

# Modellierung der turbulenten Ringspaltströmung zwischen bewegten Wänden

Ingo Kosmowski, Walter Lilienblum, Jürgen Geinitz

## 1. Einleitung

Die Turbulenz ist, da sie sich nachteilig auf die Größenordnung der Verluste einer Strömung auswirkt, meist eine unerwünschte Erscheinung. Sie bewirkt aber auch positive Effekte, wie beispielsweise die Intensivierung der konvektiven Wärmeübertragung. Dadurch läßt sich unter bestimmten Bedingungen über die turbulenten Transportprozesse eine Einflußnahme im Sinne der Leistungssteigerung von Maschinen und Anlagen realisieren. In diesen Fällen ist eine möglichst starke Anfachung der Turbulenz wünschenswert.

Die folgenden Betrachtungen sollen sich auf turbulente Scherströmungen beschränken. Damit sind solche Fälle gemeint, in denen eine Hauptströmungsrichtung parallel zu den begrenzenden Wänden existiert, wobei besonders die senkrecht dazu erfolgenden turbulenten Transportprozesse von Interesse sind. Das Fluid sei inkompressibel. Abgesehen von den turbulenten Schwankungsbewegungen sollen die Vorgänge stationär sein.

Das Ziel der Untersuchungen besteht in der Überprüfung der Möglichkeiten zur Steigerung des turbulenten Wärmetransportes zwischen einem Festkörper und einem Fluid durch eine erhöhte Rauigkeit oder eine besondere Formgestaltung der Begrenzungswände. Außerdem soll in die Untersuchungen der Einfluß der Relativbewegung der Wände parallel zur Hauptströmungsrichtung einbezogen werden. Die Grundlage für diese Betrachtungen stellt die vollständige Analogie des Impuls- und Wärmetransportes dar. Da in diesem Zusammenhang die Steigerung der turbulenten Temperaturleitfähigkeit als Folge der erhöhten Wirbelviskosität wesentlich ist, besteht die Notwendigkeit einer entsprechenden Turbulenzmodellierung.

## 2. Turbulenzmodellierung

Von größter Bedeutung für die Lösung praktischer Aufgaben ist die phänomenologische Turbulenztheorie. In dieser Theorie wird von allgemeinen Erscheinungen ausgegangen, wobei die exakten Grundgleichungen zugrunde gelegt werden und das Abschlußproblem mit Hilfe von Abschlußhypothesen angegangen wird, die heuristisch unter Einbeziehung von physikalischen Zusammenhängen und experimentellen Daten gewonnen werden. Diese Abschlußhypothesen bilden die Grundlage für die Turbulenzmodelle, d. h. von Beziehungen, durch die bestimmte Zusammenhänge zwischen einzelnen Momenten turbulenter Strömungen hergestellt werden.

Die Grundgleichung für die turbulente Strömung ist die Reynoldssche Bewegungsgleichung

$$\bar{v} \operatorname{grad} \bar{v} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \Delta \bar{v} - \overline{v' \operatorname{grad} v'} \quad (1)$$

Sie folgt aus der Navier-Stokesschen Bewegungsgleichung, indem entsprechend der Reynoldsschen Zerlegung für die Strömungsparameter die Mittelwerte und die Schwankungsgrößen eingesetzt werden, wobei in der angegebenen Form die turbulente Strömung als quasistationäre Strömung betrachtet wird. Die Reynoldssche Bewegungsgleichung unterscheidet sich von der Navier-Stokesschen Bewegungsgleichung durch den Term, der die aus der konvektiven Beschleunigung der Schwankungsbewegung resultierende Trägheitskraft berücksichtigt.

Unter Beachtung der Kontinuitätsgleichung erhält man für die Komponente der spezifischen Turbulenzkraft die Beziehung

$$f_{t,i} = -\frac{\partial \overline{v'_i v'_j}}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{t,ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

aus der ersichtlich ist, daß die Mittelwerte des Produktes der Schwankungsgeschwindigkeiten zu Trägheitsspannungen führen. Sie werden als Reynoldssche Spannungen bezeichnet und bilden den Tensor der scheinbaren Reibung.

