

УДК 532.582.3:533.6.011.5

© 1996 г. В. С. ХЛЕБНИКОВ

ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ТЕЧЕНИЕ В ПЕРЕДНЕЙ ОТРЫВНОЙ ЗОНЕ ПЕРЕД КОНУСОМ

Определены закономерности отрывного течения, образующегося около конуса, в вершине которого установлена вращающаяся игла с плоским насадком на конце, при симметричном и несимметричном сверхзвуковом обтекании. Дан анализ влияния нестационарных периодических возмущений передней отрывной зоны на аэротермодинамические характеристики конического тела. Показано, что вращающуюся иглу с плоским насадком можно использовать при симметричном обтекании для снижения силовых и тепловых нагрузок на лобовую поверхность летательного аппарата.

Одним из способов решения проблемы управления аэродинамическим сопротивлением затупленных тел и нагревом их лобовой поверхности при сверхзвуковом обтекании является использование острых игл или игл с осесимметричным насадком на конце. Характерные особенности сверхзвуковых осесимметричных отрывных течений, образующихся около тел с иглой или пар тел, изучены, например, в [1—9]. В основном эти работы посвящены исследованиям картины обтекания и перестройки течения около тела с иглой, исследованиям влияния геометрических параметров, а также чисел Маха и Рейнольдса на аэротермодинамические характеристики на поверхности тела, аэродинамических характеристик тела с иглой, пульсаций течения в отрывной зоне и т. д.

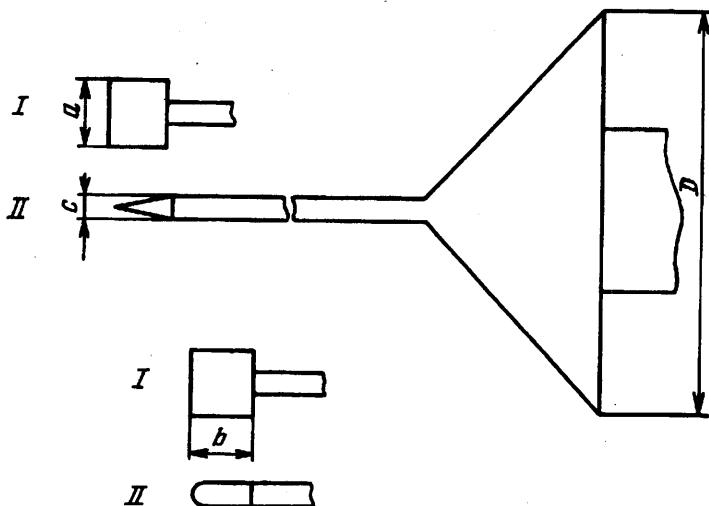
Поиски новых решений указанной проблемы привели к необходимости изучения нестационарных трехмерных течений с передними отрывными зонами. Так, в [10, 11] дан анализ особенностей отрывного течения, реализующегося около сферы с невращающейся и вращающейся иглой, на конце которой установлен плоский насадок (клин, скругленная пластина). Показано, что вращение иглы с плоским насадком снижает локальные и интегральные тепловые потоки к лобовой поверхности сферы по сравнению с тепловыми потоками к поверхности сферы с иглой.

Настоящая работа является продолжением исследований, начатых в [10, 11], и посвящена изучению сверхзвукового отрывного течения, образующегося около конуса с невращающейся и вращающейся иглой, на конце которой установлен плоский насадок (клин, скругленная пластина).

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе с осесимметричной рабочей частью с подогревом потока при числе $M = 3$. Модель (фиг. 1) представляла собой конус с углом полураствора $\theta = 45^\circ$ и диаметром $D = 60$ мм. В вершине конуса устанавливалась игла диаметром $d = 3$ мм с клиновидным 1 или плоским скругленным 2 насадком. Ширина и длина насадка (размеры поперек и вдоль потока) соответственно $a = 10$ мм и $b = 10$ мм, толщина $c = 3$ мм, радиус скругления насадка $r = 3$ мм. Иглы имели длины $l_0 = 21, 41, 61, 81$ и 101 мм. Исследования распределений давления и теплового потока по поверхности конуса проводились на двух моделях и двух режимах работы трубы

$$1) p_0 = (2,7 \pm 0,1) \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2, T_0 = 393 \text{ К}, Re = 8 \cdot 10^5$$

$$2) p_0 = (5 \pm 0,1) \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2, T_0 = 410 \text{ К}, Re = 1,45 \cdot 10^6$$



Фиг. 1

Здесь p_0 и T_0 — соответственно давление и температура торможения в форкамере трубы. Число Рейнольдса вычислено по параметрам невозмущенного потока и диаметру конуса D . При нулевом угле атаки модель располагалась таким образом, чтобы ось иглы совпадала с направлением набегающего потока. Если же модель обтекалась под углом атаки, то ось иглы составляла с направлением набегающего потока угол α . Рассмотрено два случая обтекания: без вращения иглы ($\omega = 0$) и с ее вращением ($\omega \neq 0$).

Исследование картины обтекания модели, распределений давления и теплового потока по поверхности конуса проведено в двух плоскостях, проходящих через ось иглы параллельно большему (плоскость I) или меньшему (плоскость II) основанию насадки. При $\alpha \neq 0$ плоскость установки угла атаки совпадала с плоскостью I или II.

