

8. Kakutani T., Inoue Y., Kan T. Non-linear capillary waves on the surface of liquid column. J. Phys. Soc. Japan, 1974, vol. 37, No. 2.
9. Гапонов А. В., Островский Л. А., Рабинович М. И. Одномерные волны в нелинейных системах с дисперсией. Изв. вузов, Радиофизика, 1970, т. 13, № 2.
10. Кадомцев Б. Б., Карпман В. И. Нелинейные волны. Усп. физ. н., 1973, т. 103, № 2.
11. Новиков А. А. О применении метода связанных волн к анализу нерезонансных взаимодействий. Изв. вузов, Радиофизика, 1976, т. 19, № 2.
12. Ott E., Manheimer W. M., Book D. L., Boris J. P. Model equations for mode coupling saturation in unstable plasmas. Phys. Fluids, 1973, vol. 16, No. 6.

УДК 532.526.4+536.24

### ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЧЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ПЕРФОРИРОВАННЫХ ПЛАСТИНАХ И МЕТОДИКА ПРИБЛИЖЕННОГО РАСЧЕТА ИХ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ ОХЛАЖДЕНИИ

В. В. ГЛАЗКОВ, М. Д. ГУСЕВА, Б. А. ЖЕСТКОВ

(Москва)

Изложены результаты экспериментального исследования теплоотдачи от перфорированных пластин к охлаждающему воздуху при движении его вдоль стенок и частичном сливе через отверстия перфорации.

Приведены характеристики пограничного слоя на перфорированных пластинах, их тепловое состояние и коэффициенты истечения для совокупности отверстий. Дан приближенный метод расчета температуры проникаемой стенки при комбинированном охлаждении и оценена область его применения.

1. В многочисленных работах, посвященных изучению течения в пограничном слое на пористых и перфорированных стенках, а также изучению их теплового состояния (например, [1-7]), не учитывается влияние течения охладителя и отвод теплового потока с «холодной» стороны этих стенок. Общий случай охлаждения, когда тепловой поток, поступающий в стенку, отводится к охладителю как в каналах стенок, так и с ее холодной стороны, назовем комбинированным.

Конвективные потоки тепла со стороны горячего и охлаждающих потоков обозначим  $q_{ho}$ ,  $q_{h1}$ , в каналах стенок —  $q_r$ , лучистые потоки тепла —  $q_{Lo}$ ,  $q_{L1}$ . Индексы 0 и 1 соответствуют горячему и охлаждающему потокам.

Для перфорированных стенок, у которых диаметры отверстий перфорации сравнимы с толщиной стенок, наличие потока газа с холодной стороны стенки может отразиться не только на тепловом состоянии стенки но и на течении в пограничном слое с «горячей» стороны стенки. Заметное воздействие вектора скорости  $u_1$  на течение в пограничном слое будет проявляться при средней касательной составляющей скорости вдуваемого охладителя на единицу охлаждаемой поверхности  $u_w \approx u_1 F_0 / F$ , сравнимой со скоростью  $u_0$ . В случаях, когда  $u_w \ll u_0$  (например, когда проницаемость стенки  $s = F_0 / F \ll 1$  или когда диаметр отверстий перфорации  $d_0$  существенно меньше толщины стенки  $\Delta$  и т. д.), характеристики пограничного слоя на проницаемых стенках будут слабо зависеть от  $u_1$ . В этих случаях величины температуры  $T_e$  и коэффициента теплоотдачи  $\alpha_e$ , определяющие конвективный тепловой поток к проникаемой стенке при вдуве охладителя, могут быть рассчитаны по данным [6,7], выполненным при  $u_1 = 0$ .

Приведем метод расчета температуры проникаемых стенок для  $u_w \ll u_0$ .

