

ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Год основания журнала 1957 Год основания серии 1963	Периодичность журнала 15 номеров в год Периодичность серии 3 номера в год	№ 3 (363) Вып. 1	Февраль 1983
--	--	---------------------	-----------------

СОДЕРЖАНИЕ

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОБМЕН

А. А. Кобышев, Ю. А. Суринов. О методах решения нестационарных задач теории лучисто-конвективного теплообмена	3
Е. И. Аверков, Б. А. Гошмер. Излучательные свойства титановых сплавов при нагреве на воздухе	14
Н. А. Рубцов, Ю. С. Даниэлян, А. А. Емельянов, В. С. Зайцев. Применение радиационного нагрева при определении теплофизических свойств твердых материалов	16
Ю. С. Даниэлян, В. С. Зайцев, Е. А. Кудрявцев. Определение коэффициента теплопроводности талых и мерзлых грунтов	20
Э. П. Волчков, В. П. Лебедев, Н. Е. Шинкин. Экспериментальное исследование газовой завесы в трубе	25
А. И. Цалин, К. С. Галягин. Расчетно-экспериментальное исследование затвердевания в условиях тепловой конвекции жидкой фазы	30

ПРИКЛАДНАЯ ГАЗО- И РЕОДИНАМИКА

А. М. Тё, Л. П. Сень. Пленочное течение жидкости по конфузурной поверхности	37
В. А. Ермаков, В. В. Бондарик. Исследование растекания наклонной струи жидкости по пластине	43
А. М. Павлюченко, О. А. Брагин, А. А. Тютин. Летные измерения температуры и давления на спасаемых головных частях метеороклет типа М100 и «Облако»	46
А. И. Голомяннов, А. В. Горин, Н. И. Животкевич. Экспериментальное исследование процесса испарения нефтепродуктов	55

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

М. Ф. Жуков, Г.-Н. Б. Дандарон, А. И. Можаяев, В. В. Стенин. Асимптотическое решение задачи пористого охлаждения межэлектродной вставки плазмотрона	61
А. И. Можаяев, В. В. Стенин. К вопросу о температурных полях в условиях интенсивного пористого охлаждения	66
А. М. Гонопольский, В. А. Кораблев. Экспериментальное исследование эрозии электродов серийных плазмотронов для напыления	69
Б. И. Михайлов. Защита термокатодов от окисления в электродуговых плазмотронах	72
Б. И. Михайлов. Распределение давления в форкамере вихревого плазмотрона	77
В. Н. Анчикеев, В. М. Виноградов, А. З. Шавериев. К вопросу создания газоразрядных коммутаторов больших энергий	81

МОДЕЛИ ТЕПЛО- И МАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ И ВОПРОСЫ УПРАВЛЕНИЯ

Г. М. Гришанов, Л. П. Журавлев. Исследование процесса компаундирования методами теории чувствительности	91
---	----

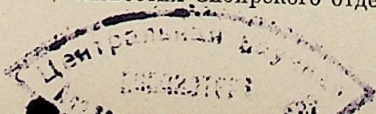
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ И ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В. З. Манусов, О. Н. Шепилов. Оптимальное распределение генерируемой реактивной мощности в энергосистемах при случайной исходной информации	97
Н. М. Гаврилова, В. С. Никифоровская. О расчете теплового режима реки в нижнем Бьефе ГЭС	103

ОБЗОРЫ

Э. П. Волчков. Пристенные газовые завесы	108
Список статей, опубликованных в серии технических наук в 1982 г.	

© Издательство «Наука»
«Известия Сибирского отделения АН СССР», 1983 г.



ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

Главный редактор журнала чл.-кор. АН СССР М. Ф. Жуков

Заместитель главного редактора чл.-кор. АН СССР В. Г. Дулов

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ СЕРИИ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Ответственный редактор серии чл.-кор. АН СССР М. Ф. Жуков

Чл.-кор. АН СССР О. Ф. Васильев, д-р техн. наук Б. П. Девятов, чл.-кор. АН СССР В. Г. Дулов, чл.-кор. АН СССР Н. А. Желтухин (зам. ответственного редактора), чл.-кор. АН СССР В. Е. Пакомяков, д-р техн. наук Н. А. Рубцов (ответственный секретарь серии), д-р техн. наук Б. А. Урюков.

Адрес редакции: 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18, ком. 331.
Тел. 22-00-44.

Редактор Р. П. Ефимова, И. Н. Стригуни
Художественный редактор Э. С. Филопычева
Технические редакторы Г. Я. Герасимчук
Корректоры С. М. Погудина, З. Ф. Вухалова

Сдано в набор 25.10.82. Подписано к печати 08.02.83. МН-05802. Формат 70×108¹/₁₆. Высокая печать. Усл. печ. л. 11,2. Усл. кр.-отг. 11,6. Уч.-изд. л. 14. Тираж 1491 экз. Заказ № 377.

Издательство «Наука», Сибирское отделение, 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18.
4-я типография изд-ва «Наука», 630077, Новосибирск, 77, Станиславского, 25.

А. А. КОБЫШЕВ, Ю. А. СУРИНОВ

О МЕТОДАХ РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ ТЕОРИИ
ЛУЧИСТО-КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Введение. Данная работа посвящена развитию аналитических методов исследования и решения нестационарных комбинированных задач теории лучисто-конвективного теплообмена. Эта теория — часть общей теории необратимых процессов, в которой изучается взаимодействие между процессами трех различных типов, а именно: процессами переноса различных видов энергии, процессами энергетического превращения одного вида энергии в другой и процессами изменения состояния системы, обусловленными нестационарностью их режима [1, 2].

Основным уравнением, описывающим процессы переноса тепла излучением, теплопроводностью и конвекцией и учитывающим нестационарность режима и наличие внутренних источников (стоков) тепла, является обобщенное интегро-дифференциальное уравнение температурного поля, содержащее резольвенты излучения, впервые полученное в работе [2]. Необходимо подчеркнуть, что это уравнение, учитывающее многократные отражения на границе системы и многократные рассеяния по объему поглощающей и анизотропно рассеивающей среды; ее заполняющей, строится с использованием решения системы интегральных уравнений теории переноса излучения и лучисто теплообмена в указанной излучающей системе для постановки задачи с обобщенными граничными условиями для заданного температурного поля среды.

Постановка задачи и ее математическое описание. Теплообмен в системе серых диффузно поглощающих и отражающих тел, разделенных движущейся вязкой поглощающей, излучающей и анизотропно рассеивающей серой средой, описывается сложной нелинейной системой дифференциальных уравнений, включающей уравнение неразрывности и уравнения движения среды, обобщенное уравнение энергии и интегральные уравнения излучения. Эта система уравнений в практически очень важном случае вязкой сжимаемой среды, для которой физические параметры μ , λ , c_v , c_p являются константами, имеет вид [1—9]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + (\nabla \rho \vec{V}) = 0; \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\vec{V}}{d\tau} = \rho \vec{F} - \nabla p + \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \vec{V}) + \mu \nabla^2 \vec{V}; \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{dT}{d\tau} = \lambda \nabla^2 T + \eta_{\text{рез}}(M, \tau) + \rho q + \frac{dp}{d\tau} + 2\mu \text{Diss } f(\vec{V}) - \frac{2}{3} \mu (\nabla \vec{V})^2; \quad (3)$$

$$E_{\text{эф}}(M, \tau) - \tilde{R}(M, \tau) \int_F E_{\text{эф}}(N, \tau) K(M, N) dF_N - \\ - \tilde{R}(M, \tau) \int_V \eta_{\text{эф}}(P, \tau, \vec{s}) L(M, P) dV_P = E_{\alpha}(M, \tau); \quad (4)$$

$$\eta_{\text{эф}}(M, \tau, \vec{s}) - \int_V \eta_{\text{эф}}(P, \tau, \vec{s}) \tilde{L}_1(M, P) dV_P - \\ - \int_F E_{\text{эф}}(N, \tau) \tilde{K}_1(M, N) dF_N = \eta_{\alpha}(M, \tau); \quad (5)$$

$$\eta_{\text{пад}}(M, \tau) = \int_F F_{\text{эф}}(N, \tau) K_1(M, N) dF_N + \int_V \eta_{\text{эф}}(P, \tau, \vec{s}) L_1(M, P) dV_P; \quad (6)$$

$$\eta_{\text{рез}}(M, \tau) = \alpha(M, \tau) [\eta_{\text{пад}}(M, \tau) - \eta_0(M, \tau)]. \quad (7)$$

Здесь ρ — плотность; p — давление; T — температура и \vec{V} — скорость движения среды, представляющие функции точки $M \in V$ и времени τ ; $E_{\text{эф}}$ и $\eta_{\text{эф}}$ — плотности поверхностного (полусферического) и объемного эффективного излучения; $\eta_{\text{пад}}$ — пространственная плотность падающего излучения и $\eta_{\text{рез}}$ — плотность объемного результирующего излучения; μ — динамическая вязкость; λ — коэффициент теплопроводности и c_p — теплоемкость среды; \vec{F} — сила, отнесенная к единице массы; q — производительность внутренних источников (стоков) тепла; $E_\alpha(M, \tau)$ и $\vec{R}(M, \tau)$ — обобщенные характеристики граничного излучения, определяемые с помощью соотношений:

если $E_\alpha(M, \tau) = E_c(M, \tau)$, то $\vec{R}(M, \tau) = R(M, \tau)$,
если $E_\alpha(M, \tau) = -E_{\text{рез}}(M, \tau)$, то $\vec{R}(M, \tau) = 1$.

Ядра интегральных уравнений (4), (5) имеют вид [4–5]

$$K(M, N) = e^{-h_{MN}} \frac{\cos \theta_M \cos \theta_N}{\pi r_{MN}^2}; \quad L(M, P) = e^{-\Delta h_{MP}} \frac{\cos \theta_M}{4\pi r_{MP}^2};$$

$$K_1(M, N) = e^{-h_{MN}} \frac{\cos \theta_N}{\pi r_{MN}^2}; \quad L_1(M, P) = e^{-\Delta h_{MP}} \frac{1}{4\pi r_{MP}^2};$$

$$\vec{K}_1(M, N) = \rho(M, \vec{s}, \vec{s}'; \tau) K_1(M, N); \quad \vec{L}_1(M, P) = \rho(M, \vec{s}, \vec{s}'; \tau) L_1(M, P); \quad (8)$$

$$h_{MN} = \int_0^{r_{MN}} k(P, \tau) ds; \quad \Delta h_{MP} = \int_{r_{PN}}^{r_{MN}} k(P, \tau) ds;$$

$$\rho(M, \vec{s}, \vec{s}'; \tau) = \kappa(M, \tau) + \beta(M, \tau) [\gamma(M, \vec{s}, \vec{s}') - 1],$$

где $\gamma(M, \vec{s}, \vec{s}')$ — индикатриса рассеяния; $\kappa(M, \tau)$ и $\eta_\alpha(M, \tau)$ — обобщенные характеристики объемного излучения, определяемые соотношениями:

$$\text{если } \eta_\alpha(M, \tau) = \eta_c(M, \tau), \text{ то } \kappa(M, \tau) = \beta(M, \tau), \quad (9)$$

$$\text{если } \eta_\alpha(M, \tau) = -\eta_{\text{рез}}(M, \tau), \text{ то } \kappa(M, \tau) = k(M, \tau),$$

$k(M, \tau) = \alpha(M, \tau) + \beta(M, \tau)$ — коэффициент экстинкции среды; $\alpha(M, \tau)$ и $\beta(M, \tau)$ — коэффициенты поглощения и рассеяния среды; $\text{Diss } f(\vec{V}) = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 \right]$ — диссипативная функция Рейля.

Метод решения. Система интегральных уравнений (4), (5) описывает обобщенную постановку задачи о лучистом теплообмене в излучающей системе, заполненной поглощающей и анизотропно рассеивающей средой [2–5]. Решая эту систему уравнений и подставляя полученное решение в (6), находим [4, 5]

$$\eta_{\text{рез}}(M, \tau) = \alpha(M, \tau) \left[\int_F E_\alpha(N, \tau) \Omega_*(M, N) dF_N + \int_V \eta_\alpha(P, \tau) \chi_*(M, P) dV_P - \eta_0(M, \tau) \right]. \quad (10)$$

Пользуясь обобщенным уравнением замкнутости вида [3, 4]

$$\int_F \vec{A}(N, \tau) \Omega_*(M, N) dF_N + 4 \int_V [k(P, \tau) - \kappa(P, \tau)] \chi_*(M, P) dV_P = 4, \quad (11)$$

получаем

$$\eta_{\text{рез}}(M, \tau) = \alpha(M, \tau) \left\{ \int_F [E_\alpha(N, \tau) - \sigma_0 \vec{A}(N, \tau) T^4(M, \tau)] \Omega_*(M, N) dF_N + \int_V [\eta_\alpha(P, \tau) - (k(P, \tau) - \kappa(P, \tau)) \eta_0(M, \tau)] \chi_*(M, P) dV_P \right\} \quad (M \in V), \quad (12)$$

где

$$\Omega_*(M, N) = \int_F \vec{R}(P, \tau) \Omega_*(M, P) K(P, N) dF_P - \int_V \chi_*(M, P) \vec{K}_1(P, N) \times \times dV_P = K_1(M, N), \quad (13)$$

$$\chi_*(M, P) = \int_F \vec{R}(N, \tau) \Omega_*(M, N) L(N, P) dF_N - \int_V \chi_*(M, N) \vec{L}_1(N, P) dV_N = L_1(M, P). \quad (14)$$

В частности, если рассматривается фундаментальная постановка задачи [3–5, 7], состоящая в задании полей температур как по объему среды, так и на границе системы, то выражения (10), (12) приобретают вид

$$\eta_{\text{рез}}(M, \tau) = \sigma_0 \alpha(M, \tau) \left[\int_F A(N, \tau) T^4(N, \tau) \Omega_*(M, N) dF_N + \int_V \alpha(P, \tau) T^4(P, \tau) \chi_*(M, P) dV_P - 4T^4(M, \tau) \right] \quad (15)$$

и

$$\eta_{\text{рез}}(M, \tau) = \sigma_0 \alpha(M, \tau) \left\{ \int_F A(N, \tau) \Omega_*(M, N) [T^4(N, \tau) - T^4(M, \tau)] dF_N + \int_V \alpha(P, \tau) \chi^4(M, P) [T^4(P, \tau) - T^4(M, \tau)] dV_P \right\}. \quad (16)$$

В случае вязкой несжимаемой среды приходим к замкнутой системе уравнений, описывающей рассматриваемую газодинамическую задачу [8, 9]. Получающаяся при этом система пяти уравнений позволяет найти пять неизвестных функций $\rho(M, \tau)$, $p(M, \tau)$, $\vec{V}(M, \tau)$. Будем считать, что эта задача уже решена. Тогда, обозначая через $F(M, \tau)$ известную функцию

$$F(M, \tau) = \frac{dp}{d\tau} + 2\mu \text{Diss } f(\vec{V}) + \rho q \quad (17)$$

и принимая во внимание (15), получим следующее нелинейное интегродифференциальное уравнение энергии

$$\frac{dT}{d\tau} - a \nabla^2 T = \frac{\sigma_0 \alpha}{\rho c_p} \left[\int_F A(N, \tau) \Omega_*(M, N) T^4(N, \tau) dF_N + \int_V \alpha(P, \tau) \chi_*(M, P) T^4(P, \tau) dV_P - 4T^4(M, \tau) \right] + \frac{F(M, \tau)}{\rho c_p}, \quad (18)$$

где $a = \lambda / \rho c_p$ — коэффициент температуропроводности среды.

Сформулируем краевые условия для уравнения (18). Они состоят в задании начального распределения температуры среды

$$T(M, \tau) = T_n(M) \quad (19)$$

и теплового режима на границе излучающей системы. Если граничная

поверхность излучающей системы поддерживается при заданной температуре, то

$$T(M, \tau) = T_{ст}(M, \tau), \quad M \in F. \quad (20)$$

В случае задачи о лучисто-конвективном переносе тепла при движении вязкой, поглощающей, излучающей и анизотропно-рассеивающей среды граничное условие может быть представлено в виде

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha_1 (T_c - T) + \sigma_0 A (T_c^4 - T^4), \quad M \in F, \quad (21)$$

где $T_c = T_c(M, \tau)$ — температура окружающей среды; α_1 — коэффициент теплоотдачи.

Подразделяя поверхность F на n поверхностных зон $F = \sum_{j=1}^n F_j$,

а объем V на m объемных зон $V = \sum_{j=1}^m V_j$ и применяя обобщенную теорему о среднем, выполним следующие преобразования:

$$\begin{aligned} \int_F A(N, \tau) \Omega_*(M, N) T^4(N, \tau) dF_N &= \sum_{j=1}^n \int_{F_j} A(N_j, \tau) T^4(N_j, \tau) \Omega_*(M, N_j) dF_{N_j} = \\ &= \sum_{j=1}^n A(N_j^*, \tau) T_{ст}^4(N_j^*, \tau) \Pi_*(M, F_j), \end{aligned}$$

где N_j^* — некоторая точка зоны F_j , определяемая обобщенной теоремой о среднем для поверхностного интеграла, а $\Pi_*(M, F_j)$ — разрешающий угловой коэффициент излучения

$$\Pi_*(M, F_j) = \int_{F_j} \Omega_*(M, N_j) dF_{N_j}. \quad (22)$$

Заменим локальные значения функций $A(N_j^*, \tau)$ и $T_{ст}(N_j^*, \tau)$ в некоторой неопределенной точке N_j^* , принадлежащей зоне F_j , их средними значениями для зоны F_j

$$\begin{aligned} A(N_j^*, \tau) &\approx A_j(\tau) = \frac{1}{F_j} \int_{F_j} A(N_j, \tau) dF_{N_j}; \quad T_{ст}(N_j^*, \tau) \approx \\ &\approx T_{jст}(\tau) = \frac{1}{F_j} \int_{F_j} T_{ст}(N_j, \tau) dF_{N_j} \end{aligned} \quad (23)$$

и допустим, что среднее значение $T_{ст}^4(N, \tau)$ для зоны F_j равно четвертой степени среднего значения $T_{ст}(N, \tau)$ для той же зоны. Тогда получим

$$\int_F A(N, \tau) \Omega_*(M, N) T^4(N, \tau) dF_N \approx \sum_{j=1}^n A_j(\tau) T_{jст}^4(\tau) \Pi_*(M, F_j). \quad (24)$$

Выполняя аналогичные преобразования объемного интеграла, входящего в (18), и заменяя в (18) интегральные члены на основании их приближенных равенств, получим приближенное уравнение

$$\begin{aligned} \frac{dT}{d\tau} - a\nabla^2 T &= \frac{\sigma_0 \alpha}{\rho c_p} \left[\sum_{j=1}^n A_j(\tau) T_{jст}^4(\tau) \Pi_*(M, F_j) + \right. \\ &\left. + 4 \sum_{j=1}^m \alpha_j(\tau) T_j^4(\tau) Z_*(M, V_j) - 4T^4(M, \tau) \right] + Q; \end{aligned} \quad (25)$$

где

$$\alpha_j(\tau) = \frac{1}{V_j} \int_{V_j} \alpha(P_j, \tau) dV_{P_j}; \quad T_j(\tau) = \frac{1}{V_j} \int_{V_j} T(P_j, \tau) dV_{P_j}; \quad Q = \frac{F(M, \tau)}{\rho c_p}; \quad (26)$$

$$Z_*(M, V_j) = \int_{V_j} \chi_*(M, P_j) dV_{P_j}. \quad (27)$$

Разрешающие угловые коэффициенты излучения (22), (27), содержащиеся в (25), находятся из системы линейных алгебраических уравнений, лежащей в основе обобщенного зонального метода [5, 7] для фундаментальной постановки задачи о лучистом теплообмене в излучающей системе, состоящей из n граничных и m объемных зон. Эта система уравнений получается элементарным путем из (13), (14).

Для решения приближенной задачи (25), (19), (20) или (21) применим метод последовательных приближений, причем последовательные приближения построим следующим образом. За исходное (нулевое) приближение $T_0(M, \tau)$ примем решение линейной (квазилинейной) части уравнения (25), удовлетворяющее краевым условиям (19), (20) или (21). Так, полученное решение подставим вместо $T(M, \tau)$ в правую часть уравнения (25). Решение получающегося при этом уравнения при тех же краевых условиях примем за первое приближение и т. д. Таким образом, мы приходим к бесконечной последовательности краевых задач

$$\frac{dT_0}{d\tau} - a\nabla^2 T_0 = Q, \quad (28)$$

$$T_0(M, 0) = T_n(M), \quad (29)$$

$$T_0(M, \tau) = T_{ст}(M, \tau) \text{ или } \lambda \frac{\partial T_0}{\partial n} = \alpha_1 (T_c - T_0) + \sigma_0 A (T_c^4 - T_0^4), \quad M \in F, \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_k}{d\tau} - a\nabla^2 T_k &= \frac{\sigma_0 \alpha}{\rho c_p} \left[\sum_{j=1}^n A_j(\tau) T_{jст}^4(\tau) \Pi_*(M, F_j) + \right. \\ &\left. + 4 \sum_{j=1}^m \alpha_j(\tau) T_{j-1}^4(\tau) Z_*(M, V_j) - 4T_{k-1}^4(M, \tau) \right] + Q, \quad k = 1, 2, \dots, \end{aligned} \quad (31)$$

$$T_k(M, 0) = T_n(M), \quad k = 1, 2, \dots, \quad (32)$$

$$T_k(M, \tau) = T_{ст}(M, \tau) \text{ или } \lambda \frac{\partial T_k}{\partial n} = \alpha_1 (T_c - T_k) + \sigma_0 A (T_c^4 - T_k^4), \quad M \in F. \quad (33)$$

Следовательно, решение нелинейного интегродифференциального уравнения (18) сведено к решению бесконечной последовательности (28), (31) линейных неоднородных дифференциальных уравнений с частными производными, каждое из которых позволяет осуществить дальнейшее уточнение решения задачи, получаемого на основании предыдущих уравнений указанной последовательности. При этом нулевое приближение представляет собой решение задачи о конвективно-кондуктивном теплообмене без учета излучения. Первое приближение учитывает взаимодействие кондуктивного, конвективного и лучистого потоков тепла, однако процессы излучения, поглощения, многократных отражений на границе системы и многократных рассеяний по объему, заполняющей его среды, происходят при температуре среды, которую она имела бы при конвективно-кондуктивном теплообмене. Таким образом, в первом приближении происходит уточнение теплового состояния системы за счет более полного учета процессов лучистого теплообмена. Аналогичное все более полное уточнение происходит при всех последующих приближениях.

Вопрос о степени точности получающегося приближенного решения представляет сложную задачу и может явиться темой отдельного

самостоятельного исследования. Здесь же мы отметим, что k -е приближение, являющееся решением задачи (31) — (33), есть приближенное решение дискретной задачи (25), (19) — (21) о лучисто-конвективном теплообмене в системе, состоящей из n поверхностных и m объемных зон. Увеличивая число зон (как поверхностных $n \rightarrow \infty$, так и объемных $m \rightarrow \infty$), можно k -е приближение дискретной задачи (25), (19) — (21) сколь угодно приблизить к k -му приближению исходной непрерывной задачи (18) — (21). В связи с этим вопрос о числе приближений и числе зон практически следует решать так: для каждого k -го приближения необходимо остановиться на таком числе зон, когда k -е приближение с n поверхностными и m объемными зонами и k -е приближение с $n+1$ поверхностными и $m+1$ объемными зонами окажутся совпадающими в пределах заданной погрешности; аналогично число приближений выбирается так, чтобы k -е и $k+1$ -е приближения, построенные описанным выше способом, оказались совпадающими в пределах заданной точности.

Лучисто-конвективный теплообмен в условиях установившегося течения Куэтта. Рассмотрим установившееся течение поглощающей и излучающей жидкости, заключенной между двумя серыми параллельными неограниченными плоскими пластинами, возникающее при движении верхней пластины с постоянной скоростью u_0 ; нижняя пластина при этом остается неподвижной. Температуры нижней и верхней пластин постоянны и равны T_{s1} и T_{s2} соответственно. Расстояние между пластинами обозначим через L . Поместим начало координат на нижней пластине, ось x направим по течению жидкости, ось y — от нижней пластины к верхней. Рассмотрим симметричные условия течения и теплообмена и пренебрежем кондуктивным и лучистым тепловыми потоками в направлении оси x . Будем предполагать также, что внутренние источники энергии отсутствуют и градиент давления равен нулю.

Введем две поверхностные зоны F_1 и F_2 (поверхности нижней и верхней пластин соответственно) и m объемных зон (плоские слои толщины L/m). Тогда, полагая $y = L\eta$, $T(y) = T_{s1}\theta(\eta)$, $T_{s2} = T_{s1}\theta_s$, запишем (28) — (33) применительно к условиям рассматриваемой задачи в следующем безразмерном виде:

$$\theta_0''(\eta) = -\text{Ec} \cdot \text{Pr}; 0 \leq \eta \leq 1; \theta_0(0) = 1; \theta_0(1) = \theta_s; \quad (34)$$

$$\theta_l''(\eta) = \text{Bu}^2 \text{Ki} \left[4\theta_{l-1}^4(\eta) - A_1 \Pi_*(\eta, F_1) - A_2 \theta_s^4 \Pi_*(\eta, F_2) - 4\text{Bu} \sum_{j=1}^m \theta_{l-1j}^4 Z_*(\eta, V_j) \right] - \text{Ec} \cdot \text{Pr}; \quad (35)$$

$$\theta_l(0) = 1; \theta_l(1) = \theta_s; l = 1, 2, \dots, \quad (36)$$

где $\text{Bu} = \alpha L$ — число Бугера; $\text{Ki} = \sigma_0 T_{s1}^3 / \lambda \alpha$ — число Киричева; $\text{Ec} = u_0^2 / c_p T_{s1}$ — число Эккерта; $\text{Pr} = \nu / a$ — число Прандтля.

Разрешающие угловые коэффициенты излучений $\Pi_*(\eta, F_h)$ и $Z_*(\eta, V_j)$ находятся из системы линейных алгебраических уравнений [5, 7], решение которой в случае фундаментальной постановки задачи для рассматриваемой излучающей системы, состоящей из двух поверхностных и m объемных зон, дается выражениями

$$\Pi_*(\eta, F_h) = 2 \frac{E_2 \{ \text{Bu} [(3-2k)\eta + k - 1] \} + 2R_{3-h} E_3(\text{Bu}) E_2 \{ \text{Bu} [(2k-3)\eta - k + 2] \}}{1 - 4R_1 R_2 E_3^2(\text{Bu})}, \quad k = 1, 2; \quad (37)$$

$$Z_*(\eta, V_j) = \tilde{\omega}(\eta, V_j) + \sum_{h=1}^2 R_h \omega(F_h, V_j) \Pi_*(\eta, F_h), j = 1, 2, \dots, m, \quad (38)$$

где R_1, R_2 — отражательная способность зоны F_1, F_2 соответственно;

$$\omega(F_k, V_j) = \frac{E_3 \left[\left(\frac{m-2j+1}{m} k + \frac{3j-m-2}{m} \right) \text{Bu} \right] - E_3 \left[\left(\frac{m-2j+1}{m} k + \frac{3j-m-1}{m} \right) \text{Bu} \right]}{2\text{Bu}}, \quad k = 1, 2, j = 1, 2, \dots, m; \quad (39)$$

$$\tilde{\omega}(\eta, V_j) = \begin{cases} \frac{E_2 \left[\text{Bu} \left(\frac{j-1}{m} - \eta \right) \right] - E_2 \left[\text{Bu} \left(\frac{1}{m} - \eta \right) \right]}{2\text{Bu}}, & \text{если } \eta \leq \frac{j-1}{m}, \\ \frac{2 - E_2 \left[\text{Bu} \left(\eta - \frac{j-1}{m} \right) \right] - E_2 \left[\text{Bu} \left(\frac{j}{m} - \eta \right) \right]}{2\text{Bu}}, & \text{если } \frac{j-1}{m} \leq \eta \leq \frac{j}{m}, \\ \frac{E_2 \left[\text{Bu} \left(\eta - \frac{j}{m} \right) \right] - E_2 \left[\text{Bu} \left(\eta - \frac{j-1}{m} \right) \right]}{2\text{Bu}}, & \text{если } \eta \geq \frac{j}{m}; \end{cases} \quad (40)$$

$E_n(x)$ — интегроэкспоненциальная функция, определяемая формулой

$$E_n(x) = \int_1^{\infty} e^{-xt} t^{-n} dt = \int_0^1 e^{-\frac{x}{s}} s^{n-2} ds. \quad (41)$$

Интегрируя (34), находим

$$\theta_0(\eta) = 1 + (\theta_s - 1)\eta + \frac{\text{Ec} \cdot \text{Pr}}{2} \eta(1 - \eta). \quad (42)$$

Нулевое приближение (42) определяет поле температур в плоско-параллельном слое при конвективно-кондуктивном теплообмене. Оно состоит из суммы двух полей: поля температур, обусловленного теплопроводностью слоя при переносе тепла от одной поверхности к другой, и поля температур, обусловленного выделением и переносом тепла, связанного с диссипацией энергии путем внутреннего трения. Поле температур в слое, вычисленное по (42) в зависимости от безразмерной координаты η для различных значений произведения $\text{Ec} \cdot \text{Pr}$, представлено на рис. 1.

Найдем среднее значение $\theta_0(\eta)$ для зоны V_j :

$$\theta_{0j} = m \int_{\frac{j-1}{m}}^{\frac{j}{m}} \theta_0(\eta) d\eta = 1 + \frac{(\theta_s - 1)(2j-1)}{2m} + \frac{\text{Ec} \cdot \text{Pr}}{2} \left[\frac{2j-1}{2m} - \frac{3j^2-3j+1}{3m^2} \right], \quad j = 1, 2, \dots, m. \quad (43)$$

Полагая теперь в (35), (36) $l=1$ и подставляя в правую часть (35) найденное нулевое приближение $\theta_0(\eta)$ из (42) и его среднее значение θ_{0j} из (43), а также значения разрешающих угловых коэффициентов $\Pi_*(\eta, F_h)$ и $Z_*(\eta, V_j)$, из (37) и (38) соответственно с учетом (39), (40) легко найти первое приближение $\theta_1(\eta)$ и его среднее значение θ_{1j} ,

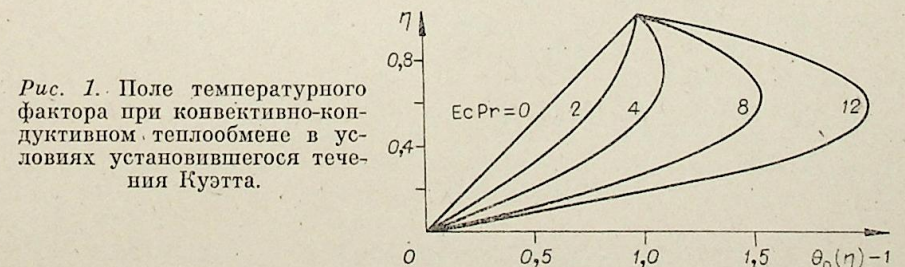


Рис. 1. Поле температурного фактора при конвективно-кондуктивном теплообмене в условиях установившегося течения Куэтта.

для зоны V_j . Продолжая этот процесс, нетрудно найти любое l -е приближение $\theta_l(\eta)$.

Описанную процедуру последовательного нахождения $\theta_1(\eta)$, $\theta_2(\eta)$, ..., $\theta_l(\eta)$, ... путем последовательного решения задачи (35), (36) можно выполнить в общем случае. Действительно, подставим в правую часть уравнения (35) значение $Z_*(\eta, V_j)$ из (38). Тогда после несложных преобразований придем к следующему обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка:

$$\theta_l''(\eta) = 4\text{Bu}^2\text{Ki} \theta_{l-1}^4(\eta) - \text{Bu}^2\text{Ki} \left\{ \left[A_1 + 4R_1 \text{Bu} \sum_{j=1}^m \theta_{l-1j}^4 \omega(F_1, V_j) \right] \times \right. \\ \left. \times \Pi_*(\eta, F_1) + \left[A_2 \theta_s^4 + 4R_2 \text{Bu} \sum_{j=1}^m \theta_{l-1j}^4 \omega(F_2, V_j) \right] \Pi_*(\eta, F_2) + \right. \\ \left. + 4\text{Bu} \sum_{j=1}^m \theta_{l-1j}^4 \tilde{\omega}(\eta, V_j) \right\} - \text{Ec} \cdot \text{Pr}. \quad (44)$$

Правая часть уравнения (44) на l -м шаге представляет известную функцию, поэтому двукратным интегрированием (44) находим общее решение

$$\theta_l(\eta) = C_2 + C_1 \eta - \frac{\text{Ec} \cdot \text{Pr}}{2} \eta^2 - \text{Bu}^2\text{Ki} \left\{ \left[A_1 + 4R_1 \text{Bu} \sum_{j=1}^m \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \theta_{l-1j}^4 \omega(F_1, V_j) \right] \int_0^\eta (\eta - \zeta) \Pi_*(\zeta, F_1) d\zeta + \left[A_2 \theta_s^4 + 4R_2 \text{Bu} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \sum_{j=1}^m \theta_{l-1j}^4 \omega(F_2, V_j) \right] \int_0^\eta (\eta - \zeta) \Pi_*(\zeta, F_2) d\zeta + 4\text{Bu} \sum_{j=1}^m \theta_{l-1j}^4 \int_0^\eta \times \right. \\ \left. \times (\eta - \zeta) \tilde{\omega}(\zeta, V_j) d\zeta \right\} + 4\text{Bu}^2\text{Ki} \int_0^\eta (\eta - \zeta) \theta_{l-1}^4(\zeta) d\zeta, \quad (45)$$

где C_1 и C_2 — произвольные константы интегрирования.

С учетом (37), (40) легко вычисляются интегралы, стоящие в фигурных скобках равенства (45). Выполняя это интегрирование и удовлетворяя граничным условиям (36), окончательно находим l -е приближение:

$$\theta_l(\eta) = 1 + (\theta_s - 1) \eta + \frac{\text{Ec} \cdot \text{Pr}}{2} \eta (1 - \eta) + 2\text{Ki} [\eta G_l(R_1, R_2, m, \text{Bu}, \theta_s; 1) - \\ - G_l(R_1, R_2, m, \text{Bu}, \theta_s; \eta)] - 4\text{Bu}^2\text{Ki} \left[(1 - \eta) \int_0^\eta \zeta \theta_{l-1}^4(\zeta) d\zeta + \right. \\ \left. + \eta \int_\eta^1 (1 - \zeta) \theta_{l-1}^4(\zeta) d\zeta \right], \quad (46)$$

где введены следующие функции:

$$G_l(R_1, R_2, m, \text{Bu}, \theta_s; \eta) = \\ = \frac{A_1 + 2R_1 \sum_{j=1}^m \theta_{l-1j}^4 \left[E_3\left(\frac{j-1}{m} \text{Bu}\right) - E_3\left(\frac{j}{m} \text{Bu}\right) \right]}{1 - 4R_1 R_2 E_3^2(\text{Bu})} M_1(R_2, \text{Bu}; \eta) + \\ + \frac{A_2 \theta_s^4 + 2R_2 \sum_{j=1}^m \theta_{l-1j}^4 \left[E_3\left(\frac{m-j}{m} \text{Bu}\right) - E_3\left(\frac{m-j+1}{m} \text{Bu}\right) \right]}{1 - 4R_1 R_2 E_3^2(\text{Bu})} M_2(R_1, \text{Bu}; \eta) + \\ + \sum_{j=1}^m \theta_{l-1j}^4 K_j(m, \text{Bu}; \eta); \quad (47)$$

$$M_1(R_2, \text{Bu}; \eta) = E_4(\text{Bu} \eta) + 2R_2 E_3(\text{Bu}) E_4[\text{Bu}(1 - \eta)] + \\ + \text{Bu} \frac{1 - 4R_2 E_3^2(\text{Bu})}{2} \eta - \frac{1 + 6R_2 E_3(\text{Bu}) E_4(\text{Bu})}{3}; \quad (48)$$

$$M_2(R_1, \text{Bu}; \eta) = E_4[\text{Bu}(1 - \eta)] + 2R_1 E_3(\text{Bu}) E_4(\text{Bu} \eta) - \\ - A_1 \text{Bu} E_3(\text{Bu}) \eta - \frac{3E_4 \text{Bu} + 2R_1 E_3(\text{Bu})}{3}; \quad (49)$$

$$K_j(m, \text{Bu}; \eta) =$$

$$\begin{cases} E_4 \left[\text{Bu} \left(\frac{j-1}{m} - \eta \right) \right] - E_4 \left[\text{Bu} \left(\frac{j}{m} - \eta \right) \right] + \text{Bu} \left[E_3 \left(\frac{j}{m} \text{Bu} \right) - \right. \\ \left. - E_3 \left(\frac{j-1}{m} \text{Bu} \right) \right] \eta + E_4 \left(\frac{j}{m} \text{Bu} \right) - E_4 \left(\frac{j-1}{m} \text{Bu} \right), \eta \leq \frac{j-1}{m}, \\ E_4 \left[\text{Bu} \left(\frac{j}{m} - \eta \right) \right] - E_4 \left[\text{Bu} \left(\eta - \frac{j-1}{m} \right) \right] + \text{Bu}^2 \eta^2 + \text{Bu} \left[E_3 \left(\frac{j}{m} \text{Bu} \right) - \right. \\ \left. - E_3 \left(\frac{j-1}{m} \text{Bu} \right) - 2\text{Bu} \frac{j-1}{m} \right] \eta + E_4 \left(\frac{j}{m} \text{Bu} \right) - E_4 \left(\frac{j-1}{m} \text{Bu} \right) + \\ + \left(\text{Bu} \frac{j-1}{m} \right)^2 + \frac{2}{3}; \frac{j-1}{m} \leq \eta \leq \frac{j}{m}, \\ E_4 \left[\text{Bu} \left(\eta - \frac{j}{m} \right) \right] - E_4 \left[\text{Bu} \left(\eta - \frac{j-1}{m} \right) \right] + \text{Bu} \left[E_3 \left(\frac{j}{m} \text{Bu} \right) - \right. \\ \left. - E_3 \left(\frac{j-1}{m} \text{Bu} \right) + 2 \frac{\text{Bu}}{m} \right] \eta + E_4 \left(\frac{j}{m} \text{Bu} \right) - E_4 \left(\frac{j-1}{m} \text{Bu} \right) - \\ - \text{Bu}^2 \frac{2j-1}{m^2}; \eta \geq \frac{j}{m}. \end{cases} \quad (50)$$

Среднее значение $\theta_l(\eta)$ для зоны V_j найдем по формуле

$$\theta_{lj} = m \int_{\frac{j-1}{m}}^{\frac{j}{m}} \theta_l(\eta) d\eta. \quad (51)$$

Формулы (46) — (51) дают полное решение задачи о лучисто-конвективном теплообмене в условиях течения Куэтта. Они позволяют найти решение указанной задачи с любой степенью точности, последовательно приближаясь к нему за счет все более полного учета лучистого теплообмена. В частности, полагая в (46) равным нулю число Кирпичева ($\text{Ki} = 0$), получим пулевое приближение (42). Полагая далее в (46) и (47) $l = 1$ и подставляя пулевое приближение $\theta_0(\eta)$ из (42) и его среднее значение θ_{0j} для зоны V_j из (43), получим первое приближение $\theta_1(\eta)$. По формуле (51) найдем среднее значение $\theta_1(\eta)$ для зоны V_j . Далее процесс повторяется.

Следует отметить, что каждое l -е приближение ($l = 1, 2, \dots$) является приближенным решением дискретной задачи о лучисто-конвективном теплообмене в плоском слое, состоящем из m объемных зон. Увеличивая число объемных зон ($m \rightarrow \infty$), можно l -е приближение дискретной задачи сколь угодно близко приблизить к l -му приближению непрерывной задачи.

Численные расчеты по формулам (46) — (51) для случая черных граничных поверхностей и значений безразмерных комплексов $\text{Ec} \cdot \text{Pr} = 0; 2; \text{Ki} = 0; 0,25; \text{Bu} = 1; \theta_s = 2; m = 1, 2, 4$ представлены на рис. 2. Причем распределения безразмерного температурного фактора в плоском слое для оптической толщины $\text{Bu} = 1$ и значений числа Кирпичева $\text{Ki} = 0$ и $0,25$ в случае теплопроводности и излучения ($\text{Ec} \cdot \text{Pr} = 0$) показаны на рис. 2, а, а в случае теплопроводности, конвекции и излучения ($\text{Ec} \cdot \text{Pr} = 2$) — на рис. 2, б.

Рассмотрим рис. 2, а. Распределение температурного фактора, соответствующее только кондуктивному теплообмену (без учета излучения,

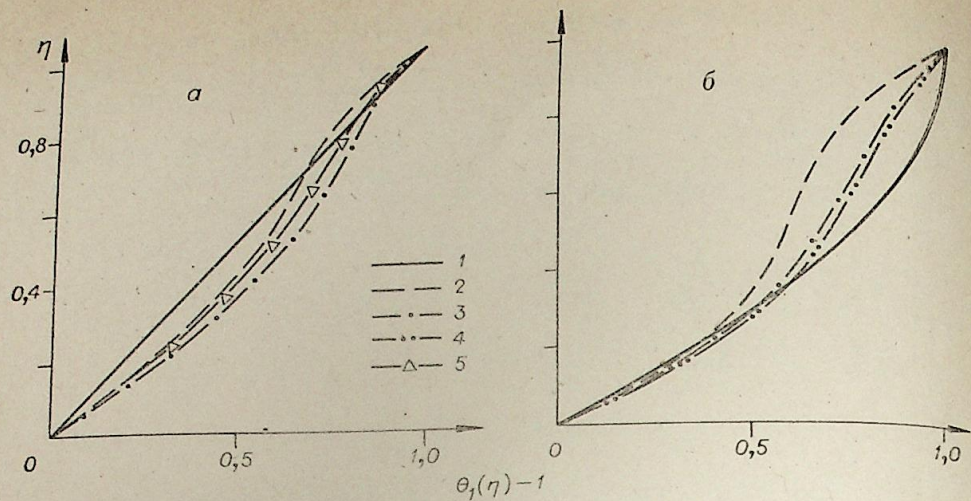


Рис. 2. Поле температурного фактора при лучисто-кондуктивном теплообмене в условиях установившегося течения Куэтта.
 — $Ki = 0$; - - - $Ki = 0,25$; $m = 1$; - · - · - $Ki = 0,25$; $m = 2$; · · · · $Ki = 0,25$; $m = 4$; -△-△- точное решение [9]. а — $EsPr = 0$, $A_1 = A_2 = 1$, $\theta_s = 2$, $Bu = 1$; б — $EsPr = 2$, $A_1 = A_2 = 1$, $\theta_s = 2$, $Bu = 1$.

т. е. при $Ki = 0$), представлено сплошной кривой. Остальные кривые соответствуют случаю лучисто-кондуктивного ($Ki = 0,25$) теплообмена при различном числе объемных зон ($m = 1, 2, 4$). Как следует из рис. 2, а, значение температурного фактора вблизи горячей (верхней) пластины в случае лучисто-кондуктивного теплообмена несколько ниже, чем в случае только кондуктивного теплообмена, вблизи холодной (нижней) пластины — выше. Это объясняется тем, что горячие верхние слои газа частично переизлучают тепло и подогревают холодные нижние слои. Вследствие этого температура верхних слоев уменьшается, а нижних — увеличивается по сравнению с температурой, которую они имели бы в случае только одной теплопроводности. Этот эффект, как следует из (46), увеличивается с увеличением числа Кирпичева, характеризующего относительный вклад излучения по сравнению с теплопроводностью. При уменьшении числа Кирпичева кривые, соответствующие распределению температурного фактора при лучисто-кондуктивном теплообмене, приближаются к кривой, соответствующей распределению температурного фактора в случае только одной теплопроводности. Из рис. 2, а видно также, что кривая распределения температурного фактора при лучисто-кондуктивном теплообмене с учетом одной объемной зоны ($m = 1$) значительно отличается от кривой, соответствующей двум и четырем ($m = 2, 4$) объемным зонам, которые в пределах выбранного масштаба совпадают. На этом же рисунке представлено, заимствованное из работы [10], точное решение интегро-дифференциального уравнения температурного поля в плоском слое при лучисто-кондуктивном теплообмене. Как следует из рис. 2, а, уже первое приближение ($l = 1$) с учетом двух — четырех объемных зон, полученное по предложенному в данной работе новому методу, имеет максимальное отклонение от точного решения не более 4,6%.

Сказанное относится и к рис. 2, б. Разница состоит лишь в том, что при конвективно-кондуктивном теплообмене (сплошная кривая на рис. 2, б) вследствие диссипации энергии температура газа в плоском слое повышается. Это приводит к увеличению роли излучения. Поэтому эффект переизлучения тепла верхними слоями газа увеличивается.

Выводы. 1. Даны общая постановка и решение нестационарной задачи теории сложного теплообмена, связанной с исследованием процессов переноса тепла излучением, теплопроводностью и конвекцией в излучающей системе, заполненной теплопроводной, излучающей и анизотропно

рассеивающей движущейся вязкой средой, ограниченной диффузно излучающими и отражающими граничными телами.

2. Разработан новый метод приближенного решения указанной задачи, основанный на использовании обобщенного зонального метода исследования и расчета лучистого теплообмена в излучающих системах, состоящих из граничных серых тел, разделенных поглощающей и анизотропно рассеивающей серой средой, а также метода последовательных приближений.

3. Дано применение нового метода к исследованию стационарного лучисто-конвективного теплообмена в условиях течения Куэтта. Численные расчеты для частного случая лучисто-кондуктивного теплообмена в плоском канале, ограниченном черными поверхностями, сравниваются с решениями, имеющимися в литературе.

4. Предлагаемый метод и полученные решения указанных задач имеют большое теоретическое и прикладное значение и могут быть широко использованы в инженерных расчетах сложного теплообмена в различного рода тепловых устройствах.

Московский институт стали и сплавов

Поступила в редакцию
16/III 1981

ЛИТЕРАТУРА

- Суринов Ю. А. Лучистый обмен при наличии поглощающей и рассеивающей среды.— Изв. АН СССР, ОТН, 1952, № 9, 10.
- Суринов Ю. А. О некоторых общих вопросах теории теплообмена.— В кн.: Труды Московского технологич. ин-та пищевой промышленности. Вып. 15. Вопросы теплового переноса, 1960.
- Суринов Ю. А. Интегральные уравнения теории переноса излучения в поглощающей и анизотропно рассеивающей среде.— Теплофизика высоких температур, 1967, № 2.
- Суринов Ю. А. К решению обобщенной пространственной задачи о переносе излучения в поглощающей и анизотропно рассеивающей среде.— Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, 1968, № 2.
- Суринов Ю. А. Определение разрешающей ослабляющей способности поглощающей и рассеивающей среды.— Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, 1972, № 3.
- Кобышев А. А. Математические методы решения нестационарных задач лучисто-конвективного теплообмена.— ИФЖ, 1979, т. 36, № 2.
- Суринов Ю. А. Современное состояние теории и методов расчета радиационного теплообмена.— Теплообмен—VI. Т. II. Минск, 1980.
- Седов Л. И. Механика сплошной среды. 1973, т. I, II, III.
- Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., 1973.
- Овсиенко М. И. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976.

Е. И. АВЕРКОВ, Б. А. ГОШМЕР

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ
ПРИ НАГРЕВЕ НА ВОЗДУХЕ

Характерной особенностью титановых сплавов, нагреваемых на воздухе, является возникновение газонасыщенного (альфированного) слоя при температуре 600—800 К, переходящего в окалину при 1100—1150 К [1]. Излучательная способность окислов значительно выше, чем у металлов, поэтому образование окисленного слоя приводит к резкому увеличению излучаемой энергии.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования нормальной интегральной излучательной способности ϵ_{in} титановых сплавов в процессе нагрева в воздухе до температур 1400 К. Измерения осуществлялись на экспериментальной установке, разработанной на основе радиационного метода [2]. Сущность метода заключается в сравнительном измерении термодетектором суммарного излучения потока лучистой энергии, испускаемой исследуемым образцом и абсолютно черным телом.

Технологию интересуют в основном изменения ϵ_{in} в процессе нагрева, поэтому эксперименты проводили при скорости нагрева 1 ÷ 3 град/с, что удовлетворяет многие технологические процессы. Как показали исследования, в пределах изменения скорости нагрева от 1 до 3 град/с ϵ_{in} практически не меняется. Это объясняется тем, что температура оказывает большее влияние на величину альфированного слоя и окалины, чем время выдержки [1].

Измерения ϵ_{in} производились в нестационарном режиме нагрева металла, что осуществлялось непрерывной записью температуры и интенсивности излучения образца на диаграмму двухкоординатного потенциометра ПДС-021. Таким способом были получены изменения ϵ_{in} в зависимости от температуры в процессе нагрева титановых сплавов. График зависимости ϵ_{in} от температуры строился как среднее значение по кривым пяти-шести экспериментов. В качестве термодетектора использовали полупроводниковый болометр БКМ-5. Болометр помещали в специальный термостат с температурой $30 \pm 1^\circ\text{C}$. Температура образцов во время исследования измерялась хромель-алюмелевыми термопарами диаметром 0,2 мм. Образцы исследуемых материалов представляли собой плоскопараллельные диски диаметром 25 мм и толщиной 3 мм. Шероховатость поверхности определяли на профилограф-профилометре «Модель 201». Средняя высота неровностей всех образцов после механической обработки составила 0,8—1,1 мкм.

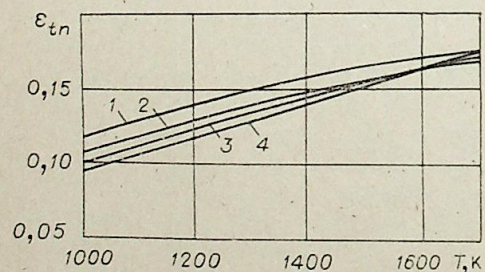


Рис. 1. Нормальная интегральная излучательная способность платины. 1—3 — данные работы [2]; 4 — данные настоящей работы.

Предварительно находили зависимость показаний болометра от температуры черного тела. Модель черного тела представляла собой металлический блок из нержавеющей стали ЭИ 435, внутри которого запрессован стакан из графита

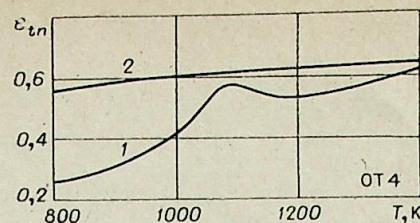
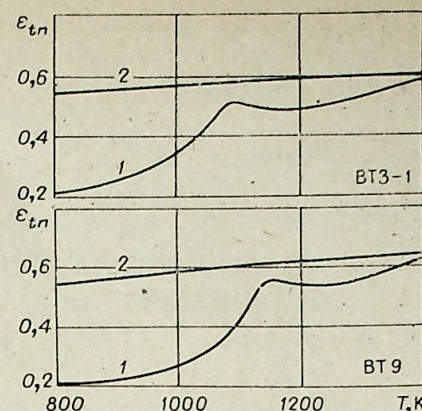


Рис. 2. Нормальная интегральная излучательная способность титановых сплавов. 1 — первый нагрев, 2 — второй нагрев.



В-1. Совершенство модели черного тела рассчитывали в соответствии с рекомендациями работы [2].

Проверку точности измерений экспериментальной установки проводили по платине высокой чистоты (99,93%). Сравнение с литературными данными (рис. 1) показывает хорошее совпадение полученных результатов с рекомендованными значениями.

На рис. 2 приведены температурные зависимости нормальной интегральной излучательной способности титановых сплавов трех марок: ОТ4, ВТЗ-1, ВТ9. Видно, что с ростом температуры выше 800 К наблюдается резкое увеличение ϵ_{in} вследствие интенсивного роста окисной пленки. При температуре 1100—1500 К окисная пленка начинает превращаться в окалину. Это приводит к заметному уменьшению излучательной способности (на 3—12%). По мере образования и утолщения слоя окалины отмечается вторичное увеличение ϵ_{in} . Исследования показали, что появление ярко выраженных максимумов на температурных кривых интегральной излучательной способности является характерной особенностью титановых сплавов.

Полиморфные превращения α - или $(\alpha + \beta)$ -структуры в β -структуру при нагреве титановых сплавов в воздухе на изменение ϵ_{in} не влияют. Так, полиморфное превращение сплава ОТ4 происходит при температуре 1213 К, ВТЗ-1 при 1243 К, ВТ9 при 1263 К. Как видно из рис. 2, полиморфное превращение не влияет на изменение ϵ_{in} титановых сплавов, нагреваемых в воздухе. Это объясняется тем, что сплавы при этих температурах покрыты значительным альфированным слоем и слоем окалины.

При повторном нагреве окисленных образцов со слоем окалины на поверхности отмечается монотонное возрастание излучательной способности ϵ_{in} во всем измеряемом температурном интервале. При достижении температуры 1400 К значения излучательных способностей при первом и втором нагреве практически совпадают. Значения ϵ_{in} при третьем нагреве совпадают с его значениями при втором нагреве.

Анализ погрешностей измерения нормальной интегральной излучательной способности ϵ_{in} проведен в соответствии с методикой, предложенной в [3]. Относительная ошибка определялась по формуле

$$\delta_\epsilon = \sqrt{2\delta_n^2 + 2\delta_p^2 + 2(4\delta_T)^2},$$

где δ_n — относительная погрешность регистрирующего прибора, δ_p — относительная погрешность приемника суммарного излучения, δ_T — относительная погрешность измерения температуры. Расчеты показали, что предельная относительная погрешность не превышала 5%.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
27/VIII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнов А. В., Банчила С. А., Филиппов Л. П. — ТВТ, 1974, т. 9, № 3.
2. Пелецкий В. Э., Дружинин В. П. — ТВТ, 1973, т. 11, № 1.
3. Пелецкий В. Э., Амасович Е. С. и др. — В кн.: Научные труды ИВТ АН. М., 1978.

