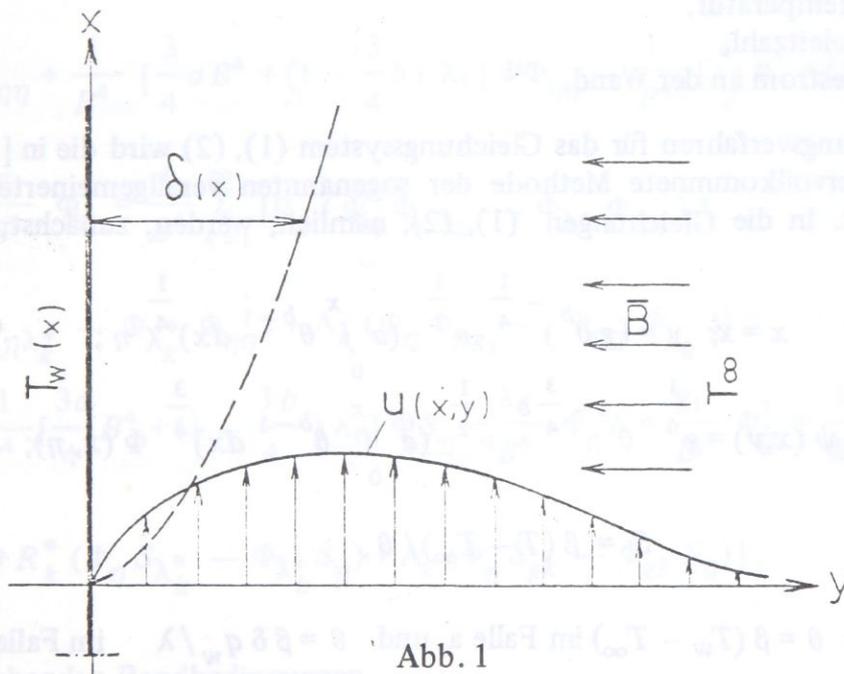


NATÜRLICHE MHD-STRÖMUNG AN EINER SENKRECHT STEHENDEN GEHEITZTEN PLATTE

V. Saljnikov, Z. Boričić, D. Nikodijević

(Eingegangen am 24. 6. 1987.)

Man untersucht die ebene laminare Grenzschichtströmung einer inkompressiblen elektroleitenden Flüssigkeit, welche bei freier Konvektion in der Nähe einer senkrecht stehenden geheizten Platte mit beliebiger vorgegebenen Temperatur- bzw. Wärmestromverteilung längs ihrer Oberfläche und unter dem Einfluss des quer zur Platte wirkenden magnetischen Feldes, entsteht (Abb. 1).



Die Ausgangsgleichungen des betrachteten Problems, nach der üblichen Einführung der Stromfunktion $\psi(x,y)$, wie bekannt lauten

$$\begin{aligned} \psi_y \psi_{xy} - \psi_x \psi_{yy} &= \nu \psi_{yyy} + \beta g (T - T_\infty) - N \psi_y; \\ \psi_y T_x - \psi_x T_y &= a T_{yy} + \frac{N}{c_p} (\psi_y)^2 \quad \text{mit } N = \frac{\sigma \bar{B}^2}{\rho}, \end{aligned} \quad (1)$$

und mit entsprechenden Randbedingungen

$$\begin{aligned} \text{a. } y=0 : \psi_y = \psi_x = 0; T = T_w(x), y = \infty : \psi_y = 0; T = T_\infty, \\ \text{b. } y=0 : \psi_y = \psi_x = 0; \lambda (T_y)_w = q_w(x), y = \infty : \psi_y = 0; T = T_\infty, \end{aligned} \quad (2)$$

wobei der Fall a. beliebiger Temperaturverteilung und der Fall b. beliebiger Wärmestromverteilung längs der Wandoberfläche entsprechen.

Hier bedeutet:

- x, y – längs der Wand, bew. quer zur Wand gemessene Koordinaten,
- ν – kinematische Zähigkeit,
- β – Wärmeausdehnungszahl,
- g – Erdbeschleunigung,
- T – Flüssigkeitstemperatur in Grenzschicht,
- T_∞ – Flüssigkeitstemperatur ausser Grenzschicht,
- a – Temperaturleitfähigkeit,
- c_p – spezifische Wärme,
- σ – elektrische Leitfähigkeit,
- \bar{B} – magnetische Feldstärke,
- ρ – Dichte,
- T_w – Wandtemperatur,
- λ – Wärmeleitfähigkeit,
- q_w – Wärmestrom an der Wand.

