



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN
Vienna University of Technology



FAKULTÄT FÜR MASCHINENWESEN
UND BETRIEBSWISSENSCHAFTEN
DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT WIEN

100-Jahr-Jubiläum

der Institute

Leichtbau und Struktur-Biomechanik

Strömungsmechanik und Wärmeübertragung

Verbrennungskraftmaschinen und KFZ-Bau

Das Institut für Strömungsmechanik und Wärmeübertragung

1960 – 2009

50 Jahre in 15+ Minuten

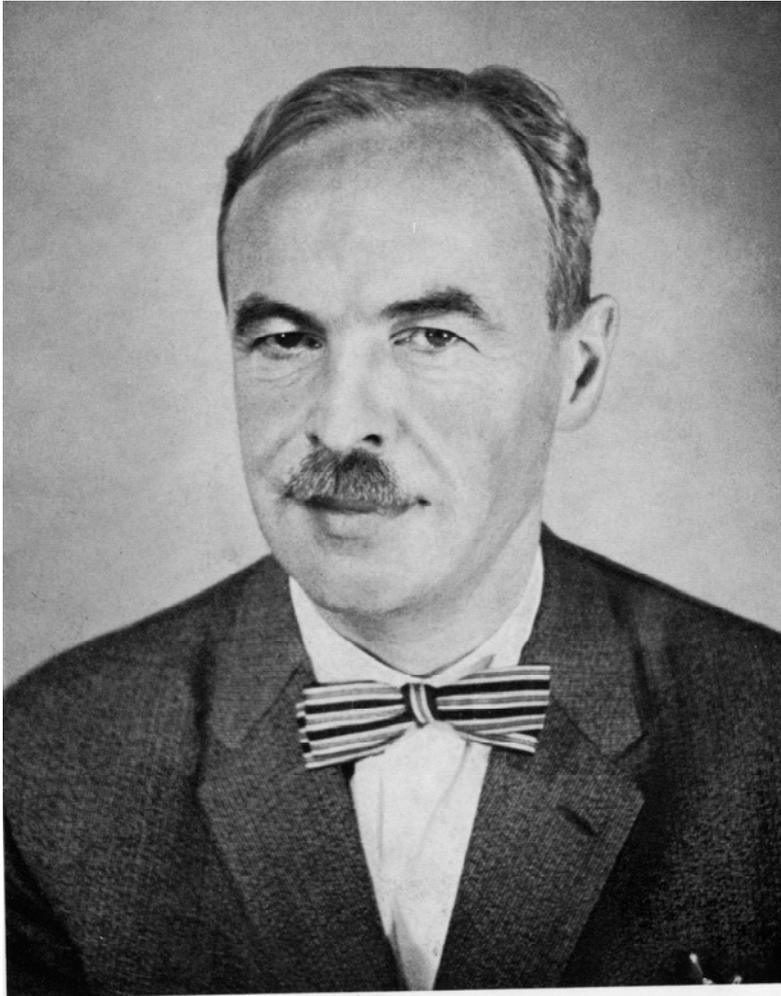
präsentiert

von

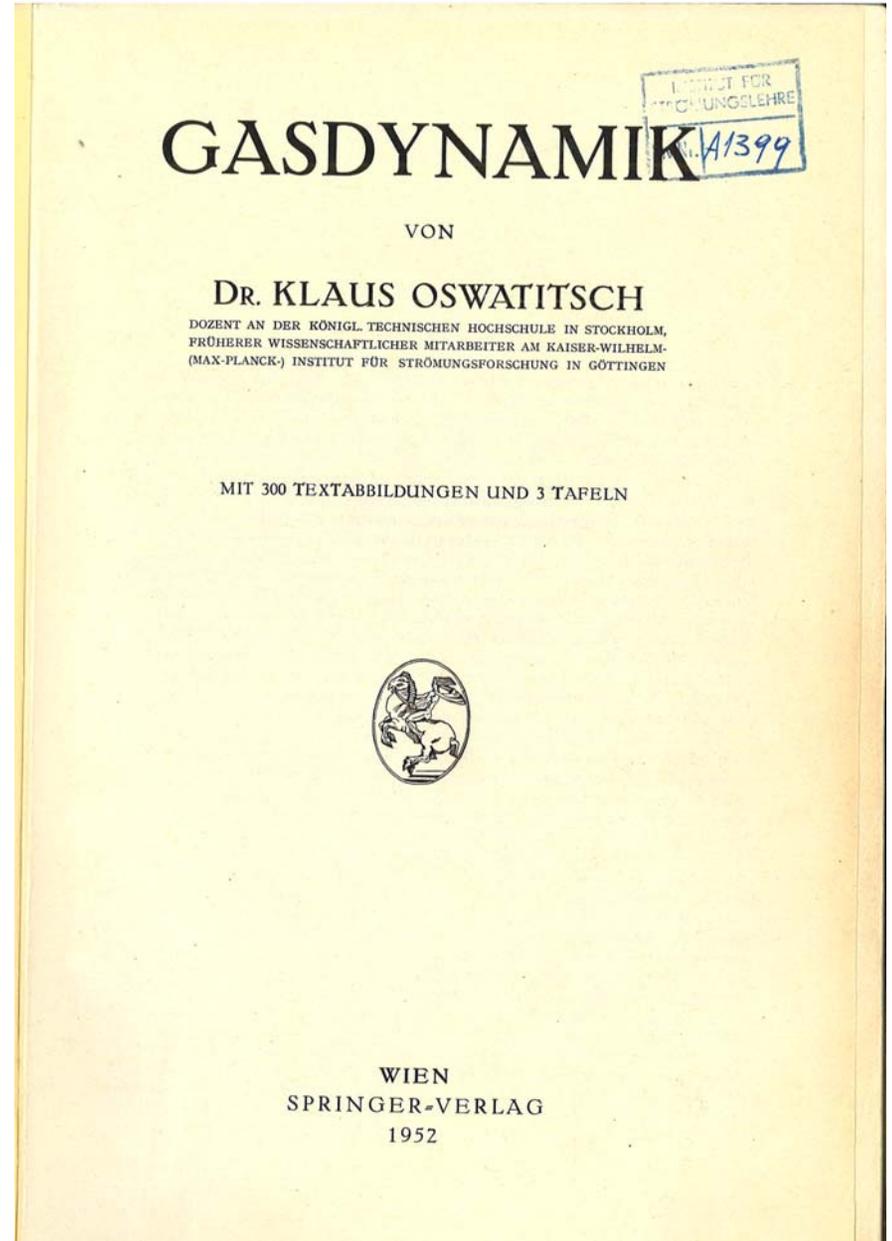
Wilhelm Schneider

*Erweiterte
Fassung*

1960 – eine neue Ära beginnt:



Klaus Oswatitsch



Das “Knusperhäuschen”:

- Büroräume
- Windkanal
- Werkstätte



Erste Promotion: *Helmut Sockel*



Die beiden Funktionen F_1 und F_2 sind frei wählbar. Physikalisch bedeutet dies, daß man in der Numerierung der MACHlinien große Freiheit hat. Als spezielle Lösung kommt vor allem die Numerierung, die in der akustischen Theorie gebräuchlich ist, in Frage (vergl. [1], Seite 260):

$$\begin{aligned} x_0 &= (\eta + \xi)/2 & ; & & (15) \\ y_0 &= (\eta - \xi)/2 \cot \alpha_\infty . \end{aligned}$$

Aber auch andere spezielle Lösungen können von Bedeutung sein. Beispielsweise wird bei der Behandlung achsensymmetrischer Strömungen um konvexe Ecken folgendes System verwendet werden:

$$\begin{aligned} x_0 &= \eta/2 & ; & & (16) \\ y_0 &= \eta/2 \cot \alpha_\infty . \end{aligned}$$

In besonderen Fällen wird also absichtlich auf eine umkehrbar eindeutige Abbildung verzichtet.

Für $j \geq 1$ erhält man aus Gl.(12) durch Elimination von y_j die hyperbolische Normalform für x_j

$$\frac{\partial^2 x_j}{\partial \xi \partial \eta} = \frac{M_\infty^2}{2 \cot \alpha_\infty} \left[\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\sum_{i=1}^j C_i \frac{\partial x_{j-i}}{\partial \xi} \right) - \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\sum_{i=1}^j D_i \frac{\partial x_{j-i}}{\partial \eta} \right) \right] . \quad (17)$$

Durch zweifache Quadratur gewinnt man aus Gl.(17) sofort x_j und auf ähnliche Weise y_j :

$$x_j = \frac{M_\infty^2}{2 \cot \alpha_\infty} \left\{ \sum_{i=1}^j \left[\int_{\xi_0}^{\xi} C_i \frac{\partial x_{j-i}}{\partial \xi} d\bar{\xi} - \int_{\eta_0}^{\eta} D_i \frac{\partial x_{j-i}}{\partial \eta} d\bar{\eta} \right] - K_j(\xi) + K_j'(\eta) \right\} ; \quad (18)$$

$$y_j = \frac{M_\infty^2}{2 \cot \alpha_\infty} \left\{ \sum_{i=1}^j \left[\int_{\xi_0}^{\xi} C_i \frac{\partial x_{j-i}}{\partial \xi} d\bar{\xi} + \int_{\eta_0}^{\eta} D_i \frac{\partial x_{j-i}}{\partial \eta} d\bar{\eta} \right] + K_j(\xi) + K_j'(\eta) \right\} .$$

$$(j = 1, 2, \dots)$$

Die Funktionen $K_j(\xi)$, $K_j'(\eta)$ und die Anfangskoordinaten $\xi_0(\eta)$ und $\eta_0(\xi)$ sind zunächst noch frei wählbar. Sie werden im nächsten Abschnitt festgelegt werden.

