



$$\frac{d}{dx} [0,606 u_m^3 \delta + (1 - 3B\epsilon + 6B^2\epsilon^2 - 6B^3\epsilon^3) u_m^3 \delta_m] + 2(\epsilon^2 u_m^3 + 0,4693 K u_m^3) = 0 \quad (4)$$

wobei B und K die Koeffizienten der Ausdrücke von Blasius und Karman darstellen [2], [4].

Eine Lösung des Gleichungssystems (4) ist entweder durch numerische Methoden oder mittels Darstellung durch unendliche Reihen möglich. Es wird hier die von N. I. Akatnow in [4] vorgeschlagene Methoden zur Lösung genutzt.

Im Ergebnis erhält man, mit einer für die Ingenieurpraxis ausreichenden Genauigkeit, die Lösung in der Form

$$\bar{u}_m = M \bar{x}^{-0,5}; \quad \bar{\delta}_m = A_* R_e^{b+1} \bar{x}^{b+1}; \quad \bar{\delta} = 0,063 \bar{x} \quad (5)$$

Dabei ist M der Koeffizient, welcher von  $d_o$  und  $b_o$ , vgl. Bild 1, abhängt. Weiter ist  $b_o$  die charakteristische Länge zur Bestimmung von  $\bar{\delta}_m$ ;  $\bar{\delta}$ ;  $\bar{x}$  und auch der Exponent b der Reynoldszahl  $Re$  entsprechend dem Ausdruck von Blasius nach [2].

$$Re_o = \frac{u_o b_o}{\nu}; \quad A_* \approx 0,1 \quad \text{wenn } \bar{x} \in [3,60]$$

Die Lösung nach (5) stimmt mit den in [5], [6] dargestellten Lösungen überein.

Betrachtet man den Raum über dem Kolben als „offenen Raum“, so läßt sich die Anfangsgeschwindigkeit  $u$  nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik bestimmen.

$$u_o = \frac{\omega}{\epsilon u} \left\{ \frac{D^2 - d_o^2}{4 d_o} \left[ \frac{d b_o}{d \varphi} \frac{1}{b_o} + \frac{1}{K_p} \right] - \frac{K-1}{K} \frac{1}{\pi d_o b_o} \frac{1}{v} \cdot \left( \frac{d Q_x}{d \varphi} - \frac{d Q_w}{d \varphi} \right) \right\} \quad (6)$$

Hier ist:

$$K = \frac{c_p}{c_v}$$

$\epsilon_n$  — ist der Koeffizient der Strahlverengung im Querschnitt  $c_m$  (Bild 1) und wird als Funktion  $\epsilon_n = f(d_o, b_o, \varphi)$  bestimmt.

### 3. Berechnung der Wärmegrenzschicht

Zur Bestimmung der örtlichen Wärmeübergangszahl auf der Grundlage der Energiegleichung nach (1) wird das Integral der Wärmegrenzschicht benutzt.

$$\frac{d}{dx} \left[ \int_0^{\delta_m} u (T - T_\infty) dy + \int_0^{\delta_T} u (T - T_\infty) dy \right] = \frac{q_w}{\rho c_p} \quad (7)$$

Zur Lösung der Integrale in (7) ist nicht nur die Kenntnis der Geschwindigkeitsprofile, sondern auch der Temperatur notwendig.

Nach Bestimmung von  $u_m$  und  $\delta_m$  aus (5) kann man

$$\epsilon^2 = \frac{\tau_w}{\rho u_m^2}$$

als Funktion von  $\epsilon = \epsilon(x, \varphi)$  errechnen.

Mit den bekannten Größen und dem Koeffizienten B, basierend auf dem logarithmischen Geschwindigkeitsprofil, welches bei der Herleitung von Gl. 4 verwendet wurde, kann man das logarithmische Geschwindigkeitsprofil, vgl. Bild 2, darstellen. Zur vereinfachenden Berechnung der Integrale in (7) wird das Logarithmische durch ein Exponentialprofil ersetzt. Dabei wird der Exponent a in Abhängigkeit von den Größen  $\epsilon$  und B gewählt.