Als Lösungsverfahren für das Gleichungssystem (1), (2) wird die in [1] entwickelte und in [6] vervollkommnete Methode der sogenannten verallgemeinerten Ähnlichkeit [2] verwendet. In die Gleichungen (1), (2), nämlich, werden, zunächst, drei Transformationen

$$\begin{aligned} x = x; \quad y = (g \theta^b)^{-\frac{1}{4}} \nu^{\frac{1}{2}} \left(a \int_0^x \theta^{b-1} dx \right)^{\frac{1}{4}} \eta; \\ \psi(x, y) = g^{\frac{1}{4}} \theta^{1 - \frac{3}{4}b} \nu^{\frac{1}{2}} \left(a \int_0^x \theta^{b-1} dx \right)^{\frac{3}{4}} \Phi(x, \eta); \end{aligned} \quad (3)$$

$$S = \beta (T - T_\infty) / \theta,$$

$$\text{eingeführt, mit: } \theta = \beta (T_w - T_\infty) \text{ im Falle a. und } \theta = \beta \delta q_w / \lambda \text{ im Falle b.,} \quad (4)$$

wobei man S als Wärmefunktion bezeichnet und $a; b$ vorläufig die willkürlichen Konstanten bedeuten.

Anschliessend werden die Ähnlichkeitsparameter, der in [1] definierten Parametermengen

$$\begin{aligned} \lambda_k = g^k z^{2k} \theta^{k-1} \frac{d^k \theta}{dx^k}; \quad \lambda_k^* = g^k z^{2(k-1)} \theta^k \frac{d^k z^2}{dx^k}; \\ \text{mit } z = \frac{\delta^2}{\nu}; \quad k = 1, 2, \dots, \infty, \end{aligned} \quad (5)$$

als auch, der den Einfluss des magnetischen Feldes enthaltenden Parametermenge

$$g_k = g^{k-1} \theta^{k-1} z^{2k-1} \frac{d^{k-1} N}{dx^{k-1}}, \quad (6)$$

als neue unabhängige Veränderlichen verwendet. Die Rolle der charakteristischen "Dicke" δ spielt dabei die Grösse

$$\delta_s^* = \int_0^\infty \Phi_\eta S dy, \quad (7)$$

welche, vermittels de Transformationsformeln (3), lautet

$$\delta_s^* = \nu^2 (g \theta^b)^{-\frac{1}{4}} \left(a \int_0^x \theta^{b-1} dx \right)^{\frac{1}{4}} B \quad \text{mit} \quad B = \int_0^\infty \Phi_\eta S d\eta. \quad (8)$$

Führt man, nun, die Parametermengen (5), (6) in das durch die Beziehungen (3), schon vorher, transformierte Gleichungssystem (1) (2) ein, so erhält man die, bis auf die Prandtlische Zahl Pr einer speziellen Flüssigkeit, universellen Gleichungen de s betrachteten Problems

$$\begin{aligned} & \Phi_{\eta\eta\eta} + \frac{1}{B^4} \left[\frac{3}{4} a B^4 + \left(1 - \frac{3}{4} b\right) \lambda_1 \right] \Phi \Phi_{\eta\eta} - \frac{1}{B^4} \left[\frac{a}{2} B^4 + \left(1 - \frac{b}{2}\right) \lambda_1 \right] \Phi_\eta^2 + \\ & + S - \frac{g_1}{B^2} \Phi_\eta = \frac{1}{B^4} \sum_{k=1}^\infty [R_k (\Phi_\eta \Phi_{\eta\lambda_k} - \Phi_{\lambda_k} \Phi_{\eta\eta}) + \\ & + R_k^* (\Phi_\eta \Phi_{\eta\lambda_k^*} - \Phi_{\lambda_k^*} \Phi_{\eta\eta}) + \Lambda_k (\Phi_\eta \Phi_{\eta g_k} - \Phi_{\eta\eta} \Phi_{g_k})]; \quad (9) \\ & \frac{1}{Pr} S_{\eta\eta} + \frac{1}{B^4} \left[\frac{3a}{4} B^4 + \left(1 - \frac{3b}{4}\right) \lambda_1 \right] \Phi S_\eta - \frac{\lambda_1}{B^4} \Phi_\eta S + \frac{g_1}{B^2} \Phi_\eta^2 = \frac{1}{B^4} \sum_{k=1}^\infty [R_k (\Phi_\eta S_{\lambda_k} - \\ & - \Phi_{\lambda_k} S_\eta) + R_k^* (\Phi_\eta S_{\lambda_k^*} - \Phi_{\lambda_k^*} S_\eta) + \Lambda_k (\Phi_\eta S_{g_k} - \Phi_{g_k} S_\eta)], \end{aligned}$$

mit entsprechenden Randbedingungen

$$\eta = 0 : \Phi = \Phi_\eta = 0; \quad S = 1, \quad \eta = \infty : \Phi_\eta = 0; \quad S = 0, \quad (10)$$

wobei die Bezeichnungen $R_k; R_k^*; \Lambda_k$ folgenden Rekursionsformeln

$$\begin{aligned} R_k &= [(k-1)\lambda_1 + k\lambda_1^*] \lambda_k + \lambda_{k+1}; \quad R_k^* = [(k-1)\lambda_1^* + k\lambda_1] \lambda_k^* + \lambda_{k+1}^*; \\ \Lambda_k &= [(k-1)\lambda_1 + \left(k - \frac{1}{2}\right) \lambda_1^*] g_k + g_{k+1}, \end{aligned} \quad (11)$$

entsprechen.

