

Таким образом, сравнение результатов взаимодействия потока газа с шероховатой поверхностью различного вида показывает, что влияние вида шероховатости незначительно как на качественную картину взаимодействия, так и на обмен энергией и импульсом между потоком газа и поверхностью твердого тела. Для разобранных случаев единственным параметром, определяющим картину взаимодействия, является угол наклона элементарной площадки (точнее, среднее квадратичное значение тангенса угла наклона площадки).

3. Погрешность расчетов при определении коэффициентов аккомодации оценивалась по сходимости результатов по мере увеличения числа запускаемых траекторий. В работе [4] отмечалось, что сходимость результатов достаточно хорошая: лишь в нескольких примерах для получения надежного результата требовалось более 100 000 траекторий, а в большинстве случаев необходимое количество траекторий N могло быть значительно меньше 100 000. Анализ результатов, проведенный для модели 2 данной работы, показал, что для получения стабильных результатов для коэффициентов аккомодации необходимое количество траекторий может быть уменьшено примерно до 25 000 для схемы зеркального отражения и до 10 000 для схемы диффузного отражения. Однако для построения распределения отраженных частиц по направлениям (индикатрис рассеяния) может потребоваться и большее число траекторий (особенно для схемы зеркального отражения).

Из фиг. 2 видно, что индикатрисы рассеяния, построенные по 100 000 траекториям, при локально зеркальном отражении от элемента поверхности несут лепестковый характер, что, возможно, указывает на недостаточное количество запускаемых траекторий (или на недостаточное число построенных реализаций поверхности). Заметим, что в работе [4] построение индикатрис рассеяния проводилось не по точкам, а для иллюстрации качественной картины взаимодействия потока газа с поверхностью проводились сглаженные кривые. Эффект «сглаживания» можно проследить, строя индикатрисы для разного числа запускаемых траекторий N . На фиг. 3 представлены нормированные индикатрисы рассеяния для случая: модель 2, схема зеркального отражения, $\sigma_1 = 1$, $\beta = 60^\circ$ при количестве траекторий N , равном 20 000 (кривая 1), 50 000 (кривая 2), 100 000 (кривая 3). Видно, что с увеличением числа N выбросы в индикатрисах рассеяния сглаживаются. Для схемы локального диффузного отражения индикатрисы рассеяния имеют более гладкий вид, причем уже при $N = 20 000$ вид индикатрис рассеяния практически не отличается от вида индикатрис, построенных при большем числе расчетных траекторий.

Автор благодарит М. Н. Когана и Р. Г. Баранцева за обсуждение данной работы.

Поступило 4 IV 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерофеев А. И. О влиянии шероховатости на взаимодействие потока газа с поверхностью твердого тела. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 6.
2. Ерофеев А. И. Обтекание клиновидной полости свободномолекулярным потоком газа. Инж. ж., 1965, т. 5, № 5.

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ СФЕРЫ ГРЕМУЧЕЙ СМЕСЬЮ

В. П. СТУЛОВ, Л. И. ТУРЧАК

(Москва)

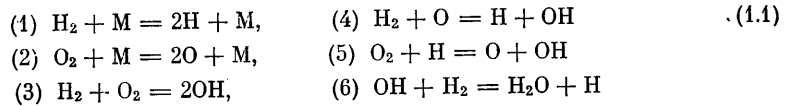
Развитый в [1] метод численного решения задачи о неравновесном обтекании затупленных тел применен здесь к расчету обтекания сферы воздушно-водородной смесью. Большинство расчетов проведено для гремучей смеси $0.67\text{H}_2 + 0.33\text{O}_2$. Особенностью течения в ударном слое является наличие сравнительно узкой внутренней области быстрого протекания реакций. Аналогичная ситуация имеет место при неравновесной ионизации воздуха за сильными ударными волнами, когда по мере увеличения температуры электронов и их концентрации на смену реакциям ассоциативной ионизации приходят гораздо более быстрые реакции ионизации электронным ударом.

