

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Эффект Ранка

А.Ф. Гуцол

Рассмотрены существующие теории эффекта Ранка. Обсуждены присущие им внутренние противоречия и недостатки в толковании результатов некоторых экспериментов. Изложен новый подход к объяснению причин вихревого эффекта Ранка, демонстрирующий возможность объяснения с единых позиций имеющегося множества экспериментальных результатов.

PACS numbers: 47.32.-y

Содержание

1. Введение (665).
 2. Основные понятия гидродинамики вихревых потоков и характеристики вихревых труб (666).
 3. Существующие теории: внутренние противоречия и недостатки в описании экспериментальных данных (669).
 4. Новый подход к объяснению эффекта Ранка (674).
 5. Количественные оценки для процессов в вихревых трубах (678).
 - 5.1. Оценка геометрических размеров вихревых труб и параметров газа в них.
 - 5.2. Оценка энергетических характеристик вихревых труб.
 6. Заключение. Актуальные задачи, связанные с эффектом Ранка (685).
- Список литературы (686).

1. Введение

В газодинамике вихревых течений известно такое нетривиальное явление, как эффект Ранка (эффект Ранка–Хилша, или вихревой эффект), заключающийся в том, что в вихревых трубах достаточно простой геометрии (рис. 1) происходит разделение потока газа на два, один из которых — *периферийный* — имеет температуру *выше* температуры исходного газа, а второй — *центральный* — соответственно *ниже*. Этот эффект выглядит еще более странным, если учесть, что, как и в случае вихревой стабилизации газовых разрядов [1], архимедовы силы должны были бы привести к "всплытию" в центре вихря более горячего газа.

Эффект температурного разделения газов был обнаружен Ранком в 1931 г. при исследовании процесса в

циклоне-пылеуловителе [2]. После Второй мировой войны началось интенсивное экспериментальное и теоретическое исследование этого эффекта, которое не прекращается и по сей день. Техническая простота эффекта стимулировала активность изобретателей. Опираясь в своей работе на часто весьма сомнительные теории или действуя эмпирически, они нашли массу способов усовершенствования первых вихревых труб, а также чрезвычайно расширили область их применения. Спектр разработанных и применяющихся устройств, использующих вихревой эффект, чрезвычайно широк [3–5], а их возможности впечатляющи. Так, "в лучших конструкциях, предназначенных для получения холода, температура на оси достигает приблизительно -200°C при исходной комнатной температуре" [6]. В силу принципиальной простоты самого устройства изобретательская деятельность в этой области к сегодняшнему дню, в основном, угасла, хотя и до последнего времени заявки на изобретения, связанные с эффектом Ранка, периодически возникают [7]. Что же касается попыток найти неоспоримое научное объяснение самому эффекту, то публикации на эту тему продолжают до сих пор, причем, как правило, сериями в соответствии с появлением очередной новой идеи объяснения. Так, за последние 15 лет только в нашей стране была защищена докторская диссертация на эту тему [8] и вышли три монографии, специально посвященные данному вопросу [4, 9, 10]. Кроме того, эффект Ранка обсуждался в книгах по проблемам вихревого движения [11–14], и, конечно, в диссертациях и статьях, опубликованных как в нашей стране [15–21], так и за рубежом [22–29].

Таким образом, с одной стороны наблюдается неослабевающий интерес ряда исследователей, инженеров и изобретателей. С другой стороны, большинство физиков просто не слышало о таком ярком эффекте, который, безусловно, следовало бы изучать в общем курсе физики (ведь на первый взгляд вихревая труба заменяет "Демона Максвелла"). Эти факты свидетельствуют о том, что, видимо, все еще не найдено такое объяснение эффекта Ранка, которое было бы признано бесспорным. Яркой иллюстрацией сложившейся ситуации может служить вступительная статья главного

А.Ф. Гуцол. Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья, Кольский научный центр РАН
184200 Апатиты, Мурманская обл., ул. Ферсмана 14, Россия
Тел. (815-55) 37-118, 37-5-49
Факс +47 789 14 131
E-mail: gutsal@ksc-ic.murmansk.su

Статья поступила 5 февраля 1997 г.

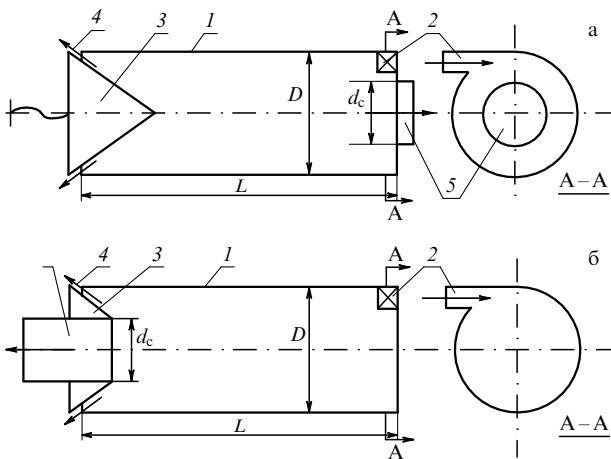


Рис. 1. Принципиальная схема вихревых труб: (а) противоточного типа, (б) прямоточного типа. 1 — гладкая цилиндрическая труба, 2 — завихритель тангенциального или улиточного типа для подачи сжатого газа, 3 — дроссельный кран (дроссель, вентиль), 4 — выход горячего газа через кольцевую щель, 5 — диафрагма для выхода холодного газа.

редактора сборника [5], в которой слышны отзвуки научных баталий. Отсутствие понятной теории вводит некоторых ученых в искушение создать на базе вихревой трубы вечный двигатель второго рода и опровергнуть второе начало термодинамики [30–32]. Эффект Ранка является "неожиданным явлением", природа которого "до сих пор представляется загадочной", по мнению ведущих специалистов по аэродинамике вихревых течений [6].

Продемонстрированный недавно новый подход к объяснению эффекта Ранка [33, 34] представляется, с одной стороны, настолько простым, что понятен и дилетанту в этой области (он и мог возникнуть, собственно, только в голове дилетанта [33], не понявшего сразу традиционного объяснения). С другой стороны, этот подход представляется весьма продуктивным, поскольку позволяет сделать не только качественные выводы, но и количественные оценки относительно процессов, происходящих в вихревых трубах. Поэтому, видимо, появился смысл ознакомить широкие круги физиков как с существовавшими ранее подходами, часть из которых доросла до статуса теорий, так и с новой идеей объяснения эффекта Ранка. Однако сначала, в разделе 2, будут изложены основные понятия гидродинамики вихревых потоков, которые в той или иной степени используются авторами всех теорий, а также будут приведены основные экспериментальные результаты, которые с беспорной воспроизводимостью получались различными исследователями и являются базой для построения всех теорий. В разделе 3 будут показаны внутренние противоречия наиболее развитых на сегодняшний день теорий эффекта Ранка и расхождения между выводами из них и экспериментальными данными. После этого в разделе 4 будет качественно рассмотрен предлагаемый механизм, объясняющий энергетическое разделение газа в вихревых трубах. В разделе 5 будет показано, какие выводы и количественные оценки можно получить из предлагаемой модели энергетического разделения. В заключительном разделе, в основном, обозначаются вытекающие из предлагаемого подхода

основные задачи, решение которых представляется актуальным.

2. Основные понятия гидродинамики вихревых потоков и характеристики вихревых труб

Простейшим случаем вихревого движения жидкости или газа является, естественно, вращение всего имеющегося объема как твердого тела вокруг некоторой оси с постоянной угловой скоростью ω , при этом скорость кругового движения v элемента жидкости и расстояние r до оси вращения связаны формулой

$$\omega = \frac{v}{r} = \text{const.} \quad (1)$$

Такое движение принято называть квазитвердым вращением или вынужденным вихрем (forced vortex). Наиболее наглядным и адекватным примером такого движения будет, пожалуй, вращение жидкости вместе с сосудом после того, как все переходные процессы затухнут. Относительно широко применяемого понятия "завихренность" или "циркуляция скорости" Γ [35]

$$\Gamma = \oint \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l} \quad (2)$$

можно отметить, что для квазитвердого вращения его употребление едва ли оправдано, поскольку в этом случае величина Γ зависит от выбранного контура интегрирования. Сразу заметим, что в вынужденном вихре имеется радиальное разделение жидкости по величине кинетической энергии. Если бы каким-то образом удалось бы быстро создать интенсивный вынужденный газовый вихрь, то за счет адиабатического сжатия внешних слоев и разрежения внутренних образовалось бы температурное разделение газа по радиусу, которое в совокупности с радиальным распределением кинетической энергии привело бы к такому энергетическому разделению, которое примерно соответствует эффекту Ранка. Однако такое простое объяснение, которое в неявной форме имеется в работе [36], нельзя считать приемлемым для вихревых труб, где процесс, в силу своей непрерывности, имеет явно иной характер.

Другим крайним случаем вращения жидкости или газа является "свободный" или "потенциальный" вихрь, который описывается формулой

$$vr = \Gamma = \text{const.} \quad (3)$$

При этом величина циркуляции Γ , вычисляемая по формуле (2), остается постоянной для любого замкнутого контура, охватывающего ось вращения, и равна нулю для любого другого контура [35]. Причина возникновения свободных вихрей — законы сохранения момента импульса и механической энергии, поэтому характерное для свободных вихрей распределение скорости возникает, если элементы жидкости (или газа) достаточно быстро изменяют радиус своего вращения. Поскольку при $r \rightarrow 0$ скорость вращения жидкости должна неограниченно возрастать, то в наиболее чистом виде такое движение характерно для тех случаев, когда в центре вихря просто нет жидкости, например в гидравлических центробежных форсунках или в сосудах с жидкостью, имеющих сток на дне (ванна).

Для описания плоских течений, промежуточных между свободным и вынужденным вихрем, используют так называемый вихрь Рэнкина (Rankine W.) (составной, или свободно-вынужденный вихрь), в котором распределение скорости имеет вид [14]:

$$v = \frac{C}{r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \right]. \quad (4)$$

Здесь C и r_0 — константы, определяющие интенсивность вихря и радиальную координату, условно разделяющую свободный (2) и вынужденный (1) вихри. Течение, близкое к вихрю Рэнкина, можно также наблюдать при сливе воды из ванны до момента образования центральной газовой воронки.

Для описания реальных систем иногда используют более простое описание, которое иногда также называют вихрем Рэнкина

$$v^n = \text{const}, \quad (5a)$$

$$n = -1 \quad (0 < r < r^*), \quad (5б)$$

$$n \leq 1 \quad (r^* \leq r). \quad (5в)$$

В частности, для циклонных сепараторов радиусом R : $0,45 < n < 0,8$ при $r^* < r < R$, причем $0,4R \leq r^* \leq 0,6R$ [14].

Это предварительное описание очерчивает круг основных моделей течения, которые использовались различными авторами для математического описания движения газа в вихревых трубах.

Для лучшего понимания процессов и структуры течения в вихревых трубах следует, кроме рассмотренных плоских вихрей, представить особенности закрученных трехмерных течений в цилиндрических каналах. Рассмотрим длинную трубу (рис. 2), возле закрытого конца которой расположен завихритель — газораспределительное устройство, обеспечивающее закрутку газа при поступлении в трубу. Известны разнообразные конструкции завихрителей [11, 14], однако в вихревых трубах используются практически исключительно тангенциальные и улиточные завихрители. Для таких конструкций характерно образование около завихрителя центральной зоны обратных течений, диаметр которой составляет около половины диаметра трубы, а длина при интенсивной закрутке потока может достигать нескольких десятков диаметров трубы [11]. Причина возникновения обратных течений заключается в том, что по мере движения интенсивно вращающегося газа вдоль трубы

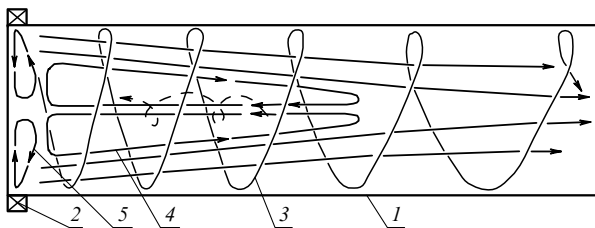


Рис. 2. Типичная картина течения в трубе вблизи тангенциального или улиточного завихрителя: 1 — гладкая цилиндрическая труба с закрытым концом, 2 — завихритель, 3 — периферийный вихревой поток, 4 — центральная зона обратных течений, 5 — торцевое циркуляционное течение.

его *окружная* (тангенциальная) *скорость* падает за счет торможения о стенки и, соответственно, уменьшается радиальный перепад давления. Если скорость поступательного движения вращающегося газа вдоль трубы относительно невелика, т.е. темп продольного падения давления на периферии трубы незначителен, то быстрое уменьшение радиального перепада давления вдоль трубы приводит к появлению на оси трубы отрицательного градиента давления, который и порождает обратное течение. Это явление широко используется, в частности, для стабилизации пламени в газовых вихревых горелках [14].

Вихревые трубы, обычно используемые как дешевые необслуживаемые холодильники, бывают как *противоточные* (рис. 1а), так и *прямоточные* (рис. 1б). Сжатый воздух подается в вихревую трубу Ранка с высокой скоростью (обычно порядка скорости звука) через одно или ряд тангенциальных входных каналов (сопел), расположенных на конце трубы. Горячий газ выходит через периферийный, как правило, кольцевой выход на противоположном конце трубы, а холодный газ отбирается через центральную диафрагму, которая может располагаться на конце трубы как вблизи входных сопел (рис. 1а, конструкция со *встречным* (противоточным) направлением потоков), так и вблизи выхода горячего газа (рис. 1б, конструкция со *спутным* (прямоточным) направлением потоков).

До последнего времени преимущественно исследовались и использовались противоточные вихревые трубы, как более эффективные [3], хотя уже появилась информация [10] о том, что прямоточная вихревая труба с высотой входного тангенциального сопла равной половине диаметра "камеры энергетического разделения" (т.е. собственно трубы) обладает большей температурной эффективностью.

Со времен Р. Хилша [37] в качестве основной характеристики вихревой трубы используется зависимость разницы температур $\Delta T_c = T_0 - T_c$ входящего и холодного потоков от относительного массового расхода холодного газа $\alpha = Q_c/Q$ (Q — массовый расход исходного газа). Другой практически важной характеристикой вихревой трубы является удельная холодопроизводительность $q_c = \alpha \Delta T_c c_p$ (c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении), которая характеризует мощность трубы как холодильника. На рисунке 3 представлены типичные характеристики вихревой трубы [3].

Усилия множества исследователей и конструкторов, работавших с вихревыми трубами, были направлены на повышение их эффективности за счет изменения, в первую очередь, относительных и абсолютных размеров как отдельных элементов, так и труб целиком. На сегодняшний день для конструкции вихревой трубы в качестве оптимальных приводятся следующие параметры [14]: диаметр $D = 94$ мм; длина $L = 520$ мм ($L/D \approx 5,5$); два входных цилиндрических тангенциальных сопла с диаметрами $d_T = 25$ мм (их суммарная относительная площадь $4S_T/(\pi D^2) = 2(d_T/D)^2 = 0,14$); относительная площадь выхода горячего воздуха $4S_H/(\pi D^2) = 0,052$; диаметр диафрагмы холодного воздуха $d_c = 35$ мм ($d_c/D = 0,37$); число Маха потока на входе в трубу $M_0 = 0,4 \div 0,5$. В другой литературе (например, [3]) можно найти хотя и близкие, но иные геометрические характеристики вихревых труб, представляемые в качестве оптимальных. Так, для сокращения

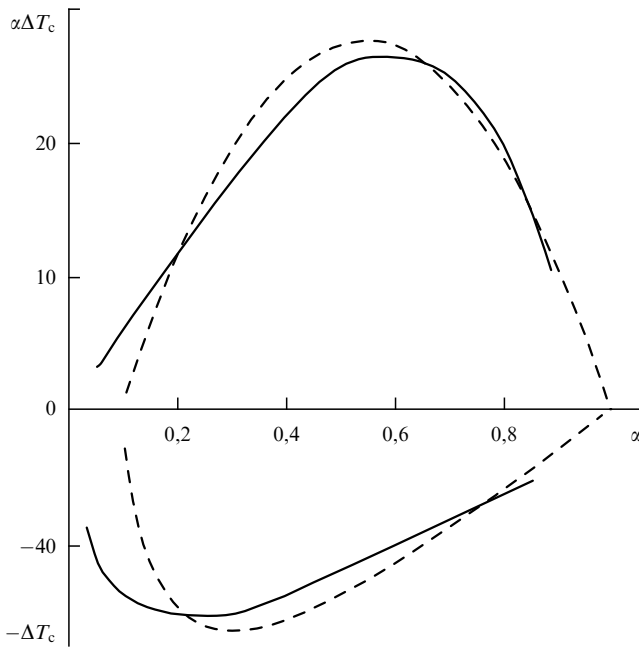


Рис. 3. Типичные экспериментальные характеристики вихревой трубы (сплошная кривая) [3]: $P_0 = 0,6$ МПа, $P_c = 0,1$ МПа, $T_0 = 303$ К, $d_c/D = 0,48$; и расчет по формулам (61а) и (62а) (пунктирная кривая) при тех же параметрах газа в предположении, что через пограничный слой на диафрагме перетекает 9% общего расхода газа.

