

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЕМЕ СХОДЯЩЕЙСЯ К ЦЕНТРУ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

В. А. Левин, В. В. Марков*, С. Ф. Осинкин, Т. А. Журавская

Институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова, 119192 Москва, levin@imec.msu.ru

*Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, 119991 Москва

Рассмотрена задача о прямом инициировании сферической и цилиндрической детонации в стехиометрической водородовоздушной смеси при нормальных условиях в результате схлопывания области (полости) низкого давления в пространстве, ограниченном твердой оболочкой. Исследование течения с учетом реального механизма химических реакций проводилось конечно-разностным методом, основанным на схеме С. К. Годунова, с подвижной расчетной сеткой и явным выделением головной ударной волны и контактной поверхности. Установлено, что при заданном давлении в схлопывающейся области и ее радиусе, равном или превосходящем известный критический радиус для случая безграничного пространства, существует минимальный (критический) радиус оболочки, начиная с которого в рассматриваемом поле течения формируется детонационная волна. При этом для фиксированного значения пониженного давления в случае сферической симметрии избыточная внутренняя энергия шарового слоя, заключенного между оболочкой и областью низкого давления, которая идет на инициирование детонационного горения, имеет минимум, существенно превышающий критическую энергию инициирования детонации зарядом тротила в неограниченном пространстве.

Ключевые слова: распад разрыва, водородовоздушная смесь, детонация, ударная волна, критическая энергия инициирования.

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что для прямого инициирования детонации в горючей газовой смеси необходимо достаточно быстрое выделение энергии (например, в результате взрыва конденсированного взрывчатого вещества или с помощью взрывающейся проволоочки, электрического разряда, лазерной искры и т. д.). Более того, количество выделенной энергии должно превышать некоторое критическое значение, зависящее от способа подвода энергии и начальных параметров горючей смеси. В случае, когда количество энергии меньше критического, детонация не формируется [1–8].

Тем не менее на практике могут возникать ситуации, при которых формирование детонации возможно без дополнительного подвода энергии, поскольку фундаментальным условием реализации самоподдерживающейся детонации является формирование достаточно сильной ударной волны, способной зажечь горючую смесь [9]. Так, в [10] исследовано возникновение

детонации в результате распада области низкого давления в неограниченном объеме горючей газовой смеси. Установлено, что для каждого фиксированного значения пониженного давления из интервала, левая граница которого больше нуля, а правая меньше атмосферного давления, существует некоторое минимальное критическое значение радиуса области, начиная с которого возникающая в результате распада начального разрыва сходящаяся ударная волна после отражения от центра зажигает горючую смесь и в открытом пространстве формируется самоподдерживающаяся детонация.

В данной работе исследуется формирование детонационной волны, возникающей в результате распада области низкого давления, в ограниченном пространстве.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим ограниченный сферической или цилиндрической твердой оболочкой радиуса R_s объем покоящейся стехиометрической водородовоздушной смеси, в котором в начальный момент времени $t = 0$ имеется область радиуса R_l ($R_l < R_s$) с давлением p_l и плот-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-01-00323).

ностью ρ_l , меньшими, чем давление p_0 и плотность ρ_0 смеси, заполняющей остальное пространство. В то же время температура во всем рассматриваемом объеме постоянна.

Течение газа в случае цилиндрической ($\nu = 2$) или сферической ($\nu = 3$) симметрии описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial(\rho r^{\nu-1})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v r^{\nu-1})}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho r^{\nu-1} v)}{\partial t} + \frac{\partial((\rho v^2 + p) r^{\nu-1})}{\partial r} = (\nu - 1) p r^{\nu-2},$$

$$\frac{\partial((\rho v^2/2 + \rho h - p) r^{\nu-1})}{\partial t} + \frac{\partial((v^2/2 + h) \rho v r^{\nu-1})}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho n_i r^{\nu-1})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho n_i v r^{\nu-1})}{\partial r} = \rho \omega_i r^{\nu-1},$$

начальные условия:

$$p(r, t)|_{t=0} = \begin{cases} p_l, & 0 \leq r < R_l, \\ p_0, & R_l < r \leq R_s, \end{cases}$$

$$\rho(r, t)|_{t=0} = \begin{cases} \rho_l, & 0 \leq r < R_l, \\ \rho_0, & R_l < r \leq R_s, \end{cases}$$

