

скорость Чепмена — Жуге, отражается ударной волной ($S \rightarrow S$), ударная волна отражается пересжатой равновесной детонационной волной ($S \rightarrow D$), состояние Жуге отражается с замороженным составом ($D \rightarrow S$) и, наконец, состояние Жуге отражается с равновесным составом ($D \rightarrow D$). Отметим, что при отражении ударной волны давления за ней мало отличаются для замороженного и равновесного составов. При равновесном отражении состояния Жуге, как и следовало ожидать, происходит дополнительная диссоциация, давление и температура понижаются.

Влияние потерь. В табл. 5 приведены результаты расчетов влияния потерь тепла на параметры волны в точке Жуге. Буквами e и f обозначены результаты, полученные для состояний Жуге, вычисленных по равновесной и замороженной скоростям звука, $\Delta q/q_{ж}$ — относительные теплотопотери. Для расчетов были выбраны смеси, сильно отличающиеся по своим характеристикам. Из таблиц видно, что потери тепла, заметные по сравнению с тепловыделением в точке Жуге, не приводят к существенным изменениям параметров. В табл. 6 приведены данные, характеризующие изменение состава под влиянием потерь для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$. При равновесных течениях сдвиг равновесного состава в сторону недиссоциированных продуктов эффективно компенсирует влияние потерь тепла из зоны реакции.

*Институт гидродинамики
СО АН СССР,
Новосибирск*

*Поступила в редакцию
13/IV 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Эйзен, Р. Гросс, Т. Ривлин. Вопросы реактивной техники, 1961, 1.
2. М. Е. Топчийн. Докт. дис., ИГ СО АН СССР, 1974.
3. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. акад. Н. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1967.
4. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1973, 9, 2.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЯЧЕЙКИ МНОГОФРОНТОВОЙ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий

В работе [1] движение ударного фронта в ячейке многофронтной газовой детонации разбивается на два этапа: с мгновенной реакцией и без нее. Точка срыва горения определяется положением ударного фронта в момент прохождения через него последней частицы, сгорающей до столкновения поперечных волн. Расчетная координата этой точки $l_* \approx 0,47b$, отсчитываемая от начала ячейки, соответствует координате $l_1 = 0,48b$ экспериментально фиксируемого разделения ударного фронта и фронта горения, происходящего, согласно [2], в момент, когда скорость ударного фронта примерно совпадает со скоростью волны Чепмена — Жуге D_0 . Данные [2] относятся к предельно низким давлениям. При более высоких давлениях разделение фронтов фиксируется приблизительно в момент максимальной неровности фронта [3] ($l_1 = l_2 \approx 0,6b$). Под неровностью фронта ψ следует понимать его проекцию на ось симметрии ячейки. Расчетная зависимость ψ/a от положения фронта в ячейке приведена на рис. 1. Здесь a и b — поперечный и продольный размеры ячейки соответственно. Привлекая в рассмотрение соседние ячейки, можно сделать вывод, что неровность фронта детонации в целом меняется от $0,05b$ до $0,18b$ и достигает максимума в момент соударения поперечных волн ($l_2 \approx 0,66b$). Расчетная величина максимальной неровно-

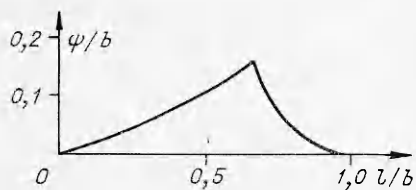


Рис. 1. Зависимость неровности переднего фронта вдоль ячейки.

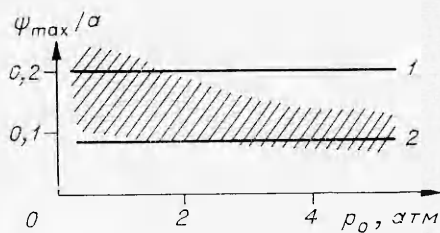


Рис. 2. Зависимость максимальной неровности фронта от начального давления.

1, 2 — расчет (варианты s и d соответственно), заштрихованная область — экспериментальные данные [4].

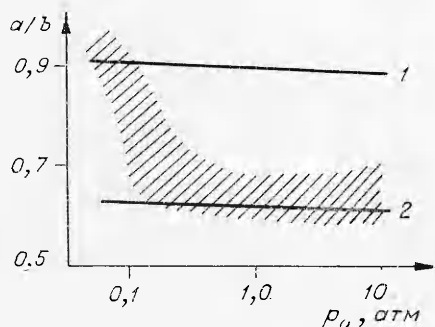


Рис. 3. Зависимость a/b от начального давления (обозначения аналогичны рис. 2).

