

УДК 533.6.011.6:536.24

© 1991 г.

С. А. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, А. Ф. КОЛЕСНИКОВ, М. И. ЯКУШИН

ЭФФЕКТ УВЕЛИЧЕНИЯ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА К ТИТАНОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ВДУВЕ КИСЛОРОДА В НЕРАВНОВЕСНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Эффект уменьшения конвективного теплового потока при вдуве газа с поверхности тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком, хорошо известен и достаточно подробно изучен теоретически (см., например, [1–4]) и экспериментально [5] для однородного газа, замороженных и равновесных течений многокомпонентных газовых смесей. Однако влияние вдува на тепловой поток при неравновесном протекании газофазных и поверхностных реакций в целом исследовано недостаточно, хотя, например, имеются работы по разрушению некоторых некаталитических материалов в условиях неравновесного теплообмена [6, 7]. В частности, остается открытым вопрос о возможности использования известных зависимостей теплового потока в критической точке от параметра вдува в случае неравновесного пограничного слоя.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального и численного исследования теплообмена дозвуковой струи диссоциированного азота с титановой поверхностью, через которую в струю вдувался молекулярный кислород. Установлено, что в режиме неравновесного пограничного слоя зависимость теплового потока от расхода вдуваемого кислорода немонотонная. При некотором расходе тепловой поток к титановой поверхности достигает максимального значения, существенно превышающего (на 20%) тепловой поток к непроницаемой стенке.

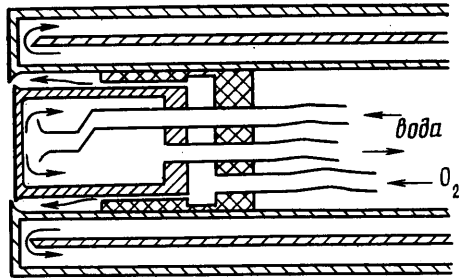
Обнаруженный эффект увеличения теплового потока при вдуве объяснен взаимодействием обменных газофазных реакций и рекомбинацией атомов на поверхности титана, имеющей сильно различающиеся каталитические свойства по отношению к рекомбинации атомов азота и кислорода.

Отметим, что ранее в экспериментах [8, 9] наблюдалось увеличение конвективного теплового потока в критической точке (до 8%) при малых вдувах гелия с поверхности в набегающий поток воздуха, которое объяснялось увеличением теплопроводности смеси вблизи стенки по сравнению с воздухом.

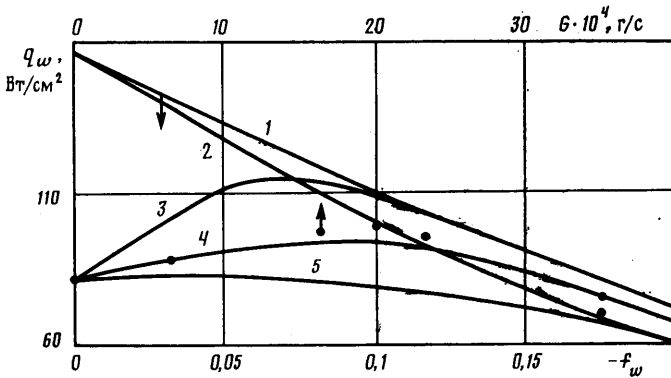
1. Эксперименты по изучению влияния вдува газа на неравновесный теплообмен диссоциированного азота с охлаждаемой поверхностью проводились на индукционном плазмотроне ВГУ-2 [10] с каналом диаметром 60 мм, работающем в дозвуковом режиме при давлении 0,1 ат, расходе 2,8 г/с и энергокладе в разряд 20 кВт. Цилиндрическая модель радиуса $R_m = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м с плоским затуплением располагалась на державке в дозвуковой струе диссоциированного азота таким образом, чтобы обтекание было близко к осесимметричному. Через кольцевую щель в торцевой части модели (фиг. 1) в пограничный слой вдувался чистый молекулярный кислород, расход которого плавно увеличивался от 0 до $3,52 \cdot 10^{-3}$ г/с.

