



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Reaktorbauelemente

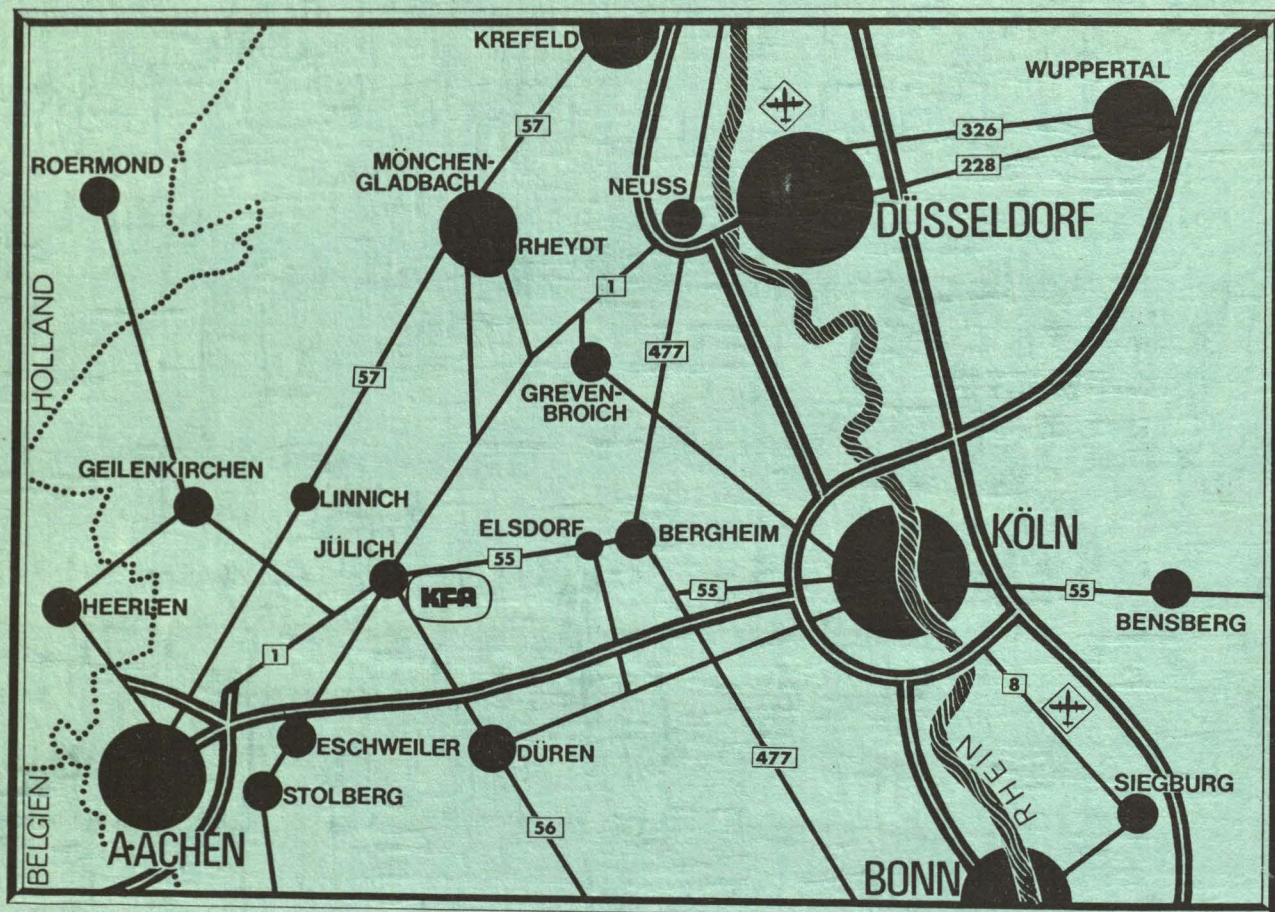
Über den Einfluß von Stolperdrähten auf die Umströmung eines Kreiszylinders

von

H.-G. Groehn

Jül - 1237
September 1975

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1237

Institut für Reaktorbauelemente - Jül - 1237

Dok.: Trip-Wire - Effect

Circular Cylinder - Fluid Flow

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Über den Einfluß von Stolperdrähten auf die Umströmung eines Kreiszylinders

von

H.-G. Groehn

V O R W O R T

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit im Rahmen wärme- und strömungstechnischer Untersuchungen für Re-kuperatoren von Hochtemperatur-Reaktoren am Institut für Reak-torbauelemente der Kernforschungsanlage Jülich GmbH. Dem Direk-tor des Instituts, Herrn Prof. Dr. rer. nat. C.B. von der Decken, danke ich an dieser Stelle für die Ermöglichung und Förderung der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Wille, der bis zu seinem Tode im Dezember 1973 die Arbeit betreute und den Fortgang der Arbeit wesentlich förderte.

Gleichermaßen danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Fiedler für die Betreuung der Arbeit und für wertvolle Anregungen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. E. Berger danke ich insbesondere für die Übernahme des Referats nach dem Ableben von Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Wille.

Mein Dank gilt auch den wissenschaftlichen Mitarbeitern des Instituts, die mich durch wertvolle Hinweise und Diskussionen unterstützten.

Herrn M. Moll danke ich für die gewissenhafte Durchführung der Versuche.

Den Damen und Herren in Werkstatt, Konstruktionsabteilung, Fotolabor und Sekretariat des Instituts danke ich für Ihre Mit-hilfe bei der Erstellung der Arbeit.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Verwendete Bezeichnungen und Kennzahlen
2. Einleitung
3. Der Stolperdraht als Turbulenzerzeuger
 - 3.1 Überblick
 - 3.2 Stand der Erkenntnis
4. Abgrenzung des eigenen Versuchsprogramms
 - 4.1 Überblick über das Meßvorhaben
 - 4.2 Untersuchter Reynolds-Zahl-Bereich
 - 4.3 Wahl des Stolperdrahtquerschnitts
 - 4.4 Wahl der Stolperdrahtdurchmesser
5. Versuchsaufbau
 - 5.1 Aufbau der verwendeten Freistrahlgewindkanäle
 - 5.2 Aufbau der Meßstrecke
6. Meßtechnik
 - 6.1 Anströmgeschwindigkeit U_{∞}
 - 6.2 Statischer Druck am Zylinderumfang
 - 6.3 Wandschubspannung
 - 6.4 Bestimmung des Grenzschichtumschlagpunktes
 - 6.5 Frequenzmessungen
7. Meßergebnisse
 - 7.1 Änderung von statischem Druck und Wandschubspannung unter dem Einfluß eines Stolperdrahtes

- 7.1.1 Messungen am glatten Zylinder
 - 7.1.2 Überblick über die Änderungen von Druck und Wandschubspannung unter dem Einfluß eines Stolperdrahtes
 - 7.1.3 Einfluß der Reynolds-Zahl
 - 7.1.4 Einfluß des Stolperdrahtdurchmessers
 - 7.1.5 Einfluß der Stolperdrahtrücklage
- 7.2 Erstreckung der Rezirkulationszone hinter einem Stolperdraht
- 7.3 Messungen zum Grenzsichtumschlag
 - 7.3.1 Ermittlung des Umschlagpunktes
 - 7.3.2 Ordnung der Meßergebnisse und Vergleich mit der Literatur
- 7.4 Kriterium für einen bis zur Ablösung der Grenzsicht wirksamen Stolperdraht
- 7.5 Frequenzmessungen hinter einem Stolperdraht
- 8. Zusammenfassung
- 9. Literaturverzeichnis
- 10. Diagramme und Abbildungen

1. Verwendete Bezeichnungen und Kennzahlen

a,b	-	Konstante
B(c)	-	Häufigkeitsdichte
c	-	Vergleichswert für Ermittlung der Häufigkeitsdichte
D	m	Durchmesser des Kreiszylinders
f	1/s	Frequenz
k	m	Stolperdrahtdurchmesser
K	-	relative Rauigkeitshöhe = absolute Rauigkeitshöhe / Zylinder- durchmesser
Ku	-	Kurtosis
L	m	Länge des Kreiszylinders
m	-	Dimensionsloses Maß für Druckgefälle
Nu	-	Nusselt-Zahl
p	N/m ²	Druck
Pr	-	Prandtl-Zahl
Δp	N/m ²	Druckdifferenz
P	-	Dimensionsloser Druck
R		Elektrischer Widerstand
Re	-	Reynolds-Zahl
T	-	Dimensionslose Wandschubspannung
Tu	%	Turbulenzgrad der Anströmung
ΔT	°C	Temperaturdifferenz
U	m/s	mittlere Geschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht in x-Richtung
u	m/s	mittlere Geschwindigkeit innerhalb der Grenzschicht in x-Richtung
u'	m/s	Schwankungsgeschwindigkeit in x-Richtung
$\bar{u}$	m/s	mittlere Geschwindigkeit in x-Richtung
u*	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit
V	V	Spannung
x	m	Längenkoordinate parallel zur Wand
y	m	Längenkoordinate senkrecht zur Wand

Griechische Buchstaben

χ	%	Intermittenzgrad der Grenzschicht
δ	m	Grenzschichtdicke
δ_1	m	Verdrängungsdicke
δ_2	m	Impulsverlustdicke
η	kg/m s	dynamische Zähigkeit
ν	m ² /s	kinematische Zähigkeit
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	m/s	Standardabweichung
τ_0	N/m ²	Wandschubspannung
φ	°	Umfangswinkel des Kreiszylinders, Koordinatenursprung im vorderen Staupunkt des Zylinders

Indices beziehen sich auf:

∞	Werte der Anströmung
k	Ort des Stolperdrahtes
u	Grenzschichtumschlagpunkt
o	natürlichen Grenzschichtumschlagpunkt
turbulent	turbulente Grenzschicht vom Stolperdraht bis zur Ablösung
R	Ort des Wiederanliegens der Grenzschicht hinter einem Stolperdraht
Zaun	Druckdifferenz am Oberflächenzaun
x	Lauflänge parallel zur Wand
φ	Umfangswinkel, vom vorderen Staupunkt des Zylinders aus gezählt

2. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird über Ergebnisse experimenteller, strömungstechnischer Untersuchungen an einem querangeströmten Einzelzylinder berichtet, der auf seiner angeströmten Hälfte mit Stolperdrähten belegt worden war. Es werden die Bedingungen angegeben, unter denen mit Hilfe solcher Stolperdrähte der Grenzschichtumschlag bei einer kleineren als der natürlichen Umschlag-Reynolds-Zahl schon nach möglichst kurzer Lauflänge der laminaren Grenzschicht erzwungen und bis zur Ablösung der Grenzschicht erhalten werden kann.

Die Klärung dieser Frage ist von Bedeutung für die Verbesserung des Wärmeüberganges von Dampferzeugern und Wärmeaustauschern gasgekühlter Kernkraftwerke. Infolge hoher Gasdrücke werden dort bei Heliumkühlung mit $Re \approx 5 \cdot 10^4$ Strömungszustände erreicht, bei denen eine Leistungssteigerung durch künstlich herbeigeführten Grenzschichtumschlag erfolgversprechender erscheint als beispielsweise durch eine Oberflächenvergrößerung mit Hilfe einer Berippung der Rohre. Hinzu kommt, daß auf Grund der bekannten Änderung der Druckverteilung um einen querangeströmten Einzelzylinder bei Überschreiten der kritischen Reynolds-Zahl der Widerstandsbeiwert der Wärmeaustauscher durch die Stolperdrahtanordnung günstig beeinflußt werden kann.

Die durchgeführten Untersuchungen überdecken den Reynolds-Zahl-Bereich von $Re_{\infty} = 3 \cdot 10^4 \dots 1,7 \cdot 10^5$. Der natürliche Grenzschichtumschlag erfolgt für einen querangeströmten Einzelzylinder wie dem bei den Untersuchungen verwendeten (relative Rauigkeit $K/D < 10^{-5}$, Turbulenzgrad der Anströmung $Tu \leq 0,7\%$) erst für Reynolds-Zahlen $Re_{\infty} \geq 3 \cdot 10^5$ stromaufwärts vom Ablösepunkt der Grenzschicht /28/.

Der Grenzschichtumschlag resultiert aus der Anfachung von Störungen, die beispielsweise infolge Turbulenz der Außen-

strömung, periodischer Geschwindigkeitsschwankungen oder von Oberflächenrauigkeiten in die laminare Grenzschicht getragen werden und denen gegenüber die Grenzschicht oberhalb einer kritischen Reynolds-Zahl instabil wird. Eine Voraussage über die Größe der kritischen Reynolds-Zahl für verschiedene Laminarströmungen ermöglicht die von Tollmien /2/ und Schlichting /1/ entwickelte lineare Stabilitätstheorie. Streng nur für infinitesimale zweidimensionale Partialschwingungen gültig, die der Hauptströmung überlagert als Störungswellen stromabwärts wandern, liefert sie die Indifferenzkurven für Amplitude und Frequenz einer Störung, auf denen diese Störung weder angefacht noch gedämpft wird. Für die Plattenströmung wurden die Ergebnisse der Stabilitätstheorie zuerst von Schubauer und Skramstad /16/ experimentell bestätigt. Und auch für Laminarströmungen mit freier Grenzschicht, wie den aus einer Kreisdüse austretenden Freistrahle konnte von Wehrmann /17/ nachgewiesen werden, daß eine Anfachung von Störungen durch Beschallung nur innerhalb eines begrenzten Frequenzbereiches möglich ist. Der für die Stabilität wesentliche Unterschied zwischen der Grenzschicht der längs angeströmten Platte mit Blasius-Profil und einer freien Grenzschicht besteht darin, daß das Grenzschichtprofil der freien Grenzschicht einen Wendepunkt besitzt. Nachdem von Rayleigh formulierten Wendepunktkriterium läßt sich die Instabilität einer solchen Grenzschicht auch ohne Berücksichtigung der Reibungsglieder in der Orr-Sommerfeldschen Störungsdifferentialgleichung nachweisen. Die Zähigkeit des Fluids wirkt bei Grenzschichtprofilen mit Wendepunkt dämpfend auf den Grenzschichtumschlag. Im Gegensatz dazu wird die Blasiusche Plattengrenzschicht erst unter Berücksichtigung der Zähigkeit instabil.

Als Umschlag- oder Turbulenzpunkt bezeichnet man jenen Strömungszustand, bei dem erstmalig turbulente Spots zu beobachten sind /3/. Die Umschlag-Reynolds-Zahl kann je nach Art, Intensität und Frequenz der oben angeführten Störungen weit größer als die mit Hilfe der Stabilitätstheorie vorherbestimm-

bare kritische Reynolds-Zahl sein. Der Grenzschichtumschlag erstreckt sich vom Auftreten erster turbulenter Ausbrüche bis zum voll ausgebildeten turbulenten Grenzschichtprofil über einen größeren Reynolds-Zahl-Bereich. Einer Berechnung ist der Grenzschichtumschlag wegen der Vielfalt der Einflußgrößen bis heute weitgehend unzugänglich. Nach Loehrke, Morkovin & Fejer /3/ ist es ungeklärt, wie die Störungen der Außenströmung in wachsende Tollmien-Schlichting Wellen umgesetzt werden. Für einige Laminarströmungen wurde mit Erfolg versucht, die im Experiment beobachtete Anfachung von Störungen mit der linearen Stabilitätstheorie zu behandeln, obwohl die Störungen sicher nicht mehr als infinitesimal zu betrachten sind. Michalke /6/ konnte die von Freymuth /7/, Michalke & Wille /8/ und anderen Experimentatoren ermittelte Anfachung von Störungen eines aus einer kreisförmigen Düse austretenden laminaren Freistrahles und auch den Einrollvorgang zu Ringwirbeln mit Hilfe der linearen Stabilitätstheorie verfolgen. Der Einsatzzpunkt der Turbulenz ist nach diesen Arbeiten mit dem dreidimensionalen Zerfall der Ringwirbel gegeben. Für die längsangeströmte Platte gelang es Morkovin und Mitarbeitern gleichfalls mit Hilfe der linearen Stabilitätstheorie, Frequenz und Anfachung von Störungen in Übereinstimmung mit dem Experiment wiederzugeben. Bei Loehrke, Morkovin & Fejer /3/ findet man auch einen Überblick über den Stand der Bemühungen zur Abschätzung des Turbulenzpunktes. Danach ist es möglich, einen Schwellwert bezüglich der Anfachung einer Störung anzugeben, der für einen Grenzschichtumschlag überschritten werden muß. Als kennzeichnend für die Komplexität des Problems möge hier noch ein Ergebnis von Experimenten angeführt werden, die Hama & Nutant /5/ durchführten. Für Wasserströmung über eine Platte konnten sie mit Hilfe einer Tracertechnik sichtbar machen, daß Tollmien-Schlichting Instabilitätswellen durch Wirbel großer Intensität überlagert wurden. Die überlagerte sekundäre Instabilität der Wirbel konnte nicht unterdrückt werden. Der Zerfall der Wirbel löste dann die erste Turbulenzerscheinung aus.

Ob und inwieweit charakteristische Frequenzen, die hinter Stolperdrähten gemessen wurden, den Grenzschichtumschlag beeinflussen können, und ob eine Instabilität der Grenzschicht gegen diese Frequenzen besteht, kann in der vorliegenden Arbeit nicht geklärt werden, doch geben die diesbezüglichen Meßergebnisse Anlaß zu derartigen Überlegungen und auch zu notwendigen weiteren Untersuchungen.

3. Der Stolperdraht als Turbulenzerzeuger

3.1 Überblick

Mit Hilfe eines Stolperdrahtes läßt sich der Grenzschichtumschlag künstlich herbeiführen und der Umschlagpunkt fixieren, insbesondere auch schon bei einer kleineren als der kritischen Reynolds-Zahl der ungestörten Laminarströmung. Bekanntestes Beispiel hierfür ist wohl der von Prandtl /19/, /20/ angeregte Kugelversuch, mit Hilfe eines vor der Ablöselinie der laminaren Grenzschicht aufgelegten Stolperdrahtes den Grenzschichtumschlag herbeizuführen. Sichtbares Zeichen für den Grenzschichtumschlag war dann der verminderte Druckverlust der Kugel infolge des Vermögens der turbulenten Grenzschicht, länger der Kugelkontur zu folgen.

Bei der Betrachtung einer Stolperdrahtanordnung unterscheidet man hinsichtlich ihrer Wirksamkeit als Turbulenzerzeuger allgemein 4 Bereiche bezüglich des Abstandes zwischen Stolperdraht und Umschlagpunkt der Grenzschicht, Abb. 1 nach Krämer /10/. In der Auftragung der mit der Geschwindigkeit am Ort des Grenzschichtumschlages U_u und der Rücklage x_u des Umschlagpunktes gegenüber dem vorderen Staupunkt gebildeten Umschlag-Reynolds-Zahl $U_u \cdot x_u / \nu$ wird für eine feste Stolperdrahtanordnung im Bereich I (Kurvenzug A - B) der Grenzschichtumschlag durch den Stolperdraht nicht beeinflusst, die durch den Stolperdraht initiierte Störung der Grenzschicht wird gedämpft, der Grenzschichtumschlag wird durch andere Störungen bei der natürlichen Umschlag-Reynolds-Zahl $U_o \cdot x_o / \nu$ herbeigeführt.

Hierbei bezeichnet x_0 die Rücklage des natürlichen Umschlagpunktes gegenüber dem vorderen Staupunkt. Im Bereich II (Kurvenzug B - C) können die durch den Stolperdraht eingeleiteten Störungen nicht mehr unterdrückt werden, der Grenzschichtumschlag erfolgt zwischen Stolperdraht und natürlichem Umschlagpunkt. Nach Krämer /10/ kann die turbulente Grenzschicht wegen der Vergrößerung der Impulsverlustdicke infolge des Stolperdrahtwiderstandes analog einer von Preston /21/ angegebenen Beziehung für die Existenz turbulenter Grenzschichten $U \cdot \delta_2 / \nu \geq 300$ hier schon bestehen. Der Bereich II, in dem der Stolperdraht als teilweise wirksam bezeichnet wird, wird bei Steigerung der Anströmgeschwindigkeit um so schneller durchlaufen, je größer das Verhältnis k/x_k des Stolperdrahtdurchmessers zur Stolperdrahtrücklage gegenüber dem Staupunkt ist. An der Grenze zum Bereich III ist der Umschlagpunkt bis an den Stolperdraht herangerückt. Eine solche Stolperdrahtanordnung, bei der der Grenzschichtumschlag unmittelbar hinter dem Stolperdraht erfolgt, wird als "voll wirksam" bezeichnet. Bei weiterer Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit wird der Grenzschichtumschlag so lange am Stolperdraht erfolgen, bis der natürliche Grenzschichtumschlagpunkt im Bereich IV vor den Stolperdraht gerückt ist und der Stolperdraht als Turbulenzerzeuger wiederum unwirksam ist.

3.2 Stand der Erkenntnis

Der Stolperdraht wird in der Literatur allgemein als repräsentativ für eine zweidimensionale Einzelrauhigkeit angesehen. Bisherige Strömungsuntersuchungen an Stolperdrahtanordnungen galten vornehmlich dem Ziel, mit Blick auf Tragflügel oder Schiffsrümpfe die größte, für eine laminare Grenzschicht noch unschädliche Einzelrauhigkeit zu ermitteln. Die Messungen erstreckten sich deshalb vorwiegend auf Geometrien ohne oder mit nur geringen Druckgradienten.

Einer Berechnung ist der Grenzschichtumschlagpunkt hinter einem Stolperdraht bis heute noch weniger zugänglich als beim

natürlichen Grenzschichtumschlag. Es überlagern sich hier die durch den Stolperdraht eingeleiteten Störungen den durch die Turbulenz der Außenströmung verursachten.

Für den voll wirksamen Stolperdraht, für den der Grenzschichtumschlag direkt hinter dem Stolperdraht erfolgt, werden von den verschiedenen Experimentatoren nach Maßgabe der erkannten Einflußgrößen aus Meßergebnissen abgeleitete Grenzwerte angegeben. Tani und Mitarbeiter /12/ untersuchten den Grenzschichtumschlag hinter einem Stolperdraht an der längs angeströmten Platte bei relativ großer Stolperdrahtrücklage gegenüber dem Staupunkt. Sie ermittelten, daß der Grenzschichtumschlag direkt hinter dem Stolperdraht erfolgt, sofern

$$\frac{u_k^* \cdot k}{\nu} \gg 15 \quad ; \quad k/\delta_{1k} \leq 0,7 \quad (1)$$

Fage und Preston /13/ führten Grenzschichtumschlagmessungen an einem Stromlinienkörper in einer Wasserströmung durch. Ihr Meßbereich schloß zu kleineren Stolperdrahtrücklagen hin an den durch die Versuche von Tani und Mitarbeitern /12/ abgedeckten Meßbereich an. Infolge der Formgebung ihres Versuchsmodells entstand ein Teil der Versuchsergebnisse bei Druckgradienten, die den am Kreiszylinder auftretenden ähnlich sind. Das von Fage und Preston erkannte Kriterium für einen Grenzschichtumschlag direkt hinter dem Stolperdraht bezieht die Grenzschichtgeschwindigkeit im Abstand des Stolperdrahtdurchmessers von der Wand ein und lautet

$$\frac{u_k^* \cdot k}{\nu} \gg 400 \quad ; \quad 0,7 \leq k/\delta_{1k} \leq 3,5 \quad (2)$$

Für Werte $k/\delta_2 \leq 4,56$ ist diese Beziehung identisch mit dem bei Schlichting /1/ als Ergebnis der Versuche von Fage und Preston /13/ angeführten Ausdruck

$$\frac{u_k^* \cdot k}{\nu} > 20 \quad ; \quad 0,7 \leq k/\delta_{1k} \leq 3,5 \quad (3)$$

bei Benutzung der für die Plattenströmung in diesem Bereich gültigen Näherung

$$\frac{u}{U} = 0,22 \, y/\delta_2 \quad ; \quad k/\delta_2 \leq 4,56 \quad (4)$$

Der bei den Versuchen sehr unterschiedliche Druckgradient findet in dem Kriterium keine Berücksichtigung.

Dryden /22/ ermittelte auf Grund einer Dimensionsbetrachtung, daß sich für konstanten Druck die Umschlag-Reynolds-Zahlen Re_{xu} für sämtliche Werte von x_k/k in der Auftragung als Funktion von k/δ_{1k} auf einem einzigen Kurvenzug anordnen lassen müssen, sofern der Grenzschichtumschlag hinter dem Stolperdraht erfolgt. Der Kurvenzug B - C in Abb. 1 hätte nach Dryden mit dem Abszissenmaßstab k/δ_{1k} universelle Gültigkeit. Für größere Turbulenzgrade der Anströmung verschiebt sich die natürliche Umschlag-Reynolds-Zahl zu kleineren Werten, der Stolperdraht beeinflusst den Umschlagpunkt (Bereich II in Abb. 1) erst bei größeren Werten von k/δ_{1k} . Die von Dryden vorgeschlagene Darstellung der Abhängigkeit der Umschlag-Reynolds-Zahl vom Verhältnis des Drahtdurchmessers zur Verdrängungsdicke am Ort des Stolperdrahtes wird durch Untersuchungen von Tani, Iuchi und Yamamoto /11/ und Feindt /14/ bis $k/D = 1,5$ durch Meßwerte belegt. Gerade aus den Messungen von Feindt werden aber auch die Grenzen der Drydenschen Darstellung sichtbar. Sie besitzt Gültigkeit, solange der Abstand zwischen Stolperdraht und Grenzschichtumschlagpunkt groß ist wie bei den Messungen von Tani, Iuchi und Yamamoto /11/. Durch die Drydensche Darstellung wird der Grenzschichtumschlag jedoch umso ungenauer wiedergegeben, je näher sich der Grenzschichtumschlagpunkt zum Stolperdraht hin verlagert. Unbefriedigend ist ferner, daß die Neigung des Kurvenabschnitts B-C im Bereich II der Abb. 1 nicht mit der Neigung des Kurvenzuges nach Dryden übereinstimmt. Dies weisen die Messungen von Feindt /14/ wie auch von Smith und Clutter /23/ aus.

Feindt /14/ untersuchte auch den Grenzschichtumschlag bei ver-

schieden schwachen Druckgradienten ($m \leq 0,1$). Sowohl für Druckanstieg wie Druckgefälle wurde von Feindt eine geringfügig kleinere Umschlag-Reynolds-Zahl ermittelt als für Gleichdruck. Diesem unerwarteten Ergebnis wird von Feindt selbst verringerte Aussagekraft beigemessen, da " die empfindlichen Umschlagmessungen leicht durch Nebeneinflüsse verfälscht sein konnten " (Feindt /14/). Dennoch deutet das Ergebnis auf einen nur geringen Einfluß des Druckgradienten auf den Grenzschichtumschlag hinter einem Stolperdraht hin.

Die jüngste Neuordnung der bisher an Stolperdrahtanordnungen durchgeführten Grenzschichtumschlagmessungen wird, untermauert durch eigene Meßergebnisse, in der schon zitierten Arbeit von Krämer /10/ mitgeteilt. Krämer formuliert als unteren Grenzwert für den voll wirksamen Stolperdraht bei Gleichdruck in Abhängigkeit von der Stolperdrahtrücklage x_k gegenüber dem vorderen Staupunkt zwei Gesetzmäßigkeiten.

Für kleine Stolperdrahtrücklagen gilt nach Krämer das von Fage und Preston unter Einbeziehung der Grenzschichtgeschwindigkeit u_k im Abstand des Stolperdrahtdurchmessers von der Wand ermittelte Kriterium

$$\frac{u_k \cdot k}{\nu} = 400 \quad ; \quad \frac{U \cdot x_k}{\nu} \leq 5 \cdot 10^5 \quad (5)$$

Für größere Stolperdrahtrücklagen ist nach Krämer ein Stolperdraht voll wirksam, wenn

$$\frac{U \cdot k}{\nu} = 900 \quad 5 \cdot 10^5 < \frac{U \cdot x_k}{\nu} < \frac{U \cdot x_0}{\nu} \quad (6)$$

Durch Gleichung (6) läßt sich der nach Dryden universell gültige Zusammenhang $U \cdot x_u / \nu = f(k / \delta_{1k})$ annähern.

Krämer /24/ veröffentlichte auch erstmals Meßergebnisse über den Grenzschichtumschlag hinter einem Stolperdraht am Kreiszylinder. Er ermittelte, daß der Grenzschichtumschlag direkt hinter dem Stolperdraht erfolgt, sofern

$$\frac{U_k \cdot k}{\nu} > 700 \quad 10^4 < \frac{U_k \cdot x_k}{\nu} < 10^5 \quad (7)$$

Danach ergeben sich für den durch einen Stolperdraht verursachten Grenzschichtumschlag am Kreiszyylinder und der Strömung bei Gleichdruck analog den Ergebnissen von Feindt nur unwesentlich voneinander abweichende Kriterien.

Nach einer Stabilitätsrechnung von Schlichting und Ulrich /25/ ist die kritische Reynolds-Zahl einer Staupunktsströmung, wie sie bei kleinen Umfangswinkeln am Kreiszyylinder verwirklicht ist, etwa um den Faktor 20 größer als bei der längsangeströmten Platte. Um so überraschender ist der geringe Einfluß des Druckgradienten auf den Grenzschichtumschlag, der von Krämer darauf zurückgeführt wird, daß in den Totwassergebieten vor und hinter dem Stolperdraht praktisch Gleichdruck herrscht.

Krämer beobachtete außerdem, daß für die Strömung bei Gleichdruck auch bei einem voll wirksamen Stolperdraht stets ein Abstand zwischen Stolperdraht und Umschlagpunkt in der Größenordnung

$$\frac{U_k \cdot (x_u - x_k)}{\nu} \approx 10^4 \quad (8)$$

bestehen bleibt.

Der Mechanismus des Grenzschichtumschlages hinter einem Stolperdraht wird in einer experimentellen Arbeit von Klebanoff und Tidstrom /40/ anhand einer Plattenströmung mit Blasiusprofil untersucht. Die Auswertung stromabwärts vom Stolperdraht gemessener Geschwindigkeitsprofile und Frequenzspektren führt die Autoren zu dem Schluß, daß im Falle des nach wiederanliegender Grenzschicht hinter dem Stolperdraht erfolgenden Grenzschichtumschlages der Umschlagmechanismus durch die Anwesenheit des Stolperdrahtes nicht verändert wird. Der Stolperdraht hat im Wesentlichen einen destabilisierenden Einfluß auf die Strömung in jenem Gebiet stromabwärts vom Stolperdraht,

in dem sich das durch den Stolperdraht veränderte Grenzschichtprofil wieder in das ursprüngliche Blasiusprofil umwandelt (recovery zone).

Die Literaturübersicht verdeutlicht, daß mit Ausnahme der Untersuchung von Klebanoff und Tidstrom /40/ das Bestreben der Autoren hauptsächlich darin lag, in Abhängigkeit von den Geometrieparametern eine Umschlag-Reynolds-Zahl zu ermitteln und daraus eine für den Anwender gut handhabbare Gesetzmäßigkeit zu formulieren. Der Mechanismus des Grenzschichtumschlages blieb dabei weitgehend unberücksichtigt. Die erkannten und in den Gleichungen (1) (7) dargelegten Gesetzmäßigkeiten sind als Grenzwerte zu betrachten, bei deren Erreichen der Grenzschichtumschlag mit Sicherheit erfolgt. Die Streuung und oft auch systematische Abweichung gemessener Umschlag-Reynolds-Zahlen von den nach Gleichung (1) (7) ermittelbaren ist erheblich. Für einen Vergleich der Meßergebnisse verschiedener Autoren kommt erschwerend hinzu, daß die Grenzschichtumschlagmessungen sehr empfindlich gegen Störungen sind, die durch unterschiedliche Versuchsbedingungen von außen in die Grenzschicht getragen werden. Auch wurden verschiedene Meßmethoden angewendet. Schließlich ist die eingangs erwähnte Definition des Umschlagpunktes als jenes Strömungszustandes, bei dem erstmals turbulente Spots zu beobachten sind, für einen statistischen Gesetzmäßigkeiten folgenden Prozeß nicht sehr glücklich. Auf diese Problematik wird in Abschnitt 7.3.1 näher eingegangen.

