

О ПАРАМЕТРАХ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ВИХРЕВОЙ ЭФФЕКТ

В. М. ЕНТОВ, В. Н. КАЛАШНИКОВ, Ю. Д. РАЙСКИЙ

(Москва)

Несмотря на длительное исследование вихревого эффекта (эффекта Ранка [1]), заключающегося в разделении закрученного потока газа в трубе с образованием нагретого внешнего и охлажденного внутреннего потоков, механизм явления до сих пор окончательно не выяснен, а количественное описание его затруднено большим числом конструктивных и режимных параметров, вводимых при обработке экспериментальных данных.

В предлагаемой работе делается попытка, используя накопленные к настоящему времени сведения, установить минимальное число параметров, определяющих вихревой эффект. В основу рассмотрения положено представление, что температурное разделение связано с перестройкой затухающего вихревого турбулентного течения в трубе и с возникающими при этом вторичными течениями; учитывается также влияние перетока газа непосредственно из входных сопел в отверстие диафрагмы.

Выводы качественного анализа сопоставляются с экспериментальными данными.

1. Важнейшей особенностью течения в вихревой трубе является образование вытянутой вдоль оси зоны возвратного течения (см. фиг. 1, где для простоты показаны линии тока без учета окружной скорости). Существование этой зоны обнаружено экспериментально (например [2, 3]); оно связано с затуханием вращательного движения газа в результате трения о стенки трубы, что приводит к увеличению давления на оси трубы по мере удаления от входного сечения. В то же время составляющая скорости в осевом направлении мала; нескомпенсированный перепад давления приводит к возникновению осевого возвратного потока.

Зона вторичных течений может иметь значительную протяженность — от нескольких до десятков диаметров трубы — и иногда простирается на всю ее длину вплоть до выходного вентиля.

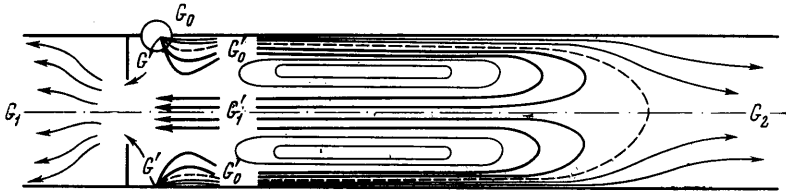
Основное предположение, принимаемое в настоящей работе, состоит в том, что температурный вихревой эффект возникает в зоне вторичных течений благодаря интенсивному турбулентному перемешиванию. Для целей, преследуемых в данной работе, оказывается достаточным одного этого предположения, без детального выяснения природы процессов перераспределения энергии. Его косвенным подтверждением является тот факт, что вихревой эффект велик в длинных трубах, слабо меняется при изменении длины трубы, пока длина велика, и резко снижается, когда длина трубы становится сравнимой с ее диаметром.

В соответствии с принятыми предпосылками рассмотрим в качестве идеализированной модели длинную трубу; по периферии входного сечения в трубу поступает закрученный поток газа с массовым расходом G_0' ; из центральной части входного сечения отводится газ с расходом G_1' . Остальной газ с расходом $G_2 = G_0' - G_1'$ отводится с противоположной стороны трубы. Разделение потоков происходит с возникновением сложных вторичных течений, захватывающих область значительной протяженности.

Вихревой температурный эффект должен в основном определяться переменными, характеризующими вторичное течение в целом, а не детальную его структуру вблизи входного сечения. Такими переменными, помимо диаметра трубы D , являются интегральные величины: массовый расход

поступающего в трубу газа G_0' , поток импульса L_0' , поток момента количества движения M_0' , поток энергии E_0' и массовый расход отбираемого холодного газа G_1' .

При известных свойствах газа выписанных величин достаточно для того, чтобы определить картину течения. Из свойств газа следует задать лишь теплоемкости c_p и c_v ; дело в том, что характеристики молекулярного переноса — вязкость и температуропроводность газа — несущественны, так



Фиг. 1

как перенос носит турбулентный характер. Плотность газа определяется выписанными параметрами.

