

О ЦЕНТРАЛЬНОЙ СРЫВНОЙ ЗОНЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

О. И. ГУБАНОВА, В. В. ЛУНЕВ, Л. И. ПЛАСТИНИНА

(Москва)

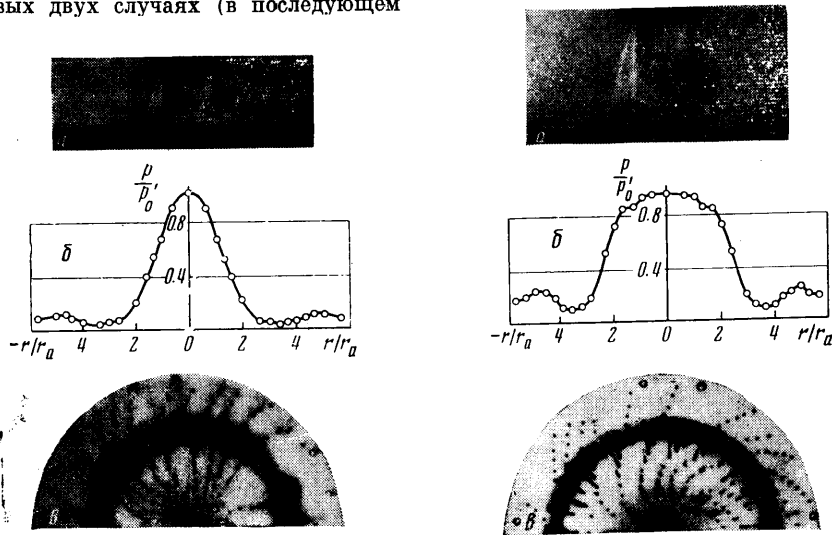
Приведены результаты экспериментального исследования и качественный анализ взаимодействия недорасширенной струи с плоской нормальной к оси струи преградой, показывающие, что в этом случае может возникать центральная срывная зона вязкого течения, аналогичная передним срывным зонам перед уступом или донному течению за телом. Указано, что существует по крайней мере, три режима такого взаимодействия различных по характеру течения в зоне взаимодействия.

Центральная срывная зона образуется в том случае, когда максимум давления на преграде находится не на оси симметрии, а на некотором расстоянии от нее (такое распределение давления наблюдалось без объяснения и ранее, например в работе [1]). В этом случае газ, прошедший через прямой скачок уплотнения на оси струи и имеющий давление торможения меньше максимального p_{\max} , не может покинуть центральную область в рамках невязкой схемы течения.

Опыты проведены в основном со струей, вытекающей в затопленное пространство из конического сопла с углом полураствора $\varphi = 9^\circ$ и с числом Маха $M_a = 2$ на срезе сопла. Отношение давления на срезе сопла p_a к окружающему выдерживалось равным $n \approx 2.85$. Давление торможения в форкамере $p_0 \approx 10 \text{ ата}$, в окружающем пространстве 0.43 ата .

Основные обозначения p, ρ, u, θ — давление, плотность, продольная скорость и угол наклона вектора скорости в струе к оси симметрии, l — расстояние от среза сопла до преграды, r_a — радиус выходного сечения сопла, p_0' — давление торможения за прямым скачком. Индексом a помечены величины на срезе сопла.

1. Рассмотрим общую картину рассматриваемого течения. На фиг. 1—3 даны спектры обтекания, распределение давления p/p_0' и картины течения по преграде для $n = 2.85$ и расстояний соответственно $l/r_a = 2, 4$ и 6 . Как видно, в первых двух случаях (в последующем



