

решений соответственно. Место окончания неполного стационарного решения $x = -0,0513$. Проиллюстрированные на рис. 3 результаты, а также результаты аналогичных сравнений для гидродинамических величин головной зоны взрыва для других моментов времени свидетельствуют о достаточно хорошем совпадении кривых. Сравнения проводились для следующих величин: скоростей v_1 и v_2 , давления p , температур T_1 и T_2 , плотностей ρ_1 и ρ_2 , плотности числа частиц n , диаметра частиц d , интенсивностей передач массы J , импульса f и энергии q . При $t = 0,45$ головная зона нестационарного решения с точностью до 5% соответствовала нормальному детонационному режиму, характеризуемому скоростью $D = D_{н-н} = 6,33$.

Таким образом, неполные стационарные решения характеризуют этапы асимптотического установления в головной зоне нестационарного решения режима нормальной детонации Чепмена — Жуге и заслуживают самостоятельного изучения.

В заключение автор выражает благодарность Р. И. Нигматулину и П. Б. Вайнштейну за постановку задачи и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн П. В., Нигматулин Р. И., Попов В. В. и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, 1, 22.
2. Вайнштейн П. В., Нигматулин Р. И., Попов В. В. ФГВ, 1980, 16, 5, 102.
3. Вайнштейн П. В., Нигматулин Р. И., Попов В. В. ЖВММФ, 1982, 22, 3, 742.
4. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.
5. Гладилин А. М. ФГВ, 1975, 11, 3, 480.
6. Гладилин А. М. Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, 3, 164.
7. Антонов Э. А., Гладилин А. М. Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, 5, 92.
8. Гладилин А. М. ФГВ, 1974, 10, 1, 110.
9. Беляев А. Ф. ЖФХ, 1940, 14, 8, 1009.

г. Москва

Поступила в редакцию 9/XI 1988

УДК 534.222.2

С. А. Ждан, А. М. Мардашев, В. В. Митрофанов

РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЯ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В КОЛЬЦЕВОЙ КАМЕРЕ

Теоретические исследования режима детонационного сгорания топливной смеси, непрерывно поступающей в кольцевую камеру с заужением на выходе и без него [1, 2], проводились в предположении однородного, звукового в осевом направлении истечения продуктов детонации (ПД). Выходные параметры потока однозначно определялись геометрией камеры, термодинамическими и газодинамическими константами топливной смеси и не зависели от механизма ее сгорания. Детонационный характер превращения учитывался лишь при рассмотрении внутренней структуры течения в камере. Между тем важная термодинамическая особенность детонации по сравнению с обычным горением состоит в том, что при одинаковом тепловыделении обеспечивается меньший прирост энтропии. Поэтому большая часть химической энергии топлива может быть использована для совершения механической работы.

Благоприятные возможности для этого возникают при сжигании горючей смеси в кольцевой цилиндрической камере без заужения выходного сечения (рис. 1) посредством сильных поперечных детонационных волн (ДВ) [2—4]. Полезной в данном случае является работа расширения ПД, идущая на увеличение их кинетической энергии и импульса. Максимальное ускорение ПД получается при изоэнтальпическом расширении за

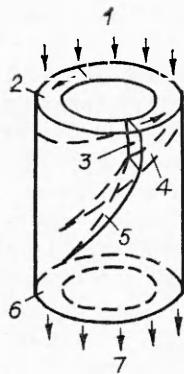


Рис. 1. Цилиндрическая камера.

1 — горючая смесь; 2 — граница Γ_1 ; 3 — поперечная ДВ; 4 — контактная поверхность; 5 — УВ; 6 — граница Γ_2 ; 7 — ПД.

фронтом поперечных ДВ. При этом скорость истечения должна быть сверхзвуковой, а при одномерном процессе обычного горения она, как известно, звуковая.

Одномерный анализ. Приведенные соображения подтверждаются на уровне одномерного анализа [2], где вместо условия звукового истечения на срезе используем изоэнтропичность расширения ПД вниз по потоку от поперечных ДВ ($p = \text{const} \cdot \rho^{\gamma}$). Считаем известными полную энтальпию вдуваемой смеси \bar{i}_τ , среднюю скорость смеси при вдуве и удельный на единицу площади поперечного сечения камеры расход. Из каких-либо дополнительных соображений должны быть еще заданы: η — отношение размера ДВ к расстоянию между ними (l); α — отношение давлений, действующих между потоками горючей смеси и ПД вдоль границы контакта в направлении осей x и z [2]; θ_1 — угол наклона линий тока к верхнему торцу камеры на фронте детонационной волны. Балансовые соотношения потоков массы, импульса и энергии для контрольных сечений и уравнения сильного разрыва позволяют рассчитывать основные параметры течения аналогично работе [2]. Результаты решения совокупности модельных уравнений для некоторых вариантов входных параметров приведены в табл. 1, где $M_z = v/c$; $\theta = \text{arctg}(v/u)$; u и v — проекции скоростей на осях x и z соответственно; D_1 — скорость ДВ относительно камеры; p_2 — давление на ДВ; величины без индексов соответствуют однородному потоку на срезе камеры.