Удобно несколько изменить систему определяющих переменных, исключив из нее поток импульса L_0' , для которого трудно дать выражение через непосредственно измеряемые в экспериментах величины. В качестве недостающей переменной можно при этом взять плотность газа в холодном потоке ρ_1' . Эта плотность меняется незначительно из-за того, что движение здесь происходит, как показывает опыт, достаточно медленно, и газ может рассматриваться как несжимаемая жидкость. В результате в качестве системы определяющих величин имеем G_0' , M_0' , E_0' , G_1' , ρ_1' , D , c_p , c_v . Из этих восьми величин можно составить четыре независимых безразмерных параметра, в качестве которых примем

$$\mu = G_1'/G_0', \quad n = \rho_1' M_0' D / G_0'^2, \quad m = M_0' / D \sqrt{E_0' G_0'}, \quad k = c_p / c_v \quad (1)$$

Этими параметрами должно определяться вторичное течение в трубе, а следовательно, — и вихревой эффект. Таким образом, в рассматриваемой идеализированной схеме уменьшение энтальпии холодного газа по отношению к поступающему $\Delta h_1 = h_0 - h_1$ и соответствующее увеличение энтальпии горячего газа $\Delta h_2 = h_2 - h_0$ могут быть представлены в виде

$$\Delta h_1 = \frac{2M_0'^2}{D^2 G_0'^2} f(\mu, n, m, k), \quad \Delta h_2 = \frac{\mu}{1 - \mu} \frac{2M_0'^2}{D^2 G_0'^2} f(\mu, n, m, k), \quad (2)$$

$$f(1, n, m, k) = 0$$

Здесь использовано условие $\mu \Delta h_1 - (1 - \mu) \Delta h_2 = 0$, следующее из закона сохранения энергии.

Если газ вводится через тангенциально расположенные на расстоянии $1/2 D$ от оси трубы сопла, а средняя скорость и температура на срезе сопел w и T_0' , то $M_0' = 1/2 G_0' w D$ и $E_0' = c_v T_0' G_0'$, и введенные параметры имеют следующий смысл

$$m = \frac{M_0'}{D \sqrt{E_0' G_0'}} = \frac{w}{2 \sqrt{c_v T_0'}} = \frac{\sqrt{k(k-1)} w}{2 c} \quad (3)$$

Здесь c — скорость звука, и, следовательно, величина m пропорциональна числу Маха

$$n = \frac{\rho_1' M_0' D}{G_0'^2} = \frac{2}{\pi} \frac{w}{4 G_0' / \rho_1' \pi D^2} \quad (4)$$

Величина, стоящая в знаменателе последнего выражения, близка к средней скорости движения газа в направлении оси трубы, так что параметр n представляет с некоторым множителем отношение окружной скорости к продольной, т. е. число Россби, обычно вводимое в метеорологии. Множитель, стоящий перед безразмерной функцией f , представляет собой удельную кинетическую энергию газа по выходе его из сопел

$$2M_0'^2 / D^2 G_0'^2 = 1/2 w^2$$

Представленные параметры играют различную роль и по-разному изменяются при изменении режима работы вихревой трубы. Величина k определяется используемым газом и в процессе работы фиксирована. Число Маха m , как правило, также не изменяется, поскольку вихревые трубы обычно работают при критическом истечении из сопел. Таким образом, работа вихревой трубы определяется фактически лишь двумя режимными параметрами — числом Россби n и долей холодного расхода μ . Первый из них характеризует в основном картину вторичных течений и распределение в них скоростей и температуры, второй определяет какие именно слои газа поступают в холодный поток, а какие — в горячий.

Заметим, что число Россби n представляет собой комплексный параметр, учитывающий одновременно влияние нескольких режимных и конструктивных переменных на работу трубы. Если, например, истечение газа из вводных сопел звуковое, а отверстие диафрагмы, отводящей холодный газ, достаточно велико, и потерями давления на диафрагме можно пренебречь, то для термодинамически идеального газа имеем

$$n = \frac{2}{\pi} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{1/(k-1)} \frac{T_0 p_1}{T_1 p_0} \frac{\pi D^2}{4s} \quad (5)$$

Здесь p_0 и p_1 — давление перед входными соплами и на выходе из диафрагмы, T_0 и T_1 — соответствующие температуры, s — суммарная площадь сечения сопел.

