

УДК 532.527.011.6 : 536.24

© 2000 г. В.Я. БОРОВОЙ, Т.В. КУБЫШИНА, А.С. СКУРАТОВ,
Л.В. ЯКОВЛЕВА

ВИХРЬ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ОБТЕКАНИЕ И ТЕПЛООБМЕН ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА

Проведено экспериментальное исследование диссипации концевой вихря, генерируемого прямоугольным крылом, а также распределения давления и температуры торможения в вихре. Исследованы взаимодействие вихря с головной ударной волной, образующейся перед сферой, и распределение теплового потока по ее поверхности. Эксперименты проводились при числе Маха $M = 3$ и значениях единичного числа Рейнольдса $Re_1 = 1,1 \cdot 10^7$ и $3,7 \cdot 10^7$ 1/м.

Вихри часто образуются у поверхности летательного аппарата: у концов крыла и оперения, у верхней поверхности фюзеляжа. Они могут оказывать значительное влияние на аэродинамические характеристики летательного аппарата и теплообмен. Опубликовано много работ, в которых исследовалось формирование вихрей в дозвуковом потоке. В 1957 г. было открыто явление разрушения вихря [1], которое проявляется в резком расширении вихря и изменении распределения скорости и давления в нем. Разрушение вихря наблюдается, например, вблизи крыла при достаточно большом положительном градиенте давления.

Значительно меньше работ посвящено исследованию вихрей, образующихся в сверхзвуковом потоке (для краткости они называются в дальнейшем сверхзвуковыми вихрями). Вихри создают большую неравномерность поперечного распределения параметров потока. В этом смысле вихревое течение является частным случаем неравномерного течения. В [2] проведено теоретическое исследование влияния неравномерности сверхзвукового набегающего потока на характеристики поля течения около затупленного тела. Представлены результаты для сдвиговых течений двух типов: следа и струи. Показано, что неравномерность типа следа может вызвать радикальное изменение поля течения вблизи тела. В частности, при большой неравномерности максимумы давления и теплового потока наблюдаются не на оси обтекаемого тела, а в зоне присоединения образовавшегося струйного слоя. В [3] дан обзор экспериментальных и теоретических исследований обтекания тел неравномерным сверхзвуковым потоком типа следа. Исследовано обтекание затупленного тела, расположенного за другим острым или затупленным телом. Показано, что при определенных условиях имеется сходство отрывного течения, формирующегося перед задним телом, с течением около тела с иглой. Это сходство распространяется на распределения как давления, так и теплового потока по поверхности заднего тела.

Обтекание тела, расположенного за крылом, установленным под углом атаки, имеет ряд особенностей, связанных с образованием концевых вихрей. В [4] исследовалось сверхзвуковое течение перед воздухозаборником, расположенным за крылом. Было обнаружено явление, названное авторами по аналогии с дозвуковым течением разрушением вихря. Как и в дозвуковом потоке, оно проявляется в резком расширении вихря и образовании зоны возвратного течения. Разрушение вихря происходило лишь при взаимодействии его с почти прямым скачком уплотнения, который фор-

мировался, когда воздухозаборник дросселировался, и отсутствовало при взаимодействии вихря с косым скачком, когда дроссель был открыт.

Работа [4] дала импульс ряду исследований взаимодействия сверхзвукового вихря со скачками уплотнения [5–14]. В [5] выявлена существенная роль закрутки потока в вихре. В частности, теоретически и экспериментально определена граница, отделяющая область значений закрутки и интенсивности скачка, в которой вихрь разрушается, от области, в которой разрушение отсутствует. Это согласуется с результатами [9], где разрушение вихря наблюдалось лишь при углах атаки крыла, превышающих некоторое определенное значение (при $\alpha > 5\text{--}10^\circ$ в случае взаимодействия с прямым скачком уплотнения, $M \leq 2,5$). В [5, 12] исследуется распределение параметров потока в поперечном сечении вихря.

Однако полученных данных недостаточно для полного представления о вихре. Так, в [5] вихрь создавался крылом, расположенным в дозвуковой части сопла. Это позволило уменьшить возмущения потока, однако из-за последующего разгона в сверхзвуковом сопле поток имел лишь небольшую закрутку. Кроме того, не изучено распределение температуры торможения в вихре. В то же время измерения, проведенные в трубке Рэнка, указывают на то, что температура в вихре может существенно изменяться [15]. Это свойство вихревых течений используется в простейших холодильных устройствах.

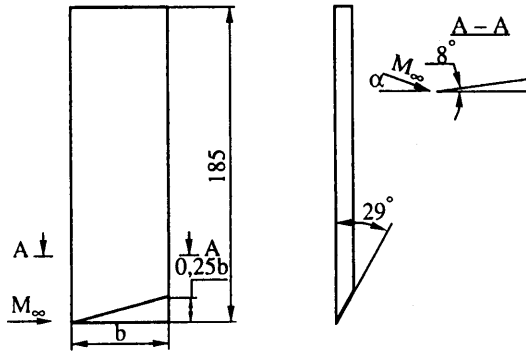
В известных авторам работах не исследована диссипация сверхзвукового вихря. Между тем именно от скорости диссипации зависит интенсивность вихря в зоне взаимодействия его со скачком уплотнения. До сих пор не исследовалось также влияние вихря на теплообмен газа с обтекаемым телом. Уже известные данные о разрушении сверхзвукового вихря и об обтекании тела, расположенного за другим телом [3], указывают на то, что это влияние может быть значительным.