Из представленных в табл. 1 данных видно, что для всех вариантов истечение ПД сверхзвуковое. Справедливость предположения об изоэнтропичности течения за ДВ можно проверить, вычисляя дополнительный прирост энтропии на косом ударном скачке CN (рис. 2). Наибольший

Таблица 1

γ	η	$\sin \theta_1$	α	$\frac{D_1}{\sqrt{2I_\tau}}$	$\frac{p}{p_2}$	θ , град	$M_z = \frac{v}{c}$
1,25	0,2	0,2	1,0	0,571	0,092	42,3	1,72
1,25	0,15	0,15	1,0	0,607	0,060	42,4	1,88
1,25	0,1	0,1	1,0	0,647	0,034	42,8	2,12
1,25	0,1	0,2	0,5	0,685	0,037	39,8	1,97
1,15	0,1	0,2	0,5	0,523	0,043	41,6	1,91
1,15	0,05	0,1	0,5	0,545	0,016	44,9	2,36

прирост энтропии ΔS происходит вблизи точки C , где угол фронта с натекающим потоком максимален. Этот угол рассчитывается из условий совместности течения за ударной волной (УВ) и центрированной волной разрежения за поперечной ДВ. Как показывает расчет, при выборе решения со сверхзвуковым течением за УВ ΔS всегда оказывается меньше прироста энтропии в плоской волне горения при звуковом истечении из камеры. При удалении от точки C интенсивность скачка CN падает и прирост энтропии на нем уменьшается. Поэтому есть основание ожидать истечение ПД на срезе

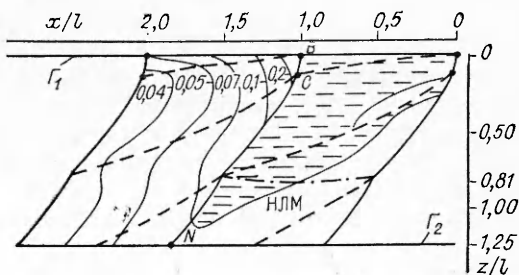


Рис. 2. Расчетная структура течения в камере.

камеры при $M_z > 1$. Численный расчет двумерной структуры потока по упрощенной схеме течения [5] показал, что на некотором расстоянии от верхнего торца камеры для усредненного за период течения реализуется трансзвуковой переход. Полный расчет при спиновой детонации в кольцевой камере с учетом реального механизма подачи горючей смеси проведен в настоящей работе.

Постановка задачи. Течение в кольцевом пространстве камеры с границами Γ_1 (верхний торец камеры, через который поступает горючая смесь) и Γ_2 (срез камеры) описываем двумерными стационарными уравнениями газовой динамики в интегральной форме

$$\oint (\vec{a}dz - \vec{b}dx) = 0, \quad (1)$$

$$\vec{a} = (\rho u, p + \rho u^2, \rho uv, \rho u(2I + \vec{q}^2)),$$

$$\vec{b} = (\rho v, \rho uv, p + \rho v^2, \rho v(2I + \vec{q}^2)),$$

где (x, z) — прямоугольная декартова система координат с началом в точке B (см. рис. 2); $\vec{q} = (u, v)$ — вектор скорости потока; $I = e + p/\rho$ — энтальпия; e — полная внутренняя энергия.

Граничные условия на Γ_1 задают связь параметров вдува горючей смеси через систему микросопел Лавалья с противодавлением $p(x, 0)$:

$$\begin{aligned} v = 0, \text{ если } p_0 \leq p(x, 0); \quad u = D \cos \theta_0, \text{ если } p(x, 0) \leq p_0; \\ p = p(x, 0), \text{ если } p' \leq p(x, 0) < p_0; \quad p = p', \text{ если } p(x, 0) < p'; \\ \rho = \rho_0 (1 - v^2/v_{\max}^2)^{1/(\gamma-1)}, \\ v = v_{\max} [1 - (p/p_0)^{(\gamma-1)/\gamma}]^{1/2}, \text{ если } p'' \leq p(x, 0) < p_0; \\ \rho v S = \rho_* v_* S_*, \\ [\gamma/(\gamma-1)] p/\rho + v^2/2 = v_{\max}^2/2, \text{ если } p(x, 0) < p''. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь p_0, ρ_0 — параметры смеси в ресивере при $v = 0$; D — скорость детонации; θ_0 — угол наклона \vec{q} к торцу камеры в точке B , в которой фронт ДВ перпендикулярен линии тока и $|\vec{q}| = D$; γ — показатель политропы газовой смеси; ρ_*, v_*, v_{\max} — критические плотность, скорость и максимально возможная скорость, известные функции γ, p_0 и ρ_0 ; S и S_* — площади выходного и критического сечений микросопел (S совпадает с сечением камеры); p' и p'' — расчетные давления сверх- и дозвукового режимов истечения, удовлетворяющие уравнению

