

УДК 533.6.011.5—3

© 1995 г. В. С. ХЛЕБНИКОВ

СВЕРХЗВУКОВОЕ ТРЕХМЕРНОЕ ТЕЧЕНИЕ В ПЕРЕДНЕЙ ОТРЫВНОЙ ЗОНЕ

Рассмотрено сверхзвуковое отрывное течение, образующееся около тела с иглой, на конце которой установлен плоский насадок (пластина, клин), при симметричном и несимметричном обтекании с вращающейся и невращающейся иглой. Дан анализ картины течения, визуализированной при помощи прибора Теплера и лазерного ножа, и картины распределения предельных линий тока на поверхности тела. Определены причины возникновения автоколебаний течения между насадком и телом. Проведено сравнение картины течения при вращающейся и невращающейся игле.

Исследование сверхзвукового течения около тела с иглой — классическая задача аэродинамики и данный класс отрывных течений достаточно хорошо изучен [1]. Если на конец иглы установить плоский насадок, то течение в передней отрывной зоне становится трехмерным и нестационарным. В [2] проведено исследование класса течений, образующихся около сферы с иглой, на конце которой установлен клин или пластина. Влияние возмущений, производимых вращающейся иглой с плоским насадком на конце, на течение в передней отрывной зоне рассмотрено в [3]. В отличие от предыдущих исследований [2, 3] в настоящей работе основное внимание уделяется изучению течения около торца и конуса с иглой, на конце которой установлен клин. Диаметр моделей $D = 60$ мм, диаметр иглы $d = 3$ мм. Угол полураствора конуса $\theta = 45^\circ$. Размер клина вдоль потока $a = 10$ мм, размеры клина поперек потока $b = 10$ и $c = 3$ мм. Иглы имеют длины: $l_0 = 21, 41, 61, 81$ и 101 мм, соответствующие расстоянию от носка насадка до модели.

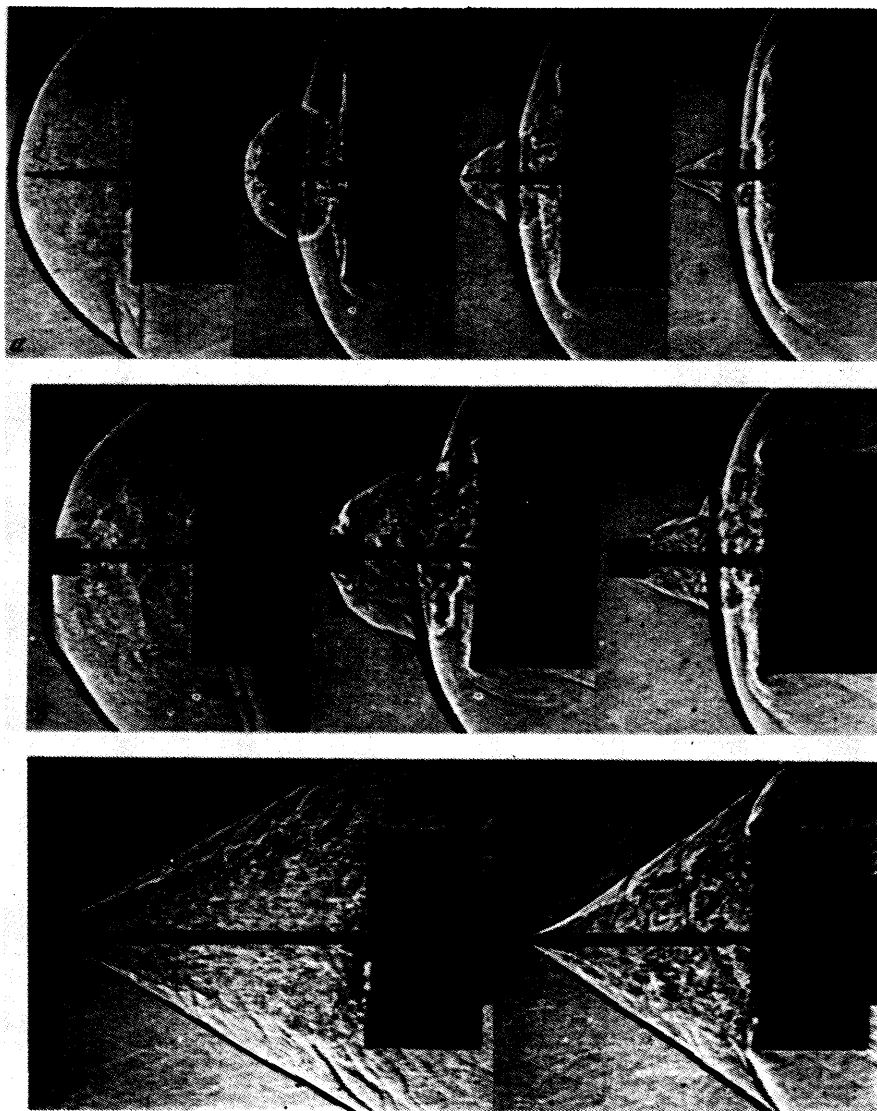
Испытания проведены в сверхзвуковой аэродинамической трубе с осесимметричной рабочей частью при числах $M = 3$ и $Re = (0,8—1,4) \cdot 10^6$. Число Рейнольдса посчитано по параметрам набегающего потока и диаметру модели. Температура торможения потока $T_0 = 300—410$ К, давление торможения потока $p_0 = (2,7—5) \cdot 10^5$ Н/м².