Н. А. РУБЦОВ, Ю. С. ДАНИЭЛЯН, А. А. ЕМЕЛЬЯНОВ, В. С. ЗАЙЦЕВ

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

ВВЕДЕНИЕ

Определение теплофизических свойств веществ — актуальная задача теплофизики. Для определения всего комплекса этих характеристик (теплопроводность, температуропроводность, теплоемкость) необходимо знать характер пространственно-временных изменений температуры и количества тепла, поглощаемого или отдаваемого телом. Качество измерений зависит от степени точности определения изменений температуры и количества тепла.

Известно большое количество методов и устройств для измерения теплофизических свойств твердых материалов [1—3]. Основной деталью таких устройств является нагреватель, служащий для создания тепловых возмущений в исследуемом образце. Обычно между нагревателем и твердым телом возникают контактные термические сопротивления (к. т. с.), обусловленные микро- и макронеровностями соприкасающихся поверхностей [4]. Для уменьшения к. т. с. применяются различные смазки, что, однако, не приводит к их полной ликвидации, а любые сопротивления такого рода являются источником погрешностей при измерениях теплофизических свойств.

С целью ликвидации к. т. с. предлагается использовать для нагрева радиационный источник, например электрическую лампу накаливания. При этом для точного измерения теплового потока, идущего на нагрев материала, необходимо иметь систему, позволяющую определять в каждом конкретном случае долю энергии излучения, проходящую в материал и вызывающую его нагрев.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

Для определения теплофизических характеристик материалов с помощью радиационного нагревателя была создана лабораторная установка (рис. 1). Она состоит из корпуса 1, внутренняя поверхность 2 которого

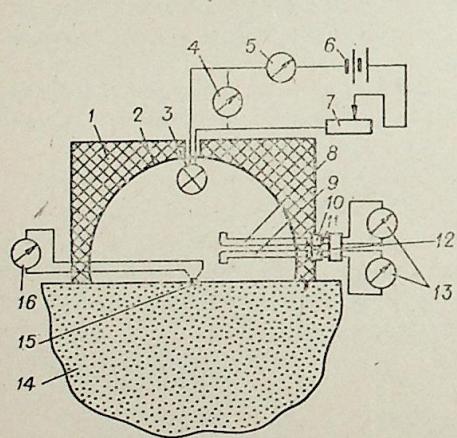


Рис. 1.

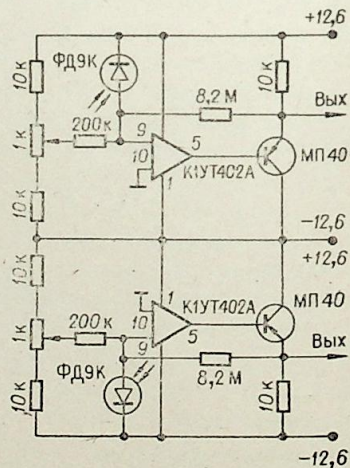


Рис. 2.

выполняет функцию параболического отражателя. В фокусе отражателя установлен радиационный источник 3. Для регулировки мощности нагревателя служит электрическая цепь, состоящая из вольтметра 4, амперметра 5, источника тока 6 и реостата 7. Доля энергии излучения, проходящая в исследуемый материал, определяется с помощью системы, состоящей из волоконистых световодов 8, 9, фотодиодов 10, 11, усилителя 12 и регистрирующего прибора 13. Изменение температуры на поверхности исследуемого материала 14 определяется термодатчиком 15 и прибором 16.

Замеры теплофизических свойств твердых тел с помощью описанной установки проводятся следующим образом: радиационный нагреватель размещают на исследуемом материале. После его включения устанавливается нужный режим излучения. Энергия источника излучения направляется параболическим отражателем на поверхность исследуемого тела и вызывает его нагрев. Определяется часть энергии излучения, которая отражается от поверхности тела следующим образом. Во входное окно световода 8 поступает излучаемый поток E , падающий на поверхность материала. Фотодиод 10 преобразует этот сигнал в электрический, а при помощи усилителя 12 и регистрирующего прибора 13 фиксируется уровень электрического сигнала U_1 . Во входное окно световода 9 поступает радиационный поток E_2 , отраженный от поверхности, который фотодиодом 11 преобразуется в электрический сигнал U_2 и фиксируется прибором 13. Подключение фотодиодов 10 и 11 на вход усилителя 12 осуществляется периодически. Электрическая схема для измерения $U_2/U_1 = E_2/E_1 = kr$ представлена на рис. 2. Постоянная k определяется по эталонному образцу, отражательная способность которого определена другим методом.

Определенная доля отраженной энергии r позволяет точно определить тепловой поток, идущий на нагрев материала, по формуле

$$q_a = q_n(1 - r),$$

где q_n — тепловой поток от источника, определяемый из предварительной тарировки на модели абсолютно черного тела (рис. 3).

Во время экспериментов фиксируется изменение температуры на поверхности тела в центре нагревательной зоны. Для точного определения температуры необходимо избегать нагрева термодатчика падающим тепловым потоком. Для этого электроды термодатчика помещаются в никелированную иглу, которая практически полностью отражает падающую на нее энергию.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЗАМЕРОВ

Определение коэффициентов тепло- и температуропроводности может быть проведено на основе точного аналитического решения задачи о поверхностном нагреве полубесконечного образца.

Изменение температуры на поверхности образца в центре круглой нагреваемой зоны радиусом R описывается следующим выражением [5]:

$$T(\tau) = T_0 + \frac{2q(a\tau)^{1/2}}{\lambda} \left\{ i\Phi(0) - i\Phi^* \left(\frac{R}{2\sqrt{a\tau}} \right) \right\},$$

где $T(\tau)$ — температура в центре круга в момент времени τ , °С; q — плотность теплового потока, Вт/м²; τ — время, с; R — радиус круга, м; a — температуропроводность материала, м²/с; λ — теплопроводность материала, Вт/мК;

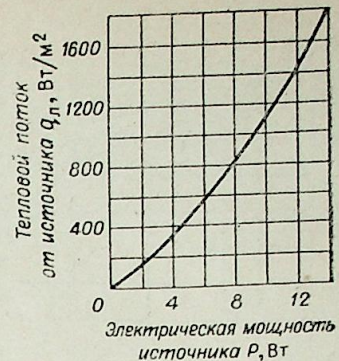


Рис. 3.

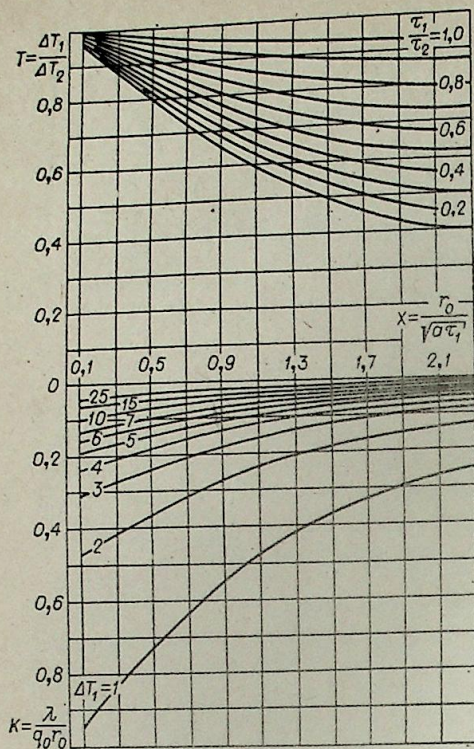


Рис. 4.

— T_0 определяется величина Y по формуле

$$Y = \frac{[i\Phi^*(0) - i\Phi^*(X)]}{X \cdot (T(\tau_1) - T_0)} \quad (3)$$

4. Вычисляются значения коэффициентов тепло- и температуропроводности λ и a с помощью уже полученных величин X и Y по формулам

$$\lambda = RqY; \quad (4)$$

$$a = \frac{R^2}{4X^2\tau} \quad (5)$$

Для облегчения расчетов соотношения (2) и (3) номографированы в виде семейства кривых зависимости Z от X при различных значениях α и семейства кривых Y от X при различных значениях $T(\tau) - T_0$ (рис. 4).

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Для определения теплофизических характеристик твердых материалов с помощью описанной установки необходимо предварительно провести тарировку системы, служащей для определения отражательной способности исследуемых тел. Эта характеристика определяется отношением отраженного потока к падающему

$$r = K^{-1} \frac{U_2}{U_1},$$

где K — коэффициент пропорциональности, определяемый экспериментально по материалу с известной отражательной способностью r .

Как указывалось выше, расчетные соотношения данного метода основаны на точном решении температурной задачи для полубесконечного образца материала, что с высокой степенью точности отражает реальную ситуацию при полевых замерах грунта и массивных строительных мате-

$$i\Phi^*(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-y^2) - y\Phi^*(y); \quad (1)$$

$$\Phi^*(y) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-y^2) dy.$$

Для использования соотношения предлагается следующий алгоритм.

1. Измеряется температура в центре круга в два момента времени τ_1 и τ_2 и вычисляется отношением

$$Z = \frac{T(\tau_1) - T_0}{T(\tau_2) - T_0}.$$

2. По известному отношению

$$\alpha = \sqrt{\frac{\tau_1}{\tau_2}} \text{ и величине } Z, \text{ используя уравнение, полученное с помощью (1), находится значение } X.$$

Уравнение это имеет вид

$$Z = \alpha \frac{i\Phi^*(0) - i\Phi^*(X)}{i\Phi^*(0) - i\Phi^*(\alpha X)} \quad (2)$$

3. По полученному значению X и перепаду температур $T(\tau_1) -$

№ пп	Материал	Оптический источник		U_1, B	U_2, B	$qH, Вт/м^2$	$\frac{T_1}{T_2}$	$\frac{\tau_1}{\tau_2}$	$\frac{\lambda, Вт}{мК}$	$\frac{\Delta\lambda, \lambda \%}{\lambda \%}$
		$P, Вт$	$q, Вт/м^2$							
1	Парафин $\lambda=0,22 \frac{Вт}{мК}$	9	940	1,69	0,96	404,2	0,34	0,7	0,24	4
2	Песок $\lambda=0,46 \frac{Вт}{мК}$	6,3	580	0,75	0,36	293	0,919	0,8	0,45	2
3	Цементный камень $\lambda=0,95 \frac{Вт}{мК}$	6,34	580	6,3	0,79	2,09	0,77	0,5	0,94	1

риалов. Для лабораторных же исследований следует принимать во внимание возможную ошибку, связанную с нарушением условия полубесконечности. Несложный анализ аналитического выражения для стационарной задачи теплопроводности — наиболее опасной в этом смысле — показывает, что погрешность приведенного в статье выражения для обработки экспериментальных данных по измерениям на образцах конечных размеров представляется формулой

$$\gamma \approx \frac{2R}{B},$$

где B — характерный размер образца материала.

Таким образом, если протяженность образца от круга нагрева в десять раз больше радиуса этого круга, то ошибка составит величину, равную 10%. Такое соотношение и выполнялось в лабораторных исследованиях.

В таблице представлены некоторые результаты измерений теплопроводности твердых материалов. Экспериментальные данные показывают хорошую сходимость с результатами определения теплопроводности этих же материалов на стационарных стандартных приборах.

Инструментальная погрешность определялась по формулам

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{2\Delta R}{R} + \frac{\Delta \tau}{\tau};$$

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta J}{J} + \frac{\Delta U_1}{\Delta U_2} + \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta T}{T}.$$

Для установки ошибки эти равны

$$\frac{\Delta a}{a} = 2,5\%, \quad \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 3,5.$$

ВЫВОДЫ

1. С помощью описанной установки можно определять весь комплекс теплофизических свойств материалов с достаточной для практики степенью точности, так как ликвидирована необходимость учета контактных термических сопротивлений.

2. На основе такой лабораторной установки возможно создание несложного автономного прибора.

Гипрогазпромнефтегаз

Поступила в редакцию
15/VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

- Авторское свидетельство № 85004 кл. G01N 25/18, бюллетень № 6, 1981.
- Авторское свидетельство № 502302 кл. G01N 25/32, бюллетень № 7, 1976.
- Авторское свидетельство № 664094, бюллетень № 19, 1979.
- Куренин В. В. Контактные термические сопротивления при теплофизических измерениях. — ИФЖ, 1982, т. 42, № 4.
- Карслоу, Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.

УДК 536.2(088.8)

Ю. С. ДАНИЭЛЯН, В. С. ЗАЙЦЕВ, Е. А. КУДРЯВЦЕВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТАЛЫХ И МЕРЗЛЫХ ГРУНТОВ

Методы теплофизических исследований грунтов применительно к задачам проектирования обустройства нефтяных месторождений имеют следующие особенности: во-первых, измерения желательнее проводить в полевых условиях, так как результаты лабораторных определений не могут в полной мере характеризовать тепловые свойства грунтов в условиях их естественного залегания, во-вторых, определение теплофизических свойств мерзлых и промерзающих грунтов необходимо проводить при малом перепаде температур, поскольку такие грунты весьма чувствительны к изменениям внешних условий. При их исследовании большие изменения температуры относительно начальной неизбежно приводят к миграции влаги, к изменению фазового состава поровой влаги и, как следствие, к недопустимому изменению теплофизических свойств грунтов.

Измерение же небольших по величине перепадов температур в полевых условиях является трудной технической задачей.

В статье описан способ определения теплопроводности твердых материалов и устройство, основанное на этом способе, которые в определенной мере позволяют решить часть задач, связанных с проведением массовых замеров теплофизических свойств талых и мерзлых грунтов в полевых и лабораторных условиях. Достижение цели обеспечивают надежность конструкции прибора, отсутствие сложной и дефицитной измерительной техники, а также простота обслуживания, доступная техническому персоналу любой квалификации.

ОПИСАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СПОСОБА

Дифференциальный способ определения коэффициента теплопроводности массивных тел состоит в создании в исследуемом и эталонном материалах тепловых потоков такой величины, при которой температуры на поверхностях материалов одинаковы. При выполнении такого условия величины тепловых потоков, идущих на нагрев исследуемого и эталонного материала, будут пропорциональны их коэффициентам теплопроводности. Действительно, тепловое взаимодействие плоского источника с полуграниченной средой при установлении стационарного режима описывается выражением вида (см., например, [1])

$$q = \lambda \frac{\Delta T}{r}, \quad (1)$$

где q — плотность теплового потока от источника в материал, Вт/м²; ΔT — приращение температуры на поверхности материала над начальной при установлении стационарного режима, К; r — характерный размер источника, м.

Здесь принимается, что вся поверхность полупространства вне области теплового взаимодействия с плоским нагревателем теплоизолирована.

Такое равенство может быть записано как для исследуемого материала, так и для эталонного.

$$q_x = \lambda_x \frac{\Delta T_x}{r_x}, \quad q_0 = \lambda_0 \frac{\Delta T_0}{r_0}. \quad (2)$$

Принимая во внимание равенство температур на поверхностях исследуемого и эталонного материалов и приравнивая соответствующие выражения ΔT_x и ΔT_0 , полученные из (2), можно записать следующую формулу для искомого коэффициента теплопроводности:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{q_x r_x}{q_0 r_0}, \quad (3)$$

т. е. на самом деле отношение величин тепловых потоков пропорционально отношению коэффициентов теплопроводности.

Из сказанного выше следует, что, зная геометрические и тепловые параметры источников, помещенных на исследуемый и эталонный материалы, а также теплопроводность эталона, можно определить теплопроводность исследуемого материала. Тепловые потоки от электрических нагревателей в материал могут быть определены по формуле

$$q = \frac{I^2 R}{S}, \quad (4)$$

где I — сила тока, проходящего через нагреватель, А;
 R — электрическое сопротивление нагревателя, Ом;
 S — площадь нагревателя, м².

Если использовать нагреватели равных геометрических размеров и имеющих равные электрические сопротивления, то формула (3) с учетом (4) примет следующий простой вид:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{I^2}{I_0^2}. \quad (5)$$

На рис. 1 представлена принципиальная схема предлагаемого способа определения коэффициента теплопроводности. Измерения осуществляются следующим образом. Два регулируемых плоских нагревателя 1 и 2, снабженных теплоизоляционными экранами (на рис. они показаны штриховкой), помещают на поверхностях исследуемого 3 и эталонного 9 материалов. Затем создают одновременно тепловые потоки в эталонный и исследуемый материалы, которые моделируют полубесконечные числа. Температуры в зоне контактов нагревателей с материалами поддерживают равными путем регулирования мощностей нагревателей с помощью систем, состоящих из источника постоянного напряжения 4, ваттметра 5, реостата 6. Равенство температур контролируют с помощью дифференциальной термопары 7 и гальванометра 8. После установления стационарного режима теплопередачи определяют мощности нагревателей по показаниям приборов 5. Затем по этим параметрам

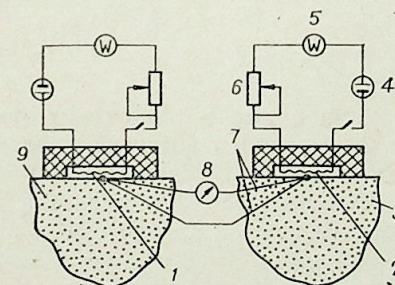


Рис. 1.

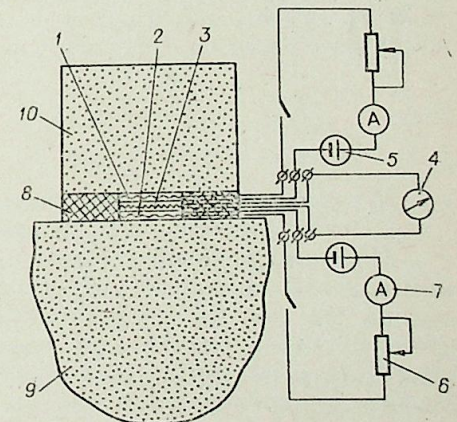


Рис. 2.

и известным размерам нагревателей вычисляется по формуле (3) коэффициент теплопроводности исследуемого материала.

Таким образом, реализация описанного способа достигается измерением электрической мощности и контролем нулевого перепада температур. Измерение первого параметра не представляет, как правило, никаких затруднений, а задача измерения перепада температур, присутствующая во многих методах (см., например, [2]), которая обычно решается с помощью громоздких потенциометров, заменена несравненно более простой — контролем нулевой разности температур с помощью обычного гальванометра. Следует отметить, что этим способом можно проводить определения без предварительного изготовления образцов материалов. Поэтому можно надеяться на использование дифференциального способа при полевых и лабораторных исследованиях теплофизических свойств грунтов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для реализации описанного способа и проверки его работоспособности была создана лабораторная установка (рис. 2) для определения теплопроводности твердых материалов. Основу этой установки составлял датчик, состоящий из двух электрических проволочных нагревателей 1 и 2, имеющих одинаковые размеры, между которыми помещалась батарея 3 дифференциальных термометров [3], служащая для контроля равенства температур нагревателей. С помощью батареи и гальванометра 4 равенство температур нагревателей может устанавливаться с большой степенью точности.

Батарея состоит из большого количества дифференциальных термометров, а гальванометр фиксирует суммарную ЭДС всех спаев. Каждый нагреватель подключен к источнику постоянного напряжения 5. Мощность нагревателей может изменяться с помощью реостатов 6 и контролируется амперметрами 7. Во избежание потерь тепла по боковой поверхности нагревателей применяется теплоизоляция 8.

Теплопроводность материалов с помощью устройства определяется следующим образом.

Теплофизический датчик устанавливается на исследуемый материал 9. Сверху на него ставится эталонный образец 10. Эталонный и исследуемый образцы выбираются таких размеров, чтобы их можно было считать полуограниченными телами по сравнению с размером нагревателей. После выравнивания температур нагревателей, о чем покажет нуль-прибор 4, на нагреватель 1, расположенный у эталона 10, подается постоянная мощность. Затем включается нагреватель 2, расположенный у исследуемого материала 9. Изменяя мощность нагревателя 2 с помощью реостата 6, добиваются нулевого показания гальванометра 4. После установления стационарного процесса теплопередачи замеряют величины сил тока по приборам 7, а затем по этим данным определяется теплопроводность материала по следующей формуле, полученной из (3),

$$\lambda_x = \lambda_0 \cdot \frac{R_x}{R_0} \cdot \frac{I_x^2}{I_0^2},$$

где R_0 — электрическое сопротивление нагревателя 1;

R_x — электрическое сопротивление нагревателя 2.

Использование предложенного устройства с полубесконечным эталоном и телом позволяет полностью избежать вредного влияния тепловых потерь, так как близко расположенные поверхности эталонного и исследуемого тел находятся при одинаковой температуре (это касается как поверхности контакта тел с нагревателями, так и — в соответствии с законами стационарной теплопередачи — обращенных друг к другу плоских поверхностей эталона и исследуемого материала), и поэтому перетоки

тепла практически исключены. Таким образом, можно избежать изготовления образцов и эталонов строго одинаковой формы и размеров, поскольку это обычно диктуется необходимостью точного учета всех тепловых потерь.

КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ УСТАНОВКИ

Для создания описанной установки использовались простые приборы. Для измерения силы тока применялись обычные стрелочные ампервольтметры Ц-4311 с классом точности 0,5. Равенство температур определялось гальванометром марки М-273/2,1 с классом точности 0,5. Сила тока регулировалась с помощью переменных сопротивлений СП5, максимальное сопротивление которых не больше 300 Ом. Источником тока служили аккумуляторы марки ЗМТ12 с напряжением 6 В. Равенство температур плоских нагревателей контролировалось с помощью датчика тепловых потоков, созданного в Институте технической теплофизики АН УССР.

Для проведения экспериментов были изготовлены нагреватели из константановой проволоки $\varnothing 25 \cdot 10^{-6}$ м по методике, описанной в [4]. Диаметр нагревателей $25 \cdot 10^{-3}$ м. Электрические сопротивления $R_x = 17,43$ Ом, $R_0 = 18,82$ Ом.

Чтобы избежать ошибок, связанных с учетом неидентичности свойств нагревателей, вычисления коэффициента теплопроводности следует вести по формуле

$$\lambda_x = \lambda_0 k \left(\frac{I_x}{I_0} \right)^2, \quad (6)$$

где k — коэффициент прибора, который может быть определен по соотношению

$$k = \frac{R_x}{R_0} \cdot \frac{r_0^2}{r_x^2}. \quad (7)$$

Более целесообразно определить коэффициент опытным путем.

Реализация дифференциального способа предполагает использование эталонных материалов, т. е. материалов с известными коэффициентами теплопроводности. Причем наибольшая точность (см., например, [5])

Результаты определения теплопроводности твердых материалов

Эталонный материал	λ_0 , Вт/(м·К)	I_0 , мА	Исследуемый материал	Теплопроводность исследуемого материала, определенная стандартными приборами $\lambda_{ст}$, Вт/(м·К)	I , мА	λ Вт/(м·К)	$\frac{\lambda - \lambda_{ст}}{\lambda_{ст}} \times 100\%$		
Кирпич силикатный	0,519	20	Песчаник	1,5	35	1,47	2		
			»		68	1,39	7,3		
		40	Фторопласт	0,258	31,5	0,279	8		
			»		44	0,227	7,4		
		50	Цементный камень	0,578	22	0,531	0,5		
			»		43	0,556	4		
		92	Глина	0,48	90,5	0,465	3		
			»		82	0,49	2		
		Песчаник	1,5	20	Доломит	2,47	26	2,35	5
				40	»		50	2,18	16
50	»			59	2,17		12		
Фторопласт	0,258	20	Парафин	0,27	22,4	0,29	7		
		40	»		43	0,276	2		
		50	»		52	0,259	4		
Латунь	87,92	40	Алюминий	209	69,5	214,98	3		
		50	»		82	218,97	4		

достигается в тех случаях, когда теплофизические свойства исследуемого и эталонного материала близки. Поскольку данная система создается в основном для определения теплофизических свойств грунтов, горных пород и различных строительных материалов, а значения λ у них находятся в пределах $0,3 \div 3,5$ Вт/м·К, то необходимо иметь 2—3 эталона для перекрытия всего этого диапазона. Коэффициенты теплопроводности эталонных материалов определялись на установке ИТ-3, созданной в Институте технической теплофизики АН УССР. Результаты некоторых замеров приведены в таблице. Там же приведены результаты измерений величины λ у алюминия. Полученная при этом точность говорит о широкой применимости предлагаемого метода.

РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТИ

Данные, приведенные в таблице, показывают хорошую сходимость с результатами, полученными на других приборах. Многочисленные определения позволили установить, что погрешность измерений не превышает 10%, а это вполне приемлемо для нужд проектирования и строительства.

Инструментальная погрешность может быть вычислена по формуле, полученной на основе теории ошибок [6]: $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} + \frac{2\Delta I}{I} + 2\frac{\Delta I_0}{I_0}$. Сумма последних двух слагаемых в правой части равенства составляет величину порядка 0,03, что соответствует 3%-ной ошибке. Данная величина может быть уменьшена за счет применения более точных измерительных приборов, однако это целесообразно только в тех случаях, когда сравнительно точно известно значение λ_0 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты лабораторных исследований показали устойчивую работоспособность измерительной системы, реализующей дифференциальный способ определения коэффициента теплопроводности. Специфические трудности, связанные с теплофизическими исследованиями мерзлых грунтов и необходимостью работы с малыми перепадами температур, в предложенном способе преодолены технологическим путем. Все приборы, использованные при замерах, могут работать в полевых и в лабораторных условиях. Электрическое питание измерительной схемы может осуществляться с помощью аккумуляторов, что имеет большое значение при полевых исследованиях. Геометрические требования, предъявляемые к размерам и форме образцов грунта, позволяют производить полевые и лабораторные определения теплопроводности как кернового материала, так и неразрушающий контроль грунтов без отбора проб непосредственно в условиях естественного залегания. Дифференциальная схема измерения дает возможность исследовать теплопроводность в широком диапазоне значений, и несколько эталонов обеспечивают измерения практически всех видов грунтов и строительных материалов.

Все указанные соображения, а также простота изготовления измерительной установки позволяют рекомендовать предлагаемый способ к применению в экспериментальной теплофизике.

Гипротюменнефтегаз

*Поступила в редакцию
25/1 1982*

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
2. Беляев А. Ф. Дифференциальный метод определения удельной теплоемкости и коэффициента теплопроводности твердых тел.— Заводская лаборатория, 1977, 43, № 4.
3. Геращенко О. А. Основы теплотрии. Киев: Наукова думка, 1974.
4. Осипова В. А. Экспериментальное исследование процессов теплообмена. М.: Энергия, 1969.
5. Волькштейн В. С. Скоростной метод определения теплофизических характеристик материалов. Л.: Энергия, 1974.
6. Зайдель А. Н. Элементарные оценки ошибок измерений. Л.: Наука, 1967.

Э. П. ВОЛЧКОВ, В. П. ЛЕБЕДЕВ, Н. Е. ПИШКИН ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСЫ В ТРУБЕ

Большинство исследований эффективности струйного охлаждения проведено на плоской пластине при обтекании ее полубесконечным потоком. На практике приходится иметь дело с течениями в каналах ограниченного проходного сечения, в частности, в трубах. Смещение в трубе периферийной кольцевой струи, используемой в качестве завесы, с основным потоком имеет особенности. Так, длина начального участка, определяемого по изменению параметров на оси трубы, при подаче вторичного потока через кольцевую периферийную щель составляет всего $3 \div 4$ калибра [1, 2], в то время как при обычном течении в трубе $20 \div 40$ калибров. Быстрое смыкание струйных пограничных слоев приводит к изменению температуры потока T_0 на оси канала. При этом изменение температуры газа на стенке $T_{ст}$ вниз по течению ограничено температурой полного смешения $T_{см}$, которая зависит от расходов потоков и их температур T_{01} и T_s , где индексы 0 — основной поток, условия на оси канала, s — вторичный поток, 1 — условия на входе. Это означает, что параметр эффективности завесы $\Theta = (T_{01} - T_{ст}) / (T_{01} - T_s)$ не может быть ниже некоторого значения $\Theta_{см}$ (при $T_{ст} = T_{см}$), в отличие от течения на пластине, где Θ практически может уменьшаться до нуля.

Несмотря на широкое использование в практике, завеса в каналах ограниченного сечения изучена недостаточно. Известна работа [2], где исследовался процесс смешения ограниченных коаксиальных струй при закрутке периферийного потока. Отмечено, что разность температур центральной (горячей) и периферийной (холодной) струй оказывает сильное влияние на смешение потоков и эффективность завесы на начальном участке трубы при $m = \rho_s U_s / \rho_0 U_0 \geq 1$. В работе [3] рассматривалась эффективность закрученной газовой завесы при квазизотермических условиях и вдуве инородных газов, создающем дополнительный градиент плотности по радиусу канала.

В настоящей работе изучено влияние только центробежных сил на смешение закрученной периферийной струи с центральным незакрученным потоком. При этом градиент плотности, вызываемый неизотермичностью и вдувом инородного газа, отсутствовал. Разность температур потоков была незначительной $T_{01} - T_s = \pm 60^\circ$, осуществлялся вдув воздуха в воздух. Скорость основного потока составляла $32 \div 57$ м/с. Определена эффективность завесы Θ не только на начальном участке канала, но и дальше вниз по течению в широком диапазоне изменения параметра вдува $m = 0,2 \div 8$.

Опыты проведены в цилиндрическом канале диаметром 46,1 мм и длиной 400 мм. На входе располагалась кольцевая щель высотой $s = 2$ мм. Закрутка периферийного потока осуществлялась спиральными ребрами, составляющими угол по отношению к осевому направлению, равный $\phi_1 = 0, 58, 74^\circ$. Расходы основного и вторичного потоков определялись с помощью мерных диафрагм, протарированных с точностью 2,5%. Температура стенки измерялась хромель-копелевыми термопарами диаметром 0,2 мм. Э. Д. С. термопар регистрировалась цифровым вольтметром

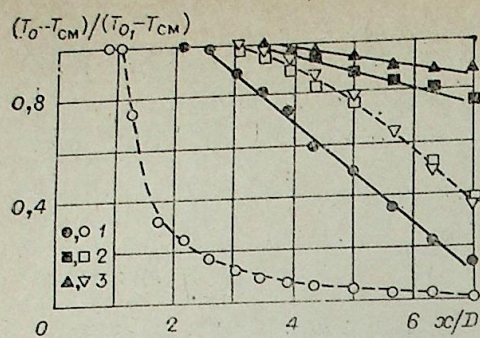


Рис. 1. Влияние закрутки периферийного потока на распределение температуры вдоль оси канала.

$\phi_1 = 0^\circ$ (1), 58° (2), 74° (3) $m = 0,5$ — темные точки; $m = 5$ — светлые.

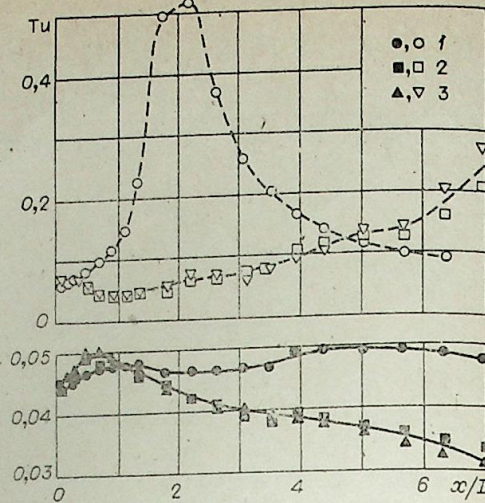


Рис. 2. Интенсивность турбулентности потока в приосевой зоне.

Обозначения те же, что и на рис. 1.

ВК 2-20. Профили скорости и температуры в разных сечениях рабочего участка измерены трехканальным зондом, спаянным из медицинских игл наружным диаметром 0,5 мм. Внутри центральной трубки помещалась нихром-константановая термопара, изготовленная из проволоки диаметром 25 мкм.

Исследование параметров течения на оси канала проведено с помощью трубки Пито, термопары и нити термоанемометра, скомпонованными в единый зонд. Для измерения степени турбулентности, энергетического спектра пульсаций скорости использовались термоанемометр ТМ-1М, электронный вольтмиллиамперметр Ф-563 и анализатор гармоник С5-3. Степень турбулентности потока на оси определялась по нелинеаризованному сигналу термоанемометра, используя методику работы [4]. Энергетический спектр пульсаций скорости измерялся в пяти сечениях канала, обработка опытных данных проводилась согласно работе [5].

Характерные данные по изменению температуры на оси канала показаны на рис. 1 в виде зависимости $(T_0 - T_{cm}) / (T_{01} - T_{cm}) = f(x/D)$, где T_0 и T_{01} — температура потока на оси в текущем сечении и на входе в канал соответственно, $T_{cm} = (G_0 T_{01} + G_s T_s) / (G_0 + G_s)$ — температура полного смешения потоков. Области начального участка соответствует значение безразмерной температуры $(T_0 - T_{cm}) / (T_{01} - T_{cm})$, равное единице, а полного смешения — нулю. Из графика видно, что для незакрученной завесы (опытные точки 1) длина начального участка мала (не превышает трех калибров при $m = 0,5$ и одного калибра — при $m = 5$). В последующей области течения температура на оси быстро изменяется, указывая на интенсивное перемешивание коаксиальных струй. Закрутка периферийного потока (опытные точки 2 и 3) удлиняет длину начального участка и значительно замедляет изменение безразмерной температуры далее вниз по потоку. Такой характер изменения T_0 на оси можно объяснить воздействием центробежных сил. Закрутка периферийного потока создает положительный градиент момента количества движения $\partial(vr)/\partial r > 0$ [2], который приводит к подавлению пульсаций и стабилизации течения в приосевой области. Об этом свидетельствуют измерения степени турбулентности потока в приосевой зоне, результаты которых приведены на рис. 2.

Степень турбулентности потока определена как $Tu = \sqrt{u_0'^2} / u_0$, где u_0 , u_0' — осредненная скорость и среднее квадратичное пульсаций скорости

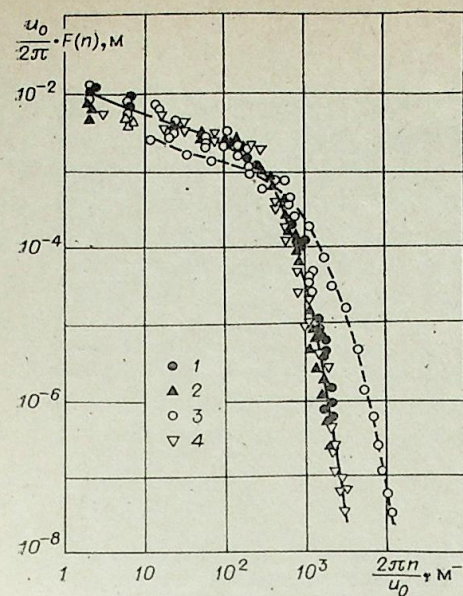


Рис. 3. Энергетический спектр пульсаций скорости на оси трубы.

$m = 0,5$ (1, 2); 5 (3, 4); $\phi_1 = 0^\circ$ (1, 3); 74° (2, 4).

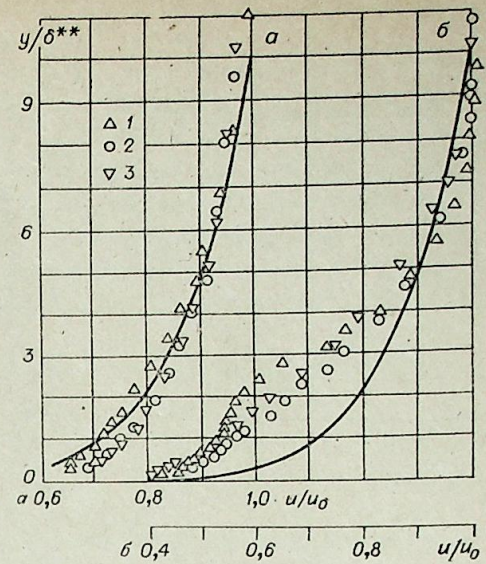


Рис. 4. Профили продольной составляющей скорости в зависимости от вращения пристенного газа.

а) $\phi_1 = 0^\circ$, б) $\phi_1 = 74^\circ$; $x/D = 2,1$ (1); 4,0 (2), 6,0 (3).

на оси в рассматриваемом сечении. По опытным точкам видно, что закрутка вдуваемого газа уменьшает степень турбулентности в приосевой зоне. Следует отметить сложный характер изменения Tu при больших параметрах вдува ($m = 5$). Так, при отсутствии закрутки на некотором расстоянии от входа наблюдается всплеск степени турбулентности на оси канала, который исчезает при закрутке потока. Изменение угла закрутки от $\phi_1 = 58^\circ$ до $\phi_1 = 74^\circ$ практически не оказывает влияния на процессы смешения.

Энергетический спектр пульсаций скорости на оси, который снимался при $x/D = 0; 0,2; 2,2; 4,3; 7,8$, практически не изменяется по длине канала и не зависит от угла закрутки периферийного потока. Это показано на рис. 3, где по оси абсцисс откладываются волновые числа, а по оси ординат — спектральная функция. Здесь n — частота, $F(n)$ — спектральное распределение среднего квадратичного $u_0'^2$ пульсаций на оси, u_0 — осредненная скорость на оси. Отличие в распределении спектра (штриховая линия на рис. 3) наблюдается лишь в области с высокой степенью турбулентности потока, соответствующей сечению всплеска Tu в незакрученном потоке при $x/D = 2,2$, $m = 5$ (см. рис. 2). В этом случае вклад мелкомасштабных вихрей в пульсационную энергию увеличивается.

Распределение продольной составляющей скорости в пристеночном пограничном слое для $m = 0,5$ приводится на рис. 4 в виде зависимости $u/u_0 = f(y/\delta^{**})$. Здесь u_0 — максимальная скорость в сечении канала, u — скорость в рассматриваемой точке пограничного слоя, y — расстояние от стенки по радиусу, $\delta^{**} = \int_0^{\delta} (\rho u / \rho_0 u_0) (1 - u/u_0) (r/R) dy$ — толщина

потери импульса. При незакрученном течении (рис. 4, а) профили скорости обобщаются между собой и удовлетворительно описываются зависимостью для развитого турбулентного пограничного слоя $u/u_0 = 0,717 (y/\delta^{**})^{1/7}$ (кривая линия). В условиях закрутки периферийного потока (рис. 4, б, $\phi_1 = 74^\circ$) профиль продольной скорости вблизи стенки становится менее заполненным. Аналогичным образом меняется и полная скорость.

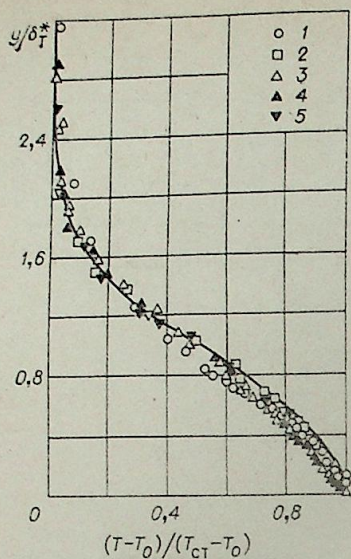


Рис. 5. Радиальные распределения температуры газа в трубе при $m = 0,5$.

$\varphi_1 = 0^\circ$ (1); 58° (2); 74° (3-5); $x/D = 2,1$ (1-4); $6,0$ (5). $T_s > T_{01}$ — светлые точки; $T_{01} > T_s$ — темные.

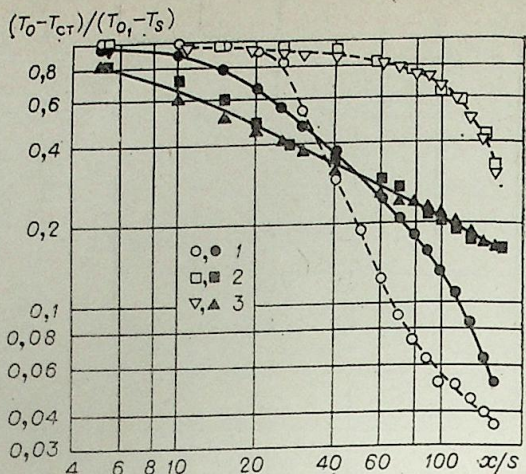


Рис. 6. Эффективность закрученной газовой завесы в цилиндрическом канале. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Измеренные профили температуры поперек канала обрабатывались в виде зависимости $(T - T_0)/(T_{ст} - T_0) =$

$$= f(y/\delta_T^*), \text{ где } \delta_T^* = \int_0^R [(T - T_0)/(T_{ст} - T_0)] dy - \text{толщина вытеснения теп-$$

лового пограничного слоя. В такой обработке данные, полученные в разных сечениях канала, показаны на рис. 5 для всех исследованных углов закрутки при $m = 0,5$. Из графика видно, что опытные точки обобщаются между собой и так же, как для незакрученного течения на плоской стенке, удовлетворительно согласуются с расчетом по формуле Вигхардта [6]

$$(T - T_0)/(T_{ст} - T_0) = \exp[-0,768 (y/\delta_T^*)^{13/6}].$$

Эффективность газовой завесы на адиабатической стенке определялась с учетом изменения температуры потока на оси канала. Эта температура, как было показано выше, отличается от температуры основного потока во входном сечении. Эффективность газовой завесы представлена на рис. 6 в виде зависимости $(T_0 - T_{ст})/(T_{01} - T_s) = f(x/s)$, где $T_{ст}$ — температура адиабатической стенки, T_s и T_{01} — температура периферийного и центрального потока во входном сечении, T_0 — температура на оси канала в текущем сечении. Из графика следует, что при $m = 0,5$ вблизи щели закрутка вызывает интенсивное перемешивание потоков. Далее вниз по течению смешение ослабевает и происходит замедление темпа падения безразмерной температуры стенки по длине канала: кривая изменения Θ при закрутке становится положе, чем без закрутки. Это означает, что первоначально сформировавшийся за срезом щели профиль температуры далее вниз по потоку деформируется значительно меньше, если периферийный поток закручен. Замедление темпа снижения безразмерной температуры стенки наблюдается и при больших расходах закрученного вторичного потока ($m = 5$).

Таким образом, показано, что действие центробежной силы в квазиизотермических условиях приводит при положительном градиенте момента количества движения к стабилизации приосевого течения и замедлению процесса перемешивания двух потоков по длине канала.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
15/IX 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Обзор некоторых современных исследований пограничного слоя и теплообмена.— Прикладная механика, 1971, т. 38, № 2.
2. Сухович Е. П. Конвективный теплообмен при турбулентном смешении ограниченных коаксиальных струй.— Изв. СО АН СССР, 1978, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
3. Дворников Н. А., Лебедев В. П., Шишкин Н. Е. Закрученная газовая завеса в цилиндрическом канале.— В кн.: Структура пристенного пограничного слоя (вынужденное течение, тепловая конвекция). Новосибирск: Институт теплофизики СО АН СССР, 1978.
4. Кирильцев В. Т. Исследование турбулентного пограничного слоя в коротком канале при сложных граничных условиях. Автореф. канд. дис. МЭИ, 1981.
5. Алимшиев А. П., Мамонов В. Н., Миронов Б. П. Энергетические спектры пульсации скорости в турбулентном пограничном слое на пронцаемой пластине.— ПМТФ, 1973, № 3.
6. Мейл Р., Коппер Ф., Блэр М., Бэйли Д. Влияние кривизны линий тока на завесное охлаждение.— Тр. амер. общ-ва инженеров-механиков. Энергетические машины и установки. Сер. А, 1977, т. 99, № 1.

А. И. ЦАПЛИН, К. С. ГАЛЯГИН

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЗАТВЕРДЕВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ТЕПЛОЙ КОНВЕКЦИИ
ЖИДКОЙ ФАЗЫ

Необходимость исследования затвердевания в условиях конвекции жидкой фазы возникла при изучении технологии бесслитковой прокатки стали, основанной на сваривании корочек металла, затвердевающих на вращающихся валках-кристаллизаторах, частично погруженных в расплав [1]. Уравнение переноса энергии и тепловой конвекции образуют в этом случае сопряженную систему, решение которой приводит к значительным математическим трудностям. Поэтому некоторые авторы [2—4 и др.] упрощают ее, постулируя закон затвердевания. Первые попытки решения сопряженной системы даны в работах [5, 6]. Но авторы этих работ, рассматривая методические особенности счета на движущейся границе затвердевания, не дают количественной оценки взаимодействия фаз, проявляющегося, в частности, в локальном оплавлении твердой фазы. В работе [7] не удалось выявить взаимодействия твердой и жидкой фаз даже при высоких числах Грасгофа из-за математической вязкости и других схемных ошибок в уравнениях переноса. Однако это взаимодействие подтверждается экспериментами по намораживанию льда [8].

В настоящей работе на примере замерзания дистиллированной воды в кольцевой области показано, что реальный процесс адекватно описывается математической моделью, численная реализация которой основана на нейтральной разностной схеме.

1. Постановка задачи. Рассматривается процесс образования льда на бесконечном горизонтальном цилиндре радиусом r_1 , наполовину погруженном в ванну с водой радиусом r_2 (рис. 1). Поверхности цилиндра и ванны непроницаемы и имеют температуры T_1 и T_2 соответственно. Свободная поверхность воды $\varphi = 0, \pi$ адиабатна. Если конвекция отсутствует, то при некоторой температуре T_1 , меньшей температуры замерзания T_3 , на поверхности цилиндра образуется корка льда, толщина которой не зависит от угловой координаты. При $T_2 > T_3$ свободная конвекция воды, симметричная относительно вертикального диаметра, приводит к перераспределению тепловой энергии и изменению толщины корки льда.

Для записи уравнений переноса в безразмерном виде выбраны в качестве масштабов следующие величины: глубина ванны $l = r_2 - r_1$, разность температур $\Delta T = T_2 - T_3$, скорость $u_0 = \sqrt{g\beta\Delta T l}$. Эти параметры образуют критериальные комплексы Грасгофа $Gr = g\beta\Delta T l^3/\nu^2$, Рейнольдса $Re = u_0 l/\nu$ и Пекле $Pe = u_0 l/a$. Удельная теплота фазового перехода учитывается скачкообразным изменением коэффициента температуропроводности a на фронте

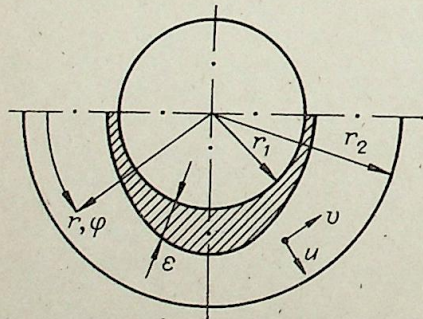


Рис. 1. Расчетная схема.

затвердевания. Процесс циркуляции и замерзания воды в переменных завихренности — функция тока ($\omega - \psi$) описывается сопряженной системой уравнений переноса энергии, завихренности и Пуассона [1]:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ruT) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (vT) = \frac{\Delta T}{Re}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru\omega) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v\omega) = \frac{\Delta \omega}{Re} + \frac{Gr}{R^2 e} \Phi, \quad (2)$$

$$\omega = \Delta \psi, \quad (3)$$

где $\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$ — оператор Лапласа; $\Phi = \partial T / \partial r \cos \varphi - 1/r \partial T / \partial \varphi \sin \varphi$ — подъемная сила; $u = 1/r \cdot \partial \psi / \partial \varphi$, $v = -\partial \psi / \partial r$ — компоненты скорости в радиальном и окружном направлениях.

В начальный момент времени

$$T(0, r, \varphi) = T_2, \quad \omega(0, r, \varphi) = \psi(0, r, \varphi) = 0. \quad (4)$$

Кроме того, система уравнений (1)—(3) замыкается граничными условиями

а) по температуре

$$T(\tau, r_1, \varphi) = T_1, \quad T(\tau, r_2, \varphi) = T_2, \quad \frac{\partial T}{\partial \varphi}(\varphi = 0, \pi) = 0, \quad (5)$$

б) по функции тока

$$\psi(\tau, r, 0) = \psi(\tau, r, \pi) = \psi(\tau, r_1 + \varepsilon, \varphi) = \psi(\tau, r_2, \varphi) = 0, \quad (6)$$

в) по завихренности

$$\omega(\tau, r, 0) = \omega(\tau, r, \pi) = 0. \quad (7)$$

На фронте замерзания ($T = T_3$) и поверхности ванны граничные значения завихренности определяются из уравнения Пуассона (3).

2. Численный метод решения. Уравнения (1)—(3) решаются методом установления с использованием продольно-поперечной прогонки по схеме сквозного счета без явного выделения границы раздела фаз. В области вводится регулярная сетка

$$r_i = (i - 1)h_r; \quad i = 1, 2, \dots, N + 1; \quad h_r = l/N, \quad (8)$$

$$\varphi_j = (j - 1)h_\varphi; \quad j = 1, 2, \dots, M + 1; \quad h_\varphi = \pi/M,$$

где N, M — числа разбиений соответственно в радиальном и окружном направлениях. Дискретный шаг по времени определяется из условия

$$h_\tau < \min \left\{ \frac{h_r}{2|u|}, \frac{h_\varphi}{2|v|} \right\}. \quad (9)$$

В исходной системе все дифференциальные операторы заменяются конечно-разностными аналогами. При этом оператор Лапласа и подъемная сила Φ аппроксимируются центральными разностями. При несовпадении границы затвердевания с узлами сетки применяются разности с переменным шагом для функции тока и завихренности, а также вычисляются добавки к подъемной силе, на которые указано в работе [5]. Завихренность жидкой фазы на твердых границах вычисляется по двухконтурной схеме, предложенной в [9].

Точность дискретного представления уравнений переноса (1), (2) во многом определяется способом аппроксимации конвективных членов. Нами применяется консервативная схема с донорными ячейками [10], которая для произвольной функции f , переносимой в направлении r со скоростью u , имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial r} (uf) \approx \frac{u_R f_R - u_L f_L}{h_r}, \quad (10)$$

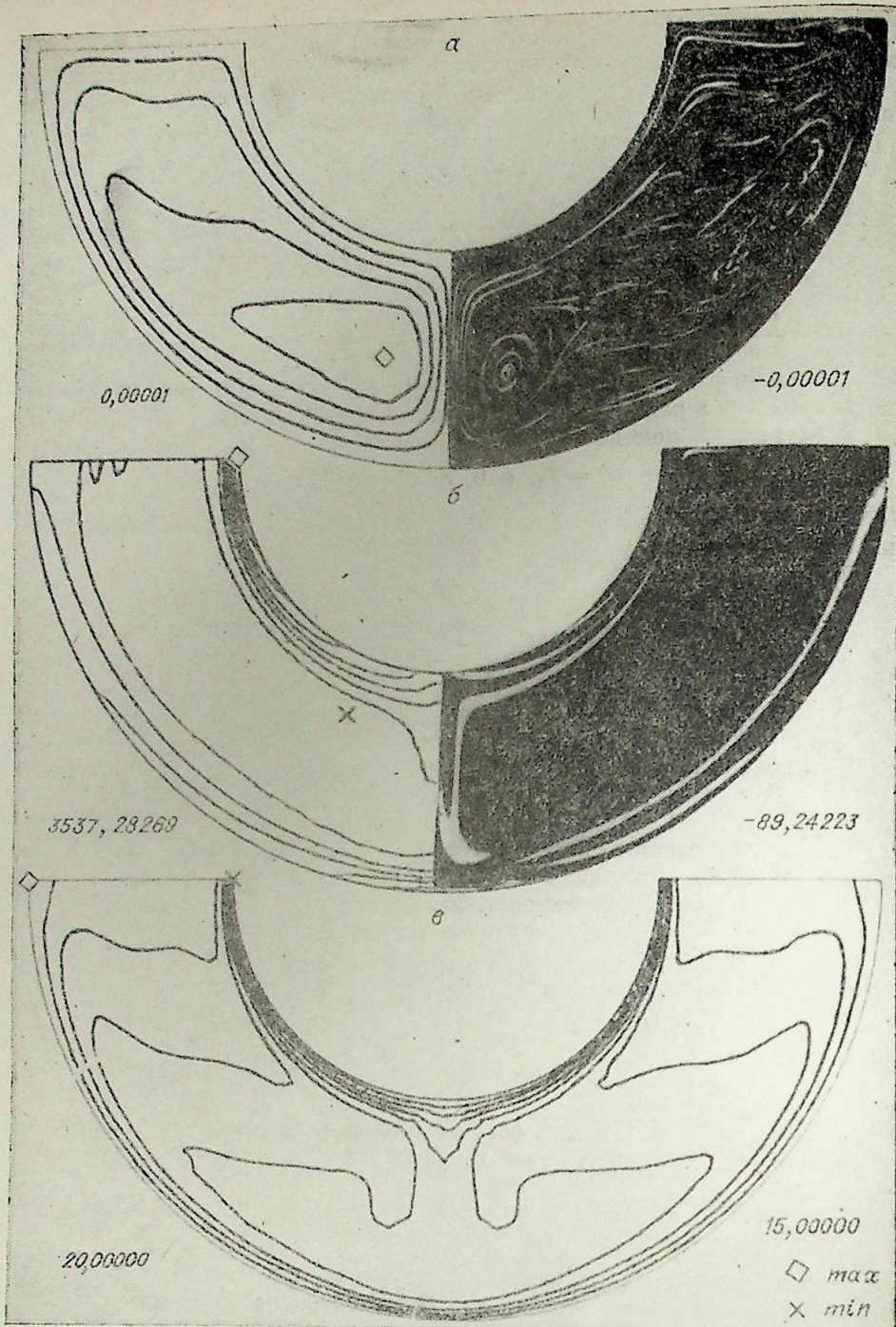


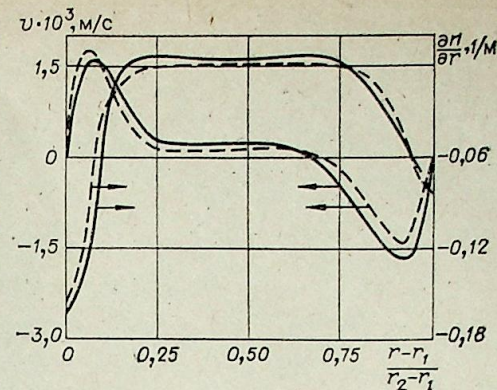
Рис. 2. Расчетные линии тока (а), радиальные изограды (б) и изотермы (в) при свободной симметричной относительно вертикальной оси конвекции воды; а), б) справа — результаты эксперимента.