4. Abgrenzung des eigenen Versuchsprogramms

4.1 Überblick über das Meßvorhaben

Nachdem von verschiedenen Experimentatoren ein zunächst überraschend geringer Einfluß des Druckgradienten auf die Umschlag-Reynolds-Zahl ermittelt wurde, ist die Frage nach der Relaminarisierung der Grenzschicht als Folge des starken Druckabfalls auf der Vorderseite eines querangeströmten Zylinders für die

Anwendung des Stolperdrahtes bei Modellversuchen wie für den in der Einleitung angeführten praxisbezogenen Fall der Verbesserung des Wärmeüberganges durch Erzeugung turbulenter Grenzschichten von besonderer Bedeutung. Neben der Messung des Umschlagpunktes der Grenzschicht stand deshalb die Ermittlung der Bedingungen, unter denen die Grenzschicht bis zur Ablösung turbulent bleibt, im Vordergrund der Arbeit. Die Messung der Ablösezone der Grenzschicht vor und hinter dem Stolperdraht sowie der Änderung der Druckverteilung am Zylinderumfang sollen als ergänzende Details weiteren Einblick in die Zylinderumströmung unter Einwirkung eines Stolperdrahtes vermitteln und als Grundlagen für eine spätere Optimierung von Stolperdrahtanordnungen dienen. Daneben werden Frequenzspektren diskutiert, die mit Hilfe einer als Wandschubspannungsmeßgerät ausgebildeten Heißfilmsonde gemessen wurden.

4.2 Untersuchter Reynolds-Zahl-Bereich

Der durch die Versuche überdeckte Reynolds-Zahl-Bereich von $Re_{\infty} = 3 \cdot 10^4 \dots 1,7 \cdot 10^5$ ist zu großen Reynolds-Zahlen hin durch die Auslegung der Prüfstände begrenzt. Für $Re_{\infty} \leq 3 \cdot 10^4$ läßt sich ein Grenzschichtumschlag, der bis zur Grenzschichtablösung erhalten bleibt, erst bei relativ großen Stolperdrahtrücklagen erzwingen. Dadurch werden die Möglichkeiten für eine Leistungssteigerung von Wärmetauschern mit Hilfe von Stolperdrahtanordnungen zu kleineren Reynolds-Zahlen hin sehr geschmälert.

4.3 Wahl des Stolperdrahtquerschnitts

Der Stolperdraht mit kreisförmigem Querschnitt ist vermutlich nicht die optimale Form für einen Turbulenzerzeuger, er wurde für die hier mitgeteilten Messungen verwendet, um eine Vergleichsmöglichkeit mit Literaturangaben zu besitzen, die sich fast ausschließlich auf Untersuchungen mit Drähten kreisförmigen Querschnitts stützen.

4.4 Wahl der Stolperdrahtdurchmesser

Der Stolperdrahtdurchmesser mußte der vergleichsweise dünnen Grenzschicht des Kreiszylinders /1/, /26/ bei kleinen Umfangswinkeln angepaßt werden. Bei Umfangswinkeln bis $\varphi = 30^\circ$ beträgt die laminare Grenzschichtdicke an dem für die Versuche verwendeten Zylinder von 70 mm ϕ bei $Re_\infty = 3 \cdot 10^4$ etwa $\delta = 0,6$ mm und bei $Re_{oo} = 1,7 \cdot 10^5$ etwa $\delta = 0,25$ mm. Der Durchmesser der Stolperdrähte wurde mit 0,1 - 0,5 - 1,0 - 2,0 mm ϕ so gewählt, daß er kleiner, etwa gleich und deutlich größer als die Grenzschichtdicke war. Ein Verhältnis von Stolperdrahtdurchmesser / Verdrängungsdicke $k/\delta_{1k} \leq 1$, bei dem die meisten Untersuchungen an der längsangeströmten Platte durchgeführt wurden, konnte nur mit dem 0,1 mm dicken Draht bei größeren Umfangswinkeln erreicht werden.

5. Versuchsaufbau

5.1 Aufbau der verwendeten Freistrahlgwindkanäle

Die Untersuchungen mußten aus technischen Gründen an 2 verschiedenen Freistrahlgwindkanälen ähnlicher Größe durchgeführt werden, in denen jeweils ein Radialventilator mit stufenlos regelbarem Motorantrieb von maximal 30 kW Leistung die Luft förderte. Bei dem für die lokalen Messungen von statischem Druck und Wandschubspannung verwendeten Windkanal ist die Meßstrecke an die Druckseite des Gebläses angeschlossen. Zur Erzielung einer möglichst drall- und turbulenzarmen Strömung befindet sich zwischen Ventilator und Meßstrecke eine ca. 5 m lange Beruhigungsstrecke mit 3 Sieben und einem Gleichrichter, Abb. 2. Am Ende der Beruhigungsstrecke ist eine Übergangsdüse angeflanscht, in der sich der Querschnitt von dem runden der Beruhigungskammer auf den quadratischen der Meßstrecke verjüngt. Die Übergangsdüse wurde im Herrmann-Föttinger Institut für Strömungstechnik der T.U. Berlin /27/ entwickelt. Profilmessungen ergaben unabhängig von der

Reynolds-Zahl Abweichungen von der mittleren Geschwindigkeit von maximal $\pm 1,5\%$. Das Kontraktionsverhältnis von Düsen-eintritts- zu Düsenaustrittsfläche beträgt 3,14. In der Düsenmitte wurde mit einem Hitzdraht ein Turbulenzgrad von $Tu = 0,7\%$ ermittelt, in den Düsenecken war der Turbulenzgrad dagegen beträchtlich höher. Der Anteil der Gebiete mit höherem Turbulenzgrad ist jedoch in Bezug zur gesamten Düsenaustrittsfläche $< 5\%$.

Ein Großteil der Frequenzmessungen wurde hingegen mit einem Windkanal durchgeführt, bei dem die Meßstrecke vor der Saugseite angeordnet ist (Abb. 3). Zur Unterdrückung des die Frequenzmessungen eventuell beeinflussenden und vom Ventilatorlaufrad erzeugten Drehklanges wurde das serienmäßige Radialrad mit 6 Schaufeln gegen einen Trommelläufer ausgetauscht. Eine dem Querschnitt der Meßstrecke entsprechende quadratische Einlaufdüse sorgt für ein ebenes Geschwindigkeitsprofil mit maximalen Abweichungen von $\pm 1,5\%$ vom Mittelwert. In Abb. 4 ist das linearisierte Hitzdrahtsignal einer Profilmessung über den Meßquerschnitt bei einer Geschwindigkeit von $U_{\infty} = 25 \text{ m/s}$ aufgezeichnet. Der Turbulenzgrad der Strömung beträgt $Tu = 0,3\%$.

5.2 Aufbau der Meßstrecke (Abb. 5)

In einem aus 10 mm dicken Spanplatten aufgebauten Kasten quadratischen Querschnitts mit 490 mm Kantenlänge wurde 400 mm hinter den oben beschriebenen Einlauf- oder Übergangsdüsen ein Kupferzylinder von 70 mm ϕ quer zur Strömungsrichtung angeordnet. Die Oberfläche des Zylinders wurde poliert, um einen möglichen Rauigkeitseinfluß auf die kritische Reynolds-Zahl zu verringern. Der Zylinder war drehbar in Gleitbuchsen gelagert, in die in Abständen von 15° Umfangswinkel Nuten von 3 mm Breite und Tiefe gefräst waren. Mittels dieser Nuten wurden die Stolperdrähte, die an ihren Enden mit Paßstücken von 3 mm $\square$ versehen waren, über

die Zylinderlänge gespannt. Die Stolperdrähte blieben damit ortsfest im Gegensatz zu dem drehbaren Zylinder. Es wurde große Sorgfalt darauf verwandt zu gewährleisten, daß die Stolperdrähte bei jeder Drehlage des Zylinders sicher auf dessen Oberfläche auflagen. Zur Erhöhung der Steifigkeit der Meßstrecke wurden die Gleitlagerbuchsen des Zylinders von einem den Holzkasten umschließenden Stahlrahmen aus U-Profilen aufgenommen. Kontrollversuche mit einem auf den Zylinder aufgeklebten Stolperdraht führten zu den gleichen Meßergebnissen wie für einen in der oben beschriebenen Art eingespannten Stolperdraht. Zur Vermeidung einer unsymmetrischen Umströmung des Zylinders wurden die Stolperdrähte stets paarweise angebracht. Auf einer Mantellinie des Zylinders waren bei halber Zylinderlänge in Abständen von ca. 7 mm zueinander ein Oberflächenzaun, eine Druckbohrung und eine Heißfilmsonde in die Zylinderoberfläche eingebaut. Für lokale Messungen wurde der Zylinder mit Hilfe eines schnell und exakt abbremsbaren Elektromotors gedreht. Eine gradweise Winkelverstellung war damit ohne weiteres möglich. Gemessen wurde die Winkelverstellung mit einem Ringpotentiometer, das über 358° eine gute Linearität aufwies.

Mit dieser Meßanordnung wurden bei einer festen Stolperdrahtanordnung statischer Druck und Wandschubspannung über den ganzen Zylinderumfang in Abständen von 5° Umfangswinkel, an interessierenden Stellen in der Umgebung des Stolperdrahtes auch gradweise, gemessen.

6. Meßtechnik

6.1 Anströmgeschwindigkeit U_∞

Bei dem saugseitig betriebenen Freistrahlskanal erfolgte die Bestimmung der Anströmgeschwindigkeit aus der Messung der Differenz des statischen Druckes zwischen der ruhenden Umgebungsluft und 4 durch eine Ringleitung verbundene Druckanbohrungen in der Meßstrecke unmittelbar hinter der Einlauf-

düse. Im Fall der druckseitig angeordneten Meßstrecke wurde die Anströmgeschwindigkeit mit Hilfe eines Prandtl-Rohres bestimmt, das unmittelbar hinter der Übergangsdüse angeordnet war. Um eine Beeinflussung der Zylinderumströmung zu vermeiden, ragte es nur bis $1/4$ der Kastenhöhe in den Meßquerschnitt. Die Druckanzeige erfolgte jeweils über ein Betz-Manometer. Eine Kontrollmöglichkeit für die Geschwindigkeitsmessung war durch die Staudruckmessung im vorderen Staupunkt des Meßzylinders gegeben.

6.2 Statischer Druck am Zylinderumfang

Für die Ermittlung des statischen Druckes bei verschiedenen Umfangswinkeln wurde der Zylinder mit einer Bohrung von 0,5 mm Durchmesser senkrecht zur Oberfläche versehen. Der zu einem Umfangswinkel gehörende statische Druck p_φ wurde in Differenz zu p_∞ , dem statischen Druck vor dem Zylinder, gemessen. Als Anzeigeinstrument diente ein mit einer Quarzbourdonröhre versehenes Gerät der Firma Texas Instruments. Die Bourdonfeder bietet infolge kleiner Volumenänderung beim Messen den Vorteil kurzer Ansprechzeiten. Die Auflösung der verwendeten Röhre beträgt ungefähr $1/10 \text{ N/m}^2$. Für die dimensionslose Auftragung wurde die gemessene Druckdifferenz mit dem Staudruck $\frac{\rho}{2} \cdot U_\infty^2$ normiert.

$$P = \frac{p_\varphi - p_\infty}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2} = \frac{p_\varphi - p_\infty}{p_{\varphi=\phi} - p_\infty} \quad (9)$$

6.3 Wandschubspannung

Die Wandschubspannung der laminaren Grenzschicht auf der angeströmten Zylinderhälfte wurde in Anlehnung an ein von Achenbach /28/ für den Kreiszylinder eingeführtes und weiter unten beschriebenes Eichverfahren mit einem Oberflächenzaun gemessen. Die Wandschubspannungsmessung mit Hilfe des Ober-

flächenzaunes basiert auf einer Druckmessung vor und hinter einer in die Zylinderoberfläche eingebetteten, quer zur Strömungsrichtung angeordneten und nur wenige Hundertstel Millimeter in die Grenzschicht hineinragenden Schneide. Der Oberflächenzaun besitzt für Messungen am Kreiszyylinder den großen Vorteil, daß infolge der nahezu beliebig geringen Höhe der Schneide in sehr dünnen Grenzschichten gemessen werden kann und keine Messung des statischen Druckes erforderlich ist. Das Meßsignal ist vergleichsweise groß gegenüber dem beispielsweise mit einem Stanton-Rohr erzielbaren. Für die hier zu beschreibenden Messungen war es weiterhin von Wichtigkeit, daß eine Umkehr der Strömungsrichtung einen Vorzeichenwechsel des Meßsignals bewirkt. Die einmal eingebaute Sonde mußte wegen ihrer geringen Abmessungen in der Zylinderoberfläche geeicht werden. Hierzu wurde die Wandschubspannungsverteilung in der Umgebung des vorderen Staupunktes mit Hilfe der Blasius-Reihe /1/ berechnet. Für den notwendigen Geschwindigkeitsansatz wurde die über die Messung der Druckverteilung ermittelte Geschwindigkeitsverteilung durch ein Polynom 5. Grades angenähert. Für das Verhältnis der am Grenzschichtzaun gemessenen Druckdifferenz zur Wandschubspannung gilt nach einer von Rechenberg /29/ durchgeführten Dimensionsanalyse bei Vernachlässigung eines Einflusses der Mach-Zahl die Beziehung

$$\frac{\Delta p_{\text{Zaun}}}{\tau_0} = f \left(\frac{\Delta p_{\text{Zaun}} \cdot h^2 \cdot \varphi}{\eta^2} \right) \quad (10)$$

h = Schneidenhöhe

Diese Auftragung wurde deshalb für die Eichkurve des Oberflächenzaunes als Wandschubspannungssonde gewählt. Für die Eichung wurden Wertepaare von gemessener Druckdifferenz am Oberflächenzaun Δp und berechneter Wandschubspannung τ_0 bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten und Umfangswinkeln $5^\circ \leq \varphi \leq 40^\circ$ herangezogen. Für die Eichung auch bei größeren Umfangswinkeln wären weitere Reihenglieder im Geschwindigkeitsansatz nötig. Zur Darstellung der Wandschub-

spannung wurden die Meßwerte mit ϱU_{∞}^2 dimensionslos gemacht und mit $Re^{0,5}$ normiert.

$$T = \frac{\tau_o}{\varrho U_{\infty}^2} \cdot \sqrt{Re_{\infty}} \quad (11)$$

Die Normierung der Wandschubspannung bietet sich an, da wegen der Proportionalität zwischen Wandschubspannung und Grenzschichtdicke

$$\tau_o = \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_o \sim \eta \frac{u}{\delta} \quad (12)$$

und bei laminarer Grenzschicht, wegen

$$\delta \sim \frac{1}{\sqrt{Re_{\infty}}} \quad (13)$$

die normierte Wandschubspannung auch für den Kreiszylinder über einen weiten Bereich unabhängig von der Reynolds-Zahl wird.

Gemessen wurde die Druckdifferenz an der Schneide des Oberflächenzaunes mit dem beschriebenen Druckmeßgerät der Firma Texas Instruments.

Eine zweite Möglichkeit für die Bestimmung der Wandschubspannung bot bei dem gegebenen Meßaufbau die Auswertung des Heißfilmsondensignals. Die Sonde, hergestellt von der Firma DISA, besteht aus einem extrem dünnen Nickelfilm von $0,15 \cdot 0,75 \text{ mm}^2$, der mit Hilfe eines Zerstäubungsverfahrens auf das plane Ende eines Quarzstabes von $2,1 \text{ mm } \phi$ aufgebracht wurde und durch eine $0,5 \text{ }\mu\text{m}$ dicke Quarzschicht gegen Beschädigungen geschützt ist. Die Sonde wurde wandbündig in die Zylinderoberfläche eingebettet und an ein Konstant-Temperatur-Anemometer angeschlossen.

Die Möglichkeit zur Bestimmung der Wandschubspannung bei laminarer wie auch bei turbulenter Grenzschicht mit Hilfe eines solchen in die Körperwand eingebetteten beheizten

Elements basiert auf der Beziehung zwischen Wärmeübergang und Reibungswiderstand, für laminare Grenzschichten bekannt als Reynolds'sche Analogie in der allgemeinen Form

$$\text{Nu} = \frac{\tau_o}{\int U_\infty^2} \cdot \text{Re} \cdot f\left(\frac{x}{l}, \text{Pr}\right) \quad (14)$$

Ist das beheizte Element, wie hier angenommen werden darf, so klein, daß die Strömungsgrenzschicht durch die sich über der Heißfilmsonde ausbildende Temperaturgrenzschicht nahezu unbeeinflusst bleibt, so läßt sich die Gesetzmäßigkeit zwischen Wärmeübergang und Reibungswiderstand annähern durch den Grenzfall für $\text{Pr} \rightarrow \infty$. Der Einfluß der Temperaturleitfähigkeit tritt gegenüber dem Zähigkeitseinfluß auf die Ausbildung der Grenzschicht stark zurück. Von Leveque /32/ ist die Energiegleichung für $\text{Pr} \rightarrow \infty$ unter der Annahme gelöst worden, daß die Temperaturgrenzschicht innerhalb des Bereiches der Strömungsgrenzschicht liegt, in dem die Geschwindigkeit noch linear mit dem Wandabstand wächst.

Die Lösung lautet

$$\text{Nu}_x = 0,5384 \cdot x \cdot \left(\frac{\int \rho_r}{\eta^2}\right)^{1/3} \cdot \tau_o \cdot \left(\int_{x_0}^x \tau_o dx\right)^{-1/3} \quad (15)$$

$x - x_0 = \text{Erstreckung der Heißfilmsonde}$

Mit den sicher zulässigen Annahmen konstanter Wandschubspannung über die Erstreckung der Heißfilmsonde und vernachlässigbaren Einflusses des Druckgradienten ergibt sich

$$\text{Nu}_x = 0,5384 \frac{x^{2/3} \cdot \tau_o^{1/3} \cdot \rho_r^{1/3} \cdot \int^{1/3}}{\eta^{2/3}} \quad (16)$$

oder

$$\text{Nu}_x = 0,5384 \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Re}_u^{2/3}$$

Zum gleichen Ergebnis, nur mit dem Zahlenfaktor 0,606 anstelle von 0,5384 gelangen auch Bellhouse & Schultz /33/ bei einer

Untersuchung über die Anwendbarkeit einer Heißfilmsonde als Wandschubspannungsmeßgerät.

Unter der Voraussetzung, daß die thermische Grenzschicht dünner als die zähe Unterschicht ist, gelten in turbulenter Grenzschicht die gleichen Gesetzmäßigkeiten für die Heißfilmsonde als Wandschubspannungsmeßgerät wie in laminarer Grenzschicht. Dies wurde durch Kontrollversuche von Ludwig /34/ und Bellhouse & Schultz /33/ demonstriert. Eine während der eigenen Untersuchungen ermittelte Eichkurve für die Heißfilmsonde ist in Abb. 7a dargestellt. Aufgetragen ist analog zu der oben ermittelten Beziehung zwischen dimensionsloser Wärmeübergangszahl und Wandschubspannung

$$\frac{V^2}{R \cdot \Delta T} = f(\tau_o^{1/3}) \quad (17)$$

V bezeichnet die am Konstant-Temperatur-Anemometer abgelesene Spannung, R den Arbeitswiderstand der Heißfilmsonde und ΔT die Differenz zwischen Heißfilmsonden- und Umgebungstemperatur. Auf der linken Seite der Gleichung steht somit die Nusselt-Zahl dividiert durch eine Heißfilmsondenabmessung. Die für die Eichung notwendige Wandschubspannung wurde wie bei der Eichung des Oberflächenzaunes mit Hilfe der Blasius-Reihe aus der am Zylinder gemessenen Druckverteilung ermittelt.

Der Verlauf der Eichkurve bestätigt die Gültigkeit der aus der Integration der Wärmestromgleichung abgeleiteten Beziehung.

Nachteilig für die Verwendung der Heißfilmsonde als Wandschubspannungsmeßgerät wirkte sich die Tatsache aus, daß die verwendeten Freistrahllwindkanäle nicht temperaturstabilisiert waren. Die Handhabung des Oberflächenzaunes erwies sich hier als unproblematischer. Die im folgenden mitgeteilten Wandschubspannungsverteilungen beruhen deshalb alle auf Messungen mit dem Oberflächenzaun. Hinzu kommt, daß die verschiedenen Ablösepunkte der Grenzschicht nur mit dem Oberflächenzaun mit

der bei diesen Messungen erforderlichen Genauigkeit ermittelt werden konnten. Das gilt insbesondere für die Ablösung und das Wiederanliegen turbulenter Grenzschicht.

6.4 Bestimmung des Grenzschichtumschlagpunktes

Der Umschlag vom laminaren in den turbulenten Strömungszustand einer Grenzschicht erfolgt nicht schlagartig, sondern erstreckt sich über einen größeren Reynolds-Zahl-Bereich. Die Ausdehnung dieses Bereiches ist vom Maß der Anfachung abhängig, die eine in die Grenzschicht eingeleitete Störung erfährt. Da die Instabilität einer Grenzschicht sich allgemein nur auf Störungen innerhalb eines bestimmten Frequenz- und Wellenlängenbereiches erstreckt, wird der Umschlag um so schneller vonstatten gehen, je besser Frequenz und Wellenlänge der eingeleiteten Störung dem für die Grenzschicht charakteristischen Instabilitätsbereich entsprechen. Durch die Ausdehnung des Grenzschichtumschlages über einen größeren Reynolds-Zahl-Bereich wird die Festlegung eines "Grenzschichtumschlagpunktes" erschwert. Allgemein versucht man das erstmalige Auftreten von Turbulenzausbrüchen zu erfassen und bezeichnet die zugehörige Reynolds-Zahl als Umschlag-Reynolds-Zahl /3/, /13/, /23/. Es ist dies sicher keine sehr glückliche Definition für einen statistischen Gesetzmäßigkeiten unterworfenen Prozeß. Sie erklärt vielleicht die zum Teil erhebliche Streuung der Meßergebnisse der verschiedenen Autoren bei der Bestimmung der Umschlag-Reynolds-Zahl.

Übliche Methoden zur Beobachtung des Turbulenzeinsatzpunktes in Luftströmungen sind die Verwendung eines Stanton-Rohres in Verbindung mit einem Stethoskop als Stau-Hörrohr /23/, die Beobachtung des Wechsellspannungsanteils eines Hitzdrahtsignals auf dem Oszillographen und, über die Aufzeichnung einer Stanton-Rohr-Messung, die Ermittlung des Beginns der Änderung des Grenzschichtprofils. Die letztgenannte, von Feindt /14/ und Tani /11/ angewandte Methode gestattet noch am ehesten eine allgemein gültige Definition des Grenzschichtumschlagpunktes.

Für seine Untersuchungen an zweidimensionalen Einzelrauigkeiten definierte Feindt den Umschlagpunkt als Schnittpunkt der Tangenten der Kurven $\text{Staudruck} = f(\text{Re}_x)$, gelegt an den letzten Punkt mit rein laminarer Grenzschicht und an den Punkt des stärksten Anstiegs der Kurve im Übergangsbereich. Wegen der äußerst dünnen Grenzschichten am Kreiszylinder mußte das letztgenannte Verfahren für die hier zu beschreibenden Untersuchungen jedoch ausscheiden. Es wurde deshalb die schon beschriebene Heißfilmsonde als Indikator für Turbulenz der Grenzschicht benutzt und das Einsetzen der Turbulenz auf dem Oszillographen verfolgt.

Zur Kontrolle, welchem Intermittenzgrad das mit dem Auge beobachtete " erste Auftreten turbulenter Spots " entspricht, wurde für einige Stolperdrahtanordnungen der Intermittenzgrad in der Grenzschicht anhand von Lichtlinienschriften des Heißfilmsondensignals als Funktion der Reynolds-Zahl Re_∞ ermittelt.

6.5 Frequenzmessungen

Mit Hilfe der beschriebenen Heißfilmsonde war unter den gegebenen Strömungsbedingungen die Messung von Frequenzspektren bis zu Frequenzen von ca. 10 kHz ohne nennenswerten Amplitudenabfall möglich. Das Hitzdrahtsignal wurde einem Frequenzanalysator mit frequenzabhängiger Bandbreite oder einem Terzfilter zugeleitet und anschließend mit Hilfe eines Pegelschreibers registriert. Verwendet wurden Geräte der Firma Bruel & Kjaer.

7. Meßergebnisse

7.1 Änderung von statischem Druck und Wandschubspannung unter dem Einfluß eines Stolperdrahtes

7.1.1 Messungen am glatten Einzelzylinder

Vor Beginn der Untersuchungen an Stolperdrahtanordnungen wurden die verschiedenen in den Zylinder eingebauten Sonden und auch die Zuströmbedingungen durch Kontrollmessungen am glatten Einzelzylinder überprüft und mit den von Achenbach /28/ ermittelten Werten verglichen. Die Überprüfung erfolgte für

$$Re_{\infty} = 3,3 \cdot 10^4; 5 \cdot 10^4; 10^5; 1,7 \cdot 10^5$$

den Strömungszuständen, bei denen auch die Untersuchungen an Stolperdrahtanordnungen durchgeführt wurden. Dabei ergaben sich für alle Reynolds-Zahlen $Re_{\infty} \leq 10^5$ eine nahezu identische Druckverteilung, während sich das Maximum der nach Gl. (11) dimensionslos gemachten Wandschubspannung und der Ablösungswinkel der Grenzschicht wie folgt verlagerten:

Re_{∞}	$3,3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^5$
$\left(\frac{\tau_0 \sqrt{Re_{\infty}}}{\rho \cdot U_{\infty}^2} \right)_{max}$	2,6	2,8
$\varphi_{Ablösung}$	76	78

Für die größte untersuchte Reynolds-Zahl von $Re_{\infty} = 1,7 \cdot 10^5$ machte sich bereits die Annäherung an die Umschlag-Reynolds-Zahl bemerkbar, bei der die Grenzschicht nach ihrer laminaren Ablösung turbulent wieder anliegt, bevor sie bei einem Umfangswinkel von $\varphi \approx 140^\circ$ endgültig ablöst. In Abb. 6 sind Wandschubspannung und statischer Druck in der in Abschnitt 6.2 erläuterten dimensionslosen Form als Funktion des Umfangswinkels für $Re_{\infty} = 1,1 \cdot 10^5$ und $Re_{\infty} = 1,7 \cdot 10^5$ aufgetragen. Verglichen wird mit Werten von Achenbach /28/ für $Re_{\infty} = 10^5$ und $Re_{\infty} = 2,1 \cdot 10^5$. Die Unterschiede in der Druckverteilung

beziehen sich auf das Druckminimum und den Druckrückgewinn im Heck. Beides kann auf das unterschiedliche Verhältnis von Zylinderlänge zu Zylinderdurchmesser ($L/D = 7$ gegenüber $L/D = 3,3$ bei Achenbach) zurückzuführen sein. Hinzu kommt, daß für den Vergleich zwischen $Re_{\infty} = 1,7 \cdot 10^5$ und $Re_{\infty} = 2,1 \cdot 10^5$ die auch aus der Wandschubspannungsverteilung ersichtliche starke Verschiebung des Grenzschichtablösepunktes zu berücksichtigen ist.

Aus der Druckverteilung wurde mit Hilfe der für reibungsfreie und inkompressible stationäre Strömung gültigen Beziehung

$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} = -U \frac{dU}{dx}$ die Geschwindigkeit $U(x/D)$ entlang der Zylinderkontur bis zum Grenzschichtablösepunkt ermittelt. Sie ist in Abb. 7 für verschiedene Reynolds-Zahlen aufgetragen. Entsprechend den für die Druckverteilung ermittelten Werten weicht nur die für $Re = 1,7 \cdot 10^5$ gemessene Geschwindigkeit bei $\varphi > 45^\circ$ von dem für die kleineren Anströmgeschwindigkeiten erhaltenen Kurvenverlauf ab. Die Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht ist wesentlich für die Beschreibung einer Stolperdrahtanordnung. Die Auswertung der Meßergebnisse erfolgte mit den in Abb. 7 dargestellten Werten. Die gleichfalls für die Auswertung benötigten Grenzschichtdicken δ_1 und δ_2 wurden nach Angaben von Achenbach /26/ berechnet, die in Staupunktnähe um $\pm 5\%$, bei größeren Umfangswinkeln um $\pm 5\%$ von den von Schönauer mit einer potentialtheoretischen Druckverteilung ermittelten Grenzschichtdicken abwichen. Achenbach benutzte experimentell bestimmte Werte von Wandschubspannung $\tau_o(x)$ und $U(x)$, um mit Hilfe des Impulssatzes der stationären, zweidimensionalen, inkompressiblen Grenzschicht

$$\frac{d\delta_2}{dx} + (H_{12} + 2) \cdot \frac{\delta_2}{U} \cdot \frac{dU}{dx} = \frac{\tau_o}{\rho U^2} \quad (18)$$

die Impulsverlustdicke zu bestimmen. Für den unbekannten Wert des Formparameters H_{12} wurde zunächst ein konstanter Wert eingesetzt und nach Ermittlung der oben erwähnten guten Überein-

stimmung mit den Rechnungen Schönauers dessen Funktion $H_{12} = f(x/x_{\text{Ablösung}})$ übernommen.

7.1.2 Überblick über die Änderungen von Druck und Wandschubspannung unter dem Einfluß eines Stolperdrahtes

Zur Erläuterung der Wirkung eines Stolperdrahtes auf die Umströmung eines Kreiszylinders sind in Abb. 8 statischer Druck und Wandschubspannung als Funktion des Umfangswinkels für eine Stolperdrahtanordnung mit $k = 0,5 \text{ mm } \phi$ ($k/D = 7 \cdot 10^{-3}$) und $\varphi_k = 45^\circ$ für $Re_\infty = 1,1 \cdot 10^5$ dargestellt. Zum Vergleich sind die bei gleicher Reynolds-Zahl am glatten Einzelzylinder gewonnenen Ergebnisse und die entsprechenden Verteilungen für eine gerade überkritische Zylinderumströmung bei $Re_\infty = 3,6 \cdot 10^6$ nach Achenbach /28/ miteingezeichnet. Messungen zur Druckverteilung um den querangeströmten glatten Zylinder bis zu $Re_\infty = 1,7 \cdot 10^7$ von Jones, Cincotta und Walker /41/ zeigen, daß die Grenze zur überkritischen Zylinderumströmung bei $Re_\infty \approx 3 \cdot 10^6$ liegt, gekennzeichnet durch das Verschwinden der Ablöseblase.

Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß Geschwindigkeitsverteilung und Wandschubspannung stromaufwärts vom Stolperdraht unbeeinflusst bleiben. Erst ca. $\varphi_k - \varphi = 6^\circ$ vor dem Hindernis nimmt die Geschwindigkeit ab und die Wandschubspannung wird unmittelbar vor dem Stolperdraht sogar negativ. Das deutet auf einen auch zu erwartenden Wirbel hin. Beim Unterfahren des Stolperdrahtes mit den Sonden wird der Stolperdraht von der Zylinderoberfläche abgehoben, um eine Beschädigung der Sonden zu verhindern. Dies ist die Ursache für das Maximum im Kurvenverlauf der Wandschubspannung am Ort des Stolperdrahtes. Dieses Maximum wurde bei der Darstellung der Wandschubspannungsverteilung im Diagramm belassen, da es die genaue Lage des Stolperdrahtes signalisiert. Unmittelbar nach dem Wiederaufliegen des Drahtes auf der Zylinderoberfläche beobachtet man bei $\varphi = 49^\circ$ einen Anstieg des Wandschub-

spannungssignal als Hinweis auf einen Eckenwirbel. Für größere Drahtdurchmesser wurden auch positive Grenzschnittzaunsignale registriert. Die Ablösezone erstreckt sich bei dieser Stolperdrahtanordnung bis $\varphi_R = 53^\circ$. Für die unmittelbare Umgebung des Stolperdrahtes läßt sich daraus das in Abb. 8 gleichfalls skizzierte Strömungsbild entwerfen.