Рассмотрены симметричное обтекание модели (ось иглы совпадает с направлением невозмущенного потока) и несимметричное обтекание модели (ось иглы составляет с направлением невозмущенного потока угол α).

1. В [2] установлено, что течение около сферы с иглой, на конце которой расположен плоский насадок, имеет две плоскости симметрии. Одна плоскость проходит через ось иглы параллельно большему основанию насадка b (плоскость I), другая — параллельно меньшему основанию насадка c (плоскость II). Соответственно этому исследование картины течения около торца (конуса) и распределения давления по поверхности модели проводится в плоскостях I и II.

В отличие от обтекания сферы [2] при обтекании торца (конуса) с иглой для некоторых значений длины иглы $l = l_0/D$, превышающих величину отхода головного скачка уплотнения перед торцом (конусом) в невозмущенном потоке, но меньших некоторой величины l_1 , реализуется нестационарное течение [4—6].

На фиг. 1, a представлены фотографии картины такого нестационарного течения при $l = 0,5$ в различные моменты времени при стационарных условиях

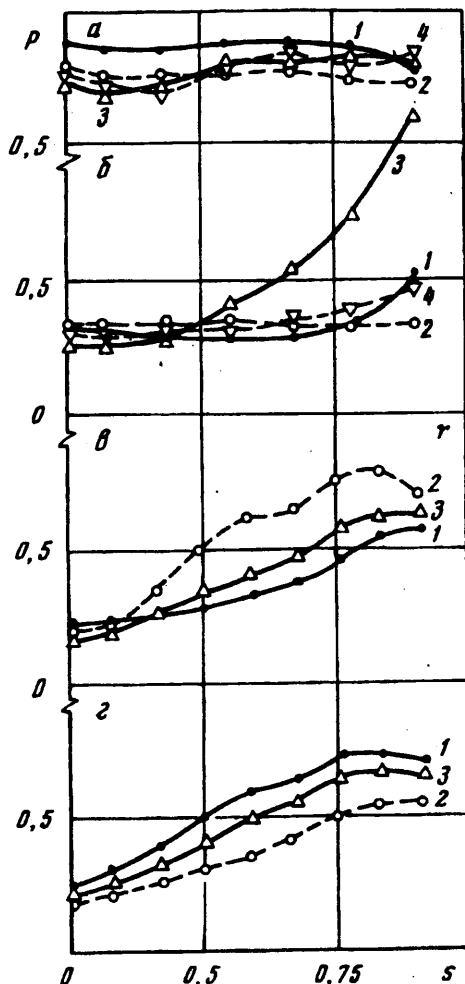


Фиг. 1

обтекания. Если на конец иглы установить плоский насадок, то нестационарный режим течения около торца сохранится. Это подтверждают фотографии картины течения в плоскости I (фиг. 1, б, $l=0,7$). Возникновение нестационарного режима обтекания (автоколебаний течения) связано с невыполнением условий Чепмена — Корста в области присоединения на торце (конусе).

На фиг. 2, а представлены распределения давления на торце с иглой, а также на торце с иглой, на конце которой установлен клин, в плоскостях I и II ($l=0,7$) — соответственно кривые 1—3. Здесь $p = p_1/p_0'$, $r = r_1/r_0$, где p_1 — давление в некоторой точке торца с координатой r_1 , p_0' — давление торможения за скачком уплотнения в невозмущенном потоке, r_0 — радиус торца.

Сравнение приведенных распределений показало, что интегральные профили давления в плоскостях I и II различны и, следовательно, газ перетекает из области повышенного давления в область пониженного давления. Это подтверждает картина распределения предельных линий тока на поверхности торца с иглой,