Цели данной работы состоят в следующем: 1) получении экспериментальной информации о структуре сверхзвукового вихря и изучении его диссипации; 2) получении экспериментальных данных о влиянии сверхзвукового вихря на теплообмен на лобовой поверхности затупленного тела.

В данной работе представлена экспериментальная часть исследования структуры и диссипации вихря, а в [16] – теоретическая часть.

1. Модели и аппаратура. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе ЦАГИ Т-33 при числе Маха $M = 3$, полном давлении в невозмущенном потоке $p_0 = 5 \cdot 10^5$ Па, температуре торможения $T_0 = 410$ и 280 К. Использовалось сопло с диаметром выходного сечения 305 мм. Вихрь создавался в рабочей части трубы за соплом с помощью генератора (фиг. 1), который представляет собой нестреловидное крыло прямоугольной формы в плане с острой передней и тупой задней кромками. На большей части размаха крыла его поперечное сечение имеет форму треугольника с углом 8° . Лишь в концевой части крыла (вблизи оси потока) этот угол линейно уменьшается до нуля, так что боковая кромка крыла, параллельная направлению невозмущенного потока, имеет нулевую толщину. Использовались два генератора вихря, которые различались лишь длиной хорды крыла: генератор № 1 с хордой $b = 58$ мм использовался главным образом для исследования распределения давления и температуры торможения в вихре, а генератор № 2 с хордой $b = 20$ мм – для исследования диссипации вихря и его взаимодействия с затупленным телом.

Давление торможения в вихре измерялось с помощью насадка, приемная часть которого представляла собой трубку с наружным диаметром 0,8 мм и внутренним диаметром 0,48 мм. Температура торможения измерялась другим насадком. Его входная часть имела наружный диаметр 2 мм и внутренний диаметр 1,5 мм. Внутри насадка размещался спай термпары хромель – копель с толщиной проводов 0,1 мм. В боковой поверхности насадка были сделаны отверстия для протока воздуха. Коэффициент восстановления температуры определялся в ходе экспериментов. Для перемещения насадков использовался специально изготовленный координатник. Он позволяет перемещать насадок вдоль вертикальной оси y , перпендикулярной направ-



Фиг. 1. Схема генератора вихря

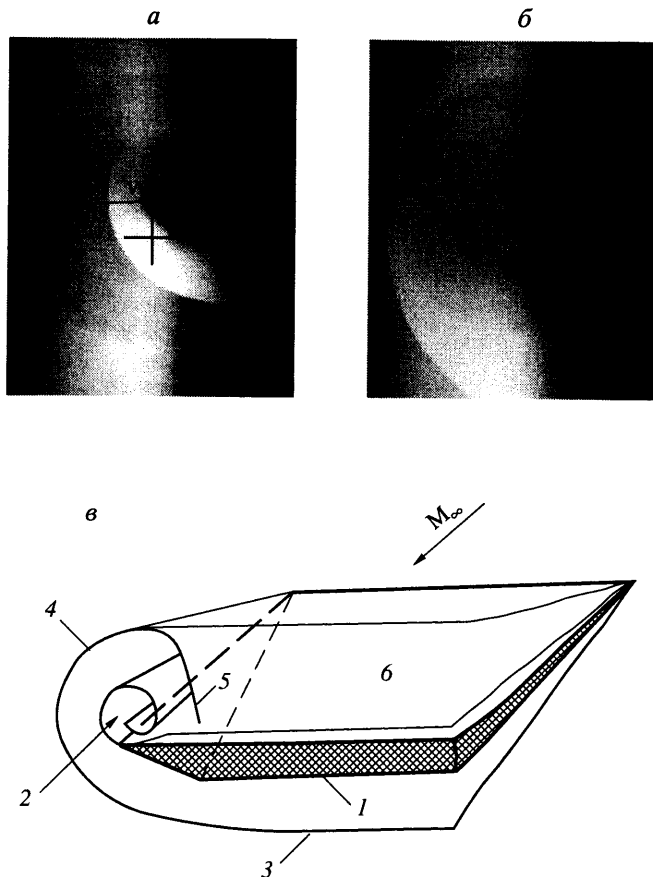
лению невозмущенного потока, с минимальным шагом 0,05 мм. В каждом заданном положении у координатник, управляемый с помощью персонального компьютера, может остановить насадок и затем поворачивать его в горизонтальной плоскости на угол $\pm 90^\circ$ с минимальным шагом 0,5°. Вращение происходит относительно приемного отверстия насадка, так что положение приемного отверстия не изменяется.

