

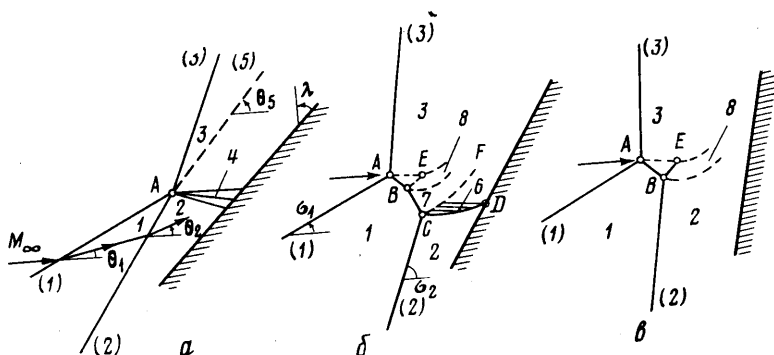
УДК 533.6.011.72

ОБ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ КОСЫХ СКАЧКОВ УПЛОТНЕНИЯ ОДНОГО СЕМЕЙСТВА В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

ЗЕМЛЯНСКИЙ Б. А., ЛЕСИН А. Б., ЛУНЕВ В. В.,
ШМАНЕНКОВА Г. А.

Исследуется нерегулярный режим взаимодействия двух скачков одного направления при обтекании тел сложной формы гиперзвуковым потоком газа. Показано, что возникающие в поле течения волны разрежения могут существенно ослабить скачок уплотнения, подходящий к телу. Этот эффект подтверждается результатами эксперимента и численного расчета.

1. Сверхзвуковое обтекание тела с выступающим элементом, имеющим переднюю кромку с углом стреловидности λ , сопровождается пересечением и взаимодействием головного скачка уплотнения 1 с внутренним скачком 2 перед кромкой (фиг. 1).



Фиг. 1

Взаимодействующие скачки (их углы наклона к невозмущенному потоку обозначим через σ_1 и σ_2) относятся к одному семейству, поскольку оба отклоняют поток в сторону точки их пересечения A. Простейшим примером таких течений является интерференция скачков на двойном клине с углами последовательного поворота сверхзвукового потока θ_1 и $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 > 0$ (в этом случае $\lambda = \pi/2 - \theta_2$). Взаимодействие таких скачков при некоторых условиях приводит к появлению на выступающем элементе в зоне интерференции локальных областей повышенного давления и аэродинамического нагрева.

Наиболее благоприятный в этом отношении режим интерференции ударных волн (назовем его регулярным) реализуется при сохранении сверхзвуковых скоростей потока за ними и за результирующим скачком уплотнения 3. При этом, как показано в [1, 2], в точке A возникает, как правило, центрированная волна разрежения 4, интенсивность которой существенно возрастает с ростом числа Маха невозмущенного потока M_∞ .

(VI тип взаимодействия скачков по классификации [3], фиг. 1, а). Исключение составляют течения с $M_\infty \sim 2$ (при показателе адиабаты $\gamma = 1,4$), а при более высоких числах M_∞ — также течения с сильным головным и слабым внутренним скачком, когда вместо волны разрежения в точке А возникает скачок малой интенсивности, максимальный перепад давления в котором не превосходит 10%.

Таким образом, в обоих случаях при регулярном взаимодействии ударных волн давление и вместе с ним тепловой поток на теле в зоне интерференции находятся на уровне (или ниже) соответствующих величин перед этой зоной в области 2. Течение за результирующим скачком 3 в окрестности точки А при этом такое же, как при обтекании невозмущенным потоком «жидкого» клина, образованного тангенциальным разрывом 5.

