

замораживанием процесса расширения при больших концентрациях жидких частиц, что в свою очередь обусловлено большой теплоемкостью частиц, которые поддерживают температуру высокой, так как не успевают остыть за время пролета по тракту сопла.

Получен также естественный факт уменьшения скорости потока в канале с ростом $m_{2,0}$, обусловленный затратами энергии на перенос частиц. Причем поступление тепла за счет фазового перехода не может компенсировать этих потерь, что изображено на фиг. 2 в виде зависимости скорости и температуры на срезе сопла u_k, T_k от $\lg m_{2,0}$.

Исследовалось влияние теплоты фазового перехода L на распределение параметров течения на оси сопла. С ростом теплоты фазового перехода происходило возрастание u, T , обусловленное подводом добавочного тепла. Возрастание L на порядок дает изменение в u, p, T порядка.

Расчеты, описанные выше, проведены при $K_3 = 1, L = 0,34$ для Al_2O_3 .

С целью проверки правильности работы программы рассчитан вариант с $m_{2,0} = m_{3,0} = 10^{-10}, \tau = 10^{10}$ и проведено сравнение с аналитическим решением, описывающим течение идеального газа в сопле Лавала. Совпадение численного и аналитического решений имело место с точностью до сотых долей процента. Проводился также контроль точности по балансовым соотношениям, указывающий на достаточную точность расчетов.

Таким образом, проведен качественный анализ системы уравнений, описывающих неравновесное течение смеси. На основе этого рассмотрения построен численный алгоритм, реализация которого позволила рассчитать параметры движения конденсированных продуктов горения в сопле Лавала с учетом кристаллизации.

Поступила 15 XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Слободкина Ф. А. Качественное исследование уравнений квазиодномерного магнитогидродинамического течения в каналах. — ПМТФ, 1966, № 3.
2. Неуважаев А. Е. Неадиабатические движения в идеальном газе (автомодельные решения). — Труды Мат. ин-та им. В. А. Стеклова, 1975, т. СХХ, ч. 2.
3. Федоров А. В., Фомин В. М., Охунов М. М. Математическое описание течения смеси газа и жидких (твердых) частиц с учетом кристаллизации (плавления). — В кн.: Тезисы конф. по МСС. Ташкент, 1979.
4. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.

УДК 532.526.5 : 533.6.011.5

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ С САМОИНДУЦИРОВАННЫМ ДАВЛЕНИЕМ ОКОЛО БЫСТРО НАГРЕВАЕМОГО УЧАСТКА ПОВЕРХНОСТИ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

А. В. Казаков

(Москва)

Исследование нестационарных течений в пограничном слое с самоиндуцированным давлением представляет большой теоретический и практический интерес для задач современной аэродинамики. Использование метода сращиваемых асимптотических разложений для анализа таких течений [1—8] позволило установить асимптотическую картину течения при стремлении характерного числа Рейнольдса к бесконечности, законы подобия, а также количественные закономерности, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными при больших докритических значениях числа Рейнольдса Re . Как и в чисто стационарных течениях [9, 10], взаимодействие нестационарного пограничного слоя и внешнего невязкого потока оказывает существенное влияние на картину течения в основном только в некоторых локальных областях потока с продольными размерами порядка $lRe^{-3/8}$ [1—10]. Для интервалов времени $\Delta t \sim (l/u_{\infty})Re^{-1/4}$ течение в двух областях потока с поперечными масштабами порядка

$l\text{Re}^{-3/8}$ и $l\text{Re}^{-1/2}$ соответственно оказывается квазистационарным [1—8]. В то же время течение в вязкой пристеночной области, толщина которой имеет порядок $l\text{Re}^{-5/8}$, оказывается существенно нестационарным и описывается нестационарными уравнениями несжимаемого пограничного слоя. Градиент давления в этих уравнениях не задан, а определяется в отличие от теории пограничного слоя Прандтля в процессе решения задачи из условия взаимодействия вязкого подслоя с внешним сверхзвуковым потоком. Температура поверхности тела предполагалась в [1—10] постоянной вдоль всей области взаимодействия. Благодаря этому плотность газа и его коэффициент динамической вязкости во всей вязкой области толщиной порядка $l\text{Re}^{-5/8}$ в первом приближении оказывались постоянными, а значения этих величин совпадали с соответствующими величинами в невозмущенном пограничном слое на поверхности тела. В этом случае решение уравнений движения в вязкой области может быть найдено независимо от уравнения энергии, решение которого определяется затем уже при известном поле скоростей [1—8]. В данной работе исследуется взаимодействие ламинарного пограничного слоя и сверхзвукового потока, возникающее при изменении температуры небольшого участка поверхности обтекаемого тела на величину порядка самой температуры поверхности за характерное время $\Delta t \sim (l/u_\infty)\text{Re}^{-1/4}$.