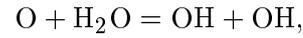
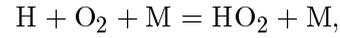
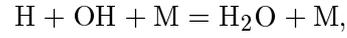
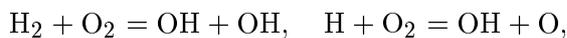
$$v(r, t)|_{t=0} = 0, \quad T(r, t)|_{t=0} = T_0,$$

$$n_i(r, t)|_{t=0} = n_{i,0}, \quad i = 1, 2, \dots, 8,$$

граничные условия на оболочке и в центре (оси) симметрии:

$$v(r, t)|_{r=R_s} = 0, \quad v(r, t)|_{r=0} = 0.$$

Здесь ρ — плотность, r — пространственная координата, p — давление, v — скорость, h — энтальпия, t — время, $n_{i,0}$, n_i — начальная и текущая концентрации i -го компонента смеси, ω_i — скорость образования i -го компонента смеси при химической реакции, T_0 — начальная температура. Химическое взаимодействие описывается следующими элементарными реакциями [11]:



где M обозначает третью частицу. Константы скоростей химических реакций взяты из работы [11].

Уравнения состояния водородовоздушной смеси имеют вид

$$p = \frac{\rho RT}{\mu}, \quad h = \sum n_i h_i(T),$$

$$\mu^{-1} = \sum n_i = \sum \alpha_i m_i^{-1}, \quad i = 1, 2, \dots, 8,$$

где $\alpha_i = \rho_i/\rho$ — массовая доля i -го вещества, m_i — молекулярная масса i -го вещества, R — универсальная газовая постоянная. Значения парциальных энтальпий $h_i(T)$ взяты из работы [12].

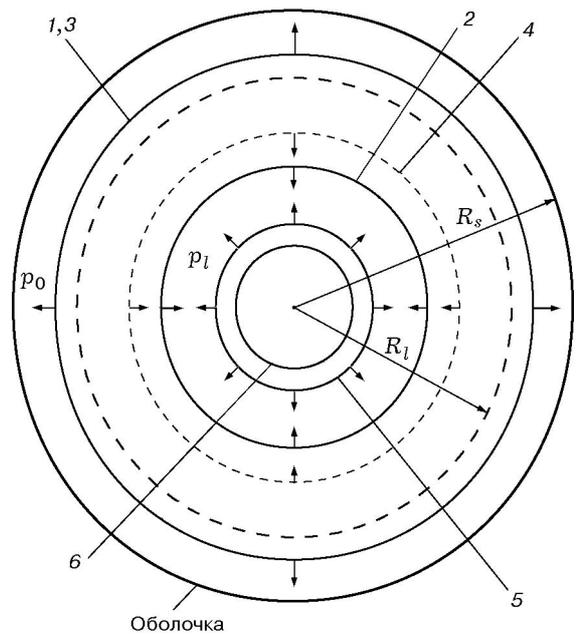


Рис. 1. Схема течения:

1, 3 — передний фронт волны разрежения до (1) и после (3) отражения от оболочки; 2 — сходящаяся ударная волна; 4 — контактная поверхность; 5 — отраженная ударная волна; 6 — фронт горения

