

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ЗАТУПЛЕННЫМ ТЕЛОМ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Г. А. ШИМАНЕНКОВА

(Москва)

При взаимодействии внешнего косо́го скачка уплотнения с отошедшей ударной волной перед затупленным телом (например, перед кромкой крыла или стабилизатора) может возникнуть сложная конфигурация ударных волн с двумя тройными точками. Это приводит к образованию высоконанпорной низкоэнтропийной сверхзвуковой струйки газа [1-6]. Здесь возможны два режима течения [1], существенно различающиеся по интенсивности теплового и динамического воздействия потока на затупленное тело: режим I соответствует удару сверхзвуковой струйки [2-6], при режиме II сверхзвуковая струйка не достигает поверхности тела в области взаимодействия скачков за счет искривления под действием перепада давлений.

В данной работе экспериментально и теоретически исследуются условия реализации указанных выше режимов течения и предлагается приближенный способ определения величин отхода скачков уплотнения в области взаимодействия. Рассматриваются затупленные тела с плоской и цилиндрической передними кромками. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

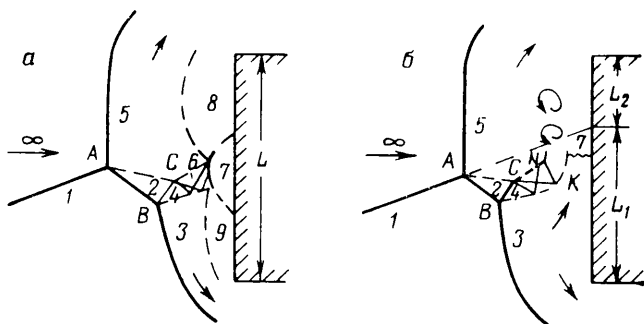
1. Сверхзвуковую низкоэнтропийную струйку образует поток газа, прошедший через косые скачки 1, 2, 4. (Области течения, лежащие вниз по потоку от соответствующих скачков, в дальнейшем обозначаются номерами этих скачков, аналогичные номера имеют параметры потока в этих областях.) Струя 4 отделена от дозвуковых областей 3 и 5 с низкими значениями полного давления тангенциальными разрывами, начинающимися в узловых точках А и В λ-скачков (фиг. 1). Вниз по потоку от скачка 4 сверхзвуковая струя искривляется под действием перепада давлений между областями 3 и 5.

Параметры газа в областях 1-5 являются функциями числа Маха набегающего потока M_∞ , угла наклона падающего скачка α_1 , отношения теплоемкостей γ . Обозначим характерный поперечный размер передней кромки тела d , продольный размер тела L , расстояние от точки пересечения падающего скачка с поверхностью тела до нижнего конца этого тела L_1 (фиг. 1, б). Указанные линейные размеры образуют два безразмерных параметра $L_1' = L_1/d$ и $L' = L/d$ (или $L_2' = (L - L_1)/d$).

Типичные тепловровские фотографии области взаимодействия скачков, полученные при $M_\infty = 6$, $\gamma = 1.4$, приводятся на фиг. 2. Значения определяющих параметров для случаев, изображенных на фиг. 2, а-2, е представлены ниже

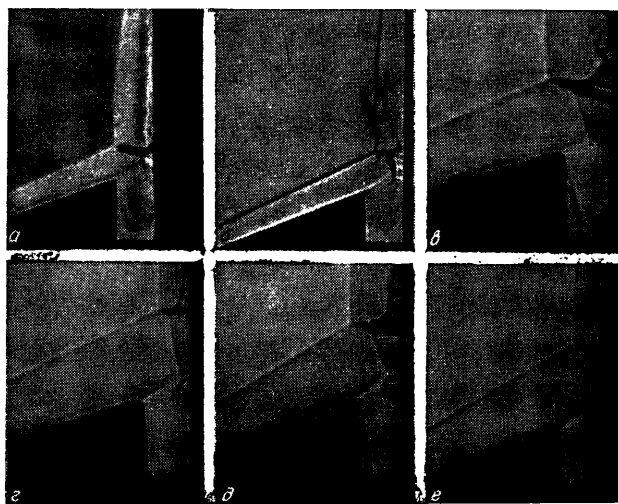
	α_1	L_1'	L_2'	Кромка
а	24°	0.49	1.7	Плоская
б	24°	0.89	3.5	Плоская
в	23°	0.63	0.85	Плоская
г	23°	1.91	2.6	Плоская
д	29°	0.89	1.21	Плоская
е	29°	0.89	1.21	Цилиндрическая