Рассматривается нестационарное течение, вызванное нагревом участка поверхности плоской пластины в сверхзвуковом потоке при стремлении характерного числа Рейнольдса $\text{Re} = \rho_\infty u_\infty l / \mu_\infty = \varepsilon^{-2}$ к бесконечности. Здесь ρ_∞ , u_∞ , μ_∞ — плотность, скорость и коэффициент динамической вязкости набегающего потока, l — расстояние от передней кромки пластины до участка поверхности, который подвергается быстрому нагреву за счет какого-либо внутреннего или внешнего источника энергии. Для удобства все линейные размеры отнесем к l , составляющие вектора скорости — к u_∞ , плотность — к ρ_∞ , время — к l/u_∞ , давление — к $\rho_\infty u_\infty^2$, энтальпию — к u_∞^2 , а коэффициент динамической вязкости — к μ_∞ и в дальнейшем будем использовать только безразмерные величины. Предположим, что характерная длина нагреваемого участка имеет порядок $\varepsilon^{3/4}$, а величина энтальпии (или температуры) на поверхности тела изменяется на величину порядка единицы за характерное время $\Delta t \sim \varepsilon^{1/2}$. При этом в окрестности нагреваемого участка можно выделить три различные области течения с одинаковой длиной $\sim \varepsilon^{3/4}$: область невязкого сверхзвукового потока (область 1), продольный и поперечный размеры которой имеют одинаковый порядок $\Delta x \sim y \sim \varepsilon^{3/4}$; область невязкого завихренного течения, поперечный масштаб которой имеет порядок толщины невозмущенного пограничного слоя $y \sim \varepsilon$ (область 2); вязкий пристеночный слой (область 3) толщиной порядка $\varepsilon^{5/4}$, в котором величины возмущений скорости и энтальпии имеют порядок самой скорости и энтальпии у поверхности тела в невозмущенном пограничном слое перед областью взаимодействия.

Асимптотические разложения для координат и функций течения в области 1 можно представить в виде

$$(1) \quad \begin{aligned} x - 1 &= \varepsilon^{3/4} x_1, \quad y = \varepsilon^{5/4} y_1, \quad t = \varepsilon^{1/2} t_1, \\ u &= 1 + \varepsilon^{1/2} u_{11}(t_1, x_1, y_1) + \dots, \quad p = 1/\gamma M_\infty^2 + \varepsilon^{1/2} p_{11}(t_1, x_1, y_1), \\ v &= \varepsilon^{1/2} v_{11}(t_1, x_1, y_1) + \dots, \quad h = 1/[(\gamma - 1) M_\infty^2] + \varepsilon^{1/2} h_{11}(t_1, x_1, y_1), \\ \rho &= 1 + \varepsilon^{1/2} \rho_{11}(t_1, x_1, y_1) + \dots \end{aligned}$$

Здесь M_∞ — число Маха невозмущенного потока. Подстановка асимптотических разложений (1) в уравнении Навье — Стокса и предельный переход $\varepsilon \rightarrow 0$ показывают, что, как и в [1—10], течение в области 1 представляет собой слабовозмущенный сверхзвуковой поток и описывается линейной теорией сверхзвуковых течений. Решение волнового уравнения определяется формулой Даламбера, которая позволяет получить связь между возмущением давления p_{11} и вертикальной скоростью v_{11} при $y_1 = 0$:

$$(2) \quad p_{11}(t_1, x_1, 0) = \frac{1}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} v_{11}(t_1, x_1, 0).$$

Отметим, что значения функций течения при $y_1 = 0$ определяются в процессе сращивания асимптотических разложений для областей 1 и 2.

Течение в области 2, содержащей основную часть струек тока невозмущенного пограничного слоя, в первом приближении, как показано в [1—8], оказывается локально-невязким и не влияет на распределение давления в области взаимодействия. Асимптотические разложения и уравнения, описывающие течение в этой части потока, а также их решения получаются в рассматриваемом случае аналогичными с [8]. Отметим только, что в уравнениях, описывающих течение в областях 1, 2, отсутствуют производные функций течения по времени и решения зависят от переменной t как от параметра [6—8].