где $u_R = (u_{i+1} + u_i)/2$, $u_L = (u_{i-1} + u_i)/2$, а значения f выбираются в зависимости от знака усредненных скоростей

$$f_R = \begin{cases} f_i, & u_R \geq 0, \\ f_{i+1}, & u_R < 0, \end{cases} \quad f_L = \begin{cases} f_{i-1}, & u_L \geq 0, \\ f_i, & u_L < 0. \end{cases}$$

Эта схема помимо консервативности обладает свойством транспортивно-

Рис. 3. Экспериментальные (пунктирные линии) и расчетные кривые изменения окружающей скорости и радиального градиента показателя преломления воды в сечении $\varphi = \pi/K$ при свободной конвекции воды.



сти. Формально она имеет первый порядок точности, однако усреднение скоростей сохраняет в ней частично второй порядок точности, которым обладают схемы с центральными разностями. Оценка эффективности (10) проводилась по сравнению с известными схемами против потока первого порядка точности [10] и безвязкостной схемой [11], в которой вторые производные в разложении Тейлора аппроксимируются несимметричными разностями, ориентированными против потока. Расчеты проводились на сетке $N \times M = 20 \times 20$ для свободной конвекции в области без затвердевания. При малых интенсивностях течения ($Gr = 2 \cdot 10^2$) решения для указанных трех схем отличаются по максимальной скорости менее чем на 5%. С увеличением интенсивности течения ($Gr = 2 \cdot 10^6$) изменяется характер установления. Схема (10) дает промежуточное значение счетной вязкости (по максимальной скорости течения) по сравнению с указанными схемами, однако установление при ней достигается в 2—3 раза быстрее. Поэтому схема с донорными ячейками эффективна с точки зрения затрат машинного времени.

3. Сравнение расчета с экспериментом. Расчеты на ЭВМ БЭСМ-6 проводились параллельно с экспериментальной проверкой их оптическим методом на разработанной нами модели, которая представляет собой кольцевую полость глубиной 0,05 м и радиусами $r_1 = 0,0225$, $r_2 = 0,045$ м, ограниченную с торцов оптическими стеклами. Цилиндрические поверхности полости термостатируются в широких пределах температур от -30° до 100°C с точностью до 0,05 градуса с одновременным контролем температуры термопарами постоянного тока. Исследуемой жидкостью является дистиллированная вода, отвечающая требованиям оптической прозрачности и достаточной изученности свойств, которая может намораживаться на внутренней поверхности кольцевой полости. Визуализация течения достигается введением алюминиевой пудры и импульсной подсветкой рабочего пространства модели через световую щель. Принцип регистрации температурных градиентов основан на использовании теневого метода расфокусированных диафрагм [12, 13]. В эксперименте определяются с помощью кольцевой решетки радиальные градиенты показателя преломления воды n , которые в численной модели находятся по известной температурной зависимости $n(T)$ [12] и температурному полю: $\frac{\partial n}{\partial r} = \frac{\partial n}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial r}$. Граница затвердевания определяется просвечиванием модели.

Особенностью воды является инверсия плотности при температуре около 4°C . Эффекты, связанные с этим явлением, моделируются коэффициентом объемного расширения β , зависящим от температуры, по аналогии с работами [8, 14]. Теплофизические свойства воды и льда известны из литературы [15, 16]. Практика расчетов, проводимых для половины области на сетке $N \times M = 30 \times 30$, показала необходимость учета температурных зависимостей коэффициентов температуропроводности воды и льда. Результаты расчетов обрабатываются с помощью специальной подпрограммы в виде линий равного уровня: изотех, изотерм, изотерм на графопостроителе ЭВМ.

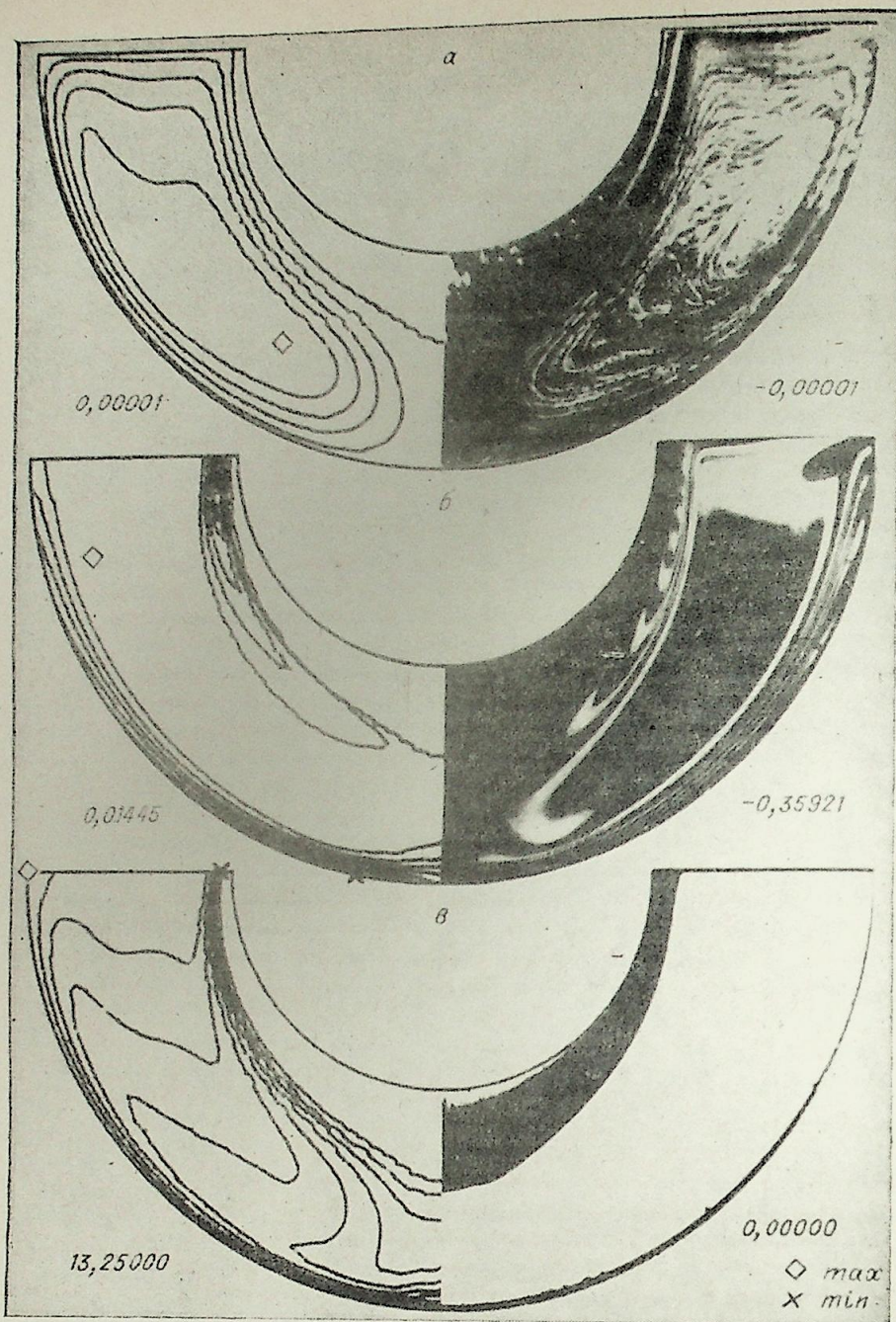


Рис. 4. Линии тока (а), радиальные изограды (б) и изотермы (в) при затвердевании в условиях свободной симметричной относительно вертикальной оси конвекции воды. Справа — результаты эксперимента.

На рис. 2 представлены результаты численного и экспериментального исследования конвекции воды без намораживания при $T_1 = 15^\circ$, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, что соответствует $Gr = 5 \cdot 10^4$. У твердых поверхностей наблюдаются тепловой и гидродинамический пограничный слой, за пределами которых жидкость циркулирует с образованием устойчиво стратифицированных ядер течения. Отмечается качественное согласование экспериментальных и расчетных траекторий и картин радиальных изоград показателя преломления воды. Количественное сравнение в сечении $\varphi = \pi/4$ (рис. 3) показывает, что расчетные кривые близки к экспе-

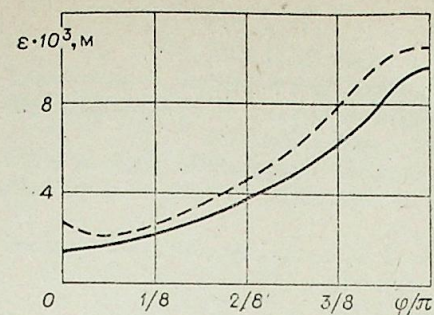


Рис. 5. Экспериментальная (штриховая линия) и расчетная зависимость толщины слоя льда от окружной координаты.

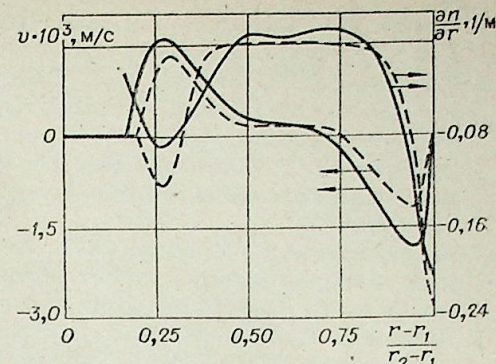


Рис. 6. Экспериментальные (штриховые линии) и расчетные кривые изменения окружной скорости и радиального градиента показателя преломления воды в сечении $\varphi = \pi/4$ при намораживании слоя льда.

риментальным, их максимальное отличие не превышает 10%. Изотермы, которые при отсутствии циркуляции жидкости являются concentрическими окружностями, искривляются в виде «факела» с ярко выраженными горизонтальными участками в слабоперемешивающихся ядрах течения.

Для исследования затвердевания в условиях свободной конвекции жидкой фазы внутренняя поверхность модели охлаждается до $T_1 = -6,50^\circ\text{C}$. При этом наружная поверхность термостатируется на уровне $T_2 = 13,25^\circ\text{C}$. Свободная конвекция воды, вызывающая перераспределение тепловой энергии, существенно изменяет профиль наморажающего льда по сравнению с цилиндрическим (рис. 4). Более нагретые слои воды в верхней части области вызывают оплавление льда, толщина которого здесь почти в 5 раз меньше, чем в нижней части области. Появление твердой фазы, изменяющей конфигурацию области течения, приводит к смещению гидродинамического центра течения вверх по сравнению с предыдущим вариантом. Искажение радиальных изоград у границы затвердевания является следствием инверсии плотности и наблюдается лишь в интервале температур от 0 до 4°C . Наблюдаемое в эксперименте локальное утолщение слоя льда у свободной поверхности воды (рис. 5) вызвано силами поверхностного натяжения и местным теплообменом, которые в математической модели не учитывались. В остальной части области расчетная толщина слоя льда согласуется с экспериментальной, отличаясь от нее по максимальному значению на 12%. Погрешность расчета границы затвердевания неизбежно приводит к увеличению погрешностей в расчете скоростей и температурных градиентов (рис. 6) по сравнению с вариантом без затвердевания.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных свидетельствует о том, что математическая модель описывает оплавление твердой фазы в процессе затвердевания в условиях тепловой конвекции жидкой фазы.

Пермский политехнический институт

Поступила в редакцию
18/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Цаплин А. И., Галягин К. С. Нестационарное затвердевание тонкой корочки металла из перегретого расплава на вращающемся кристаллизаторе. Пермь, 1981. Деп. в «Черметинформация» 6 марта 1981 г., № 917 деп.
2. Вайсман Б. И., Таруни Е. Л. О влиянии кристаллизации на процесс свободной конвекции в расплавленных металлах.— В кн.: Гидродинамика. Труды ПГУ, вып. 4. Пермь, 1972.

3. Kroeger P. G., Ostrach S. *Int. J. Heat Mass. Transfer.*, 1974, v. 17.
4. Asai S., Szekely J. *Ironmaking and Steelmaking (Quarterly)*, 1975, N 3.
5. Мызникова Б. П., Тарушин Е. Л. Свободная конвекция в расплавленных металлах при кристаллизации.— В кн.: Математические методы в исследовании процессов специальной электрометаллургии. Киев, 1976, с. 129—135.
6. Джакупов К. Б. О влиянии фазового перехода на конвективное движение вязкой жидкости в замкнутой полости.— Изв. СО АН СССР, 1979, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
7. Самойлович Ю. А., Ясницкий Л. И., Кабаков З. К. Сопряженная задача теплообмена и гидродинамики в затвердевающем расплаве.— ТВТ, 1981, т. 19, № 4.
8. Saito V. T., Hirose K.— *Bulletin of the JSME*, 1981, v. 24, N 187—20.
9. Грязнов В. Л., Полежаев В. И. Исследование некоторых разностных схем и аппроксимаций граничных условий для численного решения уравнений тепловой конвекции. М., 1974. Препринт/Ип-т проблем механики АН СССР, № 40.
10. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
11. Джакупов К. Б. Численный расчет ламинарного течения вязкой несжимаемой жидкости в кожухе с вращающимися дисками.— Изв. СО АН СССР, 1977, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
12. Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче. М.: Мир, 1973.
13. Васильев Л. А. Теневые методы. М.: Наука, 1968.
14. Блохин А. С. Применение вычислительных методов к задачам гидродинамики и статистической физики. М.: МГУ, 1977.
15. Справочник химика. Т. 1. М.: Химия, 1966.
16. Зацепина Г. Н. Свойства и структура воды. М.: МГУ, 1974.

УДК 532.69 : 532.517.2

А. М. ТЕ, Л. И. СЕНЬ

ПЛЕНОЧНОЕ ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ПО КОНФУЗОРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Для выявления основных закономерностей течения проведены измерения толщины и скорости стекающей пленки жидкости.

Экспериментальная установка. Схема установки (рис. 1) представляет собой замкнутый гидравлический контур, состоящий из насоса, термостата (расходная емкость) и экспериментального участка, параллельно которому подключен тарировочный канал со специальным блоком для тарировки электродиффузионного датчика скорости типа «лобовая точка». Жидкость подается внутрь корпуса этого участка под перфорированную диафрагму для обеспечения равномерного орошения поверхности конфузора. Точность поддержания заданной температуры жидкости составляла $\pm 0,2^\circ\text{C}$.

В качестве рабочей жидкости используется раствор 0,01 н. $\text{K}_2[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ + 0,01 н. $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ + 0,5 н. NaOH с физическими свойствами при температуре 20°C : $\nu = 1,06 \text{ мм}^2/\text{с}$; $\rho = 1,02 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; $\sigma \approx 68 \text{ мН/м}$.*

В связи с тем, что этот раствор обладает высокой химической агрессивностью, все элементы экспериментальной установки выполнены из органического стекла и нержавеющей стали.

Измерение толщины пленки. В настоящей работе для измерения толщины пленки по длине ее пробега применен контактный метод с непосредственной фиксацией толщины пленки с помощью измерительной иглы, установленной в специальном устройстве (см. рис. 1), которое позволяет измерять толщину по нормали к образующей конфузорной поверхности. Перемещение конца измерительной иглы фиксируется микрометрическим механизмом с точностью $\pm 0,01 \text{ мм}$.

Измерение скорости по сечению пленки осуществлялось методом электродиффузионной анемометрии, разработанным в Институте теплофизики СО АН СССР [1—4].

Для измерения скорости по сечению пленки жидкости использовался электродиффузионный датчик типа «лобовая точка» с наружным диаметром остеклованной поверхности 35 мкм, позволяющий измерять продольную компоненту скорости. Датчик тарировался на однофазной жидкости в круглом цилиндрическом канале с внутренним диаметром 15 мм в ламинарном и турбулентном режимах. Контрольная тарировка датчика проводилась до и после каждой серии опытов.

Для выхода окислительно-восстановительной реакции на режим предельного диффузионного тока на датчик-катод подавалось постоянное напряжение 0,5 В, чтобы обеспечить постоянное напряжение на датчике и возможность измерения диффузионного тока интегрирующим вольтметром, применялся специальный электродиффузионный преобразователь ЭДП-4 с выходами по напряжению и по току, позволяющий регистрировать как пульсации, так и средние значения тока в диапазоне

* По данным лаборатории физической гидродинамики Института теплофизики СО АН СССР.

Экспериментальные данные по толщине пленки

X	Длина пробега X, мм							Γ ₀ мм ² /с	Re	α град
	0	15,4	30,3	49,1	63,7	75,0	87,8			
h, мм	0,31	0,28	0,29	0,37	0,41	0,75	2,42	12,74	12	10
	0,44	0,39	0,43	0,52	0,62	0,78	2,09	31,85	30	
	0,59	0,52	0,54	0,64	0,82	1,02	1,75	63,70	60	
	0,79	0,65	0,68	0,78	0,97	1,27	2,20	95,52	90	
	0,97	0,73	0,77	0,92	1,17	1,50	2,63	127,4	120	
	1,26	0,96	0,98	1,18	1,46	1,98	3,34	191,1	180	
	1,53	1,22	1,23	1,44	1,84	2,48	4,10	254,8	240	
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
h, мм	0,27	0,31	0,31	0,37	0,40	0,67	1,27	12,74	12	20
	0,39	0,39	0,37	0,43	0,59	0,81	1,00	31,85	30	
	0,56	0,50	0,47	0,57	0,78	1,14	1,30	63,70	60	
	0,74	0,62	0,57	0,68	0,92	1,38	1,63	95,52	90	
	0,90	0,72	0,68	0,79	1,12	1,69	2,01	127,4	120	
	1,17	0,88	0,82	0,99	1,36	2,17	2,61	191,1	180	
	1,40	1,04	1,04	1,23	1,67	2,66	3,34	254,8	240	
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
h, мм	0,24	0,23	0,24	0,27	0,27	0,31	0,35	12,74	12	30
	0,34	0,31	0,31	0,35	0,40	0,47	0,58	31,85	30	
	0,51	0,42	0,42	0,44	0,49	0,60	0,74	63,70	60	
	0,64	0,48	0,47	0,52	0,58	0,71	0,91	95,52	90	
	0,81	0,57	0,54	0,58	0,69	0,82	1,03	127,4	120	
	1,02	0,72	0,67	0,73	0,82	0,99	1,29	191,1	180	
	1,21	0,85	0,79	0,85	0,97	1,21	1,59	254,8	240	
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
h, мм	0,25	0,23	0,24	0,24	0,24	0,25	0,29	12,74	12	45
	0,34	0,32	0,33	0,35	0,40	0,43	0,48	31,85	30	
	0,47	0,44	0,43	0,43	0,44	0,47	0,51	63,70	60	
	0,58	0,48	0,46	0,46	0,48	0,50	0,55	95,52	90	
	0,72	0,53	0,50	0,50	0,52	0,58	0,66	127,4	120	
	0,87	0,69	0,62	0,61	0,66	0,70	0,79	191,1	180	
	1,10	0,76	0,72	0,71	0,74	0,83	0,97	254,8	240	
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	

5 ÷ 200 мкА (ЭДП-4 разработан в лаборатории автоматизации эксперимента ИТФ СО АН СССР).

В качестве регистрирующего прибора при измерении средних значений тока использовался интегрирующий вольтметр В2-23. Применение интегрирующего вольтметра вместе с частотомером (ЧЗ-32) позволило регистрировать среднее значение измеряемой величины за интервал времени 10 с.

Тарировочные данные датчиков аппроксимировались в виде:

$$I = a + b\sqrt{u} + c \cdot u,$$

где I — предельный диффузионный ток, преобразованный на выходе ЭДП-4 в напряжение, В; u — продольная компонента скорости, м/с; a , b , c — коэффициенты, определяемые по методу наименьших квадратов при тарировке датчика. Наибольшее среднее отклонение тарировочных данных от аппроксимирующей кривой не превышало 1,5%.

Результаты исследования гравитационного пленочного течения получены на конфузурных элементах с углом наклона образующей к го-

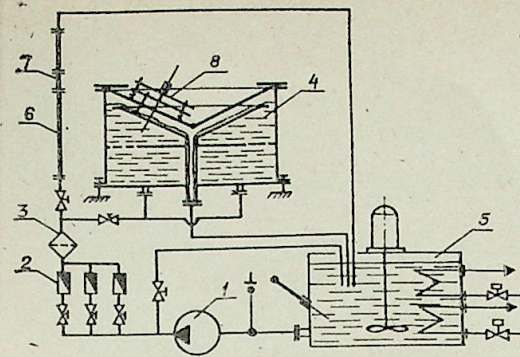


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — насос, 2 — ротаметры, 3 — фильтр, 4 — экспериментальный участок, 5 — термостат, 6 — тарировочный канал, 7 — тарировочный блок, 8 — устройство для перемещения датчика.

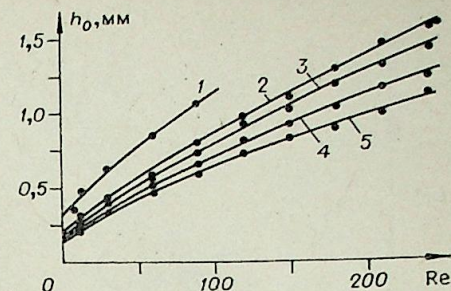


Рис. 2. Изменение начальной толщины пленки при α = 4° (1), 10° (2), 20° (3); 30° (4); 45° (5).

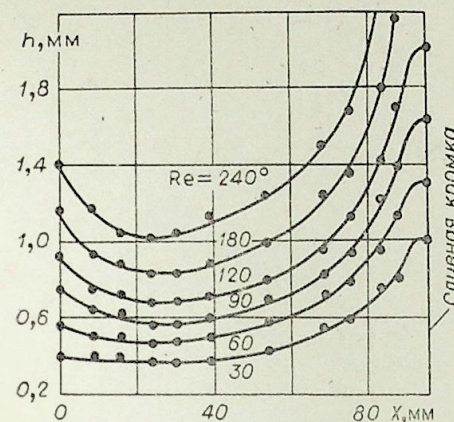


Рис. 3. Влияние плотности орошения на изменение толщины пленки (α = 20°).

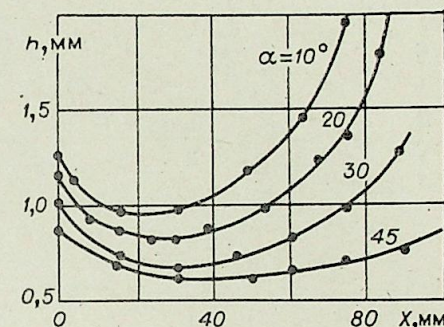


Рис. 4. Влияние угла наклона образующей конфузур на изменения толщины пленки (Re = 180).

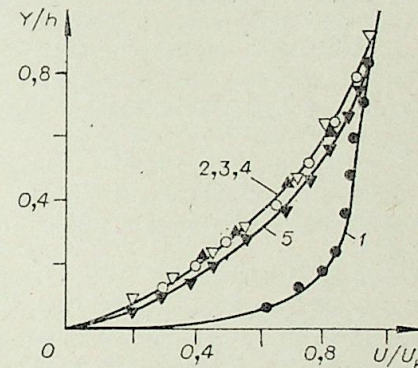
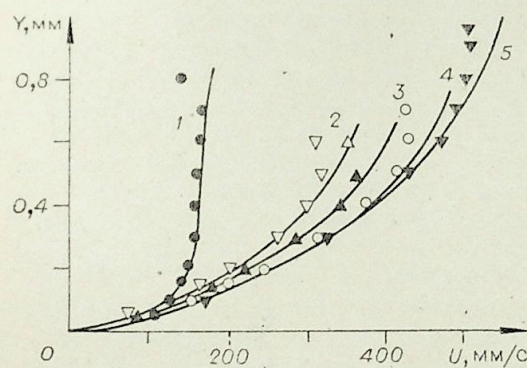


Рис. 5. Распределение скорости по сечению пленки при α = 20°; Re = 120; X = = 0,0 (1); 15,3 (2); 30,1 (3); 53,5 (4); 75,1 мм (5).

ризонту α, равном 10, 20, 30, 45°. При этом диаметр конфузур на входе D₀ был равен 200 мм, а диаметр сливного отверстия d — 20 мм. Температура жидкости во всех опытах составляла 20°C.

Особенности динамики пленочного течения по конфузурной поверхности обусловлены уменьшением сечения конфузур с увеличением дли-

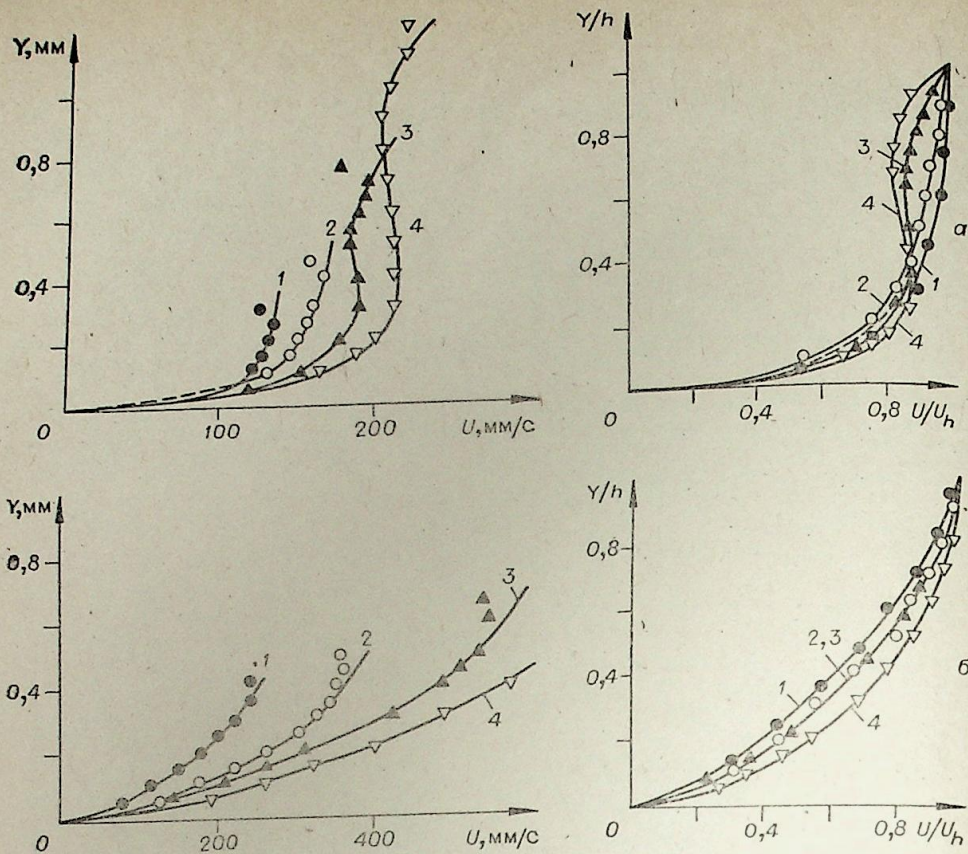


Рис. 6. Распределение скорости по сечению пленки при $\alpha = 30^\circ$.
а) $X=0,4$ мм; б) $X=60$ мм. $Re=30$ (1), 60 (2), 120 (3), 240 (4).

ны пробег. Для выяснения характера такого течения проведены предварительные визуальные наблюдения путем введения в поток подкрашенной жидкости (лакмуса). В результате было установлено следующее: а) линии тока прямолинейны и ориентированы вдоль образующей конфузора; поверхность пленки гладкая, без волн; б) предельный максимальный режим устойчивого пленочного течения определяется режимом «захлебывания» сливного отверстия, при этом замечено, что с увеличением α предельные максимальные значения плотности орошения возрастают.

Результаты количественных исследований по измерению толщины пленки приведены на рис. 2—4 и в таблице (длина пробег X отсчитывалась от входной кромки конфузора, число Рейнольдса на входе $Re = \frac{\Gamma_0}{\nu}$). Большое влияние на распределение толщины пленки по длине ее пробег оказывают угол наклона образующей α и плотность орошения на входе в конфузор Γ_0 . Толщина пленки h_0 на входной кромке конфузора возрастает с увеличением плотности орошения Γ_0 и уменьшением α (см. рис. 2).

При рассмотрении динамики пленочного течения можно выделить три характерные области (см. рис. 3, 4): I — входной участок, где скорость движения пленки увеличивается, а толщина уменьшается; протяженность этого участка возрастает с увеличением α и уменьшением Γ_0 ; II — основной участок, на котором толщина пленки нарастает за счет увеличения текущего значения плотности орошения; III — участок слива, где интенсивность нарастания толщины пленки уменьшается за счет влияния сливного отверстия.

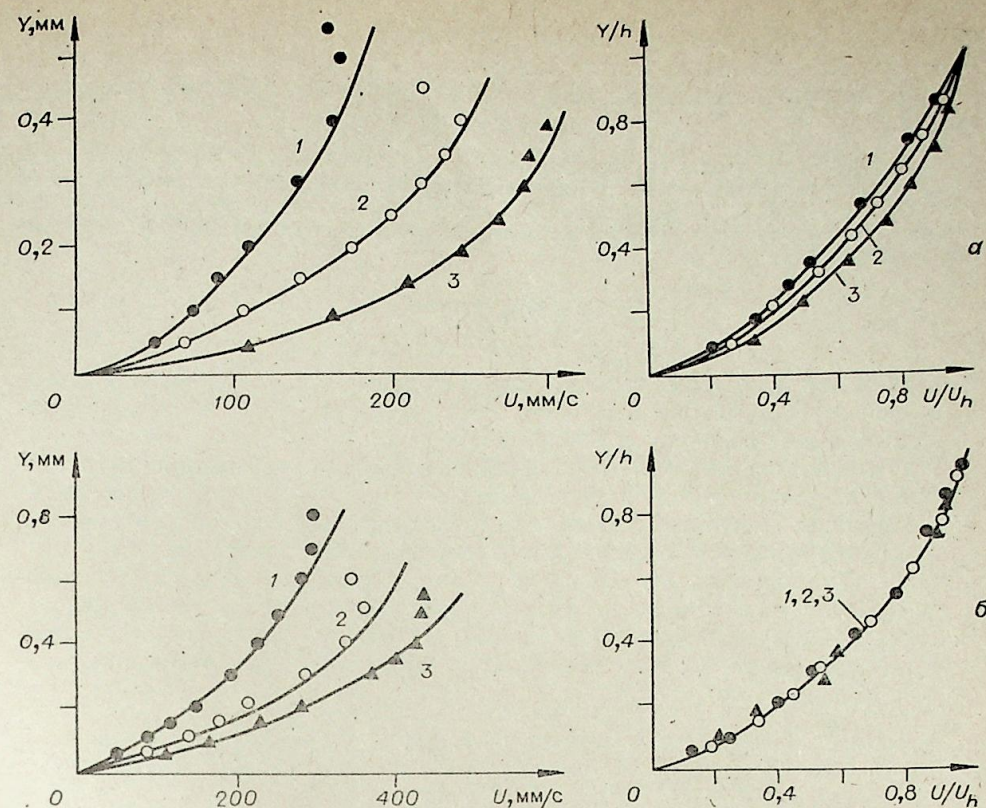


Рис. 7. Распределение скорости по сечению пленки при $X = 30$ мм.
а) $Re=60$; б) $Re=120$; $\alpha=10$ (1), 20 (2), 30° (3).

Результаты измерения скорости по сечению пленки позволяют объяснить особенности указанного распределения толщины пленки по длине ее пробег. Эти данные приведены на рис. 5—7. На входном участке происходит интенсивная перестройка профиля скорости, определяемая условиями входа потока на конфузор (см. рис. 5). Интенсивность нарастания скорости на этом участке превалирует над увеличением текущей плотности орошения Γ_x , обусловленной уменьшением сечения конфузора, поэтому происходит уменьшение толщины пленки по длине пробег X . На основном участке происходит «стабилизация» формы профиля скорости, однако увеличение скорости пленки жидкости не компенсирует нарастание Γ_x , что в конечном итоге приводит к увеличению толщины пленки. В области сливного отверстия происходит перестройка профиля скорости, интенсивность которой увеличивается по мере приближения к кромке сливного отверстия.

На формирование профиля скорости влияют также плотность орошения и угол наклона образующей (см. рис. 6, 7), однако эти влияния проявляются на соответствующих участках неоднозначно. Например, на входном участке оба фактора существенно влияют на форму профиля скорости, тогда как на основном участке заметное влияние оказывает только плотность орошения, а влияние угла проявляется лишь при малых плотностях орошения.

Как показывают результаты исследований (см. рис. 5—7), метод электродиффузионной анемометрии не позволяет осуществить измерение поверхностной скорости пленки из-за «тормозящего» действия датчика на границе раздела. Вследствие этого при обработке экспериментальных данных в безразмерных координатах y/h и u/u_h (где y — расстояние от стенки до заданной точки по нормали к образующей конфузора, h —

толщина пленки, u — продольная компонента скорости в точке замера, u_h — скорость на поверхности пленки) значения скорости вблизи свободной поверхности пленки определялись путем графической экстраполяции.

Авторы благодарны члену-корреспонденту АН СССР В. Е. Накорякову за постоянный интерес и содействие, оказанное при выполнении этой работы, а также сотрудникам ИТФ СО АН СССР Б. Г. Покусаеву, П. И. Гешеву и Б. К. Козьменко за методическую помощь в освоении электродиффузионной анемометрии и техническую помощь в проведении эксперимента.

ВЫВОДЫ

1. При гравитационном течении пленки жидкости по конфузорной поверхности с общим углом раскрытия конфузора более 90° реализуется ламинарный безволновой режим движения.
2. На основном участке течения пленки по конфузорной поверхности толщина ее увеличивается.
3. Основными факторами, влияющими на динамику пленочного течения, являются плотность орошения и угол раскрытия конфузора.
4. Профили скорости на основном участке движения близки к автомодельным и определяются главным образом плотностью орошения.
5. Приведенные исследования показывают, что при математическом описании рассмотренного течения пленки допустимо применение двухмерной модели.

Дальневосточный политехнический институт,
им. В. В. Куйбышева,
Владивосток

Поступила в редакцию
3/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурдуков А. П., Кувшинов Г. Г. Исследование механизма кипения электродиффузионным методом. — В кн.: Интенсификация теплообмена в энергохимической аппаратуре. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1977.
2. Исследование турбулентных течений двухфазных сред. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1973.
3. Бурдуков А. П., Накоряков В. Е. и др. Применение электродиффузионного метода моделирования и диагностики к исследованию гидродинамики и процессов переноса. — В кн.: Теплообмен-V, т. 10, Минск, 1976. Киев: Наукова думка, 1976.
4. Гешев П. И., Черных А. И. К теории электрохимического метода измерений скорости. — Изв. СО АН СССР, 1982, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

В. А. ЕРМАКОВ, В. В. БОНДАРИК

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСТЕКАНИЯ НАКЛОННОЙ СТРУИ ЖИДКОСТИ ПО ПЛАСТИНЕ

В работе [1] проведено теоретическое и экспериментальное исследование массоотдачи и трения при отвесном падении струи на горизонтальную пластину. Однако более широкое распространение в технологических процессах находят наклонные струи, для которых зависимости по

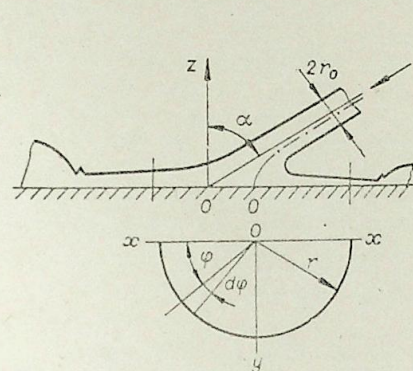


Рис. 1. Схема растекания струи.

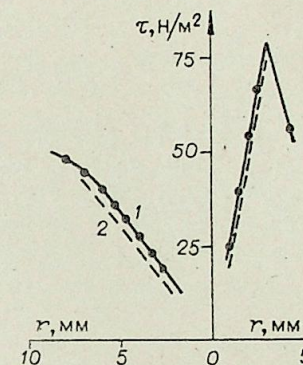


Рис. 2. Распределение касательных напряжений трения вблизи лобовой точки при $\alpha = 30^\circ$.
1 — экспериментальные данные,
2 — расчет для идеальной жидкости.

трению отсутствуют. Цель настоящей работы — отыскание этих зависимостей и их экспериментальная проверка.

Предположим, что течение на пластине в элементарном секторе $\Delta\varphi$ с вершиной в любой точке при падении струи радиусом r_0 под углом α от нормали к пластине (рис. 1) подобно течению при отвесном падении струи с той же скоростью, но с радиусом струи, равным $r_{0\varphi}$.

В работе [2] выведен закон распределения толщин в пленке идеальной жидкости, образованной соударяющимися струями:

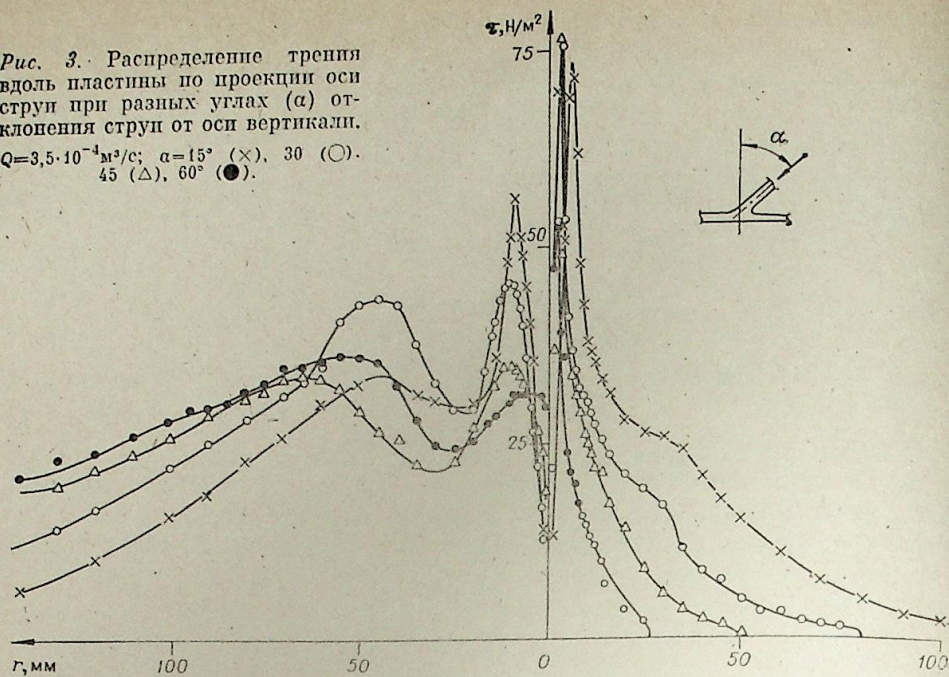
$$\frac{h_r}{r_0^2} = \frac{\cos^3 \alpha}{(1 - \sin \alpha \cdot \cos \varphi)^2}$$

где h — толщина пленки жидкости; r_0 — радиус струи; r — радиальная координата пленки, отмеряемая от лобовой точки; φ — угловая координата пленки; α — угол отклонения струи от нормали к пленке жидкости.

Исходя из этого закона, приравняв толщины пленки жидкости h в сечении под углом φ и на расстоянии r от лобовой точки к толщинам, соответствующим этому же расстоянию для вертикальной струи, можно определить эквивалентные значения радиуса $r_{0\varphi}$ и, следовательно, расхода Q_φ следующим образом:

$$r_{0\varphi} = r_0 B, Q_\varphi = Q B^2, \text{ где } B = \frac{\cos^{3/2} \alpha}{1 - \sin \alpha \cdot \cos \varphi}.$$

Рис. 3. Распределение трения вдоль пластины по проекции оси струи при разных углах (α) отклонения струи от оси вертикали. $Q=3,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$; $\alpha=15^\circ$ (x), 30° (o), 45° (Δ), 60° (\bullet).



В работе [1] приведены формулы для расчета касательного напряжения трения на пластине для разных областей течения при падении отвесной струи жидкости. Учитывая полученные эквивалентные значения радиуса струи и расхода в каждом сечении под углом φ , данные зависимости можно представить в следующем общем виде:

$$\frac{\tau Q^2}{\rho \nu^4} = K_1 \left(\frac{Q}{\nu r} \right)^{K_2} \left(\frac{Q}{\nu r_0} \right)^{K_3} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{K_4} \cdot B^{K_5},$$

где τ — касательное напряжение трения; ρ — плотность жидкости; r — расстояние от критической точки; ν — коэффициент кинематической вязкости; $K_1 \dots K_5$ — коэффициенты, зависящие от режима течения. Коэффициенты $K_1 \dots K_4$ взяты из работы [1], K_5 — рассчитаны. Ниже представлены значения коэффициентов для различных режимов течения:

Область течения	Режим течения	K_1	K_2	K_3	K_4	K_5
Область лобовой точки		$5,95 \cdot 10^{-2}$	7/2	0	9/2	-3/2
Область роста динамического пограничного слоя	Ламинарный	0,104	1/2	3	0	0
	Турбулентный	$0,444 \cdot 10^{-2}$	1/5	18/5	0	0
Область «стабилизированного течения»	Ламинарный	$3,9 \cdot 10^{-2}$	5	0	0	6
	Турбулентный	2,9	17/4	0	0	9/2

Анализ зависимостей позволяет сделать вывод, что трение в области лобовой точки и в области «стабилизированного течения» зависит от наклона струи, а в области роста динамического пограничного слоя — не зависит.

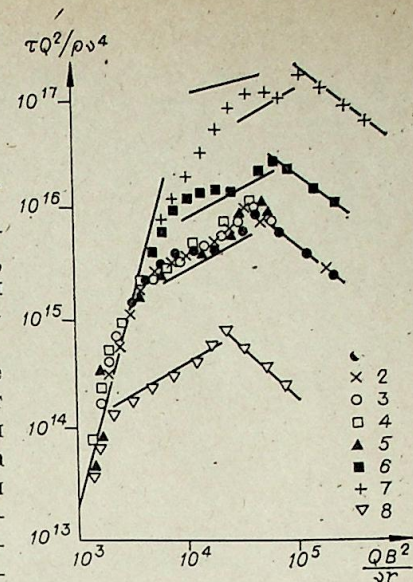
Измерения касательных напряжений трения на поверхности пластины при падении струи жидкости проводились электрохимическим методом [3]. Лабораторная установка и методика проведения измерений аналогичны описанным в работе [1].

На рис. 2 показано распределение касательных напряжений трения вблизи лобовой точки при наклонном падении струи ($\alpha = 30^\circ$), полученное как опытным, так и расчетным путем.

Теоретический расчет при $\varphi = 180^\circ$ (правая часть графика) совпадает с опытными данными, в то время как при углах φ , близких к 0° , имеется расхождение, причем с увеличением угла отклонения от вер-

Рис. 4. Распределение трения в обобщенных координатах.

$Q = 350 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$ (1-5); $500 \cdot 10^{-6}$ (6); $800 \cdot 10^{-6}$ (7); $140 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$ (8); $\alpha = 0^\circ$ (1, 6-8); 15° (2); 30° (3); 45° (4, 5); $\varphi = 180^\circ$ (2-4), 90° (5), 8 — по данным работы [1].



тикали α расхождение увеличивается. По-видимому, расхождение объясняется тем, что течение в этом случае становится подобным течению при обтекании пластины продольным потоком жидкости.

На рис. 3 показано распределение трения вдоль пластины по проекции от струи при разных углах отклонения струи от вертикали. Расстояние до максимума от лобовой точки в сечении под любым углом φ можно примерно принимать равным $1,6r_0B$, причем максимальное напряжение достигает большого значения в области возрастного течения, что согласуется с полученной зависимостью для лобовой точки. Например, расчет трения при наклоне струи в 45° и $r = 1,6r_0B$ показывает уменьшение трения при $\varphi = 0$ по сравнению с течением при $\varphi = 180^\circ$ в 1,86 раза, что удовлетворительно подтверждается опытными данными.

Предсказываемое при анализе зависимости повышение касательного напряжения трения для лобовой точки в области возрастного течения с ростом угла α наблюдается лишь до $\alpha \approx 50^\circ$. Дальнейшее повышение касательного напряжения с ростом угла, вероятно, можно зафиксировать при уменьшении размеров датчика (в опытах диаметр датчика — 0,5 мм).

Все результаты измерения трения для течения вплоть до скачка при отвесном падении струи и в диапазоне углов φ примерно $270^\circ + \alpha > \varphi > 90^\circ - \alpha$ при наклонном падении струи удовлетворительно обобщаются в координатах $\left(\frac{\tau Q^2}{\rho \nu^4}, \frac{QB^2}{r} \right)$, как показано на рис. 4. Здесь представлены теоретические зависимости работы [1] для разных областей течения.

Таким образом, предложенные для наклонных струй зависимости касательного напряжения трения от параметров струи удовлетворительно согласуются с опытными данными.

Поступила в редакцию
4/XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Накоряков В. Е., Покусасев Б. Г., Тролин Е. Н., Алексеенко С. В. Течение тонких пленок жидкости в двухфазных системах. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1975.
2. Haddon D., Peck R. H. Thickness distribution in a sheet formed by impinging jet.— Amer. Institute Chemical Engineering Journ, 1964, v. 10, N 5.
3. Накоряков В. Е. Теория электрохимического метода измерения касательных напряжений. Прил. к кн.: Кутателадзе С. С. Пристенная турбулентность. Новосибирск: Наука, 1973.

УДК 532.536

А. М. ПАВЛЮЧЕНКО, О. А. БРАГИН, А. А. ТЮТИН

ЛЕТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ
НА СПАСАЕМЫХ ГОЛОВНЫХ ЧАСТЯХ МЕТЕОРАКЕТ
ТИПА М100 И «ОБЛАКО»

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время важное значение приобретают летные эксперименты научно-исследовательского характера типа [1—3], предназначенные для получения научной информации в диапазоне параметров, не моделируемых в наземных установках, для корректировки данных расчетов и экспериментов в трубах. Обобщение летных данных по теплообмену на различных объектах показало, что результаты, полученные в трубах, могут отличаться от летных до 25% [4].

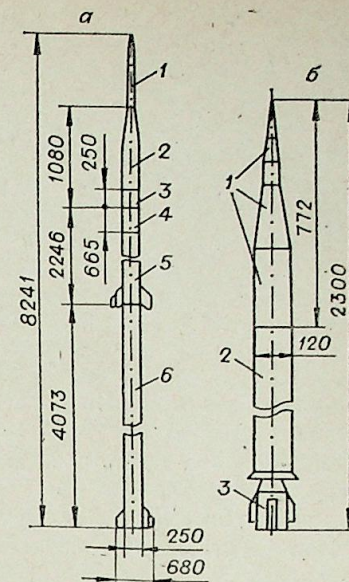
В [5] проведено обоснование целесообразности и возможности создания летных аэрофизических научно-исследовательских объектов многогоразового использования на основе метеоракет. Главной их целью является систематическое исследование сложных процессов аэромеханики, теплообмена, турбулентности, динамики и т. д. при числах Маха полета тел $M_\infty \leq 5$. Благоприятными характеристиками для проведения летных аэрофизических экспериментов обладают, например, метеоракеты типа М100 [6], «Облако» [7], схемы которых представлены на рис. 1. В экспериментах максимальные числа Маха, Рейнольдса и высота полета М100 составляли соответственно $M_\infty^{\max} = 4,5$; $Re_L^{\max} = 0,7 \cdot 10^8$ и $H^{\max} \approx 25$ км, длина головной части $L \approx 1,9$ м, а для метеоракеты типа «Облако» — $M_\infty^{\max} \approx 2$; $Re_L^{\max} = 2 \cdot 10^7$; $H^{\max} = 8$ км; $L \approx 770$ мм. Для создания на основе этих метеоракет летных аэрофизических объектов их головные части были оснащены электронными бортовыми и многоканальными стандартными телеметрическими системами, датчиками для измерений температуры, давления на обтекаемых поверхностях.

ПОСТАНОВКА ЛЕТНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ, СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЙ,
МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДАТЧИКОВ
ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ

В настоящее время аэродинамические трубы являются важным инструментом исследования сложных процессов, имеющих место при транс-, сверх- и гиперзвуковом обтекании тел. Продолжают совершенствоваться действующие трубы и проектируются новые установки [8]. Однако им присущ ряд ограничений, существенно затрудняющих моделирование реальных условий полета тел [9—11]. Так, например, сравнение чисел Рейнольдса перехода в сжимаемом пограничном слое, полученных в летных условиях и в аэродинамических трубах, показало, что летные значения чисел Рейнольдса перехода существенно превышают трубные [12]. Особенно это отличие проявляется при числах Маха $M_c = 2 \div 10$ и единичных числах Рейнольдса $Re_1 > 1 \cdot 10^7$.

В [5] обсуждены проблемы, которые с научной и практической точек зрения целесообразно решать с помощью летных объектов, создава-

Рис. 1. Схемы летных аэрофизических объектов. а — вариант на основе М100 [6]: 1 — шпиль; 2 — приборный отсек; 3 — промежуточный отсек; 4 — парашютный отсек; 5 — двигатель I ступени; 6 — двигатель II ступени; б — вариант на основе «Облако» [7]: 1 — головная часть с бортовыми измерительными системами; 2 — двигатель; 3 — парашютный отсек.



емых на основе спасаемых головных частей метеоракет типа М100 и других в диапазоне транс- и сверхзвуковых скоростей полета. В [5] также проведен анализ методов диагностики в летных условиях при исследовании различных аэрофизических процессов. При этом существенное значение имеет информация о распределении температуры и статического давления на обтекаемых поверхностях при движении осесимметричных объектов типа ракеты «Викинг» 10 [2], метеоракет М100 и «Облако». Так, измерение температуры стенки на ракете «Викинг» 10 позволило получить данные об устойчивости сжимаемого ламинарного пограничного слоя, о реламинаризации турбулентного пограничного слоя, об аэродинамическом нагреве конуса в полете. Измерений давления на поверхности в [2] не проводилось.

В летных аэрофизических экспериментах на метеорологических ракетах М100 и «Облако» было предусмотрено решение следующих задач:

1. Проверка возможности создания летных аэрофизических объектов на базе метеоракет М100 и «Облако», головные части которых оснащены электронными бортовыми и многоканальными телеметрическими системами, датчиками температуры и давления.
2. Методические исследования по отработке в летных условиях измерений температур и давлений на обтекаемых поверхностях метеоракет.
3. Получение количественных данных по аэродинамическому нагреву и распределению статического давления на поверхностях осесимметричных тел М100 и «Облако» при различных режимах их обтекания, нестационарном движении по траекториям с большими ускорениями, достигающими на М100 значения 25g, а на «Облако» — 12g, в условиях, существенно отличающихся от условий обтекания в трубах.

В соответствии с этим было использовано два вида измерительных и телеметрических систем соответственно для М100 и «Облако», позволявших проводить аэрофизические измерения в полете с момента старта метеоракет. Это дало возможность получить информацию в транс- и сверхзвуковых областях обтекания метеоракет.

В качестве датчиков температуры для М100 выбраны хромель-алюмелевые термопары с диаметром электродов 0,2 мм. Тарировка их осуществлена в диапазоне изменения температур от 293 до 873 К с точностью до 0,1°. Зависимость термо-эдс от температуры имела линейный характер. Спаи термопар выполнялись при помощи конденсаторной сварки. Для гомогенизации термоэлектродов они перед сваркой спаев отжигались при кратковременном воздействии электрического тока. Заделка термопар в стенку головной части М100 и отвод электродов осуществлены в соответствии с рекомендациями [13, 14]. Температура стенки по длине головной части М100 измерена в 16 точках, температура воздуха в ее отсеках — в 3 точках. Термопары включены в измерительную цепь по дифференциальной схеме [14].

Распределение статического давления по длине головной части М100 измерено при помощи семи датчиков давления ДМИ с диапазоном измерения давления от -1 до $+3$ кг/см². Для создания опорного давления для ДМИ в летных условиях использовалась герметичная

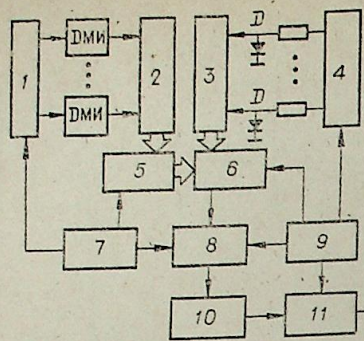


Рис. 2. Схема измерительно-передающей бортовой системы летного объекта на основе «Облака».

емкость с заданным давлением. Тарировка датчиков ДМИ проведена в лабораторных условиях. Температура стенки головной части М100 и распределение статического давления на ее поверхности измерялись вдоль двух образующих, расстояние между которыми составляло 4 мм, в идентичных сечениях. Длина трасс отбора статического

давления не превосходила 150 мм и их инерционность не превышала 10 мс. Сигналы от 19 терморезисторов и 7 датчиков ДМИ поступали на электронный коммутатор с временным разделением сигналов. Блок согласования преобразует аналоговые сигналы датчиков температуры и давления (± 100 мВ) в импульсы, манипулирующие частотой 800 кГц передатчика [6]. Прием телеметрического сигнала осуществлялся радиолокационной станцией «Метеорит» [6], которая одновременно регистрировала координаты М100. Телеметрическая информация записывалась с помощью фотоприставки радиолокационной станции [6]. Телеметрия М100 имела 40 каналов, опрос датчиков осуществлялся последовательно через 18 мс. Ошибка измерений температуры не превосходила 2%, давление — 3% и определялась качеством телеметрии.