Тело, взаимодействующее с вихрем, имело форму цилиндра диаметром $D = 60$ мм, соединенного с полусферой. Модель, предназначенная для исследования теплообмена, была изготовлена из стеклопластика. На лобовой поверхности модели в двух взаимно перпендикулярных диаметральных сечениях было установлено 43 датчика теплового потока. Использовались ленточные поверхностные датчики [17], изготовленные из сваренных встык термопроводов хромель и копель диаметром 0,1 мм. В месте измерения провода раскатывались и превращались в ленточки толщиной 0,02, шириной 0,2 и длиной 4 мм. Ленточки клеивались в пазы заподлицо с внешней поверхностью модели. В ходе эксперимента измерялось приращение температуры поверхности с течением времени. Тепловой поток определялся в результате решения обратной задачи теплопроводности.

2. Диссипация вихря. Для изучения диссипации вихря использовались визуализация течения, а также измерения давления и температуры торможения (см. следующий раздел). Для визуализации вихря был применен метод лазерного ножа [18]. Воздух нагревался в форкамере трубы до температуры 410К путем сжигания керосина. Визуализация достигалась благодаря рассеиванию света конденсированными частицами, присутствующими в потоке. Вихрь представлялся на фотографиях в виде черной пятна.

На фиг. 2 представлены фотографии двух поперечных сечений потока за генератором № 1, установленным под углом атаки $\alpha = 20^\circ$. Одно сечение располагалось непосредственно за генератором вихря на расстоянии 2 мм от его задней кромки ($x/b = 0,034$, а), а второе – вдали от генератора, на расстоянии 100 мм ($x/b = 1,72$, б). Фигура 2,а и схема на фиг. 2,в дают представление о структуре течения вблизи крыла. Более подробно течение вблизи прямоугольного крыла описано в [19].

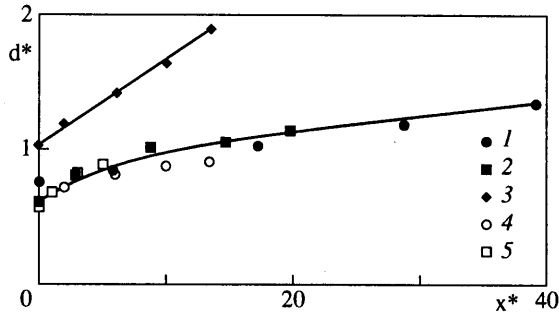
Над крылом ядро вихря имеет приблизительно коническую форму, причем угол расширения его над крылом близок к углу атаки. Расширение вихря в этой области происходит за счет втекания "невязкого" газа в зону вращательного движения. Позади крыла вихрь расширяется лишь за счет вязкой диссипации. Угол расширения вихря позади крыла, т.е. свободного вихря, гораздо меньше, чем над крылом (см. ниже). Свободный вихрь индуцирует за крылом слабую волну сжатия. Она представляет собой продолжение конического скачка (4 на фиг. 2), сформировавшегося вблизи крыла. Анализ сечений потока, расположенных на различных расстояниях от крыла, показал, что угол наклона волны сжатия, порождаемой свободным вихрем, близок к величине $\arcsin 1/M$ при $M = 3$.



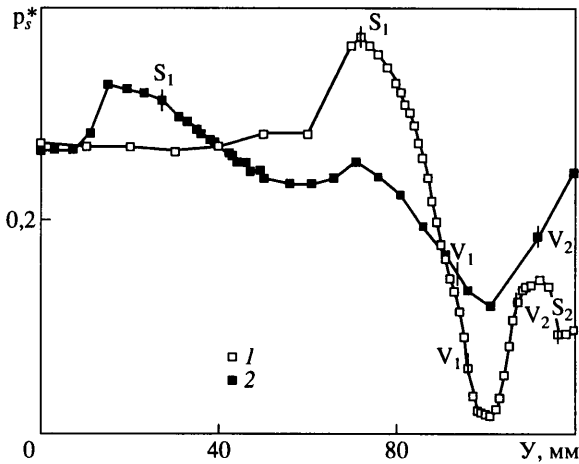
Фиг. 2. Поперечные сечения потока за генератором № 1 при $\alpha = 20^\circ$: $a - x = 2$ мм, $b - x = 100$ мм, v – схема течения; 1 – генератор вихря (крыло), 2 – вихрь, 3 – головная ударная волна, переходящая в конический скачок уплотнения, 4, 5 – внутренний скачок уплотнения, 6 – течение Прандтля – Майера

Ось вихря за крылом искривлена: по мере удаления от крыла центр вихря смещается в сторону наветренной поверхности генератора на расстояние до $0,4b$ при угле атаки до 30° . Длина искривленного участка оси вихря составляет от 1,0 до $1,5b$. На большем расстоянии от генератора ось вихря приблизительно параллельна направлению невозмущенного потока.

Естественно, возникает вопрос, какую часть вихря отображает черное пятно, представленное на фотографиях, полученных методом лазерного ножа? В [16] проведен расчет вихря для условий, описываемых в данной работе, причем параметры вихря при расчете выбраны так, чтобы теоретическое распределение давления торможения p_S^* (полного давления за прямым скачком p_S , отнесенного к полному давлению в невозмущенном потоке p_0) практически совпадало с экспериментальным распределением в сечении, расположенном на расстоянии 110 мм от генератора. Оказалось, что радиус черного пятна на фотографиях приблизительно соответствует радиусу окружности, на которой угол наклона вектора скорости к направлению невозмущенного потока достигает, согласно расчету, максимума. Если условно принять эту окружность за границу ядра вихря, то по фотографиям, полученным методом лазерного ножа, можно приближенно определить размеры ядра вихря.



