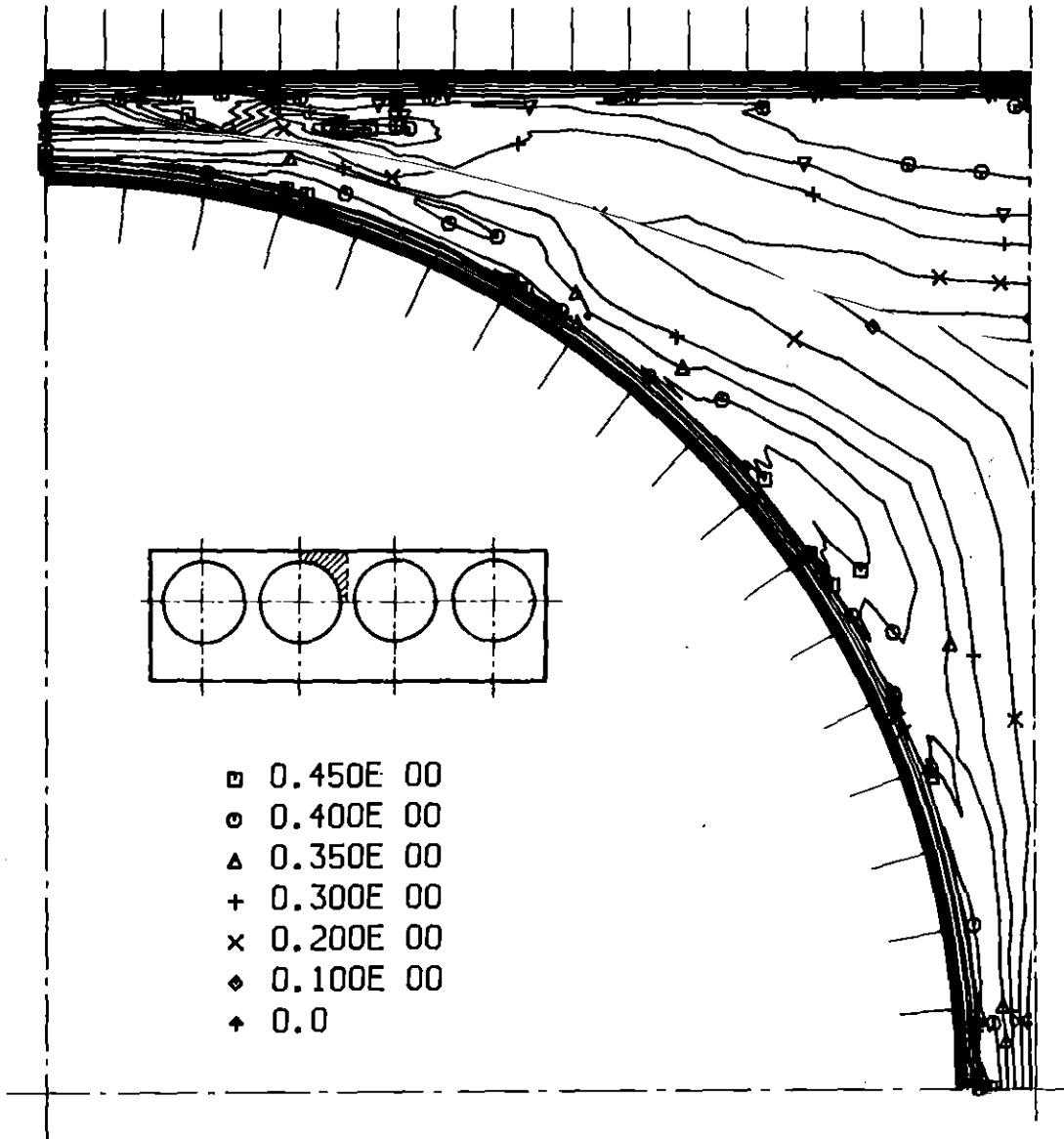


Abb.27: Korrelationskoeffizient  $R_{uv}$  (Höhenlinien)

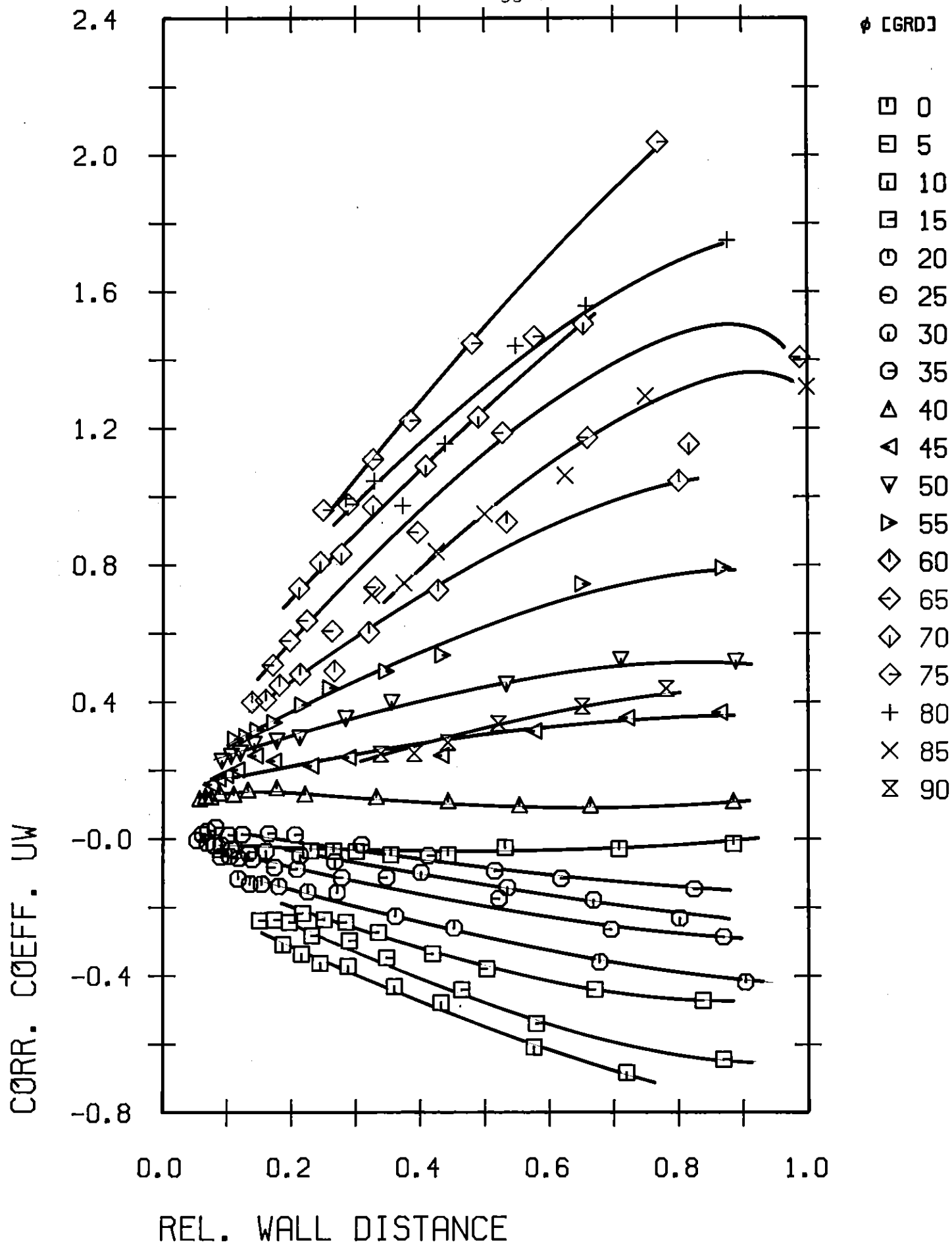


Abb.28: Korrelationskoeffizient  $R_{uw}$  ( $r/\phi$ )