Aus der Druckverteilung ist das Wiederaanliegen der Grenzschicht durch Erreichen eines relativen Maximums hinter dem Stolperdraht ersichtlich. Nach ihrem Wiederaanliegen ist die Grenzschicht turbulent. Das wird unabhängig von der Heißfilmsondenmessung für die Druckverteilung durch die Verschiebung des Druckminimums von $\varphi = 70^\circ$ nach $\varphi = 80^\circ$ und die Größe des Druckminimums sichtbar, die der einer überkritischen Zylinderumströmung nahekommt. Für die Wandschubspannung kann bei turbulenter Grenzschicht hier wie auch bei Achenbach /28/ kein Absolutwert mehr angegeben werden. Die Größe des Maximums, verglichen mit dem für laminare Grenzschicht geltenden Wert, ist aber auch hier eindeutiger Indikator für die Existenz einer turbulenten Grenzschicht. Der Ablösepunkt der Grenzschicht ist mit $\varphi = 92^\circ$ gegenüber $\varphi = 78^\circ$ beim glatten Zylinder und gleicher Reynolds-Zahl deutlich stromabwärts verschoben. Daß sich eine solche Stolperdrahtströmung jedoch noch deutlich von einer durch natürlichen Grenzschichtumschlag herbeigeführten überkritischen Zylinderumströmung unterscheidet, wird bei Vergleich der Wandschubspannungsverteilungen mit der von Achenbach bei $Re = 3,6 \cdot 10^6$ ermittelten deutlich. Das beginnt damit, daß sich unter- und überkritische Zylinderumströmung hinsichtlich Wandschubspannungs- und Druckverteilung schon vor dem Grenzschichtumschlag unterscheiden, der für $Re_\infty = 3,6 \cdot 10^6$ offensichtlich bei $\varphi = 47^\circ$ erfolgt. Wesentlicher aber sind die Unterschiede dort, wo man beide Grenzschichten als turbulent betrachten kann. Ist der erreichte Maximalwert der Wandschubspannung für beide Fälle noch annähernd gleich, so nimmt die Wandschubspannung für den Zylinder mit Stolperdraht schon bei kleineren Umfangswinkeln als für die überkritische Zylinderumströmung ab und entsprechend liegt auch der Ablösewinkel der Grenzschicht bei einem kleineren Umfangswinkel. Bleibt die

zunächst nicht zu erwartende Tatsache des nahezu gleichen Druckrückgewinns für beide Zylinderumströmungen.

Eine Erklärung dafür könnte folgende Beobachtung liefern. Für den glatten Zylinder bei $Re_{\infty} = 1,1 \cdot 10^5$ ist das Oberflächenzaunsignal stromabwärts vom Ablösepunkt der Grenzschicht relativ klein und konstant. Andererseits ist auch der Druckrückgewinn stromabwärts vom Ablösepunkt nur geringfügig. Eine ähnliche Beobachtung macht man unter Berücksichtigung der geänderten Umströmungsverhältnisse auch für den glatten Zylinder bei $Re_{\infty} = 3,6 \cdot 10^6$. Für den mit dem Stolperdraht versehenen Zylinder wird durch das Wandschubspannungssignal unmittelbar stromabwärts vom Ablösepunkt ein Rückströmgebiet mit relativ großer Rückströmgeschwindigkeit angezeigt. Bei $\varphi = 115^\circ$, dem Ablösepunkt der Grenzschicht des glatten Zylinders für $Re_{\infty} = 3,6 \cdot 10^6$, ist die Wandschubspannung dann auch für den Zylinder mit Stolperdraht nahezu Null. Für Umfangswinkel $\varphi > 115^\circ$ bleibt aber auch der statische Druck im Heck des Zylinders mit Stolperdraht konstant. Offensichtlich folgt die Strömung auch nach ihrer Ablösung von der Zylinderoberfläche noch ungefähr der Zylinderkontur bis über den mit dem Oberflächenzaun erfaßten, in seiner Ausdehnung senkrecht zur Zylinderoberfläche sehr kleinen und intensiven Wirbel hinaus, so daß sich für die Umgebung des Ablösepunktes der Zylinderumströmung mit Stolperdraht das in Abb. 8 skizzierte Strömungsbild entwerfen läßt. Ein ähnliches Bild bezüglich des Verlaufs von Wandschubspannung und Druckverteilung ergibt sich nach Messungen von Achenbach auch für den glatten Einzelzylinder in jenem Reynolds-Zahl-Bereich, in dem der charakteristische starke Abfall des Widerstandsbeiwertes zu beobachten ist. Anders als beim glatten Zylinder läßt sich bei weiterer Steigerung der Reynolds-Zahl ein Wiederanliegen der bereits abgelösten Grenzschicht mit dem bis nahezu $\varphi = 150^\circ$ verschobenen endgültigen Grenzschichtablösepunkt nur undeutlich ausmachen. Mit einer Stolperdrahtanordnung gelang eine Verschiebung des Grenzschichtablösepunktes auf maximal ca. $\varphi = 110^\circ$.

In den folgenden Abschnitten werden die unter dem Einfluß der variierten Parameter aufgetretenen Änderungen der Zylinderumströmung beschrieben und die Tendenz ihrer Wirkung dargelegt. Eine quantitative Auswertung der Ergebnisse wie auch die Angabe eines Kriteriums für den Grenzschichtumschlag erfolgt in einem gesonderten Kapitel.

7.1.3 Einfluß der Reynolds-Zahl

Eine Variation der Reynolds-Zahl ist bei den hier beschriebenen Untersuchungen identisch mit einer Änderung der Anströmgeschwindigkeit. Eine Vergrößerung der Anströmgeschwindigkeit muß bei fester Stolperdrahtanordnung fördernd auf den Grenzschichtumschlag wirken, da gleichzeitig das Verhältnis von Drahtdurchmesser zu Grenzschichtdicke und damit die Störwirkung auf die Grenzschicht wächst. In Abb. 9 sind Druck- und Wandschubspannungsverteilung für verschiedene Reynolds-Zahlen dargestellt, für die die Grenzschicht nach ihrem Wiederanliegen in allen Fällen turbulent ist. Ein Stolperdraht von 1 mm ϕ ($k/D = 1,4 \cdot 10^{-2}$) wurde bei $\varphi_k = 45^\circ$ angebracht. Für die kleinste untersuchte Reynolds-Zahl von $Re_\infty = 3,3 \cdot 10^4$ ist $k/\delta \approx 1,4$, für den größten Wert von $Re_\infty = 1,7 \cdot 10^5$ ist $k/\delta \approx 3,3$.

Für alle Reynolds-Zahlen $Re_\infty \gg 5 \cdot 10^4$ sind Wandschubspannungs- und Druckverteilung jeweils sehr ähnlich. Lage und Größe des Druckminimums sind gleich und auch das mit dem Oberflächenzaun ermittelte Maximum der Wandschubspannung hinter dem Stolperdraht ist ungefähr gleich groß. Unterschiede bestehen hinsichtlich der Erstreckung des Totwassergebietes hinter dem Stolperdraht und dem Weg entlang der Zylinderkontur, über den die Grenzschicht nach ihrem Wiederanliegen hinter dem Stolperdraht bis zur endgültigen Ablösung zu folgen vermag. Die quantitative Auswertung der Totwassererstreckung erfolgt in einem späteren Abschnitt. Die Abhängigkeit des Grenzschichtablösewinkels von der Reynolds-Zahl deutet auf den schon in Abschnitt 7.2.1 angemerkten Unterschied zwischen der überkriti-

schen Umströmung des glatten Zylinders und einer mittels Stolperdraht erzwungenen turbulenten Zylinderumströmung hin. Der Ablösewinkel für eine durch natürlichen Umschlag entstandene turbulente Grenzschicht ist annähernd konstant /28/. Eine Verschiebung des Grenzschichtablösepunktes in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl erfolgt beim glatten Zylinder nur bei laminarer Ablösung kurz vor Erreichen der kritischen Reynolds-Zahl, bei der die laminar abgelöste Grenzschicht turbulent wieder anliegt. Bei der in Abb. 9 betrachteten Zylinderumströmung mit Stolperdraht ist die Grenzschicht für $Re_{\infty} \geq 5,6 \cdot 10^4$ jedoch nachweisbar bis zur Ablösung turbulent. Die Verlagerung des Grenzschichtablösepunktes stromabwärts mit zunehmender Reynolds-Zahl weist darauf hin, daß die damit wegen zunehmendem k/δ verbundene relativ wachsende Störung der Grenzschicht ohne Einfluß auf den Grenzschichtablösepunkt bleibt. Dagegen ermöglicht offenbar die mit größerer Reynolds-Zahl verringerte Totwassererstreckung in Zusammenhang mit dem intensiveren Queraustausch innerhalb der Grenzschicht eine weitergehende Angleichung des Grenzschichtprofils an das aus dem natürlichen Grenzschichtumschlag resultierende.

Die Druck- und Wandschubspannungsverteilung für $Re_{\infty} = 3,3 \cdot 10^4$ weicht deutlich von den bisher diskutierten Kurvenverläufen für $Re_{\infty} \geq 5,6 \cdot 10^4$, Abb. 9 ab. Das Minimum des statischen Druckes liegt zwar wie für größere Reynolds-Zahlen bei $\varphi = 80^\circ$ und der Druckrückgewinn ist durch den um ca. 5° verschobenen Ablösepunkt geringfügig größer als bei der Anordnung ohne Stolperdraht, aber es scheint hier eine natürliche Grenze der Anwendbarkeit des Stolperdrahtes als Turbulenzerzeuger erreicht zu sein. Um ein längeres Anliegen der turbulenten Grenzschicht zu erzielen, wäre ein größerer Drahtdurchmesser nötig gewesen. Das wiederum wäre mit einem größeren Totwasser hinter dem Stolperdraht verbunden.

7.1.4 Einfluß des Stolperdrahtdurchmessers

Generell darf man erwarten, daß mit größerem Durchmesser des Stolperdrahtes die Sicherheit eines Grenzsichtumschlages wächst. Das wurde durch die Versuche auch bestätigt. Gleichzeitig zeigte sich jedoch auch, daß es unzweckmäßig ist, einen Stolperdraht dicker als für den Grenzsichtumschlag notwendig zu machen. Wie aus Abb. 10 für eine Stolperdrahtanordnung mit 0,1; 0,2; 0,5; und 1 mm dicken Drähten bei $\varphi_k = 45^\circ$ ersichtlich, wachsen mit dem Drahtdurchmesser auch die Totwassergebiete vor und hinter dem Stolperdraht. Kleinerer Stolperdrahtdurchmesser und geringere Totwassererstreckung bedeuten geringere Grenzsichtdicke und vor allem mehr Zeit für den im vorigen Abschnitt schon erwähnten Abbau der durch den Stolperdraht erfolgten Deformation des Grenzsichtprofils. Daß der hinsichtlich der Anwendung des Stolperdrahtes zur Verbesserung des Wärmeübergangs optimale Durchmesser mit $k = 1 \text{ mm } \phi$ im Beispiel der Stolperdrahtanordnung nach Abb. 10 schon überschritten ist, geht daraus hervor, daß die Grenzsicht vom Punkt ihres Wiederanliegens hinter dem Stolperdraht bis zu ihrer Ablösung im Gebiet des Druckanstiegs für $k = 0,5 \text{ mm } \phi$ länger als für $k = 1 \text{ mm } \phi$ der Zylinderkontur folgen kann. Mit zunehmender Reynolds-Zahl verdeutlicht sich diese Tendenz.

Die Kurvenverläufe für den Stolperdraht von 0,2 mm ϕ in Abb. 10 sind Beispiele für abklingende Turbulenz, nachdem der Grenzsichtumschlag unmittelbar hinter dem Draht schon erfolgt war. Der 0,1 mm dicke Draht hingegen ist vollkommen unwirksam, der Verlauf der Wandschubspannung und der Ort der Grenzsichtablösung entsprechen genau den ohne Stolperdraht ermittelten Werten, wenn man von der unmittelbaren Umgebung des Stolperdrahtes absieht.

7.1.5 Einfluß der Stolperdrahtrücklage

Für Umfangswinkel zwischen $\varphi = 25^\circ$ und $\varphi = 60^\circ$ ist der Druckgradient am Einzelzylinder näherungsweise konstant. Aus der am glatten Zylinder ermittelten Druckverteilung ergibt sich der Wert

$$\frac{dp}{d(x/D)} = - 6,07 \frac{\rho}{2 \infty} U^2 \quad (19)$$

Nach dem von Krämer /10/ angegebenen Kriterium für den Grenzschichtumschlag am Stolperdraht, $U(x) \cdot k/\nu = 700$ (7), wächst als Folge der in Abb. 7 dargestellten Geschwindigkeitsverteilung mit größer werdender Drahtrücklage die Neigung zum Grenzschichtumschlag. Das Experiment bestätigt diese Tendenz.

Bei einer Drahtrücklage von $\varphi_k = 15^\circ$ war mit keinem der verwendeten Stolperdrähte eine derartige Änderung der Zylinderumströmung zu erzielen, daß der unmittelbar hinter dem Stolperdraht erfolgte Grenzschichtumschlag ohne Relaminarisierungstendenz auch bis zur Grenzschichtablösung erhalten geblieben wäre. Lediglich für einen Stolperdraht von 2 mm ϕ wurde bei $Re_\infty = 1,7 \cdot 10^5$ eine Verschiebung des Grenzschichtablöswinkels von $\varphi = 82^\circ$ auf $\varphi = 89^\circ$ erwirkt, das mit der Heißfilmsonde ermittelte Frequenzspektrum weist aber auch für diese Stolperdrahtanordnung auf eine Relaminarisierung der Grenzschicht hin, wie der Vergleich der Oszillographenbilder und Frequenzspektren für $\varphi = 28^\circ$ und $\varphi = 85^\circ$ in Abb. 19 und Abb. 20 zeigt. Bei der Drahtrücklage von $\varphi_k = 15^\circ$ konnte mit den zur Verfügung stehenden Meßmethoden das einzige Mal eine Grenzschichtverdickung als Folge eines aufgelegten Stolperdrahtes beobachtet werden, Abb. 11. Für $Re_\infty = 3,3 \cdot 10^4$ wurden, abgesehen von der unmittelbaren Umgebung des Stolperdrahtes, bei genau gleicher Druckverteilung wie ohne Draht zwischen $\varphi = 30^\circ$ und $\varphi = 65^\circ$ für die Stolperdrahtanordnung kleinere Wandschubspannungswerte gemessen. Bei gleicher Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht differierte der Geschwindigkeitsgradient an der Wand $(du/dy)_y = 0$.

Wie in Abb. 11 skizziert, bedeutet das bei einander ähnlichen Geschwindigkeitsprofilen eine Grenzschichtverdickung.

Eine weitere Anomalie, die nur bei einer Drahrücklage von $\varphi_k = 15^\circ$ beobachtet wurde, ist in Abb. 12 anhand der Zylinderumströmung bei $Re_\infty = 1,7 \cdot 10^5$ dargestellt. Aufgetragen sind wieder Druck- und Wandschubspannungsverteilung über dem Umfangswinkel. Deutete sich in der Druckverteilung des glatten Zylinders die Annäherung an die natürliche Grenzschichtumschlag-Reynolds-Zahl an, so wird dies durch die Stolperdrähte wieder rückgängig gemacht. Die Druckabsenkung auf der angeströmten Zylinderhälfte und der Druckrückgewinn im Heck des Zylinders sind im Gegenteil kleiner als beispielsweise für $Re_\infty = 10^5$ am glatten Zylinder ermittelt (Abb. 6). Insgesamt ergibt sich das Umströmungsbild eines schlankeren Körpers als es der Kreiszyylinder darstellt. Die Änderung der Zylinderumströmung wird umso deutlicher, je größer der verwendete Stolperdrahtdurchmesser ist. Die für einen Stolperdraht von 0,1 mm ϕ gemessene Druckverteilung ist der für den glatten Zylinder bei $Re_\infty = 10^5$ ermittelten hingegen wieder sehr ähnlich. Für einen Stolperdraht von 1 mm ϕ ist die geänderte Zylinderumströmung auch noch bei $Re_\infty = 1,1 \cdot 10^5$ zu beobachten. Die Wandschubspannungsverteilung korreliert mit der gemessenen Druckverteilung, die maximale Wandschubspannung ist entsprechend der verringerten Umströmungsgeschwindigkeit kleiner. Bei größeren Drahrücklagen wird die charakteristische Zylinderumströmung durch einen unwirksamen Stolperdraht nur noch unwesentlich beeinflusst.

Bei einer Vergrößerung der Drahrücklage werden analog Gleichung (7) die Anströmgeschwindigkeit und der Stolperdrahtdurchmesser verkleinert werden dürfen, um eine voll wirksame Stolperdrahtanordnung zu erhalten. So bleibt die Grenzschicht eines 0,1 mm dicken Stolperdrahtes, angebracht bei $\varphi_k = 45^\circ$, für $Re_\infty = 1,7 \cdot 10^5$ bis zur Ablösung turbulent. Verlegt man den Draht auf $\varphi_k = 60^\circ$, so kann man schon für $Re_\infty = 10^5$ mit turbulenter Grenzschicht bis zur Ablösung rechnen. Der erforderliche Stolperdrahtdurchmesser hat dann etwa die Größe

der Verdrängungsdicke der laminaren Grenzschicht am Ort des Stolperdrahtes.

Bei $\varphi = 70^\circ$ ist der Druckgradient für die unterkritische Zylinderumströmung $dp/dx = 0$. Versucht man einen Stolperdraht noch weiter stromabwärts anzubringen, also bei $dp/dx > 0$, wird das normalerweise zur sofortigen Ablösung der Grenzschicht führen. Das wurde im Experiment für Stolperdrähte $k > 0,1 \text{ mm } \phi$ auch beobachtet. Lediglich für den $0,1 \text{ mm}$ dicken Stolperdraht lag die Grenzschicht hinter dem Hindernis noch einmal an. Für $Re_\infty = 1,7 \cdot 10^5$ wurde der Ablösepunkt nach $\varphi = 102^\circ$ verschoben, für kleinere Reynolds-Zahlen löste die Grenzschicht bei $\varphi = 80^\circ$ ab.

Mit zunehmender Stolperdrahtrücklage wächst auch die Totwassererstreckung vor und hinter einem Stolperdraht. Dieser Sachverhalt ist für eine Stolperdrahtanordnung mit einem Drahtdurchmesser von $1 \text{ mm } \phi$ für $Re_\infty = 10^5$ bei Umfangswinkeln von $\varphi = 15^\circ$ bis $\varphi = 75^\circ$ dargestellt in Abb. 13. Es wird auch deutlich, daß erstmalig der bei $\varphi_k = 30^\circ$ angebrachte Stolperdraht wirksam ist.

7.2 Erstreckung der Rezirkulationszone hinter einem Stolperdraht

Die Erstreckung des Totwassers als Ergebnis der Störung von Druck- und Geschwindigkeitsfeld durch den Stolperdraht ist nur schwer abschätzbar. Aus den Abbildungen 9, 10 und 13 des vorangegangenen Kapitels ist ersichtlich, daß sowohl die Reynolds-Zahl, die Stolperdrahtrücklage als auch der Stolperdrahtdurchmesser von Einfluß sind. Implizit hierin ist auch die Grenzschichtdicke am Ort des Stolperdrahtes als wesentlicher Parameter enthalten. Aufgabe dieses Kapitels ist es, die verschiedenen Abhängigkeiten aufzuzeigen und Grenzwerte für die Erstreckung der Rezirkulationszone anzugeben.

In Abb. 14 ist für $k = 1 \text{ mm } \phi$ und $k = 0,5 \text{ mm } \phi$ die Erstreckung des Totwassers als Funktion der Anströmgeschwindigkeit mit der

Stolperdrahtrücklage φ_k als Parameter aufgetragen. Bei kleinen Anströmgeschwindigkeiten und großem Stolperdrahtdurchmesser differieren die auf den beiden Zylinderhälften ermittelten Ablösezone oft um mehrere Winkelgrade. In einigen Fällen wurde der genaue Punkt des Wiederanliegens der Grenzschicht nicht erfaßt, so daß er mit Hilfe benachbarter Meßpunkte nur eingegrenzt werden konnte. Trotz dieser Einschränkungen ist der Abbildung folgendes zu entnehmen. Für Drahtrücklagen von $\varphi_k \geq 45^\circ$ ist die Totwassererstreckung stark von der Reynoldszahl Re_∞ abhängig. Für $\varphi_k \leq 30^\circ$ ist diese Abhängigkeit nur noch unbedeutend. Für alle Werte von φ_k gilt jedoch, daß die Totwassererstreckung für $Re_\infty \geq 10^5$ nahezu konstant ist. Setzt man die Erstreckung der Totwasserzone in Beziehung zur Grenzschichtdicke am Ort des Stolperdrahtes und trägt $(x_R - x_k)/\delta_k$ wiederum über der Reynoldszahl auf, so lassen sich die Meßwerte für $\varphi_k \geq 30^\circ$, unterschieden nach dem Stolperdrahtdurchmesser, durch einen einzigen Kurvenzug darstellen, Abb. 15. Für $Re_\infty \leq 10^5$ ist $(x_R - x_k)/\delta_k$ konstant, die Erstreckung des Totwassers für einen festen Stolperdrahtdurchmesser proportional zur Grenzschichtdicke. Es ergibt sich für

$$k/D = 14 \cdot 10^{-3} : (x_R - x_k) / \delta_k = 16,9 \quad (20)$$

$$k/D = 7 \cdot 10^{-3} : (x_R - x_k) / \delta_k = 9,5 \quad (21)$$

Für $Re_{\infty} > 5 \cdot 10^4$ bzw. $Re_{\infty} > 10^5$ nimmt $(x_R - x_k)/\delta_k$ mit Re_{∞} zu.

Für $\varphi < 30^\circ$ ist die Grenzschichtdicke am Kreiszyylinder konstant, für die Erstreckung der Rezirkulationszone hingegen wurden meistens differierende Werte bei $\varphi_k = 15^\circ$ und $\varphi_k = 30^\circ$ gemessen. Die für $\varphi_k = 15^\circ$ ermittelten Meßpunkte können sich deshalb nicht in die angeführte Auftragung eingliedern. Die Ursache hierfür kann in der in Abschnitt 7.1.5 erörterten Veränderung der Zylinderumströmung durch einen zu nahe dem vorderen Staupunkt angebrachten Stolperdraht liegen, bei

$\varphi_k = 15^\circ$ ist der Druckgradient noch von dem für $25^\circ < \varphi < 60^\circ$ ermittelten verschieden.

Für eine allgemeingültige Abschätzung der Beeinflussung der Totwassererstreckung durch den Stolperdrahtdurchmesser ist die Zahl der untersuchten Stolperdrähte, für die genügend viele Meßwerte vorliegen, zu klein. Auf eine Einarbeitung des Stolperdrahtdurchmessers in Glg. (20) und (21) oder in Abb. 15 wurde deshalb verzichtet. Aus den beiden untersuchten Drahtdurchmesserhältnissen $k/D = 1,4 \cdot 10^{-2}$ und $k/D = 7 \cdot 10^{-3}$ ließe sich eine Zunahme der Totwassererstreckung hinter dem Stolperdraht mit $k/D^{0,83}$ angeben.

Ein nahezu linearer Zusammenhang ergibt sich zwischen dem in Abb. 14 erkannten Grenzwert der Totwassererstreckung $x_R - x_k$ für $Re_\infty \gg 10^5$ und der Stolperdrahtrücklage φ_k . Mit dem Stolperdrahtdurchmesser als Parameter ist dieser Zusammenhang in Abb. 16 dargestellt. Man erkennt, daß die Abhängigkeit der Erstreckung der Ablösezone mit wachsendem Durchmesser zunimmt. Die Steigung der Geraden ist für $k \geq 0,5 \text{ mm } \phi$ nahezu proportional zum Stolperdrahtdurchmesser. Der mit berücksichtigte Stolperdraht von $5 \text{ mm } \phi$ erreicht bereits 7% des Zylinderdurchmessers, mit diesem Draht ist sicher eine Grenze erreicht, bis zu der es noch sinnvoll erscheint, von einem Stolperdraht zu sprechen. Für $Re_\infty \gg 10^5$ lag die Grenzschicht bei $k \geq 0,5 \text{ mm } \phi$ immer turbulent wieder an. Für $k = 0,2 \text{ mm}$ ($k/D = 2,9 \cdot 10^{-3}$) ist $\varphi_R - \varphi_k$ konstant für alle Werte von φ_k . Dieser Drahtdurchmesser war immer kleiner als die Grenzschichtdicke.

Eine Besonderheit ist noch bei dem Draht von $k = 0,5 \text{ mm } \phi$ anzumerken. Hier ist die Totwassererstreckung für eine Stolperdrahtrücklage von $\varphi_k = 60^\circ$ nur noch ganz geringfügig größer als für $\varphi_k = 45^\circ$. Einen Sinn gewinnt dieser Knick im Kurvenverlauf, wenn man die Erstreckung der Rezirkulationszone in Beziehung zum Stolperdrahtdurchmesser setzt, Abb. 17. Es zeigt sich, daß ein Wert von

$$(x_R - x_k)/k = 8,5 \quad (Re_\infty \geq 10^5) \quad (22)$$

nicht überschritten wird. Dieser Grenzwert wird mit dem Stolperdraht von $k = 0,5 \text{ mm } \phi$ bei $\varphi_k = 45^\circ$ erreicht, mit einem Stolperdraht von $k = 1 \text{ mm } \phi$ bei $\varphi_k = 60^\circ$. Für Reynoldszahlen $Re_\infty < 10^5$ wird der angegebene Grenzwert auch überschritten.

In der zur Verfügung stehenden Literatur fanden sich keine Angaben über die Größe der Ablösezone hinter einem Stolperdraht. Lediglich bei Bradshaw & Wong /30/ werden diesbezügliche Messungen mitgeteilt und auch Ergebnisse anderer Autoren referiert, die in Strömungen mit Gleichdruck Messungen hinter einer Stufe oder einer Schneide durchgeführt haben. Der Stolperdraht selbst wird als Hindernis auch bei Bradshaw & Wong nicht aufgeführt. Die Erstreckung des Totwassers und die Grenzschichtdicke sind jeweils als Vielfache der Höhe des Hindernisses tabellarisch aufgeführt. Zum Vergleich mit den eigenen Messungen sind diese gemeinsam mit den bei Bradshaw & Wong angegebenen in der Auftragung $\delta_k/k = f(x_R - x_k)/k$ in Abb. 18 dargestellt. Es fällt auf, daß für alle Werte δ_k/k von Petryk & Brundett $(x_R - x_k)/k$ konstant ist. Die Schneidenhöhe ist in allen Fällen geringer als die Grenzschichtdicke, hier scheint wie für die eigenen Messungen bei $(x_R - x_k)/k = 8,5$ ein Grenzwert erreicht zu sein. Die eigenen Meßpunkte gruppieren sich im doppelt logarithmischen Maßstab von Abb. 18, geordnet nach dem Stolperdrahtdurchmesser um Geraden. Die starke Streuung der Meßwerte ist bedingt durch die bei kleiner Drahrücklage φ_k und $Re \leq 5 \cdot 10^4$ ermittelten Daten.

7.3 Messungen zum Grenzschichtumschlag

7.3.1 Ermittlung des Umschlagpunktes

Aus den Änderungen von Druck- und Wandschubspannung ist anhand der Abbildungen des vorangegangenen Kapitels der Grenzschicht-

umschlag abzulesen, sofern die turbulente Grenzschicht über eine größere Strecke auf der Zylinderkontur Bestand hat. Die Wandschubspannungsverteilungen vermitteln auch, daß die Grenzschicht, wenn ein Umschlag erfolgt, schon im Punkt des Wiederanliegens turbulent ist. Der Prozeß des Grenzschichtumschlages erfolgt jedoch über einen größeren Reynolds-Zahl-Bereich und eine Änderung der Wandschubspannung in dem gezeigten Ausmaß setzt mit Sicherheit ein ausgebildetes turbulentes Geschwindigkeitsprofil voraus. Die genannten Abbildungen machen deutlich, daß der Bereich teilweiser Wirksamkeit eines Stolperdrahtes, in dem der Grenzschichtumschlag erst in einiger Entfernung hinter dem Stolperdraht eingeleitet wird, beim Kreiszyylinder infolge der stark relaminarisierenden Wirkung des Druckgefälles für den Grenzschichtumschlag nur von untergeordneter Bedeutung ist. Der Grenzschichtumschlagpunkt, unter Berücksichtigung der im Abschnitt Meßtechnik erläuterten Problematik seiner Definition und Messung als Turbulenzeinsatzpunkt, wurde mit der gleichfalls im Abschnitt Meßtechnik beschriebenen Heißfilmsonde beobachtet. Sie wurde in eine Stellung $\varphi - \varphi_R = 1 - 3^\circ$ stromabwärts vom Punkt des Wiederanliegens der Grenzschicht gebracht. Hier war ein Turbulentwerden der Grenzschicht häufig eher zu beobachten als in der Ablösezone. In Abb. 19 wird der Einsatz der Turbulenz anhand einer Bildfolge verdeutlicht, die den Wechselspannungsanteil des auf dem Oszillographen sichtbar gemachten Heißfilmsondensignals wiedergibt. Die Stolperdrahtanordnung bestand aus einem Stolperdraht von $k = 2 \text{ mm } \phi$, der bei einer Rücklage zum Staupunkt von $\varphi_k = 15^\circ$ montiert war. Die Rezirkulationszone erstreckte sich für verschiedene Reynolds-Zahlen über $\varphi_R - \varphi_k = 10 - 13^\circ$, die Heißfilmsonde wurde bei $\varphi = 28^\circ$ placiert. Das oberste Bild zeigt mit $Re_\infty = 5,7 \cdot 10^4$ einen Strömungszustand, bei dem die Grenzschicht laminar wiederanliegt. Das Bild wird beherrscht durch die Wirbelablösefrequenz des Zylinders, der allerdings im Gegensatz zur Zylinderumströmung ohne Stolperdraht, eine sehr viel höhere Frequenz überlagert ist. Mit der Steigerung der Geschwindigkeit sind bei $Re_\infty = 7 \cdot 10^4$ erste turbulente Ausbrüche zu beobachten. Hier ist die Umschlag-Reynolds-Zahl erreicht. Die Geschwindigkeit wurde anschließend weiter erhöht.

Bei $Re_{\infty} = 9,3 \cdot 10^4$ ist der Ablösefrequenz des Zylinders bereits eine hochturbulente Bewegung überlagert. Für das rechte Bild wurde der Zylinder bei gleichgebliebener Geschwindigkeit gedreht und das Signal der Heißfolie bei einer Rücklage zum Staupunkt von $\varphi = 62^\circ$ fotografiert. Die turbulente Bewegung ist zwar noch nicht ganz abgeklungen, die Relaminarisierungstendenz aber doch überdeutlich.

Die beiden Bilder der letzten Zeile geben das Heißfilmsondensignal bei der höchsten erreichbaren Reynolds-Zahl, bei $Re_{\infty} = 1,67 \cdot 10^5$ wieder. Links nach dem Wiederanliegen der Grenzschicht hinter dem Stolperdraht, rechts bei $\varphi = 86^\circ$ kurz vor der Ablösung der Grenzschicht bei $\varphi = 89^\circ$. Wieder ist die Grenzschicht stark relaminarisiert, die Grenzschicht vermag dennoch länger der Zylinderkontur zu folgen als ohne Stolperdraht. Das Signal der Heißfilmsonde wurde bei den in Abb. 19 dargestellten Strömungszuständen gleichzeitig mit Hilfe eines Terzfilters und eines Pegelschreibers analysiert und registriert. In Abb. 20 sind die Frequenzspektren dargestellt. Als Original für $Re_{\infty} = 1,67 \cdot 10^5$.

Für den als Turbulenzerzeuger unwirksamen Stolperdraht nimmt die Amplitude der Geschwindigkeitsschwankungen bei Frequenzen oberhalb der Wirbelablösefrequenz des Zylinders schnell ab und auch beim Turbulenzeinsatzpunkt hat das Spektrum noch den gleichen Charakter. Deutlich sichtbar wird jedoch auch im Spektrum die der Ablösefrequenz überlagerte Frequenz, auf die bei Beschreibung von Abb. 19 schon hingewiesen wurde und deren Ursache in einem späteren Abschnitt diskutiert werden soll. Die bei weiterer Steigerung der Geschwindigkeit verstärkt einsetzende Turbulenz hat Frequenzen, die zwischen den beiden dominierenden Frequenzen liegen. Oberhalb der bei $Re_{\infty} = 9,3 \cdot 10^4$ noch deutlich erkennbaren " Grenzfrequenz " von $f = 2500$ Hz fällt die Amplitude der turbulenten Bewegung schnell ab. Für $Re_{\infty} = 1,67 \cdot 10^5$ ergibt sich dann hinter dem Stolperdraht das Frequenzspektrum einer vollturbulenten Strömung. Der untere Teil der Abbildung verdeutlicht den in Abb. 19 erkennbaren Prozeß der Relaminarisierung der Grenz-

schicht. Abgesehen von der geänderten Wirbelablösefrequenz des Zylinders entspricht das bei $\varphi = 62^\circ$ und $Re_\infty = 9,3 \cdot 10^4$ gemessene Spektrum ziemlich genau dem für den unwirksamen Stolperdraht bei $Re_\infty = 5,7 \cdot 10^4$ und $\varphi = 28^\circ$ ermittelten. Ähnliches gilt für $Re_\infty = 1,67 \cdot 10^5$ und $\varphi = 85$. Die hohen Frequenzen sind weitgehend abgebaut.