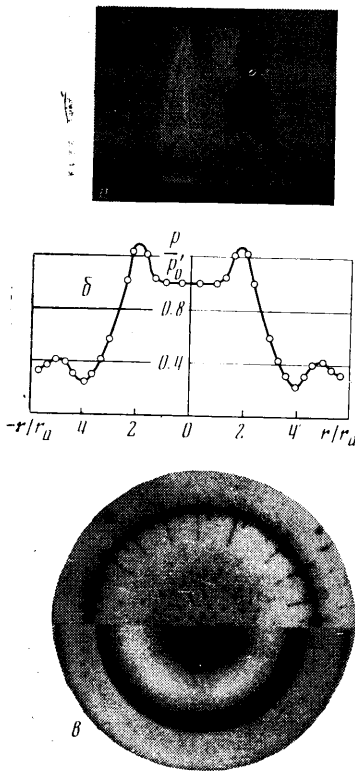
Фиг. 1

Фиг. 2

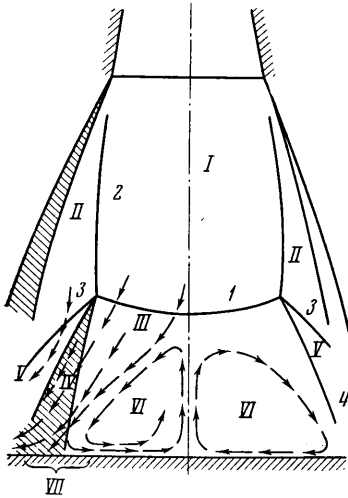
режимы 1 и 2) максимум давления находится в центре, так что газ, поступающий через центральный скачок уплотнения, может свободно растекаться от центра к периферии под действием лишь градиентов давления.

Это обстоятельство хорошо просматривается на снимках поверхности пластины (фиг. 1, *в* и фиг. 2, *в*), на которых видны направления линий тока, полученных методом битумных точек, или на плексигласовой модели (небольшой подогрев струи был достаточен для расплавления битума и плексигласа).

В то же время на фиг. 3, *в*, соответствующей периферийному максимуму давления (режим 3) отчетливо видна кольцевая линия растекания в окрестности пиков давлений, внутри которой течение направлено к центру. Трубки полного напора, установленные вдоль радиусов параллельно плоскости преграды и направленные приемными отверстиями в противоположные стороны (к центру и от центра), так



Фиг. 3



Фиг. 4

же показали, что течение в этой зоне направлено к центру. Измерения, проведенные трубкой полного напора, установленной в центре преграды вдоль оси струи, показали, что в окрестности оси вблизи преграды газ течет навстречу набегающему потоку со скоростью, соответствующей числу $M \approx 0.3$.

Схематическая картина волновой структуры такой струи и течения в центральной срывной зоне показаны на фиг. 4. На фиг. 5 показаны расчетные [2] распределения чисел Маха M и углов скоса потока θ , а на фиг. 6 — относительные скоростные напоры $q = \rho u^2 / \rho_0 u_0^2$ и статические давления $p_1 = p / \rho_0 u_0^2$ в сечениях, проходящих через точки пересечения центрального скачка уплотнения 1 с висячим скачком 2, зарождающимся вблизи кромок сопла вследствие перерасширения осесимметричного потока. Сплошные, пунктирные и штрих-пунктирные линии на фиг. 5, 6 относятся к случаям $l/r_0 = 6, 4, 2$ соответственно. Скоростные напоры в центральной перерасширенной зоне для режима 3 много меньше, чем в сжатом слое II между висячим скачком уплотнения и внешней границей невязкой струи. Разрывы в распределении параметров (фиг. 5, 6) показывают положение расчетного скачка 2, которое практически совпадает с измеренным по фотографиям.

При взаимодействии скачков 1, 2 возникает тройная конфигурация с косым скачком 3 и контактной поверхностью 4, между которыми образуется область течения V с достаточно большими по сравнению с течением за скачком 1 скоростными напорами (например, для условий фиг. 2, 3 отношение указанных скоростных напоров соответственно равно $q_2/q_3 \approx 10, 15$). При взаимодействии этой высоконапорной струи с преградой и возникают повышенные по сравнению с p_0' давления, приводящие к конфигуриям течения, показанным на фиг. 3 и содержащим центральную срывную зону.

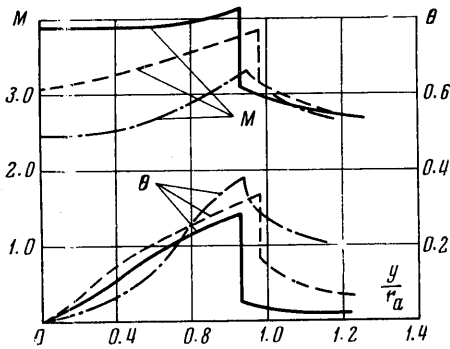
2. Причиной, делающей возможным отток газа из области III за прямым скачком уплотнения, является наличие зоны смешения IV (заштрихованной на фиг. 4) на контактном разрыве между областями III и V, при помощи которой высоконапорная струя за косым скачком 3 эжектирует газ из области III, сообщая ему скоростной напор, достаточный для преодоления повышенного давления в области прилипания или торможения.