Für die witeren Betrachtungen, ist es notwendig, aus den Gleichungen (9), durch Integration jedes einzelnen Gliedes nach der Veränderlichen η , und zwar von 0 bis ∞ , die entsprechenden Mittelwerte zu bestimmen. Die auf diese Weise erhaltenen Integralbeziehungen lauten

$$\begin{aligned} & \Phi_{\eta\eta} (0; \lambda_1, \lambda_2, \dots; \lambda_1^*, \lambda_2^*, \dots; g_1, g_2, \dots) + \frac{1}{B^4} \left[\frac{5}{4} a B^4 + \left(2 - \frac{5b}{4}\right) \lambda_1 \right] A + \\ & + \frac{g_1}{B^2} \Phi (\infty; \lambda_1, \lambda_2, \dots; \lambda_1^*, \lambda_2^*, \dots; g_1, g_2, \dots) - C = \frac{1}{B^4} \sum_{k=1}^{\infty} (R_k A \lambda_k + R_k^* A \lambda_k^* + \Lambda_k A g_k); \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{Pr} S_{\eta} (0; \lambda_1, \lambda_2, \dots; \lambda_1^*, \lambda_2^*, \dots; g_1, g_2, \dots) + \frac{1}{B^3} \left[\frac{3}{4} a B^4 + \left(2 - \frac{3}{4} b\right) \lambda_1 \right] = \\ & = - \frac{1}{B^4} \sum_{k=1}^{\infty} (R_k B \lambda_k + R_k^* B \lambda_k^* + \Lambda_k B g_k), \end{aligned}$$

wobei die Grösse B , bzw. die charakteristische Dicke δ_s^* mittels der Formeln (7), (8) schon definiert sind aus die neu eingeführten Bezeichnungen A und C folgenden Ausdrücken

$$A = \frac{\delta^{**}}{\delta_s^*} = \int_0^{\infty} \Phi_{\eta}^2 \alpha \eta; \quad C = \frac{\delta_s}{\delta_s^*} = \int_0^{\infty} S d \eta, \quad (13)$$

entsprechen.

Die Gleichungen (9), welche auf der rechten Seiten je drei unendlichen Summen enthalten, werden in zweiparametrischer, einmal lokalisierte Näherung, d.h. unter folgender Voraussetzung

$$\begin{aligned} & \lambda_1 \neq 0; \quad \lambda_2 = \lambda_3 = \dots = 0; \\ & g_1 \neq 0; \quad g_2 = g_3 = \dots = 0; \quad \partial/\partial g_1 = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

und mit unveränderten Randbedingungen (10) numerisch gelöst. Sie reduzieren sich, also, auf die folgende Form

$$\begin{aligned} & \Phi_{\eta\eta\eta} + \frac{1}{B^4} \left[\frac{3}{4} a B^4 + \left(1 - \frac{3b}{4}\right) \lambda_1 \right] \Phi \Phi_{\eta\eta} - \frac{1}{B^4} \left[\frac{a}{2} B^4 + \left(1 - \frac{b}{2}\right) \lambda_1 \right] \Phi_{\eta}^2 + \\ & + S - \frac{g_1}{B^2} \Phi_{\eta} = \frac{1}{B^4} [\lambda_1 \lambda_1^* (\Phi_{\eta} \Phi_{\eta\lambda_1} - \Phi_{\lambda_1} \Phi_{\eta\eta})]; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{1}{Pr} S_{\eta\eta} + \frac{1}{B^4} \left[\frac{3a}{4} B^4 + \left(1 - \frac{3b}{4}\right) \lambda_1 \right] \Phi S_{\eta} - \frac{\lambda_1}{B^4} \Phi_{\eta} S + \frac{g_1}{B^2} \Phi_{\eta}^2 =$$

$$= \frac{1}{B^4} [\lambda_1 \lambda_1^* (\Phi_{\eta} S_{\lambda_1} - \Phi_{\lambda_1} S_{\eta})] :$$

Es ist, daher, zweckmässig, die entsprechenden Integralbeziehungen (12) in gleicher Näherung zu betrachten. In diesem Fall, nämlich, lauten sie folgendermassen

$$\Phi(0; \lambda_1; g_1) + \frac{1}{B^4} \left[\frac{5a}{4} B^4 + \left(2 - \frac{5}{4}b\right) \lambda_1 \right] A + \frac{g_1}{B^2} \Phi(\infty, \lambda_1, g_1) -$$

$$- C = - \frac{\lambda_1 \lambda_1^*}{B^4} A \lambda_1 ; \tag{16}$$

$$\frac{1}{Pr} S_{\eta}(0; \lambda_1; g_1) + \frac{1}{B^4} \left[\frac{3a}{4} B^4 + \left(2 - \frac{3b}{4}\right) \lambda_1 \right] - \frac{g_1}{B^2} A = - \frac{\lambda_1 \lambda_1^*}{B^4} B \lambda_1 ;$$

und legen die für die weitere Integration notwendige Abhängigkeit $\lambda_1^* = \lambda_1^*(g_1)$ fest.