длины вихревой трубы до 9 калибров (диаметров трубы) рекомендуется внутри трубы у ее горячего конца устанавливать четырехлопастную крестовину; относительный диаметр отверстия диафрагмы холодного газа $d_c/D = 0,45$ или, в более общем случае, $d_c/D = 0,350 + 0,313\alpha$, где доля холодного воздуха α берется из рабочего диапазона для вихревой трубы $0,2 < \alpha < 0,8$; относительная площадь проходного сечения входного сопла $0,085 < 4S_T/(\pi D^2) < 0,1$, при этом используется одно сопло, имеющее прямоугольное сечение, ширина b и высота h которого имеют отношение $b/h = 2$, а само сопло построено в виде улитки по спирали Архимеда; относительно влияния масштаба указывается, что эффективность вихревой трубы заметно растет с увеличением линейных размеров при $D < 33$ мм, а дальнейшее увеличение размеров сказывается незначительно.

Для обобщения данных по эффективности различных вихревых труб очень удобно рассматривать введенную Р. Хилшем [37] безразмерную величину η , называемую температурной эффективностью и представляющую собой отношение получаемой величины охлаждения ΔT_c к эффекту охлаждения ΔT_s (при изэнтропическом расширении газа) от параметров на входе в трубу (P_0 — полное давление, T_0 — температура торможения) до давления выходящего холодного потока P_c

$$\eta = \frac{\Delta T_c}{\Delta T_s} \quad (6)$$

Величина ΔT_s определяется начальной температурой T_0 , перепадом давлений $n = P_0/P_c$ и показателем адиабаты k ($k = c_p/c_v$) по известному выражению [38]:

$$\Delta T_s = T_0 [1 - n^{(1-k)/k}] \quad (7)$$

Оказывается, что температурная эффективность вихревых труб при максимальных эффектах охлаждения η_{\max} меняется очень слабо: от 0,47 при $n = 2$ до 0,5 при $n = 6$ для одной трубы (по данным [3]), и от 0,4 до 0,63 для принципиально разных вихревых труб при неизменных входных параметрах (по данным [10]). Отметим, что такая четкая экспериментальная взаимосвязь между эффектом охлаждения ΔT_c и ΔT_s , которая отражает зависимость ΔT_c от параметров газа на входе в трубу, представляется, безусловно, неслучайной.

Структура потоков в вихревых трубах (в основном, противоточных) исследовалась неоднократно (см., например, [3, 10, 14, 26]) и представляет собой, хотя и не совсем простую, но вполне ясную, картину (рис. 4), больше всего напоминающую структуру течения в пылеуловительных циклонах [14]. Если сравнивать абсолютные значения тангенциальной (окружной) v (рис. 4б), осевой u (рис. 4в) и радиальной j (рис. 4г) скоростей, то наибольшие величины, естественно, характерны для

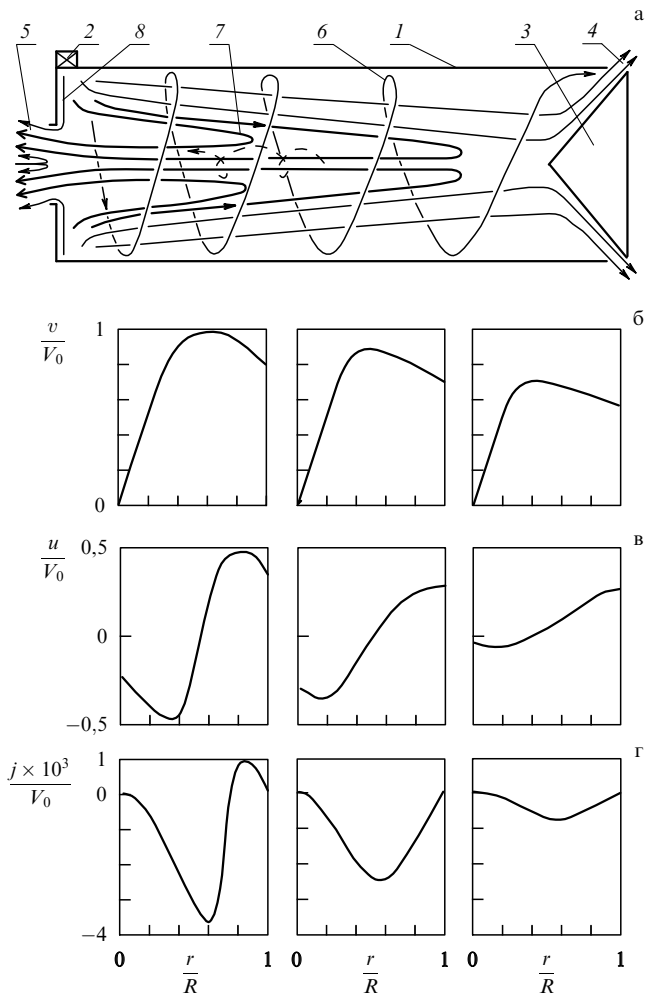


Рис. 4. Схема течения газа в противоточной вихревой трубе (а) и характерные радиальные профили: б — тангенциальной (v), в — осевой (u) и г — радиальной (j) скоростей в соответствующих сечениях. 1 — гладкостенная труба; 2 — тангенциальный или улиточный завихритель; 3 — дроссельный кран (вентиль); 4 — выход горячего газа через кольцевую щель; 5 — выход холодного газа через круглую диафрагму; 6 — периферийное вихревое течение; 7 — возвратное вихревое течение; 8 — радиальное течение пограничного слоя диафрагмы.

окружной. При этом максимум ее радиального распределения, примерно равный скорости поступающего тангенциального потока, смещен к цилиндрической стенке в сечениях вблизи соплового входа и сдвигается, уменьшаясь по величине, к центру по мере приближения к выходу горячего газа. Относительно описания радиального профиля окружной скорости мнения различных авторов расходятся: одни [3, 10] считают, что движение пристеночных слоев описывается уравнением свободного вихря (3), другие [26, 36] полагают, что вынужденный вихрь (1) занимает все входное сечение, за исключением пограничного слоя, который нарастает по мере движения к выходу горячего газа. Если сравнить приведенные на рис. 4б данные о распределении тангенциальной (окружной) скорости из [10] с информацией [14] о течениях в циклонах (формулы (5а–5в)), то подобие сравниваемых течений не вызывает сомнений.

Максимальные значения осевой скорости u где-то на половину порядка меньше максимальных значений тангенциальной скорости v (рис. 4в). При этом зона обратного течения занимает значительную часть сечения трубы и в сопловой плоскости противоточной вихревой трубы, естественно, полностью заполняет сечение диафрагмы холодного газа. Примечательным моментом является уменьшение величины продольной скорости обратного холодного потока на оси трубы, а в плоскости диафрагмы в некоторых случаях даже возникает область с положительной продольной скоростью, что соответствует подсосу окружающего воздуха внутрь трубы.

Значения радиальной составляющей скорости j меньше значений тангенциальной скорости v на $2,5 \div 3$ порядка. В случае цилиндрической камеры энергетического разделения (иногда используют конические трубы, слабо расширяющиеся к "горячему" концу) почти по всему ее сечению радиальная скорость отрицательна (направлена к центру), при этом максимальной величины она достигает у края диафрагмы холодного газа.

Локальные измерения полной температуры (температуры торможения) газа в противоточных вихревых трубах показывают, что минимальной энергией обладают слои газа на оси трубы вблизи соплового сечения, а максимальной — в районе выхода горячего газа, причем радиальный перепад полной температуры максимален в сопловом сечении.

Для обычных конструкций прямооточных вихревых труб картина течения вблизи сечения входа аналогична уже описанному течению в закрытой с одного конца трубе с завихрителем (см. рис. 2) и очень близка к течению вблизи диафрагмы холодного газа противоточных вихревых труб. Минимальное значение температуры торможения для таких прямооточных вихревых труб также оказывается вблизи сечения входа, чем и объясняется их относительно низкая эффективность.

Необходимо отметить еще один момент, характерный для вихревых труб самых разных конструкций — это высокий уровень турбулентности потока и, очевидно, связанный с этим высокий уровень шума, издаваемого вихревыми трубами.

В этом разделе не будут рассматриваться характеристики уникальных вихревых труб, для которых экспериментальные данные не подтверждены многократной проверкой различными исследователями. Такие примеры, требующие осмысления и часто входящие в

противоречие с существующими теориями, будут рассмотрены в последующих разделах.

3. Существующие теории: внутренние противоречия и недостатки в описании экспериментальных данных

На сегодняшний день наибольшее развитие и признание у практиков [3, 4, 11, 14] получила теория, объясняющая процесс температурного разделения газа в вихревой трубе существованием интенсивных турбулентных пульсаций в радиальном направлении. Согласно этой теории, турбулентные элементы, адиабатически расширяясь и сжимаясь при перемещении в поле с высоким градиентом статического давления (градиент давления возникает из-за высоких скоростей вращения газа), "совершают холодильные циклы, передавая тепло в периферийные слои, а источником механической энергии этих циклов является турбулентность" [3]. При этом общая картина течения в вихревой трубе представляется в виде двух вихрей: *внешнего*, распространяющегося от завихрителя к дросселю, и *внутреннего* — приосевого, двигающегося от дросселя к диафрагме. Во внешнем вихре зависимость скорости вращения v от радиуса r приблизительно описывается законом потенциального (свободного) вихря (3), который отражает сохранение момента импульса вихревого потока. Поскольку такой закон вращения при наличии вязкости означает возникновение касательных напряжений, тормозящих внутренние слои и ускоряющих внешние, то многие исследователи видели именно в этом причину передачи энергии от внутренних слоев к внешним и, соответственно, этим объясняли существование эффекта температурного разделения в вихревых трубах. Более аккуратное [3, 10] рассмотрение сил, действующих на элемент жидкости в свободном вихре, показывает, однако, что сила вязкости, ускоряющая элемент со стороны меньшего радиуса, оказывается в точности равна по величине и противоположна по направлению силе вязкости, тормозящей поток со стороны большего радиуса. Это означает, что рассматриваемый элемент не будет изменять свою скорость, т.е. передача кинетической энергии в радиальном направлении в потенциальном вихре не происходит.

Согласно рассматриваемой теории "турбулентных пульсаций" свободный "вихрь может начать разрушаться только на своих радиальных границах, где в результате трения о стенку и взаимодействия с приосевыми элементами нарушается равновесие моментов" сил [3]. "По мере снижения уровня окружных скоростей при движении вихря вдоль трубы уменьшается радиальный градиент статического давления в нем и вихрь распространяется к оси. Уменьшение радиального градиента создает осевой градиент давления, который вынуждает попавшие в приосевую область элементы газа изменить свою осевую скорость на обратную и двигаться к сопловому сечению. В процессе перехода в приосевую область элементы газа интенсивно турбулизуются и за счет высокой турбулентной вязкости образуют обратный поток, вращающийся по закону вращения твердого тела, т.е. вынужденный вихрь с постоянной угловой скоростью ω . Возникший обратный приосевой поток при своем движении закручивается все более интенсивным свободным вихрем" [3]. То есть кинетическая энергия вращения передается от внешнего свободного

вихря к внутреннему вынужденному, а перенос тепловой энергии в обратном направлении, как уже отмечалось, осуществляется благодаря радиальным пульсациям в условиях высокого градиента статического давления. Основное утверждение рассматриваемой теории заключается в том, "что турбулентный перенос в круговом потоке будет иметь место во всех случаях, когда радиальное распределение температуры отлично от закона адиабаты" [3]. (Под адиабатическим радиальным распределением температуры здесь следует понимать такое радиальное распределение температуры, которое бы возникло при адиабатическом расширении газа в поле давления, соответствующем радиальному распределению статического давления во вращающемся газе.)

Что касается описываемой данной моделью картины течения, то она согласуется с большинством экспериментальных данных (см. рис. 4), однако изложенные *причины* возникновения такой картины представляются несколько сомнительными.

Во-первых, по меньшей мере спорным кажется утверждение о внутренней устойчивости свободного вихря, если вспомнить, что наличие касательных напряжений в вязкой жидкости неизбежно приводит к переходу кинетической энергии в тепловую.

Рассмотрим кольцевой элемент жидкости плотностью ρ единичной длины, вращающийся между радиусами R и $R + \Delta R$, имеющий на радиусе R скорость V и двигающийся по закону потенциального вихря (3). Проинтегрировав по радиусу кинетическую энергию жидкости, можно получить величину кинетической энергии, которая запасена в рассматриваемом элементе

$$E_k = \pi \rho V^2 R^2 \ln \frac{R + \Delta R}{R}. \quad (8)$$

Мощность dW , превращающаяся в тепло в элементарном кольце единичной длины жидкости с динамической вязкостью μ и с градиентом скорости кругового движения по радиусу dv/dr , легко находится из соображений размерности

$$dW = 2\pi r \mu \left(\frac{dv}{dr} \right)^2 dr. \quad (9)$$

Проинтегрировав эту мощность по всему объему кольца, получим величину

$$W = 2\pi \mu V^2 R^2 [R^{-2} - (R + \Delta R)^{-2}], \quad (10)$$

которая характеризует скорость перехода кинетической энергии потенциального вихря (3) в тепло. Взяв достаточно малое отношение $\Delta R/R$, можно преобразовать уравнения (8) и (10) к виду

$$E_k \approx \pi \rho V^2 R \Delta R, \quad (11)$$

$$W \approx 4\pi \mu V^2 \frac{\Delta R}{R} \quad (12)$$

и получить характерное время τ превращения свободного вихря в вынужденный, квазитвердый (1), т.е. вращающийся без проскальзывания смежных слоев:

$$\tau \sim \frac{E_k}{W} = \rho \frac{R^2}{4\mu} = \frac{R^2}{4\nu}. \quad (13)$$

Здесь ν — коэффициент кинематической вязкости. Из полученного выражения (13) прямо следует, что при малых радиусах вращения свободный вихрь очень

быстро превращается в вынужденный. Заметим, что для характерного размера вихревых труб $R \approx 2$ см и кинетической вязкости воздуха при комнатной температуре $\nu \approx 1,5 \times 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, время деградации потенциального вихря за счет внутренних сил вязкости весьма велико: $\tau \approx 7$ с. Переход же свободного вихря (3) на меньший радиус вращения не меняет значения числа Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{\rho v r}{\mu} = \frac{v r}{\nu}, \quad (14)$$

поэтому и не должен вызывать турбулизацию потока. Наблюдаемая же в экспериментах высокая степень турбулентности потока, вероятно, имеет другую причину.

Второе внутреннее противоречие данной теории еще более существенно и касается собственно механизма выноса тепловой энергии из центра потока.

Действительно, с одной стороны, известно [39], что скорость распространения тепла из турбулентной струи превышает скорость распространения количества движения. С другой стороны, также известно, что адиабатическое перемещение газовых объемов в поле с градиентом давления приводит к установлению соответствующего поля температур (вспомним, например, снижение температуры в атмосфере с ростом высоты). Однако одновременное применение этих двух соображений к процессам в вихревой трубе, которое по сути и является обоснованием рассматриваемой теории, не кажется правомерным, так как второе из приведенных соображений требует адиабатичности, а первое, наоборот, — интенсивного теплообмена. То, что число Прандтля Pr , равное отношению коэффициентов вязкости и диффузии для турбулентных струй меньше единицы [39] означает только, что при наличии турбулентности выравнивание тепловой энергии по пространству идет быстрее выравнивания кинетической энергии, но для *обоих видов энергии* идет *выравнивание*, причем гораздо более интенсивное, чем в случае отсутствия турбулентности. По своему исходному смыслу турбулентность есть интенсивное перемешивание, которое ведет к усреднению параметров системы. Следовательно, турбулентность сама по себе не может привести к пространственному энергетическому разделению, а уж если благодаря какому-то механизму это разделение и возникает, то турбулентность должна снижать эффективность такого разделения. Предположение о том, что турбулентность может ускорить установление равновесного состояния, при котором распределение температуры в поле давления вихревого потока будет соответствовать закону адиабаты

$$P^{k-1} T^k = \text{const} \quad (15)$$

примерно равносильно предположению о том, что интенсивное перемешивание приведет к более быстрому расслоению двух несмешивающихся жидкостей или будет способствовать разделению в поле тяжести двух газов с различными молекулярными весами.

Основная идея другой существующей теории заключается в "гипотезе о передаче избыточной энергии за счет разности угловых скоростей от осевых слоев газа к периферийным силами вязкости" [10]. Как следует из названия, эта теория является развитием уже упоминавшихся взглядов на процесс передачи энергии как на "раскручивание" внешних слоев газа быстро вращающи-

мися внутренними. "Второе дыхание" этим известным подходам придается благодаря введению ряда новых, весьма неочевидных допущений. Так, предполагается [8–10, 40], что в противоточных вихревых трубах центральный вихрь (см. рис. 4) формируется исключительно возле дросселя из части газа, переносимого периферийным вихрем, и вращается примерно по закону

$$vr^{-2} = \text{const}, \quad (16)$$

причем, согласно модели, через границу между вихрями газ не течет. Данная модель в самой основе своей противоречит экспериментальным данным (в том числе и самого автора этой гипотезы [10]) о реальной картине течения в вихревых трубах.