Фиг. 3. Увеличение размеров ядра вихря по мере удаления от генератора: 1 – $\alpha = 10^\circ$, 2 – 20° , 3 – 30° – генератор № 1 ($b = 58$ мм); 4 – 10° , 5 – 20° – генератор № 2 ($b = 20$ мм); $x^* = x/(b \sin \alpha)$, $d^* = d/(b \sin \alpha)$



Фиг. 4. Распределение относительной величины давления торможения в двух поперечных сечениях за генератором № 1 ($\alpha = 20^\circ$): 1 – сечение I ($x = 2$ мм); 2 – сечение II ($x = 110$ мм)

Измерения показали, что поперечные размеры ядра вихря увеличиваются с увеличением угла атаки крыла, генерирующего вихрь, и длины хорды крыла. Для представления полученных результатов линейные размеры вихря, определенные с помощью фотографий поперечных сечений потока, отнесены к $b \sin \alpha$. Такое представление основано на предположении о том, что размеры вихря пропорциональны размеру "тени крыла", т.е. $b \sin \alpha$. Фигура 3 демонстрирует изменение осредненного диаметра ядра $d = 0,5(d_y + d_z)$ по мере удаления от генератора вихря, где d_y и d_z – размеры ядра в вертикальном и горизонтальном поперечных направлениях. Из фиг. 3 следует, что абсолютные размеры крыла практически не влияют на относительные размеры ядра вихря. Кроме того, нормированный диаметр вихря $d/(b \sin \alpha)$ слабо зависит и от угла атаки, если он не превышает $\alpha = 20^\circ$. При $\alpha = 30^\circ$ относительный размер ядра значительно больше, чем при $\alpha \leq 20^\circ$. Возможно, это связано с тем, что при $\alpha = 30^\circ$ на подветренной поверхности крыла развивается возвратное течение, которое может взаимодействовать с концевым вихрем.

Экспериментальные данные о диссипации вихря существенно расходятся с результатами теоретического анализа [16], в котором учитывалась лишь молекулярная вяз-

кость газа: интенсивность расширения вихря в расчете во много раз меньше, чем в эксперименте. В [16] показано также, что согласование теоретических данных с экспериментальными может быть достигнуто при введении в расчет эффективной вязкости, на четыре порядка превышающей молекулярную вязкость воздуха.

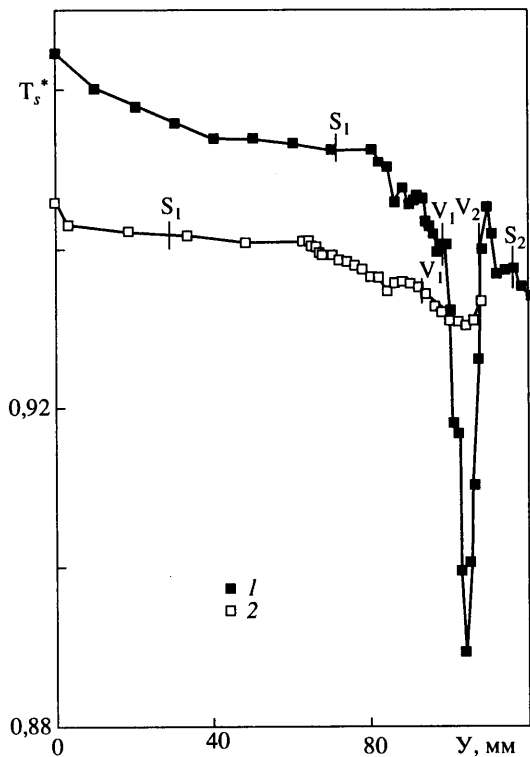
Известно, что в потоке большинства аэродинамических труб присутствуют интенсивные возмущения. При сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях это в основном акустические колебания, порождаемые турбулентным пограничным слоем сопла. Их уровень составляет обычно от одного до нескольких процентов средней величины статического давления в рабочей части трубы [20]. Возможно, эти возмущения и ответственны за ускоренную диссипацию вихря в аэродинамической трубе.

3. Профили давления и температуры торможения. Давление торможения и полная температура измерялись за генератором № 1 ($b = 58$ мм), отклоненным на угол $\alpha = 20^\circ$, в двух поперечных сечениях, отстоящих на 2 и 110 мм от задней кромки генератора. Эксперименты проводились при полном давлении $p_0 = 5 \cdot 10^5$ Па и температуре торможения $T_0 = 280$ К ($Re_1 = 3,7 \cdot 10^7$ 1/м).