Можно высказать некоторые соображения относительно поведения зоны вторичных течений в трубе при изменении параметров n и μ . Возникновение зоны вторичных течений связано с вращательным движением. Если бы газ в вихревой трубе не был закручен или был закручен слабо, то зона вторичных течений отсутствовала бы: появляющегося при малом вращении перепада давления вдоль оси трубы не было бы достаточно, чтобы возникало возвратное течение. Лишь при некоторой скорости вращения, достаточно большой, по сравнению с осевой скоростью, а следовательно, при достаточно большом числе Россби n появляются вторичные течения. Зона вторичных течений увеличивается с увеличением числа Россби, поскольку чем больше величина окружной скорости по сравнению с осевой, тем больше путь, на котором силы трения погасят вращение газа. Числа Россби, реализуемые при работе вихревых труб, таковы, что в них обычно существует зона вторичных течений.

Увеличение доли холодного расхода μ , при прочих равных условиях, влечет уменьшение средней осевой скорости в зоне вторичных течений, и в результате — увеличение этой зоны.

2. Рассмотренная идеализированная схема нуждается в некотором уточнении в связи с существованием паразитного перетока газа непосредственно из вводных сопел в отверстие диафрагмы (фиг. 1). Паразитный поток возникает в связи с тем, что в пограничном слое на выводной диафрагме вращательное движение жидкости заторможено, и радиальный градиент давления, возникающий в основном потоке, не компенсируется центробежными силами.

В результате от поступающего в трубу с расходом G_0 потока газа ответвляется часть с расходом G' и направляется непосредственно в выводное отверстие диафрагмы. Остальной же газ с расходом G_0' проходит в трубу и участвует в процессе энергетического разделения, разветвляясь на холодный и горячий потоки с расходами G_1' и $G_2 = G_0' - G_1'$. На выходе

из трубы холодный поток смешивается с паразитным, так что суммарный расход холодного потока по выходе из трубы составляет $G_1 = G_1' + G'$. Паразитный поток, не участвовавший в процессах энергообмена, выходит из трубы, сохраняя исходное значение энтальпии торможения. Поэтому, смешиваясь с холодным потоком, он вызывает снижение температурной эффективности.

Оценим характер изменения расхода G' с изменением параметров трубы и режима течения. Движущие силы паразитного потока определяются характером основного вихревого течения в трубе (и, следовательно, — уже перечисленными выше безразмерными параметрами), а испытываемое этим потоком сопротивление — трением и конструктивными особенностями входного участка трубы (формой диафрагмы и величиной ее отверстия; расположением, количеством и конфигурацией сопел).

Перепад давления в пограничном слое на диафрагме определяется характером основного течения в вихревой трубе вблизи стенок диафрагмы. С изменением числа Россби n и доли холодного расхода μ изменяется в основном лишь длина зоны вторичных течений, а течение вблизи диафрагмы меняется незначительно. Таким образом, параметры n и μ играют второстепенную роль в определении доли паразитного расхода $\theta = G' / G_0$.

Сопротивление движению паразитного потока определяется толщиной пограничного слоя, образующегося на диафрагме, расстоянием между вводными соплами и краем отверстия диафрагмы, и периметром отверстия диафрагмы. Чем толще пограничный слой, чем меньше расстояние от сопел до края отверстия и чем больше периметр отверстия диафрагмы, тем будет больше расход G' .

Если движение в пограничном слое на диафрагме ламинарно, то его толщина определяется числом Рейнольдса r , вычисленным по скорости вращательного движения во входном сечении $r = wD / \nu$ (ν — вязкость газа). Чем меньше число Рейнольдса, тем толще пограничный слой и тем больше доля паразитного расхода θ . Следует, однако, ожидать, что по достижении критической величины параметра Рейнольдса, имеющей для рассматриваемого вида движения [4] порядок 10^6 , и турбулизации пограничного слоя величина θ должна перестать зависеть от r .