$$(p/p_0)^{1/\gamma} [1 - (p/p_0)^{(\gamma-1)/\gamma}]^{1/2} = [2/(\gamma+1)]^{1/(\gamma-1)} [(\gamma-1)/(\gamma+1)]^{1/2} S_*/S.$$

На срезе камеры Γ_2 условие свободного истечения ПД:

$$v(x, L) \geq c(x, L) = [\kappa p(x, L)/\rho(x, L)]^{1/2}, \quad (3)$$

где κ — показатель политропы ПД; L — длина камеры.

В силу периодичности (с периодом l) течения по x для любой газодинамической функции $f(x, z)$ справедливо

$$f(0, z) = f(l, z), \quad 0 \leq z \leq L. \quad (4)$$

Приводя задачу (1)–(4) к безразмерному виду относительно ρ_0, p_0, D, l , решаем ее аналогично [5] глобальными итерациями численным методом [6], отслеживая линии тока и выделяя явно сильные разрывы: поперечную ДВ, присоединенную УВ и границу раздела горючей смеси с ПД.

Результаты расчетов. Решение задачи в безразмерной постановке зависит от пяти констант (критериев подобия) $\pi = p_0/\rho_0 D^2, \gamma, \kappa, S/S_*, L/l$. Расчеты проведены для стехиометрической пропаноокислородной смеси ($C_3H_8 + 5O_2$) при следующих константах: $\gamma = 1,29, \kappa = 1,26, D = 2355$ м/с. Размеры кольцевой цилиндрической камеры [4] характери-

зуются отношениями $S/S_* = 22$, $L/l = 0,716$. Влияние критерия подобия π и относительной длины камеры L/l на структуру численного решения определялось варьированием $\pi \in [1,05 \cdot 10^{-2}; 4,4 \cdot 10^{-2}]$ и $L/l \in [0,716; 1,25]$. Варьирование π означает изменение начальной температуры горючей смеси $T_0 \in [240, 1000 \text{ K}]$ в предположении сохранения ее молекулярной массы. По оценкам [2], смесь перед ДВ частично выгорает, что приводит к повышению ее температуры до $700 \div 1000 \text{ K}$. Такое повышение температуры в рамках рассматриваемой численной модели формально осуществляется заданием $\pi = 4,4 \cdot 10^{-2}$. При стандартной температуре смеси $\pi = 1,29 \cdot 10^{-2}$.

На рис. 2 представлена структура течения (два периода), рассчитанная для $\pi = 4,4 \cdot 10^{-2}$ и $L/l = 1,25$. При вдуве смеси через верхний торец камеры образуется слой (граница раздела показана штриховой линией), который, сгорая в ДВ, расширяется и проходит через УВ следующего периода. После этого часть слоя ПД вытекает через границу Γ_2 , а часть еще раз подвергается ударному сжатию. Перед криволинейной поперечной ДВ толщина слоя горючей смеси, поступившей через Γ_1 , за период, равна $0,12l$, а газодинамические параметры в ней неоднородны. Отношение давлений на фронте присоединенной УВ уменьшается от 4,7 до 1,7 и, следовательно, скачок энтропии на ней также снижается.

На рис. 2 приведены изобары (p/p_0), показывающие быстрый спад давления вниз по потоку от ДВ. Вдув свежей смеси начинается при $x = 0$, так как детонационное давление $p_D = 0,56p_0 < p_0$. Вдоль Γ_1 давление снижается, оставаясь в диапазоне $p' < p(x, 0) < p''$, поэтому вдув смеси через микросопла Лавалья происходит в нерасчетном режиме.

Справа на рис. 2 в горизонтально заштрихованной подобласти характеристики второго семейства имеют отрицательный наклон ($M_z = -v/c < 1$). Видно, что с удалением от Γ_1 по оси z ширина заштрихованной подобласти уменьшается и при $z/l \approx 1,13$ обращается в нуль. При $z/l > 1,13$ любое звуковое возмущениеносится вниз по потоку. На промежутке $0,12 < z/l < 1,13$ существует линия — огибающая характеристик второго семейства. Будем называть ее нейтральной линией Маха (НЛМ). Анализ решения показал, что НЛМ расположена в окрестности $z = 0,81l$ и замыкается на себя через период.

