

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГОРЯЧЕЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ С ЭКРАНОМ

А. Б. ВАТАЖИН, В. И. ГРАБОВСКИЙ, В. А. СЕПИ

(Москва)

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование нестационарного теплообмена между экраном и натекающей на него под прямым углом горячей турбулентной струей. Определена система безразмерных параметров, на основе которой моделируется процесс нестационарного взаимодействия высокотемпературных струй с экранами. С помощью систем термопар измерены пространственные и временные распределения температуры в газе над экраном, а также на поверхности и внутри экрана. Выполнено расчетное исследование нестационарного теплообмена в экране при задании в качестве граничного условия экспериментального распределения температуры фронтальной поверхности экрана и учете конвективного и радиационного отвода тепла с остальных поверхностей экрана. На основе полученного решения найдены характеристики нестационарного теплообмена (коэффициент теплообмена и число Стантона) на фронтальной поверхности экрана. С помощью этих характеристик решена задача о периодическом нагружении экрана тепловым потоком, обусловленным «включением» высокотемпературной струи.

1. Проблема взаимодействия турбулентных струй с экранами является актуальной задачей современной газовой динамики. Вопросы натекания холодных турбулентных струй несжимаемой жидкости на препятствия в настоящее время хорошо изучены и имеют обширную библиографию (см., например, [1-3]). Проведены, но в гораздо меньшем объеме исследования взаимодействия струй с экранами в стационарном режиме при наличии теплообмена [4]. В большинстве работ этого направления рассматривались струи с  $T < 1000^\circ \text{K}$ . Однако особенности теплообмена при кратковременном взаимодействии горячих турбулентных струй ( $T > 1000^\circ \text{K}$ ) с экранами, когда процесс является нестационарным, практически не изучены. Необходимы сведения о пространственных и временных распределениях температуры в газе и в экране, о коэффициентах нестационарного теплообмена, о тепловом состоянии экрана при его периодическом тепловом нагружении. Исследованию этих вопросов посвящена настоящая работа.

Пусть из сопла радиуса  $R_0$  истекает дозвуковая струя с однородными плотностью  $\rho_0$ , скоростью  $u_0$  и температурой  $T_0$ . На расстоянии  $H_0$  от среза сопла перпендикулярно струе установлен экран, имеющий форму диска радиуса  $R$  и толщины  $h$ . Газ на срезе сопла характеризуется коэффициентами динамической вязкости  $\mu_0$  и теплопроводности  $\lambda_0$ . Уровень температур газа предполагается таким, что справедлива модель совершенного газа с постоянными теплоемкостями. Материал экрана имеет характерные коэффициенты температуропроводности и теплопроводности  $a$  и  $\lambda$ . Первоначальная температура экрана и температура окружающей среды равна  $T_\infty$  ( $T_\infty < T_0$ ).

Помимо теплообмена между струей и экраном на его фронтальной поверхности происходит теплообмен экрана с окружающей средой на его тыльной и боковой поверхностях, осуществляемый конвекцией (характерный коэффициент теплообмена  $\alpha$ ) и излучением (постоянная Стефана — Больцмана  $\sigma$ ).

Применяя методы теории подобия и размерностей [5], для температуры  $T_w(r, t)$  и идущего внутрь экрана удельного теплового потока  $q_w(r, t)$  на

фронтальной поверхности экрана ( $r$  — радиальная координата, отсчитываемая от центра экрана,  $t$  — время), получим следующие функциональные зависимости:

$$(1.1) \quad T_w/T_\infty = F(\Gamma), \quad \frac{q_w}{\rho_0 u_0 c_p (T_0 - T_w)} = St(\Gamma)$$

$$\Gamma = \left\{ \tau = \frac{ta_*}{h^2}, \quad r^0 = \frac{r}{h}; \quad \frac{h}{R_*}, \quad Bi_- = \frac{\alpha_- h}{\lambda_*}, \quad K = \frac{\sigma T_\infty^3 h}{\lambda_*}; \right.$$

$$(1.2) \quad \left. \frac{R_*}{R_0}, \quad H = \frac{H_0}{R_0}, \quad M_0, \gamma; \quad Re = \frac{\rho_0 u_0 R_0}{\mu_0}, \right.$$

$$\left. Pr = \frac{c_p \mu_0}{\lambda_0}, \quad T_\infty/T_0, \quad \lambda_0/\lambda_* \right\}$$