Тепловые потоки в окрестности критической точки модели измерялись стационарным проточным калориметром [11].

На торцевой поверхности из титана (сплав ВТ-4-100) при увеличении расхода вдуваемого кислорода наблюдалось возрастание теплового потока до некоторого максимального значения и затем его уменьшение. Превышение теплового потока над значением q_w^0 , соответствующим отсутствию вдува, достигало 20%.



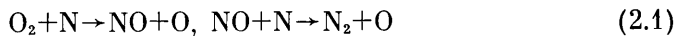
Фиг. 1



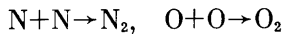
Фиг. 2

Установленная экспериментальная зависимость теплового потока от расхода вдуваемого газа G , представленная точками на фиг. 2, качественно отличается от хорошо известных теоретических зависимостей q_w от расхода для замороженного или равновесного пограничного слоя.

2. Сразу скажем, что обнаруженный эффект увеличения теплового потока при вдуве объясняется взаимодействием газофазных обменных реакций



и гетерогенных реакций рекомбинации



на поверхности титана, имеющей сильно различающиеся каталитические свойства по отношению к атомам азота и кислорода.

Ранее в [12] экспериментально установлено, что при давлении 0,1 ат тепловой поток в критической точке модели к титановой поверхности в случае обтекания диссоциированным воздухом в 1,8 раза больше, чем при обтекании струей диссоциированного азота при близких значениях энтальпий и расходов этих двух потоков.

Такое значительное различие тепловых потоков объясняется тем, что титан имеет избирательную каталитическую активность: по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов азота он практически некаталитичен (реакция $\text{N} + \text{N} \rightarrow \text{N}_2$ на поверхности не идет), тогда как реакция $\text{O} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2$ на титане идет с конечной скоростью.

Как показали результаты расчетов параметров неравновесного пограничного слоя [12], в случае обтекания модели диссоциированным азотом при давлении 0,1 ат и энтальпии на внешней границе пограничного слоя $H_e = 2 \cdot 10^7 \text{ м}^2/\text{с}^2$ пограничный слой на некаталитической поверхности ти-

тана ($T_w=300$ К) близок к замороженному, поэтому вблизи поверхности значительна концентрация атомов N. Вдув молекулярного кислорода инициирует обменные реакции (2.1), в результате которых вблизи поверхности вырабатываются атомы кислорода. Атомы кислорода диффундируют к стенке и в силу конечной каталитической активности титана по отношению к атомам O рекомбинируют на поверхности с выделением тепла. Таким образом, при малых вдувах запускается механизм обменных реакций (2.1), приводящий к выделению дополнительного тепла на поверхности, имеющей высокую каталитическую активность по отношению к атомарному продукту этих реакций.

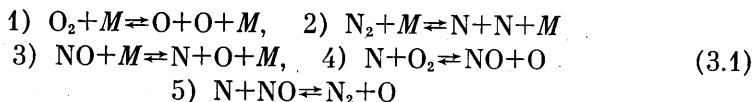
Второй фактор, приводящий к увеличению теплового потока в рассматриваемом случае неравновесного теплообмена при наличии вдува, это выделение тепла в газовой фазе в результате протекания реакций (2.1).

3. Для последующего численного анализа теплообмена потока диссоциированного азота с поверхностью титана, через которую в пограничный слой вдувается молекулярный кислород, важен вопрос об определении каталитических свойств этой поверхности. Выше уже отмечалось, что на основании сопоставления экспериментальных и расчетных данных по тепловым потокам к моделям, обтекаемым струями чистого диссоциированного азота, в [12] получено, что константа скорости гетерогенной рекомбинации атомов азота на титане $K_{wN} \approx 0$.