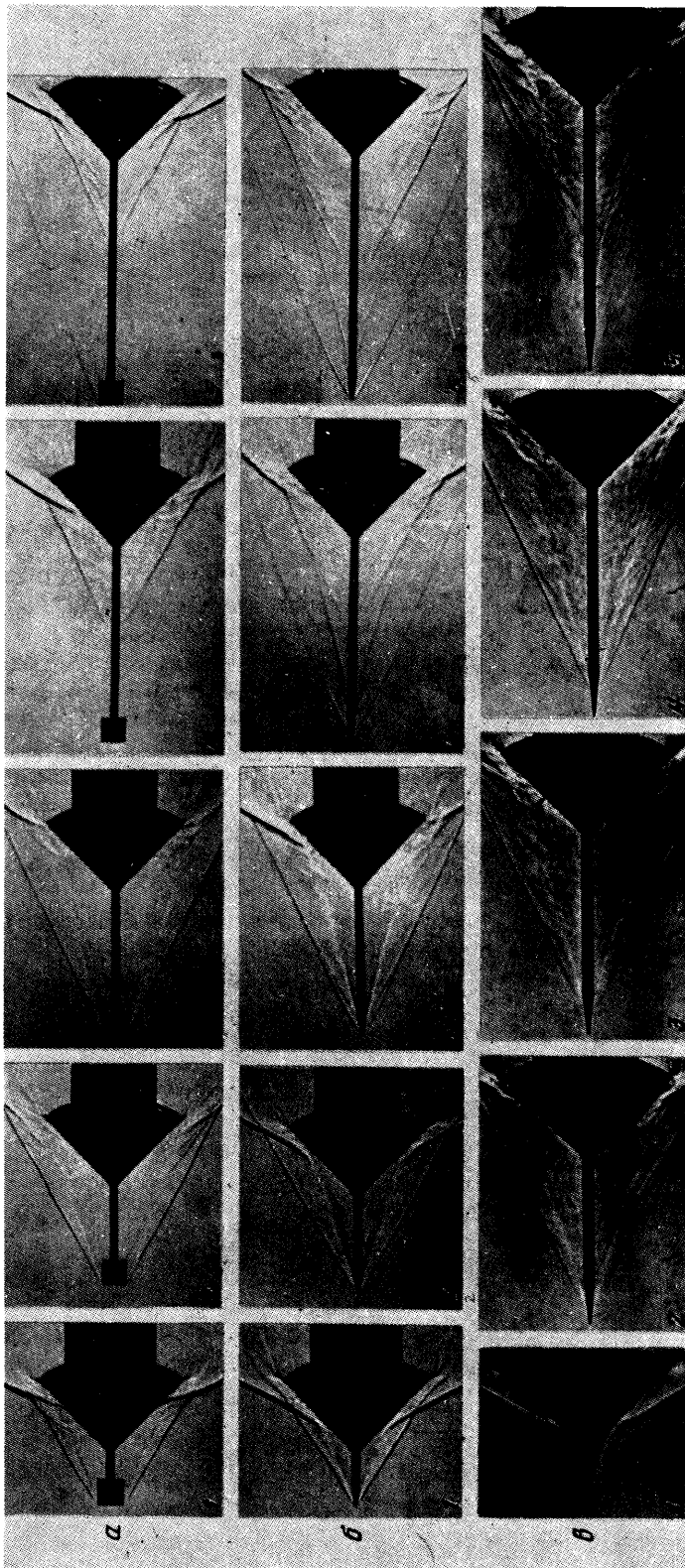
Перед началом испытаний насадок устанавливался таким образом, чтобы плоскость I или II совпадала с плоскостью расположения дренажных отверстий или калориметрических датчиков на конусе. Одновременно с измерениями в этой плоскости при помощи прибора Теллера снималась кинограмма картины обтекания модели со скоростью 24 кадра в секунду.

1. Симметричное обтекание ($\alpha = 0$). В случае сверхзвукового обтекания конуса с большим углом полураствора θ , в вершине которого установлена игла с плоским насадком на конце, при длинах иглы в диапазоне $\Delta/D < l_0/D < l_1/D$ реализуется нестационарное течение, характеризующееся непрерывным изменением картины скачков уплотнения около модели. Здесь Δ — отход головного скачка уплотнения от конуса, а l_1 — длина иглы, при которой течение перед моделью становится отрывным.