Уменьшение относительной длины камеры $L/l = 1,25 \div 0,82$ не приводит к изменениям решения выше НЛМ. В варианте расчета при $L/l = 0,716$, равной экспериментальному значению [4], геометрические и газодинамические параметры в окрестности Γ_1 отличаются от представленного выше решения менее чем на 0,2%, а при $z/l = 0,716$ отличие газодинамических параметров достигает 12%.

Существенные количественные изменения в решении происходят при уменьшении π , хотя качественные его особенности при этом сохраняются. В табл. 2 представлены некоторые характеристики спиновой детонации для камеры с $L/l = 0,716$ при трех различных значениях π . Сравнение первых двух вариантов показывает, что при изменении π , соответствующем снижению T_0 от 1000 до 293 K, угол θ_0 и относительный размер ДВ уменьшаются примерно в 2 раза. Интенсивность же детонационного скачка на верхнем фланге поперечной ДВ (приведена в последнем столбце таблицы) возрастает в 3,3 раза.

Сопоставление расчетных величин с экспериментом [4] обнаруживает, что близкие к реальным значения достигаются при $\pi = 4,4 \cdot 10^{-2}$.

Т а б л и ц а 2

$\pi \cdot 10^2$	θ_0 , град	η	α	F_2/F_1
4,4	7,02	0,120	0,67	10,94
1,29	3,41	0,059	0,40	36,15
1,05	3,18	0,052	0,36	44,30

Так, относительный размер поперечной ДВ, измеренный по фоторегистрограммам самосвечения процесса, оказывается равным 0,15, т. е. на 20 % выше табличного значения η для первого варианта. Угол наклона косой УВ на большей своей части $\approx 55^\circ$. Расчетные значения углов на этом же участке для первого варианта находятся в диапазоне $50 \div 56^\circ$. Такое же удовлетворительное соответствие с экспериментом имеется и по другим геометрическим характеристикам течения. Границы областей с $M_z < 1$ на рис. 2 и найденные экспериментально в [4] хорошо коррелируют между собой. Поверхность, ниже которой все слабые возмущения сносятся вниз по потоку, расположена, как и расчетная НЛМ, в окрестности $z/l = 0,7$ и имеет те же особенности: пологость, излом на фронте УВ и максимальное приближение к срезу камеры при $x/l \approx 1$.

Таким образом, разработанная численная модель спиновой детонации в кольцевой камере может быть использована для прогнозирования и анализа параметров периодического газодинамического течения. Расчеты для стехиометрической пропанокислородной смеси показывают, что удовлетворительное соответствие с экспериментом достигается при значениях λ , отвечающих повышенным температурам горючей смеси, что, возможно, объясняется частичным ее выгоранием перед ДВ за счет контакта с ПД и стенками камеры [2]. Установлено, что внутри камеры существует нейтральная линия Маха, ниже которой поток в осевом направлении в среднем сверхзвуковой. При $L/l > 0,82$ НЛМ располагается в окрестности сечения $z/l = 0,81$. Трансзвуковой переход происходит в канале постоянного сечения благодаря специальной структуре течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shen P. I., Adamson T. C. J. *Astronautica Acta*, 1972, 17, 715.
2. Быковский Ф. А., Митрофанов В. В. *ФГВ*, 1980, 16, 5, 107.
3. Быковский Ф. А., Клопотов И. Д., Митрофанов В. В. *Докл. АН СССР*, 1975, 224, 5, 1038.
4. Быковский Ф. А. // *Детонация и ударные волны*. — Черногловка, 1986.
5. Ждан С. А., Мардашев А. М., Митрофанов В. В. // Там же.
6. Иванов М. Я., Киреев В. К. *ЖВМ и МФ*, 1976, 16, 3, 750.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 23/III 1989

УДК 539.4 + 548.4

М. А. Могилевский, Л. С. Бушнев

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ РАЗВИТИЯ ДЕФОРМАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ Al И Cu ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ НАГРУЖЕНИЯХ ДО 50 И 100 ГПа

Известно, что предел текучести кристаллических материалов возрастает с увеличением скорости деформации ϵ , особенно быстро после достижения $\epsilon = 10^4 \div 10^5 \text{ с}^{-1}$. Экстремально высокие скорости деформации (до $10^7 - 10^8 \text{ с}^{-1}$) достигаются на фронте плоской ударной волны (УВ). Согласно оценке [1], касательные напряжения на фронте достаточно сильной плоской УВ могут превышать уровень теоретической прочности на сдвиг в нормальных условиях. Естественно, что при нагружениях УВ можно ожидать существенных изменений в механизме деформации металлов. Особенности поведения дефектов решетки в УВ и соответствие эксперименту различных моделей, предложенных для описания поведения кристаллических материалов при ударно-волновом нагружении, анализируются в обзоре [2]. Важнейшим источником ин-