Für numerische Integration des Gleichungssystem (15), (16) wurde die auf dem Differenzenverfahren mit implizitem Schema beruhende Methode – sogenannte "Progonka" [3], bzw. "Tridiagonal Algorithm" (TDA), – verwendet. Die entsprechenden Berechnungen wurden auf Rechenanlagen IBM 360 und 370 durchgeführt, wobei man als Anfangspunkt denjenigen wählte, der mit dem Parameterwert $\lambda_1 = 0$ festgelegt ist. Von dieser Stelle (s. Abb. 2)

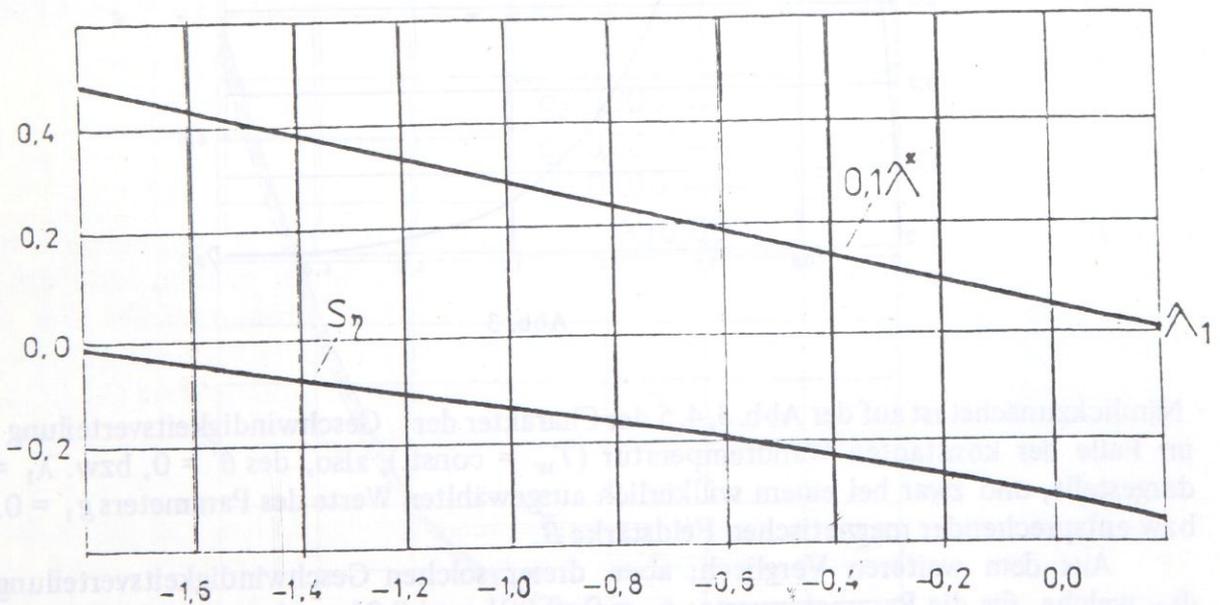


Abb. 2

hat man dann für den Luftfall, d.h. für $Pr = 0.72$ und für einen festen Parameterwert $g_1 = \text{const.}$, nach rechts bis zum mit $\lambda_1^* = 0$ definierten Punkt und nach links bis zum Punkt mit dimensionlosem Wandwärmestrom $S_\eta(0; \lambda_1; g_1) = 0$, schrittweise integriert.

Dabei sind die bis jetzt als willkürlich gelassenen Konstanten $a; b$ so gewählt, dass sie die Lage der Tangente an die Kurve $\lambda_1^* = \lambda_1^*(\lambda_1; g_1)$ im Anfangspunkt ($\lambda_1 = 0$) bestimmen. Auf diese Weise erhielt man die Werte, die für die ausreichende Genauigkeit der universellen Lösung des Systems (15), (16) sorgen. Die zweckmässige Auswahl dieser Konstanten trägt, nämlich, wie aus einer früheren Arbeit [4] bekannt, der erwähnten Genauigkeit sehr wesentlich bei, was bei der Anwendung der gewonnenen universellen Lösung auf die konkreten Strömungsfälle und anschliessendem Vergleich mit den exakten Resultaten sehr deutlich festzustellen ist.

