

УДК 534.13:533.6.011.5

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗВРАТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПЕРЕДНЕЙ ОТРЫВНОЙ ОБЛАСТИ ПРИ ПУЛЬСАЦИОННОМ РЕЖИМЕ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛА С ИГЛОЙ

В. И. Запрягаев, И. Н. Кавун

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,  
630090 Новосибирск  
E-mails: zapr@itam.nsc.ru, i\_k@list.ru

Рассматривается обтекание цилиндрического тела с острой иглой при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 6$ . Экспериментально подтверждено существование сверхзвукового встречного течения для одной из фаз пульсационного режима течения. Определен диапазон длин иглы, в котором существует область сверхзвукового возвратного потока вблизи ее боковой поверхности. Показано, что при длине иглы, равной диаметру модели, время существования области сверхзвуковой скорости встречного потока составляет 0,15 периода колебаний.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, ударные волны, автоколебательный процесс.

**Введение.** Обтекание затупленного тела с иглой сверхзвуковым потоком газа сопровождается возникновением течения с передней зоной отрыва. При определенных геометрических и газодинамических параметрах возникает периодическое автоколебательное течение. В зависимости от длины иглы различают два типа такого течения. При колебательном, или осцилляционном, режиме течения коническая ударная волна, ограничивающая зону отрыва, совершает малые периодические поперечные колебания. При этом форма волны существенно не меняется. На рис. 1, *a, б* представлена структура течения для двух характерных фаз осцилляций.

При уменьшении длины иглы амплитуда колебаний увеличивается, и при некотором ее значении возникает пульсационный режим течения. При этом происходит существенное изменение формы зоны отрыва. Характерная структура течения для двух фаз представлена на рис. 1, *в, г*. С развитием автоколебательного процесса объем зоны отрыва увеличивается, коническая волна превращается в полусферическую, затем зона отрыва исчезает, так как расход газа, истекающего из зоны отрыва, существенно больше расхода газа, поступающего внутрь. После завершения этой фазы пульсаций возникает новая отрывная зона, ограниченная конической ударной волной, и далее процесс периодически повторяется. Такой режим течения, впервые обнаруженный В. Майром (см. [1]), рассматривается в настоящей работе.

Данной задаче посвящено значительное количество экспериментальных и теоретических работ (см., например, [2–6]). Тем не менее физическая картина такого течения изучена не полностью, что обуславливает необходимость проведения дальнейших исследований.

Согласно [4, 6] основной причиной возникновения пульсационного режима является формирование кольцевой сверхзвуковой струи  $J$  (рис. 1, *в*) в точке  $T$  пересечения передней конической  $W_c$  и отошедшей  $W_1$  ударных волн. Механизм возникновения пульсирующего течения заключается в следующем. Высокоскоростной поток газа за слабой ударной вол-