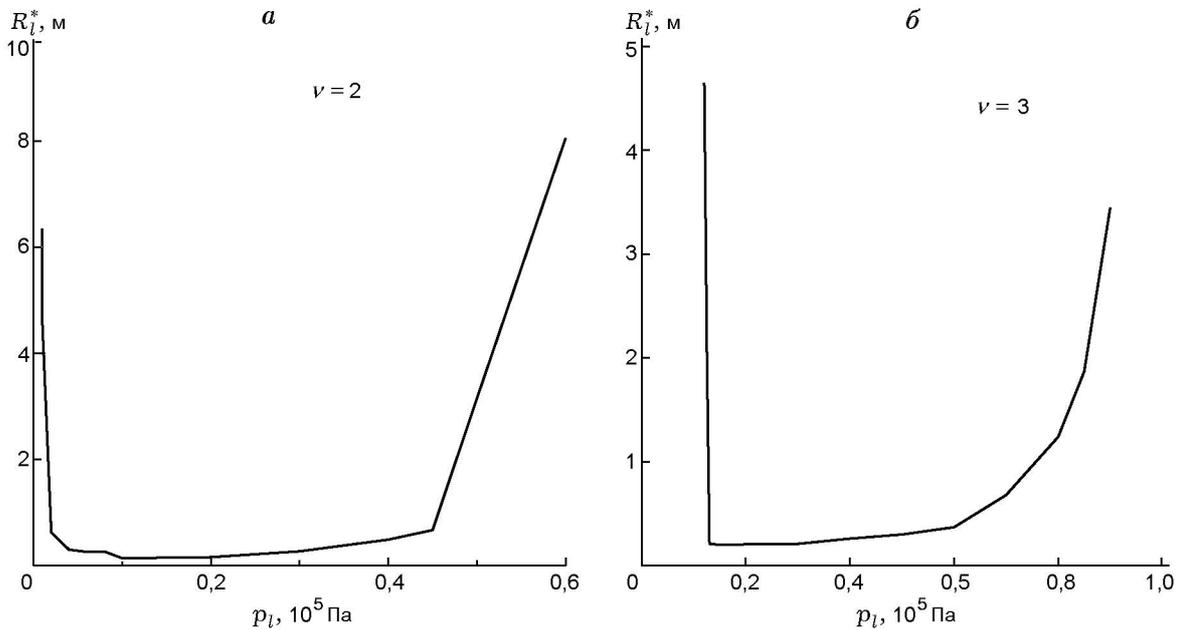


Рис. 2. Зависимости критического радиуса от давления внутри области низкого давления в случае цилиндрической (а) и сферической (б) детонации

Отношение $p_l/p_0 = \rho_l/\rho_0$, определяющее начальный разрыв давления и плотности, принимает значения из интервала $(0, 1)$. (Отметим, что $\rho_0 = p_0/RT_0 \sum n_{i,0}$.)

Для решения системы уравнений газовой динамики совместно с уравнениями химической кинетики применялся конечно-разностный метод, основанный на схеме С. К. Годунова [13], с подвижной расчетной сеткой и явным выделением сходящейся ударной волны, контактного разрыва, переднего фронта волны разрежения, движущегося к оболочке, и отраженной ударной волны.

Расчеты проводились при фиксированных значениях $p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 300$ К, молярных долях компонентов водородовоздушной смеси $r_{H_2} = 2/7$, $r_{O_2} = 1/7$, $r_{N_2} = 4/7$ ($n_{i,0} = r_i/\sum m_k r_k$) и различных значениях p_l , R_l и R_s .

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Как видно из постановки задачи, в начальный момент времени существует разрыв газодинамических параметров. В результате распада этого разрыва во внешнее пространство распространяется волна разрежения, а к центру движется усиливающаяся ударная волна (схема течения представлена на рис. 1). В случае инертного газа по мере приближения к

центру симметрии она выходит на автомодельный режим [14, 15]. После отражения от центра образуется расходящаяся быстро затухающая ударная волна, распространяющаяся по возмущенному газу.

Результаты расчета распада разрыва в неограниченном объеме инертного газа приведены в работе [16]. Если пространство заполнено горючей смесью, то могут возникнуть условия для ее воспламенения. Так, в работе [10] установлено, что для каждого фиксированного значения давления p_l из интервала, левая граница которого больше нуля, а правая меньше атмосферного давления (p_0), существует некоторое минимальное критическое значение радиуса области R_l^* , начиная с которого в открытом пространстве формируется самоподдерживающаяся детонационная волна.