Результаты измерения давления торможения p_s/p_0 представлены на фиг. 4, где p_0 – полное давление в невозмущенном потоке, а поперечная координата y для сечения $x = 110$ мм условно уменьшена на 12 мм с таким расчетом, чтобы центры вихря в обоих сечениях совпадали. На фиг. 4 перенесены с фотографий (фиг. 2) координаты скачков уплотнения S_1, S_2 и границ ядра вихря V_1, V_2 . Сопоставление фиг. 4 и 2 показывает, что результаты измерения давления торможения адекватны картине течения. Действительно, в невозмущенном потоке давление торможения приблизительно постоянно; оно резко возрастает при пересечении скачков уплотнения в точках S_1 и S_2 . По мере приближения к ядру вихря оно постепенно уменьшается. Падение давления усиливается в ядре вихря. Наиболее важный результат измерений давления торможения состоит в том, что при сравнительно небольшом расстоянии ($\Delta x/b = 2,08$) между сечениями, в которых проводились измерения, давление торможения на оси вихря увеличилось более чем в 7 раз вследствие сильного влияния вязкости на течение газа в свободном вихре. Относительная роль вращения газа в падении давления торможения и диссипации вихря может быть выяснена в результате дополнительных сопоставлений экспериментальных и расчетных результатов.

На фиг. 5 представлены результаты измерения температуры торможения в тех же двух поперечных сечениях. Измеренная температура торможения T_s отнесена к температуре торможения в невозмущенном потоке T_0 , а центры сечений вихря совмещены, как на фиг. 4. Ударная волна, как и следовало ожидать, не вызывает изменения температуры торможения. Однако в области интенсивного вращательного движения температура торможения существенно уменьшается. На оси вихря уменьшение составляет в сечении I ($x = 2$ мм) 11%, а в сечении II ($x = 110$ мм) – приблизительно 1% по сравнению с температурой торможения перед головной ударной волной. Уменьшение разницы температур торможения, как и давления торможения, по мере удаления от генератора является следствием влияния вязкости на течение газа в вихре и его диссипации. Необходимо отметить, что значения температуры торможения перед головной волной (в точке S), полученные для сечений I и II, несколько различаются. Различие составляет около 1,5% величины T_0 ($T_0 \approx 280$ К). Это расхождение может быть объяснено небольшой неравномерностью температурного поля в рабочей части трубы (изменением T_0 вдоль оси трубы) и погрешностью измерения полной температуры гребенкой термомпар, расположенной в форкамере трубы (эта погрешность оценивается в 1%).

В [15] приводятся результаты измерений температуры воздуха в трубке Рэнка, выполненных в [21]. В этом устройстве закрутка воздуха создается путем тангенциального вдува струи в цилиндрическую камеру у одного конца ее. Наиболее низкую температуру воздух приобретает вблизи оси камеры в том конце ее, где вдувается струя. Минимальная температура воздуха в [21] была на 25К, или приблизительно на

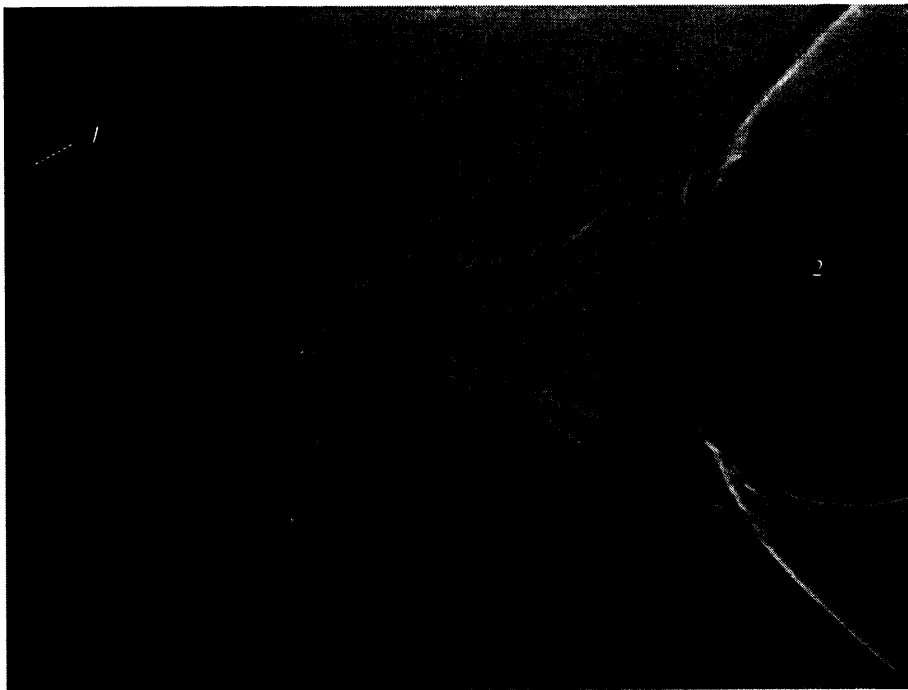


Фиг. 5. Распределение относительной величины температуры торможения за генератором № 1 ($\alpha = 20^\circ$): 1 – сечение I ($x = 2$ мм); 2 – сечение II ($x = 110$ мм)