Рис. 4. Профиль скорости ударного фронта вдоль ячейки.

1, 1' — расчет (вариант s) с мгновенной реакцией и в случае распределенного тепловыделения соответственно; 2 — расчет (вариант d); заштрихованная область — эксперимент [8, 9]. точки — данные [2].

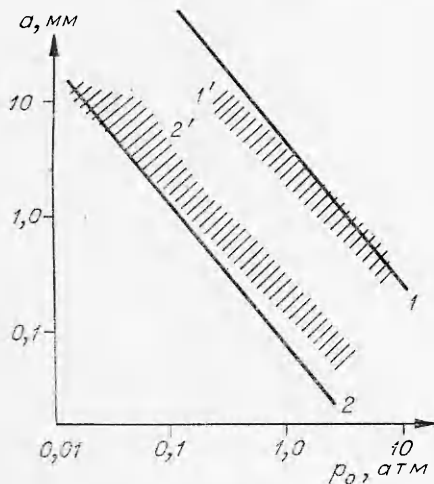
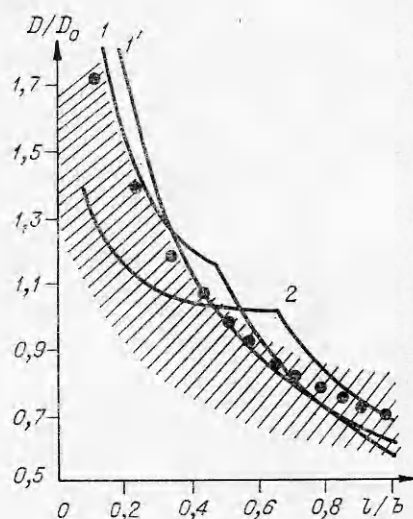


Рис. 5. Зависимость поперечного размера ячейки от начального давления. 1, 1' — расчетные кривые и экспериментальные результаты, дополненные данными работ [4, 10, 11] для смесей $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$ соответственно.

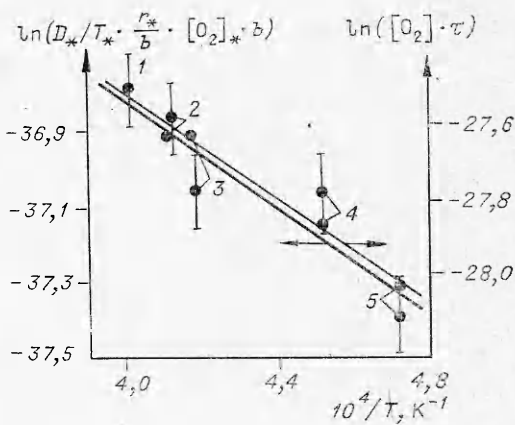


Рис. 6. Результаты расчетов кинетических данных смеси $\text{H}_2 - \text{O}_2 - \text{Ar}$.

1 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$, $p_0 = 1$ атм; 2 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$, $p_0 = 1$ атм; 3 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$, $p_0 = 0,1$ атм; 4 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $p_0 = 1$ атм; 5 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $p_0 = 0,1$ атм.

сти фронта ψ_{\max}/a мало зависит от состава смеси и начального давления, хорошо соответствует экспериментальным данным [4] в области низких давлений и завышена в области высоких давлений (рис. 2). Примененный в [4] способ определения ψ_{\max} по неровностям линии соударения двух самоподдерживающихся детонационных волн дает несколько заниженные результаты.

Одна из основных величин, характеризующих форму ячейки, — отношение a/b . Расчетное значение $a/b \approx 0,9$ соответствует экспериментальным лишь в области низких давлений (рис. 3). Согласно с экспериментом расчетного профиля скорости волны вдоль ячейки (рис. 4) наблюдается также лишь для предельно низких начальных давлений.

Излом расчетного профиля скорости определяется допущением, что вплоть до $l=l_*$ реакция мгновенна, а при $l>l_*$ горение отсутствует. Реально частица газа, пересекая ударный фронт при $l=l_*$, сгорает лишь в момент соударения поперечных волн, т. е. в конце ячейки. Чтобы оценить влияние распределения выделившегося тепла по всей ячейке на результаты расчета, скорость ударного фронта формально записывалась в виде

$$D = \sqrt{\frac{E_0}{\alpha \rho_0} + \frac{q}{\beta}} \pi \left(r_*^2 - \frac{\lambda^2}{4} \right) \left[\frac{r(r-\lambda/2)}{b(b+\lambda/2)} \right]^k \cdot \frac{2}{2r}.$$

Здесь $r=l+\lambda/2$ — радиус ударного фронта, λ — размер поперечной волны при $l=b$, E_0 — начальная энергия эквивалентного точечного взрыва, q — тепловой эффект смеси на единицу массы. При $k=0$ это выражение совпадает с соответствующей формулой в [1] при $r>r_*$.

