

Учитывая, что для $k=3$ $e=p/2\rho$, первый интеграл запишем в виде $\frac{1}{2} \int_0^L p S dx$. Для длинных шпуров можно пренебречь участком изменения S и проводить интегрирование по расширенной части шпура.

Полученные данные позволяют построить зависимость величины работы, совершаемой над средой, от степени расширения шпура. На рис. 3 верхняя сплошная кривая показывает долю энергии, передаваемой в среду, нижняя сплошная кривая построена для неподвижных продуктов по адиабате $p \sim v^{-3}$, штриховая кривая показывает отношение $A_{\text{дин}}/A_{\text{ст}}$ ($A_{\text{дин}}$ — величина работы с учетом движения продуктов детонации, $A_{\text{ст}}$ — работа в случае неподвижных продуктов). Из графиков видно, что при малых расширениях шпура, т. е. в случае скальных пород или слабых ВВ, движение продуктов оказывает существенное влияние на передачу энергии в среду. Для больших расширений ($S_n/S_0 > 1,1$) импульс продуктов в значительной степени гасится, расхождение между $A_{\text{дин}}$ и $A_{\text{ст}}$ не превышает 10—15%.

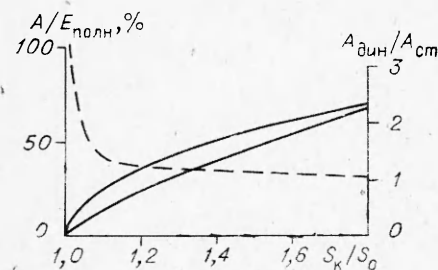


Рис. 3.

Изложенное выше решение для движения продуктов детонации в расширяющемся шпуре может оказаться полезным при проведении численных расчетов действия цилиндрического взрыва в грунте, а также для оценки передачи энергии в среду в конкретных условиях взрыва.

Поступила в редакцию
16/XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды, «Наука», 1971.
2. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа, «Наука», 1970.

УДК 662.215.1

К ТЕОРИИ ДЕТОНАЦИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НЕ СМЕШАННЫХ ФАЗ

В. М. Гендугов, Л. Г. Ильясова
(Москва)

Детонация гетерогенных систем предварительно не смешанных фаз (ДГС) может распространяться в трубах, заполненных газообразным окислителем, стенки которых покрыты слоем жидкого топлива [1—5]. Такая детонация является причиной разрушения трубопроводов и газопроводов при производстве и транспортировке газообразных окислителей. Известно, что ДГС распространяется со скоростью меньшей, чем скорость детонации Чепмена — Жуге, и длина ее зоны реакции на несколь-

ко порядков больше зоны реакции детонации, распространяющейся в соответствующей гомогенной смеси топлива и окислителя. Зона реакции сложна из-за наличия в потоке вторичных ударных волн [4, 5], взаимодействие которых с головной ударной волной и фронтом горения приводит к пульсациям последних, из-за чего ДГС в целом распространяется пульсирующе. Наличие в потоке разрывов и пульсаций затрудняет изучение ДГС и вынуждает в ряде случаев искать осредненные характеристики [5, 6]. Однако для агрессивных гетерогенных систем, когда химические реакции в зоне горения близки к равновесным, вторичные ударные волны настолько ослаблены, что при исследовании ДГС их можно не учитывать [7]. В этом случае неодномерное течение в зоне реакции будет непрерывным и процесс образования горючей смеси, приводящей к горению в пограничном слое, является определяющим в распространении волн. Можно обоснованно считать [5, 6], что для сравнительно тонких пленок, рассматриваемых в настоящей работе, испарение с поверхности жидкого топлива является процессом доминирующим в образовании горючей смеси.