13%, ниже температуры вдуваемого воздуха, что согласуется с результатами данной работы. В [21] охлаждение газа на оси вихря объясняется переносом энергии турбулентными пульсациями. Однако теоретический анализ [16] показывает, что понижение температуры торможения происходит и при ламинарном течении. По-видимому, охлаждение воздуха в вихре можно объяснить следующим образом: внутренние быстро вращающиеся слои газа вследствие влияния вязкости (молекулярной или турбулентной) передают момент количества движения внешним слоям, увеличивая их окружную скорость и, следовательно, энергию. Это и приводит к понижению температуры внутренней части и повышению температуры внешней области течения. Так как масса внутренних слоев меньше массы внешних, падение температуры внутренних слоев существенно больше повышения температуры внешних слоев. Однако небольшое локальное повышение температуры торможения видно в сечении I вблизи границ вихря V_1 и V_2 (фиг. 5).

4. Взаимодействие вихря со сферой. Для исследования взаимодействия сверхзвукового вихря со сферой за генератором № 2 ($b = 20$ мм) на разных расстояниях x_S от его задней кромки устанавливалась полусфера диаметром $D = 60$ мм. Центр полусферы располагался приблизительно на оси вихря. Эксперименты проводились при полном давлении $p_0 = 5 \cdot 10^5$ Па и температуре торможения $T_0 = 410$ К ($Re_1 = 1,1 \cdot 10^7$ 1/м). На фиг. 6 представлена теневая фотография потока, полученная при угле атаки генератора $\alpha = 10^\circ$ и относительном расстоянии между генератором и сферой $x_S/D = 1,8$ (продолжительность экспозиции 5 мкс).

На некотором расстоянии перед сферой происходит разрушение вихря, т.е. вихрь резко расширяется и перед сферой образуется застойная зона, генерирующая конический скачок уплотнения. Анализ теневых фотографий указывает на турбулентный



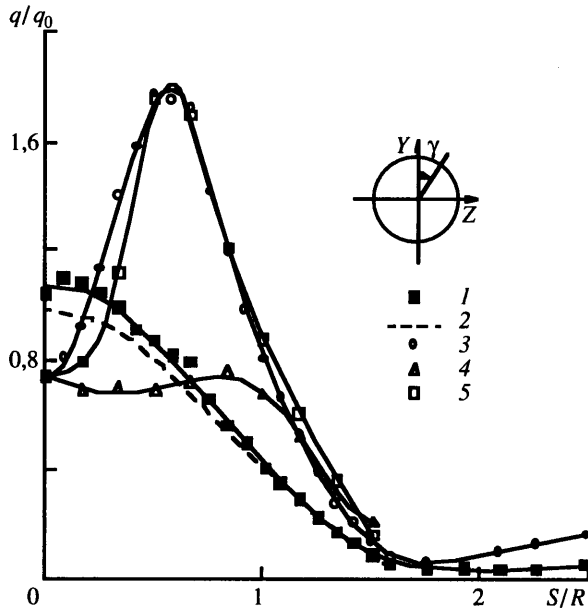
Фиг. 6. Взаимодействие вихря с головной ударной волной: 1 – генератор вихря, 2 – сфера

характер течения в большей части области взаимодействия вихря со сферой: у поверхности застойной зоны видны крупные вихри и возбуждаемые ими волны сжатия. Переход ламинарного течения в турбулентное происходит либо в начале застойной зоны, либо внутри ее. В первом случае ее граница наклонена под углом около 17° к направлению невозмущенного потока. Во втором случае граница застойной зоны имеет излом: до точки излома граница наклонена под углом около 6° , а за точкой излома – около 20° .

Когда сфера удалена от генератора на расстояние, превышающее диаметр сферы, происходит "свободное" взаимодействие ее с вихрем. При этом длина застойной зоны составляет приблизительно $(1-1,1)D$. При меньшем расстоянии между генератором и сферой разрушение вихря начинается над поверхностью генератора.

Как отмечено выше, разрушение сверхзвукового вихря под воздействием сильного скачка уплотнения наблюдалось при исследовании взаимодействия скачка с головной волной воздухозаборника [4]. Оно аналогично течению, которое формируется у лобовой поверхности сферы с иглой.

Предполагаемая схема разрушения вихря состоит в следующем. В вихревом следе газ имеет более низкое давление торможения p_S и более низкое значение осевой компоненты импульса, чем газ внешнего течения (вне вихря). Газ с низким значением осевой компоненты импульса не может проникнуть в область высокого давления за головной ударной волной. Поэтому в процессе формирования течения происходит накопление газа перед сферой, сопровождающееся расширением вихря и его разрушением. Перед сферой образуется зона течения, которую иногда условно называют застойной, поскольку в значительной ее части (например, вблизи оси симметрии) скорость газа мала, а давление приблизительно постоянно. Поэтому в сверхзвуковом потоке застойная зона имеет коническую форму. На границе, отделяющей застойную зону от внешнего течения, образуется слой смешения. В месте пересечения этого слоя с поверхностью сферы формируется замыкающий скачок уплотнения, а на самой



Фиг. 7. Распределение относительной величины теплового потока по поверхности модели. В отсутствие вихря: 1 – эксперимент, 2 – расчет; при наличии вихря – эксперимент при $\alpha = 20^\circ$: 3 – азимутальный угол $\gamma = 0$, 4 – 90° , 5 – 180°

сферической поверхности образуется линия растекания. Она хорошо проявляется при визуализации течения на поверхности с помощью размываемой потоком краски. Длина застойной зоны должна быть достаточно большой для того, чтобы осевая компонента импульса в слое смешения возросла благодаря передаче импульса из внешнего потока до уровня, достаточного для проникания газа в область повышенного давления за замыкающим скачком уплотнения.