Для определения константы скорости гетерогенной рекомбинации атомов кислорода на титане воспользуемся экспериментально измеренными значениями теплового потока в критической точке модели радиуса $R_m=1,5 \cdot 10^{-2}$ м, обтекаемой дозвуковой струей диссоциированного воздуха в плазматроне ВГУ-2 на расстоянии $L=3 \cdot 10^{-2}$ м от среза канала, и результатами расчетов тепловых потоков в зависимости от параметров K_{wN}, K_{wO} для условий эксперимента. Согласно [10], в стандартном режиме при давлении 0,1 ат, мощности по анодному питанию $N_A=37,4$ кВт, расходе 2,8 г/с имеем тепловой поток $q_w=148$ Вт/см² и следующие значения параметров потока на оси симметрии: скорость $V_s=180$ м/с, на внешней границе пограничного слоя — энтальпия, температура и массовые концентрации компонентов воздуха соответственно $H_e=2,2 \cdot 10^7$ м²/с², $T_e=5960$ К, $c_{N_2}=0,4576$, $c_{O_2}=0,3513 \cdot 10^{-3}$, $c_{NO}=0,2922 \cdot 10^{-2}$, $c_N=0,3091$, $c_O=0,2304$.

Тепловой поток в критической точке модели, обтекаемой диссоциированным воздухом, в зависимости от параметров K_{wN}, K_{wO} определялся из численного решения задачи о пятикомпонентном реагирующем пограничном слое конечной толщины с учетом завихренности на его внешней границе в окрестности критической точки плоского торца согласно постановке [12].

Учитывались следующие газофазные реакции:

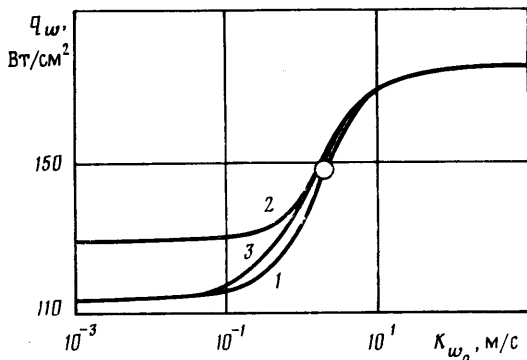


Аппроксимации использованных в расчетах здесь и в разд. 4 констант равновесия и констант скоростей обратных реакций приведены в [13].

Относительно гетерогенных каталитических реакций атомов N и O на поверхности предполагалось, что они имеют первый порядок, а также что молекулы NO в результате таких реакций не образуются. Для численного решения нелинейной краевой задачи использовалась конечно-разностная схема [14] четвертого порядка аппроксимации.

На фиг. 3 приведены рассчитанные зависимости теплового потока к холодной стенке при $T_w=300$ К в зависимости от коэффициента ката-литичности K_{wO} при фиксированных значениях $K_{wN}=0$ (кривая 1); 1,2 м/с (кривая 2), а также при $K_{wN}=K_{wO}$ (кривая 3). Напомним, что значение $K_{wN}=0$ соответствует результатам определения каталитичности титана в азоте [12].

Отметим замечательный факт — в рассматриваемом режиме теплообмена в результате действия обменных реакций при $K_{wO} \gg 1$ м/с $\gg K_{wN}$ тепловой поток практически не зависит от параметра K_{wN} , поэтому значение K_{wO} может быть определено независимо от K_{wN} по данным эксперимента на воздухе. Для некоторых условий гиперзвукового обтекания



Фиг. 3

определяющая роль каталитической рекомбинации кислорода в результате действия обменных реакций ранее выявлена в [15, 16]. В соответствии с фиг. 3 на титане имеем $K_{wO} \approx 2$ м/с, что соответствует эффективной вероятности гетерогенной рекомбинации атомов кислорода $\gamma_{wO} \approx 1,6 \cdot 10^{-2}$.

На основании изложенного для каталитичности титана примем $K_{wN}=0$, $K_{wO}=2$ м/с.