Картина течения на фиг. 2, *а* соответствует режиму I, при котором низкоэнтропийная струя патекает на поверхность тела. Распределение давления для этого случая имеет «пиковый» характер и приводится на фиг. 3 (кривая 1) в виде зависимости величины p' от x' . Здесь $p' = p / p_0'$, $x' = x / d$, p_0' — давление торможения за прямым скачком в набегающем



Фиг. 1

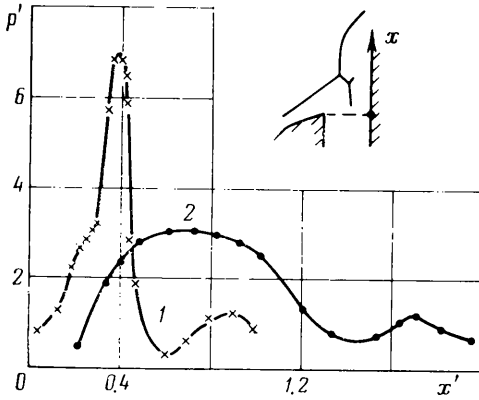
потоке. Максимальное значение давления заключено между давлением торможения за прямым скачком, рассчитанным по параметрам области 4 ($p_4' = p_{40}' / p_0' = 8.1$) и по параметрам области 6 ($p_6' = p_{60}' / p_0' = 5.2$) (фиг. 1, *а*), что согласуется с данными работы [3]. Картина течения на фиг. 2, *б—е* соответствует режиму II. На фотографиях фиг. 2, *б—е* отчетливо видна



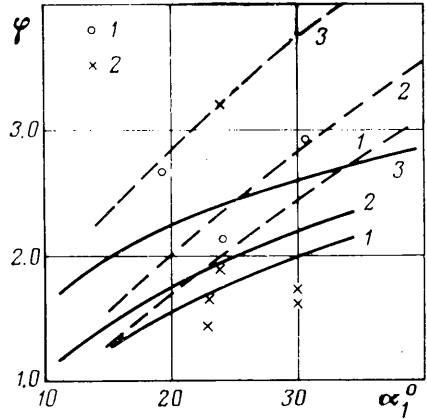
Фиг. 2

искривленная низкоэнтропийная струя, не достигающая передней кромки тела. Типичное для режима II распределение давления приводится также на фиг. 3 (кривая 2, фото фиг. 2, *б*). Максимальное давление на теле близко к давлению торможения за прямым скачком, рассчитанному по параметрам потока 1 ($p_1' = p_{10}' / p_0' = 2.8$), причем в распределении давления имеется «полка» максимальных значений. В области под низкоэнтропийной струей (правая ветвь кривой 2) давление падает от величины p_1' с переходом через звуковое значение до $p' \approx 1.0$.

Сравнение кривых 1 и 2 на фиг. 3, полученных при одинаковых значениях параметров M_∞ , α_1 , γ , показывает, что изменение режима течения в области взаимодействия скачков приводит к резкому изменению величин максимального давления и градиента скорости на поверхности затупленного тела. Поскольку отличие между режимами I и II связано с поведением



Фиг. 3



Фиг. 4

низкоэнтропийной струи вблизи передней кромки тела, необходимо установить параметры, определяющие это поведение.