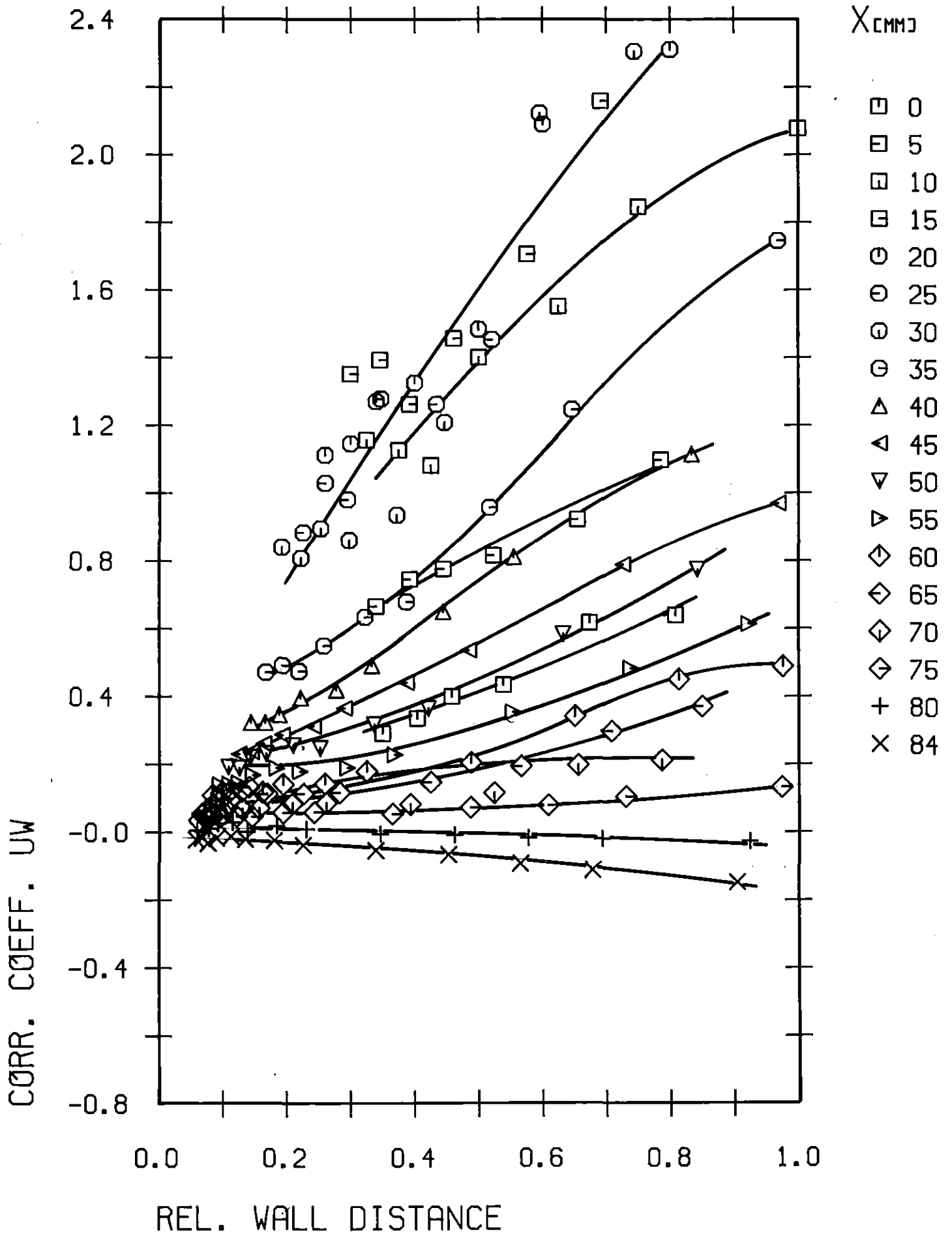


Abb.29: Korrelationskoeffizient  $R_{uw}$  (x/y)

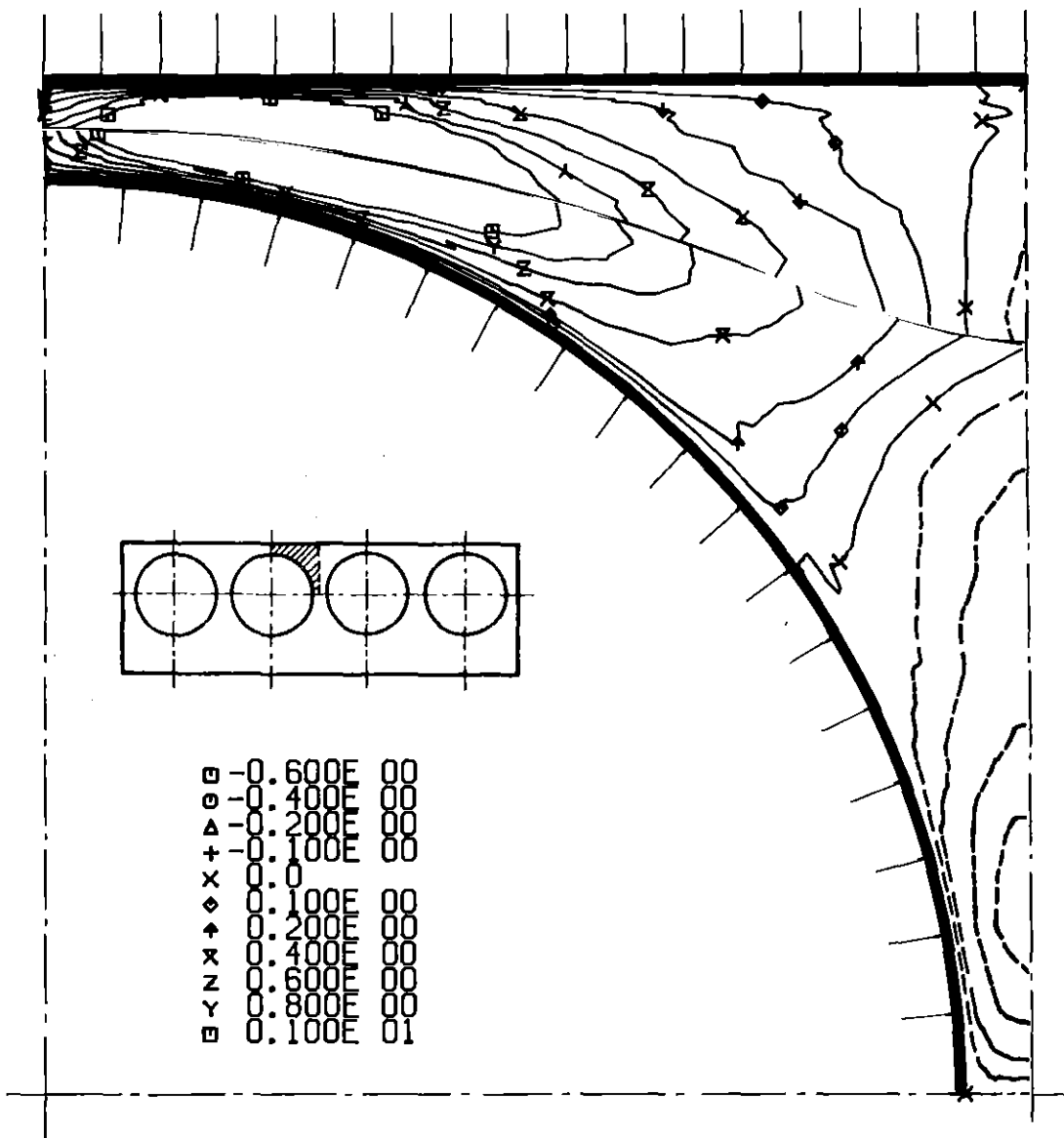


Abb.30: Korrelationskoeffizient  $R_{uw}$  (Höhenlinien)

