

Важным моментом является изучение влияния толщины ребра  $S$  на аэродинамику отрывных течений в ячейке с целью определения условий перехода зависимостей, описывающих теплообмен в межреберном пространстве, к аналогичным соотношениям для прямоугольной каверны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения.— М.: Мир, 1973.— Т. 3.
2. Кгалхерман М. Г. Теплоотдача к пластине за препятствиями // ПМТФ.— 1966.— № 5.
3. Гныря А. И. Внешний тепло- и массообмен при бетонировании с электроразогревом смеси.— Томск: ТГУ, 1977.
4. Гомелаури В. И., Канделаки Р. Д., Кипшидзе М. Е. Интенсификация конвективного теплообмена под воздействием искусственной шероховатости // Вопросы конвективного теплообмена и чистоты водяного пара: Сборник.— Тбилиси: Мецнипереба, 1970.
5. Калинин Э. Б., Ярхо С. А., Дрейцер Г. А. Интенсификация теплообмена в каналах.— М.: Машиностроение, 1972.
6. Ибрагимов М. Х., Субботин В. И., Бобков В. П. и др. Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах.— М.: Атомиздат, 1978.
7. Дурст Ф., Растогн А. К. Турбулентное течение за двумерными перегородками // Турбулентные сдвиговые течения. 2: Сборник.— М.: Машиностроение, 1983.
8. Дурст Ф., Фаунти М. Экспериментальное и численное исследование двумерного течения в канале с двумя последовательно расположенными перегородками // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Теорет. основы инж. расчетов.— 1988.— № 4.
9. Лю, Чжан, Хуан. Экспериментальное и численное исследование турбулентного течения в канале с двумя парами турбулизаторов на стенках // Современное машиностроение. Сер. А.— 1991.— № 2.
10. Ямамото, Секи, Фукусако. Теплоотдача вынужденной конвекцией от нагретого дна полости // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Теплопередача.— 1979.— Т. 101, № 3.

г. Новосибирск

Поступила 8/IV 1992 г.

УДК 536.24

В. Г. Горобец

### СОПРЯЖЕННЫЙ КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН КОЛЬЦЕВЫХ РЕБЕР ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ИХ ОБТЕКАНИИ

Один из методов интенсификации теплообмена гладких поверхностей состоит в применении оребрения. В зависимости от условий течения поток внешнего теплоносителя направлен вдоль ребра, нормально к его поверхности или имеет угол атаки  $\gamma$ , отличный от нуля ( $0 < \gamma < 90^\circ$ ). Для двух последних случаев, как правило, наблюдаются отрывы внешнего потока и наличие за ребристым элементом возвратных течений. Изучение условий теплообмена развитых поверхностей при отрывных течениях проводилось в [1—3]. Отметим, однако, что в имеющихся работах рассматривались поверхности с постоянной температурой. Для реальных теплообменных устройств температура меняется по поверхности и в наиболее полной постановке задачу следует рассматривать как сопряженную, т. е. с учетом совместного распространения тепла как в теплоносителе, так и в обтекаемой поверхности.

В настоящей работе при сопряженной постановке задачи изучены условия теплообмена и определена тепловая эффективность ребер при поперечном их обтекании ( $\gamma = 90^\circ$ ) для некоторых режимов течения и геометрии оребренной поверхности. Рассматриваются поверхности с кольцевым или плоским оребрением (рис. 1, где  $a$  и  $b$  — внутреннее и внешнее кольцевое оребрение), геометрия и условия обтекания которых таковы, что в межреберном пространстве образуется одиночный вихрь (рис. 2,  $a$ ). Указанные условия реализуются при достаточно больших

ислах Рейнольдса  $Re$  и размерах ячейки, когда высота ребра  $h$  сравнима с величиной межреберного расстояния  $s$ . Гидродинамические условия отрывных течений в кавернах такого типа подробно изучены, например, в [4—7]. В каверне формируется область потенциального вихревого течения. Это течение имеет определенную структуру распределения скоростей, причем диапазон изменения скорости  $U_v$  в вихре меняется от нуля в центре вихря до максимального значения на его периферии. В общем случае существует зависимость  $U_v = f(U_n)$  ( $U_n$  — скорость внешнего потенциального течения вне каверны). Согласно результатам экспериментальных и теоретических исследований [4—7], в кавернах изучаемой геометрии в областях вихря, удаленных от его центра, справедливо соотношение  $U_v = k_v U_n$  ( $k_v = 0,3 \div 0,4$ ).