1. Физико-химическая модель газовой смеси. Рассматривается сверхзвуковое идеальное течение кислородо-водородной смеси с примесью не реагирующей компоненты. Последняя может служить для изменения глубины протекания химических реакций за ударной волной. Все представленные ниже расчеты проведены для чистой стехиометрической смеси O_2 и H_2 .

Предполагается, что на ударной волне химические реакции заморожены, а все внутренние степени свободы возбуждаются равновесно. Предположение о равновесии для молекулярных колебаний более подробно будет рассмотрено ниже. Термодинамические функции компонент h_i и c_{pi} (i — номер компоненты) и константы равновесия реакций K_{pj} (j — номер реакции) вычислялись при помощи аппроксимирующих формул для термодинамических потенциалов, приведенных в работе [2].

При выборе системы реакций в смеси O_2 и H_2 нужно удовлетворить двум необходимым условиям:

1) система реакций должна содержать подсистему независимых реакций, чтобы предельное равновесное состояние получалось правильным, и 2) система реакций должна содержать известный цепной механизм [3], ответственный за производство избытка атомов и радикала OH . Все реакции можно условно разделить на две группы: 1) диссоциация и химические реакции между исходными компонентами, и 2) цепной механизм. Из устойчивых продуктов реакции будем рассматривать только молекулы воды, поскольку концентрации других компонент типа HO_2 и H_2O_2 в равновесии невелики. Нами рассмотрена следующая система реакций



Диссоциация OH и H_2O не учитывается, поскольку в начальной стадии процесса концентрации этих компонент малы. Из работы [4] следует, что неучет обратных процессов, т. е. рекомбинации с образованием OH и H_2O , может заметно изменить распределение параметров в заключительной стадии процесса после области резкого изменения, когда происходит уменьшение избытка атомов и радикала OH . Однако это может повлиять лишь на скорость перехода к равновесию, поскольку реакции (1.1) содержат подсистему независимых реакций (например, реакций (1), (2), (3) и (6)).

Реакции (1.1) можно рассматривать как минимальную группу, позволяющую получить основные свойства процесса горения смеси H_2 и O_2 . Это подтверждается, например, сравнением представленных здесь профилей параметров за ударной волной с результатами работ [4, 5].

Константы скоростей реакций (1.1), как обычно, задаются в виде соотношений

$$k_j = AT^n \exp(-D/RT) \quad (1.2)$$

Значения A , n , D для реакций (1.1) в направлении справа налево (за исключением реакции (3), для которой выписана скорость в направлении слева направо) приведены в табл. 1. Эти данные были любезно представлены С. А. Лосевым. Скорости в обратном направлении вычислялись через константы равновесия.

Таблица 1

N	M	A	n	D
1	H	$4.35 \cdot 10^{17}$	$-1/2$	0
	H_2, O_2, O, OH, H_2O	$1.4 \cdot 10^{20}$	$-3/2$	0
2	O	$5 \cdot 10^{16}$	$-1/2$	0
	O_2, H_2, H, OH, H_2O	$2.7 \cdot 10^{16}$ $3 \cdot 10^{15}$	$-1/2$ $-1/2$	0
3	—	$2.5 \cdot 10^{12}$	0	39000
4	—	10^{14}	0	1000
5	—	$5.65 \cdot 10^{12}$	0	7780
6	—	$5.2 \cdot 10^{14}$	0	23800

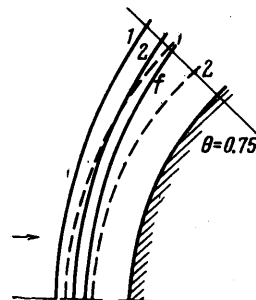
Задача обтекания сферы газовой смесью с описанными выше свойствами решалась методом работы [1]. Для повышения точности аппроксимации было использовано пять лучей $\theta_i = \text{const}$, расположенных в узлах Чебышева.