2. Конвективный поток тепла от газа к проникаемой стенке представим в виде

$$(2.1) \quad q_{ho} = \alpha_e (T_e - T_w) = \alpha_0 \frac{\alpha_e}{\alpha_0} (T_e - T_w)$$

где  $\alpha_0$  — коэффициент теплоотдачи при обтекании горячей стороны гладкой стенки,  $T_w$  — температура стенки. Полагая, что перепад температур по толщине стенки мал, конвективный поток тепла от стенки к охладителю представим как

$$(2.2) \quad q_{h1} + q_r = \alpha_\Sigma (T_w - T_1) = \alpha_1 \frac{\alpha_\Sigma}{\alpha_1} (T_w - T_1)$$

где  $\alpha_\Sigma$  — суммарный коэффициент теплоотдачи, характеризующий наружный теплообмен и теплообмен во внутренних каналах проникаемой стенки,  $\alpha_1$  — коэффициент теплоотдачи при обтекании гладкой холодной стороны стенки. Используя эти выражения для конвективных потоков тепла и вводя относительные избыточные температуры  $\theta_w = (T_w - T_1) / (T_0 - T_1)$  и  $\theta_e = (T_e - T_1) / (T_0 - T_1)$ , запишем уравнение баланса

тепла для случаев  $T_w(x, y) = \text{const}$  в виде

$$(2.3) \quad \theta_w \left( 1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \frac{\alpha_z/\alpha_1}{\alpha_e/\alpha_0} \right) = \theta_e + \frac{q_{L0} - q_{L1}}{\alpha_0 (T_0 - T_1) \alpha_e/\alpha_0}$$

Согласно [7]

$$(2.4) \quad \theta_e = \theta_{e0} + (1 - \theta_{e0}) \theta_w \kappa$$

$$(2.5) \quad \frac{\alpha_e}{\alpha_0} = [\theta_{e0} (1 + 8f)]^{-1}, \quad \theta_{e0} = \left( 1 + 18.5 \frac{c_{p1}}{c_{p0}} f \right)^{-1}$$

$$f = \left( \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} \right)^k \frac{(\rho v)_w}{(\rho u)_0} \text{Re}_0^{0.2} \quad \left( \text{Re}_0 = \frac{(\rho u)_0 x}{\mu_0} \right)$$

где  $\theta_{e0}$  — относительная избыточная равновесная температура,  $f$  — параметр вдува,  $k = 0.25$  при  $\rho_1 > \rho_0$  и  $k = -0.5$  при  $\rho_1 < \rho_0$ ,  $\rho_1$  — плотность охладителя на выходе из каналов стенки,  $\kappa = \Delta T_1 / (T_w - T_1)$  — относительный прогрев охладителя в каналах стенки.

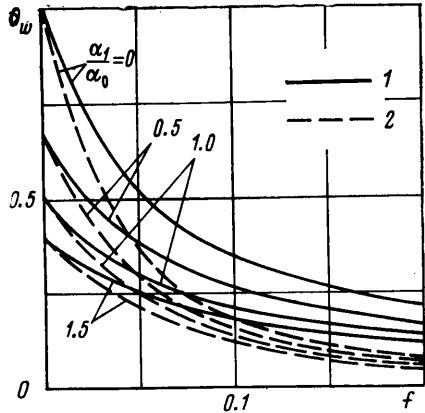
Для рассматриваемых случаев

$$\frac{\Delta T_1}{T_w - T_1} = 1 - \exp \left( -1.76 \text{Re}_\Delta^{-0.5} \text{Pr}_1^{-2/3} \frac{4\Delta}{d_0} \right), \quad \text{Re}_\Delta = \frac{(\rho v)_w c \Delta}{\mu_1}$$

Коэффициент теплоотдачи  $\alpha_z$  можно представить как сумму двух слагаемых:  $\alpha_z = \alpha_N + \alpha_r$ . При отсутствии теплообмена во внутренних каналах стенки  $\alpha_z = \alpha_N$ . При полном прогреве охладителя в каналах стенки  $\alpha_z = \alpha_N + c_{p1} g (\rho v)_w$ .