Такой режим интерференции возможен лишь тогда, когда угол «жидкого» клина θ_3 меньше предельного угла поворота потока в косом скачке уплотнения $\theta_*(\gamma, M_\infty)$ (заметим, что $\text{ctg } \theta_* \approx \sqrt{\gamma^2 - 1}$ при $M_\infty \gg 1$). С увеличением угла отклонения потока во внутреннем скачке уплотнения $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 > 0$ при сохранении за ним сверхзвукового течения наступает такой момент, когда равенство давлений на тангенциальном разрыве 5 достигается лишь при $\theta_3 \geq \theta_*$ (соответствующий углу θ_* угол стреловидности кромки обозначим через λ_*), и при $\lambda < \lambda_*$ эта схема течения становится газодинамически несовместной. При этом результирующий скачок 3 отходит от «жидкого» клина, давление $p_3 \sim p_0'$, где p_0' — давление торможения за прямым скачком, в связи с чем происходит разветвление взаимодействующих скачков (нерегулярное взаимодействие) и перестройка течения.

Как показывают экспериментальные данные и анализ ударных поляр, возникает конфигурация скачков с тремя тройными точками и двумя новыми областями течения, ограниченными тангенциальными разрывами, исходящими из этих тройных точек, — высоконапорной низкоэнтропийной сверхзвуковой струйкой 8, прошедшей через систему косых скачков уплотнения, и дозвуковой высокоэнтропийной струей 7 за почти прямым для потока 1 скачком ВС (V тип интерференции согласно [3], фиг. 1, б). Поскольку в области 2 течение остается сверхзвуковым и отношение давлений $p_2/p_1 \sim \sin^2 \Delta\theta < 1$, то в точке С возникает косой скачок уплотнения CD. Обычно считают [4, 5], что скачок CD остается прямолинейным вплоть до встречи со стенкой, где за точкой его отражения должна, таким образом, возникнуть зона высокого давления, поскольку уже за CD давление $p_7 \sim \rho_1 V_1^2 \sim k^{-1} \rho_\infty V_\infty^2 \sim k^{-1} p_0'$, где отношение плотностей $k = \rho_\infty / \rho_1 \ll 1$ при $M_\infty \sin \sigma_1 \gg 1$.

В действительности, однако, физическая картина течения сложнее. Так как в гиперзвуковом потоке давление p_7 заметно больше, чем $p_3 \sim p_0'$ (так, для $\sigma_1 = 30^\circ$ имеем $p_7 \approx 2,2 p_0'$ и $p_7 \approx 3,75 p_0'$ при $\gamma = 1,4$ и $M_\infty = 5$ и 15 соответственно), то струйка 8 искривляется под воздействием значительного поперечного перепада давления $p_7 - p_3$, а поток в струе 7 быстро разгоняется до сверхзвуковых скоростей. Падение давления вдоль тангенциального разрыва CF индуцирует волну разрежения 6 в области за скачком CD, которая ослабляет его, снижая, как следствие, давление на теле за точкой отражения скачка CD от стенки. Степень этого снижения зависит от отношения h/δ_2 , где h — расстояние между тройными точками А и С, δ_2 — отход скачка 2 от тела в точке С. В отличие от структуры тройных точек эти характерные размеры не могут быть определены из локального анализа, а зависят от глобальных свойств течения. Заметим, что при $h/\delta_2 \rightarrow 0$, т. е. при $0 < \Delta\lambda = \lambda_* - \lambda \rightarrow 0$, волна разрежения стремится к централизованной, а ее воздействие на скачок CD возрастает. Действительно, со-

гласно одномерной теории, градиент давления вдоль CF можно оценить следующим образом ($h_0(s)$ — ширина струи γ , c_0 — константа):

$$\frac{dp}{ds} = \frac{p}{h_0} \frac{dh_0}{ds} \frac{\gamma M_\gamma^2}{1 - M_\gamma^2} \approx - \frac{c_0 p_\gamma}{h_0}$$

Если пренебречь слабым влиянием отраженных от скачка CD волн, то для уменьшения давления Δp вдоль CD получим $\Delta p/p_\gamma \sim c_0 \Delta s/h_0(0)$, где Δs — длина участка CF , откуда к скачку CD приходят волны разрежения. При $c_0 \Delta s \sim h_0(0)$, что вполне реально для малых $\Delta \lambda > 0$, имеем $\Delta p/p_\gamma \sim 1$, чем и определяется значительное ослабление скачка CD .