На величину доли паразитного расхода θ оказывает сильное влияние относительный диаметр отверстия диафрагмы d_1 / D (диаметр диафрагмы, отнесенный к диаметру вихревой трубы), причем с увеличением d_1 / D увеличивается и θ , поскольку при этом увеличивается относительный периметр отверстия диафрагмы и уменьшается относительное расстояние от сопел до края отверстия (основной поток от d_1 / D не зависит).

Рассмотрим теперь, как сказывается наличие паразитного потока на эффективности температурного разделения. Будем полагать его температуру торможения равной температуре торможения подведенного газа (если газ термодинамически не идеален, то вместо температуры нужно рассматривать энтальпию).

Предположим, что в вихревой трубе сформировалось вторичное течение с соответствующим распределением температуры. Изменение соотношения расходов нагретого и охлажденного газа при фиксированных прочих параметрах будет приводить к изменению температур нагретого и охлажденного газа. Следует ожидать, что при отборе из зоны вторичного течения меньшего количества охлажденного газа (при $\mu \rightarrow 0$) его температура будет снижаться, а при отборе меньшего количества нагретого газа (при $\mu \rightarrow 1$) температура нагретого газа будет повышаться.

Как известно из многочисленных экспериментов, температура горячего потока при увеличении G_1 / G_0 растет, тогда как температура холодного потока при уменьшении G_1 / G_0 от единицы до нуля сначала снижается,

а потом вновь увеличивается, доходя до температуры подведенного газа при $G_1/G_0 = 0$. Наличие экстремума на кривой разности температуры подведенного и холодного газа ΔT_1 при изменении G_1/G_0 — простое следствие наличия паразитного потока.

Для величины G_1/G_0 можно записать равенство $G_1/G_0 = \mu + \theta(1 - \mu)$. В силу отмеченной выше слабой зависимости θ от μ , при малых μ имеем $G_1/G_0 \simeq \theta$; течение газа в вихревой трубе таково, что при небольших расходах газа через отверстие диафрагмы в нее поступает в основном паразитный поток с температурой, близкой к температуре подведенного газа, и поэтому $\Delta T \rightarrow 0$ при $G_1/G_0 \rightarrow 0$. По мере увеличения потока через отверстие диафрагмы доля паразитного потока в нем уменьшается, μ становится больше θ . Поскольку доля паразитного потока θ , как правило, невелика, при достаточно больших расходах холодного газа $G_1/G_0 \approx \mu$. Параметры, определяющие паразитный поток (число Рейнольдса и относительный диаметр отверстия диафрагмы), должны заметно влиять на температурный эффект в области малых G_1/G_0 и значительно слабее — в области больших G_1/G_0 .

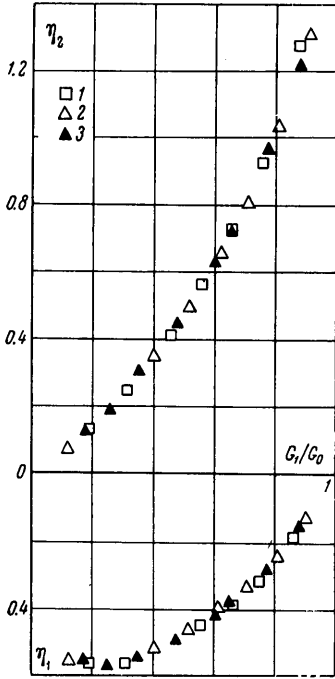
3. Проведенные выше рассуждения показывают, что основными величинами, определяющими режим работы вихревой трубы, являются относительный холодный расход μ и число Россби n , причем последний параметр учитывает изменение нескольких переменных — отношения давлений на входе и выходе вихревой трубы, температуры подведенного газа, площади сечения входных сопел, расхода газа (см. соотношение (5)), которые обычно при обработке результатов экспериментов учитываются порознь. Этот вывод подтверждается результатами опытов.

