

НЕРАВНОВЕСНОЕ ВЯЗКОЕ ТЕЧЕНИЕ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ГАЗА В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА

В. Г. ВОРОНКИН

(Москва)

Приведены некоторые результаты численных расчетов, характеризующие влияние переменнойности параметров в ударном слое на теплообмен в случае многокомпонентного неравновесно-диссоциирующего воздуха на стенке с конечной каталитической активностью в окрестности критической точки сферического притупления. Аналогичные результаты для случая бинарной смеси содержатся в работах [1-3]. Показано, что учет переменнойности параметров в неравновесном ударном слое приводит к существенному увеличению теплового потока к некаталитической стенке по сравнению с теорией асимптотически тонкого неравновесного пограничного слоя с равновесными параметрами на его внешней границе.

1. Большое влияние переменнойности параметров в ударном слое на теплообмен в случае неравновесного внешнего течения по сравнению с равновесно диссоциирующим объясняется значительным изменением величин концентраций атомов и температуры в пределах ударного слоя. В случае равновесно диссоциирующего газа для теплового потока в критической точке q_w можно получить

$$q_w \sim \beta^{1/2}(h_e - h_w) \quad (1.1)$$

где h_e — энтальпия на внешней границе пограничного слоя, h_w — энтальпия при температуре стенки, β — градиент продольной составляющей скорости на критической линии, изменяющийся в пределах ударного слоя примерно в три раза в реальных случаях. При гиперзвуковом обтекании в окрестности критической линии $h_e \approx \frac{1}{2}U_\infty^2 = \text{const}$, где U_∞ — скорость в набегающем потоке. Вследствие этого изменение параметров внешнего течения влияет на тепловой поток только через градиент скорости β на внешней границе пограничного слоя.

В случае неравновесного внешнего течения и, например, замороженного пограничного слоя на некаталитической поверхности для теплового потока можно получить следующее соотношение [4]:

$$q_w \sim \beta^{1/2}(h_0 - h_w - ch^\circ), \quad h_0 \approx \frac{1}{2}U_\infty^2 = \text{const} \quad (1.2)$$

где $h_w = \text{const}$ — «замороженная» энтальпия при температуре стенки, c — концентрация атомов на внешней границе пограничного слоя, h° — энтальпия образования атомов. В этом случае влияние изменения параметров внешнего течения на теплообмен проявляется не только через изменение β , но в гораздо большей степени через изменение концентрации атомов на внешней границе пограничного слоя. При неравновесном внешнем вязком течении концентрация c меняется от нуля на ударной волне до своего равновесного значения в критической точке, так что на истинной внешней границе пограничного слоя реализуется некоторое значение c из указанного интервала.

Для стенки с бесконечно большой каталитической активностью влияние переменнойности параметров в ударном слое на теплообмен будет такого же порядка, что и для равновесно диссоциирующего газа. Этот случай рассмотрен в [5].

2. Исследование влияния переменнойности параметров внешнего течения при не слишком малых числах Рейнольдса можно проводить либо путем разделения поля течения между ударной волной и телом на внешнюю вязкую часть и пограничный слой с последующей склейкой решений в этих областях, либо на основе концепции сжатого вязкого ударного слоя. Второй способ кажется более предпочтительным в случае применения численных методов. Ниже излагаются результаты расчетов на основе концепции сжатого вязкого ударного слоя для многокомпонентного неравновесно диссоциирующего воздуха в окрестности критической линии затупленного тела. Здесь не ставится в качестве особой цели исследование малых чисел Рейнольдса. Минимальное число Рейнольдса по параметрам набегающего потока $R_\infty = \rho_\infty U_\infty R / \mu_\infty$ равнялось 1500. Здесь R — радиус притупления.