Во-первых, на всей поверхности, соответствующей нулевым продольным скоростям (поверхность раздела центрального и периферийного вихрей), радиальная скорость имеет существенно ненулевое значение и, как уже отмечалось, максимальное значение радиальная скорость имеет как раз возле края диафрагмы. Это позволяет утверждать, что внутренний вихрь формируется по всей длине вихревой трубы и, в первую очередь, прямо в сопловом сечении.

Во-вторых, рост скорости вращения внутреннего вихря при его движении к выходной диафрагме может означать только то, что энергия вращения переходит от периферийного вихря к центральному, а никак не наоборот. Об этом же говорит и увеличение угловой скорости внутреннего вихря с ростом радиуса (прямое следствие формулы (16)).

Интересный и необычный подход к объяснению эффекта Ранка был продемонстрирован в цикле работ [22–26], выполненных в университете штата Теннесси (The University of Tennessee). Основная идея этих работ, видимо, возникла после успешного подавления нежелательного температурного разделения газового потока в так называемом "круговом каскаде" (annular cascade) при помощи установленных на нем шумоподавителей [41, 42]. Математическая модель [22], построенная, естественно, при определенных допущениях, продемонстрировала, что характерный для вихревых труб громкий "свист", если он вызван основной циркуляционной модой звуковых колебаний внутри трубы, должен ускорять периферийные слои вихревого течения. Механизмом, обеспечивающим это ускорение, является акустическое течение (acoustic streaming), известное в отечественной литературе под названием "звуковой ветер". Хотя количественных оценок в явном виде эта модель получить не позволила, ее авторы сочли достаточным такое объяснение вихревого эффекта. В экспериментальной части работ [22–25] было продемонстрировано заметное повышение температуры на оси противоточной вихревой трубы с закрытым "холодным" выхлопом при резонансном подавлении основной моды "вихревого свиста" (vortex whistle) звукопоглотителем, установленным на перфорированной камере энергетического разделения. Согласно математической модели [22], это явление должно также сопровождаться перестройкой вынужденного вихря, заполняющего вихревую трубу, в свободный, что, согласно данным авторов, и подтверждалось экспериментально наблюдаемым изменением характера движения газа на выходе из трубы при резонансном шумоподавлении: выходящий поток перестраивался из радиально расходящегося в струевую.

При рассмотрении основной работы [22], в которой изложены теория и эксперимент, возникает ряд вопросов, вызывающих сомнения в правомерности предлагаемого подхода.

Во-первых, представляется удивительным, что в качестве "простейшей модели" как для теории, так и для эксперимента взята противоточная вихревая труба с полностью закрытой диафрагмой холодного газа (фактически прямоочная вихревая труба) и при этом полностью игнорируется существование возвратного течения.

Во-вторых, никаких экспериментальных данных, подтверждающих ускорение периферийных слоев под воздействием звука, приведено не было, а преобразование в условиях резонансного шумопоглощения выходящего течения из расходящегося в струевое может свидетельствовать только о том, что общий момент импульса выходящего газа уменьшается. Это представляется совершенно естественным, так как резонанс звукового поглощения означает резкое увеличение связи вращающегося газа с газом в акустических полостях через отверстия в перфорированной трубе и неизбежное увеличение трения. Рост трения должен вызвать замедление вращения потока, что могло также привести к уменьшению температурного перепада, возникающего вследствие эффекта Ранка.

Если первые работы [22–25] еще могли кого-то убедить в правомочности предлагаемого подхода, так как в них экспериментально была продемонстрирована связь между уровнем звука и эффектом температурного разделения, то заключительная работа [26] (к сожалению, не опубликованная в широкой печати) в состоянии убедить в обратном всех, естественно, кроме авторов. В работе [26] путем радиальных промеров в установке повышенного диаметра были установлены следующие факты.

Во-первых, при резонансном звукопоглощении температура холодного газа несколько возрастает, но только вблизи самой оси системы, в то время как в значительной области между $0,42R$ и $0,80R$ (R — радиус трубы), наоборот, наблюдается заметное понижение температуры. Такая перестройка температурного поля, видимо, связана с обнаруженным усилением обратного потока, которое можно объяснить уже упомянутым резким ростом трения и, как следствие, возросшим обратным градиентом давления на оси системы.

Во-вторых, радиальные промеры окружной скорости не выявили ее увеличения в периферийных слоях при наличии "вихревого свиста". Таким образом, хотя результаты работ [22–26] представляют несомненный интерес благодаря содержащемуся в них фактическому материалу, а также, как пример нового неординарного подхода, видимо, такими тонкими эффектами, как "звуковой ветер", вряд ли можно объяснить энергетическое разделение газа в вихревых трубах.

Построенная недавно математическая модель винтового вихря [16, 17] позволила оценить частоту прецессии его ядра, а также описать возвратное течение на оси интенсивного вихревого потока [43] и объяснить интересные экспериментальные данные, касающиеся смены винтовой симметрии в специальном образом возмущенном вихревом потоке жидкости [44]. Однако существенной ясности в вопрос о причинах энергетического разделения эта модель не внесла.

Не внес дополнительной ясности в этот вопрос и подход [13], в котором утверждается, что в вихревой трубе происходит политропический (при постоянной теплоемкости) процесс с переменным по сечению трубы показателем политропы.

В недавней публикации [19] теоретически продемонстрировано образование отрицательного градиента температуры в поле массовых сил при наличии конвекции и стратификации по плотности. Однако от утверждения о том, что "это позволяет дать рациональное объяснение температурной стратификации в атмосфере и в трубках Ранка–Хилша" до создания действительно понятного описания процессов в вихревых трубах очень большая дистанция, и можно ли ее пройти — неизвестно.

Если параметры обычных вихревых труб как-то можно рассчитать, используя первую [3] или вторую [10] из рассмотренных моделей, то некоторые экспериментальные результаты прямо противоречат устоявшимся взглядам. Так, результаты эксперимента, описанные в работе [45], на первый взгляд, противоречат не только всем известным теориям, но и просто здравому смыслу (если не считать, что до определенной степени здравому смыслу противоречит и сам эффект Ранка). В вихревом охладителе ("ВО"), про который из публикации можно понять только то, что он "представляет собой усовершенствованную вихревую трубу (ВТ)" было получено охлаждение обоих выходящих потоков. Кроме того, при входном давлении, превышающем 2 МПа "на выходе отвода "холодного" газа инфракрасным спектрофотометром ИКС-29у регистрировалось излучение полосового спектра в диапазоне 5–12 мкм. С повышением входного давления интенсивность излучения возрастала". "При работе ВО на определенных режимах визуально наблюдалось выходящее из ядра потока излучение голубого цвета (интенсивность и спектральный состав не измерялись)". "При введении по оси ВО стержня диаметром 2–4 мм, один конец которого был закреплен в подшипнике скольжения, вращение стержня происходило в направлении, противоположном направлению вращения основного потока, а скорость, замеренная стробоскопом, составляла около 3000 об/мин". Автор работы [45] предложил свою модель "разделения" температур, согласно которой причиной "разделения" является "волновое расширение и сжатие газа. Сама труба может быть резонатором звуковых колебаний газа. Отличительной особенностью ее работы является очень интенсивный шум. Таким образом, относительно высокий и быстрый разогрев части газа возможен за счет охлаждения других частей этого газа, который тем самым совершает работу адиабатического расширения и сжатия над собой". Почему же при этих звуковых колебаниях нагреваются именно внешние слои, в статье не объясняется. Рассуждения автора о том, что причиной охлаждения газа в вихревой трубе является "адиабатическое расширение с совершением внешней работы", так как "расширяющийся в ВТ или ВО газ производит работу уже внутри трубы над ранее поступившими порциями газа, а также над окружающей атмосферой, поскольку газ выходит в атмосферу" не выглядят убедительными. Достаточно вспомнить, что получить адиабатически охлажденный газ при сверхкритическом перепаде давлений можно, сформировав сверхзвуковое течение при помощи сопла Лавала, однако попытка затормозить сверхзвуковой поток приведет к восстановлению начальной температуры газа [38].

Прежде, чем описывать следующие эксперименты, заметим еще раз, что всерьез, как теория, практиками воспринимается до сих пор [20, 21] только "гипотеза взаимодействия вихрей" [3], утверждающая, что энергетическое разделение осуществляется из-за "адиабатического сжатия и расширения турбулентных вихрей в поле центробежных сил с неадиабатическим распределением температуры" [14]. Поэтому сравнение результатов экспериментов обычно, в том числе и в данном случае, производят, в первую очередь, именно с этой теорией. В качестве очередного аргумента против корректности упомянутой теории можно привести результаты работы [29], в которой обнаружено энергоразделение в серийно выпускаемой воздушной вихревой трубе при использовании в качестве рабочего тела практически несжимаемой жидкости (воды). Хотя энергоразделение было не столь значительным, как в газах (разность температур $\Delta T = T_h - T_c$, где T_h — температура горячего потока, изменялась от 10 К до 20 К при изменении входного давления от 20 до 50 МПа), но все же заметным. Температура холодного потока T_c при этом была выше, чем температура исходной воды T_0 , но ниже, чем температура воды на выходе из завихрителя T_g и чем температура "горячей" воды $T_0 < T_c < T_g < T_h$. Автор статьи [29] отмечает, что изменение плотности воздуха при работе этой вихревой трубы в номинальных условиях ($P_0 = 0,8$ МПа) составляет около 700 %, в то время как изменение плотности воды при повышении давления до 50 МПа всего только 2 %. "Ясно, — заявляет автор, — что существует механизм температурной сепарации в вихревой трубе, не зависящий от сжимаемости рабочей среды". В работе [29] показано, что полученные результаты не противоречат второму началу термодинамики, но ясно, что традиционная теория [3, 14] не в состоянии эти результаты объяснить.

Справедливую критику теории "турбулентных миграций" [14] можно найти в работе [22], где автор приводит примеры аппаратов с турбулентными вихревыми потоками, в которых, так же как и в вихревых трубах, используется тангенциальный подвод газа, но нет температурного разделения. Основным недостаток традиционной теории автор видит в неспособности объяснить эти результаты.

Остановимся подробнее на еще одном результате [33, 34], который и послужил толчком к разработке новой гипотезы, излагаемой в данной статье. Как уже отмечалось, из теории "турбулентных миграций" прямо следует один принципиальный вывод, который заключается в том, что если в трубе создать вихревое течение, а вывод части или всего газа (как в пылеуловительном циклоне Ранка [2] или водоохлаждаемых вихревых трубах [3]) организовать со стороны завихрителя, то это приведет к интенсивному теплоотводу из центральной зоны. Отчасти с целью проверки этого утверждения был проведен эксперимент на серийной сверхвысокочастотной (СВЧ) плазменной установке "Фиалка" с газовыхвевой термоизоляцией и стабилизацией [1] плазменного образования на оси плазматрона и с боковым подводом излучения. Смысл эксперимента заключался в сравнении эффективности вихревой термоизоляции плазмы в "прямом" вихревом потоке и в течении "циклонного" типа, которое реализуется в вихревых трубах. В эксперименте определялись тепловые потери в плазматроне при разных схемах организации течения. В первых трех сериях

опытов плазматрон, генерирующий воздушную плазму, был состыкован с лабораторной установкой для плазмохимической переработки растворов [46, 47].

В первой схеме (рис. 5а) выход гладкостенной кварцевой трубки 1 плазматрона с внутренним диаметром 45 мм сочетался с массивным цилиндрическим теплоизолированным реактором 4 из жаростойкой стали с внутренним диаметром 80 мм при помощи теплоизолированного неохлаждаемого конуса 5 высотой 80 мм. Вихревая стабилизация плазмы 3 СВЧ разряда осуществлялась в этом случае благодаря штатному завихрителю 2, смонтированному в крышке плазматрона установки "Фиалка". В двух других схемах (рис. 5б) между кварцевой трубкой 1 и конусом 5 располагалось водоохлаждаемое сопло-диафрагма 6 (с проходным диаметром 26 мм) с нижним завихрителем 7, общая высота которых составляла 43 мм. Сопло было включено в общий контур охлаждения плазматрона.

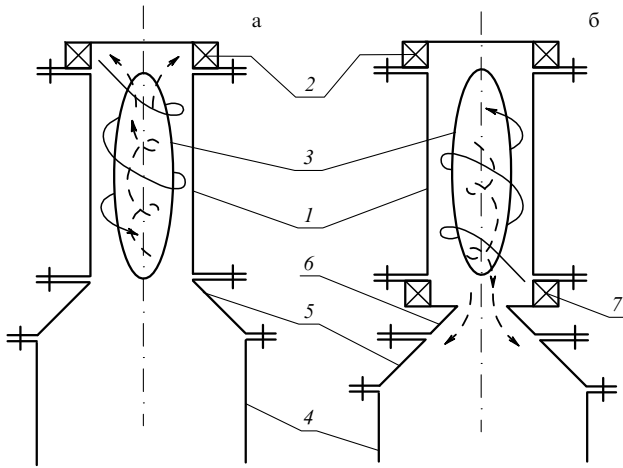


Рис. 5. Схема вихревой теплоизоляции плазмы [33, 34]: (а) в "прямом" потоке; (б) в течении "циклонного" типа. 1 — гладкостенная кварцевая трубка, 2 — верхний завихритель, 3 — СВЧ плазменное образование, 4 — реактор плазмохимической установки [46, 47], 5 — стыковочный конус, 6 — водоохлаждаемое сопло-диафрагма, 7 — нижний завихритель.

При этом во второй схеме воздух подавался через верхний завихритель 2, как и в первой схеме (картина течений изображена на рис. 5а), а в третьей схеме — через нижний завихритель 7, т.е. именно в третьей схеме реализовывалась стабилизация плазмы в течении "циклонного" типа. Сочетание калориметрических и электрических измерений позволяло определять мощность СВЧ излучения W_p , поглощаемую разрядом, и тепловую мощность W_T , выделяющуюся в контуре охлаждения плазматрона. Результаты этих экспериментов представлены на рис. 6 (номера кривых 1–3 соответствуют номерам описанных схем эксперимента) в виде зависимости доли тепловых потерь W_T/W_p от удельного энергозклада в разряд $J = W_p/Q$ (Q — расход плазмообразующего газа).

Поскольку в описанных экспериментах тепловые потери в плазматроне оказывались завышены из-за неконтролируемого теплового потока от реактора 4 (см. рис. 5), были проведены дополнительные опыты, в которых плазматрон был отстыкован от реактора и

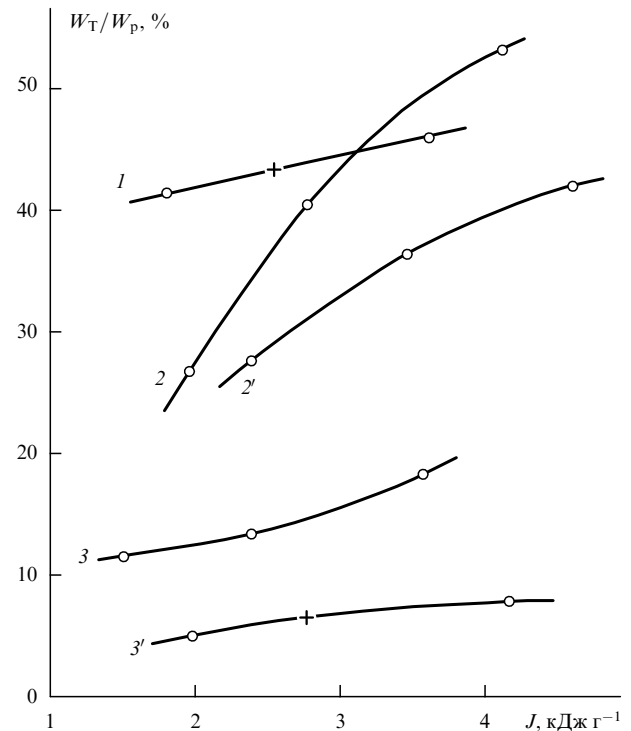


Рис. 6. Зависимость тепловых потерь от удельного энергозклада в разряд при различных схемах вихревой стабилизации [33] (см. рис. 5): 1 — схема с "прямым" недиафрагмированным потоком, 2 и 2' — схемы с "прямым" диафрагмированным потоком (2' — без реактора), 3 и 3' — схемы с "возвратным" потоком (3' — без реактора).

перевернут, а азотная плазма истекала в воздух. Так как схема 1 с недиафрагмированным выходом плазматрона показала наименьшую эффективность (кривая 1 на рис. 6), дополнительные опыты проводились при неизменной геометрии плазматрона, содержащего второй завихритель 7 и сопло-диафрагму 6 (рис. 5б). На рисунке 6 результаты этих опытов отражают кривые 2' (стабилизация в "поступательном" вихревом потоке) и 3' (стабилизация в течении "циклонного" типа).