4. С целью количественной оценки описанного выше эффекта повышения теплового потока при вдуве кислорода в пограничный слой диссоциированного азота на титановой поверхности рассмотрим соответствующую одномерную задачу о пограничном слое конечной толщины при наличии равномерно распределенного вдува в окрестности критической точки на плоском торце.

В случае пятикомпонентной химически реагирующей смеси газов в приближении бинарной диффузии и при условиях, что колебательные степени свободы молекул возбуждены равновесно и вдув не влияет на параметры пограничного слоя на его внешней границе, система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих течение в пограничном слое на оси симметрии, имеет вид

$$(lu_n')_n' + fu_n' - \frac{1}{2}u^2 + \frac{1}{2}(1+\alpha_e)\rho^{-1} = 0 \quad (4.1)$$

$$\left(\frac{l}{Pr}H_n'\right)_n' + fH_n' + \left[\frac{l}{Pr}\sum_{i=1}^N (h_i - h_i^*)(Le_i - 1)c_{i_n}'\right]_n' = 0$$

$$\left(\frac{l}{Sc_i}c_{i_n}'\right)_n' + fc_{i_n}' + \dot{w}_i = 0 \quad (i=N, 0, N, 0)$$

$$\left(\frac{l}{Sc_N^*} c_{N\eta}^{*'}\right)'_{\eta} + f c_{N\eta}^{*'} = 0$$

$$f_{\eta}' = u, \quad y_{\eta}' = \Delta \rho^{-1} \chi^{-1}, \quad \frac{1}{\rho} = \frac{m_e}{m} T$$

$$\sum_{i=1}^N c_i = 1, \quad \sum_{i=1}^N J_i = 0, \quad H = \sum_{i=1}^N c_i h_i, \quad \frac{1}{m} = \sum_{i=1}^N \frac{c_i}{m_i}$$

$$c_j^* = c_j + \sum_{k=1}^{N-N_{el}} \nu_{kj} \frac{m_j}{m_k} c_k, \quad J_j^* = J_j + \sum_{k=1}^{N-N_{el}} \nu_{kj} \frac{m_j}{m_k} J_k$$

($j=N, O$; $k=N_2, O_2, NO$)

$$J_i = -l Sc_i^{-1} c_i'_{\eta}, \quad J_j^* = -l (Sc_j^*)^{-1} c_j^{*'}_{\eta}$$

$$\chi = \int_0^1 \frac{d\eta}{\rho}, \quad l = \frac{\rho \mu}{\eta_e^2}, \quad \eta_e = \frac{\Delta}{\chi} (2 \operatorname{Re} u_{1e})^{1/2}$$

$$u = \frac{u_1}{u_{1e}}, \quad u_1 = \frac{R_m}{V_s} \frac{\partial U}{\partial x}, \quad v = -\frac{V}{V_s}$$

$$\alpha_e = -\frac{v_e}{u_{1e}^2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} \right)_e, \quad \operatorname{Re} = \frac{\rho_e V_s R_m}{\mu_e}$$

$$\Delta = \frac{\delta}{R_m}, \quad x = \frac{x^{\circ}}{R_m}, \quad y = \frac{y^{\circ}}{R_m}, \quad \rho = \frac{\rho^{\circ}}{\rho_e}$$

$$T = \frac{T^{\circ}}{T_e}, \quad h_i = \frac{h_i^{\circ}}{H_e}, \quad h_i^* = \frac{h_i^{*\circ}}{H_e}$$

Сформулируем граничные условия для системы уравнений (4.1). На внешней границе пограничного слоя ($\eta=1$)

$$u=H=1, \quad c_{NO}=c_O=0, \quad c_N=c_{Ne}, \quad c_N^*=1 \quad (4.2)$$

На проницаемой каталитической поверхности ($\eta=0$)

$$u=0, \quad f=f_w, \quad T=T_w, \quad y=0 \quad (4.3)$$

$$\frac{\rho \mu}{Sc_{NO} \eta_e} (c_{NO})'_{\eta} + f_w c_{NO} = 0$$

$$\frac{\rho \mu}{Sc_r \eta_e} c_r'_{\eta} + f_w c_r - \frac{K_{w_r}}{V_s} \left(\frac{\operatorname{Re}}{2u_{1e}} \right)^{1/2} \rho_w c_r = 0 \quad (r=N, O)$$