Минимальное значение  $\alpha_N$  равно величине коэффициента теплоотдачи для гладкой пластины  $\alpha_1$ , следовательно, минимальное значение  $\alpha_z/\alpha_1 = 1$ . Несколько уменьшая возможный диапазон изменения  $\alpha_z/\alpha_1$ , примем за максимальную величину  $\alpha_z/\alpha_1$  значение  $1 + c_{p1} (\rho v)_w/\alpha_1$ . Воспользовавшись этими оценками, определим из уравнения (2.3) относительную избыточную температуру стенки для предельных значений  $\alpha_z/\alpha_1$ . Результаты расчета при  $q_{L0} - q_{L1} = 0$  и  $T_1/T_0 = 0.5$  приведены на фиг. 1 в виде зависимости  $\theta_w$  от  $f$  для различных значений  $\alpha_1/\alpha_0$ . Линиям 1 соответствуют значения  $\theta_w$  при  $\kappa = 0$ , линиям 2 — при  $\kappa = 1$ . Видно, что пределы возможного изменения  $\theta_w$  в зависимости от значений  $\alpha_z/\alpha_1$  достаточно широки, вследствие чего для обоснованных расчетов  $\theta_w$  необходимо знать величину  $\alpha_z/\alpha_1$ . С этой целью были проведены специальные опыты с электрообогреваемыми перфорированными пластинами.

Модель представляла собой прямоугольную коробку со сменной верхней текстолитовой крышкой толщиной 10 мм. Исследуемые пластины изготовлялись из стали Я1-Т и состояли из отдельных секций шириной  $20 \pm 0.5$  мм и длиной 270 мм, последовательно соединенных одна с другой медными пинами. Секции монтировались на верхней крышке коробки. Между металлом и текстолитом дополнительно прокладывался асбест толщиной 3 мм. Охлаждающий воздух подавался через сопло, продолжением нижней стенки которого была исследуемая перфорированная пластина. Чтобы часть охлаждающего воздуха проходила через перфорацию, внутри коробки с помощью эжектора создавалось пониженное давление. Количество тепла, выделенное на рабочем участке  $Q$ , определялось по величине силы тока и падению напряжения, которое измерялось с помощью специального шупа. Количество тепла, снимаемого охлаждающим воздухом, определялось как разность между  $Q$  и количеством тепла, которое теряла пластина за счет радиации и которое в опытах не превышало 3–4%  $Q$ .