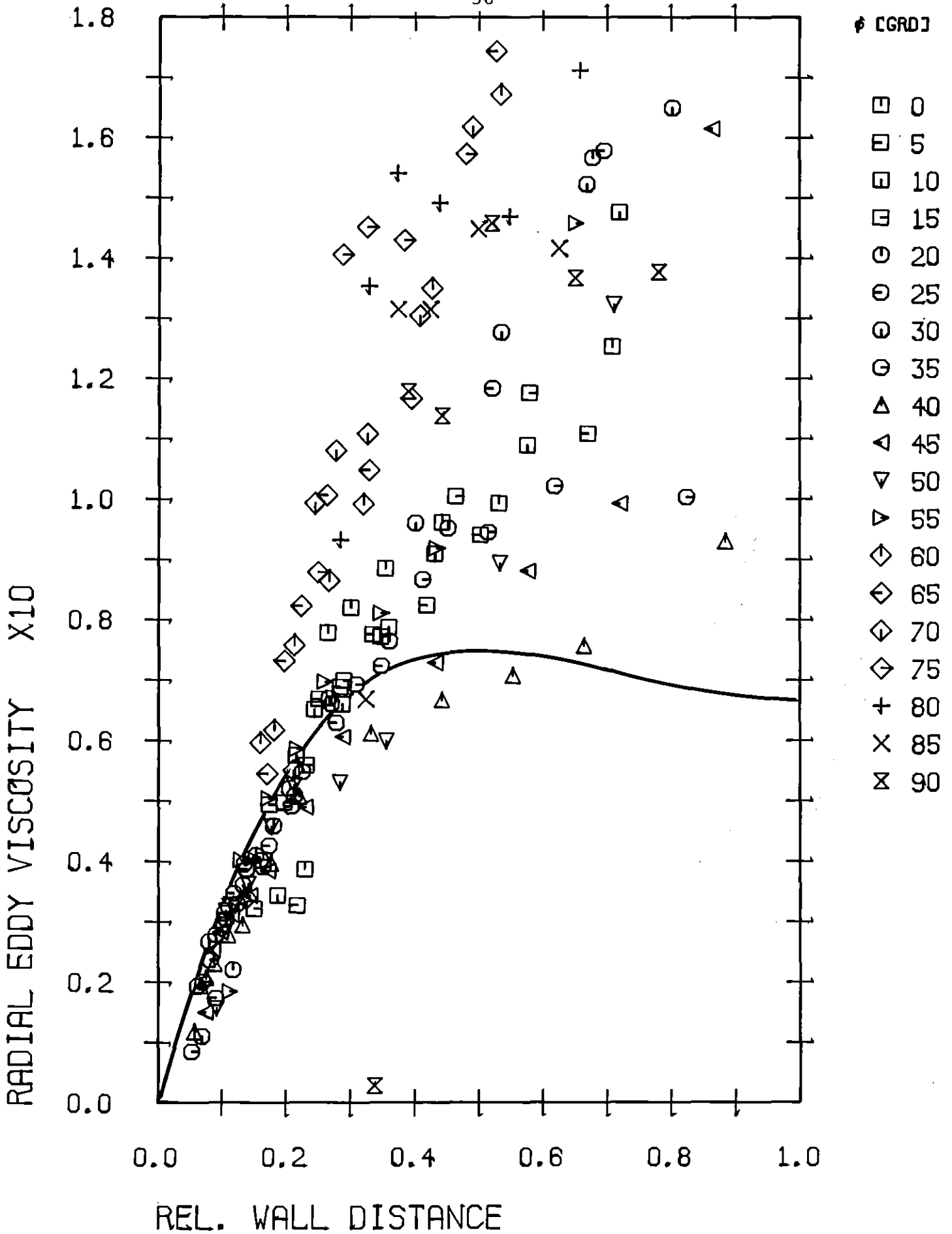


Abb.31: Wirbelviskosität senkrecht zur Wand ( $r/\phi$ )