Зависимости $R_l^*(p_l)$ представлены на рис. 2. Если горючая смесь ограничена твердой оболочкой, то характер течения и формирование детонационной волны определяются не только начальным скачком давления и радиусом области R_l (заметим, что при фиксированном значении p_l имеет смысл рассматривать лишь случаи $R_l \geq R_l^*$), но и радиусом самой оболочки R_s . Так, если значение разности $R_s - R_l$ мало, то отраженная от оболочки волна разрежения догоняет

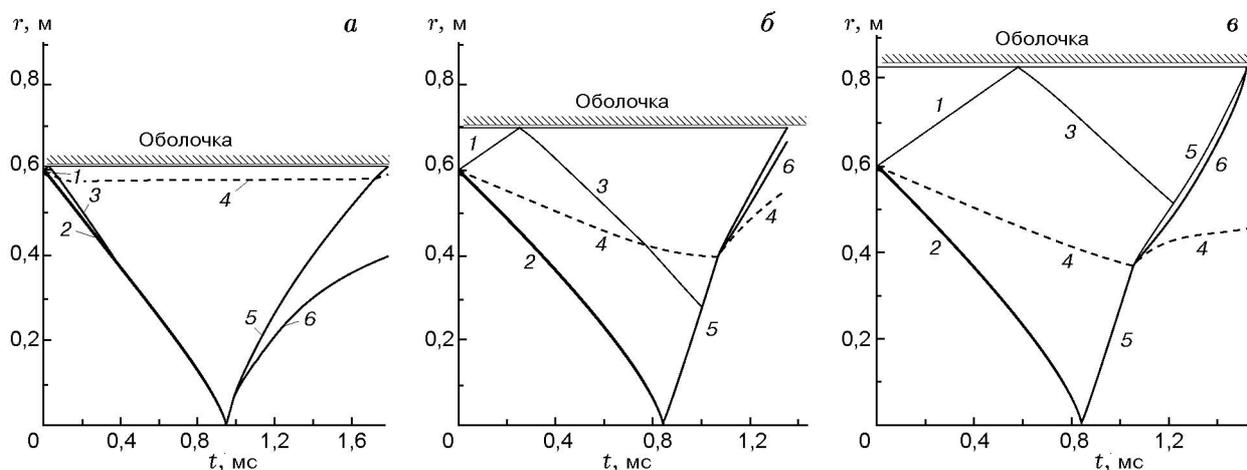


Рис. 3. Картина движения волн в случае разрушения (*a, б*) и формирования (*в*) сферической детонации при $p_l = 0,2 \cdot 10^5$ Па и $R_l = 0,6$ м:

1–6 соответствуют рис. 1

движущуюся к центру ударную волну, которая в результате ослабевает настолько, что возникшая после ее отражения от центра детонация распадается на ударную волну и фронт горения (рис. 3, *a*). Увеличение R_s при прочих постоянных параметрах сначала приводит к тому, что после отражения ударной волны от центра формируется детонационная волна, которая разрушается после взаимодействия с контактным разрывом (рис. 3, *б*). Такой характер течения определяется прежде всего тем, что отраженная от оболочки волна разрежения замедляет движение контактной поверхности к центру, дополнительно охлаждая газ. Здесь следует заметить, что такое течение имеет место при существенном начальном скачке газодинамических параметров, поскольку только в этом случае взаимодействие с контактной поверхностью (за ней газ холодный и существенно более плотный) может привести к разрушению детонационной волны. С дальнейшим увеличением радиуса R_s негативное влияние оболочки на формирование детонации ослабевает. Так, если радиус оболочки больше расстояния, на котором в случае неограниченного пространства, обогнав передний фронт волны разрежения, возникает детонационная волна, то, очевидно, оболочка вообще не влияет на формирующееся течение.

Таким образом, при фиксированном давлении p_l в схлопывающейся области и ее радиусе, равном или превосходящем известный критический радиус для случая безграничного

пространства, существует минимальный (критический) радиус оболочки R_s^* , начиная с которого к оболочке подходит сформировавшаяся детонационная волна (рис. 3, *в*).

Зависимости разности $R_s^* - R_l$ от радиуса полости для различных значений давления внутри нее приведены на рис. 4. Следует заметить, что при больших значениях R_l разность между критическим радиусом оболочки и радиусом области низкого давления стремится к постоянному значению.

В случае формирования детонации интересно оценить значение избыточной внутренней энергии E слоя, заключенного между оболочкой и областью низкого давления в начальный момент времени:

$$E = \frac{2^\nu - 1}{\nu} \pi \frac{p_0 - p_l}{\gamma - 1} (R_s^\nu - R_l^\nu).$$

В данном случае эту энергию можно рассматривать как аналог энергии инициирования, поскольку именно она идет на формирование детонационного горения.