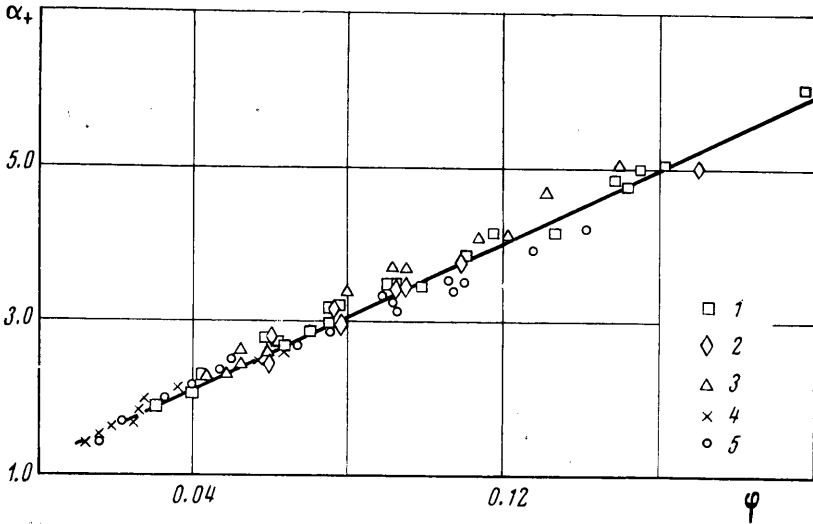


Фиг. 1

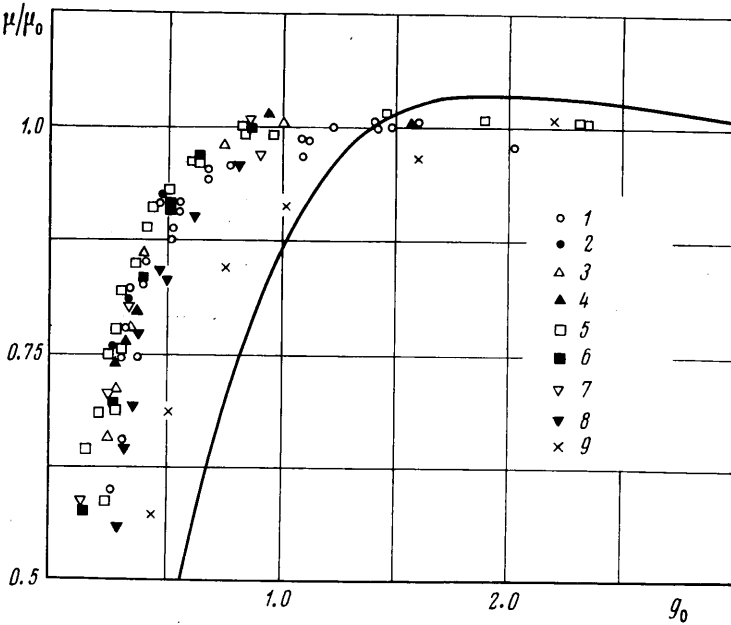
Опыты проводились в следующем диапазоне:  $1.16 \cdot 10^4 \leq q_{k0} \leq 2.33 \cdot 10^5$  вт/м<sup>2</sup>,  $30 \leq (\rho u)_1 \leq 170$  кг/м<sup>2</sup>·с,  $0.006 \leq (\rho v)_w / (\rho u)_1 \leq 0.1$ ,  $345 \leq T_w \leq 675^\circ \text{K}$ ,  $T_1 \approx 295^\circ \text{K}$ .

Отметим, что предварительные опыты по конвективному охлаждению гладкой пластины, изготовленной и препарированной аналогично перфорированным пластинам, дают хорошее согласование с известной эмпирической зависимостью

$$(2.6) \quad \text{Nu}_0 = 0.037 \text{Re}_0^{0.8} \text{Pr}_0^{0.43}$$



Фиг. 2



Фиг. 3

Проведенные эксперименты показали, что увеличение  $\alpha_{\Sigma}/\alpha_1$  в основном происходит из-за увеличения внутренней составляющей  $\alpha_r/\alpha_1$ , а наружная составляющая  $\alpha_N/\alpha_1$  практически остается постоянной. Вследствие этого в качестве определяющего параметра была выбрана величина  $\varphi = f_1 [1 - \exp(-1.76 \text{Re}_\Delta^{0.5} \text{Pr}_1^{-2/4} \Delta/d_0)]$ , характеризующая изменение  $\alpha_r/\alpha_1$  [7]. Параметр  $f_1 = (\rho\nu)_w \text{Re}_1^{0.2} / (\rho\nu)_1$ ,  $\text{Re}_1 = (\rho\nu)_1 x / \mu_1$ . Результаты экспериментов представлены на фиг. 2. Геометрические характеристики пластин, соответствующие номерам точек, указаны ниже.

№ точки	1	2	3	4	5
$d_0$ , мм	1	2	1	1	2
$\Delta$ , мм	2	2	1	1	2
$t$	5.7	5.7	5.7	1.6	1.6

Здесь  $m$  — число отверстий на  $1 \text{ см}^2$ .

Все экспериментальные значения  $\alpha$  с удовлетворительной точностью ( $\pm 9\%$ ) аппроксимируются зависимостью

$$(2.7) \quad \alpha_+ = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 1.15 + 23.85\varphi$$

которая нанесена на фиг. 2 линией.

Заметим, что коэффициент теплоотдачи для перфорированной стенки при  $(\rho v)_w = 0$  получился несколько выше коэффициента теплоотдачи для гладкой пластины, что является следствием дополнительного съема тепла в каналах стенки.

3. Для оценки области применения предложенной методики расчета, в которой использовано допущение о независимости течения газовой смеси в пограничном слое на проницаемой стенке от  $u_1$ , были проведены специальные опыты. Они выполнялись на установке, подробно описанной в [6]. Была лишь изменена организация течения охладителя. Охладитель из ресивера, расположенного в носовой части модели, через решетку направлялся по каналу вдоль исследуемой пластины.