Zur Beurteilung der Allgemeingültigkeit der Festlegung des Grenzschichtumschlagpunktes anhand der subjektiven Bestimmung des Turbulenzeinsatzes wurde versucht, für einige Stolperdrahtanordnungen den Intermittenzgrad χ der Grenzschicht als Funktion der Reynolds-Zahl Re_∞ zu ermitteln.

Die Umströmung des Kreiszylinders weist bekanntlich gegenüber der Plattenströmung die Besonderheit der Grenzschichtablösung und für $Re_\infty > 60$ die der alternierenden Grenzschichtablösung mit einer für den Strömungszustand um den Zylinder charakteristischen Frequenz auf. Der Hauptströmungsrichtung der Grenzschicht entlang der Zylinderkontur wird dadurch eine annähernd sinusförmige Bewegung mit der Grenzschichtablösefrequenz überlagert. Für den Grenzschichtumschlag hinter einem Stolperdraht ist diese überlagerte Schwankungsbewegung von Bedeutung. Der Turbulenzeinsatz erfolgt nämlich häufig mit der Grenzschichtablösefrequenz des Zylinders. Und zwar immer bei der maximalen Geschwindigkeit der Grenzschicht im oberen Scheitelpunkt der Sinusbewegung. Auf dem obersten Lichtlinienschrieb der Abb. 21 ist dieser Sachverhalt dargestellt. Zur Bestimmung des Intermittenzgrades wurde die jeweilige Schrieblänge der turbulenten Anteile des aufgezeichneten Heißfilmsondensignals addiert und zur Gesamtschrieblänge in Beziehung gesetzt. Die Grenzschichtablösefrequenz des Kreiszylinders wirkte bei dieser Bestimmung des Intermittenzgrades insofern störend, als turbulente Strömungsanteile an den Flanken des sinusähnlichen Signals nur schwer als solche zu erkennen waren. Aus diesem Grunde wurden für die Bestimmung des Intermittenzgrades der Grenzschicht Frequenzen $f < 400$ Hz durch Filterung des Heißfilmsondensignals mittels eines passiven Filters stark gedämpft.

Als Nachteil mußte dafür in Kauf genommen werden, daß die gerade bei niedrigen Frequenzen großen Amplituden der turbulenten Spots erheblich vermindert und der Abstand zum Störpegel verringert wurde. Der Störpegel wird bestimmt durch den Rauschpegel der Meßinstrumente und die bis an die Zylinderwand durchdringenden Turbulenzanteile der Außenströmung. Erschwert wurde die Unterscheidung zwischen turbulenten und laminaren Strömungsanteilen weiterhin durch die oft erhebliche Anfachung der am Anfang dieses Kapitels beschriebenen, vom Stolperdraht indizierten Frequenzen. Die beiden unteren Lichtlinienschriebe in Abb. 21 sind typisch für die Schwierigkeit der Auszählung der turbulenten Grenzschichtanteile. Aus den beiden Lichtlinienschrieben geht ferner hervor, daß bei Steigerung der Reynolds-Zahl die turbulente Grenzschicht je Turbulenzeinsatz länger Bestand hat. Es überlagern sich hier somit zwei Effekte. Zum einen wächst die Wirbelablösefrequenz und damit die Häufigkeit des Turbulenzeinsatzes linear mit der Anströmgeschwindigkeit U_{∞} , solange der Ablösepunkt der Grenzschicht durch deren Turbulenz noch nicht beeinflusst wird. Zum anderen wächst die Zeit innerhalb einer Grenzschichtablöseperiode, über die die Grenzschicht turbulent ist. Der Grenzschichtumschlag hinter einem Stolperdraht am Kreiszyylinder ist damit Gesetzmäßigkeiten unterworfen, die ihm durch die alternierende Grenzschichtablösung aufgezwungen werden. Es ist also nicht zu erwarten, daß die Zunahme der Intermittenz in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re_{∞} dem Kurvenverlauf einer Gaußschen Normalverteilung entspricht, wie dies von Klebanoff /37/ für die Intermittenz der Plattengrenzschicht als Funktion des Wandabstandes y/δ ermittelt wurde. Um diese Abweichung deutlich zu machen, ist in den Abb. 22 - 25 der Intermittenzgrad γ als Funktion der Reynolds-Zahl Re_{∞} für die diesbezüglich untersuchten Stolperdrahtanordnungen auf Wahrscheinlichkeitspapier dargestellt. Die Ordinate von Wahrscheinlichkeitspapier ist nach der Gaußschen Häufigkeitsverteilung unterteilt derart, daß die Auftragung einer Gaußschen Verteilungsfunktion eine Gerade ergibt. Wegen der genannten Schwierigkeiten bei der Bestimmung des Intermittenzgrades anhand der Lichtlinien-

schriebe und zur Erlangung einer ausreichenden Sicherheit bei ihrer Auswertung wurde versucht, den Intermittenzgrad auch über die Ermittlung der Kurtosis /38/

$$Ku = \frac{1}{\sigma^4} \int_{-\infty}^{\infty} (u-\bar{u})^4 \cdot B(c) \, dc = \frac{\overline{u'^4}}{(\overline{u'^2})^2} \quad (23)$$

$$\text{mit} \quad \sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (u-\bar{u})^2 \cdot B(c) \, dc = \overline{u'^2}$$

nach der von Townsend /39/ angegebenen Beziehung

$$\gamma = 3/Ku \quad (24)$$

zu bestimmen. Die Kurtosis wurde dazu sowohl direkt gemessen als auch durch Bildung des vierten Zentralmoments gemessener Häufigkeitsdichteverteilungen bestimmt. Für beide Meßverfahren wurde das Heißfilmsondensignal so verstärkt, daß der RMS-Wert immer $\sqrt{\overline{u'^2}} = 1 \text{ V}$ betrug. Zur direkten Messung wurde das derart normalisierte Signal zweimal quadriert und von dem so gewonnenen Wert $\overline{u'^4}$ die Kurtosis $\overline{u'^4}$ durch arithmetische Mitteilung über 100 Sekunden erhalten. Die Genauigkeit der Messung wurde dadurch eingeschränkt, daß infolge der zweimaligen Quadrierung des Signals die verwendeten Meßgeräte schon bei relativ kleinen Änderungen des Eingangssignals übersteuert waren. Nachteilig bei der Bestimmung der Kurtosis aus einer gemessenen Häufigkeitsdichteverteilung wirkte sich aus, daß die mit großem relativem Meßfehler behafteten Werte sehr kleiner Häufigkeitsdichte bestimmend für die Größe der Kurtosis sind.

Die Kurtosis im Transitionsbereich setzt sich zusammen aus einem Anteil, der bestimmt wird durch die Struktur des Störpegels und einem von der Turbulenz der Grenzschicht ausgehenden Anteil. Bei kleinem Intermittenzgrad wird der Wert der

Kurtosis praktisch durch die Struktur des Störpegels bestimmt und da diese gaußisch ist, wird für die Kurtosis wie bei vollturbulenter Grenzschicht ein Wert nahe $Ku = 3$ ermittelt. In Abb. 22 ist der mittels Lichtlinienschrieb gewonnene Intermittenzgrad mit den über die Kurtosis erhaltenen Werten verglichen. Für den aus direkter Messung der Kurtosis ermittelten Intermittenzgrad wird der Störpegel bei $\gamma < 0,2$ dominant. Der über die Ermittlung der Kurtosis aus dem 4. Zentralmoment der Häufigkeitsdichteverteilung bestimmte Intermittenzgrad fügt sich für $\gamma > 0,7$ in den allgemeinen Kurvenverlauf. Für die übrigen untersuchten Stolperdrahtanordnungen war die Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Meßmethoden nicht so gut. Meist wiesen die direkt gemessenen Werte der Kurtosis auf ein Turbulentwerden der Grenzschicht erst bei größeren Reynolds-Zahlen hin als aus den Lichtlinienschrieben zu entnehmen war. Trotz der aufgezeigten Einschränkungen hinsichtlich der Meßgenauigkeit und der großen Streuung der Meßwerte kann den Abb. 22 - 25 folgendes entnommen werden.

Die Neigung der Kurvenverläufe in den Abb. 22 - 25, ein Maß für die Streuung σ , ist in den Grenzen $0,2 < \gamma < 0,8$ eine Funktion der Stolperdrahtrücklage φ_k und annähernd unabhängig vom Stolperdrahtdurchmesser k/D bei gleicher Drahtrücklage φ_k . Die Streuung wird geringer mit zunehmender Stolperdrahtrücklage. Die in den Abbildungen mit eingezeichnete, aus der Beobachtung am Oszillographen ermittelte Umschlag-Reynolds-Zahl nach Abb. 27 wird mit Ausnahme der Stolperdrahtanordnung $k/D = 7 \cdot 10^{-3}$, $\varphi_k = 45^\circ$ mit $\gamma = 0,2$ stets bei annähernd $\gamma_{Re_{\infty u}} = 0,3$ erreicht.

Die Umschlag-Reynolds-Zahl nach diesem Ergebnis rückwärts an einen Intermittenzgrad von $\gamma = 0,3$ zu koppeln, könnte zunächst lediglich dadurch gerechtfertigt werden, daß Änderungen bei $\gamma = 0,3$ offensichtlich besonders gut mit dem Auge unterschieden werden können und der "Grenzschichtumschlagpunkt" mit relativ geringem meßtechnischen Aufwand bestimmt werden kann. Indes scheint die Bindung des Grenzschichtumschlagpunktes an einen Intermittenzgrad von $\gamma = 0,3$ noch aus einem gewichtigeren Grunde sinnvoll. Während einer Kontrollmessung hinter einem

Stolperdraht an einer längsangeströmten Platte wurde bei gleichzeitiger Ermittlung des Intermittenzgrades der Grenzschicht die Änderung des Grenzschichtprofils mit Hilfe eines im Abstand von $y/\delta \approx 1/10$ angebrachten Pitot-Rohres von $D/\delta \approx 1/6$ Durchmesser im Transitionsbereich gemessen. Als Indikator für die Turbulenz der Grenzschicht diente wiederum eine Heißfilmsonde. Das Ergebnis ist in Abb. 26 wiedergegeben und weist aus, daß die Umwandlung des laminaren Grenzschichtprofils in ein turbulentes bei $x \approx 1/3$ beginnt und bei $x \approx 2/3$ abgeschlossen ist. Das am Oszillographen verfolgte "erste Auftreten turbulenter Spots" wurde gleichfalls bei Beginn der Änderung des Grenzschichtprofils beobachtet.

Auf ein ähnliches Ergebnis kann aus einer Bemerkung in der schon zitierten Arbeit von Feindt /14/ geschlossen werden, die mitteilt, daß Feindt den gleichfalls mit einem Pitot-Rohr ermittelten Beginn der Änderung des Grenzschichtprofils mit einem Stau-Hör-Rohr überprüfte. Die gleiche Beobachtung wird auch von Tani, Iuchi und Yamamoto /11/ mitgeteilt.

7.3.2 Ordnung der Meßergebnisse und Vergleich mit der Literatur

Wie für die Stolperdrahtanordnung mit $k = 2 \text{ mm } \phi$ und $\varphi_k = 15^\circ$ beschrieben, wurde der Grenzschichtumschlag für Stolperdrahtanordnungen mit $0,1 \leq k \leq 2,0 \text{ mm } \phi$ und $15 \leq \varphi_k \leq 45^\circ$ ermittelt. Das Ergebnis ist in Abb. 27 in der Form $Re_\infty = f(\varphi_k)$ in doppelt logarithmischer Darstellung wiedergegeben. Wie zu erwarten, erfolgt der Grenzschichtumschlag mit zunehmender Drahtrücklage bei kleineren Werten von Re_∞ . Und analog zu den Ergebnissen bei der Ermittlung der Erstreckung der Rezirkulationszone hinter einem Stolperdraht wächst der Absolutbetrag der Steigung n der Funktion $Re_{\infty u} = a (x/D)^n$ mit dem Stolperdrahtdurchmesser. Für den Drahtdurchmesser von $0,1 \text{ mm } \phi$ sind die Meßwerte mit einer größeren Unsicherheit behaftet, es wurde deshalb ein Bereich angegeben, innerhalb dessen der

Grenzschichtumschlag beobachtet wurde. Bei $Re_{\infty} = 10^5$ war die Grenzschicht mit Sicherheit auf beiden Zylinderhälften für $\varphi_k = 45^\circ$ und $\varphi_k = 30^\circ$ turbulent, bei den kleineren angegebenen Reynolds-Zahlen waren der Wirbelablösefrequenz des Kreiszyllinders plötzlich aufgetretene Signale großer Amplitude bei 200 bzw. 500 Hz überlagert, bevor, wie unter 7.3.1. beschrieben, turbulente Spots zu beobachten waren. Eine Extrapolation der eingezeichneten Kurvenverläufe ist sicher nur sehr beschränkt statthaft, denn ebenso, wie für $k = 0,1 \text{ mm } \phi$ bei $\varphi_k = 15^\circ$ kein Einsetzen der Turbulenz für $Re_{\infty} \leq 1,7 \cdot 10^5$ beobachtet werden konnte, ist kaum anzunehmen, daß für eine Stolperdrahtanordnung mit $k = 2,0 \text{ mm } \phi$ und $\varphi_k = 60^\circ$ die Grenzschicht bei $Re_{\infty} = 1,0 \cdot 10^4$ überhaupt wieder anliegt, wie bei einer Extrapolation des eingezeichneten Kurvenverlaufs zu erwarten.

Ein Literaturvergleich ist in erster Linie mit den von Krämer /24/ gleichfalls an einem Kreiszyllinder durchgeführten Grenzschichtumschlagmessungen möglich. Daneben werden die in Kapitel 3.2 erwähnten Messungen von Fage & Preston /13/ und einige Ergebnisse von Feindt /14/ zum Vergleich herangezogen, die allerdings bei schwachem Druckgefälle $m \leq 0,1$ durchgeführt wurden, Abb. 28. Für die Auftragung wurde die von Dryden vorgeschlagene Form $Re(x)_u = f(k/\sigma_{1k})$ gewählt. Der eingezeichnete Kurvenzug bis $k/\sigma_{1k} = 1,4$ geht auf Experimente von Tani, Iuchi und Yamamoto /11/ zurück. Von allen Autoren wurden die Meßpunkte eingetragen, die nach Abb. 1 an der Grenze zwischen teilweise und vollwirksamen Stolperdraht liegen. Es fällt auf, daß Krämer einen Grenzschichtumschlag allgemein erst bei größeren Reynolds-Zahlen registrierte, als es die eigenen Messungen ausweisen. Der Unterschied kann in den verschiedenen Meßmethoden begründet sein. Krämer benutzte für seine Versuche ein Stau-Hör-Rohr. Die in einem Wasserkanal durchgeführten Untersuchungen von Fage & Preston weisen zum Teil auf kleinere Umschlag-Reynolds-Zahlen hin.

Nach Krämer ist ein Stolperdraht am Kreiszyllinder spätestens dann voll wirksam, wenn $U_k \cdot k/\nu = 700$ (7) ist. Für die

Stolperdrahtanordnung mit $k = 2 \text{ mm } \phi$ und $\varphi_k = 15^\circ$ setzt Turbulenz jedoch erst bei $U_k \cdot k/\nu = 900$ ein, Abb. 19. Krämer hatte eigene Messungen mit ähnlichem Ergebnis als ungültig betrachtet, da nach seiner Ansicht eine schon bei kleinerer Strömungsgeschwindigkeit einsetzende Turbulenz bis zum Ort der Messung schon wieder abgeklungen sein sollte. Als untere Grenze gibt Krämer $U_k \cdot k/\nu = 400$ an. Für $k = 0,1 \text{ mm}$ und $\varphi_k = 45^\circ$ bzw. $\varphi_k = 60^\circ$ wurde Turbulenz bereits bei $U_k \cdot k/\nu = 200$ gemessen. Für alle übrigen Stolperdrahtanordnungen lag das Auftreten erster turbulenter Spots innerhalb der von Krämer angegebenen Grenzen.

7.4 Kriterium für einen bis zur Ablösung der Grenzschicht wirksamen Stolperdraht

Für die Anwendung eines Stolperdrahtes als Turbulenzerzeuger wichtiger als das Wissen um den Einsatzpunkt der Turbulenz ist die Kenntnis darüber, für welche Strömungszustände die Grenzschicht bis zu ihrer Ablösung noch nicht wieder vollständig relaminarisiert ist. Das Verlöschen der Turbulenz anhand des Heißfilmsondensignals zu entscheiden gestaltet sich schwierig, da die Wandschubspannung bei Annäherung an den Ablösepunkt gegen Null strebt, die zähe Unterschicht anwächst und das Durchdringen turbulenter Schwankungsbewegungen bis an die Wand behindert. Aus der Verlagerung des Ablösepunktes oder der Verminderung des Druckverlustes allein kann auch nicht unbedingt auf turbulente Ablösung geschlossen werden, da beide Faktoren auch für einen glatten Zylinder bei Annäherung an die kritische Reynolds-Zahl gelten. So mußte unter Berücksichtigung aller 3 Meßdaten entschieden werden, ob eine Grenzschicht bis zur Ablösung turbulent blieb oder nicht. Als Beispiel wurden die in Bild 19 und 20 für $Re_\infty = 1,7 \cdot 10^5$ bei $\varphi = 85^\circ$ aufgenommenen Fotografien und Frequenzspektren als einer turbulenten Grenzschicht zugehörend betrachtet. Je größer die Drahtrücklage war, um so geringer war der Abbau der an der Wand meßbaren Turbulenz.

In Abb. 29 sind die unter diesem Gesichtspunkt bis zur Ablösung mit turbulenter Grenzschicht behafteten Strömungszustände in der Form $Re_{\infty} = f(x/D)$ dargestellt. Zur Unterscheidung von der Umschlag-Reynolds-Zahl wurde für die Reynolds-Zahl, bei der die Grenzschicht erstmals bis zum Grenzschichtablösepunkt turbulent war, der Index "turbulent" verwendet. Entgegen Abb. 27, in der die Umschlag-Reynoldszahlen für kleinere Drahrücklagen näher beieinander liegen, kann man hier Linien $Re_x = \text{konst.}$ einzeichnen, denen die Meßpunkte näherungsweise, wiederum unterschieden nach dem Stolperdrahtdurchmesser, folgen. Lediglich die Meßpunkte für den größten untersuchten Stolperdrahtdurchmesser von $k/D = 2,9 \cdot 10^{-2}$ ließen sich besser durch $Re_x \sim x/D^{0,4}$ annähern als durch den eingezeichneten Kurvenzug $Re_x = \text{konst.}$ Für größere Stolperdrahrücklagen rücken Umschlag-Reynoldszahl $Re_{\infty u}$ und Reynolds-Zahl des erstmalig bis zur Grenzschichtablösung wirksamen Stolperdrahtes $Re_{\infty \text{ turbulent}}$ näher zusammen, wie aus einem Vergleich der Abb. 27 und 29 ersichtlich.

Für Stolperdrahtdurchmesser $0,5 \leq k \leq 2,0 \text{ mm } \phi$ nimmt $Re_x \text{ turbulent}$ etwa umgekehrt proportional zum Stolperdrahtdurchmesser zu

$$7 \cdot 10^{-3} \leq k/D \leq 2,9 \cdot 10^{-2}: Re_x \text{ turbulent} = a(k/D)^{-1} \quad (25)$$

Da die Geschwindigkeit entlang der Zylinderkontur für Umfangswinkel $0 \leq \varphi \leq 45^\circ$ nahezu linear ansteigt

$$0 \leq x/D \leq 0,39: U(x/D) \approx b \cdot U_{00} \cdot x/D \quad (26)$$

folgt daraus für

$$Re_{\infty \text{ turbulent}} \sim \frac{D^3}{k \cdot x^2} \quad (26)$$

In dieser Auftragung sind die Meßwerte in Abb. 30 dargestellt. Die geringsten Abweichungen ergaben sich für einen Kurvenzug

$$7 \cdot 10^{-3} \leq k/D \leq 2,9 \cdot 10^{-2}: Re_{\infty \text{ turbulent}} = 515 \left(\frac{D^3}{k \cdot x^2} \right)^{0,76} \quad (27)$$

Oberhalb der Kurve ist die Grenzschicht nach Maßgabe der eingangs angeführten Merkmale bis zum Ablösepunkt turbulent, für unterhalb des Kurvezuges liegende Reynolds-Zahlen klingt die Turbulenz vor Erreichen des Ablösepunktes ab. Da die Strömungsgeschwindigkeit für die lokalen Messungen von Druck und Wand Schubspannung stufenweise erhöht wurde, könnte $Re_{\infty \text{ turbulent}}$ theoretisch maximal 40% kleinere Werte annehmen. Für den Stolperdraht mit $k = 0,1 \text{ mm } \phi$, dessen Durchmesser immer kleiner als die Grenzschichtdicke war, werden durch Gleichung (27) etwa 80% zu große Werte für $Re_{\infty \text{ turbulent}}$ ermittelt.

7.5 Frequenzmessungen hinter einem Stolperdraht

Das Frequenzspektrum des Heißfilmsondensignals hinter einem Stolperdraht weist bei Annäherung der Anströmgeschwindigkeit an die Umschlag-Reynolds-Zahl charakteristische Frequenzen zwischen $f = 10^3 \dots 10^4 \text{ Hz}$ auf, die verschieden für die einzelnen Stolperdrahtanordnungen sind. Im Oszillogramm der Abb. 19 waren solche Frequenzen für $Re_{\infty} = 5,6 \cdot 10^4$ und $Re_{\infty} = 7 \cdot 10^4$ als der Wirbelablösefrequenz überlagert zu erkennen. Die in Abb. 20 gezeigten Spektren weisen diese Frequenzen gleichfalls deutlich aus. In Abb. 31 ist die jeweils gemessene Frequenz in Abhängigkeit von U_{∞} , geordnet nach Stolperdrahtdurchmessern und Drahrücklagen, dargestellt. Die Stolperdrahtdurchmesser waren mit Ausnahme der Stolperdrahtanordnungen $k = 0,5 \text{ mm } \phi$, $\varphi_k = 45^\circ$ stets gleich oder größer als die Dicke der ungestörten laminaren Grenzschicht am Ort des Stolperdrahtes. Infolge des über den untersuchten Reynolds-Zahl-Bereiches Re_{∞} und in sich für jede Stolperdrahrücklage geltenden festen Zusammenhangs zwischen U_{∞} und U_k ist die gewählte Auftragung prinzipiell gleichwertig beispielsweise einer Darstellung der Frequenz als Funktion der Geschwindigkeit u_k . Die Meßpunkte stammen aus verschiedenen Meßreihen,

die Streuung der Werte ist relativ groß. Hinzu kommt, daß für einen großen Teil der Messungen nur ein Terzfilter zur Verfügung stand, die Frequenz also nur durch obere und untere Grenzwerte angegeben werden kann. Auffallendstes Merkmal in Abb. 31 ist die Änderung der Steigung n der Funktion $f \sim U^n$ für verschiedene Stolperdrahtdurchmesser. Sie ist mit $n = 1,58$ am größten für den Stolperdraht von $0,5 \text{ mm } \varnothing$ und nimmt für einen 2 mm dicken Stolperdraht auf $n = 1,08$ ab. Die Änderung der Frequenz in Abhängigkeit von der Stolperdrahtrücklage war hingegen geringer.

Eine Messung der spektralen Verteilung der Geschwindigkeitsschwankungen in der abgelösten Grenzschicht bzw. in der Wandgrenzschicht stromabwärts vom Punkt wiederanliegender Grenzschicht hinter einer Stolperdrahtanordnung wurde bisher lediglich anhand der Arbeit von Klebanoff und Tidstrom /40/ nach Abschluß der eigenen Untersuchungen bekannt. Beobachtungen über die Wirbelablösung hinter einem Stolperdraht wurden außerdem von Fage & Prston mitgeteilt. Fage & Preston, die ihre schon zitierten Untersuchungen /13/ in einer Wasserströmung durchführten und das Strömungsfeld hinter einem Stolperdraht mit Hilfe von Tinte sichtbar machten, weisen darauf hin, daß sich der stehende Wirbel hinter einem Stolperdraht bei Erhöhung der Geschwindigkeit " an seinem stromabwärts gelegenen Ende zu einem Wirbelband öffnet ". Über die Frequenz der abschwimmenden Wirbel werden keine Angaben gemacht. Legt man diesen Mechanismus als Ursache für die gemessenen Frequenzen zugrunde, so sind der Stolperdrahtdurchmesser und die Geschwindigkeit im Abstand des Stolperdrahtdurchmessers von der Wand sicher die geeigneten Parameter zur Bildung einer Strouhalzahl. Es ergeben sich Werte von

$$0,08 \leq \frac{f \cdot k}{u_k} \leq 1,0 \quad (28)$$

Eine derartige Änderung der Strouhalzahl über einen Bereich der Stolperdraht-Reynolds-Zahl von

$$300 \leq \frac{u_k \cdot k}{\nu} \leq 2300 \quad (29)$$

ist indessen ungewöhnlich.

Zur Klärung der Ursache für die beobachteten periodischen Geschwindigkeitsschwankungen und die vom Stolperdrahtdurchmesser abhängige Steigung n in $f \sim U_{\infty}^n$ wurden zusätzliche Frequenzmessungen im Rückströmgebiet hinter einem Stolperdraht an einer längs angeströmten Platte durchgeführt. Bei diesen Messungen zeigte sich, daß sich die Frequenz der Geschwindigkeitsschwankung, die besonders stark angefacht wird, mit zunehmendem Abstand vom Stolperdraht kontinuierlich verringert und daß auch die Steigung n in $f \sim U^n$ mit zunehmendem Abstand kleiner wird. Bei den Untersuchungen am Kreiszyylinder wurde der Abstand zwischen Heißfilmsonde und Stolperdraht insofern vom Stolperdrahtdurchmesser beeinflusst, als die Frequenzmessung stets stromabwärts vom Punkt des Wiederaufliegens der Grenzschicht erfolgte und die Totwassererstreckung vom Stolperdrahtdurchmesser beeinflusst wurde.

In der schon erwähnten Arbeit von Klebanoff und Tidstrom wird der Grenzschichtumschlag an der längs angeströmten Platte bei $0,85 \leq k/\delta_{1k} \leq 1,3$ untersucht. Dabei erfolgte der Grenzschichtumschlag allgemein erst soweit stromabwärts vom Stolperdraht, daß die durch den Stolperdraht hervorgerufene Störung des Grenzschichtprofils vorher schon abgeklungen war. Die mitgeteilten Frequenzmessungen zeigen wie die eigenen Messungen eine Verringerung der Frequenz der angefachten Geschwindigkeitsschwankungen mit zunehmendem Abstand vom Stolperdraht. Klebanoff und Tidstrom schließen daraus, daß nicht stromabwärts schwimmende diskrete Wirbel den strömungsmechanischen Hintergrund für die gemessenen Frequenzen bilden können, sondern daß es sich wie beim natürlichen Grenzschichtumschlag um wellenförmige Störungen handelt, die den in der Stabilitätstheorie formulierten Gesetzmäßigkeiten entsprechend angefacht oder gedämpft werden.

Bei den eigenen Messungen an der längs angeströmten Platte wurde beobachtet, daß sich die charakteristische Frequenz am deutlichsten im Spektrum bei jenem Wandabstand abhob, in dem die größten Geschwindigkeitsgradienten bzw. Schubspannungen auftreten. Für den Exponenten n in $f \sim U^n$ unmittelbar hinter dem Stolperdraht wurde an der Platte wie am Kreiszylinder $n = 1,56$ ermittelt. Dies steht in Übereinstimmung mit Messungen am Freistrahle /36/ und an der Grenze zwischen zwei parallelen Strahlen unterschiedlicher Geschwindigkeit /35/, wo als Exponent $n = 1,5$ gemessen wurde. Bei den Messungen am Freistrahle /36/ fand das experimentell ermittelte Frequenzgesetz seine theoretische Untermauerung dadurch, daß als maßgebliche Größen U und $\delta_{1Düse}$ mit $\delta_{1Düse} \sim U^{-1/2}$ erkannt wurden, woraus $f \sim U / \delta_{1Düse}$ bzw. $f \sim U^{1,5}$ folgt. Diese Meßergebnisse und ihre Übereinstimmung mit Stabilitätsuntersuchungen an anderen abgelösten Grenzschichten deuten wie die Ergebnisse Klebanoffs und Tidstroms darauf hin, daß die hinter dem Stolperdraht abgelöste Grenzschicht instabil ist gegen die beobachteten charakteristischen Frequenzen und daraus schließlich der Grenzschichtumschlag resultiert. In diese Richtung weist auch die auffallende Verstärkung der Amplitude der periodischen Geschwindigkeitsschwankungen bei zunehmender Reynolds-Zahl. So wird die Amplitude der Geschwindigkeitsschwankungen bei der Wirbelablösefrequenz des Kreiszylinders infolge der Vergrößerung der Reynolds-Zahl von $Re_{\infty} = 5,7 \cdot 10^4$ nach $Re_{\infty} = 9,3 \cdot 10^4$ in Abb. 20 um den Faktor 5 verstärkt, die Amplitude bei der zwischen $f = 1500 - 3000$ Hz beobachteten Frequenz jedoch um den Faktor 60.

8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden experimentell die Änderungen untersucht, die die unterkritische Umströmung eines Kreiszylinders bei $Re_{\infty} = 3 \cdot 10^4 \dots 1,7 \cdot 10^5$ unter der Einwirkung von Stolperdrähten erfährt. Bei Umfangswinkeln von $\varphi_k = 15 \dots 75^\circ$, bezogen auf den vorderen Staupunkt, wurden auf dem Kreiszylinder immer paarweise Drähte angeordnet, deren Durchmesser

sowohl kleiner bis auch deutlich größer als die Grenzschichtdicke waren. Das Bestreben galt der Erzwingung des Grenzschichtumschlages schon bei möglichst kleiner Stolperdrahtrücklage und möglichst kleiner Reynolds-Zahl. Es zeigte sich, daß für die Einleitung des Grenzschichtumschlages ähnliche Bedingungen gelten wie für die Strömung mit Gleichdruck. Der starke Druckabfall auf der angeströmten Rohrhälfte des Kreiszylinders bewirkte hingegen häufig eine schnelle Relaminarisierung der Grenzschicht. Als Bedingung für die Erhaltung des Grenzschichtumschlages bis zur Grenzschichtablösung wurde $Re_{\infty} > 515 \cdot (D^3 / (\mu \cdot x))^0,76$ erkannt. Für die Erstreckung des Totwassers hinter einem Stolperdraht konnten Grenzwerte angegeben werden. Daneben wurden Messungen über die Änderung der Druckverteilung um den Kreiszylinder unter der Einwirkung von Stolperdrähten mitgeteilt. Abschließend wurde der Einfluß von charakteristischen Frequenzen der verschiedenen Stolperdrahtanordnungen auf den Grenzschichtumschlag diskutiert, die unmittelbar nach Wiederanliegen der Grenzschicht hinter dem Stolperdraht ermittelt wurden.