Zugehörig zur Reynoldsschen Bewegungsgleichung ist die Wärmetransportgleichung. Sie lautet für den stationären Fall [5]

$$\bar{v} \operatorname{grad} \bar{T} = \operatorname{grad} [(a + a_t) \operatorname{grad} \bar{T}]. \quad (3)$$

Da die Reynoldssche Bewegungsgleichung unterbestimmt ist, sind die Reynoldsschen Spannungen als Funktion der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{v}$  oder durch höhere Abschlußhypothesen zu beschreiben. Hierzu sind empirische Funktionen notwendig, die im allgemeinen eine gewisse Anzahl von Konstanten als Parameter enthalten. Wird die Symmetrie der Spannungen vorausgesetzt, so läßt sich der turbulente Impulstransport mit Hilfe von skalaren Variablen modellieren. Je nach der Anzahl der Variablen und der dafür erforderlichen Bestimmungsgleichungen unterscheidet man in Null-, Ein- und die entsprechenden Mehr-Parameter-Modelle. Ziel der Null-, Ein- und Zwei-Parameter-Modelle ist die Bestimmung der Wirbelviskosität. Null-Parameter-Modelle sind einfache algebraische Modelle, für die eine häufig verwendete Abschlußhypothese der Gradientenansatz nach Boussinesq

$$-\overline{v'_x v'_y} = \nu_t \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \quad (4)$$

ist, wodurch ein Moment einer gegebenen Ordnung mit Gradienten von Momenten kleinerer Ordnung in Beziehung gebracht wird. Diesem Ansatz liegt die Analogie zum Newtonschen Reibungsgesetz zugrunde, wobei die Wirbelviskosität  $\nu_t$  keine Stoffgröße darstellt. Sie ist vom Ort und vom Geschwindigkeitsprofil, also vom Typ der Strömung abhängig. Folglich läßt sich, solange keine Zuordnung der Wirbelviskosität zur Geschwindigkeitsverteilung möglich ist, das Problem mit der Gl. (4) nicht abschließen. Eine gewisse Abhilfe bietet die Prandtsche Mischungsweghypothese, was auf eine Beziehung der Form

$$-\overline{v'_x v'_y} = l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right| \left| \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right| \quad (5)$$

führt. Der Mischungsweg  $l_m$  läßt sich nach der Kármán-schen Ähnlichkeitshypothese aus der Geschwindigkeitsverteilung oder für die turbulente Strömung in der Nähe einer festen Wand mit glatter Oberfläche nach der Prandtschen Hypothese in Abhängigkeit vom Wandabstand bestimmen. Da die richtige Einschätzung des Mischungsweges in einer Reihe von Fällen, wie bei ausgeprägt dreidimensionalen Strömungen und Rezirkulationsströmungen, unsicher ist, werden auch andere Turbulenzmodelle verwendet. Hierfür wird als eine Variable die spezifische kinetische Turbulenzenergie

$$k = \frac{1}{2} \overline{v'_i v'_i} \quad (6)$$

eingeführt, die mit einem charakteristischen Maßstab der Turbulenz  $l = C_\nu l_m$  zur Wirbelviskosität in dem Zusammenhang

$$\nu_t = l k^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

steht. Meist sind die Modelle, die auf der Lösung einer Gleichung für die kinetische Turbulenzenergie basieren, unzureichend, weshalb eine zweite Variable und damit eine zweite Differentialgleichung notwendig ist, was auf die Zwei-Parameter-Modelle führt. Die weitere Variable erhält man z. B. durch die Kombination von  $k$  und  $l$  zu

$$z = k^n l^m, \quad (8)$$

wofür sich die Gleichung

$$\rho \frac{dz}{dt} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\rho \nu_t}{Pr_z} \frac{\partial z}{\partial y} \right) + z \left[ C_1 \frac{\rho \nu_t}{k} \left( \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right)^2 - C_2 \rho \frac{k}{\nu_t} \right] + S_z \quad (9)$$

aufstellen läßt [6]. Hierin ist  $Pr_z$  die Prandtl-Zahl für die Diffusion von  $z$ ;  $C_1$  und  $C_2$  sind Konstanten,  $S_z$  ist ein zusätzlicher Quellterm. Bei hohen örtlichen Reynolds-Zahlen läßt sich zwischen dem charakteristischen Maßstab und der kinetischen Turbulenzenergie der Zusammenhang