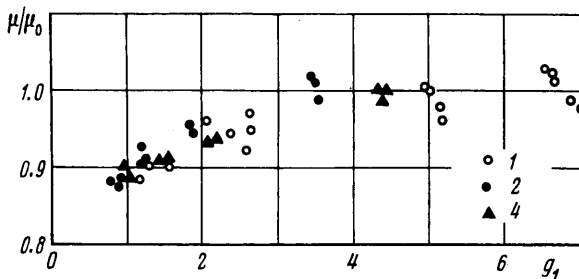
Предусмотрена была возможность изменения уровня статического давления в канале и его высоты с помощью эжектора и набора сменных профилированных клиньев. Расположение модели в открытом воздушном потоке обеспечивало минимальное воздействие предыстории течения на характеристики пограничного слоя (толщина пограничного слоя перед первым рядом отверстий не превышала  $1.2 \text{ мм}$ ). Исследовались пластины с распределением проницаемости по закону  $x^{-0.2}$  и числом отверстий  $m=4$ . Средняя проницаемость пластин  $s=3.6$  и  $0.9\%$ , толщина пластин  $\Delta=1.5$  и  $0.5 \text{ мм}$ .

Основной целью экспериментов было определение наполненности профилей скорости и толщины пограничного слоя, а также определение температуры пластин. Так как течение в пограничном слое и температура перфорированной стенки сильно зависят не только от вдува охладителя, но и от его распределения по длине стенки, то в работе много внимания было уделено изучению перетекания охладителя через отверстия перфорации. Сначала были отсортированы случаи, в каждом из которых статическое давление в канале было близко к постоянному. Это обеспечивало независимость распределения вдува охладителя вдоль пластины от значений  $u_1$ . Отметим, что в этих случаях распределение температуры вдоль пластин было близко к постоянному, что также свидетельствовало о независимости распределения вдува от  $u_1$ . Затем для этих случаев определялись коэффициенты истечения  $\mu$ , которые для совокупности отверстий изучены мало. Опыты выполнены в диапазоне изменения  $(\rho u^2)_0/2 \leq 25 \text{ кПа}$ ,  $(\rho u^2)_1/2 \leq 5 \text{ кПа}$  при  $T_0 \approx T_1 \approx 290^\circ \text{ К}$  и  $P_0 \approx 100 \text{ кПа}$ . Результаты определения  $\mu/\mu_0$  ( $\mu_0$  — коэффициент истечения для выбранной совокупности отверстий при  $u_0 = u_1 = 0$ ) в зависимости от  $\sqrt{2\Delta P}/(\rho u^2)_0 = g_0$  (при  $u_1 = 0$ ) и  $\sqrt{2\Delta P}/(\rho u^2)_1 = g_1$  (при  $u_0 = 0$ ) приведены соответственно на фиг. 3 и 4. Проницаемость пластин и средние по длине значения  $\Delta/d_0$  и  $d_0/H$  ( $H$  — высота канала), соответствующие номерам экспериментальных точек, приведены в таблице.

№ точек	$s, \%$	$\Delta/d_0$	$d_0/H$	$N$
1	3.6	1.44	0.07	38
2	3.6	1.44	0.18	38
3	3.6	0.48	0.07	38
4	3.6	0.48	0.14	38
5	0.9	2.88	—	38
6	0.9	2.88	—	19
7	0.9	2.88	—	10
8	0.9	2.88	—	5
9	0.9	2.88	—	1

Коэффициент истечения  $\mu/\mu_0$  слабо зависит от параметров  $g_0$  и  $g_1$  и геометрических характеристик пластин при  $g_0 \geq 0.5$  и  $g_1 \geq 1$ . Уменьшение  $g_0$  для  $g_0 < 0.5$  приводит к резкому падению значения  $\mu/\mu_0$ . Для отдельных отверстий (линия на фиг. 3)