$$\frac{\rho \mu}{Sc_N^* \eta_e} c_N^{*'}_{\eta} + f_w c_N^* = 0$$

$$K_{w_r} = \frac{2\gamma_r}{2-\gamma_r} \left(\frac{kT_w}{2\pi m_r} \right)^{1/2} \quad (r=N, O)$$

В (4.1)–(4.3) U, V – компоненты скорости в ортогональной системе координат x, y , связанной с торцевой поверхностью, δ – толщина слоя; ρ – плотность; μ – вязкость; $c_i, J_i, m_i, h_i, h_i^*$ – массовая концентрация, диффузионный поток, молекулярный вес, энтальпия и теплота образования i -го компонента; c_j^*, J_j^* – массовая концентрация и диффузионный поток j -го элемента; H – энтальпия смеси; T – температура; m – моле-

кулярный вес; Pr , Sc_i , Le_i — числа Прандтля, Шмидта и Льюиса; K_w , γ_r — эффективные константа скорости и вероятность гетерогенной рекомбинации r -го компонента; k — константа Больцмана; ν_{kj} — стехиометрические коэффициенты, $N=5$ — число компонентов смеси, $N_{ei}=2$ — число элементов. Нижние индексы s и e соответствуют размерным параметрам на срезе канала и внешней границе пограничного слоя на оси симметрии потока, верхний индекс относится к размерным величинам.

В уравнении импульсов параметр α_e учитывает завихренность потока на внешней границе пограничного слоя толщины δ . Значения параметров Δ , u_{1e} , α_e взяты из численного решения задачи обтекания цилиндра с плоским затуплением струей вязкого газа при $M \ll 1$ [17] в отсутствие вдува, т. е. данная постановка задачи применима для умеренных вдувов.

Учитывались газофазные реакции (3.1), протекающие в смеси азота и кислорода. Предполагалось, что молекулы NO в результате гетерогенных каталитических реакций не образуются (см. (4.3)).

В отличие от системы уравнений [12] в уравнения (4.1) входит уравнение диффузии для концентрации элемента c_N^* , которая в рассматриваемом случае течения со вдувом не является константой даже в рамках приближения бинарной диффузии. Отметим, что в [18] исследовалось разделение химических элементов в многокомпонентном диссоциированном воздухе на непроницаемой поверхности с избирательной каталитической активностью по отношению к рекомбинации атомов азота и кислорода.

Для численного решения краевой задачи (4.1)–(4.3) использовалась конечно-разностная схема И. В. Петухова [14]. Конечно-разностные уравнения решались каскадным методом — прогонкой с итерациями по нелинейности.

Чтобы обеспечить сходимость численного решения с увеличением параметра вдува $|f_w|$, в уравнения добавлялись демпфирующие члены вида $(F-F')/\tau$, где F' — значение зависимой переменной на предыдущей итерации по нелинейности, τ — итерационный параметр, $\tau > 0$, $\tau \rightarrow 0(1)$. Такой метод обеспечивал сходимость итераций при умеренных вдувах ($-0,2 \leq f_w < 0$).

5. Краевая задача (4.1)–(4.3) решалась при следующих значениях параметров набегающего потока, соответствующих эксперименту: $p=0,1$ ат, $H_e=2,1 \cdot 10^7$ м²/с², $V_e=160$ м/с, $T_e=5960$ К, $c_{N_2}=0,624$, $c_{O_2}=0$, $c_{NO}=0$, $c_N=0,376$, $c_O=0$.