Внешняя граница низкоэнтропийной струи BK близка к окружности радиуса $[1]$

$$(1.1) \quad R = h_4 [0.5 + \gamma M_4^2 (1 - p_5 / p_3)^{-1}]$$

где h_4 и M_4 — начальная ширина и число Маха струи в области 4, p_5 / p_3 — отношение статических давлений в областях 3 и 5. Ширина низкоэнтропийной струи h_4 связана с величинами отхода скачков δ_1 и δ_2 в точках A и B соотношением (фиг. 1)

$$(1.2) \quad h_4 = (\delta_1 - \delta_2) \sin(\alpha_2 - \beta_2) \sin(\alpha_4 - \beta_4) \sin^{-1} \alpha_4 \cos^{-1}(\alpha_2 - \beta_1)$$

Здесь α_i — наклон i -го скачка уплотнения, а β_i — угол поворота потока в нем.

В первом приближении без учета вязких зон смешения на границах низкоэнтропийной струи можно предположить, что изменение режима течения в области взаимодействия происходит при такой величине $R = R_*$, когда внешняя граница низкоэнтропийной струи касается поверхности тела

$$(1.3) \quad R_* = [\delta_2 - h_4 \operatorname{ctg}(\alpha_4 - \beta_4) \cos(\beta_4 - \beta_2 + \beta_1)] [1 - \sin(\beta_4 - \beta_2 + \beta_1)]^{-1}$$

Из соотношений (1.1) — (1.3) вытекает, что режим I с интенсивным воздействием низкоэнтропийной струи на тело реализуется при $R \geq R_*$ или

$$(1.4) \quad \delta_1 / \delta_2 \geq \varphi(M_\infty, \alpha_1, \gamma)$$

При $\delta_1 / \delta_2 \leq \varphi$ возникает режим II. Условие (1.4) справедливо для затупленного тела любой формы. Функция φ построена на фиг. 4 (сплошные линии — $\gamma = 1.4$, пунктирные — $\gamma = 1.2$; кривые 1 — $M_\infty = 5$, 2 — $M_\infty = 6$, 3 — $M_\infty = 10$). Из фиг. 4 следует, что при уменьшении γ критические значения δ_1 / δ_2 увеличиваются. Для сравнения на фиг. 4 нанесены экспери-

ментальные значения δ_1 / δ_2 из работ [4, 5] ($1 - M_\infty = 5$, $\gamma = 1.4$, режим I) и значения δ_1 / δ_2 , полученные с фотографий фиг. 2 ($2 - M_\infty = 6$, $\gamma = 1.4$, режим I и режим II). Экспериментальные данные подтверждают выполнение условия (1.4).

Таким образом степень воздействия потока на затупленное тело в области взаимодействия скачков существенно зависит от величин отхода ударных волн в тройных точках. Это означает, что в рассматриваемом случае значительное влияние могут оказывать параметры, характеризующие трехмерность течения в области взаимодействия. Для нахождения значений δ_1 и δ_2 предлагается приближенный метод. Так как величины δ_1 и δ_2 зависят от режима течения в области взаимодействия, способ их определения рассматривается отдельно.

2. Газодинамическая схема течения в случае, когда под искривленной низкоэнтропийной струей происходит перетекание газа из области 3 в область 5 вдоль передней кромки тела (режим II), показана на фиг. 1, б. Если отношение давлений $p_5 / p_3 \leq 0.5$ (что реализуется для $\gamma = 1.4$ при $M_\infty \geq 6$ и $\alpha_1 \geq 15^\circ$), то в сечении 7, где расстояние между внешней границей струи ВК и поверхностью тела минимально, скорость газа становится звуковой. Перетекающий газ в совокупности с низкоэнтропийной струей отодвигает скачок уплотнения 5 в окрестности тройной точки А. Обозначим через ε величины отхода скачков в плоскости симметрии передней кромки и через ε^* — величины отхода скачков на звуковых поверхностях области взаимодействия.