9. Literaturverzeichnis

- /1/ H. Schlichting Grenzschicht-Theorie. 5. Auflage
Braun, Karlsruhe 1965
- /2/ W. Tollmien Handbuch der Experimentalphysik,
Bd. 4, Teil 1
Herausgeber: W. Wien, F. Harms,
Leipzig 1931
- /3/ R.I. Loehrke,
M.V. Morkovin New insights on transition in
oscillating boundary layers
AFOSR Scientific Report
AFOSR 70 - 1586 TR
- /4/ R. Wille Modellvorstellungen zum Übergang
Laminar-Turbulent
Arbeitsgemeinschaft für Forschung
des Landes Nordrhein-Westfalen,
Heft 72, 1959, Westdeutscher
Verlag, Köln
- /5/ F. Hama,
J. Nutant Detailed flow-field observations
transition process in a thick
boundary layer
Proc. 1963 Heat Transfer and
Fluid Mech. Institute
Stanford Univ. Press
- /6/ A. Michalke On spatially growing disturbances
in an inviscid shear layer
J. Fluid Mech., Vol. 23, 1965,
p. 521 - 544
- /7/ P. Freymuth On the transition in a separated
laminar boundary layer
J. Fluid Mech., Vol. 25, 1966,
p. 683 - 706
- /8/ A. Michalke,
R. Wille Strömungsvorgänge im laminar-
turbulenten Übergangsbereich von
Freistrahlgrenzschichten
Applied Mechanics, Proc. 11th
Intern. Congr. Appl. Mech. Munich,
p. 962 - 972, ed. H. Görtler,
Berlin-Heidelberg-New York,
Springer-Verlag 1966
- /10/ K. Krämer Über die Wirkung von Stolper-
drähten auf den Grenzschichtum-
schlag
Z. Flugwiss. 9 (1961), Heft 1,
S. 20 - 27

- /11/ I. Tani, H. Iuchi,
E. Yamamoto
Further experiments on the effects of a single roughness element on boundary layer transition
Rep. Inst. Sci. and Technology, Tokyo Univ., Vol. 8, August 1954
- /12/ J. Tani, R. Hama,
S. Mitsui
On the permissible roughness in the laminar boundary layer
Aero. Res. Inst. Tokyo, Imp. Univ. Rep. 199 (1940)
- /13/ A. Fage,
H. Preston
On transition from laminar to turbulent flow in the boundary layer
Proc. Roy. Soc., Vol. A 178, pp. 201 - 227, 1941
- /14/ E.G. Feindt
Untersuchungen über die Abhängigkeit des Umschlages laminar-turbulent von der Oberflächenrauigkeit und der Druckverteilung
Jahrbuch Schiffbautechn. Ges. 50 (1956), S. 180 - 205
- /15/ H.J. Obremski,
M. Morkovin
M. Landahl
A portfolio of stability characteristics of incompressible boundary layer
AGARDograph Nr. 134, NATO, Paris (1969)
- /16/ G.B. Schubauer,
H.K. Skramstad
Laminar boundary layer oscillations and transition on a flat plate
NACA Tech. Rept. No. 909 (1946)
- /17/ O. Wehrmann
Akustische Steuerung der turbulenten Anfachung im Freistrahle
Jahrbuch WGL (1957) S. 102 - 106
- /19/ L. Prandtl
Der Luftwiderstand von Kugeln
Nachr. Kgl. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Klasse 1914, S. 177 - 190
- /20/ C. Wieselsberger
Der Luftwiderstand von Kugeln
ZFM 5, S. 140 - 144 (1914)
- /21/ J.H. Preston
The minimum Reynolds number for a turbulent boundary layer and the selection of a transition device
J. Fluid Mech. Vol. 3 (1957), pp. 373 - 384

- /22/ H.L. Dryden
Review of published data on the effect of roughness on transition from laminar to turbulent flow
J. Aeron. Sci. 20 (1953),
p. 477 - 490
- /23/ A.M.O. Smith,
D.W. Clutter
The smallest height of roughness capable of affecting boundary layer transition
J. Fluid Mech. 3 (1958),
S. 373 - 384
- /24/ K. Krämer
Umschlagmessungen hinter Stolperdrähten
Bericht 59/A/21 der AVA (1959)
- /25/ H. Schlichting,
A. Ulrich
Zur Berechnung des Umschlages laminar turbulent
Jb. dt. Luftfahrtforschung I,
S. 8 - 35 (1942)
- /26/ E. Achenbach
Experimentelle Bestimmung der Impulsverlustdicke beim querangeströmten Einzelzylinder
Wärme- und Stoffübertragung, Bd.4 (1971), S. 18 - 24
- /27/ R. Wille,
E. Heinecke,
H. Fritzsche
Strömungstechnische Entwicklung einer Windkanaldüse
Bericht Nr. 1, DVL, 1960
- /28/ E. Achenbach
Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross flow up to $Re = 5 \cdot 10^6$
J. Fluid Mech. (1968), Vol. 34, part 4, pp. 625 - 639
- /29/ I. Rechenberg
Zur Messung der turbulenten Wandreibung mit dem Prestonrohr
Jahrbuch 1962 der WGLR, S. 151 - 159
- /30/ P. Bradshaw,
F.Y.F. Wong
The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer
J. Fluid Mech. (1972), Vol 52, part. 1, pp. 113 - 135
- /31/ W. Schönauer
Ein Differenzenverfahren zur Lösung der Grenzschichtgleichung für stationäre laminare inkompressible Strömung
Ing. Arch. 33 (1964), S. 173 - 189

- /32/ M.A. Leveque
Les lois de la transmission de
chaleur par convection
Ann. Mines 13 (1928), S. 201 -
239
- /33/ B.J. Bellhouse,
D.L. Schultz
Determination of mean and dynamic
skin friction and transition in
low speed flow with a thin-film
heated element
J. Fluid Mech., Vol. 24 (1966),
part. 2, pp. 379 - 400
- /34/ H. Ludwig
Ein Gerät zur Messung der Wand-
schubspannung turbulenter Rei-
bungsschichten
Ing. Arch. 17 (1949), S. 297 -
218
- /35/ N. Miksad
Experiments on the nonlinear
stages of free shear layer tran-
sition
J. Fluid Mech. Vol. 56 (1972),
part. 4, pp. 665 - 719
- /36/ O. Wehrmann,
R. Wille
Beitrag zur Phänomenologie des
laminar turbulenten Übergangs im
Freistrahle bei kleinen Reynolds-
Zahlen
IUTAM-Symposium, Freiburg, 1957
- /37/ P.S. Klebanoff
Characteristics of Turbulence in
a Boundary Layer with Zero
Pressure Gradient
NACA TN 3178
- /38/ H. Fiedler
Vorlesung: Turbulente Strömungen
- /39/ A.A. Townsend
The Fully Developed Turbulent
Wake of a Circular Cylinder
Australian Jour. Sci. Res., ser.
A., Vol. 1, no. 2 (1948),
pp. 161 - 174
- /40/ P.S. Klebanoff
K.D. Tidstrom
Mechanism by Which a Two-Dimen-
sional Roughness Element Induces
Boundary Layer Transition
The Physics of Fluids, Vol. 15,
No. 7, 1972
- /41/ G.W. Jones jr.
J.J. Cincotta
R.W. Walker
Aerodynamic Forces on a Stationary
and Oscillating Circular Cylinder
at High Reynolds Numbers
NASA TR R-300, 1969

10. Diagramme und Abbildungen

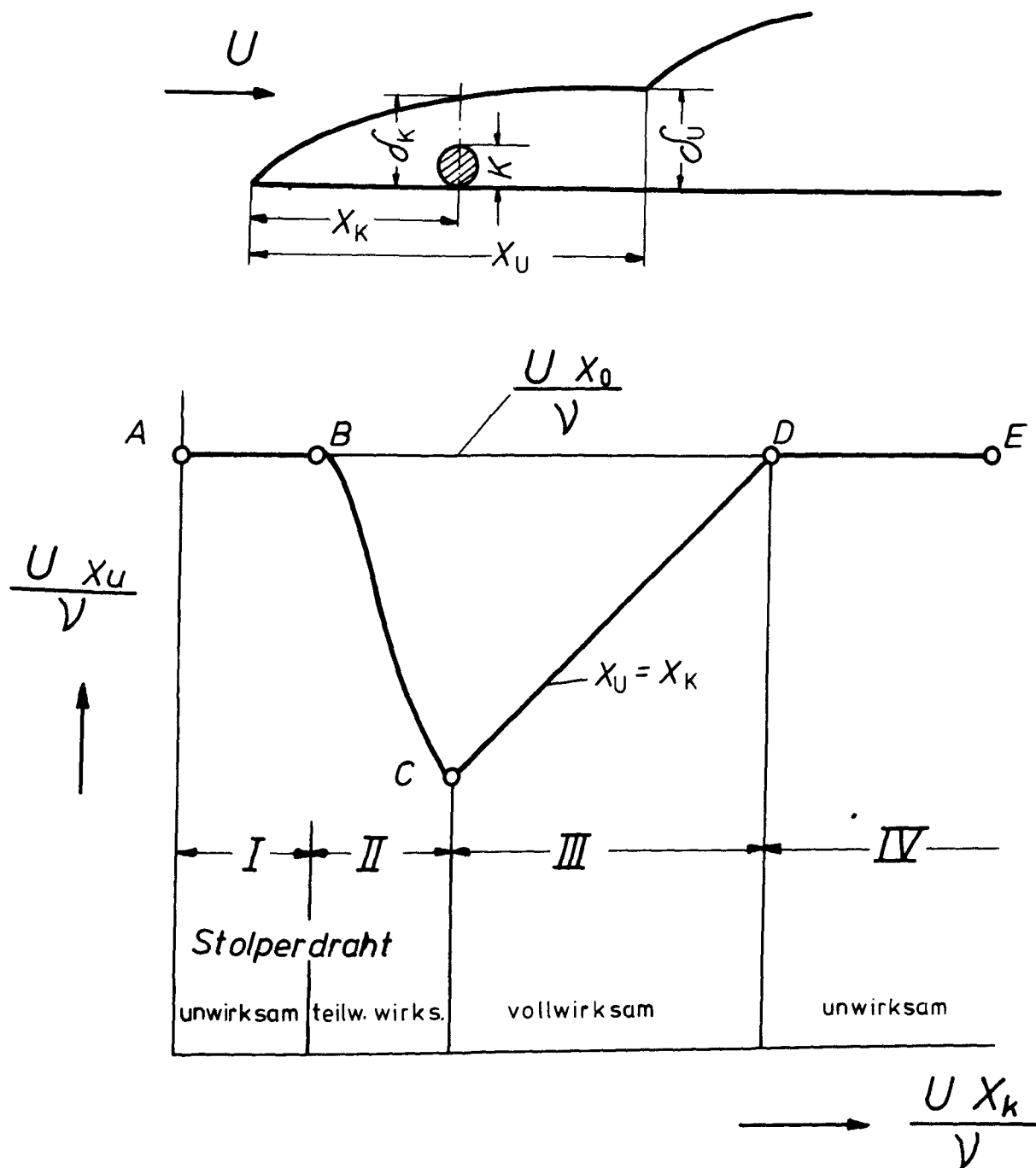


Abb. 1: Schematische Darstellung der Umschlag-Reynolds-Zahl als Funktion der Anströmgeschwindigkeit bei fester Stolperdrahtrücklage

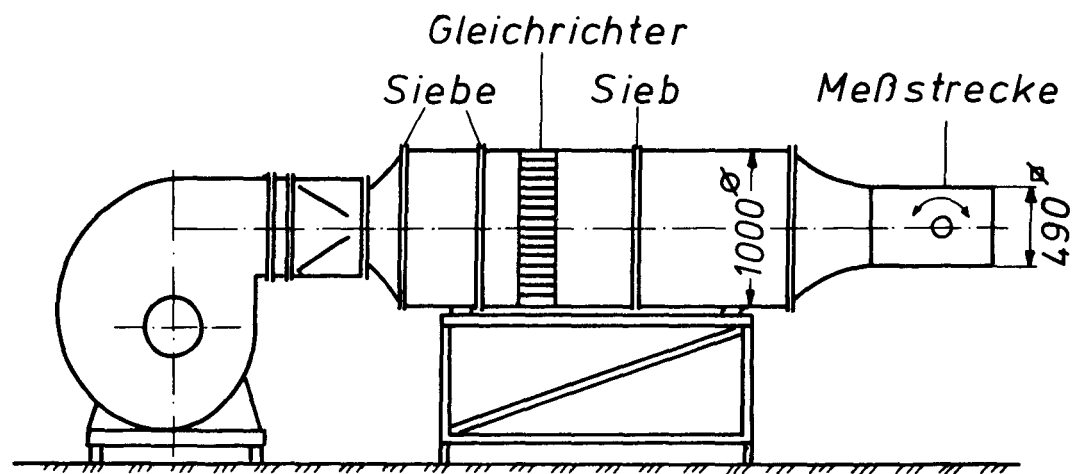


Abb. 2: Freistrahwindkanal mit druckseitig angeordneter Meßstrecke

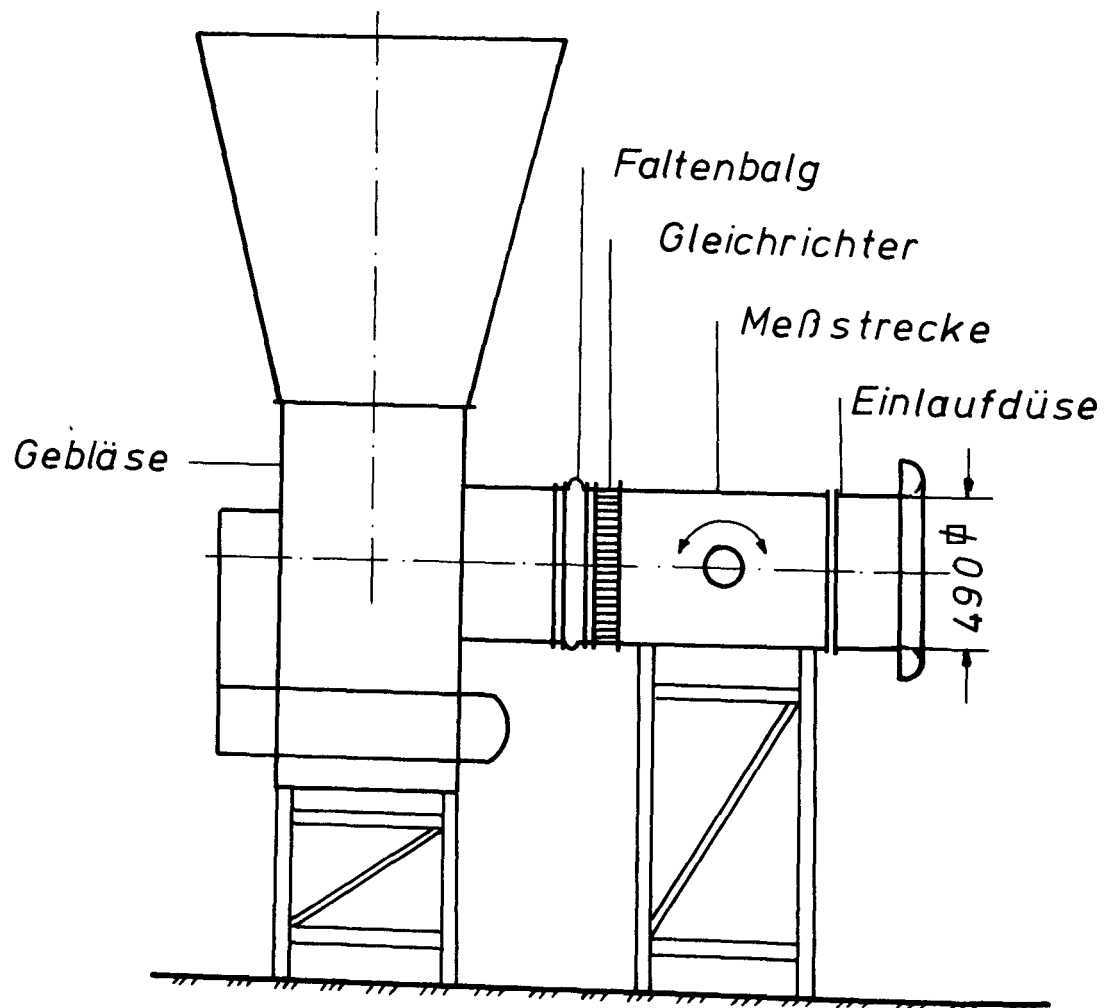


Abb. 3: Freistrahwindkanal mit saugseitig angeordneter Meßstrecke

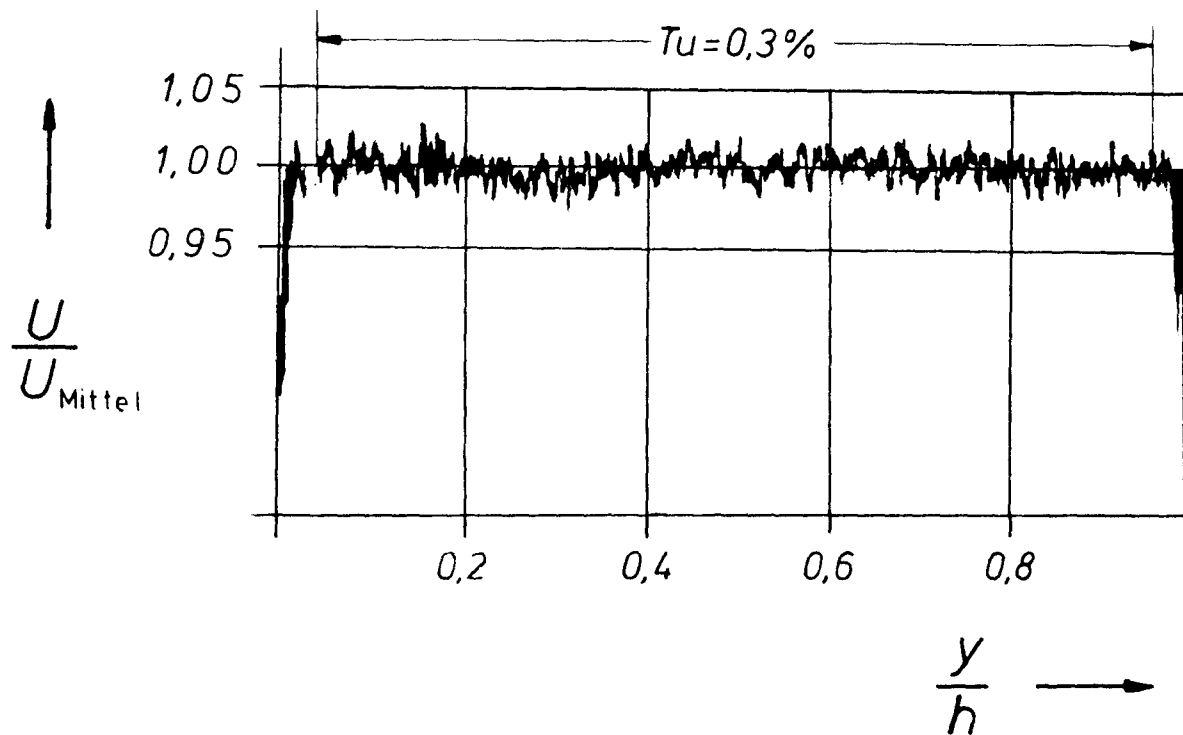


Abb. 4: Geschwindigkeitsverteilung im Meßquerschnitt des Ansaugwindkanals über die Kanalhöhe bei halber Kanalbreite für $U = 24 \text{ m/s}$

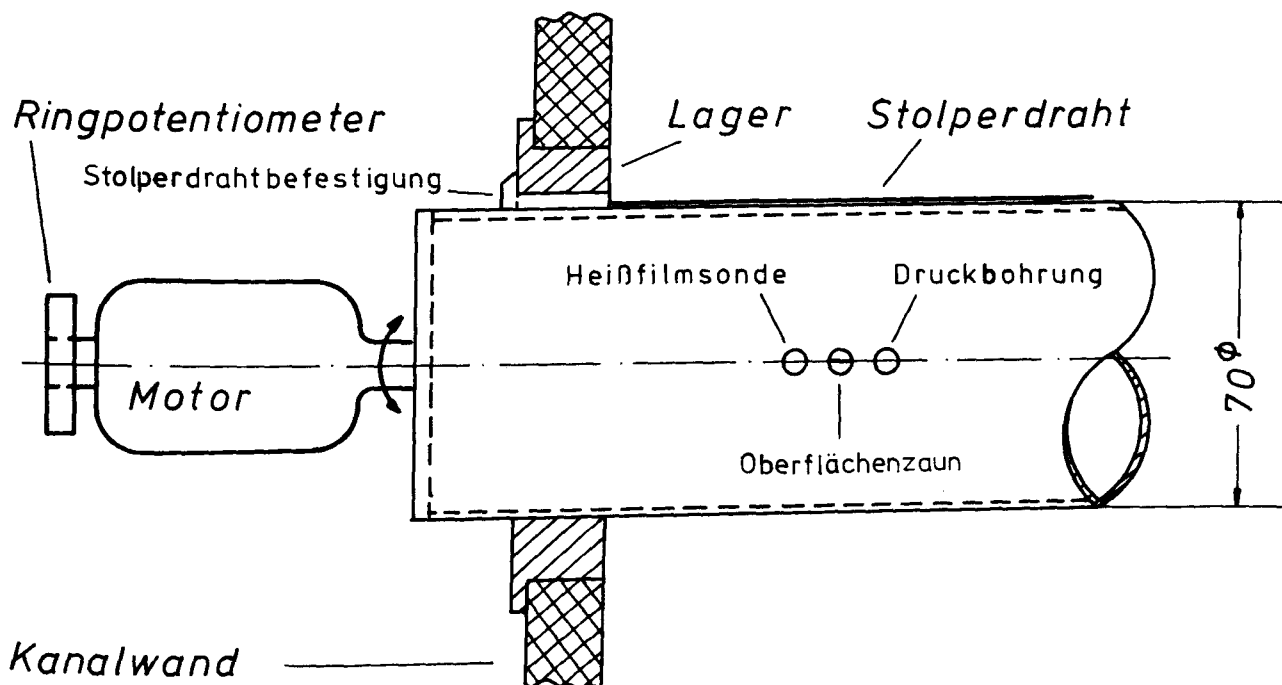


Abb. 5: Skizze des Meßquerschnitts

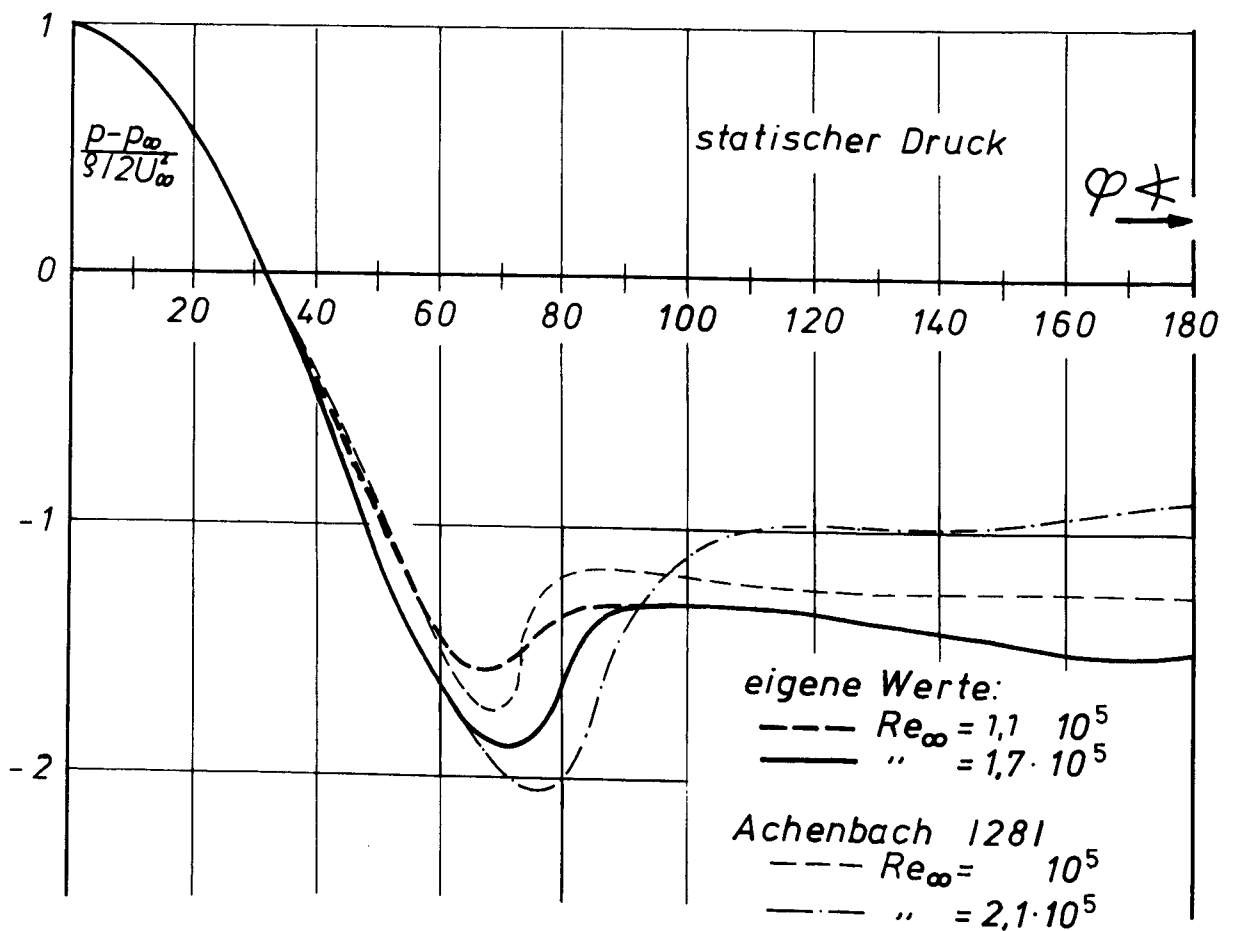
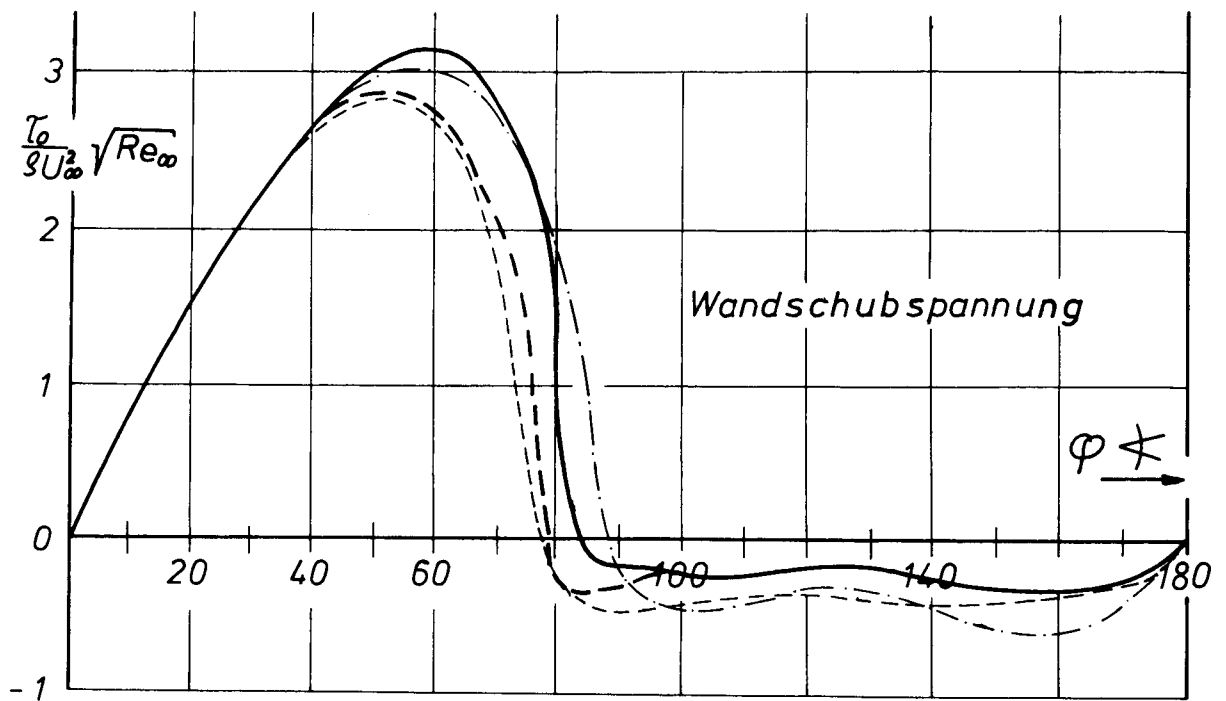


Abb. 6: Vergleich der Wandschubspannungs- und Druckverteilung für verschiedene Reynolds-Zahlen am glatten Einzelzylinder

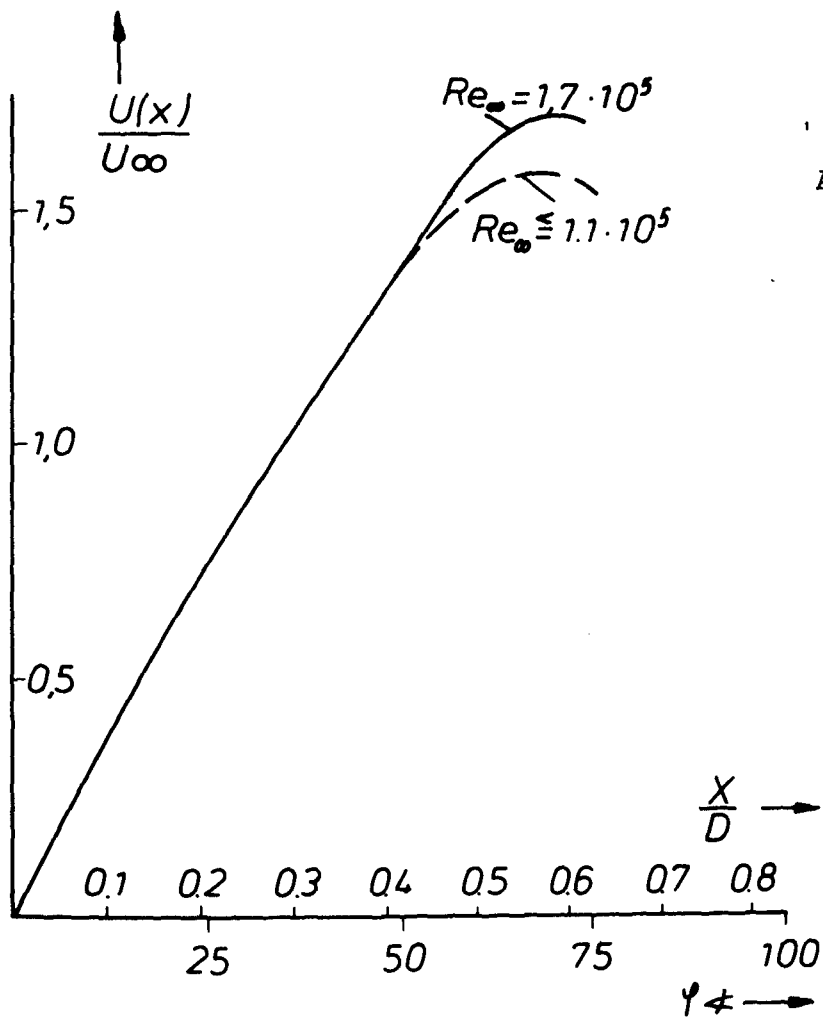


Abb. 7: Geschwindigkeitsverteilung entlang der Zylinderkontur am glatten Einzylinder