Измерительно-передающая система летного аэрофизического объекта на основе метеоракеты «Облако» приведена на схеме рис. 2. Головная часть «Облака» была оснащена пятью датчиками температуры и двумя датчиками давления ДМИ. Для создания в них опорного давления использовалась герметичная емкость с постоянным давлением. В качестве датчиков, при помощи которых измерялась температура стенки головной части «Облака», применялись полупроводниковые диоды типа КД-521. Тарировка в лабораторных условиях показала, что зависимость выходного напряжения КД-521 от температуры имела линейный характер в диапазоне температур $+288 \div 393$ К. Чувствительность КД-521 составляла 2,5 мВ/град. Бортовая электронная и телеметрическая системы, установленные на противораковой метеоракете типа «Облако», головная часть которой приспособлена для проведения на ней многоцелевых измерений, отличаются высокими быстродействием и точностью. Опрос датчиков последовательно осуществлялся через 5 мс, ошибка измерений не превышала 1,0%. На схеме рис. 2 датчики ДМИ запитываются синусоидальным сигналом от генератора пакачки 1 с частотой 8192 Гц. Датчики температуры запитываются от блока 4 стабилизированным током $0,5 \div 0,8$ мА в прямом включении. После блоков предварительных усилителей 2 и 3 усиленный сигнал от датчиков подается на коммутатор 5 и 6. С помощью блоков 7, 8, 10 осуществляется линейное преобразование амплитуда — частота, автокалибровка и коррекция нулей усилителя 10. Полезная мощность блока питания 9 составляла 15 Вт. При проведении летного аэрофизического эксперимента информация с «Облака» записывалась с помощью шлейфового осциллографа типа Н-107.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЛЕТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

Программой подготовки летного эксперимента на М100 было предусмотрено проведение комплекса предполетных тепловых и вибрационных испытаний со следующей последовательностью: 1) тепловые испытания; 2) вибрационные; 3) снова тепловые.

В тепловых экспериментах по специальной программе при помощи источников ИК излучения моделировалось нестационарное изменение

температуры стенки М100, рассчитанной предварительно численным методом на ЭВМ, в течение 55 с, что соответствовало условиям полета М100 до чисел Маха $M \leq 4,5$. Вибрационные испытания проведены при изменении частот от 30 до 2000 Гц продолжительностью 55 с и были разделены на несколько диапазонов по частотам.

Предполетные испытания показали, что бортовые системы и датчики работали надежно. В лабораторных условиях было проведено также изучение надежности функционирования измерительных бортовых систем и датчиков (полупроводниковых диодов и ДМИ), установленных на головной части метеоракеты типа «Облако».

На метеоракетах М100 и «Облако» были осуществлены летные аэрофизические эксперименты. Головные части М100 и «Облака» приземлились на парашютах. Все системы в полете работали нормально. На рис. 3 приведена схема головной части М100 с координатами датчиков температуры и давления. На рис. 4—6 приведены результаты летных измерений температуры стенки головной части М100, на рис. 7, 8 представлены данные по температурам стенки на М100 и на головной части метеоракеты «Облако» при движении объектов по траекториям. Рис. 9 дает информацию о количественном изменении температуры тонкой конической головной части ракеты «Викинг» 10 [2], траектория, геометрия и параметры которой существенно отличаются от М100 и «Облака». На рис. 10 представлены данные по измерениям температуры воздуха в отсеках М100 и «Облака». Немонотонный характер зависимости температуры стенки от времени для М100 и «Облака» связан с уменьшением плотности воздуха при увеличении высоты, с изменением по траектории чисел Маха полета, достигающих максимального значения при $\tau \leq 22$ с, характера обтекания, с изменением структуры пристеночных неизоэротических пограничных слоев, с процессами охлаждения поверхности излучением, воздействием тепловой гравитационной конвекции в бортовых отсеках при ускорениях тел $a \leq 25g$ [15—19]. О влиянии тепловой гравитационной конвекции на тепловое состояние головных частей свидетельствуют данные по измерению температуры воздуха в отсеках (см. рис. 10). На рис. 11 приведены данные по измерению статического давления на поверхности головной части М100. Для всех точек отношение расстояния от носика к диаметру в рассматриваемых сечениях $x/d \geq 3$. Носик М100 представляет собой конус с полным углом при вершине $\theta = 60^\circ$. В соответствии с [15] при $M_\infty < 1,5$ формируется отошедшая головная ударная волна, а при $M_\infty > 1,5$ — присоединенная. Датчики давления ДМИ, как известно, вибропрочны и виброустойчивы, малоинерционны, работают до ускорений 100g в диапазоне температур окружающей среды от 213 до 373 К. Погрешность градуировки ДМИ не превышала 2%, а при передаче сигналов по телеметрии составляла 3%.

Для интерпретации полученных экспериментальных данных по температурам на М100 и «Облаке» необходимо учесть следующие эффекты, имеющие место в пристеночных пограничных слоях, и возмущающие факторы:

а. Влияние нестационарности при ускорениях объектов до 25g.

Качественно оценить роль нестационарности можно путем сравнения времен $\tau_{хар}$, характеризующих процессы переноса субстанций при внешнем обтекании и в бортовых отсеках, и времен $\tau_{тр}$ движения М100 и «Облака» по траекториям. Случай $(\tau_{хар}/\tau_{тр}) \ll 1$ соответствует условиям квазистационарного процесса теплообмена. Для М100 $\tau_{хар}/\tau_{тр} = 10^{-3} \div 10^{-5}$, а для «Облака» — $10^{-3} \div 10^{-4}$, где $\tau_{хар} = X/U_e$ (здесь X — продольная координата; U_e — скорость на внешней границе пограничного слоя). По существу, $\tau_{хар}/\tau_{тр} = Sh$, где Sh — число Струхала. Так как $Sh \ll 1$, то в уравнениях Навье-Стокса нестационарным членом можно пренебречь и принять концепцию квазистационарного обтекания.

Числа Рэлея для естественной конвекции в бортовых отсеках М100 $Ra^{max} \approx 5 \cdot 10^{11}$, следовательно, имеет место турбулентный режим тече-

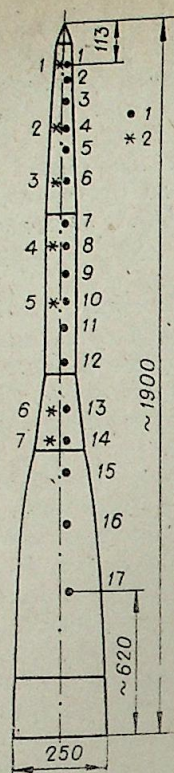


Рис. 3. Схема компоновки термопар и точек отбора статического давления на поверхности головной части М100.
1 — термопары 1—17; 2 — отверстия 1—7 для измерения статического давления.

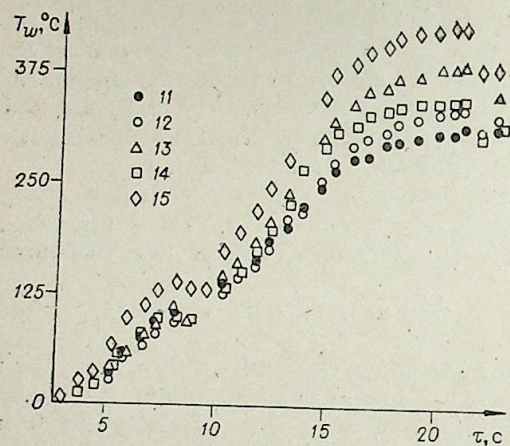


Рис. 6. Изменение температуры головной части М100 при движении по траектории: 11 — $X=0,838$ м; 12 — $X=0,964$; 13 — $X=1,015$; 14 — $X=1,066$; 15 — $X=1,151$ м.

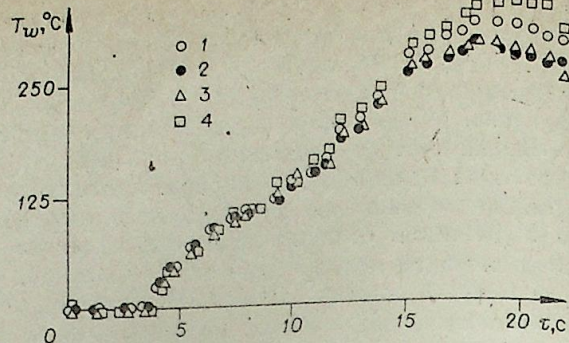


Рис. 4. Распределение температуры на поверхности головной части М100.
1 — $X=0,113$ м; 2 — $X=0,138$; 3 — $X=0,182$; 4 — $X=0,243$ м.

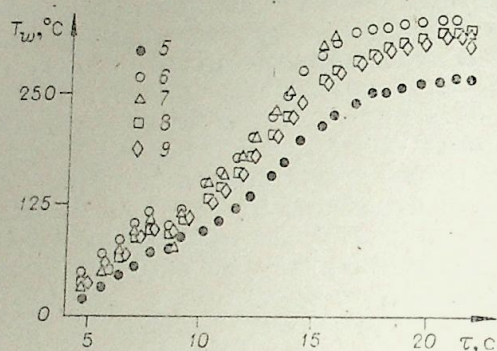


Рис. 5. Изменение температуры поверхности головной части М100 при движении по траектории: 5 — $X=0,298$ м; 6 — $X=0,384$; 7 — $X=0,487$; 8 — $X=0,566$; 9 — $X=0,649$ м.

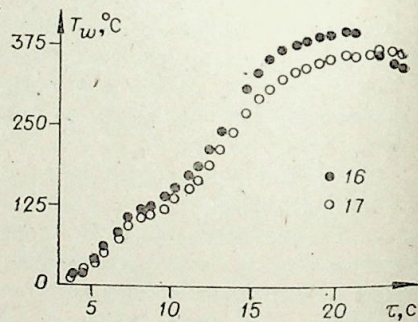


Рис. 7. Изменение температуры поверхности головной части М100 при движении по траектории: 16 — $X=1,221$ м; 17 — $X=1,293$ м.

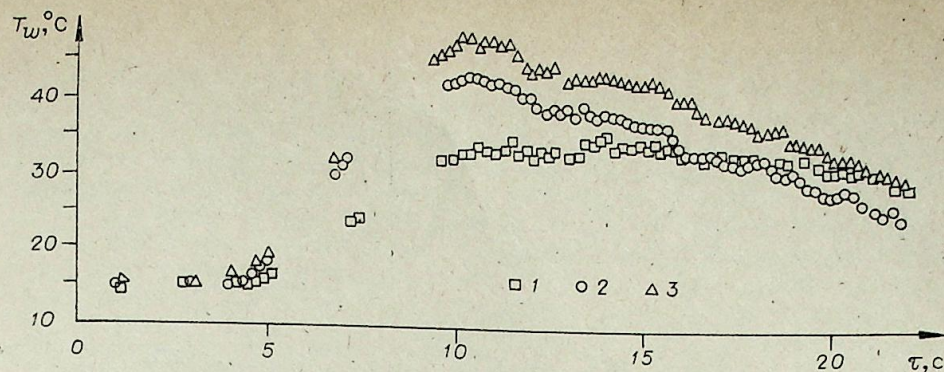


Рис. 8. Изменение температуры стенки головной части «Облака» при движении по траектории: 1 — $X=0,25$ м, $\delta_w=4$ мм, материал Д-16; 2 — $X=0,28$ м, $\delta_w=1,8$ мм, материал Д-16; 3 — $X=0,4$ м, $\delta_w=1$ мм, материал 1Х18Н9Т.

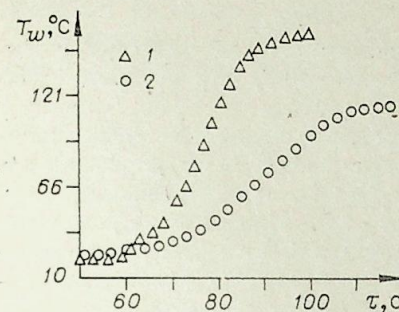


Рис. 9. Изменение температуры головной части ракеты «Викинг» 10 при движении по траектории при $X=0,66$ м [2].
1 — турбулентный слой; 2 — ламинарный слой.

Рис. 10. Изменение температуры воздуха в отсеках метеорокетов при движении по траекториям.
1 — М100, $X=0,742$ м, на расстоянии 20 мм от стенки; 2 — М100, $X=1,293$ м, вблизи стенки с асбестовой изоляцией; 3 — «Облако», $X=0,315$ м, на расстоянии от стенки 20 мм.

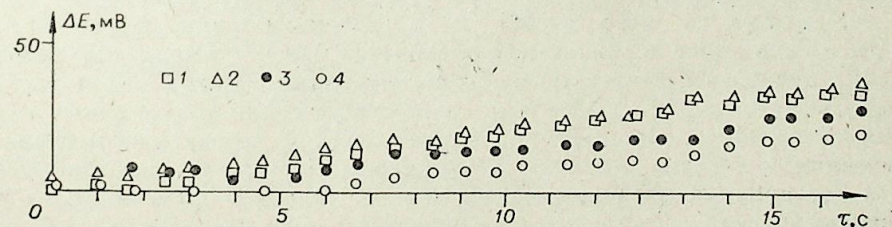
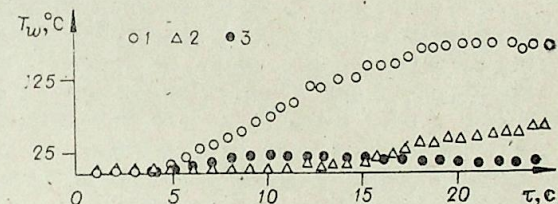


Рис. 11. Изменение статического давления на поверхности головной части М100 при движении по траектории: 1 — $X=0,243$ м; 2 — $X=0,298$; 3 — $X=0,384$; 4 — $X=0,487$ м. ($\Delta E=50$ мВ соответствует $\Delta P=1 \cdot 10^5$ н/м²; $\Delta P = P_{оп} - P_w(X)$; $P_{оп} = 1 \cdot 10^5$ н/м² — опорное давление в ДМИ; $P_w(X)$ — статическое давление на стенке).

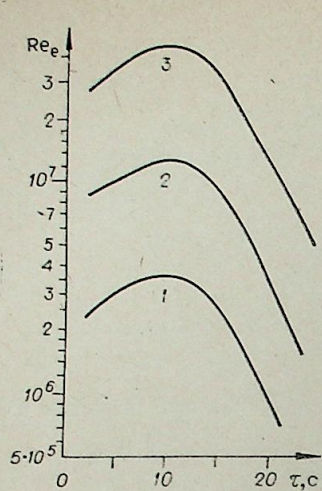


Рис. 13. Изменение теплового потока на поверхности головной части М100 во времени при $X = 0,649$ м.

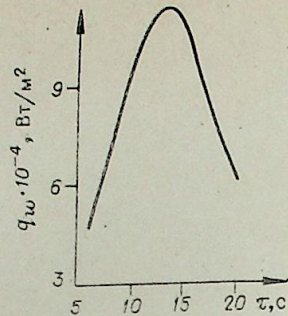


Рис. 12. Изменение чисел Рейнольдса при движении М100 по траектории:
1 — $X = 0,113$ м; 2 — $X = 0,384$; 3 — $X = 1,293$ м.

ния [16]. Для «Облака» $Re \leq 10^6$, что соответствует ламинарному режиму течения в слое [16]; для М100 $(\tau_{хар}/\tau_{тр}) < 3 \cdot 10^{-2}$; для «Облака» также $(\tau_{хар}/\tau_{тр}) \ll 1$.

6. Влияние перехода в сжимаемых пограничных слоях и реламинаризации на аэродинамический нагрев. Числа Рейнольдса для «Облака» при $\tau_{тр} \leq 5$ с имеют значения $Re_e \leq 2 \cdot 10^7$, а при $\tau_{тр} > 5$ с — $Re_e = 2 \cdot 10^7 \div 4 \cdot 10^8$. Малый аэродинамический нагрев и низкие значения чисел Re_e при $\tau < 5$ с позволяют утверждать о существовании на поверхности на этом участке траектории ламинарного пограничного слоя. При $\tau > 5$ с растет дестабилизирующее влияние температуры стенки и, как показывают оценки на основе [19], имеет место потеря устойчивости ламинарного пограничного слоя, и наступает переход.

Характер изменения чисел Re_e для М100, представленных на рис. 12 для примера в трех точках и имеющих максимум, свидетельствует о том, что с первых секунд полета на головной части формируется турбулентный пограничный слой. Уменьшение аэродинамического нагрева при $\tau > 22$ с может быть связано с изменением режима течения в сжимаемом пограничном слое, обусловленным уменьшением чисел Re_e . В [2] обнаружен эффект реламинаризации турбулентного пограничного слоя при $Re_e \leq 0,9 \cdot 10^6$. Характер изменения температур стенки и чисел Re_e во времени для М100 указывает на возможность существования эффектов реламинаризации.

в. Влияние вибраций и акустики на пограничные слои. Речь идет о малоисследованных задачах виброаэродинамики. В [20] приведены некоторые экспериментальные данные различных авторов, полученные в трубах или на баллистических трассах при исследовании перехода. В опытах на баллистической трассе для конусов из алюминия и лексана, имевших частоты вибраций соответственно 1250 и 6880 Гц, влияние вибраций на переход не обнаружено при $M_\infty = 2$; 5. Критическое число Рейнольдса не зависело также от вибраций модели в трубе в диапазоне частот $2,9 \div 82$ кГц и амплитуд $1 \div 38$ мк. На вибрирующем конусе с углом 10° с основной частотой вибраций 3,1 кГц также обнаружено влияние колебаний на точку перехода для $M_\infty = 2,2$; 4,67. Результаты обработки экспериментальных данных для ракеты «Викинг» 10 [2] без учета вибраций также указывают на их малое влияние на пограничные слои, в частности, на реламинаризацию турбулентного пограничного слоя. Эти данные позволяют предполагать, что вибрации головных частей М100, «Облака» также не оказывают влияния на переход и реламинаризацию.

Данные по влиянию акустических возмущений на пограничные слои в летных условиях практически отсутствуют. Известно сильное влияние акустического поля в аэродинамических трубах на переход. На основе [12] можно сделать вывод, что акустические возмущения в летных условиях оказывают меньшее влияние на переход, чем в трубах.

г. Влияние вращения метеорокетов на пограничные слои. Представление о влиянии вращения на структуру пограничных слоев дает параметр вращения $\lambda = \omega \cdot R/U_e$, где ω — угловая скорость вращения; R — радиус тела; U_e — скорость на внешней границе слоя. Для М100 $\lambda \leq 2 \cdot 10^{-3}$, а для «Облака» $\lambda \leq 1,6 \cdot 10^{-3}$. Следовательно, влиянием эффектов, связанных с вращением, можно пренебречь [21].

В заключение отметим возможность использования распределений температуры по длине головных частей М100 и «Облака» для определения нестационарных тепловых потоков на основе [22]. Эта задача существенно упрощается для тонкой стенки, что соответствует значениям критерия Био $Bi < 0,01$. Для М100 и «Облака» это условие выполняется. На рис. 13 приведено для примера распределение теплового потока во времени на М100 в точке $X = 0,649$ м. Распределение q_w близко к треугольному, что характерно для объектов, входящих в атмосферу с малыми углами атаки [23].

ВЫВОДЫ

1. Создано два варианта летных аэрофизических объектов на основе спасаемых головных частей метеорокетов М100 и «Облака», оснащенных электронными бортовыми измерительными системами, стандартной телеметрией, датчиками температуры и давления.

2. В летных условиях при движении по траекториям отработана методика измерения температур стенки головных частей М100, «Облака» и температур воздуха внутри их бортовых отсеков с помощью термопар и полупроводниковых диодов, а также измерено статическое давление на поверхности М100 с помощью датчиков ДМИ.

3. Получены количественные данные по аэродинамическому нагреву головных частей М100 и «Облака», а также данные по статическому давлению на поверхности М100, которые могут быть использованы для проверки методов расчета теплового состояния и сопротивления трения метеорокетов.

Авторы выражают благодарность Н. Н. Яленко, Н. А. Желтухину, Ю. А. Брагину, Г. С. Мигиренко за обсуждение на всех стадиях проведения работы, В. И. Струминскому за помощь в работе, А. Г. Иштулову за поддержку работы и обсуждения, В. И. Стыцюку и Ю. И. Мазутскому за помощь при проведении ряда предполетных испытаний М100.

Новосибирский государственный университет, Поступила в редакцию
Институт теоретической и прикладной механики 25/VIII 1982
СО АН СССР,
Новосибирск

ЛИТЕРАТУРА

1. Siemers P. M. III, Larson T. J. Space Shuttle Orbiter and Aerodynamic Testing. AIAA Journal, 1980, v. 18, N 1.
2. Снодграсс. Полетные испытания по определению аэродинамического нагрева и точки перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на носовой части ракеты «Викинг» 10. «Вопросы ракетной техники», 1957, № 1.
3. Erlich E. Probing in Flight the boundary-layer of the supersonic Airplane Mirage IV. La Rech. Aerospat., 1968, N 122.
4. Zoby E. V., Graves R. A. Jr. Comparison of Turbulent Prediction Methods with Ground and Flight Test Heating Data. AIAA Journal, 1977, vol. 15, N 7.
5. Желтухин Н. А., Павлюченко А. М. Научные проблемы создания летного научно-исследовательского аэрофизического комплекса. — В кн.: Прикладная аэродинамика и тепловые процессы. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980.
6. Гайгеров С. С. Исследование синоптических процессов в верхних слоях атмосферы. М.: Гидрометеоздат, 1973.

7. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеоздат, 1973.
8. Мачехин Г. Н., Хвостов Н. И. Перспективы развития аэродинамической экспериментальной базы за рубежом (по материалам иностранной печати). Обзор ЦАГИ им. проф. Н. Е. Жуковского. М., 1976.
9. Лукашевич Дж. Критический обзор развития экспериментальных методов в аэродинамике больших скоростей.— В кн.: Механика. М.: Мир, 1974, № 5.
10. Whitfield T. D., Griffith B. J. Overview of flight and ground testing with emphasis on the wind tunnel.— AIAA Pap., 1981, N 2474, 1—10.
11. Kendall J. M. Wind Tunnel Experiments Relating to Supersonic and Hypersonic Boundary — Layer Transition. AIAA Journal, 1975, v. 13, N 3.
12. Beckwith I. E., Bertram M. H. A Survey of NASA Langley Studies on high-speed transition and the quiet tunnel.— NASA TM-X-2566, 1972. p. 67.
13. Преображенский В. П. Теплотехнические измерения и приборы. М.: Энергия, 1978.
14. Лысенков Б. В., Прозоров В. К., Васильев В. В. и др. Температурные измерения в ядерных реакторах. М.: Атомиздат, 1975.
15. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
16. Кирдяшкин А. Г. Структура тепловых гравитационных течений вблизи поверхности теплообмена. Докт. дис. Новосибирск, 1975.
17. Сергиенко А. А., Гревцов В. К. Переход турбулентного пограничного слоя в ламинарный. ДАН СССР, 1959, т. 125, № 4.
18. Narasimha R., Viswanath P. R. Reverse Transition at an Expansion Corner in Supersonic Flow. AIAA Journal, 1975, v. 13, N 5.
19. Van Driest E. R. Calculation of the Stability of the laminar boundary layer in a compressible fluid on a flat plate with heat transfer. JAS 19, 1952, 801—812.
20. Potter J. L. Boundary — Layer Transition on supersonic Cones in an Aeroballistic Range AIAA Journal, 1975, v. 13, N 3.
21. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
22. Жданов В. В., Майоров А. И. О применении метода сглаживающих сплайнов в обработке результатов теплового эксперимента.— В кн.: Аэродинамическое нагревание при сверхзвуковых скоростях полета. Тр. ЦАГИ им. проф. Н. Е. Жуковского, вып. 2046. М., 1980.
23. Доррэнс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966.

УДК 536.423.1+629.123.53

А. И. ГОЛОМЯНОВ, А. В. ГОРИН, Н. И. ЖИВОТКЕВИЧ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ НЕФТЕПРОДУКТОВ

Значительное количество легких нефтепродуктов (бензинов) теряется при перевозке водным транспортом в результате испарения, обусловленного интенсивным теплообменом между корпусом танкера (главным образом палубы) и внешней средой [1]. Процесс испарения и насыщения газового пространства танка парами нефтепродукта зависит от температурного режима в танке, свойств нефтепродукта, размеров и степени наполнения танка. Недостаточность данных о ходе этих процессов не позволяет полностью учитывать влияние условий перевозки нефтепродуктов на испарение, а также вызывает затруднение при выборе мер борьбы с потерями. Вопросы снижения и ликвидации потерь нефтепродуктов от испарения, помимо экономической стороны проблемы, связаны с охраной окружающей среды.

Для уменьшения потерь нефтепродуктов от испарения при транспортировке танки наливных судов снабжают газоотводящими системами с дыхательными клапанами, поддерживающими в газовом пространстве незначительное повышенное давление (порядка 3 кПа) и выпускающими пары в атмосферу только при увеличении давления сверх заданной величины. Такой режим газообмена целесообразен с точки зрения уменьшения потерь от испарения в процессе «дыхания» танка.

В дневное время при более высокой температуре воздуха и под воздействием солнечной радиации усиливается испарение нефтепродукта в танке, в результате чего давление паров в газовом пространстве над нефтепродуктом повышается, и паровоздушная смесь выходит через «дыхательный» клапан в атмосферу. При более низких температурах воздуха и отсутствии солнечной радиации (например, ночью) процесс теплопередачи может идти в обратном направлении. Атмосферный воздух поступает в танк вследствие понижения давления в подпалубном газовом пространстве.

Цель настоящей работы — проведение прямых экспериментов по определению потерь бензина от испарения и сравнение экспериментальных данных с различными методиками расчета потерь от испарения нефтепродуктов.

Принципиальная схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Экспериментальный танк представляет собой сварную емкость в форме параллелепипеда, изготовленную из стальных листов толщиной 0,012 м. Горизонтальными переборками танк разделен на три отсека. Средний, основной, отсек 2 размерами $2 \times 2 \times 2,5$ м заполняется исследуемым нефтепродуктом (автомобильный бензин А-76 ГОСТ 2084—77). Нижний отсек 1 размерами $2 \times 2 \times 0,3$ м служит для охлаждения бензина (имитация днища танкера) и связан с аммиачным холодильным агрегатом. В качестве охлаждающего рассола используется раствор хлористого кальция в воде. Верхний отсек 5 размерами $2 \times 2 \times 0,3$ м служит для подогрева бензина через газовое пространство (моделирование суточного изменения температуры палубы танкера) и сообщается с водоподогревателем. Температура горячей воды, циркулирующей в верхнем отсеке, мо-

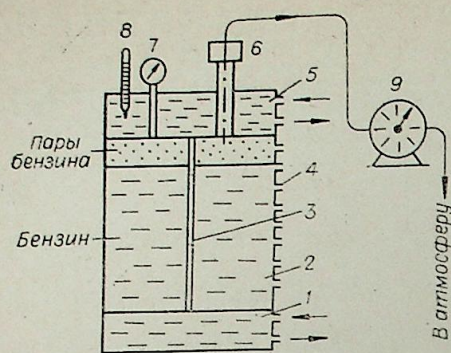


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

жет меняться в широких пределах. Вся наружная поверхность танка покрыта теплоизоляционными плитами из пенопласта. Средний отсек 2 оборудован механическим «дыхательным» клапаном 6, отрегулированным на избыточное давление (3 кПа) и на вакуум (2 кПа). Для отбора жидких и газовых проб на боковой поверхности отсека 2 установлено восемь кранов 4. Предусмотрено автоматическое регулирование температуры охлаждающего рассола. Температура горячей воды поддерживается в заданных пределах при помощи системы автоматического регулирования горячей воды. Степень заполнения среднего отсека бензином равна 0,8.

В ходе эксперимента измеряются температуры рабочих сред, давление в среднем отсеке и расход паровоздушной смеси через «дыхательный» клапан. Температуры горячей воды и охлаждающего рассола измеряются ртутными термометрами 8 (точность измерений 0,1 градуса). Давление в танке измеряется образцовым манометром 7 класса 0,35. Для измерения температуры жидкого бензина и паровоздушной прослойки по высоте отсека в эксперименте используются термосопротивления типа ММТ-1 (точность измерений 0,01 градуса). Одиннадцать из них установлены на вертикальной стойке 3 в центре среднего отсека танка, два — под верхней переборкой и два — на дне того же отсека. Показания с датчиков записываются при помощи электронно-цифрового прибора В7-16. Расход паровоздушной смеси через «дыхательный» клапан измеряется газовым счетчиком 9 марки ГСБ-400. Отбор паровоздушных проб осуществляется в стеклянные аспираторы. Для анализа проб жидкого бензина используется хроматограф ЛХМ-8МД, а для анализа паровоздушных проб — прибор «Газохром 24,2».

В эксперименте исследовались потери бензина при различных условиях перевозки, которые имитировались путем задания различных тепловых режимов в экспериментальном танке (диапазон перепадов температур между верхним и нижним отсеками составлял от 4 до 50°C).

Трудность исследования заключается в том, что бензин представляет собой многокомпонентную углеводородную смесь с различными температурами кипения отдельных компонентов. Результаты хроматографического анализа проб исследуемого бензина, взятых из среднего отсека экспериментального танка на глубине 1 м от поверхности до начала эксперимента и после его окончания, представлены в табл. 1.

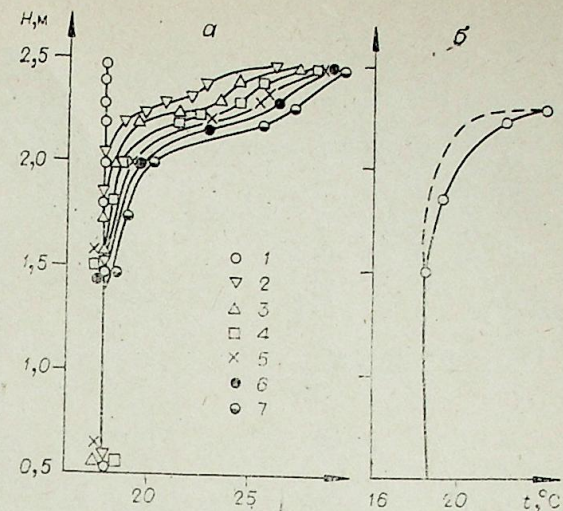
Из табл. 1 видно, что за время эксперимента углеводородный состав жидкого бензина изменился незначительно.

Таблица 1

	Содержание углеводородов, мас. %		
	парафиновые	нафтеновые	ароматические
До эксперимента	64,55	10,35	25,10
После эксперимента	64,75	10,27	24,98

Рис. 2. Изменение температуры паровоздушной смеси и жидкого бензина по высоте экспериментального танка.

$t = 0$ ч (1); 1,5 (2); 2,5 (3); 3,5 (4); 4,5 (5); 5,5 (6); 6,5 ч (7). —○— опыт, — — — теория.



На рис. 2, а приведена в качестве примера типичная графическая зависимость изменения температуры по глубине экспериментального танка в различные моменты времени для режима нагрева палубы $t_c = 55^\circ\text{C}$, соответствующего реальным условиям (палуба нефтеналивного судна может нагреваться в летнее время под воздействием солнечной радиации на 20–30°C выше температуры окружающего воздуха).

Результаты измерений показывают, что колебания температуры бензина в танке по сравнению с паровоздушной прослойкой невелики. Для приближенных расчетов можно принять, что температура поверхности бензина изменяется в течение эксперимента (для заданного режима нагрева палубы) по синусоиде с полупериодом h , равным продолжительности эксперимента. Для оценки градиента температуры вблизи его свободной поверхности воспользуемся решением, относящимся к твердому телу, неограниченно простирающемуся по одну сторону плоскости при периодическом синусоидальном изменении на ней температуры. Для указанного случая решение уравнения Фурье имеет вид [2]

$$\theta = \theta_{\text{п max}} \cdot \exp(-mx) \cdot \sin(\pi\tau/h - mx), \quad (1)$$

где $m = \sqrt{\pi/(2ah)}$ — показатель температурного поля.

Считаем, что температура поверхностного слоя нефтепродукта изменяется в зависимости от его теплообмена с газовым пространством (за счет конвекции) и с нижележащими слоями. Закон теплообмена на границе паровоздушной прослойки и поверхности нефтепродукта запишем в виде

$$\alpha(\theta_{\text{г}} - \theta_{\text{п}}) = -\lambda(\partial\theta/\partial x)_{\text{п}}. \quad (2)$$

Тогда, учитывая распределение температуры в поверхностном слое (1) и следуя [3], можно получить следующую связь между максимальными температурами поверхностного слоя $\theta_{\text{п}}$, газового пространства $\theta_{\text{г}}$ и поверхности палубы $\theta_{\text{с}}$:

$$\theta_{\text{п max}}/\theta_{\text{с max}} = \alpha_{\text{п}} \cdot \alpha_{\text{г}} / (\alpha_{\text{п}} \cdot \alpha_{\text{г}} + m\lambda\alpha_{\text{г}} - m\lambda\alpha_{\text{п}}), \quad (3)$$

$$\theta_{\text{г max}}/\theta_{\text{с max}} = (\alpha_{\text{г}} \cdot \alpha_{\text{п}} + m\lambda\alpha_{\text{г}}) / (\alpha_{\text{г}} \cdot \alpha_{\text{п}} + m\lambda\alpha_{\text{г}} + m\lambda\alpha_{\text{п}}). \quad (4)$$

Для коэффициента теплоотдачи от паровоздушной смеси к поверхности жидкого бензина в [3] на основании результатов проведенных экспериментов рекомендовано приближенное постоянное значение $\alpha_{\text{п}} = 5,3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$. Коэффициент теплоотдачи конвекцией от стенки танка к паровоздушной смеси $\alpha_{\text{г}}$ можно рассчитать по формуле [4]

$$\text{Nu} = C(\text{Pr} \cdot \text{Gr})^n. \quad (5)$$

Здесь $\text{Nu} = \alpha_{\text{г}} \cdot l/\lambda$ — число Нуссельта; $\text{Pr} = \nu/a_{\text{г}}$ — число Прандтля; $\text{Gr} = g l^3 \beta \Delta t / \nu^2$ — число Грасгофа. Так как $\text{Gr} \cdot \text{Pr} > 2 \cdot 10^7$, то можно принять $C = 0,135$ и $n = 1/3$.

Физические свойства паров бензина для расчета критериев Прандтля и Грасгофа (коэффициенты теплопроводности, теплоемкости, кинема-

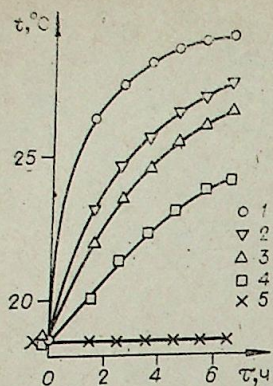


Рис. 3. Кривые распределения температур в зависимости от времени в экспериментальном танке.

$H=0,004$ м (1); $0,049$ (2); $0,151$ (3); $0,199$ (4); $1,998$ м (5). — опыт, --- теория.

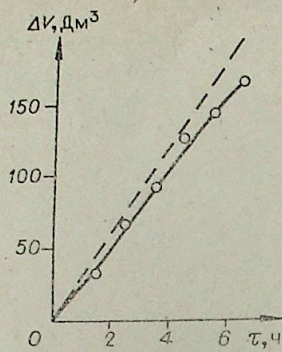


Рис. 4. Сравнение расчетной и экспериментальной зависимости количества паровоздушной смеси, вышедшей из дыхательного клапана, в зависимости от времени.

—○— опыт, --- теория.

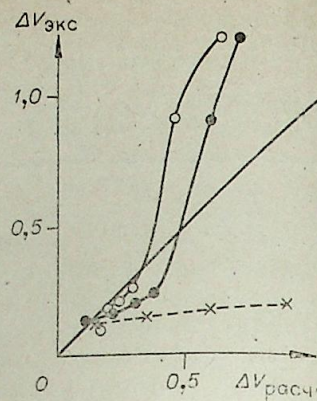


Рис. 5. Сравнение объемного количества потерь бензина от испарения, подсчитанных по различным методикам.

По методике [7] — ×; по [3] — ○; по [6] — ●.

тической и динамической вязкости) рассчитываются при температуре, средней между температурами палубы и газового пространства, по методике [5], в которой исследовано несколько сортов бензина из нефтей различных месторождений в широком диапазоне температур. Данную методику рекомендуется использовать для интервала температур от 0 до 200°C, при этом погрешность составит от 0,5 до 3,5%.

Так, теплоемкость паров бензина широкой фракции определяется по формуле [5]

$$c_p = 0,136[1 + (0,01t_{cp} + 0,5)(1,14 - d)], \quad (6)$$

где d — удельный вес паров бензина, кг/м.

Теплопроводность паров бензина можно найти по формуле

$$\lambda = B \cdot d^{1/3}, \quad (7)$$

где $B = (A_0 \cdot c_p) / M^{1/3}$; $A_0 = 1,545$.

Молекулярный вес паров бензина, входящий в формулу для определения λ , рассчитывается по формуле

$$M = 1 / (0,464 - 0,338d)^3. \quad (8)$$

Значения A_0 и c_p относятся к температуре $t = 20^\circ\text{C}$.

На рис. 2, б и 3 сопоставлены расчетная по формуле (1) и опытная кривые распределения температур по высоте экспериментального танка для режима $t_c = 55^\circ\text{C}$.

Для количественной оценки потерь бензина от испарения построены графические зависимости объемного количества испарившегося бензина от времени при различных тепловых режимах. На рис. 4 сравниваются экспериментальная и расчетная зависимости объемного количества испарившегося бензина от времени для режима нагрева палубы танка $t_c = 55^\circ\text{C}$. Потери бензина от испарения можно оценить, используя уравнение состояния идеального газа [3].

Объем ΔV , занимаемый вытесняемой паровоздушной смесью во время выдоха, т. е. при открытом «дыхательном» клапане, при фактическом давлении $P_r = P_a + P_k$ и температуре T_r в газовом пространстве в данный момент времени равен

$$dV = [R_n \cdot T_r / (P_r - P)] \cdot dG_n = -\Omega \cdot T_r / (P_r - P) \cdot d[(P_r - P) / T_r]. \quad (9)$$

Здесь dG_n — весовое количество воздуха, содержащееся в объеме dV . Интегрирование этого уравнения в пределах от $T_r = T_{r \min}$ и $P = P_{\min}$, со-

Таблица 2

Вещество	Удельный вес, кг/м³ при 20°C	Время отбора проб от начала эксперимента		
		2 ч 20 мин	5 ч 20 мин	8 ч 20 мин
Воздух		41,80	29,90	12,57
Метан	0,717	0,11	0,12	0,09
Этилен	1,261	0,55	0,54	0,40
Этан	1,356	2,52	2,60	2,30
Пропен	1,915	1,33	1,60	1,76
Пропан	2,019	11,29	13,10	14,38
Изобутан	2,668	7,98	9,70	12,10
n-Изобутены	2,668	0,52	0,60	0,74
n-Бутан	2,703	16,80	20,67	26,13
Изопентан	3,220	9,86	11,52	16,10
n-Пентан	3,220	7,24	9,65	13,43

ответствующих началу «выдоха», до каких-либо одновременно достигаемых значений $T_{r \max}$ и P_{\max} , дает объем ΔV вытесненной паровоздушной смеси, соответствующий значениям $T_{r \max}$ и P_{\max} :

$$\Delta V = \Omega \cdot \ln [(P_a + P_k - P_{\min}) \cdot T_{r \max} / (P_a + P_k - P_{\max}) \cdot T_{r \min}]. \quad (10)$$

На рис. 5 сравниваются экспериментальное и расчетные значения объемного количества потерь, подсчитанные по методикам Н. Н. Константинова [3] (см. выше) и Ф. Ф. Орлова [6, 7].

Методика [6] дает следующее выражение для определения объема вытесненной паровоздушной смеси:

$$\Delta V = \Omega [(P_a + P_k - P_{\min}) T_{r \max} / T_{r \min} (P_{\max} - P_a - P_k) / (P_a + P_k)]. \quad (11)$$

В [7] объем вытесненной смеси подсчитывается по формуле

$$\Delta V = \Omega [(P_a + P_k - P_{\min}) T_{r \max} / (P_a + P_k - P_{\max}) T_{r \min} - (P_a + P_k - P_{\max}) T_{r \min} / (P_a + P_k - P_{\min}) T_{r \max}]. \quad (12)$$

Хорошее совпадение с экспериментальными данными дает методика [3]. Расчеты показали, что методики применимы в том случае, когда температура поверхностного слоя жидкого бензина в танке меньше температуры начала кипения $t_{п.к}$. В летнее время температура палубы танкера, а значит и поверхности нефтепродукта, может существенно превышать температуру начала кипения бензина [3, 7]. В этом случае методики расчета [3, 6, 7] уже нельзя применить.

Для решения проблемы ликвидации потерь от испарения бензина при перевозке, а именно выбора метода борьбы с ними, необходимо также иметь сведения о кинетике процесса испарения. В настоящее время в литературе отсутствуют количественные данные о составе паров бензина, испаряющегося при транспортировке в судах, что ограничивает возможности дать обоснованные рекомендации по утилизации продуктов испарения.

Результаты хроматографического анализа проб паровоздушной смеси при нагреве палубы экспериментального танка до температуры $t_c = 55^\circ\text{C}$ представлены в табл. 2.

ВЫВОДЫ

1. Исследован процесс испарения и насыщения газового пространства танка парами бензина, проведен хроматографический анализ исследуемого бензина и продуктов испарения.

2. Показано, что используемые методики расчета потерь от испарения могут быть применимы для температур поверхности бензина в танке, не превышающих температуры начала кипения бензина.

θ_c, θ_r и θ_n — температуры палубы, газового пространства и поверхностного слоя нефтепродукта, отсчитываемые от средней температуры нефтепродукта, °С; τ — время, отсчитываемое от начала эксперимента, ч; λ — коэффициент теплопроводности бензина, Вт/(м·°С); x — глубина рассматриваемого слоя под поверхностью нефтепродукта, м; l — характерный линейный размер палубы танка, м; P — парциальное давление паров бензина, Па; P_a — барометрическое давление, Па; P_r — абсолютное давление в газовом пространстве, Па; P_n — избыточное давление в газовом пространстве, соответствующее нагрузке клапана, Па; $P_{вк}$ — вакуум в газовом пространстве, соответствующий нагрузке вакуумного клапана, Па; Ω — объем газового пространства танка, м³; α — коэффициент температуропроводности паров бензина, м²/с; β — коэффициент объемного расширения, м³/°С; H — расстояние от днища танка, м; ν — коэффициент кинематической вязкости паров бензина, м²/с.

Новосибирский институт инженеров
водного транспорта

Поступила в редакцию
19/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Голомянов А. И., Горин А. В., Животкевич Н. И. Об испаряемости бензина. — Речной транспорт, 1981, № 7.
2. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
3. Константинов Н. И. Борьба с потерями от испарения нефти и нефтепродуктов. М.: Гостоптехиздат, 1961.
4. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Машгиз, 1962.
5. Юсуфова В. Д., Нейкдхт Н. И. Определение некоторых физических констант бензина широкой фракции из нефтей различных месторождений. — Труды АзНИИЭ, Баку, 1968, № 18.
6. Орлов Ф. Ф. Температурный режим в нефтеналивной барже. — Труды ГИИВТа, М., 1954, вып. 12.
7. Орлов Ф. Ф. К вопросу об определении потерь нефтепродуктов от испарения при транспортировке их в наливных судах. — Труды ГИИВТ, Горький, 1970, вып. 116.

УДК 537.523.5: 536.244

М. Ф. ЖУКОВ, Г.-Н. Б. ДАНДАРОН, А. П. МОЖАЕВ, В. В. СТЕНИН

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ
ПОРИСТОГО ОХЛАЖДЕНИЯ МЕЖЭЛЕКТРОДНОЙ ВСТАВКИ
ПЛАЗМОТРОНА

Одним из путей повышения КПД и единичной мощности плазмотронов является использование в их конструкции межэлектродных вставок (МЭВ) из пористого материала. Применение пористых материалов вместе с тем не должно снижать ресурса работы плазмотрона, который в этом случае часто определяется сроком службы пористой МЭВ. Воспринимаемый пористой стенкой тепловой поток от дугового разряда снимается охлаждающим ее плазмообразующим газом, что повышает КПД плазмотрона, но возникающие при этом температурные поля могут привести к разрушению вставки. Поэтому при конструировании плазмотронов необходим расчет распределения температур для оценки стойкости и выбора материала пористого элемента при различных режимах его работы. Существуют аналитические и численные методы расчета температур в пористых телах, продуваемых газом. Однако до сих пор не исследованы области их применения, что затрудняет выбор конкретного метода расчета для различных пористых материалов.

В данной работе проведен анализ условий развитого теплообмена в пористой вставке и предложен метод асимптотического решения тепловой задачи.

Предполагая отсутствие осевых перетечек тепла и массы и считая теплопроводность охладителя пренебрежимо малой по сравнению с теплопроводностью вставки, теплообмен в пористом цилиндре можно описать следующей системой уравнений [1, 2]:

$$\frac{d}{dr} (\lambda \cdot r \cdot \frac{dT}{dr}) = -c \cdot g \frac{dt}{dr}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} (\lambda \cdot r \cdot \frac{dT}{dr}) = d_v \cdot (T - t), \quad (2)$$

где λ — коэффициент теплопроводности вставки; T — температура вставки; t — температура газа; α_v — коэффициент внутреннего теплообмена, являющийся функцией радиуса r и теплофизических параметров системы; g — расход охладителя на единицу длины вставки, связанный с удельным расходом \dot{m} зависимостью $g = \dot{m} \cdot r$; c — изобарная теплоемкость охладителя.

Система (1), (2) дополняется условиями на внешней поверхности пористой МЭВ при $r = r_2$:

$$T|_{r=r_2} = T_2. \quad (3)$$

$$-\lambda \Delta_2 = \frac{c \cdot g}{r_2} (t_2 - t_p) + Q. \quad (4)$$

Здесь $\Delta_2 = \frac{dT}{dr}|_{r=r_2}$; $t_2 = t|_{r=r_2}$; t_p — температура газа в ресивере; $Q = \varepsilon \sigma (T_2^4 - t_p^4)$ — плотность потока излучения с внешней поверхности стенки.

Согласно работе [1] в предположении равенства температуры стенки и охладителя, решение системы (1), (2) при граничных условиях (3), (4) дает следующее распределение температур:

$$T(r) = \left(T_2 - t_p + \frac{Q \cdot r_2}{c \cdot g} \right) \left(\frac{r_2}{r} \right)^{\frac{c \cdot g}{\lambda}} + t_p - \frac{Q \cdot r_2}{c \cdot g}. \quad (5)$$

Численные эксперименты и опытные данные [1-4] подтверждают достаточную для многих случаев точность формулы (5) для пористых МЭВ, изготовленных из материалов с высоким коэффициентом теплопроводности.

Покажем, что в любом случае формула (5) описывает максимальное распределение температуры в пористой вставке при заданных условиях на внешней поверхности цилиндра. Из (1) имеем

$$\lambda \cdot r \frac{dT}{dr} + c \cdot g \cdot t = \lambda \cdot r_2 \cdot \Delta_2 + c \cdot g \cdot t_2. \quad (6)$$

Принтегрируем (6), обозначая $a = \frac{c \cdot g}{\lambda}$:

$$T(r) = \int_{r_2}^r \frac{r_2 \Delta_2 + a [t_2 - t(x)]}{x} dx + T_2,$$

так как $T(r) \geq t(r)$, $r \leq r_2$, то

$$T(r) \leq \int_{r_2}^r \frac{r_2 \Delta_2 + a [t_2 - T(x)]}{x} dx + T_2. \quad (7)$$

После тождественных преобразований интегральное неравенство (7) приводится к виду

$$a [T(r) - t_2] - r_2 \Delta_2 \leq \int_r^{r_2} a \cdot \frac{a [T(x) - t_2] - r_2 \Delta_2}{x} dx + a (T_2 - t_2) - r_2 \Delta_2. \quad (8)$$

Применим к (8) лемму Гронуолла — Беллмана, учитывая, что $T(r) \geq T_2 \geq t_2$, $r_2 \Delta_2 \leq 0$, тогда

$$a [T(r) - t_2] - r_2 \Delta_2 \leq [(T_2 - t_2) a - r_2 \Delta_2] \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^a. \quad (9)$$

Подставляя в (9) значение Δ_2 из условия (4), получаем доказываемое утверждение

$$T(r) \leq \left(T_2 - t_p + \frac{Q \cdot r_2}{c \cdot g} \right) \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^{\frac{c \cdot g}{\lambda}} + t_p - \frac{Q \cdot r_2}{c \cdot g}.$$

Полученный результат является строгим математическим доказательством того, что при $T = t$ в системе устанавливается режим максимального теплообмена. Легко показать, что аналогичный вывод справедлив для плоской пористой стенки.

Для выявления области применения формулы (5) и ее уточнения получим асимптотическое разложение решения системы (1), (2) при $\alpha_v \rightarrow \infty$, при этом легко видеть, что выражение (5) определяет нулевой член этой асимптотики.

Согласно работе [5], наиболее общая формула, определяющая коэффициент внутреннего теплообмена, имеет вид $\alpha_v = A \cdot r^{-k}$, где A — постоянная, зависящая от физических параметров системы и расхода охладителя; k — числовой коэффициент, изменяющийся в пределах $0,65 \div 1,84$.

Коэффициент внутреннего теплообмена на наружной поверхности стенки $\alpha_{v2} = A \cdot r_2^{-k}$, тогда $\alpha_v = \alpha_{v2} \left(\frac{r_2}{r} \right)^k$. Вводя малый параметр $\mu = \frac{1}{\alpha_{v2}} (\mu \rightarrow 0)$ и обозначая $b = \frac{r_2^k}{c \cdot g}$, $C = t_2 + \frac{\lambda}{c \cdot g} \cdot r_2 \Delta_2$, $z = \frac{\lambda}{c \cdot g} \cdot r \frac{dT}{dr}$

$y = T - C$, систему (1), (2) можно преобразовать к виду

$$\mu \frac{dz}{dr} = b \cdot r^{1-k} (y + z), \quad (10)$$

$$\frac{dy}{dr} = \frac{a}{r} \cdot z. \quad (11)$$

Систему (1), (2) будем решать с начальными условиями, заданными на внешней поверхности цилиндра T_2, t_2, Δ_2 . Соответственно система (10), (11) решается с начальными условиями

$$y_2 = T_2 - C, \quad (12)$$

$$z_2 = C - t_2. \quad (13)$$

Заметим, что для определения начальных условий достаточно измерить T_2 , так как существует еще одна зависимость, определяющая Δ_2 [2]:

$$-\lambda \Delta_2 = \alpha (T_2 - t_p) + Q, \quad (14)$$

где α — коэффициент поверхностного теплообмена на наружной поверхности вставки.

Зная T_2 и совместно решая (4) и (14), определим Δ_2, t_2 .

Асимптотическое решение сингулярно возмущенной системы (10), (11) находится на основе результатов работ [6, 7]. Из теоремы, доказанной в [6], следует, что исследуемая система уравнений устойчива влево, т. е. начальные данные нужно задавать на наружной поверхности цилиндра при $r = r_2$.

Решение задачи (10), (11) будем искать в виде

$$z(r, \mu) = z_0(r) + \mu z_1(r) + \mu^2 \cdot z_2(r) + \dots + \Pi_0 z(\tau) + \mu \Pi_1 z(\tau) + \dots, \quad (15)$$

$$y(r, \mu) = y_0(r) + \mu y_1(r) + \mu^2 \cdot y_2(r) + \dots + \Pi_0 y(\tau) + \mu \Pi_1 y(\tau) + \dots, \quad (16)$$

где $\tau = \frac{r - r_2}{\mu}$; $z_i(r), y_i(r), \Pi_i z(\tau), \Pi_i y(\tau)$ — неизвестные функции ($i = 0, 1, 2, \dots$). Подставим разложения (15), (16) в систему (10), (11):

$$\begin{aligned} \mu \frac{dz_0(r)}{dr} + \mu^2 \frac{dz_1(r)}{dr} + \dots + \frac{d\Pi_0 z(\tau)}{d\tau} + \mu \frac{d\Pi_1 z(\tau)}{d\tau} + \dots &= b \cdot r^{1-k} \cdot [z_0(r) + \\ &+ \mu z_1(r) + \dots + y_0(r) + \mu y_1(r) + \dots] + b [r_2^{1-k} + (1-k)r_2^{-k} \cdot \mu + \dots] \cdot \\ &\cdot [\Pi_0 z(\tau) + \mu \Pi_1 z(\tau) + \dots + \Pi_0 y(\tau) + \mu \Pi_1 y(\tau) + \dots]; \\ \mu \frac{dy_0(r)}{dr} + \mu^2 \frac{dy_1(r)}{dr} + \dots + \frac{d\Pi_0 y(\tau)}{d\tau} + \mu \frac{d\Pi_1 y(\tau)}{d\tau} + \dots &= \\ = \frac{a}{r} [\mu z_0(r) + \mu^2 z_1(r) + \dots] + a [r_2^{k-1} + (k-1)r_2^{k-2} \cdot \mu + \dots] \cdot \\ &\cdot [\mu \Pi_0 z(\tau) + \mu^2 \Pi_1 z(\tau) + \dots]. \end{aligned}$$

Приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях μ , причем зависящие отдельно от τ и от r , получим уравнение для определения членов разложения (15), (16). Ограничиваясь членами первого порядка малости по μ , получим

$$z_0(r) + y_0(r) = 0, \quad (17a)$$

$$\frac{dz_0(r)}{dr} = b \cdot r^{1-k} [z_1(r) + y_1(r)], \quad (17b)$$

$$\frac{d\Pi_0 z(\tau)}{d\tau} = b \cdot r_2^{1-k} [\Pi_0 z(\tau) + \Pi_0 y(\tau)], \quad (17в)$$

$$\frac{d\Pi_1 z(\tau)}{d\tau} = b \cdot r_2^{1-k} [\Pi_1 z(\tau) + \Pi_1 y(\tau)] + b(1-k) \cdot r_2^{-k} [\Pi_0 z(\tau) + \Pi_0 y(\tau)], \quad (17г)$$

$$\frac{dy_0(r)}{dr} = \frac{a}{r} \cdot z_0(r), \quad (17д)$$

$$\frac{dy_1(r)}{dr} = \frac{a}{r} \cdot z_1(r), \quad (17e)$$

$$\frac{d\Pi_n y(\tau)}{d\tau} = 0, \quad (17ж)$$

$$\frac{d\Pi_1 y(\tau)}{d\tau} = a \cdot r_2^{k-1} \cdot \Pi_0 \cdot z(\tau). \quad (17з)$$

Из полученных уравнений легко определяются восемь неизвестных функций, если для них задать начальные условия, которые находятся из разложений: $z_0(r_2) + \mu z_1(r_2) + \dots + \Pi_0 z(0) + \mu \Pi_1 z(0) + \dots = z_2$, $y_0(r_2) + \mu y_1(r_2) + \dots + \Pi_0 y(0) + \mu \Pi_1 y(0) + \dots = y_2$.