Заметим, что в [1] была допущена ошибка при вычислении длины элемента линии тока. Формулы (1.6) и (1.11) работы [1] должны иметь вид соответственно

$$q_{\xi} + \frac{avg'}{A} = V \frac{dq}{ds} = \varepsilon\omega, \quad \Delta s = \left(\Delta \xi^2 + 2 \frac{b}{a} \Delta \xi \Delta \theta + \frac{b^2 + 1}{a^2} \Delta \theta^2 \right)^{1/2}$$

Ошибка в вычислении Δs приводит к некоторому изменению скорости реакции ω , которое лежит в пределах точности определения константы скорости k_r .

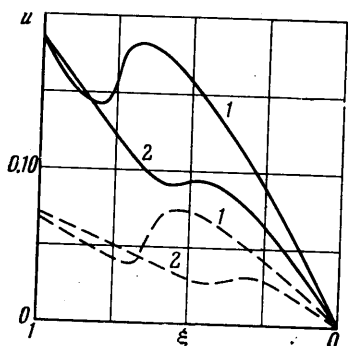
2. Течение в ударном слое. С целью исследования структуры неравновесного течения горючей смеси в ударном слое были проведены систематические расчеты. Изменялось число Маха, давление набегающего потока и радиус сферы. Общий характер течения следующий: на некотором расстоянии от ударной волны (зона задержки воспламенения) начинается зона резкого изменения всех параметров течения (фронт горения), после которой имеет место сравнительно медленный переход к равновесному состоянию. На фиг. 1 представлена картина течения для двух вариантов. Номера вариантов расшифровываются в табл. 2, где указан полный набор определяющих параметров (размерных и безразмерных), а также приведены значения комбинаций вида $p_{\infty}^{n-1}R$, характеризующих химическое подобие течений. $T_{\infty} = 290^{\circ}K$ для всех вариантов. На фиг. 1 пунктиром показано положение фронта горения. Линия f изображает положение ударной волны при замороженных химических реакциях. Расстояние фронта горения от ударной волны минимально на оси симметрии, где интенсивность волны максимальна. С увеличением характерного времени реакции (на фиг. 1 за счет уменьшения давления p_{∞}) фронт удаляется от ударной волны.



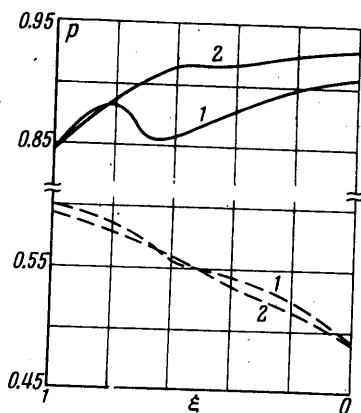
Фиг. 1

Пример распределения радиальной скорости u , давления p , плотности ρ и температуры T показан на фиг. 2—5. Сплошными линиями изображено распределение параметров вдоль оси симметрии, пунктирными — вдоль луча $\theta = 0.75$, показанного на фиг. 1. Немонотонное изменение скорости u и заметно усложняет получение решения прямой задачи обтекания путем подбора ударной волны для выполнения условия непротекания на сфере. Очевидно, резкое увеличение скорости и уменьшение давления после зоны задержки связано с интенсивным выделением тепла в химических реакциях.

Качественно развитие химических процессов в ударном слое полностью аналогично случаю прямой ударной волны, исследованному в [4, 5]. После накопления ма-ОН в результате реакций (1)—(3) возбуждается цепной механизм (4)—(6),



