

УДК 533.6.011.5

© 2007 г. Р.Я. ТУГАЗАКОВ

ТЕОРИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОТРЫВА СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ГАЗА ПРИ ОБТЕКАНИИ ВЫПУКЛОГО УГЛА

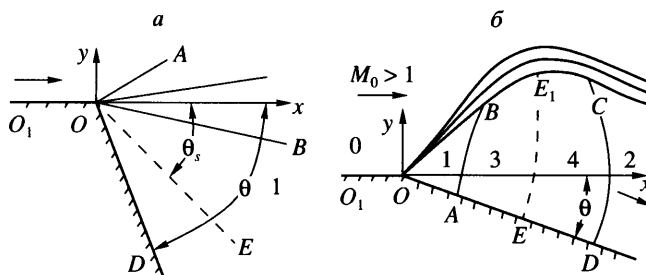
Построена теория нестационарного отрыва потока идеального газа при сверхзвуковом обтекании выпуклого угла. В рамках выдвинутой гипотезы объяснен механизм перехода от безотрывного течения к отрывному и определены силы, вызывающие отрыв потока газа в зависимости от величины раствора угла θ и скорости набегающего газа. Теоретически подтверждены полученные ранее в эксперименте и при численном моделировании значения углов θ_k , при которых происходит отрыв потока с вершины угла, и значения углов срыва потока θ_s , вдоль которых движется оторвавшийся газ.

Ключевые слова: идеальный газ, нестационарный поток, обтекание угла, ударная волна, вихрь, угол срыва.

На данный момент отсутствует теория, описывающая явление отрыва сверхзвукового нестационарного потока идеального газа при обтекании им выпуклого угла. Это объясняется тем, что не был ясен механизм возникновения отрыва потока газа за счет сил инерции и давления в вершине обтекаемого угла, где сходятся веер разрежения и слой смешения. При аналитическом исследовании данного явления необходимо решать глобальную нестационарную двумерную задачу, когда в поле течения присутствуют разрывы газодинамических параметров конечной интенсивности. Анализ же таких задач в линейной постановке [1] позволяет найти только безотрывное решение для углов, значительно меньших их предотрывных значений. В то же время для больших величин углов при численном моделировании [2] количественные оценки величин углов перехода от безотрывного режима обтекания к отрывному ранее не получены из-за сильных градиентов параметров течения в области вершины угла.

В настоящей работе построена приближенная теория, определяющая аналитически величины углов θ_k и θ_s в задаче обтекания нестационарным потоком газа выпуклого угла, а также проведено численное моделирование её в рамках нестационарных уравнений Эйлера. Расчеты проведены методом Бурштейна [3], являющегося двухшаговой интерпретацией известного метода Лакса – Вендроффа, в прямоугольной системе координат в поле размером 700×500 ячеек.

Обтекание выпуклого угла нестационарным потоком газа организовано двумя способами. В первом случае (задача дифракции) сверхзвуковой набегающий поток газа инициируется ударной волной, огибающей выпуклый угол. В такой постановке задача рассматривалась, например, в [1–2, 4–7]. Во втором случае набегающий поток газа образуется при внезапном движении выпуклого угла со сверхзвуковой скоростью вдоль одной из поверхностей, образующих данный угол. Решение задачи в такой постановке автору неизвестно, хотя она моделирует интересный и важный для аэродинамики процесс образования вихря и отрыв потока газа на кромке крыла при внезапном изменении его угла атаки [8, 9]. Оба варианта задачи обтекания выпуклого угла нестационарным потоком газа сводятся к задаче столкновения двух одномерных потоков газа, которая решается по формулам распада произвольного разрыва [10].

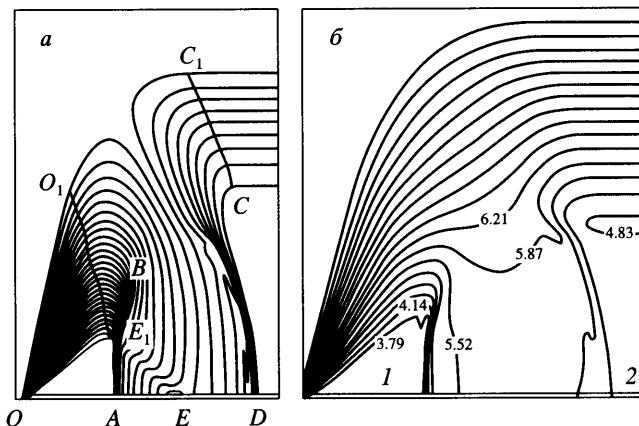


Фиг. 1. Схемы отрывного и безотрывного обтеканий выпуклого угла сверхзвуковым потоком газа (а) и безотрывного обтекания угла в задаче внезапного движения потока, сплошные кривые – изобары и пунктирная – изохоры EE_1 (б)