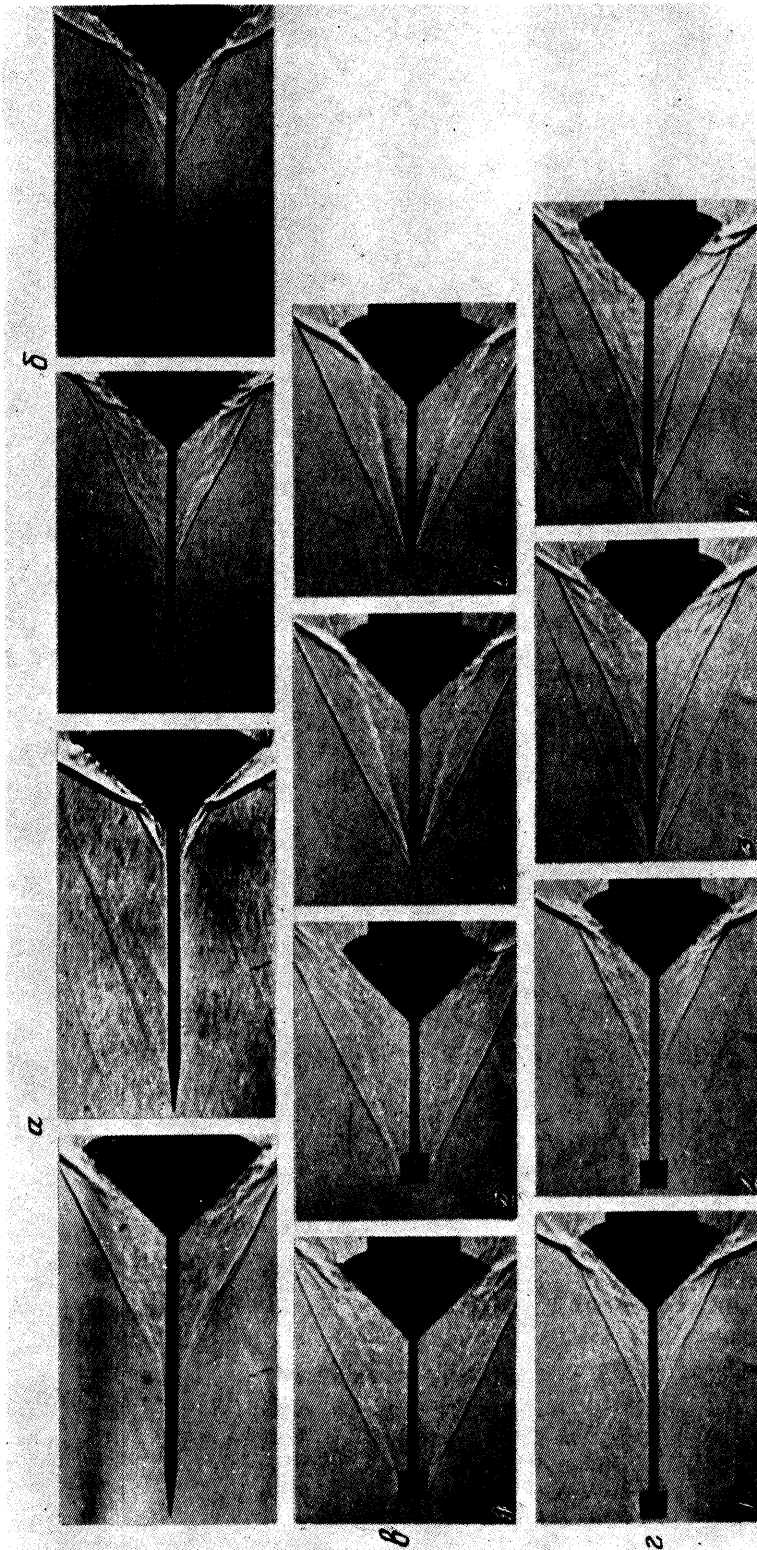
В настоящих экспериментах нестационарный режим обтекания модели не реализовывался.

На фиг. 2, а, б представлены фотографии картины обтекания моделей клин-конус соответственно в плоскостях I и II при $M = 3$, $Re = 8 \cdot 10^5$, $l = l_0/D = 0,35, 0,69, 1,02, 1,35, 1,69$.

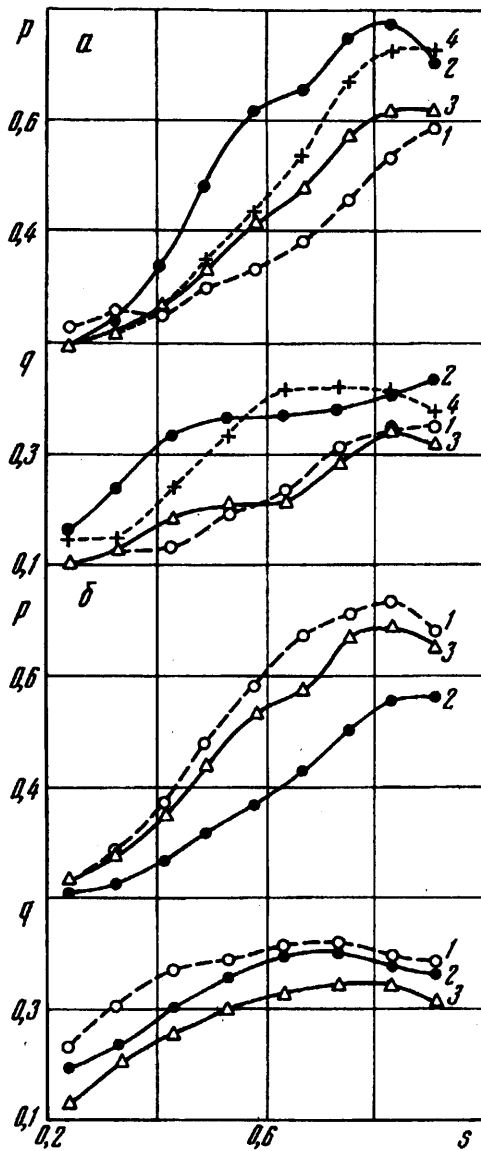
Как и в случае осесимметричного обтекания модели конуса с иглой (фиг. 2, в, $Re = 8 \cdot 10^5$), реализуются два типа течения. Первый тип характеризуется отрывом потока с насадка (фиг. 2, а, б, $l = 3, l < l_1^*$), второй — отрывом потока с иглы (фиг. 2, а, б, 4, 5, $l \geq l_{II}^*$) [10]. Здесь l_1^* и l_{II}^* — отношения критических расстояний перестройки течения в плоскостях I и II, при которых отрыв в этих плоскостях смещается с насадка на иглу, к диаметру основания конуса D . Оба типа течения