Для нулевого приближения имеем $z_0(r_2) + \Pi_0 z(0) = z_2$, $y_0(r_2) + \Pi_0 y(0) = y_2$.

Так как все пограничные функции $\Pi_n y(\tau) \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow -\infty$ [6], то из (17ж) следует $\Pi_0 y(\tau) \equiv 0$, поэтому $y_0(r_2) = y_2$.

Из (17а) получаем $z_0(r_2) = -y_2$, отсюда $\Pi_0 z(0) = z_2 + y_2$. Аналогично из условий $z_1(r_2) + \Pi_1 z(0) = 0$, $y_1(r_2) + \Pi_1 y(0) = 0$ с учетом того, что $\Pi_n y(\tau) \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow -\infty$ находятся начальные условия для функций с индексом 1, в результате получаем асимптотическое разложение решения системы (10), (11). Переходя к $T = y + C$ и $t = C - z$, получаем полное нулевое приближение решения задачи:

$$T(r, \mu) = C + (T_2 - C) \left(\frac{r_2}{r} \right)^a + O(\mu), \quad (18a)$$

$$t(r, \mu) = C + (T_2 - C) \left(\frac{r_2}{r} \right)^a - (T_2 - t_2) e^{b \cdot r_2^{1-h} \cdot \tau} + O(\mu). \quad (18б)$$

Асимптотическое разложение решения до $O(\mu^2)$ имеет вид

$$T(r, \mu) = C + (T_2 - C) \left(\frac{r_2}{r} \right)^a + \mu \left[\frac{a \cdot (t_2 - T_2)}{b \cdot r_2^{2-h}} + \frac{a^2 (T_2 - C)}{b (k-2)} \cdot (r^{k-2} - r_2^{k-2}) \right] \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^a + \mu \frac{a (T_2 - t_2)}{b \cdot r_2^{2-h}} \cdot e^{b \cdot r_2^{1-h} \cdot \tau} + O(\mu^2); \quad (19a)$$

$$t(r, \mu) = C + (T_2 - C) \left(\frac{r_2}{r} \right)^a - (T_2 - t_2) \cdot e^{b \cdot r_2^{1-h} \cdot \tau} - \mu \left[\frac{a (T_2 - C) \cdot r_2^a}{b \cdot r_2^{2+a-h}} - \left[\frac{a^2 (T_2 - C)}{b (k-2)} \cdot (r^{k-2} - r_2^{k-2}) - \frac{a \cdot (T_2 - t_2)}{b \cdot r_2^{2-h}} \right] \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^a \right] - \mu e^{b r_2^{1-h}} \left[\frac{a (T_2 - t_2)}{r_2} \tau - \frac{a \cdot (2T_2 - t_2 - C)}{b \cdot r_2^{2-h}} + \frac{(1-k) \cdot b \cdot r_2^{-k} (T_2 - t_2)}{2} \cdot \tau^2 \right] + O(\mu^2). \quad (19б)$$

По изложенной методике находятся дальнейшие члены асимптотики.

Аналогичное асимптотическое разложение имеет место для решения тепловой задачи при пористом охлаждении плоской стенки. Важным свойством найденных асимптотических формул является их более высокая информативность по сравнению с выражением (5), так как асимптотическое разложение строится для двухтемпературной модели (уже в полном нулевом приближении (18а), (18б) температуры стенки и газа при конечном α , различны), что дает возможность оценить погрешность при использовании однетемпературного распределения.

Сравнение построенной асимптотики с численным расчетом на ЭВМ, полученным в работе [2], для случаев интенсивного теплообмена ($t \rightarrow T$) показывает высокую точность асимптотических формул.

Таким образом, полученное асимптотическое разложение позволяет правильно аналитически рассчитать температурные поля в условиях развитого теплообмена в пористых межэлектродных вставках плазмотронов.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
1/VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

- Хэберлайн, Пфендер. Пористое охлаждение стенок камеры со стабилизированной электрической дугой большой мощности.— Теплопередача, № 2, 1971, 17—25.
- Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В., Старшинов В. И., Уколов В. В. Исследование эффективности пористого охлаждения стабилизирующего канала плазмотрона.— Изв. СО АН СССР, 1977, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
- Жуков М. Ф., Засыпкин И. М., Мишне И. И., Фокин В. Н. Теплообмен в канале плазмотрона с проницаемой стенкой.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
- Третьяк Н. С., Самусевич В. Г., Аричкин С. М. Определение температур поверхностей пористых малых цилиндров в условиях теплозащиты нагреваемой поверхности массообменом.— В кн.: Тепло- и массоперенос при интенсивном лучистом и конвективном нагреве. Минск, 1977.
- Майоров В. А. Течение и теплообмен однофазного охладителя в пористых металлокерамических материалах.— Теплоэнергетика, 1978, № 1, т. 34.
- Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений. М.: Наука, 1973.
- Вазов В. Асимптотические разложения решений дифференциальных уравнений. М.: Мир, 1968.

А. П. МОЖАЕВ, В. В. СЕНИН

К ВОПРОСУ О ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЯХ
В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОГО ПОРИСТОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Пористое охлаждение является эффективным методом тепловой защиты элементов конструкций, подверженных воздействию высокотемпературной окружающей среды. Этот метод используется, например, при охлаждении лопаток турбин, сопел ракетных двигателей, камер сгорания, теплонапряженных узлов плазмотронов. В связи с этим представляет интерес проблема определения температурных полей системы: пористая стенка — охладитель. В стационарном случае без учета теплопроводности охладителя уравнение теплообмена в плоской стенке имеет вид

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + \dot{c}m \frac{dt}{dx} = 0, \quad (1)$$

где T, t — температуры стенки и охладителя; λ — эффективный коэффициент теплопроводности скелета стенки, учитывающий пористость и передачу тепла излучением от стенок пор; \dot{m} — удельный расход охладителя; c — изобарная теплоемкость охладителя.

В условиях интенсивного теплообмена в пористых металлических материалах, характеризующихся большими коэффициентами теплопроводности, наблюдается близость температуры стенки и охладителя. Тогда, положив $T=t$, из (1) можно найти распределение температуры (соответствующее решение для цилиндрической стенки приведено в [1]). Это предположение, математически необходимое для получения температурного поля из одного уравнения, является физически очень жестким, так как трудно представить, что холодный газ (даже с учетом теплообмена) на входе в стенку сразу достигает температуры T .

Допущение $T=t$ можно не использовать, если дополнить (1) уравнением местного теплообмена, которое в случае плоской стенки имеет вид

$$\dot{c}m \frac{dt}{dx} = -\alpha_v (T-t). \quad (2)$$

Величина α_v (коэффициент внутреннего теплообмена) определяется экспериментально. По данным наиболее полного обзора экспериментальных работ [2], не существует единого мнения в выборе критериального соотношения, определяющего этот коэффициент в пористых металлах.

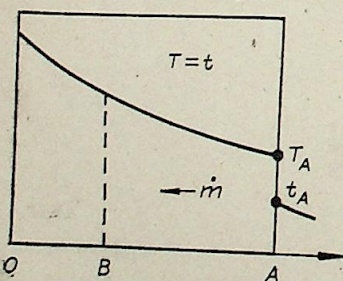


Схема идеального теплообмена.

С другой стороны, как показали численные исследования [3, 4], именно функциональная структура коэффициента α_v и его величина наиболее сильно влияют на распределение температур в пористой стенке.

Цель настоящей работы — получение зависимостей для определения температурных полей в условиях развитого теплообмена в плоской и цилиндрической стенке без использования предположения $T=t$ и уравнения (2); при этом уравнение (1) дополняется математическим условием идеаль-

ности теплообмена как следствием закона сохранения энергии. Рассмотрим модель идеального теплообмена (см. рисунок). Пористой стенкой OA охлаждается газом с удельным расходом \dot{m} и теплоемкостью c . Теплообмен идеальным, т. е. по толщине стенки $T=t$. Парциальный поток: $-\lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=A}$. Запишем закон сохранения энергии для слоя, бесконечно близкого слева к сечению A :

$$-\lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=A-0} + \lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=A} = \dot{c}m (T_A - t_A). \quad (3)$$

Используя условие $\frac{dT}{dx} \Big|_{x=A-0} = \frac{dt}{dx} \Big|_{x=A-0}$, из (3) получим $\frac{dt}{dx} \Big|_{x=A-0} = -\frac{\dot{c} \cdot \dot{m}}{\lambda} (T_A - t_A) + \frac{dT}{dx} \Big|_{x=A}$. Этот же результат остается верным для любого сечения B , так как

$$\frac{dt}{dx} \Big|_{x=B-0} = \frac{dt}{dx} \Big|_{x=B} = \frac{dT}{dx} \Big|_{x=B} = -\frac{\dot{c} \cdot \dot{m}}{\lambda} (T_B - t_B) + \frac{dT}{dx} \Big|_{x=B}.$$

Полученное условие идеальности теплообмена естественно перенести в пространство $C^2_{[OA]}$ для $T(x)$ и $C^1_{[OA]}$ для $t(x)$:

$$\frac{dt}{dx} = -\frac{\dot{c} \cdot \dot{m}}{\lambda} (T-t) + \frac{dT}{dx}. \quad (4)$$

Объединяя (1) и (4), получим систему для распределения температур стенки и охладителя в условиях идеального теплообмена:

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} = \frac{\dot{c}^2 \cdot \dot{m}^2}{\lambda} (T-t) - \dot{c}m \frac{dT}{dx}, \quad \frac{dt}{dx} = -\frac{\dot{c} \cdot \dot{m}}{\lambda} (T-t) + \frac{dT}{dx}. \quad (5)$$

Аналогичные рассуждения приводят к условию идеальности теплообмена в цилиндрической стенке:

$$\frac{dt}{dr} = -\frac{\dot{c} \cdot g}{\lambda r} (T-t) + \frac{dT}{dr}. \quad (6)$$

Соответствующая система для цилиндрической стенки имеет вид

$$\frac{d}{dr} \left(\lambda \cdot r \frac{dT}{dr} \right) = \frac{\dot{c}^2 g^2}{\lambda r} (T-t) - \dot{c}g \frac{dT}{dr}, \quad \frac{dt}{dr} = -\frac{\dot{c}g}{\lambda r} (T-t) + \frac{dT}{dr}, \quad (7)$$

где r — текущий радиус, g — расход газа на единицу длины, связанный с удельным расходом \dot{m} соотношением $g = \dot{m}r$. Считая, что теплофизические параметры системы не зависят от температуры, получаем общее решение системы (5):

$$T(x) = C_1 + C_2 e^{-\frac{\dot{c}m}{\lambda} x} + \frac{C_3}{2} e^{\frac{\dot{c}m}{\lambda} x}, \quad t(x) = C_1 + C_3 e^{-\frac{\dot{c}m}{\lambda} x} - \frac{C_3}{2} e^{\frac{\dot{c}m}{\lambda} x}. \quad (8)$$

Отсюда $T-t = C_3 e^{\frac{\dot{c}m}{\lambda} x}$, т. е. температура охладителя экспоненциально приближается к температуре стенки. Для цилиндрической стенки решение системы (7) имеет вид

$$T(r) = C_1 + C_2 r^{-\frac{\dot{c}g}{\lambda}} + \frac{C_3}{2} r^{\frac{\dot{c}g}{\lambda}}, \quad t(r) = C_1 + C_2 r^{-\frac{\dot{c}g}{\lambda}} - \frac{C_3}{2} r^{\frac{\dot{c}g}{\lambda}}. \quad (9)$$

При этом $T-t = C_3 r^{\frac{\dot{c}g}{\lambda}}$. Постоянные C_1, C_2, C_3 в (8), (9) определяются из начальных или граничных условий.

Используя, например, следующие условия на внешней поверхности цилиндрической стенки: $T|_{r=r_2} = T_2$, $t|_{r=r_2} = t_2$, $-\lambda \frac{dT}{dr}|_{r=r_2} = \frac{cg}{r_2}(t_2 - t_p) + Q_{изл}$ (t_p — температура газа в ресивере, $Q_{изл}$ — плотность потока излучения с внешней поверхности), из (9) получим следующее распределение температуры скелета стенки:

$$T(r) = t_p - \frac{Q_{изл}r_2}{cg} + \left(\frac{T_2 + t_2}{2} - t_p + \frac{Q_{изл}r_2}{cg} \right) \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^{\frac{cg}{\lambda}} + \frac{T_2 - t_2}{2} \left(\frac{r}{r_2} \right)^{\frac{cg}{\lambda}}. \quad (10)$$

Сравним это решение с распределением температуры стенки, полученным в предположении $T(r) = t(r)$. Согласно [1], в этом случае имеем

$$T(r)^* = t_p - \frac{Q_{изл}r_2}{cg} + \left(T_2 - t_p + \frac{Q_{изл}r_2}{cg} \right) \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^{\frac{cg}{\lambda}}. \quad (11)$$

Тогда

$$T(r)^* - T(r) = \frac{T_2 - t_2}{2} \left[\left(\frac{r_2}{2} \right)^{\frac{cg}{\lambda}} - \left(\frac{r}{r_2} \right)^{\frac{cg}{\lambda}} \right]. \quad (12)$$

Как видно из (12), ошибка завышения пропорциональна разности температур $T_2 - t_2$ на внешней поверхности цилиндра и растет степенным образом при приближении к внутренней поверхности. Легко показать, что для плоской стенки соответствующая ошибка будет расти экспоненциально.

Распределение температуры, подсчитанное по формуле (11), не зависит от того, отличаются ли температуры стенки и газа при $r = r_2$. Поэтому формула (11) дает более достоверное температурное поле только при $T_2 = t_2$, и оно в этом случае совпадает с распределением, подсчитанным по формуле (10). Если же $T_2 > t_2$, формула (11) описывает распределение температуры, соответствующее режиму интенсивного теплообмена в пространстве разрывных функций (см. рисунок), который в природе, очевидно, реализоваться не может.

Таким образом, получены формулы, описывающие температурные поля в пористых материалах в условиях реального интенсивного теплообмена.

Поступила в редакцию
3/VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Хеберлайн, Пфеидер. Пористое охлаждение стенок камеры со стабилизированной электрической дугой большой мощности.— Теплопередача, 1972, т. 94, № 2.
2. Майоров В. А. Течение и теплообмен однофазного охладителя в пористых металлокерамических материалах.— Теплоэнергетика, 1978, № 1.
3. Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В., Старшинов В. И., Уколов В. В. Исследование эффективности пористого охлаждения стабилизирующего канала плазматрона.— Изв. СО АН СССР, 1977, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
4. Жуков М. Ф., Анышаков А. С., Засыпкин И. М. и др. Электродуговые генераторы с межэлектродными вставками. Новосибирск: Наука, 1981.

УДК 621.387.143

А. М. ГОНОПОЛЬСКИЙ, В. А. КОРАБЛЕВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИИ ЭЛЕКТРОДОВ СЕРИЙНЫХ ПЛАЗМОТРОНОВ ДЛЯ НАПЫЛЕНИЯ

Повышение ресурса работы электродов в плазмотронах особенно необходимо для серийных технологических плазменных установок. Применительно к плазмохимическим процессам эта задача решена путем использования электродов с принудительно перемещаемыми приэлектродными участками дуги [1], ресурс здесь достигает нескольких сотен часов. Причина относительно низкого ресурса электродов в установках плазменного напыления [2] по сравнению с плазмотронами с газовихревой стабилизацией дуги состоит в том, что в них осуществляется осевой обдув дуги, горящей со стержневого термокатода на анодное сопло. При этом приэлектродные участки дуги не имеют направленного принудительного перемещения по поверхности электродов во избежание периферийной сепарации порошка. Задача настоящего исследования — выяснить основные причины повышенной эрозии электродов в серийных установках для плазменного напыления. Сравнительный анализ отечественных и зарубежных [3] напылительных плазменных устройств позволил выделить три основных фактора, влияющих на эрозию, которые исследовались в дальнейшем: точность поддержания режимных параметров дуги; материал катода и анода; чистота плазмообразующего газа.

Материалом катода служил лантанированный вольфрам марки ВЛ-10 (диаметр электрода 4 мм) и иттрированный вольфрам марки СВИ-1, а материалом анода — медь МЗ и марки МО_В, а также вольфрам.

Исследования вольфрама как материала для анода проводились в двух вариантах: 1) анод, изготовленный целиком из вольфрама; 2) медный анод с вольфрамовым покрытием внутренней поверхности. В обоих случаях использовалась разработанная ВНИИТС технология газофазного осаждения вольфрама из гексафторида вольфрама. Плазмообразующими газами служили технический азот с содержанием кислорода до 0,5% и азот особой чистоты с содержанием кислорода не более 0,001%. Эксперименты проводились на серийной установке плазменного напыления и наплавки УМП-6 [2].

В отличие от большинства существующих плазмотронов с водяным охлаждением электроды плазматрона УМП-6 имеют косвенное охлаждение. Как показано на рис. 1, полый медный анод вставляется в гнездо корпуса, имеющего 10 глубоких каналов, расположенных симметрично вокруг гнезда. Давление охлаждающей воды

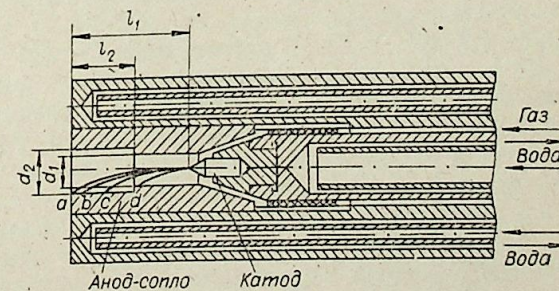


Рис. 1. Схема плазматрона.

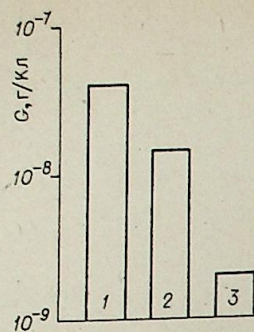


Рис. 2. Сравнительные результаты по эрозии катода на номинальном режиме.

1 — иттрированный вольфрам, технический азот; 2 — лантанированный вольфрам, технический азот; 3 — лантанированный вольфрам, азот особой чистоты.

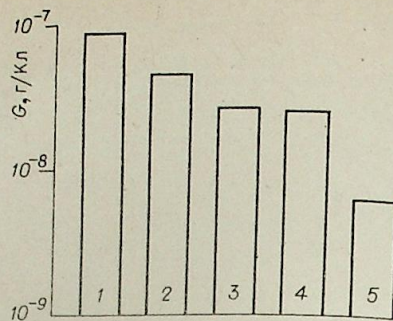


Рис. 3. Сравнительные результаты по эрозии анода на номинальном режиме.

1 — медь МЗ, технический азот, режим без корректировки; 2 — медь МЗ, технический азот; 3 — медь МЗ, азот особой чистоты; 4 — медь МО_В, азот особой чистоты; 5 — вольфрам, азот особой чистоты; 2—5 — режимы с корректировкой.

составляет $(2,5 \div 3) \cdot 10^5$ Па. Диаметр анода в холодном состоянии на 0,03...0,06 мм меньше диаметра гнезда.

В процессе экспериментов режим поддерживался близким к паспортному для установки УМП-6 и имел следующие характеристики: ток дуги, $I = 240 \div 290$ А; напряжение на дуге, $U = 85 \div 115$ В; расход плазмообразующего газа (азот) $G = 1,3 \div 1,6$ г · с⁻¹.

Износ электродов определялся путем их взвешивания до и после экспериментов. Используемые приборы позволяли оценить износ с точностью $5 \cdot 10^{-10}$ г/Кл. Данные по эрозии электродов получены в экспериментах продолжительностью 30...500 мин. Тем самым влияние начального периода эрозионного разрушения электродов было сведено к минимуму.

Как показали эксперименты, коэффициент использования напыляемого материала падает при длительной работе установки из-за отклонения режима плазмотрона от рекомендуемого в любую сторону вследствие износа электродов. В качестве ресурсного срока службы электродов был выбран период времени, после которого коэффициент использования напыляемого материала падал ниже 70% — минимального значения, определяемого ГОСТом 11966-78. Для плазмотрона с катодом из лантанированного вольфрама, анодом из меди МЗ при работе на техническом азоте от сварочных генераторов ПД-502, без последующей коррекции установленного в начальный момент режима ($I = 280$ А, $U = 100$ В), этот период достигает 20 ч. При этом отклонение режима от начального составило ~12% по току дуги. Средняя величина эрозии анода за этот период оказалась равной $8,8 \cdot 10^{-8}$ г/Кл, а катода — $1,4 \cdot 10^{-8}$ г/Кл.

Исследования по влиянию точности поддержания режима на эрозию электродов показали, что при $U = 110 \div 112$ В, $I = 235 \div 255$ А анодный участок дуги выходит из канала плазмотрона на наружную торцевую поверхность анода (рис. 1, см. область *a*). При этом эрозия анода составляет $1,7 \cdot 10^{-7}$ г/Кл. В случае, если $I = 295 \div 310$ А, $U = 87 \div 92$ В, анодный участок дуги втягивается в канал диаметром 6 мм (рис. 1, см. область *d*) и эрозия анода составляет в среднем $9,4 \cdot 10^{-8}$ г/Кл. Результаты испытаний на номинальном режиме при непрерывной его корректировке показали среднюю величину удельной эрозии $5 \cdot 10^{-9}$ г/Кл (рис. 2) для катода и $4,5 \cdot 10^{-8}$ г/Кл (рис. 3) для анода. При этом анодное пятно дуги находилось в средней части канала диаметром 8 мм (см. рис. 1, зона *bc*).

Таким образом, экспериментальные данные дают основание полагать, что непрерывная корректировка параметров режима горения дуги позволяет в 2 раза поднять ресурс электродов плазмотрона в установках УМП-6. В проведенных экспериментах корректировка режима осуществ-

лялась путем изменения расхода газа, чтобы напряжение на дуге находилось в пределах $95 \div 100$ В.

Следует отметить, что основные геометрические параметры плазмотронов, наиболее широко применяемых для напыления, достаточно близки между собой.

Поэтому сделанный выше вывод является общим для всех установок, использующих плазмотроны такого типа. Анализ каталогов зарубежных фирм [3] показывает, что все они используют для установок плазменного напыления источники питания с корректирующей обратной связью.

Рассмотрим влияние материалов электродов на ресурс плазмотрона. Как показали испытания в техническом азоте, удельная эрозия катодов из лантанированного вольфрама составляет $(4,8 \div 5,3) \cdot 10^{-9}$ г/Кл, из иттрированного вольфрама — $(2,1 \div 4) \cdot 10^{-8}$ г/Кл. Объяснить столь значительную разницу в эрозионных характеристиках материалов, имеющих близкие эмиссионные характеристики, можно только различием в технологии их изготовления.

Эрозия анодов из меди МЗ и меди МО_В в техническом азоте оказалась одинаковой: $(4,5 \div 5,3) \cdot 10^{-8}$ г/Кл. Аноды, изготовленные целиком из газофазно осажденного вольфрама, дали в среднем значение удельной эрозии $3 \cdot 10^{-8}$ г/Кл. Качество покрытия внутренней поверхности медных анодов газофазно осажденным вольфрамом на всей партии оказалось неудовлетворительным вследствие наличия трещин и раковин, и эрозия составила в среднем $6 \cdot 10^{-7}$ г/Кл. Несмотря на несколько лучшие (в $1,5 \div 1,7$ раза) эрозионные характеристики вольфрамовых анодов в техническом азоте по сравнению с медными, их применение в настоящее время экономически неоправдано из-за высокой стоимости процесса изготовления. В работе обнаружено значительное влияние чистоты газа на эрозию электродов. Удельная эрозия лантанированного катода в азоте особой чистоты составила $(1,3 \div 2,0) \cdot 10^{-9}$ г/Кл. По сравнению с техническим азотом его ресурс повысился в 2—3 раза.

Удельная эрозия медных анодов обеих марок оказалась в особо чистом азоте практически одинаковой — $(2,4 \div 2,6) \cdot 10^{-8}$ г/Кл, т. е. их ресурс увеличился примерно в 2 раза по сравнению с техническим азотом. Как показали испытания вольфрамовых анодов, среднее значение удельной эрозии составило $(4 \div 6) \cdot 10^{-9}$ г/Кл. Таким образом, в особо чистом азоте применение вольфрамовых анодов обеспечивает увеличение ресурса примерно на порядок по сравнению с медными анодами в техническом азоте. Сравнение влияния всех рассмотренных факторов на удельную эрозию катода представлено на рис. 2, анода — на рис. 3.

ВНИИавтогенмаш,
Москва

Поступила в редакцию
16/VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Электродуговые плазмотроны. Рекламный проспект. Изд. 3-е, доп./Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск, 1980.
2. Васильев Р. А., Гонопольский А. М., Скидан Е. И. Исследование возможности обобщения характеристик аппаратуры для плазменного напыления. — В кн.: Тезисы докладов VIII Всесоюзного совещания «Теория и практика газотермического нанесения покрытий». Рига: Зинатне, 1980.
3. Каталог фирмы «Plasma — Technik» 1976 г.

УДК 621.387.143

Б. И. МИХАЙЛОВ

ЗАЩИТА ТЕРМОКАТОДОВ ОТ ОКИСЛЕНИЯ
В ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ПЛАЗМОТРОНАХ

Все более широкое применение в производстве находят плазмотроны с торцевыми термокатадами. Плазмотроны с разделительной диафрагмой — вставкой [1, 2], образующей с катодом и камерой подачи защитного газа защитно-пусковой узел, позволяют использовать в качестве рабочих кислородсодержащие газы, такие как воздух, водяной пар, кислород и др.

Реализованная в них идея защиты термокатада от окисления заключается в непрерывном напуске в форкамеру плазмотрона некоторого количества газа, инертного по отношению к материалу катода. Напускаемый газ омывает поверхность катода, оттесняет кислород от его поверхности, защищая ее от окисления, и истекает через центральное отверстие во вставку в основную электродуговую камеру плазмотрона (рис. 1).

Вопросы экономики производства, а также потребности ряда технологий в чистой плазме требуют изыскания путей снижения расхода защитного газа, в качестве которого обычно используются аргон или азот. Расход защитного газа определяется при прочих равных условиях величиной проходного сечения и скоростью течения. Уменьшение диаметра отверстия во вставке приводит к усилению термического обжаривания участка дуги, заключенного внутри вставки, и к увеличению вследствие роста напряженности потока тепла в стенку, которое при определенных условиях может привести ее к перегреву.

Необходимое для оттеснения кислорода значение скорости защитного газа в сечении центрального отверстия вставки определяется интенсивностью натекания кислорода в сторону катода из основной камеры плазмотрона. Из возможных процессов, ответственных за это явление, можно выделить следующие: а) аэродинамическую циркуляцию рабочего газа внутри плазмотрона; б) диффузию кислорода, обусловленную разностью его концентраций в электродуговой камере и в прикатодном слое. При этом в зависимости от условий может доминировать тот или иной процесс.

Результаты аэродинамических исследований [3] течения в камере и специальные продувки табачным дымом, выполненные автором, показали, что при $\bar{d}_0 = \frac{d_0}{d_1} > 0,7$, где d_0, d_1 — диаметры центрального отверстия вставки и выходного отверстия анода соответственно (см. рис. 1), циркуляционная зона обратных течений захватывает и форкамеру. При диаметре $\bar{d}_0 < 0,7$ вставка играет роль газодинамического экрана, отсекающего обратные циркуляционные течения и предохраняющего форкамеру от попадания в нее кислорода. Контрольные опыты с задымленным

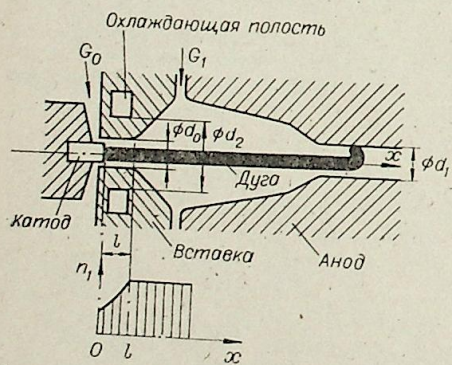


Рис. 1. Схема проточной части плазмотрона.

воздухом, используемым в качестве основного газа G_1 , показали, что при вставки со скоростью порядка скорости диффузии задымленный воздух в форкамеру не попадает, и никотин на поверхности катодного узла при $\bar{d}_0 < 0,7$ не конденсируется. Это подтверждает справедливость диффузионной модели в данных условиях.

Величина секундного расхода G диффундирующего потока массы пропорциональна осевому градиенту $\left| \frac{\partial n_1}{\partial x} \right|$ концентрации диффундирующих частиц и сечению S потока [4]:

$$G = DS m_1 \frac{dn_1}{dx}$$

или

$$G = DS \frac{d\rho_1}{dx},$$

где $D = \frac{1}{3} \bar{c} \lambda$ — коэффициент диффузии частиц массы m_1 ; $\bar{c} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{RT}{\mu_1}}$ — среднеарифметическая скорость частиц; $\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d_a^2 n_1}$ — средняя длина свободного пробега частицы; d_a — диаметр атома кислорода; $\rho_1 = m_1 \cdot n_1$ — массовая концентрация кислорода.

Полагая, что справа от вставки (см. рис. 1) находится источник частиц кислорода, поддерживающий их массовую концентрацию ρ_1 постоянной, а на поверхности катода их сток, найдем линейное распределение концентрации кислорода вдоль от вставки.

Принимая для простоты плотность защитного газа и кислорода одинаковой, находим из уравнения конвективной диффузии:

$$v \frac{dc}{dx} = D \frac{d^2c}{dx^2}$$

и граничных условий: $c = c_0$ при $x = 0$, $c = 1$ при $x = l$, где $c = \frac{\rho_1(x)}{\rho_1(l)}$ — приведенная концентрация кислорода; $\rho_1(l)$ — массовая концентрация кислорода при $x = l$, искомое распределение концентрации в виде

$$c(x) = c_0 + (1 - c_0) \frac{\exp\left(\frac{v \cdot x}{D}\right) - 1}{\exp\left(\frac{v \cdot l}{D}\right) - 1} \quad (1)$$

В стационарном состоянии потоки диффузии атомов кислорода на входе ($x = 0$) и на выходе ($x = l$) из вставки должны компенсироваться противоположно направленной конвекцией:

$$v \cdot c_0 = D \frac{dc}{dx} \Big|_{x=0}$$

или

$$v = D \frac{dc}{dx} \Big|_{x=l}$$

Вычисляя производную $\frac{dc}{dx}$ из (1) и подставляя найденное выражение в любое из этих условий, получим:

$$v \geq - \frac{D}{l} \ln c_0.$$

Тогда для расхода защитного газа будем иметь

$$G \geq - \frac{\rho_1 S D}{l} \ln c_0. \quad (2)$$

При $c \rightarrow 0$ получим $G \rightarrow \infty$, т. е. $v \rightarrow \infty$, что является физически правильным результатом. В интересах защиты термокатада имеют значение

ния $c_0 < 1$. Введение обозначения $c_0 = e^{-K_n}$, где K_n — коэффициент надежности защиты, позволяет представить (2) в виде

$$G \geq \frac{\rho_1 S D}{l} K_n. \quad (3)$$

Например, если принять $K_n = 5$, то $c_0 \approx \frac{1}{400}$, т. е. при содержании кислорода в электродуговой камере, равном 20%, у поверхности термокатода его содержание составит $\sim 0,05\%$.

Опыт показывает, что термокатоды плазмотронов работают вполне удовлетворительно при $K_n = 3 \div 5$.

Нецелесообразно принимать $K_n > \ln \frac{g(l)}{g(0)}$, где $g(0)$, $g(l)$ — весовые доли кислорода в защитном и рабочем газах соответственно.

Выражение (3) с учетом соотношений

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\alpha d_a^2 n_1}}, n_1 = \frac{p_1}{kT} \text{ и } d_a = 1,12 \cdot 10^{-10} \text{ м} [5]$$

применительно к газам аргону и азоту, используемым в качестве защитных в плазмотронах, переписывается как

$$G_0 = \begin{cases} 2,8 \cdot 10^{-6} \cdot K_n \sqrt{T} \frac{d_0^2}{l} & \text{— для аргона,} \\ 10^{-5} \cdot K_n \sqrt{T} \frac{d_0^2}{l} & \text{— для азота.} \end{cases}$$

Здесь d_0 и l даются в метрах, T — среднemasсовая температура среды на участке l внутри вставки в градусах Кельвина. Значение диаметра d_0 центрального отверстия вставки определяется из теплового расчета, рассмотренного ниже.

Экспериментальная проверка результатов проведена на паровихревом плазмотроне ЭДП-148 «М» [2]. Подача аргона на защиту катода в количестве $0,03 \cdot 10^{-3}$ кг/с обеспечила нормальную работу плазмотрона при токах от 80 до 160 А с расходом пара $(2,2-3,2) \cdot 10^{-3}$ кг/с при мощности в дуге 25–55 кВт и диаметре $d_0 = 4 \cdot 10^{-3}$ м. Изменение расхода рабочего газа не оказывает влияния на потребное количество защитного газа. Как отмечалось выше, уменьшение диаметра центрального отверстия во вставке снижает расход защитного газа, но делает более теплонапряженными условия ее работы. Вследствие важности вопроса следует рассмотреть ситуацию детально. В предположении осевой симметрии процесса теплопроводности [см. 6] погонная плотность теплового потока q_n в стенку длинного полого цилиндра равна

$$q_n = \Delta T \cdot 2\pi\lambda_r / \ln(d_2/d_0), \quad (4)$$

где λ_r — коэффициент теплопроводности материала вставки.

При стационарной теплопередаче величина погонной плотности теплового потока определяется тепловыделением столба дуги:

$$q_n = (1 - \eta)EI. \quad (5)$$

Из-за малости расхода защитного газа можно считать электродуговой канал на участке, ограниченном вставкой, безрасходным и положить в нем локальный коэффициент полезного действия $\eta = 0$.

Это означает, что вся выделяемая на этом участке дуги энергия передается вставке. Тогда из уравнений (4) и (5) следует:

$$EI = \Delta T \cdot 2\pi\lambda_r / \ln(d_2/d_0). \quad (6)$$

Для решения уравнения (6) необходимо знать зависимость напряженности E от тока I , диаметра канала d_0 и рода газа. В работе [7] сохранился экспериментальный материал по напряженности электрического поля в столбе дуги, горящей в аргоне и азоте. Данные [7] для дуги в ар-

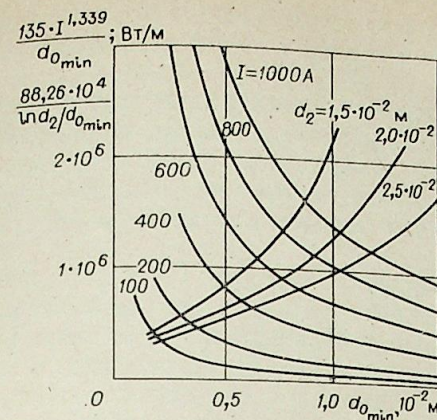


Рис. 2. Номограмма для выбора диаметра канала во вставке при защитном газе — аргоне.

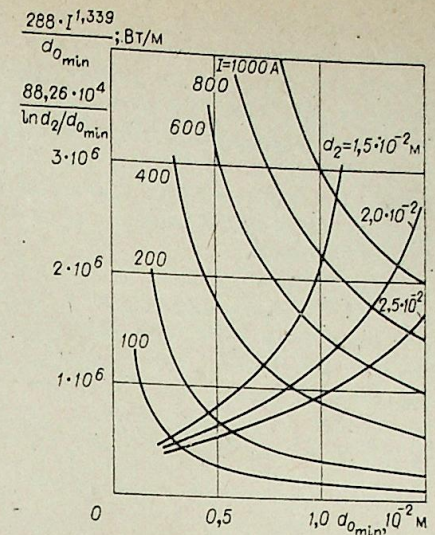


Рис. 3. Номограмма для выбора диаметра канала во вставке при защитном газе — азоте.

гоне охватывают интервалы по давлению $(1 \div 20) \cdot 10^5$ Н/м²; расходу аргона $(0,1 \div 14) \cdot 10^{-3}$ кг/с; по диаметру электродугового канала $(5 \div 10) \cdot 10^{-3}$ м и току от 50 до 400 А. По дуге в азоте информация ограничивается данными по напряженности электрического поля в столбе дуги, горящей в канале диаметром $0,7 \cdot 10^{-2}$ м при токе 125 А в зависимости от расхода газа. На основе этих данных автором настоящей работы получена для аргона в области малых расходов ($G_0 < 10^{-3}$ кг/с и $d_0 \approx 5 \cdot 10^{-3}$ м и более) зависимость:

$$E \cdot d_0 = 135 \cdot I^{0,339}.$$

Подстановка этого результата в выражение (6) дает

$$\frac{135 \cdot I^{1,339}}{d_0} = \frac{\Delta T \cdot 2\pi\lambda_r}{\ln(d_2/d_0)}. \quad (7)$$

Из выражения (7) видно, что с увеличением тока дуги или с уменьшением диаметра канала повышается температурный напор ΔT в стенке вставки и каждому значению d_0 соответствует такое значение тока, при котором величина температурного напора достигает предельно допустимое значение, приблизительно равное $\Delta T_{\max} = T_n - T_n$, где T_n , T_n — температуры плавления материала вставки и насыщения паров охлаждающей воды соответственно.

Выражение (7) применимо лишь для длинного полого цилиндра. Геометрия же вставки более сложная, поэтому его можно использовать только при учете влияния концов, т. е. краевых эффектов путем введения, например, в правую часть (7) поправочного коэффициента k . Выражение (7) с учетом сказанного записывается в виде

$$\frac{135 \cdot I^{1,339}}{d_{0 \min}} = \frac{e_T}{\ln(d_2/d_{0 \min})}, \quad (8)$$

где $e_T = 2\pi\lambda_r k \cdot \Delta T_{\max}$ — параметр, определенный экспериментальным путем.

Эксперименты, проведенные на паровихревом плазмотроне ЭДП-148 «Д» [2] с целью определения e_T , показали, что при токе 250 А минимальный диаметр отверстия $d_{0 \min}$ в медной вставке равен $\frac{1}{4}$ мм. При $d_{0 \min} < 4 \cdot 10^{-3}$ м края отверстия оплавляются. Для повышения надежности целесообразно иметь некоторый запас теплостойкости, образовав его увеличением диаметра примерно на 25%, т. е. приняв $d_0 = 1,25 \cdot d_{0 \min}$.

На основании полученных в эксперименте данных из формулы (8) для $d_2 = 2 \cdot 10^{-2}$ м следует $e_T = 88,26 \cdot 10^4$ Вт/м. Решение уравнения (8)

Б. И. МИХАЙЛОВ

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ В ФОРКАМЕРЕ
ВИХРЕВОГО ПЛАЗМОТРОНА

Широкое применение плазмотронов в промышленности предъявляет к ним определенные эксплуатационные требования, одним из которых является требование простого и надежного запуска. При давлениях, близких к атмосферному, используется осцилляторный запуск, заключающийся в образовании под действием приложенного напряжения осциллятора, него цепи силового источника. Это самый простой и удобный из всех существующих запусков. Образовавшаяся после пробоя дуга через некоторое время занимает стабилизированное положение внутри плазмотрона. Задержка дуги после пробоя в зазоре приводит к разрушению электродных узлов. Особенно велико значение скорости стабилизации дуги в плазмотронах, в конструкции которых предусмотрена защитно-пусковая вставка, разделяющая электродную камеру на основную и фотокамеру, служащую для подачи на катод защитного газа с целью обеспечения работы плазмотрона на кислородсодержащих газах при использовании вольфрамовых катодов [1,2].

Поскольку выход дуги из межэлектродного зазора связан с аэродинамическим взаимодействием ее со средой в форкамере плазмотрона, то естественным является выяснение барометрической обстановки в ней.

Исследование производилось на установке, созданной на базе паровихревого плазмотрона ЭДП-148 [2] и обеспечивающей проведение замеров статического давления в точках форкамеры, удаленных от оси на расстояниях 0, 3, 7 и 17 мм (рис. 1). Распределение давления в форкамере снималось при варьировании расхода защитного газа G_0 в интервале от 0 до $2,7 \cdot 10^{-3}$ кг/с, расхода основного газа G_1 — от 0 до 10^{-2} кг/с, диаметра центрального отверстия вставки от 3 до 15 мм и постоянном значении диаметра выходного отверстия анода, равном 9 мм. В качестве имитаторов основного и защитного газов использован воздух.

На рис. 2 представлено изменение статического давления в зависимости от безразмерной радиальной координаты $\bar{r} = 2r/d_0$.

Резкое изменение хода давления до и после $\bar{r} = 1$ может быть объяснено пережатием потока газа в сечении зазора z и сечении истечения через отверстие d_0 (см. рис. 1). Резкое падение давления в направлении оси и, как следствие этого, одновременное увеличение радиального градиента давления в сечении отверстия d_0 объясняется не только центробежным действием вихря, но и резким сбросом газа через периферийную часть сечения отверстия.

Полученное распределение давления по радиусу форкамеры объясняет трудности с выходом дуги на ось плазмотрона, иногда встречающиеся при запуске.

На единицу длины столба дуги, горящей в вихревом потоке при отклонении ее от оси, действует сила

$$f \sim \left| \frac{\partial p}{\partial r} \right| \cdot d_{ст}, \quad (1)$$

(где $d_{ст}$ — диаметр столба дуги), стремящаяся вернуть его на ось вихрево-

выполнено графически (рис. 2). Левая часть уравнения (8) представлена семейством нисходящих вдоль оси абсцисс линий, каждая из которых соответствует определенному току дуги.

Восходящие кривые соответствуют правой части уравнения (8) для различных значений d_2 . При выборе d_2 следует иметь в виду, чтобы плотность теплового потока на охлаждаемой поверхности диаметром d_2 не превышала критических значений [8]. Точка пересечения каждой пары восходящей и нисходящей линий является решением уравнения (8) для данных условий.

Замена аргона азотом в области малых расходов ($G_0 < 10^{-3}$ кг/с, $d_0 > 4 \cdot 10^{-3}$ м) приводит при прочих равных условиях к увеличению напряженности в 2,13 раза [7]. Принимая это во внимание и полагая зависимость $E = E(I)$ для дуги в азоте эквидистантной случаю дуги в аргоне, можно положить, что левая часть уравнения (8) при этом также увеличится во столько же раз. Тогда расчетное уравнение при использовании азота в качестве защитного газа примет вид

$$\frac{288 \cdot I^{1,339}}{d_{0 \min}} = \frac{88,26 \cdot 10^4}{\ln(d_2/d_{0 \min})}. \quad (9)$$

Соответствующая номограмма представлена на рис. 3.

Таким образом, на основании проведенных исследований предложена методика расчета защитно-пускового узла плазмотрона, которая позволяет правильно выбрать размеры разделительной диафрагмы — вставки для заданных тока дуги и рода газа с помощью приведенных в работе номограмм, а также произвести с достаточной для практики точностью расчет необходимого расхода защитного газа.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
8/VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). М.: Наука, 1973.
2. Электродуговые плазмотроны (рекламный проспект). Изд. 3-е Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск, 1980.
3. Игнатев В. Ф., Тимошевский А. Н., Урбах Э. К. Исследование плазмотрона с цилиндрическим катодом. — В кн.: Материалы к VII Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 1. Алма-Ата, 1977.
4. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959.
5. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
6. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Новосибирск: Наука, 1970.
7. Gerhard Frind, Ben Lee Damsky. Electric arc in turbulent flows. — General electric company, Philadelphia, Pennsylvania, IV January, 1970.
8. Основы расчета плазмотронов линейной схемы/Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск, 1979.

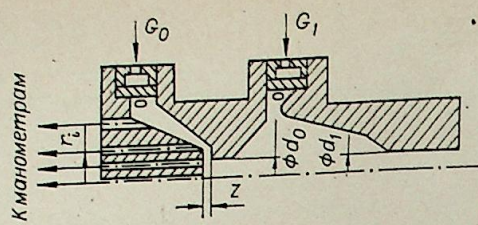


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

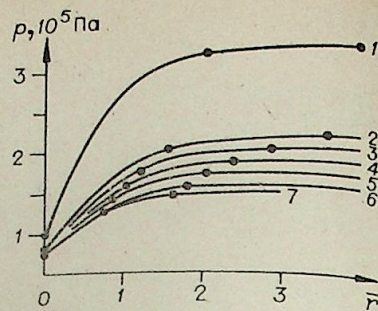


Рис. 2. Радиальное распределение статического давления в форкамере плазмотрона.

$G_1 = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}, G_0 = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}, d_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м} (1), 4 \cdot 10^{-3} (2), 5 \cdot 10^{-3} (3), 6 \cdot 10^{-3} (4), 7 \cdot 10^{-3} (5), 8 \cdot 10^{-3} (6), 9 \cdot 10^{-3} (7), 15 \cdot 10^{-3} \text{ м} (8).$

го потока. Из формулы видно, что эта сила пропорциональна, при прочих, равных условиях, радиальному градиенту давления. Если дуга инициируется в удаленном от края отверстия месте (в глубине форкамеры), где радиальный градиент мал, то вероятность выхода ее на ось потока мала. Для исключения срывов при запуске конфигурация форкамеры должна быть такой, чтобы поджиг дуги осуществлялся максимально близко к оси вихревого потока, т. е. у края отверстия, путем задания в этом месте минимального зазора и максимальной концентрации электрического поля. С увеличением диаметра отверстия d_0 (рис. 3) величина радиального градиента уменьшается. Поскольку $\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho v_\tau^2}{r}$, а $v_\tau \sim G_0^n$, где v_τ — тангенциальная составляющая скорости вихревого потока, n — показатель степени, то увеличение G_0 приводит через посредство центробежного эффекта к повышению радиального градиента. Кроме того, с ростом G_0 увеличивается вероятность запыриания течения в указанных выше местах, что ведет к возрастанию Δp , а следовательно, и $\frac{\partial p}{\partial r}$.

Рост расхода основного газа G_1 несколько увеличивает значение радиального градиента. Это объясняется интенсификацией обратных циркуляционных течений в основной камере с увеличением G_1 и $\frac{d_0}{d_1}$ и уменьшением в результате этого живого сечения для истекающего из форкамеры расхода G_0 . Кроме того, с увеличением G_1 возрастает за счет вязкого трения интенсивность крутки защитного газа G_0 и усиливается центробежный эффект, способствующий росту давления в форкамере.

Увеличение расхода защитного газа приводит при определенных значениях G_0 к смене режима вихревого течения в форкамере с ламинарного на турбулентный. Фиксация перехода осуществлялась по величине статического давления, которое скачкообразно изменялось во всем объеме форкамеры при смене режима течения.

$G_1, 10^{-3} \text{ кг/с}$	4,2				6,4			Примечание
	3	4	5	6	3	4	5	
$d_0, 10^{-3} \text{ м}$	3	4	5	6	3	4	5	—
$G_0, 10^{-3} \text{ кг/с}$	0,874	1,36	1,64	2,04	1,26	2,04	2,5	Прямой переход Обратный »
	—	1,06	1,28	1,71	—	1,66	2,18	
$\frac{G_0}{G_1 d_0}, \text{ м}^{-1}$	69,5	80,5	78	81	66	79,5	78	Прямой » Обратный »
	—	63,0	65,6	68	—	64,6	67,8	

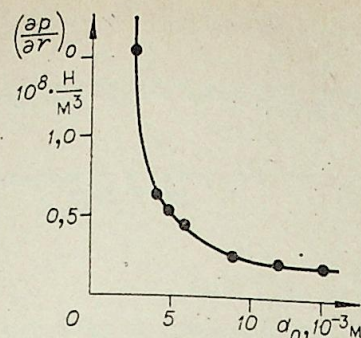


Рис. 3. Зависимость радиального градиента давления в форкамере от диаметра отверстия во вставке.

$G_1 = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}, G_0 = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}, r = 0.$

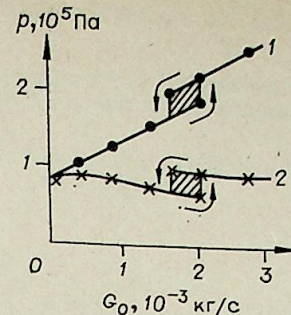


Рис. 4. Зависимость статического давления в форкамере от расхода защитного газа.

$G_1 = 6,4 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}, d_0 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}, r = 17 \cdot 10^{-3} \text{ м} (1), 0 (2).$

Обратный переход к ламинарному течению, наблюдаемый при уменьшении G_0 , совершается при меньших, чем прямой переход, значениях G_0 . Это явление, внешне напоминающее магнитный гистерезис, может быть названо аэродинамическим гистерезисом (рис. 4). Определяя число Рейнольдса как $Re = \frac{2z \cdot v}{\nu}$, где $z = 2,10^{-3} \text{ м}$ — значение межэлектродного зазора у края отверстия d_0 , и полагая $v = a = 340 \text{ м/с}$ — значение скорости потока в этом же месте, равной скорости звука (в условиях эксперимента это предположение недалеко от действительности), получим оценочное значение критического числа Рейнольдса: $Re = 0,9 \cdot 10^5$, что неплохо согласуется с результатами [3].

Полагая закон течения в форкамере при $\bar{r} > 1$ потенциальным, т. е. $v_{вх} \cdot R = v \frac{d_0}{2}$, где $v_{вх}$ — скорость потока на периферии форкамеры на радиусе R , можно записать

$$Re \approx \left(\frac{G_0}{d_0} \right),$$

т. е. за переход с ламинарного на турбулентный режим течения ответственно отношение $\left(\frac{G_0}{d_0} \right)_{кр}$.

Основной поток G_1 оказывает стабилизирующее действие на течение в форкамере, проявляющееся в затягивании ламинарного режима в область больших чисел Re . При этом выполняется условие $\frac{G_0}{d_0 G_1} = \text{const}$, хорошо подтверждающееся данными, полученными экспериментально и представленными в таблице.

Таким образом, на основании экспериментальных исследований установлено следующее.

1. Наибольшие значения радиальный градиент статического давления в форкамере плазмотрона принимает в сечении выходного отверстия вставки. Следовательно, для сокращения времени стабилизации положения дуги после запуска плазмотрона необходимо минимальный зазор между вставкой и катодной обложкой делать у кромки выходного отверстия, т. е. максимально близко к оси.

2. Переход с ламинарного режима вихревого течения в форкамере на турбулентный происходит при значении комплекса $\frac{G_0}{d_0 \cdot G_1} = 75 \pm 5 \text{ м}^{-1}$. Обратный переход совершается при значениях комплекса, на $15 \div 20\%$

меньших. Это обуславливает явление аэродинамического гистерезиса в форкамере.

В заключение автор выражает благодарность В. И. Кислых и А. И. Япковскому за полезное обсуждение результатов.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
29/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). М.: Наука, 1973.
2. Электродуговые плазмотроны (рекламный проспект). Изд. 3-е. Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск: 1980.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.

В. Н. АНИКЕЕВ, В. М. ВИНОГРАДОВ, А. З. ШАВЕРНЕВ
К ВОПРОСУ О СОЗДАНИИ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ КОММУТАТОРОВ
БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ

Актуальные проблемы создания термоядерных, лазерных и других современных электрофизических комплексов, использующих накопители электрической энергии мегаджоульного уровня, неразрывно связаны со сложной задачей ее коммутации на нагрузку [1, 2]. Для решения данной задачи в ряде случаев необходимы разрядники, способные многократно, электричества ($\geq 10^3$ Кл). В наиболее же совершенных с этой точки зрения существующих разрядниках переносимый заряд, допустимый для получения их приемлемого ресурса, даже в режиме одиночных коммутаций не превышает нескольких единиц (в отдельных случаях десятков) кулон за импульс [3, 4]. Ограничение по величине переносимого заряда и соответственно коммутируемой энергии в сильноточных разрядах с большой длительностью импульса возникает из-за значительного разрушения электродов, прежде всего наиболее ответственного элемента — катода.