Гидродинамические параметры на внешней границе пограничного слоя имели значения, соответствующие обтеканию непроницаемого тела [12, 17]: $\Delta=\delta/R_m=0,4$, $u_{1e}=0,445$, $v_e=0,52$, $\partial u_e/\partial y=-1$, $\alpha_e=2,626$. В расчетах полагалось, что $Pr=0,71$, $Sc_i=Sc_N^*=0,65$, $\mu \sim T^{0,77}$.

В результате численного решения получены зависимости теплового потока от параметра вдува ($-f_w$) для поверхностей с различными каталитическими свойствами. На фиг. 2 кривая 1 соответствует высококаталитической поверхности ($K_{w_O}=K_{w_N}=10^4$ м/с); 2 — поверхности, каталитичной по отношению к азоту и некаталитичной к кислороду ($K_{w_N}=10^4$ м/с, $K_{w_O}=0$); 3 — поверхности, некаталитичной к азоту и каталитичной к кислороду ($K_{w_N}=0$, $K_{w_O}=10^4$ м/с); 4 — поверхности титана ($K_{w_N}=0$, $K_{w_O}=2$ м/с); 5 — некаталитической поверхности ($K_{w_O}=K_{w_N}=0$).

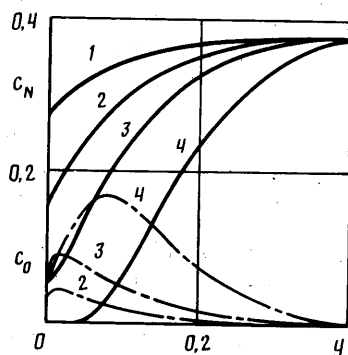
Кривые 1, 2 соответствуют известным представлениям [1–5] о характере влияния вдува на тепловой поток. Необычный вид имеют кривые 3–5, соответствующие $K_{w_N}=0$: на поверхностях, некаталитичных по отношению к рекомбинации атомов азота, тепловой поток возрастает при увеличении плотности расхода вдуваемого кислорода от нуля до некоторого

значения. После достижения максимума, зависящего от значения K_{wO} , зависимости $q_w(-f_w)$ при дальнейшем увеличении параметра вдува приближаются к кривым 1 и 2, т. е. начинает действовать известный механизм снижения теплового потока за счет оттеснения высокотемпературного пограничного слоя от поверхности.

Наибольшее увеличение теплового потока (на 40%) за счет вдува кислорода имеет место на поверхности с предельными значениями K_{wO} и K_{wN} — некаталитической по отношению к азоту и абсолютно каталитической к кислороду.

Отметим, что в интервале $0 \leq -f_w \leq 0,1$ вдув кислорода практически не влияет на тепловой поток к нейтральной поверхности, обтекаемой диссоциированным азотом.

На фиг. 2 экспериментальная зависимость $q_w(G)$ показана точками в соответствующем масштабе таким образом, что положение ее миниму-



Фиг. 4

ма совпадает с положением максимума кривой 4. Полученная в результате экспериментальная зависимость теплового потока к титановой поверхности от параметра вдува хорошо согласуется в целом с расчетной зависимостью $q_w(-f_w)$ для значений $K_{wN}=0, K_{wO}=2$ м/с, соответствующих каталитичности титана согласно разд. 3.

В подтверждение приведенному в разд. 2 качественному объяснению обнаруженного в эксперименте эффекта увеличения теплового потока к титановой поверхности, обтекаемой диссоциированным азотом при вдуве кислорода в пограничный слой, на фиг. 4 приведены профили концентраций атомов азота (сплошные кривые) и кислорода (штрихпунктирные кривые) для $K_{wN}=0, K_{wO}=2$ м/с при различных параметрах вдува. Кривые 1—4 отвечают $f_w=0; -0,05; -0,1; -0,225$. Как видно из фиг. 4, в рассматриваемом случае вдув приводит к образованию в пограничном слое атомарного кислорода, который диффундирует к поверхности с последующей рекомбинацией на поверхности с выделением дополнительного тепла. При $f_w=0$ тепло за счет гетерогенной рекомбинации атомов на поверхности не выделяется, поскольку по отношению к атомам азота поверхность некаталитическая.