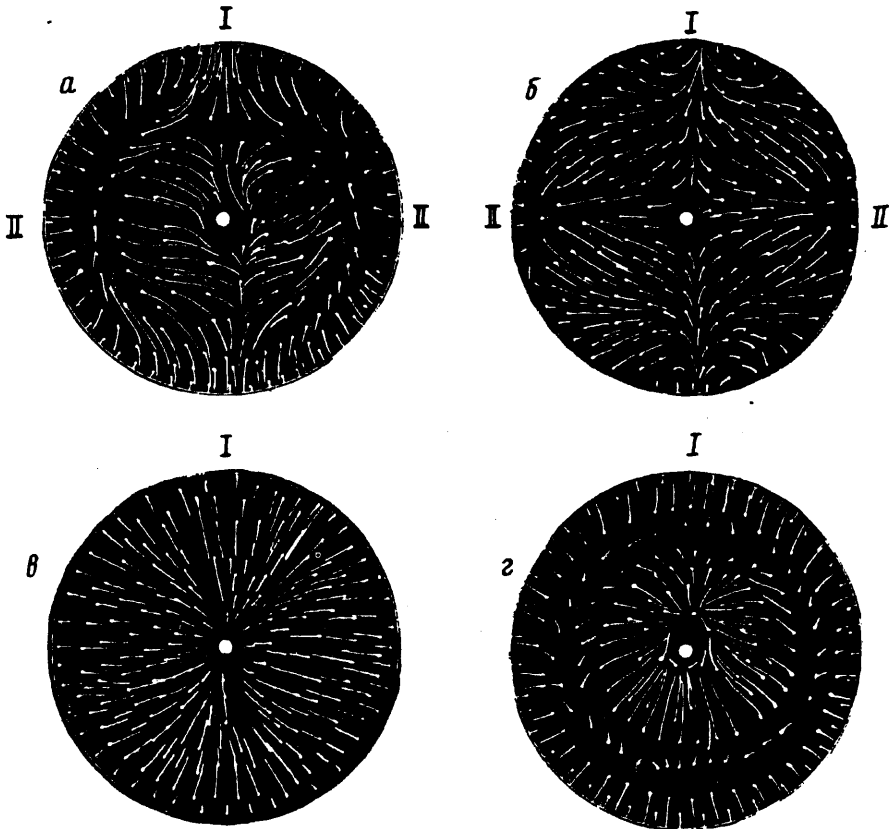


Фиг. 2

на конце которой установлен клин (фиг. 3, а, $l = 0,7$). В плоскости I наблюдается линия стекания. Вдоль этой линии следует ожидать минимального значения теплового потока на поверхности торца.

При увеличении длины иглы l , начиная с некоторой ее величины l_1 , около торца с иглой (вне зависимости от того, установлен на ней плоский насадок или нет) образуется отрывное течение. Оно характеризуется тем, что с конца иглы (насадка) происходит отрыв потока, а вблизи кромки торца — его присоединение. В рассматриваемом случае появление отрывного течения произошло при $l = 1$, $l_1 \leq l < l^*$, где l^* — длина, при которой отрыв смещается на саму иглу. На фиг. 1, в в качестве примера приведены фотографии картины такого течения перед торцом с иглой, на конце которой установлен клин, соответственно в плоскостях I ($l = 1,37$) и II ($l = 1$).

В отличие от случая осесимметричного обтекания торца с иглой при трехмерном обтекании величина давления в области присоединения в плоскостях I и II может значительно различаться (фиг. 2, б, соответственно кривые 1—3, $l = 1$). Как и в случае обтекания модели клин — сфера [2], из-за перепада давления в области присоединения на торце (конусе) в плоскостях I и II происходит



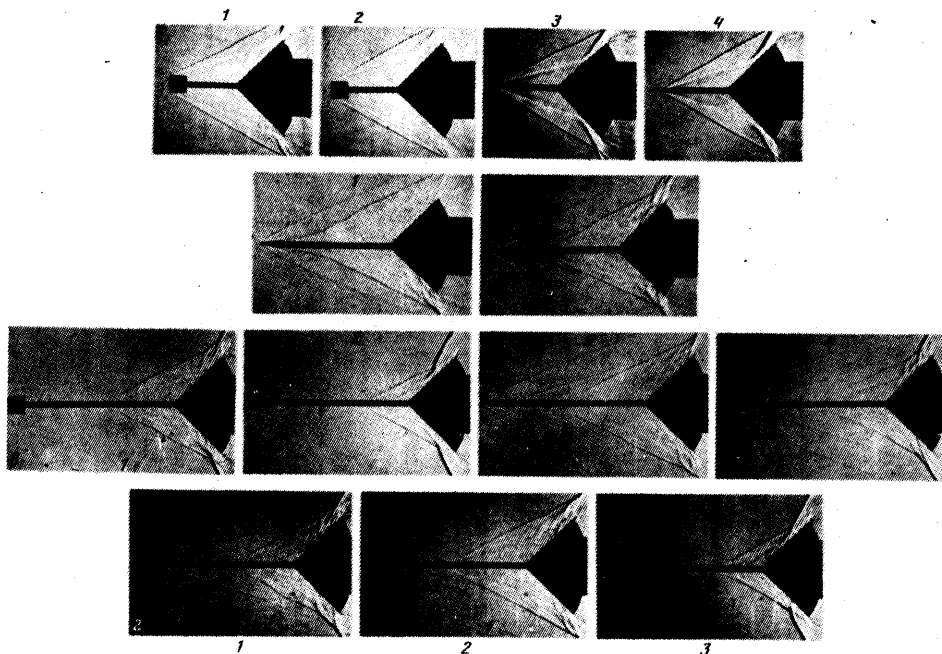
Фиг. 3

перетекание газа из области повышенного давления в область пониженного давления и его «выплескивание» из отрывной зоны, что вызывает ее колебания. Это подтверждает картина распределения предельных линий тока на поверхности модели клин — торец (фиг. 3, б, $l = 1,37$).

На фиг. 3, б линия I-I является линией стекания, а линия II-II — линией растекания. Вдоль первой линии следует ожидать минимального, а вдоль второй — максимального значения теплового потока к поверхности торца. На фиг. 3, в ($l = 1$) для сравнения с трехмерным случаем обтекания дана картина распределения предельных линий тока на поверхности модели торца с иглой.