В работах [5, 6] предлагается в качестве модели ДГС рассматривать видоизмененную модель Зельдовича — Неймана — Деринга [8], в которой плоскость Чепмена — Жуге расположена в точке полного испарения пленки топлива со стенок трубы. Эта теория была использована для расчета стационарной скорости и длины зоны реакции ДГС, когда одна или две стенки трубы покрыты пленкой жидкого топлива заданной толщины. Вариация толщины пленки в этом случае приводит к изменению скорости волн, что не всегда соответствует экспериментальным данным [9]. Согласно [9], для пленок, толщина которых превышает некоторое предельное значение h_b , скорость волны и длина зоны реакции остаются неизменными, а для пленок, толщины которых меньше другого предельного значения h_n ($h_n < h_b$), ДГС вообще не распространяется. Поэтому установление границ интервала толщин пленок (h_n, h_b), внутри которого вариация толщины приводит к изменению скорости и длины зоны реакции ДГС, представляет теоретический и определенный практический интерес. Особенно важно установить нижнюю границу интервала — h_n , поскольку она представляет собой оценку взрывобезопасных толщин пленок в трубе.

Развитие теории ДГС, в которых устанавливаются границы интервала толщин пленок h_b и h_n , является основной темой настоящей работы.

Постановка и решение задачи

Рассмотрим для определенности бесконечную прямоугольную трубу постоянного поперечного сечения, одна или несколько стенок которой покрыты пленкой жидкого топлива постоянной толщины, и заполненную покоящимся газообразным окислителем.

Примем, как и в [5, 6], за модель стационарной волны ДГС видоизмененную модель Зельдовича — Неймана — Деринга, в которой неодномерная зона реакции заключена между головной ударной волной и плоскостью Чепмена — Жуге. Для случая агрессивных гетерогенных систем, рассматриваемых в работе, предположим, что химические реакции в зоне реакции равновесны, а смесь газов на плоскости Чепмена — Жуге подчиняется уравнению состояния калорически совершенного газа.

В системе координат, связанной с головной ударной волной, уравнения сохранения с учетом горения, испарения и диссипативных процессов в зоне реакции примут вид

$$\rho_3 a_3 = (1 + \varphi) \rho_1 v_s, \quad (1)$$

$$\frac{\gamma_3 + 1}{\gamma_3} \rho_3 a_3^2 = \rho_1 \left(v_s^2 + \frac{a_1^2}{\gamma_1} \right) + \varphi \rho_1 v_s (v_s + D), \quad (2)$$

$$\frac{\gamma_3 + 1}{2(\gamma_3 - 1)} \rho_3 a_3^3 = \rho_1 v_s \left(\frac{v_s^2}{2} + \frac{a_1^2}{\gamma_1 - 1} \right) + \varphi \rho_1 v_s (H_k + \Delta H - p + v_s D). \quad (3)$$

Здесь

$$\varphi = \frac{k}{d} \int_0^l (\rho v)_w dx, \quad \bar{E} = \frac{u_2}{B} + \frac{u_2}{\ln(1+B)} \frac{1-k}{k},$$

$$p = \frac{c_p (T_2 - T_k) + \frac{u_2^2}{2} + c_{1e} \Phi \Delta H}{B} + \frac{1-k}{k} \cdot \frac{c_p (T_2 - T_1) + \frac{u_2^2}{2}}{\ln(1+B)},$$

$H_k = c_p T_k + v_s^2/2$, v_s — скорость ударной волны, a — местная скорость звука, u — продольная скорость потока, v — поперечная скорость потока, p — давление, ρ — плотность, μ — вязкость, T — температура, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, γ — показатель адиабаты, x — осевая координата точки, L — длина периметра внутреннего сечения трубы, A — площадь поперечного сечения трубы, $d = A/L$ — характерный размер трубы, l — длина зоны реакции, c_{1e} — концентрация окислителя в газе, Φ — стехиометрическое массовое отношение топлива к окислителю, k — отношение площади поверхности трубы, смоченной топливом, к площади всей поверхности, B — параметр массообмена, ΔH — теплота реакции на единицу массы топлива. Индекс 1 относится к параметрам перед головной ударной волной, 2 — к параметрам потока за головной ударной волной, 3 — к параметрам потока на плоскости Чепмена — Жуге, w — к параметрам на сухих стенках трубы, k — к параметрам на стенках, покрытых топливом, t — к параметрам топлива.