Второй безразмерный комплекс в (1.1) является числом Стантона, система (1.2) представляет собой совокупность безразмерных параметров, характеризующих нестационарный процесс взаимодействия струи с экраном;  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей газа;  $Bi$  — число Био;  $M_0$ ,  $Re$ ,  $Pr$  — числа Маха, Рейнольдса и Прандтля, определенные по параметрам на срезе сопла.

Функции  $F$  и  $St$  зависят также от числовых констант и безразмерных функций, входящих в определение коэффициентов переноса. Первые два параметра в системе  $\Gamma$  представляют собой безразмерные время и координату. Характеристики процесса, вычисляемые не на поверхности диска, а в пространстве, зависят также от безразмерной координаты  $z^0 = z/h$ , где  $z$  — высота над поверхностью диска. Вторая группа величин в  $\Gamma$  связана с процессами теплообмена в экране. Входящие в нее три параметра характеризуют геометрию экрана, конвективный теплообмен через тыльную и боковую поверхности экрана и лучистый теплообмен через эти поверхности. Третья группа параметров в  $\Gamma$  определяет процесс взаимодействия с экраном вязкой нетеплопроводной струи. Параметры  $Re$  и  $Pr$  характеризуют вязкие и теплопроводные свойства реальной турбулентной струи. Два последних параметра отражают процессы теплового взаимодействия экрана и струи.

При истечении из сопел сверхзвуковых струй к системе должен быть добавлен параметр, характеризующий возможную нерасчетность истечения струи. В случае неоднородных распределений газодинамических величин на срезе сопла в систему включаются параметры типа  $\delta^{**}/R_0$  и  $\delta_T/R_0$ , где  $\delta^{**}$  и  $\delta_T$  — толщины потери импульса и энергии.

Нестационарный тепловой процесс в экране можно условно разделить на несколько этапов. В самом начале процесса фронтальная поверхность воспринимает наибольшие тепловые потоки, и в глубь экрана движется тепловая волна. Эта стадия является важнейшей для задач о кратковременном взаимодействии струй с экранами. В дальнейшем тепловая волна достигает границ экрана, и начинается теплообмен с окружающей средой на его тыльной и боковой поверхностях. И, наконец, система выходит на стационарное состояние, когда температура экрана стремится к величине  $T_\infty$  (при снятии теплового нагружения экрана) или когда подводимый к экрану тепловой поток от турбулентной струи в точности равен тепловому потоку, отводимому от экрана конвекцией и излучением (при стационарном взаимодействии струи с экраном).

На первой стадии нестационарного процесса лучистые и свободно-конвективные потоки тепла являются несущественными. При истечении струй с числами Маха  $M_0 \leq 0.5$  можно пренебречь эффектами сжимаемости газа. Число Прандтля, которое для газов в рассматриваемом диапа-

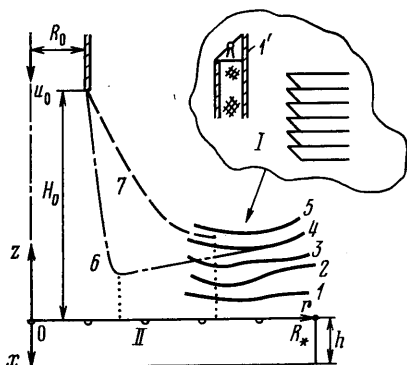
зоне температур приближенно равно 0.72, также можно исключить из системы параметров  $\Gamma$ .

