

УДК 533.6.011:536.2

© 2002 г. А.И. ЛЕОНТЬЕВ

**ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ**

(ОБЗОР)

Дан обзор известных методов температурной газодинамической стратификации. Наибольшее внимание уделяется анализу возможностей предложенного автором метода газодинамической стратификации, основанного на отличии равновесной температуры теплоизолированной стенки в сверхзвуковом потоке от температуры адиабатического торможения газа. Рассмотрены некоторые возможные практические приложения предложенного метода в различных энергетических устройствах. Сформулированы основные направления фундаментальных и прикладных исследований в области газодинамической температурной стратификации.

*Ключевые слова:* температурная стратификация, газовая динамика, пограничный слой, вихревые трубки.

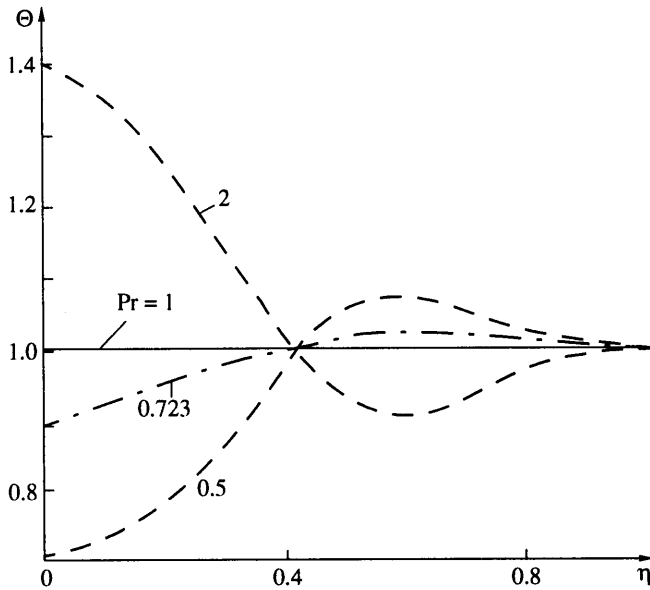
В природе можно встретить много примеров стратификации температуры торможения в газовом потоке около теплоизолированного тела. Причины, вызывающие температурную стратификацию, могут быть самыми различными. В некоторых случаях эта стратификация является результатом дисбаланса между потоками тепла за счет теплопроводности и выделением тепла за счет работы сил вязкости. В других случаях причина температурной стратификации вызывается вихревыми течениями, связанными с пульсациями давления и возникновением звуковых волн. Некоторые из этих явлений нашли применение в различных технических устройствах, предназначенных для безмашинного метода получения разности температур. Обзорные материалы по существующим методам температурной стратификации можно найти в статьях [1, 2].

**1. Обзор существующих газодинамических методов температурной стратификации.** Впервые на стратификацию температуры торможения в пограничном слое сжимаемого газа было обращено внимание в работе [3] (1942 г.). Известно, что температура теплоизолированной пластины (равновесная температура  $T_w^*$ ), обтекаемой потоком сжимаемого газа, в общем случае отличается от температуры торможения  $T_0^*$  невозмущенного потока и для газа с постоянной теплоемкостью определяется формулой

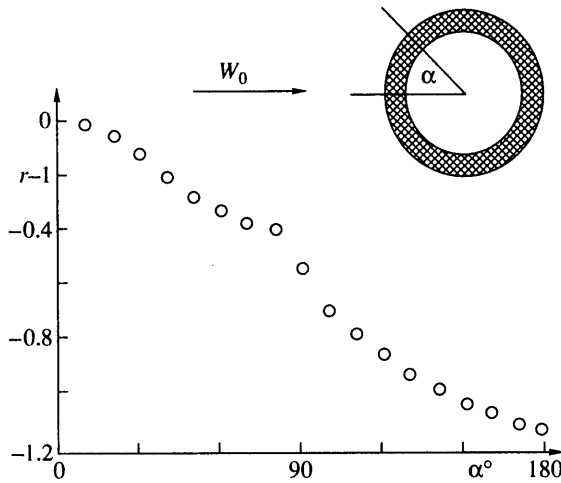
$$T_w^* = T_0 + r \frac{W_0^2}{2C_p}, \quad r = \frac{T_w^* - T_0}{T_0^* - T_0}, \quad T_0^* = T_0 + \frac{W_0^2}{2C_p} \quad (1.1)$$

здесь  $r$  – коэффициент восстановления,  $W_0$  – скорость невозмущенного потока газа,  $T_0$  – термодинамическая температура в невозмущенном потоке.

Из аппроксимации точного решения уравнений ламинарного пограничного слоя сжимаемого газа следует, что  $r = \sqrt{\text{Pr}}$ . Для турбулентного пограничного слоя



Фиг. 1. Распределение по сечению пограничного слоя безразмерной температуры торможения сжимаемого газа



Фиг. 2. Коэффициент восстановления  $r$  на поверхности цилиндра, обтекаемого потоком газа [4]

$r = \sqrt[3]{Pr}$ . Таким образом, только для газов с  $Pr = 1$  равновесная температура стенки  $T_w^*$  равна температуре адиабатического торможения  $T_0^*$ .

При  $Pr \neq 1$  температура торможения будет изменяться по толщине пограничного слоя, и неравномерность распределения температуры торможения в пограничном слое будет тем больше, чем больше коэффициент восстановления отличается от единицы (фиг. 1). На фиг. 1  $\Theta = (T^* - T_0)/(T_0^* - T_0)$ ,  $\eta = y/\delta$ ,  $T^*$  – температура торможения в пограничном слое,  $\delta$  – толщина пограничного слоя, на теплоизолированной стенке  $T^* = T_w^*$  и  $\Theta = r$ .

Изменения коэффициента восстановления на поверхности цилиндра, поперечно обтекаемого потоком воздуха, показали существенное уменьшение коэффициента восстановления по мере приближения к задней лобовой точке вплоть до отрицательных значений (фиг. 2). Это значит, что температура поверхности цилиндра на подветренной стороне оказалась ниже термодинамической температуры набегающего потока.

В [4] и [5] было отмечено существенное влияние на коэффициент восстановления акустических волн, особенно в области отрыва вихрей от поверхности цилиндра. В [1, 2] была обнаружена заметная стратификация температуры торможения в области взаимодействия струи с преградой, что также объясняется генерацией вихревых структур на границе струи.

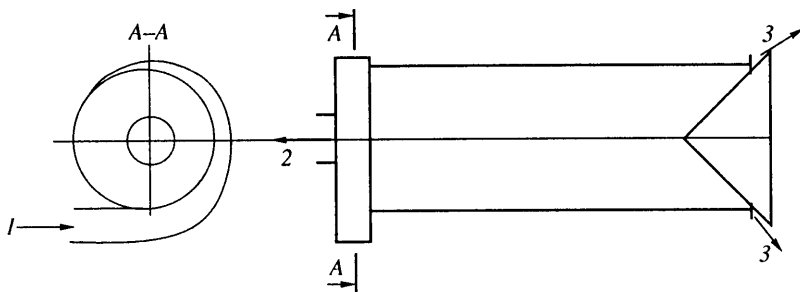
Температурную стратификацию по сечению затопленной струи можно объяснить следующим образом. Термодинамическая температура в центре струи меньше, чем температура окружающей среды, и имеет место тепловой поток за счет теплопроводности в ядро струи, что приводит к увеличению термодинамической температуры и соответственно температуры торможения. С другой стороны, за счет работы сил трения часть кинетической энергии струи расходуется на разгон подсосываемой в струю массы газа, и это приводит к увеличению температуры торможения на периферийной части струи. Так как среднemasсовая температура торможения по сечению струи должна сохраняться постоянной по длине струи (так же как и поток импульса), происходит перераспределение температуры торможения по сечению струи. Если сделать соответствующие отборы газа, то можно при одинаковых начальных температурах газа в резервуаре перед соплом и в окружающей среде отвести от струи газ с температурой торможения, отличной от начальной.

В других известных устройствах для сепарации температуры торможения такого простого объяснения причин сепарации энергии найти не удастся.

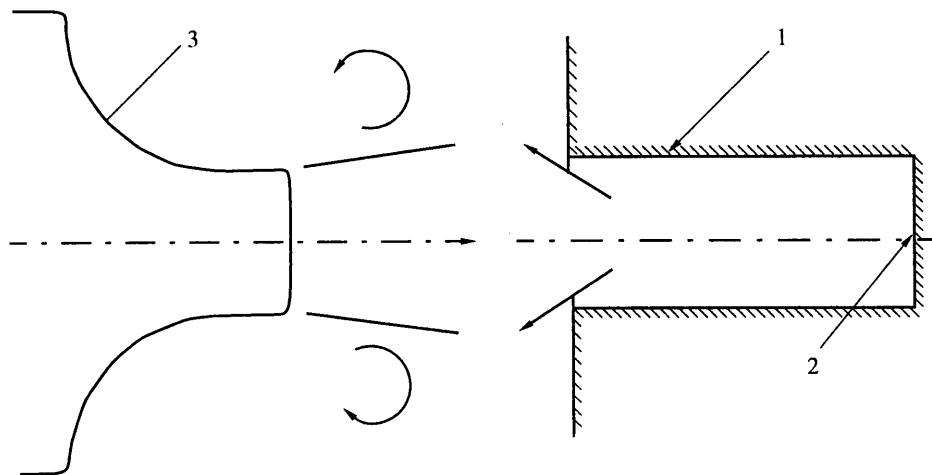
Наибольшее распространение среди безмашинных методов сепарации температуры в различных областях промышленности получили вихревые трубки Ранка-Хилша. Патентное ведомство Франции выдало Ж.Ж. Ранку 24 марта 1932 г. патент на процесс получения из сжатого газа или пара двух потоков с различной температурой. В 1933 г. Ж. Ранк сделал доклад на заседании французского физического общества, однако не получил одобрения, и об эффекте Ранка вспомнили через 15 лет. Роберт Хилш заинтересовался этим эффектом в связи с бурным развитием авиационных систем кондиционирования и разработал много устройств различного назначения, основанных на эффекте Ранка.

