

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ДАВЛЕНИЯ НА ПРИТУПЛЕННЫХ КОНУСАХ ПРИ НЕРАВНОВЕСНОМ ОБТЕКАНИИ

В. Г. ВОРОНКИН (Москва)

На основе теории гиперзвукового подобия рассматривается вопрос о влиянии неравновесности физико-химических превращений на распределение давления вдоль боковой поверхности притупленных конусов и в следе за телом. Получены простые соотношения, позволяющие оценить влияние неравновесности на распределение давления на притупленных конусах, если известно распределение давления при обтекании равновесно диссоциирующим или совершенным газом. Показано, что давление при неравновесном обтекании не всегда лежит между давлением равновесно диссоциирующего и совершенного газа.

1. При гиперзвуковом обтекании тонких притупленных тел к их поверхности примыкает высокоэнтропийный слой, образованный газом, прошедшим через ударную волну большой интенсивности в окрестности притупления. Этот слой газа характеризуется низкой плотностью и существенным отличием продольной составляющей скорости u от скорости набегающего потока U_∞ . При неравновесном обтекании высокоэнтропийный слой характерен еще и тем, что в основном в этом слое имеют место неравновесные физико-химические превращения. Вне высокоэнтропийного слоя справедлив закон плоских сечений, причем показатель адиабаты γ обычно близок к его значению в набегающем потоке. Различные стороны влияния высокоэнтропийного слоя на обтекание тонких притупленных тел равновесно диссоциирующим газом рассмотрены в работах [1-3]. Из анализа этих работ следует, что учет влияния равновесных физико-химических превращений в высокоэнтропийном слое и продольного движения в нем эквивалентен с точки зрения взрывной аналогии изменению коэффициента волнового сопротивления носка c_x и использованию в законе гиперзвукового подобия эффективного коэффициента сопротивления носка [2]

$$c_x^* = c_x \left(1 - 2 \frac{E_1}{c_x}\right), \quad E_1 = \int_0^{\psi_0} \left[\left(h - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} \right) - \frac{(1-w)^2}{2} \right] \frac{d\psi}{w} \quad (1.1)$$

$$x_1 = x / (r_0 \sqrt{c_x^*}), \quad M_\infty \gg 1$$

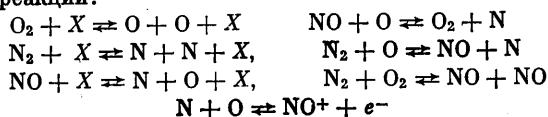
Здесь hU_∞^2 , $p\rho_\infty U_\infty^2$, $\rho\rho_\infty$ — соответственно энтальпия, давление и плотность газа, wU_∞ — полная скорость, γ — показатель адиабаты в набегающем потоке, ψ_0 — функция тока на границе высокоэнтропийного слоя, M_∞ — число Маха в набегающем потоке, x/r_0 — безразмерное расстояние вдоль оси тела, отсчитываемое от критической точки, r_0 — радиус притупления, x_1 — координата подобия в осесимметричном случае. Функция E_1 учитывает отличие газа от совершенного, а также нарушение закона плоских сечений в высокоэнтропийном слое. Метод получения соотношений (1.1) не связан с какими-либо предположениями о термодинамическом состоянии газа, поэтому они применимы и при неравновесном обтекании.

Как следует из [2], при малых значениях c_x^* увеличивается роль параметра $I_0 = I/c_x^*$, где I — импульс носка, приходящийся на единицу угла между двумя близкими меридиональными сечениями. Этот параметр слабо зависит от формы притупления [3], и поэтому обычно не входит в число определяющих параметров. При равновесном обтекании влияние этого параметра невелико ввиду того, что обычно $c_x^* \sim c_x$. В работе [4] для случая притупленного цилиндра (или для следа) дается метод учета влияния поперечного импульса носка, заключающийся в сдвиге координаты подобия x_1 на величину x_{10} , так что координатой подобия становятся $x_2 = x_1 + x_{10}$. Для совершенного газа справедливо соотношение

$$x_{10} = \omega(\gamma) I_0^2 \quad (1.2)$$

Следует отметить, что с удалением от носка влияние параметра I_0 уменьшается.