Кроме того, это также подтверждают фотографии картины течения в плоскостях I и II около модели клин — конус в различные моменты времени при стационарном режиме работы трубы (фиг. 4, а, $l = 0,7$). Анализ приведенных фотографий показал, что скачок уплотнения в области присоединения в плоскости II (фото 3, 4) в течение времени наблюдается непрерывно, а в плоскости I (фото 1, 2) — то проявляется, то пропадает, что подтверждает предположение о выплескивании газа из отрывной зоны.

Дальнейшее увеличение длины иглы приводит к перестройке течения около модели — смещению отрыва потока с конца иглы (насадка) на саму иглу. Известно, что критическое расстояние перестройки течения l^* между осесимметричными телами, одно из которых расположено в следе другого, зависит от относительных размеров переднего и заднего тел и параметров потока (чисел M и Re). Поскольку насадок на конце иглы имел клиновидную форму и его поперечные размеры в плоскостях I и II различны ($b/c = 3,33$), то в этих плоскостях различны значения



Фиг. 4

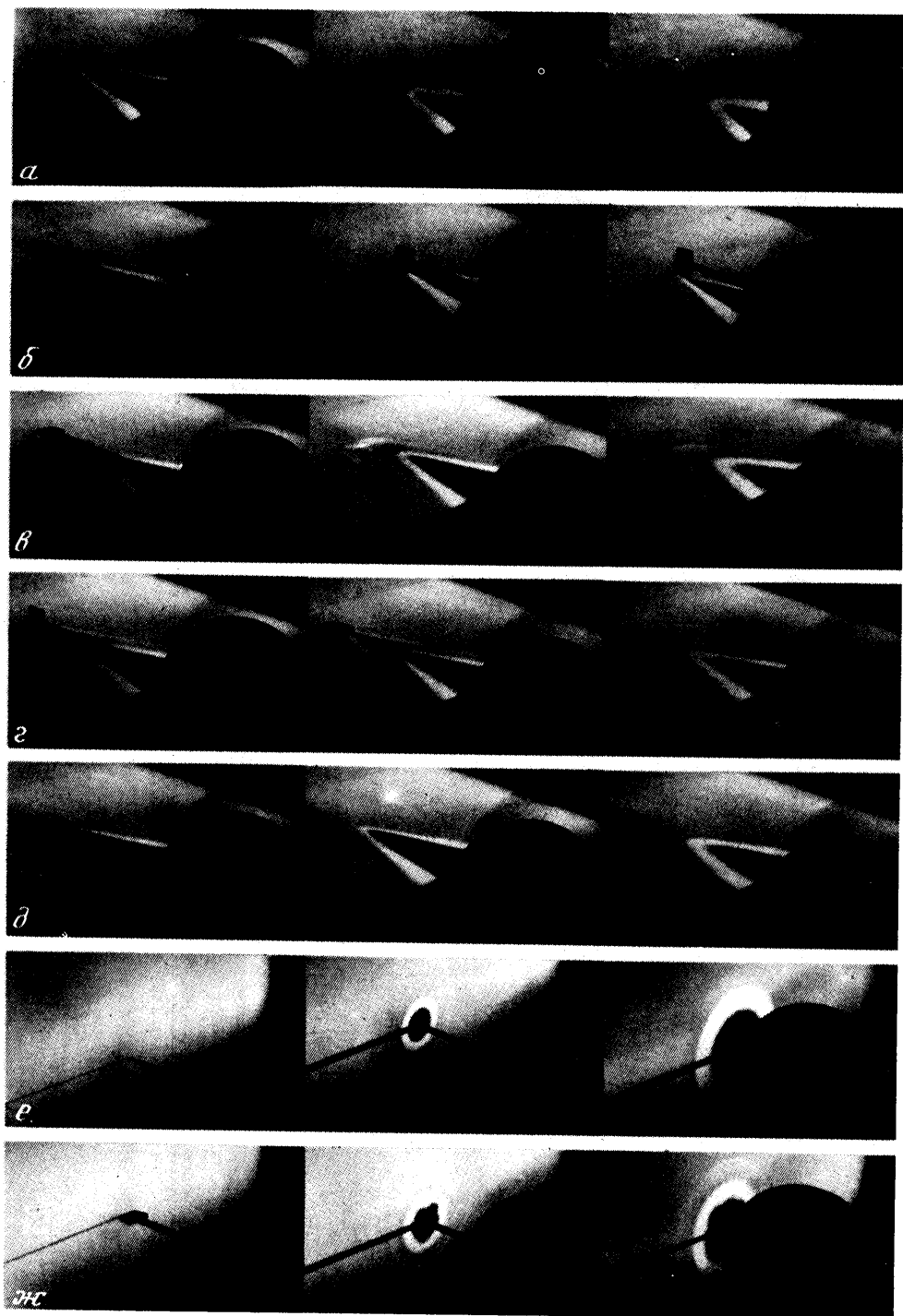
параметра l^* ($l_1^* \neq l_{II}^*$). В результате если $l_{II}^* \leq l < l_1^*$, то течение перед моделью становилось неустойчивым: отрыв потока происходил то с насадка, то с иглы. Это подтверждают фотографии картины течения около модели клин — конус при стационарных условиях обтекания в различные моменты времени в плоскости II (фиг. 4, б, $l = 1,33$). На фотографии 1 отрыв потока зафиксирован с насадка, на фотографии 2 — с иглы. Распределение предельных линий тока на поверхности модели клин — сфера для этого режима обтекания представлено в [3].