Рассматривается геометрия каверны, когда в плоскостях пересечения ребра и основания имеются скругления. Такая геометрия характерна для определенных технологий изготовления оребренных поверхностей, например изготовления оребренной поверхности путем вальцевания. При этом в угловых точках отсутствуют застойные зоны или вторичные вихревые течения.

Предполагается, что условия течения и теплообмена в каждой ячейке идентичны. Условие идентичности гидродинамических течений в соседних ячейках выполняется, как правило, на всей поверхности, где имеется установившееся течение. Исключение составляют начальные участки, где условия внешнего течения вне межреберных ячеек меняются от ячейки к ячейке. Что касается идентичности условий теплообмена, то, строго говоря, это предположение не выполняется в силу изменения температуры внешнего потока от ячейки к ячейке. Температуры в соседних ячейках  $T_v$  будут отличаться. Однако, как показано ниже, это отличие не оказывает существенного влияния на результаты расчетов.

Для изучаемых условий гидродинамического течения, как отмечали Бэтчелор и Сквайр [4], на поверхности ячейки формируется пограничный слой. Экспериментальные исследования динамического слоя, формирующегося на поверхности в области отрывных течений, указывают на ламинарную структуру слоя [7].

Исходя из рассматриваемой геометрии и приведенных выше предположений пограничный слой полагается непрерывным по всей поверхности межреберной ячейки (рис. 2, а). Схема развития пограничного слоя представлена на рис. 2, б, где для простоты восприятия криволинейная поверхность представлена как плоская. Одинаковое буквенное обозначение точек обтекаемой поверхности для различных ячеек (рис. 2) указы-

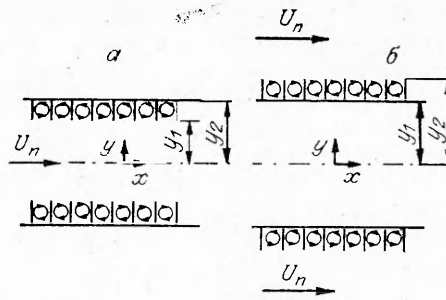


Рис. 1

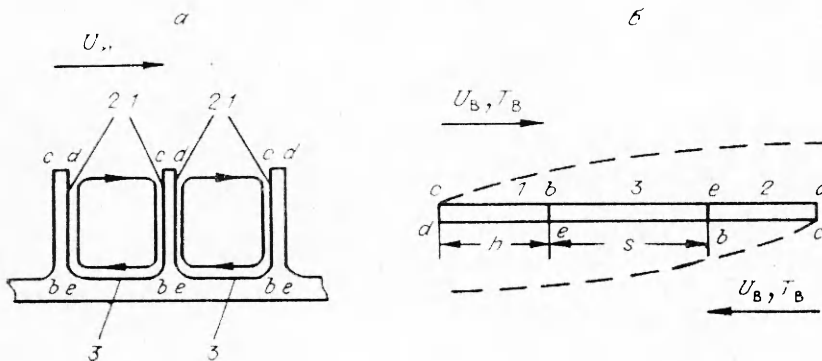


Рис. 2

вадет на идентичность гидродинамических и тепловых условий в соседних ячейках. Более подробно схема течения и формирования пограничного слоя на примере плоских систем рассмотрена в [8].

Прежде чем перейти к составлению математической модели теплообмена изучаемых систем, укажем, что цель исследования состоит в определении тепловой эффективности ребра и его локальных тепловых характеристик. Характеристики, найденные при решении задачи, дают возможность провести расчет различных конструкций теплообменников геометрия ребрения и гидродинамические условия течения которых не отличаются от изучаемых в данной задаче.