Man soll bemerken, dass es vorläufig gelungen ist, die angegebenen Berechnungen nur für die verhältnismässig kleineren Werte des Parameters g_1 , d.h., wenn man die elektrische Leitfähigkeit σ der betrachteten Flüssigkeit als konstant voraussetzt ($\sigma = \text{const.}$), nur für die schwächeren magnetischen Feldstärken \bar{B} , durchzuführen. Man konnte aber, schon dabei, die eindeutige Entwicklungstendenz der dimensionlosen Geschwindigkeitsverteilung Φ_η , bzw. der Wärmefunktion S feststellen, welche sich aus folgenden Abbildungen: 3,4 und 5 leicht zu erblicken lassen.

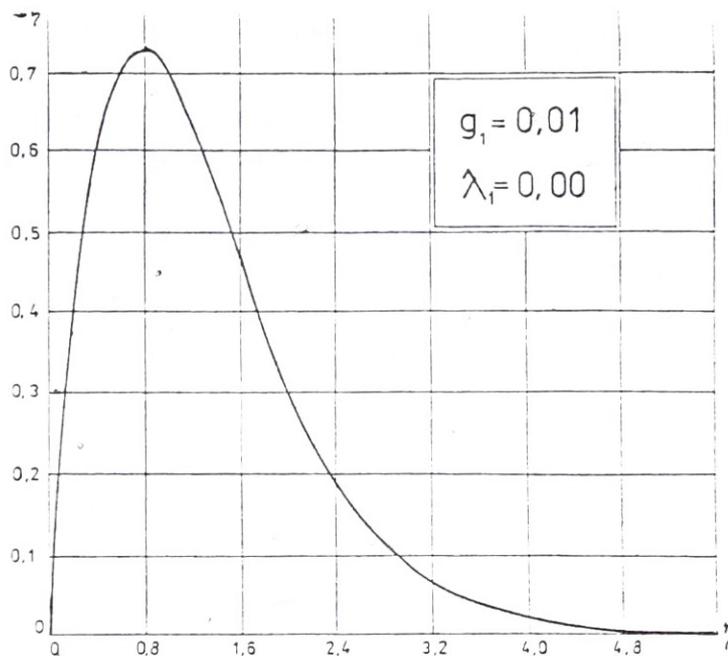


Abb. 3

Nämlichzunächst ist auf der Abb. 3, 4, 5 der Charakter der Geschwindigkeitsverteilung Φ_η im Falle der konstanten Wandtemperatur ($T_w = \text{const.}$), also, des $\theta' = 0$, bzw. $\lambda_1 = 0$, dargestellt, und zwar bei einem willkürlich ausgewählten Werte des Parameters $g_1 = 0.01$, bzw. entsprechender magnetischen Feldstärke \bar{B} .

Aus dem weiteren Vergleich, aber, dreier solchen Geschwindigkeitsverteilungen, Φ_η , welche, für die Parameterwerte: $g_1 = 0, 0.001$ und 0.01 , und zwar in der Wandnähe, bei einem zweckmässigen Massstab, auf der Abb. 4, dargestellt sind, geht hervor, dass die Steigerung der Magnetischen Feldstärke \bar{B} die Verminderung der dimensionlosen

Geschwindigkeiten Φ_η hervorruft, womit auch die dimensionlosen Geschwindigkeits-
 gradiente in der Wandnähe $(\Phi_{\eta\eta})_0$, bzw. die entsprechenden Wandschubspannungen
 τ_w sinken.

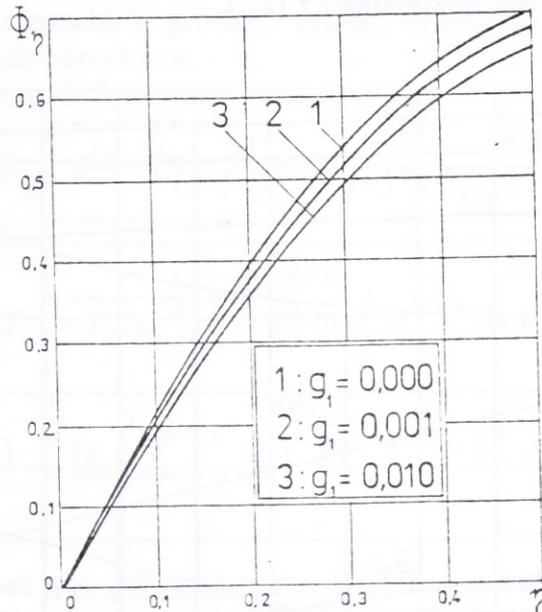


Abb. 4

Was betrifft, aber, die Verteilung der Wärmefunktion S , kan man auf Grund von
 Abb. 5 feststellen, dass die Werte dieser Funktio mit der Zunahme der magnetischen
 Feldstärke \bar{B} , steigern, wobei die dimesionlose Warmestrom an der Wand S_η sich, auch,
 vergrößert.