На фиг. 3 показана схема противоточной вихревой трубы. В трубе создается закрученный поток газа. В результате сложного взаимодействия потоков с одного конца трубы с регулируемым соплом выходит нагретый газ, а с другого конца через диафрагму – холодный. Несмотря на исключительную простоту устройства до сих пор нет единой точки зрения на механизм температурной стратификации в вихревой трубе. Подробный обзор существующих гипотез, объясняющих вихревой эффект Ранка, приводится в [6].

Наиболее распространенной физической моделью, объясняющей температурное разделение в вихревой трубе, является модель Фултона [7]. Согласно этой модели, поток газа на входе в камеру вихревой трубы закручивается по закону свободного вихря, с большими угловыми скоростями в центре вихря. В результате трения между слоями газа происходит выравнивание угловых скоростей по радиусу вихря и передача механической энергии от центра к периферии. В свободном вихре статическая температура изменяется по радиусу вихря, увеличиваясь к периферии, а температура торможения распределена равномерно. В процессе перестройки вихря от свободного, с законом изменения тангенциальной составляющей скорости  $V_\varphi \approx 1/r$ , к вращению с постоянной угловой скоростью ( $V_\varphi \approx r$ ) возникает поток тепла, вызываемого градиентом статической температуры и направленного от периферии к центру, и механической энергии от оси к периферии, обусловленный наличием вязкостных сил.



Фиг. 3. Схема противоточной вихревой трубы: 1 – сжатый газ, подаваемый в трубу; 2, 3 – холодный и горячий газы, выходящие из вихревой трубы после температурной стратификации



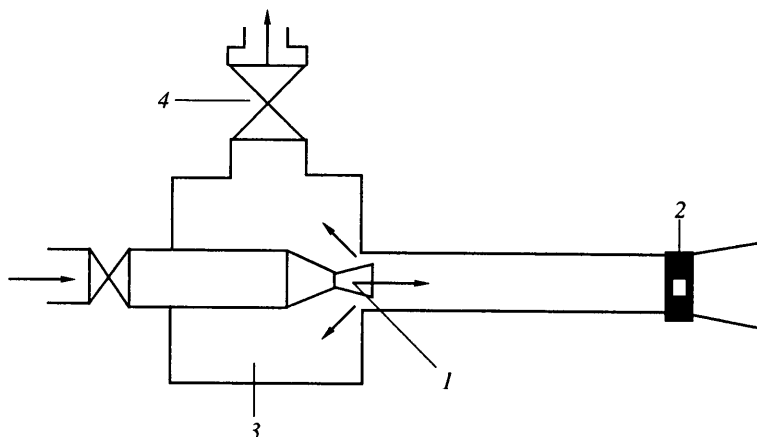
Фиг. 4. Схема резонансной трубы Спрингера: 1 – отверстие; 2 – дно отверстия; 3 – сопло

В результате происходит выравнивание термодинамической температуры газа и перераспределение температуры торможения с увеличением ее к периферии.

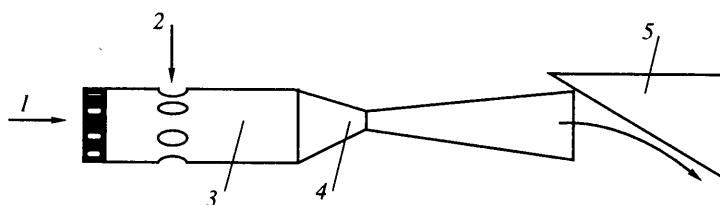
На основе численного эксперимента, описывающего течение газа в вихревой трубе на базе модернизированной  $k - \epsilon$ -модели турбулентности установлено [8], что температурная стратификация осуществляется за счет передачи силами вязкости механической энергии от ядра потока к периферии, что и приводит к увеличению температуры торможения внешнего потока и уменьшению температуры торможения в ядре потока.

Другой метод сепарации температуры торможения в газовых потоках предложен в [9] (фиг. 4). Вытекающая из сопла 3 воздушная струя натекает на поверхность с трубкой 1 с закрытым дном 2. Температура поверхности дна при определенных режимах может в несколько раз превышать начальную температуру торможения газа. Этот эффект наблюдается при возникновении резонансных звуковых режимов, и степень нагрева в трубке существенным образом зависит от расстояния между соплом и открытым отверстием трубы. Наибольший эффект получается в том случае, когда выходной диаметр сопла примерно равен диаметру резонансной трубы.

Интересное изобретение было предложено в [10] (фиг. 5). После сверхзвукового сопла 1 часть газа проходит через диафрагму 2, а другая часть возвращается в камеру 3 и выходит через вентиль 4. Обычно из диафрагмы выходит нагретый газ, а из камеры холодный, однако при определенном соотношении давлений в камере и перед соплом может возникнуть реверсивный процесс, изученный в [11], когда из диафрагмы выходит холодный газ, а из камеры горячий.



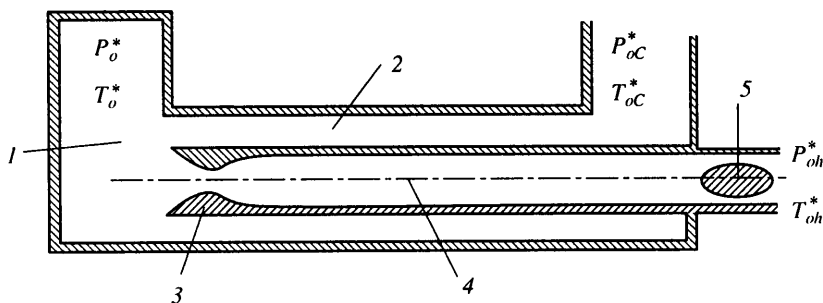
Фиг. 5. Схема установки Емина-Зарицкого: 1 – сопло; 2 – диафрагма; 3 – камера; 4 – вентиль



Фиг. 6. Схема установки Столярова: 1 – подача жидкости, 2 – подача воздуха, 3 – смеситель, 4 – сопло, 5 – сепаратор

Схема устройства для сепарации температуры в двухфазных потоках [12] показана на фиг. 6. При увеличении скорости двухфазного потока в сопле 4 статическая температура потока уменьшается, однако из-за существенной разности теплоемкостей газ охлаждается за счет расширения интенсивнее жидкой фазы и происходит передача тепла от жидкой фазы к газообразной, и после сепарации 5 температура торможения газа становится выше температуры жидкой фазы. Различные методы газодинамического волнового температурного разделения газа рассмотрены в [13].

**2. Теплообмен между дозвуковыми и сверхзвуковыми потоками газа, имеющими одинаковую начальную температуру торможения.** В работе [14] предложен газодинамический метод стратификации температуры газовых потоков, основанный на зависимости коэффициента восстановления от числа Прандтля (фиг. 7). Вытекающий из ресивера 1 газ с параметрами торможения  $P_0^*$  и  $T_0^*$  разделяется на два потока. Один поступает в дозвуковой кольцевой канал 2 и выходит с параметрами торможения  $P_{0c}^*$  и  $T_{0c}^*$ . Другой через профилированное сверхзвуковое сопло 3 поступает в сверхзвуковой канал 4 и выходит после диффузора 5 с параметрами торможения  $P_{0h}^*$  и  $T_{0h}^*$ . В общем случае равновесная температура стенки со стороны сверхзвукового потока  $T_w^*$  будет отличаться от температуры адиабатного торможения  $T_0^*$ , а равновесная температура стенки со стороны дозвукового потока  $T_{wc}^*$  практически равна температуре торможения  $T_0^*$ , следовательно, между дозвуковым и сверхзвуковым потоками будет происходить обмен теплом,  $Pr \neq 1$ . При  $Pr < 1$ ,  $T_{wh}^* < T_0^*$ , и сверхзвуковой поток



Фиг. 7. Схема устройства для температурной стратификации газа: 1 – ресивер; 2 – дозвуковой канал; 3 – сверхзвуковое сопло; 4 – сверхзвуковой канал; 5 – диффузор

газа будет нагреваться, а дозвуковой охлаждаться. При  $P_r > 1$  направление теплового потока будет изменяться на противоположное.

Удельный тепловой поток через стенку трубы определяется

$$q_w = K(T_{wh}^* - T_{wc}^*), \quad K = \left( \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda_M} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1} \quad (2.1)$$

где  $K$  – коэффициент теплопередачи,  $\alpha_1$  – коэффициент теплоотдачи со стороны сверхзвукового потока,  $\alpha_2$  – коэффициент теплоотдачи со стороны дозвукового потока,  $T_{wh}^*$  – равновесная температура стенки со стороны сверхзвукового потока,  $T_{wc}^*$  – равновесная температура стенки со стороны дозвукового потока,  $\delta$  – толщина стенки,  $\lambda_M$  – теплопроводность материала стенки.