Ниже с помощью экспериментальных и расчетных исследований находятся данные о величинах  $T_w/T_\infty$  и числе Стантона в нестационарном режиме.

2. Экспериментальное исследование взаимодействия высокотемпературной струи воздуха с экраном проводилось на установке с электродуговым подогревателем [°], к которому присоединялась система каналов для охлаждения газа до температуры  $T_0 \approx 1500^\circ \text{K}$  на выходе из последней цилиндрической секции радиуса  $R_0 = 2 \text{ см}$ . Экран радиуса  $R_* = 10 \text{ см}$  и толщины  $h = 1.6 \text{ см}$  вводился в поток перпендикулярно распространяющейся турбулентной струе газа с помощью специальной пневматической системы на заданное время. Экран был изготовлен из углеродистой стали.

Эксперименты проводились при различных расстояниях  $H_0$  среза сопла от экрана ( $H = H_0/R_0 = 2, 4, 6, 8$ ). Истечение воздуха из сопла характеризовалось параметрами: расходом  $G \approx 110 \text{ г/сек}$ , среднемассовой энтальпией газа  $h_0 \approx 400 \text{ кал/г}$ , числом Рейнольдса  $Re \approx 3.5 \cdot 10^4$ , числом Маха  $M_0 \approx 0.5$ , давлением газа  $p_0 \approx 1 \text{ ата}$ . Температура окружающего воздуха  $T_\infty$  составляла  $300^\circ \text{K}$ .

В процессе эксперимента с помощью термопар находились нестационарные распределения температуры в газе и в экране. Использовались



Фиг. 1

три конструкции хромель-алюмелевых термопар для измерения температуры газа над экраном (I), температуры поверхности экрана (II) и температуры тела экрана (III). Измерительная система III состояла из набора стандартных термопар. К термопарам II и I предъявлялись следующие требования: регистрация высоких температур, защита термопар от электрических токов выноса из электродугового подогревателя, надежный контакт термопар II с поверхностью экрана для регистрации изменяющейся со временем температуры поверхности.

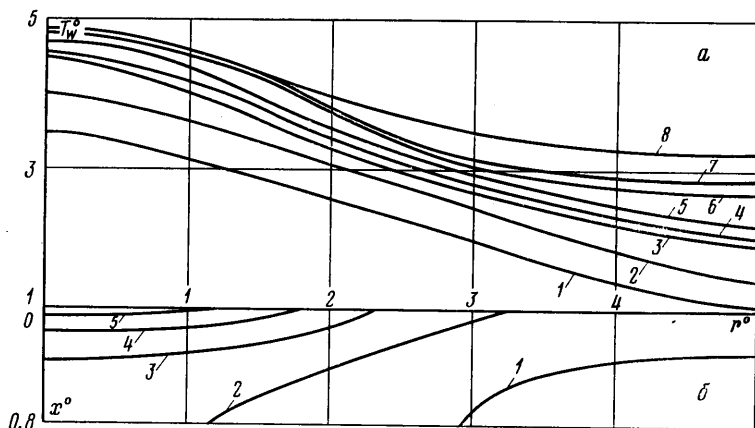
Закладка термопар II на поверхности экрана проводилась по рекомендациям работ [7, 8], их защита от токов выноса осуществлялась заземлением экрана, а контроль надежности контакта головки термопары с массой экрана контролировался по регистрационным осциллограммам. Точность измерения температуры термопарами II составляла 4%. Места упаковки термопар II на поверхности показаны на фиг. 1.

Измерительная система I представляла собой гребенку из шести термопар, расстояние между которыми равнялось 6 мм. С помощью этой гребенки измерялась температура газа в пространстве  $0 < z < 1.8R_0$ ,  $2.5R_0 < r < 5R_0$  (см. фиг. 1). Гребенка термопар и конструкция отдельной термопары I, выбранная по рекомендациям работы [9], показаны в правой части фиг. 1 (отдельная термопара представлена в увеличенном масштабе). Защитный заземленный кожух I' термопары предохранял ее от электрических токов выноса и снижал погрешности измерения температуры торможения газа, обусловленные скоростным напором газа и эффектами излучения. Указанная гребенка термопар устанавливалась в области разворота струи.