$$l = C_D \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \quad (10)$$

angeben. Hierin ist als weitere Variable die spezifische Dissipationsrate  $\epsilon$  enthalten, die durch

$$\epsilon = \nu \frac{\overline{\partial v'_i}}{\partial x_j} \frac{\overline{\partial v'_i}}{\partial x_j} \quad (11)$$

definiert ist. Wird als zeitgemittelte Wirbelschwankung die Turbulenzcharakteristik

$$\omega = \frac{\epsilon^2}{(C_D k)^2} \quad (12)$$

eingeführt, so lassen sich die Gleichungen

$$\frac{d k l}{k l} = \frac{5}{3} \frac{d k}{k} - \frac{d \epsilon}{\epsilon} \quad (13)$$

$$\frac{d \omega}{\omega} = -2 \frac{d k}{k} + 2 \frac{d \epsilon}{\epsilon} \quad (14)$$

bilden, mit deren Hilfe sich ein Paar von Variablen in ein anderes überführen läßt. Eine Möglichkeit ist das  $k, \epsilon$ -Modell [3], das zur Bestimmung der Wirbelviskosität die Prandtl-Kolmogorov-Beziehung

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (15)$$

benutzt. Bei diesem Modell sind zwei Differentialgleichungen zu lösen, eine für die Turbulenzenergie

$$\frac{d k}{d t} = l \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{Pr_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu_t \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} - \epsilon \quad (16)$$

und eine weitere für die Dissipationsrate

$$\frac{d \epsilon}{d t} = l \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{Pr_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + C_1 \nu_t \frac{\epsilon}{k} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (17)$$

Sie bestehen aus Diffusions-, Produktions- und Dissipationstermen, wobei für die Modellkonstanten die Werte  $C_\mu = 0,09$ ,  $C_1 = 1,44$ ,  $C_2 = 1,92$ ,  $Pr_k = 1,0$ ,  $Pr_\epsilon = 1,3$  zu setzen sind. Die einzelnen Koeffizienten werden aus Untersuchungen einfacher Strömungen und aus Modellparameterstudien gewonnen. Es wird Isotropie vorausgesetzt, womit die Modellkonstanten nur für die ausgebildete turbulente Strömung gelten. Auf Grund der angenommenen Isotropie haben die Zwei-Parameter-Modelle ihre Grenzen. Es werden trotz unterschiedlicher zeitlicher Mittelwerte der Schwankungsbewegung  $v'_i v'_j$  gleiche Werte für die Wirbelviskosität eingesetzt. Es bedeutet, daß die örtliche Turbulenz durch einen Geschwindigkeitsmaßstab charakterisiert wird und die einzelnen Mittelwerte in einer Beziehung zu diesem Maßstab stehen. In realen Strömungen treten jedoch verschiedene Maßstäbe auf. Um der unterschiedlichen Entwicklung der individuellen Spannungen voll Rechnung zu tragen, ist es deshalb erforderlich, zusätzlich zur Gleichung

chung für die Dissipationsrate eine Transportgleichung für jede Komponente von  $\overline{v_i' v_j'}$  aufzustellen, was auf Modellgleichungen der Struktur

$$\begin{aligned} \bar{v}_i \frac{\partial \overline{v_i' v_j'}}{\partial x_i} &= C_s \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{k}{\epsilon} \overline{v_k' v_l'} \frac{\partial \overline{v_i' v_j'}}{\partial x_k} - \\ &- \overline{v_i' v_l'} \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_l} \overline{v_i' v_j'} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_l} - C_1 \frac{\epsilon}{k} (\overline{v_i' v_j'} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k) - \\ &- C_2 (\epsilon_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \epsilon) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \epsilon \end{aligned} \quad (18)$$

führt [4]. Durch die einzelnen Terme werden der Diffusionstransport, die Spannungsproduktion, die Wechselwirkungen zwischen den Schwankungsanteilen sowie zwischen den Mittelwerten und den Schwankungsgrößen und auch durch die direkte Dissipation berücksichtigt. Da mit dieser Modellierung der Rechenaufwand erheblich anwächst, ist man bemüht, für die Fälle, bei denen sich der Transport von  $v_i' v_j'$  im Rahmen hält, für die Spannungen näherungsweise algebraische Ausdrücke zu gewinnen [7].