Равновесная температура стенки равна

$$\frac{T_w^*}{T_0^*} = 1 - (1-r) \frac{k-1}{k+1} \lambda^2, \quad \lambda = \frac{W}{a_*} \quad (2.2)$$

где  $\lambda$  – приведенная скорость,  $a_*$  – критическая скорость звука,  $k$  – показатель адиабаты.

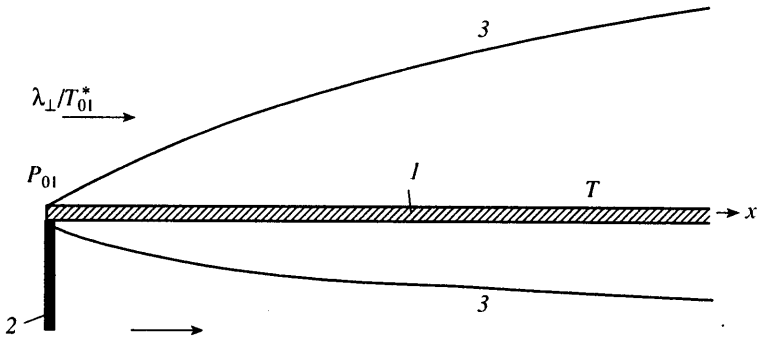
Как видно из формулы (2.2), для дозвукового потока ( $\lambda \ll 1$ ) можно принять  $T_{wc}^* = T_0^*$  и, следовательно,  $q_w = K(T_0^* - T_{wc}^*)$ .

Если пренебречь термическим сопротивлением стенки ( $\delta/\lambda \ll 1/\alpha$ ), то с учетом уравнений (2.1), (2.2) имеем

$$q_w = \frac{\alpha_1 T_0^*}{1 + \alpha_1 / \alpha_2} (1-r) \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \quad (2.3)$$

Из (2.3) следует, что теплообмен между дозвуковым и сверхзвуковым потоками увеличивается с ростом  $\lambda$ ,  $T_0^*$  и отклонением коэффициента восстановления от единицы.

В [15] приводится анализ эффективности предложенного выше устройства, с точки зрения максимального количества переданного тепла между дозвуковым и сверхзвуковым потоками газа, на базе одномерных уравнений газовой динамики. Впервые задача о теплообменнике между сверхзвуковым потоком газа в цилиндрической трубе и окружающей средой была решена в [16]. Однако в этой работе была допущена принципиальная ошибка. Тепловой поток в формуле (2.1) определялся по разности между температурой окружающей среды и статической температурой газа, что справедливо только для предельного случая  $r \rightarrow 0$  ( $T_w^* \rightarrow T_0$ ).



Фиг. 8. Плоская пластина, обтекаемая сверхзвуковым потоком газа: 1 – пластина; 2 – прямой скачок уплотнения; 3 – пограничные слои

Для оценки максимальной газодинамической температурной стратификации рассмотрим задачу обтекания плоской, бесконечно тонкой пластины 1 сверхзвуковым потоком газа с одной стороны и дозвуковым потоком с другой стороны (фиг. 8) [18]. Дозвуковой поток получается в результате торможения сверхзвукового потока в прямом скачке уплотнения 2. При этом  $\lambda_2 = 1/\lambda_1$ ,  $P_2^* / P_1^* = \sigma$ , а температуры торможения сверхзвукового и дозвукового потоков остаются одинаковыми  $T_{01}^* = T_{02}^*$ .

Для случая ламинарного пограничного слоя при течении газа с  $\rho\mu = \text{const}$  сжимаемость газа не влияет на коэффициент теплоотдачи, который как со стороны сверхзвукового потока, так и со стороны дозвукового потока определяется из формулы [19]

$$\text{Nu}_x = 0.332\sqrt{\text{Re}_x} \text{Pr}^{1/3}, \quad \text{Nu}_x = \frac{\alpha x}{\lambda_0}, \quad \text{Re}_x = \frac{\rho_0 W_0 x}{\mu_0} \quad (2.4)$$

С учетом газодинамических функций для прямого скачка уплотнения получаем [18]

$$\bar{q}_w \equiv \frac{\bar{\text{Nu}}}{0.332\sqrt{\text{Re}_{00}} \text{Pr}^{1/3}(1-r)} = \frac{(1-U^2)^{k/2(k-1)} U^{2.5}}{1 + (1-U^2)^{0.5}} \equiv F(U) \quad (2.5)$$

$$\bar{\text{Nu}} = \frac{q_w x}{T_0^* \lambda_0^*}, \quad \text{Re}_{00} = \frac{\rho_0^* W_{\text{max}} x}{\mu_0^*}, \quad U = \frac{W_0}{W_{\text{max}}} = \lambda \sqrt{\frac{k-1}{k+1}}$$

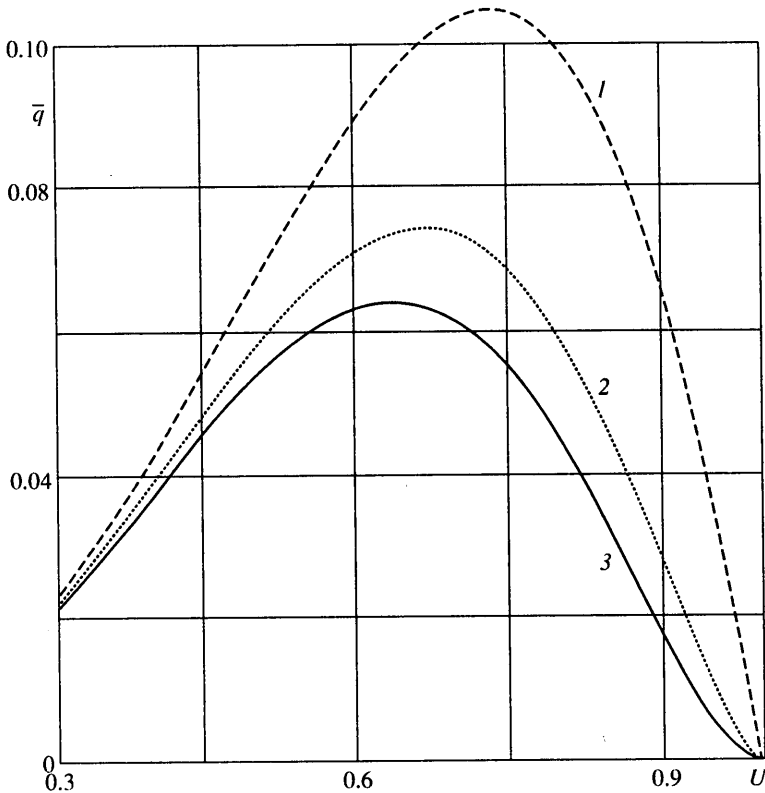
$$W_{\text{max}} = \sqrt{2C_p T_0^*}$$

Здесь  $\lambda_0^*$ ,  $\mu_0^*$ ,  $\rho_0^*$  – теплопроводность, вязкость и плотность, вычисленная по температуре торможения. Так как, согласно (2.5), температура стенки в этом случае не изменяется по длине пластины  $q_w \approx 1/\sqrt{x}$ , потому что  $T_w = T_w^* - q_w / \alpha_1$  и  $\alpha_1 \approx 1/\sqrt{x}$ , то  $T_w = \text{const}$ . При заданных параметрах торможения и заданном критерии Pr и соответственно  $r = \sqrt{\text{Pr}}$  существует экстремальное значение  $U$  (или  $\lambda$ ), при котором происходит наиболее интенсивный теплообмен между дозвуковым и сверхзвуковым потоками газа (фиг. 9).

Из формулы (2.5) следует, что тепловой поток существенным образом зависит от Pr. Так как для случая ламинарного пограничного слоя  $r = \sqrt{\text{Pr}}$ , то

$$\frac{\bar{\text{Nu}}}{0.332\sqrt{\text{Re}_{00}} F(U)} = \text{Pr}^{1/3}(1 - \sqrt{\text{Pr}}) \quad (2.6)$$

и максимальный тепловой поток будет для газа с числом Pr = 0.16.



Фиг. 9. Влияние скорости и показателя адиабаты на безразмерный тепловой поток  $\bar{q}$  для ламинарного пограничного слоя;  $K = 1.67, 1.4, 1.33$  (линии 1–3)

Для области малых чисел Прандтля ( $Pr < 0.5$ ), когда динамический пограничный слой значительно меньше теплового, существует асимптотическое решение [19]  $Nu_x = \sqrt{Re_x Pr / \pi}$ . В этом случае правую часть соотношения (2.6) следует заменить на  $Pr^{0.5}(1 - Pr^{0.5})$ , и экстремальное значение критерия Прандтля, соответствующего максимальному количеству переданного тепла, равно  $Pr_e = 0.25$ .