Величина $\kappa = [r_*(r_*-\lambda/2)/b(b+\lambda/2)]^k$ характеризует отношение количества газа, сгоревшего в элементарном секторе внутри ячейки при $r=r_*$, к количеству газа, сгоревшего при $r=b+\lambda/2$. Задавая произвольно значение k , можно рассчитать профиль скорости ударного фронта, затем, используя кинетические данные смеси, рассчитать соответствующее положение фронта горения и определить относительное количество κ_1 газа, сгоревшего при $r=r_*$. Равенство $\kappa=\kappa_1$ может служить условием для определения k . Из оценок, произведенных для смеси $2\text{H}_2+\text{O}_2$, следует, что поставленному условию достаточно хорошо удовлетворяет значение $k=0,2$ ($\kappa \approx 0,8$). Выполненный при $k=0,2$ расчет показывает, что учет распределенного тепловыделения сглаживает профиль скорости (см. рис. 4), незначительно влияя на остальные результаты.

Имеющиеся расхождения расчетных величин с экспериментальными данными можно, по-видимому, объяснить тем, что при высоких давлениях поперечные волны нельзя считать ударными. Оценки, выполненные для смеси $2\text{H}_2+\text{O}_2$, показывают, что при отражении наклонных поперечных волн с химической реакцией за фронтом давление не более чем в 6 раз меньше давления при нормальном столкновении ударных волн, движущихся с той же скоростью. Проводя расчет для предельного случая, получим $l_*/b=0,64$, $l_2/b=0,58$, $\psi_{\max}/a=0,1$, $a/b=0,6$. Следовательно (см. рис. 2—4), модель ячейки многофронтной газовой детонации хорошо соответствует имеющимся экспериментальным данным, если считать, что при давлениях, близких к предельным, поперечные волны перед соударением являются ударными (вариант *s*), а при более высоких давлениях — детонационными (вариант *d*).

Для определения размера ячейки в [1] получена формула

$$\frac{1}{b} = \int_{l_*/b}^1 \frac{dl}{D \cdot \tau},$$

где τ — задержка воспламенения при постоянных температуре и плотности газа. Полагая

$$\tau = A \exp(E_a/RT) / [\text{O}_2],$$

после приближенного (с точностью до 4%) интегрирования получим

$$\dot{v} = \frac{1,6D^*}{r^*/b} \cdot \frac{E_a}{RT^*} \cdot \frac{A \cdot \exp(E_a/RT^*)}{[O_2]^*} \quad (1)$$

Здесь $[O_2]$ — абсолютная концентрация кислорода в смеси. Звездочкой обозначены параметры газа за ударным фронтом в точке срыва реакции.

На рис. 5 приведены экспериментальные результаты по размеру ячейки для смесей $C_2H_2 + 2,5O_2$ и $CH_4 + 2O_2$ и расчетные зависимости a от начального давления, полученные на основе осредненных кинетических данных [5] (аналогичная зависимость для смесей $2H_2 + O_2$ приведена в [1]). Соответствие расчета и эксперимента наблюдается как для топливно-кислородных, так и для топливно-воздушных и разбавленных аргоном смесей. Следует отметить, что учет горения за поперечными волнами незначительно влияет на величину a .

Модель ячейки может быть использована для решения обратной задачи — нахождения кинетических параметров смеси по экспериментальным размерам ячеек. Логарифмируя формулу (1), получим

$$-\ln \frac{D^*}{T^* \frac{r^*}{b} [O_2]^* \cdot b} - \ln \frac{1,6A \cdot E_a}{R} = \frac{E_a}{R} \frac{1}{T^*} \quad (2)$$

Наклон прямой, аппроксимирующей зависимость $\ln \frac{D^*}{T^* \frac{r^*}{b} [O_2]^* \cdot b}$ от $1/T^*$, должен, очевидно, соответствовать величине эффективной энергии активации E_a .

На рис. 6 приведены результаты расчетов с использованием экспериментальных данных по размеру ячейки, полученных следовым методом, для смесей $H_2 - O_2 - Ar$. Наклон аппроксимирующей прямой соответствует значению $E_a = 14,8$ ккал/моль; наиболее вероятная ошибка E_a составляет 15%. Подставив полученное значение E_a и координаты произвольной точки указанной прямой в формулу (2), получим $A = 12 \cdot 10^{10} \times (1 \pm 0,5)$ молек·с/см³.