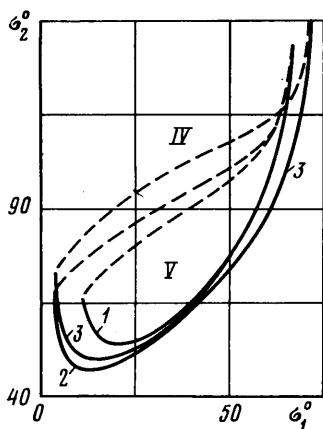
Для более детальной оценки указанных характерных размеров необходимы сведения о глобальных свойствах течения. Так, размер AE может быть оценен как отход скачка δ_0 перед клином конечной длины, угол которого $\theta_s \sim \theta_2 > \theta_*$, а мидель $r_* \approx l \sin \theta_2$, где l — расстояние вдоль клина до звуковой точки на нем. Расчеты, проведенные сеточно-характеристическим методом установления [6], показали, что при $\theta - \theta_* \leq 10^\circ$ с большой точностью $\delta_0 \approx 0,143 k_0 (\theta - \theta_*) r_*$, где $k_0 = \rho_\infty / \rho_0$ — отношение плотностей при переходе через прямой скачок. Положение звуковой точки на «жидком» клине определяется в свою очередь разгоном потока в струе γ и взаимодействием со струйкой δ отраженных от стенки волн разрежения δ .

Таким образом, рассматриваемый тип нерегулярного взаимодействия скачков, характеризующийся большим количеством газодинамических разрывов и наличием зон высокого давления в потоке ($p \sim p_\gamma \gg p_0'$), не обязательно должен приводить к высоким по сравнению с p_2 давлениям на теле. При малых $\Delta \lambda > 0$ течение около поверхности тела практически не будет отличаться от реализуемого при регулярном взаимодействии скачков, хотя структура пересечения скачков изменяется при замене знака $\Delta \lambda$.

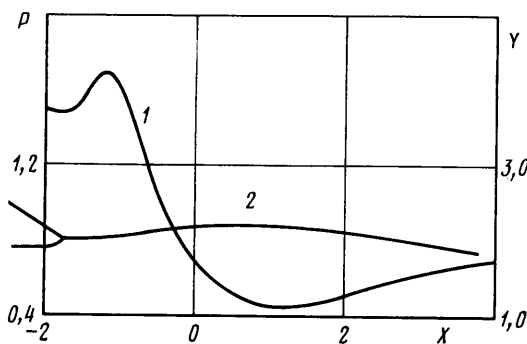
2. Границы и области реализации рассмотренных режимов взаимодействия скачков в зависимости от углов наклона взаимодействующих скачков к невозмущенному потоку σ_1 и $\sigma_2 > \sigma_1$ показаны на фиг. 2 для различных чисел Маха M_∞ и показателей адиабаты γ (кривые 1, 2 относятся к $\gamma = 1, 4$, $M_\infty = 5$ и 15 соответственно, кривая 3 — к $\gamma = 1, 2$, $M_\infty = 15$). Граница между регулярным и нерегулярным (V) типами взаимодействия (сплошная линия) довольно слабо зависит от γ . Исключение представляет область значений σ_1 , близких к предельным. Влияние числа Маха проявляется в основном для относительно слабых головных скачков ($\sin \sigma_1 \leq 2/M_\infty$).

На фиг. 2 показана также (штриховые линии) граница между V и IV типами взаимодействия скачков по классификации [3]. Последний наступает, когда течение за скачком 2 становится дозвуковым и, следовательно, струя γ и скачок CD исчезают. Пересечение скачков порождает здесь две тройные точки (фиг. 1, ϵ) с сохранением низкоэнтропийной сверхзвуковой струйки δ , которая сначала сносится поперечным перепадом давлений в областях 2 и 3 и не попадает на стенку [7] (в этом случае локальных пиков давления на теле нет, но в целом давление на теле под двумя скачками высокое $p \sim p_2 \sim k^{-1} p_0'$), а при дальнейшем уменьшении угла стреловидности второго клина (или кромки) λ струйка δ может попадать на тело, создавая локальные пики давления и теплового потока [8].