Но, по-видимому, одного лишь большого перепада скоростных напоров в зонах I и II недостаточно для возникновения центральной срывной зоны. В самом деле, при заданных параметрах в областях I и II параметры течения в сжатом слое V также определены независимо от ширины областей I и II. В то же время для эжекции газа из области III, расход в которой определяется шириной центральной области I, зона смешения должна иметь вполне определенную длину. Следовательно, режим течения с максимумом давления на периферии и с центральной вихревой зоной может реализоваться лишь

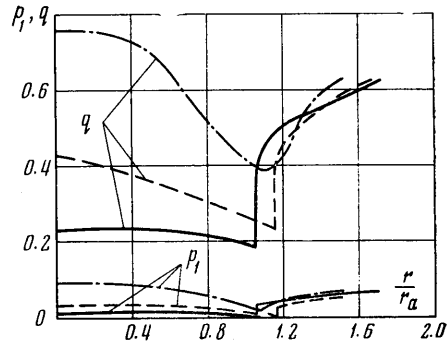
при условии, что отношение размеров сжатого слоя II и центральной зоны I перед центральным скачком больше некоторой определенной величины, зависящей, конечно, от параметров газа в этих областях.

Оценки отношения μ эжектируемого и входящего в область III расходов газа были проведены в сильно упрощающих предположениях (например, постоянство

параметров течения в областях V и III, автомодельность профилей величин в зонах смешения, турбулентных для условий эксперимента) с использованием экспериментально замеренных геометрических величин. Это отношение для режима 3 в пределах точности оценок оказалось близким к единице. Течение в области прилипания



Фиг. 5



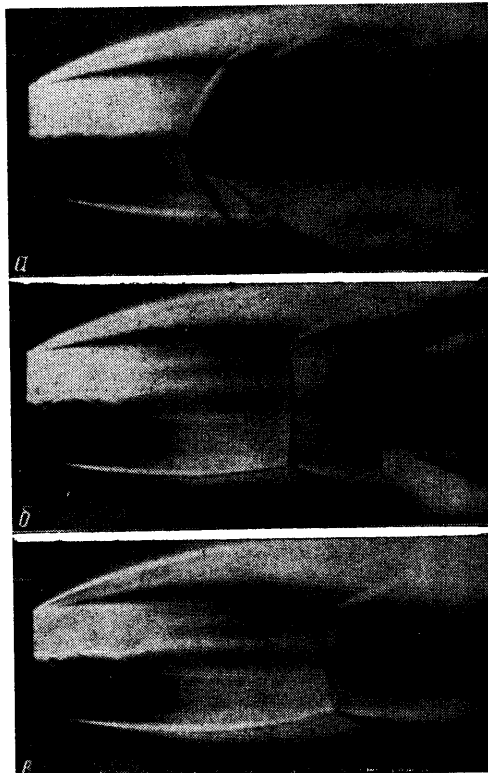
Фиг. 6

и зоне смешения имеет, очевидно, тот же характер, что и в известных ранее срывных течениях (передние срывные зоны, донная область, шар с иглой), с тем лишь существенным с количественной точки зрения отличием, что линия тока, ограничивающая срывную зону и разделяющая прямое и возвратное течения не совпадает с проходящей через тройную точку линий раздела 4, тянущего и спутного потока в зоне смешения. Пока нет удовлетворительной замкнутой теории таких течений, которую можно было бы применить к этому случаю, тем более, что при анализе условий в окрестности точки прилипания придется учитывать волны разрежения, которые образуются при пересечении скачка 3 с границей струи, или с зоной смешения, размывающей эту границу (заштрихована на Фиг. 4).

3. Рассмотрим теперь режимы течения 1 и 2 с нормальным распределением давления по преграде, не содержащие центральной срывной зоны. Крайним в этом отношении является случай 1, показанный на Фиг. 1. Звуковая точка на теле, соответствующая $p/p_0' = 0.525$, расположена в точке $r/r_a = 1.3$, что вместе со слабой интенсивностью скачка 2 дает основание предполагать, что условия в тройной точке взаимодействия скачков 1 и 2 не влияют на течение в дозвуковой области в центре за скачком 1. Этот случай аналогичен нормальному обтеканию тупого тела в сильно расходящемся потоке. В работе [3] для этого случая показано, что в гиперзвуковом приближении малого отношения k плотностей до и после прямого скачка уплотнения характерным является эффективный радиус кривизны ударной волны R_* , равный

$$1/R_* = m + 1/R,$$

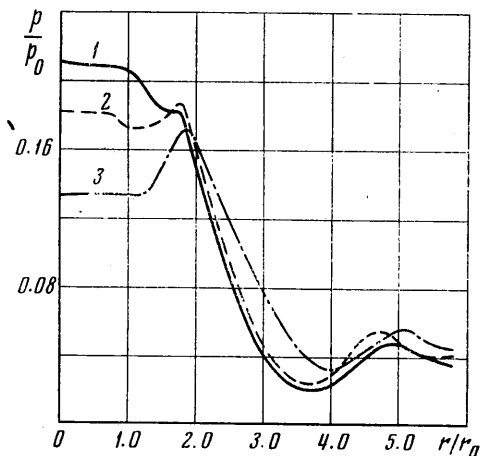
где R_* — истинный радиус кривизны ударной волны, а $m = \theta/y$ — в окрестности оси симметрии. При этом относительный отход скачка δ/kR_* не зависит от рода препятствия и очень слабо зависит от k . Для условия рассматриваемых эксперимен-