Для сравнения проведем расчет величин A и E_a , используя известную кинетику горения водорода. В течение периода индукции горение с достаточной точностью определяется системой элементарных реакций:

0. $H_2 + O_2 \rightarrow 2OH$,
1. $OH + H_2 \rightarrow H_2O + H$,
2. $H + O_2 \rightarrow OH + O$,
3. $O + H_2 \rightarrow OH + H$.

Константы скоростей реакций примем равными: $k = 0,05 \cdot 10^{-8} \sqrt{T} \times \exp(-40000/RT)$, $k_1 = 7 \cdot 10^{-8} \sqrt{T} \cdot \exp(-10000/RT)$, $k_2 = 3,2 \cdot 10^{-8} \sqrt{T} \times \exp(-15100/RT)$, $k_3 = 0,2 \cdot 10^{-8} \sqrt{T} \cdot \exp(-6000/RT)$ [6, 7]. Размерности $k_0 - k_3$ — см/(молек·с). Решение соответствующей системы дифференциальных уравнений при $T = \text{const}$ легко получить, положив концентрации H_2 и O_2 неизменными в течение периода индукции. Определим задержку воспламенения как время τ , за которое число молей OH достигнет критического значения, равного 0,01 от общего числа молей смеси. Проводя расчет задержек воспламенения для указанных выше смесей при тех же условиях и определяя по наклону и положению прямой, аппроксимирующей зависимость $\lg([O_2] \cdot \tau)$ от $1/T$ (см. рис. 6), получим $E_a = 14,2$ ккал/моль, $A = 5,4 \cdot 10^{10}$ молек·с/см³. Изменение критического значения концентрации OH на порядок практически не влияет на величину E_a , значение A при этом меняется не более чем на 25%. Принимая

энергию активации второй реакции равной 18 ккал/моль, получим соответствующее значение эффективной энергии активации — 17 ккал/моль.

Соответствие результатов расчетов с использованием кинетики горения водорода и экспериментальных данных по размерам ячеек говорит о возможности применения модели ячейки для определения кинетических параметров смесей A и E_a .

*Институт гидродинамики
СО АН СССР,
Новосибирск*

*Поступила в редакцию
13/V 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5.
2. E. A. Lundstrom, A. K. Oppenheim. Proc. Roy. Soc. A, 1969, 310.
3. В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. В материалах IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1974.
4. В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1.
5. Р. И. Солоухин. Методы измерений и основные результаты исследований на ударных трубах. Новосибирск, «Наука», 1969.
6. Е. С. Шетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
7. В. Н. Кондратьев, Е. Е. Никитин. Кинетика и механизм газозфазных реакций. М., «Наука», 1974.
8. R. A. Strehlow, A. I. Crooker. Abstracts of 5-th Colloquium (International) on Gasdynamic and Explosive Systems. San — Diego, USA, 1973.
9. D. H. Edwards, G. Hooper a. o. Acta Astr., 1970, 15.
10. К. Н. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
11. R. A. Strehlow, G. D. Engel. AIAA J., 1969, 7, 3.

СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН И ЗОНА РЕАКЦИИ В ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЕ ГАЗ — ПЛЕНКА

А. В. Пинаев

В результате исследования гетерогенной детонации в трубах было выяснено, что она имеет свойства, аналогичные свойствам детонации газовых смесей, а также свойства, присущие только детонации в гетерогенных системах [1, 2]. На некотором расстоянии от фронта гетерогенной детонационной волны поверхность жидкости начинает возмущаться и в потоке газа регистрируется появление волн сжатия и разрежения. Отдельный элемент наблюдающейся структуры состоит из двух волн сжатия, разделенных зоной разрежения. Такая структура получила название структуры М. Размер зоны разрежения элемента структуры М совпадает с длиной волны возмущения на поверхности жидкости и зависит от толщины пленки [3, 4]. Поток газа при этом существенно турбулизован вблизи поверхности жидкой пленки, что значительно ускоряет процесс нагревания и испарения горючего, диффузию паров горючего в окислитель, их смешение и воспламенение [3, 4]. В работе [5] при построении модели расчета гетерогенной детонации в отличие от [6—10] предполагается, что тепловыделение определяется процессами турбулентной диффузии испарившегося горючего.

Возникающая шероховатость поверхности значительно ускоряет переход от ламинарного течения к турбулентному и способствует увеличению тепловых потоков к жидкой пленке по сравнению с турбулентными течениями над гладкой поверхностью [11]. Это приводит к возра-