2. Для расчета c_x^* при неравновесном обтекании необходимо знать функцию E_1 , которая в общем случае зависит от скорости и высоты полета, радиуса носка, угла полураствора конуса и расстояния от носка. Параметры неравновесного обтекания, необходимые для определения E_1 , рассчитывались путем интегрирования уравнений газовой динамики и химической кинетики вдоль ряда линий тока, давление вдоль которых задавалось на основании расчетов обтекания совершенным или равновесно диссоциирующим газом. Форма ударной волны в окрестности носка задавалась, как правило, по расчетам обтекания совершенным газом. Была принята следующая система химических реакций:



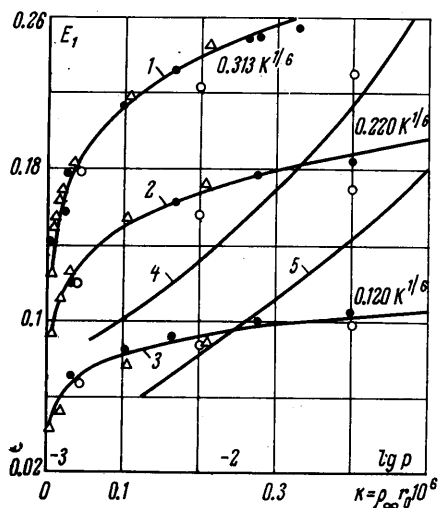
Здесь X — любая третья частица, участвующая в столкновении. Предполагалось, что колебательные степени свободы находятся в равновесии при поступательной температуре. На дальнейших деталях такого расчета останавливаться не будем.

Функция E_1 рассчитана при следующих условиях:

$$\left. \begin{array}{ll} \rho_{\infty} = 2.098 \cdot 10^{-8} & (H = 80), \quad r_0 = 0 \div 10 \\ \rho_{\infty} = 3.316 \cdot 10^{-7} & (H = 60), \quad r_0 = 0 \div 1.5 \\ \rho_{\infty} = 4 \cdot 10^{-6} & (H = 40), \quad r_0 = 0 \div 1.0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \theta_s = 0 \div 15^\circ \\ U_{\infty} = 5, 6, 3, 7, 4 \text{ км/сек.} \\ 0 \leq x/r_0 \leq 10 \end{array}$$

$\frac{\rho}{\text{г/см}^3}$ км м

Из расчетов следует, что функция E_1 практически не зависит от угла полураствора конуса θ_s и расстояния от носка при $x/r_0 \geq 2$ и, таким образом, определяется в основном течением в окрестности носка.



Фиг. 1

Для высоты $H = 40$ км при $U_{\infty} = 7.4$ — 6.3 км/сек указанные особенности E_1 не имеют места, если $r_0 > 0.05$ м. Оказалось, что для $H = 80$ км и $H = 60$ км и для указанных выше диапазонов изменения r_0 функция E_1 при данной скорости набегающего потока U_{∞} зависит лишь от параметра бинарного подобия $k = \rho_{\infty} r_0 \cdot 10^6$. Здесь и ниже $[\rho_{\infty}] = \text{г/см}^3$, $[r_0] = \text{м}$. Для высоты $H = 40$ км такая зависимость наблюдается в гораздо более узком диапазоне изменения r_0 , а именно при $U_{\infty} = 7.4$ — 6.3 км/сек, $r_0 \leq 0.05$ м и при $U_{\infty} = 5$ км/сек, $r_0 \leq 0.2$ м. Этот факт иллюстрируется на фиг. 1, где приведено большинство проведенных расчетов. Здесь треугольники относятся к $H = 80$ км, светлые кружочки — к $H = 40$ км и темные кружочки — к $H = 60$ км. Кривые 1 — ($U_{\infty} = 7.4$ км/сек), 2 — ($U_{\infty} = 6.3$ км/сек), 3 — ($U_{\infty} = 5$ км/сек) аппроксимируют полученные результаты. Эти кривые можно описать одной приближенной формулой