В этих уравнениях пренебрегается изменением площади поперечного сечения трубы из-за испарения топлива в зону реакции, а члены, определяющие приток массы, импульса и энергии в зону реакции, находятся из теории ламинарного пограничного слоя [10]. Исключив из (1) — (3) ρ_3 и a_3 , получим уравнение относительно φ

$$\varepsilon \varphi^2 + \eta \varphi + \theta = 0, \quad (4)$$

где

$$\varepsilon = \left(M_s + \frac{D}{a_1} \right)^2 - \frac{2(\gamma_3^2 - 1)}{\gamma_3} \left(\frac{H_k}{a_1^2} + \frac{\Delta H}{a_1^2} - \frac{p}{a_1^2} + M_s \frac{D}{a_1} \right);$$

$$\eta = 2 \left(M_s + \frac{1}{\gamma_1 M_s} \right) \left(M_s + \frac{D}{a_1} \right) - \frac{2(\gamma_3^2 - 1)}{\gamma_3^2} \left(\frac{M_s^2}{2} + \frac{1}{\gamma_1 - 1} + \frac{H_k}{a_1^2} + \frac{\Delta H}{a_1^2} - \frac{p}{a_1^2} + M_s \frac{D}{a_1} \right);$$

$$\theta = \left(M_s + \frac{1}{\gamma_1 M_s} \right)^2 - 2 \frac{\gamma_3^2 - 1}{\gamma_3^2} \left(\frac{M_s^2}{2} + \frac{1}{\gamma_1 - 1} \right);$$

M_s — число Маха ударной волны.

Для того чтобы в уравнении (4) перейти от параметра φ к толщине пленки h , воспользуемся уравнением сохранения потока массы топлива, записанного в системе координат, связанной с головной ударной волной

$$\rho_1 v_s (h_1 - h_3) = \int_0^l (\rho v)_w dx. \quad (5)$$

Переписав уравнение (5) в виде

$$\varphi = k\rho_r/\rho_1 \cdot (h_1 - h_3)/d, \quad (6)$$

легко получить из (4), (6) уравнение для толщины пленки. Поскольку возмущения, возникающие в потоке за плоскостью Чепмена — Жуге, не проникают в зону реакции и не влияют на скорость и длину зоны реакции волны ДГС, то наличие топлива на стенках трубы за плоскостью Чепмена — Жуге не сказывается на скорости ДГС и, следовательно, она не чувствительна к изменению толщины пленки топлива при выполнении условия

$$h_3 \geq 0. \quad (7)$$

Равенство в выражении (7) имеет место лишь для случая, когда плоскость Чепмена — Жуге находится в точке полного испарения топлива со стенок трубы. При этом пленка, толщина которой удовлетворяет условию $h_3 = 0$, отделяет пленки, для которых скорость ДГС одна и та же при любой толщине, от пленок с толщиной, влияющей на скорость ДГС. Параметр φ , удовлетворяющий условию $h_3 = 0$, как видно из (6), является отношением массы топлива к массе окислителя в первоначальном объеме.

В работе [7] показано, что скорость стационарной ДГС для пленок, толщины которых не влияют на нее, определяется из уравнения

$$\begin{aligned} & (1 - k) \left[1 - (\gamma_1 - 1) M_2 + \frac{1}{M_2} \left(1 + \frac{T_w}{T_2} + \frac{\gamma_1 - 1}{2} M_2^2 \right) \right] + k \frac{\ln(1 + B)}{B} \times \\ & \times \left\{ \left[1 + (\gamma_1 - 1) M_2 + \frac{1}{M_2} \left(\frac{T_K}{T_2} + \frac{\gamma_1 - 1}{2} M_2^2 + \frac{(\gamma_1 - 1) c_{2,e} \Phi \Delta H}{a_2^2} \right) \right] - \right. \\ & \left. - \frac{B}{M_2} \left(-M_2 + \frac{\gamma_1 - 1}{2} M_2^2 + \frac{T_K}{T_2} + \frac{(\gamma_1 - 1) \alpha \Delta H}{a_2^2} \right) \right\} = 0, \quad (8) \end{aligned}$$

где параметр α находится из условия вырождения ДГС в детонацию Чепмена — Жуге, когда начальные значения температуры и давления газа равны соответствующим критическим значениям топлива.