Аналогичным образом можно получить формулу для случая турбулентных пограничных слоев на поверхностях пластины, но при этом необходимо учесть влияние сжимаемости газа на коэффициент теплоотдачи [20]. Если принять, что

$$\left( \frac{St}{St_0} \right)_{Re_x} = \left( \frac{1-U^2}{1-(1-r)U^2} \right)^{0.5} \quad \text{и} \quad St_0 = \frac{0.028}{Re_x^{0.2} Pr^{0.75}}$$

где  $St_0$  – критерий Стентона на непроницаемой пластине, то после соответствующих преобразований получим

$$\frac{\bar{Nu}}{0.028 Re_{00}^{0.8} Pr^{1/4} (1-r)} = \frac{(1-U^2)^\gamma U^{2.8}}{1 + [1 - (1-r)U^2 / (1-U^2)]^{0.5}} \quad (2.7)$$

$$\bar{Nu} = \frac{q_w x}{T_0^* \lambda_0^*}, \quad Re_{00} = \frac{\rho_0^* W_{\max} x}{\mu_0^*}, \quad \gamma = \frac{1+7k}{10(k-1)}$$

Качественная зависимость безразмерного теплового потока от  $U$  аналогична лами-



нарному пограничному слою, и оптимальное значение  $U$ , соответствующее максимальному количеству переданного тепла, определяется формулой

$$U_m = \sqrt{\frac{14(k-1)}{21k-13}} \quad (2.8)$$

Так для  $k = 1.4$   $U_m = 0.584$  ( $\lambda_m = 1.43$ ), что несколько меньше соответствующего значения для ламинарного пограничного слоя. В этом случае максимальный тепловой поток через стенку при заданных параметрах торможения и приведенной скорости набегающего потока будет при  $Pr_m = 0.079$ .

На проницаемой поверхности коэффициент восстановления уменьшается с увеличением вдува, и эту зависимость для ламинарного пограничного слоя можно аппроксимировать формулой [21]

$$\frac{r}{r_0} = 1 - 0.13b_T \quad b_T = \frac{j_w}{\rho_0 W_0} \frac{1}{st_0}$$

где  $b_T$  – параметр проницаемости.

Если пластину, показанную на фиг. 8 сделать проницаемой, то газ будет отсасываться из дозвукового и вдуваться в сверхзвуковой пограничный слой, так как  $p_{02} > p_{01}$ . В этом случае для ламинарного пограничного слоя аналогично формуле (2.6), будем иметь [22]

$$\frac{q_{win} x}{0.332 \sqrt{Re_{00}} \lambda_0^* T_0^*} = F(U) \Psi_{suc} Pr^{1/3} [1 - r_0(1 - 0.13b_T)] \quad (2.9)$$

где  $\Psi_{in}$  и  $\Psi_{suc}$  – относительные законы теплообмена, учитывающие влияние на теплоотдачу вдува и отсоса газа [20],  $r_0$  – коэффициент восстановления на непроницаемой пластине. Из (2.9) следует

$$Pr_m = \left[ \frac{2}{5(1 - 0.2\bar{b}_T)} \right]^2, \quad \bar{b}_T = b_T / b_{T^*} \quad (2.10)$$

где  $b_{T^*}$  – критический параметр проницаемости, при котором пограничный слой отнесется от поверхности. Для ламинарного пограничного слоя  $b_{T^*} = 1.54$ .

Согласно (2.10), с увеличением параметра вдува  $Pr_m$  увеличивается, и при  $\bar{b}_T \rightarrow \bar{b}_{T^*}$   $Pr_m = 0.25$ .

Из (2.9), с учетом формулы (2.5) получим

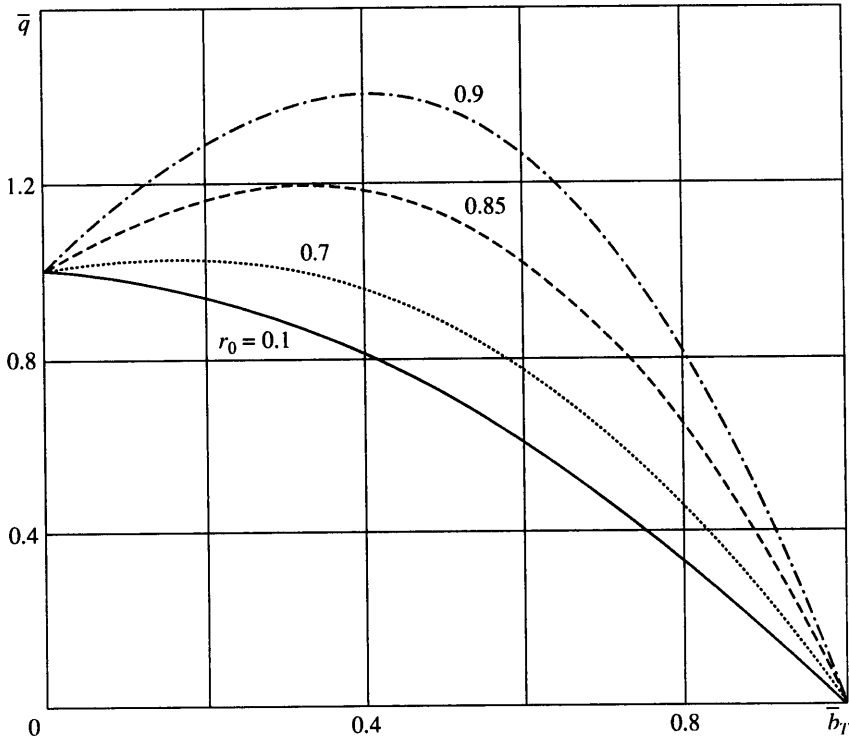
$$\frac{q_{win}}{q_{w0}} = F(U) \Psi_{suc} \frac{1 - r_0(1 - 0.13b_T)}{(1 - r)} \quad (2.11)$$

где  $q_{win}$ ,  $q_{w0}$  – тепловой поток через проницаемую и непроницаемую стенку, соответственно.

Для  $k = 1, 4$ ,  $U_m = 0.66$ ;  $Pr_m = 0.16$ . Используя эти значения, а также с учетом формул для  $\Psi_{in}$  и  $\Psi_{suc}$  [21], получаем

$$\bar{q} = \frac{q_{win}}{q_{w0}} = \frac{1.75(1 - 0.625b_T)(1 + 0.087b_T)(1 + 0.47b_T)}{(1 + 0.47b_T) + 0.75(1 - 0.47b_T)} \quad (2.12)$$

Из фиг. 10 следует, что для рассматриваемого случая ламинарного пограничного слоя вдув газа не приводит к заметному увеличению количества тепла, переданного через пластину для задачи на фиг. 8. Более того, при  $\bar{b}_T > 0.5$  начинается существенное падение теплового потока, и с увеличением коэффициента восстановления отно-



Фиг. 10. Влияние вдува газа на количество переданного тепла: через пластину для задачи фиг. 8 для ламинарного пограничного слоя;  $\bar{q} = q_{w_{in}} / q_{w_0}$ ,  $\bar{b} = b_r / b_*$ ,  $r_0$  – коэффициент восстановления на непроницаемой пластине

сительное влияние вдува на количество переданного тепла увеличивается. В задаче фиг. 8 поток газа через пластину зависит от ее проницаемости, и поэтому параметр  $b_T$  можно считать независимым от других параметров задачи.

Для турбулентного пограничного слоя [20]

$$\Psi_B = \Psi_s \left( 1 - \frac{b_T}{b_{T*}} \right)^2, \quad \Psi_s = (1 - U^2)^{0.5} \quad (2.13)$$

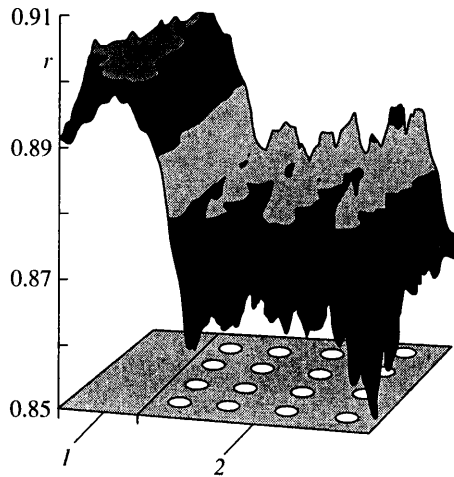
$$b_{T*} = 4(1 - U^2)^{0.5}, \quad \frac{r}{r_0} = 1 - 0.2b_T$$

Тогда формула, аналогичная формуле (2.12), имеет вид

$$\frac{q_{win}}{q_{w0}} = \frac{(1 - \bar{b}_T^2)^2}{1 + \bar{b}_T^2} \frac{1 - \sqrt[3]{Pr}(1 - 0.8\bar{b}_T)}{1 - \sqrt[3]{Pr}} \quad (2.14)$$

Экстремальное значение числа Прандтля определяется формулой  $Pr_m = 0.079(1 - 0.8\bar{b}_T)^{-3}$ .

Возможны и другие методы увеличения температурной стратификации, связанные с воздействием различных факторов на коэффициент восстановления. Так, наличие капель жидкости в сверхзвуковом потоке пара приводит к существенному уменьшению коэффициентов восстановления [23]. Если в сверхзвуковом потоке газа органи-



Фиг. 11. Распределение коэффициента восстановления по поверхности гладкой пластины 1, и пластины со сферическими лунками 2 при обтекании их сверхзвуковым потоком газа с числом  $M = 3.2$

зывать скачок конденсации, то можно ожидать существенного снижения коэффициентов восстановления и, в соответствии с формулой (2.4), увеличения количества переданного тепла. Кроме того, известны такие смеси газов, для которых число  $Pr$  и соответственно коэффициенты восстановления имеют относительно низкие значения [24]. Так, для смеси  $H_2 - Xe$ ,  $Pr_{\min} = 0.16$ , что соответствует коэффициенту восстановления для ламинарного течения  $r = 0.4$ , а для турбулентного пограничного слоя  $r = 0.54$ . Для смесей газов  $H_2 - C_3H_8$  и  $H_2 - C_4H_{10}$ ,  $Pr_{\min}$  равны 0.45 и 0.4 соответственно.