Очевидно, что при фиксированных значениях p_l и R_l энергия E принимает наименьшее (критическое) значение E_* при $R_s = R_s^*$. Более того, все зависимости $E_*(R_l)$ при $R_l \geq R_l^*$ имеют четко выраженный минимум (рис. 5), который и определяет минимальное значение избыточной энергии, необходимой для формирования детонации при данном давлении p_l . Минимальные значения E_* ($E_{* \min}$) для некоторых давлений p_l представлены в табл. 1. Од-

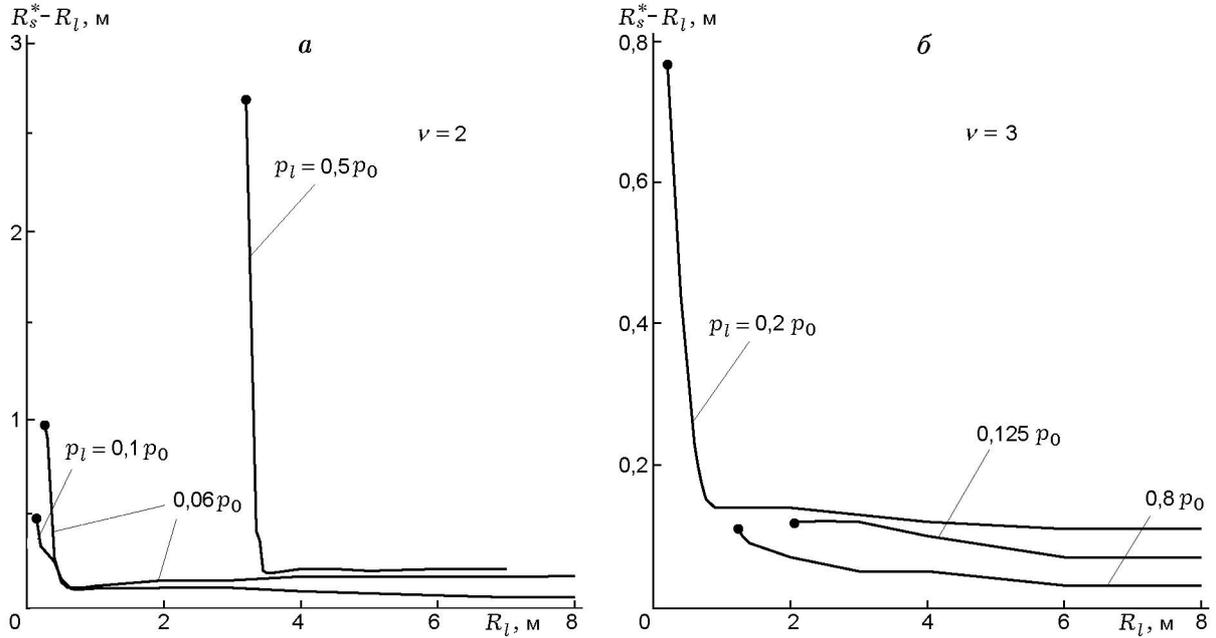


Рис. 4. Зависимости разности между критическим радиусом оболочки и радиусом области низкого давления от размера области в случае цилиндрической (а) и сферической (б) симметрии: значения, соответствующие $R_l = R_s^*$, отмечены символом •