Aus der Gesamtmenge der Größen  $\epsilon = (x, \varphi)$  können die Werte  $\epsilon_{\min}$  und  $\epsilon_{\max}$  bestimmt und unter Berücksichtigung der Abhängigkeit können die Profile, wie in Bild 2 gezeigt, dargestellt werden. Die punktierte Linie entspricht dem Fall, daß eine Ablösung des Strahles am Kolbenrand nicht berücksichtigt wird, d. h. in Gl. 6 ist  $\epsilon_n = 1$ .

Auf Grund positiver Erfahrungen bei der Anwendung der Methode der modifizierten „Reynoldsanalogie“ wird diese Methode zur Bestimmung der örtlichen Wärmeübergangszahl genutzt.

Im Ergebnis erhält man für die Wärmeübergangszahl

$$\alpha_m = c_p \rho \nu^b u_m^{1-b} \delta_m^{-b} A \left[ \left( \frac{A_*^{b+1}}{A(b+1)} \frac{a}{2a^2 + 3a + 1} \right)^a \cdot Pr^{-2/3(3a+1)} \cdot Pr_t^{-(a+1)} \right]$$

Unter Berücksichtigung der Einführung der Nusselt-Zahl

$$Nu_m = \frac{\det \delta_m \alpha_m}{\lambda}$$

läßt sich Gl. 7 dimensionslos in kriterieller Form schreiben

$$Nu_m = c Re_m^{1-b} [Pr^{1/3} Pr_t^{-(a+1)}]^{1/2a+1} \quad (8)$$

wobei

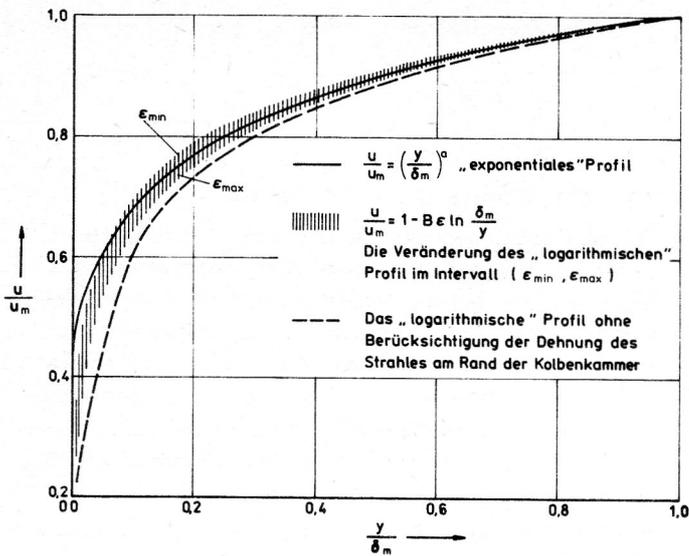
$$c = A B_*^{1/2a+1}; \quad B_* = \left[ \frac{A_*^{b+1}}{A(b+1)} \frac{a}{2a^2 + 3a + 1} \right]^a \quad (9)$$

Hierin ist: A der Koeffizient von Blasius/Sigalla [4],[5]

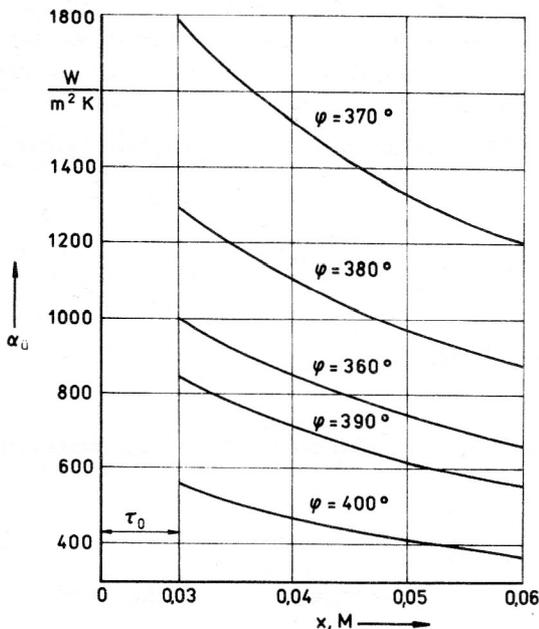
und  $Re = \frac{u_m \delta_m}{\nu}$  die lokale Reynoldszahl.