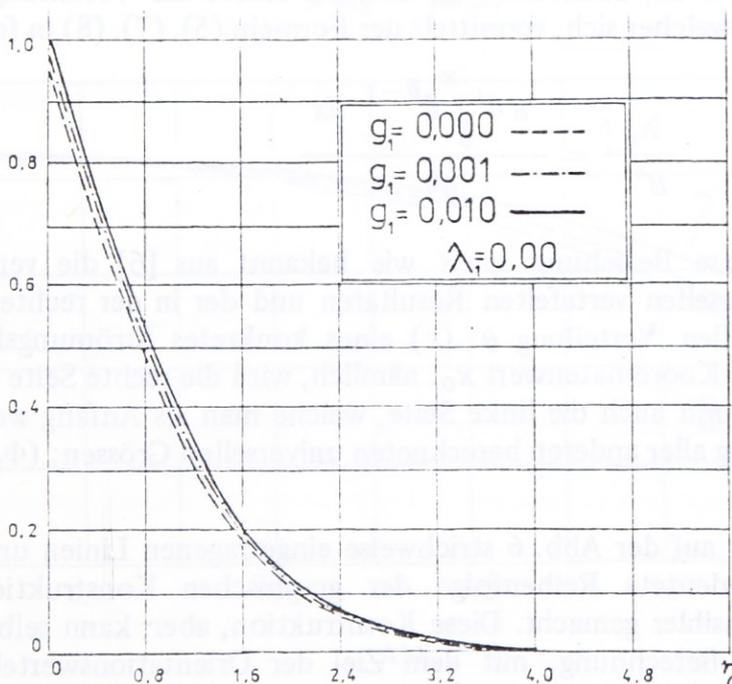


Abb. 5

Die für den Luftfall, d.h. für $Pr = 0.72$, und beim Parameterwerte $g_1 = 0.01$ berechneten universellen Verteilungen sind auf der Abb. 6, als Funktionen vom Parameter λ_1 graphisch dargestellt; und zwar, die Verteilungen der durch die Formeln (7), (8), (13) definierten dimensionlosen "Dicken" $A; B; C$, dimensionloser Wandschubspannung $\Phi_{\eta\eta}(0; \lambda_1)$, als auch der auf Abb. 2 schon gezeigten dimensionloser Wandwärmestrom $S_\eta(0; \lambda_1)$ und der Beziehung $\lambda_1^*(\lambda_1)$.

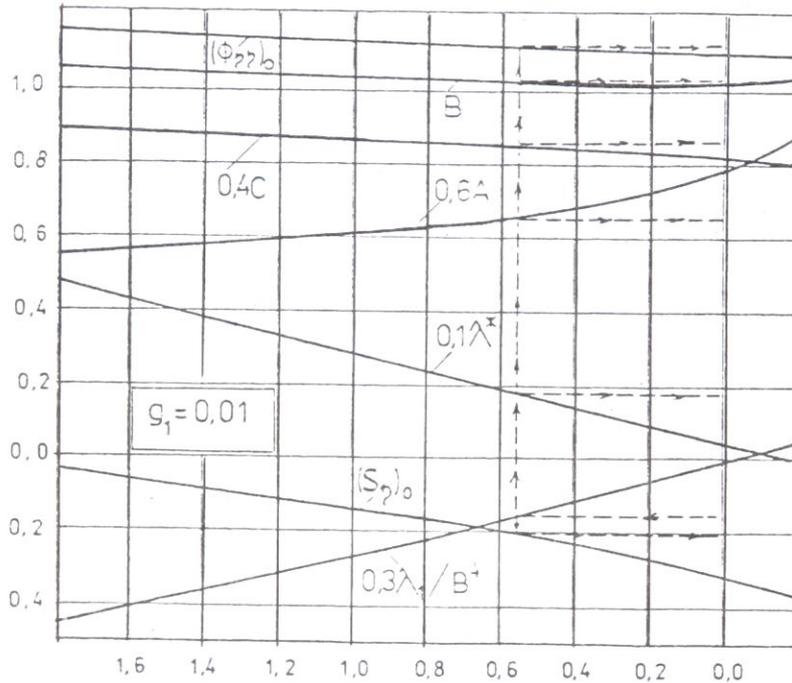


Abb. 6

Auf der Abb. 6 ist, ausserdem, als einzelne Kurve die Verteilung des Ausdrucks λ_1/B^4 aufgetragen, welcher sich, vermittels der Formeln (5), (7), (8) in folgender Form

$$\frac{\lambda_1}{B^4} = \frac{a \theta' \int_0^x \theta^{b-1} dx}{\theta^b} \quad (17)$$

darstellen lässt. Diese Beziehung spielt wie bekannt aus [6] die verbindende Rolle, zwischen den universellen vertafelten Resultaten und der in der rechten Seite von (17) enthaltenen speziellen Verteilung $\theta^b(x)$ eines konkreten Strömungsfalles. Für einen festen vorgegebenen Koordinatenwert x_0 , nämlich, wird die rechte Seite von (17) eindeutig bestimmt und damit auch die linke Seite, welche man als Anfangswert $(\lambda_1/B^4)_0$ für die weitere Ermittlung aller anderen berechneten universellen Grössen: $(\Phi_{\eta\eta})_0, (S_\eta)_0, A_0, B_0, C_0$ verwendet.

