В. Г. Шахов

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ С ТЕПЛООТДАЧЕЙ ОКОЛО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ДИСКА

Существует класс задач в магнитной гидродинамике, связанных с внешним обтеканием, для которого магнитные силы во внешнем потенциальном потоке обращаются в нуль. Следовательно, магнитогидродинамические эффекты, проявляющиеся в таком течении, обусловлены только магнитными силами, которые воздействуют непосредственно на жидкость в пограничном слое вблизи поверхности. Одним из таких случаев является течение около бесконечного вращающегося диска, погруженного в покоящуюся жидкость. Эта задача уже была объектом ряда исследований, в которых использовались численные методы решения системы двух нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений.

Нами предпринята попытка использования приближенного метода Н. А. Слезкина и С. М. Тарга в данной задаче. Жидкость считается несжимаемой с постоянными физическими свойствами. Однородное магнитное поле постоянной напряженности приложено перпендикулярно к поверхности диска. Температура диска и температура окружающей среды считаются постоянными.

В уравнениях движения, следуя Н. А. Слезкину и С. М. Таргу, составляющие ускорения частиц среды и силы, возникающие под действием приложенного магнитного поля, заменяются их средними по толщине пограничного слоя значениями. В этом случае, если частное решение динамической задачи искать в виде, первоначально предложенном Карманом, уравнения движения сводятся к трем обыкновенным дифференциальным уравнениям, которые в точности совпадают со случаем обычной гидродинамики. В результате следует, что отношения напряжений трения в окружном τ_φ и радиальном направлениях τ_r к соответствующим значениям без магнитного поля равны

$$\frac{\tau_\varphi}{(\tau_\varphi)_{m=0}} = \frac{3,5}{\zeta}, \quad \frac{\tau_r}{(\tau_r)_{m=0}} = \frac{50}{7}\,\frac{1}{\zeta}\left(m - \frac{6}{\zeta^2}\right),$$

$$\zeta = \left[\left(\frac{625}{4}\,m^2 + 150\right)^{1/2} - \frac{25}{2}\,m\right]^{1/2}, \quad m = \frac{\sigma B_0^2}{\rho\omega}.$$

Здесь B_0 — магнитная индукция; ρ, σ — плотность и электропроводность жидкости; ω — угловая скорость вращения диска.

В силу линейности уравнения энергии (из-за постоянства физических характеристик жидкости) оно интегрируется точно и отношение чисел Нуссельта N определяется по соотношению

$$\frac{N}{(N)_{m=0}} = \frac{\int\limits_0^{3,5} \exp\left[-\frac{10}{10,5}\,P\xi^3\left(1 - \frac{1}{2}\,\xi\right)\right] d\xi}{\int\limits_0^{\zeta} \exp\left[\frac{5}{9}\,P\left(m\zeta - \frac{6}{\zeta}\right)\xi^3\left(1 - \frac{1}{2}\,\xi\right)\right] d\xi}.$$

Здесь P — число Прандтля. Это отношение протабулировано численным интегрированием входящих в него интегралов.

Из сравнения расчетов по данному методу при $0 \leqslant m \leqslant 4$ с результатами численного интегрирования системы двух нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений следует, что предлагаемый приближенный метод дает удовлетворительное совпадение с точными решениями.

В. М. Головин, Н. Л. Меньших

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ПРОСТОЙ И МНОГОСЛОЙНОЙ ОБШИВКИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ В УСЛОВИЯХ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ПОЛЕТА

В отличие от задач, рассмотренных И. А. Дракиным и другими, в работе решаются задачи нестационарной теплопроводности в простой и сложной обшивках летательных аппаратов при зависимости теплофизических характеристик материала от температуры и учета лучистого теплообмена с внешней поверхностью.

При введении вместо температуры интегральных аналогов, связывающих теплофизические характеристики с температурой, а также исходя из условия минимальной средней квадратичной ошибки от нарушения граничного условия, удалось привести нелинейную задачу к частично линеаризированной, в основу решения которой положено обобщенное нами интегральное условие Л. С. Лейбензона.

$$\frac{\partial}{\partial \mathrm{F_0}} \int_0^1 \Theta d x_1 = -\left[\mathrm{Bi_к}\, \Theta|_{\bar{x}_1=1} - \mathrm{Bi_к}\, \Theta^2|_{\bar{x}_1=1}\right]. \qquad (1)$$

Аппроксимируя температурное поле в простой обшивке выражением

$$\Theta = C\,(1 - B\bar{x}_1^2) \qquad (2)$$

и используя граничное условие третьего рода и выражение (1), находим искомые функции $B = B(\mathrm{Fo})$ и $C = C(\mathrm{Fo})$.

Представляет особый интерес задача о температурном поле обшивки летательного аппарата при гиперзвуковом полете, когда возможны за счет кинетического нагрева оплавление поверхности или сублимация. Нами показано, что в этих условиях задачу можно свести к задаче с граничными условиями первого рода на поверхности при переменной толщине обшивки. Решение такой задачи определяется интегральным условием Л. С. Лейбензона в виде

$$\frac{\partial}{\partial \mathrm{Fo}} \int_0^{\Delta} \Theta d x_1 = \left(\frac{\partial \Theta}{\partial \bar{x}_1}\right)_{\bar{x}_1=\Delta_1}, \qquad (3)$$

где $\Delta_1 = \Delta_1\,(\mathrm{Fo})$,
при аппроксимации температурного поля полиномом

$$\Theta = C\,(\Delta_1 - \bar{x}_1^2). \qquad (4)$$

Для многослойной обшивки решение задачи определяется полученными нами интегральными соотношениями

$$\frac{\partial}{\partial \mathrm{F_0}}\left\{\int_{l_1}^{1} \Theta_1 d x_1 + \bar{\underline{k}}_л^{-1}\, \bar{\underline{k}}_{a_1} \int_{l_1}^{l_2} \Theta_2 d x_1 + \cdots + \underline{k}_{л,\, n-1}^{-1}\, \underline{k}_{а,\, n-1} \int_0^{l_n} \Theta_n\, d x_1\right\} = \mathrm{Bi_к}\, \Theta_1|_{x_1=1}. \qquad (5)$$