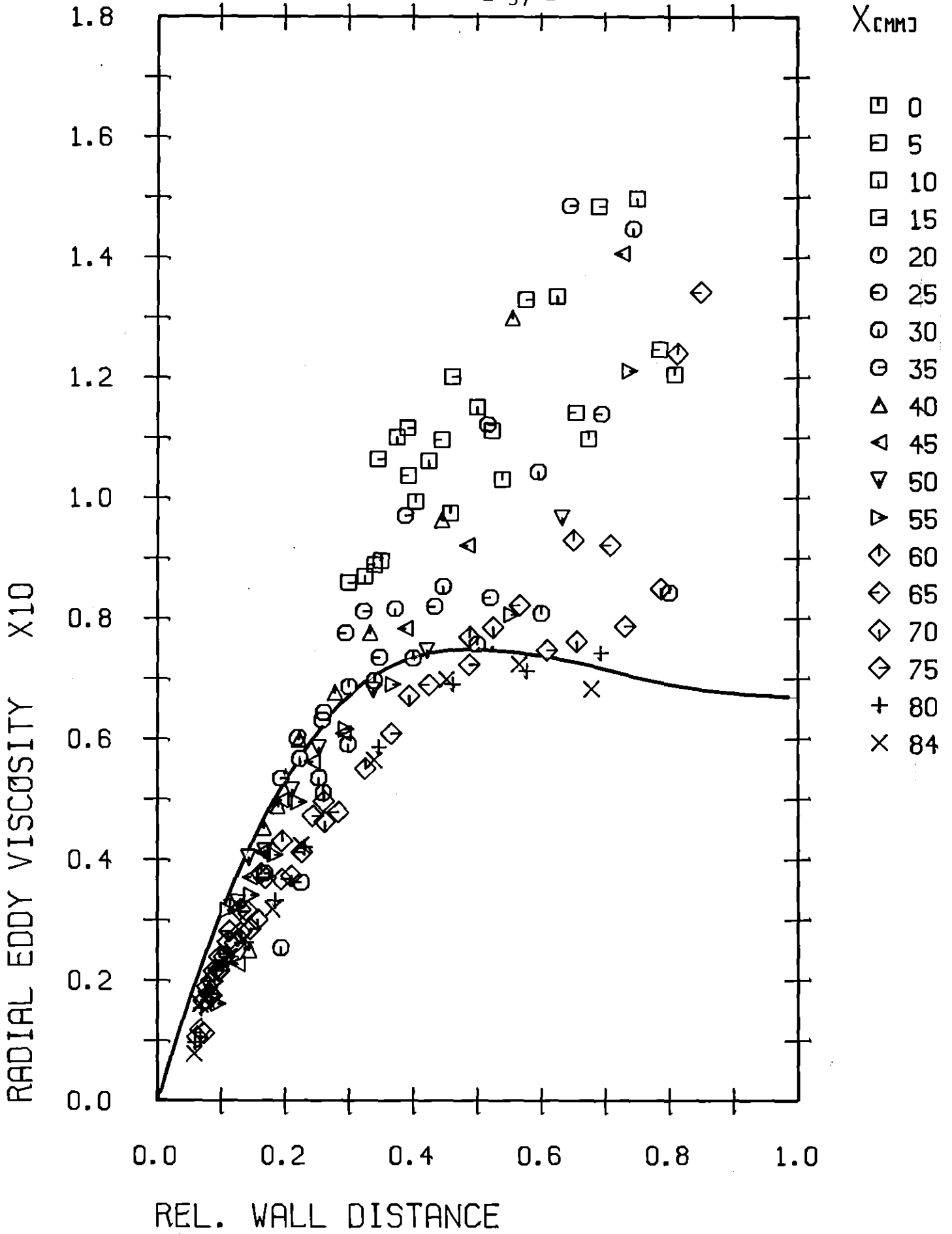


Abb.32: Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (x/y)

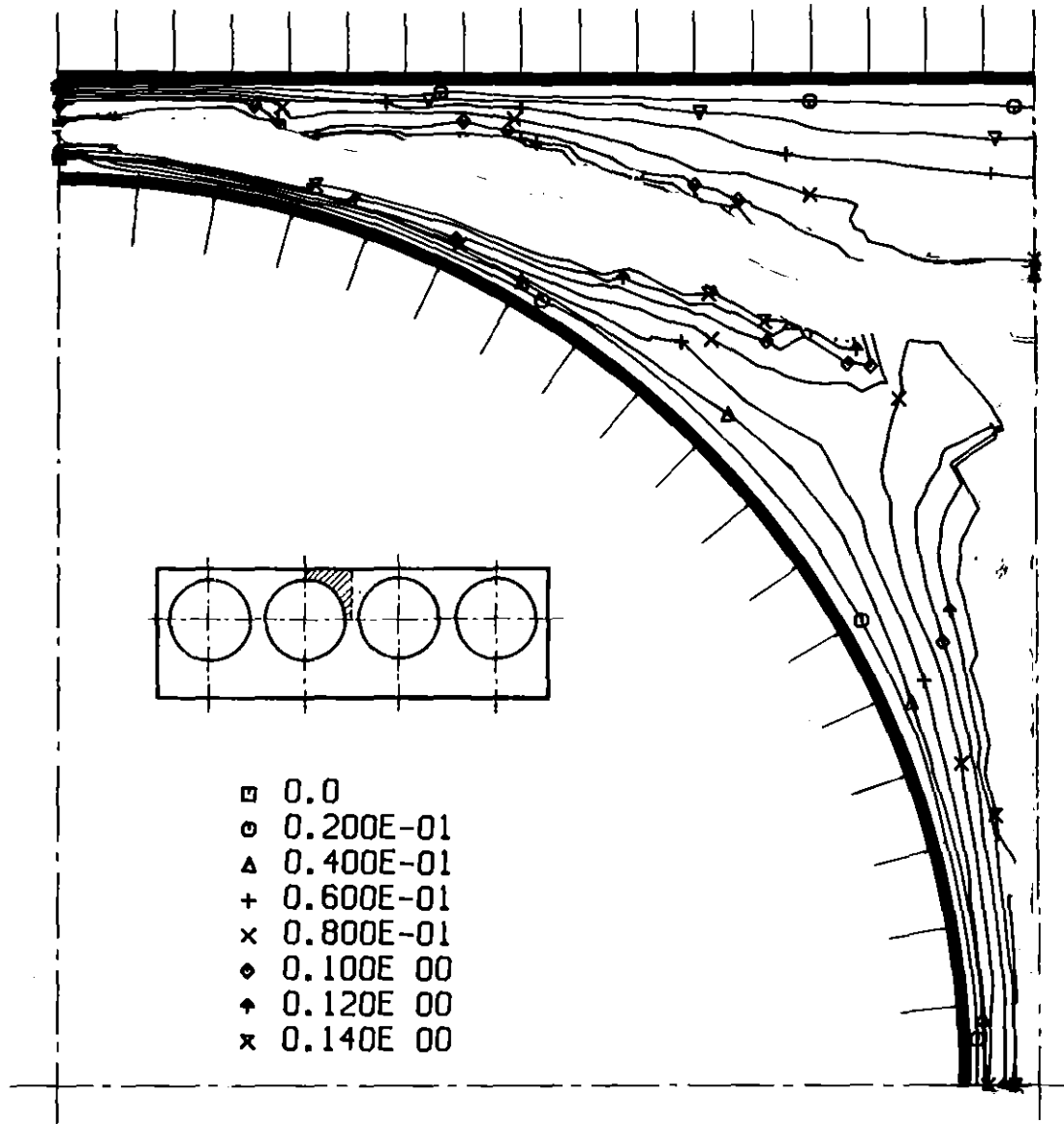


Abb.33: Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (Höhenlinien)