Составим математическую модель теплообмена в межреберной полости. В силу сопряженной постановки задачи необходимо совместное решение уравнений переноса массы, импульса и энергии во внешнем теплоносителе и тепла в обтекаемом объекте при условиях сопряжения на границе. Этот подход является традиционным и применяется в преобладающем большинстве работ. Здесь используется несколько иной подход позволяющий упростить вычислительную процедуру решения сопряженной задачи и основанный на применении принципа локальной автономности пограничного слоя, формирующегося на поверхности, и метода суперпозиции [9, 10]. Сущность его состоит в определении общей функциональной зависимости между плотностью теплового потока, отводимого с поверхности, имеющей произвольную температуру, и изменением температурного напора на его поверхности:

$$(1) \quad q_s(\Phi) = \alpha^*(\Phi) \left[ T_s(\Phi = 0) - T_b + \int_0^{\Phi} d\xi F(\Phi, \xi) \frac{dT_s}{d\xi} \right].$$

В качестве независимой переменной в соотношении (1) взята переменная Гертлера  $\Phi = \frac{1}{\nu} \int_0^x U_n(\xi) d\xi$ , где  $x$  — текущая координата вдоль поверхности,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости теплоносителя,  $\xi$  — переменная интегрирования,  $U_n(\xi)$  — скорость во внешнем потенциальном потоке, соответствующая значению координаты, равной  $\xi$ . Выражение для локального коэффициента теплоотдачи при постоянной температуре поверхности  $\alpha^*(\Phi)$  и вид функции влияния необогреваемого участка  $F(\Phi, \xi)$  определяются при решении уравнений пограничного слоя. Согласно [9, 10], функцию влияния можно представить в виде  $F(\Phi, \xi) = [1 - (\xi/\Phi)^{c_1}]^{-c_2}$ . Значение коэффициентов  $c_1$  и  $c_2$  зависит от типа пограничного слоя, числа Прандтля  $Pr$  и градиента внешнего давления. Кроме (1) известен также другой вид зависимости, представленной в виде ряда [10]. Зависимости типа (1) использованы при решении сопряженных задач теплообмена применительно к развитым поверхностям в [11, 12].

В приближении термически тонкого тела [13] приведем уравнение, описывающее теплоперенос в круглом или плоском ребре переменного сечения:

$$(2) \quad \frac{\lambda}{y^n} \frac{d}{dy} \left[ \delta(y) y^n \frac{dT}{dy} \right] = q_1(y) + q_2(y).$$

Здесь  $y$  — текущая координата;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности материала ребра;  $\delta(y)$  — его толщина;  $q_1(y)$  и  $q_2(y)$  — локальные тепловые потоки, отводимые соответственно с поверхности 1 и 2 (см. рис. 2). Для круглых и плоских ребер  $n = 1$  и 0.

Принимая во внимание, что начало пограничного слоя формируется вблизи торца на стороне 1, более удобно воспользоваться относительной переменной  $y'$ : для внешнего ребрения  $y' = y_2 - y$ , для внутреннего  $y' = y - y_1$  и для плоской поверхности  $y' = y$ .

Полагая температуру основания постоянной и равной  $T_0$ , запишем выражения для локальных тепловых потоков, отводимых с поверхностей

ребра (рис. 2, б):

$$(3) \quad q_1(y) = \alpha^*(y') \left[ T_h - T_b + \int_0^{y'} d\xi F(y', \xi) \frac{dT}{d\xi} \right];$$

$$(4) \quad q_2(y) = \alpha^*(2h + s - y') \left[ T_h - T_b + \int_{2h+s}^{h+s} d\xi F(2h + s - y', \xi) \frac{dT}{d\xi} + \int_h^{y'} d\xi F(2h + s - y', 2h + s - \xi) \frac{dT}{d\xi} \right]$$

( $T_h$  — температура торца,  $T_b$  — температура вихревого ядра). Наличие двух интегральных членов (4) отражает то обстоятельство, что тепловой пограничный слой на стороне 2 имеет предысторию развития на стороне 1 соседнего ребра и основании 3 (рис. 2), а также учитывает отсутствие градиента температур вдоль основания.