Die Gleichungen 8 und 9 bestimmen in allgemeiner Form die Größe der örtlichen Wärmeübergangszahl beim konvektiven Wärmeaustausch auf der Oberfläche des Brennraumes im Kolben.

Zur Berechnung der physikalischen Größen des Gases  $c_p, \nu, \lambda$  ist die mittlere Temperatur der Grenzschicht zu benutzen.



**Bild 2**  
Verteilung der Geschwindigkeiten im Wandbereich der Grenzschicht



**Bild 3**  
Örtliche Wärmeübergangszahl für den Dieselmotor der Type 6 CN 12/12

In Abhängigkeit des Drehwinkels  $\varphi$  der Kurbelwelle sind in Bild 3 Ergebnisse der Berechnung der örtlichen Wärmeübergangszahl  $\alpha_m$  für die Sechszylinder-Dieselmotoren der Fahrzeugtypen KAZ und KAMAZ dargestellt.

Für diesen speziellen Fall erhält die Gl. 9 die Form

$$Nu_m = 0,0265 Re_m^{0,75} Pr^{0,25} Pr_t^{-0,875} \quad (10)$$

In den Arbeiten [1], [2] sind einige praktische Hinweise zur Nutzung der dargestellten Methode beschrieben.

#### 4. Zusammenfassung

Es wurde eine Methode zur Berechnung der örtlichen Wärmeübergangszahl für Muldenbrennräume schnelllaufender Fahrzeugdieselmotoren unter Berücksichtigung der Turbulenz in der Grenzschicht entwickelt.

Trotz erheblicher mathematischer Schwierigkeiten wurde eine Lösung für die unmittelbare praktische Anwendung gefunden. Durch experimentelle Untersuchungen konnten die durch Rechnung gefundenen Ergebnisse bestätigt werden.

Damit wurde die Möglichkeit geschaffen, schon in der konstruktiven Phase eine Übersicht über den Wärmeaustausch in der Brennkammer zu erhalten.

Man gewinnt somit schon in einer frühen Phase der Entwicklung eine Basis für weiterführende Arbeiten, wie z. B. Durchführung der Arbeitsprozeßrechnung und Berechnung des Temperaturfeldes mit sich daran anschließender Bestimmung des thermischen Beanspruchungszustandes.

#### LITERATUR

- [1] Kawtaradse, R.: Priblisonnoe opredelenie lokalnogo koeffizienta teplootdasi w zilindre diselia s polurasdionnoi kammeroi sgorania. Moskwa, Maschinostroenie Nr. 5, 1985, S. 86 – 91.
- [2] Kruglow, M.; Iwaschenko, N.; Kawtaradse, R.: Metodika issledowania lokalnogo teploowmena w diseliach: Vortrag: Internat. Symposium – Motor Simpo.; CSSR 1986 Bd. 2, S. 529 – 539.
- [3] Minkin, S.; Sawlin, M.: Issledowanie prozessa sgorania w zilindre diselia s kammeroi w porsne metodom skorostnogo fotografirowania. Sbornik naurich rabot po dwigateliam wnutrennego sgorania; Moskwa – Leningrad; Maschinostroenie-Verlag, 1965, S. 287 – 300.
- [4] Akatnow, N.: Rasprostanenie ploskoi turbulentnoi strui wdol twerdoi, gladkoi i scherechowatoi powerchnosti. AdW UdSSR, Mechanika i Maschinostroenie, Moskwa 1960; Nr. 1; S. 27 – 32.
- [5] Judajew, B. u. a.: Teploobmen pri wsaimodeistwiji strui s presgradami. Moskwa; Maschinostroenie-Verlag 1977.
- [6] Newmann, B. G.: The Prediction of Turbulent Jets and Wall Jets. Canadian Aeronautics and Space Journal Nr. 10, 1969, S. 288 – 305.
- [7] Mandsgaladse, A.; Kawtaradse, R.; Apziauri, A.; Mgeladse, R.: Issledowanie prozessow gaobmena i teploobmena w diseliach metodami matematicheskogo i fisischeskogo modelirowania. Tbilissi Meznireba-Verlag; 1986.

#### Anschrift der Verfasser:

Kand. der Techn. Wiss.  
R. Kawtaradse  
W. Strelkow  
Moskauer Techn. Hochschule „N. E. Baumann“  
Institut für Verbrennungsmotoren  
Moskau  
UdSSR