Представление о сложности создания разрядников для коммутации больших энергий дает табл. 1, где приведены расчетные и согласующиеся с экспериментами [5, 6] значения объемного износа катода V_k из различных материалов для импульсов тока с экспоненциальным спадом до $I = 0,05 I_{\max}$ при длительности $t = 0,1$ с. Такие значения износа катода даже для сравнительно небольших амплитуд тока ($I_{\max} \sim 10$ кА) и наиболее эрозионно стойких металлокерамических композиций (Cu + W) приводят к быстрому выходу разрядника из строя вследствие резкого ухудшения его характеристик из-за изменения конфигурации промежутка и напыления продуктов эрозии на внутреннюю поверхность корпуса*.

Энергия, подводимая к катоду в зоне катодного пятна — высокотемпературного контакта разряда с электродом, имеет высокую плотность (до $\sim 10^7$ Вт · см⁻² [6]). Часть этой энергии, идущая на разрушение катода и его интегральный нагрев вследствие теплопроводности, определяется выражением

$$W_K = \int_0^t U_K^*(t) I(t) dt, \quad (1)$$

где U_K^* — эквивалентное прикатодное падение потенциала**.

Анализ многочисленных работ по снижению износа электродов в разрядниках показывает, что основными направлениями исследований являются создание новых эрозионно стойких материалов и разработка способов распределения энергии, подводимой к электроду в течение импульса, по его большей площади. В зависимости от способа распределе-

* При малой длительности импульса, например 10 мкс, для тех же I_{\max} значения V_k , приведенные в табл. 1, уменьшаются в $\sim 10^4$ раз и разрушение электродов перестает быть основной трудностью при разработке разрядников.

** Для оценочных расчетов можно принять $U_K(t) = \text{const} = 10$ В [6]. Тогда для импульсов тока, приведенных в табл. 1, получим соответственно $W_K = U_K^* Q = 3,2; 16$ и 32 кДж.

Таблица 1

I_{\max} , кА	$I^* = \sqrt{\int_0^t I_{\max} e^{-\beta t} dt}$, кА	$Q = \int_0^t I_{\max} e^{-\beta t} dt$, Кл	$W = \frac{QU}{2}$, мДж	$V_K \propto I^* t$, см ³ /импульс		
				Cu	W	Cu+W
10	4,1	$3,2 \cdot 10^2$	0,8	0,1	—	0,01
50	20,4	$1,6 \cdot 10^3$	4,0	2,0	0,6	0,3
100	40,8	$3,2 \cdot 10^3$	8,0	4,1	2,0	1,1

Примечание. I^* — действующее значение тока, Q — переносимый заряд, W — коммутруемая энергия при напряжении накопителя $U=5$ кВ.

ния энергии по большей площади электрода разрабатывают разрядники с развитой поверхностью электродов, с резонантными электродами, с конфигурацией электродов, вызывающей движение разряда по их поверхности, с внешним магнитным полем, вызывающим движение разряда и др. (см., например, обзор [3]). Часто используют и комбинации этих решений. Разрабатываются также разрядники, обеспечивающие многоканальную коммутацию, и системы с большим числом параллельно работающих разрядников ($\sim 10^2$ и более) [1, 2], где наряду со снижением индуктивности и активного сопротивления уменьшается и эрозия электродов. Указанные разработки несколько снижают износ катода, приведенный в табл. 1, и позволяют частично решить проблему коммутации (для приемлемых значений энергии) ценой значительного усложнения конструкции, схемы управления и эксплуатации коммутационного узла.

Для анализа динамики работы катода кратко рассмотрим стадии коммутации энергоемкого накопителя на нагрузку через газоразрядный промежуток. Временной характер изменения тока в промежутке может быть качественно представлен кривой на рис. 1. После пробоя — стримерного для больших давлений и перенапряжений и таунсендовского в противоположных случаях, формирующегося в зависимости от условий за время $\sim (10^{-2} - 10^{-4})$ с, напряжение на промежутке падает и наступает стадия искрового разряда продолжительностью $\sim (10^{-8} - 10^{-6})$ с с резким ростом тока в образовавшемся высокотемпературном канале. Далее развиваются соответствующие приэлектродные процессы, плотность тока и температура в канале снижаются и искровой разряд переходит в дуговой с нестационарным контрагированным катодным пятном (КП) и затем в дуговой с диффузионным КП, так как большая энергоемкость накопителя обеспечивает длительное протекание тока [7—9]. Сравнительные характеристики работы катода в этих двух режимах дугового разряда приведены в табл. 2.

Последний переход характеризуется сменой механизма выхода электронов из катода и происходит при нагреве необходимой площади поверхности тугоплавкого электрода нестационарными контрагированными пятнами до температур, обеспечивающих существенную термоэлектронную

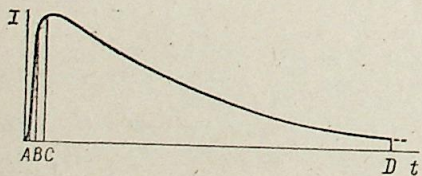


Рис. 1. Временной характер изменения тока в газоразрядном коммутаторе. АВ — искровая стадия разряда после пробоя, ВС — стадия дугового разряда с нестационарным контрагированным КП, CD — стадия дугового разряда с диффузионным КП, D — погасание разряда.

Таблица 2

Тип дугового разряда	j_K , А·см ⁻²	T_K , К	q_K , Вт·см ⁻²	Механизм эмиссии электронов из КП
Дуговой разряд с нестационарным контрагированным КП	$\sim 10^6$	$> T_{KS}$	$\sim 10^7$	Термоавтоэлектронный
Дуговой разряд с диффузионным КП	$\sim 10^3$	$\leq T_{KS}$	$\sim 10^4$	Термоэлектронный с учетом эффекта Шоттки

Примечание. j_K , q_K , T_K — соответственно плотность тока, температура и плотность мощности в КП; T_{KS} — температура плавления катода.

эмиссию. Поэтому положение точки C на рис. 1 определяется количеством электричества $Q_C = \int_0^{t(C)} I(t) dt$, прошедшим через межэлектродный промежуток с момента возникновения разряда. Тщательные экспериментальные исследования показывают, что этот переход зависит от характеристик катода и промежутка и может осуществляться уже при $Q_C \sim 10^{-3}$ Кл [10].

Это означает, что для энергоемких накопителей ($Q_D = \int_0^{t(D)} I(t) dt \geq 10^3$ Кл) основной по времени существования, переносимому заряду, коммутруемой энергии и соответственно разрушению катода в разряднике будет стадия дугового разряда с диффузионным КП, в отличие от обычных накопителей, где коммутация всей энергии происходит во время искрового разряда и на ранних стадиях дугового.

КП отличается многообразием и сложностью электрофизических процессов электронно-ионного переноса тока на границе металл — плазма, сопровождаемых выделением тепловой энергии высокой плотности и разрушением катода. Представление об этих процессах дает локальный энергетический баланс на катоде, который с учетом всех возможных компонентов, выраженных вольт-эквивалентами энергии (отношение соответствующей составляющей плотности мощности к плотности тока j_K), имеет следующий вид [11—14]:

$$\alpha_i \sum_{\nu} f_{iv} U_K + \alpha_i \sum_{\nu} \frac{f_{iv}}{\nu} U_{it} + \alpha_{in} \left(\sum_{\nu} \frac{f_{iv}}{\nu} U_{iv}^* - \Phi_K^* \sum_{\nu} f_{iv} \right) + U_{Kez} + U_{Kn} + U_{KA(in)} + U_{KS(PA)} + U_{KJ} + U_{Kc} = \alpha_e \times \times \left(1 - \sum_{\nu} f_{iv} \right) U_{Ke} + U_{KS} + U_{KL} + U_{KK} + U_{KV} + T_{KZ} + U_{KD}, \quad (2)$$

где в левой части перечислены механизмы выделения энергии, а в правой — ее отвода. Рассмотрим эти механизмы:

а) $\alpha_i \sum_{\nu} f_{iv} U_K$ — напряжение, соответствующее доле кинетической энергии ионов, движущихся к катоду (α_i — коэффициент аккомодации ионов, f_{iv} — доля тока ν -кратно заряженных ионов, U_K — прикатодное падение потенциала); $\alpha_i \sum_{\nu} \frac{f_{iv}}{\nu} U_{it}$ — напряжение, соответствующее доле тепловой энергии ионов; $\alpha_{in} \left(\sum_{\nu} \frac{f_{iv}}{\nu} U_{iv}^* - \Phi_K^* \sum_{\nu} f_{iv} \right)$ — напряжение, соответствующее доле энергии, выделяющейся при нейтрализации ионов (α_{in} — коэффициент аккомодации ионов, ставших нейтральными атомами; U_{iv}^* — сумма потенциалов ионизаций рабочей среды до ν -кратной степени, Φ_K^* —

эффективный потенциал выхода электрона из катода); $U_{кез}$, $U_{кн}$, $U_{кЛ(и)}$, $U_{кС(РА)}$, $U_{кЈ}$, $U_{ке}$ — напряжения, соответствующие энергиям, выделяющимся на катоде в результате действия возвращающихся электронов, нейтральных и возбужденных атомов, при адсорбции ионов и атомов, излучения плазмы и анода, при прохождении разрядного тока (джоулев нагрев) и в результате химических реакций;

б) $\alpha_e \left(1 - \sum_v f_{iv}\right) U_{ке}$ — напряжение, соответствующее энергии, отводимой от катода эмиттируемыми электронами (α_e — коэффициент, учитывающий уменьшение отвода энергии при увеличении напряженности электрического поля у катода, $U_{ке}$ — напряжение, соответствующее энергии, отводимой термоэлектронной эмиссией при отсутствии поля); $U_{кС}$, $U_{кЛ}$, $U_{кК}$, $U_{кV}$, $U_{кZ}$, $U_{кD}$ — напряжения, соответствующие энергиям, отводимым излучением, теплопроводностью, конвекцией, в результате испарения, распыления катода и диссоциации молекул газа на его поверхности.

В зависимости от условий существования дугового разряда, определяющих его тип (см. табл. 2) и количественные характеристики, относительный вклад составляющих энергетического баланса (вследствие их взаимосвязи) изменяется. Не приводя подробного анализа этой взаимосвязи, отметим, что перечисленные процессы поступления энергии к катоду обеспечивают выделение на нем плотности мощности $\sim 10^7$ Вт · см⁻² для дуги с нестационарным контрагированием КП и $\sim 10^4$ Вт · см⁻² для дуги с диффузионным КП. Для работы катода в режиме минимального износа механизмы отвода энергии, не связанные с его разрушением ($\alpha_e \left(1 - \sum_v f_{iv}\right) U_{ке}$, $U_{кЛ}$, $U_{кС}$, $U_{кК}$, $U_{кD}$), должны обеспечить отбор указанных плотностей мощности. При этом очевидно, что отвод от КП столь высоких плотностей мощности за счет конвекции ($U_{кК}$) и диссоциации молекул газа ($U_{кD}$) невозможен. Таким образом, остаются три механизма отвода энергии — охлаждение вследствие эмиссии электронов, излучение и теплопроводность, которые должны обеспечить безэрозионную работу катода. Рассмотрим эти механизмы.

В дуговом разряде с нестационарным контрагированным КП (рис. 1, см. стадия BC) основным механизмом выхода электронов из катода считается термоавтоэлектронная эмиссия. В этих условиях из-за больших ($\geq 10^7$ В · см⁻¹) значений напряженности электрического поля у катода E_k , вызывающих существенное уменьшение высоты и ширины потенциального барьера на границе металла, энергия, уносимая электроном, значительно меньше работы выхода катода $e\phi_k$ и определяется выражением

$$W'_{ке} = \frac{\int_{p_x=-\infty}^{\infty} \int_{p_y=-\infty}^{\infty} \int_{p_z=-\infty}^{\infty} \frac{p_x(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) D(E_k, W_x) dp_x dp_y dp_z}{m_e^2 h^3 \{ \exp \{ [(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 / 2m_e) - W_F] / kT_K \} + 1}} - \int_0^{\infty} N(W_x) D(E_k, W_x) dW_x - W_F + eT_K \int_0^{T_K} \frac{\tau}{T_K} dT_K, \quad (3)$$

где p_x , p_y , p_z — компоненты импульса электрона по осям x , y , z ; $N(W_x) dW_x$ — число электронов с кинетической энергией от W_x до $W_x + dW_x$, падающих изнутри на единицу площади поверхности металла в единицу времени; $D(E_k, W_x)$ — коэффициент прозрачности барьера; m_e , e — масса и заряд электрона; h , k — постоянные Планка и Больцмана, W_F — энергия уровня Ферми, τ — коэффициент Томсона. Величина E_k в условиях встречных плотностей токов эмиттированных электронов $j_{ке}$ и ионов $j_{ки}$ у катода определяется первым интегралом уравнения Пуассона

(формула Маккоуна)

$$E_k^2 = \frac{4}{\epsilon_0} \sqrt{U_k} \left(j_{ки} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} - j_{ке} \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \right), \quad (4)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная, m_i — масса иона. Разность первых двух членов выражения (3) для диапазонов $e\phi_k = 3,5 \div 4,5$ эВ, $T_K = (1 \div 4) \cdot 10^3$ К, $E_k = (1 \div 4) \cdot 10^7$ Вт · см⁻¹ вычислена в работе [15]. Плотность мощности, отводимой от катода электронами в таком разряде, существующем на начальной стадии коммутации, имеет вид

$$q_{ке} = \left\{ \frac{\int_{p_x=-\infty}^{\infty} \int_{p_y=-\infty}^{\infty} \int_{p_z=-\infty}^{\infty} \frac{p_x(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) D(E_k, W_x) dp_x dp_y dp_z}{m_e^2 h^3 \{ \exp \{ [(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 / 2m_e) - W_F] / kT_K \} + 1}} - \int_0^{\infty} N(W_x) D(E_k, W_x) dW_x - \frac{W_F}{e} + T_K \int_0^{T_K} \frac{\tau}{T_K} dT_K \right\} j_{ке}, \quad (5)$$

где $j_{ке}$ определяется уравнениями термоавтоэлектронной эмиссии, рассмотренными в работе [16].

В дуговом разряде с диффузным КП (рис. 1, см. стадия CD) основным механизмом выхода электронов из катода считается термоэлектронная эмиссия, усиленная сравнительно небольшим ($\approx 10^6$ В · см⁻¹) электрическим полем у катода (эффект Шоттки) [17]. В этих условиях энергия, уносимая электроном, больше, чем в предыдущем случае ($\sim e\phi_k$), и определяется выражением

$$W'_{ке} = e\phi_k - e \sqrt{\frac{eE_k}{4\pi\epsilon_0}} + 2kT_K + eT_K \int_0^{T_K} \frac{\tau}{T_K} dT_K. \quad (6)$$

Плотность мощности, отводимой от катода электронами, в разряде такого типа, который коммутирует основное количество энергии энергоемкого накопителя на нагрузку,

$$q_{ке} = \left(\phi_k - \sqrt{\frac{eE_k}{4\pi\epsilon_0}} + \frac{2kT_K}{e} + T_K \int_0^{T_K} \frac{\tau}{T_K} dT_K \right) j_{ке}. \quad (7)$$

При плотности электронного тока $j_{ке}$, описываемой уравнением Ричардсона с поправкой Шоттки, выражение (7) принимает вид

$$q_{ке} = \left(\phi_k - \sqrt{\frac{eE_k}{4\pi\epsilon_0}} + \frac{2kT_K}{e} + T_K \int_0^{T_K} \frac{\tau}{T_K} dT_K \right) A_K T_K^2 \exp \times \left(- \frac{e\phi_k - e \sqrt{\frac{eE_k}{4\pi\epsilon_0}}}{kT_K} \right), \quad (8)$$

где A_K — константа Ричардсона.

Следует отметить, что для рассматриваемых выше обоих типов разряда составляющей $T_K \int_0^{T_K} \frac{\tau}{T_K} dT_K$ (эффект Томсона) обычно пренебрегают

по сравнению с другими членами, хотя ее значения при высоких температурах и специфических условиях, имеющих место в КП, достоверно неизвестны.

Плотность мощности, отводимой от катода излучением,

$$q_{Ks} = \epsilon_K(T_K) \sigma T_K^4, \quad (9)$$

где $\epsilon_K(T_K)$ — коэффициент излучательной способности катода, σ — постоянная Стефана — Больцмана. Эта составляющая отвода энергии из-за ее сравнительно невысокого максимального значений ($\sim 3,6 \cdot 10^2$ Вт · см⁻² [18]), достигаемого при температуре плавления наиболее тугоплавкого материала (W), не играет решающей роли в охлаждении катода.

Плотность мощности, отводимой от катода теплопроводностью, равна

$$\vec{q}_{KL} = -\lambda_K(T_K) \nabla T_K, \quad (10)$$

где $\lambda_K(T_K)$ — коэффициент теплопроводности катода, ∇T_K — градиент температуры. Рассмотрим предельные случаи охлаждения катода теплопроводностью в сильноточных дуговых разрядах.

В дуге с нестационарным контрагированным КП охлаждение катода эмиттируемыми электронами по причинам, изложенным выше, пониженное. Вследствие высоких плотностей мощности, подводимой к катоду в таком разряде, отвод их теплопроводностью при неподвижном или сравнительно медленно перемещающемся КП невозможен* [19]. Поэтому работа катода в этих условиях будет удовлетворительной только при распределении подводимой энергии по его большей площади путем организации высокоскоростного (сотни метров в секунду) движения КП по интенсивно охлаждаемой стенке электрода.

С другой стороны, высокоскоростное движение КП, снижая температуру в нем и не позволяя разряду перейти в режим с диффузным КП, смещает эмиссионный процесс катода в область автоэлектронной эмиссии, при которой электроны вообще не охлаждают катод (возможен даже его нагрев вследствие эффекта Ноттинггама). Сочетание сравнительно невысоких предельных токов (единицы кА для приемлемых размеров электродов) со сложностями организации высокоскоростного движения разряда и интенсивного охлаждения электродов в высоковольтных конструкциях обуславливают весьма ограниченные перспективы использования устройств с такой организацией рабочего процесса катода для решения рассматриваемой задачи коммутации больших энергий.

В дуговом разряде с диффузионным КП последнее неподвижно и может существовать только при отсутствии вблизи него интенсивного принудительного охлаждения. Максимальная мощность, отводимая от такого КП теплопроводностью, имеет вид

$$w_{KL \max} = 4\lambda_K r_K (T_K - T_{K0}), \quad (11)$$

где r_K — радиус КП, T_{K0} — температура катода вдали от КП (случай полубесконечного катода) [16]. Так как $r_K = \sqrt{I/\pi j_K}$, получаем

$$w_{KL \max} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \lambda_K \sqrt{\frac{i}{j_K}} (T_K - T_{K0}). \quad (12)$$

Основные составляющие выделения и отвода энергии на катоде (см. уравнение (2)) пропорциональны, в первом приближении, разрядному току I , а $w_{KL \max} \propto \sqrt{I}$ (j_K практически не зависит от I , а $I \gg \sqrt{I}$ при больших значениях I , представляющих интерес в нашем случае). Фактор импульсного подвода энергии к катоду при коммутации накопителя также снижает величину $w_{KL \max}$ [20]. Поэтому при больших токах катод не в состо-

* Максимальная плотность мощности, которую можно отвести в стационарном режиме через интенсивно охлаждаемую тонкую медную стенку без ее плавления, составляет $5 \cdot 10^3$ Вт · см⁻².

янии диссипировать подводимую мощность теплопроводностью и этой составляющей отвода энергии пренебречь [16]. Работоспособность катода здесь обеспечивается главным образом за счет его охлаждения эмиттируемыми электронами, а предельные токи, как и в предыдущем варианте, составляют единицы килоампер.

Поскольку коммутация больших энергий дуговым разрядом с нестационарным контрагированным КП имеет весьма ограниченные перспективы и без специальной организации такого процесса его продолжительность невелика (см. рис. 1), рассмотрим возможность интенсификации основной составляющей отвода энергии от катода в дуге с диффузным КП, а именно охлаждения эмиттируемыми электронами.

Теоретическая зависимость плотности мощности, отводимой от катода электронами, представлена выражением (8). Дифференцируя его по E_K , получаем, что

$$\frac{\partial q_{Ke}}{\partial E_K} = \frac{A_K T_K^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_K - e \sqrt{\frac{eE_K}{4\pi\epsilon_0}}}{kT_K}\right)}{2\sqrt{E_K}} \left[\frac{e \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0}}}{kT_K} \left(\varphi_K + \frac{2kT_K}{e}\right) - \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0}} \left(1 + \frac{e \sqrt{\frac{eE_K}{4\pi\epsilon_0}}}{kT_K}\right) \right] > 0 \quad (13)$$

при значениях T_K и E_K , имеющих место в случае диффузного КП*. Это означает, что q_{Ke} увеличивается с ростом T_K и E_K , т. е. с ростом j_{Ke} . Значение j_{Ke} , определяемое уравнением Ричардсона с поправкой Шоттки, зависит от E_K , вычисляемой по формуле Маккоуна (4), которая может быть записана в виде

$$E_K^2 = \frac{4}{\epsilon_0} \sqrt{U_K} j_{Ke} \left(\frac{f_i}{1-f} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} - \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \right), \quad (14)$$

где $f_i = j_{Ki}/(j_{Ki} + j_{Ke})$. Точное вычисление величин U_K и f_i весьма затруднительно, но анализ уравнения энергетического баланса на катоде (2) и массива экспериментальных данных позволяет определить их минимальные и максимальные значения ($U_{K \min} = \varphi_K$, $f_{i \min} = \varphi_K/2U_i$, $U_{K \max} = U_i$, $f_{i \max} = 0,5$ [21]). Система уравнений (7), Ричардсона с поправкой Шоттки и (14) решалась методом итераций. В качестве примера выбран случай работы вольфрамового катода ($A_K = 70$ А · см⁻² · К⁻², $e\varphi_K = 4,5$ эВ) в ксеноне. Получены зависимости $q_{Ke \min} = f(T_K)$ (при $U_{K \min}$ и $f_{i \min}$) и $q_{Ke \max} = f(T_K)$ (при $U_{K \max}$ и $f_{i \max}$), представленные на рис. 2 (кривые 1 и 2, ограничивающие область возможных значений q_{Ke}). Здесь же для сравнения показана составляющая $q_{Ks} = f(T_K)$, рассчитанная по выражению (9) с использованием табулированной зависимости $\epsilon_K(T_K)$, приведенной в работе [18]. Эти зависимости показывают, что плотность мощности, отводимой эмиттируемыми электронами, достигает необходимых для обеспечения работоспособности катода величин ($\sim 10^4$ Вт · см⁻²) только при температурах, приближающихся к точке его плавления (T_{Ks}). Увеличение разрядного тока приводит к увеличению температуры катода и при токах выше предельных наступает его разрушение в зоне КП, т. е. баланс энергии (2) начинает выполняться и за счет членов U_{Kv} и U_{Kz} .

Изучение приэлектродных процессов в дуговых разрядах привело к обнаружению аномально высокой по сравнению с определяемой уравнением Ричардсона с поправкой Шоттки эмиссии катода в режиме с диффузионным КП [22—30]. Следствием этого явилось значительное число теоретических исследований (см., например, обзор [23]), в которых для

* Здесь и далее составляющая, обусловленная эффектом Томсона, не учитывается.

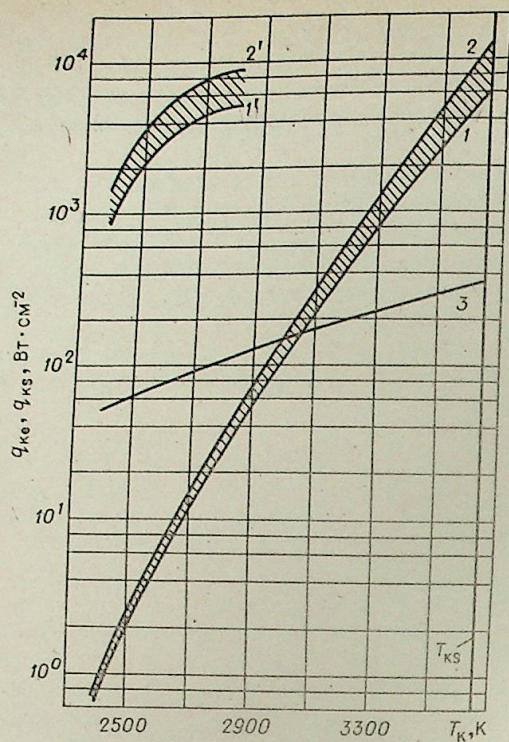


Рис. 2. Зависимость плотности мощности, отводимой от вольфрамового катода в ксеноне электронами (q_{Ke}) и излучением (q_{Ks}) от его температуры.
1, 1' — $q_{Ke \min}$; 2, 2' — $q_{Ke \max}$; 3 — q_{Ks} ;
1, 2, 3 — теория; 1', 2' — эксперимент.

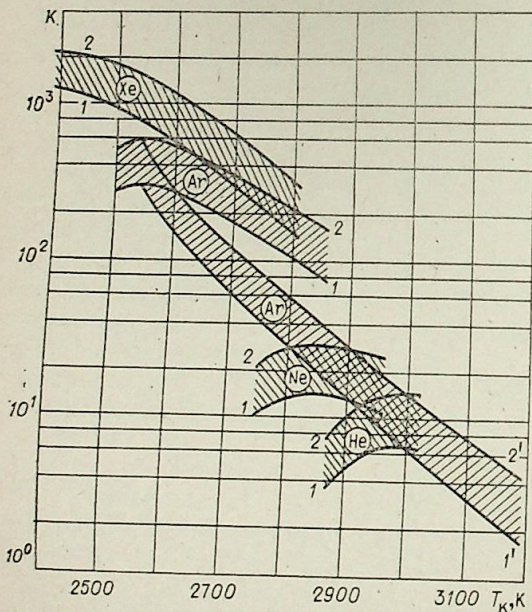


Рис. 3. Зависимость коэффициента anomalно высокой эмиссии вольфрамового катода в инертных газах от его температуры.
1, 1' — K_{\min} ; 2, 2' — K_{\max} .

максимальных значений коэффициента anomalно высокой эмиссии, ограничивающих области его возможного изменения, в функции от обобщенного параметра — температуры катода, определяемой его гео-

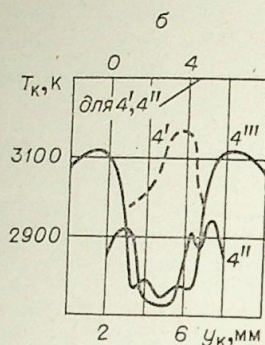
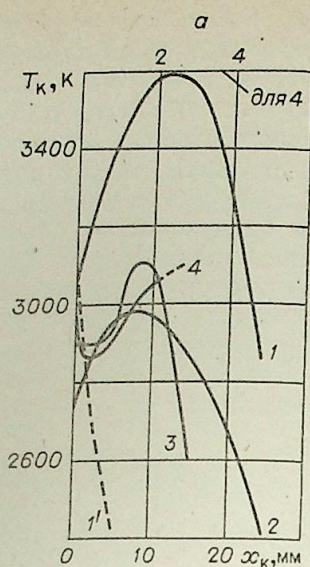


Рис. 4. Экспериментальные распределения температуры по длине (а) и торцу (б) вольфрамовых катодов в аргоне по данным ряда авторов.

1' — 0,1 кА, 1 — 0,3 кА [27]; 2 — 0,15 кА [28]; 3 — 0,45 кА [29]; 4 — 1,5 кА, 4' — 1,4 кА, 4'' — 0,6 кА, 4''' — 1,0 кА [30].

объяснения этого явления предлагаются различные физические механизмы (влияние индивидуальных полей ионов, отрыв температуры электронного газа от температуры кристаллической решетки и т. д.). Экспериментальное исследование закономерностей anomalно высокой эмиссии вольфрамовых катодов дугового разряда в инертных газах выполнено в работе [21]. Использование данных этой работы позволило получить зависимости минимальных и макси-

метрией, видом и давлением рабочего газа (см. рис. 3). Здесь $K_{\min} = j_{Ke}/j_{K \max}$, $K_{\max} = j_{Ke}/j_{K \min}$ (j_{Ke} — экспериментальная плотность тока в КП, а $j_{K \max}$, $j_{K \min}$ — максимальная и минимальная теоретические плотности тока, полученные в результате решения системы уравнений Ричардсона с поправкой Шоттки, Маккоуна и баланса токов $j_K = j_{K1} + j_{Ke}$). Зависимости 1', 2' отражают влияние геометрии катода на его эмиссионную характеристику. Плотность мощности, отводимой электронами от катода, работающего в ксеноне в режиме anomalно высокой эмиссии, представлена областью, ограниченной кривыми 1', 2' на рис. 2. Здесь $q_{Ke \min}$, $j_{Ke \max} = j_{Ke}(1 - f_{i \min})$ соответственно. Высокие значения плотности мощности, отводимой от катода вследствие anomalно высоких плотностей эмиссионного тока, обеспечивают выполнение энергетического баланса (2) при повышенной интенсификации охлаждения катода непосредственно эмиттируемыми электронами.

Возможность практического использования эффективных режимов эмиссии, обеспечивающих интенсивное охлаждение и тем самым работоспособность катода, для решения рассматриваемой задачи коммутации доказывают экспериментальные распределения температуры по катодам, представленные на рис. 4. Обычно эти распределения имеют вид, аналогичный кривым 1', 4', т. е. электрод имеет максимальную температуру в центре КП, где она растет с увеличением тока. При определенных условиях наблюдался совершенно иной характер распределения температуры (1—4, 4'', 4'''), отличающийся пониженными значениями в КП за счет его охлаждения эмиттируемыми электронами по сравнению с периферийными участками катода, где оно отсутствует. В этом случае при увеличении тока температуры в зоне КП практически не увеличивалась, а ее рост и разрушение катода происходили на нерабочем участке последнего вследствие его джоулева нагрева, что может быть предотвращено соответствующим выбором геометрии электрода. Следует отметить, что кривая 3 (см. рис. 4) получена именно в условиях anomalно высокой эмиссии катода в аргоне, а разрушение электрода (достижение температуры плавления) происходило только на его нерабочем участке при токах ~ 0,6 кА. Рассмотренные выше немонотонные распределения температуры по катоду получены также теоретически в работах [31, 32].

ВЫВОДЫ

1. Анализ рабочего процесса катода в сильноточных разрядах с большей длительностью импульса показывает недостаточные возможности традиционных физических механизмов отвода энергии от электрода для обеспечения его требуемой работоспособности.

2. Наиболее эффективным механизмом, способным осуществлять отвод высоких плотностей мощности от катода при его умеренных температурах и сочетающим этот процесс с коммутацией электрического тока, является anomalно высокая эмиссия электронов.

Представляется перспективным использование данного явления при разработке газоразрядных коммутаторов больших энергий.

3. Согласно изученным закономерностям аномально высокой эмиссии максимальная работоспособность катода по уровню коммутируемых токов должна наблюдаться в области его температур 2400—2800 К при организации разряда в ксеноне. Для нахождения верхних границ работоспособности активного участка катода по коммутируемому току в режиме anomalно высокой эмиссии и определения максимальных плотностей мощности, которые могут быть отведены при этом эмиттируемыми электронами, необходимы дополнительные исследования.

Всесоюзный научно-исследовательский
проектно-конструкторский
и технологический институт источников тока,
Москва

Поступила в редакцию
26/VI 1982

1. Накопление и коммутация энергии больших плотностей/Ред. У. Бостик, В. Нарди, О. Цукер. М.: Мир, 1979.
2. Импульсные системы большой мощности/Ред. Э. И. Асиновский. М.: Мир, 1981.
3. Зайдман С. Ш., Кузьмичев А. П., Тихомиров Л. М. и др. Разрядники для коммутации больших энергий. М.: ЦНИИ Электроника, 1976.
4. Ефимов Б. В., Зайенц С. Л., Кичаева Г. С. и др. Емкостные накопители как источник энергии для целей управляемого термоядерного синтеза.— Электротехника, 1981, № 1.
5. Буткевич Г. В. Дуговые процессы при коммутации электрических цепей. М.: Энергия, 1973.
6. Буткевич Г. В., Белкин Г. С., Ведешников Н. А., Жаворонков М. А. Электрическая эрозия сильнотоочных контактов и электродов. М.: Энергия, 1978.
7. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968.
8. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960.
9. Самервилл Дж. М. Электрическая дуга. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1962.
10. Gray E. W. On the Electrode Damage and Current Densities of Carbon Arcs.— IEEE Trans. Plasma Sci., 1978, V. PS-6, N 4.
11. Ecker G. Electrode Components of the Arc Discharge.— *Ergebn. exakt. Naturw.*, 1961, Bd 33.
12. Hügel H., Krülle G. Phänomenologie und Energie-bilanz von Lichtbogenkathoden bei niedrigen Drücken und hohen Stromstärken.— *Beitr. Plasmaphys.*, 1969, Bd 9, N. 2.
13. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. К теории цилиндрического катода в дуге высокого давления.— *ЖТФ*, 1975, т. 45, вып. 6.
14. Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б. Тепловой режим работы термоматода.— В кн.: Приэлектродные процессы и эрозия электродов плазмотронов. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1977.
15. Lee T. H. Energy Distribution and Cooling Effect of Electrons Emitted from an Arc Cathode.— *J. Appl. Phys.*, 1960, v. 31, N 5.
16. Раховский В. П. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970.
17. Херниг К., Николье М. Термоэлектронная эмиссия. М.: ИЛ, 1950.
18. Излучательные свойства твердых материалов/Ред. А. Е. Шейндлин. М.: Энергия, 1974.
19. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975.
20. Борухов М. Ю., Нагайбеков Р. Б., Постриганев С. К. и др. Некоторые вопросы моделирования теплового воздействия импульсной дуги на электроды лазерным излучением.— В кн.: Электрические контакты. М.: Наука, 1973.
21. Анигеев В. Н. Исследование термоматов дуги низкого давления в инертных газах.— *Изв. СО АН СССР*, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
22. Дороднов А. М., Козлов Н. П., Помелов Я. А. Дуговые режимы работы термоэмиссионного катода с аномально высокими плотностями тока.— *ТВТ*, 1974, т. 12, вып. 1.
23. Порогников А. А., Петросов В. А., Острцов И. П. Приэлектродные процессы.— В кн.: Физика и применение плазменных ускорителей. Минск: Наука и техника, 1974.
24. Масленников Н. М. Исследование эмиссионных характеристик катодов в потоке ионизированного газа.— *ЖТФ*, 1975, т. 45, вып. 10.
25. Chen M. M., Thorne R. E., Wyner E. F. Resolution of Electron Emission Mechanisms in an Argon Arc with a Hot Tungsten Cathode.— *J. Appl. Phys.*, 1976, v. 47, N 12.
26. Жуков М. Ф., Любимов Г. А., Аньшаков А. С. и др. Катодная область сильнотоочного разряда в парах щелочных металлов.— В кн.: Материалы к VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 2. Алма-Ата, 1977.
27. Savage W. F., Strunck S. S., Ishikawa Y. The Effect of Electrode Geometry in Gas Tungsten-Arc Welding.— *Weld. J.*, 1965, v. 44, N 11.
28. Ando K., Nishikawa J. Studies on Anode and Cathode Phenomena of TIG Arc.— *J. Jap. Weld. Soc.*, 1971, v. 40, N 4.
29. Дороднов А. М., Козлов Н. П., Помелов Я. А. Об эффекте «электронного» охлаждения на термоэмиссионном дуговом катоде.— *ТВТ*, 1973, т. 11, вып. 4.
30. Зибер П. А., Абрамов В. А., Бортичук Н. И., Крутянский М. М. Экспериментальное определение температурного поля вольфрамового термоматода открытой дуги.— *Труды ВНИИЭТО*, вып. 7. М.: Энергия, 1975.
31. Зимин А. М., Козлов Н. П., Хвасюк В. П. Теоретические исследования термоэмиссионных катодов.— В кн.: Приэлектродные процессы и эрозия электродов плазмотронов. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1977.
32. Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б., Замбалаев Ж. Ж. Тепловое состояние термоматода.— VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Тезисы докладов. Ч. 2. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1980.

Г. М. ГРИШАНОВ, Л. П. ЖУРАВЛЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОМПАУНДИРОВАНИЯ
МЕТОДАМИ ТЕОРИИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Продукция нефтепереработки и нефтехимии в большинстве своем получается в результате смешения различных полуфабрикатов и компонентов в определенных количественных отношениях с учетом их качественных характеристик. Одна из важных задач в проблеме управления процессом смешения — определение оперативного плана компаундирования.

В литературе достаточно подробно рассмотрены вопросы составления модели оперативного плана компаундирования [1], представляющей собой систему, как правило, линейных неравенств, описывающих ограничения на количество и качество компонентов и товарного продукта. Однако анализ чувствительности такого рода модели к изменению различных параметров ее в существующей литературе не освещен.

Практическая важность и актуальность решения этой задачи объясняется тем, что двойственные оценки, применяемые для анализа чувствительности моделей, являются ценной информацией в разработке алгоритмов управления процессом, но во многих случаях недостаточной. Для обоснованного принятия решений необходимо знать влияние не только изменения ресурсов по количеству и качеству компонентов на целевую функцию, но и влияние всех других входных параметров на все множество выходных параметров, характеризующих процесс смешения.

В данной работе на базе теории чувствительности [2] предлагается методологический подход к решению задачи анализа не только оптимального плана компаундирования, но и любого из множества допустимых планов. В основе решения задачи лежат утверждения и теоремы, характеризующие влияние параметров модели. Приведенные доказательства и конечные результаты теорем носят конструктивный характер и являются основой соответствующих алгоритмов анализа.

Рассмотрим прямую и двойственную к ней задачу составления оперативного плана компаундирования вида

$$E = \sum_{j=1}^n c_j x_j, \quad \sum_{j=1}^n a_{ij} x_j \leq b_i, \quad x_j \geq 0, \quad i = 1, \dots, m, \quad j = 1, \dots, n, \quad (1)$$

$$E_D = \sum_{i=1}^m b_i z_i, \quad \sum_{i=1}^m a_{ij} z_i \geq c_j, \quad z_i \geq 0, \quad i = 1, \dots, m, \quad j = 1, \dots, n. \quad (2)$$

Здесь E — прибыль от реализации товарного продукта; b_i ($i = 1, \dots, m$) — i -й ресурс по количеству и качеству; a_{ij} ($i = 1, \dots, m$; $j = 1, \dots, n$) — нормы расхода ресурсов в процессе реализации плана; c_j ($j = 1, \dots, n$) — объем j -го компонента, вовлекаемого в смесь.

Дополним известные теоремы двойственности следующими утверждениями.

Утверждение 1. Если $x(x_1, \dots, x_n)$ — опорный план прямой задачи (в том числе и оптимальный), то ему соответствует сопряженный опорный план $z = (z_1, \dots, z_m)$ двойственной задачи.

Из этого утверждения следует утверждение 2.

Утверждение 2. Для любой пары x и z сопряженных планов (в том числе и оптимальной пары планов) выполняется равенство

$$\sum_{j=1}^k c_j x_j = \sum_{i=1}^k b_i z_i. \quad (3)$$

Из утверждений 1 и 2 следует утверждение 3.

Утверждение 3. Для того, чтобы два опорных плана x и z пары двойственных задач были сопряжены, необходимо и достаточно выполнение условий

$$x_j \left(\sum_{i=1}^k a_{ij} z_i - c_j \right) = 0, \quad j = 1, \dots, K, \quad (4)$$

$$z_i \left(\sum_{j=1}^k a_{ij} x_j - b_i \right) = 0, \quad i = 1, \dots, k. \quad (5)$$

Исследуем влияние изменения ресурсов b на вектор x и целевую функцию E задачи (1). Для этого выделим два множества их: $B_1 = \{b_i, \text{ при которых } z_i \neq 0, i = 1, \dots, k\}$ и $B_2 = \{b_e, \text{ при которых } z_e = 0, e = k+1, \dots, m\}$.

Сформулируем теоремы, позволяющие установить количественную меру влияния изменения ресурсов на выходные параметры.

Теорема 1. Чувствительность переменных x для любого из множества принятого к реализации опорного плана (в том числе и оптимального) к изменению ресурсов b равна

$$\alpha = \frac{\partial x}{\partial b} = \begin{cases} A_k^{-1}, & \text{если } b \in B_1, \\ 0, & \text{если } b \in B_2. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $A_k = \{a_{ij}, ij = 1, \dots, k\}$ — матрица коэффициентов опорного плана.

Доказательство этой теоремы вытекает из того, что в точке опорного плана в соответствии с утверждением 3 для $\forall b \in B_1$ выполняется соотношение

$$b - A_k x = 0. \quad (7)$$

Дифференцируя это выражение по b , легко получаем матрицу чувствительности α , характеризующую влияние каждого ресурса на каждую переменную и являющуюся одновременно количественной мерой дефицитности ресурса по переменным x опорного плана, принятого к реализации.

Теорема 2. Чувствительность целевой функции E для любого из множества принятого к реализации опорного плана (в том числе и оптимального) к изменению ресурсов b равна

$$z = \frac{\partial L}{\partial b} = \frac{\partial E}{\partial b} = \begin{cases} c \cdot \alpha, & \text{если } b \in B_1, \\ 0, & \text{если } b \in B_2. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь L — функция Лагранжа.

Для доказательства теоремы рассмотрим функцию Лагранжа в точке опорного плана

$$L = \sum_{j=1}^k c_j x_j + \sum_{i=1}^k z_i \left(b_i - \sum_{j=1}^k a_{ij} x_j \right).$$

Дифференцируя это выражение по $b_i \in B_1$ и $b_e \in B_2$ и учитывая соотношения (4), (5), получаем соотношение (8).

Важной характеристикой плана являются величины имеющихся резервов по ресурсам, которые для рассматриваемого опорного плана можно определить из уравнений

$$y_e = b_e - \sum_{j=1}^k a_{ej} x_j, \quad e = k+1, \dots, m. \quad (9)$$

Степень влияния изменения ресурсов b на величины резервов можно определить из следующей теоремы.

Теорема 3. Чувствительность величин резервов y для любого из множества принятого к реализации опорного плана к изменению ресурсов b равна

$$\beta_e^i = \frac{\partial y_e}{\partial b_i} = \begin{cases} - \sum_{j=1}^k a_{ej} \alpha_j^i, & \text{если } b \in B_1, \\ \delta_{ie}, & \text{если } b \in B_2, \quad i = 1, \dots, m, \quad e = k+1, \dots, m, \end{cases}$$

где

$$\delta_{ie} = \begin{cases} 1, & \text{если } i = l, \\ 0, & \text{если } i \neq l. \end{cases} \quad (10)$$

Доказательство этой теоремы вытекает из непосредственного дифференцирования (9) по всем ресурсам b с учетом результатов теоремы 1.

Чувствительность величин резервов можно представить в виде матрицы β , характеризующей влияние каждого ресурса b на каждую величину резерва y .

Отметим также, что величины резервов y являются одновременно количественной мерой устойчивости принятого опорного плана относительно изменения ресурсов b или, что одно и то же, мерой устойчивости матрицы чувствительности α к изменению переменных b .

Проведем анализ чувствительности рассматриваемого опорного плана к изменению коэффициентов в целевой функции. Для этого разобьем их на два множества $G_1 = \{C_j, \text{ при которых } x_j > 0, j = 1, \dots, k\}$; $G_2 = \{C_q, \text{ при которых } x_q = 0, q = k+1, \dots, n\}$.

Сформулируем теорему, позволяющую определить степень влияния изменения этих коэффициентов на выходные параметры опорного плана.

Теорема 4. Чувствительность вектора z для любого из множества принятого к реализации опорного плана к изменению коэффициентов целевой функции c равна

$$d = \frac{\partial z}{\partial c} = \begin{cases} (A^T)^{-1} = \alpha^T, & \text{если } c \in G_1, \\ 0, & \text{если } c \in G_2. \end{cases} \quad (11)$$

Доказательство этой теоремы вытекает из непосредственного дифференцирования по всем коэффициентам c уравнения, справедливость которого установлена утверждением 3 $A^T z - c = 0$.

Для характеристики устойчивости принятого опорного плана относительно изменения коэффициентов c введем величины

$$v_q = \sum_{i=1}^k a_{iq} z_i - c_q, \quad q = k+1, \dots, n. \quad (12)$$

Заметим, что для оптимального плана эти величины характеризуют убытки при производстве продукции, не вошедшей в оптимальный план.

Степень влияния изменений коэффициентов c на величину устойчивости v можно определить из следующей теоремы.

Теорема 5. Чувствительность величины устойчивости v любого из множества принятого к реализации опорного плана к изменению коэффициентов c равна

$$p_q^j = \frac{\partial v_q}{\partial c_j} = \begin{cases} \sum_{i=1}^k a_{iq} d_i^j, & \text{если } c \in G_1, \\ -\delta_{qj}, & \text{если } c \in G_2, \quad j = 1, \dots, n, \quad q = k+1, \dots, n, \end{cases}$$

где

$$\delta_{qj} = \begin{cases} 1, & \text{если } q = j, \\ 0, & \text{если } q \neq j. \end{cases} \quad (13)$$

Доказательство этой теоремы вытекает из непосредственного дифференцирования (12) по всем коэффициентам c с учетом результатов теоремы 4.

Исследуем влияние коэффициентов a_{ij} ($i=1, \dots, m; j=1, \dots, n$), входящих в ограничение задачи (1). Для этого выделим следующие множества их:

$$M_1 = \{a_{ij}, \text{ при которых } x_j = 0\}, \quad M_2 = \{a_{ij}, \text{ при которых } x_j > 0\},$$

$$M_3 = \{a_{ij}, \text{ при которых } y_i = 0\}, \quad M_4 = \{a_{ij}, \text{ при которых } y_i > 0\}.$$

Каждый из коэффициентов может быть отнесен к одному из множеств M_1, M_2, M_3, M_4 .

Определим чувствительность параметров X к изменению коэффициентов a_{ij} ($i=1, \dots, m; j=1, \dots, n$) из следующей теоремы.

Теорема 6. Чувствительность переменных X для любого из множеств принятого к реализации опорного плана к изменению коэффициентов a_{ij} ($i=1, \dots, m; j=1, \dots, n$) равна

$$\gamma_x = \frac{\partial x}{\partial a} = \begin{cases} -\alpha \cdot x \frac{\partial A_k}{\partial a}, & \text{если } a \in M_2 \text{ ПМ}_3, \\ 0, & \text{если } a \in (M_1 \text{ ПМ}_4) \cup (M_2 \text{ ПМ}_4) \cup (M_1 \text{ ПМ}_3). \end{cases}$$

Для доказательства этой теоремы следует продифференцировать с точностью до 2-го порядка уравнение (7) по всем коэффициентам a . Так, дифференцируя (7) по какому-либо коэффициенту $a \in M_2 \text{ ПМ}_3$, получим, что

$$x \frac{\partial A_k}{\partial a} + \frac{\partial x}{\partial a} A_k + \frac{\partial A_k}{\partial a} \cdot \frac{\partial x}{\partial a} = 0.$$

$$\text{Откуда } \gamma_x = \frac{\partial x}{\partial a} = -\frac{x \frac{\partial A_k}{\partial a}}{A_k + \frac{\partial A_k}{\partial a}} = -\frac{A_k^{-1} x \frac{\partial A_k}{\partial a}}{1 + A_k^{-1} \frac{\partial A_k}{\partial a}} = -\frac{\alpha \cdot x \frac{\partial A_k}{\partial a}}{1 + \alpha \frac{\partial A_k}{\partial a}}.$$

Используя полученные результаты, легко определить чувствительность целевой функции E , вектора z , величин y, v и других выходных параметров.

Отметим, что при анализе чувствительности выходных параметров необходимо учитывать следующее: изменения коэффициентов $a_{ij} \in M_1 \text{ ПМ}_4$ не окажут никакого влияния на выходные параметры, изменение коэффициентов $a_{ij} \in M_2 \text{ ПМ}_4$ вызовут изменения только соответствующих резервов y , определяемых уравнениями (9); изменения коэффициентов $a_{ij} \in M_1 \text{ ПМ}_3$ вызовут изменения только соответствующих величин v , определяемых системой (12).

Пример. Рассмотрим задачу анализа оперативного плана компаундирования товарного бензина Аи-93 из следующих компонентов: стабильного катализатора (X_1), алкилата (X_2), пиробензола (X_3) и остатка бензина Аи-93 (X_4). На основании исходной информации о имеющихся запасах компонентов и их качестве необходимо рассчитать, в каком количестве вовлечь в смешение каждый компонент для получения товарного бензина Аи-93.

Математическая модель оперативного плана компаундирования бензиновых компонентов имеет вид:

целевая функция — прибыль
ограничение на октановое число
ограничение на температуру начала кипения
ограничение на температуру 10% отгона
ограничение на температуру 50% отгона

$$E = 53,2X_1 - 63X_2 - 3X_3 + 16X_4,$$

$$3,5X_1 + 9,7X_2 + 21,8X_3 + X_4 \geq 0,$$

$$0,8X_1 + 5X_2 + 45X_3 + 5X_4 \geq 0,$$

$$14,2X_1 - 5X_2 - 20X_3 + 7X_4 \geq 0,$$

$$18,1X_1 + 10X_2 - 15X_3 + 15X_4 \geq 0,$$

ограничение на запасы компонентов
граничные условия
 $X_1 \leq 522 \text{ т}, X_2 \leq 97 \text{ т}, X_3 \leq 52 \text{ т},$
 $X_4 \leq 1140 \text{ т}.$
 $x_i \geq 0, i=1, \dots, 4.$

В данной модели положительные коэффициенты, стоящие при x_i ($i=1, \dots, 4$) в целевой функции и ограничениях по качеству, означают увеличение прибыли или увеличение показателя качества смеси на каждую тонну вовлекаемого в смесь компонента и уменьшение прибыли или показателя качества смеси, если коэффициент отрицательный. В частности, коэффициент -63 , стоящий при X_2 в целевой функции, означает уменьшение прибыли на 63 руб. с вовлечением каждой тонны алкилата в смесь, а коэффициент $+9,7$ при X_2 в ограничении на октановое число означает увеличение октанового числа смеси относительно октанового числа товарного бензина на 9,7 пункта с вовлечением каждой тонны алкилата в смесь. Пусть для реализации принят следующий опорный план: $X_1 = 522 \text{ т}, X_2 = 16 \text{ т}, X_3 = 52 \text{ т}, X_4 = 1140 \text{ т}.$

При реализации этого плана запасы по стабильному катализатору, пиробензолу и остатку бензина Аи-93 использованы полностью, а по запасу алкилата имеется резерв. По качеству товарного бензина отсутствует резерв по октановому числу, а по всем температурам имеется резерв. Пронумеруем ограничения, не имеющие резерва по количеству и качеству, в следующей последовательности:

$$X_1 = 522 \text{ (1)}, X_3 = 52 \text{ (2)}, X_4 = 1140 \text{ (3)},$$

$$-3,5X_1 + 9,7X_2 + 10,2X_3 + X_4 = 0 \text{ (4)}.$$

Тогда матрица коэффициентов опорного плана оперативного компаундирования и соответствующая ей обратная матрица равны

$$A_k = \begin{pmatrix} 1, & 0, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 1, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 1 \\ -3,5, & 9,7, & 10,2, & 1 \end{pmatrix}, \quad \alpha = A_k^{-1} = \begin{pmatrix} \alpha_1^1, & \alpha_2^1, & \alpha_3^1, & \alpha_4^1 \\ \alpha_1^2, & \alpha_2^2, & \alpha_3^2, & \alpha_4^2 \\ \alpha_1^3, & \alpha_2^3, & \alpha_3^3, & \alpha_4^3 \\ \alpha_1^4, & \alpha_2^4, & \alpha_3^4, & \alpha_4^4 \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} 1, & 0,36, & 0, & 0 \\ 0, & -1,05, & 1, & 0 \\ 0, & -0,1, & 0, & 1 \\ 0, & -0,103, & 0, & 0 \end{pmatrix}.$$

Здесь α_j^i — коэффициент чувствительности переменных x_j ($j=1, \dots, 4$) к изменению i -го ($i=1, \dots, 4$) ограничения.

Первая строка полученной матрицы чувствительности характеризует влияние изменения количества запаса катализатора на переменные X_1, \dots, X_4 , последняя — влияние изменения октанового числа смеси на переменные X_1, \dots, X_4 . Так, с увеличением в смеси катализатора на 1 т необходимо увеличить количество алкилата на 0,36 т.

Чувствительность целевой функции E к изменению ограничений, не имеющих резерва, в соответствии с (8), равна $z_1 = 30,52, z_2 = 63,15, z_3 = 22,5, z_4 = 6,489$.

Из полученных значений следует, что с увеличением катализатора, пиробензола и остатка бензина Аи-93 на 1 т величина прибыли увеличится соответственно на 30,52, 63,15, 22,5 руб. При увеличении октанового числа смеси на 1 пункт прибыль увеличится на 6,489 руб.

Матрица чувствительности резервов по количеству и качеству товарного бензина к изменению ограничений, не имеющих резерва, в соответствии с (10), равна

$$\beta = \begin{pmatrix} \beta_5^1, & \beta_6^1, & \beta_7^1, & \beta_8^1 \\ \beta_5^2, & \beta_6^2, & \beta_7^2, & \beta_8^2 \\ \beta_5^3, & \beta_6^3, & \beta_7^3, & \beta_8^3 \\ \beta_5^4, & \beta_6^4, & \beta_7^4, & \beta_8^4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,36; & -2,6; & 12,4; & 21,7 \\ -1,05; & -39,75; & -14,75; & -25,5 \\ -0,1; & -4,5; & 7,5; & 14 \\ -0,103; & 0,515; & -0,515 & 1,03 \end{pmatrix}$$

Первая строка полученной матрицы чувствительности резервов характеризует влияние изменения количества запаса катализатора соответственно на резервы запаса катализатора (y_5), температуру начала кипения (y_6), 10% отгона (y_7) и 50% отгона (y_8); последняя строка характеризует влияние изменения октанового числа смеси на все имеющиеся резервы плана. Из матрицы следует, что наиболее чувствительны резервы к изменению количества пиробензола в смеси.