Без учета тепловых потерь с торцевой поверхности ребра граничные условия с учетом новой переменной  $y'$  имеют вид

$$(5) \quad \frac{dT}{dy'} \Big|_{y'=0} = 0, \quad T(y' = h) = T_0.$$

В безразмерных переменных уравнение (2) и граничные условия (5) с учетом соотношений (3), (4) преобразуются:

$$(6) \quad \frac{1}{(V - V_\Phi)^n} \frac{d}{dV} \left[ \delta'(V) (V - V_\Phi)^n \frac{d\theta}{dV} \right] = N^2 \left\{ \frac{\alpha^*(V)}{\alpha_c^*} \left[ \theta_h + \int_0^V d\xi F(V, \xi) \frac{d\theta}{d\xi} \right] + \frac{\alpha^*(V_0 - V)}{\alpha_c^*} \left[ \theta_h + \int_0^1 d\xi F(V_0 - V, \xi) \frac{d\theta}{d\xi} - \int_V^1 d\xi F(V_0 - V, V_0 - \xi) \frac{d\theta}{d\xi} \right] \right\};$$

$$(7) \quad \frac{d\theta}{dV} \Big|_{V=0} = 0, \quad \theta(V = 1) = 1.$$

Здесь  $V = y'/h$ ;  $V_0 = 2 + s/h$ ;  $\theta = (T - T_b)/(T_0 - T_b)$ ;  $\delta'(V) = \delta(V)/\delta_0$ ;  $N^2 = \alpha_c^* h^2 / \lambda \delta_0$  — характеристический параметр ребра;  $\delta_0$  — толщина ребра

у основания;  $\alpha_c^* = \frac{1}{2h} \int_0^h dy' [\alpha^*(y') + \alpha^*(2h + s - y')]$  — среднее значение

коэффициента теплоотдачи на поверхностях изотермического ребра;  $n = 1$ ,  $y' = y_2 - y$ ,  $V_\Phi = -y_2/h$  для внешнего кольцевого оребрения;  $n = 1$ ,  $y' = y - y_1$ ,  $V_\Phi = y_1/h$  для внутреннего оребрения;  $n = 0$ ,  $y' = y$ ,  $V_\Phi = 0$  для плоских оребренных поверхностей.

При вычислениях в качестве  $\alpha^*(V)$  используем выражение для коэффициента теплоотдачи при постоянной температуре поверхности:

$$(8) \quad \alpha^*(V) = g_0 \frac{\lambda_T}{h} \text{Re}_h^{1/2} V^{-1/2},$$

где  $\text{Re}_h = U_\tau h / \nu$ ;  $\lambda_T$  и  $\nu$  — коэффициенты теплопроводности и кинематической вязкости теплоносителя;  $g_0$  — параметр, зависящий от  $\text{Pr}$ , градиента давления и режима течения.

Интегродифференциальное уравнение (6) с граничными условиями (7) решалось численно методом Рунге — Кутты. Алгоритм численного решения для круглых ребер практически не отличается от схемы вычислений для плоских ребер, которая изложена в [8]. Учитывая, что пограничный слой, формирующийся на поверхности межреберной ячейки, ламинарен, полагаем [9, 10]  $c_1 = 3/4$ ,  $c_2 = 1/3$ . Расчеты проводились для внешних и внутренних кольцевых ребер, а также ребер на плоской поверхности при постоянном поперечном сечении  $\delta'(V) = 1$ . Полагалось  $s/h = 1$ . Результаты расчета представлены на рис. 3—6.