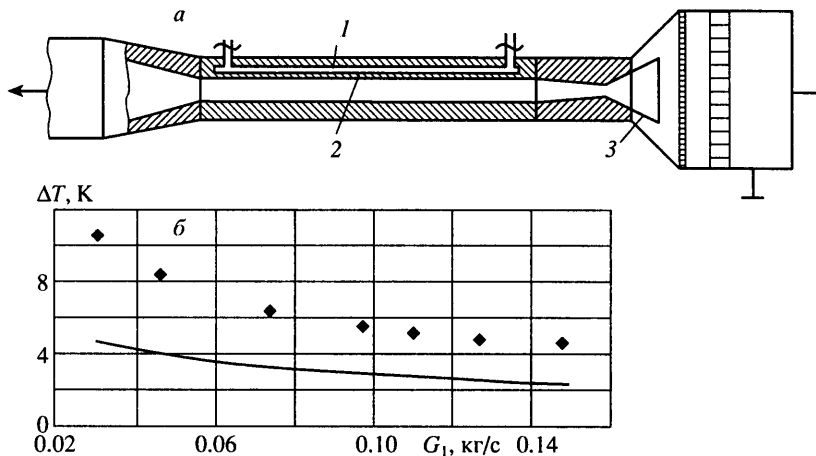
Одной из возможностей уменьшения коэффициента восстановления является использование поверхности с полусферическими лунками. При обтекании дозвуковым потоком газа таких облуненных поверхностей можно получить такие режимы, когда относительный рост коэффициента теплоотдачи будет существенно превышать относительный рост коэффициента трения с нарушением аналогии Рейнольдса в пользу теплообмена [25, 26]. Если этот эффект сохраняется и при сверхзвуковых скоростях газа, то он должен привести к уменьшению коэффициента восстановления на таких поверхностях по сравнению с гладкими.

Для проверки этого предположения были проведены специальные эксперименты на сверхзвуковой трубе АР-1 Института механики МГУ при изменении чисел  $M$  от 1.7 до 3.5 [27].

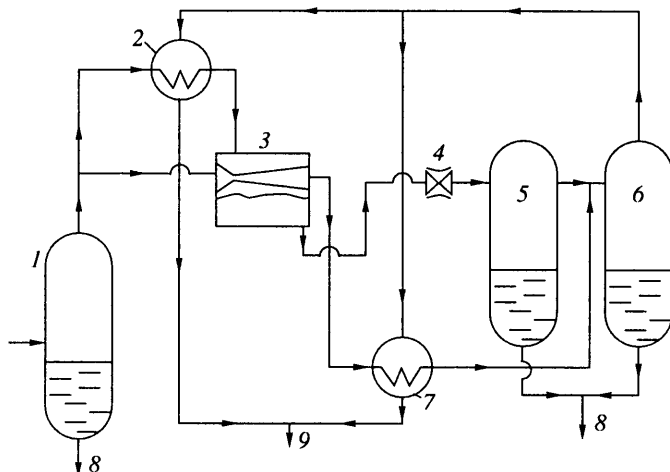
Все исследования проводились на теплоизолированных гипсовых пластинах, на поверхности которых были выполнены сферические углубления, причем одна половина исследуемой пластины была гладкой, а другая облуненной в виде коридорной системы равномерно расположенных лунок. Подробное описание измерительной аппаратуры, результатов тарировок и исходных данных приводится в [27]. Температура поверхности пластины измерялась с помощью тепловизора системы АЖА-780.

На фиг. 11 показано распределение коэффициента восстановления на гладкой (левая часть рисунка) и облуненной (правая часть рисунка) поверхностях пластины. Как видно из рисунка, коэффициент восстановления на облуненной поверхности падает по сравнению с гладкой.

На фиг. 12 показана схема экспериментальной установки и результаты измерений температуры дозвукового потока газа [28]. Экспериментальный участок состоял из щелевого канала 1, одна стенка которого составляла проточную часть сверхзвуковой аэродинамической трубы 2 (фиг. 12). Параметры торможения на входе в канал и в аэродинамическую трубу были одинаковы. Опыты проводились на воздухе



Фиг. 12. Схема экспериментальной установки МГТУ (а) и результаты экспериментов (б): (точки – эксперимент, линия – расчет; 1 – дозвуковой канал; 2 – стенка аэродинамической трубы; 3 – сверхзвуковое сопло);  $\Delta T$  – перепад температур в дозвуковом потоке газа;  $G_1$  – расход газа через щелевой канал



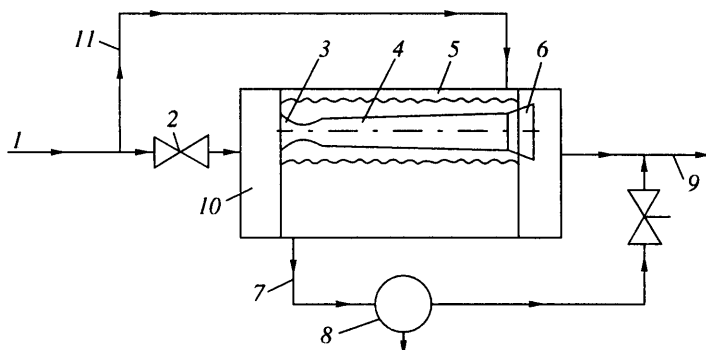
Фиг. 13. Схема установки низкотемпературной сепарации природного газа: 1 – высокотемпературный сепаратор; 2, 7 – рекуператоры; 3 – энергоразделительное устройство; 4 – дроссель; 5, 6 – низкотемпературные сепараторы; 6 – среднетемпературный сепаратор; 8 – слив конденсата; 9 – газосборный коллектор

( $Pg = 0.725$ ), поэтому дозвуковой поток воздуха в щелевом канале охлаждался, а в сверхзвуковом пограничном слое на стенке аэродинамической трубы нагревался.

Ввиду небольшого отличия  $Pg$  от единицы эффект охлаждения был небольшим (до  $10^\circ\text{C}$ ), однако измеренные значения перепада температур охлаждаемого газа (точки на фиг. 12) примерно в два раза превышали расчетные значения (кривая на фиг. 12).

**3. Практические приложения метода газодинамической температурной стратификации.** Несмотря на то, что некоторые вопросы газодинамической температурной стратификации остаются недостаточно ясными, известно несколько практических предложений по использованию этого эффекта.

В работе [29] рассмотрены ряд схем энергоустановок, в которых используется эффект газодинамической стратификации, реализуемый в устройствах, аналогичных изображенному на фиг. 7. На фиг. 13 показана схема установки для низкотемпера-



Фиг. 14. Схема регулятора давления природного газа с безогневым подогревом и получением сжиженного природного газа: 1 – магистральный газопровод; 2 – узел регулирования; 3 – сверхзвуковые сопла; 4 – сверхзвуковые каналы; 5 – межтрубное пространство; 6 – диффузоры; 7, 11 – трубопроводы; 8 – устройство утилизации холода; 9 – трубопровод природного газа к потребителю; 10 – форкамера

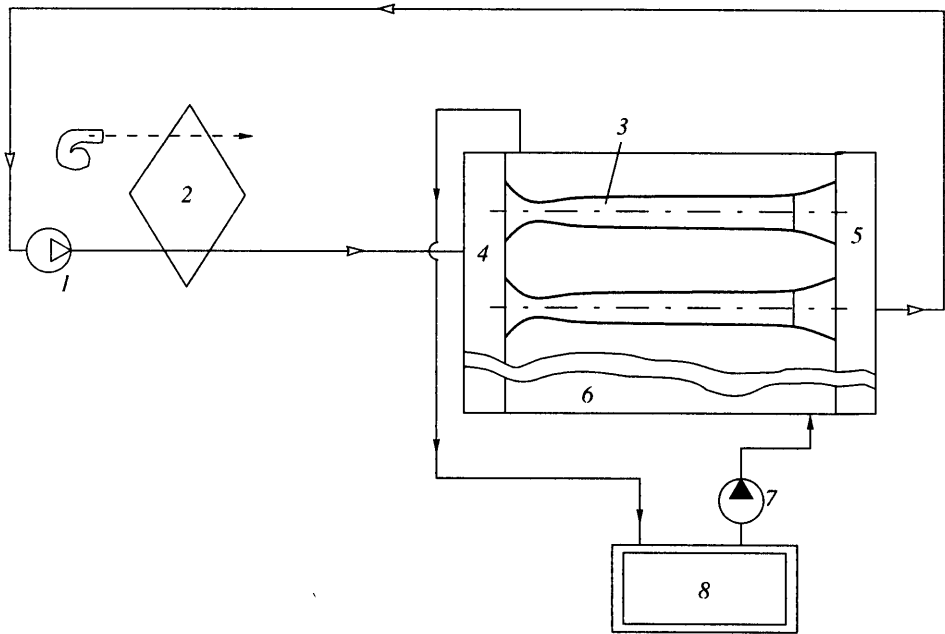
турной сепарации природного газа. Природный газ из высокотемпературного сепаратора 1 поступает в энергоразделительное устройство 3, использующее эффект газодинамической стратификации, причем часть газа, поступающего в дозвуковой канал энергоразделителя, проходит через теплообменник 2. В дозвуковом канале происходит дальнейшее охлаждение дозвукового потока, и затем газ проходит через дроссель 4 и поступает в низкотемпературный сепаратор 5. В сверхзвуковом канале энергоразделяющего устройства природный газ нагревается, поступает в теплообменник 7, где охлаждается. Затем он смешивается с газом, выходящим из низкотемпературного сепаратора 5, и поступает в среднетемпературный сепаратор 6. Далее, проходя через теплообменники 7 и 2, газ передается в газосборный коллектор. Выпадение конденсата высших углеводородов происходит во всех трех сепараторах. Проведенные расчеты показали, что включение в схему газодинамического температурного сепаратора 3 позволяет увеличить выход конденсата на 5% по сравнению с существующими установками.