Можно показать, что для окрестности критической линии в предположении тонкого сжатого ударного слоя ($\delta/R \sim \rho_\infty/\rho = k \ll 1$) уравнения Навье — Стокса в системе координат, связанной с телом, приводятся в точности к такому же виду, что и уравнения пограничного слоя (см., например [1, 6]). Здесь δ — отход ударной волны, ρ — некоторая средняя плотность в ударном слое. Рассматриваются такие числа Рейнольдса, что ударную волну можно считать тонкой. При таких предположениях задача сводится к решению уравнений пограничного слоя [7] с граничными условиями на его внешней границе, соответствующими условиям непосредственно за

головной ударной волной. Эти условия в окрестности критической линии имеют вид (в обозначениях [7])

$$u \approx U_\infty x/R, \quad v = -k_s U_\infty, \quad h = h_s, \quad c_i = c_{i\infty} \quad (i = O, N, NO, O_2, N_2) \quad (2.1)$$

$$h_s = h_\infty + 1/2 U_\infty^2 (1 - k_s^2), \quad k_s = \rho_\infty / \rho_s.$$

Индекс s относится к ударной волне, ∞ — к условиям в набегающем потоке. Принималось, что воздух состоит из 23.23% O_2 и 76.77% N_2 по весу. При гиперзвуковом обтекании на критической линии можно положить $p \approx \rho_\infty U_\infty^2 = \text{const}$. Предполагалось, что стенка обладает каталитическими свойствами в отношении рекомбинации атомов кислорода и азота. Граничные условия на стенке имеют вид [7]

$$u = v = 0, \quad T = T_w, \quad U_1 = -K_{w1} \rho c_1, \\ U_2 = -K_{w2} \rho c_2 \quad (2.2)$$

$$U_3 = 0, \quad U_4 = -U_1, \quad U_5 = -U_2$$

Здесь U_i — массовые потоки ($i = O, N, NO, O_2, N_2$), K_{w1} и K_{w2} — константы скорости каталитической рекомбинации для кислорода и азота соответственно, T_w — температура стенки. В расчетах принято $K_{w1} = K_{w2} = K_w$.

Дополнительная по сравнению со случаем пограничного слоя неизвестная δ определяется из условия для поперечной скорости v на ударной волне. Для замыкания задачи необходимо задать градиент давления $dp/dx = -2bx, b = \text{const}$.

Численный расчет неравновесного течения в вязком ударном слое проводился методом, изложенным в [7], в тех же переменных

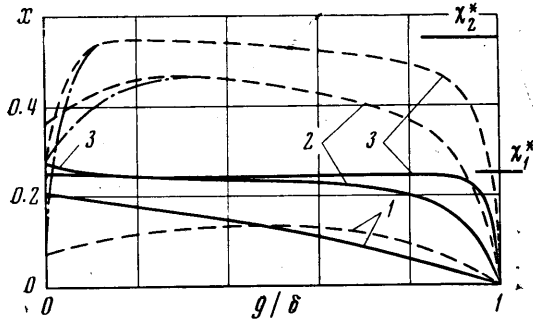
$$\zeta = \frac{x}{R}, \quad \eta = \frac{\rho_e u_e r_w}{(2\xi)^{1/2}} \int_0^\eta \frac{\rho}{\rho_e} dy \quad (2.3)$$

при 40 точках по η в ударном слое и при той же системе химических реакций. Ниже приводятся результаты расчетов для $H = 60$ км, $U_\infty = 7.4$ км/сек, $T_w = 700^\circ$ К и различных радиусов притупления R .

На фиг. 1 приведены профили температуры T/T_0 в вязком неравновесном ударном слое при $K_w = 0$ и различных радиусах притупления. Здесь T_0 — температура в критической точке при невязком обтекании, K_w — константа скорости каталитической рекомбинации атомов на стенке, y — расстояние от поверхности тела вдоль критической линии.

Отметим, что увеличение радиуса притупления означает по существу переход от замороженного течения к равновесному, а увеличение при этом числа Рейнольдса приводит к более четкому разделению области течения на невязкую часть и пограничный слой.

В этом отношении характерной является деформация профилей температуры при увеличении радиуса притупления R . При $R = 1$ см в ударном слое всюду



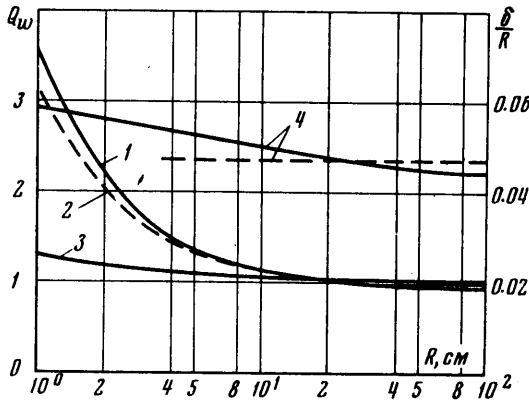
Фиг. 2

существенны неравновесность и диссипативные процессы. При увеличении радиуса наблюдается образование все более узкой области, примыкающей к ударной волне ($y/\delta = 1$), где происходят интенсивные процессы диссоциации, которые приводят к падению температуры. В то же время вблизи поверхности тела формируется четко выраженный пограничный слой с характерным изменением температуры. При $R = 100$ см в значительной части ударного слоя имеется почти полное термодинамическое равновесие ($T/T_0 \approx 1$). Аналогичные результаты получаются и при $K_w \neq 0$.