При анализе влияния коэффициентов целевой функции следует отметить, что все величины устойчивости v_j ($j = 1, \dots, 4$), определяемые из (12), для принятого к реализации плана компаундирования равны нулю. Поэтому и величины чувствительности, определяемые соотношением (13), также равны нулю.

При изменении коэффициентов целевой функции произойдет изменение только величин чувствительности целевой функции z , матрица чувствительности которых равна, в соответствии с (11), транспонированной матрице чувствительности α .

Проведем анализ влияния на параметры плана компаундирования коэффициентов при переменных в ограничениях. Покажем влияние изменения коэффициентов в ограничении на октановое число на количество вовлекаемых в смесь бензиновых компонентов. В соответствии с (14), матрица чувствительности к изменению этих коэффициентов равна

$$\gamma_x = \begin{pmatrix} \gamma_1^{4,1}; \gamma_2^{4,1}; \gamma_3^{4,1}; \gamma_4^{4,1} \\ \gamma_1^{4,2}; \gamma_2^{4,2}; \gamma_3^{4,2}; \gamma_4^{4,2} \\ \gamma_1^{4,3}; \gamma_2^{4,3}; \gamma_3^{4,3}; \gamma_4^{4,3} \\ \gamma_1^{4,4}; \gamma_2^{4,4}; \gamma_3^{4,4}; \gamma_4^{4,4} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0; 53,7; 0; 0 \\ 0; 1,65; 0; 0 \\ 0; 5,4; 0; 0 \\ 0; 117,4; 0; 0 \end{pmatrix}$$

Здесь $\gamma_j^{i,e} = \frac{\partial x_j}{\partial a_{ie}} = -\frac{\alpha_{jxc}^i}{1 + \alpha_j^i}$ — чувствительность переменной x_j ($j = 1, \dots$

$\dots, 4$) к изменению коэффициента a_{il} ($l = 1, \dots, 4$), стоящего в i -м ограничении при переменной X_l .

Из полученной матрицы следует, что изменение коэффициентов в ограничении на октановое число влияет только на расход алкилата, который наиболее чувствителен к изменению коэффициента, стоящего при X_4 . Иными словами, расход алкилата наиболее чувствителен к изменению октанового числа остатка бензина Аи-93.

Зная матрицу чувствительности γ_x , можно определить чувствительность целевой функции E , величину резервов y и других выходных параметров к изменению коэффициентов в ограничении на октановое число.

Проведенный анализ чувствительности плана компаундирования позволяет оценить влияние не только одного из коэффициентов модели, но также одновременное изменение нескольких параметров. Подобный анализ может быть легко запрограммирован на ЭВМ и использован для решения многих практических задач, в частности для решения задачи прогнозирования последствий изменения условий плана, построения мало-чувствительных систем управления процессом компаундирования к изменению тех или иных возмущений и др.

Куйбышевское специальное
конструкторское бюро

Поступила в редакцию
15/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Жоров Ю. М. Моделирование физико-химических процессов нефтепереработки и нефтехимии. М.: Химия, 1978.
2. Томович Р., Вукобратович М. Общая теория чувствительности. М.: Советское радио, 1972.

В. З. МАНУСОВ, О. Н. ШЕПИЛОВ

ОПТИМАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕНЕРИРУЕМОЙ РЕАКТИВНОЙ МОЩНОСТИ В ЭНЕРГОСИСТЕМАХ ПРИ СЛУЧАЙНОЙ ИСХОДНОЙ ИНФОРМАЦИИ

При оперативном и краткосрочном планировании установившихся режимов электрических систем (ЭС) в автоматизированных системах диспетчерского управления (АСДУ) решается задача оптимизации режима реактивной мощности [1]. Решение задачи сводится к перераспределению генерируемой реактивной мощности между узлами и конфигурами электрической сети (последнее достигается в основном средствами продольного регулирования напряжения). При этом в распоряжении диспетчерского персонала находится главным образом детерминированная информация (топология сети, состав работающего оборудования и т. д.) и вероятностно-определенная информация (мощность нагрузок узлов, потоки мощности в связях, напряжение на шинах станций и подстанций и др.) Вероятностно-определенный характер информации обусловлен различного рода погрешностями (имеющими место при ее получении): измерений, прогноза, оценки состояния и т. д. Кроме этого, на конечном интервале времени указанные параметры изменяются вследствие случайного характера подключения нагрузки потребителей. Очевидно, что в диспетчерских расчетах необходимо каким-либо образом учитывать это обстоятельство.

В данной работе рассматриваются некоторые пути использования вероятностно-определенных свойств исходной информации при оптимизации источников реактивной мощности (ИРМ). В результате такого подхода, с одной стороны, уточняются результаты расчетов, а с другой — появляются качественно новые результаты, позволяющие, например, оценить уровень режимной надежности электрической сети с точки зрения оптимальности ее режима.

Установившийся режим ЭС описывается матричным уравнением в форме баланса мощности [1]

$$\dot{S} = -\dot{U}_d \dot{Y} \dot{U} + \dot{U}_d \dot{Y}_6 \dot{U}_6, \quad (1)$$

где \dot{S} — вектор узловых мощностей; \dot{U}_d — диагональная матрица узловых напряжений; \dot{U} — вектор узловых напряжений; \dot{Y} — матрица узловых проводимостей; \dot{Y}_6 — вектор связей с балансирующим узлом; \dot{U}_6 — напряжение базисного узла.

Учитывая, что все параметры уравнения (1) являются случайными, и используя метод моментов, можно получить известное выражение для математических ожиданий параметров режима [2]:

$$\bar{S} = -\bar{U}_d \bar{Y} \bar{U} - M[\dot{U}_d \dot{Y} \dot{U}] + \bar{U}_d \bar{Y}_6 \bar{U}_6, \quad (2)$$

где $M[\dots]$ — операция математического ожидания; \dot{U}_d, \dot{U} — центрированные величины, $\bar{S}, \bar{U}_d, \bar{U}, \bar{Y}$ — МО соответствующих параметров. Урав-

нение, связывающее матрицы корреляционных моментов (МКМ), имеет вид [2]

$$K_U = J^{-1} [K_S - WK_Y W_t - HK_{U^2} H_t] J_t^{-1}, \quad (3)$$

где K_S — МКМ узловых мощностей, K_U — МКМ узловых напряжений, K_{U^2} — матрица четвертых центральных моментов узловых напряжений, K_Y — МКМ продольных и поперечных проводимостей сети, J, W, H — матрицы коэффициентов.

При вероятностном расчете установившегося режима уравнения (2) и (3) решаются совместно. В результате находятся МО и МКМ узловых напряжений и МО реактивных мощностей генераторов. Можно определить также числовые характеристики таких параметров, как потоки мощности в связях, абсолютные и относительные углы напряжений, потери в элементах и во всей сети. Все эти результаты первоначального расчета используются при дальнейшей оптимизации ИРМ.

Задача минимизации потерь активной мощности в стохастической постановке заключается в отыскании минимума МО случайной целевой функции потерь ΔP

$$\min \Delta \bar{P} = \min M [\Delta P (\bar{U}, \bar{S}, Y)] \quad (4)$$

при соблюдении с заданной вероятностью p ограничений в форме неравенства [3]

$$\begin{aligned} \bar{p} [U_{\min} \leq U \leq U_{\max}] &\geq \bar{p}_U, \\ \bar{p} [Q_{\min} \leq Q_r \leq Q_{\max}] &\geq \bar{p}_Q, \\ \bar{p} [S_{1\min} \leq S_1 \leq S_{1\max}] &\geq \bar{p}_{S1}, \end{aligned} \quad (5)$$

где Q_r — случайный вектор реактивной мощности ИРМ; U — случайный вектор модулей напряжений; S_1 — случайный вектор потоков по связям (в настоящей работе задача соблюдения ограничений на потоки не рассматривается); $\bar{p}_U, \bar{p}_Q, \bar{p}_{S1}$ — векторы допустимых вероятностей нарушения соответствующих ограничений. Рассмотрим два подхода к решению задачи (4)–(5).

1. Оптимизация по детерминированному эквиваленту стохастической задачи. В [3] показана возможность оптимизации по МО целевой функции в зависимости от МО режимных параметров. При этом учет случайного характера исходных данных производится на этапе расчета установившегося режима, например, по выражениям (2), (3). Сама оптимизация производится практически любым известным методом с той разницей, что при вычислении необходимых производных или коэффициентов используются МО соответствующих параметров. Достоинством такого подхода является возможность использования хорошо разработанных детерминированных методов и алгоритмов при решении стохастической задачи.

Авторами проводились расчеты этим методом. Вероятностный установившийся режим считался методом Ньютона согласно уравнениям (2), (3) [2]. Оптимизация осуществлялась градиентным методом для обращенной формы записи уравнений целевой функции потерь [4].

Результаты показывают, что при вероятностном расчете имеет место большее изменение МО целевой функции, чем при детерминированном (см. рисунок). В то же время исходные и конечные значения вероятностных активных потерь выше, чем детерминированных. Последнее объясняется тем, что активные потери зависят от токов в линиях в квадрате, что приводит к появлению в МО потерь дисперсии тока. В простейшем случае

$$M[\Delta P] = \Delta \bar{P} = M[I^2 R] = (\bar{I}^2 + D_I)R, \quad (6)$$

где I — случайный ток, R — активное сопротивление линии, D_I — дисперсия тока.

Большая разница МО потерь в начале и в конце расчета объясняется тем, что оптимальный режим в целом характеризуется, как правило, более высоким уровнем напряжений, что вследствие квадратичной нелинейности уравнения (2), приводит к увеличению определителя матрицы коэффициентов J в уравнении (3) (J фактически является матрицей производных $\frac{\partial \bar{S}}{\partial \bar{U}}$ [2]), а это влечет уменьшение значений МКМ K_U и, следовательно, D_I . При оптимизации ИРМ по детерминированному эквиваленту не учитываются вторые центральные моменты параметров режима при расчете поправок к мощностям ИРМ, что может привести к незначительному результату в тяжелых режимах или при больших вариациях исходных данных.

2. Вероятностная оптимизация ИРМ для уравнения целевой функции в обращенной форме. При записи уравнения выбранной целевой функции в обращенной форме имеется явная зависимость между основными случайными параметрами режима — узловыми напряжениями и мощностями [4], что позволяет довольно просто получить выражение для МО целевой функции. Уравнение имеет вид

$$\Delta \hat{S} = \hat{S}_t \hat{U}_d^{-1} \hat{Z}_{ijt} \hat{U}_d^{-1} \hat{S}, \quad (7)$$

где $\Delta \hat{S}$ — потери в сети; \hat{S}, \hat{S} — прямой и сопряженный векторы узловых мощностей; \hat{U}_d^{-1} — обратная диагональная матрица узловых напряжений; \hat{Z}_{ijt} — транспонированная матрица узловых сопротивлений.

$$Z_{ij} = (M \hat{Y}_n M_t)^{-1}, \quad (8)$$

где M — первая матрица инциденций, \hat{Y}_n — диагональная матрица продольных проводимостей сети.

Перемножив составляющие уравнения, получим выражение в виде суммы членов

$$\Delta \hat{S} = \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n Z_{ij} \frac{\hat{S}_i \hat{S}_j}{\hat{U}_i \hat{U}_j} + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^i Z_{ij} \frac{\hat{S}_i \hat{S}_j}{\hat{U}_i \hat{U}_j}, \quad (9)$$

где $n+1$ — число узлов в сети. Уравнение для МО активных потерь в сети имеет вид

$$\begin{aligned} M[\Delta P] = M \left[\sum_{i=1}^n \frac{r_{ii}}{U_i^2} (P_i^2 + Q_i^2) + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=2}^n \left\{ \frac{r_{ij}}{U_i U_j} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times [\cos \delta_{ij} (P_i P_j + Q_i Q_j) - \sin \delta_{ij} (P_i Q_j - Q_i P_j)] \right\} \right], \quad (10) \end{aligned}$$

где r_{ij} — активная составляющая сопротивления, δ_{ij} — угол между соответствующими векторами узловых напряжений, $U_{i(j)}$ — модуль узловых напряжений, $P_i, Q_{i(j)}$ — активная и реактивная мощность узлов.

Так как МО суммы случайных величин равно сумме МО этих величин, проанализируем возможность получения МО целевой функции на произвольном слагаемом уравнения (10).

В соответствии с правилами нахождения числовых характеристик случайных функций мультипликативного типа [2] имеем

$$\begin{aligned} M \left[\frac{r_{ij}}{U_i U_j} \cos \delta_{ij} (Q_i Q_j) \right] = r_{ij} \left\{ M \left[\frac{1}{U_i U_j} \right] M [Q_i Q_j] \times \right. \\ \left. \times M [\cos \delta_{ij}] + M [\cos \delta_{ij}] \times K \left[\left(\frac{1}{U_i U_j} \right) (Q_i Q_j) \right] + \right. \\ \left. + K \left[(\cos \delta_{ij}), \left(\frac{1}{U_i U_j} \right) \right] \times M [Q_i Q_j] + M \left[\left(\frac{1}{U_i U_j} \right) \right] \times \right. \\ \left. \times K [(\cos \delta_{ij}), (Q_i Q_j)] + K \left[(\cos \delta_{ij}), \left(\frac{1}{U_i U_j} \right), (Q_i Q_j) \right] \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

где $K[\dots]$ — операция ковариации (в круглых скобках приведены центрированные значения соответствующих случайных функций). В (11) принято допущение, что $r_{ij} = \text{const}$.

Третьим и пятым слагаемыми правой части (11) можно пренебречь ввиду малости ковариаций (в квадратных скобках по две случайные функции с небольшими дисперсиями). Аналитическое значение четвертого слагаемого определяется методом статистической линеаризации, но воспользоваться им невозможно из-за отсутствия данных о взаимных корреляциях узловых мощностей и взаимных углов δ_{ij} . Поэтому в дальнейшем рассмотрим лишь первые два слагаемых правой части (11). Применяя линеаризацию по Тэйлору в точке МО случайных переменных, найдем МО и ковариации рассматриваемых функций

$$M \left[\frac{1}{\bar{U}_i \bar{U}_j} \right] = M \left[\left(\frac{1}{\bar{U}_i} - \frac{\dot{U}_i}{\bar{U}_i^2} \right) \left(\frac{1}{\bar{U}_j} - \frac{\dot{U}_j}{\bar{U}_j^2} \right) \right] = \frac{1}{\bar{U}_i \bar{U}_j} + \frac{K_{U_{ij}}}{\bar{U}_i^2 \bar{U}_j^2};$$

$$M[Q_i Q_j] = \bar{Q}_i \bar{Q}_j + K_{Q_{ij}}; \quad (12)$$

$$M[\cos \delta_{ij}] = M \left[\cos \bar{\delta} - \dot{\delta} \sin \bar{\delta} - \frac{\dot{\delta}^2}{2} \cos \bar{\delta} \right] = \cos \bar{\delta} \left(1 - \frac{D_{\delta}}{2} \right),$$

где $K_{Q(U)ij}$ — корреляционный момент, D_{δ} — дисперсия относительно угла. Корреляционный момент второго слагаемого правой части (11) имеет вид

$$K \left[\left(\frac{1}{\bar{U}_i \bar{U}_j} \right), (Q_i Q_j) \right] = M \left[\left[\left(\frac{1}{\bar{U}_i} - \frac{\dot{U}_i}{\bar{U}_i^2} \right) \left(\frac{1}{\bar{U}_j} - \frac{\dot{U}_j}{\bar{U}_j^2} \right) - \frac{1}{\bar{U}_i \bar{U}_j} - \frac{K_{U_{ij}}}{\bar{U}_i^2 \bar{U}_j^2} \right] \times \{ (\bar{Q}_i + \dot{Q}_i)(\bar{Q}_j + \dot{Q}_j) - \bar{Q}_i \bar{Q}_j - K_{Q_{ij}} \} \right]. \quad (13)$$

Производя операцию математического ожидания и пренебрегая членами высоких порядков малости, получаем

$$K \left[\left(\frac{1}{\bar{U}_i \bar{U}_j} \right), (Q_i Q_j) \right] \approx - \frac{1}{\bar{U}_i^2 \bar{U}_j} (K_{U_i Q_i} \bar{Q}_j + K_{U_i Q_j} \bar{Q}_i) - \frac{1}{\bar{U}_j^2 \bar{U}_i} (K_{U_j Q_j} \bar{Q}_i + K_{U_j Q_i} \bar{Q}_j) = K_{U, Q}. \quad (14)$$

Окончательно уравнение (11) примет вид

$$M \left[\frac{r_{ij}}{\bar{U}_i \bar{U}_j} \cos \delta_{ij} (Q_i Q_j) \right] = r_{ij} \left[\left(\frac{1}{\bar{U}_i \bar{U}_j} + \frac{K_{U_{ij}}}{\bar{U}_i^2 \bar{U}_j^2} \right) \times \right. \\ \left. \times (\bar{Q}_i \bar{Q}_j + K_{Q_{ij}}) \cos \delta_{ij} \left(1 - \frac{D_{\delta}}{2} \right) - K_{U, Q} \right]. \quad (15)$$

Условие минимума целевой функции заключается в равенстве нулю вектора градиента целевой функции

$$\frac{\partial \Delta \bar{P}}{\partial \bar{Q}_r} = 0. \quad (16)$$

Поправки к реактивным мощностям генераторов вычисляются по уравнению (17) с использованием процедуры Гаусса для решения системы линейных уравнений

$$\bar{R}_1 \cdot \Delta \bar{Q}_r = - \alpha \frac{\partial \Delta \bar{P}}{\partial \bar{Q}_r}, \quad (17)$$

где $\Delta \bar{Q}_r$ — вектор поправок к МО мощностей ИРМ на шаге итерации размерностью $n1$, α — величина шага ($\alpha \leq 1$), \bar{R}_1 — квадратная матрица размерностью $n1 \times n1$, $n1$ — число узлов с ИРМ.

$$\frac{\partial \Delta \bar{P}}{\partial \bar{Q}} = \bar{R}_1 \bar{Q}_r + \bar{R}_2 \bar{Q}_n + \bar{R}_3 \bar{P} + \bar{R}_4, \quad (18)$$

где \bar{Q}_r — вектор МО мощностей узлов с ИРМ на предыдущей итерации; \bar{Q}_n — вектор реактивной мощности нагрузочных узлов размерностью $n2$; \bar{P} — вектор активных мощностей нагрузок и генераторов размерностью n ; \bar{R}_2 — матрица размерностью $n1 \times (n - n1)$; \bar{R}_3 — матрица размерностью $n1 \times n$; $n2$ — число узлов без ИРМ; \bar{R}_4 — вектор добавок к величине вектора градиента. Элементы матриц $\bar{R}_1, \bar{R}_2, \bar{R}_3$ и вектора \bar{R}_4 находятся в результате дифференцирования целевой функции. Наличие вектора \bar{R}_4 обусловлено наличием дисперсии и ковариаций напряжений и реактивных мощностей в целевой функции согласно (14), (15).

Определим МКМ мощностей ИРМ из условия минимума целевой функции (10). Запишем уравнение (18) относительно случайных мощностей нагрузки и генерации, считая, что элементы матриц R_1, R_2, R_3, R_4 вычисляются в точке МО случайных векторов \dot{U}, \dot{S}

$$R_1 (\bar{Q}_r + \dot{Q}_r) + R_2 (\bar{Q}_n + \dot{Q}_n) + R_3 (\bar{P} + \dot{P}) + R_4 = 0. \quad (19)$$

Выделим центрированный вектор \dot{Q}_r

$$\dot{Q}_r = - R_1^{-1} [R_2 (\bar{Q}_n + \dot{Q}_n) + R_3 (\bar{P} + \dot{P}) + R_4 + R_1 \bar{Q}_r] = R_1^{-1} [R_2 \dot{Q}_n + R_3 \dot{P}]. \quad (20)$$

МКМ мощностей ИРМ имеет вид

$$K_{Q_r} = M [\dot{Q}_r \dot{Q}_r^t] = R_1^{-1} [R_2 \dot{Q}_n + R_3 \dot{P}] \times (R_1^{-1} [R_2 \dot{Q}_n + R_3 \dot{P}])^t = R_1^{-1} [2R_2 M [\dot{Q}_n \dot{P}^t] R_{3t} + R_2 M [\dot{Q}_n \dot{Q}_n^t] R_{2t} + R_3 M [\dot{P} \dot{P}^t] R_{3t}] \times R_1^{-1} = R_1^{-1} [2R_2 K_{PQ} R_{3t} + R_2 K_{Q_n} R_{2t} + R_3 K_P R_{3t}] R_{1t}^{-1}, \quad (21)$$

где $K_{P,Q}$ — МКМ реактивных нагрузок и активных мощностей узлов размерностью $n2 \times n$; K_{Q_n} — МКМ реактивных нагрузок-узлов размерностью $n2 \times n2$; K_P — МКМ активных мощностей размерностью $n \times n$; K_{Q_r} — МКМ мощностей ИРМ размерностью $n1 \times n1$.

Если принять, что потокораспределения активной и реактивной мощностей независимы, выражение (21) упрощается

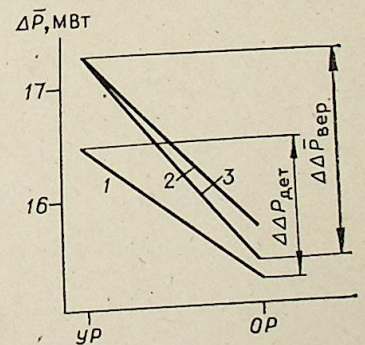
$$K_{Q_r} = R_1^{-1} [R_2 K_{Q_n} R_2] R_{1t}^{-1}. \quad (22)$$

Расчет по выражениям (20), (21) дисперсий мощностей ИРМ позволяет оценить диапазоны регулирования реактивной мощности на станциях и подстанциях из условия оптимальности потокораспределения в сети, оценить вероятность дефицита реактивной мощности ИРМ.

На основании рассмотренного метода создана промышленная программа, входящая в комплекс программ оперативного управления реактивной мощностью DELTA-4 в АСДУ энергосистем.

Проведенные расчеты показывают, что при учете вторых вероятностных моментов для определения значений вектора-градиента

Изменение МО активных потерь ЭЭС (12 узлов, 3 ИРМ).
1 — детерминированный расчет, 2 — детерминированный эквивалент, 3 — вероятностный расчет.



га случайной целевой функции (10) удастся в ряде случаев достичь меньшего значения ΔP , чем при использовании первого подхода. Результаты расчета одной из схем приведены на рисунке. Время вероятностного расчета и оптимизации ИРМ для схемы 150 узлов, 175 связей и 15 ИРМ составляет около 10 мин на ЭВМ ЕС-1022.

ВЫВОДЫ

1. Разработана математическая модель оптимального распределения реактивной мощности в электрической системе при вероятностно-определенной форме исходной информации о нагрузках.
2. Получены выражения для матрицы ковариаций источников реактивной мощности, с помощью которой можно оценить вероятность возникновения дефицита реактивной мощности в каждом узле и по системе в целом.
3. Оптимальное распределение реактивной мощности в вероятностной постановке позволяет получить в ряде случаев большее снижение потерь мощности, чем в детерминированной.

Новосибирский электротехнический институт

Поступила в редакцию
26/VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Методы оптимизации режимов энергосистем/Под ред. В. М. Горшштейна. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Манусов В. З., Кучеров Ю. Н., Шепилов О. Н. Расчет интегральных показателей режимов работы электрических систем вероятностными методами. — Изв. СО АН СССР, 1981, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
3. Крумм Л. А. Методы приведенного градиента при управлении электроэнергетическими системами. Новосибирск: Наука, 1977.
4. Веников В. А. Электрические системы. Электрические расчеты, программирование и оптимизация режимов. М.: Высшая школа, 1973.

Н. М. ГАВРИЛОВА, В. С. НИКИФОРОВСКАЯ

О РАСЧЕТЕ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА РЕКИ В НИЖНЕМ БЬЕФЕ ГЭС

Строительство крупных ГЭС приводит к изменению гидротермических режимов рек. После возведения Красноярской ГЭС на участках Енисея, расположенных в нижнем бьефе, существенно сократилась продолжительность ледостава, зимой сброс воды из водохранилища приводит к образованию незамерзающей полыньи длиной до 300 км [1]. Сроки ледостава в нижнем бьефе изменились в связи с тем, что сброс воды из водохранилища в нижний бьеф осуществляется через турбины из слоев, имеющих температуру зимой 2—3°С.

Для прогноза гидротермических и ледовых режимов рек в нижних бьефах ГЭС необходимо создание комплекса математических моделей и программ по расчету следующих процессов: а) температурная стратификация в водохранилище; б) влияние условий водозабора на температуру воды, поступающей в нижний бьеф; в) тепловой режим реки в нижнем бьефе ГЭС; г) процессы льдообразования и прогноз длины полыньи.

Данная работа посвящена исследованию теплового режима реки в нижнем бьефе ГЭС. Математическая модель гидротермического режима реки в нижнем бьефе в одномерном приближении основывается на уравнениях Сен-Венана и уравнении переноса [2]:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = q; \quad (1)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{\omega} \right) = -g\omega \left(\frac{\partial Z}{\partial x} + \frac{Q|Q|}{K^2} \right);$$

$$\omega \frac{\partial T}{\partial t} + Q \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \omega E \frac{\partial T}{\partial x} = K_T B (T_E - T) + q(T_q - T). \quad (2)$$

Здесь T — температура воды, Q — расход, ω — площадь поперечного сечения русла, B — ширина русла, q — распределенный приток (отток), g — ускорение силы тяжести, Z — уровень воды, K — модуль расхода, t — время, x — координата, отсчитываемая вдоль оси русла, K_T — коэффициент теплообмена на поверхности воды, T_q — температура воды, поступающей с притоком (оттоком), T_E — равновесная температура (т. е. температура, при которой полный поток тепла через водную поверхность равен нулю), E — коэффициент продольной депрессии.

$$E = k \cdot \sqrt{g} \cdot |v| \cdot R/C, \quad (3)$$

где v — скорость потока, R — гидравлический радиус, C — коэффициент Шези (служит характеристикой сопротивления движению потока в русле)*.

В начальный момент времени задается распределение температуры и начальные значения Q и Z :

$$Q(x, 0) = Q^0(x), \quad Z(x, 0) = Z^0(x), \quad T(x, 0) = T^0(x).$$

Граничные условия для гидравлических величин (расход и уровень) во входном и выходном створе берутся в виде зависимости $f(Q, Z, t) = 0$.

* Как указывает Д. Харлеман [3], коэффициент $k = 20,2$ имеет место для призматических русел.

В практических расчетах в качестве таких зависимостей использовались следующие:

$$Q = f(t), \quad Z = f(t). \quad (4)$$

Для уравнения переноса, поскольку оно является уравнением второго порядка, также необходимо задать по одному граничному условию во входном и выходном створах. Во входном створе $T = f(t)$. В выходном створе граничное условие выбирается исходя из предположения, что температура на этой границе определяется главным образом переносом. Следовательно, граничное условие в выходном створе будет иметь вид

$$\omega \frac{\partial T}{\partial t} + Q \frac{\partial T}{\partial x} = K_{\tau} B (T_E - T) + q (T_q - T). \quad (5)$$

Русло реки, в частности Енисей, для которого проведены конкретные расчеты, довольно сложный объект, поэтому весь водоток разбивается на отдельные участки, так что величины Q , Z , B , Z_g , $i = -\frac{dZ_g}{dx}$ изменяются непрерывно на каждом участке. Здесь Z_g — отметка дна, i — уклон дна.

Границей двух участков может быть: 1) скачок расхода Q ; 2) разрыв геометрических характеристик русла (B , Z_g , i); 3) изменения q и T_q по длине водотока. На границах участка задаются условия сопряжения.

При установившемся течении $Q = \text{const}$ задача сводится к решению уравнения переноса для температуры.

При переменном расходе рассматривается квазистационарное приближение. Пусть Q и Q_0 — два различных расхода. В случае стационарного течения сила сопротивления уравновешивает скатывающую силу [4]:

$F_{\text{сопр}} = F_{\text{скат}}$, $F_{\text{сопр}} = c_F \frac{v^2}{2} \chi$, где χ — смоченный периметр, c_F — коэффициент силы сопротивления, $F_{\text{скат}} = mg \cdot \sin \alpha = g \rho L \omega \sin \alpha$, где L — длина водотока, ρ — плотность, m — масса. Следовательно,

$$c_F \frac{v^2}{2} \chi = g \rho L \omega \sin \alpha. \quad (6)$$

Пусть Q_0 , v_0 , ω_0 , χ_0 — характерное течение, тогда

$$c_F \frac{v_0^2}{2} \chi_0 = g \rho L \omega_0 \sin \alpha. \quad (7)$$

Учитывая, что $v = Q/\omega$, из (6) и (7) получаем

$$\frac{Q^2 \chi}{Q_0^2 \chi_0} = \frac{\omega^3}{\omega_0^3}. \quad (8)$$

На каждом участке задаются функции: $Z_g(x)$ — отметка линии дна, $b(x, \xi)$ — ширина русла на расстоянии ξ от дна, n_m — постоянный на участке коэффициент шероховатости, тогда в каждой точке x на участке при заданных $Z(x, t)$ и $Q(x, t)$ нетрудно вычислить h , ω и χ :

$$h = Z(x, t) - Z_g(x), \quad B = b(x, h), \quad (9)$$

$$\omega = \int_0^h B(\xi) d\xi, \quad \chi = 2 \int_0^h \sqrt{1 + \frac{(B'(\xi))^2}{4}} d\xi + B(0), \quad (10)$$

где $B(0)$ — ширина русла по дну. Так как $h = h_0 + \Delta h$, где h_0 — глубина, соответствующая расходу Q_0 , тогда

$$\omega = \int_0^{h_0} B(\xi) d\xi + \int_{h_0}^h B(\xi) d\xi,$$

$$\chi = 2 \int_0^{h_0} \sqrt{1 + \frac{(B'(\xi))^2}{4}} d\xi + 2 \int_{h_0}^h \sqrt{1 + \frac{(B'(\xi))^2}{4}} d\xi + B(0).$$

Из (9) и (10) получаем, что

$$\omega = \omega_0 + \Delta h \cdot B(h_0) + O(h^2), \quad (11)$$

$$\chi = \chi_0 + 2 \sqrt{1 + \frac{(B'(h_0))^2}{4}} \cdot \Delta h + O(h^2). \quad (12)$$

Линеаризуя выражения (11) и (12) и подставляя их в (8), получаем

$$\Delta h = \frac{\omega_0 \left[\left(\frac{Q}{Q_0} \right)^{2/3} - 1 \right]}{B(h_0) - \frac{2}{3} \left(\frac{Q}{Q_0} \right)^{2/3} R_0 \sqrt{1 + \frac{(B')^2}{4}}},$$

$$\omega = \omega_0 + \Delta h B(h_0), \quad B = B(h_0) + \Delta h B'(h_0),$$

$$\chi = \chi_0 + 2 \sqrt{1 + \frac{(B'(h_0))^2}{4}} \cdot \Delta h,$$

где $R = \omega/\chi$ — гидравлический радиус. Таким образом, согласно этому приближению имеем соотношения, связывающие Q , ω , B и v для двух различных расходов.

В Институте гидродинамики СО АН СССР разработан численный алгоритм решения системы уравнений (1) и (2), в создании которого принимала участие одна из авторов этой статьи. В нем используются невязные, абсолютно устойчивые разностные схемы, первого порядка аппроксимации по времени и второго — по пространственной переменной. На основе этого алгоритма разработана программа для ЭВМ М-4030, используемая для решения конкретных задач, связанных с расчетом теплового режима нижнего бьефа Енисей.

В рассматриваемой одномерной модели используется такая схематизация водотока, при которой учитывается только глубокая часть водоема, где вследствие интенсивного перемешивания вода имеет примерно одинаковую температуру. Мелководья слабо обмениваются теплом с основным потоком и могут иметь температуру, существенно отличную от температуры основного потока. Поэтому такие участки сечения русла в одномерной модели исключаются.

Для нижних бьефов Красноярской и Саяно-Шушенской ГЭС на основании лоцманских карт Енисейского речного пароходства вычислены ширина русла, отметка дна и другие геометрические характеристики русла.

Описанные выше математические модели использовались для расчета теплового режима реки в нижних бьефах Красноярской и Саяно-Шушенской ГЭС, результаты расчетов сравнивались с натурными данными.

На рис. 1 и 2 приведены результаты расчета температуры воды в модельной задаче для летнего и зимнего режимов. Данные по метеозементам соответствуют примерно июлю и декабрю. Для летнего режима: $K_{\tau} = 40$ ккал/м² · r · °C, $T_a = 25$ °C, $T_0 = 10$ °C; для зимнего режима: $K_{\tau} = 25$ ккал/м² · r · °C, $T_a = -20$ °C, $T_0 = 4$ °C, расход $Q = 1200$ м³/с, скорость ветра $W = 4$ м/с. T_a — температура воздуха, T_0 — температура воды в нижнем бьефе ГЭС, K_{τ} и T_E определялись из уравнения для полного по-

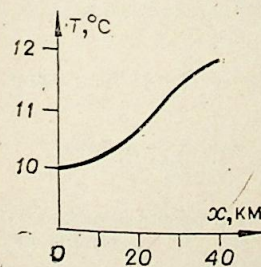
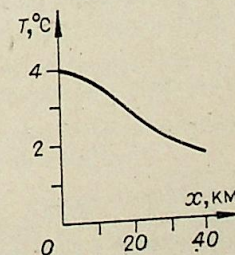


Рис. 1. Термический режим нижнего бьефа. Модельная задача. Летний режим.

Рис. 2. Зимний режим.



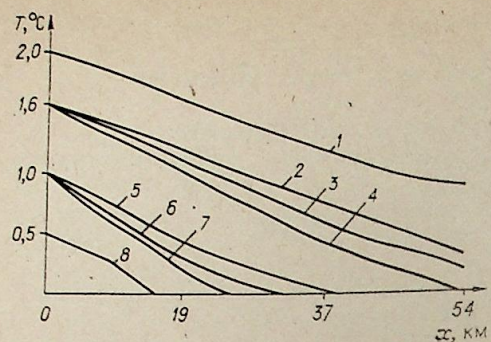


Рис. 3. Распределение температуры воды в зависимости от расхода Q , скорости ветра W , температуры воздуха T_a и начальной температуры воды T_0 .
 $Q=1500$ (4), 1800 (1, 3, 5-8), 2000 $\text{м}^3/\text{с}$ (2);
 $W=2,6$ (1-5), 4 $\text{м}/\text{с}$ (6-8), $T_a=-29^\circ\text{C}$ (1-5, 7, 8), -20°C (6).

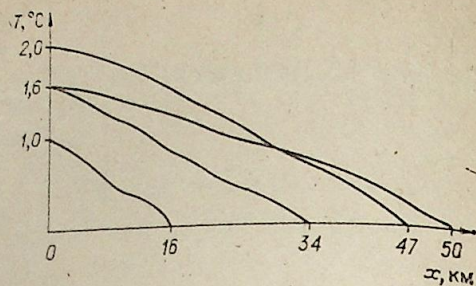


Рис. 4. Графики изменения положения нулевой изотермы в зависимости от температуры воздуха T_a , начальной температуры воды T_0 и скорости ветра W . Зимний период.

тока тепла через свободную поверхность [5, 6]; при этом учитывались скорость ветра, облачность, поглощенное солнечное излучение и другие метеорологические данные. Задача решалась методом установления. Начальное распределение температур от ГЭС ($x=0$) до Красноярска ($x=37$ км) взято постоянным. За время движения воды от плотины до Красноярска она нагревается летом примерно на $1,8^\circ$ (см. рис. 1), а зимой охлаждается на $1,6^\circ$ (см. рис. 2), что соответствует натурным наблюдениям [1].

На рис. 3 приведены расчетные данные для участка Енисея длиной 54,6 км, для различных расходов воды в реке. Скорость ветра, температура воды и воздуха взяты по данным метеопоста в районе г. Дивногорска*. Расчетная кривая температуры воды согласуется с натурными данными, отмеченными звездочкой. Видно, что уменьшение расхода позволяет заметно снизить температуру воды у г. Красноярска. В частности, если температура сбрасываемой воды $1,6^\circ\text{C}$, то изменение расхода от 2000 до 1500 $\text{м}^3/\text{с}$ приводит к понижению температуры воды в конце участка на $0,5^\circ\text{C}$.

На основе описанного выше алгоритма проведен расчет температурного режима Енисея в нижнем бьефе Саяно-Шушенской ГЭС. Для расчета взят участок реки от ГЭС до г. Абакана длиной 148 км, в зимний период для различных начальных температур по длине водотока. Это позволило определить положение нулевой изотермы (сечения русла реки, в котором вода достигает нулевой температуры). Положение нулевой изотермы является основной характеристикой, определяющей перемещение ледяной кромки.

Так, при $T_a = -29^\circ\text{C}$ и $T_0 = 2^\circ\text{C}$ нулевая изотерма находится на расстоянии 47 км от ГЭС, при $T_0 = 1^\circ\text{C}$ — на расстоянии 16 км. Для $T_0 = 1,6^\circ\text{C}$ при изменении скорости ветра от 2,6 до 4 $\text{м}/\text{с}$ положение нулевой изотермы изменяется от 50 до 34 км (рис. 45).

Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с реальными данными наблюдений. Таким образом, описанная выше модель позволяет предсказывать изменение теплового режима реки в нижнем бьефе при наличии достоверных и качественных морфометрических и метеорологических данных объекта.

Авторы выражают свою признательность А. И. Рудакову и В. М. Белолипецкому за полезные обсуждения и внимание к работе.

Вычислительный центр СО АН СССР,
Красноярск

Поступила в редакцию
3/VIII 1981

* Натурные данные были измерены в декабре 1979 г. сотрудниками Сибирского филиала ВНИИГидротехники им. Б. Е. Веденеева А. И. Дудниковым и В. А. Пахомовым и любезно представлены в распоряжение авторов.

1. Гидрологический ежегодник/Под ред. В. Г. Соколовской, Г. И. Волковой. Красноярск: УГКС, 1980.
2. Методы системного анализа в проблемах рационального использования водных ресурсов.— В кн.: Труды Международного института прикладного системного анализа. Т. 2. М., 1975.
3. Дейли Дж., Харлеман Д. Механика жидкости. М.: Энергия, 1971.
4. Киселев П. Г. Гидравлика. Основы механики жидкости. М.: Энергия, 1980.
5. Ryan P., Harleman D. An Analytical and experimental study of transient cooling pond behaviour. Cambridge, 1973 (MIT, R. Parsons Lab. Water Res. and Hydrodyn. Rept. N 161).
6. Harleman D., Brocard D., Najarian T. A predictive model for transient temperature distributions in unsteady flows. Cambridge, 1973 (MIT, Report, N 175).

Э. П. ВОЛЧКОВ

ПРИСТЕННЫЕ ГАЗОВЫЕ ЗАВЕСЫ

Для защиты обтекаемых поверхностей от воздействия высокотемпературных и химически агрессивных газовых потоков могут успешно использоваться газовые завесы. Эффективность завесы зависит от параметров основного и вдуваемого потоков газа. Реальные схемы организации газовых завес характеризуются большим разнообразием устройств, отличающихся геометрической конфигурацией. Большое количество параметров, влияние которых необходимо учитывать, требует проведения широких и детальных исследований.

Различные способы организации газовых завес основываются, как правило, на использовании одной из следующих схем:

а) вдуваемый газ (жидкость) подается в пограничный слой через одну или несколько последовательно расположенных тангенциальных щелей (рис. 1, а, в), или через пористую секцию (рис. 1, с);

б) начальная часть обтекаемой поверхности интенсивно охлаждается, а остальная поверхность защищается образовавшимся относительно холодным пограничным слоем (см. рис. 1, д).

Существующие методы расчета пристенных газовых завес в турбулентном пограничном слое можно разделить на два основных направления в зависимости от того, какая физическая модель используется для анализа явления.

В работах одного направления, например в [1, 2], принимается гипотеза о том, что при тангенциальном вдуве охлаждающего газа преобладают закономерности свободных струй. Температуру адиабатической стенки предлагается рассчитывать как температуру на оси свободной слутной струи (при отсутствии стенки).

В работах другого направления предполагается, что течение в пограничном слое с газовыми завесами определяется закономерностями пристенной турбулентности. Эта точка зрения подтверждается как измерениями турбулентной структуры течения [3, 4], так и многочисленными измерениями профилей скоростей.

Условия практического применения газовых завес характеризуются воздействием на пограничный слой таких возмущающих факторов, как неизотермичность и сжимаемость газового потока, градиент давления,

проницаемость стенки, химические реакции и др. Решение этих задач с позиций пристенной турбулентности позволяет использовать достижения, которые имеются в теории пограничного слоя по влиянию на него различных возмущающих факторов. Благодаря успехам теории пограничного слоя многие вопросы турбулентного теплообмена в столь сложных условиях уже получили достаточное объяснение.

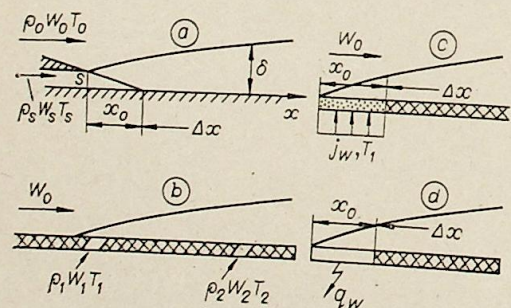


Рис. 1. Схемы организации газовых завес.

Эффективность газовой завесы в адиабатических условиях принято характеризовать безразмерной температурой стенки $\Theta = (T_0 - T_w^*) / (T_0 - T_{w0})$. При решении задачи об эффективности газовой завесы в турбулентном потоке газа наиболее простым и результативным оказался метод, основанный на использовании интегральных соотношений пограничного слоя [5]. При этом рассматривались асимптотические условия, когда вследствие турбулентного перемешивания при $x \rightarrow \infty$ происходит выравнивание температур внутри пограничного слоя $T \rightarrow T_w^* \rightarrow T_0$. Как следует из решения, эффективность тепловой защиты теплоизолированной стенки можно выразить следующей формулой:

$$\Theta = (1 + 0,016\beta^{1,25} Re_{\Delta x} / Re_{T_0}^{**1,25})^{-0,8}, \quad (1)$$

где $\beta = (\delta_T^{**} / \delta^{**})_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 9$ — коэффициент, учитывающий деформацию поля температур: $Re_{\Delta x} = \rho_0 W_0 \Delta x / \mu_0$; $Re_{T_0}^{**} = \rho_0 W_0 \delta_{T_0}^{**} / \mu_0$ — числа Рейнольдса, рассчитанные соответственно по длине защищаемой поверхности и по толщине потери энергии в сечении завесы.

Формула (1) справедлива при различных способах организации завесы, что учитывается в качестве начальных условий при определении $Re_{T_0}^{**}$

а) за участком теплообмена

$$Re_{T_0}^{**} = \int_0^{x_0} q_w dx / \mu_0 C_{p0} (T_0 - T_{w0}); \quad (2)$$

б) за участком пористого вдува

$$Re_{T_0}^{**} = (T_0 - T') \int_0^{x_0} j_w dx / \mu_0 (T_0 - T_{w0}); \quad (3)$$

в) при вдуве через тангенциальную щель

$$Re_{T_0}^{**} = Re_s \cdot \mu_s / \mu_0. \quad (4)$$

За тангенциальной щелью существует начальный участок течения ($0 < x < x_0$), на котором температура стенки равна температуре вдуваемого газа и $\Theta = 1$. Его длину можно определить по формуле для свободной струи [1] или с использованием более простой экспериментальной зависимости [6]

$$\bar{x}_0 = x_0 / s = 28 \bar{W}_s^{1,25} \text{ при } \bar{W}_s < 0,8. \quad (5)$$

В случае вдува охлаждающего газа через ряд последовательно расположенных тангенциальных щелей толщина потери энергии в сечении n -й щели определяется с учетом вдува через все предыдущие щели [7]:

$$\delta_{T_n}^{**} = m_n s_n + m_{n-1} s_{n-1} (T_0 - T_{n-1}) / (T_0 - T_n) + \dots + m_1 s_1 (T_0 - T_1) / (T_0 - T_n). \quad (6)$$

Соответственно при вдуве через все щели газа с одинаковой температурой имеем $\delta_{T_n}^{**} = m_1 s_1 + m_2 s_2 + \dots + m_n s_n$, а при одной и той же интенсивности вдува через щели одного размера — $\delta_{T_n}^{**} = n m s$ и $Re_{T_n}^{**} = Re_{s_n} \times (\mu_s / \mu_0)$. При расчете эффективности завесы за n -й щелью по формуле (1) расстояние Δx отсчитывается, начиная от n -й щели.

В работе [8] этот метод распространен на охлаждение сопловых лопаток турбин вдувом через систему отверстий. В то же время при определенных условиях эффективность тепловой защиты за участком перфорации [9] ниже, чем за эквивалентной сплошной щелью. При соответ-

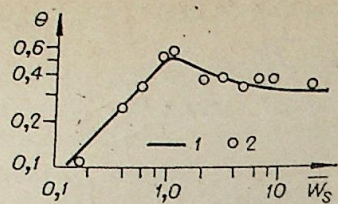


Рис. 2. Зависимость эффективности завесы от относительной скорости вдува.

$\frac{\Delta x}{s} \cdot \text{Re}_s^{-0.25} = 10,5$. 1 — расчет по формуле (7), 2 — опыты [12].

вующем выборе характерных размеров формула (1) может быть использована и при трехмерной структуре течения за проникаемым участком, имеющим форму круга [10].

При вдуве через тангенциальные щели формула (1) хорошо описывает эксперименты, если начальные динамические и тепловые условия одинаковы, т. е. когда значения толщин потери импульса δ_0^{**} и энергии δT_0^{**} в сечении щели близки между собой, что соответствует случаю $\bar{W}_s \ll 1$. Более полно влияние динамической предыстории на эффективность завесы позволяет учесть использование при решении тепловой задачи метода суперпозиции. В работе [11] получена следующая общая формула для щелевого вдува:

$$\Theta = \frac{[(1 + 62,5K^{-1})^{0,2} (1 + 62,5K^{-1} |1 - \bar{W}_s|^{1,25})^{-0,086} - 1]^{0,8}}{(1 + 0,016K)^{0,16}}, \quad (7)$$

здесь $K = \frac{\Delta x}{ms} \text{Re}_s^{-0,25} = \text{Re}_{\Delta x} / \text{Re}_s^{1,25}$.

Из этой формулы видно, что при обобщении опытов с помощью параметра K возможно еще их расщепление по относительной скорости вдува \bar{W}_s . В работе [12] на основании анализа экспериментальных данных сделан вывод о том, что на одном и том же расстоянии от щели с увеличением параметра вдува эффективность завесы растет, достигает максимума при $\bar{W}_s = 1$ и далее с увеличением вдува начинает уменьшаться, асимптотически приближаясь к значению эффективности при $\bar{W}_s \approx 0,6$. Аналогичный результат дают расчеты по формуле (7). Сопоставление этих расчетов с опытами [12] при одинаковом значении параметра $\Delta x/s \cdot \text{Re}_s^{0,25}$ приведено на рис. 2. Уменьшение эффективности при $\bar{W}_s > 1$ можно объяснить ростом градиентов скоростей, а следовательно, и интенсивности турбулентного перемешивания.

Рассматривая три предельных случая, из формулы (7) можно получить следующие интерполяционные формулы:

$$a) \Theta = \left[\left(1 + \frac{62,5}{K + 0,143} \right)^{0,114} - 1 \right]^{0,8} (1 + 0,016K)^{-0,16}, \quad (8)$$

$$b) \Theta = \left[\left(1 + \frac{62,5}{K + 2} \right)^{0,2} - 1 \right]^{0,8} (1 + 0,016K)^{-0,16}, \quad (9)$$

$$c) \Theta = \left[\left(1 + \frac{62,5}{\Delta x/s \cdot \text{Re}_s^{0,25} + 0,143} \right)^{0,114} - 1 \right]^{0,8}. \quad (10)$$

Как показано в работах [7, 11] формулы (8)–(10) хорошо описывают результаты экспериментов. Расчеты по формулам (1) и (8) близки между собой.

Тепловой турбулентный пограничный слой с газовой завесой на адиабатической поверхности достаточно консервативен к влиянию шероховатости [13, 14]. Даже крупномасштабная шероховатость (соизмеримая с шириной щели) не вызывает существенной деформации профилей температур. Выступы на поверхности высотой $h/s \leq 0,5$ не снижают эффективности газовой завесы [13]. По-видимому, они оказываются утопленными в пристеночной зоне с нулевым градиентом температуры $\partial T/\partial y \approx 0$.

Все приведенные выше формулы можно распространить и на случай вдува инородного газа. При этом эффективность определяется через полные энтальпии газа. В случае подобия граничных условий и числе Шмидта $Sc \approx 1$ должно существовать подобие полей полных энтальпий и массовых концентраций газовых компонент:

$$\Theta_i = (i_0 - i_w^*) / (i_0 - i_{w_0}) = (K_0 - K_w^*) / (K_0 - K_{w_0}). \quad (11)$$

Используя выражения для теплоемкости смеси газов, из (11) можно получить соотношение между безразмерной температурой стенки Θ_T и эффективностью завесы, выраженной через энтальпии газа [15]. В частности, для случая вдува инородного газа через тангенциальную щель и при интенсивном вдуве через пористый участок, когда концентрация вдуваемой компоненты в начальном сечении равна единице $K_{w_0} = 1$, получаем

$$\Theta_T = (T_0 - T_w^*) / (T_0 - T_{w_0}) = \Theta_i C_{ps} / [\Theta_i (C_{ps} - C_{p_0}) + C_{p_0}]. \quad (12)$$

В случае градиентного течения газа [15] при одинаковых условиях на входе отрицательный градиент давления уменьшает, а положительный увеличивает эффективность газовой завесы на одном и том же относительном расстоянии. При положительном градиенте давления может происходить отрыв пограничного слоя, что приводит к резкому падению эффективности завесы. В работе [16] показано, что увеличение скорости тангенциального вдува приводит к повышению устойчивости течения. При увеличении скорости вдува в 2 раза примерно во столько же возрастает величина безразмерного градиента давления, приводящего к отрыву. При безотрывном течении в пограничном слое результаты опытов удовлетворительно описываются зависимостью, полученной с учетом изменения скорости на внешней границе пограничного слоя [15, 17]:

$$\Theta = \left[1 + 0,016\beta^{1,25} \cdot \left(\text{Re}_{x_1} / \text{Re}_{T_0}^{*1,25} \right) \int_{\bar{x}_1}^{\bar{x}} \bar{W}_0 d\bar{x} \right]^{-0,8}, \quad (13)$$

где

$$\text{Re}_{x_1} = \rho_{01} W_{0,1} x_1 / \mu_0; \quad \bar{W}_0 = W_0 / W_{01}.$$

Расчеты показывают, что для конфузорного течения $\beta = 9$, а для диффузорного предотрывного $\beta = 11,5$.

При течении в сверхзвуковых соплах необходимо также учитывать влияние сжимаемости газа. В работах [17, 18] показано, что тангенциальный вдув воздуха в дозвуковой части практически не оказывает влияния на распределение вдоль сопла статистического давления и коэффициента восстановления температуры на стенке. Вдув же газа через пористый участок в сверхзвуковой поток [19] оказывает влияние на коэффициент восстановления как на самой пористой поверхности, так и ниже по течению на непроницаемой стенке. Опытные данные по эффективности завесы на расчетных режимах течения удовлетворительно согласуются с зависимостью, полученной из интегрального соотношения энергии пограничного слоя с учетом влияния предыстории потока, градиента скорости и сжимаемости газа [17]:

$$\Theta = \left[1 + 0,25 \left(\frac{D_{кр}}{D_0} \right)^{1,25} \frac{\text{Re}_{кр}}{\text{Re}_s^{1,25}} \left(\frac{\mu_{00}}{\mu_s} \right)^{1,25} \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \Psi \left(\frac{\mu_w}{\mu_{00}} \right)^{0,25} \left(\frac{D_{кр}}{D} \right)^{0,75} d\bar{x} \right]^{-0,8}, \quad (14)$$

где

$$\Theta = \frac{T_w^* - T_w}{(T_w^* - T_w)_0}; \quad \Psi = \left(\text{arctg} M \sqrt{r \frac{k-1}{2}} / M \sqrt{r \frac{k-1}{2}} \right)^2;$$

$$\text{Re}_{кр} = 4G/\mu_{00}\pi D_{кр}; \quad \bar{x} = x/D_{кр}; \quad \bar{x}_0 = x_0/D_{кр};$$

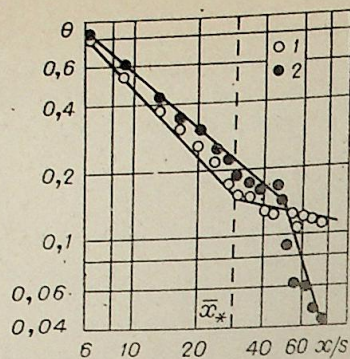


Рис. 3. Завеса на расчетном (1) и нерасчетном (2) режимах течения.

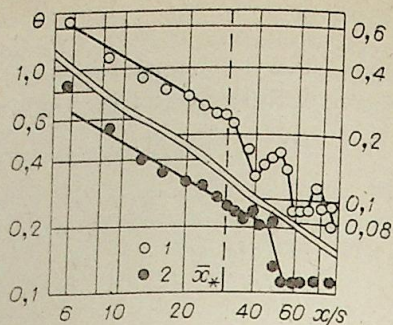


Рис. 4. Отрывные режимы течения с газовой завесой в сопле. 1 — неустойчивая зона отрыва; 2 — развитый отрыв.