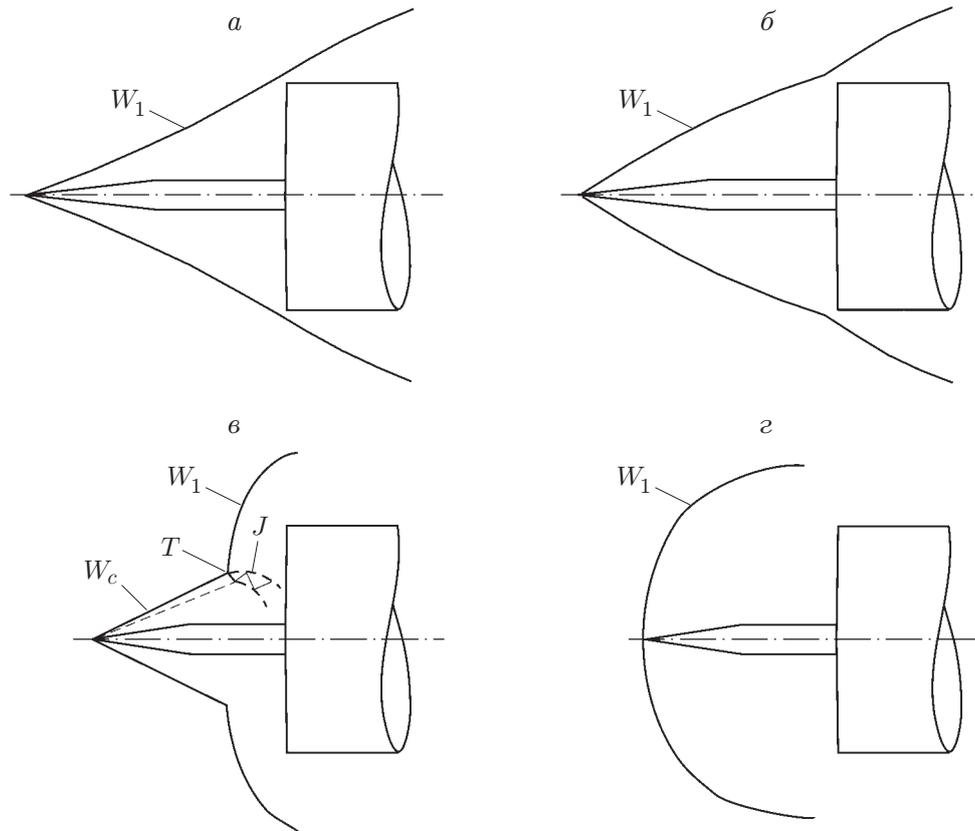


Рис. 1. Колебательный (а, б) и пульсационный (в, г) режимы течения

ной  $W_c$  движется в виде кольцевой струи  $J$  в области между этой волной и границей зоны отрыва по направлению к телу, с которым он соударяется. За счет искривления струи в направлении к оси модели газ втекает преимущественно внутрь отрывной зоны. Размеры этой зоны увеличиваются, что приводит к превращению конической ударной волны  $W_c$  в отошедшую криволинейную ударную волну  $W_1$ . На определенной стадии развития автоколебательного процесса увеличение радиального размера отрывной зоны приводит к тому, что диаметр кольцевой струи  $J$  становится больше диаметра цилиндра  $D$ . Набегающий поток перестает нагнетать высоконапорный газ в отрывную зону, давление в ней падает, что приводит к ослаблению передней волны  $W_1$  и сносу ее вниз по потоку. При этом вблизи острия иглы, омываемой сверхзвуковым потоком газа, вновь возникает слабый скачок  $W_c$  и создаются условия для формирования новой зоны отрыва. Более подробно механизм массорасходных пульсаций при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 2$  описан в [4].

До настоящего времени предполагалось, что вязкость газа оказывает существенное влияние на характеристики пульсирующего нестационарного процесса. Такое течение удалось получить только при решении уравнений Навье — Стокса (см., например, [3]). Однако в работе [5] показана возможность решения данной задачи при использовании уравнений Эйлера. Более того, в [5] впервые указаны некоторые особенности развития процесса, ранее не описанные в литературе. В частности, отмечена возможность существования сверхзвукового потока в передней отрывной зоне.

Целью данной работы является уточнение физических особенностей пульсаций течения при высокой сверхзвуковой скорости потока, а также сравнение их с известными механизмами пульсаций, соответствующих умеренным сверхзвуковым скоростям.

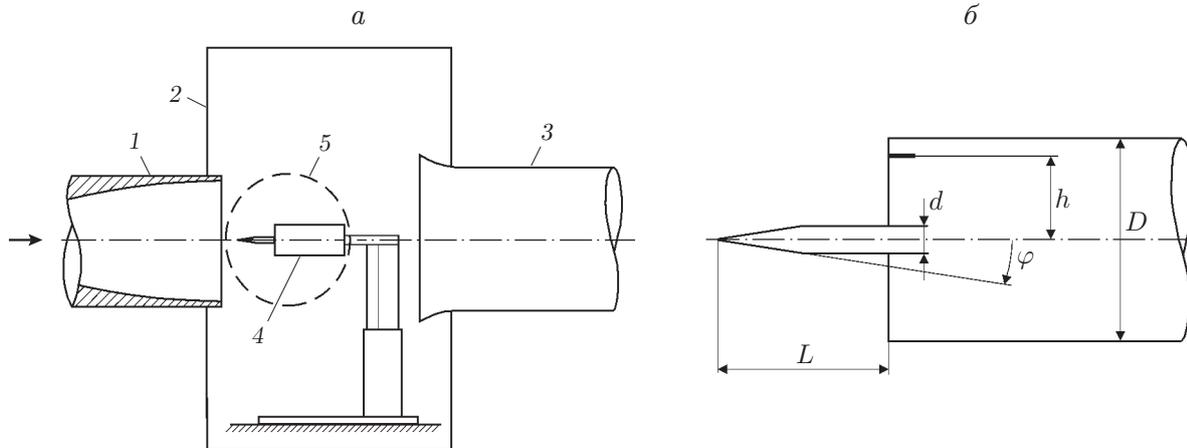


Рис. 2. Схема экспериментальной установки (а) и геометрические параметры модели (б): 1 — сопло трубы; 2 — рабочая камера; 3 — диффузор; 4 — исследуемая модель; 5 — наблюдательное окно

**Экспериментальное оборудование и система визуализации течения.** Эксперимент проводился в гиперзвуковой аэродинамической трубе Т-326 Института теоретической и прикладной механики СО РАН (рис. 2, а). Диаметр выходного сечения сопла равен 200 мм.

Исследуемая модель представляла собой цилиндр с укрепленной на его торце иглой (рис. 2, б). Диаметр цилиндра  $D = 50$  мм, длина иглы  $L = 50$  мм, диаметр иглы  $d = 8$  мм, полуугол конуса иглы  $\varphi = 10^\circ$ . На торце цилиндра заподлицо с его поверхностью был встроены датчик для измерения пульсаций давления на расстоянии от оси цилиндра  $h = 0,8R = 20$  мм ( $R = D/2$ ).

Число Маха набегающего потока  $M_\infty = 6,08$ . Давление в форкамере равно  $9,81 \cdot 10^5$  Па, температура в форкамере составляла  $110$  °С, скоростной напор  $q = 15 \cdot 10^3$  Па, единичное число Рейнольдса  $Re_1 = 1,27 \cdot 10^7$  м<sup>-1</sup>.

Шлирен-визуализация течения осуществлялась теньвым прибором ИАБ-451. На коллиматорной части прибора устанавливался источник света, на наблюдательной — ССД-камера. Частота фотографирования составляла 30 кадр/с. Использовался прямой нож, находящийся в вертикальном положении. Время экспозиции определялось длительностью импульса подсветки и составляло 2 мкс.

В эксперименте использовался пьезорезистивный датчик пульсаций давления. Диапазон измерений составлял  $-100 \div 60$  кПа, частотный диапазон —  $0 \div 100$  кГц. Внешний диаметр датчика равен 3,3 мм.