Vermittels der auf der Abb. 6 strichweise eingetragenen Linien und durch die mit den Pfeilchen angedeutete Reihenfolge der graphischen Konstruktion, wird dieses Verfahren noch plausibler gemacht. Diese Konstruktion, aber, kann selbst, im Falle notwendiger schneller Berechnung, mit dem Ziel der Orientationswertbestimmung, als entsprechendes graphisches Verfahren zur Ermittlung universeller Grössen, im zweckmässigen, auf der Abb. 6 gestalteten Nomogramm, auch betrachtet werden.

Man soll noch betonen, dass damit die nachträgliche Integration der zweiten Integralbeziehung (12), in jedem speziellen Strömungsfalle betrachtetes Problems, welche bei der Anwendung des in [1] dargestellten Verfahren unentbehrlich ist, in unserem Falle völlig unnötig wird.

Sind, nun, auf beschriebene Weise, die universellen Grössen: $(\Phi_{\eta\eta})_0$, $(S_{\eta})_0$, A_0 , B_0 , C_0 bestimmt, so lassen sich die einem konkreten Strömungsfalle entsprechenden charakteristischen Grenzschiek grössen: $(\tau_w)_0$, $(q_w)_0$, $(\delta_s^*)_0$, $(\delta^{**})_0$, $(\delta_s)_0$, grundsätzlich schnell und einfach berechnen.

Und zwar, vermittels folgenden Formeln

$$\tau_w = \rho \nu^2 g^{\frac{3}{4}} \theta^{1-\frac{b}{4}} \left(a \int_0^x \theta^{b-1} dx \right)^{\frac{1}{4}} (\Phi_{\eta\eta})_0;$$

$$q_w = \lambda (T_w - T_{\infty}) g^{\frac{1}{4}} \nu^{-\frac{1}{2}} \theta^{\frac{b}{4}} \left(a \int_0^x \theta^{b-1} dx \right)^{-\frac{1}{4}} (S_{\eta})_0 \quad (18)$$

$$\delta_s^* = \nu^2 (g \theta^b)^{-\frac{1}{4}} \left(a \int_0^x \theta^{b-1} dx \right)^{\frac{1}{4}} B; \quad \delta^{**} = \delta_s^* A; \quad \delta_s = \delta_s^* C,$$

wobei die ersten zwei aus entsprechenden Definitionsausdrücken, durch Einführung der Transformationen (3), abgeleitet sind, während die letzten drei, aus Beziehungen (8), (13), direkt folgen.

Im Ziele des Genauigkeitsvergleiches berechneter Lösungen mit denjenigen, erhaltenen in [1], wird, als Beispiel, die natürliche Grenzschichtströmung, auf beschriebene Weise untersucht, welche auf einer senkrecht geheizten Platte, bei folgender spezieller Temperaturverteilung