Bild 1: Koordinatensysteme

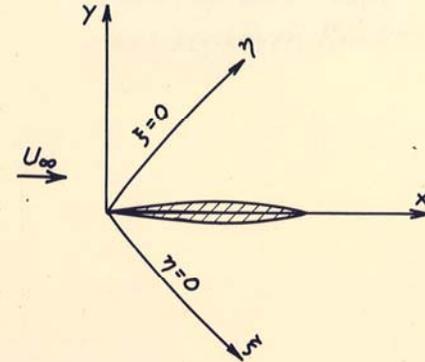
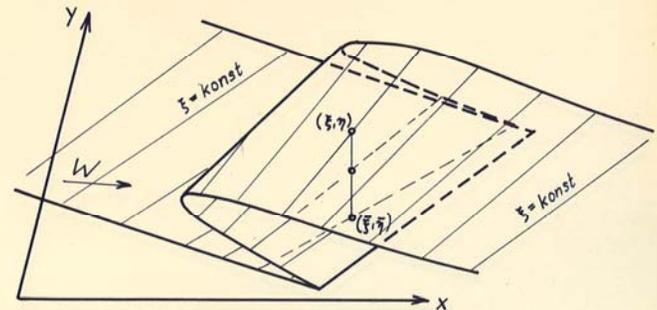


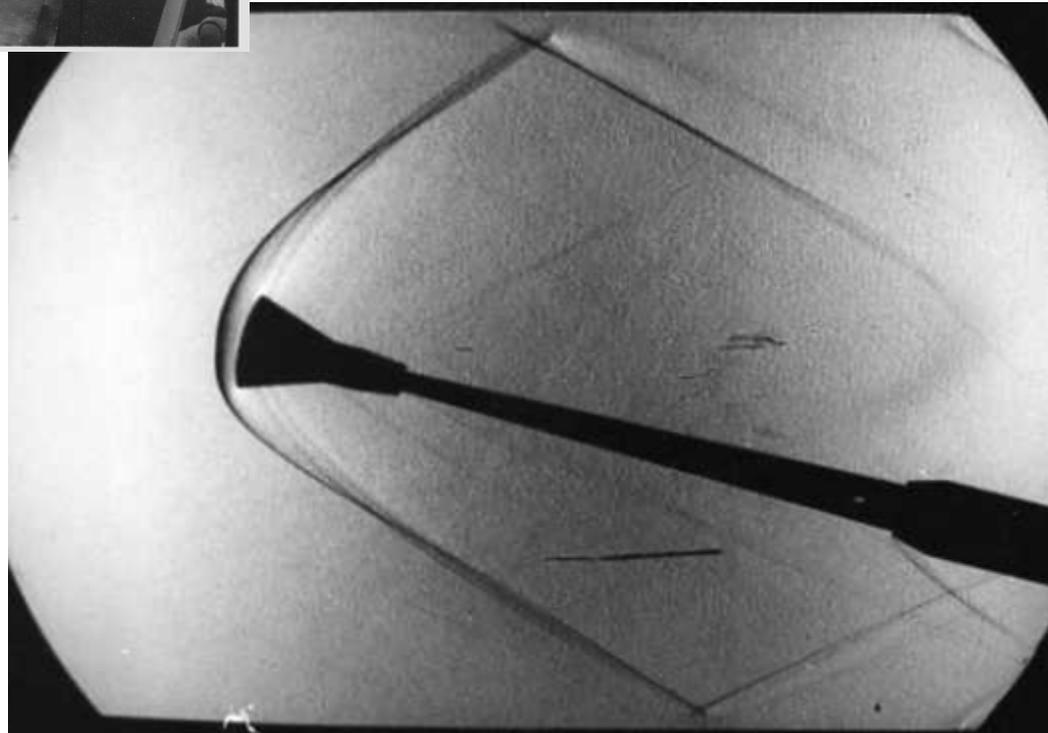
Bild 2: Schematische Darstellung der Faltung in der Strömungsebene



Der Überschall-
Windkanal mit
seinen “Vätern”
(als “Gäste” im
Arsenal)...



... und eine Schlieren-
Aufnahme als ein
erstes Ergebnis



Die *wahren* Väter sind an der Kleidung zu erkennen ...



Seit 1960: **Zunehmende Lehraufgaben**

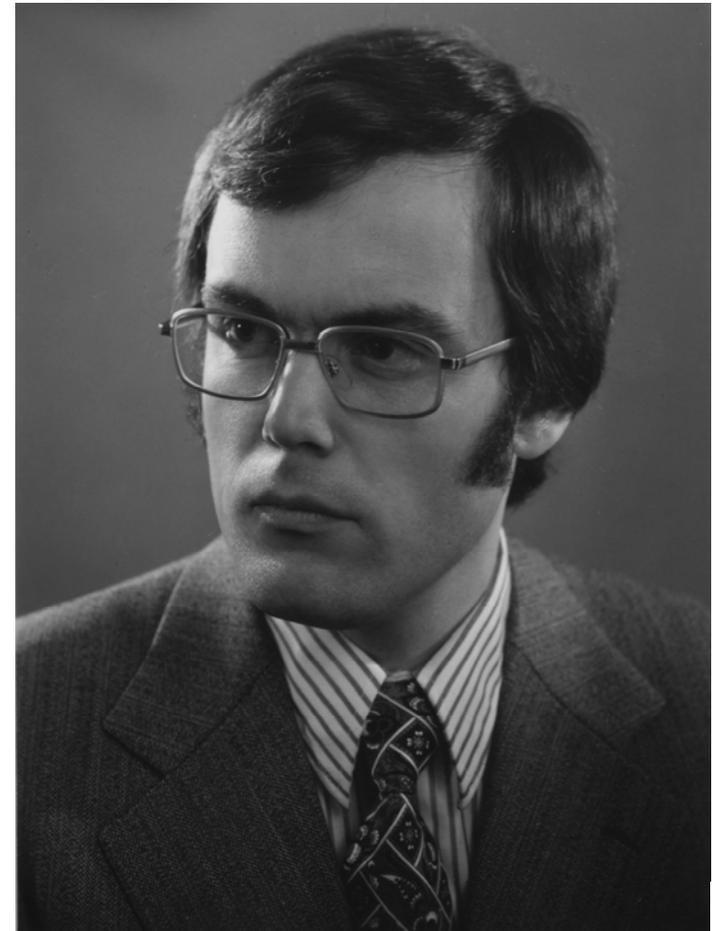
- Thermodynamik, Strömungslehre und Wärmeübertragung für Elektrotechniker [spiritus rector: F. Paschke]
- Ein- und Mehrphasenströmungen für Verfahrenstechnik [von Institutsvorstand Alfred Schmidt geplant]
- Transfer der Thermodynamik von Physik zu Maschinenbau [von MB-Professoren gewünscht]

(alles zusätzlich zu umfangreicher Strömungslehre mit Rechen- und Laborübungen – Pflicht für MB!)

Als Folge der zunehmenden Lehraufgaben:

**1973 Gründung des Instituts
für Gasdynamik und
Thermodynamik**

Der erste – und letzte –
Vorstand dieses Instituts



Raumplanungen (chronologisch)

(ohne MB-Neubau-Planungen)

1. Adaptierung einer Wohnung in Argentinierstraße
2. Laborräume in Argentinierstraße (Parterre)

Fortsetzung ...

3. “Der beste Kauf des Jahrhunderts für die TU Wien ...”
[Rektor F. Paschke].