Die bisher erwähnten Turbulenzmodelle gehen von der Annahme aus, daß jede Variable ein Energiespektrum universeller Form hat. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so ist das Energiespektrum in einzelne Maßstabsanteile zu untergliedern [2].

Durch Anwendung größerer Rechner eröffnen sich auch gewisse Möglichkeiten, die Realisierungen einfacher turbulenter Strömungen direkt aus den Grundgleichungen, d. h. ohne Verwendung von Abschlußhypothesen, zu berechnen. Eine Zwischenstufe von der phänomenologischen Turbulenztheorie zur direkten Simulation der turbulenten Strömung ist die Large-Eddy-Simulation. Dabei wird die Bewegung von Turbulenzelementen der Grobstruktur durch dreidimensionale instationäre Berechnungen simuliert. In der Praxis begnügt man sich jedoch noch meist mit den einfacheren Methoden.

Ein Problem bei der Berechnung turbulenter Strömungen ist der wandnahe Bereich. Die Schubspannungen ergeben sich bei einer turbulenten Strömung aus dem molekularen und dem turbulenten Impulsaustausch, wobei der Viskositätsanteil nur dort zu beachten ist, wo die Reynoldsschen Spannungen klein sind. Dieser Fall tritt in unmittelbarer Wandnähe auf, da auf Grund des Dämpfungseinflusses der festen Wand die Schwankungsgrößen mit Annäherung an die Wand stark abnehmen. Gerade diese Bedingungen liegen beim Wärmetransport zwischen einem Festkörper und einem Fluid vor.

### 3. Rotationssymmetrische Scherströmung

Über die Turbulenzmodellierung ebener Strömungen gibt es zahlreiche Veröffentlichungen, die verschiedentlich auch ausführlich ausgewertet werden [1]. Speziell in der Anwendung auf turbulente Couette-Strömungen einschließlich von Wandrauigkeiten existieren bereits numerische Ergebnisse.

In der Praxis treten aber auch Fälle rotationssymmetrischer Scherströmungen auf, die im Zusammenhang mit der Wärmeübertragung bisher nur unzureichend untersucht wurden.

Für diese Fälle läßt sich das aus der Kontinuitätsgleichung, Bewegungsgleichung und Energiegleichung bestehende Gleichungssystem in der Form

$$r \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} + \frac{\partial r \bar{v}_r}{\partial r} = 0 \quad (19)$$

$$\bar{v}_z \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} + \bar{v}_r \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} [r(\eta \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial r} - \rho \overline{v_z' v_r'})] \quad (20)$$

$$c\rho(\bar{v}_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \bar{v}_r \frac{\partial \bar{T}}{\partial r}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} - c\rho \overline{v_r' T'})] \quad (21)$$

angeben.

Für die Transportgleichungen der Turbulenz kann man auch ein Drei-Parameter-Modell anwenden. Zu den beiden Gleichungen für die kinetische Turbulenzenergie und die Dissipationsrate gehört dann eine Gleichung für die Schubspannung. Diese drei Gleichungen lauten für die betrachteten Zylinderkoordinaten

$$\begin{aligned} \bar{v}_r \frac{\partial k}{\partial r} + \bar{v}_z \frac{\partial k}{\partial z} &= \frac{C_1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial k}{\partial r}) - \\ &- \frac{\overline{v_r' v_z'}}{r} \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial r} - \epsilon \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \bar{v}_r \frac{\partial \epsilon}{\partial r} + \bar{v}_z \frac{\partial \epsilon}{\partial z} &= \frac{C_2}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial r}) - \\ &- C_3 \frac{\epsilon}{k} \frac{\overline{v_r' v_z'}}{r} \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial r} - \\ &- C_4 \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \bar{v}_r \frac{\partial \overline{v_r' v_z'}}{\partial r} + \bar{v}_z \frac{\partial \overline{v_r' v_z'}}{\partial z} &= \frac{C_5}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial \overline{v_r' v_z'}}{\partial r}) - \\ &- C_6 k \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial r} - C_7 \frac{\epsilon}{k} \overline{v_r' v_z'}. \end{aligned} \quad (24)$$