Данную задачу можно рассматривать в общем аспекте. При обтекании выпуклого угла O_1OD (фиг. 1, а) стационарным сверхзвуковым потоком идеального газа, движущегося вдоль оси x , возможен безотрывный режим обтекания, когда газ, разгоняясь, разворачивается в веере разрежения AOB на угол θ и движется параллельно стороне OD , и отрывный, когда газ разворачивается в веере на меньший угол θ_s и движется вдоль тангенциального разрыва OE [11]. При этом газ в области DOE покоится или движется с дозвуковой скоростью, а линия тангенциального разрыва размывается в турбулентную область. Выбор конкретного режима обтекания зависит от условий течения ниже точки O , и при решении стационарной задачи постановка этих условий не всегда очевидна. Здесь необходимо знать величину давления отрыва в области DOE , которая в дозвуковом потоке зависит от давления на бесконечности, или направление скорости оторвавшегося потока $\theta = \theta_s$. В нестационарной задаче эта неоднозначность отсутствует. Так при обтекании угла нестационарным потоком газа (фиг. 1, б) в начальный момент времени образуется возмущенная область (аналогичная области конуса Маха), которая для малых θ (величина его измеряется от оси x по часовой стрелке) сносится от вершины O со сверхзвуковой скоростью. В этом случае в вершине O реализуется безотрывный режим обтекания. С увеличением θ до определенных значений в возмущенной области образуется интенсивная ударная волна, которая не сносится сверхзвуковым потоком вниз по течению, а движется к вершине угла. Эта ударная волна приносит информацию из переходной возмущенной области в точку O , в результате чего в ней при $\theta = \theta_k$ происходит переход от безотрывного режима обтекания к отрывному.

Цель данной работы – найти аналитический диапазон углов перехода. В ней из анализа данных эксперимента и численного моделирования сформулированы два условия, определяющие величины углов θ_s и θ_k . Для реализации этих условий используется квазиодномерный подход в определении параметров течения в пристеночной области, в рамках которого находятся значения θ_s и θ_k , проводится сравнение количественных результатов с данными эксперимента и численного счета.

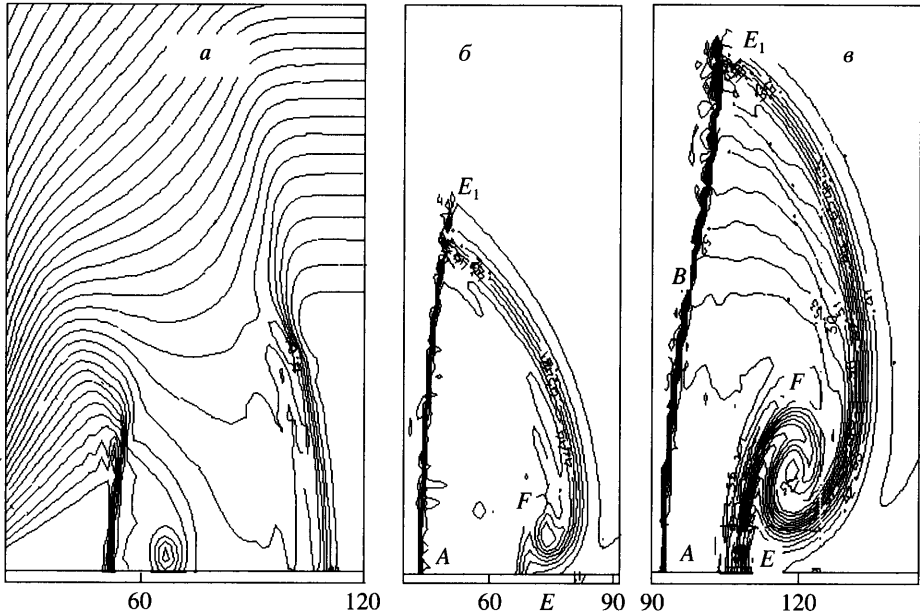
1. Рассмотрим подробно течение газа в случае, когда газ внезапно начинает двигаться вдоль стороны O_1O со сверхзвуковой скоростью Q . Основные параметры задачи: P – давление, R – плотность, S – энтропия, Q – скорость потока газа, а также параметр $M = Q/\sqrt{P\gamma/R}$ – число Маха и γ – показатель адиабаты. Величины P и R отнесены к их значениям в невозмущенном газе, в каждой области параметры течения взяты с индексом в соответствии с её номером (фиг. 1, б). Так как в задаче отсутствует характерная длина, то задача автомодельная в переменных $\xi = x/t$, направленная вдоль поверхности OD , и $\eta = y/t$ – ортогональная к OD . Поэтому в дальнейшем в работе рассматриваются картины течения в момент $t = 1$ для разных значений угла θ .



Фиг. 2. Изохоры (а) и изобары (б) при внезапном движении газа около угла $\theta = 26.5^\circ$ ($M_0 = 1.5$, $P_0 = 10$, $R_0 = 10$); AB и DC – ударные волны, EE_1 – тангенциальный разрыв