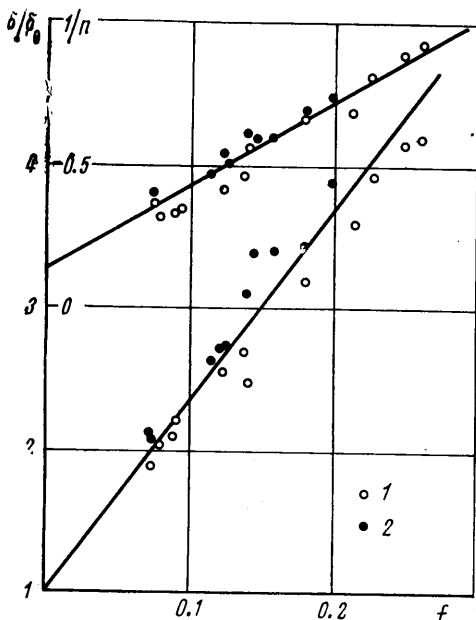
заметное уменьшение  $\mu/\mu_0$  наблюдается при  $g_0 < 1$ . Такое различие объясняется тем, что фактическая величина скоростного напора сносящего потока, действующая на совокупность струек, много меньше  $(\rho u^2)_0/2$ . Дополнительно в этих опытах было выявлено влияние числа рядов отверстий перфорации  $N$  на величину  $\mu$  и влияние проницаемости пластин на величину  $\mu_0$ . Установлено, что при  $N \geq 10$  (для пластины проницаемостью  $c=0.9\%$  последовательно закрывались последние ряды отверстий) значение  $\mu$  не зависит от  $N$ , а при  $N < 5$  величина  $\mu$  уменьшается с уменьшением  $N$ , приближаясь к значению  $\mu$  для одиночного отверстия (см. фиг. 3 и таблицу). Значение  $\mu_0$  заметно зависит от проницаемости пластины. При  $c=0.9\%$   $\mu_0=0.65$ , а при



Фиг. 4

$c=3.6\%$   $\mu_0=0.74$ . Аналогичный эффект наблюдается у дроссельных приборов, что связано с изменением сечения трубок тока при течении газа в подобных устройствах.

При определении характеристик пограничного слоя методика проведения опытов и обработки данных совпадала с описанной в [6]. Напомним, что поля скоростей и температур измерялись в сечении, отстоящем от начала перфорации на 90 мм, и аппроксимировались степенной зависимостью  $u/u_0 = (y/\delta)^{1/n}$  и  $(T-T_e)/(T_0-T_e) = (y/\delta_T)^{1/n}$ . На фиг. 5 представлены значения показателя степени  $1/n$  и относительной



Фиг. 5

толщины динамического пограничного слоя  $\delta/\delta_0$  ( $\delta_0$  — толщина пограничного слоя при отсутствии вдува) в зависимости от параметра  $f$ . Линиями нанесены зависимости

$$(3.1) \quad 1/n = 0.143 + 2.9f, \quad \delta/\delta_0 = 1 + 13.5f$$

справедливые при  $u_1=0$  до наступления отдувания пограничного слоя от проницаемой стенки [6,7].

Опыты проводились с пластинами проницаемостью  $c > 3.6\%$  и  $\Delta = 1.5$  мм (точки 1) и 0.5 мм (точки 2) при  $(\rho u)_1/(\rho u)_0 \leq 0.55$  и числе  $Re_0 \approx 5 \cdot 10^5$ . Как видно, экспериментальные точки группируются около зависимостей (3.1). Аналогичное заключение было сделано при сравнении данных о полях температур. Однако эти измерения были немногочисленными.

Приведенное исследование позволяет сделать вывод, что в исследованном диапазоне изменения параметров потоков и характеристик пластин условия течения охладителя в канале не оказывают заметного влияния на характеристики пограничного слоя на проницаемой стенке. Это, по-видимому, — следствие ограниченности значения  $u_w/u_0$ , которое в опытах не превышало 1.5%.

Опыты по определению теплового состояния пластин проводились при  $T_0 \approx 500^\circ \text{K}$ ,  $T_1 \approx 295^\circ \text{K}$  и  $Re_{0L} = \rho_0 u_0 L / \mu_0 \approx 5.5 \cdot 10^5$ . Результаты экспериментов приведены ниже. Там же приведены рассчитанные из уравнения (2.3) значения  $\theta_{wp}$  и указано отношение  $\alpha_1/\alpha_0$ .