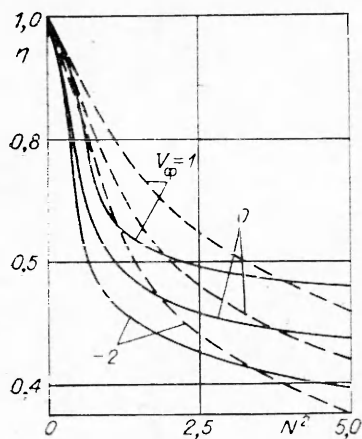


Рис. 3

Вид уравнения (6) относительно  $\theta = (T - T_{1в}) / (T_0 - T_{1в})$  сохраняется, причем во вторых квадратных скобках величина  $\theta$  преобразуется в  $\theta_h + \Delta\theta_v$ , где  $\Delta\theta_v = (T_{2в} - T_{1в}) / (T_0 - T_{1в})$ . Оценки показывают, что в широком диапазоне изменения  $T_v$  и  $T_0$  максимальные значения  $\Delta\theta_v$ , как правило, не превышают  $\Delta\theta_v \leq 0,1$ . В результате численного счета найдено, что учет величины  $\Delta\theta_v$  при варьировании параметров  $N^2$  и  $V_\phi$  приводит к погрешности в расчетах, которая не превышает  $2 \div 5 \%$ .

Одной из основных интегральных тепловых характеристик ребра является его эффективность  $\eta$ , которая определяется отношением  $\eta = Q / Q_{\max}$  ( $Q$  — полный тепловой поток, отводимый ребром,  $Q_{\max} = \alpha_c^* (T - T_v) F$  — максимальное его значение, которое может быть отведено ребром с бесконечно большой проводимостью и температурой поверхности, равной  $T_0$ ,  $F$  — площадь поверхности ребра).

Укажем, что при вычислениях  $\alpha_c^*(V)$ , согласно выражению (8), параметр  $g_0$  для ламинарного пограничного слоя можно представить в виде  $g_0 = A \text{Pr}^{0,33}$ , где  $A$  зависит от градиента давления на обтекаемой поверхности. Влияние градиента давления на  $A$  в кавернах не исследовалось, поэтому в первом приближении при расчетах можно использовать ее значение для безградиентных течений.

На рис. 3 сплошными линиями представлены зависимости эффективности плоских и кольцевых ребер от изменения характеристического параметра  $N^2$ , который определяет влияние внешних гидродинамических условий обтекания, геометрии и теплофизических свойств ребра. Сравнение полученных кривых показывает, что в условиях поперечного обтекания оребренных поверхностей для заданной геометрии оребрения  $s/h = 1$  при прочих равных условиях наиболее высокой эффективностью обладают внутренние кольцевые ребра, а наименьшей — ребра, расположенные на внешней поверхности трубы. Этот вывод справедлив также для геометрии  $s/h \neq 1$  при условии, что в межреберной полости образуется одиночный вихрь.

На рис. 3 приведены также эффективности прямых и кольцевых ребер, вычисленных по инженерным методикам расчета [13], когда коэффициент теплоотдачи на поверхности ребра считается постоянным и равным  $\alpha_c^*$  (штриховые линии). Сравнение кривых указывает на завышенные значения эффективности, найденные по инженерным методикам в значительной области изменения параметра  $N^2$ . Исключение составляет область больших значений  $N^2$ , где использование  $\alpha_c^*$  в расчетах приводит к уменьшению значений  $\eta$  по сравнению с полученными при решении сопряженной задачи.

Как следует из рис. 4, максимальные коэффициенты теплоотдачи будут в области торцевой поверхности ребра на передней его стороне, где

Прежде чем перейти к анализу результатов расчета, укажем, что найденные тепловые характеристики ребер, представленные в безразмерной форме, не зависят от значений  $T_v$ ,  $T_0$  и определяются только параметрами  $N^2$  и  $V_\phi$ .

Одно из исходных предположений, которое было использовано при построении математической модели, состоит в изотермичности тепловых условий в соседних ячейках. В частности, предполагалось, что температуры  $T_v$  одинаковы. Однако они отличаются. Температура в передней по направлению потока ячейке  $T_{1в}$  отличается от температуры  $T_{2в}$  в ячейке за ребром. Оценим влияние погрешности  $\Delta T_v = T_{2в} - T_{1в}$  на результаты счета. Для этого заменим  $T_v$  в выражении (3) на  $T_{1в}$ , а  $T_v$  в (4) — на  $T_{2в}$ .