В случае малых θ область возмущенного газа ABE_1CD (фиг. 1, б) ограничена предельными характеристиками AB , CD и изобарой BC . Внутри области находится слабый контактный разрыв EE_1 . Для координат точек E , A и D имеем $\xi_E = Q_1$, $\xi_A = Q_1 - c_1$ и $\xi_D = Q_1 + c_2$, где c – скорость звука. Параметры газа в области 1 при заданных M и θ находятся (в безотрывном режиме) при развороте потока газа в веере разрежения. В области 2 параметры течения находятся при прохождении через волну Римана, образующуюся при движении поршня с отрицательной скоростью $u_p = Q_0 \sin \theta$. При этом касательная скорость вдоль поверхности в области 2 (относительно вершины O) равна $Q_2 = Q_0 \cos \theta$, а величины энтропии в областях 1 и 2 равны ее значению в набегающем газе. Решения в областях 3 и 4 на поверхности тела в районе примыкания слабых ударных волн (характеристик AB и CD) находятся как результат столкновения двух однородных потоков с параметрами P_1, R_1, Q_1 и P_2, R_2, Q_2 , по формулам распада произвольного разрыва. В областях 1, 3 находится газ, прошедший через угловую точку O или веер разрежения AOB . Газ в областях 4 и 2 относится к донной (удаленной от вершины O) части течения, влияние которого на течение газа в областях 1 и 3 при малых θ незначительно или совсем отсутствует.

2. С ростом θ параметры течения в областях 1 и 2 существенно различаются: скорость Q_1 – растет, Q_2 – падает. Поля изохор и изобар, полученных при численном моделировании, приведены на фиг. 2, где поверхность OD совмещена с осью ξ . Возмущенная область $AE_1O_1C_1CD$ ограничена сильными разрывами AB , DC и характеристиками E_1O_1 , CC_1 и O_1C_1 . Внутри области реализуется контактный разрыв конечной интенсивности EE_1 . Параметры газа, втекающего в возмущенную область вдоль границ AE_1O_1 и DCC_1 , существенно различаются. Так в пристеночной области реализуется столкновение потоков газа с однородными параметрами из областей 1 и 2, а в верхней части рассматриваемой области взаимодействуют потоки газов, сформировавшиеся после головного веера разрежения (граница E_1O_1) и волны Римана (CC_1). Взаимодействие волн разрежения вносит двумерность в характер течения газа в возмущенной области. Однако характер течения около поверхности AED в возмущенной области близок к одномерному. Данное свойство следует из того, что ударные волны AE_1 и DC перпендикулярны к поверхности и течение за ними локально одномерное; величина энтропии вдоль участков поверхности AE и ED постоянна, как вдоль линии тока в автомодельных переменных. Это подтверждает и поле изобар (фиг. 2, б). Одномерность течения в пристеночной области



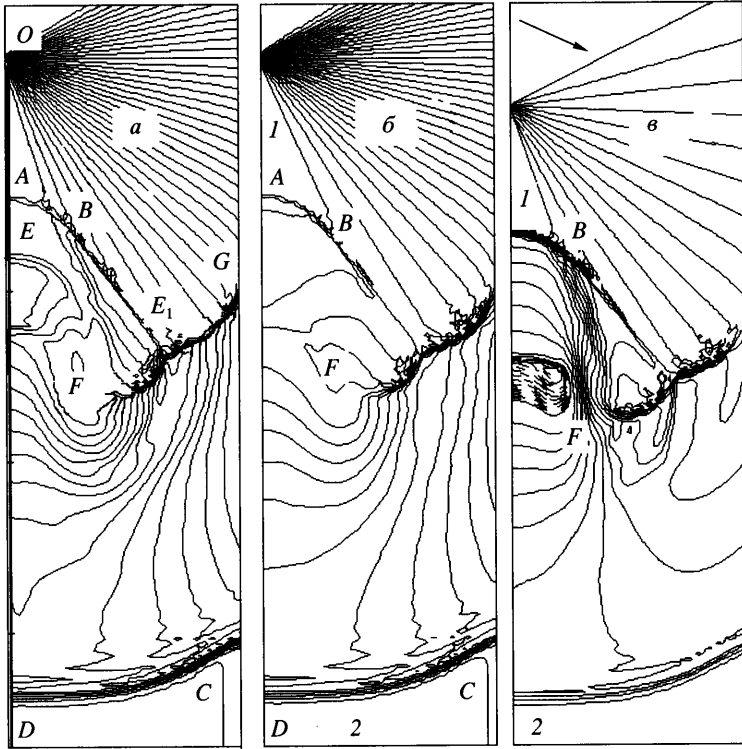
Фиг. 3. Превращение особенности типа “точки Ферри” в вихрь. Изолинии плотности (а) и энтропии (б): $\theta = 45^\circ$ (а, б) и $\theta = 55^\circ$ (в) ($M_0 = 1.5$, $P_0 = 10$, $R_0 = 10$)

позволила найти параметры в областях 3 и 4 по формулам распада произвольного разрыва [10].

Точка E – особая (типа точки Ферри), в которую при малых θ сходятся изэнтропы, в том числе изэнтропа EE_1 , вдоль которой рвется полная скорость (фиг. 2, а). Наличие конечного разрыва скорости приводит к образованию в окрестности точки E вихря (фиг. 3). Вихрь F (область) характеризуется минимальными значениями P и R и максимальным S в его центре. При этом линии равных S , исходящие из точки E_1 , при приближении к поверхности OD сворачиваются вокруг центра вихря. Иными словами, происходит всплытие точки типа Ферри в виде вихря F , который при $\theta = 45^\circ$ почти не деформирует первоначальную волну AE_1 . С увеличением θ до 55° (фиг. 3, в), вихрь F всплывает выше над поверхностью и образуется ножка EF – контактный разрыв. Газ, вращающийся вокруг вихря F по часовой стрелке, в пристеночной области AE частично тормозит газ, движущийся от точки A к E . При этом в ударной волне AE_1 намечается перегиб в точке B , разделяющий её на прямую ударную волну AB и наклонную – BE_1 .