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

имеют две плоскости симметрии, что подтверждают фотографии картины обтекания моделей.

Сложность картины обтекания модели клин-конус заключается в том, что при стационарных условиях работы трубы существуют нестационарные течения в отрывных зонах. Так, при обтекании модели конуса с иглой для коротких ($l < l_1^*$) и длинных ($l \geq l_{11}^*$) игл реализуются режимы, у которых с течением времени изменяется длина отрывной зоны (фиг. 3, а, $Re = 1,4 \cdot 10^6$, $l = 1,5$), что обусловлено невыполнением условия Чепмена — Корста в области присоединения. Аналогичные режимы наблюдаются и при обтекании конуса с иглой, на конце которой установлен клин (фиг. 3, б, $Re = 1,4 \cdot 10^6$, $l = 1,69$).

В [10] при анализе картины обтекания сферы с плоским насадком обнаружены автоколебания отрывной зоны при $l < l_1^*$ и $l \geq l_{11}^*$, связанные с выбросом газа из отрывной зоны. Точно такой же результат получен и при исследовании кинограмм

картины обтекания конуса с иглой, на конце которой установлен клин либо скругленная пластина (фиг. 3, *в*, *г*, $Re = 8 \cdot 10^5$, соответственно $l = 1,02$ и $1,35$; фотографии 1, 2 в плоскости I, 3, 4 — в плоскости II). Так, например, в плоскости I (фиг. 3, *в*, 1, 2) и II (фиг. 3, *г*, 3, 4), скачок уплотнения в области присоединения с течением времени то появляется, то пропадает, а в плоскости II (фиг. 3, *в*, 3, 4) и I (фиг. 3, *г*, 1, 2) наблюдается непрерывно. Перетекание газа внутри отрывной зоны происходит от большего давления к меньшему [10]. По кинограммам картины обтекания установлено, что частота пульсаций отрывной зоны для исследуемых моделей 3—7 Гц.

В [10] для сферы с иглой, на конце которой установлен плоский насадок, обнаружены автоколебания течения при $l_1^* \leq l < l_{II}^*$, когда при стационарном режиме работы трубы отрыв потока происходил то с насадка, то с иглы. Аналогичные автоколебания течения при стационарных условиях обтекания наблюдались около конуса с иглой, на конце которой был установлен клин.

На фиг. 4, *а* ($Re = 8 \cdot 10^5$, $l = 0,69 < l_1^*$) и фиг. 4, *б* ($Re = 1,4 \cdot 10^6$, $l = 1,69 > l_{II}^*$) в качестве примера представлены распределения давления и теплового потока на поверхности модели клин-конус в плоскостях I (кривая 1) и II (кривая 2). Здесь p и q — соответственно отношения давления p_1 и удельного теплового потока q_1 в некоторой точке поверхности конуса к давлению торможения за прямым скачком уплотнения p_0' и удельному тепловому потоку q_0 в точке торможения на сфере, обтекаемой равномерным невозмущенным потоком и имеющей тот же диаметр D , что у конуса; s — отношение координаты s_1 , отсчитываемой по образующей конуса от его вершины, к длине образующей L .

