

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Lee, K. Ramamurthi. Comb. Flame, 1976, 27, 331.
2. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.
3. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3—4.
4. G. G. Bach, R. Knystautas, J. H. Lee. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1971.
5. Л. Н. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1965.
6. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5.
7. R. A. Strehlow, C. D. Engel. AJAA J., 1969, 7, 3.
8. В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1.
9. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.
10. H. Matsui, J. H. Lee. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1979.
11. J. H. Lee. Ann. Rev. Phys. Chem., 1977, 28, 75.

РАСЧЕТ ВЗРЫВА ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ С УЧЕТОМ СДВИГА ХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ ПРОДУКТОВ

С. А. Ждан

(Новосибирск)

В работах [1, 2] численно решена задача об ударной волне (УВ) в воздухе, образующейся при взрыве шара газовой реагирующей смеси. В обеих работах принято упрощающее предположение, что продукты детонации (ПД) газовой смеси — инертный газ с постоянным показателем адиабаты. При этом процессы термохимии при расширении ПД не учитывались.

В данной работе, исходя из представлений о ПД как реагирующей среде, имеющей в каждой точке равновесный химический состав, сформулирована обобщенная постановка задачи о взрыве газовой реагирующей смеси в воздухе. На примере стехиометрических смесей $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ и $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ рассчитаны параметры сферических и цилиндрических УВ, проведено сравнение с результатами расчетов, получаемых без учета сдвига химического равновесия в продуктах, а также с имеющимися экспериментальными данными [3, 4].

Постановка задачи. Предположим, что шар или цилиндр радиусом r_0 , заполненный газовой реагирующей смесью с плотностью ρ_1 , окружен воздухом с начальным давлением p_0 и плотностью ρ_0 . При иницировании в центре шара или вдоль оси симметрии цилиндра по смеси будет распространяться соответственно сферическая или цилиндрическая детонационная волна. Начиная с момента выхода ее на границу раздела реагирующая смесь — воздух, задачу будем описывать системой одномерных нестационарных уравнений газовой динамики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u r^\nu) &= 0, \\ \frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u^2 r^\nu) + \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(U + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho u \left(U + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) r^\nu \right] &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ , p , u , U — плотность, давление, массовая скорость, полная внутренняя энергия газа соответственно. Параметр ν для цилиндрического и сферического случаев симметрии равен 1 и 2.

Полная внутренняя энергия единицы массы ПД (с учетом потенциальной химической энергии U_x), согласно [5], будет

$$U(T, \mu) = 1/(\gamma - 1) \cdot RT/\mu + E(1/\mu - 1/\mu_{\max}), \quad (2)$$

где T , μ — температура и молекулярная масса ПД; γ — эффективное значение показателя адиабаты в ПД; R — универсальная газовая постоянная

пая; μ_{\max} — молекулярная масса смеси в предельно рекомбинированном состоянии; E — средняя энергия диссоциации продуктов реакции. Уравнение состояния для ПД $p = \rho RT/\mu$, для воздуха $p = (\gamma_0 - 1)U\rho$, где $\gamma_0 = 1,4$.

Считая, что ПД газовой реагирующей смеси в течение всего времени процесса имеют равновесный химический состав, можно получить (см. [5]) приближенное уравнение химического равновесия

$$\frac{\rho (1 - \mu/\mu_{\max})^2}{\mu (\mu/\mu_{\min} - 1)} \cdot e^{E/RT} = K = \text{const}, \quad (3)$$

где μ_{\min} — молекулярная масса смеси в предельно диссоциированном состоянии; K — константа равновесия.

Граничные условия: при $r = 0$ $u = 0$; при $r = r_{к.п}$ — равенство давлений и скорости; при $r = r_{\phi}$ — стандартные соотношения на фронте УВ. Здесь $r_{к.п}$ и r_{ϕ} — координаты контактной поверхности и фронта УВ соответственно. Начальное распределение равновесных параметров в продуктах в момент выхода волны на границу раздела находится численным решением автомодельной задачи о ДВ с учетом сдвига химического равновесия по уравнению (3). Автомодельная детонационная волна описывается следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений [6]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dx} &= \frac{\nu\rho(1-x)}{(\nu+1)y - (1-x)^2}, & \frac{dp}{d\rho} &= c^2, \\ \frac{d \ln z}{dx} &= \frac{(1-x)^2 - y}{x[(\nu+1)y - (1-x)^2]}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $z = r/t$ — автомодельная переменная; $x = u/z$; $y = c^2/z^2$; c — равновесная скорость звука, выражение для которой [7] имеет вид

$$c^2 = \{1 + (\gamma - 1)(\Lambda + 2E/RT)/[\Lambda + E/RT + (\gamma - 1)(E/RT)^2]\} \cdot p/\rho, \quad (5)$$