Асимптотические разложения для функций течения в вязком пристеночном слое вблизи поверхности тела (область 3) имеют следующий вид:

$$(3) \quad \begin{aligned} x - 1 &= \varepsilon^{3/4} x_3, \quad y = \varepsilon^{5/4} y_3, \quad t = \varepsilon^{1/2} t_3, \\ u &= \varepsilon^{1/4} u_{31}(t_3, x_3, y_3) + \dots, \quad p = 1/\gamma M_\infty^2 + \varepsilon^{1/2} p_{31}(t_3, x_3, y_3), \\ v &= \varepsilon^{3/4} v_{31}(t_3, x_3, y_3) + \dots, \quad h = h_{30}(t_3, x_3, y_3) + \dots, \\ \rho &= \rho_{30}(t_3, x_3, y_3) + \dots, \quad \mu = \mu_{30}(t_3, x_3, y_3) + \dots \end{aligned}$$

Подстановка асимптотических разложений (3) в уравнения Навье — Стокса одновременно с предельным переходом $\varepsilon \rightarrow 0$, а также проведение необходимых сращиваний асимптотических разложений в областях 1—3 с целью отыскания недостающих краевых условий [8] позволяют получить следующую краевую задачу для области 3:

$$(4) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \rho_{30}}{\partial t_3} + \frac{\partial \rho_{30} u_{31}}{\partial x_3} + \frac{\partial \rho_{30} v_{31}}{\partial y_3} &= 0, \quad \frac{\partial p_{31}}{\partial y_3} = 0, \\ \rho_{30} \frac{\partial u_{31}}{\partial t_3} + \rho_{30} u_{31} \frac{\partial u_{31}}{\partial x_3} + \rho_{30} v_{31} \frac{\partial u_{31}}{\partial y_3} &= - \frac{\partial p_{31}}{\partial x_3} + \frac{\partial}{\partial y_3} \left(\mu_{30} \frac{\partial u_{31}}{\partial y_3} \right), \\ \rho_{30} \frac{\partial h_{30}}{\partial t_3} + \rho_{30} u_{31} \frac{\partial h_{30}}{\partial x_3} + \rho_{30} v_{31} \frac{\partial h_{30}}{\partial y_3} &= \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial y_3} \left(\mu_{30} \frac{\partial h_{30}}{\partial y_3} \right), \\ \rho_{30} h_{30} &= 1/[(\gamma - 1) M_\infty^2], \quad \mu_{30} = [(\gamma - 1) M_\infty^2]^{\omega} h_{30}^{\omega}, \\ p_{31} &= \frac{1}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \frac{d}{dx_3} \left[\lim \left(y_3 - \frac{u_{31}}{a_0} \right) \right], \\ u_{31}(0, x_3, y_3) &= a_0 y_3, \quad h_{30}(0, x_3, y_3) = h_{20}(0) = h_{00}, \quad p_{31}(0, x_3) = 0, \\ \frac{\partial u_{31}}{\partial y_3} &\rightarrow a_0, \quad h_{30} \rightarrow h_{00} \quad \text{при } y_3 \rightarrow +\infty \text{ или } x_3 \rightarrow -\infty, \\ u_{31}(t_3, x_3, 0) &= v_{31}(t_3, x_3, 0) = 0, \quad h_{30}(t_3, x_3, 0) = h_W(t_3, x_3). \end{aligned}$$

Здесь и далее индексом W отмечены величины функций течения на поверхности тела; ω — показатель степени в законе изменения вязкости от температуры; h_{00} — значение энтальпии в невозмущенном пограничном слое на поверхности пластины при $y_2 = 0$ ($h_{20}(0) = h_{00}$). Используя уравнение состояния, исключим из системы уравнений (4) энтальпию h_{30} и введем новые переменные:

$$(5) \quad \begin{aligned} x_3 &= \frac{\rho_{00}^{\frac{\omega-2}{4}}}{\beta^{3/4} a_0^{5/4}} X, \quad y_3 = \frac{1}{\beta^{1/4} a_0^{3/4} \rho_{00}^{\frac{\omega+2}{4}}} Y, \\ t_3 &= \frac{\rho_{00}^{\omega/2}}{\beta^{1/2} a_0^{3/2}} T, \quad u_{31} = \frac{a_0^{1/4}}{\beta^{1/4} \rho_{00}^{\frac{\omega+2}{4}}} U, \\ v_{31} &= \frac{a_0^{3/4} \beta^{1/4}}{\rho_{00}^{\frac{\omega+2}{4}}} V, \quad p_{31} = \frac{a_0^{1/2}}{\beta^{1/2} \rho_{00}^{\omega/2}} P, \\ \rho_{30} &= \rho_{00} R, \quad \mu_{30} = \rho_{00}^{-\omega} M. \end{aligned}$$