Помимо экспериментов для описанной выше модели проводились эксперименты при тех же условиях с длиной иглы  $27,5 \leq L \leq 72,5$  мм. В указанном диапазоне характер течения не менялся. При  $L > 72,5$  мм пульсационный режим течения сменялся колебательным режимом. При длине иглы  $L < 27,5$  мм характер течения не исследовался. В дальнейшем, если не оговорено особо, представленные экспериментальные данные соответствуют случаю  $L/D = 1$ .

**Методика регистрации автоколебательного процесса во времени.** В ходе эксперимента одновременно регистрировались показания датчика давления (установленного на расстоянии  $h = 0,8R$  от оси модели) и фиксировались моменты времени получения мгновенных шлирен-фотографий. Так как исследуемый процесс является квазипериодическим, то, используя параметр  $\tau = (t - t_0)/T_a$ , можно получить последовательность фотографий (кинограмму), иллюстрирующую один цикл автоколебаний. Для этого вычислялось отно-

сительное время получения каждой фотографии  $\tau_f = (t_f - t_0)/T_a$  ( $t$  — время;  $T_a = t_1 - t_0$ ;  $t_0$ ,  $t_1$  — время начала и окончания цикла автоколебаний;  $t_f$  — время получения фотографии). Таким образом, условию  $t_0 \leq t \leq t_1$  соответствует неравенство  $0 \leq \tau \leq 1$ . Началом ( $\tau = 0$ ) цикла автоколебаний считается момент времени, когда головная ударная волна находится вблизи острия иглы (см. рис. 1,2). Используемая аппаратура и методика построения кинограммы более подробно описаны в работе [7].

Для данных геометрических и газодинамических параметров эксперимента средний период циклов автоколебаний равен  $T_m = 334$  мкс. Среднеквадратичное отклонение от среднего значения периода составляет  $T_\Sigma = 2,08$  %.

На рис. 3 показан цикл автоколебаний, а также приведена зарегистрированная датчиком осредненная осциллограмма пульсаций давления на торце цилиндра. Точки на осциллограмме соответствуют моментам времени, в которые сделаны представленные фотографии. При  $M_\infty = 6$  наблюдаемый механизм автоколебаний достаточно хорошо соответствует механизму автоколебаний при  $M_\infty = 2$  [4]. На фотографиях, соответствующих интервалу времени  $0 \leq \tau \leq 0,4$ , показано движение головной ударной волны  $W_1$  к торцу цилиндра. На острие иглы формируется коническая ударная волна  $W_c$ , за которой образуется передняя отрывная зона. В интервале времени  $0,4 \leq \tau \leq 1,0$  наблюдается развитие отрывной зоны, последующее ее раскрытие и формирование новой головной ударной волны вблизи острия иглы. Первый максимум на осциллограмме соответствует подходу ударной волны  $W_1$  к торцу цилиндра, второй — прохождению высоконапорной кольцевой струи  $J$  вблизи датчика при расширении отрывной области.

**Результаты исследования.** Одной из малоизученных особенностей пульсационного режима течения является наличие локальной области сверхзвукового встречного течения в зоне отрыва вблизи боковой поверхности острой иглы.

Рассмотрим возможность существования такого течения. В момент времени  $\tau = 0,64$  датчик регистрирует второй максимум давления  $p_1 = 52$  кПа (см. рис. 3). Согласно [8] появление этого максимума обусловлено прохождением вблизи датчика сверхзвуковой высоконапорной кольцевой струи, существование которой установлено в работах [4, 6]. При торможении струи о торец цилиндра на его поверхности образуется кольцевая область повышенного пристенного давления. С увеличением радиального размера отрывной зоны эта область расширяется, в результате чего на осциллограмме появляется локальный максимум давления. Следует отметить, что в этот момент внутри отрывной зоны между областью вблизи торца цилиндра и областью вблизи острия иглы существует значительный перепад давления.

Выполним оценку скорости возвратного потока, возникающего вследствие такого перепада. Предположим, что максимальное значение полного давления в кольцевой струе в интервале времени  $0,4 \leq \tau \leq 0,7$  (время увеличения радиального размера отрывной зоны с момента подхода головной ударной волны к торцу цилиндра до момента раскрытия зоны) приблизительно постоянно. При торможении струи о торец цилиндра статическое давление вблизи его поверхности равно значению пристенного давления, регистрируемому датчиком, и составляет  $p_1 = 52$  кПа. Скорость потока вблизи торца цилиндра равна нулю, температура равна температуре в форкамере (393 К).

Пусть в начальный момент времени ( $\tau = 0,4$ ) давление внутри отрывной области равно давлению за конической ударной волной вблизи острия иглы с углом наклона к оси  $\beta = 19^\circ$  ( $p_2 = 3$  кПа), температура равна температуре за конической волной (82 К), скорость потока равна нулю.