Приведенные результаты показывают, что переход к течению "циклонного" типа снижает тепловые потери в пять раз, после чего тепловой КПД ($1 - W_T/W_p$) обычного плазматрона становится не ниже, чем у технически сложных систем с рассредоточенной подачей газа через пористые стенки камеры [48]. Если сравнить схемы течения газа в плазматроне, представленные на рис. 5, то полученный результат представляется вполне естественным. Действительно, в случае "прямоточной" геометрии (рис. 5а) возвратные вихревые потоки приводят к выбросу части горячего газа из разряда в пристеночные слои потока. В случае же "циклонного" течения газ из разряда сразу выводится из плазматрона. Несмотря на видимую целесообразность использования течений "циклонного" типа для термоизоляции плазмы и других высокотемпературных и реагирующих систем, с этих позиций такие течения ранее совершенно не рассматривались. В то же время с большой тщательностью был выполнен огромный объем изысканий, связанных с вихревой стабилизацией плазмы в "прямоточных" системах (см., например, [49–51]). Эти факты можно объяснить только популярностью рассмотренной выше тео-

рии турбулентного выноса тепла из центральной зоны вихревой трубы [3].

Следует заметить, что экспериментальные результаты, близкие по значению к описанному выше, получались и раньше, но не были соответствующим образом проанализированы. В качестве примера можно привести работу [52], в которой описан эксперимент по стабилизации пламени вращающимся потоком газа. В отличие от других многочисленных исследований пламен во вращающихся потоках [53] в работе [52] для придания вращения воздуху, окружающему пламя, использовался экран из проволочной сетки (рис. 7). Шлирен-фотографии струи пламени из статьи [52] приведены также в работе [14]. Анализ возможных течений окружающего пламя воздуха при такой постановке эксперимента показывает, что формирующееся вращающейся сеткой течение (см. рис. 7) в общих чертах повторяет течение, характерное для циклонов и вихревых труб.

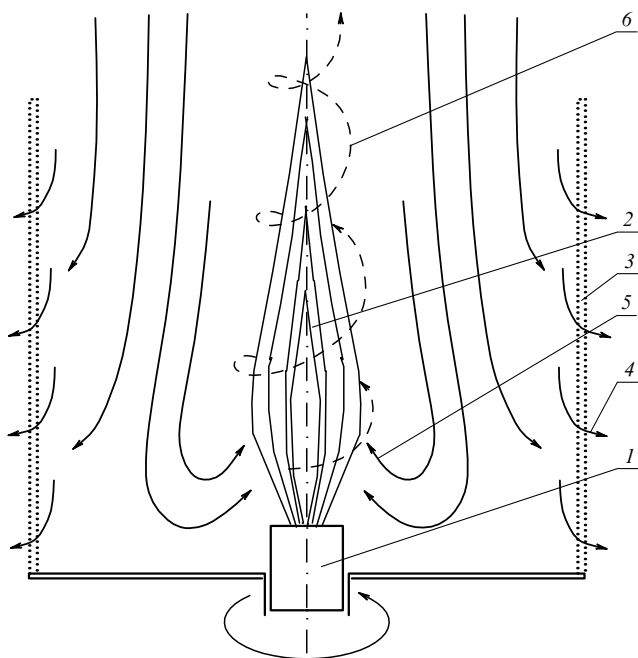


Рис. 7. Схема воздушных потоков в эксперименте по стабилизации пламени вращающейся сеткой [51]. 1 — горелка, 2 — пламя, 3 — вращающийся цилиндрический экран из металлической сетки, 4 — выбрасываемый центробежными силами воздух, 5 — поддерживающий горение воздух, 6 — поток продуктов горения.

Действительно, вращение сетки создает градиент давления воздуха по радиусу системы, поэтому воздух сквозь сетку будет двигаться наружу. Этот поток воздуха сквозь сетку и необходимый для горения расход воздуха должны компенсироваться потоком воздуха, поступающего со стороны открытого конца системы навстречу центральному потоку продуктов горения.

В описываемом эксперименте было получено увеличение температуры пламени, удлинение его более чем в три раза и многократное увеличение стабильности. Вращение сетки также превращало турбулентное пламя в ламинарное. То есть, полученные в работе [52] результаты позволяют утверждать, что турбулентность и интенсивный теплоотвод из центральной зоны не являются атрибутами, заведомо присущими течениям

"циклонного" типа. Эти выводы, не сделанные в работе [52], в корне противоречат господствующей теории турбулентного выноса тепла из центральной зоны вихревых труб.

Таким образом, анализ существующих теорий эффекта Ранка и сопоставление их с экспериментальными данными не только демонстрирует наличие принципиальных противоречий, но и обнаруживает заметное отрицательное влияние некорректности этих теорий на развитие смежных областей науки и техники.

4. Новый подход к объяснению эффекта Ранка

Анализ имеющегося избытка экспериментальных данных показывает, что всякая гипотеза, претендующая на объяснение эффекта Ранка, должна ответить на следующий принципиальный вопрос: каким образом заметная часть входящего тангенциального потока достигает центра вихря без имевшегося у нее запаса кинетической энергии и без эквивалентного количества тепловой энергии. То, что кинетическая энергия центральной части вихря близка к нулю, следует непосредственно из осевой симметрии системы, но каким образом, в условиях постоянного обновления центральных порций газа, вблизи оси оказывается не просто заторможенный газ, но и не нагретый в процессе торможения — неясно. Предлагаемая гипотеза отвечает на этот принципиальный вопрос просто: в центре вихря оказываются те порции входящего потока, которые изначально имели незначительный запас кинетической энергии, а механизмом, обеспечивающим попадание в центр вихря именно этих порций, является разделение в поле центробежных сил элементов потока, имеющих разную окружную (тангенциальную) скорость.

Поясним подробнее суть предлагаемой гипотезы. Благодаря наличию трения и турбулентности как на выходе из тангенциального сопла, так и в самой трубе имеются элементы потока, двигающиеся с различными скоростями, т.е. имеющие разную кинетическую энергию при прочих равных параметрах. К вопросу о форме функции распределения объемов газа по величине скорости мы вернемся позднее, однако будем иметь в виду, что за счет эффекта "прилипания" при взаимодействии потока газа с неподвижной стенкой в этом распределении имеются слои с различной величиной скорости от нуля до V_{\max} . Представим себе, что на одном и том же радиусе во вращающемся газе (рис. 8) имеются два микрообъема, один из которых имеет положительную пульсацию окружной скорости, а другой — отрицательную. Наличие разных тангенциальных скоростей при одном и том же центростремительном ускорении приведет к разделению этих элементов: более "быстрый" удалится от центра потока, а более "медленный" сместится к центру. Таким образом, периферия потока будет обогащаться "быстрым" газом, а центральное ядро — "медленным". В итоге, в центральной области с пониженным статическим давлением соберется заторможенный газ, который испытает, в силу низкой теплопроводности, практически адиабатическое охлаждение, расширяясь в условиях падения давления от начального давления на входе в трубу до атмосферного. На периферии же "быстрый" газ (более "быстрый", чем исходный) испытает частичное торможение о стенки, что

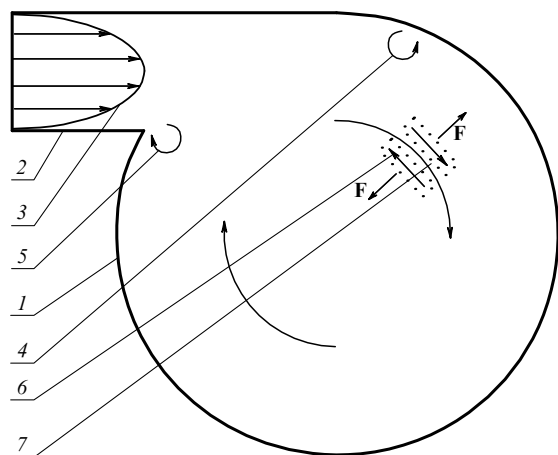


Рис. 8. Формирование на входе в вихревую трубу турбулентных элементов и их разделение в поле центробежных сил. 1 — стенка трубы; 2 — тангенциальное входное сопло; 3 — профиль скорости газа на входе в вихревую трубу; 4 — микровихрь, образующийся при взаимодействии тангенциального потока с цилиндрической стенкой; 5 — микровихрь, образующийся при взаимодействии тангенциального потока с вихревым течением; 6 — элемент газа с отрицательной пульсацией скорости; 7 — элемент газа с положительной пульсацией скорости; F — результирующая сила.

приведет к его нагреву. То есть явление температурного разделения газа аналогично эффектам, наблюдаемым при размешивании сахара в стакане с чаем: все, что движется медленнее окружающей жидкости — сахар, чайники, пузырьки — собирается в центре вихря.

Таким образом можно сформулировать, что причиной процесса энергетического разделения газа в вихревых трубах является центробежная сепарация турбулентных элементов по величине тангенциальной скорости.

Эта гипотеза позволяет качественно объяснить весь массив достоверных экспериментальных данных, опубликованных на сегодняшний день, а также объяснить некоторые особенности конструкции вихревых аппаратов. Часть соответствующих рассуждений, сопровождаемая численными оценками, будет изложена в следующем разделе. Здесь же мы остановимся на некоторых принципиальных выводах и обсуждении качественных результатов.

Первый вывод, который можно сделать, приняв рассматриваемую гипотезу за рабочую, заключается в том, что, поскольку охлаждение центральных слоев является результатом совместного протекания двух процессов — центробежной сепарации "заторможенных" элементов и их адиабатического расширения, то при невозможности протекания второго процесса, например для несжимаемой жидкости, энергетическое разделение все же будет иметь место, хотя и в гораздо меньшем масштабе. При этом малая часть первоначально запасенной энергии давления, превратившись сначала в кинетическую, все же достанется центральному слою вихря и с неизбежностью перейдет в тепловую, поэтому температура "холодной" воды на выходе из вихревой трубы будет выше начальной, но, конечно, ниже, чем температура торможения на выходе из сопла (где вся кинетическая энергия превращается в тепло, которое делится поровну между всеми частями потока), и тем более ниже температуры "горячей" воды, на долю которой достается

непропорционально большое количество кинетической энергии, которая затем переходит в тепло. Именно такой характер имеют результаты, полученные в работе [29].

Второй вывод, который, видимо, следует сделать, состоит в том (см. (6)), что в предлагаемой гипотезе величина η приобретает естественный смысл и по-прежнему не должна превышать 1.

Третий принципиальный вывод касается причины возникновения и роли турбулентности в энергетическом разделении. Центральную часть сечения вихревой трубы занимает вынужденный вихрь, для которого выполняется критерий устойчивости Рэлея [11]

$$\frac{d(\rho v/r)}{dr} > 0, \quad (17)$$

означающий, что возникающие турбулентные возмущения должны затухать, а не нарастать. Экспериментально же наблюдаемый высокий уровень турбулентности потока в вихревых трубах является следствием радиального перемещения "медленных" газовых элементов, т.е. турбулентность в вынужденный вихрь привносится извне — из неоднородного входящего тангенциального потока. Понятно, что если масштаб этой привнесенной турбулентности будет мал по сравнению с размерами системы, то энергетическое разделение будет незначительным — "медленные" элементы "размоются" до попадания в центр вихря. Характерные размеры микрообъемов с существенно разной поступательной скоростью, которые формируются в тангенциальном сопле, определяются поперечными размерами этого сопла. Из этих соображений прямо следует вывод относительно конструкции соплового входа — его размеры должны быть максимальны. Очевидно, именно с этим связан тот факт, что в большинстве конструкций вихревых труб используется однозаходный спиральный или тангенциальный завихритель, размеры сопла которого весьма значительны [3, 4, 10]. В завихрителях же, используемых, например, для стабилизации разрядов, количество тангенциальных вводов газа, как правило, не менее четырех, поскольку проведенные исследования [50, 51] показали, что меньшее число щелей тангенциального завихрителя не обеспечивает надлежащую степень радиальной симметрии потока.

На температурное разделение, конечно, влияет не только турбулентность входящей струи, но и турбулентность, возникающая в самой камере температурного разделения, источниками которой являются зона смещения входящей струи с вихревым потоком (см. рис. 8) и цилиндрический пограничный слой. Турбулентные возмущения из цилиндрического пограничного слоя переносят в холодный центральный поток энергию "горячего" периферийного газа, поэтому надо стремиться либо к подавлению периферийной турбулентности (полирование стенок, вращение камеры), либо к дополнительному охлаждению цилиндрического пограничного слоя (вихревые трубы с водяным охлаждением камеры температурного разделения). Все упомянутые методы применялись в различных существующих конструкциях вихревых труб [4, 5, 10]. Неоднозначность результатов экспериментов различных авторов по исследованию эффективности вихревых труб с вращающейся цилиндрической стенкой камеры [3, 10], видимо, связана с отмеченной двойкой ролью турбулентности в процессе энергетического разделения. Если вращение стенки пода-

влияет формирование начальной турбулентности (т.е. выравнивает профиль скорости непосредственно на выходе из сопла), это приводит к снижению эффективности энергоразделения; если же вращение стенки подавляет только формирование турбулентности пограничного слоя, из-за которой заторможенные у стенки высокотемпературные элементы потока попадают в центр вихревой трубы, это повышает ее энергетическую эффективность.

Из предлагаемой модели не следует, что вихревая труба должна быть "противоточной" (см. рис. 1). Действительно, отвергнутые ранее [3] из-за низкой эффективности "прямоточные" вихревые трубы, как уже отмечалось, могут быть даже более эффективны, чем "противоточные", при условии подавления возвратного вихря на оси системы. В работе [10] для этого использовалось тангенциальное сопло с высотой равной радиусу вихревой трубы, которое, кстати, обеспечивало максимально возможный начальный размер турбулентности. Геометрия потоков в противоточной вихревой трубе такова (см. рис. 4), что для эффективной работы вихревой трубы подавление возвратного вихря крайне нежелательно, поэтому высота сопла противоточной вихревой трубы не может быть столь велика.

Начальная турбулентность формируется не только в самом тангенциальном сопле, но и на выходе из него (см. рис. 8). При этом в результате взаимодействия потока со стенкой вихревой трубы образуются локальные вихри, вращающиеся в противоположную сторону относительно основного потока в вихревой трубе. Если теперь вспомнить про высокую устойчивость вихрей в среде с малой вязкостью [35] и учесть, что средняя скорость газа в образующемся локальном вихре меньше скорости основного потока (т.е. центробежные силы будут смещать этот локальный вихрь к центру трубы), то можно объяснить явление "противовращения" стержня, наблюдавшееся в работе [45]. Так, если конструктивные особенности применявшегося вихревого охладителя обеспечивали формирование таких "противовращающихся" локальных вихрей с большей эффективностью, чем "прямовращающихся", которые образуются на границе между входящей струей и сформировавшимся вихревым потоком (см. рис. 8), и если масштаб этих локальных вихрей был достаточен, чтобы достичь центра системы не разрушившись, то в центре вихревого охладителя должен был сформироваться "противовращающийся" вихрь. При длительном контакте с внешним вихрем этот центральный вихрь должен был бы разрушиться, однако малая длина вихревого охладителя, упоминавшаяся в работе [45], не обеспечивала, вероятно, достаточной длительности такого контакта.

Если следовать теории "пути смещения" Прандтля [35, 38] или более поздней модели "деформации вихревых нитей" [54], следует ожидать, что радиальные и тангенциальные пульсационные скорости вихревого движения должны иметь один порядок величины. Порядок величины тангенциальной пульсационной скорости, согласно рассматриваемому механизму возникновения турбулентности в вихревых трубах (см. рис. 8), такой же, как и у самой тангенциальной скорости. Локальные значения тангенциальной скорости на входе в вихревую трубу, как уже отмечалось, могут достигать величины скорости звука и даже превышать ее [3, 10]. Перемещение же турбулентных объемов газа со столь высокими pulsa-

ционными скоростями в поле с переменным давлением неизбежно будет вызывать образование звуковых волн высокой интенсивности. Хотя тангенциальная скорость установившегося вихревого движения газа, видимо, не может превышать скорости звука из-за неизбежного возникновения непрерывной системы скачков уплотнения [38], наличие участков со сверхзвуковой скоростью вполне возможно [3, 10] и должно сопровождаться формированием скачков уплотнения, которые есть не что иное, как ударные волны низкой интенсивности. Рост перепада давления на входе в трубу будет сопровождаться ростом скорости газа в сверхзвуковых областях течения и ростом интенсивности ударных волн в объеме вихревой трубы. (Напомним, что вихревой охладитель [45] работал при необычно высоких входных давлениях.) Распространение ударных волн в газах с замедленным возбуждением части степеней свободы молекул приводит к существенному повышению (иногда в 2–3 раза) температуры на фронте ударной волны по сравнению с конечной температурой за фронтом [55]. Это, в свою очередь, может приводить к заметному колебательно-вращательному возбуждению части молекул, в результате излучательной релаксации которого возникнет полосатый спектр. Если же учесть, что общая низкая температура газа при наличии колебательного возбуждения части молекул способствует появлению сильно возбужденных молекул [56], то можно понять, что конечным результатом этого процесса может быть не только электронное возбуждение молекул с последующей релаксацией путем излучения в видимом диапазоне электромагнитных волн, но даже диссоциация части молекул. Вероятно, процессы такого рода и наблюдались автором работы [45] при проведении экспериментов с вихревым охладителем.