На фиг. 2 представлены профили молярных концентраций атомов кислорода x_1 (сплошные линии, $K_w = 0$) и атомов азота x_2 (при $K_w = 0$ — пунктирные и при

$K_w = 100$ см/сек — штрих-пунктирные линии) в ударном слое. Кривые 1 соответствуют $R = 1$ см, кривые 2 — $R = 10$ см, кривые 3 — $R = 100$ см. Видна зависимость степени диссоциации от радиуса притупления. Различные профили x_2 при различных значениях K_w наблюдается лишь в области пограничного слоя. Здесь приведены также равновесные значения концентраций x_1^* и x_2^* . Видно, что при $R = 100$ см на внешней границе пограничного слоя достигаются практически равновесные значения концентраций.

На фиг. 3 в зависимости от радиуса притупления R приведено отношение Q_w теплового потока с учетом завихренности внешнего течения к теплому потоку в



Фиг. 3

асимптотически тонком пограничном слое с равновесными условиями на его внешней границе. Кривая 1 соответствует $K_w = 0$, кривая 2 — $K_w = 100$ см/сек. Видно, что при малых радиусах притупления влияние завихренности на теплообмен в неравновесном случае велико, оно может приводить к увеличению теплового потока в три раза по сравнению с теорией асимптотически тонкого пограничного слоя, в то время как в равновесном случае (кривая 3) это влияние при рассматриваемых условиях значительно меньше. Кривая 3 построена по результатам работы [8]. Кроме того, из этого графика видно, что влияние завихренности уменьшается при увеличении радиуса притупления как вследствие уменьшения части ударного

слоя, занятой пограничным слоем, так и вследствие приближения условий на внешней границе пограничного слоя и в значительной части ударного слоя к равновесным.

На фиг. 3 приведена также зависимость отхода ударной волны δ/R в критической точке от радиуса притупления R (кривые 4). Пунктирная кривая соответствует равновесному вязкому обтеканию сферы. Известно [9], что в случае завихренного равновесного вязкого течения в окрестности критической точки сильно охлажденного тела величина δ/R уменьшается при уменьшении R , потому что толщина вытеснения пограничного слоя в этом случае отрицательна. При неравновесном течении этот эффект компенсируется преобладающим влиянием уменьшения степени диссоциации при уменьшении R , вследствие чего отход ударной волны δ/R увеличивается при уменьшении R в рассматриваемом диапазоне. Отметим, что при $R = 100$ см величина δ/R в неравновесном случае получается несколько меньше, чем при равновесном вязком обтекании. Здесь сказывается эффект отрицательной толщины вытеснения пограничного слоя.

Отметим, что хотя условия на внешней границе пограничного слоя уже при $R \geq 30$ см близки к равновесным, сам пограничный слой еще далек от равновесия. Даже при $R = 500$ см, как показал расчет, равновесие в пограничном слое не достигается, о чем можно судить по отличию теплового потока от его значения в равновесном пограничном слое.

Таким образом, при увеличении радиуса притупления для данной высоты имеется область, где основное влияние на тепловой поток оказывает неравновесный характер протекания химических реакций в ударном слое, и имеется также область достаточно больших радиусов притупления, где можно говорить о сформировавшемся тонком пограничном слое, на внешней границе которого достигаются условия термодинамического равновесия, в связи с чем тепловой поток определяется в основном неравновесными химическими реакциями в пограничном слое и на поверхности тела.

Автор благодарит В. В. Лунова за полевные замечания при обсуждении работы.

Поступило 2 II 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Chung P.-M. Hypersonic viscous shock layer of nonequilibrium dissociating gas. NASA TR, R — 109, 1961.
2. Inger G. R. Nonequilibrium hypersonic stagnation flow with arbitrary surface catalyticity including low Reynolds number effects. Internat. J. Heat and Mass Trans., 1966, No. 8.