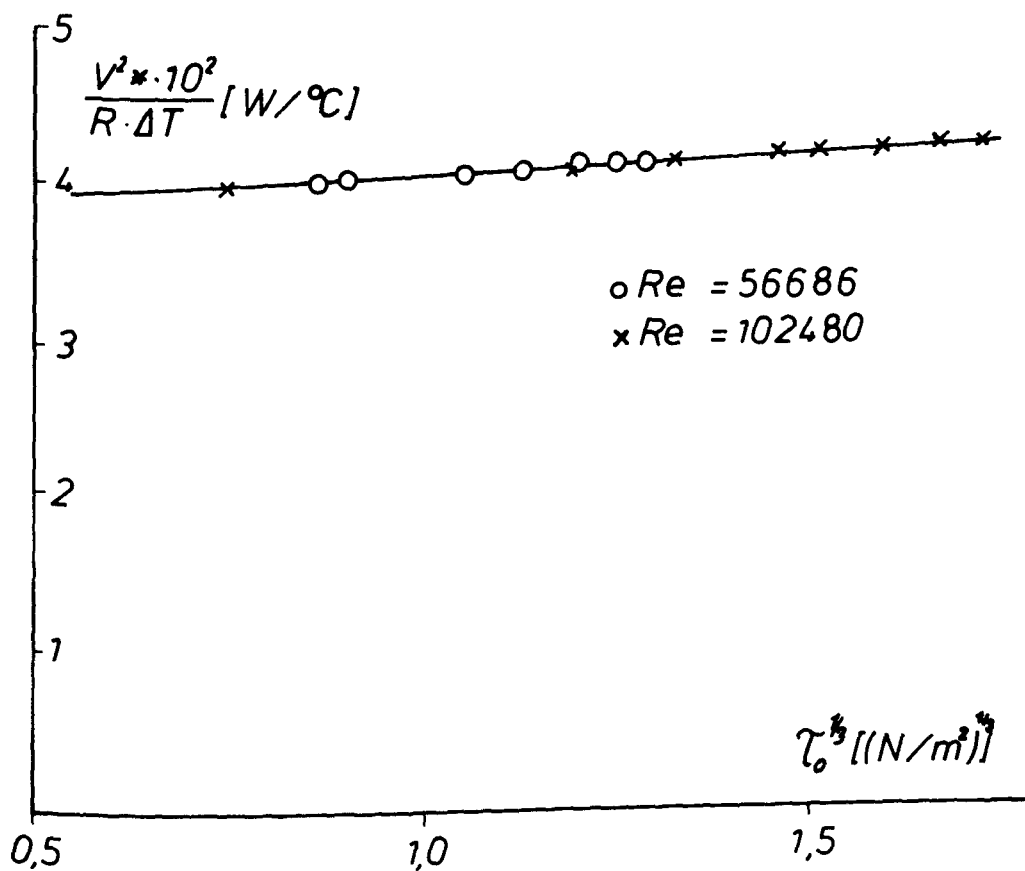
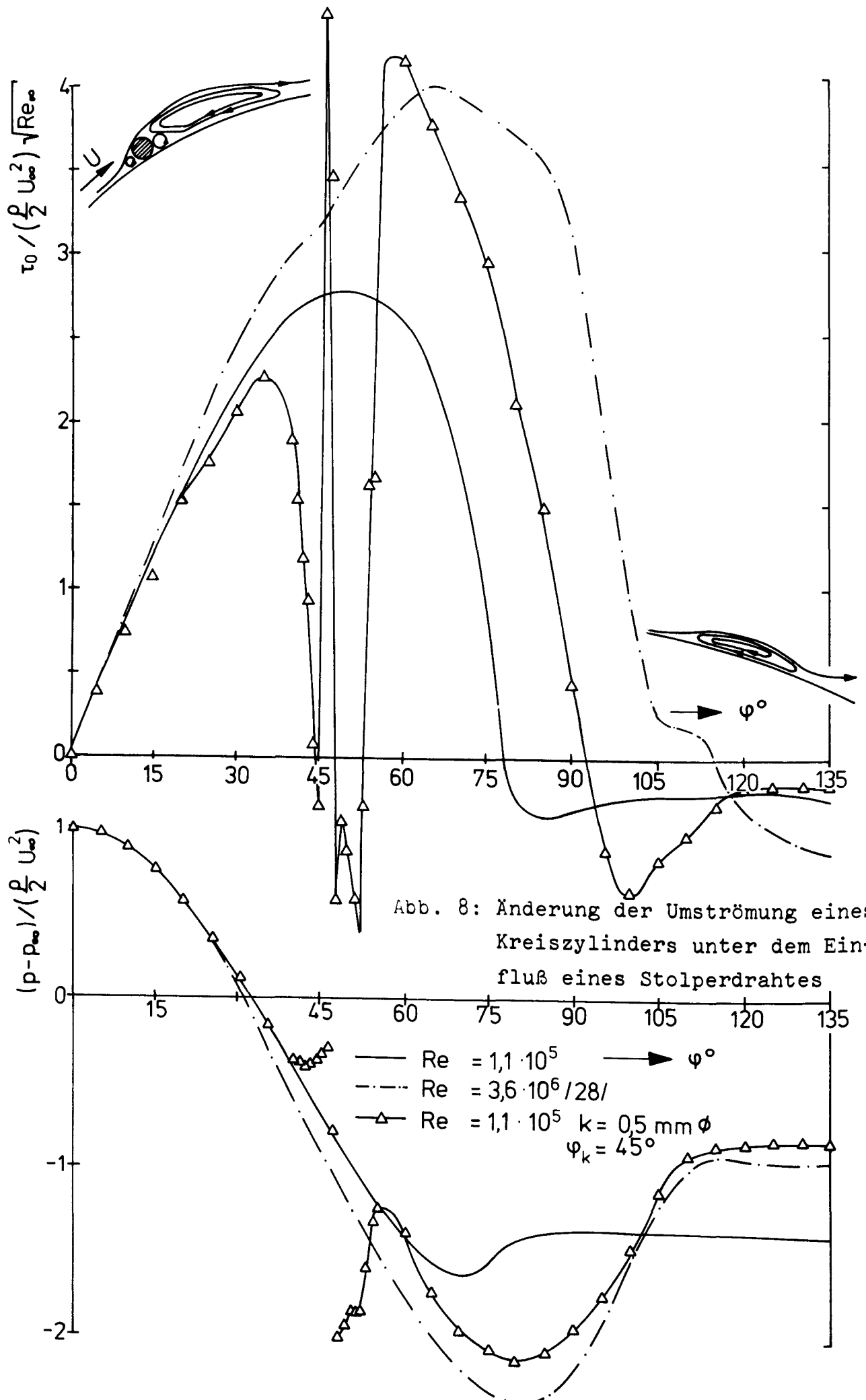


Abb. 7a: Eichung einer Heißfilmsonde als Wandschubspannungsmessgerät in laminarer Grenzschicht



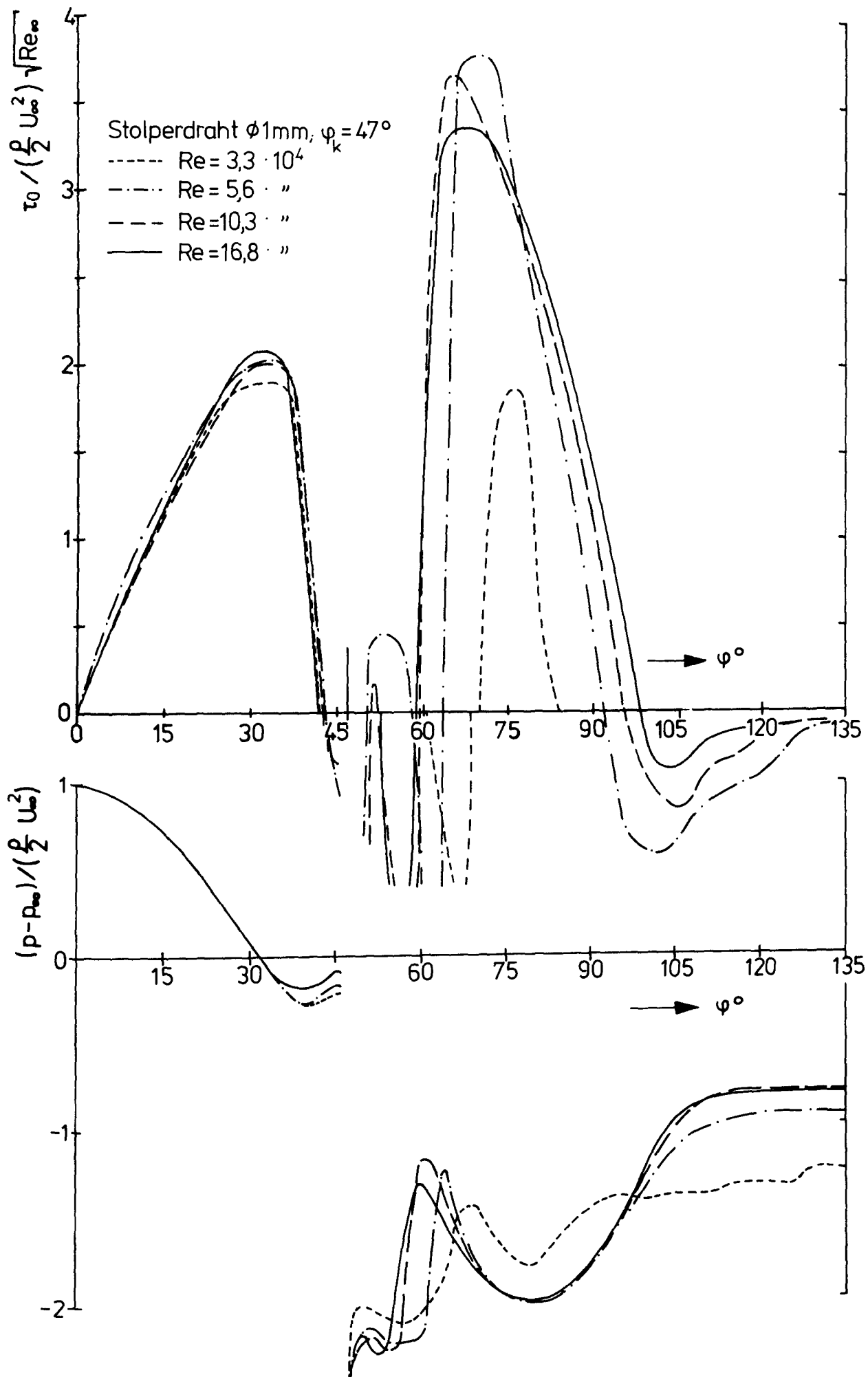


Abb. 9: Einfluß der Reynolds-Zahl auf die Umströmung eines Kreiszylinders mit Stolperdraht

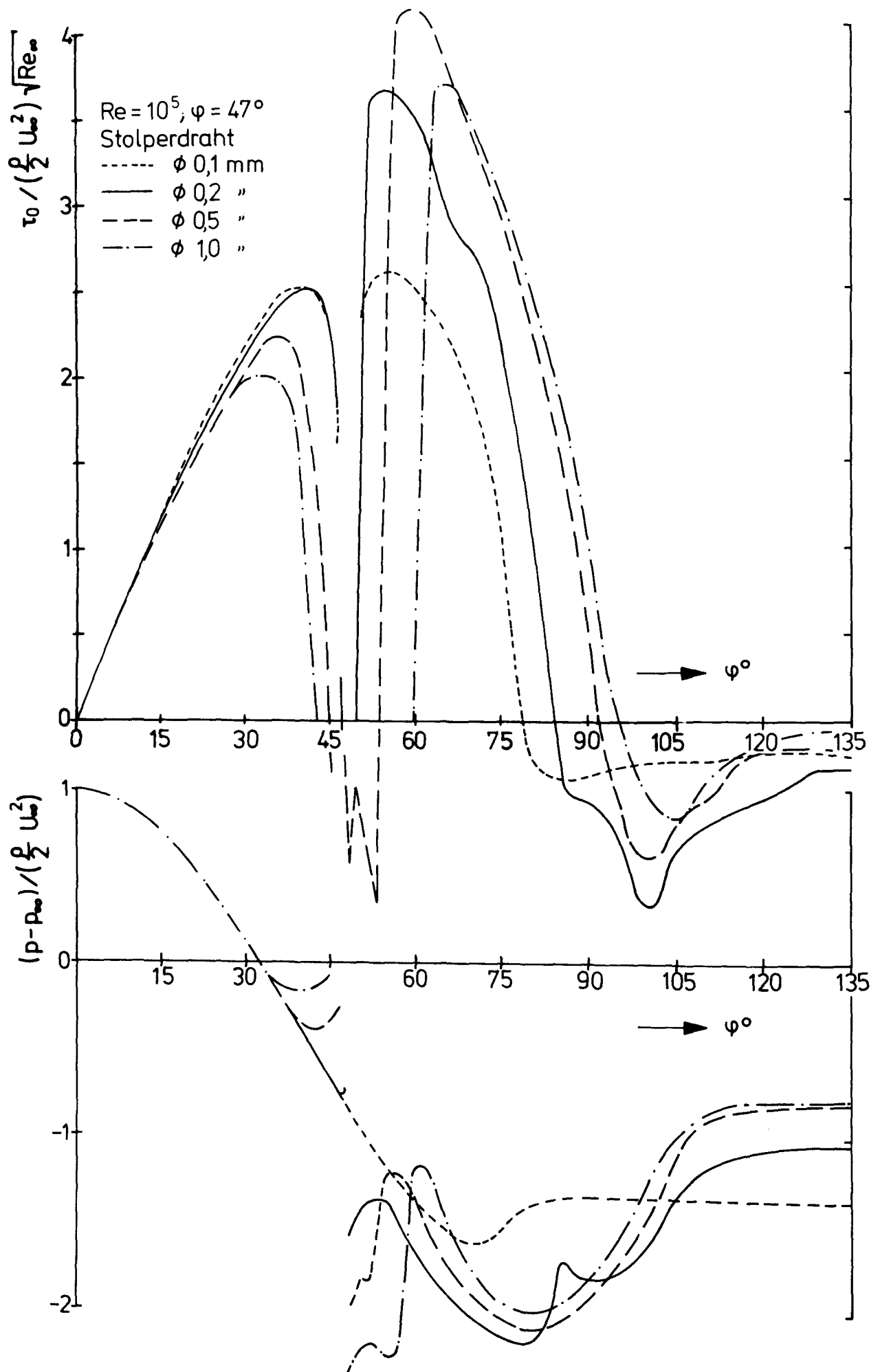


Abb. 10: Einfluß des Stolperdrahtdurchmessers auf die Umströmung des Kreiszylinders mit Stolperdraht

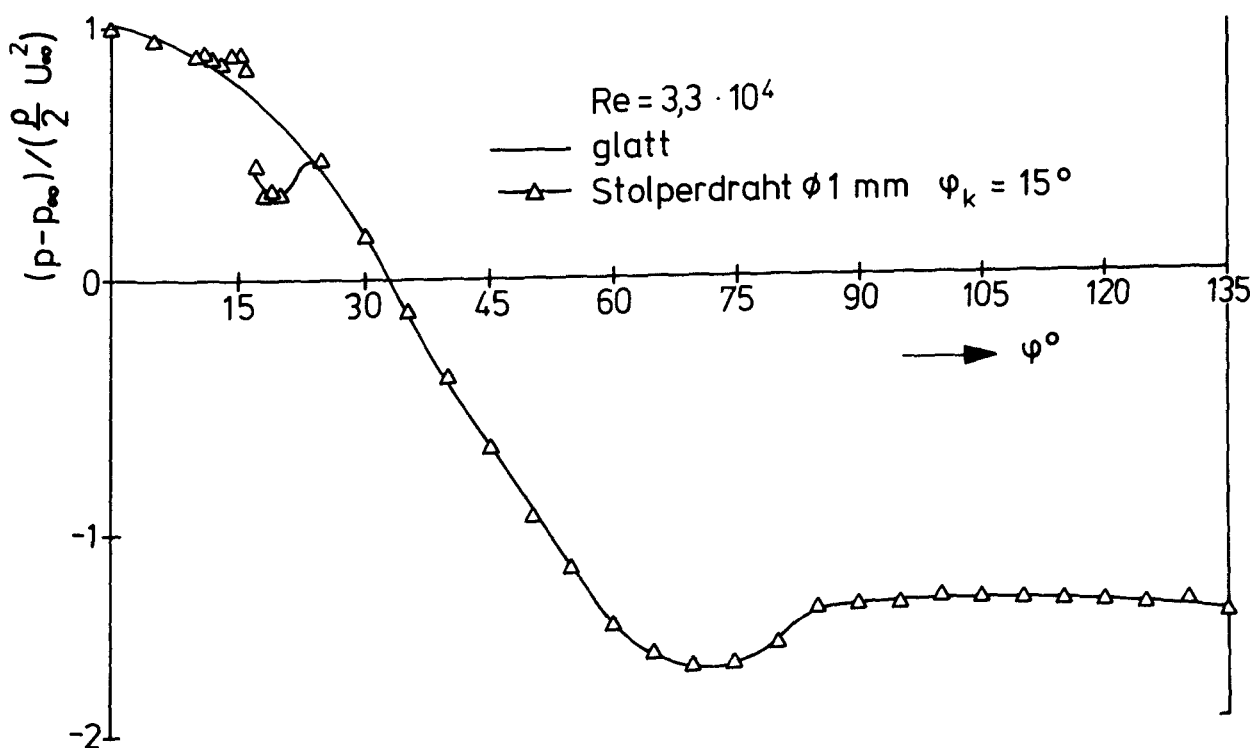
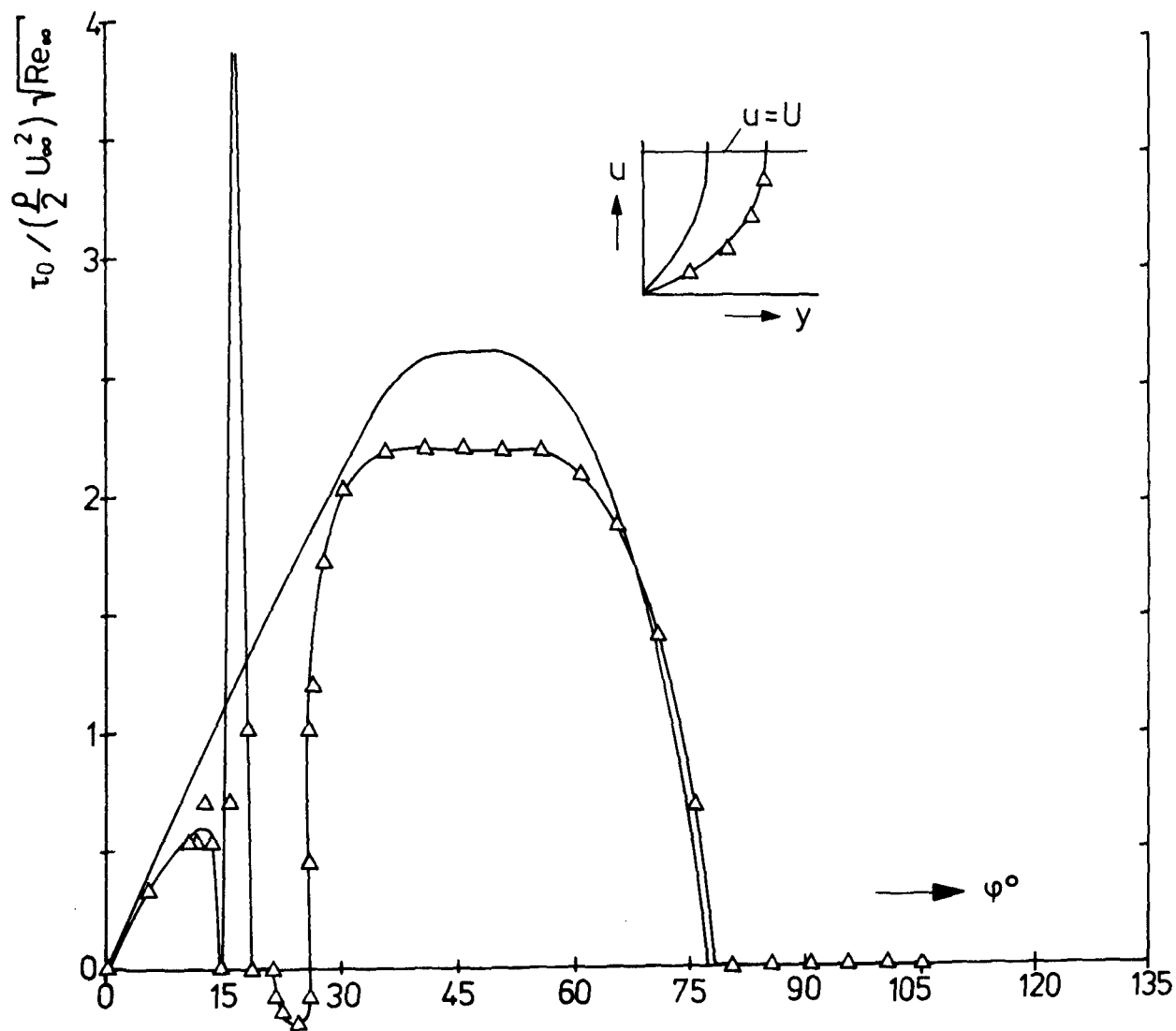


Abb. 11: Änderung der Zylinderumströmung unter dem Einfluß eines Stolperdrahtes bei kleiner Reynolds-Zahl und kleiner Stolperdrahtrücklage

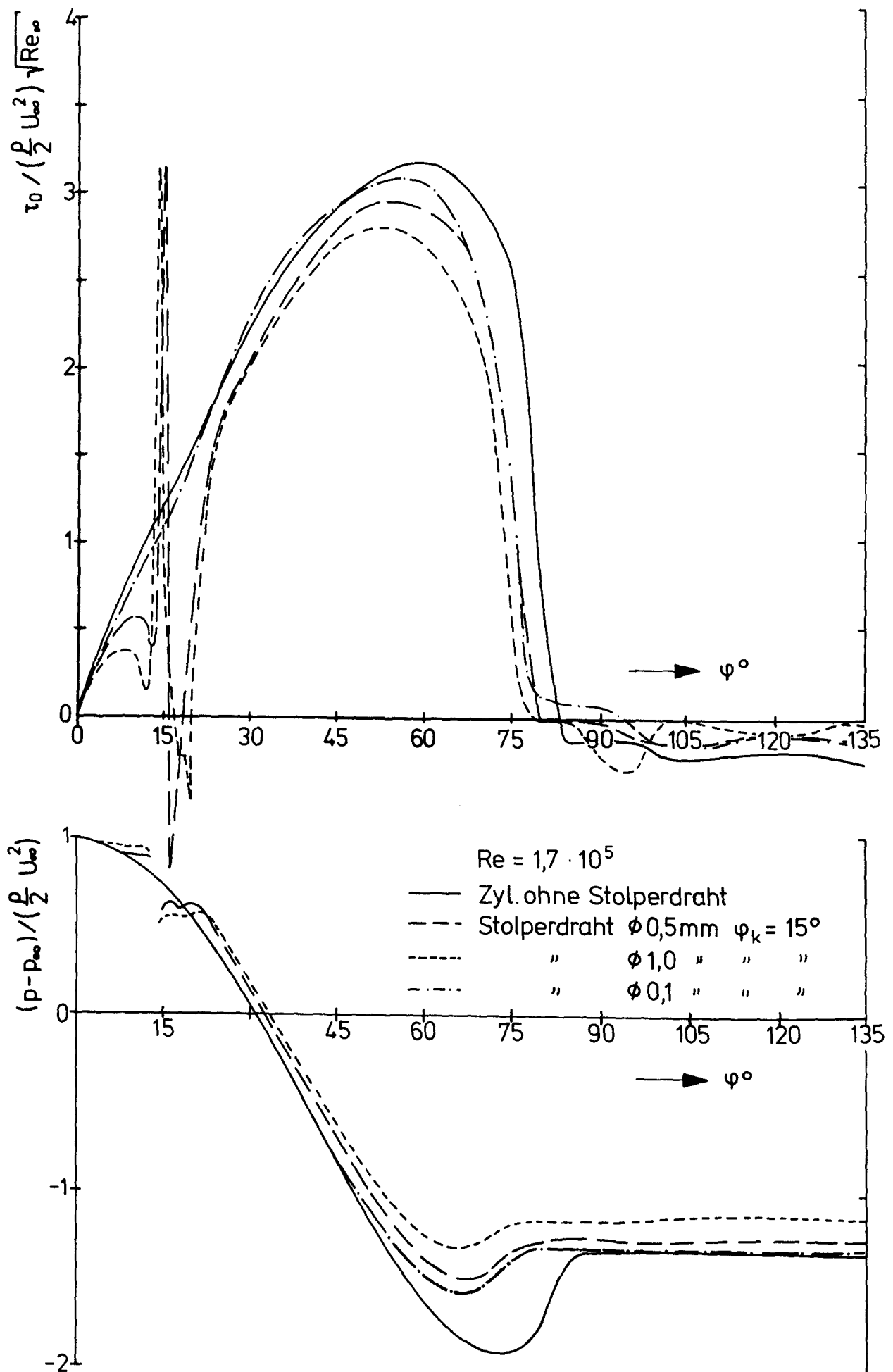


Abb. 12: Änderung der Zylinderumströmung unter dem Einfluß eines Stolperdrahtes bei großer Reynolds-Zahl und kleiner Stolperdrahtrücklage

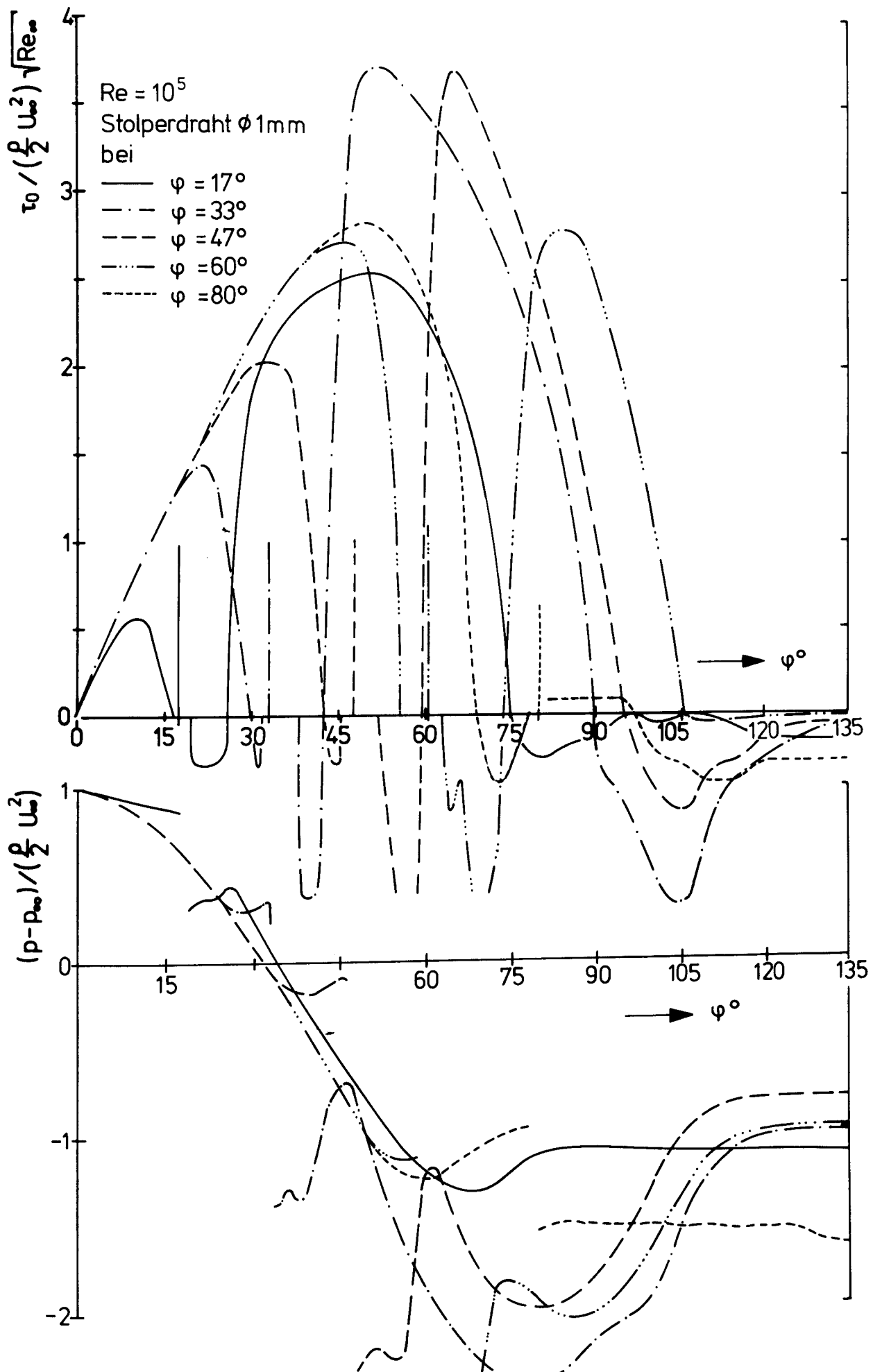


Abb. 13: Einfluß der Stolperdrahtrücklage auf die Umströmung eines Kreiszylinders mit Stolperdraht.

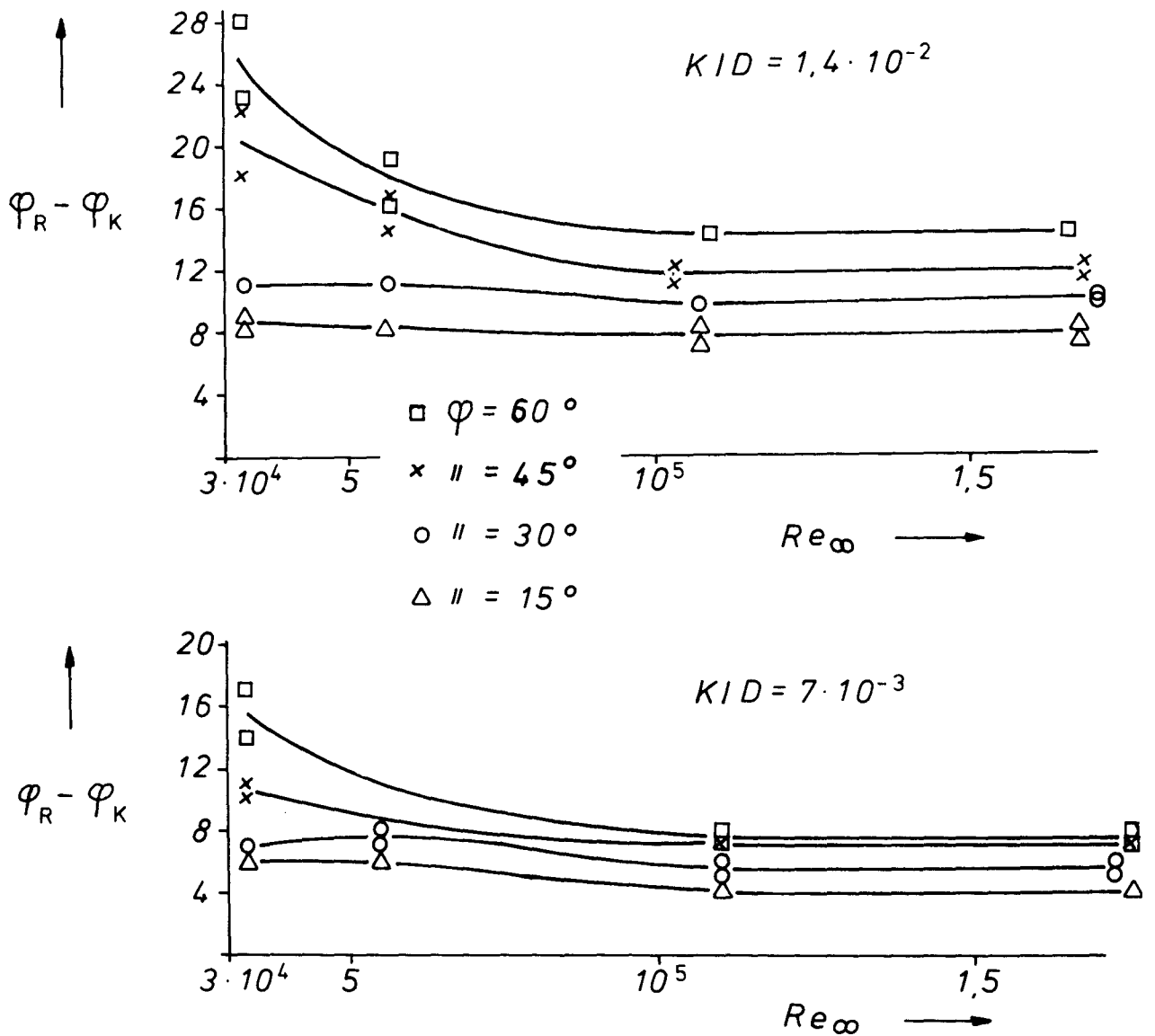


Abb. 14: Erstreckung des Totwassers hinter einem Stolperdraht als Funktion der Reynolds-Zahl Re