В экспериментах использовалась теплоизолированная вихревая труба диаметром $D = 40$ мм и длиной 650 мм. Газ вводился тангенциально через сменные сопла с проходным диаметром 3.0, 3.9, 5.0, 6.0, 7.0 и 7.5 мм, причем ввод газа осуществлялся через одно или два сопла. В вихревую трубу подавался газ, представлявший собой практически чистый метан с незначительной влажностью (точка росы -12°C), при давлении на входе p_0 от 10 до 52 ат и температуре от 20 до 35°C . Измерялись давление и температура в подводимом, холодном и горячем потоках и расход холодного газа. Истечение из сопел во всех случаях было критическим, и полный расход газа через трубу не изменялся и мог быть измерен расходомером на холодном конце трубы при перекрытом горячем потоке. Эксперименты проводились при сравнительно небольших отношениях давлений, не превышавших $p_0/p_1 = 4$, что позволило считать плотность газа в холодном потоке перед диафрагмой ρ_1 примерно равной плотности холодного газа в потоке за диафрагмой ρ_1 , и находить ее по измеренной величине давления и температуры холодного потока. По данным опытов вычислялись изменения энтальпий газа с учетом эффекта Джоуля-Томсона: $\Delta h_1 = c_p(\Delta T_1 - \delta\Delta p)$, $\Delta h_2 = c_p(\Delta T_2 + \delta\Delta p)$, причем коэффициент Джоуля-Томсона δ определялся по изменению температуры газа при перекрытом холодном или перекрытом горячем потоках ($G_1/G_0 = 0$ или $G_1/G_0 = 1$).

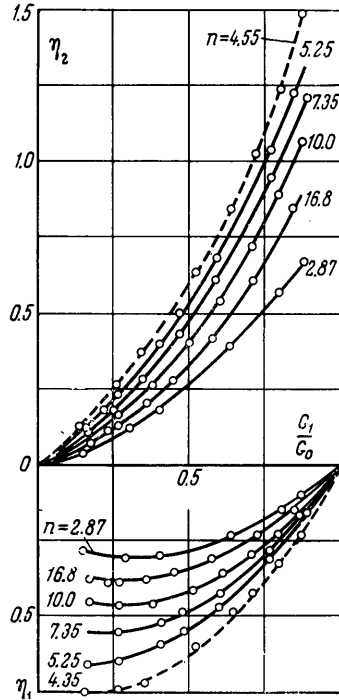
Эксперименты показали, что вид кривых изменения энтальпии холодного и горячего потоков Δh_1 и Δh_2 определяется числом Россби n . Так, на фиг. 2 показаны данные, полученные при различных значениях отношения давлений p_0/p_1 и различной относительной площади сечения сопел, но при одинаковых числах Россби $n = 7.35$. Точки 1, 2, 3 соответствуют давлениям на входе p_0 , равным 52, 49 и 12 ат. Введены обозначения $\eta_1 = 2\Delta h_1/w^2$, $\eta_2 = 2\Delta h_2/w^2$. Значения, показанные треугольниками, относятся к $p_0/p_1 = 3$ и $4s/\pi D^2 = 0.044$, а значения, показанные квадратами, — к $p_0/p_1 = 4$ и $4s/\pi D^2 = 0.032$. Как видно, все точки ложатся на одну кривую. При подсчете величины n было пренебрежено наличием паразитного потока: с одной стороны — ввиду его малости по сравнению с G_0 , с другой — в связи с тем, что эксперименты с одной диафрагмой ($d_1/D = 0.5$). Из приведенных данных следует, что величина p_0/p_1 , обычно используемая в качестве параметра кривых вихревого эффекта, таковым не является, тогда как действительным параметром является число Россби n .