Таким образом, в начальный момент времени существует различие параметров потока вблизи торца цилиндра и острия иглы. Данный разрыв неустойчив и распадается на ударную волну, движущуюся к острию иглы, и волну разрежения, движущуюся к торцу

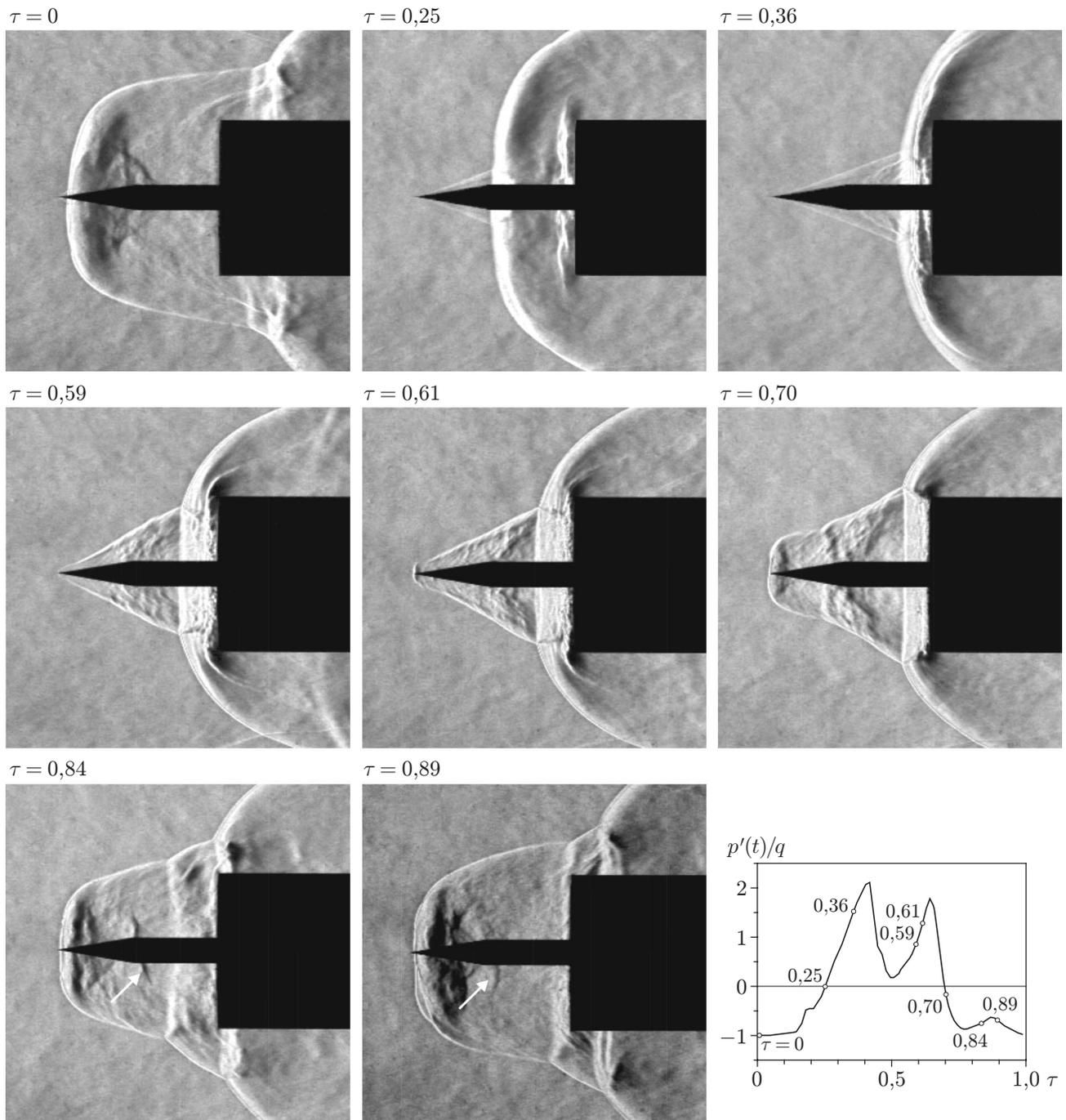


Рис. 3. Цикл автоколебаний в интервале времени  $0 \leq \tau \leq 1$  и осциллограмма пульсаций давления

цилиндра. Из решения задачи о распаде разрыва в одномерной постановке (для решения использована работа [9]) следует, что скорость движения ударной волны составляет 425 м/с, скорость газа за ней — 290 м/с. Для газа между ударной волной и контактным разрывом, разделяющим ударную волну и волну разрежения, число Маха равно  $M = 1,14$ , а для газа, находящегося в области между контактным разрывом и хвостом волны разрежения,  $M = 0,85$ .

После достижения потоком газа острия иглы вблизи него формируется криволинейная ударная волна, по форме близкая к плоской. Полагаем, что течение внутри отрывной области в следующей фазе цикла автоколебаний перейдет в стационарное. При этом параметры газа вблизи торца цилиндра остаются неизменными, а давление вблизи острия иглы соответствует давлению за прямым скачком уплотнения ( $p_2 = 26,8$  кПа). Тогда число Маха потока вблизи острия иглы, вычисленное по формуле для одномерного стационарного изэнтропического течения (в указанном диапазоне времени  $0,4 < \tau \leq 0,7$ ), равно  $M_2 = 1,02$ . Так как полученное значение числа Маха близко к единице, такая оценка позволяет допустить наличие интервала времени, в котором возможно существование локальной области сверхзвукового встречного течения вблизи боковой поверхности иглы.

На фотографиях, соответствующих промежутку времени  $0,76 \leq \tau \leq 0,91$  (см. рис. 3), видна узкая темная область вблизи угла перехода конической части иглы в цилиндрическую (отмечена стрелкой). Так как на шпирен-фотографиях светлые участки соответствуют повышению плотности в направлении слева направо, а темные — ее понижению, то наблюдаемая область является либо волной разрежения, если газ движется от острия иглы к торцу цилиндра, либо волной сжатия (ударной волной), если газ движется от торца цилиндра навстречу набегающему потоку.