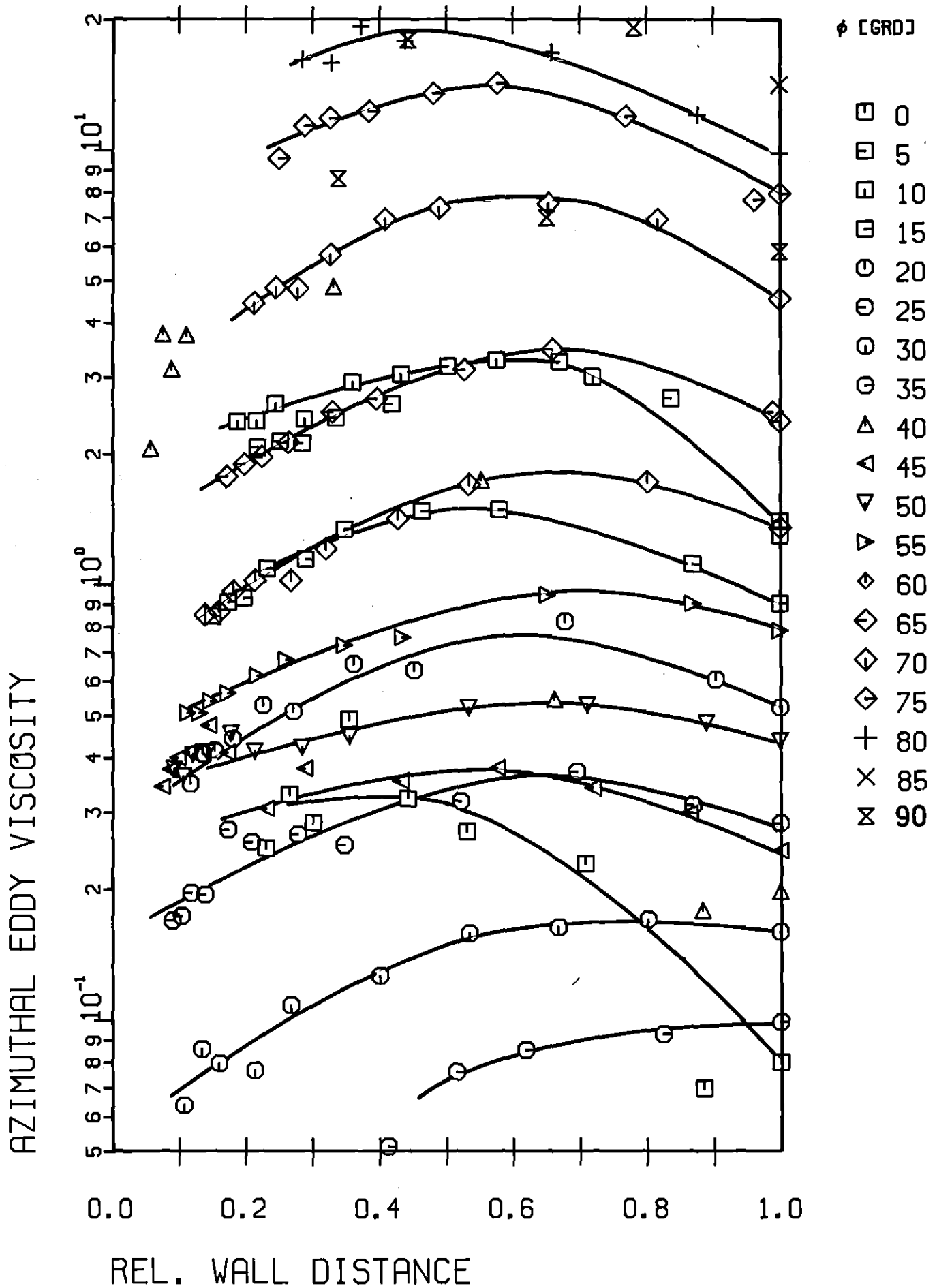


Abb.34: Wirbelviskosität parallel zur Wand ( $r/\phi$ )

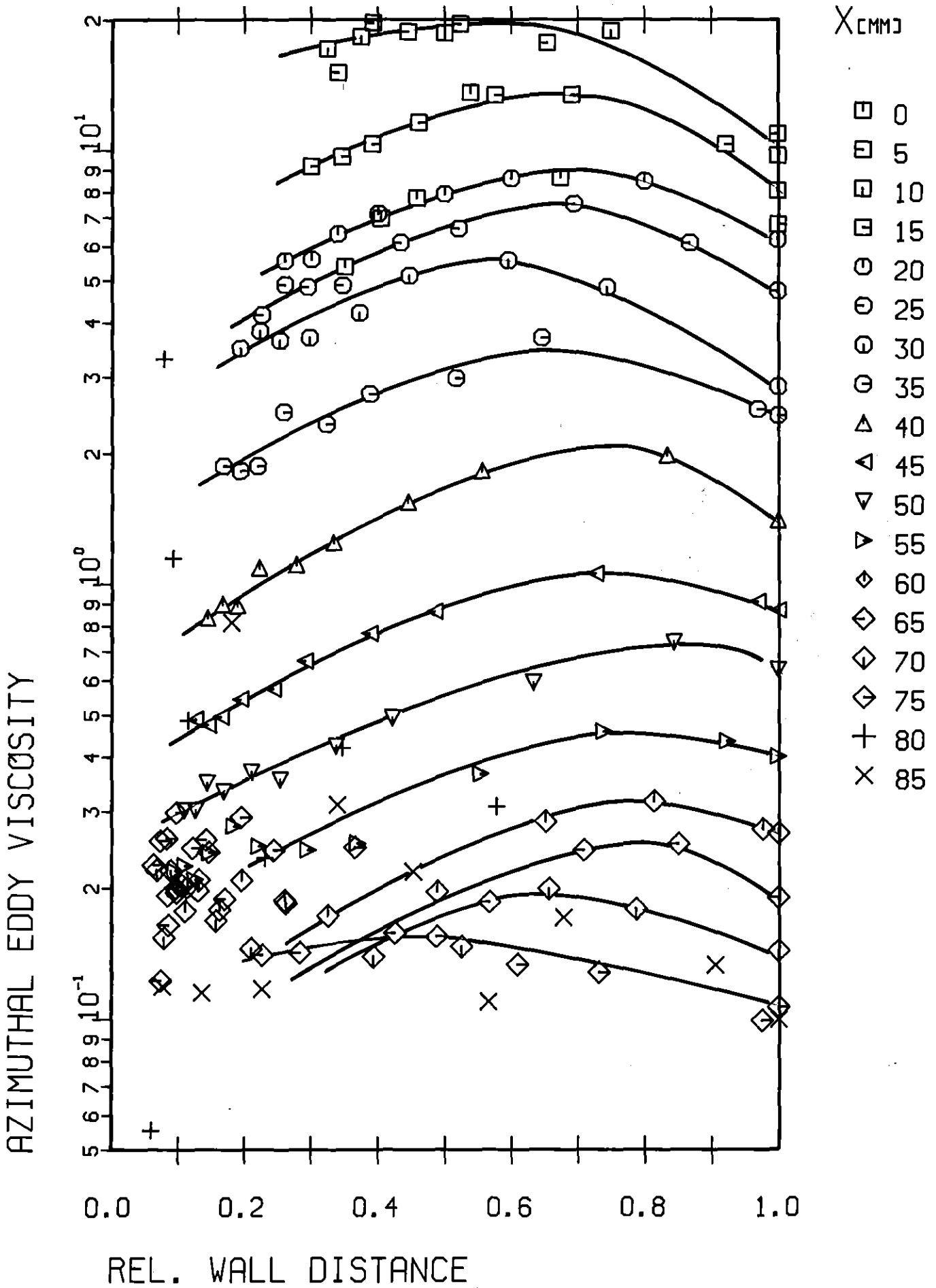


Abb.35: Wirbelviskosität parallel zur Wand (x/y)