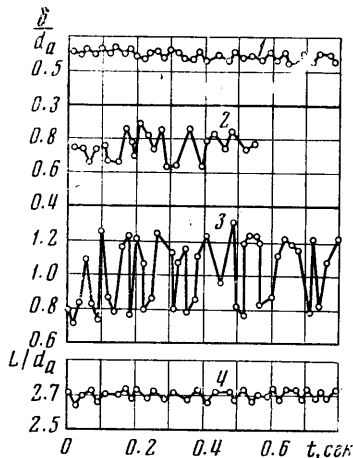
Фиг. 7

тов $k \approx 0.22 \div 0.3$, а по данным работы [3] отношение $\lambda = \delta / kR_* \approx 0.6$. Обработка фотографий спектров обтекания с учетом углов θ , показанных на фиг. 5, дает для фиг. 1 величину $\lambda = 0.57$, хорошо согласующуюся с теорией, величину $\lambda \approx 2$ для фиг. 2, уже значительно превышающую теоретическое значение, и величину $\lambda \approx 4.8$ для фиг. 3, имеющую просто другой порядок.

В этой связи следует ожидать, что в ситуациях, аналогичных фиг. 2, реализуется переходный режим, течение в котором носит нормальный невязкий характер, но здесь на течение в до- и трансзвуковой области существенное влияние оказывает взаимодействие скачков уплотнения 1 и 2 и повышение давления на препятствии за счет взаимодействия со сжатым слоем V. Это повышение давления уменьшает



Фиг. 8



Фиг. 9

скорость истекающего газа, что и приводит к увеличению отхода скачка 1. Но, возможно, и здесь на невязкую в целом картину течения в центральной зоне будет накладываться эжектирующий эффект сжатого слоя V; для условий фиг. 2, например, отношение $\mu \approx 0.2$, что составляет уже заметную величину.

Из теории гиперзвуковых течений для предельно тонких ударных слоев известно, что отношение отхода ударной волны на оси симметрии к радиусу ее кривизны слабо зависит от формы тела. В этой связи отклонение величины λ для случая 2 от нормального можно, видимо, объяснить лишь сравнительно большой толщиной ударного слоя и неприменимостью гиперзвуковой теории к этому случаю.

Заметим, что проведенные эксперименты и расчеты по взаимодействию струи со сферой дали те же результаты в части классификации режимов течения. На фиг. 7, например, случаи а, в и б соответствуют режимам течения 1—3 с величинами $\lambda = 0.59, 1.2$ и 4.2 .

4. В заключение обратим внимание на следующее обстоятельство. На фиг. 8 приведены измеренные (осредненные по времени) распределения давления по плоской преграде, а на фиг. 9 — зависимость от времени соответствующих отходов центрального скачка, полученных при помощи киносъемки с частотой кадров 48 в секунду и мгновенной экспозицией (~ 9 мк·сек).

Кривые 1, 2, 3 соответствуют расстояниям от преграды до среза сопла $l/r_a = 4.0, 4.4, 6.0$. Из сопоставления кривых видно, что в случаях 2, 3, для которых распределение давления имеет периферийный максимум, наблюдаются достаточно мощные пульсации центрального скачка; в этих случаях, как показано выше, в центре преграды наблюдается срывная зона. Небольшие пульсации центрального скачка в случае $l/r_a = 4$, видимо, связаны с пульсацией потока в свободной струе, что следует из данных для расстояния L от маховского диска до среза сопла в свободной струе (без преграды; фиг. 9, кривая 4).

Поступило 7 IV 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург И. П., Белов И. А., Зазимко В. А., Терпигорьев В. С. К вопросу о влиянии характеристик турбулентности на теплообмен сверхзвуковой струи с плоской преградой. В кн. «Тепло- и массоперенос», т. 1, М., «Энергия», 1963.
2. Емельянов В. М. Расчет осесимметричной сверхзвуковой струи, истекающей в спутный сверхзвуковой поток или покоящуюся среду. Инж. ж., 1965, т. 5, № 3.
3. Лунев В. В., Храмов Н. Е. Течение в окрестности критической точки тупого тела в расходящемся гиперзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.