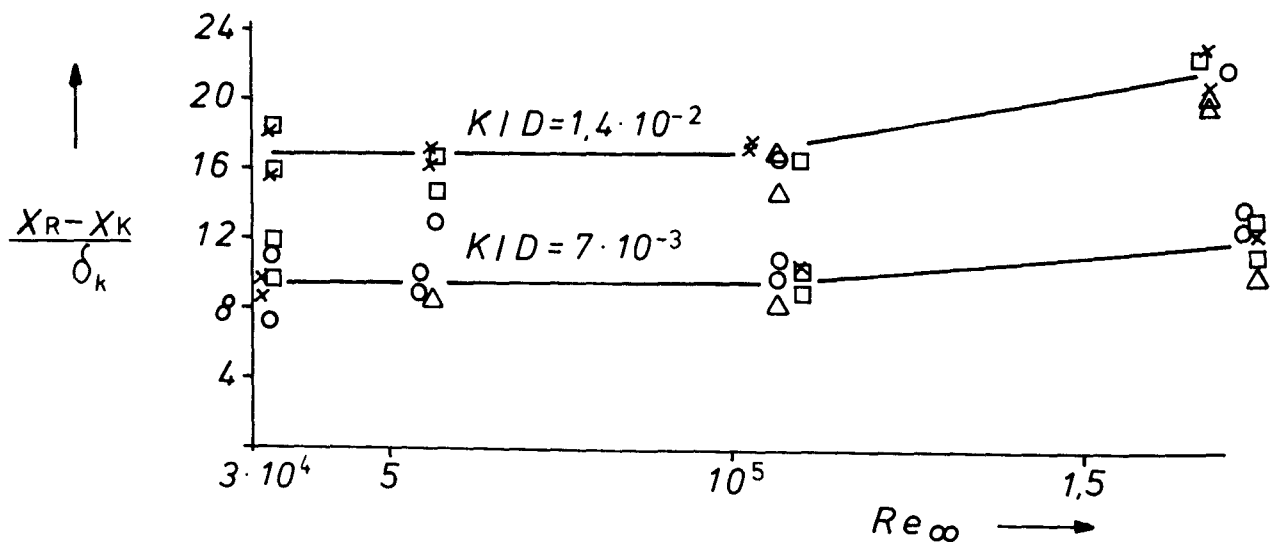


Abb. 15: Totwasserererstreckung hinter einem Stolperdraht, bezogen auf die Grenzschichtdicke am Ort des Stolperdrahtes, als Funktion der Reynolds-Zahl Re

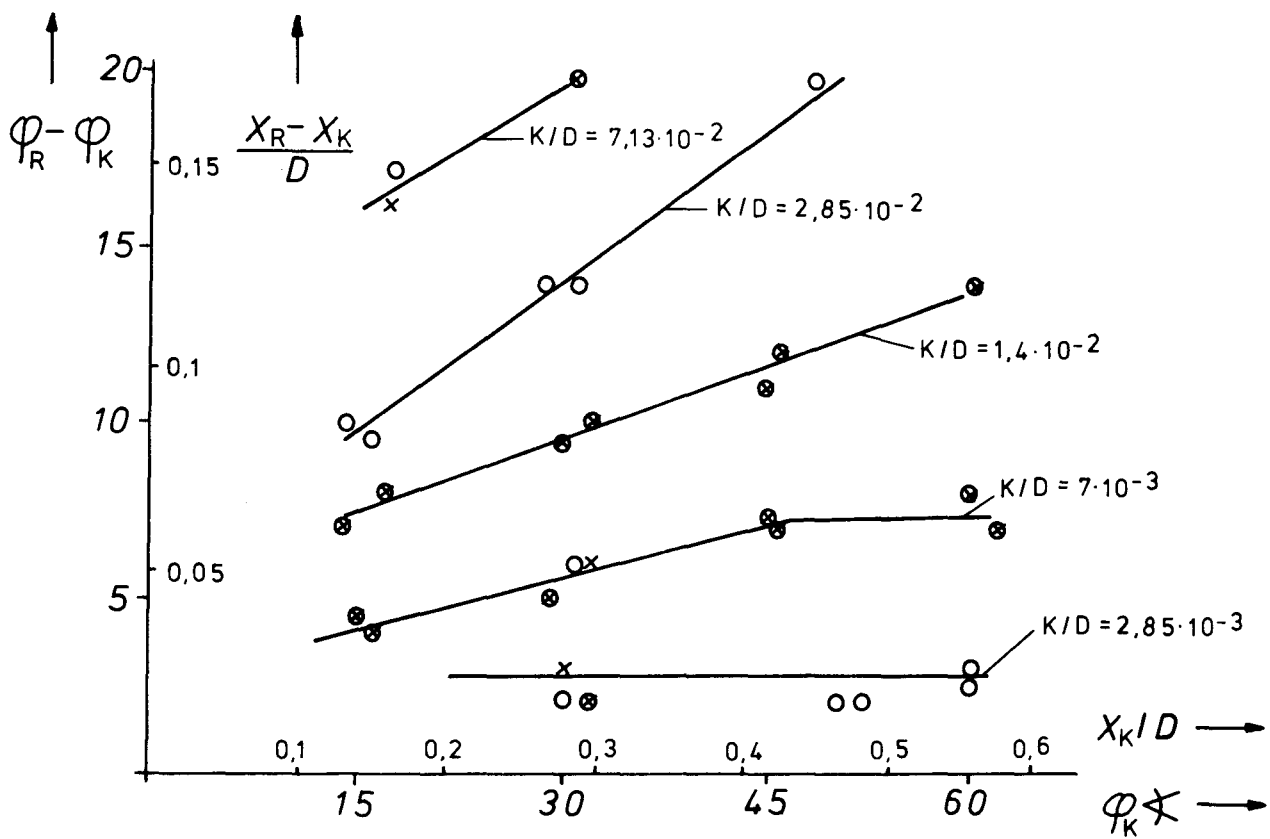


Abb. 16: Totwasserer Streckung hinter Stolperdrähten verschiedenen Durchmessers bei $Re_{\infty} \geq 10^5$ und $15^\circ \leq \varphi_K \leq 60^\circ$

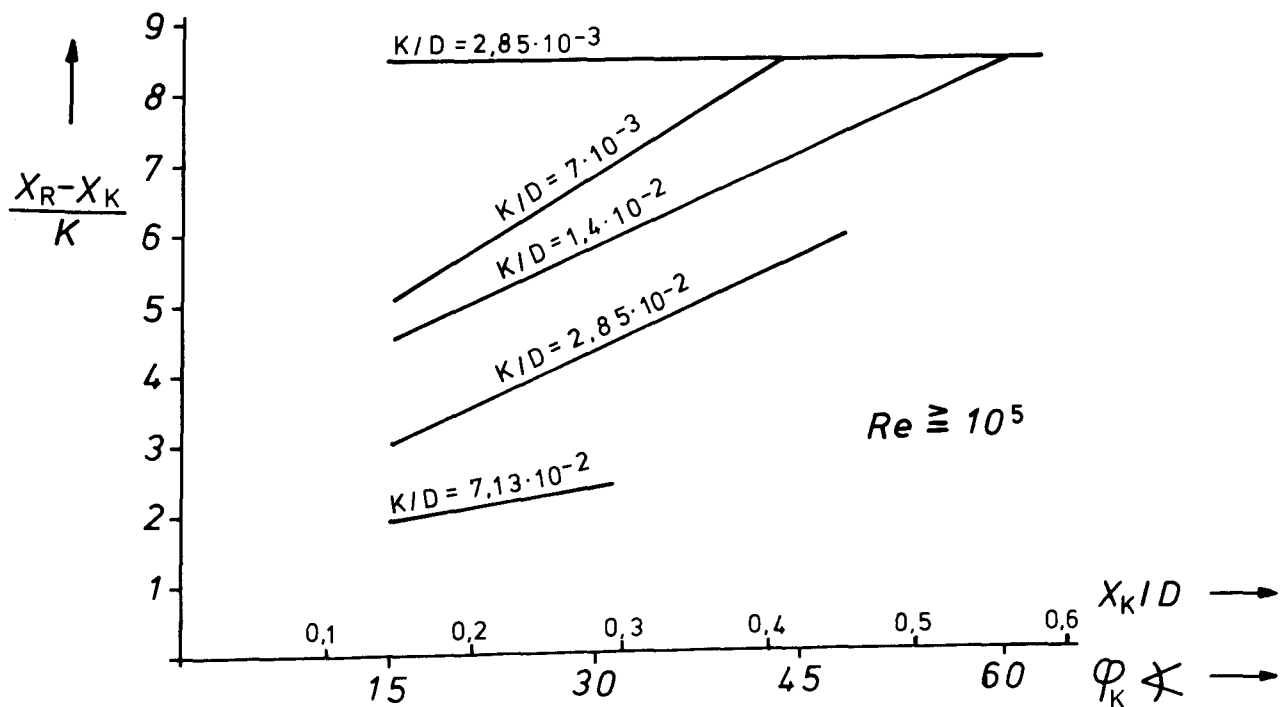


Abb. 17: Totwasserer Streckung, bezogen auf den Stolperdrahtdurchmesser, für $Re_{\infty} \geq 10^5$ und $15^\circ \leq \varphi_K \leq 60^\circ$

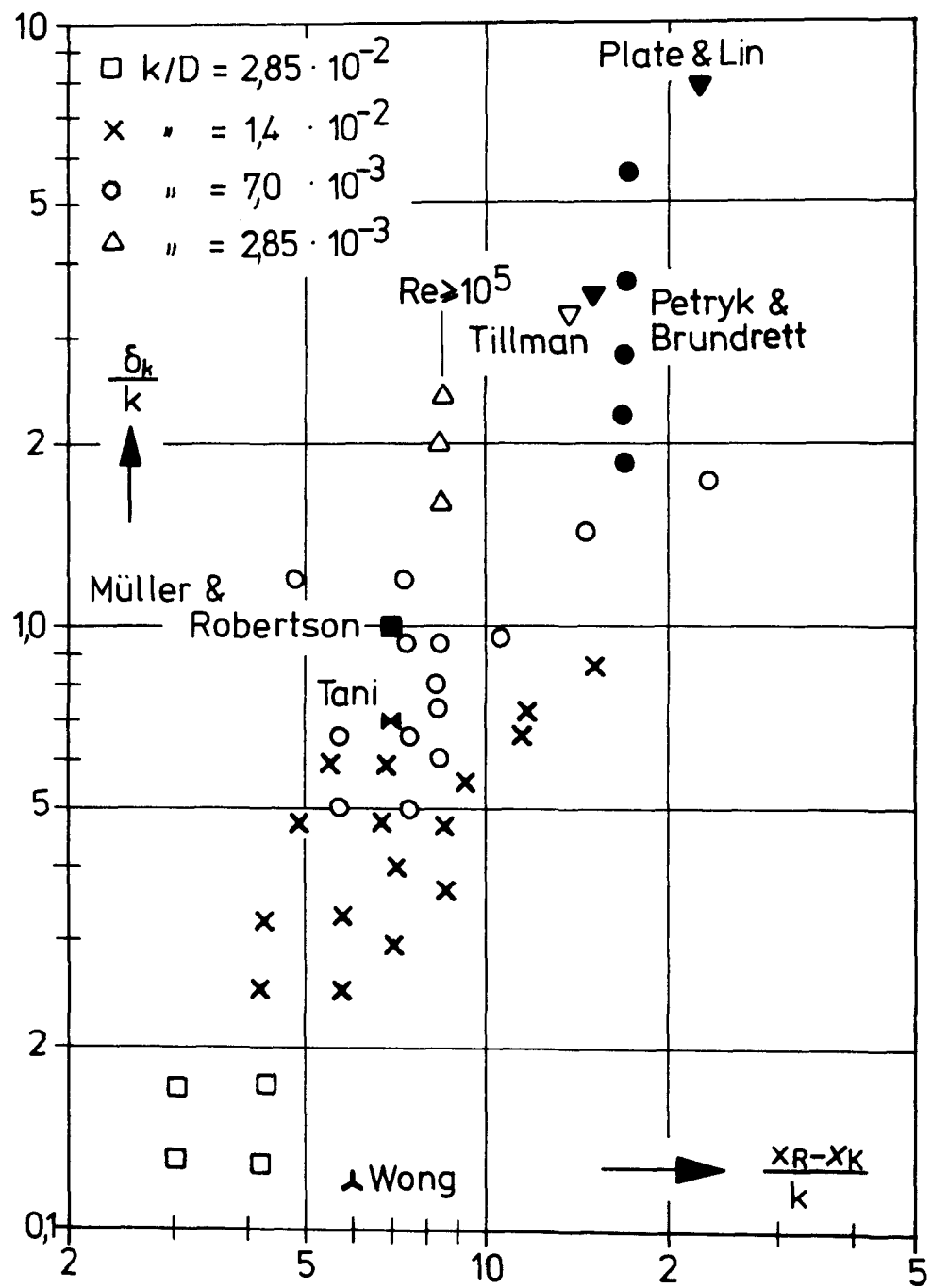
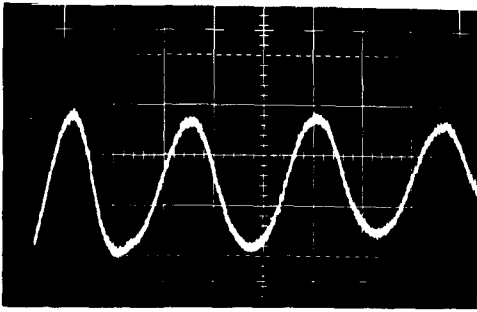


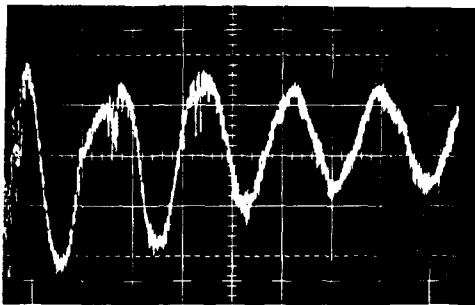
Abb. 18: Vergleich der Messungen über die Totwassererstreckung mit den Ergebnissen anderer Autoren



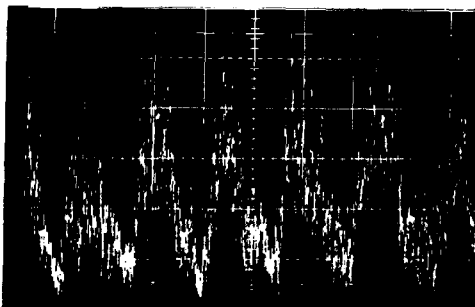
$Re=5,7 \cdot 10^4$; $\varphi=28,2^\circ$; $y=0,05 \text{ V/cm}$

Zeitablenkung:

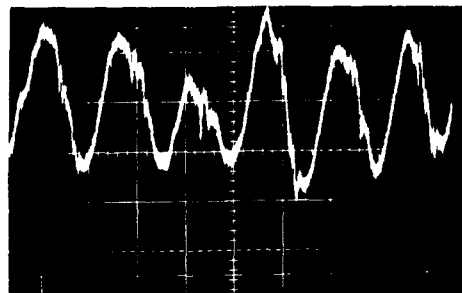
$x \approx 10 \text{ ms/cm}$



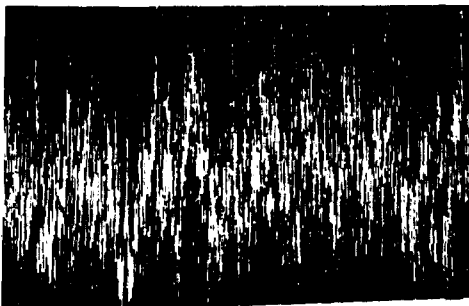
$Re=7,0 \cdot 10^4$; $\varphi=28,2^\circ$; $y=0,05 \text{ V/cm}$



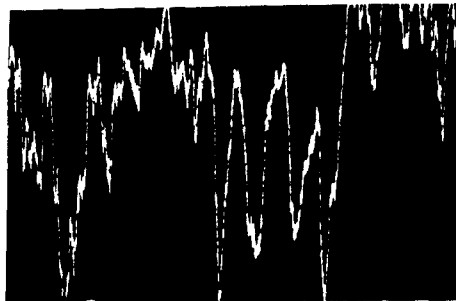
$Re=9,3 \cdot 10^4$; $\varphi=28,2^\circ$; $y=0,2 \text{ V/cm}$



$Re=9,3 \cdot 10^4$; $\varphi=62,5^\circ$; $y=0,1 \text{ V/cm}$



$Re=1,67 \cdot 10^5$; $\varphi=29^\circ$; $y=0,5 \text{ V/cm}$



$Re=1,67 \cdot 10^5$; $\varphi=85^\circ$; $y=0,2 \text{ V/cm}$

Abb. 19: Darstellung des Grenzschichtumschlages für eine Stolperdrahtanordnung mit $k/D = 2,85 \cdot 10^{-2}$ und $\varphi_k = 15^\circ$, ermittelt mit Hilfe einer wandbündig eingebauten Heißfolie

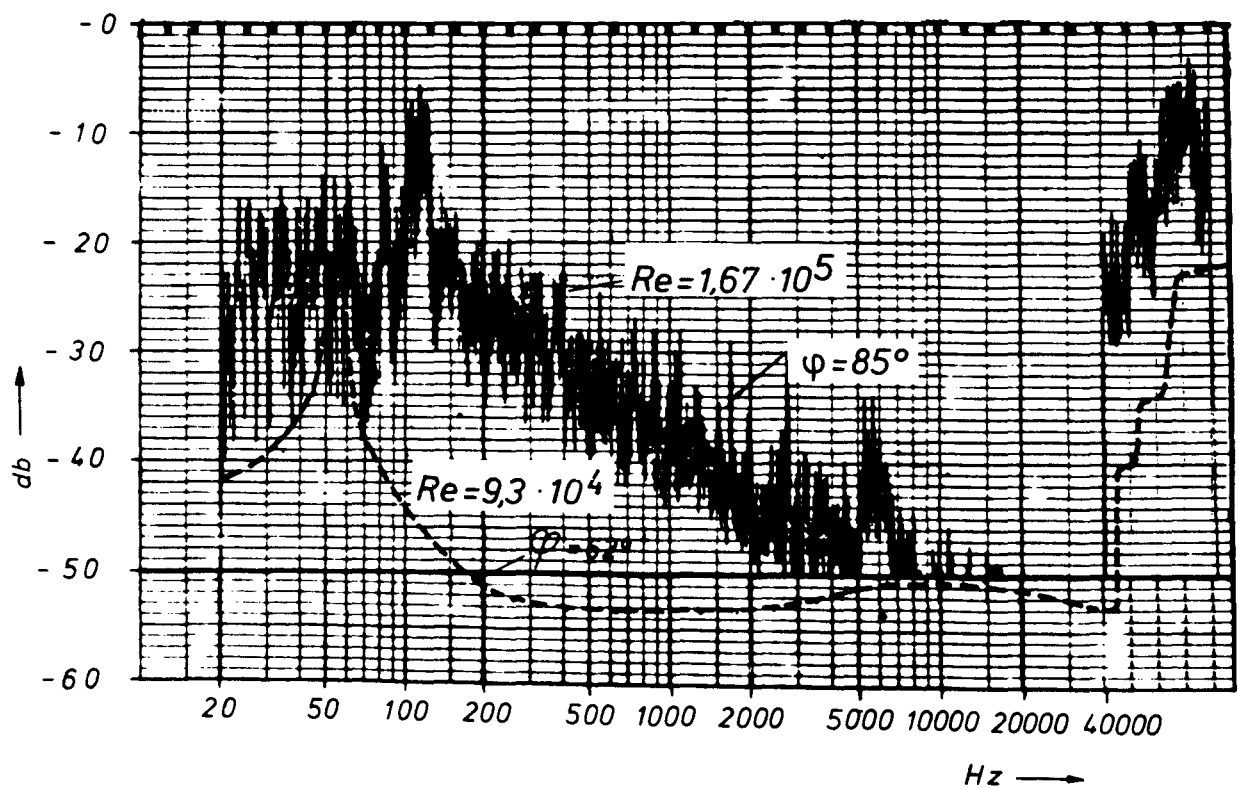
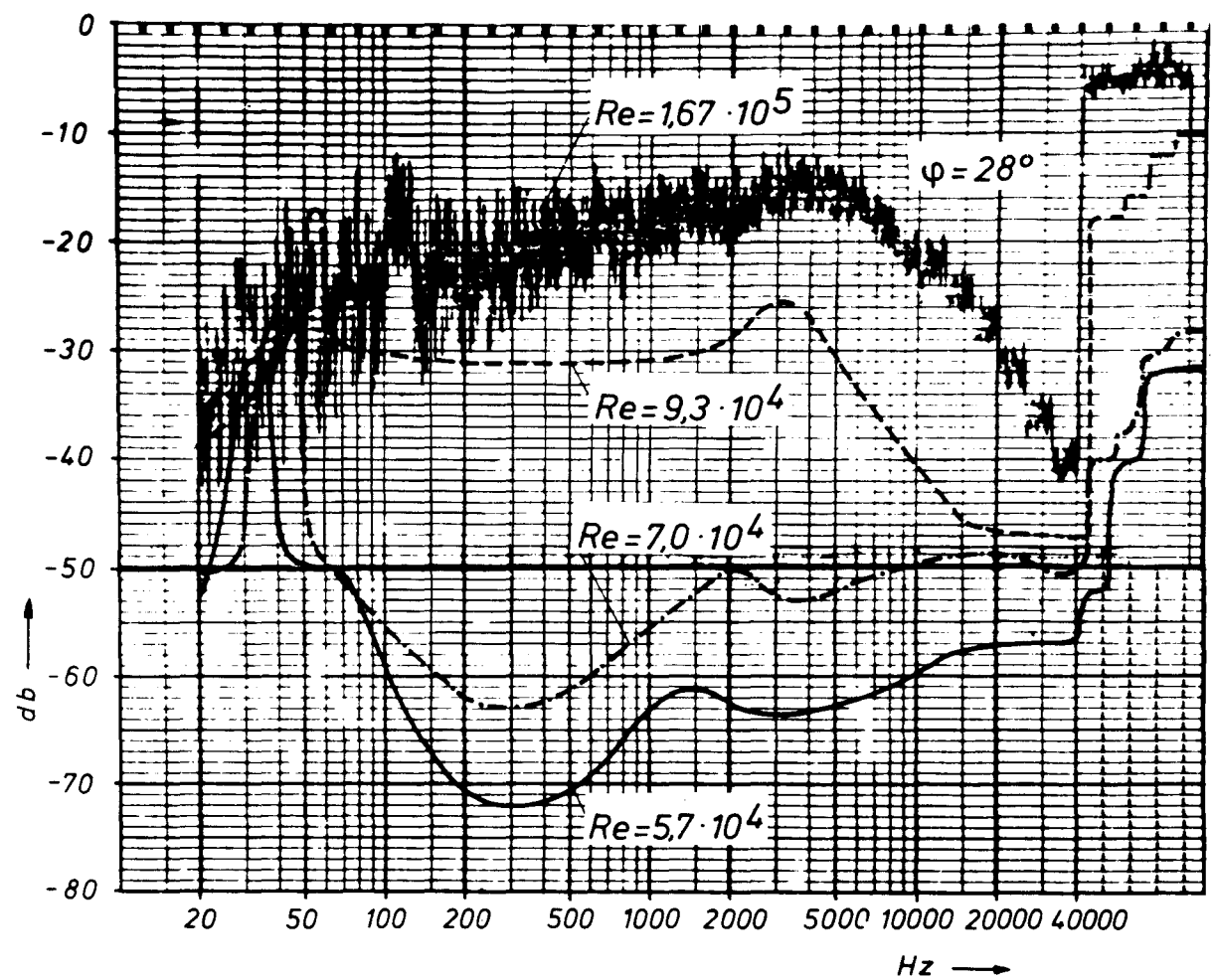
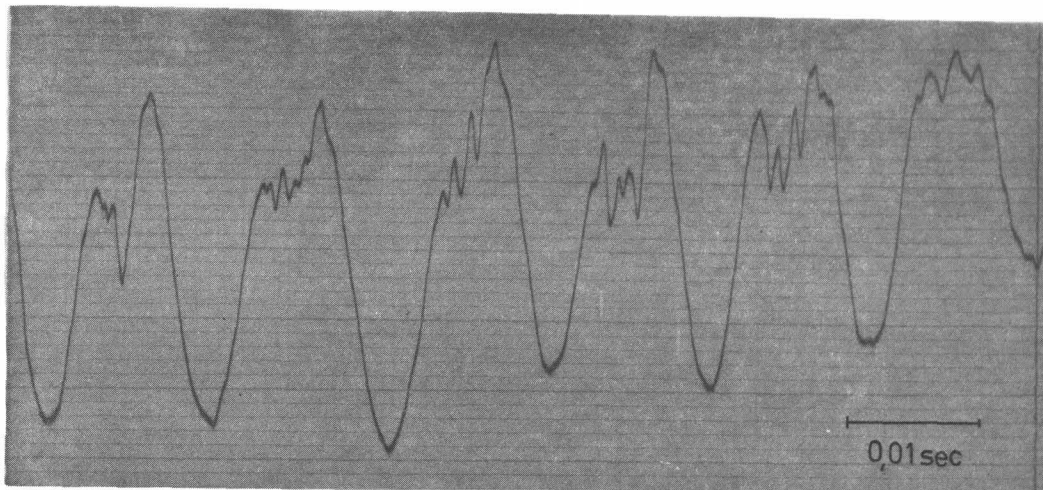
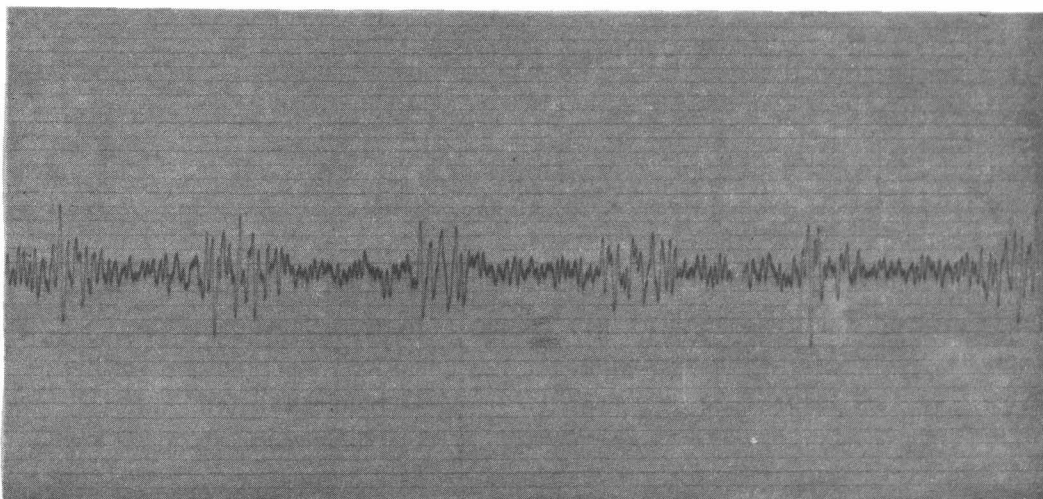


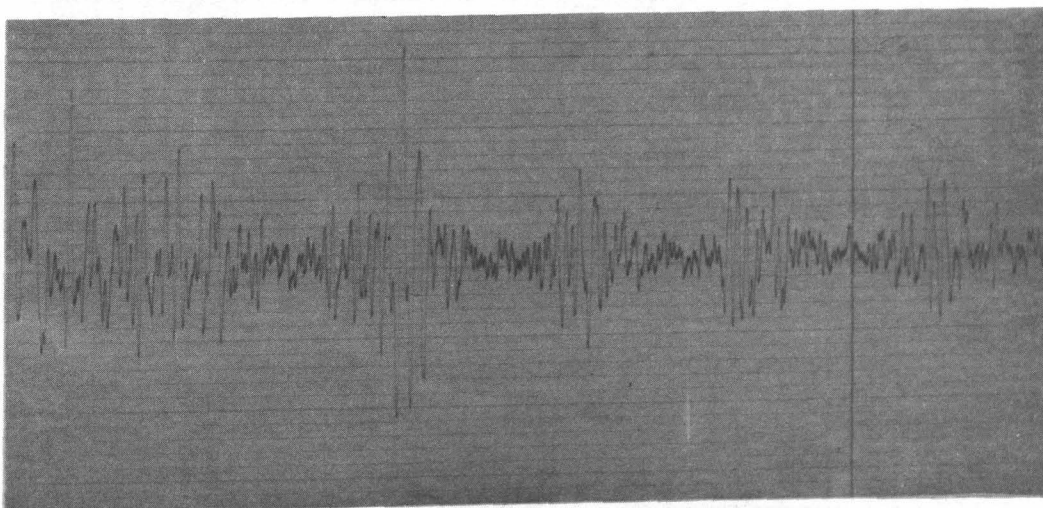
Abb. 20: Frequenzspektren der Heißfoliensignale aus Abb. 19



$Re_{\infty} = 124\,800$ Frequenzbereich: $f = 10 \dots 1\,000 \text{ Hz}$



$Re_{\infty} = 103\,952$ Frequenzbereich: $f = 400 \dots 2\,500 \text{ Hz}$



$Re_{\infty} = 110\,665$ Frequenzbereich: $f = 400 \dots 2\,500 \text{ Hz}$

Abb. 21 Lichtlinienschrift des Heißfilmsondensignals im Bereich des Grenzschichtumschlages
 Stolperdrahtanordnung: $k/D = 7 \cdot 10^{-3}$, $\varphi_k = 15^\circ$,
 $\varphi_{\text{Messung}} = 21^\circ$

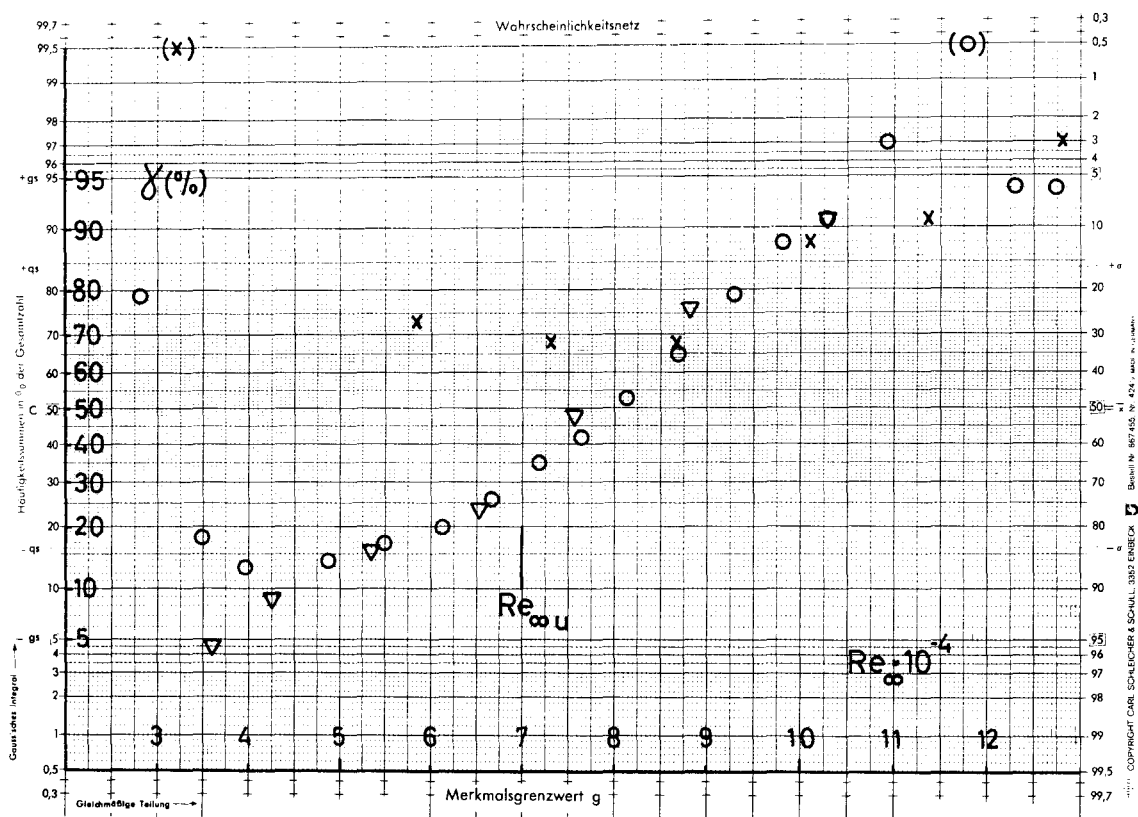


Abb. 22:

Intermittenzgrad der Grenzschicht als Funktion von Re_{∞} . Stolperdrahtanordnung:
 $k/D = 2,85 \cdot 10^{-2}$, $\varphi_k = 15^\circ$, $\varphi_{\text{Messung}} = 21^\circ$

Ermittlung von γ aus

- Kurtosis direkt gemessen
- × Kurtosis aus Häufigkeitsdichte
- ▽ Lichtlinienschieb
- + Lichtlinienschieb, quadr. Sign.