$$E_1 = 0.4 [0.1605 U_{\infty}^2 - 1] (\rho_{\infty} r_0)^{1/6}, \quad [U_{\infty}] = \text{км/сек} \quad (2.1)$$

Для сравнения на фиг. 1 приведена функция E_1 при равновесном обтекании в зависимости от давления p на боковой поверхности затупленных конусов при $U_{\infty} \approx 7.4$ км/сек (кривая 4) и $U_{\infty} = 5$ км/сек (кривая 3) для $H = 60$ км [2].

Интересно отметить, что значения E_1 для неравновесного обтекания в ряде случаев получаются больше, чем при равновесном обтекании. Например, при $H = 60$ км, $U_{\infty} = 7.4$ км/сек и при фиксированном значении r (или угла полураствора конуса θ_s) существует, как это следует из фиг. 1, область значений r_0 , при которых величина E_1 при неравновесном обтекании больше, чем при равновесном. При $H = 60$ км, $U_{\infty} = 5$ км/сек такая область значений r_0 также существует, однако она значительно уже. Это явление объясняется замораживанием значительной части энергии течения в виде энергии диссоциации при переходе на боковую поверхность конуса. При неравновесном обтекании значение E_1 может быть больше равновесного, поэтому давление при неравновесном обтекании не обязательно должно лежать между давлением равновесно диссоциирующего и совершенного газа (в последнем случае $E_1 \approx 0$).

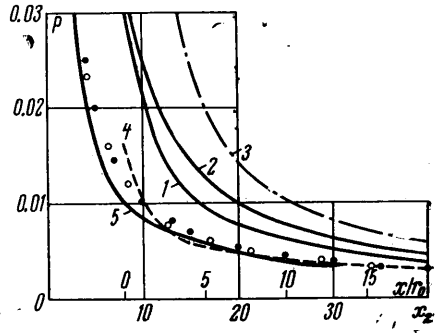
Отмеченная здесь особенность в распределении давления при неравновесном обтекании подтверждается также при анализе точных численных расчетов, представленных в [5–7]. При больших значениях E_1 ($E_1 > 0.3$), т. е. малых s_x^* , необходимо учитывать параметр I_0 , например, путем численного решения интегральных уравнений [2], используя в первом приближении в качестве импульса носка его значение при равновесном обтекании. В случае умеренных значений s_x^* , например близких к равновесным, можно пользоваться гиперзвуковым подобием без учета I_0 .

3. Рассмотрим пример обтекания затупленного по сфере цилиндра при условиях $H = 60$ км, $U_{\infty} = 7$ км/сек по схеме течения, предложенной в [8]. В этой схеме предполагалось замораживание равновесного течения вниз по потоку от предельной характеристики, исходящей из звуковой точки на теле. Условия на ударной волне считались равновесными. На фиг. 2 в зависимости от x/r_0 приведено распределение давления по боковой поверхности цилиндра для равновесного (кривая 1, $s_x^* = 0.642$) и замороженного (кривая 4, $s_x^* = 0.343$) по указанной схеме случаев обте-

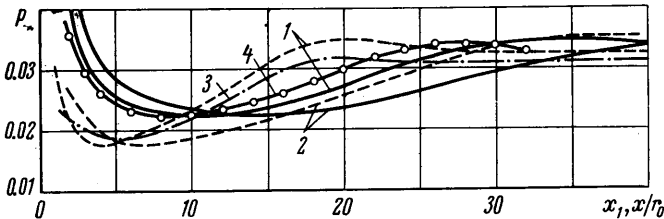
кания. Здесь же приведены распределения давления, получающиеся при обтекании совершенным газом (кривая 2, $M_\infty = 23$, $\gamma = 1.4$), и по теории взрыва с противодавлением (кривая 3, $M_\infty = 23$) [2].