$$\theta(x) = \sin x, \quad (19)$$

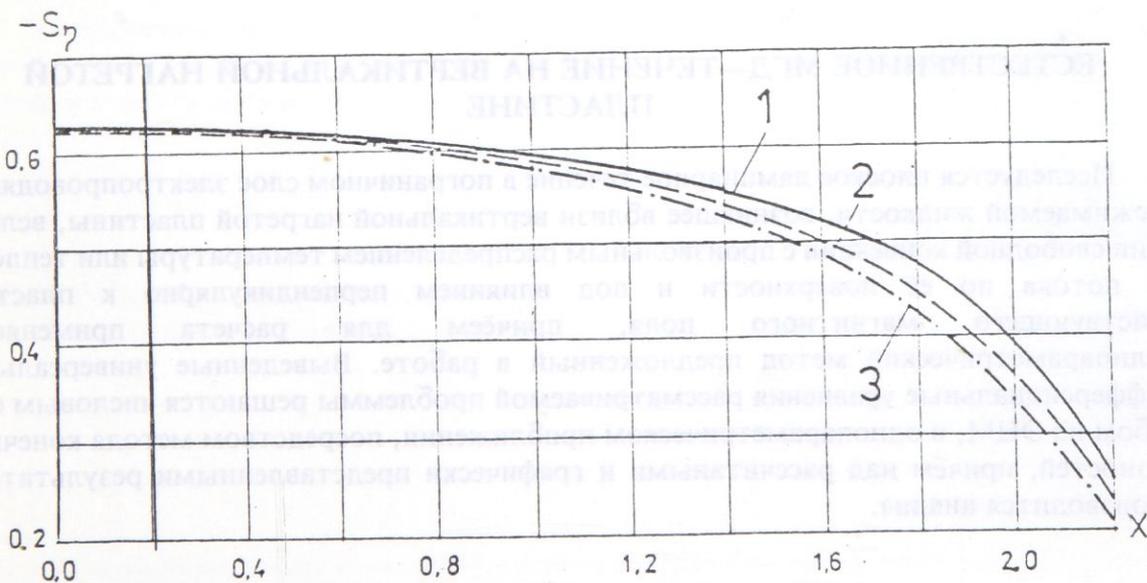


Abb. 7

längs ihrer Oberfläche entsteht, wobei die Wirkung des magnetischen Feldes fehlt, d.h. $\vec{B} = 0$, bzw. $g_1 = 0$ ist. Dieser Fall wurde in unserer früheren Arbeit [6], bei der Untersuchung der analogen magnetfeldlosen Grenzschichtströmung, behandelt. Die, dabei, unter anderen Resultate gewonnene, und hier, auf der Abb. 7, graphisch dargestellte, Wärmestromverteilung (Kurve 2) vergleicht man sowohl mit der exakten, in [5], berechneten Lösung (Kurve 1), als auch mit den, in [1], erhaltenen Resultaten (Kurve 3). Aus dieser Gegenüberstellung folgt, dass die Kurve 2 sich mehr als die Kurve 3 an die Kurve 1 annähert, d.h. exakteren Resultaten entspricht. Diese Tatsache rechtfertigt, im Vergleich mit dem in [1] entwickelten Verfahren, die in dieser Arbeit eingeführte methodologische Verbesserung. Nämlich, sie drückt sich durch die, schon früher, erwähnte Eigenschaft aus, dass bei diesen Berechnungen keine Notwendigkeit für die nachträgliche Integration der zweiten Integralbeziehung (16) besteht, was, einerseits, der Resultatengenauigkeit beiträgt und, andererseits, der praktische Anwendung des Verfahrens bedeutend beschleunigt und vereinfacht.

L I T E R A T U R

- [1] ЗОЛОТОВ, Н. Л., Метод обобщенного подобия в задачах свободной конвекции с произвольным распределением температуры или теплового потока на вертикальной стенке, Известия АН СССР, Механика жидкости и газа, No. 3, стр. 167-170, 1980
- [2] ЛОЙЦЯНСКИЙ, Л. Г., Механика жидкости и газа, „Наука“, 1978
- [3] СИМУНИ, Л. М., ТЕРЕНТЬЕВ, Н. М., Численное решение однопараметрического уравнения теории пограничного ламинарного слоя, Труды ЛПИ, No. 248, стр. 56-58, 1965
- [4] SALJNIKOV, V.N., A Contribution to Universal Solutions of the Boundary Layer Theory, Teorijska i primenjena Mehanika, V. 4, str. 139-163, 1978.
- [5] KAO, T.T., DOMOTO, G.A., ELROD, H.G., Jr., Free Convection along a nonisothermal vertical flat Plate, Trans, ASME, Ser. C., J. Heat Transfer, Vol. 99, No. 1, 1977
- [6] SALJNIKOV, V., BORIČIĆ, Z., NIKODIJEVIĆ, D., Natürliche Strömung an einer senkrecht stehenden geheizten Platte, Zbornik radova sa XII Poljskog Kongresa Termodinamike, Rytro, Izdanje Krakovske Politehnike, str. 730-735, 1984

ЕСТЕСТВЕННОЕ МГД—ТЕЧЕНИЕ НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ НАГРЕТОЙ ПЛАСТИНЕ

Исследуется плоское ламинарное течение в пограничном слое электропроводящей несжимаемой жидкости, возникшее вблизи вертикальной нагретой пластины, вследствие свободной конвекции с произвольным распределением температуры или теплового потока по её поверхности и под влиянием перпендикулярно к пластине действующего магнитного поля, причём для расчёта применяется полипараметрический метод предложенный в работе. Выведенные универсальные дифференциальные уравнения рассматриваемой проблемы решаются числовым способом на ЭЦМ, в однопараметрическом приближении, посредством метода конечных разностей, причём над рассчитанными и графически представленными результатами производится анализ.

PRIRODNO MHD—STRUJANJE NA VERTIKALNOJ ZAGREJANOJ PLOČI

Razmatra se ravansko laminarno strujanje u graničnom sloju nestišljivog elektroprovodnog fluida, nastalo, u blizini vertikalne zagrejane ploče, usled slobodne konvekcije, sa proizvoljnom raspodelom temperature odn. toplotnog fluksa duž njene površine, i pod uticajem magnetnog polja, koje deluje upravno na ploču, pri čemu se za proračun koristi višeparametarska metoda razvijena u radu. Izvedene univerzalne diferencijalne jednačine posmatranog problema rešavaju se numerički na računaru u jednoparametarskom približenju, posredstvom metode konačnih razlika, pri čemu se sračunati i grafički prikazani rezultati analiziraju.

Viktor Saljnikov, Mašinski fakultet, 27. Marta 80, 11000 Beograd
 Zoran Boričić, Mašinski fakultet, Beogradska 14, 18000 Niš
 Dragiša Nikodijević, Mašinski fakultet, Beogradska 14, 18000 Niš