Для значений угла $\theta = 65^\circ$, близкого к отрывному (фиг. 4) в области $1 P \rightarrow 0$ значительно быстрее, чем в областях 3 и 4. Это приводит к образованию интенсивной ударной волны AB и высокоэнтропийной зоны за ней, ограниченной контактными EF и тангенциальными BF разрывами (фиг. 4, а, в). Величины R , P , S на участке AE постоянны, а Q меняется линейно по ξ (распределение параметров газа вдоль поверхности OD дано ниже). Интенсивность вихря (области) F такова, что поток между ним и поверхностью OD движется навстречу набегающему газу. По результатам численного счета скорость за прямой ударной волной AB , относительно точки O , дозвуковая, а за наклонной волной BE_1 – сверхзвуковая.

С увеличением угла θ интенсивность и скорость движения ударной волны D_{13} растут так, что ее скорость относительно вершины $Q_1 - D_{13}$ уменьшается. При $\theta = \theta_k$ ударная волна и тангенциальный разрыв сходятся в вершине O , где происходит распад произвольного разрыва [3] и реализуется срыв потока газа с вершины угла вдоль луча $\theta = \theta_k$.



Фиг. 4. Фрагменты полей, равных R, P, Q (а–в), с интервалом изменения 2.5% ($\theta = 65^\circ$); $M_0 = 1.5, P_0 = 10, R_0 = 10$

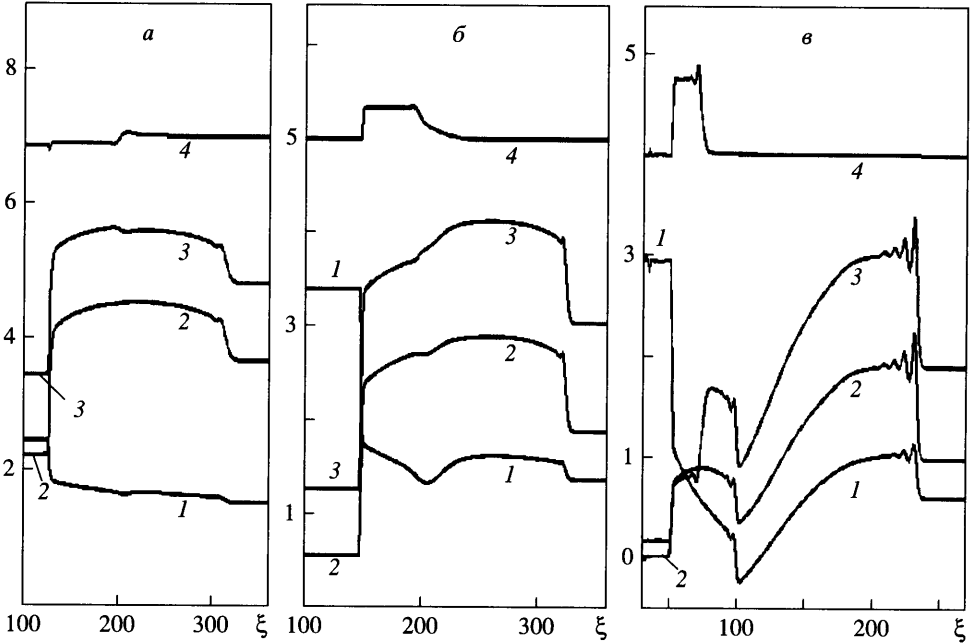
Для отрывных режимов обтекания ($\theta = 90^\circ$) в рамках уравнений Эйлера проведено численное моделирование, результаты которого совпадают с расчетными [2] и экспериментальными [5] данными для задачи дифракции.

3. Распределение параметров газа Q, P, R, S по поверхности OD для трех значений θ дано на фиг. 5. Для удобства величина S на фиг. 5, а–в увеличена на постоянные: 6.6, 4.6, 3.6.

При малых θ величины P и R в пристеночной части областей 3 и 4 не постоянны, а скорость Q – линейная функция ξ как при одномерном автомодельном движении [12]. При средних и больших значениях θ величины P, R меняются изэнтропически на участках поверхности AE ($50 < \xi < 70$, фиг. 5, в) и ED ($70 < \xi < 235$). Когда значение θ приближается к θ_k , величины P, R вдоль участков поверхности AE постоянны, а Q меняется линейно от ξ , начиная от ударной волны AB до точки стекания ($\xi = 100$), где сталкиваются потоки газов. При $\xi = 125$ на поверхности реализуется точка растекания. Основное свойство течения газа вдоль поверхности OD для всех углов θ – это его изэнтропичность в областях 3 и 4.

Переменные значения параметров в областях 3 и 4 можно найти, используя метод решения работы [13]. Но оказалось, что средние их значения, вычисленные по отрезку AD (фиг. 2), совпадают с их постоянными значениями, найденными по формулам распада произвольного разрыва. Поэтому в дальнейшем анализе параметры в областях 3, 4 вычислялись по формулам распада произвольного разрыва.