где ρ_{00} — величина плотности в невозмущенном пограничном слое при температуре поверхности тела перед областью взаимодействия при $y_2 = 0$; $\beta = (M_\infty^2 - 1)^{1/2}$. В новых переменных (5) уравнения и краевые условия (4) для вязкого пристеночного слоя области взаимодействия примут вид

$$\begin{aligned}
 (6) \quad & \frac{\partial R}{\partial T} + \frac{\partial RU}{\partial X} + \frac{\partial RV}{\partial Y} = 0, \\
 & R \frac{\partial U}{\partial T} + RU \frac{\partial U}{\partial X} + RV \frac{\partial U}{\partial Y} = - \frac{dP}{dX} + \frac{\partial}{\partial Y} \left(M \frac{\partial U}{\partial Y} \right), \\
 & \frac{\partial R}{\partial T} + U \frac{\partial R}{\partial X} + V \frac{\partial R}{\partial Y} = \frac{R}{\sigma} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{M}{R^2} \frac{\partial R}{\partial Y} \right), \\
 & M = R^{-\omega}, \quad P = \frac{d}{dX} \left[\lim_{Y \rightarrow \infty} (Y - U) \right], \\
 & U(0, X, Y) = Y, \quad R(0, X, Y) = 1, \quad P(0, X) = 0, \\
 & \frac{\partial U}{\partial Y} \rightarrow 1, \quad R \rightarrow 1 \text{ при } Y \rightarrow +\infty \text{ или } X \rightarrow -\infty, \\
 & U(T, X, 0) = V(T, X, 0) = 0, \quad R(T, X, 0) = R_W(T, X).
 \end{aligned}$$

В данной работе получено решение краевой задачи (6) для случая малого увеличения температуры поверхности пластины или, что то же самое, малого изменения плотности газа на поверхности тела: $R_W = 1 + \delta R_{1W}$ ($0 < \delta \ll 1$). При этом краевую задачу (6) можно линеаризовать, используя малость параметра δ , и искать решение в виде $R = 1 + \delta R_1$, $U = Y + \delta U_1$, $V = \delta V_1$, $P = \delta P_1$.

В этом случае для возмущений функций течения получается следующая система уравнений и краевых условий:

$$\begin{aligned}
 (7) \quad & \frac{\partial R_1}{\partial T} + Y \frac{\partial R_1}{\partial X} + \frac{\partial U_1}{\partial X} + \frac{\partial V_1}{\partial Y} = 0, \\
 & \frac{\partial U_1}{\partial T} + Y \frac{\partial U_1}{\partial X} + V_1 = - \frac{dP_1}{dX} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial Y^2} - \omega \frac{\partial R_1}{\partial Y}, \\
 & \frac{\partial R_1}{\partial T} + Y \frac{\partial R_1}{\partial X} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 R_1}{\partial Y^2}, \quad P_1 = - \frac{dA_1}{dX}, \quad A_1 = \lim_{Y \rightarrow \infty} (U_1), \\
 & U_1(0, X, Y) = 0, \quad R_1(0, X, Y) = 0, \quad P_1(0, X) = 0, \\
 & \frac{\partial U_1}{\partial Y} \rightarrow 0, \quad R_1 \rightarrow 0 \text{ при } Y \rightarrow +\infty \text{ или } X \rightarrow -\infty, \\
 & U_1(T, X, 0) = V_1(T, X, 0) = 0, \quad R_1(T, X, 0) = R_{1W}(T, X).
 \end{aligned}$$

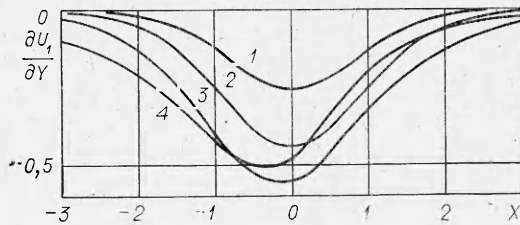
Для решения системы (7) использовались неявная схема по времени и метод конечных разностей. Система дифференциальных уравнений (7) заменялась соответствующей системой разностных уравнений, имеющих первый порядок точности аппроксимации по переменным T и X и второй порядок точности по переменной Y . Решение полученной таким образом системы разностных уравнений находилось с помощью релаксационного метода с итерациями на каждом временном слое.