4. Abriss eines Traktes, Errichtung einer “Baracke”!

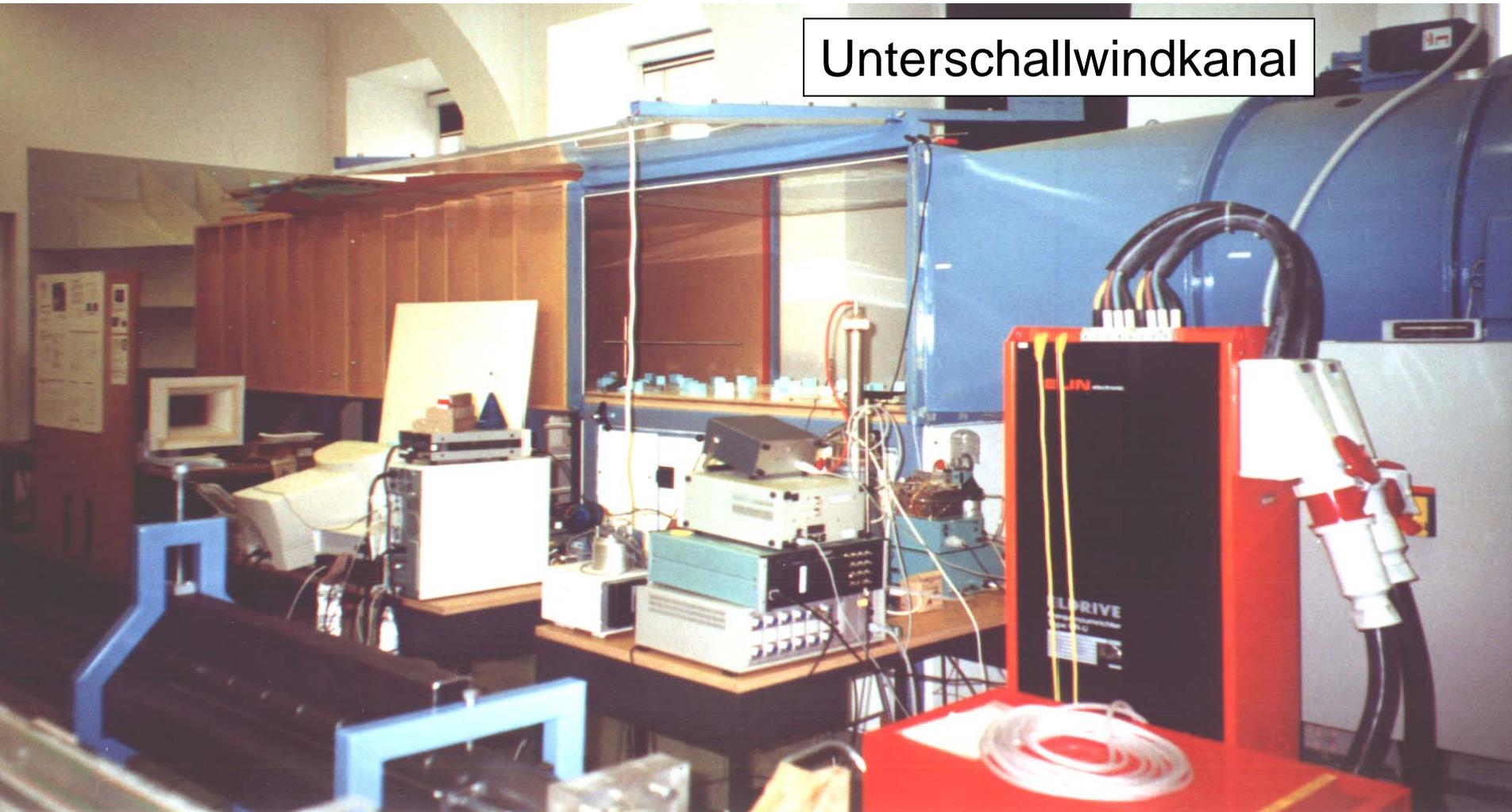


2001 Abbruch der “Baracke”



5. Umzug der Büros in Resselgasse 3

6. Räumung des “Knusperhäuschens”, Umzug der Labors in die ehem. Physik-Labors und der Werkstätte in die Argentinierstraße (Verlust an Laborflächen)



Unterschallwindkanal

1980

SL + (GD & TD) → (SM & WÜ)

(Gleichung einer “Zwangsehe”)

Emeritierung von K. Oswatitsch

Nachfolgeverfahren nach UOG 1973 !?

1986: A. Kluwick o. Prof.



1987: Dekan

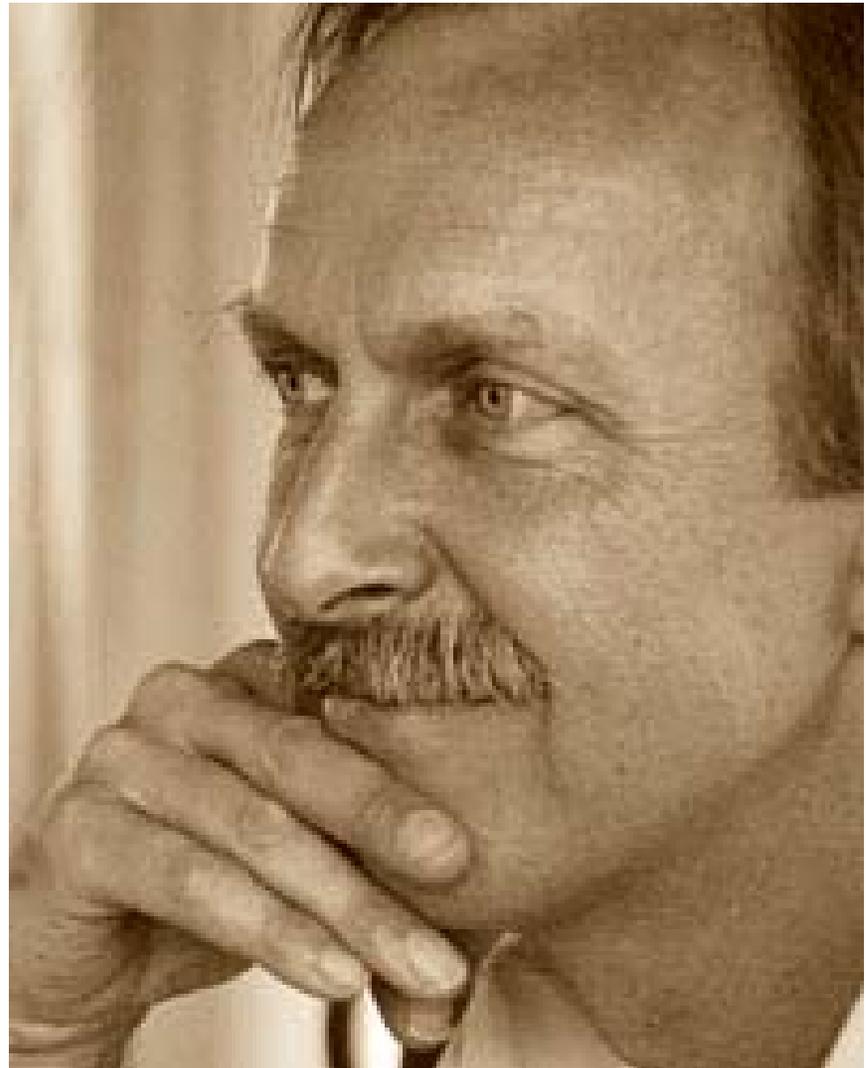


2003

Nachfolge Sockel:

Hendrik Kuhlmann

(“*Numerische
Strömungsmechanik*”)



2006: Emeritierung von W. Schneider

Nachfolge ???

Lehre
u. kommissarische Leitung
der “Abteilung”:
Herbert Steinrück



Ein wenig Statistik

(für den “Berichtszeitraum” - in erster Näherung)

Prüfungen pro Studienjahr: 1500

Abgeschlossene Dissertationen: 90

Habilitationen: 6

Berufungen auf auswärtige Professuren: 4

(davon abgelehnt: 2)

PUBLIKATIONEN

Bücher (Verf.): 7

Bücher (Hrsg.): 11

Buchreihe (Hrsg.): ca. 150 Bände

Publikationen in ref. Z.: 300

Andere wiss. Publikationen: 300

Forschung am Institut

Anwendungsorientierte Grundlagenforschung
auf *vielen* Teilgebieten der Strömungsmechanik

Kriterien

- *wesentlicher Beitrag zu aktuellem Problem zu erwarten*
- *überraschendes Ergebnis zu erwarten*
- *sehr schwieriges und/oder sehr komplexes Problem (aus Praxis)*

Strategie

Mindestens 1 Kriterium *muss* erfüllt sein;
meist sind 2 od. alle Kriterien erfüllt.

Unsere Forschungsergebnisse haben Beachtung in Lehrbüchern und Monographien (auch *anderer* Autoren) gefunden – und manchmal zur Änderung von Lehrmeinungen geführt.

Ein paar Beispiele ...

Spezialgebiete der Gasdynamik

Schallnähe, Hyperschall,
Tragflächen, Wellenausbreitung

K.Oswatitsch

12. Exakte Lösungen

och viel mehr als die exakte gasdynamische Gleichung gestaltet die gasdynamische Gleichung für Schallnähe eine große Anzahl einfacher exakter Lösungen, die im Studium des lokalen Verhaltens der Strömung, insbesondere bei Schallabstrahlung wertvolle Dienste leisten können. Es sei mit ebenen Strömungen, also mit Gl. (35) begonnen, und zwar mit zwei von A. KLUWICK [15] angegebenen Lösungen. Es läßt sich zeigen, daß

$$\varphi_1 = Kx\bar{y}; \quad \varphi_{1x\bar{y}} = v_{1x} = K \quad (97)$$

Die Lösung von Gl. (35) ist. Die Konstante K kann als reduzierte Krümmung der Stromlinien angesehen werden, die gemäß (97) positiv ist, wenn die Stromlinie nach oben konkav ist. Es handelt sich um die Umgebung des horizontalen Teiles der Schalllinie eines Potentialwirbels, Abb. 18. In der vorliegenden Näherung ist die Schalllinie die x -Achse und kein Kreisbogen wie in der exakten Lösung, [13] Abschnitt VI.9.