4. Так как координата ударной волны численно равна $\xi_A = Q_1 - D_{13}$, то в вершине угла ($\xi_A = 0$) скорость ударной волны AB становится равной скорости потока газа в области 1:



Фиг. 5. Распределение параметров Q, P, R, S вдоль поверхности OD (кривые 1–4) при безотрывном обтекании углов $26, 45, 69^\circ$ (а–в) с $M_0 = 1.5, P_0 = 10, R_0 = 10$

$D_{13} = Q_1$. Это условие и определяет значение угла θ_k , когда набегающий поток газа срывается с его вершины.

Анализ данных эксперимента [5] и результатов численного моделирования показывает, что для достаточно широкого диапазона чисел M_0 значению θ_s соответствует условие $M_3 = 1$, где величина M_3 вычисляется относительно вершины угла O . Другими словами, для нахождения углов θ_k и θ_s существуют два условия:

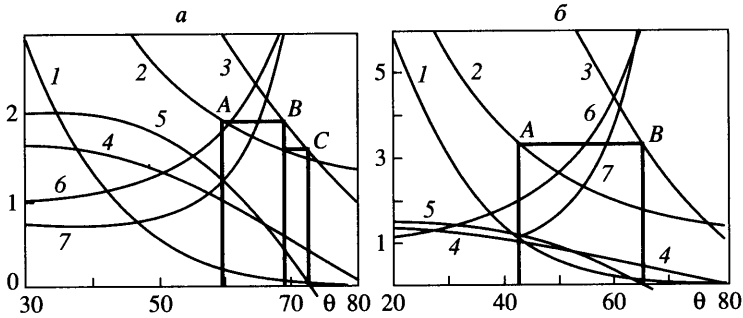
$$D_{13} = Q_1, \quad M_3 = 1 \quad (4.1)$$

Условия (4.1) являются необходимыми для отрыва потока газа от вершины угла: во-первых, возмущения из донной части при предотрывных углах должны дойти до вершины угла, во-вторых, поток в отрывной зоне должен быть дозвуковым. Но при формировании в вершине разрывного решения существуют и другие факторы, влияющие на величины углов θ_k и θ_s . И как показал анализ результатов численного моделирования в рамках уравнений Эйлера и квазиодномерного подхода, эти факторы сужают диапазон для углов θ_k , а для θ_s – расширяют.

Определим область применимости и точность сформулированных двух условий и выясним физическую сущность второго условия (4.1). Для этого рассмотрим поведение основных параметров течения газа в областях 1–4 (фиг. 1, б) при увеличении раствора угла θ от 0 до $\theta \geq \theta_k$. Способ нахождения параметров в указанных областях описан ранее.

На фиг. 6 приведены результаты расчетов обтекания угла нестационарным потоком газа по предложенной выше схеме для конкретных чисел M_0 набегающего потока. Здесь P_n, ρ_n и S_n вычисляются по формулам в простой волне при заданной скорости поршня $u_p = Q_0 \sin \theta$. Так для давления имеем: $P_n = P_0(1 - (\gamma - 1)M \sin \theta / 2)^{2\gamma / \gamma - 1}$.

Решение задачи сдвига потока дано на фиг. 6, а. Согласно условиям (4.1), для данного варианта задачи $\theta_s = 59.5^\circ$ ($M_3 = 1$) и $\theta_k = 72.6^\circ$ ($dQ = 0$). С ростом θ величина P_1 уменьша-



Фиг. 6. Зависимость давлений P_1, P_3, P_H ; числа Маха M_3 ; величин $dQ = Q_1 - D_{13}, S_3/S_4$ и $S_3(\theta)/S_H(\theta_s)$ от угла θ (кривые 1–7) в случае нестационарного обтекания. Квазистационарная теория; второй вариант задачи ($P_0 = 17, R_0 = 4.48, M_0 = 1.53$ и $P_2 = P_H, R_2 = \rho_H, Q_2 = Q \cos \theta$) (а); первый вариант задачи ($P_2 = 1, R_2 = 1, Q_2 = 0$) (б)

ется значительно быстрее, чем P_H и P_3 , так что при $\theta \approx 70^\circ$ интенсивность волны AB (фиг. 1) $P_3/P_1 \approx 30$, хотя величина $P_3 \approx 1$. Оказывается, что поведение P_3 и P_H не является произвольным, так как существует угол θ_1 (точка B) ($\theta_s < \theta_1 \leq \theta_k$) такой, что выполняются равенства:

$$P_H(\theta_s) = P_3(\theta_1) \quad \text{и} \quad P_H(\theta_1) = P_3(\theta_k) \tag{4.2}$$