3. Shih W. C. L., Krupp R. S. Viscous nonequilibrium blunt-body flow. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 1.
4. Goulard R. On catalytic recombination rates in hypersonic stagnation heat transfer. Jet Propulsion, 1958, No. 11.
5. Blottner F. G. Viscous shock layer at the stagnation point with nonequilibrium air chemistry. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 12.
6. Мурзин И. Н. О влиянии переменности числа Прандтля на течение в окрестности критической точки тупого тела при малых числах Рейнольдса. ПМТФ, 1962, № 1.
7. Воронкин В. Г., Гераскина Л. К. Неравновесный ламинарный пограничный слой диссоциирующего воздуха на осесимметричных телах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 3.
8. Мурзин И. Н. О теплообмене в критической точке тупого тела при малых числах Рейнольдса. ПМТФ, 1963, № 5.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОНИЗОВАННОГО ВОЗДУХА ПЕРЕД СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

В. А. ГОРЕЛОВ, Л. А. КИЛЬДЮШОВА

(Москва)

Приводятся результаты измерения в электроразрядной ударной трубе параметров ионизованного воздуха в зоне перед сильной ударной волной. Измерялись электронная и ионная концентрации, электронная температура и проводимость. При начальном давлении воздуха $p_0 = 0.2$ мм рт. ст. и скорости ударной волны $v_s = 11.3$ км/сек концентрация заряженных частиц на расстоянии 10–100 см перед ударным фронтом $n_e = 9 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{10}$ см⁻³. При этом электронная температура на расстоянии 20 см перед фронтом составляет 4000–6000° К, а проводимость $\sigma = 0.4 - 1.3 \cdot 10^{-1}$ ом⁻¹ см⁻¹.

При распространении в газе сильной ударной волны теоретически предсказывается и наблюдается в эксперименте явление ионизации газа перед фронтом ударной волны. С точки зрения современной теории основным процессом, ответственным за ионизацию холодного газа перед фронтом волны, является фотоионизация газа излучением из высокотемпературной зоны за ударным фронтом [1, 2]. Некоторую роль в повышении концентрации заряженных частиц в непосредственной близости от фронта могут играть процессы диффузии электронов через ударный фронт.

В настоящее время известна целая серия работ (см., например, [3]), в которых теоретически рассмотрено это явление предьонизации и проведены измерения концентрации заряженных частиц перед ударной волной в ударных трубах с использованием в качестве исследуемого газа аргона, неона, водорода и гелия. В работе [4] приведены результаты измерения при помощи с.в.ч.-интерферометра электронной концентрации в воздухе и чистом азоте при скорости ударной волны $v_s = 9.7 - 12.5$ км/сек и начальном давлении $p_0 = 0.2$ мм рт. ст.

В данной работе также приведены результаты экспериментального исследования ионизованного воздуха перед сильной ударной волной. Помимо электронной концентрации измерена электронная температура T_e и проводимость σ .

Эксперименты проведены в электроразрядной ударной трубе. В качестве толкающего газа использовался гелий. Стенки разрядной камеры были покрыты керамикой. За исключением начального отсека, примыкающего к разрядной камере и изготовленного из нержавеющей стали, рабочий канал представлял собой стеклянную трубу с диаметром 57 мм. Все измерения проведены на расстоянии 4 м от разрядной камеры. Канал трубы откачивался до давления $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст. и непосредственно перед пуском наполнялся воздухом, осушенным при помощи селикагеля. Эксперименты проведены при начальном давлении $p_0 = 0.2 - 0.5$ мм рт. ст. Скорость ударной волны определялась при помощи системы ФЭУ и ионизационных датчиков, установленных на стенках канала.

Результаты изучения картины течения газа за ударным фронтом, полученной при помощи фоторегистратора СФР-2М, спектрального исследования излучения газа, исследования по обтеканию цилиндра с плоским торцом свидетельствуют о формировании в исследуемом диапазоне скоростей и давлений области газа, нагретого в ударной волне («пробки»). Толщина пробки составляла 5–10 см при $v_s = 10$ км/сек и $p_0 = 0.5$ мм рт. ст. и 3–4 см при $v_s = 11 - 12$ км/сек и $p_0 = 0.2$ мм рт. ст. Было уста-