Здесь r_0 — радиус притупления, x — расстояние вдоль оси тела от точки сопряжения носка с боковой поверхностью. Видно, что указанные кривые сильно различаются между собой. Построенные в зависимости от координаты подобия $x_1 = x / (r_0 \sqrt{c_x^*})$, они становятся ближе одна к другой, хотя совпадение их нельзя считать удовлетворительным. Это объясняется влиянием параметра I_0 , который отличается почти в два раза для кривых 1 и 4. Кривые 1—4, построенные в зависимости от x_2 с целью учета I_0 в предположении $\omega(\gamma) = \text{const}$, также представлены на фиг. 2. Сдвиг координаты подобия x_1 произведен так, что кривая 4 на фиг. 2 остается на месте, кривой 1 соответствует кривая 5, кривой 2 — светлые кружочки, кривой 3 — темные кружочки. Видно, что в зависимости от переменной x_2 указанные четыре кривые стягиваются в один пучок. Наибольшее различие между ними имеется лишь в окрестности точки сопряжения носка с боковой поверхностью.

Еще один аналогичный пример представлен на фиг. 3 для конуса с углом полураствора $\theta_s = 10^\circ$ при $H = 60$ км, $U_\infty = 7.4$ км/сек. Схема замораживания равновесного течения та же, что и в предыдущем случае, однако здесь замораживание производилось в сечении, нормальном к оси тела и отстоящим от критической точки на расстоянии $0.43 r_0$. Результаты расчета замороженного течения предоставил А. В. Антонец. На фиг. 3 кривые 1 изображают распределение давления для равновесного (сплошная кривая) и замороженного (пунктир) случаев обтекания в зависимости от x/r_0 . Как видно, различие между ними очень велико. Эти же кривые в зависимости от x_1 обозначены цифрой 2. Совпадение между ними можно считать удовлетворительным с точки зрения теории гиперзвукового подобия за исключением окрестности точки сопряжения $x/r_0 \leq 5$. Различие кривых в этой окрестности, в частности более глубокая «ложка» давления в замороженном случае, объясняется



Фиг. 2



Фиг. 3

влиянием параметра I_0 . К сожалению, простого способа учета этого параметра при $\theta_s > 0$ не существует. Кривая 3, построенная в зависимости от x/r_0 , представляет собой результат численного решения интегральных уравнений работы [2] с учетом I_0 и при определенных предположениях относительно параметров потока в поперечных сечениях ударного слоя. Эта кривая хорошо согласуется с результатом точного расчета (кривая 1, пунктир) и при малых значениях x/r_0 . На фиг. 3 приведено также распределение давления в зависимости от x/r_0 для неравновесного обтекания при $U_\infty = 7.4$ км/сек, $r_0 = 1$ м (кривая 4), рассчитанное по теории гиперзвукового подобия с использованием формулы (2.1). Отметим, что соответствующая кривая для совершенного газа почти совпадает со сплошной кривой 2, поскольку в этом случае $E_1 \approx 0$, $c_x^* \approx 1$. Имея это в виду и рассматривая кривую 4 и сплошную кривую 1, видим, что давление при неравновесном обтекании не лежит между давлением равновесно диссоциирующего и совершенного газа. Возможность такого случая отмечалась выше.