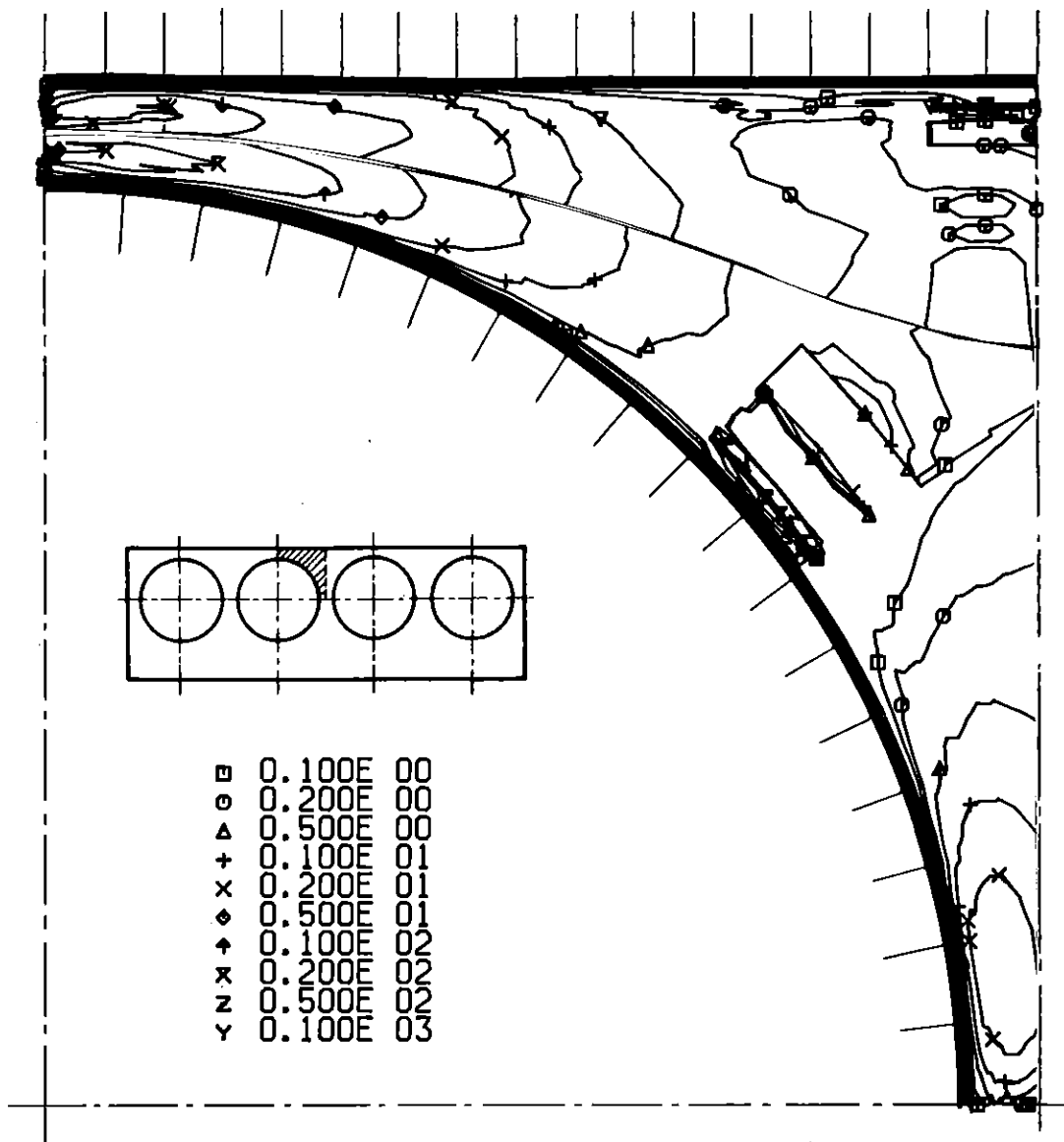


Abb.36: Wirbelviskosität parallel zur Wand (Höhenlinien)

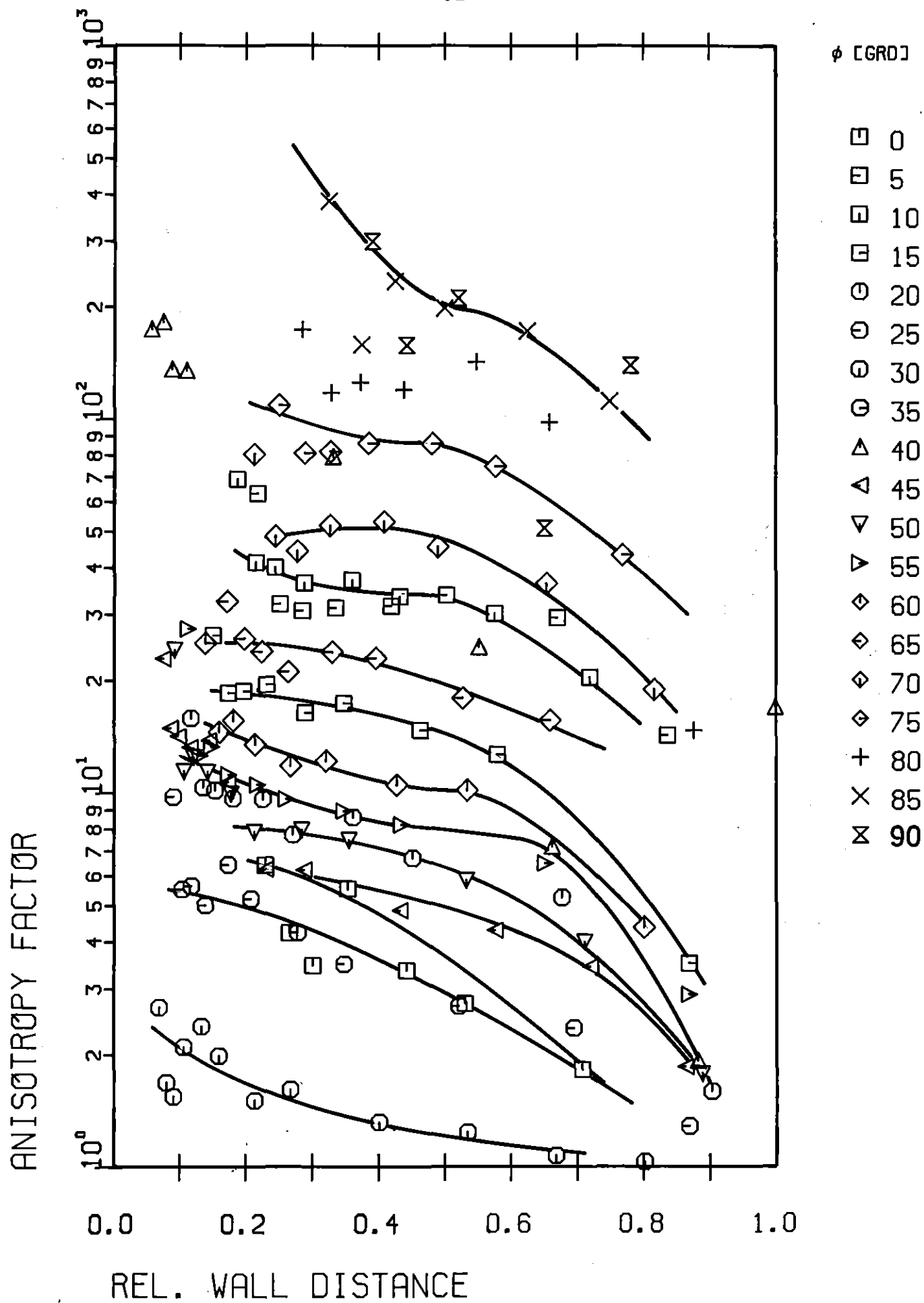


Abb.37: Anisotropie ( $r/\phi$ )