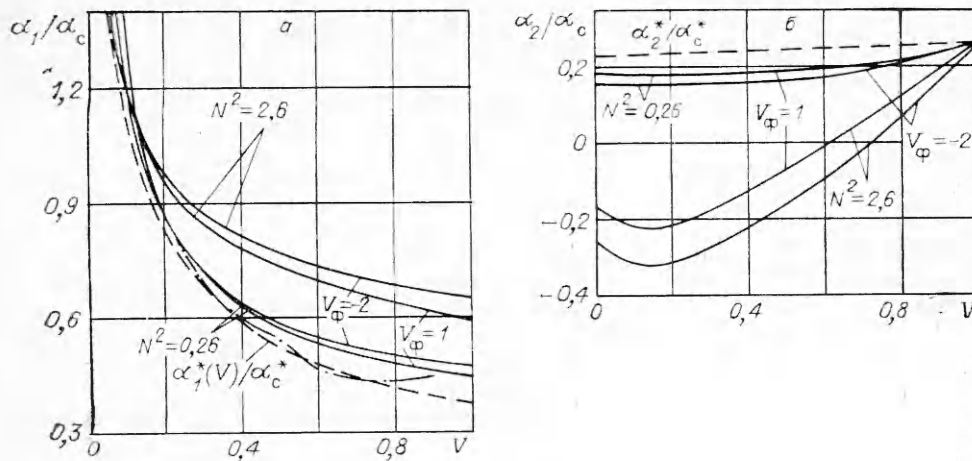


Рис. 4

имеет место начало формирования пограничного слоя. Чтобы оценить влияние изменения температуры поверхности на условия теплоотдачи, проведем сравнение локальных значений коэффициентов теплоотдачи, полученных при решении сопряженной задачи (сплошные линии), с их значениями на изотермической поверхности  $\alpha^*(V)$ , рассчитанными по формуле (8) (штриховая линия). Сравнительный анализ показывает, что увеличение температурного напора вдоль поверхности на передней стороне ребра приводит к росту коэффициентов теплоотдачи  $\alpha_1(V)$ , причем с увеличением  $N^2$  растет  $\alpha_1(V)$ .

Кроме расчетных значений коэффициентов теплоотдачи на рис. 4, а приведены также экспериментальные (найденные в [14]), пересчитанные в безразмерном виде  $\alpha_0/\alpha_c^*$ , они взяты для геометрии оребрения  $s/h = 1,06$  (штрихпунктирная линия). Характер распределений коэффициентов теплоотдачи на передней поверхности ребра в целом совпадает с  $\alpha_1(V)$ , за исключением некоторой области вблизи корневой части ребра, что, по-видимому, вызвано разными гидродинамическими условиями течения. В экспериментальной установке в прикорневой зоне не имеется скруглений, принятых в рассматриваемой модели, и в области основания ребер образуются вторичные вихревые течения или застойные зоны. Далее на поверхности основания и задней по направлению течения стороне ребра гидродинамические условия, исследуемые экспериментально [14] и рассматриваемые в данной работе, существенно различаются.

На задней в направлении течения стороне ребра происходит дальнейшее уменьшение локальных значений коэффициентов теплоотдачи (рис. 4, б). Характерно, что для  $N^2 > 1,5 \div 2,0$  наблюдается обращение теплового потока в областях, примыкающих к торцу. В этой области коэффициент теплоотдачи принимает отрицательные значения. Эффект обращения обусловлен деформацией профиля температур в пограничном слое. Он впервые получен в [15] и подробно рассмотрен в [10, 16], а применительно к ребристым поверхностям для других условий обтекания — например, в [17]. Для режимов, при которых возникает обращение теплового потока, поведение локальных характеристик теплообмена качественно отличается от аналогичных характеристик, найденных при решении задачи в несопряженной постановке. Поэтому в этих случаях задачу необходимо решать как сопряженную.