Рассмотрим развитие автоколебательного процесса во времени. В качестве начала отсчета ( $\tau = 0$ ) примем фазу пульсаций, соответствующую минимальному давлению на торце цилиндра (см. осциллограмму пульсаций давления на рис. 3). При движении головной волны  $W_1$  к торцу цилиндра вблизи острия иглы образуется коническая ударная волна  $W_c$ , угол наклона к оси которой меняется от  $\beta = 38^\circ$  ( $\tau = 0,01$ ) до  $\beta = 19^\circ$  ( $\tau = 0,39$ ). Для безотрывного обтекания конуса с полууглом  $\varphi = 10^\circ$  необходимо, чтобы угол наклона присоединенной конической волны был равен  $\beta_c = 14,5^\circ$ . Так как  $\beta > \beta_c$  при  $0 \leq \tau \leq 0,4$ , то в указанном интервале времени вблизи поверхности иглы существует отрывная область  $Z$ . Структура течения вблизи острия иглы при движении головной ударной волны  $W_1$  к торцу цилиндра показана на шпирен-фотографии ( $\tau = 0,25$ ), соответствующей данной фазе развития процесса (рис. 4, а). В момент времени  $\tau = 0,25$  значение  $\beta = 20,5^\circ$  соответствует случаю безотрывного обтекания конуса с  $\varphi = 16,5^\circ$ . На шпирен-фотографии видна темная линия (отмечена стрелкой) между конической волной  $W_c$  и поверхностью иглы, угол наклона волны к оси составляет  $\varphi_c = 16^\circ$ . Эта линия соответствует слою смещения, разделяющему оторвавшийся с острия иглы пограничный слой и область встречного течения вблизи поверхности иглы. На соответствующей схеме показаны слой смещения  $S_1$ , разделяющий две области течения газа в зоне  $Z$  (область оторвавшегося потока за конической ударной волной  $W_c$  и область встречного течения вблизи поверхности иглы), ударные волны  $W_1$ ,  $W_c$  и  $W_T$ , образующие тройную конфигурацию, и контактная поверхность  $S_c$ , отделяющая поток газа за волной  $W_T$  от потока газа за волной  $W_1$ . Таким образом, в данном интервале времени течение вблизи боковой поверхности иглы направлено от торца цилиндра к острию иглы.

На рис. 4, б показана схема течения, соответствующая фазе цикла автоколебаний  $0,34 \leq \tau \leq 0,59$ . При подходе волны  $W_1$  к торцу цилиндра вблизи линии пересечения волн  $W_1$  и  $W_c$  образуется кольцевая высокоэнтальпийная сверхзвуковая струя газа  $J$ , являющаяся нестационарным осесимметричным аналогом взаимодействия ударных волн чет-