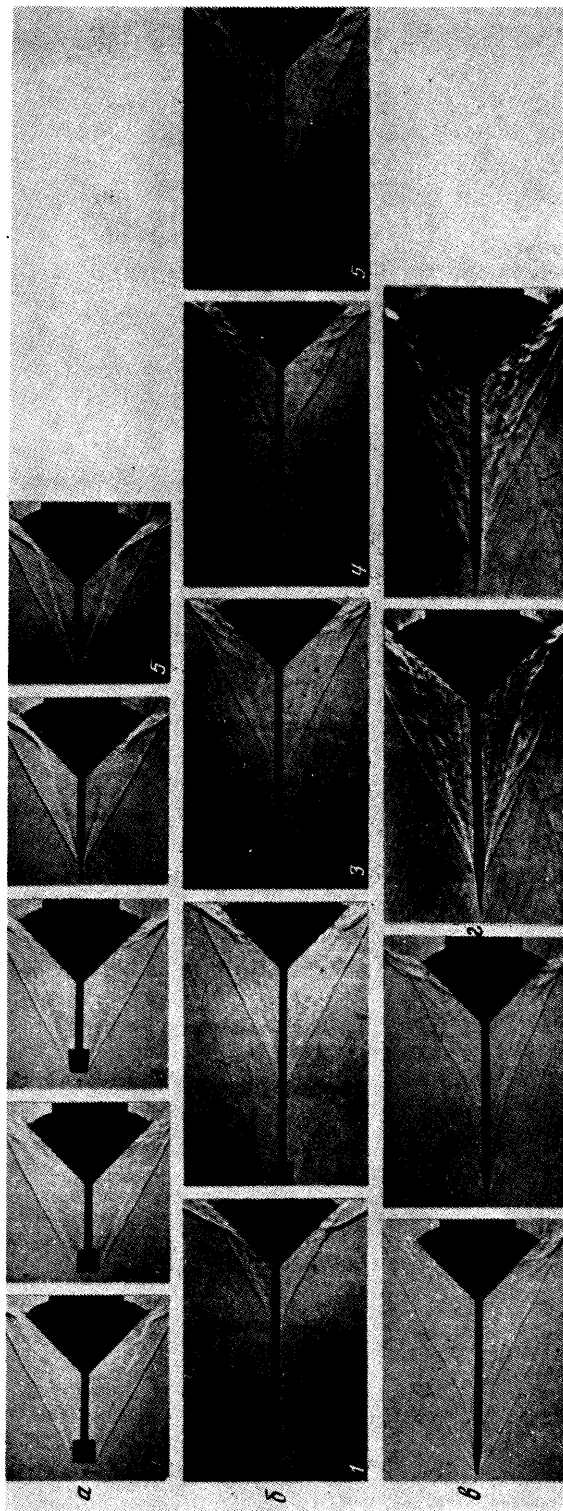
Из приведенных зависимостей $p(s)$ и $q(s)$ следует, что максимальные значения давления и теплового потока как при $l < l_1^*$, так и при $l \geq l_{II}^*$ зафиксированы в области присоединения (фиг. 4, *а*, *б*).

Исследование течения, образующегося при обтекании сверхзвуковым потоком конуса с вращающейся иглой, на конце которой установлен плоский насадок, проводилось в условиях, аналогичных описанным выше.

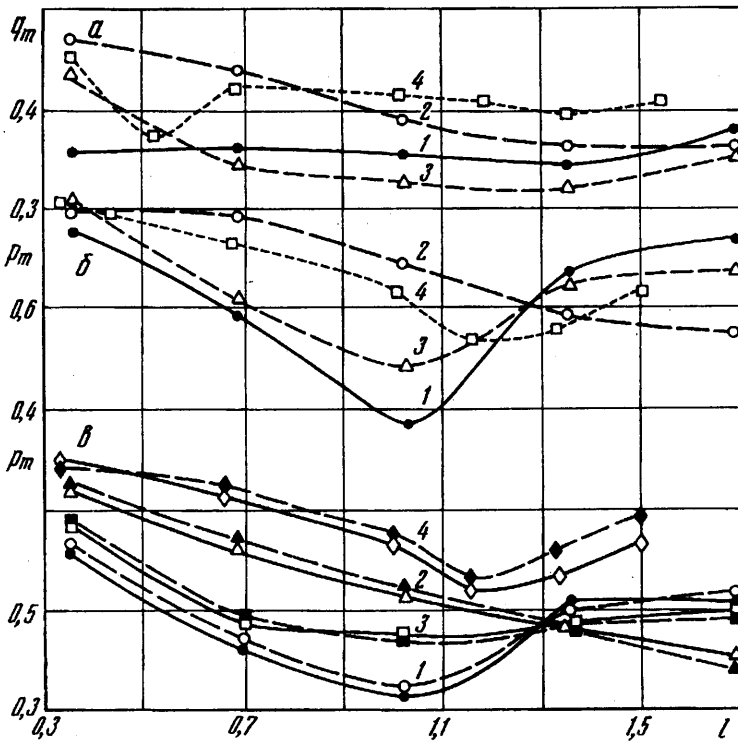
На фиг. 5 представлены фотографии картины обтекания модели клин-конус при $l = 0,69 < l_1^*$ (*а*), $l = 1,69 > l_{II}^*$ (*б*) и $\omega = 30$ об/с в различные моменты времени. Картины обтекания моделей в плоскостях, параллельных большему и меньшему основанию насадка, аналогичны тем, которые наблюдались в плоскостях I и II при невращающейся игле. При вращении иглы с насадком сохраняются также все виды автоколебаний отрывной зоны, характерные для обтекания модели с невращающейся иглой (фиг. 5, *а*, *б*, 1, 2 и 4, 5). При длине иглы $l_1^* \leq l < l_{II}^*$ наблюдаются также колебания отрывной зоны, при которых с течением времени для стационарных условий работы трубы отрыв происходит то с насадка, то с иглы (фиг. 5, *в*, $l = 1,35$, $Re = 8 \cdot 10^5$, $\omega = 30$ об/с). С одной стороны, эти колебания могут происходить из-за неустойчивости течения в этом диапазоне длин игл. С другой стороны, колебания могут происходить из-за неустойчивости течения при турбулентном переходе в зоне смещения, что наблюдалось, например, при стационарном режиме работы трубы на модели конуса с иглой (фиг. 5, *г*, $l = 1,33$, $Re = 1,4 \cdot 10^6$).