На рис. 5, а, б приведены распределения локальных тепловых потоков  $q_i(V)$  ( $i = 1, 2$ ), отводимых с поверхностей ребра 1 и 2 соответственно. Максимальный тепловой поток, как следует из рис. 5, а, имеет место вблизи торца на передней стороне ребра. Для малых  $N^2$  величина  $q_1(V)$  монотонно уменьшается от торцевой поверхности к основанию

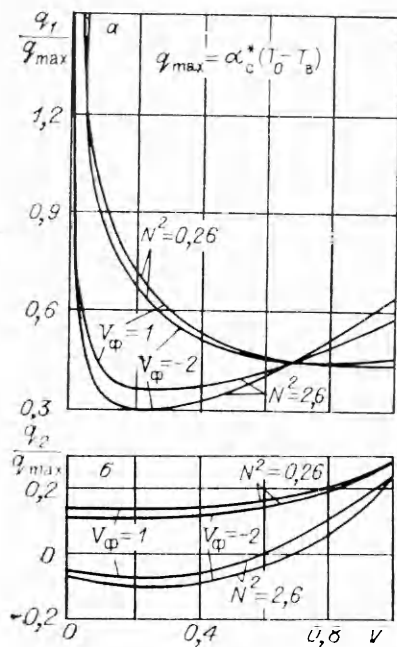


Рис. 5

отрицательной, т. е., например, при охлаждении оребренной поверхности на участках ребра вблизи торца вместо теплоотвода наблюдается нагревание этих участков. Происходит своеобразная «перекачка» теплоты с задней стороны ребра на переднюю, где значения  $\alpha_1(V)$  велики и теплоотвод максимален. Это приводит к увеличению эффективности ребра  $\eta$  (или полного теплового потока, отводимого им) в области больших  $N^2$  по сравнению со значениями  $\eta$ , вычисленными по упрощенным методикам, где эти эффекты не учитываются.

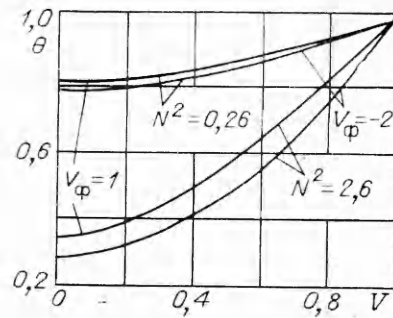


Рис. 6

ребра, однако по мере увеличения  $N^2$  значения  $q_1(V)$  на некотором расстоянии достигают минимума и далее возрастают. Такое поведение  $q_1(V)$  обусловлено противоположным воздействием двух факторов — уменьшением  $\alpha_1(V)$  и ростом температурного напора (рис. 6) от торца к основанию. На задней стороне ребра  $q_2(V)$  существенно меньше  $q_1(V)$ . Для больших  $N^2$  величина  $q_2(V)$  в области торца становится

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Rowly G., Patancar S. V. Analysis of laminar flow and heat transfer in tubes with internal circumferential fins // Intern. J. Heat Mass Transfer.— 1984.— V. 27, N 4.
2. Murthy J. V., Patancar S. V. Numerical study of heat transfer from a rotating cylinder with external longitudinal fins // Numer. Heat Transfer.— 1983.— V. 6, N 4.
3. Hsieh S.-S., Huang D.-V. Numerical computation of laminar separated forced convection on surface-mounted ribs // Numer. Heat Transfer.— 1987.— V. 12, N 3.
4. Чжен Н. Отрывные течения.— М.: Мпр, 1972—1973.— Т. 1—3.
5. Слободянюк Е. М., Брысов О. П., Витковский В. В. и др. Экспериментальное определение при помощи ЛДИС средней скорости и степени турбулентности течения в прямоугольной выемке // Тр. ЦАГИ.— 1983.— Вып. 2178.
6. Гольдштик М. А. Вихревые потоки.— Новосибирск: Наука, 1983.
7. Бормусов А. А., Глебов Г. А., Щелков А. Н. и др. Влияние внешней турбулентности на течение в прямоугольной полости // МЖГ.— 1986.— № 2.
8. Гречаный О. А., Дорфман А. Ш., Горобец В. Г. Сопряженный теплообмен и эффективность поперечно обтекаемых плоских оребренных поверхностей // ТВТ.— 1986.— Т. 24, № 5.
9. Кэйс В. М. Конвективный тепло- и массоперенос.— М.: Энергия, 1972.
10. Дорфман А. Ш. Теплообмен при обтекании непзотермических тел.— М.: Машиностроение, 1982.
11. Karvinen R. Natural and forced convection heat transfer from a plate fin // Intern. J. Heat Mass Transfer.— 1981.— V. 24, N 5.
12. Karvinen R. Efficiency of straight fins cooled by natural and forced convection // Intern. J. Heat Mass Transfer.— 1983.— V. 26, N 4.
13. Ройзен Л. И., Дулькин И. Н. Тепловой расчет оребренных поверхностей.— М.: Энергия, 1977.
14. Ройзен Л. И., Дулькин И. Н., Ракушина Н. И. Теплообмен при обтекании прямых поперечных ребер // ИФЖ.— 1966.— Т. 11, № 2.