На временном слое T_{i+1} находилось поле плотности $R_1(T_{i+1}, X, Y)$, затем задавалось распределение давления, по которому определялось поле скоростей и, в частности, функция $A_1(T_{i+1}, X)$. Затем полученное таким образом изменение толщины вытеснения A_1 подвергалось релаксации и строилось новое распределение давления. Процесс продолжался до тех пор, пока отличие возмущения напряжения трения $\partial U_1 / \partial Y$ и толщины вытеснения на двух последующих итерациях не становилось меньше некоторой малой заданной величины. Для начала итерационного процесса на слое T_{i+1} использовалось распределение давления с предыдущего слоя по времени T_i . В начальный момент времени $T = 0$ возмущения функций течения принимались равными нулю. В качестве примера при-

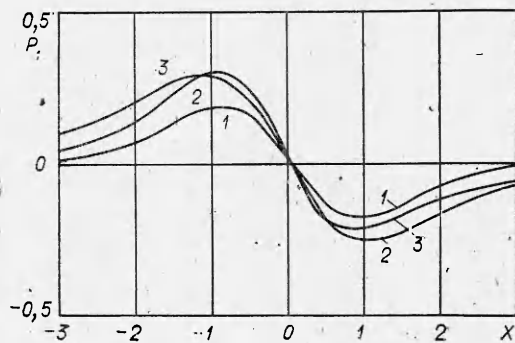
ведены результаты расчета нестационарного течения в вязком подслое при числе Прандтля $\sigma = 1$, когда изменение плотности газа на поверхности тела в зависимости от времени T и продольной координаты X задавалось следующим образом:

$$(8) \quad R_{1W}(T, X) = \begin{cases} -\sin\left(\frac{\pi}{2} T\right) \exp(-BX^2), & 0 \leq T \leq 1, \\ -\exp(-BX^2), & T > 1. \end{cases}$$

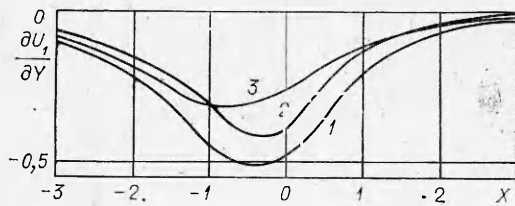
В начальный момент времени $T = 0$ возмущение плотности на поверхности тела при $Y = 0$ равно нулю и течение в области взаимодействия остается невозмущенным. В последующие моменты времени при $T > 0$ плотность газа на поверхности тела при $Y = 0$ начинает уменьшаться ($0 < \delta \ll 1$, $R_{1W} < 0$), что соответствует увеличению температуры поверхности тела на этом участке. При этом вязкий пристеночный слой начинает прогреваться, что приводит к изменению его толщины вытеснения и давления в области взаимодействия. На фиг. 1 приведены распределения относительного изменения напряжения трения на поверхности тела $\partial U_1/\partial Y = (c_f - c_{f0})/\delta c_{f0} + \omega R_{1W}$, причем c_{f0} — безразмерный коэффициент напряжения трения в невозмущенном пограничном слое перед областью взаимодействия, а параметры B и ω , входящие в постановку краевой задачи (7), полагались равными единице ($B = \omega = 1$). Кривые 1—3 представляют собой распределение величины $\partial U_1/\partial Y$ на поверхности пластины в области взаимодействия в моменты времени $T = 0,25; 0,5; 1,0$ соответственно. Кривая 4 изображает стационарное распределение величины возмущенного трения $\partial U_1/\partial Y$, полученное после установления течения в вязком подслое области взаимодействия ($T \geq 10$).