Температура природного газа при его редуцировании на газораспределительных станциях уменьшается на 15–25 К, что приводит к выпадению гидратов. Для устранения этого нежелательного явления на станции редуцированный природный газ подогревают и сжигают для этого до 1% проходящего газа. На фиг. 14 показана схема установки, позволяющей осуществить подогрев природного газа с использованием энергоразделяющего устройства, использующего эффект газодинамической стратификации температуры.

Из магистрального газопровода 1 часть газа поступает (по трубопроводу 11) в межтрубное пространство 5 энергоразделительного устройства, а другая часть через узел регулирования 2 поступает в форкамеру 10 и через сверхзвуковые сопла 3 в сверхзвуковые каналы 4, где и нагревается от дозвуковой части газа. После диффузоров 6 подогретый газ поступает к потребителю по трубопроводу 9.

Газ, проходящий по дозвуковым каналам энергоразделительного устройства, охлаждается и по линии 7 проходит через устройство утилизации холода 8, где нагревается и, смешиваясь с остальной частью газа, поступает к потребителю по линии 9. В качестве устройства утилизации холода можно использовать рассмотренную выше систему смешения природного газа.

Одной из проблем освоения газовых месторождений в районах Крайнего Севера является необходимость установки на газопроводах компрессорных станций. Повышение давления газа на компрессорных станциях приводит к его нагреву, что является



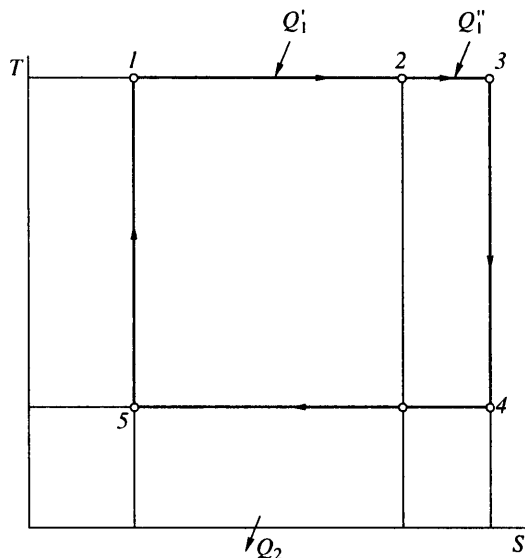
Фиг. 15. Схема холодильной установки с газодинамической регенерацией. 1 – компрессор; 2 – теплообменник; 4 – коллектор; 3 – сверхзвуковые сопла; 5 – ресивер; 6 – межтрубное пространство; 7 – насос; 8 – холодильная камера

нежелательным, особенно в зоне вечной мерзлоты, так как приводит к быстрому выходу из строя газопроводов. В [29] описана схема установки для охлаждения природного газа после компрессорной станции, основанная на использовании газодинамического метода температурной стратификации температуры.

В [29] предложена схема и выполнен расчет холодильной установки, использующей эффект газодинамической температурной стратификации (фиг. 15). В качестве рабочего тела используется смесь водорода с бутаном с массовым содержанием водорода 10%. Сжатый газ после компрессора 1 охлаждается окружающим воздухом в теплообменнике 2 до температуры, выше температуры конденсации бутана. Затем газ поступает в коллектор 4 и расширяется в сверхзвуковых соплах 3, где происходит конденсация от 10 до 50% бутана, после чего часть конденсата (до 60–80%) оседает на стенках сверхзвуковых каналов, образуя жидкую пленку. В этом случае температура стенки практически равна температуре пленки, которая равна статической температуре газа на входе в сверхзвуковой канал. В результате испарения пленки за счет подвода тепла от охлаждаемого теплоносителя, циркулирующего в объеме 6 с помощью насоса 7 и обтекающего сверхзвуковые каналы снаружи, на выходе из сверхзвуковых каналов 3 имеем водородо-бутановую смесь, которая тормозится в сверхзвуковом диффузоре и направляется из ресивера 5 в компрессор 1.

Охлаждаемый теплоноситель из ресивера 6 поступает в холодильную камеру 8, где отбирает тепло от охлаждаемого объекта; выбирая в качестве рабочего тела смесь конденсирующихся и неконденсирующихся газов (водорода и бутана) используются достоинства как газовых, так и пароконденсационных холодильных машин. За счет газовой составляющей (водорода) получается малая инерционность, присущая газовым машинам.

За счет низкой температуры стенки сверхзвуковых каналов и высокой теплоемкости газовой составляющей получаем низкий уровень температур в холодильной камере и относительно высокий холодильный коэффициент ( $\epsilon_x = 0.417$ ). Перспектив-



Фиг. 16. Идеальный цикл тепловой машины с газодинамической регенерацией

ным представляется использование методов газодинамического разделения температуры в комбинации с другими известными методами (вихревой эффект, резонансная накачка, волновые методы и т.п.).

Описанные схемы использования газодинамических устройств для энергоразделения потоков указывают на перспективность их применения в различных областях теплотехники. К этому же направлению можно отнести и идеальные циклы тепловых и холодильных машин с газодинамической регенерацией тепла, основанной на использовании процессов адиабатического расширения и сжатия газа в идеальном сопле и диффузоре [30].

В наиболее эффективном идеальном цикле Карно для получения оптимальных значений удельной работы необходимы большие степени расширения рабочего тела, а следовательно, и большие размеры тепловой машины. Полезная работа в цикле Карно осуществляется в изотермическом процессе подвода тепла, все остальные процессы (адиабатное расширение в турбине, изотермическое и адиабатическое сжатие в компрессоре) необходимы для того, чтобы замкнуть цикл. В [30] в качестве таких замыкающих процессов предлагается воспользоваться процессом адиабатического расширения газа в сверхзвуковом сопле изотермическим течением газа в охлаждаемом сверхзвуковом канале и адиабатическим сжатием газа в сверхзвуковом диффузоре.

На фиг. 16 такой идеальный (без учета необратимых потерь) цикл показан в  $T$ - $s$ -координатах для тепловой машины. В изотермическом процессе 1–2 все тепло, подведенное к газу  $Q_1'$  преобразуется в полезную работу. В процессе 2–3 осуществляется изотермический подвод тепла  $Q_1''$  к газу, текущему по каналу с переменным сечением для обеспечения постоянной статической температуры. Температура торможения газа при этом растет, и в точке 3, где газ достигает скорости звука, температура торможения равна  $T_3^* = 0.5(k + 1)T_1$ .

В сверхзвуковом сопле газ разгоняется до сверхзвуковых скоростей (процесс 3–4) и статическая температура газа уменьшается от  $T_3$  до  $T_4$ , а температура торможения остается постоянной, равной  $T_3^*$ . Далее газ направляется в сверхзвуковой канал, где происходит охлаждение газа при постоянной температуре  $T_4$  (процесс 4–5). Так как

рассматривается идеальный цикл тепловой машины без необратимых потерь энергии, то в процессе 4–5 происходит уменьшение температуры торможения  $T^*$  и увеличение давления торможения  $P^*$ . Замыкается цикл процессом адиабатического сжатия в диффузоре (5–1), но для этого необходимо, чтобы параметры торможения газа в точке (5) были равны параметрам торможения в точке (1). Этим условием является равенство количества тепла, подведенного в процессе (2–3), отведенному в процессе (4–5), т.е.  $Q_1' = Q_2$ . Как видно из фиг. 16, в этом случае КПД предлагаемого цикла будет равен КПД цикла Карно при тех же температурах  $T_1$  и  $T_5$ . Действительно (фиг. 16), так как

$$\eta = \frac{Q_1'}{Q_1' + Q_1''}, \quad \text{а} \quad Q_2 = T_4 \Delta s_{4-5} = T_4 \Delta s_{1-3}$$

$$\eta = \frac{T_1 \Delta s_{1-3} - Q_1''}{T_1 \Delta s_{1-3}} = 1 - \frac{Q_2}{T_1 \Delta s_{1-3}} = 1 - \frac{T_4}{T_1}$$

Однако степени расширения газа в тепловой машине (процесс 1–2), а следовательно, и размеры машины будут существенно меньше, чем в цикле Карно, где расширение осуществляется в машине от точки 1 до точки 4.

Аналогичным образом можно проанализировать идеальный цикл холодильной машины. В этом случае цикл начинается с процесса адиабатического расширения газа в сверхзвуковом сопле (1–5). В процессе 5–4 осуществляется изотермический подвод тепла к сверхзвуковому потоку газа, и температура торможения в точке (4)  $T_4^* > T_1$ . Давление торможения в процессе 5–4 падает даже в идеальном случае отсутствия необратимых диссипативных потерь. Процесс 4–3 осуществляется в идеальном сверхзвуковом диффузоре. В изотермическом процессе охлаждения газа в канале (3–2) происходит уменьшение температуры торможения до  $T_2^* = T_1$  и увеличение давления торможения. Процесс изотермического сжатия газа 2–1 осуществляется в компрессоре. Если подвод тепла на участке 5–4 и отвод тепла на участке 3–2 равны, то холодный коэффициент предлагаемого цикла и цикла Карно одинаковы.