Предполагается, что течение газа в областях 3 и 5 подчиняется общим закономерностям гиперзвукового обтекания затупленного тела, т. е. толщина ударного слоя является в основном функцией отношения плотностей на ударной волне k ($k_1 = \rho_1 / \rho_3$ или $k_\infty = \rho_\infty / \rho_5$) и отношения размеров области в плоскостях симметрии (L_1 / d или L_2 / d). При $L_1 \gg d$, $L_2 \gg d$ толщина ударного слоя определяется поперечным растеканием газа, как, например, при обтекании бесконечного цилиндра радиуса $d/2$; при $L_1 \ll d$, $L_2 \ll d$ — продольным растеканием газа, как при обтекании плоской кромки с шириной L_1 или L_2 .

В таком случае средние значения величин ε^* в областях 3 и 5 можно приближенно определить из уравнений баланса массы через звуковые поверхности этих областей. Если передняя кромка тела цилиндрическая, то в области 5 уравнение баланса массы составляется для цилиндра эффективного радиуса $(d/2 + h_7)$. Через h_7 обозначено расстояние от внутренней границы низкоэнтропийной струи CN до поверхности тела в звуковом сечении 7 (фиг. 1, б)

$$(2.1) \quad h_7 = (\varphi \delta_2 - \delta_1) (\varphi - 1)^{-1}.$$

При составлении уравнений баланса массы предполагается, что звуковые поверхности перпендикулярны поверхности тела, а безразмерный средний удельный поток массы через звуковую поверхность равен¹

$$(2.2) \quad (\rho u)^* = \lambda k^{-1/2} (1 - 0.25k) (1 + k)^{-1}$$

где для плоской кромки $\lambda = 0.82$, для цилиндра $\lambda = 0.98$.

Далее допускается, что в поперечных к передней кромке сечениях форма ударной волны в областях 3 и 5 близка к форме тела, а между величинами ε и ε^* сохраняется соотношение, как при гиперзвуковом обтекании плоской кромки или цилиндра в невозмущенном потоке, т. е. соответственно

$$(2.3) \quad \varepsilon / \varepsilon^* = 1.3, \quad \varepsilon / \varepsilon^* = 0.7$$

¹ Формула получена В. В. Луневым.

Величины отхода скачков в тройных точках δ_1 и δ_2 связаны со средними значениями величин ε_5 и ε_3 следующими выражениями:

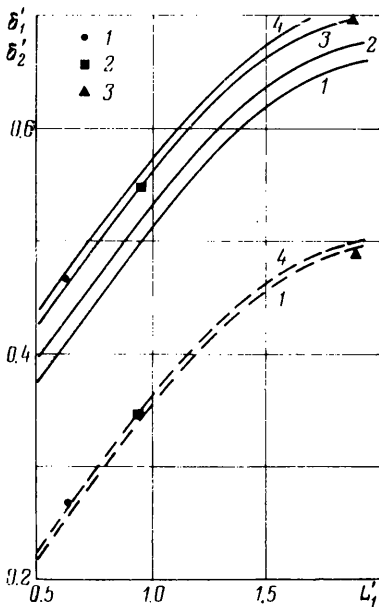
$$(2.4) \quad \delta_2 = \varepsilon_3 + 0.5 l_3 \operatorname{tg} (\alpha_3 - \beta_1)$$

$$(2.5) \quad l_3 = \sin^{-1} \alpha_3 \{ \cos \beta_1 [L_1 - \delta_1 (\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \beta_1)] - \\ - \sin \alpha_2 (\delta_1 - \delta_2) \cos^{-1} (\alpha_2 - \beta_1) \}$$

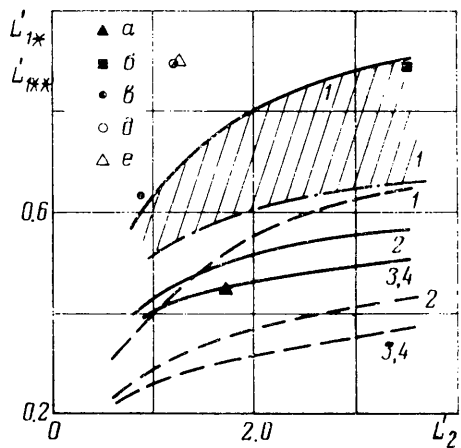
$$(2.6) \quad \delta_1 = \varepsilon_5 + h_7, \quad \delta_1 = \varepsilon_5$$

В (2.6) первое соотношение для плоской кромки, второе — для цилиндрической кромки.