Иначе говоря, при $\theta < \theta_1$ величина $P_3(\theta) > P_H(\theta_s) = P_2(\theta_s)$, а при $\theta > \theta_1$ $P_3(\theta) < P_H(\theta_s) = P_2(\theta_s)$. Эти равенства на фигуре отмечены прямыми горизонтальными линиями, проходящими через точки A, B, C . В результате выполнения условий (4.2) на границе CD (фиг. 1, б) для угла $\theta > \theta_1$ возникает градиент давления, порождающий волну разрежения. Данная волна, понижая давление в области 2, тормозит газ в областях 3–4. При условии $M_3(\theta_1) < 1$ такое поведение газа может привести к срыву потока газа с вершины угла. Как показали результаты численного моделирования, действительно при развороте угла на величину $\theta = \theta_1$ поток газа срывается с его вершины вдоль луча $\theta = \theta_s$. Таким образом, в данном варианте задачи срыв газа происходит при значении угла, меньшем чем θ_k . Значение θ_1 находится из уравнения $P_H(\theta_s) = P_3(\theta_1)$ и равно $\theta_1 = 69^\circ$. Пересечение кривых 6 и 7 на фиг. 6, а указывает, что $S_4(\theta_1) = S_H(\theta_s) = S_0$, т.е. граница CD (фиг. 1, б) является волной разрежения. (Кривая 7 имеет физический смысл лишь при $\theta > \theta_s$.)

При уменьшении скорости набегающего потока, картина течения в данном варианте задачи качественно совпадает с фиг. 6, а.

Объяснение результатов, полученных по гипотезе квазиодномерности потока, более наглядно на фиг. 6, б для задачи дифракции, которая отличается от второго варианта начальными условиями в области 2. Согласно (4.1), для данного варианта $\theta_s = 42.5^\circ$ и $\theta_k = 65^\circ$. Из фиг. 6, б видно, что для величин давлений выполняется равенство

$$P_H(\theta_s) = P_3(\theta_k) \tag{4.3}$$

Условие (4.3) означает, что при растворе угла $\theta = \theta_k$ срыв потока газа происходит вдоль луча $\theta = \theta_s$.

Сравним поведение параметров течения, приведенных на фиг. 6, б, с описанной ранее картиной течения при увеличении угла. Видно, что луч $\theta = \theta_s$ совпадает с тангенциальным разрывом BF (фиг. 4 а, в), который образовался в точке излома волны ABE_1 при $\theta = \theta_s$ ($M_3 = 1$), а при увеличении раствора угла до значения θ_k разрыв BF сходит с вершины угла. Это означает, что для данного варианта задачи отрыв нестационарного потока газа от поверхности OD происходит при величине угла $\theta = \theta_s$, а с увеличением θ до θ_k точка отрыва доходит до вершины угла и инициирует срыв потока газа из нее.

При выполнении условия (4.3) значения углов θ_s и θ_k на фиг. 6, б с точностью менее градуса описываются условиями (4.1). Для ударных волн другой интенсивности $P_0 > 11$ ($M_0 = 1.38$) величина θ_s в (4.3) отличается от ее теоретического значения на 1–1.5°. Для чисел M набегающего газа, близких к 1, это различие более существенно. Так для варианта дифракции ударной волны интенсивности $P_0 = 7$ ($M_0 = 1.18$) $\theta_s = 28^\circ$ ($M_3 = 1$) и $\theta_k = 59^\circ$ ($dQ = 0$). При увеличении угла θ до θ_k имеется угол $\theta_1 < \theta_k$, когда выполняется равенство: $P_n(\theta_s) = P_3(\theta_1)$. Однако при дальнейшем росте θ давление $P_3(\theta)$ не становится меньше, чем $P_2 = 1$. Поэтому здесь при $\theta \geq \theta_1$ не реализуется срыв, как в задаче сдвига потока, пока величина угла не станет равной θ_k . При $\theta = \theta_k$, как показывают данные эксперимента и численного моделирования, происходит срыв потока газа с вершины угла вдоль луча $\theta = \theta_2$. Где θ_2 находится из равенства:

$$P_n(\theta_2) = P_3(\theta_k) \quad (4.4)$$

Чтобы объяснить отличие поведения течения при малых числах M , рассмотрим сначала первое условие (4.1), которое равносильно: $Q_1 = c_1(1 + (\gamma + 1)(P_3/P_1 - 1)/2\gamma)^{1/2}$. Данное равенство связывает величину давления с числом Маха как на прямом стационарном скачке

$$P_3/P_1 = (2\gamma M_1^2 - \gamma + 1)/(\gamma + 1) \quad (4.5)$$

Подставив в (4.5) значение давления P_3 , найденное по формулам распада произвольного разрыва, находится значение угла раствора θ_k , при котором происходит срыв потока с вершины угла. Однако в данной нестационарной задаче давление P_3 можно получить и другим способом. Например, набегающий поток газа ускоряется в простой или центрированной волне Римана при движении поршня со скоростью $u_p = Q_0 \sin \theta$. При этом величина давления набегающего газа P_0 уменьшается перед поршнем до давления $P_3 = P_0(1 - (\gamma - 1)M \sin \theta/2)^{2\gamma/\gamma - 1}$. Подставив данное соотношение в (4.5), получим формулу для определения угла θ_2 :

$$P_0(1 - (\gamma - 1)M \sin \theta_2/2)^{2\gamma/\gamma - 1} = P_1(2\gamma M_1^2 - \gamma + 1)/(\gamma + 1) \quad (4.6)$$

Угол θ_2 соответствует углу θ_s , вдоль которого движется оторвавшийся газ. Это следует из того, что в задаче о поршне скорость набегающего потока в вершине угла раскладывается на касательную и нормальную составляющие относительно боковой поверхности угла. Оказывается, что для варианта на фиг. 6, б ($M_0 = 1.53$) при растворе угла θ_k значение θ_2 из (4.6) совпадает со значением θ_s , найденным из (4.1): $\theta_2(\theta_k) = \theta_s$. Для M_0 , близких к 1, значение θ_2 , вдоль которого отрывается газ, находится из равенства: $P_n(\theta_2) = P_3(\theta_k)$. При интенсивности ударной волны $P_0 = 7$ ($M_0 = 1.18$), $\theta_2(\theta_k) = 34.9^\circ$.