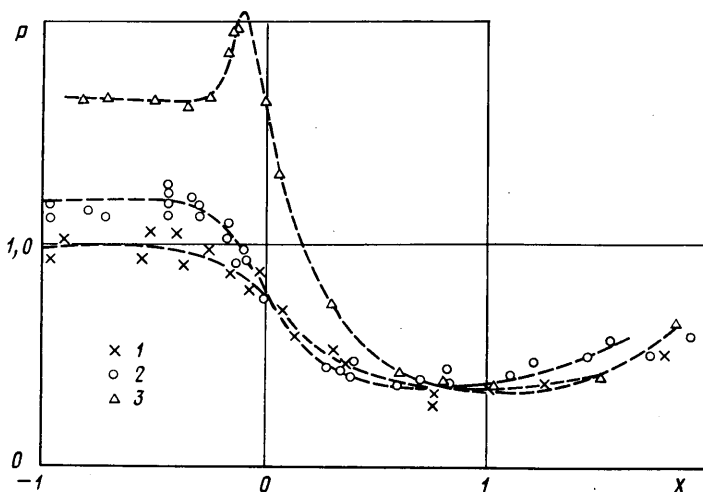
Возвращаясь к V типу взаимодействия скачков, отметим, что удаление от границы с регулярным типом взаимодействия удобно характеризовать углом $\omega = \theta_2 + \nu - \theta_*$, где θ_2 — суммарный угол поворота потока в скачках 1, 2, θ_* — предельный угол поворота в результирующем скачке 3, ν — угол поворота потока 2 в волне 4 при изменении давления от p_2 до давления на клине с углом θ_* . При $\omega > 0$ — V тип взаимодействия, $\omega < 0$ — регулярное взаимодействие.



Фиг. 2



Фиг. 4



Фиг. 3

Для экспериментального подтверждения эффекта ослабления скачка CD при небольших $\omega > 0$ проведены измерения давления в зоне интерференции скачков на модели клин — стреловидный цилиндр (клин — генератор головного скачка) в диапазоне углов наклона скачков $\sigma_1 = 20-30^\circ$, $\sigma_2 = 45-60^\circ$ в гиперзвуковом потоке при $M_\infty = 15$, $\gamma = 1.4$. Перепад давлений $p_1 - p_3$ для этих условий, как отмечено выше, существенно больше, чем при $M_\infty = 5$. При этом предусматривались меры, исключающие возникновение отрывной зоны перед цилиндром. Частое размещение дренажных точек и перемещение цилиндра вдоль своей образующей в процессе эксперимента обеспечивало достаточно подробное разрешение зоны возможного пика давления на цилиндре.

Результаты дренажных измерений при $\sigma_1 = 30^\circ$ вдоль образующей цилиндра приведены на фиг. 3 (1 — $\lambda = 40^\circ$, 2 — $\lambda = 35^\circ$, 3 — $\lambda = 30^\circ$; $P = p/p_0'$, $X = x/r_0$, x отсчитывается от точки пересечения продолжения головного скачка с кромкой цилиндра, r_0 — радиус цилиндра). Значение $\lambda = 40^\circ$ соответствует примерно границе регулярного (VI) и V типа взаимодействия скачков (с учетом того, что угол наклона скачка 2 к цилиндру во всех случаях составлял $\sim 4^\circ$), при меньших λ имел место V тип взаимодейст-

вия, что подтверждалось теневыми снимками картины течения. Параметр ω для этих условий равнялся $-0,2; 8; 16,2^\circ$ соответственно для $\lambda=40, 35, 30^\circ$. Расчетная оценка максимума давления p_m на кромке, полученная в предположении, что скачок CD остается прямолинейным, дает для $\lambda=35$ и 30° величину $p_m \approx 7,5 p_0'$ (а по отношению к давлению p_2 в области 2 $p_m/p_2 \approx 6,3$ и $p_m/p_2 \approx 4,9$ для указанных λ).