Так как в цикле тепловой машины при ускорении газа в канале в процессе 2–3 до скорости звука и  $Q_1'' = C_p(T_3^* - T_2^*)$ , а  $Q_1' = RT_1^* \ln(p_1 / p_2)$ , то КПД тепловой машины при  $T_2^* = T_1^* = T_1$  будет иметь вид

$$\eta = \frac{Q_1'}{Q_1' + Q_1''} = \frac{Q_1''}{Q_1' + Q_1''} = \left[ 1 + \frac{k}{k-1} \frac{T_3^* / T_2^* - 1}{\ln(p_1 / p_2)} \right]^{-1} \quad (3.1)$$

Для случая максимального подогрева газа в процессе (2–3),  $(T_3^* / T_2^*)_{\max} = (k+1)/2$  и из формулы (3.1) получаем

$$\eta = \left[ 1 + \frac{k}{2 \ln(p_1 / p_2)} \right]^{-1} \quad (3.2)$$

Таким образом, КПД предлагаемого цикла при максимальном подогреве газа в процессе (2–3) зависит только от степени падения давления в процессе (1–2), увеличиваясь с увеличением последней. При  $p_1/p_2 \rightarrow \infty$ ,  $\eta \rightarrow 1$ .

Аналогичным образом можно получить формулу для холодильного коэффициента идеальной холодильной машины, работающей по предложенному циклу:

$$\epsilon_x = \frac{1}{\eta} - 1 = \left[ \frac{2}{k} \ln \frac{p_1}{p_2} \right]^{-1} \quad (3.3)$$



В [32] предлагается безкомпрессорный идеальный цикл замкнутой газотурбинной установки (фиг. 17). Установка состоит из последовательно включенных теплового сопла 1, колеса турбины 2, сверхзвукового теплоизолированного сопла 3, охлаждаемого сверхзвукового диффузора 4 и неохлаждаемого диффузора 5. После разгона газа в тепловом сопле 1 до скорости звука и увеличения температуры торможения до  $T_1^*$  газ поступает на колесо активной турбины, где совершается работа и температура торможения уменьшается от  $T_1^*$  до  $T_2^*$ , а статическая температура остается постоянной. В сверхзвуковом сопле 3 газ расширяется по адиабате и его статическая температура уменьшается до  $T_2$ . Далее газ охлаждается в сверхзвуковом канале при постоянной термодинамической температуре  $T_2$ , при этом температура торможения уменьшается до  $T_0^*$ . После этого газ тормозится в идеальном сверхзвуковом диффузоре и цикл замыкается. КПД идеального цикла такой установки равен КПД цикла Карно.

При одинаковой степени расширения удельная работа предложенного цикла в 2.1 раза выше, чем у идеального цикла Брайтона, что существенно для космических энергоустановок [32]. Удельная работа может быть заметно увеличена, если использовать многоступенчатое расширение в активных турбинах с промежуточным нагревом, а также систему полузамкнутых циклов, когда через каждую турбину идет свой расход газа, определяемый условиями оптимизации.

В [33] предлагается в замкнутый контур безкомпрессорной газотурбинной установки включить сверхзвуковой газодинамический лазер.

При технической реализации описанных выше тепловых машин и установок, использующих в качестве элементов простейшие газодинамические устройства и обладающих за счет этого высоким КПД идеальных циклов, кроме потерь, связанных с необратимыми процессами в газовых потоках, возникают трудности в реализации самих течений (неустойчивость, отрывы потока, скачки уплотнения и т.д.).

Если рассматривать цикл тепловой машины, то здесь наиболее проблематичной является возможность практической реализации изотермического процесса (4–5). На фиг. 16 это – процессы сверхзвукового течения охлаждаемого газа в канале с восстановлением давления торможения [17, 34].

Для реального изотермического течения охлаждаемого газа по каналу (процесс 4–5) можно записать  $\Delta s_{4-5} = \Delta s_r - \Delta s_c$ , где  $\Delta s_r$  – увеличение энтропии за счет работы сил трения;  $\Delta s_c$  – уменьшение энтропии за счет охлаждения газа в канале.

Используя формулы для  $\Delta s_c$  и  $\Delta s_r$ , получим

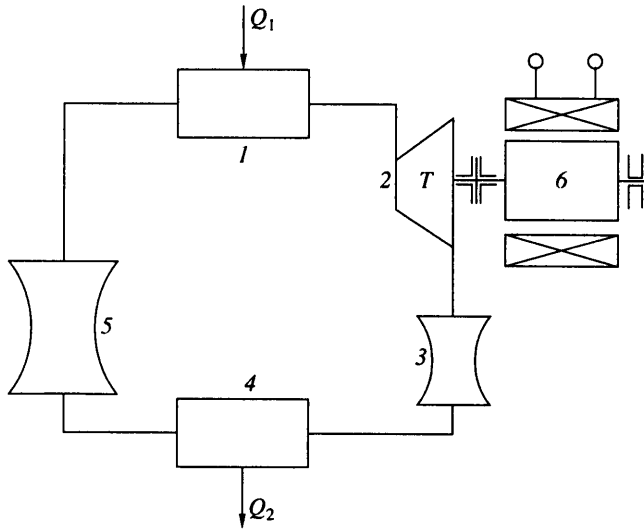
$$\Delta s_c = \frac{Q_2}{T_4} = \frac{\alpha(T_w^* - T_w)}{T_4}, \quad \Delta s_r = \frac{C_f}{2} \frac{\rho W_0^3}{T_4}$$

$$\frac{\Delta s_c}{\Delta s_r} = \frac{St}{C_f / 2} \frac{C_p}{W_0^2} (T_w^* - T_w), \quad \frac{C_f}{2} = \frac{\tau_w}{\rho_0 W_0^2}; \quad St = \frac{\alpha}{C_p \rho_0 W_0}$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи к сверхзвуковому потоку газа,  $C_f$  – коэффициент трения,  $St$  – критерий Стентона.

Так как для рассматриваемого изотермического процесса  $T_w = T_0$ , то используя формулу (1) и соотношение  $2C_f / St = f / Pr^{2/3}$ , которое выражает обобщенную аналогию Рейнольдса, причем функция  $f$  учитывает влияние продольного градиента давления на соотношение между трением и теплообменом, получим

$$\frac{\Delta s_c}{\Delta s_r} = \frac{rf}{2 Pr^{2/3}} \quad (3.4)$$



Фиг. 17. Схема замкнутой газотурбинной установки с газовым тепловым компрессором: 1 – тепловое сопло; 2 – турбина; 3 – сверхзвуковое теплоизолированное сопло; 4 – охлаждаемый сверхзвуковой диффузор; 5 – не охлаждаемый диффузор; 6 – генератор

Из (3.4) следует, что при  $f = 1$ ,  $Pr = 1$ ,  $\Delta s_c = 0.5\Delta s_r$ , то есть невозможно осуществить процесс изотермического охлаждения газа с уменьшением энтропии при этих условиях [17]. Можно показать, что в этом случае невозможно получить увеличение давления торможения в процессе 4–5, т.е. реализовать тепловой компрессор.

Так как

$$\frac{dp^*}{p^*} = \frac{k}{k-1} \frac{dT^*}{T^*} - \frac{ds}{R}, \quad ds = ds_r + ds_c = ds_c \left( 1 - \frac{2Pr^{2/3}}{rf} \right)$$

$$ds = \frac{C_p dT^*}{T^*}, \quad \frac{dp^*}{p^*} = \frac{k}{k-1} \frac{dT^*}{T^*} \left[ \frac{T}{T^*} - 1 + \frac{2Pr^{2/3}}{rf} \right] \quad (3.5)$$

Для охлаждаемого канала  $dT^* < 0$ , следовательно, условие увеличения давления торможения ( $dp^* > 0$ ) в процессе 4–5

$$\frac{2Pr^{2/3}}{rf} < \frac{k-1}{k+1} \lambda^2$$

Отсюда видно, что при  $Pr = 1$  и  $f = 1$  это условие невыполнимо, так как максимально возможное значение правой части неравенства соответствует  $\lambda_{\max} = \sqrt{(k+1)/(k-1)}$ . Однако, если учесть влияние числа Прандтля на коэффициент восстановления и положительного продольного градиента давления на аналогию Рейнольдса ( $f > 1$ ), то, как показывают расчеты [31], неравенство может быть выдержано и можно получить увеличение давления торможения и в реальном процессе (4–5).

Отметим, что изотермическое торможение сверхзвукового потока в охлаждаемом канале сопровождается ростом статического давления, что и приводит к увеличению функции  $f$ .

Другие возможные способы практической реализации газового теплового компрессора, связанные с введением в газовый поток вещества, вступающего с ним в эндотермическое взаимодействие, подробно рассмотрены в монографии [34]. Экспериментально была доказана возможность увеличения полного давления торможения потока газа в канале на 15% путем впрыска воды даже при относительно умеренных скоростях течения газа ( $M_1 \approx 0.8$ ) [35]. Расчеты параметров газа при впрыске аммиака указывают на возможность увеличения давления торможения в 2.5 раза [34].

Другая возможность увеличения давления торможения в охлаждаемом канале рассмотрена в [32, 33].