Уравнения баланса массы в областях 3 и 5 совместно с (2.1) — (2.6) составляют замкнутую систему для нахождения безразмерных значений



Фиг. 5



Фиг. 6

$\delta_1' = \delta_1/d$, $\delta_2' = \delta_2/d$ в зависимости от определяющих параметров M_∞ , α_1 , γ , L_1' , L_2' . В качестве примера на фиг. 5 приводятся расчетные зависимости δ_1' (сплошные кривые) и δ_2' (пунктирные кривые) от L_1' при различных L_2' для случая плоской передней кромки, $M_\infty=6$, $\alpha_1=23^\circ$, $\gamma=1.4$ (1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $L_2'=0.85, 1.27, 2.6, 4.0$). Для сравнения там же нанесены экспериментальные значения. Видно, что расчетные величины δ_1' несколько занижены при малых значениях L_1' , L_2' , в целом же согласование расчетных и экспериментальных данных удовлетворительное. Из фиг. 5 следует, что величины δ_1' и δ_2' слабо зависят от параметра L_2' . Подобный характер зависимости δ_1' , δ_2' от L_1' , L_2' ($L_2' \geq 1$) сохраняется и при других значениях параметров M_∞ , α_1 , γ .

Следовательно, при режиме II для достаточно удлиненных затупленных тел величины отхода скачков в области взаимодействия определяются в основном относительной шириной сжатого слоя под падающим скачком L_1' .

Из условия перестройки режимов течения (1.4) вытекает, что для фиксированных значений M_∞ , α_1 , γ , L_2' существует критическая величина

$L_{1.}'$, при которой происходит переход от режима I к режиму II. Расчетные зависимости значений $L_{1.}'$ от L_2' приводятся на фиг. 6 для $M_\infty=6$, $\gamma=1.4$ и различных величин α_1 (кривые 1–4 соответствуют значениям $\alpha_1=15, 23, 29, 36^\circ$). Сплошные кривые получены для плоской кромки, пунктирные — для цилиндрической. При значениях $L_1' \leq L_{1.}'$ реализуется режим I, при $L_1' > L_{1.}'$ — режим II. Для сравнения на фиг. 6 нанесены величины L_1', L_2' , соответствующие фотографиям, приведенным на фиг. 2. Темные значки сравниваются со сплошной кривой 2 (а, б, в соответствуют фиг. 2, а, 2, б, 2, в), светлые значки сравниваются с кривыми 3, сплошной и пунктирной (д, е соответствуют фиг. 2, д, 2, е). Действительно, при значениях $L_1' > L_{1.}'$ в экспериментах осуществлялся режим II, при $L_1' < L_{1.}'$ — режим I.

Таким образом, с помощью графиков, приведенных на фиг. 6, можно определить режим течения в области взаимодействия по координате точки пересечения внешнего скачка с поверхностью тела (L_1', L_2'), не проводя дополнительных расчетов. Аналогичные графики могут быть построены для любых значений параметров $M_\infty, \alpha_1, \gamma$.

Учет вязких зон смещения на границах низкоэнтропийной струи приводит к некоторому увеличению критических значений $L_{1.}'$.