На фиг. 4, *а*, *б* представлены зависимости $p(s)$ и $q(s)$ для модели конуса с вращающейся иглой ($\omega = 30$ об/с), на конце которой установлен клин (кривые 3). Для вращающейся иглы зависимости $p(s)$ расположены в основном между зависимостями $p(s)$ в плоскостях I и II для невращающейся иглы. Зависимости же $q(s)$ при $\omega \neq 0$ в некоторых случаях могут проходить даже ниже соответствующих зависимостей в плоскостях I и II при $\omega = 0$ (фиг. 4, *б*, $l = 1,69 > l_{II}^*$, кривые 1—3).

Для сравнения на фиг. 4, *а* приведены распределения давления и теплового потока (кривые 4) по поверхности конуса с иглой.



Фиг. 5



Фиг. 6

Анализ приведенных результатов показал, что, как и в случае сферической лобовой поверхности [11], при помощи вращающейся иглы с плоским насадком на ее конце можно уменьшить суммарную силу, действующую на лобовую коническую поверхность, и интегральный тепловой поток к ней по сравнению со значением этих величин на конусе с невращающейся иглой.

На фиг. 6, а, б ($Re = 8 \cdot 10^5$) представлены графики зависимости максимальных значений в области присоединения теплового потока q_m и давления p_m от длины иглы модели клин-конус. Кривые 1 и 2 соответствуют распределению указанных параметров в плоскостях I и II на конусе при $\omega = 0$, кривые 3 — распределению параметров на конусе при $\omega = 30$ об/с. На этих же фигурах для сравнения приведены зависимости $q_m(l)$ и $p_m(l)$ на конусе с иглой.

Анализ фотографий картины обтекания модели клин-конус (фиг. 1, а, б, $\omega = 0$) показал, что перестройка течения происходит при $l = 1,35$. Она существенно влияет на характер распределения давления в области присоединения. Так, если до перестройки течения ($l < l_{II}^*$) наибольшее значение p_m зафиксировано в плоскости II, то после перестройки течения ($l > l_{II}^*$) — в плоскости I (фиг. 6, б). Что касается теплового потока, то перестройка течения в отличие от случая обтекания модели клин-сфера [10] не оказывает существенного влияния на характер распределения q_m в области присоединения (фиг. 6, а). Это связано, по-видимому, с колебаниями длины отрывной зоны при $l > l_{II}^*$, приводящими к «размазыванию» максимальной величины теплового потока в области присоединения на большую площадь.

В результате сравнения зависимостей $p_m(l)$ и $q_m(l)$ для вращающейся и невращающейся игл установлено, что за счет выбора длины иглы можно снизить локальные значения силовых и тепловых нагрузок на конусе.

На фиг. 6, в представлены зависимости давления $p_m(l)$ в области присоединения на модели пластина-конус. Сплошными кривыми показаны зависимости при $Re =$

$= 8 \cdot 10^5$, штриховыми — при $Re = 1,4 \cdot 10^6$. Кривые 1 и 2 соответствуют зависимостям в плоскости I и II на модели пластина-конус при $\omega = 0$, кривые 3 — зависимостям на модели пластина-конус при $\omega = 30$ об/с, кривые 4 — зависимостям на конусе с иглой. Анализ приведенных зависимостей показал, что число Рейнольдса при $0,35 \leq l \leq 1,69$ оказывает слабое влияние на величину давления в области присоединения p_m на модели пластина-конус. Однако заметим, что для конуса с иглой перестройка течения при $Re = 1,4 \cdot 10^6$ происходит при меньшей длине иглы ($l = 1,33$), чем при $Re = 8 \cdot 10^5$ ($l = 1,53$). Это связано с более ранним турбулентным переходом в зоне смещения при большем числе Рейнольдса.

Во всем исследованном диапазоне длин игл локальное значение давления в области присоединения на модели пластина-конус при вращающейся игле ($\omega = 30$ об/с) было существенно меньше, чем на конусе с иглой.

2. Несимметричное обтекание ($\alpha = 10^\circ$). В случае сверхзвукового несимметричного обтекания конуса, в вершине которого установлена игла с плоским насадком на конце, при длинах иглы в диапазоне $\Delta_1/D < l_0/D < l_2/D$ реализуется нестационарное течение, характеризующееся непрерывным изменением картины скачка уплотнения около моделей. Здесь Δ_1 — отход головного скачка уплотнения перед конусом, расположенным под углом α , l_2 — длина иглы, при которой течение перед моделью становится отрывным. В данных экспериментах такого типа нестационарный режим обтекания модели не реализовывался.

Если $l_2/D < l < l^*$, то между насадком и конусом наблюдается открытое отрывное течение. На наветренной стороне модели зафиксировано взаимодействие скачков уплотнения, индуцированных насадком и конусом.

Дальнейшее увеличение длины иглы ($l \geq l^*$) приводит к смещению отрыва потока с насадка на иглу. В результате перед конусом реализуется открытое отрывное течение. На наветренной стороне модели наблюдается взаимодействие скачков уплотнения, индуцированных насадком, донной областью за ним и конусом.

Измерение давления на конусе производилось при всех длинах иглы, указанных выше, а измерение теплового потока — при $l = 0,69$ и $1,35$. Анализ распределений параметров p и q на конусе проведем для этих двух длин иглы.