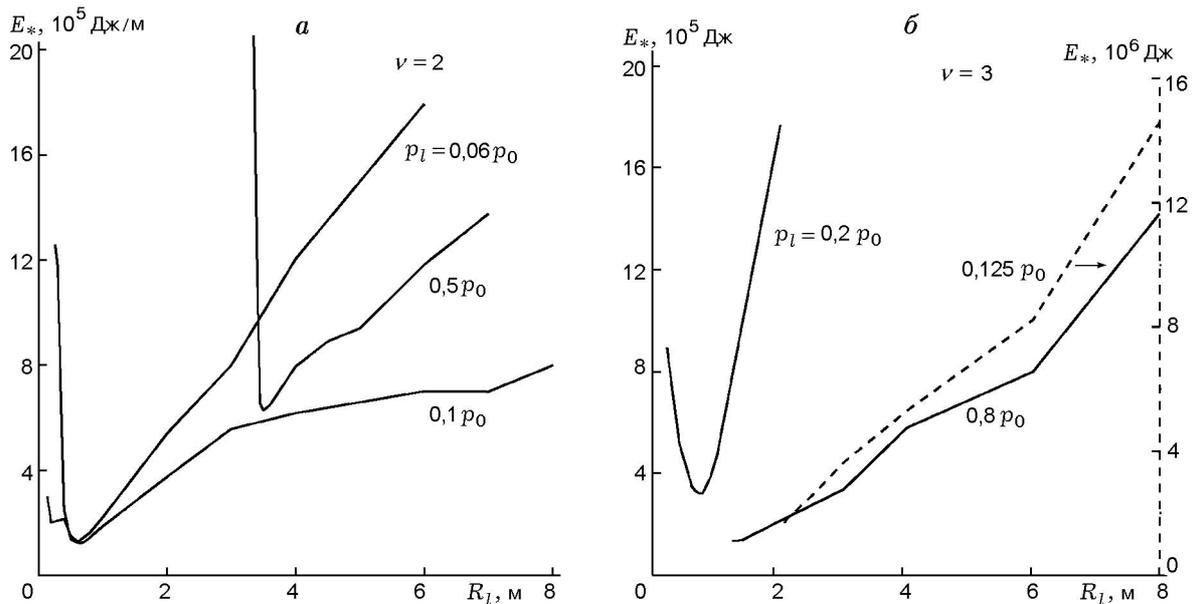


Рис. 5. Зависимости критической энергии от радиуса области в случае цилиндрической (а) и сферической (б) симметрии

Таблица 1

ν	$p_l, 10^5 \text{ Па}$	$E_{* \min}, 10^5 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{\nu-3}$
2	0,06	1,249
	0,1	1,225
	0,5	6,300
3	0,125	16,961
	0,2	3,214
	0,8	1,345

нако во всех рассчитанных вариантах (в случае сферической симметрии) эти значения существенно превосходят критическую энергию инициирования детонации зарядом тротила в неограниченном пространстве при атмосферном давлении (для $\rho_{\text{тротил}} = 1,6 \text{ г/см}^3$ $E_{* \text{тротил}} \in (0,77 \cdot 10^4 \text{ Дж}; 0,96 \cdot 10^4 \text{ Дж})$ [8]).

Кроме того, можно определить энергетические затраты, необходимые для создания начальной области пониженного давления, например, при изотермическом бесконечно медленном расширении поршня в однородной среде от начального радиуса R_0 до конечного R_l . Тогда согласно законам сохранения работа поршня A определяется выражением

$$A = \frac{2^{\nu-1}}{\nu} \pi \left(p_0 R_l^\nu \left(1 - \frac{p_l}{p_0} \right) - p_l R_l^\nu \ln \frac{p_0}{p_l} \right),$$

а энергия Q , подводимая к газу, ограниченному поверхностью поршня, для обеспечения изотермичности, находится по формуле

$$Q = \frac{2^{\nu-1}}{\nu} \pi p_l R_l^\nu \ln \frac{p_0}{p_l}.$$

Таким образом, суммарные энергетические затраты равны

$$\mathcal{E} = Q + A = \frac{2^{\nu-1}}{\nu} \pi p_0 R_l^\nu \left(1 - \frac{p_l}{p_0} \right).$$

Согласно этому выражению при фиксированном начальном скачке давления наименьшие энергетические затраты \mathcal{E}_{\min} , необходимые для формирования области, в результате распада которой возникает самоподдерживающаяся детонация, достигаются при $R_l = R_l^*$. Эти минимальные значения (при $p_0 = 10^5 \text{ Па}$) в случае цилиндрической и сферической симметрии

Таблица 2

ν	$p_l, 10^5 \text{ Па}$	$\mathcal{E}_{\min}, 10^5 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{\nu-3}$
2	0,01	64,39
	0,02	1,222
	0,04	0,271
	0,06	0,198
	0,08	0,197
	0,1	0,053
	0,2	0,060
	0,3	0,160
	0,4	0,453
	0,5	15,586
3	0,125	32,04
	0,13	0,030
	0,15	0,028
	0,2	0,027
	0,3	0,024
	0,4	0,040
	0,5	0,056
	0,6	0,083
0,7	0,395	
0,8	1,597	

приведены в табл. 2. Видно, что минимальные энергетические затраты немонотонно зависят от p_l и (в случае сферической симметрии) при некоторых начальных скачках давления они меньше критической энергии инициирования детонационного горения зарядом тротила [8].