Weniger naheliegend ist die Lösung:

$$\varphi_1 = v_1^* \bar{y} + \frac{1}{2} \frac{K}{m} \bar{y}^2 + \frac{1}{m^3} (mx - \bar{y}) - \frac{1}{3} \frac{m}{K} \left[\frac{1}{m^4} + 2 \frac{K}{m^2} (mx - \bar{y}) \right]^{3/2}; \quad (98)$$
$$u_1 = \varphi_{1x} = \frac{1}{m^2} - \left[\frac{1}{m^4} + 2 \frac{K}{m^2} (mx - \bar{y}) \right]^{1/2}.$$

Es ist ein Spezialfall einer vom genannten Verfasser [15] angegebenen Lösung für stationäre Strömung. Sie ist durch konstante u_1 -Werte auf parallelen Geraden $\bar{y} = mx + \text{konst.}$ ausgezeichnet, wobei die Schalllinie im vorliegenden Spezialfall durch den Ursprung geht. Die drei Konstanten sind der Reihe nach die reduzierte \bar{y} -Komponente im Ursprung, v_1^* , die reduzierte Krümmung der Stromlinie im Ursprung, K , und die Neigung der Linien konstanter Geschwindigkeit, m . In

Spezialgebiete der Gasdynamik

Schallnähe, Hyperschall,
Tragflächen, Wellenausbreitung

K.Oswatitsch

Die Machzahl der Körperspitze dort ist jetzt die Machzahl, mit der sich die Quelle bewegt. Sie ist positiv gemäß Gl. (168), wenn die Quelle nach rechts fliegt, wenn sie sich nach links bewegt. Mit den letzten beiden Gleichungen

$$d\bar{X} = \left[\sqrt{(x - \bar{x})^2 + y^2} - M_s(\bar{t}) (x - \bar{x}) \right] \frac{d\bar{x}}{\sqrt{(x - \bar{x})^2 + y^2}}.$$

nun die Länge des Quellgebietes auf 0 zusammengezogen, $l \rightarrow 0$, dann soll im Integranden \bar{x} durch $x_s(\bar{t})$ ersetzt werden, wegen $0 \leq \bar{x} \leq l$. Mit und der letzten Gleichung gilt dann:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^l \frac{q'(\bar{X}, \bar{t}) d\bar{X}}{\sqrt{[x - x_s(\bar{t})]^2 + y^2} - M_s(\bar{t}) [x - x_s(\bar{t})]} \\ &= -\frac{1}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{[x - x_s(\bar{t})]^2 + y^2} - M_s(\bar{t}) [x - x_s(\bar{t})]} \int_0^l q'(\bar{X}, \bar{t}) d\bar{X}. \end{aligned}$$

Daraus folgt schließlich mit Gl. (167) und (149) die Lösung von H. SOCKEL [21]:

$$\varphi_1 = -\frac{1}{4\pi} \frac{q(\bar{t})}{\sqrt{[x - x_s(\bar{t})]^2 + y^2} - M_s(\bar{t}) [x - x_s(\bar{t})]}, \quad (169)$$

$$c_0 \bar{t} = c_0 t - \sqrt{[x - x_s(\bar{t})]^2 + y^2}.$$

Es handelt sich um eine Verallgemeinerung der Lösung (139) auf eine auf der x -Achse ungleichförmig bewegte Quelle. Wie dort F ist jetzt q noch immer eine, bei Beachtung der nötigen Differenzierbarkeit, beliebige Funktion. Da die Lösung

zweieck soll verzichtet werden. Schon der erste Anteil, der Druckkoeffizient hinter der Stoßfront, enthält bei $\kappa = 1,40$ einen Fehler von 20%. Bei schlanken Körpern wird durch die Newtonsche Näherung die Genauigkeit der shock-expansion-Näherung in keiner Weise erreicht.

Die Stärke von Gl. (93) liegt darin, daß sie weder auf kleine Strömungswinkel noch überhaupt auf reine Überschallströmung beschränkt ist. Sie kann also selbst auf stumpfe Körper mit lokalen Unterschallgebieten und richtigen Staupunkten angewendet werden, ein Problemkreis, der also auch schallnahe Strömung umfaßt. Auch Gasreaktionen mit Dissoziationen und Ionisationen sind zulässig. Mit Rücksicht auf diese Allgemeinheit ist selbst eine mit 10 bis 20% Fehler behaftete Näherung noch immer sehr willkommen.

Über die Dicke der Hyperschallstörtschicht konnten allerdings im Rahmen dieses Abschnittes keine Aussagen gemacht werden.

13. Näherung von W. Schneider

Die Berechnung der Hyperschallstörtschicht und der Hyperschallkopfwelle hat eine Reihe von Bearbeitungen erfahren, auf die hier nicht im einzelnen eingegangen werden kann. Vor allem wurden bereits sehr früh Entwicklungen nach $(\kappa - 1)/(\kappa + 1)$ und gleichzeitig nach $1/M_\infty^2$ vorgenommen. Betreffs aller dieser Arbeiten sei auf die einschlägige Fachliteratur [-3], [-8] hingewiesen. Die folgenden Darlegungen stützen sich auf eine Arbeit von W. SCHNEIDER [10], in der ebenfalls eine Reihe der wichtigsten vorausgegangenen Arbeiten genannt sind. Die Näherung von SCHNEIDER stellt eine sehr fruchtbare Behandlung des Problems dar. Sie fügt sich gleichzeitig aufgrund ihrer Anschaulichkeit ausgezeichnet in den vorliegenden Rahmen ein. Es handelt sich zunächst um eine indirekte Methode, bei der die Form der Stoßfront vor einem stumpfen Körper vorgegeben und die Körperform bestimmt wird. Angesichts der Ähnlichkeit von Stoß- und Körperform im Bereich großer Stoßstärken stellt eine solche indirekte Methode keinen wesentlichen Nachteil dar. Die wesentliche Problematik liegt aber gerade in jenem vorderen Teil der Kopfwelle und im Übergangsgebiet von Unterschallströmung zu Überschallströmung. Weiter stromabwärts besteht ja stets die Möglichkeit einer Fortsetzung mit Charakteristikenmethoden, ja sehr bald mit solchen für schlanke Körper. Der wesentliche Vorteil der im folgenden dargelegten Methode besteht in ihrer einheitlichen Gültigkeit über das schallnahe Gebiet hinweg bis weit in die reine Hyperschallströmung.

Zunächst sei ein stoßorientiertes rechtwinkliges Koordinatensystem eingeführt. ξ sei die Bogenlänge gemessen entlang der Stoßfront. Von einem belie-

erschallströmung

nis von Druckgradient am Stoß zu Druckgradient

$$\frac{+2\sigma}{+2\sigma} = \begin{cases} 2/3 & \text{für } \sigma = 0, \\ 4/5 & \text{für } \sigma = 1. \end{cases} \quad (102)$$

Übereinstimmung mit Gl. (87) für $\kappa = 1$, das ist d zwischen dem Druckgradienten längs der Stoßkörperoberfläche erklärt.

(101) mit den früheren Resultaten am Parabelzweieck soll verzichtet werden. Schon der erste Anteil, der Druckkoeffizient hinter der Stoßfront, enthält bei $\kappa = 1,40$ einen Fehler von 20%. Bei schlanken Körpern wird durch die Newtonsche Näherung die Genauigkeit der shock-expansion-Näherung in keiner Weise erreicht.

bigen, in der Hyperschallstörtschicht gelegenen Punkt P sei eine Gerade senkrecht zur Stoßfront gezogen. η sei die längs der Geraden von der Stoßfront nach außen gemessene Länge, Abb. 16. Damit liegt der Körper bei negativen η -Werten. Man gewinnt damit aber den Vorteil, daß ξ, η ein rechtsdrehendes System darstellt. Man beachte jedoch, daß sich das Koordinatensystem wesentlich von jenem des

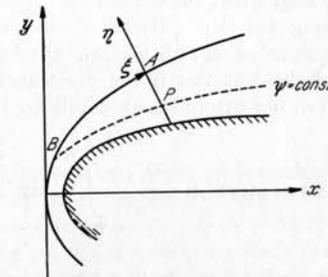


Abb. II,16. Koordinaten zur Theorie von SCHNEIDER.

letzten Abschnittes unterscheidet. Auch die Symbolik ist eine andere als in der Originalarbeit [10].

Die Form der Stoßfront sei durch die Parameterdarstellung

$$x = \hat{x}(\Psi), \quad y = \hat{y}(\Psi) \quad (103)$$

gegeben. Damit ist gleichzeitig der Strömungszustand unmittelbar hinter der Stoßfront bekannt. Im folgenden wird zunächst der Strömungszustand auf den η -Geraden als Funktion von Ψ ermittelt, dann werden die η -Werte als Funktion von Ψ bestimmt. Daraus können dann schließlich die kartesischen Koordinaten durch die aus Abb. 16 folgenden geometrischen Beziehungen

$$x = \hat{x} - \eta \sin \gamma, \quad y = \hat{y} + \eta \cos \gamma \quad (104)$$

berechnet werden.

Gemäß der Darstellung in Abb. 14 und gemäß den Gln. (VI,46) in [-13] ist die ξ -Komponente der Geschwindigkeit gleich der Komponente in Tangentialrichtung des Stoßes, $W_1 = W_t$, und die η -Komponente die Normalkomponente der Geschwindigkeit auf die Stoßfront, $W_2 = -W_n$. Der Winkel β in Gl. (VI,46) von [-13] ist im folgenden durch den Stoßfrontwinkel zu ersetzen, $\beta = \gamma$.