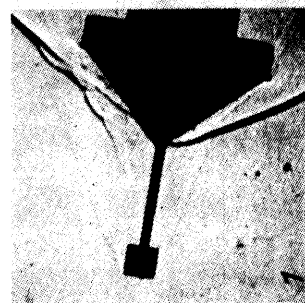
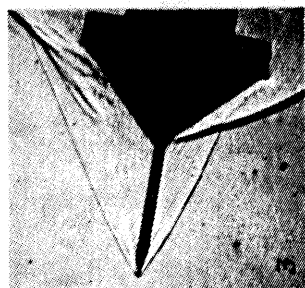
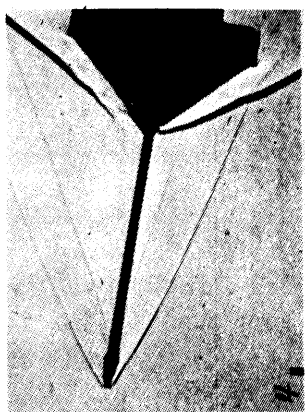
На фиг. 7, а ($Re = 1,4 \cdot 10^6$) представлены фотографии картины обтекания модели клин-конус под углом атаки $\alpha = 10^\circ$. Фото 1, 2 соответствуют плоскости I, 3, 4 — плоскости II. При $l = 0,69$ перед конусом реализуется нестационарное отрывное течение, в котором отрыв происходит то с насадка (фото 3), то с иглы (фото 1). После перестройки течения ($l > l^*$) отрыв потока происходит с иглы (фото 2, 4).

При несимметричном обтекании ($\alpha = 10^\circ$) и $Re = 8 \cdot 10^5$ распределения давления p на поверхности модели пластина-конус представлены на фиг. 8, а ($l = 0,69$), б ($l = 1,35$), а распределения теплового потока q на поверхности модели клин-конус — на фиг. 8, в ($l = 0,69$), г ($l = 1,35$). На этой фигуре положительное значение координаты s отсчитывалось от вершины конуса к его кромке на наветренной стороне модели, а отрицательное — на подветренной стороне модели.

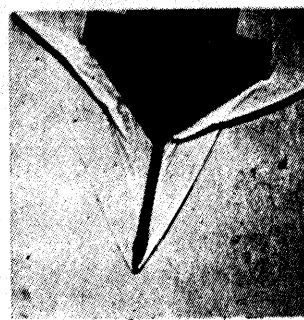
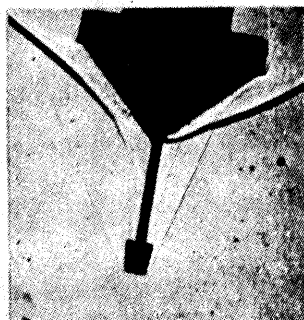
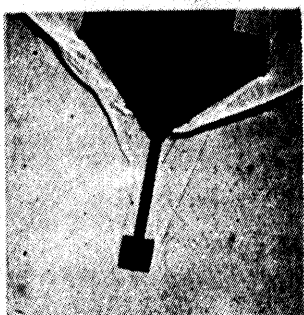
Кривые 1 и 2 на фиг. 8 соответствуют распределениям параметров $p(s)$ и $q(s)$ в плоскостях I и II, которые в свою очередь совпадают с плоскостью установки угла атаки модели.

Установлено, что давление на конусе в плоскости установки угла атаки модели слабо зависит от положения насадка, на тепловой поток положение насадка оказывает заметное влияние. Максимальные значения давления и теплового потока зафиксированы на наветренной стороне модели в области взаимодействия скачков уплотнения. Так, давление на наветренной стороне модели превышает максимальное давление на подветренной стороне модели в 1,8—2,3 раза, а тепловой поток — в 1,3—2 раза.

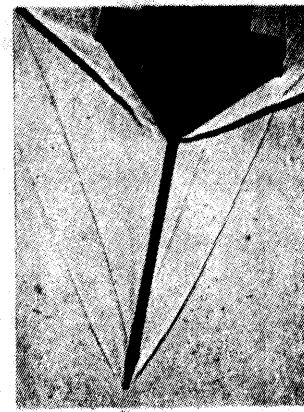
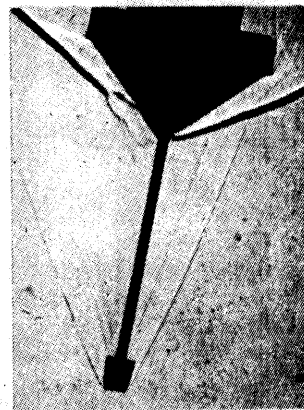
На фиг. 7, б, в ($\alpha = 10^\circ$, $Re = 1,4 \cdot 10^6$) представлены фотокартины обтекания модели клин-конус соответственно при $l = 0,69$ и $1,35$ при вращающейся игле.