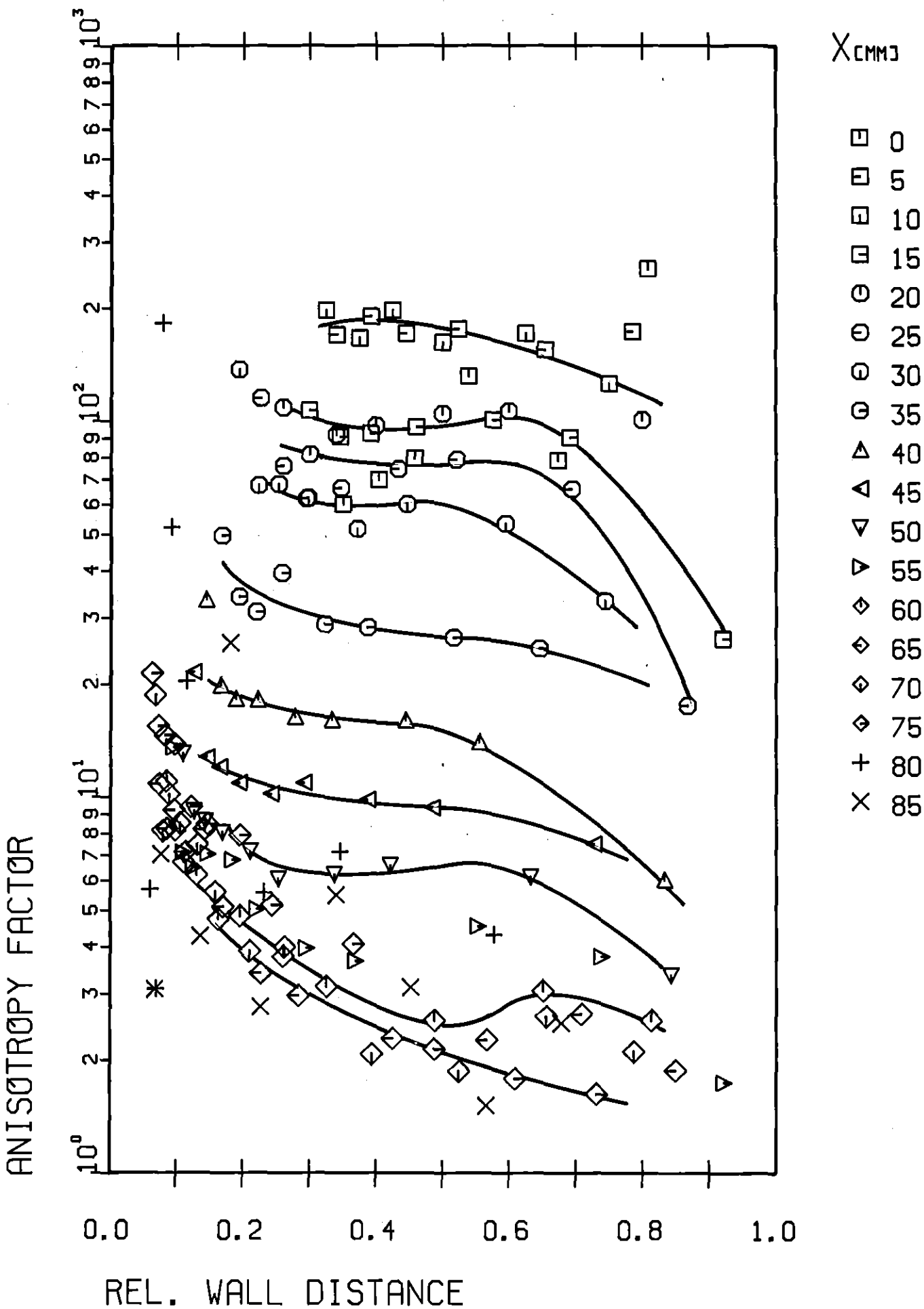


Abb.38: Anisotropie (x/y)

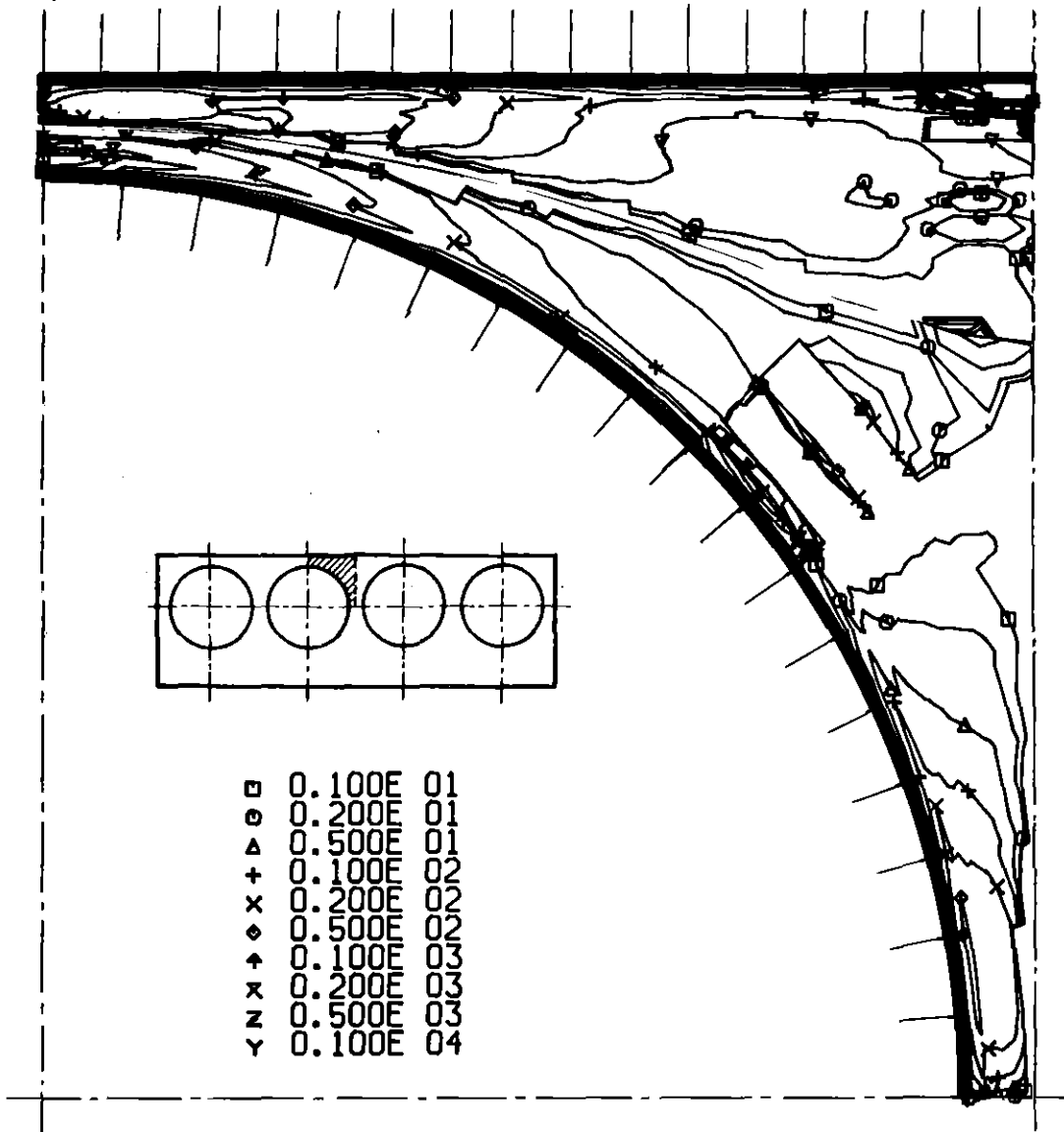


Abb.39: Anisotropie (Höhenlinien)