Если длина иглы $l > l_1^*$, то отрыв полностью смещается на иглу. Перестройка течения изменяет характер распределения давления в области присоединения. Так, для модели клин — конус до перестройки течения ($l < l_{II}^*$) наибольшее значение давления в области присоединения наблюдается в плоскости II (фиг. 2, в, $l = 0,69$), после перестройки течения ($l \geq l_1^*$) — в плоскости I (фиг. 2, г, $l = 1,69$). На фиг. 2, в, г кривая 1 соответствует плоскости I, кривая 2 — плоскости II, $p = p_1/p_0'$, $s = s_0/s_1$, где p_1 — давление в некоторой точке конуса, p_0' — давление торможения за прямым скачком уплотнения, s_0 — координата вдоль образующей конуса, отсчитываемая от вершины, s_1 — длина образующей конуса.

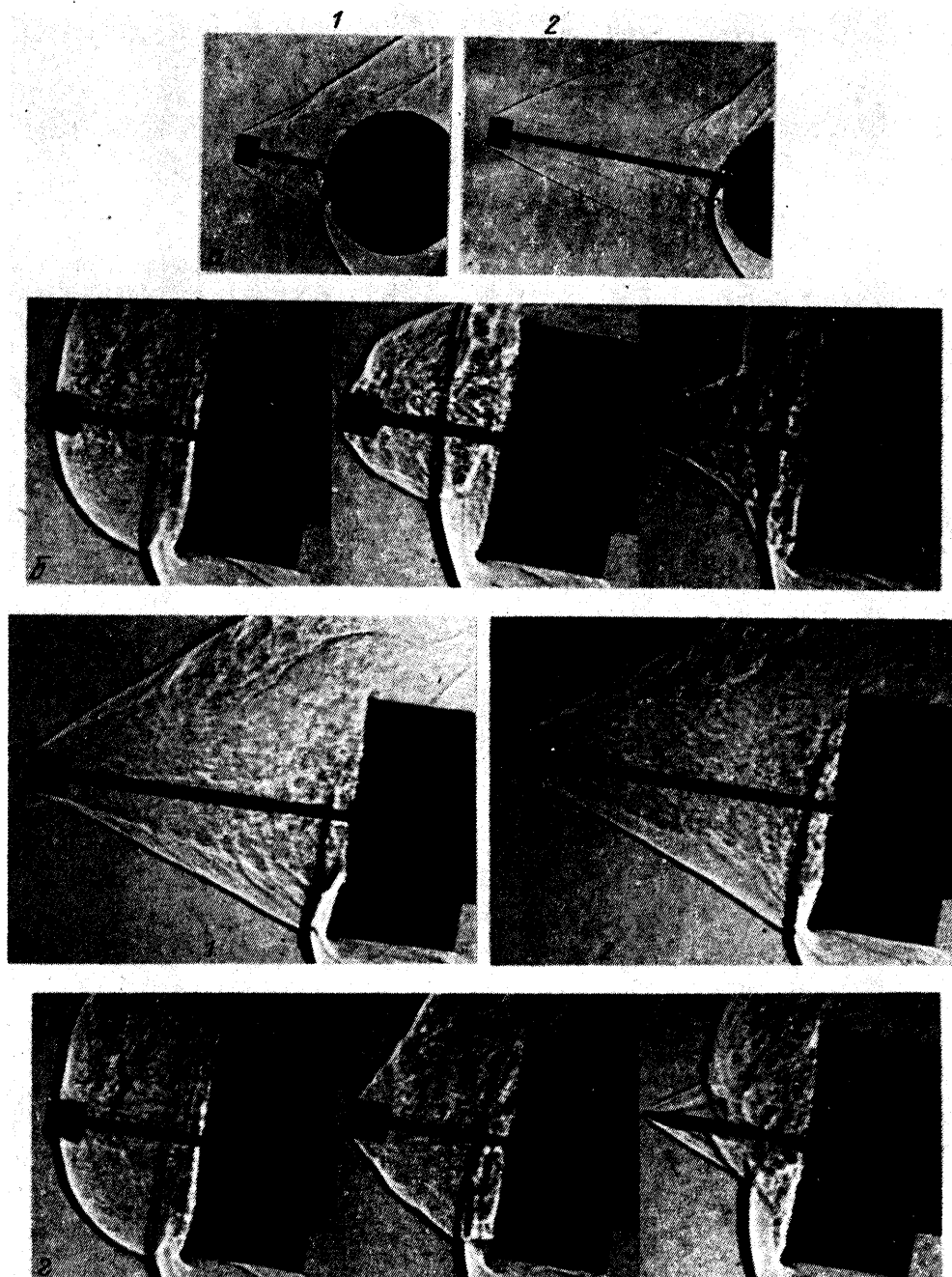
Анализ фотографий картины течения около модели клин — конус при стационарных условиях в набегающем потоке (фиг. 4, в, $l = 1,69$) показал, что в отличие от обтекания модели клин — сфера [2] точка отрыва колеблется вдоль иглы. На фиг. 4, в фотографиям 1, 2 соответствует плоскость I, а фотографиям 3, 4 — II. Эти колебания связаны с формой поверхности модели, для которой не выполняются условия Чепмена — Корста в области присоединения. Кроме этих колебаний существуют колебания, вызванные перепадом давления в области присоединения [2].