Хорошее соответствие экспериментальной и расчетной немонотонных зависимостей q_w от параметра вдува также подтверждает достоверность использованных в расчетах данных по газофазной кинетике обменных реакций и кинетике гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода на поверхности титана.

Обнаруженный эффект увеличения теплового потока при вдуве кислорода в пограничный слой может использоваться в исследованиях ката-

литической активности материалов, например для обнаружения материалов с низкой каталитической активностью по отношению к рекомбинации атомов азота.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мугалев В. П. Влияние вдувания различных газов на теплообмен вблизи передней критической точки затупленного тела // Изв. АН СССР. Механика, 1965. № 1. С. 175–180.
2. Анфимов Н. А. Тепло- и массообмен в окрестности критической точки при вдуве и отсосе различных газов через поверхность тела // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 1. С. 22–31.
3. Гершбейн Э. А., Тирский Г. А. Течение вязкого теплопроводного многокомпонентного газа в ударном слое в окрестности притупления при интенсивных вдувах // Науч. тр. Ин-та мех. МГУ. 1970. № 1. С. 46–57.
4. Гершбейн Э. А., Колесников А. Ф. Исследование влияния вдува на течение в гиперзвуковом вязком ударном слое вблизи линии торможения затупленного тела // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 1. С. 199–202.
5. Георг Э. Б., Якушин М. И. Температурный пограничный слой на моделях, разрушаемых высокосубзвуковым потоком газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1976. № 1. С. 26–34.
6. Залогин Г. Н. О влиянии неравновесных физико-химических процессов в пограничном слое на разрушение кварцевого стекла // XI Гагаринские чтения, 1981: Тез. докл. М.: Наука, 1983. С. 149–150.
7. Беспалов В. Л., Залогин Г. Н. Разрушение фторопласта в потоке диссоциированного воздуха // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 103–109.
8. Hurlley D. G. Mass transfer cooling in a boundary layer // Aeronaut. Quart. 1961. V. 12. № 2. P. 165–188.
9. Eckert E. R. G., Minkowycz W. J., Sparrow E. M., Ibele W. E. Heat transfer and friction in two-dimensional stagnation flow of air with helium injection // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1963. V. 6. № 3. P. 245–247.
10. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Якушин М. И. Безэлектродный плазматрон для моделирования неравновесного теплообмена: Препринт № 225. М.: ИПМ АН СССР, 1983. 33 с.
11. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Якушин М. И. Влияние каталитической активности поверхности на неравновесный теплообмен в дозвуковой струе диссоциированного азота // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 3. С. 166–172.
12. Колесников А. Ф., Якушин М. И. Об определении эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода по тепловым потокам к поверхности // Гагаринские научные чтения по космонавтике и авиации, 1988. М.: Наука, 1989. С. 34–45.
13. Колесников А. Ф., Якушин М. И. Об определении эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов по тепловым потокам к поверхности, обтекаемой диссоциированным воздухом // Мат. моделирование. 1989. Т. 1. № 3. С. 45–60.
14. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964. С. 304–325.
15. Агафонов В. П., Никольский В. С. Взаимодействие газозаменных и поверхностных реакций при течиении сильно диссоциированного воздуха в пограничном слое // Уч. зап. ЦАГИ. 1980. Т. 11. № 2. С. 46–53.
16. Воронкин В. Г., Залогин Г. Н. О механизме рекомбинации атомарного азота вблизи каталитической поверхности, обтекаемой диссоциированным воздухом // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 3. С. 156–158.
17. Колесников А. Ф., Кубарева С. Н., Якушин М. И. Численное исследование неравновесного течения диссоциированного азота в дозвуковой струе индукционного плазматрона // Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, 1986. Т. 17. № 2. С. 106–113.
18. Ковалев В. Л., Сулов О. Н. Эффект диффузионного разделения химических элементов на каталитической поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 4. С. 115–124.

Москва

Поступила в редакцию
13.VIII.1990