а

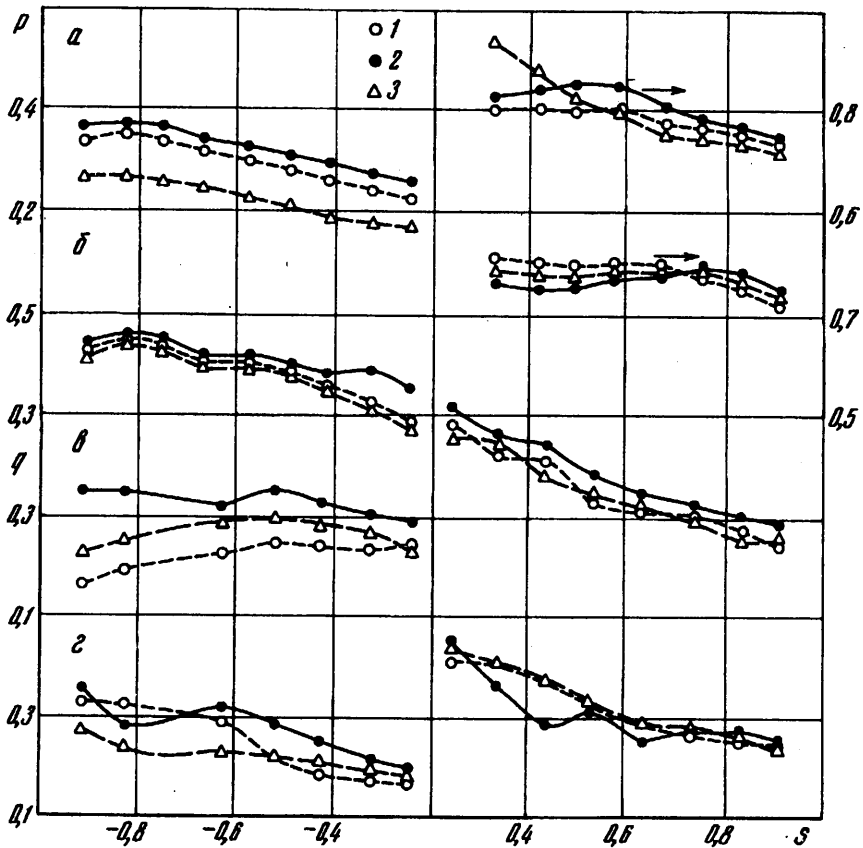


б



в

Фиг. 7



Фиг. 8

Все типы течения, характерные при обтекании модели с невращающейся иглой, сохраняются и при вращении иглы.

Распределения давления на модели пластина-конус и теплового потока на модели клин-конус при $\alpha = 10^\circ$, $\omega = 30$ об/с и $Re = 8 \cdot 10^5$ представлены на фиг. 8, а—г (кривые 3) соответственно. Из приведенных зависимостей следует, что при вращающейся игле давление снижается только на подветренной стороне модели по сравнению с давлением в этой области при невращающейся игле (фиг. 8, а, б). Тепловой поток к модели клин-конус для вращающейся иглы меньше при $l = 0,69$ на наветренной стороне модели и при $l = 1,35$ — на подветренной стороне модели по сравнению с тепловым потоком к этой же модели в плоскости установки ее угла атаки для невращающейся иглы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-16399).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чжен П. К. Отрывные течения. М.: Мир, 1973. Т. 2. 280 с; Т. 3, 333 с.
2. Charwat A. F., Roos J. N., Dewey Jr. C., Hitz J. A. An investigation of separated flows. Pt 1. The pressure field//J. Aero/Space Sci. 1961. № 6. P. 457—470.
3. Кудрявцев В. Н., Черкез А. Я., Шилов В. А. Исследование сверхзвукового обтекания двух разделяющихся тел//Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 2. С. 91—99.

4. *Хлебников В. С.* Осесимметричное обтекание пары тел сверхзвуковым потоком газа//Уч. зап. ЦАГИ. 1978. Т. 9. № 6. С. 108—114.
5. *Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В.* Численное исследование обтекания затупленного тела, расположенного в области сверхзвукового следа: Препринт № 918. Л.: Физ.-техн. ин-т им. А.Ф. Иоффе АН СССР, 1984. 35 с.
6. *Запругаев В. И.* Исследование пульсаций в отрывной зоне свободной каверны при сверхзвуковой скорости потока//ПМТФ. 1985. № 6. С. 50—58.
7. *Белов И. А., Дементьев И. М., Исаев С. А. и др.* Моделирование сверхзвукового обтекания тел вращения с передней срывной зоной: Препринт № 1033. Л.: Физ.-техн. ин-т им. А. Ф. Иоффе АН СССР, 1986. 58 с.
8. *Еремейцев И. Г., Пилюгин Н. Н., Хлебников В. С., Юницкий С. А.* Исследование аэродинамических характеристик и теплообмена тел в неравномерных сверхзвуковых потоках газа. М.: Изд-во МГУ, 1988. 105 с.
9. *Хлебников В. С.* Картина сверхзвукового обтекания пары тел и перестройка течения между ними//Изв. РАН МЖГ. 1994. № 1. С. 158—165.
10. *Хлебников В. С.* Экспериментальное исследование сверхзвукового трехмерного отрывного течения между плоским насадком и сферой//Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 166—170.
11. *Хлебников В. С.* Исследование влияния нестационарных возмущений на течение в передней отрывной зоне//Изв. РАН МЖГ. 1992. № 2. С. 185—188.

Москва

Поступила в редакцию
30.I.1995