В табл. 3 представлены энергетические затраты \mathcal{E} , соответствующие минимуму избыточной энергии при некоторых значениях p_l в случае ограниченного пространства.

ВЫВОДЫ

Рассмотрена задача о прямом иницировании сферической и цилиндрической детонации в стехиометрической водородовоздушной смеси при нормальных условиях в результате схлопывания области низкого давления в пространстве, ограниченном твердой оболочкой.

Установлено, что при заданном давлении в схлопывающейся области и ее радиусе, рав-

Таблица 3

ν	$p_l, 10^5 \text{ Па}$	$\mathcal{E}, 10^5 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{\nu-3}$
2	0,06	1,063
	0,1	1,195
	0,5	19,242
3	0,125	32,508
	0,2	1,414
	0,8	2,038

ном или превосходящем известный критический радиус для случая безграничного пространства, существует минимальный (критический) радиус оболочки, начиная с которого в рассматриваемом поле течения формируется детонационная волна. При этом для фиксированного значения пониженного давления в случае сферической симметрии избыточная внутренняя энергия шарового слоя, заключенного между оболочкой и областью низкого давления, которая идет на инициирование детонационного горения, имеет минимум, существенно превышающий критическую энергию инициирования детонации зарядом тротила в неограниченном пространстве.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // Журн. техн. физики. 1956. Т. 26, № 8. С. 1744–1769.
2. Когарко С. М., Адушкин В. В., Лямин А. Г. Исследование сферической детонации газовых смесей // Научно-технические проблемы горения и взрыва. 1965. Т. 1, № 2. С. 22–35.
3. Lee J. H. Initiation of gaseous detonation // Ann. Rev. Phys. Chem. 1977. V. 28. P. 75–104.
4. Левин В. А., Марков В. В. Возникновение детонации при концентрированном подводе энергии // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 4. С. 623–633.
5. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Моделирование инициирования детонации в горючей смеси газов электрическим разрядом // Хим. физика. 1984. Т. 3, № 4. С. 611–613.
6. Борисов А. А., Заманский В. М., Лизянский В. В. и др. Оценки критической энергии инициирования детонации газовых систем по задержкам воспламенения // Хим. физика. 1986. Т. 5, № 12. С. 1683–1689.
7. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Прямое инициирование детонации в смеси водорода с кислородом, разбавленной азотом // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1992. № 6. С. 151–156.
8. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Инициирование детонации в водородовоздушной смеси взрывом сферического заряда ТНТ // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 2. С. 91–95.
9. Михельсон В. А. О нормальной скорости воспламенения гремучих газовых смесей. М.: Университетская типография, 1890.
10. Levin V. A., Markov V. V., Zhuravskaya T. A. Direct initiation of detonation in hydrogen-air mixtures by a converging shock wave // Control of Detonation Processes. Moscow: Elex-KM Publ., 2000. P. 112–114.
11. Takai R., Yoneda K., Hikita T. Study of detonation wave structure // Proc. of the 15th Intern. Symp. on Combustion. Pittsburgh, 1975. P. 69–78.
12. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / А. В. Гурвич, В. А. Медведев, Г. А. Хачкурузов и др. М.: Наука, 1982. Т. 2.
13. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин и др. М.: Наука, 1976.
14. Guderley G. Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstöße in der Nähe des Kugelmittelpunktes bzw der Zylinderachse // Luftfahrtforschung. 1942. Bd 19, N 9. S. 302.
15. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
16. Levin V. A., Zhuravskaya T. A. Formation of blast waves as a result of a low pressure domain decomposition // Shock Waves. 1999. V. 9, N 3. P. 159–164.

Поступила в редакцию 8/XI 2001 г.