Приведенные примеры свидетельствуют о применимости теории гиперзвукового подобия для расчета давления вдоль боковой поверхности притупленных тел в условиях неравновесного обтекания. Результаты этой теории можно применять также для определения давления в дальней части неравновесного спутного следа за плохо

обтекаемыми телами, считая течение вне вязкого ядра следа эквивалентным течению в ударном слое длинного притупленного цилиндра. Влияние параметра I_0 в этом случае будет невелико. В качестве c_x в этом случае необходимо использовать коэффициент сопротивления тела в целом c_{xT} . Принимая за характерный размер радиус мицеля тела R , получаем для эффективного коэффициента сопротивления и координаты подобия в случае следа следующие выражения:

$$c_{x^*} = c_{xT} \left[1 - \frac{2E_1}{c_{xT}} \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right] \quad x_1 = \frac{x}{R \gamma c_{x^*}} \quad (3.1)$$

где функция E_1 определяется соотношением (2.4).

В заключение автор выражает глубокую признательность В. В. Луневу за постоянное внимание к работе и Г. Н. Степанову за проведение ряда расчетов.

Поступило 26 V 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Лунев В. В. О движении в атмосфере тонкого затупленного тела с большими сверхзвуковыми скоростями. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1959, № 4.
2. Лунев В. В. Гиперзвуковое обтекание тонких притупленных тел с физико-химическими превращениями газа в высокоэнтропийном слое. ПМТФ, 1964, № 5.
3. Лунев В. В. О форме головной ударной волны при гиперзвуковом обтекании тупых тел. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 6.
4. Лунев В. В., Павлов В. Г. О видоизменении взрывной аналогии при обтекании тонких притупленных тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
5. Душин В. К. Применение метода характеристик для расчета сверхзвуковых внешних течений газа при наличии неравновесных процессов. В сб.: «Численные методы решения задач математической физики», М., «Наука», 1966.
6. Северинов Л. И. Расчет сверхзвуковой части возмущенной области у затупленного тела при сверхзвуковом неравновесном обтекании. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1968, № 3.
7. Лебедев М. Г., Миносцев В. Б., Теленин Г. Ф., Тияков Г. П. Приближенный метод учета влияния реальности газа при гиперзвуковом обтекании сегментальных тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 2.
8. Вальо-Лаурин Р., Блум М. Химические эффекты во внешних гиперзвуковых течениях. В кн.: «Исследование гиперзвуковых течений», М., «Мир», 1964.
9. Чушкин П. И. Исследование обтекания затупленных тел вращения при гиперзвуковой скорости. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1962, № 2.

О ПОЛОЖЕНИИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ СЕГМЕНТАЛЬНЫХ ТЕЛ

В. А. ЗЕМЛЯНСКИЙ

(Москва)

При гиперзвуковом обтекании сферического сегмента с углом полураствора θ , под углом атаки α , близким к θ_0 , положение критической точки сильно зависит от термодинамического состояния газа за отошедшей ударной волной. Ниже показано, что для равновесного газа при $k \ll 1$ расстояние r_0 от критической точки до ближайшей точки кромки сегмента пропорционально $k^{1/2}R$, где k — отношение плотности газа в набегающем потоке к плотности за прямым скачком, R — радиус кривизны сегмента.

Эффект смещения критической точки к кромке при уменьшении k нужно учитывать при экстраполяции экспериментальных результатов по силовому и тепловому воздействию потока на тело, полученных в аэродинамических установках, не моделирующих реальные свойства воздуха, на условия обтекания, соответствующие полету в атмосфере с большой скоростью, когда за скачком имеют место физико-химические превращения. В частности, он представляет интерес для спускаемых аппаратов «Союз» [1] и «Аполлон», имеющих сегментальную форму.

1. При гиперзвуковом обтекании сильно затупленного тела в условиях равновесного протекания физико-химических процессов за скачком основным характерным параметром течения в трансзвуковой области является уклонение газа в прямом скачке или обратная к нему величина k . Если для совершенного двухатомного газа предельное (при числе Маха $M_\infty \gg 1$) значение $k = (\gamma - 1) / (\gamma + 1) = 1/6$ (γ — по-