По мере увеличения длины иглы колебания точки отрыва должны прекратиться.

На фиг. 5, а, б представлены фотографии картины обтекания модели клин — сфера, полученные при помощи лазерного ножа, соответственно в плоскостях, параллельных плоскостям I и II, при $l < l^*$, на фиг. 5, в, г — при $l > l^*$. Анализ



Фиг. 5



Фиг. 6

фотографий показал, что поперечные размеры отрывных зон в плоскостях, параллельных плоскостям I и II и расположенных на одинаковом расстоянии от иглы, различны при любом фиксированном значении параметра l . Для сравнения с трехмерным обтеканием на фиг. 5, d представлены фотографии картины течения около сферы с иглой в плоскостях, параллельных игле, на различных расстояниях

от нее при $l < l^*$. Представленные на фиг. 5, а, б, в, г фотографии, однако, не дают полного представления о форме образующихся перед сферой отрывных зон.

Анализ фотографий картины течения около модели клин — сфера в перпендикулярных к игле сечениях показал, что в отличие от случая осесимметричного обтекания модели сферы с иглой (фиг. 5, е, $l < l^*$) форма отрывной зоны в трехмерном случае может иметь сложную волнообразную структуру (фиг. 5, ж, $l > l^*$, $Re = 2,5 \cdot 10^6$).

В результате изучения кинограмм картины течения около моделей клин — торец и клин — конус с вращающейся иглой ($\omega \neq 0$, где ω — угловая скорость вращения иглы) установлено, что все характерные для обтекания моделей с невращающейся иглой виды автоколебаний течения сохраняются и в данном случае. Так, например, на фиг. 4, г ($l = 1,69$, $\omega = 190 \text{ с}^{-1}$) представлены фотокартинки 1—3 течения около модели клин — конус при стационарных условиях обтекания, на которых видны колебания точки отрыва, описанные выше в случае обтекания модели с невращающейся иглой при $l > l^*$.

На фиг. 3, г ($l = 0,7 < l_1$) представлена фотография картины распределения предельных линий тока на поверхности модели клин — торец при $\omega = 105 \text{ с}^{-1}$. Сравнивая ее с картиной распределения предельных линий тока на модели торца с иглой (фиг. 3, в), отметим их большое сходство. Заметим только, что при вращении линия растекания расположена примерно на $1/3$ радиуса от кромки торца.

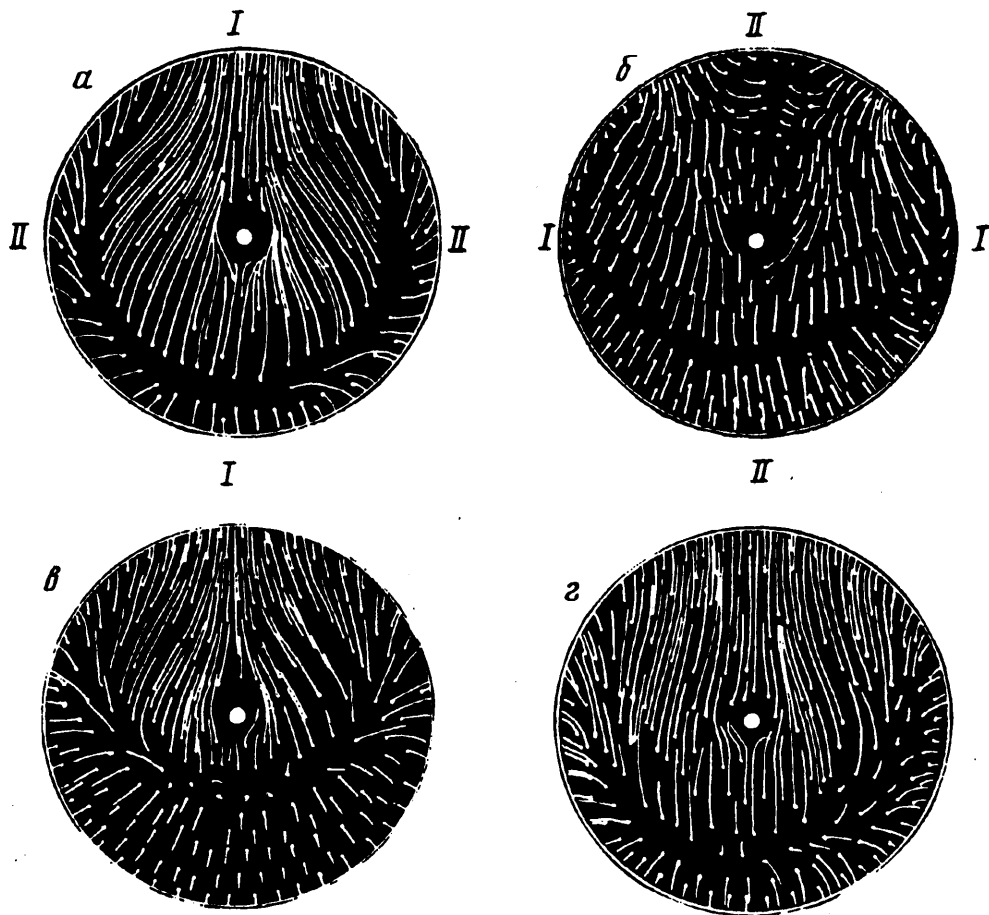
Приведенные на фиг. 2 распределения давления на поверхности моделей клин — торец и клин — конус с вращающейся иглой как при отрывном обтекании ($l < l^*$), так и после перестройки течения ($l > l^*$) близки по значениям распределения давления на поверхности тех же моделей с невращающейся иглой в плоскости I: на фиг. 2, б кривая 4 ($\omega = 105 \text{ с}^{-1}$) и кривая 2, на фиг. 2, в, г кривые 3 ($\omega = 190 \text{ с}^{-1}$) и кривые 1.