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

трения, как показывают результаты расчетов, наиболее существенно уменьшается в области максимального изменения плотности газа $R_{1W}(T, X)$ или в области максимального повышения температуры поверхности ($X = 0$). В момент времени $T = 1,0$ плотность газа у поверхности тела при $X = 0$ достигает минимальной величины в начале координат ($X = 0$) (температура поверхности при этом имеет максимум при $X = 0$). В этот момент времени $T = 1$ напряжение трения достигает своего минимального значения $\partial U_1/\partial Y = -0,56$ при $X = -0,2$. Затем в процессе установления течения при $T > 1,0$ неблагоприятный градиент давления в области взаимодействия начинает уменьшаться, благодаря чему уменьшается и максимальная величина возмущения трения на поверхности тела. Распределение возмущенного давления $P_1(T, X)$ в области взаимодействия приведено на фиг. 2, причем кривые 1—3 соответствуют моментам времени $T = 0,5; 1,0; 10,5$. Кривая 3 представляет стационарное

распределение возмущенного давления, полученное после установления течения в вязком подслое. Приведенные результаты расчетов показывают, что локальное нагревание поверхности может приводить к уменьшению напряжения трения на некотором участке поверхности и даже локальному отрыву потока, а также к существенному перераспределению давления по поверхности обтекаемого тела и, следовательно, изменению его моментных характеристик. Численные расчеты показали, что при меньших значениях ω возмущения напряжения трения и давления становятся меньше, чем в случае $\omega = 1$ в области взаимодействия около нагреваемого участка поверхности. На фиг. 3 приведены стационарные распределения возмущения напряжения трения $\partial U_1 / \partial Y$ по поверхности тела, полученные при численном решении краевой задачи (7), (8) для случаев $\omega = 1, B = 1$ (кривая 1) и $\omega = 0,5, B = 1,0$ (кривая 2). Кривая 3 представляет стационарное распределение относительного напряжения трения для случая $\omega = 1,0, B = 2,0$, соответствующего взаимодействию нестационарного пограничного слоя и сверхзвукового потока около менее протяженного нагреваемого участка поверхности тела. Изменение напряжения трения на поверхности тела при этом также уменьшается по сравнению со случаем $\omega = 1, B = 1$.

В заключение отметим, что параметры подобия, полученные при введении новых переменных (5), позволяют анализировать влияние различных параметров потока на нестационарные течения со взаимодействием около нагреваемых участков поверхности обтекаемых тел.

Поступила 7 XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Daniels P. G. The flow about the trailing edge of a supersonic oscillating aerofoil.— J. Fluid Mech., 1975, vol. 72, pt 3.
2. Brown S. N., Daniels P. G. On viscous flow about the trailing edge of a rapidly oscillating plate.— J. Fluid Mech., 1975, vol. 67, pt 4.
3. Рыжов О. С., Терентьев Е. Д. О нестационарном пограничном слое с самоиндуцированным давлением.— ПММ, 1977, т. 41, вып. 6.
4. Жук В. И., Рыжов О. С. О решениях дисперсионного уравнения из теории свободного взаимодействия пограничного слоя.— ДАН СССР, 1979, т. 247, № 5.
5. Терентьев Е. Д. О нестационарном пограничном слое с самоиндуцированным давлением около колеблющейся стенки в сверхзвуковом потоке.— ДАН СССР, 1978, т. 240, № 5.
6. Рубан А. И. Численное решение локальной асимптотической задачи о нестационарном отрыве ламинарного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— ЖВМФ, 1978, № 5.
7. Казаков А. В. Нестационарное обтекание пластины со щитком сверхзвуковым потоком вязкого газа.— Учен. зап. ЦАГИ, 1980, т. 11, № 4.
8. Рыжов О. С. О нестационарном пространственном пограничном слое, свободно взаимодействующем с внешним потоком.— ПММ, 1980, т. 44, вып. 6.
9. Stewartson K., Williams P. G. Self-induced separation.— Proc. Roy. Soc. London, ser. A, 1969, vol. 312.
10. Нейланд В. Я. К теории отрыва ламинарного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.

УДК 536.244 : 621.039

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУР ПО ПОВЕРХНОСТЯМ СФЕРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК В ПРОДУВАЕМОМ ПЛОТНОМ СЛОЕ ПРИ ВНУТРЕННЕМ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИИ

Л. К. Вукович, В. И. Лелеков, А. В. Николаев,
С. С. Титарь, Н. В. Ткач

(Одесса)

В настоящее время разрабатываются аппараты, в которых шаровая засыпка заключена между перфорированными стенками и ее толщина составляет 3—6 диаметров частицы. Специфические условия входа газа в засыпку (через отверстия в перфорированной стенке) и ее относительно малая толщина должны оказывать влияние на харак-