Заметим, что при сделанных допущениях отражение скачка CD от стенки носит маховский характер, что и заложено в приведенные оценки. В то же время замеренное при $\lambda=35^\circ$ распределение давления на кромке оказалось качественно таким же, как и при VI типе взаимодействия скачков при $\lambda=40^\circ$. При $\lambda=30^\circ$ обнаружено повышение давления в зоне интерференции, но замеренный максимум $p_m \approx 2,0 p_0'$, что намного меньше ожидаемого при прямолинейном скачке CD и лишь на 20% превышает давление p_2 в области 2 перед зоной интерференции. Эти результаты свидетельствуют о значительном ослаблении скачка CD волнами разрежения в условиях эксперимента.

Заметим, что и в работе [4], где исследовалось взаимодействие скачков V типа на двойном клине при $M_\infty=5, \gamma=1,4$, замеренный при $\theta_1=15^\circ, \theta_2=49^\circ$ максимум давления $p_m \approx 1,17 p_2$ существенно меньше ожидаемого при маховском отражении от стенки прямолинейного скачка CD $p_m \approx 1,94 p_2$ (в этом примере $\omega \approx 20^\circ$).

Обсуждаемый эффект подтверждается и результатами численных расчетов течений с интерференцией ударных волн V типа. Расчеты проводились сеточно-характеристическим методом установления [6], доработанным с целью уточнения сквозного расчета внутренних газодинамических разрывов. Взаимодействующие и результирующий скачки уплотнения и тройная точка A выделялись, другие разрывы считались сквозным образом. Рассчитано, в частности, взаимодействие плоского головного скачка 1 со скачком 2 перед бесконечным стреловидным цилиндром в плоскости растекания (с приближенным учетом окружного растекания газа). На фиг. 4 для $M_\infty=15, \gamma=1,4, \sigma_1=30^\circ$ и $\lambda=30^\circ$ показано полученное распределение давления вдоль передней образующей цилиндра $y_w=r_0$ (кривая 1) и форма выделяемых ударных волн $y_s(x)$ (кривая 2), $Y=y_s/r_0$. Полученный в этом расчете максимум давления p_m равен $p_m \approx 1,7 p_0'$, тогда как при маховском отражении прямолинейного скачка CD от стенки следовало бы ожидать $p_m \approx 7,5 p_0'$ (в этом примере $\omega \approx 9,7^\circ$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Росляков Г. С. Взаимодействие плоских скачков одного направления.— В кн.: Численные методы в газовой динамике. Вып. 4. М.: Изд-во МГУ, 1965, с. 28–51.
2. Bird G. A. Effect of wave investigations on pressure distributions in supersonic and hypersonic flow.— AIAA Journal, 1963, v. 1, № 3, p. 634–639.
3. Edney B. E. Effects of shock impingement on the heat transfer around blunt bodies.— AIAA Journal, 1968, v. 6, № 1, p. 15–21.
4. Bertin J. J., Hinkle J. C. Experimental investigation of supersonic flow past double-wedge configurations.— AIAA Journal, 1975, v. 13, № 7, p. 897–901.
5. Hains F. D., Keyes J. W. Shock interference heating in hypersonic flows.— AIAA Journal, 1972, v. 10, № 11, p. 1441–1447.
6. Магомедов К. М., Холодов А. С. О построении разностных схем для уравнений гиперболического типа на основе характеристических соотношений.— Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1969, т. 9, в. 2, с. 373–386.
7. Шманенкова Г. А. Расчет низкочисленной струи, возникающей при взаимодействии скачков перед препятствием.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 5, с. 182–185.
8. Тетерин М. П. Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком большой сверхзвуковой скорости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 2, с. 143–147.