При анализе идеальных циклов тепловых и холодных машин ввиду отсутствия необратимых диссипативных потерь энергии температура стенок нагреваемых (процессы 2–3 и 2–4) и охлаждаемых каналов равна температуре источника или стока тепла и равна статической температуре газа соответственно. В реальных условиях температура теплоизолированной стенки канала равна равновесной температуре стенки ( $T_w + rW_0^2 / 2c_p$ ), и только когда коэффициент восстановления  $r$  стремится к нулю, температура стенки стремится к статической температуре газа. С другой стороны, снижение коэффициента восстановления, как это следует из (3.5) затрудняет выполнение условия роста давления торможения в охлаждаемом канале. Для удовлетворения этих противоречивых требований необходимо проводить оптимизационные расчеты.

Серьезной проблемой является и создание сверхзвукового диффузора с минимальными потерями давления торможения. В этом случае ввиду образования скачков уплотнения существенным являются потери полного давления в скачках уплотнения. Применяя диффузоры специальной формы, можно осуществить торможение сверхзвукового потока посредством системы косых скачков уплотнения, так как за косым скачком скорость остается сверхзвуковой, то для полного торможения потока следует за последним косым скачком организовать прямой скачок, который переведет сверхзвуковой поток в дозвуковой. При числе Маха  $M = 3.0$  при организации трех косых и одного прямого скачка можно получить коэффициент восстановления полного давления в диффузоре  $\sigma_D = p_{02}^* / p_{01}^*$  на уровне 0,82, что может быть вполне приемлемым. Однако для окончательных выводов об эффективности устройств с газодинамической температурной стратификацией необходимо провести фундаментальные и прикладные исследования.

Наиболее важными фундаментальными направлениями исследований, определяющими дальнейшие работы в области проектирования энергоразделяющих устройств, являются следующие: исследования возможностей восстановления давления торможения в охлаждаемых сверхзвуковых каналах; динамика образования скачков конденсации в сверхзвуковых соплах и организация жидкой пленки на поверхности канала; изучение влияния различных факторов (продольный градиент давления, вдув газа, шероховатость поверхности и т.п.) на величину коэффициентов восстановления; исследование процессов эффективного торможения сверхзвуковых потоков.

Разумеется, остается в силе утверждение основоположника термодинамики Сади Карно, который писал: "Самая трудная и существенная часть пути от идеи до машины связана с последовательными усовершенствованиями – инженерными разработками".

**Заключение.** В статье приводится обзор работ, посвященных исследованиям газодинамических методов температурного разделения газовых потоков (вихревые течения, турбулентные струи, эжектора, вихревые трубки). Особое внимание уделяется анализу предложенного автором метода температурного разделения, основанного на теплообмене между сверхзвуковым и дозвуковым потоками газа, имеющими одинаковые начальные параметры торможения. Выводятся формулы для расчета эффектов температурной стратификации и исследуются возможности увеличения этих эффектов (профилированная поверхность теплообмена, вдув газа через про-

нищаемую стенку). Приводятся примеры практического применения предложенных методов температурной стратификации в различных областях техники.

Автор выражает благодарность Г.А. Любимову за исключительно доброжелательную критику представленных материалов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Seol W.S., Goldstein R.J.* Energy separation in a jet flow // *Trans. ASME. J. Fluid Eng.* 1997. V. 119. № 1. P. 74–82.
2. *Goldstein R.J., Seol W.S.* Heat transfer to a row of impinging circular air jets including the effect of entrainment // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 1991. V. 34. № 8. P. 2133–2147.
3. *Eckert E., Drewitz O.* Die Berechnung des Temperaturfeldes in der laminaren Grenzschicht schnell angeströmter unbeheizter Körper // *Luftfahrtforschung.* 1942. Bd. 19. S. 189.
4. *Ryan L.F.* Experiments on aerodynamic cooling // *Ph. O. Thesis Eidgen. Techn. Hochschule. Zürich.* 1951. 65 p.
5. *Kurosaka M.* Acoustic streaming in swirling flow and the Ranque-Hilsch Effect // *J. Fluid Mech.* 1982. V. 124. P. 139–172.
6. *Кузнецов В.И.* Теория и расчет эффекта Ранка. Омск: Изд-во ОмГТУ, 1995. 218 с.
7. *Fulton C.D.* "Ranque's Tube" // *Refriger. Engng.* 1950, V. 5. P. 473–479.
8. *Frohlingendorf W., Unger H.* Numerical Investigation of the compressible flow and the energy separation in the Ranque-Hilsch Vortex tube // *Intern. J. Heat and Mass Transfer.* 1999. V. 42. № 3. P. 415–422.
9. *Sprenger H.* Über Thermische Effecte in Resonanzrohren // *Mitt. Inst. Aerodynamik* // 1954. № 21. S. 18.
10. *Емин О.Н., Зарицкий С.П., Моравский А.В.* Экспериментальное исследование работы эжекторов на режимах с отрицательным значением коэффициента эжекции // *Теплоэнергетика.* 1972. № 10. С. 51–53.
11. *Столяров А.А.* Об особенностях термического энергоразделения в газовом эжекторе // *Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт.* 1981. Т. 19. № 1. С. 159–162.
12. *Столяров А.А.* Об эффекте энергоразделения в двухфазном потоке // *Инж.-физ. ж.* 1976. Т. 31. № 3. С. 474–479.
13. *Архаров А.М., Марфенина И.В., Микулин Е.И.* Криогенные системы. Т. 1. М.: Машиностроение, 1996. 575 с.
14. *Леонтьев А.И.* Газодинамический метод энергоразделения газовых потоков // *Теплофизика высоких температур.* 1997. Т. 35. № 1. С. 157–159.
15. *Бурцев С.А.* Оптимизация геометрии сверхзвукового канала в устройстве для энергоразделения // *Вестн. МГТУ. Сер. Машиностроение.* 1999. № 2. С. 48–54.
16. *Христианович С.А., Гальперин В.Г., Миллиончиков М.Д., Симонов Л.А.* Прикладная газовая динамика / Под ред. С.А. Христиановича. М.: ЦАГИ, 1948. 145 с.
17. *Гухман А.А.* К теории предельных состояний движущегося газа // *Ж. техн. физики.* 1939. Т. 9. № 5. С. 411–423.
18. *Леонтьев А.И.* Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // *Докл. РАН.* 1997. Т. 354. № 4. С. 475–477.
19. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.
20. *Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.* Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат. 1985. 319 с.
21. *Handbook of Heat Transfer Application.* N.Y.: Mc Graw-Hill, 1986. 976 p.
22. *Бурцев С.А., Леонтьев А.И.* Температурная стратификация в сверхзвуковом потоке газа // *Изв. РАН. Энергетика.* 2000. № 5. С. 101–113.
23. *Дейч М.Е., Филипов Г.А.* Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергия, 1968. 423 с.
24. *Леонтьев А.И., Самсонов В.Л., Шмидт К.Л.* Замкнутые газотурбинные установки для солнечных орбитальных электростанций // *Теплоэнергетика.* 1983. № 3. С. 68–70.
25. *Гачечиладзе И.А., Кикнадзе Г.И., Краснов Ю.К. и др.* Теплообмен при самоорганизации смерчеобразных структур // *Теплообмен ММФ: Тр. Минск. Междунар. форума. Пробл. Докл. Минск: Изд-во ИТМО, 1988. С. 83–125.*

26. *Афанасьев В.Н., Роганов П.С., Чудновский Я.П.* Процессы теплоотдачи при обтекании регулярных рельефов сферических вогнутостей турбулентным потоком // Инж.-физ. ж. 1992. Т. 63. № 1. С. 23–27.
27. *Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Стронгин М.М., Беднов С.М., Голиков А.Ю., Дилевская Е.В.* Коэффициент восстановления и теплоотдачи при вихревых течениях // М.: Отчет Ин-та механики МГУ. 2000. № 4575. 56 с.
28. *Леонтьев А.И., Щеголев Н.Л., Носатов В.В., Стерелюхин С.* Новый газодинамический метод температурной стратификации газа // Сб. тез. докл. 10-й Всерос. межвуз. н.-т. конф. "Газотурбинные и комбинированные установки и двигатели". М.: Изд-во ГПНТБ, 1996. С. 76–77.
29. Научные основы технологий XXI века / Под ред. А.И. Леонтьева и др. М.: УНПЦ "Энергомаш". 2000. 135 с.
30. *Леонтьев А.И.* Термогазодинамические циклы тепловых и холодильных машин // Проблемы энергетики. 1999. № 1–2. С. 5–11.
31. *Leontiev A.I.* Gas Dynamic cycles of thermal and refrigerating machines // Thermodynamic and the Optimization of Complex Energy System. Amsterdam. Kluwer, 1999. P. 271–278.
32. *Леонтьев А.И., Шмидт К.Л.* Безкомпрессорный идеальный цикл замкнутой газотурбинной установки // Изв. РАН. Энергетика. 1997. № 3. С. 132–141.
33. *Леонтьев А.И., Шмидт К.Л.* Идеальный цикл энерголазерной установки с газодинамической регенерацией // Изв. РАН. Энергетика. 1999. № 5. С. 74–78.
34. *Курзинер Р.И.* Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение. 1977. 212 с.
35. *Shapiro A.H., Wadleigh K.R., Yavril B.D., Fowle A.A.* The Aerothermopressora device for improving the performanc of a gas turbine power plant // Trans. ASME. 1956. V. 78. № 3. P. 617–650.

Москва

Поступила в редакцию  
4.IX.2001