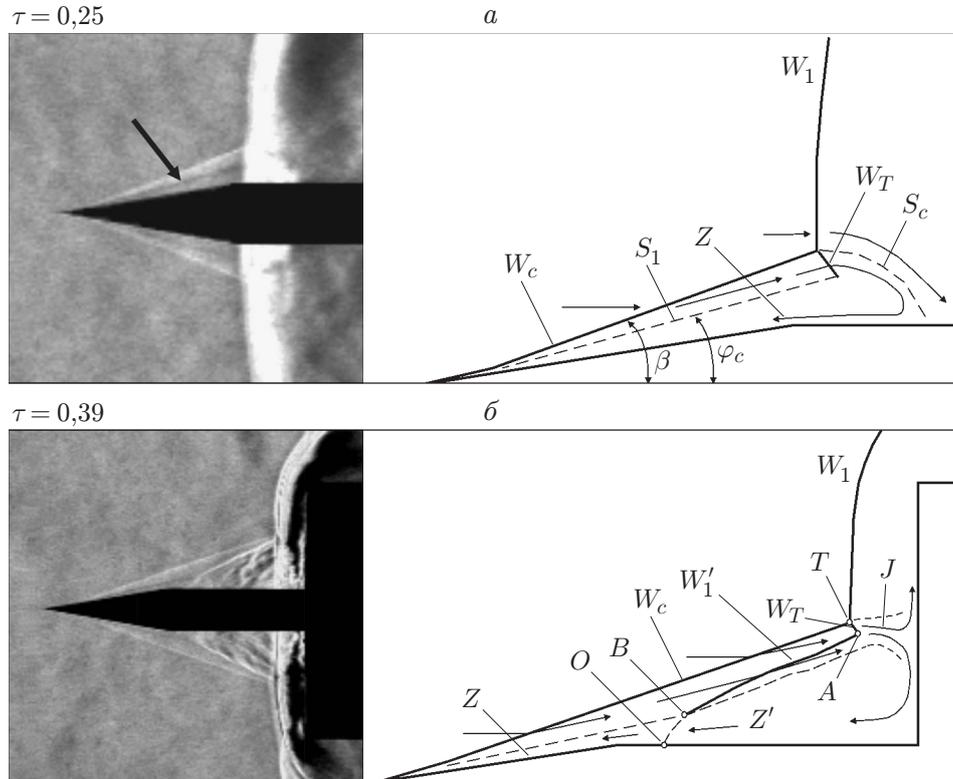


Рис. 4. Шлирен-фотографии и соответствующие им упрощенные схемы течения: *a* — фаза формирования отрывной области ( $0 \leq \tau \leq 0,34$ ); *б* — фаза заполнения отрывной области потоком сильно турбулизованного газа ( $0,34 \leq \tau \leq 0,59$ );  $W_1$  — головная ударная волна;  $W_c$  — коническая ударная волна;  $W_T$  — ударная волна, образующая с волнами  $W_1$  и  $W_c$  тройную конфигурацию;  $T$  — тройная точка (результат взаимодействия ударных волн  $W_1$ ,  $W_c$  и  $W_T$ );  $W'_1$  — волна, ограничивающая область  $Z'$ ,  $AB$  — участок, на котором волна  $W'_1$  является ударной волной,  $BO$  — участок, на котором волна  $W'_1$  является волной сжатия;  $S_1$  — слой смешения;  $S_c$  — контактная поверхность, отделяющая поток газа за волной  $W_T$  от потока газа за волной  $W_1$ ;  $J$  — кольцевая струя;  $Z$  — отрывная область за конической ударной волной  $W_c$ ;  $Z'$  — область сильно турбулизованного газа;  $\beta$  — угол наклона конической ударной волны  $W_c$  к оси иглы;  $\varphi_c$  — угол наклона слоя смешения  $S_1$  к оси иглы

вертого типа по классификации Б. Эдни [6]. Впервые возможность формирования такой структуры течения при  $M_\infty = 6$  показана в работе [6]. В работах [6, 8] данное предположение подтверждено экспериментально. Струя  $J$  натекает на торец цилиндра, при этом одна часть потока газа течет наружу, а другая проникает в зону  $Z$ , формируя область  $Z'$  сильно турбулизованного течения (так называемую пробку газа), хорошо заметную на фотографии, соответствующей моменту времени  $\tau = 0,39$ . При движении пробки газа  $Z'$  к носику иглы перед ней формируется волна  $W'_1$ , на которой можно выделить два участка:  $AB$  и  $BO$ . На участке  $AB$  волна  $W'_1$  является ударной, так как сверхзвуковой поток газа перед ее фронтом движется навстречу потоку турбулизованного газа, “отразившемуся” от торца цилиндра. На участке  $BO$  волна  $W'_1$  является волной сжатия (газ из области  $Z'$  догоняет газ из области  $Z$ ). Волна  $W'_1$  движется от торца цилиндра к острию иглы, область  $Z'$  постепенно вытесняет область  $Z$ . В момент времени  $\tau = 0,59$  волна  $W'_1$  доходит до острия иглы, область  $Z'$  полностью вытесняет область  $Z$ , волна  $W_c$  переходит в волну  $W'_1$ .

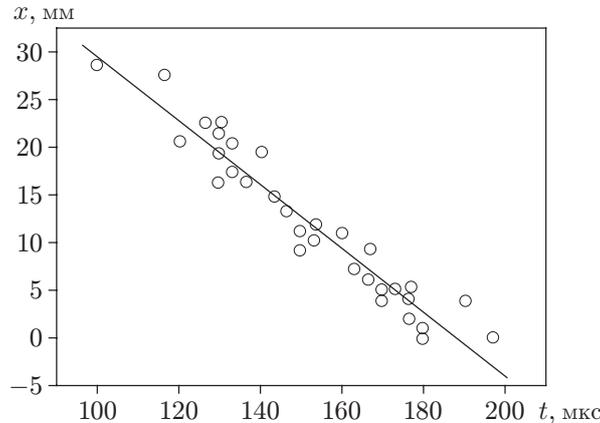


Рис. 5. Положение точки  $O$  контакта волны  $W_1'$  с боковой поверхностью иглы относительно острия в различные моменты времени

На рис. 5 показано положение точки  $O$ , которая соответствует контакту передней поверхности высоконапорной пробки газа (т. е. контакту волны  $W_1'$ ) с боковой поверхностью иглы в различные моменты времени. Координата  $x$  соответствует положению точки  $O$  относительно острия иглы. Прямая линия, аппроксимирующая экспериментально зафиксированные положения точки  $O$  в различные моменты времени, использовалась для вычисления средней скорости ее движения вдоль поверхности иглы. Согласно экспериментальным данным скорость движения точки  $O$  от торца цилиндра к острию иглы  $V_O = 335$  м/с. По-видимому, скорость течения газа справа от точки  $O$  является трансзвуковой и в следующей фазе цикла автоколебаний будет сверхзвуковой (см. ниже).

Набегающий на острие иглы свободный поток газа встречается с движущимся навстречу ему сверхзвуковым потоком из области  $Z'$ , что приводит к возникновению радиального движения газа и появлению новой волны  $W_1$  (см. рис. 3,  $\tau = 0,59; 0,61$ ), присутствующей в следующем цикле автоколебаний.

Далее, движущийся в радиальном направлении газ вновь разворачивается и течет вниз по потоку, охватывая головную часть области отрыва  $Z'$  (рис. 6). Газ, движущийся вдоль поверхности иглы от торца цилиндра к ее острию, разворачиваясь, сжимается. Вблизи поверхности иглы формируется локальная область сверхзвукового течения, ограниченная ударной волной  $W_s$ .

На рис. 7 показано зарождение ( $\tau = 0,71$ ) и развитие волны  $W_s$  (отмечена стрелкой) в различные моменты времени. Видно, что с течением времени ее радиальный размер увеличивается, а на завершающем этапе уменьшается интенсивность, в результате чего ударная волна вырождается в волну сжатия (так как уменьшается разность давлений вблизи острия иглы и торца цилиндра).