15. Chapman P. R., Rubesin H. W. Temperature and velocity profiles in the compressible laminar boundary layer with arbitrary distribution of surface temperature // J. Aeron. Sci.—1949.—V. 16, N 9.
16. Лыков А. В. Теплообмен: Справочник.— М.: Энергия, 1972.
17. Спэрроу, Балага, Патанкар. Теплообмен при вынужденной конвекции в экранированной системе с продольными ребрами при наличии и отсутствии торцевого зазора // Тр. Амер. о-ва авиационно-мех. Теплопередача.— 1978.— № 4.

г. Киев

Поступила 3/V 1990 г.,  
в окончательном варианте —  
10/IV 1992 г.

УДК 532.598 : 678.01

Г. И. Канель, З. Г. Толстикова, А. В. Уткин

### ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ НАПОЛНИТЕЛЯ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ОТКОЛЬНОМУ РАЗРУШЕНИЮ ЭЛАСТОМЕРОВ

В настоящее время имеется ограниченная информация о свойствах наполненных эластомеров в условиях ударно-волнового нагружения. Их поведение в нормальных условиях характеризуется рядом специфических особенностей [1, 2]. Представляет интерес вопрос о том, в какой мере эта специфика проявляется при интенсивных импульсных воздействиях. Выполненные в последнее время исследования показали, например, что разрушение эластомеров в волнах разрежения отличается от разрушения металлов и полимеров. Авторам [3, 4] при регистрации скорости свободной поверхности резины после выхода на нее ударной волны не удалось зарегистрировать характерный откольный импульс: измеренный профиль монотонно спадает и отличается от предполагаемых для крайних случаев высокой и пренебрежимо малой динамической прочности на разрыв, причем в [3] на сохраненных образцах не обнаружены явные следы откольного разрушения.

Качественно аналогичные результаты при изучении откола в твердых ракетных топливах и их имитаторах, являющихся высоконаполненными эластомерами, получены в [5]. При регистрации скорости свободной поверхности автор [5] зафиксировал слабо выраженный откольный импульс с последующим монотонным затуханием скорости. Это позволило найти порог начала разрушения, который, как отмечалось в [3], оказался низким: его значение для большинства исследованных составов равно приблизительно 20 МПа. На сохраненных образцах отчетливо наблюдалось образование откольной пластины, когда амплитуда исходного треугольного импульса сжатия почти на порядок превышала порог начала разрушения. При более низких давлениях сохраненный образец внешне выглядит неповрежденным. Исследование микроструктуры аналогичных составов после ударно-волнового воздействия выполнено в [6]: при давлении 52 МПа видны отдельные трещины внутри зерен перхлората аммония, находящихся в плоскости максимальных растягивающих напряжений. На границе со связкой трещины заканчиваются. С повышением давления степень разрушения зерен возрастает, начинает формироваться плоскость откола и при 145 МПа происходит отделение откольной пластины, т. е. амплитуда исходного импульса сжатия, отражение которого от свободной поверхности приводит к возникновению в рассматриваемом образце растягивающих напряжений, должна значительно превышать порог начала разрушения в микросекундном интервале времени.

Отмеченные особенности поведения эластомеров при динамическом растяжении делают актуальным экспериментальное исследование поведения этих материалов в ударных волнах. В частности, представляет