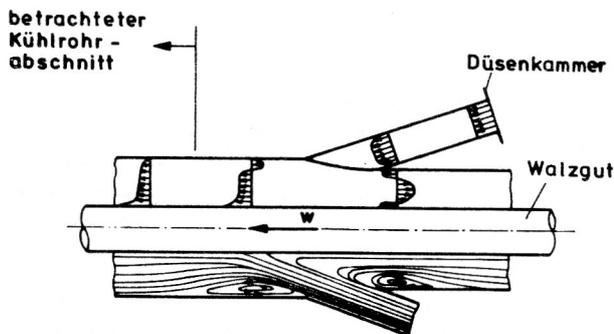
Dieses Modell soll nach den bisherigen Erfahrungen in der Lage sein, stark asymmetrische Geschwindigkeitsprofile zu reproduzieren. Solche Profile sind bei derartigen Randbedingungen zu erwarten, wie sie durch extrem hohe Relativgeschwindigkeit der Wände und starke Rauigkeiten geprägt werden.

Falls sich das Problem auf die ausgebildete Strömung reduzieren läßt, entfällt die Abhängigkeit der Geschwindigkeitskomponenten und der Turbulenzparameter von der z-Koordinate. Es bleibt ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen übrig. Numerische Lösungen sind sowohl mit Hilfe von Differenzenverfahren als auch der Finite-Elemente-Methode möglich.

#### 4. Konkreter Anwendungsfall der Scherströmung

Ein spezieller Fall der turbulenten Scherströmung tritt bei der Kühlung von Walzstahl auf. Dabei kommt es darauf an, Draht oder Feinstahl wirtschaftlich von Walztemperaturen, die in der Größenordnung von 1400 K liegen, auf die Umgebungstemperatur abzukühlen. Um bei minimalem Bauaufwand einen maximalen Ausstoß zu erreichen, muß bei möglichst hoher Walzgeschwindigkeit die Kühlstrecke so kurz wie möglich sein. Diese Forderung, die auf die Gewährleistung hoher Wärmestromdichten zielt, läßt sich nur durch Intensivkühlrohre realisieren, wobei die Wärmeübertragung in einem von Wasser durchströmten Ringspalt erfolgt. Im Sinne einer optimalen Wärmeübertragung muß die Strömung einen hohen Turbulenzgrad aufweisen. Dabei darf jedoch aus energetischen Gesichtspunkten weder der Druckverlust noch der Volumenstrom zu stark anwachsen. Außerdem sollen die Bremskräfte auf das Walzgut nicht zu groß werden, womit sich eine Gleichstromkühlung als zweckmäßig erweist.

Hinzu kommt, daß durch die Wasserkühlung auch eine gezielte Beeinflussung des Gefüges, der Werkstoffparameter, Zunderbildung und Randentkohlung erfolgen soll. Deshalb ist es erforderlich, die Wirkungen der einzelnen Einflußfaktoren auf den turbulenten Impuls- und Wärmetransport detaillierter zu untersuchen. In diesem Zusammenhang interessieren Aussagen über das Geschwindigkeitsprofil und die charakteristischen Turbulenzparameter der Ringspaltströmung und über die Einflüsse der Walzgeschwindigkeit und der Rauigkeit von Walzgut und Kühlrohrwand sowie über die thermischen Einflüsse. Vereinfacht soll angenommen werden, daß im Kühlrohr Rotationssymmetrie vorliegt, wobei sich die Rauigkeiten oder die Formgebung der Kühlrohrwand durch eine äquivalente Rauigkeit beschreiben lassen und auch Drallfreiheit angenommen werden kann. Die Strömung soll in dem betrachteten Teil des Kühlrohres voll ausgebildet sein, wobei das Fluid konstante Stoffwerte hat. Damit weist der Ringspalt außer dem im Bild 1 dargestellten Einlaufbereich eine einfache Geometrie auf.