2. Как и в случае симметричного обтекания, при несимметричном обтекании исследование картины течения около модели и распределения давления по поверхности проведено в плоскостях I и II. Модель устанавливалась под углом $\alpha = 10^\circ$ в одной из этих плоскостей.

При несимметричном обтекании модели сферы с иглой (вне зависимости от того, есть ли у нее на конце насадок или нет), если длина иглы превышает отход головного скачка уплотнения от сферы, реализуется открытое отрывное течение, показанное на фиг. 6, а, 1 ($l < l^*$). Это течение характеризуется тем, что с наветренной стороны модели происходит отрыв потока с конца иглы или насадка и его присоединение на поверхности сферы. С подветренной стороны модели оторвавшийся поток к сфере не присоединяется. С наветренной стороны модели наблюдается также взаимодействие скачка уплотнения перед сферой со скачком уплотнения, индуцированным иглой или насадком.

Для модели торца с иглой (клин — торец) при длинах иглы, превышающих отход головного скачка уплотнения, но меньших некоторого значения l_1 , как и в случае симметричного обтекания, реализуется нестационарное течение (фиг. 6, б, $l = 0,7$). Причиной колебаний течения является невыполнение условий Чепмена — Корста в области присоединения с наветренной стороны модели.

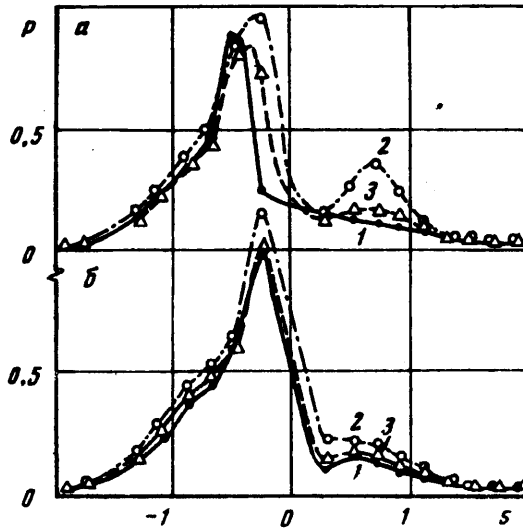
В случае обтекания модели конуса с иглой (клина — конуса) в зависимости от угла полураствора конуса реализуется либо открытая отрывная зона, либо нестационарное течение. Если длина иглы $l > l_1$, то аналогично случаю обтекания модели клин — сфера перед торцом образуется открытое отрывное течение ($l < l^*$). Анализ фотографий картины течения при стационарных условиях обтекания в различные моменты времени показал наличие автоколебаний течения (фиг. 6, в, картины 1, 2).



Фиг. 7

На фиг. 7, а, б представлены фотографии картин распределений предельных линий тока на торце с невращающейся иглой, на конце которой установлен клиновидный насадок ($\alpha = 10^\circ$, $l = 0,7$), для случая, когда между насадком и торцом реализуется открытая отрывная зона ($l < l^*$). Низ торца соответствует наветренной стороне модели, верх — подветренной. На фотографии а насадок расположен таким образом, что его максимальный поперечный размер совпадает с плоскостью установки угла модели, проходящей через ось иглы (положение насадка 1), а на фотографии б — с перпендикулярной ей плоскостью (положение насадка 2).

Анализ картины распределения предельных линий тока показал, что независимо от положения насадка на наветренной стороне торца, вблизи его кромки в области взаимодействия скачков уплотнения наблюдается линия растекания. В зависимости от положения насадка картина распределения предельных линий тока на поверхности торца с его подветренной стороны различна. Так, если насадок установлен в положении 1, то на торце в этой плоскости наблюдается линия стекания (фотография а). Если же насадок установлен в положении 2, то на торце в плоскости установки угла атаки модели наблюдается линия растекания, по обе стороны которой от оси торца расходятся линии стекания (фотография б). На фиг. 7, в для сравнения с описанными выше случаями представлена фотография картины распределения предельных линий тока на



Фиг. 8

торце с иглой при $\alpha = 10^\circ$ и $l = 0,5 < l^*$. Она очень похожа на картину распределения предельных линий тока на торце при положении насадка 1 (фиг. 7, а). По картине распределения предельных линий тока на торце можно прогнозировать, например, характер распределения теплового потока на его поверхности. На линиях растекания следует ожидать локальных пиков теплового потока, а на линиях стекания — локальных минимумов теплового потока.