Выход энергии из объема звуковой трубы в виде звуковых и электромагнитных колебаний должен, конечно, уменьшить полную энергию выходящих потоков по сравнению с энергией исходного газа, но, видимо, не до такого уровня, при котором оба выходящих потока имеют температуру заметно ниже начальной [45]. Поскольку в работе [45] сообщается, что "спрямление" выходящего потока приводило к повышению температуры горячего газа, после чего, судя по приведенным данным, наблюдался удовлетворительный баланс энергии, причину дисбаланса следует искать именно во вращении выходящего "горячего" потока. С учетом того, что в "холодном" выходящем потоке заметную долю занимал "противовращающийся" вихрь [45], интенсивность вращения "горячего" потока в силу закона сохранения момента импульса должна была быть весьма высокой, что могло приводить к температурному разделению газа уже в выходящем устройстве, где измерялась температура "горячего" потока. Поэтому при обычной практике измерения температуры на оси потока результаты могли оказаться сильно заниженными.

При обсуждении идеи рассматриваемой гипотезы возникло некоторое сомнение относительно механизма, вызывающего перемещение начальных турбулентных возмущений. Сомнение это связано с тем, что на сегодняшний день теория турбулентности, основанная на воззрениях Прандтля [35, 38], рассматривавшего распространение турбулентных объемов по аналогии с перемещениями молекул газа, в значительной степени уста-

рела. Теперь, как правило, принято рассматривать не пульсацию скорости, а вихревое возмущение определенного масштаба и интенсивности [54]. А взаимодействие вихрей с обтекающим потоком следует рассматривать с учетом возникающей силы Жуковского [35]

$$F = \rho v \Gamma, \quad (18)$$

где v — скорость потока относительно образования завихренности Γ . Сравнение по порядку величины ускорения, вызываемого силой Жуковского, и дополнительного центростремительного ускорения, действующего на "замедленный" объект, представляющий собой микровихрь радиуса r_m с поступательной скоростью равной половине окружной скорости в вихревой трубе (см. рис. 8), дает отношение порядка R/r_m . Кроме того, направление силы Жуковского зависит от направления вращения обтекаемого вихря, т.е. если микровихри, образующиеся при взаимодействии втекающего тангенциального потока с внутренней стенкой вихревой трубы (см. рис. 8), должны ускоряться в направлении центра, то микровихри, образующиеся при взаимодействии втекающего потока со сформированным "главным" вихрем, должны, большей частью, испытывать ускорение, направленное от центра. Несмотря на большое относительное значение силы Жуковского, против введения ее в рассмотрение имелись также веские аргументы.

Во-первых, возникало сомнение относительно правомочности перенесения результатов, полученных при рассмотрении стационарной задачи обтекания присоединенного вихря равномерным по высоте прямолинейным потоком, на ситуацию обтекания турбулентных вихрей, характерное время распада которых порядка времени половины оборота [39], да еще и потоком, имеющим не только сильно переменную (на расстояниях порядка диаметра обтекаемого микровихря) скорость, но и существенный градиент давления.

Во-вторых, предположение о том, что всякое возмущение скоростного потока порождает вихри, в реальном газе кажется слишком категоричным, например, если вспомнить ламинарные течения вязких газов в каналах.

Поскольку чисто теоретическое рассмотрение требовало принятия разного рода допущений, которые в итоге могли привести к ошибочному результату, для разрешения этого вопроса был специально проведен несложный эксперимент (рис. 9). Глубокий круглый сосуд диаметром 245 мм с водой, окрашенной молоком, был осесимметрично закреплен на диске шлифовального станка, вращающемся в горизонтальной плоскости с частотой около двух оборотов в секунду. После того, как относительное движение воды и сосуда прекращалось, на радиусе 80 мм во вращающуюся "белую" воду вливалась с высоты 0,2 м вертикальная струя (диаметром около 5 мм) воды, окрашенной чернилами. Оценка числа Рейнольдса (14) для потока, обтекающего струю, показала, что в месте слияния должна возникать турбулентность. (Вообще, при слиянии струй турбулентность возникает даже при весьма малых числах Рейнольдса [38].)

Суть эксперимента заключалась в том, что если определяющую роль в радиальных смещениях турбулентных образований играет предлагаемый в рассматриваемой гипотезе механизм, то "чернила", имеющие меньшую окружную скорость, должны смещаться к центру. Если же превалирует ускорение за счет силы Жуковского, то образующиеся турбулентные возмуще-

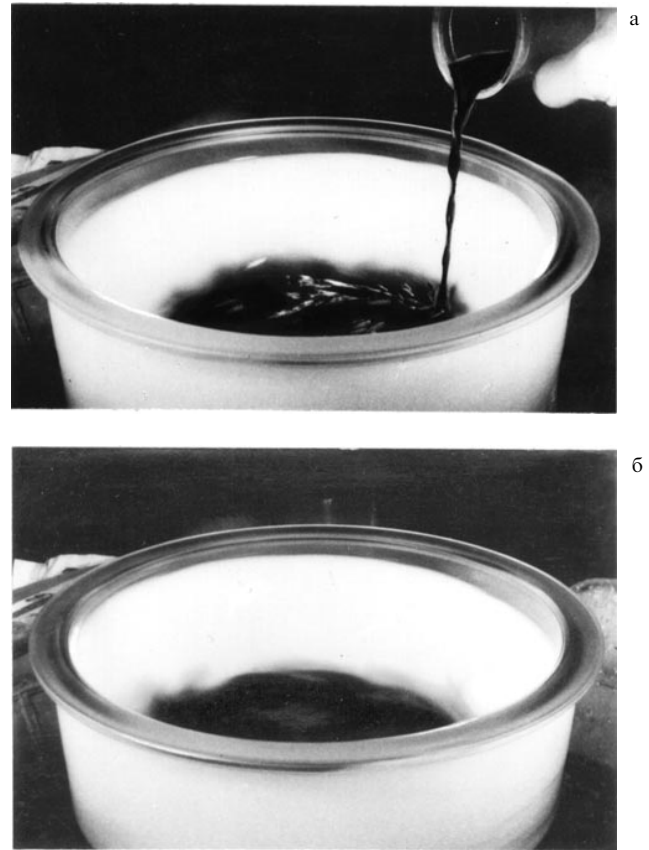


Рис. 9. Схема эксперимента, демонстрирующего смещение заторможенных микрообъемов к оси вращения. Во вращающийся глубокий сосуд с молочно-белой жидкостью вливается струя чернил (а). Через несколько секунд внутренняя область закрашивается (б).

ния должны расходиться в различные стороны в зависимости от направления своего вращения. Через несколько секунд вся жидкость на радиусах, меньших "радиуса вливания", оказалась окрашенной чернилами, в то время как в остальной части сосуда она по-прежнему оставалась белой. То есть, этот эксперимент прямо указывает, что турбулентные возмущения, имеющие более низкую тангенциальную скорость, чем окружающий поток, смещаются к центру, что и является причиной энергетического разделения в вихревых трубах согласно предлагаемой гипотезе. Влияние же сил Жуковского, видимо, гораздо менее значительно.

Для того, чтобы понять целесообразность использования таких широко применяемых в конструкциях вихревых труб деталей, как коническая камера температурного разделения или крестовина, устанавливаемая на оси трубы вблизи "горячего" выхода [3], следует обратить внимание на отрицательную роль пограничных слоев, образующихся вблизи цилиндрической стенки и, главное, вблизи диафрагмы и дросселя (см. рис. 1). По торцевым пограничным слоям горячий или неразделенный газ попадает в центральный возвратный вихрь или прямо в диафрагму холодного газа. Если борьба со стекающим по диафрагме пограничным слоем, которая велась целенаправленно [3], оказалась не слишком результативной, то стекание в возвратный вихрь горячего газа по поверхности дросселя, видимо, удастся подавить различными методами (применялись эти методы, в

основном, эмпирически, а результативность их сказывалась на эффективности температурного разделения). К таким методам можно отнести большую длину камеры температурного разделения, превышающую длину возвратного вихря; крестовину на оси у горячего выхода, которая тормозила вращение потока и также приводила к сокращению длины возвратного вихря; коническую камеру температурного разделения, расширяющуюся в сторону выхода горячего газа, которая снижала интенсивность вращения и уменьшала радиальный градиент давления в районе дросселя. Кроме того, коническое расширение вихревой трубы препятствовало эффективному диафрагмированию ее проходного сечения нарастающим по длине пограничным слоем. Такое диафрагмирование приводит к вынужденному смещению всего входящего потока на меньшие радиусы вращения — формированию свободного вихря (2). Формирование свободного вихря во входном сечении нежелательно, поскольку, как уже указывалось, приводит к преобразованию кинетической энергии в тепловую за счет сил вязкого трения между слоями, и особенно противопоказано при скоростях входящего потока, близких к звуковой, ибо дальнейшее увеличение окружной скорости оказывается невозможным без повышения температуры газа в возникающих скачках уплотнения. Расширение камеры температурного разделения и установка крестовины, видимо, целесообразны еще и с точки зрения увеличения осевого градиента давления вблизи диафрагмы¹. Увеличение осевого градиента приводит к увеличению скорости истечения центральных, самых холодных порций газа (см. рис. 4).

Из предыдущих рассуждений видно, что предлагаемая модель позволяет качественно объяснить самые неожиданные экспериментальные данные, которые были получены для вихревых труб. Если же посмотреть на возвратно-вихревые течения, характерные для противоточных вихревых труб, несколько шире, не только с точки зрения их использования для энергетического разделения газов, то следует еще раз отметить перспективность их использования с целью аэро- или гидродинамической изоляции окружающей среды и, в первую очередь, стенок аппаратов от зоны реакции (пламя, плазма и т.д.) [57]. Для большей эффективности такой изоляции входную турбулентность следует всячески подавлять или, по крайней мере, стремиться к уменьшению ее масштаба, хотя, как показывает опыт эксплуатации вихревых труб, даже при высоком уровне начальной турбулентности возвратно-вихревая геометрия обеспечивает весьма высокую степень изоляции стенок от центральной зоны (но не наоборот). В какой-то мере по своему действию возвратно-вихревое течение аналогично мембране с односторонней пропускной способностью, поскольку обеспечивает перенос воздействия от внешних слоев к центральным.

5. Количественные оценки для процессов в вихревых трубах

Как справедливо отмечено во вводной главе монографии [54], "единственное утверждение относительно турбулентности беспорно: это наиболее сложный вид движе-

ния жидкости". Тем не менее попытаемся оценить геометрические размеры вихревых труб и их энергетические характеристики из общих физических соображений и общеизвестных экспериментальных фактов. При этом принципиально, по возможности, постараемся избежать использования широко применяемых в газодинамике безразмерных критериальных зависимостей, чтобы сохранить в явном виде физические предпосылки проводимых оценок. Оценки будем проводить для наиболее изученных противоточных вихревых труб, а для сравнения с экспериментальными данными будем использовать, в основном, монографию [3], содержащую множество обобщенного и систематизированного материала. Заметим, что применение предлагаемой гипотезы сохраняет в силе многие оценочные расчеты по параметрам вихревых труб, выполненные другими авторами, которые, иногда не объясняя по существу механизм энергетического разделения (например, [36]), пытались определить оптимальные характеристики вихревых труб, опираясь на экспериментальные данные о структуре течения.

5.1. Оценка геометрических размеров вихревых труб и параметров газа в них

Для начала предположим, что турбулентные элементы, адиабатически распределившись по радиусу основного вихря в соответствии со своими начальными скоростями, образуют вынужденный вихрь (1) в центральной части вихревой трубы. Для того, чтобы через круговую диафрагму выходил действительно охлажденный газ, надо из внутреннего вихря отобрать только низкоскоростную и низкотемпературную центральную часть, в пределах которой, к тому же, не должно быть значительного перепада давления (иначе на оси возникнет поток окружающего воздуха внутрь трубы). Рассмотрим, какое распределение по радиусу вынужденного вихря имеют основные параметры газа — давление, температура, плотность. Для этого примем модель плоского квазитвердого (1) вихря радиуса R_f , состоящего из идеального газа, для которого выполняется уравнение Клапейрона

$$\frac{P}{\rho T} = \text{const}. \quad (19)$$

Полагаем, что процесс разделения турбулентных элементов уже завершился и прошел адиабатически, т.е. для вынужденного вихря выполняется уравнение Пуассона

$$\frac{P}{\rho^k} = \text{const}. \quad (20)$$

С учетом того, что распределение давления в плоском безрасходном вихре (т.е. в вихре с незначительными радиальными скоростями) подчиняется закону

$$\frac{dP}{dr} = \frac{\rho v^2}{r}, \quad (21)$$

в результате интегрирования уравнения (21) можно получить следующие зависимости:

$$\frac{P}{P_1} = \left[1 + 0,5(k-1) \left(\frac{V_f}{c_1} \right)^2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^{k/(k-1)}, \quad (22)$$

$$\frac{T}{T_1} = 1 + 0,5(k-1) \left(\frac{V_f}{c_1} \right)^2 \left(\frac{r}{R} \right)^2, \quad (23)$$

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \left[1 + 0,5(k-1) \left(\frac{V_f}{c_1} \right)^2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^{1/(k-1)}. \quad (24)$$

¹ Известно [11, 14], что расширение вращающихся потоков способствует образованию возвратных течений.

Здесь P_1, T_1 и ρ_1 — параметры газа в центре вихря, V_f — окружная скорость на внешней границе вынужденного вихря, c_1 — скорость звука в центре вихря. Для того, чтобы понять, как связана доля отбираемого газа α с радиусом диафрагмы r_0 , следует проинтегрировать уравнение (24) от 0 до r_0 и от 0 до R_f . Отношение этих интегралов и даст искомую зависимость:

$$\alpha = \left\{ \left[1 + \frac{k-1}{3-k} \left(\frac{r_0}{R_f} \right)^2 \right]^{k/(k-1)} - 1 \right\} \times \left[\left(1 + \frac{k-1}{3-k} \right)^{k/(k-1)} - 1 \right]^{-1}. \quad (25)$$

Заметим, что в работе [36] уравнения (22) и (23) были получены, но для определения доли отбираемого газа интегрирование велось без учета изменения плотности газа по радиусу, соответственно и была получена совершенно иная зависимость (рис. 10). Из уравнения (25) можно получить относительный радиус диафрагмы, задав величину α . Так, для воздуха с $k = 1,4$ при $\alpha = 0,5$ получается $r_0/R = 0,76$. Предельные параметры же газа на периферии вынужденного вихря, соответствующие окружной скорости V_f равной скорости звука, для воздуха таковы: $P_f/P_1 = 2,184$; $T_f/T_1 = 1,25$; $\rho_f/\rho_1 = 1,747$. В отличие от работы [36] мы не будем полагать, что вынужденный вихрь занимает все сечение вихревой трубы в районе сопла, а вспомним, что для обеспечения эффекта энергетического разделения конструкторы были вынуждены использовать сопла значительных размеров. Для сравнения наших оценок с экспериментальными результатами учтем соотношение размеров сопла и трубы, рекомен-

дованное в [3] (см. раздел 2):

$$h = \left(\frac{S_T}{2} \right)^{0,5} = \left(0,09\pi \frac{R_0^2}{2} \right)^{0,5} = 0,376 R_0,$$

где R_0 — радиус трубы. Полагая, что во входном сечении противоточной вихревой трубы, где и расположена диафрагма холодного газа, распределение окружной скорости представляет из себя комбинацию вынужденного вихря радиуса R_f и участка с примерно постоянной скоростью "толщиной" $h = R_0 - R_f$, можно из формулы (25) получить для воздуха зависимость

$$\frac{r_0}{R_0} = \frac{d_c}{D} = 1,248 [(1,18\alpha + 1)^{1/3,5} - 1]^{0,5}, \quad (26)$$

которая близка к экспериментальной, приведенной в [3], особенно в области больших α (см. рис. 10). Расхождение при малых α , видимо, связано с тем, что в данной оценке не учитывался профиль скорости выходящего холодного потока, который весьма неравномерен, особенно при малых α (см. рис. 4). Кроме того, при попытке отобрать малую часть особо холодного газа, естественно, сильнее будет сказываться неполная адиабатичность процесса (за счет подмешивания торцевого пограничного слоя и за счет теплопроводности при "медленном" выводе холодного газа), что приведет к повышению температуры в центре вихря и, соответственно, к уменьшению доли газа, сосредоточенной на малых радиусах.