Эксперименты проводились при вертикальном расположении экрана.

Специальное исследование показало, что влияние архимедовых сил на фронтальной поверхности экрана при его взаимодействии со струей в условиях эксперимента незначительно, и поэтому температура в газе и экране измерялась только с одной его стороны.

Экспериментальные распределения температуры  $T_w^\circ = T_w/T_\infty$  поверхности экрана при  $H=4$  для различных моменты времени показаны на фиг. 2, а. Кривые 1–8 соответствуют показаниям термопар при  $t=1, 2, 3, 4, 5, 10, 20$  и  $60$  сек. Температура поверхностям монотонно возрастает со



Фиг. 2

временем, причем темп нарастания температуры, наибольший при малых  $t$ , с увеличением времени уменьшается. Температура  $T_w$  убывает по направлению к периферии экрана и на расстоянии  $r=2.5R_0$  приблизительно в 2 раза меньше температуры в критической точке.

Результаты измерений температуры газа, обработанные в виде изотерм, представлены на фиг. 1. (Линии 1–5 соответствуют температурам 773, 703, 623, 413, 348° К.) Особенностью взаимодействия горячей турбулентной струи с экраном является образование довольно толстого слоя нагретого газа над поверхностью экрана. При этом существенно, что при  $t > 0.5$  сек температура газа в местах установки термопар практически не изменяется.

Экспериментальные данные по распределению температуры газа были обработаны в виде безразмерных профилей

$$(2.1) \quad (T - T_\infty) / (T_m - T_\infty) = \theta(\eta), \quad \eta = (z - z_m) / (z_{1/2} - z_m)$$

где  $T_m$  — температура газа при  $z_m = 0.6$  см (первая экспериментальная точка),  $z_{1/2}$  — расстояние, при котором  $\theta = 0.5$ . Все экспериментальные профили, соответствующие различным  $H$  (точки 1–4 соответствуют  $H = 8, 6, 4, 2$ ) и  $r^\circ$ , группируются вблизи зависимости

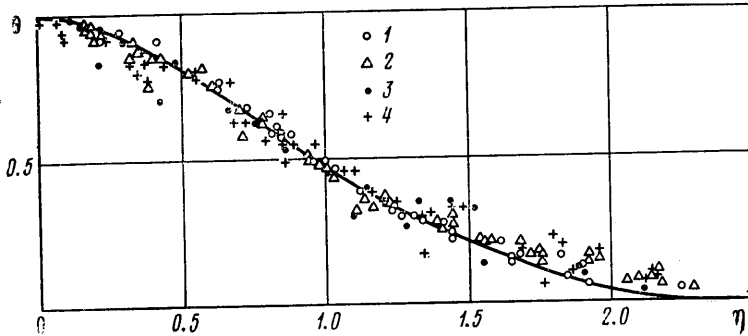
$$(2.2) \quad \theta = [1 - (1 - 1/\sqrt{2})\eta^{1/2}]^2$$

показанной на фиг. 3 сплошной линией.

Наличие универсальной кривой (2.2) является важным фактором, на основе которого могут создаваться приближенные методы расчета взаимодействия горячих струй с экранами.