где $\Lambda = [2\mu\mu_{\max} - \mu_{\min}(\mu + \mu_{\max})]/[(\mu_{\max} - \mu)(\mu - \mu_{\min})]$. Система (4) с соотношениями (3), (5) интегрировалась при условиях:

$c|_{z=D} = c_*$, $\rho|_{z=D} = \rho_*$, $p|_{z=D} = p_*$, $u|_{z=D} = u_*$. Значения параметров c_* , ρ_* , p_* , u_* находятся из законов сохранения на фронте ДВ:

$$\rho(D - u) = \rho_1 D, \quad p + \rho(D - u)^2 = p_0 + \rho_1 D^2, \quad D - u = c,$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + E \left(\frac{1}{\mu_*} - \frac{1}{\mu_{\max}} \right) + \frac{(D - u)^2}{2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \frac{p_0}{\rho_1} + E \left(\frac{1}{\mu_1} - \frac{1}{\mu_{\max}} \right) + \frac{D^2}{2} \quad (6)$$

с привлечением соотношений (3), (5). Здесь p_0 , ρ_1 , γ_1 — давление, плотность и показатель адиабаты смеси в исходном состоянии; D — скорость детонации Чепмена — Жуге; μ_* — молекулярная масса в точке Чепмена — Жуге; μ_1 — константа интегрирования. В силу равенства на фронте волны величины теплового эффекта химических реакций разности потенциальных химических энергий $E(1/\mu_1 - 1/\mu_*)$ из термодинамического расчета по программе [8] и уравнения сохранения энергии (6) находим значения γ и μ_1 , после чего из (3), (5), (6) при заданной скорости детонации D величины c_* , ρ_* , p_* , u_* определяются однозначно, причем их численные значения отличаются от точных из [8] на десятые доли процента.

Сформулированная задача (1)–(3) решалась численно методом распада разрыва в подвижных сетках [9], позволяющим выделять контактную поверхность и фронт УВ.

Результаты расчетов. Численный счет проведен при стандартных значениях параметров воздуха: $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Н/м², $\rho_0 = 1,1842$ кг/м³, $T_0 = 298,15$ К на примере двух стехиометрических кислородных смесей: 1) $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$; 2) $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Некоторые исходные данные для этих смесей [8] и константы, входящие в уравнения (2), (3) и (6) (см. [7]), приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры	CH ₄ +2O ₂	2H ₂ +O ₂	Параметры	CH ₄ +2O ₂	2H ₂ +O ₂
ρ ₁ , кг/м ³	1,09	0,4909	μ _{max} /μ ₀	1	1,5
γ ₁	1,36	1,397	μ _{min} /μ ₀	0,375	0,5
μ ₀ , кг/моль	26,68	12,01	E, кДж/моль	472,7	459,2
D, м/с	2391	2837	K · 10 ⁻³ , $\frac{\text{кмоль}}{\text{м}^3}$	16,07	5,352
μ _* /μ ₀	0,7895	1,2092	γ	1,2588	1,2615

Примечание. μ₀ — начальная молекулярная масса смеси.

Величина полной энергии, заключенной в реагирующей смеси в момент выхода детонационной волны на границу с воздухом, находится из выражения

$$W = \frac{2\pi\nu}{\nu+1} \int_0^{r_0} \rho \left(U + \frac{u^2}{2} \right) dr^{\nu+1} = \frac{2\pi\nu}{\nu+1} \rho_1 U_0 r_0^{\nu+1},$$

где $U_0 = p_0 / (\gamma_1 - 1) \rho_1 + E(1/\mu_1 - 1/\mu_{\max})$ — полная начальная энергия на 1 кг смеси. Сравнение численных значений U_0 и химической составляющей полной внутренней энергии смеси в точке Чепмена — Жуге $U_x^{\text{Ч.-Ж.}} = E(1/\mu_* - 1/\mu_{\max})$, приведенных для рассматриваемых смесей, дано ниже.

Смесь	$U_0, \frac{\text{МДж}}{\text{кг}}$	$U_x^{\text{Ч.-Ж.}}, \frac{\text{МДж}}{\text{кг}}$	$U_x^{\text{Ч.-Ж.}}/U_0$
1	9,844	4,72	0,48
2	13,473	6,131	0,455

Видно, что для кислородных смесей за фронтом детонационной волны почти половина U_0 заключена в химической составляющей полной внутренней энергии. Очевидно, что часть энергии U_x может выделяться в процессе расширения ПД.