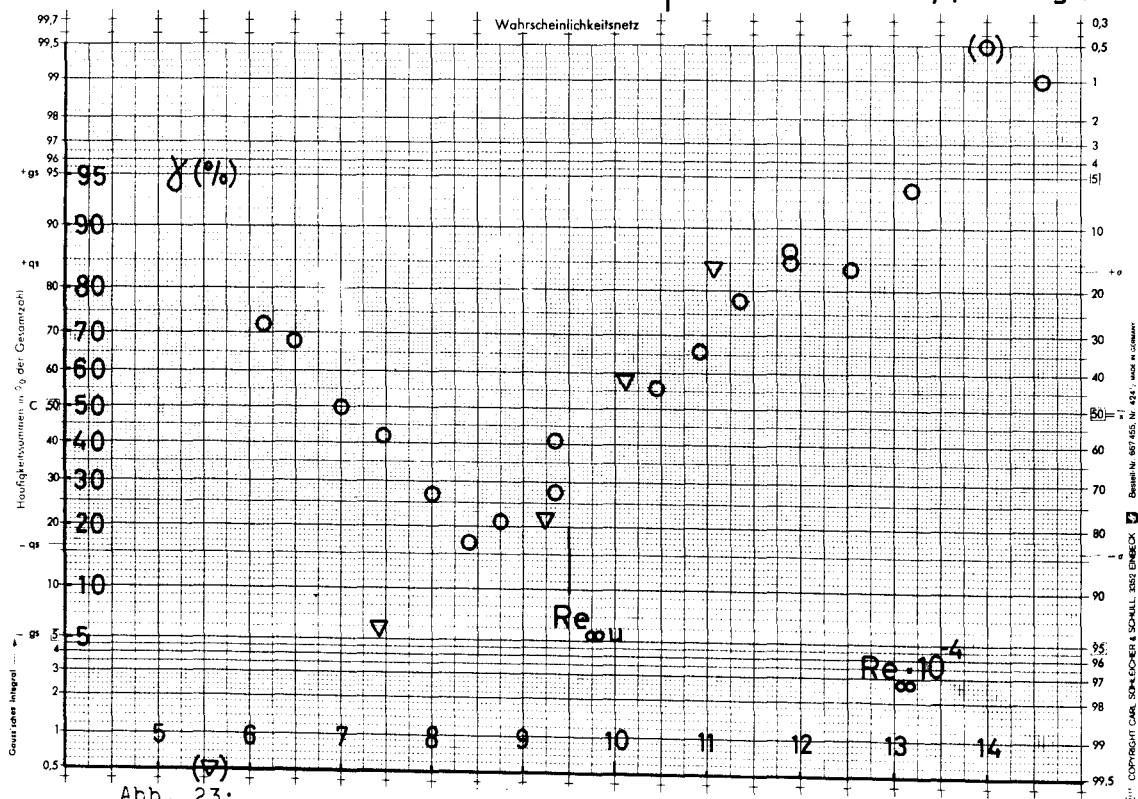


Abb. 23:

Intermittenzgrad der Grenzschicht als Funktion von Re_{∞}
 Stolperdrahtanordnung: $k/D = 1,43 \cdot 10^{-2}$, $\varphi_k = 15^\circ$
 $\varphi_{\text{Messung}} = 23^\circ$

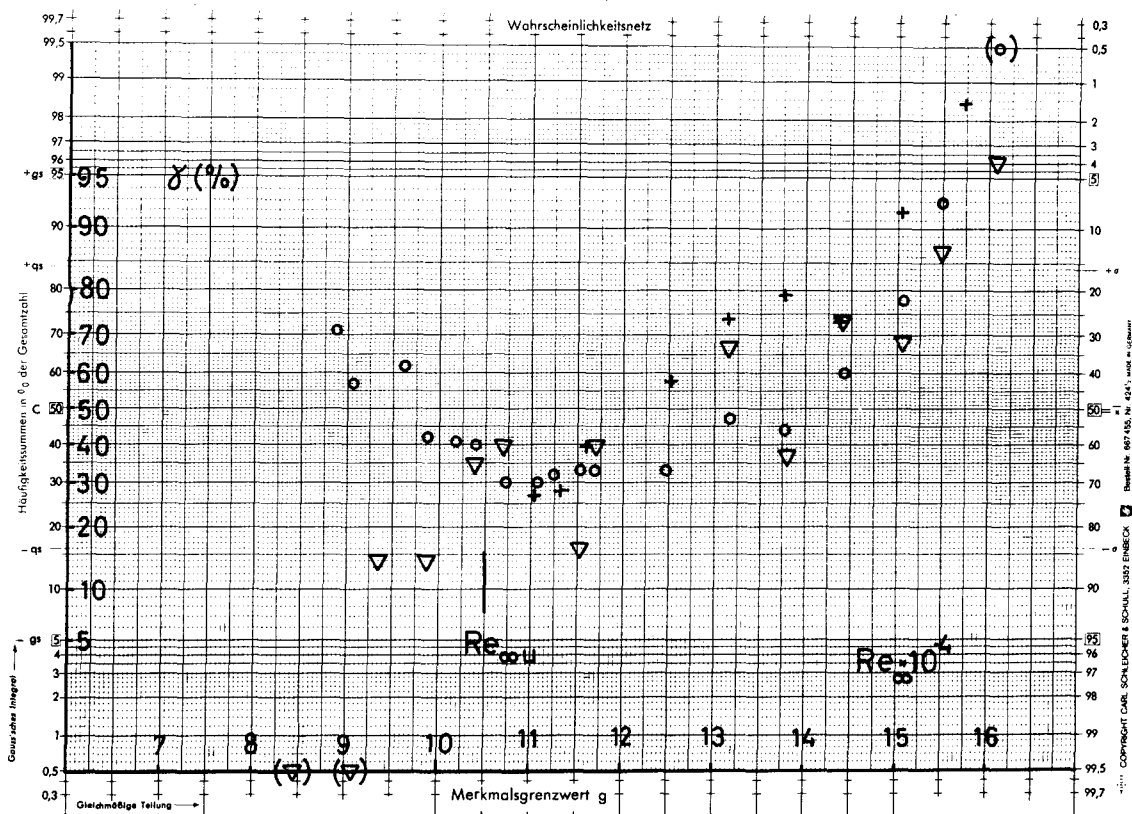


Abb. 24:

Intermittenzgrad der Grenzschicht als Funktion von Re_{oo} . Stolperdrahtanordnung:
 $k/D = 7,1 \cdot 10^{-3}$, $\varphi_k = 15^\circ$, $\varphi_{\text{Messung}} = 21^\circ$

Ermittlung von δ aus

○ Kurtosis, direkt gemessen

× Kurtosis, aus Häufigkeitsdichte

▽ Lichtlinienschieb

+ Lichtlinienschieb, quadr. Sign.

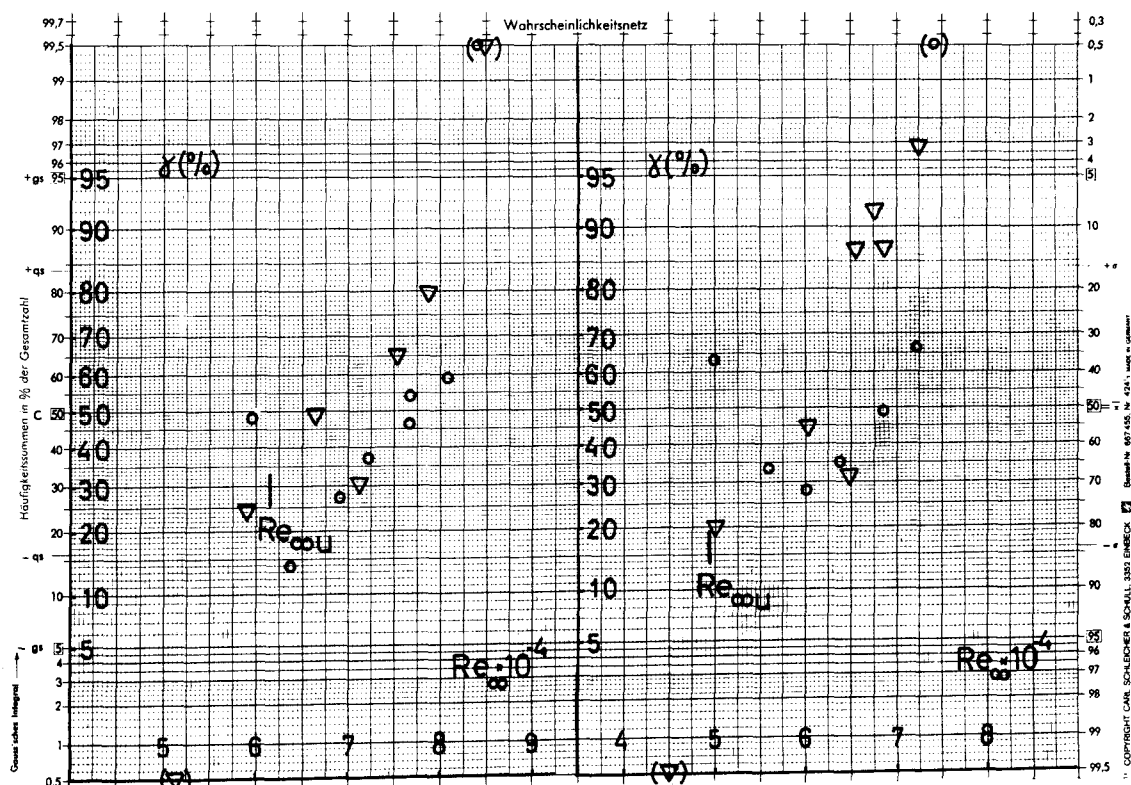


Abb. 25

Intermittenzgrad der Grenzschicht als Funktion von Re_{oo}
 Stolperdrahtanordnung: $k/D = 7,1 \cdot 10^{-3}$

links: $\varphi_k = 31^\circ$, $\varphi_{\text{Messung}} = 38^\circ$
 rechts: $\varphi_k = 45^\circ$, $\varphi_{\text{Messung}} = 56^\circ$

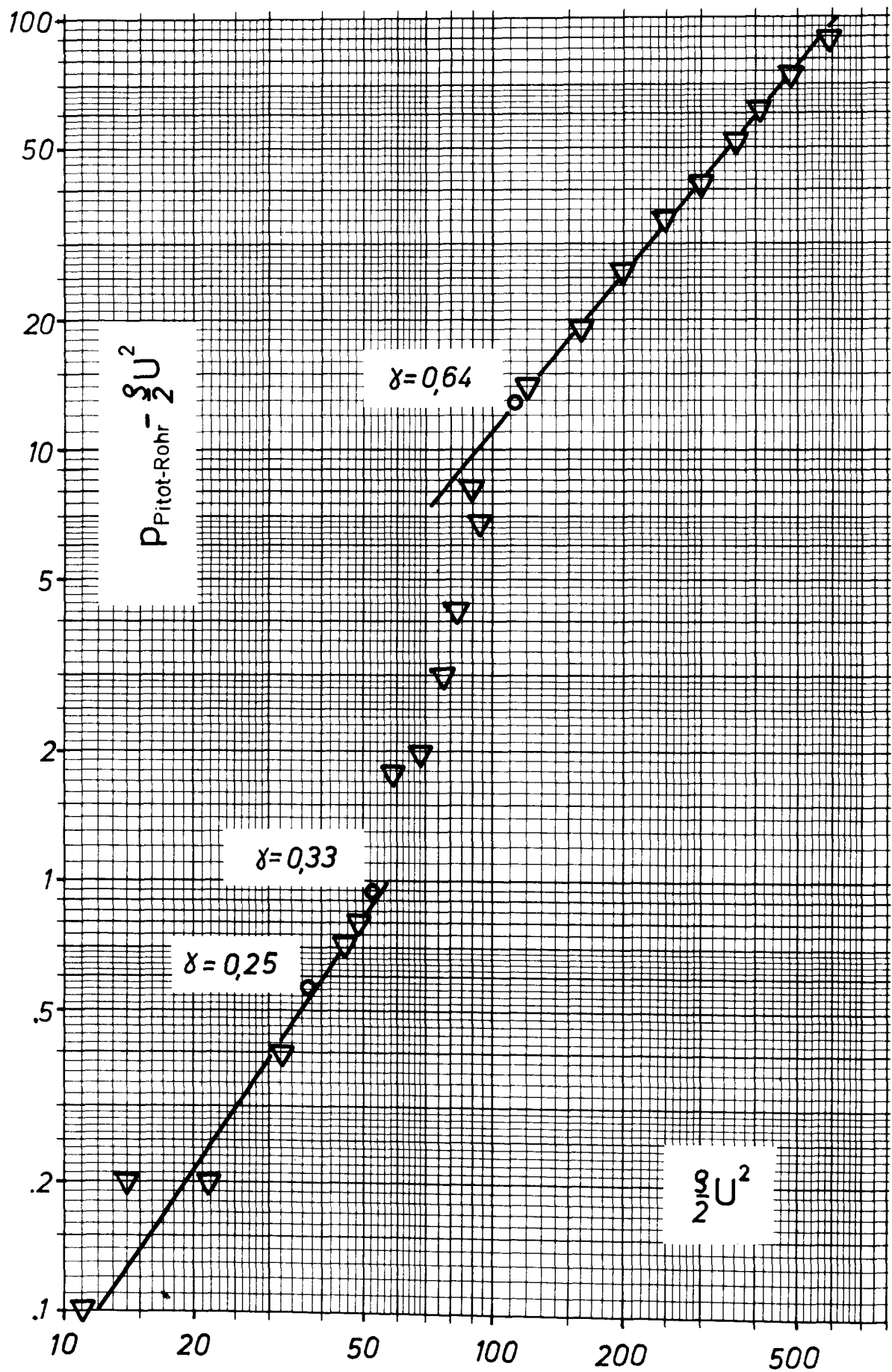


Abb. 26 Änderung des Grenzschichtprofils und des Intermittenzgrades der Grenzschicht am Beispiel des Grenzschichtumschlages hinter einem Stolperdraht auf einer längsangeströmten Platte

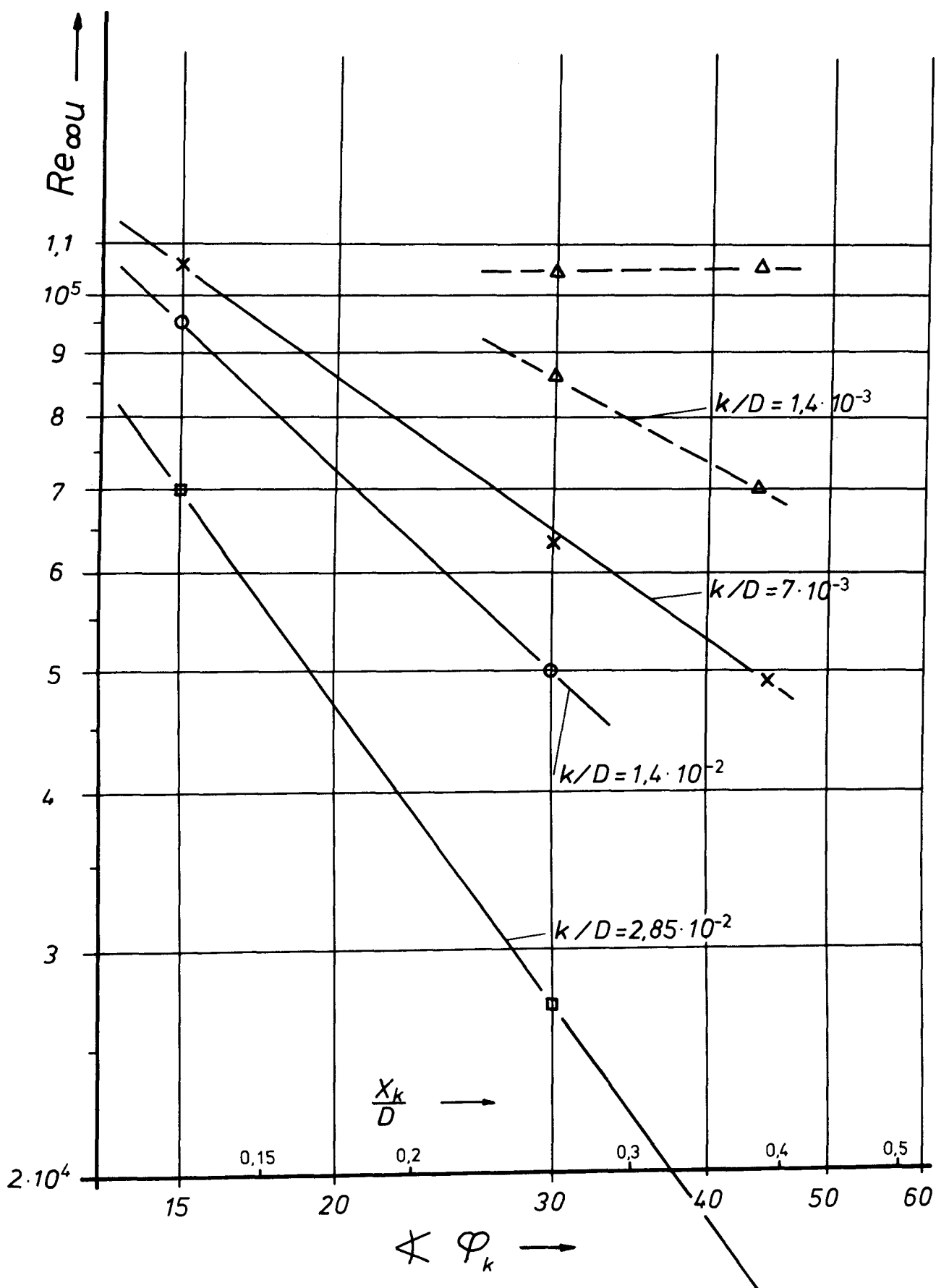


Abb. 27: Umschlag-Reynolds-Zahl Re_{∞} als Funktion der Stolperdrahtrücklage für verschiedene Stolperdrahtdurchmesser

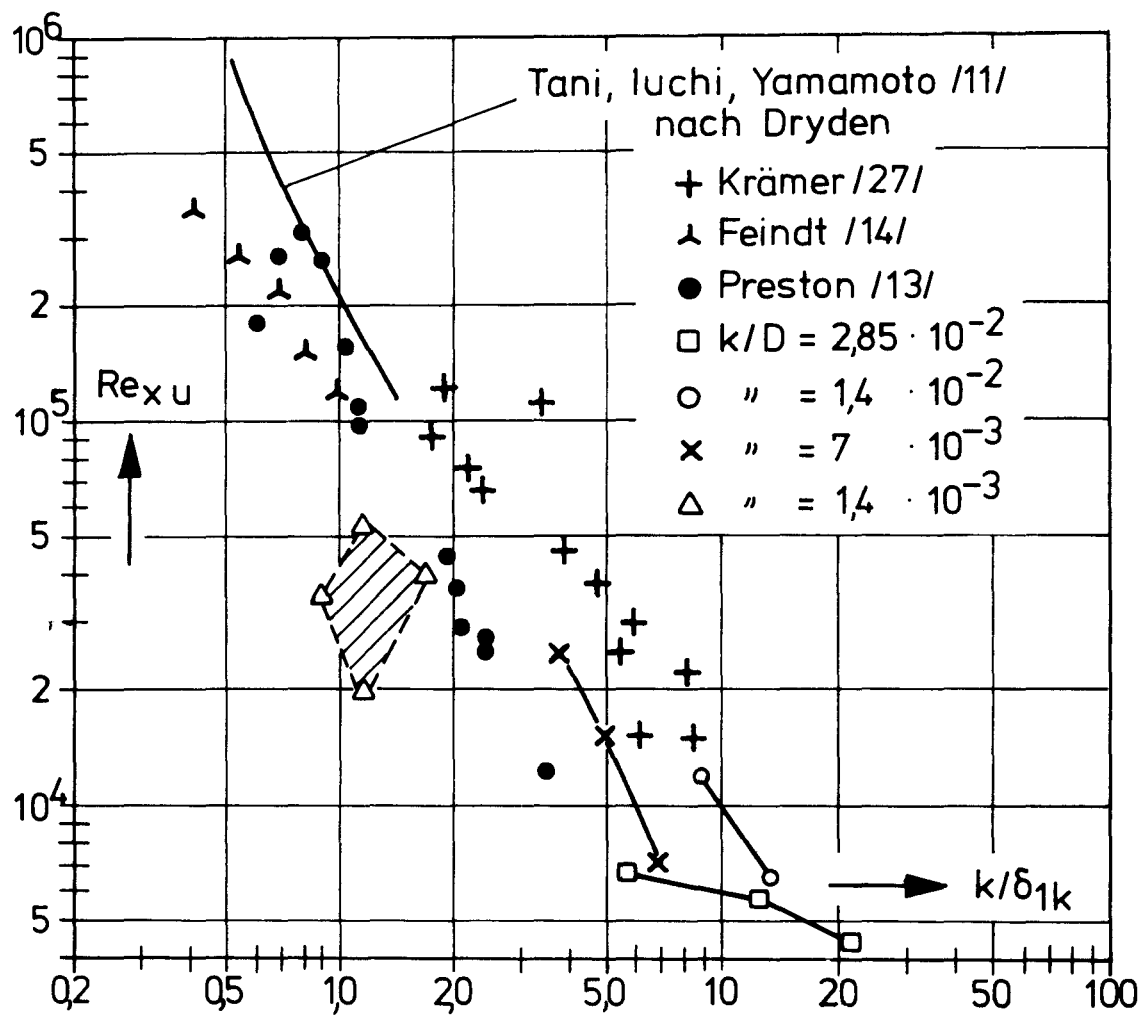


Abb. 28: Vergleich der Grenzschichtumschlagmessungen mit den Ergebnissen anderer Autoren in der Darstellung nach Dryden /22/

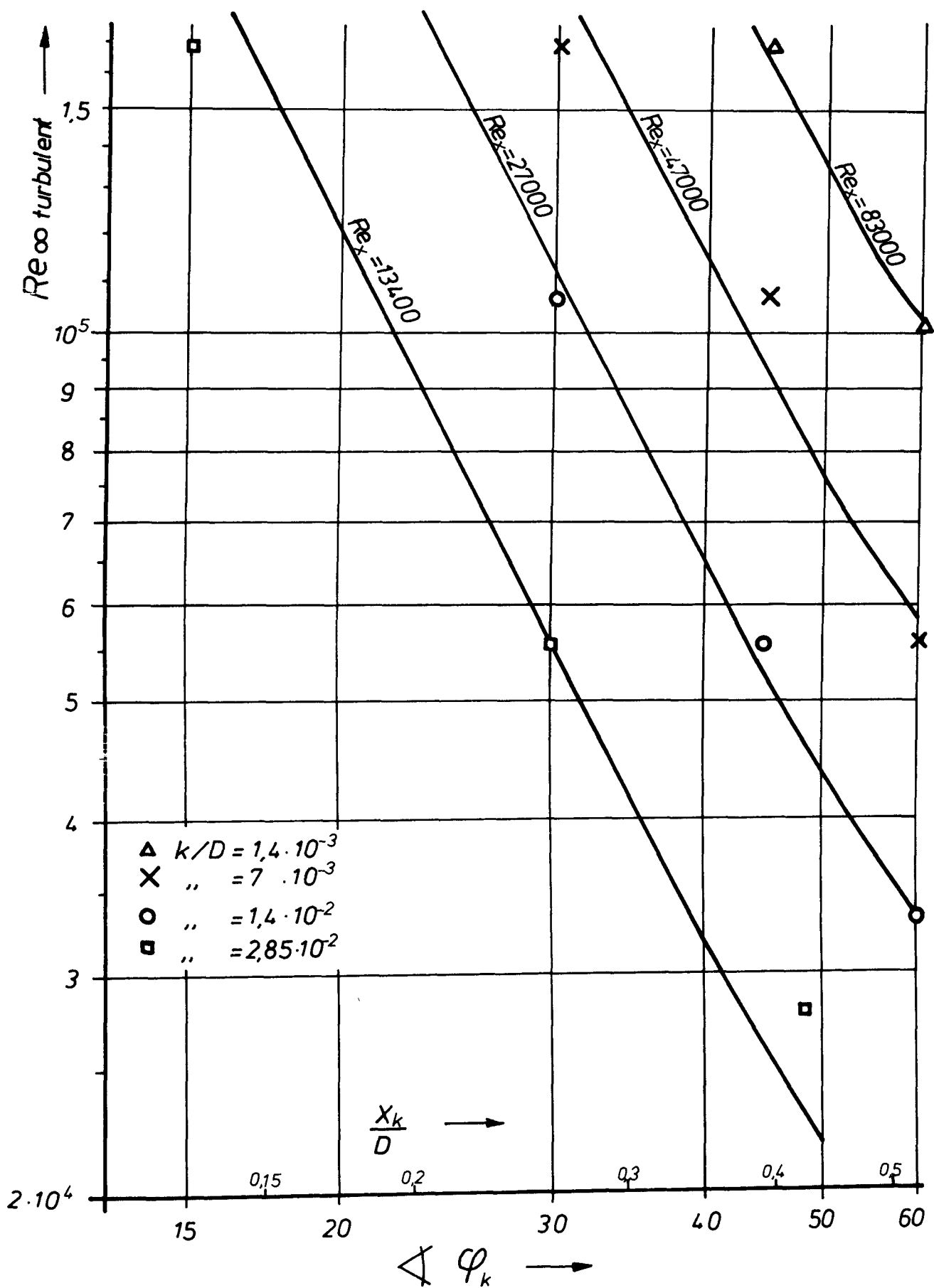


Abb. 29: Umschlag-Reynolds-Zahl $Re_{\infty \text{ turbulent}}$ als Funktion der Stolperdrahtrücklage für verschiedene Stolperdrahtdurchmesser

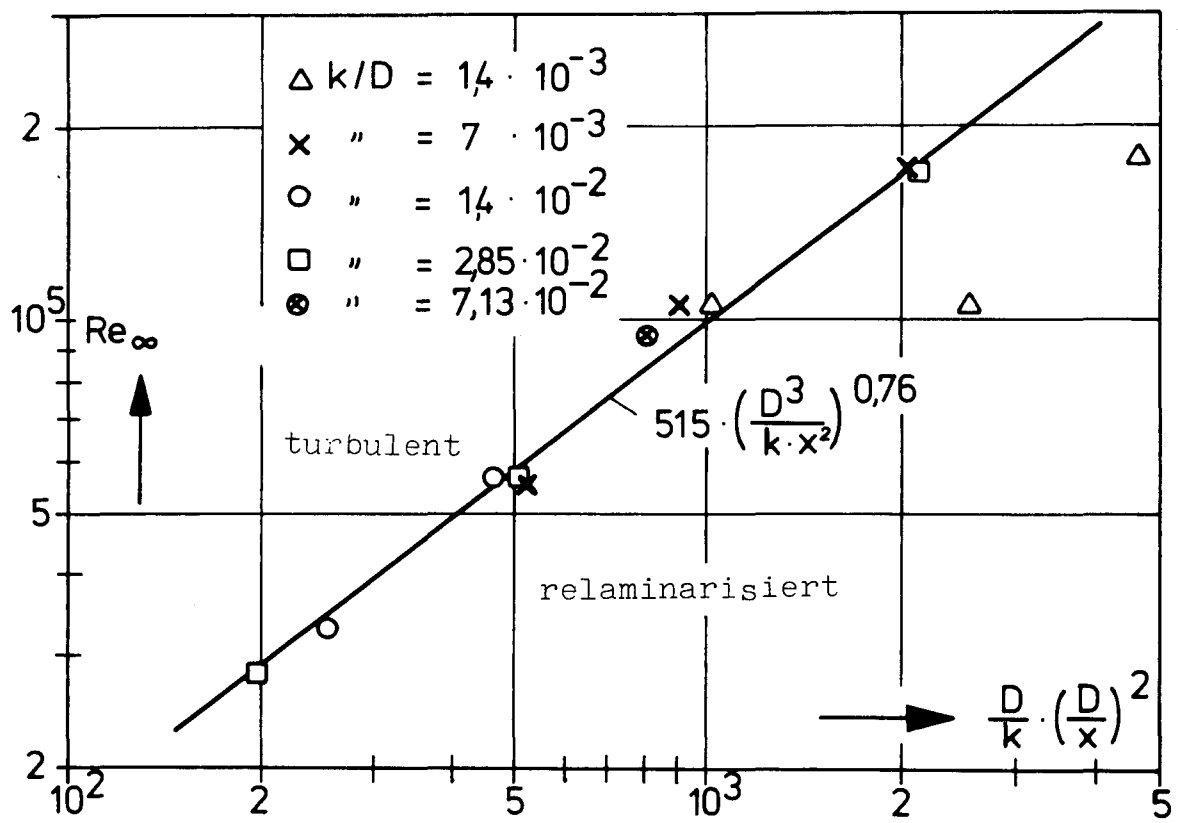


Abb. 30: Kriterium für turbulente Grenzschicht vom Stolperdraht bis zur Grenzschichtablösung

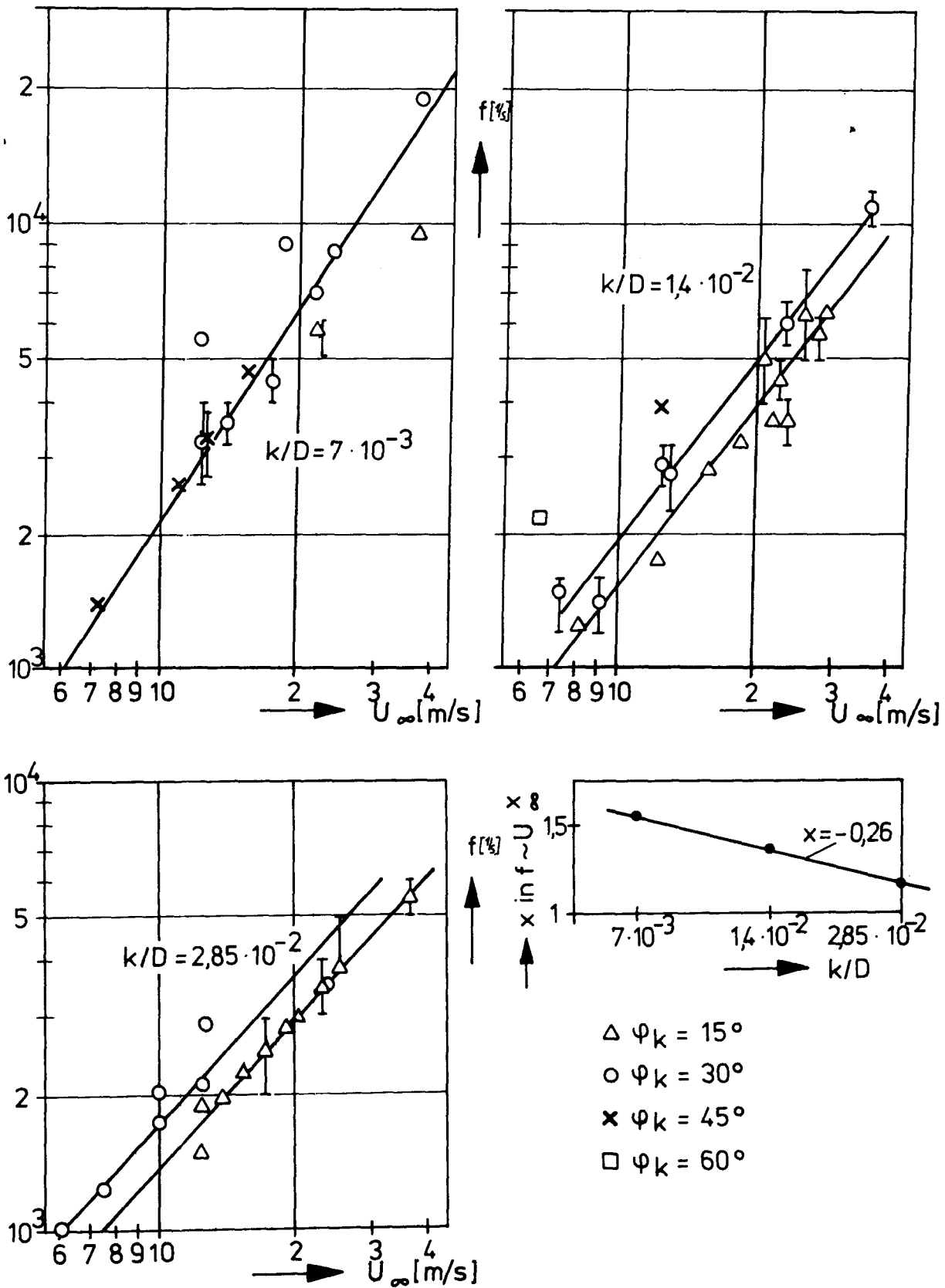


Abb. 31: Charakteristische Frequenzen hinter Stolperdrähten als Funktion von U_∞