Mit δ als Normalabstand des Körpers von der Stoßfront,

$$\delta = -\eta_P, \quad (105)$$

kann bei einer Hyperschallstörtschicht von folgenden Annahmen ausgegangen werden:

$$\varrho_\infty/\hat{\varrho} \ll 1, \quad \delta K_{St} \ll 1, \quad W_n/u_\infty \ll 1. \quad (106)$$

Die dritte Voraussetzung sei noch kurz untersucht. Sie ist an der Körperoberfläche ohne weiteres erfüllt, weil dort die η -Komponente der Geschwindigkeit nahezu gleich ist der Normalkomponente auf den Körper und letztere ja ver-

Grenzschicht-Theorie

Unter Mitarbeit von Egon Krause und Herbert Oertel Jr.

10., überarbeitete Auflage

Mit 286 Abbildungen und 22 Tabellen

22.3.4 Wandeffekte

Es war bereits mehrfach darauf hingewiesen worden, daß die v -Komponente der Geschwindigkeit am Strahlrand nicht verschwindet, sondern zum Strahl hin gerichtet ist (Einsaug-Effekt), wobei jedoch der Geschwindigkeitsbetrag im Fernfeld proportional zu $(x-x_0)^{-1/2}$ stromabwärts abnimmt, vgl. Gl. (22.41). Durch diese Einsaugwirkung *induziert* der Strahl in seiner Umgebung eine Strömung, die eine Rückwirkung auf den Strahl hat. Wenn sich Wände im Außenbereich oder am Strahlaustritt befinden, entstehen an ihnen Druckkräfte, die dann die Impulsbilanz verändern. Das Integral in Gl. (22.25) ist keine Konstante mehr, sondern eine sich langsam verändernde Funktion von x . Von W. Schneider (1985) wurde gezeigt, wie der Impuls eines Strahles, der senkrecht aus einer Wand austritt, stromabwärts abnimmt. Danach gilt

$$\frac{K(x)}{K_0} = \left(\frac{2H}{x-x_0} \right)^{\frac{3}{2}\alpha \cot(\Theta_w/2)}, \quad (22.48)$$

wobei Θ_w nach Bild 22.4 der Winkel zwischen Wand und Strahlachse ist. Ferner ist nach Gl. (22.48) K_0 der kinematische Impuls an der Stelle $x-x_0 = 2H$. Da $\alpha \approx 0,03$ sehr klein ist, ändert sich K gemäß Gl. (22.48) nur langsam. Für $x/2H \rightarrow \infty$ klingt der Impulsstrom auf null ab. In der Entfernung $(x-x_0)/2H = 40$ ergibt sich aus Gl. (22.48) für $\Theta_w = 90^\circ$ eine Impulsstromabnahme von 17% in guter Übereinstimmung mit Messungen von D.R. Miller; E.W. Comings (1957).

Von turbulenten Freistrahlen induzierte reibungsfreie Strömungen ohne oder mit Wand (Potentialströmungen) haben H. Reichardt (1942), G.I. Taylor (1958), I. Wygnanski (1964) und K. Kraemer (1971) berechnet. Während starke Unsymmetrien eine numerische Behandlung erfordern, vgl. F.K. v. Schulz-Hausmann (1985), kann für kleine Winkelunterschiede eine analytische Lösung angegeben werden, vgl. W. Schneider (1991).

Ist der Winkel z.B. der unteren Wand in Bild 22.4 größer als der der oberen Wand oder fehlt die untere Wand, kommt es aufgrund der induzierten Außenströmung zu

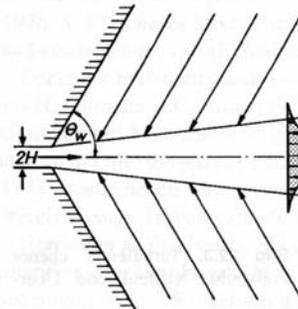


Bild 22.4. Turbulenter ebener Freistrahls mit induziertem Außenfeld

Aus H. Janeschitz-Kriegl: Crystallization Modalities in Polymer Melt Processing.

12

1 Required Basic Achievements

1.2.2 The Rate Equations of Schneider, Köppl and Berger

A combination of Kolmogoroff's integral, as given in (1.3), with the equation of heat conduction, which is a differential equation, does not seem an easy task. As a consequence, Schneider et al. [26] decided to transform this integral into a more suitable configuration. For the purpose they differentiated this integral several times with respect to time. It appeared that with every step a useful auxiliary function was obtained. In this way a system of differential equations was created. The authors called these differential equations the rate equations. If the integral in (1.3) is denoted as φ_0 , this system of equations reads in a slightly modified version:

$$\frac{d\varphi_i(t)}{dt} = \frac{1}{G(t)} \varphi_{i-1}(t) \quad (1.24)$$

for $i = 1, 2, 3$ and $\varphi_i(-\infty) = 0$. The latter condition just means that the history of the crystallization process is considered from a moment long before crystallization started. In (1.20) the begin was set at time zero for the same purpose. To start with

M. Ungarish

$$U_R =$$

where

Comparing th
21,8), we find
details are om
of interest, see

Finally we
ults (4.2.46,4
is usually very
parison the re
evidently, the
with the predi

The β -
approximation
[4.11], we obt

Hydrodynamics of Suspensions

Fundamentals of Centrifugal and Gravity Separation

$$\omega_D = \omega_C = \omega = \frac{s}{\beta} \frac{\alpha(t) - \alpha(0)}{1 + \varepsilon\alpha(0)} < 0; \quad (4.2.57)$$

$$U_R = sb(\alpha)[1 + |\varepsilon|\beta\omega]^2 = sb(\alpha) \left[1 - \frac{\varepsilon\alpha(0)}{1 + \varepsilon\alpha(0)} \left(1 - \frac{\alpha(t)}{\alpha(0)} \right) \right]^2; \quad (4.2.58)$$

$$U_D = (1 - \alpha)U_R; \quad U_C = -\alpha U_R; \quad (4.2.59)$$

$$\alpha' = -s2\alpha(1 - \alpha)b(\alpha) \left[1 - \frac{\varepsilon\alpha(0)}{1 + \varepsilon\alpha(0)} \left(1 - \frac{\alpha(t)}{\alpha(0)} \right) \right]^2. \quad (4.2.60)$$

The separation velocity, v_R , in the $\beta \ll 1$ case is in the direction of the buoyancy force, like in the gravity settling. However, an important additional effect, reproduced by the squared term in (4.2.58,60) which is smaller than 1, shows up, namely, that the local retrograde angular velocity of the mixture bulk hinders separation. From the physical standpoint, we realize that the local separation is driven by the square of the *effective* rate of rotation,

$$\Omega_{\text{eff}}^2 = (\Omega^* + \omega^*)^2 = \Omega^{*2}(1 + |\varepsilon|\beta\omega^2); \quad (4.2.61)$$

since $\omega < 0$ it follows that $\Omega_{\text{eff}}^* < \Omega^*$. Further interpretation and discussion of this effect will be presented later, in particular in Sects. 5.1.2 and 8.2.

4.2.2.2 Generalization Although the preceding solution has been obtained for a special, idealized case it is important to note which of the results are essentially valid in more general configurations of rotating mixtures. Further information, acquired in subsequent sections, will be used to substantiate and, when necessary, modify these generalizations.

6. Containers with inclined walls in gravity field

inviscid part, hence, for the leading order, the integral constraint (6.3.23) lied to the solution of (6.3.45–46). Similarly, we impose

$$\tilde{U} = 0 \text{ at the interface } \tilde{\zeta} = \tilde{S}(\xi). \quad (6.3.48)$$

An analytical solution to (6.3.45–48,23) can be obtained upon introducing similarity assumption

$$\tilde{S} = K_1 \xi^q, \quad (6.3.49)$$

$$\tilde{U} = K_2 \xi^q (1 - \tilde{\zeta}/\tilde{S}) = K_2 (\xi^q - \tilde{\zeta}/K_1), \quad (6.3.50)$$

where K_1 and K_2 are constants and the boundary constraint (6.3.48) has been incorporated. We integrate \tilde{U} from 0 to \tilde{S} with respect to $\tilde{\zeta}$, then substitute (6.3.23); we conclude that $q = \frac{1}{2}$ and $K_1 K_2 = 2A \sin \gamma$. Next, the continuity equation (6.3.45), on account of the boundary condition (6.3.47), yields $-\frac{1}{2} K_2 \xi^{-\frac{1}{2}} \tilde{\zeta}$. By further substitution in the momentum equation (6.3.46) obtain K_2 . The summary is

$$S(A/Re)^{\frac{1}{2}} = \tilde{S} = \left(\frac{2A \sin \gamma}{\sqrt{2} \cos \gamma} \right) \xi^{\frac{1}{2}}; \quad (6.3.51a)$$

$$U/(A/Re)^{\frac{1}{2}} = \tilde{U} = \sqrt{2 \cos \gamma} \xi^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{\cot \gamma}{A} \right) \tilde{\zeta}; \quad (6.3.51b)$$

$$V = \tilde{V} = -\frac{1}{2} \sqrt{2 \cos \gamma} \xi^{-\frac{1}{2}} \tilde{\zeta}; \quad (6.3.51c)$$

$$Q = \tilde{Q} = (A \sin \gamma) \xi; \quad (6.3.51d)$$

$$\psi = \tilde{\psi} = \sqrt{2 \cos \gamma} \xi^{\frac{1}{2}} \tilde{\zeta} - \left(\frac{\cot \gamma}{2A} \right) \tilde{\zeta}^2; \quad (6.3.51e)$$

see Fig. 6.3.5.