Выясним, какой области турбулентной струи соответствуют точки расположения термопар I для измерения температуры газа. Как известно, во взаимодействующей с преградой струи имеются три зоны: область I,

в которой истекающая из насадка струя распространяется как не взаимодействующая с экраном; область 2, в которой происходит разворот струи около экрана; область 3 верной струи. На фиг. 1 показана граница области течения (кривая 6), рассчитанная по методике [3] в приближении холодных струй несжимаемой жидкости. Однако при  $T_0 > T_\infty$  вследствие различия плотностей газа в окружающей среде и непосредственно в струе (соответствующее отношение плотностей  $n = \rho_\infty / \rho_0 \approx 5$ ) расширение струи происходит намного интенсивнее [10]. Используя данные [10] и предположение о том, что протяженность области влияния экрана на набегающую струю в направлениях  $z$  и  $r$  по порядку величины равна диаметру



Фиг. 3

набегающей струи, можно найти границу струи в областях 1 и 2, которая на фиг. 1 обозначена кривой 7. Угол расширения турбулентной струи за срезом сопла был определен согласно [10] с учетом различия плотностей струи и окружающего пространства и неоднородности профиля скорости в выходном сечении сопла ( $\delta^{**}/R_0 = 0.116$ ). Однако влияние «начальных условий» течения на расширение струи по сравнению с влиянием параметра  $n$  оказалось незначительным. Расчетная толщина зоны турбулентного течения вблизи экрана и экспериментально определенная толщина зоны с температурой  $T > T_\infty$  в первом приближении близки друг другу.

3. Для определения характеристик нестационарного теплообмена на фронтальной поверхности экрана используем расчетно-экспериментальный метод, заключающийся в численном интегрировании уравнения теплопроводности для экрана при использовании в качестве граничного условия на фронтальной поверхности экспериментального распределения температуры  $T_w(r, t)$ . Граничные условия на тыльной и боковой поверхностях экрана состоят в задании теплообмена с окружающей средой естественной конвекцией и излучением. В начальный момент температура экрана равна  $T_\infty$ .

В качестве коэффициентов теплообмена в режиме естественной конвекции выбирались средние коэффициенты теплообмена  $\alpha_-$  и  $\alpha_*$  для эквивалентной вертикальной пластины высоты  $2R_*$  (тыльная поверхность) и горизонтального цилиндра радиуса  $R_*$  (боковая поверхность). Было показано, что в проведенных экспериментах реализовался ламинарный режим естественной конвекции.

В диапазоне температур  $300^\circ \text{K} < T < 1600^\circ \text{K}$  плотность  $\rho_T$  и теплоемкость  $c_T$  материала экрана принимались постоянными, а коэффициент теплопроводности аппроксимировался линейной зависимостью

$$(3.1) \quad \lambda^\circ = \lambda_*(1 - 0.18T^\circ), \quad T^\circ = T/T_\infty$$

В безразмерных переменных система уравнений и граничных условий для определения температуры  $T^\circ(r^\circ, x^\circ, \tau)$  экрана, где  $x^\circ$  — осевая координата, отсчитываемая в глубину экрана, имеет следующий вид:

$$(3.2) \quad \frac{\partial T^\circ}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x^\circ} \left( \lambda^\circ \frac{\partial T^\circ}{\partial x^\circ} \right) + \frac{\partial}{\partial r^\circ} \left( \lambda^\circ r^\circ \frac{\partial T^\circ}{\partial r^\circ} \right)$$

$$(3.3) \quad \tau=0, \quad 0 \leq r^\circ \leq N, \quad 0 \leq x^\circ \leq 1: \quad T^\circ = 1$$

$$(3.4) \quad x^\circ=0, \quad \tau \geq 0: \quad T^\circ = T_w^\circ(r^\circ, \tau)$$

$$(3.5) \quad x^\circ=1, \quad \tau \geq 0: \quad -\lambda^\circ \frac{\partial T^\circ}{\partial x^\circ} = KT^{\circ 4} + \text{Bi}_-(T^\circ - 1)$$

$$(3.6) \quad r^\circ=N, \quad \tau \geq 0: \quad -\lambda^\circ \frac{\partial T^\circ}{\partial r^\circ} = KT^{\circ 4} + \text{Bi}_*(T^\circ - 1)$$

$$r^\circ = \frac{r}{h}, \quad x^\circ = \frac{x}{h}, \quad N = \frac{R_*}{h}, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad t_* = \frac{h^2 \rho c_T}{\lambda_*}$$

$$(3.7) \quad \text{Bi}_- = \frac{\alpha_- h}{\lambda_*}, \quad \text{Bi}_* = \frac{\alpha_* h}{\lambda_*}, \quad K = \frac{\sigma T_\infty^3 h}{\lambda_*}$$