Фиг. 2

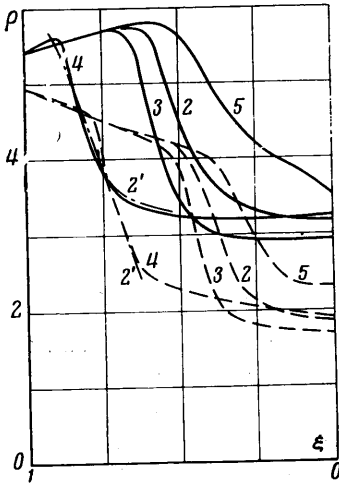


Фиг. 3

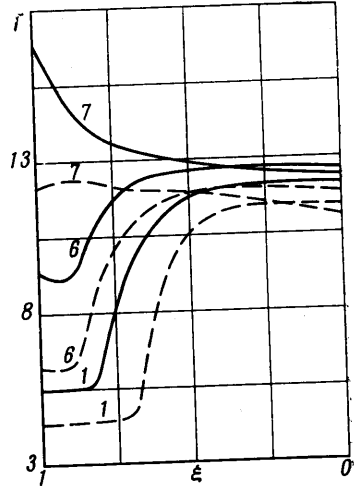
приводящий к резкому увеличению концентрации атомов и ОН и небольшому увеличению температуры. При этом концентрация атомов Н превышает и локально равновесное и даже предельное равновесное значение, к которому газ переходит из данного состояния. Область резкого увеличения концентрации и следует принять за фронт горения. После этого скорости реакций (4)—(6) уменьшаются, а преобладаю-

щую роль начинают играть реакции рекомбинации, освобождающие большое количество химической энергии в виде тепла. Примеры распределений $\gamma(H)$ и $\gamma(OH)$ вдоль оси симметрии и луча $\theta = 0.75$, показанные на фиг. 6 и 7, подтверждают описанный выше ход процессов.

С ростом M увеличение начальной тепловой энергии газа за ударной волной приводит к существенной перестройке течения. Определяющей реакцией становится диссоциация водорода, на которую затрачивается основная доля тепловой энергии. Цепной механизм протекает примерно с теми же скоростями, что и при меньших M , однако уже не приводит к образованию избытка атомарного водорода, поскольку из-за высокой температуры локально равновесное значение $\gamma(H)$ достаточно велико.



Фиг. 4



Фиг. 5

Повышение температуры в потоке не наблюдается. В промежуточных условиях, при которых еще сохраняется зона задержки и фронт горения, температура в зоне задержки убывает вследствие затрат энергии на диссоциацию. Сказанное проиллюстрировано, на фиг. 5, где изображены профили температуры.

В отличие от воздуха в случае гремучей смеси значительное запаздывание колебательного возбуждения может иметь место как за фронтом ударной волны, так и в области фронта горения. Колебательная релаксация может оказать двойное влияние на течение. Во-первых, вследствие задержки колебательного возбуждения температура за ударной волной выше, чем при равновесных колебаниях. Как показали расчеты, даже небольшое изменение T , приводит к значительному изменению длины зоны задержки воспламенения. Во-вторых, неравновесное возбуждение молекулярных колебаний может оказать непосредственное влияние на кинетику цепных реакций.

Таблица 2

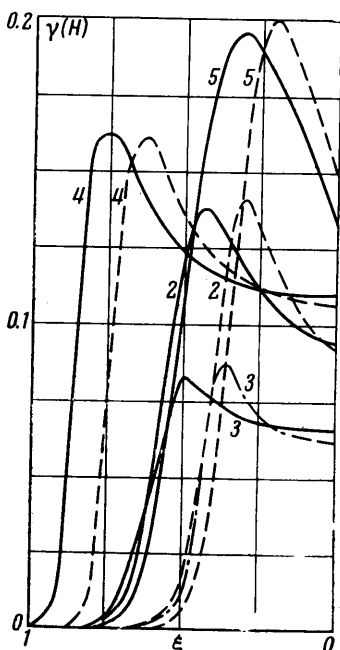
№	M_{∞}	p_{∞} , атм	R , см	$p_{\infty}R$, атм см	$\frac{2}{p_{\infty}R}$, атм ² см
1	5	0.2	5	1	0.2
2	5	0.1	5	0.5	0.05
3	5	1	0.5	0.5	0.5
4	5	0.03	50	1.5	0.045
5	5	0.01	50	0.5	0.005
6	5	0.1	5	0.5	0.05
7	7	0.01	5	0.05	0.005