На фиг. 8, а представлены распределения давления $p(s)$ на поверхности сферы с иглой, на конце которой установлен клин, при $\alpha = 10^\circ$ и $l = 0,53 < l^*$ для двух положений насадка. Здесь p — отношение давления p_1 на поверхности сферы в плоскости установки угла α к давлению торможения за скачком уплотнения p_0' , s — отношение координаты s_2 , отсчитываемой от полюса сферы вдоль поверхности, к ее диаметру D . Кривые 1 и 2 на фиг. 8 соответствуют положениям насадка 1 и 2.

Максимальное значение давления на сфере зафиксировано в зоне взаимодействия скачков уплотнения с наветренной стороны модели. Причем их величина при положении насадка 2 больше, чем при положении насадка 1. Это объясняется разными углами встречи скачков уплотнения в зоне взаимодействия.

Анализ представленных на фиг. 7, а, б фотографий картин распределений предельных линий тока на торце показал, что линия растекания с наветренной стороны модели в положении насадка 1 находится на меньшем удалении от кромки торца, чем в положении насадка 2. Местоположение максимального значения давления на фиг. 8, а количественно подтверждает этот результат. Отметим также, что в положении насадка 2 с подветренной стороны модели при $s = 0,7$ фиг. 8, а (2) наблюдается локальный максимум давления p на линии растекания, в положении же насадка 1 на линии стекания локальный максимум p отсутствует (фиг. 8, а (1)).

Дальнейшее увеличение длины иглы ($l > l^*$) приводит к перестройке течения перед телом (фиг. 6, а (2)). Отрыв с насадка смещается на иглу. Образующаяся перед телом отрывная зона является зоной открытого типа. С наветренной стороны модели наблюдаются три области взаимодействия головного скачка уплотнения перед телом: со скачком уплотнения перед насадком, со скачком уплотнения, замыкающим донное течение за насадком, и скачком уплотнения, вызывающим отрыв потока с иглы. Наиболее сильное влияние на течение ока-

зывает последняя область взаимодействия. Это подтверждает распределение давления по поверхности сферы в плоскостях установки угла α (фиг. 8, б (1, 2), $\alpha = 10^\circ$, $l = 1,52$), поскольку в этой области зафиксировано максимальное значение давления p . Как и в случае отрывного обтекания ($l < l^*$), максимальное давление в этой области взаимодействия при положении насадка 2 больше, чем при положении насадка 1. В этой же области следует ожидать и максимального значения теплового потока.

С подветренной стороны модели при $l > l^*$ в отличие от случая отрывного обтекания локальный максимум давления наблюдается для обоих положений насадка (фиг. 8, б (1,2), $s = 0,25$). Однако разница в значениях p в данном случае не столь существенна, как в случае $l < l^*$.

Анализ кинограмм картин течения около моделей тел с вращающейся иглой показал, что все виды течения, характерные для обтекания моделей тел с невращающейся иглой, сохраняются и в данном случае. Так, например, при $l < l_1$ около торца с вращающейся иглой, как и в случае с невращающейся иглой, реализуется нестационарное течение (фиг. 6, з, $\alpha = 10^\circ$, $l = 0,7$).

Однако вращение иглы с насадком оказывает влияние на интегральную картину течения. На фиг. 7, з ($\alpha = 10^\circ$, $l = 0,7 < l_1$) представлена фотография картины распределения предельных линий тока на торце с вращающейся иглой ($\omega = 105 \text{ с}^{-1}$), имеющей большое сходство с картиной распределения предельных линий тока на торце с иглой (фиг. 7, в), а также на торце с невращающейся иглой при положении насадка 1 (фиг. 7, а). Соответственно и давление на торце с вращающейся иглой близко по величине к давлению на торце с невращающейся иглой при положении насадка 1 независимо от того, происходит отрыв потока с насадка или с иглы (фиг. 8, а, б (1, 3)).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-16299).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чжен П. Отрывные течения. Т. 3. М.: Мир, 1973. М. 166—175.
2. Хлебников В. С. Экспериментальное исследование сверхзвукового трехмерного отрывного течения между плоским насадком и сферой//Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 166—170.
3. Хлебников В. С. Исследование влияния нестационарных возмущений на течение в передней отрывной зоне//Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 2. С. 185—188.
4. Wood C. J. Hypersonic flow over spiked cones//Fluid Mech. 1962. V. 12. № 4. P. 614—624.
5. Mair W. A. Experiments on separation of boundary layers on probes in front of blunt-nosed bodies in a supersonic air stream//Philos. Mag. 1952. V. 43. № 342. P. 695—716.
6. Bogdonoff S. M., Vas I. E. Some experiments on hypersonic separated flows//ARS Journal. 1962. V. 32. № 10. P. 1564—1572.