Рассмотрим результаты численного решения сформулированной задачи. На рис. 1 изображены сплошными линиями расчетные зависимости избыточных давлений Δp на фронте УВ от безразмерного расстояния $\lambda_\Phi = r_\Phi / r_0$ для сферической ($\nu = 2$) и цилиндрической ($\nu = 1$) симметрии. Штриховыми линиями нанесены результаты расчетов для исследуемых кислородных смесей в традиционной постановке [1, 2] — без изменения состава ПД. Видно, что результаты расчетов по математической модели (1)–(3) дают большие значения избыточных давлений на фронте УВ. В соответствии с принципом энергетического подобия такой количественный рост избыточных давлений реализуется, если в ПД выделяется на 30–40% энергии больше, чем по модели [1, 2].

Действительно, при расширении ПД их температура уменьшается и в соответствии с уравнением (3) происходит сдвиг химического равнове-

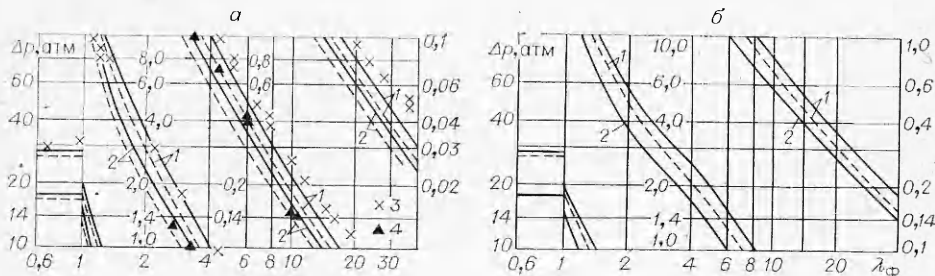


Рис. 1. Зависимость избыточных давлений от радиуса фронта сферической (а) и цилиндрической (б) УВ.

1 — CH₄+2O₂; 2 — 2H₂+O₂; 3 — [3]; 4 — [4].

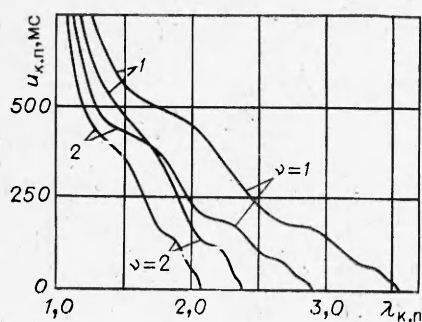


Рис. 2. Зависимость скорости контактной поверхности от положения границы раздела.
1 — $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$; 2 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$.

сия в сторону более полного окисления продуктов, что характеризуется увеличением молекулярной массы μ и, следовательно, уменьшением потенциальной химической энергии U_x . Но спад U_x приводит к дополнительному энерговыделению в ПД, причем выделяющаяся энергия переходит в термодинамическую часть внутренней энергии и в работу по расширению ПД. Ряд значений параметров в момент максимального расширения ПД приведен в табл. 2. Расчеты показывают, что величины U_x , U , μ , $T_{\text{ПД}}$ в момент максимального расширения продуктов распределены практически однородно по пространству и почти не зависят от геометрии задачи. Из табл. 2 видно, что для рассмотренных кислородных смесей более половины начальной потенциальной химической энергии $U_x^{\text{Ч.-Ж.}}$ «застревает» в расширившихся продуктах, а их температура не опускается ниже 2870 К.

С целью сопоставления с численными решениями на рис. 1, а нанесены экспериментальные данные [3, 4]. Видно, что для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ эксперимент [4] и расчет находятся в хорошем соответствии. В то же время для смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, начиная с расстояния $\lambda_{\text{ф}} > 5$, наблюдается систематическое превышение экспериментальных данных [3] над расчетными. По-видимому, такое расхождение может быть связано с неоднородными эффектами при постановке эксперимента. В [3] прямо подчеркивается, что при измерениях параметров УВ на расстояниях $\lambda_{\text{ф}} > 5$ из-за технических трудностей шар, заполненный смесью, и датчик давления располагались на поверхности земли. Несмотря на указанное замечание, общий вывод очевиден — результаты расчетов по модели (1)–(3) существенно лучше коррелируют с экспериментальными данными, чем расчеты по модели [1, 2].