Оценки времен колебательной релаксации показывают, что в рассматриваемых условиях длина зоны неравновесного возбуждения колебаний в O_2 и N_2 l_v много меньше длины зоны задержки воспламенения l . Из данных работы [8], где учитывался обмен колебательной энергией между O_2 и N_2 в воздухе, следует, что при $Rp_{\infty} = 0.75$ атм·см и $M = 5$ $l_v \sim 0.4$ (в долях отхода ударной волны). В работе [7] показано, что время колебательной релаксации O_2 в смеси с N_2 на 1.5–2 порядка меньше, чем в чистом O_2 . Если учесть, что за счет обмена колебательной энергией с N_2 $\tau_v(O_2)$ увеличивается, станет ясно, что в рассматриваемом течении гремучей смеси, где $Rp_{\infty} = 0.5$ атм·см и более (табл. 2), $l_v(O_2) \ll 0.01$, т. е. значительно меньше l .

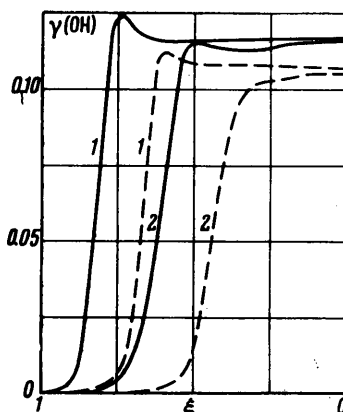
Процесс возбуждения колебаний H_2 более медленный. Однако, по данным работы [8], $\tau_v(H_2)$ в чистом водороде примерно на порядок меньше $\tau_v(O_2)$ в чистом O_2 при $T \sim 1500^\circ K$, так что для рассматриваемых условий $l_v(H_2) \leq 0.05$, т. е. также значительно меньше l .

Образование молекул в результате рекомбинации $H + H$ за фронтом горения сопровождается ростом температуры, поэтому здесь не может возникнуть значительной разницы между действительным значением средней колебательной энергии и ее локально равновесным значением независимо от величины времен колебательной релаксации.

3. Химическое подобие. Термин «химическое подобие» используется для того, чтобы подчеркнуть, что речь пойдет о параметрах подобия, связанных со скоростями химических реакций в газе. Легко показать, что в безразмерные числа, равные отношению характерного времени j -й реакции τ_j к характерному времени течения, войдут комбинации $p_\infty^{n_j-1}R$, где n_j — порядок j -й реакции. Если при фиксированных V_∞ , T_∞ и k_{rj} менять p_∞ и R таким образом, чтобы эти комбинации оставались постоянными, поле течения также будет неизменно. Это



Фиг. 6



Фиг. 7

обстоятельство позволяет судить о преобладании тех или иных типов реакций в различных областях течения.

Результаты такого анализа в рассматриваемом случае приведены на фиг. 4 на примере распределения плотности. Для вариантов 2, 3 и 5 величина $p_\infty R = 0.5$. Видно, что ширина зоны задержки воспламенения в этих вариантах меняется слабо. Следовательно, начальная стадия процесса определяется бинарными реакциями. Для тех же вариантов профили плотности во фронте горения различны.

Сравним теперь варианты 2 и 4, для которых $p_\infty^2 R = 0.045$ и 0.050 соответственно, т. е. почти одинаковы. Если сдвинуть профили плотности 2 на расстояние, равное разности длин зоны задержки в вариантах 4 и 2, то кривые почти совпадают (фиг. 4, кривые 4' и 2'). Следовательно, изменение параметров во фронте главным образом определяется тройными реакциями рекомбинации. Аналогичное поведение обнаруживается и для других переменных, в том числе и для концентраций (фиг. 6). Разумеется, распределения концентраций подчиняются указанным законам подобия несколько хуже.