	$\Delta=1.5 \text{ мм}$				$\Delta=0.5 \text{ мм}$					
$f$	0.05	0.13	0.17	0.25	0.05	0.09	0.12	0.04	0.07	0.12
$\alpha_1/\alpha_0$	0.54	0.59	0.39	0.60	0.05	0.08	0.12	0.17	0.51	0.55
$\theta_w$	0.28	0.16	0.17	0.11	0.44	0.29	0.23	0.42	0.28	0.19
$\theta_{wp}$	0.30	0.16	0.15	0.10	0.45	0.30	0.24	0.44	0.27	0.19

Как видно, экспериментальные и расчетные значения  $\theta_w$  при  $u_w/u_0 \leq 0.015$  и постоянном давлении по длине канала удовлетворительно согласуются между собой.

Поступила 28 V 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Теплообмен, 1974. Советские исследования. М., «Наука», 1975.
2. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М., «Наука», 1970.
3. Тепло- и массоперенос, т. 1. М., «Энергия», 1968.
4. Тепло- и массоперенос в условиях вдува различных сред через проницаемые поверхности. Сб. Тр. МЭИ им. Кржижановского, 1973, вып. 9.
5. Simpson R. L. Characteristics of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers with and without transpiration. J. Fluid Mech. 1970, vol. 42, pt 4.
6. Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А. О турбулентном течении над проницаемыми пластинами. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 4.
7. Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А. Тепломассоперенос в турбулентном слое над проницаемыми пластинами. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 4.

УДК 532.526.6

### РАСЧЕТ УДАРА СТРУИ С НЕПЛОСКОЙ ГОЛОВНОЙ ЧАСТЬЮ О ПЛОСКУЮ ПРЕГРАДУ

Г. А. АТАНОВ, Н. Г. УЛАНОВ

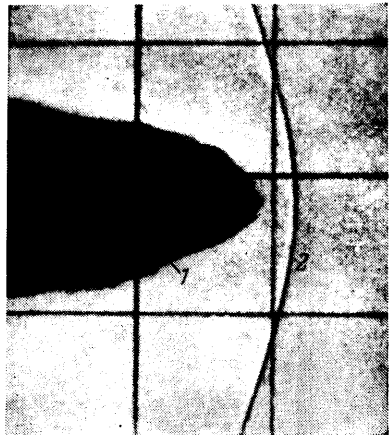
(Донецк, Тула)

В работе [1] рассматривалась задача об ударе струи с плоским торцом о жесткую преграду. Метод расчета обобщен на струю с неплоской головной частью, близкой к реальной. Приводятся результаты расчета.

1. В работе [1] исследовался удар струи, имеющей плоский торец, о плоскую преграду. Одним из полученных результатов было обнаружение области отколов у оси. Появление отколов обусловлено именно наличием у струи плоского торца. Реальная струя, распространяясь в воздухе, имеет головную часть округлой формы, близкой к эллипсоидной. На фиг. 1 дан фотоснимок струи, истекающей из сопла импульсного водомета (1 — головная струя, 2 — ударная волна), полученный на кафедре физической гидродинамики Донецкого государственного университета.

В данной работе рассматривается задача об ударе струи с неплоской головной частью. Математически задача формулируется так же, как и в [1]. Сохранен тот же подход к решению, построению расчетной сетки. Для этого было принято, что струя в головной части имеет небольшую плоскую площадку, что эквивалентно отбрасыванию некоторой части струи  $d$ . Масштабы переменных также сохранены прежними: это — начальная скорость звука  $a_0$ , радиус цилиндрической части струи  $R$ , величина  $R/a_0$ .

2. Ниже приведены результаты расчета для струи, головная часть которой представляет собой эллипсоид вращения с полуосями, равными 1 и 1.5, скорость струи до соударения  $U_0=0.3$ . От головы струи отбрасывались различные части длины  $d/R=0.001 \div 0.02$ . При этом характер кривых не менялся, а максимальное давление на оси у стенки принимало значения от 4 250 до 6 750 бар. Давление в момент удара струи без отброшенной части, полученное экстраполяцией, равно 10 300 бар.



Фиг. 1