Таким образом, сформулированные условия отрыва (4.1) уточняются в зависимости от вариантов задачи дополнительными условиями. В первом варианте величина давления срыва определяется углом θ_k (условие (4.1)), а угол срыва $\theta_2 \geq \theta_s$ находится из соотношения $P_n(\theta_2) = P_3(\theta_k)$. Во втором – величина давления срыва определяется углом θ_s ($M_3 = 1$), а раствор угла θ_1 , при котором происходит срыв газа, вычисляется из равенства $P_3(\theta_1) = P_n(\theta_s)$. Наибольшие расхождения углов θ_s и θ_k от их теоретических значений из (4.1) наблюдаются при M , близких к 1.

Приведенные в разд. 4 результаты показывают физический смысл второго условия (4.1). При срыве нестационарного потока газа с вершины угла это условие при $M_0 > 1.15$ определяет угол “мгновенного” разворота линии тока в вершине на такой угол θ_s , что давление при этом “мгновенном” развороте (движение поршня со скоростью $u_p = Q_0 \sin \theta_s$) равно давлению в области 3, т.е. давлению за ударной волной при подходе ее к вершине угла из донной части.

Представленные теоретические выкладки имеют обоснование, если, после достижения θ величины большей θ_k или θ_1 , параметры течения меняются незначительно. То есть изменения, в частности, величин давления или угла срыва θ_s около вершины при переходе от безотрывного режима обтекания к отрывному происходят гладко, без сильной градиентной катастрофы. Этот факт проверяется непосредственным сравнением параметров течения, полученных из эксперимента и теоретических расчетов. Ниже приведены значения углов θ_k , β и θ_s и давлений P_3 и P_H , взятых из эксперимента [5] (вторая строка), и теоретических расчетов по квазиодномерному приближению (третья строка).

θ_k	β	θ_s	P_3	P_H
65°	30.5°	44°	–	–
66°	29.1°	45°	4.1	4.11

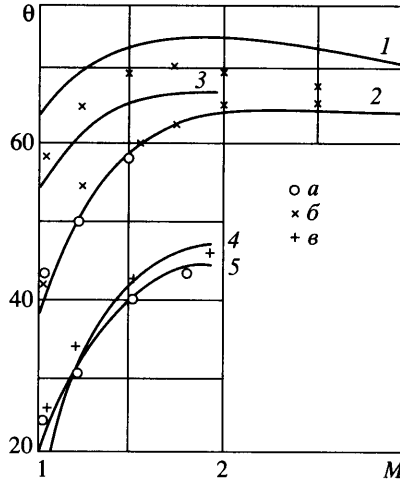
Здесь β – угол последней характеристики веера разряжения xOB на фиг. 1, *a*. Параметры набегающего газа в дифракционной задаче равны: $M_0 = 1.64$, $P_0 = 26$, $R_0 = 4.9$, $P_2 = 1$, $R_2 = 1$, $Q_2 = 0$. Из данных эксперимента следует, что угол $\theta = 65^\circ$ обтекает с отрывом газа вдоль луча $\theta_s = 44^\circ$, когда $\beta \approx 30.5^\circ$. Теоретические расчеты (4.1) предсказывают отрыв потока газа при $\theta_k = 66^\circ$ вдоль луча $\theta_s = 45^\circ$. Видно, что угол срыва θ_s , определяющий давление отрыва, не претерпевает значительного изменения при переходе от безотрывного режима обтекания к отрывному. Если формально луч с $\theta_s = 44^\circ$ считать твердой стенкой, т.е. не учитывать влияние потока газа, находящегося под линией срыва, то давление при развороте газа на угол 44° будет равно ≈ 1.34 . В действительности поток газа под линией срыва, движущийся под действием вихря к вершине угла, создает сильное противодействие, так что величина давления $P_3(\theta_k)$ возрастает до 4.1. Этому же значению, которое определяет угол срыва $\theta_s = 44^\circ$, равняется величина $P_H(\theta_s)$.

Резюмируя, можно сказать, что при увеличении θ до предотрывных значений, в переходной области происходит самоорганизация течения газа. При достижении θ отрывного значения тангенциальный разрыв приходит в вершину, величины давлений $P_3(\theta_k)$ и $P_H(\theta_s)$ в вершине угла совпадают. Изменения параметров течения выше и ниже линии срыва при дальнейшем росте угла θ регулируются мощным вихрем. В результате этого в вершине угла при смене режима обтекания параметры течения не меняются скачкообразно. Что позволяет использовать теоретические оценки для определения углов θ_k и θ_s и величины давления отрыва. При дальнейшем увеличении θ решение задачи зависит от донного давления. И чем угол θ больше θ_k или θ_1 , тем сильнее θ_s отличается от теоретического значения, определенного при $\theta = \theta_k$ или θ_1 .