Поступило 18 VII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Стулов В. П., Турчак Л. И. О сверхзвуковом обтекании затупленных тел при наличии быстрых неравновесных процессов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5.
2. Гурвич Л. В., Ртищева Н. П. Аналитическое представление табулированных значений термодинамических свойств газов. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, № 1, стр. 33.

3. Налбандян А. Б. Изучение кинетики и механизма цепных разветвленных реакций в газовой фазе. Усп. химии, 1966, т. 35, № 4, стр. 587—618.
4. Duff R. W. Calculation of reaction profiles behind steady state shock waves. I. Application to detonation waves. J. Chem. Phys., 1958, vol. 28, p. 1193.
5. Pergament H. S. A theoretical analysis of nonequilibrium hydrogen-air reactions in flow systems. AIAA — ASME Paper, April, 1963, 63—113.
6. Стулов В. П., Турчак Л. И. Обтекание сферы сверхзвуковым потоком воздуха с учетом колебательной релаксации. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5.
7. Millikan R. C., White D. R. Systematics of vibrational relaxation. J. Chem. Phys., 1963, vol. 39, No. 12, p. 3209.
8. Kiefer J. H., Lutz R. W. Vibrational relaxation of hydrogen. J. Chem. Phys., 1966, vol. 44, No. 2, p. 668.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО РАЗРЫВА СКОРОСТИ В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. П. ВОРОБЬЕВ

(Москва)

Рассмотрена задача об устойчивости тангенциального разрыва скорости двух сред разной плотности, находящихся в акустическом поле. Из решения уравнений для малых возмущений следует, что акустические колебания, наложенные поперек поверхности раздела, стабилизируют или дестабилизируют, в зависимости от частоты, тангенциальный разрыв скорости. Решение проведено для осесимметрического и плоского случая. Воздействие акустического поля на гидродинамическую неустойчивость обусловлено скачком градиента потенциальной энергии акустического поля на поверхности разрыва плотности и скорости сред. В плоском случае имеет место аналогия между действием акустического поля и поля силы тяжести на устойчивость поверхности раздела двух сред разной плотности.

Рассмотрим устойчивость коаксиального течения с разрывом скорости и плотности в цилиндрическом канале постоянного сечения и бесконечной длины. Пусть в канале создано радиальное акустическое поле заданной частоты ω_0 (например, радиальными колебаниями стенки канала). Средние скорость и плотность среды в отсутствие акустического поля в центральной зоне $r \leq r_0$ есть U_{01} и ρ_{01} , для зоны $r_0 < r \leq R$, U_{02} и ρ_{02} соответственно.

Акустические составляющие u_1 , ρ_1 , p_1 определяются из системы уравнений

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + (u_0 + u_1, \nabla) u_1 = - \frac{\nabla p_1}{\rho_0 + \rho_1}$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (u_0 + u_1, \nabla) \rho_1 + (\rho_0 + \rho_1) \operatorname{div} u_1 = 0 \quad (1)$$

$$(\rho_0 + \rho_1) (\rho_0 + \rho_1)^{-\gamma} = \text{const}$$

причем

$$u_1 = (u_{r1}(r, t), 0, 0), \quad \rho_1 = \rho_1(r, t), \quad p_1 = p_1(r, t)$$

На поверхности раздела двух сред непрерывны нормальные к поверхности раздела скорости и давления, т. е.

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial t} = u_{r1}^{(1)} = u_{r1}^{(2)}, \quad p_1^{(1)} = p_1^{(2)} \quad \text{при } r = r_0 + \xi_1$$

Здесь ξ_1 — радиальное акустическое смещение поверхности раздела.

Два других граничных условия для акустического поля получим, потребовав ограниченность акустических величин на оси канала и равенство радиальной составляющей акустической скорости на стенке канала известной скорости колебаний самой стенки, т. е.

$$u_{r1}^{(2)} = u(t) \quad \text{при } r = R + \xi_w$$