Предположение о том, что скорость встречного течения вблизи поверхности иглы является сверхзвуковой, подтверждает рис. 8, на котором зафиксирована волна  $W_s$  (показана стрелкой) при различной длине иглы  $L$ . При  $L = 70$  мм ( $L/D = 1,4$ ) определена скорость движения точки  $O$ :  $V_O = 500$  м/с. При заданных параметрах эксперимента скорость газа за точкой  $O$  сверхзвуковая, поэтому волна  $W_s$  является ударной. При уменьшении длины иглы скорость движения точки  $O$  уменьшается (в случае  $L/D = 1$  она равна 335 м/с (см. рис. 5)). При относительной длине иглы  $L/D = 0,85$  волна  $W_s$  еще заметна на фотографиях (см. рис. 8), при  $L/D = 0,8$  волна отсутствует. Так как структура течения в соответствующей фазе цикла автоколебаний при различной длине иглы принципиально не меняется, можно предположить, что во всем диапазоне значений  $0,85 \leq L/D \leq 1,45$ , в

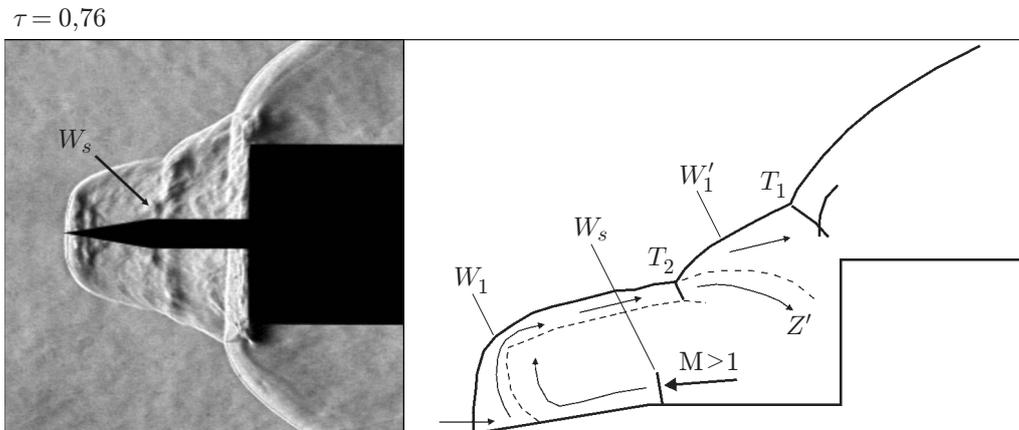


Рис. 6. Шлирен-фотография и соответствующая ей упрощенная схема течения с областью сверхзвукового течения, расположенной вблизи боковой поверхности иглы между ударной волной  $W_s$  и торцом цилиндра