Еще один вывод можно сделать из рассмотрения фиг. 2: вплоть до давлений в 52 ат отклонение уравнения состояния метана от закона Клапейрона не сказывается на величине вихревого эффекта, поскольку совпадают данные, полученные при различных перепадах давления $\Delta p = p_0 - p_1$. На фиг. 3 представлено семейство экспериментальных кривых, снятых при различных n ($d_1/D = 0.5$). Вихревой эффект, как легко видеть, увеличивается при уменьшении числа Россби n . При малых расходах

G_0 , т. е. при $n \rightarrow \infty$, вихревой эффект исчезает. Как было отмечено в п. 2, увеличение числа Россби сопровождается увеличением длины зоны вторичных течений. Таким образом, вихревой эффект снижается с увеличением длины зоны вторичных течений. По-видимому, это увеличение влечет за собой сглаживание возникающих температурных разностей.



Фиг. 2



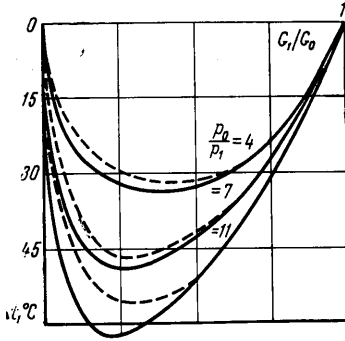
Фиг. 3

На фиг. 3 приведены данные вплоть до $n = 5.25$. Достичь меньших n с сохранением критического истечения из сопел при реализованных в этих экспериментах отношениях давлений $p_0/p_1 = 3$ не удастся, так как при $4s/\pi D^2 > 0.061$ режим критического истечения из сопел нарушается (это было установлено по уменьшению измеренного расхода G_0 по сравнению с рассчитанным по формуле критического истечения). При $4s/\pi D^2 = 0.061$ достигается максимум величин Δh ; при уменьшении отношения $4s/\pi D^2$ энтальпийные разности падают из-за увеличения n и соответствующего уменьшения безразмерной функции f , при увеличении этого отношения они уменьшаются из-за снижения скорости истечения w и соответствующего уменьшения множителя $2M_0'^2/G_0'^2 D^2$, тогда как безразмерная функция f по-прежнему растет. Об этом свидетельствуют пунктирные кривые на фиг. 3, снятые при $4s/\pi D^2 = 0.070$ и $n = 4.55$; они соответствуют докритическому истечению с $w/c = 0.8$.

Величина сечения сопел, для которых при прочих равных условиях наблюдаются максимальные энтальпийные разности (так называемые оптимальные сопла), будет, по-видимому, разной при разных отношениях давлений p_0/p_1 , температуре T_0 и отношении теплоемкостей газа $k = c_p/c_v$. Об этом косвенно свидетельствует различие в рекомендуемых исследователями оптимальных площадях сечения сопел.

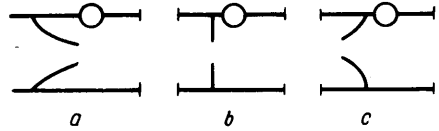
Роль паразитного потока хорошо иллюстрируют опытные данные Хильша [5], полученные на трубах малого диаметра. На фиг. 4 представлены три пары экспериментальных кривых, относящихся к геометрически подобным вихревым трубам ($4s/\pi D^2 = 0.057$) различного диаметра (пунктирные — $D = 4.6$ мм, сплошные — $D = 9.6$ мм). Каждая пара кривых снята при одинаковых отношениях давлений p_0/p_1 и, следовательно, при одинаковых или, по крайней мере, одинаково изменяющихся с изменением G_1/G_0 параметрах Россби (истечение из сопел в обеих трубах поддерживалось критическим).