Для периферийного участка плоского вихря с постоянной по радиусу окружной скоростью также можно провести интегрирование уравнения (21) и получить распределение давления и температуры на этом участке

$$\frac{P}{P_f} = \left[1 + (k-1) \ln \frac{r}{R_f} \right]^{k/(k-1)}, \quad (27)$$

$$\frac{T}{T_f} = 1 + (k-1) \ln \frac{r}{R_f}. \quad (28)$$

Использование этих уравнений позволяет определить давление P_p и температуру T_p на периферии вихревой трубы. Так, для рассматриваемой воздушной вихревой трубы, у которой $R_0/R_f = (R_f + h)/R_f = 1,6$ получается $P_p/P_f = 1,83$ и $T_p/T_f = 1,188$.

В оптимальных режимах скорость газа на входе в вихревую трубу не должна превышать скорость звука на периферии вынужденного вихря, чтобы не возникал дополнительный нагрев газа в скачках уплотнения, поэтому максимальная скорость на выходе из сопел $V_0 = V_p$, что с учетом полученного отношения температур $T_p/T_f = 1,188$ соответствует числу Маха потока $M = (T_f/T_p)^{0,5} = 0,92$. Из уравнения

$$P[1 + 0,5(k-1)M^2]^{k/(k-1)} = \text{const} \quad (29)$$

для адиабатически ускоряющейся струи газа [38] можно определить давление торможения исходного воздуха P_0 : $P_0/P_p = 1,724$. Если теперь, используя уравнение (22), найти величину давления на границе диафрагмы P_d и принять, что это давление равно атмосферному или давлению выходящего холодного потока P_c , то можно найти максимальный перепад давлений, при котором вихревая труба еще работает в оптимальном режиме.

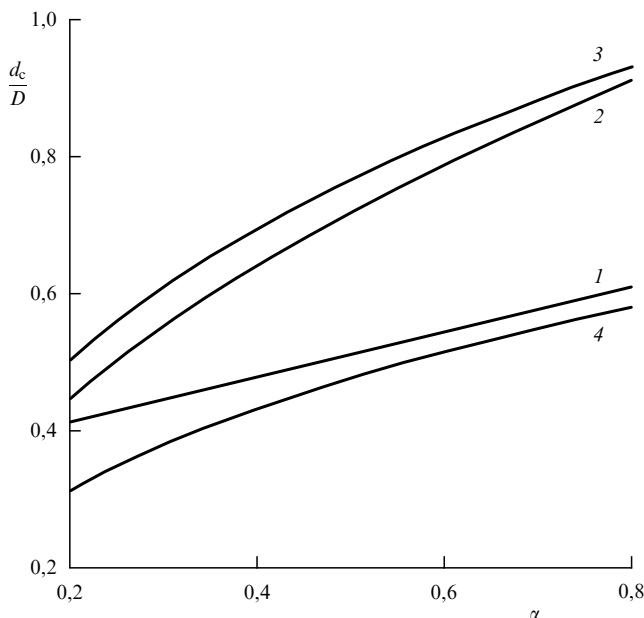


Рис. 10. Зависимость относительного размера диафрагмы от доли отбираемого холодного газа: 1 — расчет по обобщающей экспериментальные данные формуле из [3]; 2 — расчет по формуле из [36], полученной для модели вынужденного вихря без учета сжимаемости газа; 3 — расчет по формуле (25) для вынужденного вихря с учетом сжимаемости газа; 4 — расчет по формуле (26) для комбинированного вихря.

Так, для воздушной вихревой трубы с относительной величиной диафрагмы $r_0/R_0 = 0,5$, что примерно соответствует доле отбираемого холодного воздуха $\alpha = 0,5$, получится

$$n = \frac{P_0}{P_c} = \frac{P_0}{P_p} \frac{P_p}{P_f} \frac{P_f}{P_1} \frac{P_1}{P_d} = 5,57.$$

Это значение хорошо соответствует экспериментальным данным, изложенным в [3], где указывается, что температурный эффект ΔT_c заметно растет до $n = 8$, а температурная эффективность η остается примерно постоянной до $n = 6$.

Таким образом, ясно, что получаемые из предположения об адиабатическом формировании центрального вынужденного вихря оценки для таких важных параметров вихревой трубы, как относительная величина диафрагмы в зависимости от доли холодного газа и диапазон оптимальных давлений, соответствуют имеющимся экспериментальным данным.

Оценим теперь характерное время температурного разделения, которое может определять размеры вихревой трубы. Пусть минимальный размер входного сопла h , тогда характерный размер турбулентного элемента будет порядка $h/2$, а характерная величина пульсации скорости входящего потока будет иметь порядок $V_0/2$. Сила, которая будет толкать этот элемент к центру во вращающейся с вынужденным вихрем системе координат будет иметь величину

$$F_c \sim \left(\frac{h}{2}\right)^3 \frac{\rho[V_0^2 - (V_0 - V_0/2)^2]}{R_0} \sim \left(\frac{h}{2}\right)^3 \frac{\rho V_0^2}{R_0}.$$

Если теперь предположить, что скорость разделения турбулентных элементов V_d определяется из равенства этой силы и силы вязкого трения, то мы получим величину скорости разделения, многократно превышающую скорость звука. Поэтому следует предположить, что разделение турбулентных элементов происходит с высокими скоростями, при которых сопротивление движению определяется формируемым перепадом давления на переднем и заднем краях движущегося элемента. В этом случае сила сопротивления будет иметь порядок $F_f \sim (h/2)^2 \rho V_d^2$. Приравняв F_c и F_f , можно оценить характерную скорость радиального перемещения разделяющихся турбулентных элементов: $V_d/V_0 \sim 0,5 h/R_0$. Для выше рассмотренной трубы это означает очень высокую скорость $V_d \sim 0,2 V_0$ и очень малое характерное время разделения $T_d \sim 5 R_0/V_0$, примерно равное времени одного оборота вынужденного вихря. Длину, на которой происходит основное температурное разделение, L_d в этом случае можно оценить следующим образом:

$$L_d \sim t_d U_d \approx \frac{2V_0}{\pi(R_0^2 - r_0^2)} \frac{5R_0}{V_0} \sim R_0.$$

В этой оценке учтено, что вблизи входа почти весь газ $Q = \rho S V_0$ движется в сторону дросселя, занимая сечение трубы от r_0 до R_0 , причем плотность этого газа примерно равна плотности газа на входе, а максимальная поступательная скорость U_d раза в два превышает среднemasсовую. Действительно, промеры радиальной скорости [10] показали, что если на длине в два калибра (диаметра трубы) еще имеется область с положительным значением

радиальной скорости (см. рис. 4) (согласно рассматриваемой гипотезе это соответствует процессу отделения ускоренных микрообъемов), то на всей остальной длине трубы радиальная скорость отрицательна по всему сечению (согласно рассматриваемой гипотезе это связано с миграцией к центру заторможенных турбулентных элементов из пограничного слоя). Все это означает, что продольные размеры существующих вихревых труб определяются не временем энергетического разделения, а из других соображений.

Чтобы провести оценку относительной площади входного сопла и абсолютных размеров трубы, следует учесть два соображения.

Первое из них заключается в том, что для того, чтобы последующее торможение холодного потока не приводило к его заметному разогреву, поступательная скорость этого потока должна быть существенно меньше скорости звука. В то же время будем иметь в виду, что средняя скорость газа на выходе из подводящих тангенциальных сопел V_0 , как правило, близка к скорости звука (при существенно меньшей скорости охлаждение будет незначительным). Такого же порядка среднюю окружную скорость имеет газ сразу после поступления в вихревую трубу. Таким образом получается оценка для поступательной скорости холодного газа на выходе из диафрагмы

$$\frac{\alpha Q}{\pi \rho_a r_0^2} \ll V_0.$$

Здесь Q — полный расход газа. С учетом того, что $Q = m \rho_a S V_0$, где S — суммарная площадь входных сопел, а m — отношение плотности газа на срезе тангенциального сопла к плотности ρ_a , выходящего из вихревой трубы при атмосферном давлении газа, получим оценку

$$\pi r_0^2 \gg \alpha m S. \quad (30)$$

Второе соображение, которое надо постоянно иметь в виду при рассмотрении процессов в вихревых аппаратах, — это влияние торцевого пограничного слоя. Иллюстрацией важности учета влияния торцевого пограничного слоя может служить работа [58]. Пограничный слой на поверхности, перпендикулярной оси вихревого потока имеет свои особенности, принципиально отличающие его от пограничных слоев в обычных системах. Дело в том, что градиент давления, вызывающий вторичное течение в пограничном слое², перпендикулярен направлению движения основного потока. Поэтому общая картина течения в приповерхностном слое носит весьма сложный характер: чем ближе расположен рассматриваемый элемент газа к торцевой стенке, тем с меньшей скоростью он участвует в круговом движении и тем меньше будет скомпенсирован для него радиальный градиент давления, вызывающий скорость, направленную к центру системы. Если к этому добавить то, что на момент создания монографии [54], можно было утверждать, что "вся имеющаяся информация относится к пограничному слою с постоянным давлением", то становится понятной вся сложность проведения корректных оценок для этого участка вихревого течения.

² В вихревых трубах он имеет величину порядка 10^7 Па/м!

Тем не менее постараемся такие оценки выполнить. Для этого мысленно разобьем участок потока вблизи торцевой поверхности на два. Первый — непосредственно прилегающий к поверхности, в котором течение имеет преимущественно радиальное направление и определяется градиентом статического давления; а второй участок — относительно слабо возмущенная часть вихревого потока, турбулентные элементы которой испытали частичное торможение и, так же, как заторможенные элементы основного потока, перемещаются на "низкие орбиты", где вновь вовлекаются в вихревое турбулентное движение³. Если при этом учесть, что, согласно данным, приведенным в [38], в газах переход ламинарного режима течения пограничного слоя в турбулентный на плоских поверхностях наступает при весьма больших значениях числа Рейнольдса $Re_x \geq 2 \times 10^6$, то есть основания полагать, что пограничный слой с радиальным течением будет преимущественно ламинарным. В терминах обычной теории турбулентного пограничного слоя радиальное течение можно назвать "ламинарным подслоем". Вообще, даже без предположения о ламинарном характере течения в этом слое ясно, что возникающие турбулентные возмущения будут с неизбежностью вовлекаться в вихревое движение. Скорость течения V_δ в ламинарном слое, в силу огромного перепада давления по радиусу вихревой трубы, должна приближаться к звуковой. Тогда расход газа, который по этому пограничному слою перетекает в центр трубы, не испытывая энергетического разделения, и разбавляет холодный поток, можно оценить следующим образом:

$$Q_d \approx 2\pi r_0 \delta_d V_0 \rho_a.$$

Толщина ламинарного пограничного слоя на внутреннем крае диафрагмы δ_d определяется длиной x_δ , на которой развивается пограничный слой. Опираясь на данные о толщине пограничного слоя для обычных течений [37], будем считать, что

$$\delta_d \sim \frac{4,64 x_\delta}{(Re_x)^{1/2}} = 4,64 \left(\frac{x_\delta v}{V_\delta} \right)^{1/2} \approx 4,64 \left[\frac{(R_0 - r_0)v}{V_0} \right]^{1/2}.$$

Здесь, как и ранее, v — коэффициент кинематической вязкости. Тогда

$$Q_d \sim 2\pi r_0 \delta V_0 \rho_a \approx 25 r_0 \rho_a [(R_0 - r_0)v V_0]^{1/2}. \quad (31)$$

Для эффективной работы вихревой трубы необходимо, чтобы количество газа, протекающего без энергетического разделения через ламинарный пограничный слой в центр системы, было много меньше общего количества "холодного" газа, т.е. $Q_d \ll \alpha Q$. Это эквивалентно неравенству

$$\alpha m S \gg 25 r_0 \left[\frac{v(R_0 - r_0)}{V_0} \right]^{1/2}. \quad (32)$$

Для того, чтобы оценить толщину возмущенного приповерхностного турбулентного слоя, воспользуемся

известными данными [38] о турбулентном смешении близких по скорости потоков и напомним формулу для скорости уширения турбулентной струи, стекающей к центру вдоль поверхности диафрагмы

$$0,22 V \frac{dt}{db} \approx 2 \frac{V}{V/2} = 4,$$

где $V dt$ — путь, проходимый элементом вихревой струи за время dt ; db — уширение, которое испытывает струя на этом пути; 0,22 — известный из многочисленных экспериментов коэффициент в формуле, описывающей уширение турбулентной струи в спутном потоке [38]. Переход от радиального течения на поверхности диафрагмы к основному вихревому течению плавный, поэтому возмущение от диафрагмы будет распространяться с такой же относительной скоростью, как и от близкого по значению скорости спутного потока, а в близком по значению скорости спутном потоке струя уширяется примерно так же, как и в потоке со скоростью, отличающейся в два раза [38], что и учтено в приведенной формуле. То есть скорость расширения турбулентного возмущения в глубь вихревого потока $V_\delta = db/dt \sim V/20$. С учетом характерного времени удержания газа в вихревой трубе τ_0

$$\tau_0 \sim \frac{\pi R_0^2 L}{V_0 S}$$

(L — длина вихревой трубы) получим оценку толщины возмущенного слоя

$$\delta_t \approx V_\delta \tau_0 \sim \frac{\pi R_0^2 L}{20 S}.$$

Для того, чтобы в процессе энергетического разделения участвовал весь объем вихревой трубы, а не происходило эффективное уменьшение ее радиуса [58], необходимо, чтобы рассматриваемое возмущение не достигало противоположного конца трубы, т.е. $\delta_t \ll L$, или

$$20 S \gg \pi R_0^2. \quad (33)$$

Из неравенств (30) и (33) для трубы, работающей в типичном режиме: $\alpha \approx 0,5$, что соответствует оптимальному относительному радиусу диафрагмы $r_0/R_0 = 1/2$ (см. рис. 10); $m \sim 3$, что соответствует примерно звуковой скорости на входе в трубу и начальному перепаду давлений $n = 5$, сразу получаем значение относительной суммарной площади входных сопел:

$$S \approx 0,1 \pi R_0^2, \quad (34)$$

хорошо соответствующее экспериментальным данным (см. раздел 2). Если теперь под знаками " \gg " и " \ll " понимать различие величин не менее чем на половину порядка, то из неравенства (31) можно получить ограничение на минимальную величину радиуса вихревой трубы: $R_0 \geq 3000 v/V_0$, которое для воздушной вихревой трубы с выходом холодного газа в атмосферу соответствует $R_0 \geq 1,5 \times 10^{-4}$ м.

Судя по сделанным оценкам, длина, на которой происходит основное температурное разделение, мала, поэтому длина противоточной вихревой трубы, видимо, определяется длиной возвратного вихря. Если сделать трубу короче, то возвратный вихрь будет "опираться" на дроссель, и газ, заторможенный на поверхности дросселя, попадет в холодный поток и поднимет его темпера-

³ Именно таким "вихревым" перетеканием по двум торцевым поверхностям, видимо, объясняется эффективное уменьшение радиуса вихревой камеры в работе [58].

туру. Прежде, чем искать зависимость длины возвратного вихря X_0 от параметров трубы, рассмотрим крайние случаи. Как уже отмечалось (см. рис. 2 и [11]), при закрытой диафрагме X_0 может составлять несколько десятков диаметров трубы. С увеличением отбираемой через диафрагму доли газа X_0 увеличивается и в пределе, когда $\alpha = 1$, а дроссель закрыт $X_0 \rightarrow \infty$. Это связано с тем, что до тех пор, пока сохраняется вращение газа, будет и радиальный градиент давления, уменьшающийся по мере удаления от зоны завихрителя. Поэтому при отсутствии среднемассового течения, направленного от завихрителя в глубь трубы (что соответствует условию $\alpha = 1$ или, например, течению в стакане электрода дугового плазмотрона [51]), градиент давления на оси трубы по всей длине будет направлен в сторону завихрителя, и зона обратных течений, как показывают эксперименты, может иметь очень большую длину, а в некоторых случаях может разбиваться на несколько отдельных зон [51] из-за малых неконтролируемых возмущений. Более того, при $\alpha = 1$ длина зоны возвратного течения X_0 должна неограниченно возрасти и при незначительной закрутке газа, лишь бы только существовало периферийное течение, направленное в глубь трубы. Если же $\alpha < 1$ и среднемассовая скорость направлена от завихрителя, то на определенной длине силы вязкости, действующие на центральную область потока со стороны периферийного течения, изначально направленного от завихрителя, превысят силу давления, действующую на центральную часть в направлении завихрителя из-за существующего градиента давления. При этих условиях X_0 должна зависеть от доли отбираемого через диафрагму газа и от параметров трубы, характеризующих закрутку потока. Уже из этого качественного рассуждения ясно, что варьирование α для одной и той же трубы может вывести ее из оптимального режима работы.