5. Влияние вихря на теплообмен на лобовой поверхности сферы. Исследование теплообмена проводилось при температуре торможения $T_0 = 410$ К и полном давлении $p_0 = 5 \cdot 10^5$ Па. Сфера была установлена на расстоянии $x_S = 70$ мм ($x_S/D = 1,17$) от генератора вихря № 2 ($b = 20$ мм). Угол атаки генератора варьировался: $\alpha = 10, 20$ и 30° . Кроме того, были проведены измерения теплового потока и в отсутствие генератора вихря.

Экспериментальные результаты (фиг. 7) сопоставлялись с результатами расчета для ламинарного течения: для критической точки сферы использовалась формула Фэя – Ридела, причем градиент давления определялся с помощью [22]; для остальной части лобовой поверхности использовался корреляционный тригонометрический трехчлен. Все расчетные и экспериментальные величины теплового потока отнесены к расчетной величине для критической точки сферы.

В отсутствие генератора вихря экспериментальное распределение теплового потока близко к расчетному: вдали от критической точки (при $S/R = 1,25-1,5$, где S – расстояние от критической точки вдоль образующей, R – радиус сферы) экспериментальные величины практически совпадают с расчетными; в окрестности критической точки экспериментальные величины (приблизительно на 10%) превышают расчетные, что может быть объяснено пульсациями набегающего потока.

На фиг. 7 показано также влияние вихря на распределение теплового потока по поверхности сферы для угла атаки $\alpha = 20^\circ$. Как и при других углах атаки генератора, распределение асимметрично относительно направления потока: распределения теплового потока, соответствующие различным значениям азимутального угла γ ,

существенно различаются. Асимметричным было и растекание визуализирующего состава по лобовой поверхности модели. Асимметрия течения и теплообмена объясняется тем, что из-за искривления оси вихря вблизи крыла трудно обеспечить строгую соосность сферы с вихрем.

Вихрь вызывает качественное изменение распределения теплового потока: вблизи оси сферы тепловой поток при наличии вихря значительно меньше, чем в отсутствие его; с другой стороны, вдали от критической точки, где поверхность жидкого конуса пересекается с поверхностью сферы и образуется линия растекания, тепловой поток значительно возрастает. Вихрь вызывает здесь увеличение теплового потока не только по сравнению с тепловым потоком в той же точке, но и по сравнению с тепловым потоком в критической точке сферы в отсутствие вихря (приблизительно в 1,8 раза). Распределение теплового потока на сфере, взаимодействующей с вихрем, аналогично распределению теплового потока на сфере с иглой [23]: в обоих случаях уменьшается тепловой поток у линии симметрии и возрастает у линии растекания и за ней. Это указывает на аналогичный характер воздействия на течение газа и теплообмен неравномерностей потока, создаваемых пограничным слоем иглы и вихрем, генерируемым крылом. При изменении угла атаки генератора распределение теплового потока по поверхности сферы существенно изменяется. Это вызвано, вероятно, в основном изменением положения оси вихря относительно оси модели.

Значительное увеличение максимального теплового потока при взаимодействии сферы с вихрем вызывается разными причинами: увеличением градиента скорости на линии растекания, образующейся в зоне присоединения оторвавшегося потока, по сравнению с градиентом скорости в критической точке сферы; пиком давления, который формируется в зоне присоединения из-за последовательного сжатия газа сначала в коническом скачке, а затем в замыкающем скачке уплотнения. Турбулизация течения может также вызывать дополнительное усиление теплообмена. Однако из фиг. 6 следует, что в исследованном случае ламинарно-турбулентный переход и связанное с ним увеличение теплового потока происходят лишь при $S/R > 1,75$, т.е. на цилиндрической поверхности модели, вдали от линии растекания.

Заключение. Проведенные оптические измерения, а также измерения давления и температуры торможения указывают на интенсивную диссипацию сверхзвукового вихря в аэродинамической трубе. Скорость диссипации вихря в аэродинамической трубе на несколько порядков больше расчетной скорости диссипации для ламинарного течения [16]. Это расхождение вызвано, по-видимому, возмущениями потока в аэродинамической трубе.

Температура торможения, так же как и давление торможения на оси вихря непосредственно за генератором существенно ниже, чем в невозмущенном потоке. По мере удаления от генератора температура и давление торможения в ядре вихря интенсивно возрастают вследствие диссипации его, приближаясь к соответствующим значениям в невозмущенном потоке.