Уравнение (8) в зависимости от физико-химических свойств фаз гетерогенной системы, начальных условий и значения параметра k может иметь один или два действительных корня при $M_s > 1$ или не иметь таковых. Наличие только одного корня или отсутствие положительных корней в уравнении (8) означает невозможность распространения самоподдерживающейся ДГС в заданных условиях.

Если же уравнение (8) имеет два положительных корня при $M_s > 1$, то возможно распространение ДГС с двумя различными стационарными скоростями. Исследования на устойчивость распространения головной ударной волны [7] показывают, что головная волна, движущаяся с большей скоростью (M_{sb}), устойчива, а с меньшей скоростью (M_{sn}) — неустойчива. Следовательно, интервал возможных стационарных скоростей ДГС ограничен скоростями M_{sn} и M_{sb} , которые не зависят от характерного размера трубы, а являются функциями физико-химических свойств фаз гетерогенных систем и начальных условий. Массовые отношения топлива к окислителю в первоначальном объеме (φ_n и φ_b), определенные из уравнения (4) при скоростях M_{sn} и M_{sb} , также не зависят от характерного размера трубы и являются границами интервала массовых отношений топлива к окислителю, влияющим на скорость ДГС. Легко видеть (6), что интервалам (M_{sn} , M_{sb}), (φ_n , φ_b) соответствует также интервал толщин пленок, имеющий границы (h_n , h_b), которые определяются при скоростях M_{sn} и M_{sb} . Покажем, что возможные длины реакций принадлежат интервалу, ограниченному соответственно

длинами зон реакций при этих скоростях. Для этого запишем в (5) подинтегральную функцию $(\rho v)_w$ в явном виде [10]

$$(\rho v)_w = -0,489 \sqrt{\frac{(v_s - u_2) \rho_2 u_2}{2x} \left(1 + 1,665 \frac{v_s}{v_s - u_2}\right)}. \quad (9)$$

Интегрируя (5) с учетом (9) и условия $h_3 = 0$, получим

$$\frac{l}{d^2} = \frac{\rho_1 a_1 M_s \Phi^2}{2k \ln^2(1+B)(0,489)^2 \mu_2 \left(1 + 1,665 \frac{v_s}{v_s - u_2}\right)} \quad (10)$$

Поскольку на выражение в правой части уравнения (10) при скоростях M_{sn} и M_{sb} не влияет характерный размер трубы, то отношение l/d^2 зависит только от физико-химических свойств фаз системы и начальных условий. Следовательно, границы интервала возможных длин зон реакции пропорциональны квадрату характерного размера трубы.

Для примера ниже приведены рассчитанные значения границ соответствующих интервалов для случая распространения ДГС в трубе, заполненной газообразным кислородом, при температуре 300 К и давлении 1 бар, когда внутренняя поверхность трубы покрыта пленкой Н-тридекана ($k=1$).

	M_s	Φ	$l/d^2, 1/\text{см}$
Нижняя граница . . .	1,1	0,08	1,25
Верхняя граница . . .	7,3	0,18	3,1

Значения параметров, соответствующих верхним границам интервалов, в разумных пределах согласуются с экспериментальными данными. В то же время соответствия параметров нижних границ с экспериментом не установлено из-за отсутствия последних. Однако допустимое соответствие рассчитанных минимальных скоростей с минимальными скоростями ДГС, наблюдаемыми в опытах ($M_s \approx 2,5$), позволяет считать, что и остальные параметры удовлетворительно оценивают взрывобезопасность гетерогенных систем с предварительно не смешанными фазами в трубах.

Поступила в редакцию
24/II 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. M. R. Loison. Comptes Rendus, 1952, 234, 15.
2. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
3. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
4. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
5. К. Регланд, И. А. Николлс. РТК, 1969, 7, 5.
6. C. S. Rao, M. Sichel and J. A. Nicholls. Combustion science and technology, 1972, 6, 5.
7. В. М. Гендугов. ФГВ, 1972, 8, 4.
8. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
9. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 3.
10. В. М. Гендугов. ФГВ, 1973, 9, 2.