Для экспериментальных условий параметры  $K$ ,  $\text{Bi}_-$  и  $\text{Bi}_*$  и  $N$  принимают следующие значения:

$$(3.8) \quad K = 3.64 \cdot 10^{-4}, \quad \text{Bi}_- = 3.5 \cdot 10^{-5} \cdot 64(1 - 1/T^{\circ, r^\circ=N})^4$$

$$N = 5, \quad \text{Bi}_* = (2.5)^{-4} \text{Bi}_-$$

Для интегрирования системы уравнений (3.2)–(3.7) была разработана вычислительная программа, основанная на неявной разностной схеме и решении разностного аналога уравнения (3.2) на каждом временном шаге методом последовательных смещений Зейделя с ускорением по Люстернику [11].

В результате решения задачи определялись тепловые потоки на фронтальной поверхности экрана и рассчитывались зависимости числа Стантона от  $r^\circ$  и  $\tau$ . Возможность использования описанного выше расчетно-экспериментального метода была подтверждена путем сопоставления расчетных и экспериментальных распределений температуры внутри экрана. Их совпадение оказалось в пределах погрешности получения экспериментальных данных.

Заметим, что изменение теплового потока  $q_w(r, t)$  по времени при малом  $t$  существенно зависит от вида функции  $T_w(r, t)$  при  $t \rightarrow 0$ . Для выяснения особенности поведения теплового потока в начале нестационарного процесса рассмотрим модель плоской «тепловой волны», движущейся в глубину полупространства при задании на его границе температуры  $\theta_w = T_w^\circ - 1$ , равной нулю при  $\tau = 0$  и возрастающей при увеличении  $\tau$ . Используя интегральный метод решения соответствующего уравнения теплопроводности, получаем

$$(3.9) \quad q_w = \text{const } \theta_w^2(\tau) \left[ \sqrt{\int_0^\tau \theta_w^2 d\tau} \right]^{-1}$$

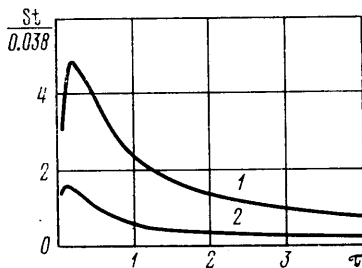
Пусть  $\theta_w(\tau)$  в окрестности  $\tau = 0$  изменяется как  $\theta_w \sim \tau^n (n > 0)$ . Тогда

$$(3.10) \quad q_w \sim \tau^{n-0.5}, \quad \int_0^\tau q_w d\tau \sim \tau^{n+0.5}$$

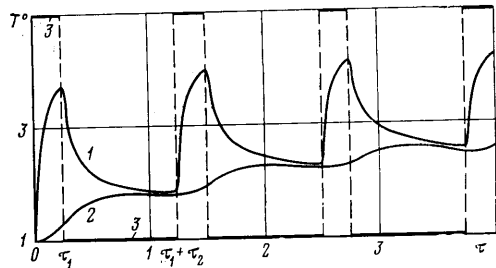
При  $\tau \rightarrow 0$  тепловой поток стремится к нулю, если  $n > 0.5$ , и к бесконечности, если  $n < 0.5$ . Однако в обоих случаях интегральный вклад теплового потока при  $\tau \rightarrow 0$  становится несущественным. Вследствие этого обстоятельства, а также параболического характера уравнения (3.2) ошибка в аппроксимации функции  $T_w^\circ$  в окрестности  $\tau=0$  не влияет на результаты вычислений, если расчетный шаг по времени достаточно мал.