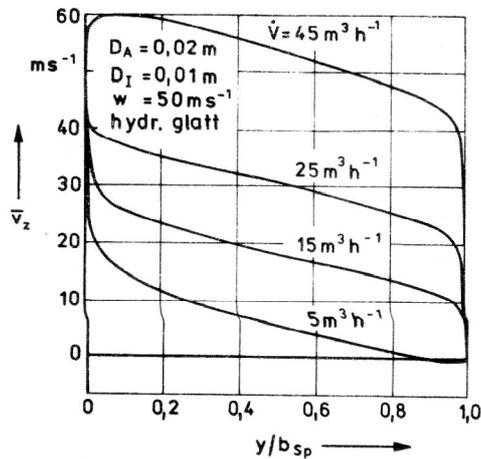


**Bild 1**  
Vereinfachte Geometrie des Kühlrohres mit konzentrisch bewegtem Walzgut

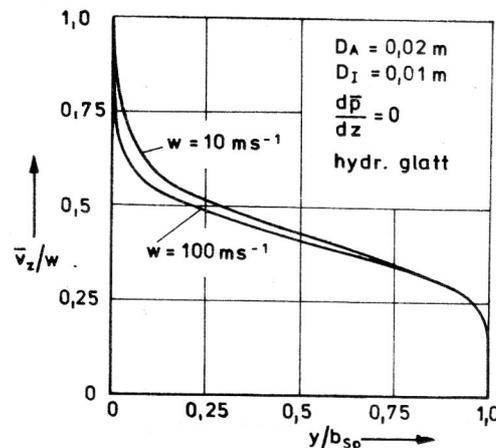
Ziel der ersten Untersuchungen ist es, die Grenzen einer Null-Parameter-Modellierung abzuschätzen und die Basis für eine gekoppelte Behandlung von Strömung und Wärmeübertragung zu schaffen.

#### 5. Ergebnisse der Berechnungen

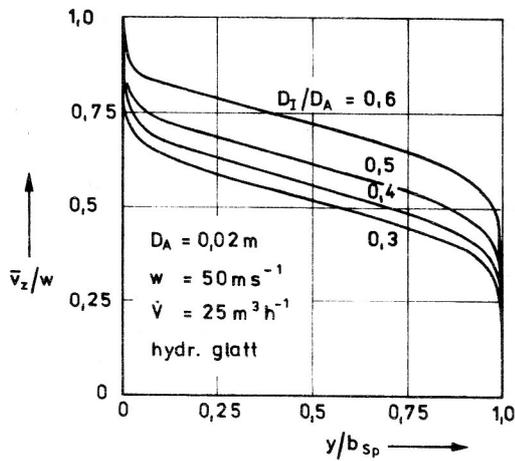
Für die Beispielrechnungen wurde die im Bild 1 dargestellte Geometrie zugrunde gelegt, wobei in der Ausgangsvariante der Draht einen Durchmesser von 10 mm und das Kühlrohr einen Durchmesser von 20 mm hatte und dementsprechend bei konzentrischer Anordnung die Spaltweite 5 mm betrug. Das Bild 2 zeigt, welche Geschwindigkeitsprofile sich unter der Voraussetzung hydraulisch glatter Oberflächen bei einer Walzgeschwindigkeit von 50 m/s in Abhängigkeit vom Volumenstrom einstellen. Typisch sind die steilen Geschwindigkeitsgradienten an den beiden Wänden und das sich infolge der hohen Turbulenz fast über den gesamten Querschnitt erstreckende füllige Geschwindigkeitsprofil.



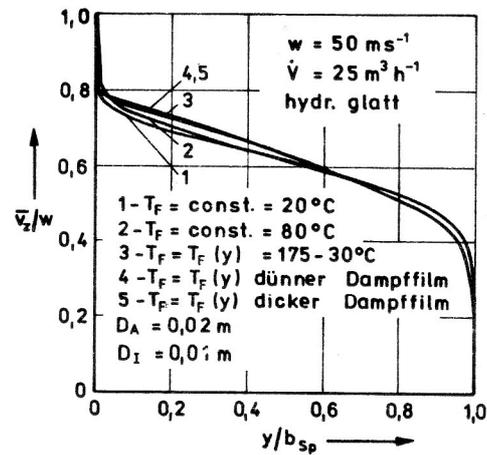
**Bild 2**  
Geschwindigkeitsprofile der Ringspaltströmung in Abhängigkeit vom Volumenstrom