3. Газодинамическая схема течения в случае, когда низкоэнтропийная струя достигает поверхности затупленного тела (режим I), показана на фиг. 1, а. За замыкающим скачком 7 низкоэнтропийная струя растекается вдоль передней кромки, отодвигая скачки 3 и 5. Пусть h_3 и h_5 — максимальные толщины низкоэнтропийной струи в областях 8 и 9 (фиг. 1, а). Тогда для тела с плоской передней кромкой величины δ_1 и δ_2 могут быть определены из соотношений

$$(3.1) \quad \delta_1 = \varepsilon_5 + h_5, \quad \delta_2 = \varepsilon_3 + h_3$$

где $\varepsilon_3, \varepsilon_5$ — среднерасходные значения отходов скачков 3 и 5. Величины ε_3 и ε_5 находятся так же, как при режиме II. В случае тела с цилиндрической передней кромкой значения δ_1 и δ_2 совпадают с величинами ε_3 и ε_5 , полученными для цилиндров эффективных радиусов $(d/2 + h_3)$ и $(d/2 + h_5)$, соответственно.

Определение толщин h_3 и h_5 при натекании на преграду неоднородной (по величине и направлению скорости) сверхзвуковой струйки с малыми числами M ($M_1 \leq 2.5$) представляет сложную самостоятельную задачу. Поэтому значения h_3 и h_5 находились приближенно. Предполагалось, что течение газа в областях 8 и 9 подобно течению в плоской недорасширенной околосзвуковой струе, распространяющейся вдоль плоской пластины. За начальную ширину этой струи принималась величина отхода скачка в критической точке области 7 — δ_7 . Степень нерасчетности такой струи в областях 8 и 9 различна и равна отношению давления на звуковых поверхностях, ограничивающих область 7, к давлениям p_0' и p_{10}' соответственно.

Сравнение значений δ_1' и δ_2' , рассчитанных по предлагаемому способу, с экспериментальными величинами указывает на их удовлетворительное совпадение. Например, при $M_\infty=6$, $\alpha_1=24^\circ$, $\gamma=1.4$, $L_1'=0.49$, $L_2'=1.7$ в случае плоской передней кромки (фиг. 2, а) расчетные величины $\delta_1'=0.547$, $\delta_2'=0.215$, экспериментальные значения $\delta_1'=0.52$, $\delta_2'=0.19$. Проведенные для плоской передней кромки расчеты показали, что при фиксированных значениях $M_\infty, \alpha_1, \gamma, L_2'$ режим I реализуется в достаточно узком диапазоне изменений L_1' . При уменьшении значений L_1' расчет ширины низкоэнтропийной струи и, соответственно, увеличивается отход скачка 7 ($\delta_7 \sim h_1$). В результате, при некотором значении $L_1'=L_{1.}'$, величина δ_7 становится сравнимой с величиной расстояния от поверх-

ности тела до точки C (фиг.1, a). Система скачков, изображенная на фиг. 1, a , разрушается. Для примера, на фиг. 6 построена зависимость величин $L_{1..}$ от L_2' при $M_\infty=6$, $\alpha_1=15^\circ$, $\gamma=1.4$ (штрихпунктирная кривая 1). Заштрихованная область на фиг. 6 соответствует тем значениям L_1' , при которых для указанного значения α_1 может существовать режим I.

Автор благодарит В. В. Лулева за обсуждение работы и полезные замечания.

Поступила 10 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Шманенкова Г. А. Расчет низкоэнтропийной струи, возникающей при взаимодействии скачков перед препятствием. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 5.
2. Эдди. Теплообмен на затупленном теле, сталкиваемом со скачком уплотнения. Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 1.
3. Хейнс, Киз. Теплообмен в областях взаимодействия со скачками уплотнения в гиперзвуковых течениях. Ракетная техника и космонавтика, 1972, т. 10, № 11.
4. Тетерин М. П. Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком большой сверхзвуковой скорости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
5. Тетерин М. П. Исследование течения газа и теплопередачи в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком большой сверхзвуковой скорости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3.
6. Шустов В. И., Амарантова И. И. Исследование течения газа в области взаимодействия падающей ударной волны с волной перед цилиндрическим телом при гиперзвуковых скоростях потока. Тр. ЦАГИ, 1972, вып. 1396.