В проводимых расчетах функция  $T_w^\circ(r^\circ, \tau)$  при  $\tau \rightarrow 0$  аппроксимировалась линейной функцией времени. Поэтому согласно (3.10)  $q_w \rightarrow 0$  при  $\tau \rightarrow 0$ .

На фиг. 2, б показано распределение температуры внутри экрана для момента времени  $\tau=1$ . Изотермы 1–5 соответствуют температурам



Фиг. 4



Фиг. 5

$T_w^\circ = 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5$ . Направление теплового потока перпендикулярно построенным изотермам.

Данные по числу Стантона в окрестности критической точки (кривая 1) и при  $r^\circ = 2$  (кривая 2) представлены на фиг. 4. В начальный момент времени число Стантона, как указывалось выше, равно нулю, далее происходит его резкое увеличение, а затем уменьшение с выходом на стационарное значение. Тепловой поток в нестационарном режиме теплообмена значительно выше его стационарного значения. Стационарный режим в данном случае реализуется за время  $\sim 2$  мин. Экран в стационарном режиме теплообмена имеет достаточно высокую температуру (на тыльной поверхности экрана  $T \sim 1100^\circ \text{K}$ ), а поступающий к нему через фронтальную поверхность тепловой поток снимается с его тыльной и боковой поверхностей излучением и конвекцией, причем конвективные тепловые потоки значительно меньше радиационных. Расчетное стационарное значение числа Стантона в окрестности критической точки близко к приведенному в работе [4].

4. Полученные выше данные по характеристикам нестационарного теплообмена ниже используются для решения задачи о периодическом тепловом нагружении экрана в результате его контактов длительностью  $t_1$  с высокотемпературной турбулентной струей, происходящих через промежуток времени  $t_2$ . Нестационарное поле температур в экране в этом случае описывается системой уравнений (3.2), (3.3), (3.5), (3.6), а граничное условие (3.4) на фронтальной поверхности экрана заменяется соотношениями

$$(4.1) \quad x^\circ = 0, \quad \tau \in \Gamma_1: \quad -\lambda^\circ \frac{\partial T^\circ}{\partial x^\circ} = -KT^\circ + \text{Bi}_+(T_g^\circ - T^\circ)$$

$$(4.2) \quad x^\circ = 0, \quad \tau \in \Gamma_2: \quad -\lambda^\circ \frac{\partial T^\circ}{\partial x^\circ} = -KT^\circ + \text{Bi}_-(1 - T^\circ)$$

$$Bi_+ = \frac{\alpha_+ h}{\lambda_*}, \quad Bi_- = \frac{\alpha_- h}{\lambda_*}$$

Здесь  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  — совокупности временных интервалов, имеющих размеры  $\tau_1 = t_1/t_*$ ,  $\tau_2 = t_2/t_*$ , в течение которых происходит тепловое нагружение и разгрузка поверхности соответственно;  $\alpha_+$  — коэффициент теплоотдачи от газа к фронтальной поверхности экрана;  $T_g^\circ$  — температура газа над этой поверхностью. (Поступающий к поверхности тепловой поток, равный  $\alpha_+(T_g - T_w)$ , отличается от теплового потока  $q_w$ , идущего непосредственно внутрь экрана, вследствие эффектов излучения с поверхности.)

Во время тепловой разгрузки экрана (формула (4.2)) теплообмен на его поверхности осуществляется механизмами излучения и естественной конвекции. Температура окружающего воздуха при этом полагается равной  $T_\infty$ , а коэффициент теплообмена — равным его значению для тыльной поверхности. За температуру  $T_g$  были приняты ее значения на расстоянии 0.6 см от поверхности экрана, там, где располагались ближайšie к поверхности термомпары I. Так как измерения термомпарами I проводились только в области  $2.5R_0 < r < 5R_0$ , то функция  $T_g(r)$  при  $0 \leq r < 2.5R_0$  находилась путем экстраполяции экспериментальных данных.