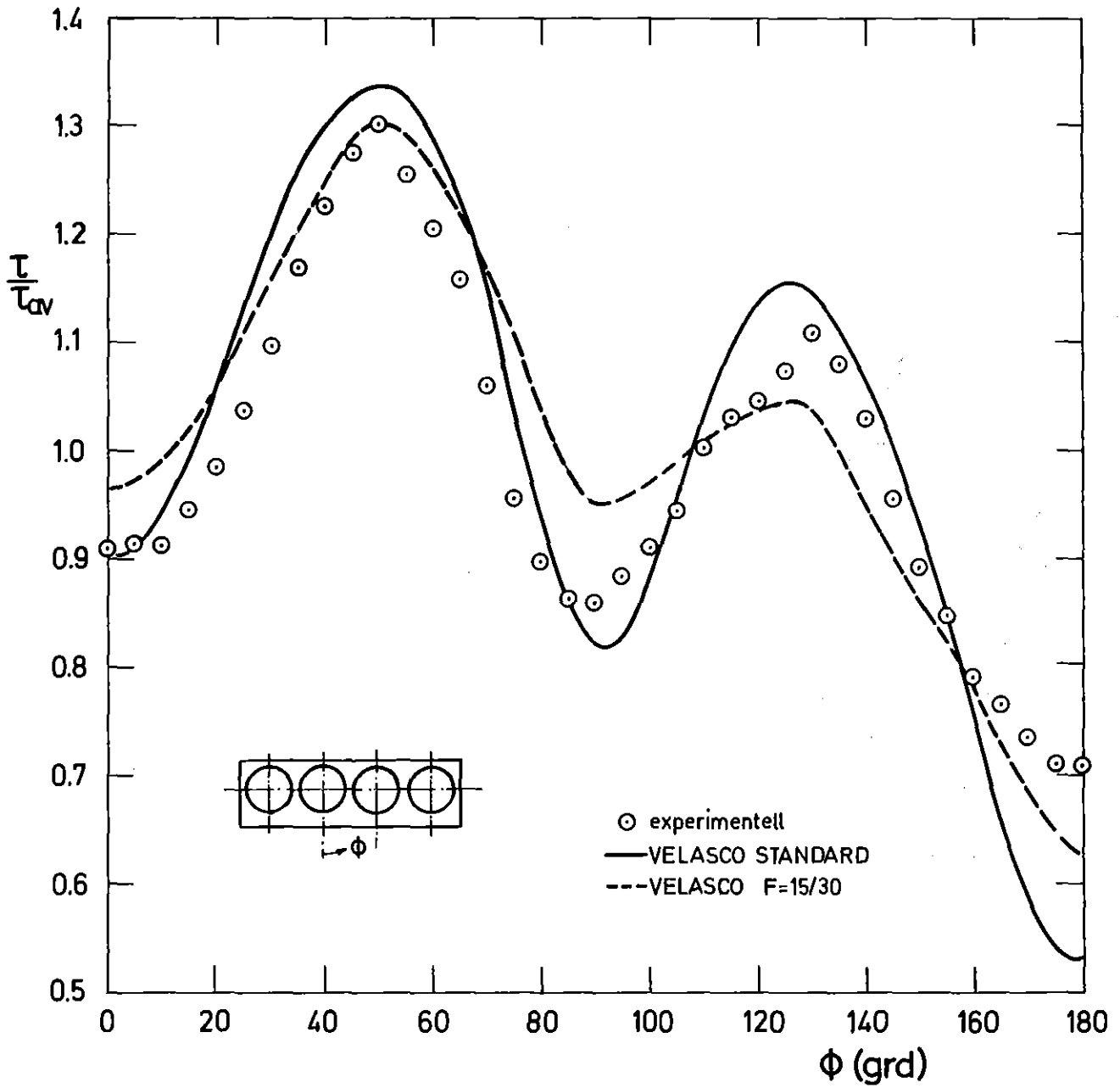


Abb.40: Wandschubspannungsverteilung an der Stabwand:  
Vergleich mit VELASCO

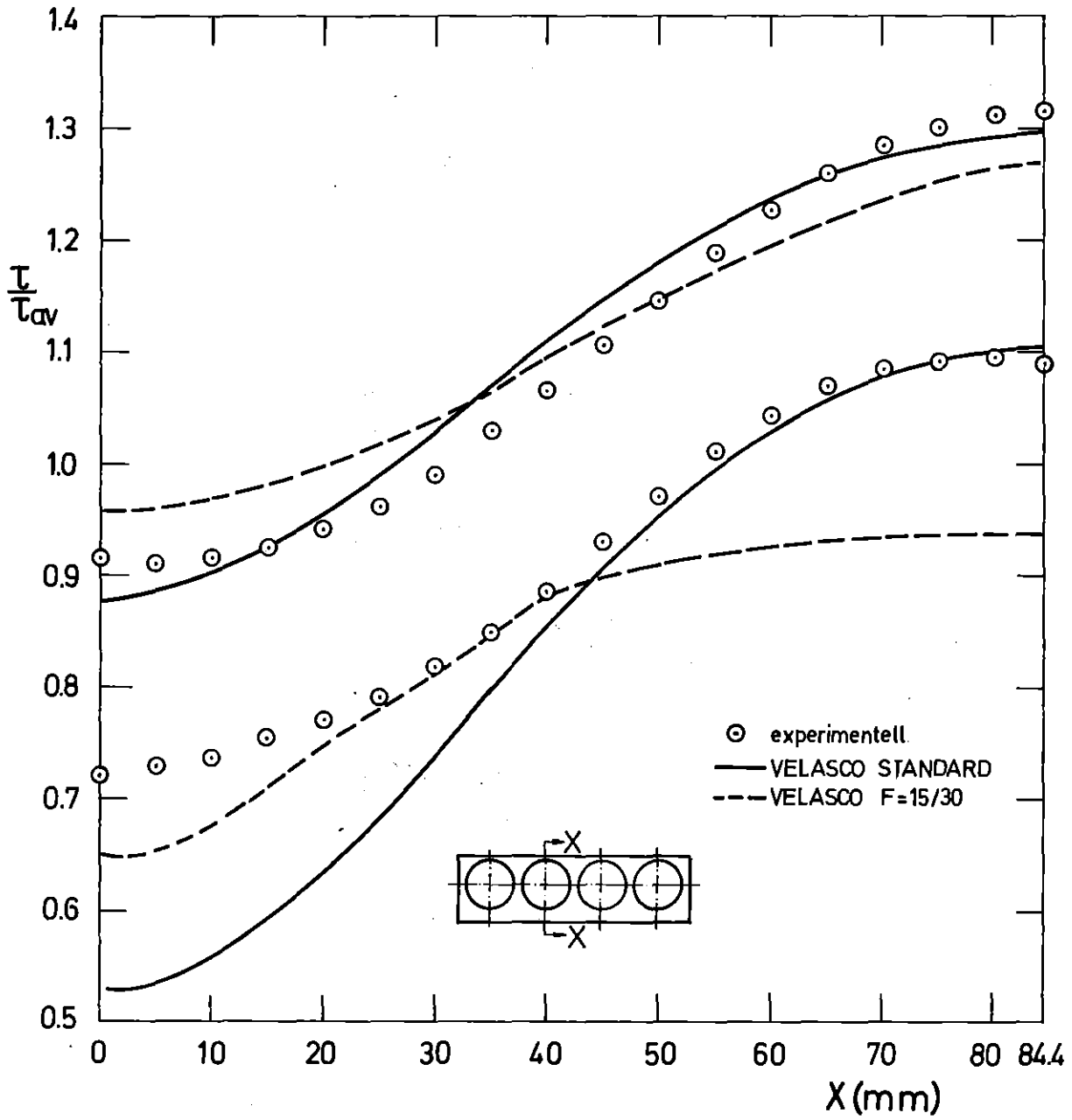


Abb.41: Wandschubspannungsverteilung an den Kanalwänden:  
Vergleich mit VELASCO