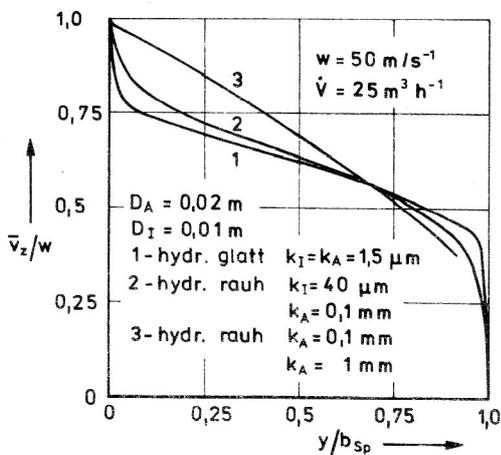
**Bild 3**  
Einfluß der Walzgeschwindigkeit auf das Geschwindigkeitsprofil der Ringspaltströmung



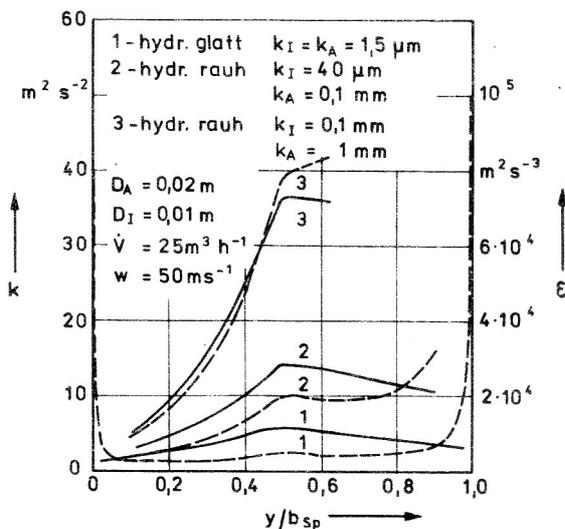
**Bild 4**  
Einfluß der Spaltweite auf das Geschwindigkeitsprofil der Ringspaltströmung



**Bild 7**  
Einfluß der Kühlwassertemperatur auf das Geschwindigkeitsprofil der Ringspaltströmung



**Bild 5**  
Einfluß der Rauigkeit auf das Geschwindigkeitsprofil der Ringspaltströmung



**Bild 6**  
Einfluß der Rauigkeit auf die kinetische Turbulenzenergie und die Dissipationsrate

Aus dem Bild 2 ist zu entnehmen, daß bei hohen Volumenströmen die Strömungsgeschwindigkeit auf Grund der dominierenden Rolle des Druckgradienten größer sein kann als die Drahtgeschwindigkeit. Bei kleinen Volumenströmen wird die Strömung stark beeinflusst durch die Schleppwirkung der bewegten Wand. Bei geringen Volumenströmen kann es dabei zu Rückströmungen in der Nähe der ruhenden Außenwand kommen. Den Einfluß der Walzgeschwindigkeit auf das Geschwindigkeitsprofil demonstriert das Bild 3. Es wird verdeutlicht, daß sich eine wachsende Walzgeschwindigkeit im wesentlichen im Geschwindigkeitsgradienten auswirkt. Den Einfluß der Spaltweite zeigt das Bild 4. Da die hydraulisch glatte Oberfläche ein Idealfall ist, der beim Walzgut und Kühlrohr im allgemeinen nicht vorliegt, interessieren die Wirkungen der Rauigkeit. Wie durch das Bild 5 veranschaulicht, äußert sich eine höhere Rauigkeit in weniger ausgeglichenen Geschwindigkeitsprofilen, die einen geringen Gradienten an den Wänden aufweisen. Gravierend macht sich die Rauigkeit in den Turbulenzparametern bemerkbar. Wie dem Bild 6 zu entnehmen ist, wirkt sich eine höhere Rauigkeit des Kühlrohres auch auf die Turbulenz in dem inneren Bereich der Ringspaltströmung aus, was die Möglichkeiten zur Intensivierung des Wärmetransportes aufzeigt. Relativ geringen Einfluß hat entsprechend dem Bild 7 die Kühlwassertemperatur. Eine höhere Temperatur wirkt sich nur in den Gebieten aus, in denen der molekulare Transport eine Bedeutung hat, d. h. in Wandnähe, was zu einem steileren Geschwindigkeitsgradienten führt. Liegt ein Dampfmembran auf der Walzgutoberfläche vor, so tritt dort eine deutliche Verringerung der Wandschubspannung auf.