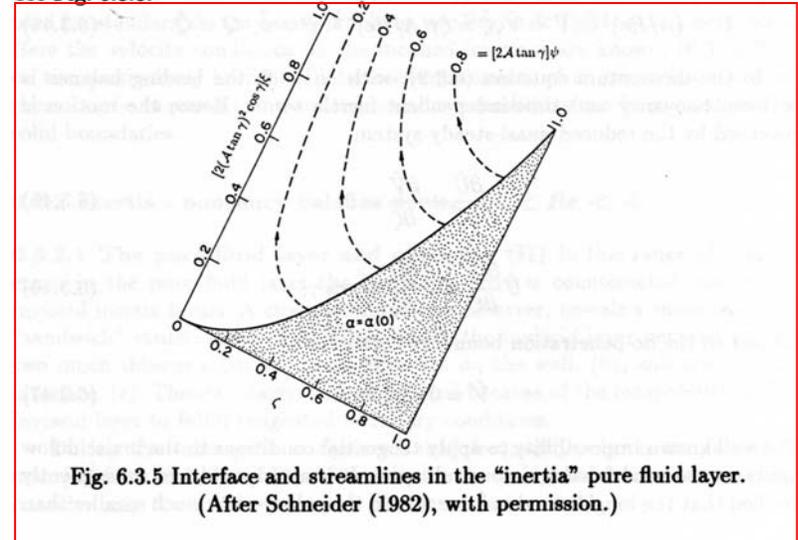


Fig. 6.3.5 Interface and streamlines in the "inertia" pure fluid layer. (After Schneider (1982), with permission.)

М. А. ГОЛЬДШТИК
В. Н. ШТЕРН
Н. И. ЯВОРСКИЙ

ВЯЗКИЕ
ТЕЧЕНИЯ
С ПАРАДОКСАЛЬНЫМИ
СВОЙСТВАМИ

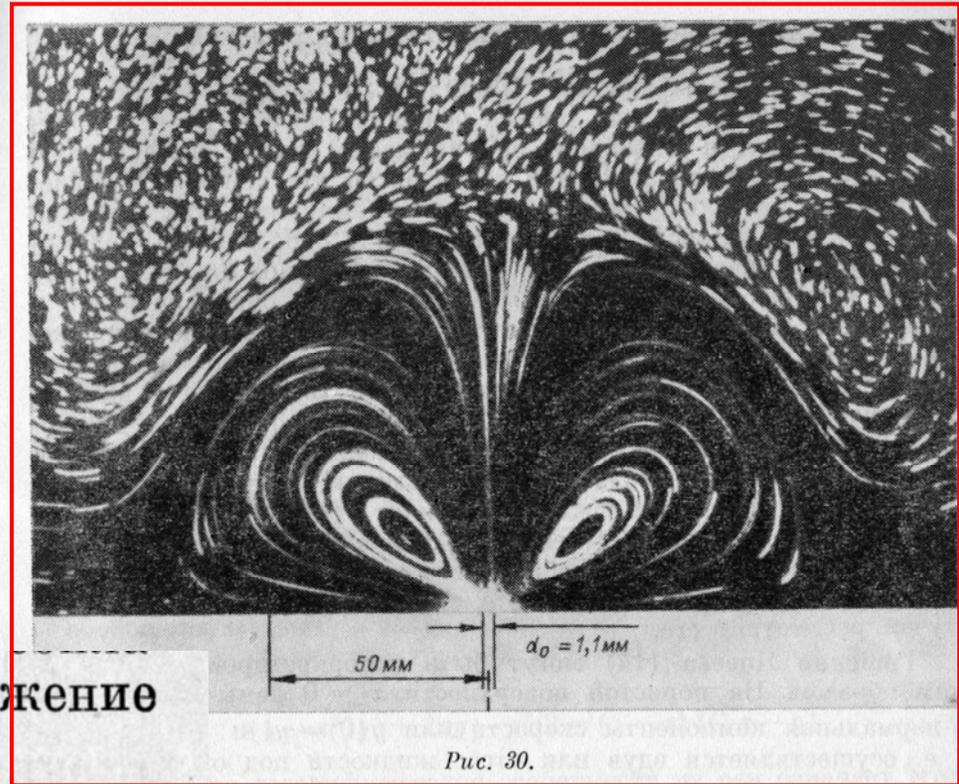


Рис. 30.

квазиавтомодельное приближение
вполне приемлемо.

Заметим, что эксперимент [256],
относится к турбулентным струям.
Визуализация течения в ламинарном
режиме выполнена Заунером [263].
Его результаты для $Re = 7$ приве-
дены на рис. 30. Струя порождает
систему кольцевых вихрей. Положе-
ние центра ближайшего к отверстию
и самого интенсивного вихря R_0

..... \approx Zauner

Promotion *sub auspiciis*
praesidentis (1984)

**Promotion *sub auspiciis praesidentis* I
Erwin Zauner (1984)**



**Promotion *sub auspiciis praesidentis*
II: Karl Mörwald (1988)**



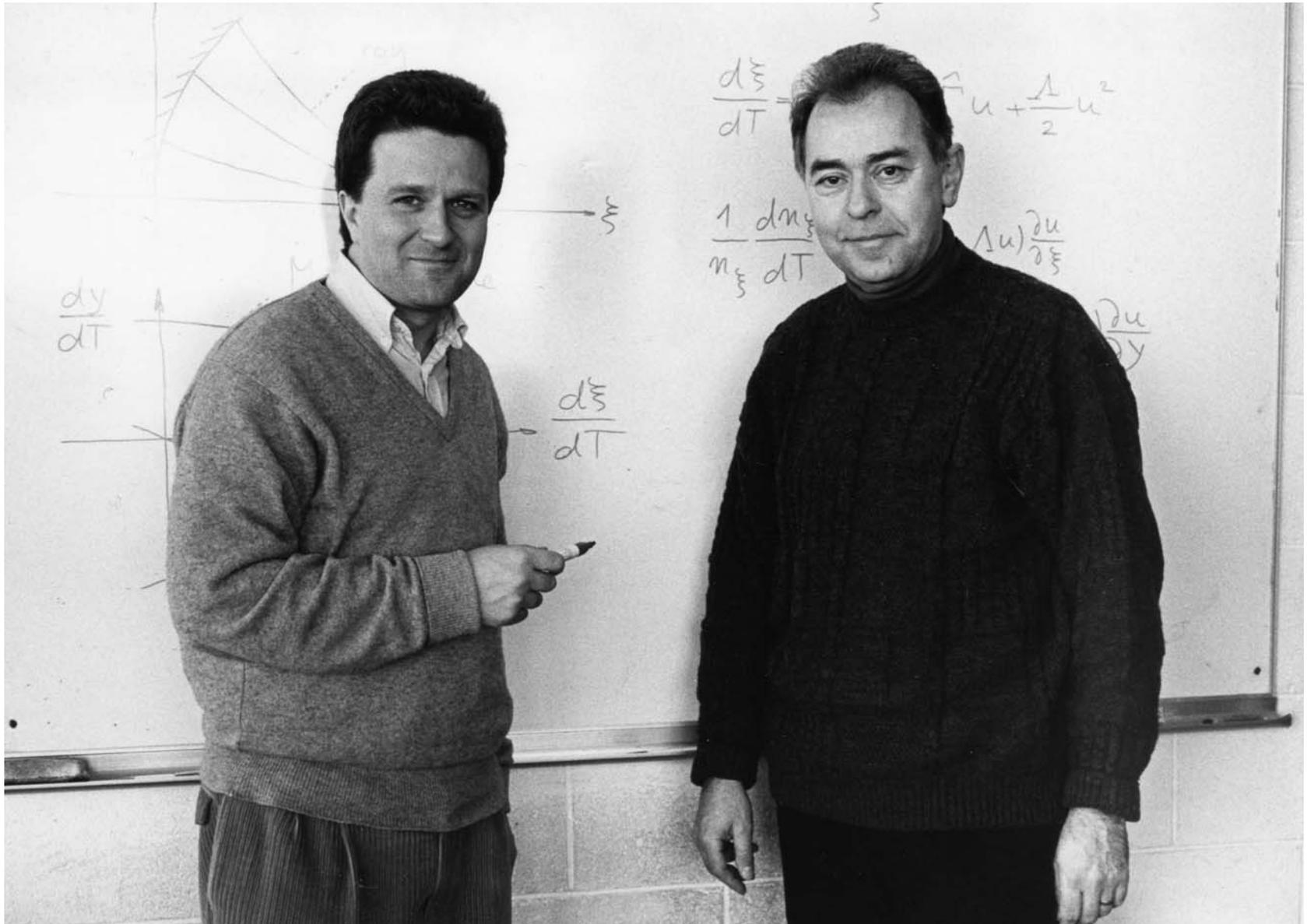
**Promotion *sub auspiciis praesidentis* III
Ronald Zierfuß (1992)**