В результате было выбрано следующее распределение температуры  $T_g^\circ$  по радиальной координате:

$$(4.3) \quad \begin{aligned} r^0 < 2: \quad T_g^\circ &= 2 + 3(1 - r^0/2)^{1/2} \\ r \geq 2: \quad T_g^\circ &= 2.4 + \exp[6(1 - r^0/2)] \end{aligned}$$

Используя численные результаты, приведенные в п. 3, и распределение (4.3), можно определить зависимость величины  $Bi_+$  от радиальной координаты и времени и провести ее осреднение по этим переменным применительно к начальной стадии нестационарного процесса. Полученная таким путем величина  $Bi_+$  оказалась равной трем. Корректность величины  $Bi_+ = 3$  была подтверждена численными решениями «обратных» задач, когда задавались величины  $T_g^\circ$  и  $Bi_+$  и на их основе находилось распределение температуры поверхности.

На фиг. 5 представлены результаты расчетов температуры в критических точках фронтальной и тыльной поверхностей (кривые 1 и 2 соответственно) для экрана, показанного на фиг. 1, при  $\tau_1 = 1/4$ ,  $\tau_2 = 1$ ,  $Bi_+ = 3$  и распределении температуры газа над экраном, определяемом функцией (4.3). Несмотря на периодичность теплового нагружения, повторение тепловых полей в экране отсутствует, так как каждая повторная тепловая нагрузка прикладывается к экрану с новой температурой. После снятия тепловой нагрузки фронтальная поверхность остывает вследствие отдачи тепла излучением и естественной конвекцией. На фиг. 5 разрывная линия 3 соответствует температуре газа в критической точке.

Эффекты излучения, которые в этом процессе оказываются преобладающими, вызывают резкое уменьшение температуры фронтальной поверхности на начальной стадии теплового разгружения, когда  $T_w^\circ$  относительно велика. В дальнейшем при снижении температуры  $T_w^\circ$  излучение с поверхности уменьшается и температура  $T_w^\circ$  изменяется незначительно. Температура нижней поверхности при снятии тепловой нагрузки в первом цикле монотонно возрастает (происходит прогрев экрана ранее аккумулированным в нем теплом).

В последующих циклах разгружения температура тыльной поверхности вначале возрастает, затем незначительно убывает вследствие эффектов излучения. В конце циклов разгружения температуры в критических



точках верхней и нижней поверхностей становятся близкими друг к другу. Это обусловлено выбором достаточно большого времени теплового разгрузки экрана.

Поступила 5 VII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Яковлевский О. В., Крашенинников С. Ю. Распространение турбулентной струи, соударяющейся с плоской поверхностью. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 4.
2. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
3. Яковлевский О. В., Секундов А. Н. Исследование взаимодействия струи с близко расположенными экранами. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 1.
4. Юдаев Б. Н., Михайлов М. С., Савин В. К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М., «Машиностроение», 1977.
5. Седов Л. И. Методы подобия и размерностей в механике. М., «Наука», 1965.
6. Сепп В. А. Особенности экспериментальных исследований высокотемпературного течения газа на установках с электродуговым подогревателем. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 6.
7. Зинченко В. М. Погрешности измерения температуры поверхности. Измерит. техн., 1970, № 7.
8. Гордов А. Н., Малков Я. В., Эргардт Н. Н., Ярышев Н. А. Точность контактных методов измерения температуры. М., Изд-во стандартов, 1976.
9. Моффат Р. Д. Измерение температуры газа. В сб. «Измерение нестационарных температур и тепловых потоков». М., «Мир», 1966.
10. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Турбулентное смешение газовых струй. М., «Наука», 1974.
11. Вазов В., Форсайт Дж. Разностные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных. М., Изд-во иностр. лит., 1963.