Как видно, в области больших значений G_1/G_0 экспериментальные кривые, отвечающие трубам различного диаметра, но одинаковым p_0/p_1 , а, следовательно, одинаковым n , совпадают. Различаются они лишь при малых G_1/G_0 , т. е. в области, где относительная доля паразитного потока достаточно велика, причем при меньших



Фиг. 4

значениях числа Рейнольдса (для вихревых труб меньшего диаметра) величина вихревого эффекта в области малых G_1/G_0 меньше, поскольку, как было отмечено в п. 2, относительная величина паразитного потока в этом случае больше. С увеличением вихревого температурного эффекта наличие паразитного потока начинает сказываться при меньших значениях G_1/G_0 . Значения



Фиг. 5

чисел Рейнольдса в приведенных экспериментах Хильша не превосходят 10^6 , а поэтому течение в пограничном слое на диафрагме, по-видимому, носит ламинарный характер, и величина паразитного расхода зависит от числа Рейнольдса. При больших числах Рейнольдса r течение в пограничном слое на диафрагме становится турбулентным, и, как показывают эксперименты, величина паразитного потока перестает зависеть от r . Дополнительные сведения дает фиг. 2, где приведены данные экспериментов, проведенных при существенно различных абсолютных давлениях, а, следовательно, — и различных кинематических вязкостях газа ν , но в области чисел Рейнольдса на один, два порядка превосходящих критическое значение.

Для иллюстрации увеличения доли паразитного расхода θ с увеличением безразмерного диаметра диафрагмы d_1/D могут служить данные из уже цитированной статьи Хильша [5]. Эти данные показывают, что при прочих равных условиях с увеличением d_1/D величины G_1/G_0 , при которых наблюдается максимум на температурной кривой холодного расхода, увеличиваются, указывая на увеличение θ .

Паразитный расход в значительной степени зависит от формы диафрагмы. Показательны в этом смысле эксперименты работы [6], в которой сообщается о сравнительном испытании диафрагм различной конфигурации, приведенных на фиг. 5. Эксперименты показали, что наибольшее снижение температуры холодного газа можно получить, используя диафрагму *a*, тогда как диафрагма с обратной кривизной *c* оказывается хуже, чем обычная плоская диафрагма *b*. Эти данные легко объяснить, привлекая понятие о паразитном потоке. Наиболее благоприятные условия для перетекания части расхода из сопел в отверстие диафрагмы создаются при диафрагме *c*, тогда как при диафрагме *a* это перетекание будет минимальным. Использование диафрагмы (*a*) дало возможность получить температурные кривые холодного потока с максимумом при очень малых G_1/G_0 .

С существованием паразитного потока связано также уменьшение эффективности температурного разделения в вихревой трубе при добавлении к газу небольшой доли примеси жидкой фазы. Это уменьшение объясняется образованием на диафрагме жидкостного кольца [7] (придающего плоской диафрагме форму, близкую к фиг. 5, *c*), облегчающего переток газа из вводных сопел непосредственно в диафрагму.

Авторы благодарят И. А. Чарного — за постоянное внимание к работе, Г. И. Баренблатта и Р. Л. Салганика — за ряд ценных замечаний, С. А. Власова и Т. А. Пекину — за помощь в проведении экспериментов.

Поступило 21 XII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. R a n q u e G. Experiences sur la detente giratoire avec productions simultanées d'un echappement d'air chaud et d'un echappement d'air froid. J. phis. radium, 1933, vol. 4, p. 1128—1158.
2. S c h e p e r G. W. The vortex tube — internal flow data and a heat transfer theory. Refrig. Eng., 1954, vol. 59, p. 955—989, 1018.
3. H a r d e b o l J. Stromings — en temperatuur — effecten in de wervelbuis. Ingenieur, 1959, vol. 71, No. 25, p. 21—25.
4. Ш л и х т и н г Г. Теория пограничного слоя. Изд. иностр. лит., 1956.
5. H i l s c h R. Die expansion von gasen im zentrifugalfeld als Kälteprozess, Z. Naturforsch., 1946, vol. 1, p. 208—212.
6. S p a h i u I., C s e r v e n y I. Influence de quelques parametres constructifs sur le fonctionnement du tourbillonneur frigorifique. Rev. electr. et d'energ. Acad. RPR, B, 1962, vol. 7, No. 2.
7. L a y I. E. An experimental and analytical study of vortex — flow temperature separation by superposition of spiral and axial flows. J. Heat Transfer, 1959, vol. 81, p. 202—222.