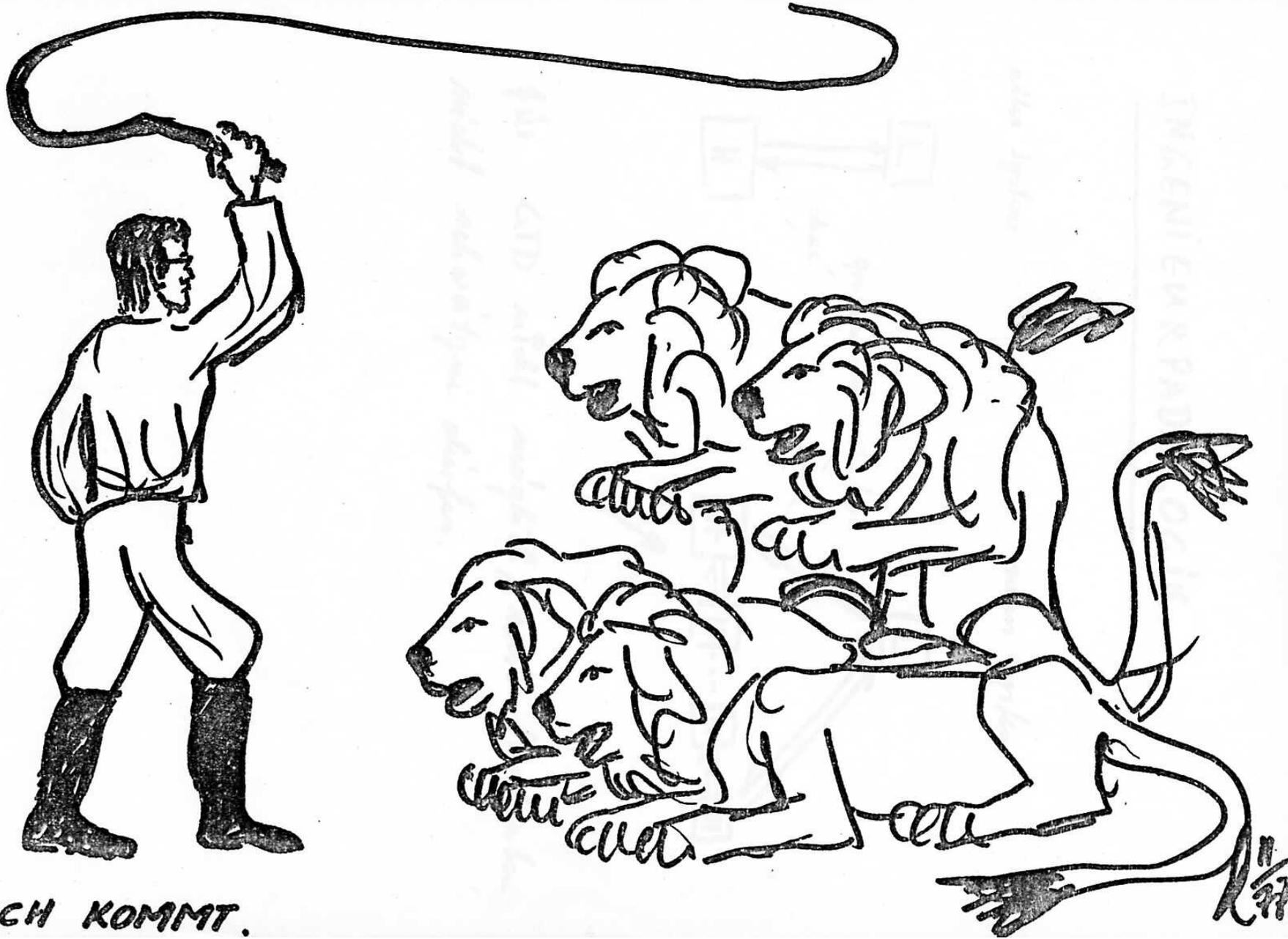


Kooperationen

- mit anderen inländischen Instituten (*SFB, WK, COMET-K2, ...*);
- mit ausländischen Instituten (*Deutschland, Großbritannien, Indien, Japan, Korea, USA, ...*)
- in EU-Projekten (*TRANSAERO, HERMES, ...*)
- mit in- und ausländischer Industrie
 - *CD-Labor*
 - *Forschungsaufträge*

A. Kluwick mit T. Cox am University College Dublin





BESUCH KOMMT.

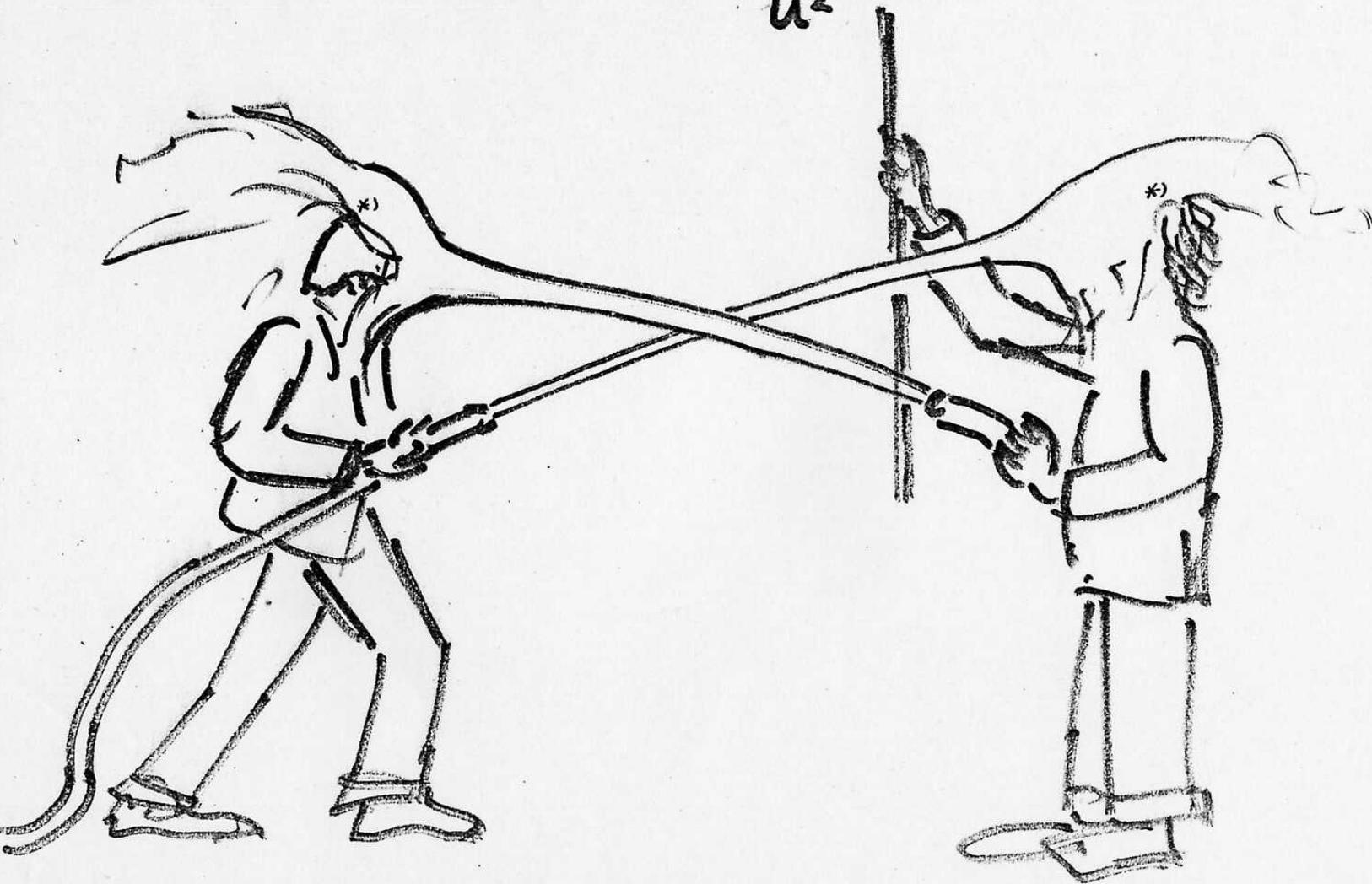
11/37

aus dem Fernen Osten ...