## 6. Schlußbemerkungen

Zur Komplettierung der Berechnungen sind an einem Versuchsstand mit kaltem Walzgutimitat und im Warmwalzbetrieb Messungen durchgeführt worden. Daraus ergaben sich Informationen über die Walzgeschwindig-

keit, den Wasservolumenstrom, den Druckverlauf im Kühlrohr, die Rauigkeit, die Wandschubspannungen, die Bremskräfte und die zwischen diesen Parametern bestehenden Zusammenhänge. Eine wesentliche Ergänzung bildeten die begonnenen Untersuchungen zur experimentellen Bestimmung der Geschwindigkeitsprofile, wozu die Laser-Doppler-Anemometrie eingesetzt wurde. Hierzu liegen erste Meßergebnisse vor. Weitere Untersuchungen, speziell zur Ermittlung der Schwankungsgrößen, sind jedoch noch erforderlich.

Der Hauptzweck der dargelegten Untersuchungen bestand in der Überprüfung der Aussagefähigkeit der Mischungsweghypothese für das vorliegende Problem. Insgesamt ist einzuschätzen, daß durch diese Modellierung die wesentlichen Zusammenhänge richtig beschrieben werden. Ein Schwachpunkt ist die Auswirkung der Kühlrohrrauigkeit auf den Wärmetransport am Walzgut. Hierzu ist es unbedingt erforderlich, den Transport von Turbulenzenergie von der einen zur anderen Wand zu berücksichtigen.

Die durchgeführten Betrachtungen weisen darauf hin, daß zur vollständigeren Beschreibung der turbulenten Strömung der Schritt von dem Null-Parameter-Modell zu einem Drei-Parameter-Modell getan werden muß. Im Falle kleiner Spaltweiten, verglichen mit dem Außenradius, lassen sich die Ergebnisse der ebenen Spaltströmung [1] näherungsweise auf die konzentrische Ringspaltströmung übertragen. So z. B. zeigt der Versuch zwischen der turbulenten Couette-Strömung mit glatten Wänden und derjenigen mit einer rauhen Wand solche Profile der Geschwindigkeit, Schubspannung, kinetischen Turbulenzenergie und Dissipationsrate, daß man Aussagen für die Verbesserung des Wärmeübergangs im Kühlrohr gewinnen kann. Es ist zu erkennen, daß der turbulente Austausch an der rauhen Wand stärker ist als an der glatten Wand. Jedoch ist auch an einer glatten Wand der Impuls- und damit auch der Wärmeaustausch wesentlich höher als bei zwei glatten Wänden.

## LITERATUR

- [ 1 ] Eder, R.: Berechnung der turbulenten Strömung zwischen einer festen und einer bewegten Wand zur Simulation der Strömung zwischen Tunnel- und Zugwand. Dissertation, TU Wien, Fak. f. Maschinenbau, Nov. 1987.
- [ 2 ] Hanjalić, K.; Launder, B. E.: A Reynolds Stress Model of Turbulence and its Application to Asymmetric Shear Flows. *J. Fluid Mechanics* 52 (1972), pp. 609 – 638.
- [ 3 ] Launder, B. E.; Spalding, D. B.: The Numerical Computation of Turbulent Flows. *Comput. Math. Appl. Mech. Engng.* 3 (1974), pp. 269 – 289.
- [ 4 ] Launder, B. E.: Stress Transport Closures into the Third Generation. In 3rd Symp. Turbulent Shear Flows. Springer-Verlag Berlin 1982.
- [ 5 ] Mascheck, H.-J.: Grundlagen der Wärme- und Stoffübertragung. Verlag f. Grundstoffindustrie Leipzig 1979.
- [ 6 ] Nallasamy, M.: Turbulence Models and their Applications to the Prediction of Internal Flows. *Computers and Fluids* 15 (1987) 2, pp. 151 – 194.
- [ 7 ] Rodi, W.: Examples of Turbulence Models for Incompressible Flows. *AIAA Journal* (1982) 20, pp. 872 – 879.

### Anschrift der Verfasser:

Prof. Dr. sc. techn. I. Kosmowski  
Doz. Dr. sc. techn. W. Lilienblum  
Dipl.-Ing. J. Geinitz  
Technische Universität „Otto von Guericke“  
Sektion Dieselmotoren, Pumpen und Verdichter  
PSF 124  
Magdeburg – 3010