5. На фиг. 7 представлены результаты теоретических исследований и сравнение их с данными эксперимента. Кривые 3, 4 построены в диапазоне чисел $1 < M < 1.89$, так как максимальное число M после сильной ударной волны равно 1.89 ($\gamma = 1.4$). Кривая 5 на фиг. 7 описывает угол срыва θ_s в задаче дифракции для величины угла $\theta = 65^\circ$, близкой к минимальному θ_k , когда происходит срыв потока газа с его вершины.

Анализ данных, представленных на фиг. 7, показывает, что теоретические кривые 2 и 4, с уточнением, достаточно точно описывают величину угла срыва θ_s при сравнении с данными эксперимента и результатами численного счета. При этом теоретические кривые находятся на 1–3° выше экспериментальных данных. Это означает, что в эксперименте срыв потока происходит раньше, чем предсказывается теорией. Теоретическая кривая 1 дает завышенное значение угла θ_k , так как в данном случае давление отрыва определяется величиной $P = P_H(\theta_1)$.

Границы θ_1 и θ_s (кривая 2) во второй задаче располагаются выше, чем соответствующие кривые 3, 4 для дифракционной задачи. Это объясняется тем, что в области 2 во второй задаче присутствует компонента скорости Q_2 , которая направлена в противополо-



Фиг. 7. Зависимости θ_k и θ_s от M во втором (кривые 1, 2) и в первом (3, 4) вариантах задачи: 1, 3 – углы θ_k , 2, 4 – θ_s из (4.1), 5 – эксперимент [5]; расчет по уравнениям Эйлера (а), уточненные границы θ_k и θ_s по (4.2) и (4.4) (б, в)

ложную сторону движения газа около вихря F и ослабляет его интенсивность. Это затягивает процесс отрыва, так как более мощный вихрь создает большую силу торможения потока газа. Данный эффект описан в [14].

Заключение. В рамках идеального газа построена приближенная теория, описывающая отрыв нестационарного сверхзвукового потока газа при обтекании выпуклого угла. Для двух вариантов задачи, отличающихся начальными и граничными условиями, теоретически определено значение угла θ_k , после которого при данной скорости набегающего потока происходит срыв его с вершины угла, и значение угла θ_s , вдоль которого движется оторвавшийся газ. Из анализа результатов эксперимента, численного счета и теоретических оценок показано, что в диапазоне предотрывных углов происходит перестройка течения, в результате чего в вершине угла при смене режима обтекания параметры течения не меняются скачкообразно. Это позволяет пользоваться теоретическими оценками для определения углов θ_k и θ_s и величины давления отрыва.

Для $M_0 > 1.15$ угол срыва θ_s определяет “мгновенный” разворот линии тока в вершине на такую величину, что давление при “мгновенном” развороте равно давлению за ударной волной при подходе ее к вершине угла из донной части.

При $\theta_s < \theta < \theta_k$ отрыв потока газа происходит с боковой поверхности угла, когда особенность типа точки Ферри всплывает в виде вихря. Сравнение уточненных теоретических значений θ_k и θ_s с данными численного моделирования и эксперимента дают совпадение в пределах 1–3°, что подтверждает достоверность принятой гипотезы о квазидномерности течения газа вдоль боковой поверхности угла.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 05-01-00691).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lighthill M.J. The diffraction of a blasts. 1 // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A., 1949. V. 198. № 1055. P. 454–470.
2. Hillier R. Computation of shock wave diffraction at a ninety degrees convex edge // Shock Waves. 1991. V. 1. № 2. P. 89–98.
3. Тугазаков Р.Я. Исследование задачи о распаде двумерного произвольного разрыва // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 2. С. 159–164.

4. Jones D.M., Martin P.M., Thornhill C.K. A note on the pseudostationary flow behind a strong shock diffracted or reflected at a corner // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1951. V. 209. № 1097. P. 238–240.
5. Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
6. Баженова Т.В., Базаров С.Б., Булат О.В., Голуб В.В., Шультмейстер А.М. Экспериментальное и численное исследование ослабления ударных волн при выходе из плоского и осесимметричного каналов // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 204–207.
7. Тарнавский Г.А., Хоничев В.Н., Яковлев В.И. Дифракция ударной волны на прямом угле и на выходе из плоского канала // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1974. Вып. 2. № 8. С. 56–65.
8. Ekaterinaris J.A. Compressible studies on dynamic stall // AIAA Paper. 1989. № 89-0024, 9P.
9. Ericson L.E., King H.H. Rapid prediction of high – alpha unsteady aerodynamics of slender-wing aircraft // J. Aircraft. 1992. V. 29. № 1. P. 85–92.
10. Кочин Н.Е. К теории разрывов в жидкости // Собр. соч. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1949. Т. 2. С. 5–42.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1988, 736 с.
12. Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
13. Тугазаков Р.Я., Фонарев А.С. Начальная стадия столкновения взрывных волн // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 5. С. 41–48.
14. Тугазаков Р.Я. Исследование схода газодинамического разрыва с кромки пластины в рамках уравнений Эйлера // Учен. зап. ЦАГИ. 1987. Т.18. № 1. С. 9–17.

Москва

Поступила в редакцию
6.V.2003