Из рис. 1 видно, что в диапазоне безразмерных расстояний $1,6 < \lambda_{\text{ф}} < 4$ при $\nu = 2$ и $2 < \lambda_{\text{ф}} < 6$ при $\nu = 1$ происходит изменение закона спада Δp на фронте УВ. Анализ численных решений показал, что этот эффект связан с неравномерным уменьшением скорости границы раздела ПД — воздух. Поведение скорости контактной поверхности $u_{\text{к.п}}$ в зависимости от радиуса расширения ПД $\lambda_{\text{к.п}} = r_{\text{к.п}}/r_0$ изображено на рис. 2. Как отмечалось в работе [10], колебания скорости границы раздела связаны с двухстадийным процессом разгона ПД.

Важной характеристикой взрыва является импульс положительной фазы сжатия $\tilde{I}_p^+ = \int_0^{t_+} (p - p_0) dt$. На рис. 3 представлены зависимости безразмерного импульса $I_p^+ = \tilde{I}_p^+ / r_0 \cdot \sqrt{p_0 \rho_0}$ от относительного расстояния $\lambda = r/r_0$ для сферической геометрии. Можно видеть, что на одинаковых расстояниях импульсы положительной фазы сжатия, рассчитанные по моде-

Таблица 2

Смесь	ν	r_{max}/r_0	$U_x, \frac{\text{МДж}}{\text{кг}}$	$U, \frac{\text{МДж}}{\text{кг}}$	μ/μ_0	$T_{\text{ПД}}, \text{К}$	U/U_0
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	2	2,38	2,51	6,45	0,876	2870	0,655
	1	3,55	2,53	6,49	0,875	2880	0,659
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	2	2,07	3,37	9,15	1,325	2900	0,679
	1	2,90	3,42	9,25	1,323	2910	0,687

Примечание. r_{max} — максимальный радиус расширения ПД; $T_{\text{ПД}}$ — температура ПД при $r_{\text{к.п}} = r_{\text{max}}$.

Рис. 3. Зависимость импульса положительной фазы сжатия от относительного расстояния. 1 — $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$; 2 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$; 3 — [3].

ли (1)–(3) (сплошные линии), примерно на 30% больше значений импульсов, полученных по модели [1, 2] (штриховые линии), и лучше коррелируют с экспериментом.

Представляет интерес величина коэффициента полезного действия взрыва $\eta = W_1/W$, определяемого как отношение энергии W_1 , перешедшей в волну при максимальном расширении ПД к полной энергии, заключенной первоначально в смеси. Ясно, что $\eta = 1 - U/U_0$, и в соответствии с данными табл. 2 находим для $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ $\eta \approx 34\%$, а для $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ $\eta \approx 32\%$. Таким образом, для кислородных смесей только третья часть полной энергии взрыва совершает работу над окружающим воздухом.

В заключение автор выражает благодарность В. В. Митрофанову за ряд критических замечаний.

Поступила в редакцию 30/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ждан. ПМТФ, 1975, 6.
2. В. D. Fishburn. Acta Astron., 1976, 3, 11–12.
3. С. А. Когарко, В. В. Адушкин, А. Г. Лямин. НТПГВ, 1965, 1, 2.
4. R. W. Woolfolk, C. M. Ablow. — In: Proc. Conf. Mech. Explos. and Blast Waves. Feltman Research Laboratory, Picatinny Arsenal, Dover, N. Y., 1973.
5. Ю. А. Николаев. ФГВ, 1978, 14, 4.
6. К. П. Станюкович. Неуставившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
7. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
8. Ю. А. Николаев, М. Е. Толчиня. ФГВ, 1977, 13, 3.
9. С. К. Годунов, А. В. Забродин и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
10. С. А. Ждан, В. И. Феденок. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 51. Новосибирск, 1981.

ДИНАМИКА ТЕПЛОБМЕНА ГАЗОВ В ПОДЗЕМНОЙ ПОЛОСТИ

Е. Г. Басанский, Н. А. Кудряшов, А. Л. Моисеев, В. И. Некрасов
(Москва)

Исследование процессов теплообмена газообразных продуктов в полости подземного взрыва проводилось в работах [1–3]. Результаты измерения давления газов в полости приведены в [1]. Аналитическое решение задачи о температуре и давлении продуктов взрыва в полости с учетом процессов имплозии (вбрасывания) вещества расплава в газ полости получено в [2]. Численное исследование температуры и давления газов в полости взрыва с учетом процессов теплообмена, конденсации тугоплавкого компонента и утечки проводилось в [3].

В настоящей работе исследование процессов теплообмена газов в полости проводится для безводных и газонасыщенных силикатных пород. Следуя [3, 4], предположим, что продукты термического разложения горной породы состоят из тугоплавкого компонента (SiO_2), паров воды и летучего компонента (CO_2). После окончания стадии расширения при подземном взрыве образуется полость с газообразными продуктами при высокой температуре и давлении [4, 5]. Остывание газообразных продук-