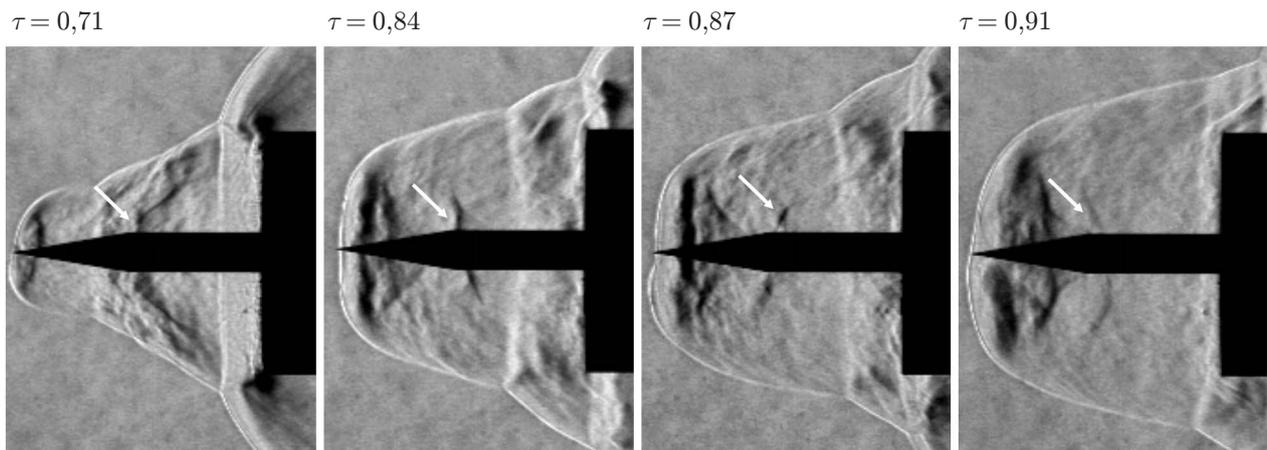


Рис. 7. Возникновение и развитие ударной волны  $W_s$

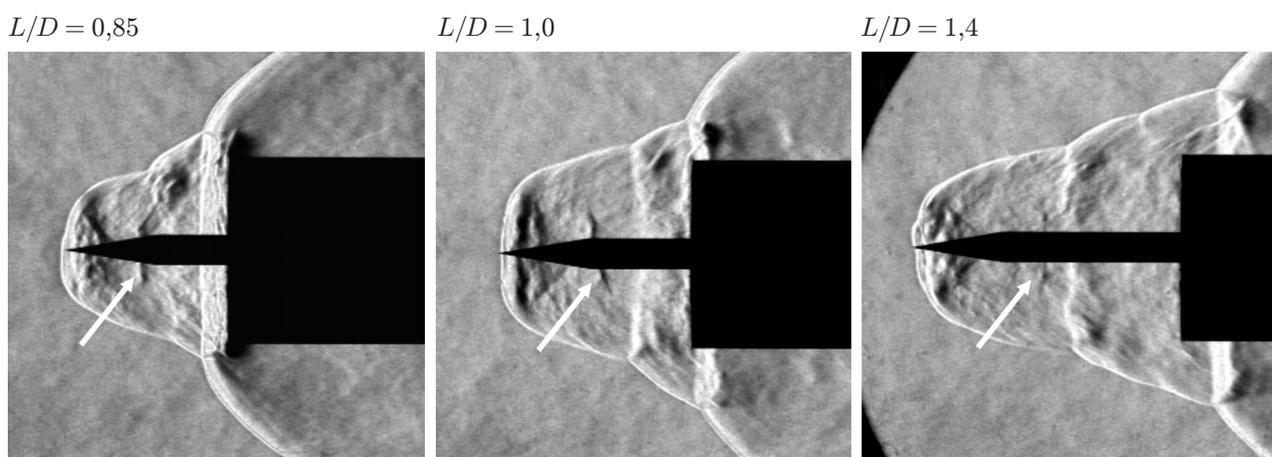


Рис. 8. Шлирен-фотографии с ударной волной  $W_s$  при различной длине иглы

котором наблюдается волна  $W_s$ , существует локальная сверхзвуковая область встречного течения вблизи боковой поверхности иглы в данной фазе цикла автоколебаний. В случае  $L/D = 1$  время существования этой области  $0,76 \leq \tau \leq 0,91$ , т. е. 50 мкс.

Повышение скорости встречного течения вблизи поверхности иглы при увеличении ее длины можно объяснить следующим образом. В случае более длинной иглы угол наклона к оси волны  $W_c$  в момент подхода волны  $W_1$  к торцу цилиндра меньше, чем в случае более короткой иглы. Потери полного давления за такой волной меньше, следовательно, при торможении струи  $J$  о торец цилиндра вблизи его поверхности будет создаваться большее давление. В то же время, так как с увеличением  $L/D$  угол наклона к оси конической волны  $W_c$  уменьшается, давление за ней вблизи острия иглы будет меньше. Таким образом, перепад давления между торцом цилиндра и острием иглы увеличивается с ростом  $L/D$ , а следовательно, увеличивается и скорость встречного течения.

**Заключение.** В ходе эксперимента уточнена структура возвратного течения в передней зоне отрыва при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 6$ . Показано, что эта зона возникает вблизи острия иглы с момента начала движения головной волны  $W_1$  к торцу цилиндра. Подтверждено существование локальной сверхзвуковой области в передней отрывной зоне для одной из фаз автоколебательного процесса. В случае  $L/D = 1$  локальная область сверхзвукового течения существует при  $0,76 \leq \tau \leq 0,91$ . Для модели с острой иглой ( $\varphi = 10^\circ$ ) зарегистрирована область сверхзвукового возвратного течения вблизи боковой поверхности иглы при  $0,85 \leq L/D \leq 1,45$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Mair W.** Experiments on separated boundary layers on probes in front of blunt nosed bodies at supersonic air stream // *Philos. Mag.* 1952. V. 43. P. 695–716.
2. **Антонов А. Н.** Пульсации давления при струйных и отрывных течениях / А. Н. Антонов, В. М. Купцов, В. В. Комаров. М.: Машиностроение, 1990.
3. **Feszty D., Richards V. E., Badcock K. J., Woodgate M. A.** Numerical simulation of a pulsating flow arising over an axisymmetric spiked blunt body at Mach 2.21 and Mach 6.00 // *Shock Waves*. 2000. N 10. P. 323–331.
4. **Запрягаев В. И., Миронов С. Г.** Особенности механизма пульсаций отрывного течения перед цилиндром с острой иглой при сверхзвуковом обтекании // *ПМТФ*. 1991. № 6. С. 101–108.
5. **Бабарыкин К. В., Кузьмина В. Е., Цветков А. И.** Автоколебания при натекании равномерного сверхзвукового потока на тело с выступающей острой иглой // *Аэродинамика* / Под ред. Р. Н. Мирошина. СПб.: Изд-во С.-Петербург. гос. ун-та, 2001. С. 128–149.
6. **Панарас А. Г.** Пульсирующие течения около осесимметричных выпуклых тел // *Ракет. техника и космонавтика*. 1981. Т. 19, № 8. С. 157–159.
7. **Zapryagaev V. I., Kavun I. N., Baturin A. A., et al.** Technique for periodical pulsation process investigation for aerodynamic experiment // *Proc. of the 12th Intern. conf. "Methods of aerophysical research"*. Novosibirsk: Publ. house "Nonparel", 2004. P. 213–218.
8. **Курант Г.** Сверхзвуковое течение и ударные волны / Г. Курант, К. Фридрихс. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
9. **Zapryagaev V. I., Kavun I. N.** Experimental investigation of self-sustained oscillations on the spike-tipped cylinder in supersonic flow // *Intern. J. Aeroacoust.* 2005. V. 4, N 3/4. P. 363–372.