Prof. Aihara mit Gattin

$$Ar = \frac{g\beta(T_0 - T_w)L}{u^2}$$



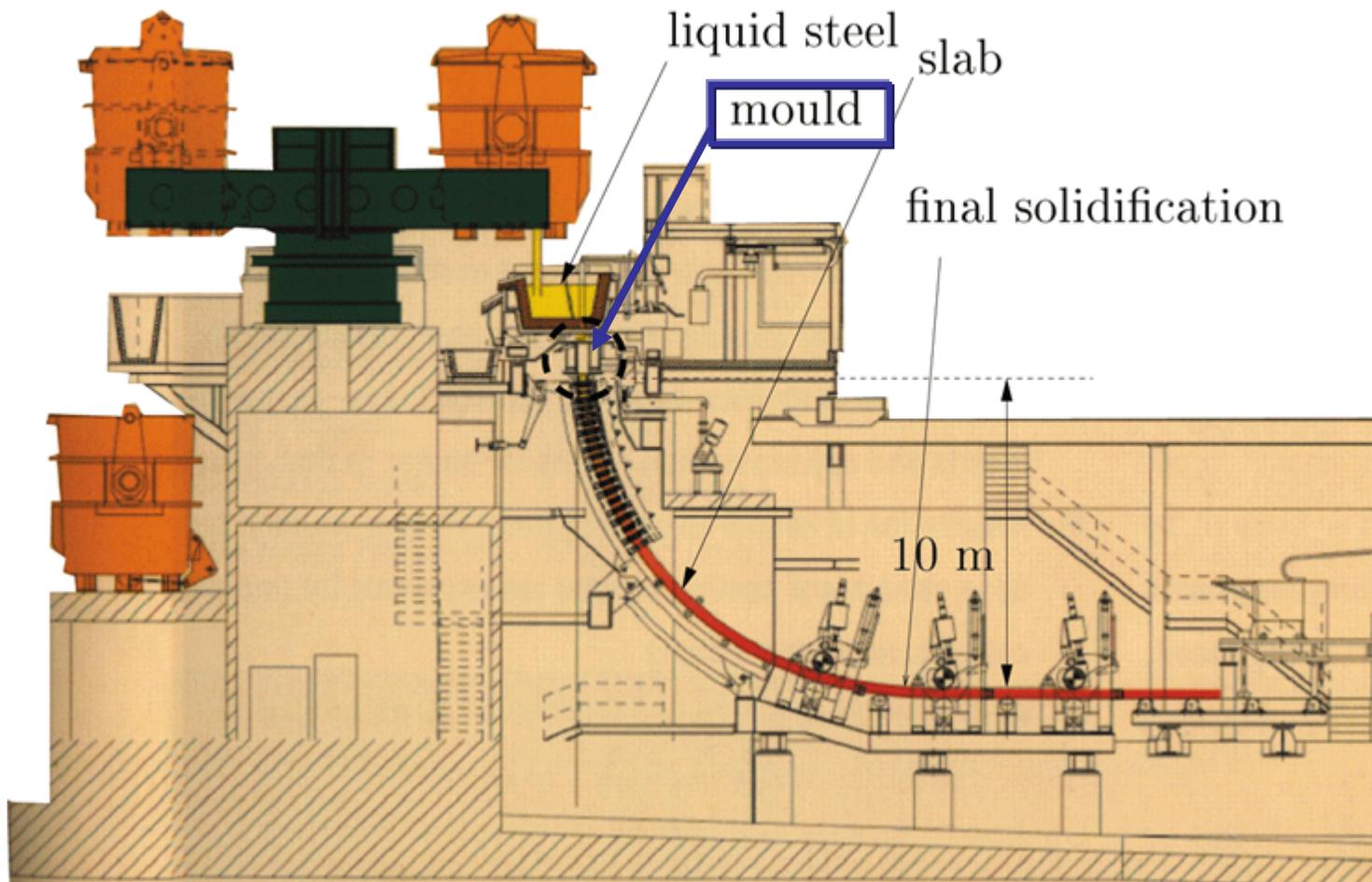
* turbulente Ablösung

FREISTRALHDUELL

3/75

CD-Labor

Continuous casting machine



Ehrungen und Preise (Auswahl)

- **Wirkl. Mitglieder der Österr. Akad. d. Wiss.:**
A. Kluwick, W. Schneider
- **Ausländ. Akademie-Mitgliedschaften:**
K. Oswatitsch (3), W. Schneider (1)
- **Prandtl-Ring:** *K. Oswatitsch (3), W. Schneider*
- **Ehrendoktorate:** *K. Oswatitsch (3), W. Schneider (1)*

- **Schrödinger-Preis der ÖAW:** *A. Kluwick*
- **Fehrer-Preis:** *U. Schaflinger*
- **Richard-von-Mises-Preis der GAMM:** *H. Steinrück*

Fehrer-Preis:
U. Schaflinger

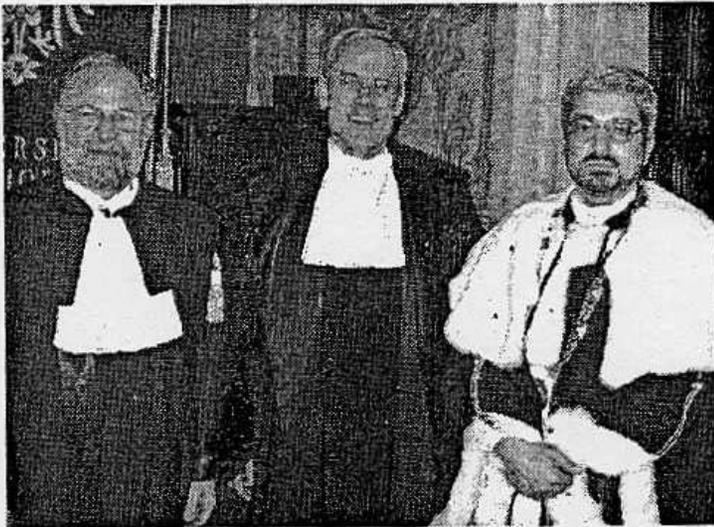


Schneider, laurea ad honorem

da: **Il Gazzettino del Friuli** di *ven 05 dic 2003*

CERIMONIA

SCHNEIDER, LAUREA AD HONOREM



Wilhelm Schneider, rettore del Cism dal 1993 e riconosciuta autorità nel settore della fluidodinamica, ha ricevuto dalle mani del rettore Furio Honsell la laurea ad honorem in Ingegneria meccanica nel corso della solenne cerimonia di conferimento svoltasi nel Palazzo della Provincia di Udine, dove erano presenti anche il presidente della Provincia, Marzio Strassoldo e il

Nach Oswatitsch wieder
ein österreichischer
Prandtl-Ring-Träger



Nicht *nur* Arbeit:



Institutsfeste ...



... und Institutsausflüge



... auch mit Kulturprogramm



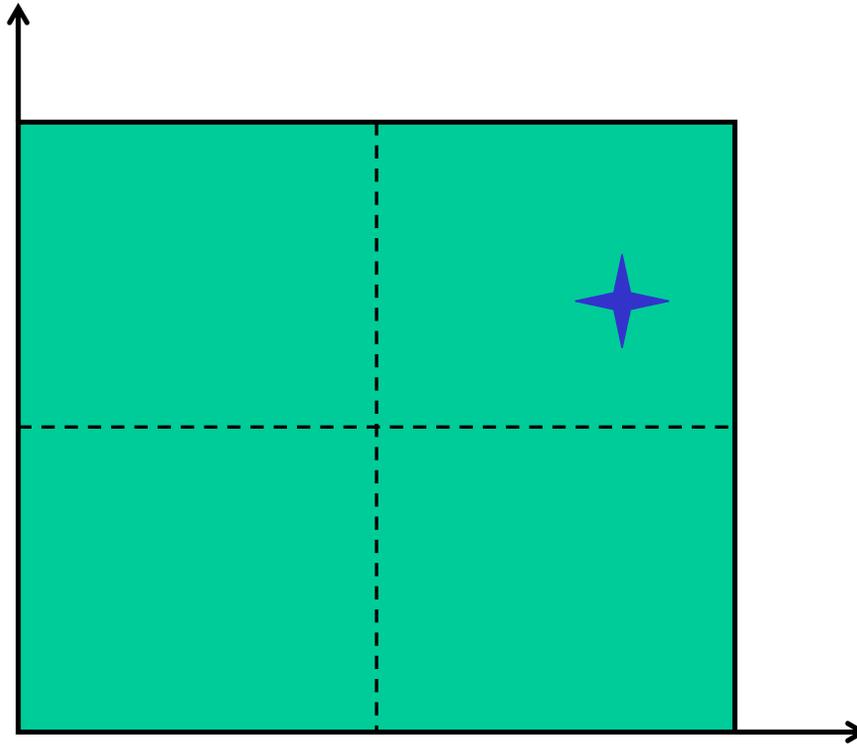
Zusammenfassend:

Stärken des Instituts

- *Forschungsgeleitete* Lehre
- Attraktiv für *beste* Absolventen (z.B. Prom. sub auspiciis praes.)
- Internat. *anerkannte* Forschung (Lehr- u. Handbücher)
- Führende *Funktionen* in internat. Wissenschaftsorganisationen, Instituten u. Fachzeitschriften
- Konsulententätigkeit (*forschungsbezogen*)

Portfolio

Anforderungen der Praxis



Wiss. Relevanz



unsere Position

Mein Dank gebührt:

- Kollegen und früheren Mitarbeitern (Doktoranden) für die Bereitstellung von Fotos, statist. Daten, ...;
- Fr. Mag. Umundum u. Herrn Dipl.-Ing. Buchner für die Unterstützung bei der Ausarbeitung;
- Herrn Dr. Potsch für die Zeichnungen

Klaus Potsch

(nicht nur ein guter Karikaturist –
Promotion 1978)



- *TU Wien*
- *Kollegen am Institut*
- *AIC-Forschungsförderung*

Mein Wunsch für die Zukunft des Instituts:

Lasst die nächste - sehr talentierte und engagierte - Generation in Ruhe arbeiten, d.h. lehren und forschen, ohne sie mit unnützen Strukturänderungen und dem Zwang zu unproduktiven Tätigkeiten zu behindern!