Для того, чтобы оценить длину возвратного вихря, определим координату X_0 точки на оси вихревого потока, в которой сравниваются по величине противоположно направленные силы, действующие на центральную область газового потока: сила трения со стороны внешнего вихря и сила, обусловленная радиальным градиентом давления. Предположим, что профиль осевой скорости u в основном сечении трубы вплоть до пограничного слоя квадратичный, т.е. $u(r) = u(0) + (r/R)^2 U$. (Здесь R — радиальная координата границы пограничного слоя, соответствующая максимуму продольной скорости U , который во вращающемся потоке сдвинут к периферии из-за обратного градиента давления в центре вихря.) Тогда силу трения F_v , действующую на цилиндрический элемент радиуса r и длиной ΔL в центре потока вблизи "точки возврата", можно выразить следующим образом:

$$F_v = 2\pi r \Delta L \mu \frac{du}{dr} = 4\pi \Delta L \mu U \left(\frac{r}{R}\right)^2. \quad (35)$$

Для того, чтобы понять, как меняется градиент давления в центре потока, надо определить законы изменения параметров течения вдоль по потоку. Для оценок будем предполагать, что среда несжимаемая, т.е. $\rho = \text{const}$. Учитывая рассматриваемую гипотезу о сносе заторможенных турбулентных элементов в центр потока, мы можем полагать, что вдоль всей поверхности трубы пограничный слой ламинарный, а его толщина δ опреде-

ляется критическим числом Рейнольдса Re_k , соответствующим турбулизации потока на данной толщине, т.е.

$$Re_k = \delta \rho \mu^{-1} (U^2 + V^2)^{1/2} = \text{const}. \quad (36)$$

Здесь V — максимальная тангенциальная скорость, которая для данной оценки также предполагается смещенной на периферию (модель вынужденного вихря). Будем полагать, что $\delta \ll R$, поэтому изменение толщины пограничного слоя по длине трубы слабо сказывается на параметрах течения. Рассмотрев силы вязкого трения, действующие на цилиндрический элемент потока малой длины Δ со стороны такого пограничного слоя и учтя, что они изменяют импульс и момент импульса этого элемента, можно получить следующие уравнения:

$$-\pi R^2 \Delta \rho \frac{dU}{dt} = 2\pi R \Delta \rho \frac{U^2}{Re_k}, \quad (37)$$

$$-\frac{\pi R^2 \Delta \rho R^2}{2} \frac{d(V/R)}{dt} = \frac{2\pi R \Delta \rho V^2}{Re_k} R. \quad (38)$$

Учитывая поступательное движение элемента, заменим dU/dt и dV/dt на $(dU/dx)(dx/dt)$ и $(dV/dx)(dx/dt)$ соответственно. Тогда, поскольку $dx/dt = V$, получим

$$\frac{dU}{dx} = -\frac{2U}{R Re_k}, \quad (39)$$

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{4V^2}{UR Re_k}. \quad (40)$$

Изменение периферийного давления P по длине трубы может происходить за счет торможения потока и за счет силы трения

$$-\frac{dP}{dx} = \frac{\rho}{2} \frac{d(U^2)}{dx} + \frac{2\pi R \rho U^2}{Re_k \pi R^2}. \quad (41)$$

Для вынужденного вихря с неизменной плотностью изменение давления P_1 в центре выразится следующим образом:

$$-\frac{dP_1}{dx} = \frac{\rho}{2} \frac{d(V^2)}{dx} - \frac{dP}{dx} = \frac{2U^2 \rho}{R Re_k} + \frac{\rho}{2} \frac{d(U^2 + V^2)}{dx}.$$

Это позволяет выразить продольную силу давления на центральный элемент потока:

$$\begin{aligned} F_p &= -\pi r^2 \frac{dP_1}{dx} \Delta L = \\ &= \pi r^2 \Delta L \rho \left[\frac{2U^2}{R Re_k} + \frac{1}{2} \frac{d(U^2 + V^2)}{dx} \right]. \end{aligned} \quad (42)$$

С учетом (39) и (40)

$$F_p = -\frac{4\pi r^2 \Delta L \rho V^3}{UR Re_k}. \quad (43)$$

В "точке разворота" $F_v + F_p = 0$, что приводит к уравнению

$$V^3 R \rho = U^2 \mu Re_k. \quad (44)$$

Если уравнения (39) и (40) проинтегрировать со следующими начальными условиями $V(x=0) = V_0$ и

$U(x=0) = U_0 \approx 2Q/[\rho\pi(R^2 - r_0^2)]$ ($Q = \rho S V_0$ — полный расход жидкости, которая изначально вся движется от завихрителя; r_0 — радиус диафрагмы), причем учесть, что для несжимаемой жидкости $(r_0/R)^2 \approx \alpha$, получим

$$U = V_0 \left\{ \exp \left[\frac{2x}{R \text{Re}_k} \right] (1 - \alpha) \frac{\pi R^2}{S} \right\}^{-1}, \quad (45)$$

$$V = V_0 \left\{ 1 + 2 \left[\exp \frac{2x}{R \text{Re}_k} - 1 \right] (1 - \alpha) \frac{\pi R^2}{S} \right\}^{-1}. \quad (46)$$

Подставим полученные зависимости в уравнение (44) и получим кубическое уравнение относительно $\exp[2x/(R \text{Re}_k)] \equiv E$. Запишем это уравнение, обозначив также $(1 - \alpha)\pi R^2/S \equiv Z$ и $\rho V_0 R/\mu \equiv \text{Re}_0$:

$$[2Z(E - 1) + 1]^3 \frac{\text{Re}_k}{\text{Re}_0} = Z^2 E^2. \quad (47)$$

Анализ этого уравнения показывает, что для потока с большим моментом количества движения, т.е. при $\text{Re}_k/\text{Re}_0 \ll 1$, при $Z \rightarrow 0$ имеется решение $E \rightarrow \infty$, а при $Z \gg 1$ — решение $E \approx 3 + (8Z \text{Re}_k/\text{Re}_0)^{-1}$. Это означает неограниченное увеличение длины возвратного вихря при $\alpha \rightarrow 1$ и его конечную длину при $\alpha = 0$, причем в качестве характерного масштаба длины выступает величина $R \text{Re}_k/2 \gg R$. Видимо, именно с этим связано то обстоятельство, что в противоточных вихревых трубах длина всегда намного превышает диаметр. Сделанная оценка длины возвратного вихря соответствует картине, полученной из качественного рассмотрения, однако, поскольку эта оценка не отличается большой строгостью и выполнена для случая несжимаемой жидкости, то использовать ее для нахождения количественных соотношений, видимо, нецелесообразно.

Проделанные оценки оптимальных параметров газа для противоточных вихревых труб и их размеров соответствуют имеющимся экспериментальным данным. Предлагаемый механизм перемещения турбулентных элементов пока прямо использовался только для оценки скорости энергетического разделения. При проведении остальных оценок предлагаемая гипотеза применялась, преимущественно, неявным образом. При проведении энергетических оценок ситуация принципиально поменяется.

5.2. Оценка энергетических характеристик вихревых труб

Одно из принципиальных отличий предлагаемой гипотезы от существовавших ранее заключается в том, что предполагается принципиальная неоднородность потока на входе в вихревую трубу. Для проведения оценок энергетической эффективности вихревых труб следует каким-либо образом охарактеризовать эту неоднородность. Известно [60], что пульсации скорости при турбулентном режиме течения в трубах, обычно, не очень велики⁴ и, как правило, не выходят за пределы $\pm 10\%$. На выходе же из тангенциального сопла картина течения сильно изменяется (см. рис. 8) и усложняется. С двух

сторон от входящего потока (при прямоугольном сопле) возникает "свободная" граница смешения струи с вихревым течением, с третьей стороны струя ограничивается плоскостью диафрагмы, а с четвертой — цилиндрической стенкой с радиусом кривизны, сравнимым по величине с поперечным размером струи. Поэтому понятно, что именно на выходе из сопла поток испытывает основное турбулизирующее воздействие, которое может привести даже к возникновению циркуляционных зон (особенно в случае цилиндрического входного сопла). Будем полагать, что весь поток распадается на микровихри. Зададимся простейшей моделью распределения скоростей в изначально формирующихся турбулентных элементах (микровихрях). Предположим, что в потоке, имеющем среднюю скорость V_0 , каждый из образующихся микровихрей имеет следующее распределение проекции поступательной скорости на направление усредненного движения:

$$v = 2V_0 \frac{y}{y_0} \left(0 \leq \frac{y}{y_0} \leq 1 \right). \quad (48)$$

Здесь y_0 — диаметр микровихря, а y — расстояние вдоль оси, перпендикулярной как направлению усредненного движения, так и оси вращения микровихря⁵. Полагая, что по диаметру микровихря давление и плотность не меняются, и учитывая, что расход газа dQ через элементарное сечение микровихря высотой dy с координатой y составляет $dQ = \rho v dy$ ("толщину" микровихря полагая равной единице), определим зависимость расхода Q от y , проинтегрировав dQ от нуля до y

$$Q(y) = V_0 \rho \frac{y^2}{y_0}. \quad (49)$$

Расход газа dQ переносит кинетическую энергию $dw = dQ v^2/2 = \rho v^3 dy/2$. Проинтегрировав с учетом (48), получим

$$w(y) = V_0^3 \rho \frac{y^4}{y_0^3}. \quad (50)$$

Удельная кинетическая энергия

$$W = \frac{w(y)}{Q(y)} = V_0^2 \left(\frac{y}{y_0} \right)^2. \quad (51)$$

А средняя удельная кинетическая энергия W_0 , переносимая потоком: $W_0 = w(y_0)/Q(y_0) = V_0^2$. (Исчезновение коэффициента $1/2$ при V_0^2 связано с тем, что кинетическая энергия запасена не только в поступательном движении, но и в вихревом.) Так как в соответствии с формулой (48), слой с координатой y переносит удельную кинетическую энергию $v^2/2 = 2V_0^2(y/y_0)^2$, то среднюю удельную кинетическую энергию будет иметь слой потока с координатой $y_s = y_0/\sqrt{2}$. Элементы газа из этого слоя после расширения в вихревой трубе и последующего торможения должны приобрести начальную температуру, элементы же газа из слоев с большей или меньшей координатой приобретут, соответственно, большую или меньшую температуру. Для того, чтобы

⁴ Отметим, что в реально используемых вихревых трубах с перепадом давления $n > 2$ оценка числа Рейнольдса (14) для тангенциальных каналов показывает, что уже в них течение должно быть турбулентным.

⁵ Это распределение соответствует "катыщемуся" квазитвердому микровихрю.

найти такую характеристику вихревой трубы, как доля газа α_{\max} , соответствующая максимуму холодопроизводительности $q_c = \alpha c_p \Delta T_c$ вихревой трубы (здесь, как и ранее, T_c — разность между температурами исходного и "холодного" газа), достаточно найти долю газа, переносимого слоями с координатами, меньшими y_s :

$$\alpha_{\max} = \frac{Q(y_s)}{Q(y_0)} = \frac{1}{2}.$$

Заметим, что средняя удельная кинетическая энергия, переносимая этой частью газа

$$W_s = \frac{w(y_s)}{Q(y_s)} = \frac{W_0}{2}.$$

Теперь следует вспомнить, что удельную кинетическую энергию W элементы газа приобретают за счет уменьшения энтальпии I , поэтому удельная кинетическая энергия

$$W = I_0 - I = c_p T_0 - c_p T = c_p (T_0 - T).$$

Здесь $I_0 = c_p T_0$ — удельная энтальпия исходного газа. Температура же T , до которой газ охладится при расширении, как известно [38], определяется⁶ перепадом давления n и температурой торможения T_0 :

$$T = T_0 n^{(1-k)/k}.$$

Поэтому средняя запасенная кинетическая энергия

$$W_0 = c_p T_0 (1 - n^{(1-k)/k}). \quad (52)$$

При торможении газа, например, на выходе из диафрагмы вихревой трубы, будет происходить обратный процесс, поэтому температура холодного газа

$$T_c = T + \frac{W_c}{c_p},$$

где W_c — кинетическая энергия, запасенная "холодным" газом. То есть разность температур исходного и "холодного" потоков определяется разностью запасенных кинетических энергий:

$$\begin{aligned} \Delta T_c &= T_0 - T_c = \frac{W_0 - W_c}{c_p} \\ &= \frac{1}{c_p} \frac{W_0 - w(y)}{Q(y)} = \frac{[1 - (y/y_0)^2] V_0^2}{c_p}. \end{aligned}$$

С учетом (52) и того, что $(y/y_0)^2 = Q(y)/Q(y_0) = \alpha$, получаем зависимости

$$\Delta T_c(\alpha) = T_0 [1 - n^{(1-k)/k}] (1 - \alpha), \quad (53)$$

$$\frac{q_c}{c_p} = \alpha \Delta T_c = T_0 [1 - n^{(1-k)/k}] (\alpha - \alpha^2). \quad (54)$$

Для максимальной холодопроизводительности q_c

$$\frac{q_c}{c_p} = \alpha_{\max} \Delta T_c = \frac{T_0 [1 - n^{(1-k)/k}]}{4}. \quad (55)$$

Будем сравнивать получаемые зависимости с типичной экспериментальной кривой (см. рис. 3) для случая $n = 6$, $T_0 = 303$ К, $k = 1.4$. По формуле (55) получим $q_c/c_p \approx 30$ К, что лишь немного превышает экспериментальное значение. Максимальное же охлаждение, которое можно получить согласно формуле (53), $\Delta T_{\max} \approx 121$ К соответствует $\alpha = 0$ и $\eta = 1$, что принципиально отличается от данных эксперимента, согласно которым $\Delta T_{\max} \rightarrow 0$ при $\alpha \rightarrow 0$.

Здесь следует вспомнить про пограничный слой, по которому часть газа, оцениваемая в несколько процентов (по формуле (31) для вихревой трубы с типичным размером $R_0 = 2$ см), попадает на выход, не испытывая энергетического разделения. Обозначим эту часть $\alpha_d \equiv Q_d/Q_0$, где Q_0 — полный расход газа. Поскольку условия на торцевой поверхности очень мало зависят от того, какая часть газа выпускается через дроссель (см. рис. 1), можно считать, что газ из пограничного слоя всегда выходит через отверстие диафрагмы, а в случаях, когда $\alpha < \alpha_d$ выход части этого газа просто компенсируется подсосом окружающего газа через центр диафрагмы (зону с минимумом давления). Полное количество газа, испытавшего энергетическое разделение, в соответствии с формулой (49) $V_0 \rho y_0 = Q_0 - Q_d = (1 - \alpha_d) Q_0$, поэтому $Q_0 = V_0 \rho y_0 / (1 - \alpha_d)$. Вместо формулы (49) получим

$$Q(y) = \alpha Q_0 = \frac{V_0 \rho y_0 \alpha}{1 - \alpha_d} \quad \text{при } 0 \leq \alpha \leq \alpha_d, \quad (56)$$

$$Q(y) = \frac{V_0 \rho y_0 \alpha_d}{1 - \alpha_d} + \frac{V_0 \rho y^2}{y_0} \quad \text{при } \alpha_d < \alpha \leq 1. \quad (56a)$$

Уравнение (50) преобразуется в

$$w(y) = \frac{V_0^3 \rho y_0 \alpha}{1 - \alpha_d} \quad \text{при } 0 \leq \alpha \leq \alpha_d, \quad (57)$$

$$w(y) = V_0^3 \rho \left(\frac{y^4}{y_0^3} + \frac{y_0 \alpha_d}{1 - \alpha_d} \right) \quad \text{при } \alpha_d < \alpha \leq 1. \quad (57a)$$

С учетом того, что

$$\alpha \equiv \frac{Q(y)}{Q_0} = \left[\frac{\alpha_d}{1 - \alpha_d} + \left(\frac{y}{y_0} \right)^2 \right] (1 - \alpha_d) \quad (58)$$

определим

$$\left(\frac{y}{y_0} \right)^2 = \frac{\alpha - \alpha_d}{1 - \alpha_d} \quad \text{при } \alpha_d < \alpha \leq 1. \quad (59)$$

Для удельной кинетической энергии $W(y) \equiv w(y)/Q(y)$, с учетом (56)–(58) получим

$$W(y) = V_0^2 \quad \text{при } 0 \leq \alpha \leq \alpha_d, \quad (60)$$

$$W(y) = V_0^2 \frac{\alpha^2 - 2\alpha\alpha_d + \alpha_d}{\alpha - \alpha_d} \quad \text{при } \alpha_d < \alpha \leq 1. \quad (60a)$$

А для перепада температур

$$\Delta T_c(\alpha) = 0 \quad \text{при } 0 \leq \alpha \leq \alpha_d, \quad (61)$$

$$\Delta T_c(\alpha) = T_0 [1 - n^{(1-k)/k}] \frac{(\alpha - \alpha_d)(1 - \alpha)}{\alpha - \alpha_d}$$

$$\text{при } \alpha_d < \alpha \leq 1. \quad (61a)$$

⁶ Это просто другая запись уравнения (7).