T_w и T_w^* — температура адиабатической стенки при наличии и отсутствии завесы соответственно; $D_{кр}$ — диаметр критического сечения сопла; G — массовый расход газа.

На режимах перерасширения в сверхзвуковой части сопла образуются скачки уплотнения. При малых перепадах давления скачки располагаются вблизи критического сечения, с увеличением перепада они смещаются к выходу из сопла. Характер взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем зависит от нескольких причин, в частности от местоположения скачков и их интенсивности. Если скачки малой интенсивности только утолщают пограничный слой, то при достижении некоторой критической интенсивности скачка возможен отрыв потока от стенки.

Скачки уплотнения влияют на изменение вдоль сопла как статистического давления, так и равновесной температуры стенки. На расчетных режимах течения эти параметры хорошо описываются соответствующими теоретическими зависимостями для одномерного изэнтропического течения.

На нерасчетном режиме течения в случае безотрывного взаимодействия скачков с пограничным слоем статистическое давление и равновесная температура стенки, начиная от области сжатия пограничного слоя, непрерывно возрастают вдоль сверхзвуковой части сопла. На рис. 3 дается сравнение эффективности газовой завесы в одном и том же сопле [18] на расчетном и нерасчетном режимах течения. Значение \bar{x}_* соответствует координате критического сечения. Эффективность завесы для нерасчетного режима течения в сверхзвуковой части сопла резко падает, в то время как для расчетного режима падение эффективности, наоборот, замедляется за счет влияния сжимаемости газа. Заметим, что для рассмотренного безотрывного взаимодействия скачка с пограничным слоем значения Θ падают по длине сопла непрерывно.

Для случаев, когда скачки уплотнения вызывают отрыв потока, изменение эффективности газовой завесы (рис. 4) отличается от рассмотренного выше. В опыте 1 с неустойчивой зоной отрыва наблюдается колебательное изменение Θ вдоль сверхзвуковой части сопла. Аналогичным образом изменяется и равновесная температура стенки без завесы. В этом случае скачок уплотнения расположен сразу же за критическим сечением, при этом имеет место неустойчивость показаний давления в начале области сжатия пограничного слоя. Низкочастотные пульсации давления большой амплитуды в этих опытах вызваны периодическим смещением начала области отрыва вдоль стенки сопла.

В опыте же 2 (см. рис. 4), в котором имеет место развитый отрыв потока от стенки, эффективность газовой завесы резко падает за скач-

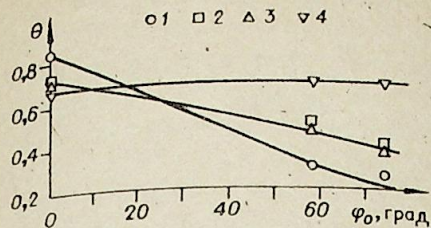


Рис. 5. Влияние угла закрутки на эффективность завесы при вдуве газов различной плотности.

$m=0.5$, $x/s=20$; 1 — гелий в воздухе, 2 — воздух в воздухе, 3 — аргон в воздухе, 4 — воздух в гелий.

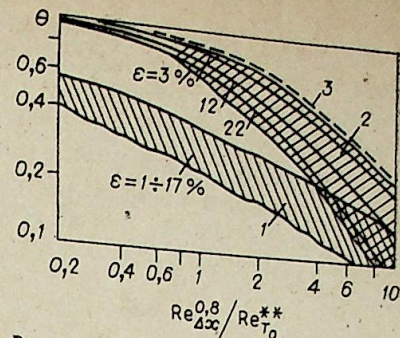


Рис. 6. Влияние турбулентности потока на эффективность газовых завес.

1 — за участком пористого вдува [23], 2 — за тангенциальной щелью [24], 3 — расчет по формуле (1).

ком, а далее вниз по потоку изменяется незначительно. В этих опытах основное повышение давления происходит в области сжатия пограничного слоя, а далее вниз по потоку давление практически не изменяется, обимеет и равновесная температура стенки без завесы.

Таким образом, эффективность газовой завесы на режимах перерасширения зависит от характера взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем и может изменяться в 2-3 раза по сравнению с соответствующими расчетными режимами течения.

Газовая завеса в закрученных потоках еще мало исследована, хотя такие условия течения часто встречаются в газовых турбинах, плазмотронах, в циклонных камерах и т. д. В работах [6, 20, 21] исследовался турбулентный теплообмен в цилиндрическом канале, когда вдуваемый через периферийную тангенциальную щель поток газа закручивался, а основной поток был незакрученным. Как показали измерения [6, 20], продольная составляющая скорости меньше деформируется от щели вниз по потоку по сравнению с незакрученным целевым вдувом. Максимум вращательной компоненты скорости вниз по потоку уменьшается и смещается от стенки к оси. При углах закрутки газовой завесы до 75° течение было осесимметричным, при угле закрутки 86° осесимметричная структура нарушается. По-видимому, поле центробежных сил в этих условиях вызывает вторичные течения типа вихрей Гёртлера — Тейлора.

Закрутка вдуваемого газа вызывает значительное снижение эффективности завесы вблизи щели при параметрах вдува $0 < m < 2$ и небольшое ее увеличение при $m > 2$. Снижение эффективности завесы при $m < 2$ происходит в основном за счет резкого сокращения длины начального участка x_0 (где $\Theta = 1$) под влиянием закрутки. Вниз по течению угол закрутки потока у стенки быстро уменьшается и течение асимптотически стремится к незакрученному. Влияние закрутки на завесу зависит от соотношения плотностей вдуваемого и основного потоков. Из рис. 5, на котором представлены опытные данные [20], видно, что с увеличением плотности вдуваемого газа влияние угла закрутки на эффективность завесы уменьшается и при достижении некоторого значения практически исчезает.

Турбулизация потока приводит к увеличению теплоотдачи на проникаемой поверхности [22], при этом с увеличением вдува влияние степени турбулентности ϵ на теплообмен увеличивается. Увеличение интенсивности турбулентности набегающего потока приводит к росту как гидродинамического, так и теплового критического параметра вдува. Усиливающееся влияние турбулентности внешнего потока при интенсивных вдувах на трение и теплообмен на проникаемой поверхности должно отразиться на закономерностях развития завесы за участком пористого вдува.

Экспериментальные результаты [22, 23] показывают значительное

(в 2—4 раза) снижение эффективности завесы за участком пористого вдува при изменении внешней турбулентности ε от 0,6 до 17%. На рис. 6 дается сравнение эффективности газовых завес при повышенной степени турбулентности для щелевого вдува [24] и вдува через пористый участок [23]. При этом значение числа Рейнольда $Re_{T_0}^{**}$ определяется по формуле (3) для завесы за пористым участком и по формуле (4) за тангенциальной щелью. Видно, что влияние внешней турбулентности на завесу за пористым участком более существенно, чем при вдуве через тангенциальную щель. Как следует из работы [25], степень турбулентности потока оказывает заметное влияние на длину начального участка за тангенциальной щелью. При течении в условиях отрицательного градиента давления [26] влияния внешней турбулентности ($\varepsilon = 2,8 \div 13,5\%$) не обнаружено. При этом имело место сильное затухание турбулентности по длине конфузурной части канала.

Одним из возможных способов снижения лучистых тепловых потоков к стенке является вдув в пограничный слой мелкодисперсных частиц. Для создания газодисперсного экрана может быть использован комбинированный пористо-щелевой вдув, при котором через пористую поверхность вдувается чистый газ, а газозвесь — через тангенциальную щель вдоль пористой поверхности [27]. Эффективность такого способа теплозащиты определяется оптической толщиной газодисперсного экрана, которая зависит от условий формирования полей скоростей и концентраций. Как показали эксперименты [27], вдув чистого газа через пористую стенку вызывает снижение концентрации частиц у стенки. Максимум концентрации с увеличением вдува смещается от стенки, но даже при интенсивных вдувах $j_w/\rho_0 W_0 = 0,05$, когда наблюдается S-образные профили скоростей газовой среды, полного оттеснения дисперсной фазы от стенки не достигается. Профили концентрации и потоков дисперсной фазы во внешней области пограничного слоя имеют типично струйный характер.

В работе [28] исследовались пылезащитные свойства газовых завес применительно к условиям обтекания лопаток газовых турбин. При вдуве через волную перфорированную поверхность лопатки происходит интенсивное осаждение пыли из основного потока на стенку в окрестности отверстий, через которые осуществляется вдув. С увеличением вдува интенсивность отложений растет. Это объясняется возникающими трехмерными течениями при струйном локальном вдуве через отверстия. С устранением трехмерности течения вдувом через сплошную тангенциальную щель отложений пыли не наблюдается.

ТРЕНИЕ И ТЕПЛОБМЕН В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ С ЗАВЕСОЙ

Поскольку газовые завесы представляют интерес в основном с точки зрения тепловой защиты, то их тепловые характеристики изучаются достаточно систематически в отличие от исследований трения. В этом плане представляет интерес работа [29], в которой изучается трение в области газовой завесы за пронизываемым участком. Вдув газа оказывает существенное влияние на формирование профиля скорости не только на пронизываемой части стенки, но и за ней в области газовой завесы. На полностью непроницаемой стенке экспериментальные данные по коэффициенту трения описываются формулой

$$C_f = 0,0256 Re^{** - 0,25} \quad (15)$$

Предполагалось, что эта зависимость будет справедлива в условиях завесы на непроницаемой стенке за участком пористого вдува, если при этом влияние вдува учесть в качестве начальных условий при определении Re^{**} из интегрального соотношения импульсов.

Однако, как видно из рис. 7, экспериментальные данные не подтверждают гипотезы о консервативности закона трения (15) за участком пористого вдува. С увеличением вдува разница расчета и эксперимента

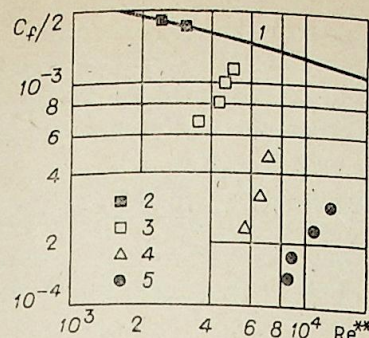


Рис. 7. Коэффициент трения за участком пористого вдува. 1 — расчет по формуле (15). Опыты: 2 — $\bar{j}_W = 0$; 3, 4, 5 — $x_0 = 0,16$ м, $\bar{j}_W = 0,003; 0,011; 0,02$ соответственно.

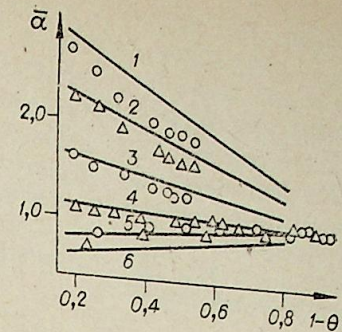


Рис. 8. Относительный коэффициент теплообмена при струйном охлаждении. 1 — $\bar{W}_S = 3,9$; 2 — 2,9; 3 — 1,84; 4 — 1,08; 5 — 0,56; 6 — 0,39.

увеличивается. Для того чтобы учесть влияние вдува, вводится параметр $\Theta_f = (C_{f_0} - C_f)/(C_{f_0} - C_{f_1})$, аналогичный параметру тепловой эффективности, которым характеризуется перенос импульса в области газовой завесы (где C_{f_0} — коэффициент трения при течении без вдува, рассчитанный по (15); C_{f_1} — коэффициент трения в конце пронизываемого участка). В этом случае экспериментальные результаты при разных вдувах и длинах пористого участка хорошо обобщаются зависимостью

$$\Theta_f = \frac{C_{f_0} - C_f}{C_{f_0} - C_{f_1}} = [1 + 0,4 Re_{\Delta x} / Re_0^{**1,25}]^{-0,8} \quad (16)$$

В работе [30] метод решения задач о трении и теплообмене в пристенных струях $\bar{W}_s > 1$ [31] распространяется на течение около диска, цилиндра и струйное обтекание сферы. Согласование экспериментальных и расчетных значений получено при использовании более заполненных профилей скорости, чем профиль с $n = 1/7$. При течении струй вдоль криволинейных поверхностей решение интегральных соотношений пристенного пограничного слоя представляется с помощью гипергеометрической функции Гаусса.

При исследовании газовых завес на первом этапе основное внимание уделялось определению адиабатической температуры стенки T_w^* . Предполагалось, что в случае неадиабатической стенки тепловой поток можно определить из соотношения

$$q_w = \alpha (T_w^* - T_w), \quad (17)$$

в котором влияние завесы сказывается только через T_w^* . Однако, как показали более поздние исследования, во многих случаях необходимо учитывать влияние завесы и на коэффициент теплообмена.

В частности, при щелевом вдуве в непосредственной близости от щели, где $\Theta = 1$, коэффициент теплоотдачи определяется параметрами заградительной струи газа, на больших расстояниях — параметрами основного потока. Практический же интерес в первую очередь представляет область, в которой наиболее сильно проявляется взаимодействие между стенкой, защитной струей и основным потоком.

Экспериментальному исследованию теплообмена в этой области при использовании нагрева стенки лучистым потоком тепла посвящены работы [32, 33]. При этом определялся относительный коэффициент теплоотдачи $\bar{\alpha} = \alpha/\alpha_0$, где α_0 — значение коэффициента теплоотдачи без завесы.

По мере удаления от щели значение относительного коэффициента теплоотдачи приближается к единице: при $\bar{W}_s < 1$ происходит его воз-

растание, при $\bar{W}_s > 1$ — падение. Существенно, что нарастание $\bar{\alpha}$ при $\bar{W}_s < 1$ происходит достаточно быстро и при относительной длине $\bar{x} > 30$ можно считать $\bar{\alpha} = 1$. Падение относительного коэффициента теплоотдачи при $\bar{W}_s > 1$ происходит менее интенсивно и влияние заградительной струи при $\bar{W}_s \geq 2$ значительно даже при $\bar{x} = 150$.

В предположении, что коэффициент теплоотдачи в области завесы α может быть определен из критериальной зависимости $St = A Re^{-0,2} Pr^{-0,57}$, в которой используются параметры на границе пристенного пограничного слоя T_e и W_e , для относительного коэффициента теплоотдачи получается соотношение [32]:

$$\bar{\alpha} = \frac{C_{pe}}{C_{p0}} \left(\frac{\mu_e}{\mu_0} \right)^{0,2} \left(\frac{Pr_0}{Pr_e} \right)^{0,57} \left[\frac{(\rho W)_e}{(\rho W)_0} \right]^{0,8} \quad (18)$$

С использованием условия подобия профилей скоростей и температур в свободных спутных струях выражение [18] приводится к виду

$$\bar{\alpha} = \frac{C_{pe}}{C_{p0}} \left(\frac{\mu_e}{\mu_0} \right)^{0,2} \left(\frac{Pr_0}{Pr_e} \right)^{0,57} \left[\frac{\bar{W}_s + (1 - \bar{W}_s)(1 - \Theta)}{n + (1 - n)(1 - \Theta)} \right]^{0,8}, \quad (19)$$

где $n = T_e/T_0$.

Сопоставление экспериментальных значений относительных коэффициентов $\bar{\alpha}$ с расчетами по формуле (19) при $n = 0,8$ приведено на рис. 8. Видно, что при $\bar{W}_s > 1$ с увеличением относительной скорости вдува \bar{W}_s различие расчета и эксперимента увеличивается.

В работе [34] приведены результаты экспериментального исследования теплообмена в области газовой завесы за участком пористого вдува при наличии продольного градиента давления (как положительного, так и отрицательного). Значение параметра ускорения потока $K =$

$= \frac{v}{W_0^2} \cdot \frac{dW_0}{dx}$ изменялось от $-4 \cdot 10^{-6}$ до $+1,07 \cdot 10^{-6}$. В исследованном диапазоне параметров степенной закон теплообмена

$$St_0 = 0,0128 Re_T^{** - 0,25} \cdot Pr^{-0,75} \quad (20)$$

оказывается консервативным к продольному градиенту давления, если его влияние учитывается на адиабатическую температуру стенки [15] при определении коэффициента теплообмена по формуле (17).

Использование адиабатической температуры стенки при определении коэффициентов теплоотдачи в условиях завесы справедливо и для сложного течения в соплах [35], включая область взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем.

Основными причинами, которые могут вызвать интенсификацию процессов переноса в закрученных потоках, является увеличение суммарной скорости течения у стенки вследствие закрутки и влияния центробежных сил на турбулентные характеристики потока. С учетом выражений для турбулентного потока тепла и продольной составляющей трения относительный предельный интеграл можно записать в виде [36]

$$\Psi_{Re \rightarrow \infty}^{**} = \frac{C_f}{C_{f0}} = \frac{St}{St_0} = \frac{1}{\cos \varphi} \left[\int_0^1 \sqrt{\rho/\rho_0} (l/l_0) d\omega \right]^2, \quad (21)$$

где $\varphi = \arctg(W_\varphi/W_x)$ — угол закрутки потока.

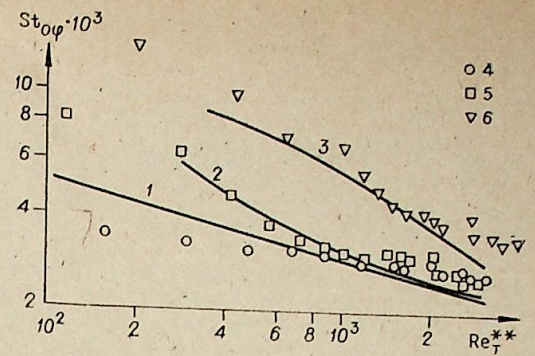
Если не учитывать влияния кривизны линий тока на длину пути смещения ($l = l_0$), предельный интеграл отличается от случая продольного течения только косинусом угла закрутки

$$\Psi = \frac{1}{\cos \varphi} \left(\frac{2}{\sqrt{\Psi} + 1} \right)^2, \quad (22)$$

$\Psi = \frac{T_w}{T_0}$ — температурный фактор.

Рис. 9. Теплообмен в условиях закрученной завесы.

1 — расчет по формуле (20); 2, 3 — расчет по формулам (20) и (22). $\varphi_0 = 0^\circ$ (4); 58° (5, 6); $m = 0,5$ (4, 5); 0,9 (6).



На рис. 9 дается сопоставление расчетов по формулам (20) и (22) с опытными данными [20] по теплообмену в области закрученной газовой завесы. В расчетах использовался текущий угол закрутки потока вблизи стенки, который определялся по линиям растекания визуализирующей смеси на стенке цилиндрического канала, а φ_0 — начальный угол закрутки на выходе из щели. Закрутка вторичного потока, вдуваемого через кольцевую тангенциальную щель, увеличивает теплообмен. При организации щелевой завесы без закрутки увеличение расхода вдуваемого газа приводит к снижению тепловых и диффузионных потоков на стенке. Как видно из рис. 9, в условиях закрученной завесы увеличение параметра вдува m может вызывать интенсификацию теплообмена на стенке. Это объясняется тем, что с увеличением вдува локальная закрутка газа у стенки затухает слабее.

В работе же [21] экспериментально получено, что при изменении параметра вдува m от 0 до 2 закрутка вторичного потока практически не влияет на теплообмен. При дальнейшем же увеличении параметра вдува до $m \approx 7$ закрутка приводит даже к снижению теплообмена в 2—2,5 раза.

При определенных условиях закрутка вдуваемого потока может свести на нет защитные свойства газовой завесы. На рис. 10 представлены опытные данные [37] по влиянию угла закрутки завесы на интенсивность химической эрозии графитовой стенки в потоке воздуха. Опыты проведены при постоянном параметре вдува азота $m = 0,5$. В случае закрученной завесы интенсивность выгорания стенки значительно возрастает. На графике нанесена кривая интенсивности выгорания поверхности в потоке воздуха без завесы. Данные по закрученной завесе практически совпадают с этой кривой, что говорит о сильном перемешивании завесы азота с воздухом в начале канала, и при $x/s > 20$ влияния завесы на массообмен со стенкой практически не оказывается.

В ряде работ, посвященных исследованию обтекания криволинейных поверхностей, указывается, что кривизна линий тока может оказывать существенное влияние на турбулентные характеристики потока. На основе аналогии между действием выталкивающих сил в стратифицированном потоке и действием центробежных сил, вызванных кривизной линий тока, в работе [38] влияние кривизны поверхности на длину пути смещения предлагается учитывать в следующей эмпирической зависимости от числа Ричардсона Ri:

$$l/l_0 = (1 - 18Ri)^{0,25}. \quad (23)$$

Число Ричардсона, характеризующее отношение порождения энергии турбулентности массовыми силами к порождению таковой касательными напряжениями, для неизотермического течения может быть записано в виде [36]

$$Ri = \frac{2\rho^{0,5} \chi \cdot \xi \cdot \omega \cdot \delta / \delta^{**}}{(\Psi \cdot C_{f0} / 2)^{0,5}} \cdot \frac{T}{T_w} \cdot \frac{\delta^{**}}{R_k}. \quad (24)$$

При этом кривизна линий тока характеризуется отношением δ^{**}/R_k (радиус кривизны для закрученного течения в цилиндрическом канале $R_k = R/\sin^2 \varphi$), кроме того, при неизотермическом течении учитывается и температурная стратификация.

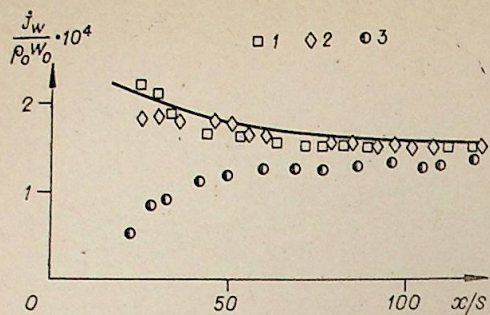


Рис. 10. Влияние угла закрутки завесы на интенсивность химической эрозии стенки.
 $m=0,5$; $\varphi_0=74^\circ$ (1); 58° (2); 0° (3).

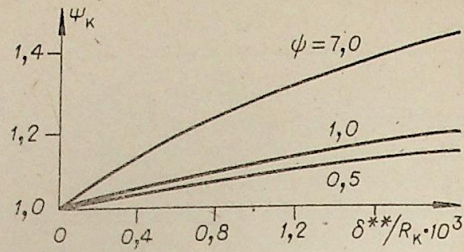


Рис. 11. Влияние кривизны поверхности на теплообмен и трение.

Относительная функция теплообмена и трения, описывающая влияние кривизны и фактора неизоэнтермичности, имеет вид [36]

$$\Psi = \left[\int_0^1 \sqrt{\rho/\rho_0} (l/l_0) \cdot d\omega \right]^2 \quad (25)$$

Влияние кривизны линий тока определялось как $\Psi_k = \Psi/\Psi_T$, где $\Psi_T = [2/(\sqrt{\psi} + 1)]^2$ — функция, учитывающая влияние температурного фактора.

На рис. 11 представлены результаты численного расчета функции Ψ_k в зависимости от параметра кривизны δ^{**}/R_k . Как видно, кривизна линий тока может вызывать заметное увеличение теплопереноса на стенке. Так, при $\psi = 7$ и $\delta^{**}/R_k = 2 \cdot 10^{-3}$ коэффициент теплообмена возрастает \sim в 1,4 раза. С уменьшением фактора неизоэнтермичности влияние кривизны стенки уменьшается. Подтверждают это и результаты работы [39], в которой показано, что при завесном охлаждении турбинных лопаток ($\psi < 1$) влияние кривизны поверхности на теплообмен не превышает 10%.

В работе [9] проведено сравнение систем завесного и комбинированного (завесного совместно с внешним конвективным охлаждением) охлаждения плоской стенки. Для заданной длины защищаемой поверхности определяется минимальный расход охладителя при оптимальном его распределении между защитной тепловой завесой и системой внешнего охлаждения. Приведены также результаты сравнения комбинированного охлаждения с пористым, из которых следует существование таких условий защиты, когда комбинированное охлаждение стенки по расходу охладителя оказывается предпочтительнее пористого охлаждения.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
26/VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

- Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960.
- Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А. Течение при струйном охлаждении пластины.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 4.
- Лебедев А. В., Шваковский Ю. В. Экспериментальное исследование распределения скорости и турбулентных характеристик в газовой завесе.— ТВТ, 1965, т. 3, № 4.
- Kacker S. C., Whitelaw J. H. Some Properties of the Two — Dimensional, Turbulent Wall Jet in a Moving Stream.— Trans. of the ASME, Journ. of Applied Mechanics, 1968, v. 35, N 4.
- Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепловая завеса при турбулентном пограничном слое газа.— ТВТ, 1963, т. 1, № 2.
- Volchkov E. P., Lebedev V. P., Shishkin N. E., Dvornikov N. A. Investigation of swirling film cooling in the initial tube section.— In: 6th Intern. Heat Transf. Conf. Toronto, 1978, v. 5.

- Волчков Э. П., Кутателадзе С. С., Левченко В. Я., Леонтьев А. И. Заградительное охлаждение при многощелевом и решетчатом вдувах в турбулентный пограничный слой.— ПМТФ, 1966, № 3.
- Зикеев В. В. Конвективно-пленочное охлаждение сопловых лопаток турбины.— ТВТ, 1979, 17, № 6.
- Репухов В. М. Теория тепловой защиты стенки вдувом газа. Киев: Наукова думка, 1980.
- Виноградов Ю. А. Эффективность газовой завесы на пластине при вдуве охладителя через проницаемый участок, имеющий форму круга.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 5.
- Волчков Э. П., Левченко В. Я. Эффективность газовой завесы в турбулентном пограничном слое.— ПМТФ, 1965, № 5.
- Seban R. A. Heat Transfer and Effectiveness for a Turbulent Boundary Layer With Tangential Fluid Injection.— Trans. ASME, Ser. c, 1960, v. 82, N 4, p. 12.
- Золотогоров М. С. О влиянии выступов на поверхностях газовых турбин на эффективность их охлаждения воздушной пленкой.— Теплоэнергетика, 1973, № 12.
- Сакнгов З. Б. Теория и методы расчета полуограниченных струй и настольных факелов. Алма-Ата: Наука, 1978.
- Леонтьев А. И., Волчков Э. П. Проблемы пленочного охлаждения в плазмотронах.— В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов/Под ред. М. Ф. Якукова. Новосибирск: Наука, 1977.
- Кузьмич В. Б., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Исследование сжимаемого турбулентного пограничного слоя при наличии тангенциального вдува и положительного градиента давления.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 6.
- Волчков Э. П., Козьменко В. К., Лебедев В. П. Влияние градиента скорости потока на эффективность газовой завесы в осесимметричных соплах.— ПМТФ, 1977, № 2.
- Волчков Э. П., Козьменко В. К., Лебедев В. П. Эффективность газовой завесы в соплах Лавали на нерасчетных режимах течения.— ПМТФ, 1980, № 4.
- Барышев Ю. В., Виноградов Ю. А., Леонтьев А. И., Рождественский В. И. Коэффициент восстановления на проницаемой поверхности и в области газовой завесы в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.
- Дворников Н. А., Лебедев В. П., Шинкин Н. Е. Закрученная газовая завеса в цилиндрическом канале.— В кн.: Структура пристенного пограничного слоя (вынужденное течение, тепловая конвекция). Новосибирск, 1978.
- Сухович Е. П. Конвективный теплообмен при турбулентном смещении ограниченных коаксиальных струй.— Изв. СО АН СССР, 1978, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
- Миронов Б. П., Васечкин В. Н., Мамонов В. Н., Ярыгина Н. И. Теплообмен при повышенной внешней турбулентности в зависимости от интенсивности поперечного потока вещества.— В кн.: Теплообмен—VI. Т. I, ч. 2. Минск, 1980.
- Васечкин В. Н., Ярыгина Н. И. Интенсификация внешней турбулентностью теплообмена в турбулентном пограничном слое при резком изменении граничных условий на стенке.— В кн.: Турбулентный перенос со вдувом на поверхности. Новосибирск, 1980.
- Carlson L. W., Talmor E. Gaseous film cooling at various degree of hot — gas acceleration and turbulence levels.— Int. J. Heat Transfer, 1968, v. 11, N II.
- Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А., Лукаш В. П. О влиянии начальной турбулентности на эффективность охлаждения проницаемых стенок.— Инж.-физ. журн., 1979, т. 36, № 6.
- Луговской П. П., Тарарин В. П. Эффективность пористой завесы при повышенной степени турбулентности набегающего потока и отрицательном градиенте давления.— В кн.: Турбулентный перенос со вдувом на поверхности. Новосибирск, 1980.
- Дымант Л. Н., Ерошенко В. М., Спановский В. М. Исследование формирования газодисперсной струи в спутном потоке на проницаемой поверхности.— Теплообмен—VI. Т. VI, ч. 1, Минск, 1980.
- Миронов Б. П., Алексеев П. М., Зеленгур А. А. Исследование защитных свойств дискретного вдува на криволинейной поверхности.— В кн.: Турбулентный перенос со вдувом на поверхности. Новосибирск, 1980.
- Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Пейкер Н. К. Закон трения в области газовой завесы за проницаемым участком.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 2.
- Кортиков Н. Н. Расчет сопротивления и теплоотдачи полуограниченных струй с помощью интегрального соотношения Кармана.— ТВТ, 1980, т. 18, № 4.
- Волчков Э. П., Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Взаимодействие затопленной турбулентной струи с твердой стенкой.— ПМТФ, 1965, № 2.

32. Глазков В. В., Жестков Б. А., Лукаш В. П. Экспериментальное определение относительных коэффициентов теплоотдачи при струйном (заградительном) охлаждении.— ТВТ, 1979, т. 17, № 1.
33. Глазков В. В., Жестков Б. А., Лукаш В. П. Излучатель для исследования характеристик охлаждения пропускаемых стенок.— ТВТ, 1979, т. 17, № 2.
34. Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Пейкер Н. К. Экспериментальное исследование теплообмена в области газовой завесы при наличии продольного градиента давления.— ТВТ, 1978, т. 16, № 4.
35. Волчков Э. П., Лебедев В. П., Ядыкин А. Н. Теплообмен при пересеченном режиме течения с завесой в сопле Лавалья.— В кн.: Теплообмен-VI. Т. I, ч. 1. Минск, 1980.
36. Волчков Э. П., Спотарь С. Ю., Терехов В. И. Турбулентный теплообмен в начальном участке трубы при закрутке потока.— Теплообмен-VI. Т. I, ч. 3. Минск, 1980.
37. Волчков Э. П., Спотарь С. Ю., Терехов В. И. Массообмен на выгорающей поверхности в условиях закрученной газовой завесы.— В кн.: Структура пристенного пограничного слоя (вынужденное течение, тепловая конвекция). Новосибирск, 1978.
38. Bradshaw P. The analogy between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow.— J. Fluid Mech., 1969, v. 36, N 1.
39. Щукин А. В., Замалютдинов М. М. О влиянии продольной кривизны поверхности на температурное состояние турбинных лопаток с пленочным охлаждением.— Изв. вузов «Авиационная техника», 1979, № 3.

СПИСОК СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ
В СЕРИИ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК В 1982 Г.

Термодинамика и теплообмен

- Бурдуков А. П., Дорохов А. Р., Казаков В. И., Ночаева Н. В. Теплоотдача во вращающемся барботажном слое.— № 13, вып. 3.
- Бурдуков А. П., Буфетов Н. С., Дорохов А. Р. Теплоотдача к тонким пленкам жидкости при абсорбции.— № 3, вып. 1.
- Даниэлян Ю. С., Аксенов Б. Г. Приближенное решение нелинейных задач лучистого теплообмена.— № 13, вып. 3.
- Даниэлян Ю. С. Приближенное решение температурных задач нелинейной теплопроводности с тепловыделением в спектре температур.— № 8, вып. 2.
- Дорохов А. Р., Бочагов В. И. О влиянии покрытий на теплообмен при кипении смесей и растворов.— № 13, вып. 3.
- Рубцов Н. А., Чердиченко В. С., Еременко Г. П. Комбинированный теплообмен в дистилляционных печах для рафинирования черного олова.— № 3, вып. 1.
- Шварцбург А. М. Сопряженная задача нестационарного теплообмена при ударе ламинарной струи о твердое тело.— № 8, вып. 2.

Прикладная газо- и реодинамика

- Белолипецкий В. М. Аналитическое решение для двумерных установившихся течений стратифицированной жидкости.— № 13, вып. 3.
- Бондарчук В. С., Ведерников Ю. А., Дулов В. Г., Минин В. Ф. К оптимизации звездобразных ударников.— № 13, вып. 3.
- Гапонов С. А. Развитие трехмерных возмущений в слабо непараллельном сверхзвуковом потоке.— № 3, вып. 1.
- Гешев П. И., Черных А. И. К теории электрохимического метода измерений скорости.— № 13, вып. 3.
- Дорохов А. Р. Термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости в условиях воздействия поверхностно-активных веществ.— № 8, вып. 2.
- Дорфман А. А., Панкратов В. С., Яговдик Г. И. Стационарное течение тяжелой жидкости со свободной поверхностью в канале переменной ширины.— № 3, вып. 1.
- Ермолов В. И., Ребров А. К. Получение вакуума с помощью блока высоконапорных струй.— № 8, вып. 2.
- Мажуль И. И. Аэродинамические характеристики полигональных несущих корпусов при сверхзвуковых скоростях.— № 13, вып. 3.
- Максимова Е. М., Павлюченко А. М. Сравнение расчетных и летных данных и теплообмену для осесимметричных тел, движущихся по траектории при $M_\infty \leq 5$.— № 13, вып. 3.
- Меркулов В. И. Об одном механизме возбуждения колебаний кругового цилиндра в поперечном потоке.— № 8, вып. 2.
- Покусаев Б. Г., Ермаков В. А., Бондарик В. В. Исследование отрыва частиц потоком жидкости.— № 13, вып. 3.
- Репик Е. У., Соседко Ю. П. К вопросу о толщине вязкого подслоя в турбулентном пограничном слое.— № 8, вып. 2.
- Шумский Г. М. Нелинейная задача о движении системы профилей вблизи волнистой стенки.— № 3, вып. 1.

- Бейлис И. И. О роли паров металлического электрода в прикатодных процессах дугового разряда в условиях МГДГ.— № 3, вып. 1.
- Бейлис И. И. Об истечении пара из катодной области электрической дуги.— № 3, вып. 1.
- Бердичевский М. Г., Марусин В. В. Химическая активность ВЧЕ разрядов.— № 3, вып. 1.
- Борискин С. П., Горожанкин Э. В., Девятов Б. Н. Научно-инженерный подход к проблеме моделирования и анализа динамики плазмотрона как технологического объекта. IV. Экспериментальные исследования и расчетный анализ динамики опытно-промышленного плазмотрона.— № 3, вып. 1.
- Брон О. Б., Куклев Ю. В., Лярекий Б. А. Вихри плазмы в дуге, движущейся в поперечном магнитном поле.— № 3, вып. 1.
- Васильковская А. С., Уланов И. М. К вопросу о получении и измерении сверхзвуковой скорости вращения газа.— № 8, вып. 2.
- Васильковская А. С., Уланов И. М. Некоторые вопросы экспериментального исследования вихревых течений газа в цилиндрическом канале и тороидальной камере.— № 8, вып. 2.
- Градов В. М., Терещев Ю. П., Щербаков А. А. Расчет теплофизических свойств многокомпонентной плазмы на основе SiO_2 .— № 3, вып. 1.
- Достовалов В. А., Урюков Б. А. Исследование влияния искусственной турбулентности на свойства короткой электрической дуги.— № 8, вып. 2.
- Зимин А. М., Козлов Н. П., Хвезюк В. И., Цыдынов Б. Д. Экспериментальное исследование динамики процессов на активированных катодах.— № 8, вып. 2.
- Иванченко А. И., Шепеленко А. А. О нормальной плотности тока тлеющего разряда в смеси газов CO_2 -лазера и ее компонентах.— № 8, вып. 2.
- Малюшевский П. П., Пастухов В. Н., Стрельцов В. А. Плазменный ускоритель в конденсированной среде.— № 8, вып. 2.
- Меладзе Р. Д., Суладзе К. В., Цынин В. С. Разряд во вращающемся газе с каналом малого давления.— № 3, вып. 1.
- Новиков О. Я., Путько В. Ф., Яковлев В. Ф. Информационные модели электродуговых установок.— № 3, вып. 1.
- Новиков О. Я., Путько В. Ф., Артемьев А. М. Принципы движения дуги.— № 3, вып. 1.
- Новиков О. Я., Путько В. Ф., Соболев В. С. Стабилизация длинных электрических дуг вращающимися магнитными полями различных конфигураций.— № 13, вып. 3.
- Решенов С. П., Антошкин Н. Ф. Генерация плазмы в полном катоде дугового разряда.— № 8, вып. 2.
- Урюков Б. А. Одномерная теория вакуумной дуги в гидродинамическом приближении.— № 8, вып. 2.
- Урюков Б. А., Бербасов В. В., Гороховский В. И. Приближенные методы расчета течений электродуговой плазмы.— № 3, вып. 1.

Модели тепло- и массообменных процессов
и вопросы управления

- Елизаров В. И., Гималеев М. К. Управление динамическими режимами ректификационных установок. № 3, вып. 1.
- Еркаева Е. А. Квазилинейная модель процесса тепломассопередачи многокомпонентных смесей двухфазовых потоков в химико-технологических аппаратах.— № 3, вып. 1.
- Закряжевский В. П., Лебедев О. Н., Рудин С. Н. Математическая модель процесса вихревого движения воздушного заряда в цилиндре дизеля.— № 13, вып. 3.

Теоретические исследования устойчивости
и оптимального управления электроэнергетических систем

- Добжинский М. С., Кац Е. Л., Репях Л. Н. Перколяционная электропроводность трехфазных композиционных материалов.— № 13, вып. 3.
- Кадомская К. П., Тимофеев С. А. Квазистационарные перенапряжения в комбинированных линиях электропередачи.— № 8, вып. 2.

- Калюжный А. Х. Выявление наиболее перегруженных звеньев при управлении режимами энергосистем.— № 3, вып. 1.
- Калюжный А. Х. Моделирование энергосистем конечной мощности при анализе нормальных и послеаварийных режимов.— № 8, вып. 2.
- Кирко В. И., Чистяков В. П., Швецов Г. А. Упрочнение внутренних поверхностей стальных труб с помощью плазмы, генерированной взрывом.— № 8, вып. 2.
- Кучеров Ю. Н., Фипов А. Г., Яцук Л. Н. Алгоритмизация расчета переходных параметров аварийных режимов автономных электрических систем.— № 8, вып. 2.
- Меерович В. М. Расчет параметров сверхпроводящих экранов токоограничивающих устройств.— № 8, вып. 2.
- Ноздренко Г. В. Алгоритмы расчета показателей эффективности теплоэнергетических установок при энергетическом анализе.— № 3, вып. 1.
- Мигиренко Г. С. К проблеме бездорожного транспорта для Сибири.— № 13, вып. 3.
- Черепанов А. Н., Полякова В. И., Максимов Л. Н. Об эффективности использования жидкометаллического теплоносителя в установках непрерывного литья и вакуумно-дугового переплава.— № 13, вып. 3.

Хроника

- Жуков М. Ф. Проблемы порошковой металлургии.— № 13, вып. 3.
- Борис Алексеевич Урюков (к 50-летию со дня рождения).— № 8, вып. 2.

В СИБИРСКОМ ОТДЕЛЕНИИ
ИЗДАТЕЛЬСТВА «НАУКА»

готовятся к выпуску в III кв. 1983 года следующие книги:

- Коронкевич В. П., Соболев В. С., Дубнищев Ю. Н. Лазерная интерферометрия. 16 л.
Марчук А. Г., Чубаров Л. Б., Шокин Ю. И. Численное моделирование волн цунами. 13 л.
Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы. 20 л.
Александров К. С., Федосеева Н. В., Сневакова И. П. Магнитные фазовые переходы в галоидных кристаллах. 13 л.
Апшин Б. Д., Черепанов Г. П. Упруго-пластическая задача 20 л.
Москаленко А. И. Методы нелинейных отображений в оптимальном управлении. 15 л.
Бухгейм А. Л. Уравнения Вольтерра и обратные задачи. 14 л.
Фролов Б. А., Клишин В. И., Берин В. С. Методы повышения адаптивности механизированных крепей. 8 л.
Медведев А. В. Непараметрические системы адаптации. 13 л.
Проблемы математики и механики. 18 л.
Дубина М. М., Красовицкий Б. А. Теплообмен и механика взаимодействия трубопроводов и скважин с грунтами. 10 л.
Черепенников В. Б. Метод функциональных параметров в теории обыкновенных дифференциальных уравнений. 8 л.

Книги высылаются наложенным платежом.

Заказы на книги III кв. 1983 г.

принимаются с февраля 1983 г. в течение 1,5 месяца.

Заказы направляйте по адресу:

*630090, Новосибирск, 90, Морской проспект, 22,
магазин «Наука».*

Кобышев А. А., Сурин Ю. А. О методах решения нестационарных задач теории лучисто-конвективного теплообмена.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Лучисто-конвективный теплообмен, т. е. совместный перенос тепла излучением, конвекцией и теплопроводностью при нестационарных условиях, является важнейшим процессом в теплоэнергетических установках, от интенсивности которого во многом зависит экономичность их работы. В связи с этим требования к точности его расчета постоянно возрастают. Предлагаемый новый метод решения нестационарных задач теории лучисто-конвективного теплообмена в каналах при движении вязкой, поглощающей, излучающей и анизотропно рассеивающей среды основан на использовании обобщенного зонального метода теории лучистого теплообмена и метода последовательных приближений. Этот метод позволяет свести решение нелинейного интегро-дифференциального уравнения переноса тепла в системе произвольной пространственной конфигурации к решению последовательности линейных (квазилинейных) дифференциальных уравнений с частными производными.

Получено аналитическое решение стационарной задачи о лучисто-конвективном теплообмене в условиях течения Куэтта и приводятся результаты численного расчета температурного поля в плоском канале, позволяющие получить представление о точности предлагаемого метода. Рис. 2, библиогр. 10.

Аверков Н. И., Гошмер Б. А. Излучательные свойства титановых сплавов при нагреве на воздухе.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Приведены результаты экспериментальных исследований нормальной интегральной излучательной способности титановых сплавов в процессе лучистого нагрева на воздухе до температур 1400 К. Показано изменение излучательных свойств при образовании окисной пленки и окалина на металлической поверхности образцов. Рис. 2, библиогр. 3.

Н. А. Рубцов, Ю. С. Даниэлян, А. А. Емельянов, В. С. Зайцев. Применение радиационного нагрева при определении теплофизических свойств твердых материалов.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

В статье приведено описание устройства, предназначенного для определения теплофизических свойств материалов. Для ликвидации контактного сопротивления между нагревателем и исследуемым материалом применен радиационный нагрев. Основная сложность, связанная с измерением греющего теплового потока, обходится путем раздельного замера величины падающей энергии и отраженной. Для этого используется система световодов и фотодиодов, специально разработанная для этой цели. В статье описана электронная схема, при помощи которой регистрируется сигнал, характеризующий значение энергии излучения. Приведена методика тарировки источника излучения по эталонному телу с известным коэффициентом отражения.

Предложенное устройство реализовано в лабораторной установке. Для обработки результатов измерений используется нестационарный метод. Расчетные соотношения для облегчения определений номографированы. Приведены результаты замеров на образцах с известными теплофизическими свойствами. Показана достоверность получаемых значений, проведен анализ погрешности. Табл. 1, рис. 4, библиогр. 5.

Даниэлян Ю. С., Зайцев В. С., Кудрявцев Е. А. Определение коэффициента теплопроводности талых и мерзлых грунтов.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Предлагается новый дифференциальный способ определения коэффициента теплопроводности грунтов. Описана схема установки, позволяющая реализовать этот способ. Дифференциальная схема измерения дает возможность исследовать теплопроводность не только грунтов, но и других твердых материалов в широком диапазоне значений. Приведены некоторые результаты измерений коэффициентов теплопроводности материалов и анализ погрешностей измерений. Табл. 1, рис. 2, библиогр. 6.

Волчков Э. П., Лебедев В. П., Шишкин Н. Е. Экспериментальное исследование газовой завесы в трубе.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

В работе экспериментально исследован процесс смешения двух коаксиальных потоков в цилиндрическом канале и определена эффективность тепловой защиты адиабатической стенки. Опыты проведены в квазиизотермических условиях ($T_{см} - T_0 = \pm 60^\circ$) при относительной массовой скорости периферийного потока $m = \rho_s u_s / \rho_0 u_0 = 0,2 \div 8$. Угол закрутки вторичного периферийного потока по отношению к основному составлял $\varphi_1 = 0, 58, 74^\circ$. Измерены температура, степень турбулентности потока, энергетический спектр пульсаций скорости на оси рабочего участка. Определены профили скорости и температуры поперек канала в разных сечениях. Показано, что закрутка периферийного потока приводит к подавлению пульсаций скорости в приосевой области и увеличению длины зоны потенциального течения. Обобщенные профили температуры поперек канала при закрутке и без закрутки совпадают между собой, а профиль скорости при закрутке становится менее заполненным. Получено, что эффективность закрученной завесы изменяется по длине канала медленнее, чем незакрученной. Рис. 6, библиогр. 6.

Цаплин А. И., Галягин К. С. Расчетно-экспериментальное исследование затвердевания в условиях тепловой конвекции жидкой фазы.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Для кольцевой области формулируется краевая задача на основе сопряженной системы уравнения переноса энергии и гидродинамики. Описан алгоритм численного решения и условия эксперимента по замерзанию воды, проводимого с использованием оптической установки. Расчетные и экспериментальные результаты сравниваются по конфигурации границы затвердевания и параметрам циркуляции жидкой фазы. Рис. 6, библиогр. 16.

Тё А. М., Сень Л. И. Пленочное течение жидкости по конфузурной поверхности.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Приведены результаты экспериментальных исследований по изучению гравитационного течения пленки жидкости по конфузурной поверхности при изменении: а) плотности орошения на входе в диапазоне $\Gamma_0 = (12 \div 255) \text{ мм}^2/\text{с}$; б) угла наклона образующей конфузуратора к горизонту $\alpha = 10 \div 45^\circ$. Измерения толщины пленки по длине ее пробега, проведенные контактным методом, а также измерения скорости по поперечному сечению пленки, осуществленные методом электродиффузионной анемометрии, показали, что основными факторами, определяющими динамику пленочного течения, являются плотность орошения и угол наклона образующей. Отмечено, что пленочное течение является ламинарным, безволновым, толщина пленки на основном участке течения увеличивается по длине пробега пленки. Табл. 1, рис. 7, библиогр. 4.

Ермаков В. А., Бондарик В. В. Исследование растекания наклонной струи жидкости по пластине.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

В настоящей работе представлены зависимости, позволяющие описать распределение касательных напряжений трения при наклонном падении струи жидкости на горизонтальную пластину исходя из понятия эквивалентного расхода жидкости в струе. Приведены экспериментальные данные для различных углов наклона струй. Сопоставление показало удовлетворительное совпадение теоретических зависимостей с полученными экспериментально. Рис. 4, библиогр. 3.

Павлюченко А. М., Брагин О. А., Тютин А. А. Летные измерения температур и давления на спасаемых головных частях метеорологических ракет типа М100 и «Облако».— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3.

Представлены результаты измерений температур обтекаемых поверхностей и воздуха в бортовых отсеках головных частей метеорологических ракет типа М100 и «Облако», статического давления на поверхности головной части М100 при движении этих объектов по траекториям. Максимальные числа Маха, Рейнольдса и высота полета в экспериментах для М100 составляли соответственно $M_\infty^{\max} = 4,5$; $Re_L^{\max} = 0,7 \cdot 10^8$; $H^{\max} \approx 25 \text{ км}$, а для «Облако» — $M_\infty^{\max} \approx 2$; $Re_L^{\max} = 2 \cdot 10^7$; $H^{\max} = 8 \text{ км}$. Приведены методика измерений, метрологические характеристики датчиков температуры (термопар и полупроводниковых диодов) и давления типа ДМИ. Обсуждены вопросы точности измерений и информативности полученных результатов. Рис. 13, библиогр. 23.

Голомянов А. И., Горин А. В., Животкевич Н. И. Экспериментальное исследование процесса испарения нефтепродуктов.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

В работе приводятся результаты исследования процессов испарения нефтепродуктов, транспортируемых в наливных судах. На специально созданной масштабной установке получены экспериментальные данные по испаряемости одного из наиболее легких нефтепродуктов, перевозимых на танкерах — автомобильного бензина А-76.

Исследованы потери нефтепродукта при различных условиях перевозки, которые имитировались путем задания различных тепловых режимов в экспериментальном танке (диапазон перепадов температур в эксперименте составлял $\Delta t = 4 \div 50^\circ\text{C}$). Определен покомпонентный состав испаряющегося нефтепродукта по результатам хроматографического анализа проб жидкого бензина и паровоздушной смеси. Табл. 2, рис. 5, библиогр. 7.

Жуков М. Ф., Дандарон Г.-Н. Б., Можаяев А. П., Степин В. В. Асимптотическое решение задачи пористого охлаждения межэлектродной вставки плазмотрона.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Исследована тепловая задача пористого охлаждения межэлектродной вставки плазмотрона при интенсивном теплообмене. Получено асимптотическое разложение решения этой задачи при $\alpha \rightarrow \infty$, в котором известный однопотенциальный результат фигурирует в качестве нулевого приближения. Библиогр. 7.

Можаяев А. П., Степин В. В. К вопросу о температурных полях в условиях интенсивного пористого охлаждения.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Получены аналитические зависимости для расчета температурных полей при интенсивном теплообмене в пористых телах без использования предположения о равенстве температуры стенки и охладителя. Показано, что использование этого предположения может привести к существенным ошибкам в определении распределения температур в условиях интенсивного пористого охлаждения. Рис. 1, библиогр. 4.

Гонопольский А. М., Кораблев В. А. Экспериментальное исследование эрозии электродов серийных плазмотронов для напыления.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

На основе экспериментов по исследованию эрозии электродов плазмотрона серийной установки для плазменного напыления и наплавки УМП-6 показано влияние режимных параметров горения дуги, материалов катода и анода, а также чистоты плазмообразующего газа (азота) на эрозионный износ электродов. Использование азота особой чистоты и вольфрамовых анодов, а также применение корректировки параметров режима позволяет повысить ресурс работы электродов в 6–10 раз по сравнению с паспортными данными УМП-6. Рис. 3, библиогр. 3.

Михайлов Б. И. Защита термокатодов от окисления в электродуговых плазмотронах.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

На основе диффузионной модели рассмотрен процесс протекания кислорода из электродуговой камеры плазмотрона к поверхности термокатода и предложена формула для вычисления расхода защитного газа.

Путем обобщения известных экспериментальных факторов получена зависимость напряженности поля в столбе дуги от диаметра канала и тока в области малых расходов. Использование этой зависимости позволяет провести при некоторых предположениях расчет диаметра центрального отверстия при некотором предположении расчет диаметра центральной диафрагмы — вставки для заданного значения тока дуги. Результаты этого расчета, выполненные по одномерной осесимметричной методике с экспериментальным учетом краевых эффектов, представлены в виде пограмм. Рис. 3, библиогр. 8.

Михайлов Б. И. Распределение давления в форкамере вихревого плазмотрона.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Приведены результаты экспериментальных исследований распределения статического давления в форкамере плазмотрона при различных режимах течения рабочего газа.

Установлено, что в приосевой области вихря градиент давления значительно больше чем в периферийной части. При определенном значении комплекса

$\frac{G_0}{d_0 G_1}$ наблюдается переход с ламинарного режима течения на турбулентный. Обратный переход происходит при меньших значениях этого комплекса, обуславливая явление аэродинамического гистерезиса. Рис. 4, табл. 1, библиогр. 3.

Аникеев В. Н., Виноградов В. М., Шавернев А. З. К вопросу создания газоразрядных коммутаторов больших энергий.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Рассмотрены вопросы создания газоразрядных коммутаторов электрической энергии мегаджоульного уровня с точки зрения режима работы и обеспечения эрозионной стойкости их наиболее ответственного элемента — катода. Проанализированы возможности различных физических механизмов отвода энергии от катода для обеспечения его работоспособности в организуемых при этом сильноточных разрядах с большой длительностью импульса. Показано, что наиболее эффективным механизмом отвода энергии от катода является его охлаждение эмиттируемыми электронами при аномально высокой эмиссии. Рис. 4, табл. 2, библиогр. 32.

Манусов В. З., Шепилов О. Н. Оптимальное распределение генерируемой реактивной мощности в энергосистемах при случайной исходной информации.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

В работе предложена математическая модель оптимизации реактивной мощности источников в вероятностно-определенных условиях. Используется градиентный метод для обращенной формы уравнений установившегося режима. Определяются не только математические ожидания, но и матрица корреляционных моментов генерируемых реактивных мощностей. Рис. 1, библиогр. 4.

Гаврилова Н. М., Никифоровская В. С. О расчете теплового режима реки в нижнем бьефе ГЭС.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Численно исследуется возможность моделирования теплового режима реки в нижнем бьефе ГЭС. Проведен расчет температуры воды в модельной задаче для летнего и зимнего режимов, а также расчет температурного режима Енисея в нижних бьефах Красноярской и Саяно-Шушенской ГЭС. Результаты сравнивались с натурными данными. Рис. 4, библиогр. 6.

Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы.— Изв. СО АН СССР, 1983, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Дан обзор работ по турбулентному пограничному слою с газовыми завесами. Рассматриваются газовые завесы при различных способах их организации: за участком пористого вдува, при вдуве через одну или несколько тангенциальных щелей, перфорированный вдув. Анализируется влияние на эффективность газовых завес различных возмущающих факторов: продольного градиента давления, сжимаемости газа, степени турбулентности, закрутки потока и др. Представлены данные по теплообмену и трению в условиях газовых завес. Рис. 11, библиогр. 39.