В результате взаимодействия с соосной сферой вихрь разрушается. Перед сферой образуются застойная зона и конический скачок уплотнения. Под воздействием вихря распределение теплового потока по поверхности сферы изменяется аналогично тому, как это происходит при наличии направленной вперед иглы: тепловой поток уменьшается в окрестности оси симметрии и увеличивается в периферийной части сферы, у границы застойной зоны.

Авторы выражают благодарность В.В. Жданову и А.А. Шамшурину за помощь в проведении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Peckham D.H., Atkinson S.A. Preliminary results of low speed wind tunnel tests on a Gothic wing of aspect ratio 1.0 // Aeronaut. Res. Council. Current Paper. 1960. № 508. 16 p.

2. *Lin T.C., Reeves B.L., Siegelman D.* Blant-body problem in nonuniform flowfields // *AIAA Journal*. 1977. V. 15. № 8. P. 1130–1137.
3. *Пилюгин Н.Н., Талипов Р.Ф., Хлебников В.С.* Обтекание тел неравномерным сверхзвуковым потоком типа следа // *Теплофизика высоких температур*. 1996. Т. 34. № 5. С. 780–795.
4. *Затолака В.В., Иванюшкин А.К., Николаев А.В.* Интерференция вихрей со скачками уплотнения в воздухозаборнике. Разрушение вихрей // *Учен. зап. ЦАГИ*. 1975. Т. 6. № 2. С. 134–138.
5. *Delery J., Horowitz E., Leuchter O., Solignac J.-L.* Etudes fondamentales sur les écoulements fourbillonnaires // *Rech. Aerospat*. 1984. № 2. P. 81–104.
6. *Metwally O., Settles G., Horstman C.* An experimental study of shock wave/vortex interaction // *AIAA Paper*. 1989. № 0082. 12 p.
7. *Copening G., Anderson J.* Numerical solutions to three – dimensional shock wave/vortex interaction at hypersonic speeds // *AIAA Paper*. 1989. № 0674. 12 p.
8. *Глотов Г.Ф.* Интерференция вихревого шнура со скачками уплотнения в свободном потоке и неизобарических струях // *Учен. зап. ЦАГИ*. 1989. Т. 20. № 5. С. 21–32.
9. *Иванюшкин А.К., Коротков Ю.В., Николаев А.В.* Некоторые особенности интерференции скачков уплотнения с аэродинамическим следом за телом // *Учен. зап. ЦАГИ*. 1989. Т. 20. № 5. С. 33–42.
10. *Kalkhoran I.M.* Vortex distortion during vortex-surface interaction in a Mach 3 stream // *AIAA Journal*. 1994. V. 32. № 1. P. 123–129.
11. *Kalkhoran I.M., Sforza P.M.* Airfoil pressure measurements during oblique shock wave/vortex interaction in a Mach 3 stream // *AIAA Journal*. 1994. V. 32. № 4. P. 783–788.
12. *Smart M.K., Kalkhoran I.M., Bentson J.* Measurements of supersonic wing tip vortices // *AIAA Journal*. 1995. V. 33. № 10. P. 1761–1768.
13. *Smart M.K., Kalkhoran I.M.* Effect of shock strength on oblique shock-wave and vortex interaction // *AIAA Journal*. 1995. V. 33. № 11. P. 2137–2143.
14. *Kalkhoran I.M., Smart M.K., Betti A.* Interaction of supersonic wing-tip vortices with a normal shock // *AIAA Journal*. 1996. V. 34. № 9. P. 1855–1861.
15. *Гунта А., Лилли Д., Сайред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
16. *Наумов В.С., Тригуб В.Н.* Квазицилиндрическое описание вихря в сжимаемом газе // *Изв. РАН. МЖГ*. 1999. № 5. С. 106–117.
17. *Боровой В.Я., Колочинский Ю.Ю.* Поверхностные термодары – средство исследования теплообмена на моделях в аэродинамических трубах периодического действия // *Тр. ЦАГИ*. 1988. Вып. 2340. С. 148–155.
18. *Боровой В.Я., Иванов В.В., Орлов А.А., Харченко В.Н.* Визуализация пространственного обтекания моделей с помощью "лазерного ножа" // *Учен. зап. ЦАГИ*. 1973. Т. 4. № 5. С. 42–49.
19. *Боровой В.Я., Харченко В.Н.* Экспериментальные исследования обтекания прямоугольного крыла сверхзвуковым потоком газа // *Учен. зап. ЦАГИ*. 1975. Т. 6. № 5. С. 71–80.
20. *Пейт, Шюлер.* Влияние излучения аэродинамического шума на переход пограничного слоя в сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических трубах // *Ракетн. техника и космонавтика*. 1969. № 3. С. 80–89.
21. *Bruun H.H.* Experimental investigation of the energy separation in vortex tubes // *J. Mech. Eng. Sci.* 1969. V. 11. № 6. P. 567–582.
22. *Любимов А.Н., Русанов В.В.* Течения газа около тупых тел. Ч. 2. М.: Наука, 1970. 379 с.
23. *Чжен П.* Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1973. 280 с.

Москва

Поступила в редакцию
30.IV.1998