Для холодопроизводительности вместо (54) получим

$$\alpha \Delta T_c = 0 \quad \text{при} \quad 0 \leq \alpha \leq \alpha_d, \quad (62)$$

$$\alpha \Delta T_c = T_0 \left[1 - n^{(1-k)/k} \right] \frac{(\alpha - \alpha_d)(1 - \alpha)}{1 - \alpha_d} \\ \text{при} \quad \alpha_d < \alpha \leq 1. \quad (62a)$$

В этом случае при $\alpha_d = 0,09$ расчетные энергетические характеристики вихревой трубы в основной рабочей области приближаются к экспериментальным (см. рис. 3). При $\alpha \rightarrow 0$ следует учитывать эффекты следующего порядка, такие как возможность попадания в пограничный торцевой поток порций газа из цилиндрического пограничного слоя, которые имеют температуру торможения выше T_0 , что может приводить к так называемому "реверсу" вихревой трубы, при котором через диафрагму выходит подогретый газ. Причиной реверса может также быть излишне большой диаметр диафрагмы, обеспечивающий попадание в "холодный" поток высокоскоростных порций прошедшего температурное разделение газа.

В проделанных энергетических оценках не была учтена еще одна деталь, которая должна принципиально сказаться на виде энергетических зависимостей в области $\alpha \rightarrow 0$. Большая разность поступательных скоростей отдельных газовых элементов вызовет не только избыточное центростремительное ускорение "замедленных" микрообъемов, но и их тангенциальное ускорение. То есть в процессе радиального смещения микрообъемы будут обмениваться кинетической энергией и их энергетическое распределение перестанет быть равномерным, как это следует из формулы (48). Однако, поскольку механизм энергетического разделения будет действовать на всех радиусах, не следует ожидать, что формирующееся энергетическое распределение будет напоминать равновесное для газа. Общая энергия "низкоэнергетической половины" потока при этом не должна заметно измениться, поскольку разделение по границе $v = V_0$ происходит в самом начале, до перераспределения кинетической энергии микрообъемов. Поэтому вблизи $\alpha = 1/2$ вид энергетических зависимостей останется неизменным, а заметные искажения возможны только при $\alpha \rightarrow 0$ и при $\alpha \rightarrow 1$.

Можно провести сравнение распределения плотности по радиусу центрального вихря, полученное из предположения его "квазитвердости" и "адиабатичности" (24) с тем, которое может быть получено из энергетических оценок (49) в предположении о том, что каждый микрообъем окажется на радиусе, величина которого пропорциональна величине его начальной скорости (48) (то есть предположить, что вынужденный центральный вихрь формируется из элементов, не претерпевших обмена кинетической энергией). Однако даже в этом простейшем случае результат сравнения будет принципиальным образом зависеть от распределения осевой скорости вытекающего газа по радиусу диафрагмы. Полное совпадение может быть только в том случае, если рассматривается несжимаемая жидкость, а скорость истечения не зависит от радиуса⁷. При учете реального весьма сложного профиля осевой скорости, учете сжимаемости газа и стремления центральных элементов к формированию

вынужденного вихря, а также обмена кинетической энергией между различными микрообъемами, должны несколько измениться не только энергетические характеристики, но и зависимости параметров потока от радиуса.

Из приведенных энергетических оценок можно сделать определенные дополнительные выводы относительно конструкции вихревой трубы. Первое конструктивное изменение, которое напрашивается при принятии рассматриваемой гипотезы, — это сокращение длины трубы до $2 \div 3$ калибров (до $2 \div 3$ радиусов трубы). Это изменение следует применить к прямоточной вихревой трубе с подавленным обратным вихрем [10].

Автор работы [10] исследовал две трубы такого типа длиной 5 и 10 калибров, однако большая относительная площадь входного сечения $S/(\pi R_0^2) \approx 1/3$, где R_0 — радиус трубы на входе, позволяла получить существенное температурное разделение⁸ только в случае существенного увеличения диаметра трубы в районе выхода газа (коническая камера температурного разделения). Судя по данным работы [10], камеры описываемых прямоточных труб имели одинаковую конусность $3,7^\circ$, что соответствовало увеличению площади сечения для "длинной" камеры в 2,56 раза (это соответствует $S/(\pi R_0^2) \approx 1/8$). Для короткой камеры коэффициент увеличения площади сечения составлял только 1,69 (в [10], видимо, ошибочно по-прежнему указано 2,56), что соответствует значению $S/(\pi R_0^2) \approx 1/5$, которое заметно меньше оптимума (34). Поэтому, вероятно, автор работы [10] не обнаружил преимуществ короткой трубы.

Из рассматриваемой гипотезы следует, что принципиальное улучшение характеристик вихревых труб возможно только при значительном усилении неравномерности скорости на входе в вихревую трубу.

Поскольку значительное ухудшение энергетических характеристик вызывается перетеканием газа по торцевым пограничным слоям, то на устранение таких перетечек следует направлять конструкторские усилия для получения максимального эффекта охлаждения. Именно полное устранение влияния пограничного слоя диафрагмы позволило получить рекордные значения эффекта охлаждения на оси симметричной относительно соплового сечения самовакууммирующейся вихревой трубы [3]⁹. Другие особенности конструкций вихревых труб, которые напрашиваются при рассмотрении энергетических характеристик, были найдены конструкторами, как уже отмечалось, часто эмпирическим путем, и описаны в предыдущем разделе. Общее рассмотрение проделанных оценок показывает, что вихревая труба не может обладать оптимальными характеристиками в широком диапазоне варьируемых начальных параметров, поэтому ее конструкция должна выбираться в зависимости от решаемой задачи.

6. Заключение. Актуальные задачи, связанные с эффектом Ранка

Данная статья, представляющая из себя комбинацию критического обзора и изложения новой идеи, приобрела такой вид в результате попытки автора, который

⁷ Заметим, что распределение (24) было получено в предположении "безрасходности" вихря, которое в данном случае эквивалентно условию независимости скорости истечения от радиуса.

⁸ Согласно соотношениям (30) и (34).

⁹ Эффект самовакууммирования заключается в уменьшении давления на оси вихря за счет установки диффузоров на концах трубы.

сам столкнулся в свое время с обсуждаемой проблемой случайно, донести смысл своей идеи до таких же "случайных" неспециалистов. Эта попытка вызвана убеждением, что понимание простой сути парадоксальных, на первый взгляд, явлений принципиально важно для всякого естествоиспытателя, даже если область его исследований весьма далека от обсуждаемой.

Здесь важно отметить, что примененный в данной работе подход, опирающийся на рассмотрение потока газа (или жидкости) как совокупности микрообъемов с разными поступательными скоростями и, соответственно с разной инерционностью (близкий к модели турбулентности Прандтля [35, 38]), может оказаться полезным и для решения других задач. Примером такой задачи может служить вопрос о причине аномального нагрева закрытого конца резонаторной трубки газоструйного звукового генератора [60]. Это явление было обнаружено в 1954 г. [61]. В данном случае, вероятно, имеет место процесс, совершенно аналогичный описанному явлению энергоразделения в вихревых трубах. Кроме того, подобный подход позволяет по-новому подойти к рассмотрению причин собственно генерации звука в газоструйных излучателях типа генератора Гартмана (J. Hartmann). Понятно, что закрытого конца стаканообразного резонатора в таких звуковых генераторах [62] могут достичь только высокоскоростные микрообъемы, квазикорпускулярный поток которых, соударяясь с дном "стакана", будет вызывать первичные звуковые колебания, усиливаемые затем резонатором. Хочется надеяться, что применение рассмотренной гипотезы может оказаться плодотворным также для решения других задач, в том числе и выходящих за рамки кругозора автора.

Что же касается собственно эффекта Ранка, то, как уже было отмечено, отсутствие понятного объяснения этого феномена явилось причиной заблуждений не только научного, но и прикладного характера в смежных областях.

Исследования эффекта Ранка нельзя считать законченными, даже если предлагаемая гипотеза покажется приемлемой большинству исследователей. Требуется еще проведение как теоретических, так и экспериментальных изысканий для придания ей статуса теории. В качестве теоретических задач на первый план выдвигается необходимость построения более строгой модели энергетического разделения с учетом таких факторов, как

— кинетика движения микрообъемов и обмена кинетической энергией;

— реальное, зависящее от начальных условий, распределение микрообъемов по величине поступательной скорости;

— поступление в центральную часть потока турбулентных образований из пограничного слоя;

— зависимость поступательной скорости выходящего из трубы газа от радиуса. Именно при рассмотрении кинетики движения микрообъемов с учетом вязкости (влияющей не только на скорость разделения, но и на превращение кинетической энергии в тепловую) и теплообмена должен определиться вид качественно понятной зависимости эффективности энергоразделения от масштаба трубы.

Значительное приближение рассматриваемых моделей к реальности возможно при учете трехмерности

основного течения. Прогресс в этой области, вероятно, может быть вызван применением численного моделирования хотя бы для ламинарных потоков. Учет сжимаемости среды и энергетического разделения может быть следующим шагом.

Поскольку одним из важных применений вихревых труб является отделение газового конденсата [20, 21], для осмысленного совершенствования соответствующей аппаратуры потребуется ввести в рассматриваемую модель учет кинетики процессов конденсации, сепарации и испарения капель.

В области экспериментальных исследований эффекта Ранка в свете выдвинутой гипотезы также появляется довольно обширное поле деятельности. Поскольку сам процесс перемещения заторможенных турбулентных элементов к центру, сомнений, видимо, не вызывает, следует выяснить, не существует ли других механизмов, обеспечивающих заметное энергетическое разделение. Ответ на этот вопрос может дать изучение эффективности энергоразделения в зависимости от начальной неоднородности потока. Вопрос о роли вращения турбулентных элементов в процессе энергетического разделения также остается открытым, причем, скорее всего, ответ на него, видимо, даст эксперимент, который, правда, не кажется простым.

Предлагаемая гипотеза, видимо, может дать толчок к новому витку изобретательской деятельности, основные успехи которой, вероятно, могут быть на пути повышения неоднородности скорости входящего потока и дальнейшего совершенствования слабо изученных прямооточных вихревых труб с подавленным возвратным вихрем.

Представляется исключительно важным широкое исследование возвратно-вихревых течений с целью их использования в энергетических и химико-технологических аппаратах для изоляции окружающей среды и стенок камер от воздействия со стороны реакционных зон.

Список литературы

1. Гольдштик М А (Ред.) *Вихревая термоизоляция* (Новосибирск: Наука, 1979)
2. Ranque G J J. *Phys. Radium* **4** 112 (1933)
3. Меркулов А П *Вихревой эффект и его применение в технике* (М.: Машиностроение, 1969)
4. Сулов А Д и др. *Вихревые аппараты* (М.: Машиностроение, 1985)
5. Меркулов А П (Ред.) *Вихревой эффект и его применение в технике* (Куйбышев: КуАИ, 1988)
6. Гольдштик М А, Штерн В Н, Яворский Н И *Вязкие течения с парадоксальными свойствами* (Новосибирск: Наука, 1989)
7. Белостоцкий Ю Г, Смирнов А П *Бюл. изобр.* № 2 68 (1996)
8. Кузнецов В И Автореф. дис. ... д-ра. техн. наук. (Л.: Лен. техн. ин-т холодильной пром-ти, 1991)
9. Барсуков С И, Кузнецов В И *Вихревой эффект Ранка* (Иркутск: Иркутск. универ., 1983)
10. Кузнецов В И *Теория и расчет эффекта Ранка* (Омск: Омский гос. тех. универ., 1995)
11. Халатов А А *Теория и практика закрученных потоков* (Киев: Наукова думка, 1989)
12. Гольдштик М А *Вихревые потоки* (Новосибирск: Наука, 1981)
13. Штым А Н *Аэродинамика циклонно-вихревых камер* (Владивосток: Дальневост. универ., 1985)
14. Гупта А, Лилли Д, Сайред Н *Закрученные потоки* (М.: Мир, 1987)
15. Чернов А Н Дисс. ... канд. тех. наук (М.: МВТУ, 1982)
16. Борисов А А, Куйбин П А, Окулов В Л *ДАН* **331** 28 (1993)

17. Борисов А А, Куйбин П А, Окулов В Л *Сибирский физ.-тех. журн.* в. 1, 30 (1993)
18. Дыскин Л М *Изв. вузов, Строительство* (11) 116 (1995)
19. Меркулов В И *ДАН* **343** 57 (1995)
20. Запорожец Е П, Холпанов Л П *Теор. основы хим. технологии* **30** 123 (1996)
21. Запорожец Е П, Холпанов Л П *Хим. пром.* 433 (1996)
22. Kurosaka M *J. Fluid Mech.* **124** 139 (1982)
23. Kurosaka M, Chu J Q, Goodman J R *AIAA Paper* 82-0592
24. Chu J Q Ph D Thesis (Knoxville: The University of Tennessee, 1982)
25. Kurosaka M et al. *AIAA Paper* 83-0740
26. Kuroda H Ph D Thesis (Knoxville: The University of Tennessee, 1983)
27. Stephan K et al. *Int. J. Heat Mass Transfer* **26** 341 (1983)
28. Amitani T, Adachi T, Kato T T. *JSME* **49** 877 (1983)
29. Balmer R T *J. Fluids Eng.* **110** 161 (1988)
30. Скорняков Г В *Письма в ЖТФ* **15** В 22, 12 (1989)
31. Скорняков Г В *ЖТФ* **65** 35 (1995)
32. Скорняков Г В *ЖТФ* **66** 3 (1996)
33. Гуцол А Ф В сб. *Химия и технология переработки комплексного сырья Кольского полуострова* (Апатиты: КНЦ РАН, 1996) с. 68
34. Калинин В Т, Гуцол А Ф *ДАН* **353** (4) 469 (1997)
35. Лойцянский Л Г *Механика жидкости и газа* (М.: Наука, 1987)
36. Алексеев Т С *Инж. - физ. журн.* **VII** (4) 121 (1964)
37. Hilsh R *Rev. Sci. Instrum.* **18** 108 (1947)
38. Абрамович Г Н *Прикладная газовая динамика* (М.: Наука, 1976)
39. Абрамович Г Н и др. *Теория турбулентных струй* (М.: Наука, 1984)
40. Кузнецов В И Автореф. дисс. ... канд. техн. наук (Новосибирск, 1975)
41. Rakowski W J, Ellis D H *Experimental analysis of blade instability* **1** R78 AEG 275, *General Electric Company Rep. for F 33615-76-C-2035 to Air Force Propulsion Lab.* WPAFB (1978) p. 67
42. Rakowski W J, Ellis D H, Bankhead H R *AIAA Paper* 78-1089
43. Борисов А А, Куйбин П А, Окулов В Л *Физика горения и взрыва* (5) 107 (1993)
44. Алексеенко С В и др. *ДАН* **345** 611 (1995)
45. Финько В Е *ЖТФ* **53** 1770 (1983)
46. Гуцол А Ф *Химия высоких энергий* **29** 303 (1995)
47. Гуцол А Ф, Калинин В Т *Журн. прикл. химии* **68** 885 (1995)
48. Карабут А Б, Курочкин Ю В, Мельников Г Н, Пустогаров А В *Теплофизика высоких температур* **17** 618 (1979)
49. Сорокин Л М *Физика и химия обработки материалов* (4) 32 (1980)
50. Волчков Э П, Терехов В И *Изв. СО АН СССР Сер. техн. наук* (11) в. 3, 14 (1967)
51. Жуков М Ф, Коротеев А С, Урюков Б А *Прикладная динамика термической плазмы* (Новосибирск: Наука, 1975)
52. Chigier N A et al. *Combustion and Flame* **14** 171 (1970)
53. Syred N, Beer J M *Combustion and Flame* **23** 143 (1974)
54. Брэдшоу П (Ред.) *Турбулентность* (М.: Машиностроение, 1980)
55. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1963)
56. Русанов В Д, Фридман А А *Физика химически активной плазмы* (М.: Наука, 1984)
57. Гуцол А Ф *Заявка на изобр.* № 951112323. Полож. реш. от 01.07.1996
58. Костин Н А и др. *Инж.-физ. журнал* **67** 392 (1994)
59. Брэдшоу П *Введение в турбулентность и ее измерение* (М.: Мир, 1974) [Bradshaw P *An introduction to turbulence and its measurement* (Pergamon Press, 1971)]
60. Дулов В Г, Кустова Е В *Вестник с.-петербург. ун-та Сер. I* № 4 61 (1995)
61. Sprenger M *Mitt. Inst. Aerodynamik Zürich* **21** 18 (1954)
62. Розенберг Л Д (Ред.) *Физика и техника мощного ультразвука* Кн. 1 *Источники мощного ультразвука* (М.: Наука, 1967)

The Ranque effect

A.F. Gutsol

*Institute of Chemistry and Technology of Rare Elements and Mineral Raw Materials, Kola Science Centre of the Russian Academy of Sciences
ul. Fersmana 14, 184200 Apatity, Murmansk Region, Russia
Tel. (7-815-55)-37 118. Fax. (+47-789)-14 131
E-mail: gutsol@ksc-ic.murmansk.su*

The existing theories of the Ranque effect are reviewed and their inherent inconsistencies in the interpretation of some experimental data discussed. A new approach to the vortex effect is formulated, which provides a unified explanation of all the experimental data available.

PACS number: **47.32.-y**

Bibliography — 62 references

Received 5 February 1997