

ходимое для зажигания время действия источника, а также уменьшается энергия зажигания ($E = A\tau$). Температура поверхности в момент зажигания увеличивается (рис. 2). Видно, что рост изменения температуры и энергии зажигания с увеличением интенсивности потока замедляется, т. е. кривые стремятся к асимптоте. Минимума энергии зажигания, как можно было предположить, не обнаружено.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Стовбун, В. В. Барзыкин, К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1977, 13, 6, 824.
2. А. Б. Арутюнян, С. А. Харатьян, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1979, 15, 3, 16.
3. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
4. Б. А. Иванов, А. П. Никонов.— В кн.: Проблемы инженерной охраны труда. Т. XIII. М.: Металлургия, 1970.
5. А. Г. Мержанов, А. Э. Аверсон. Современное состояние теории зажигания. Препринт ИХФ АН СССР, 1970.

УДК 536.46 : 532.528+662.311.5

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПАРОГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА В ЖИДКОСТИ

А. В. Тютяев, А. П. Амосов, Л. Г. Болховитинов
(Куйбышев)

Наиболее эффективным механизмом инициирования взрыва жидких взрывчатых веществ (ЖВВ) при ударных воздействиях — воспламенение разогретых при быстром сжатии парогазовых пузырьков [1, 2]. В работах [1—5] оцениваются параметры разогрева парогазовых пузырьков в жидкости при ударном сжатии, в работах [6—7] исследуется развитие очага горения в ЖВВ. Однако промежуточная стадия — воспламенение разогретого при быстром сжатии парогазового пузырька и превращение его в очаг горения — практически не изучена. Только в работе [2] анализировалось воспламенение цилиндрической парогазовой полости в тонком слое ЖВВ. При этом гидродинамическое уравнение движения границы полости при ее расширении не рассматривалось, а задавался степенной закон изменения радиуса полости во времени.

Существующие теории очагового теплового воспламенения [8—10] не рассматривают гидродинамическое расширение очага разогрева, поэтому на их основе оценивать возможность воспламенения разогретого парогазового пузырька в жидкости можно только в предельном случае очень медленного расширения пузырька.

В настоящей работе представлены результаты теоретического исследования теплового взрыва сферического пузырька, находящегося в неограниченной жидкости и наполненного реакционноспособными газами и парами. Жидкость принимаем несжимаемой, имеющей постоянную температуру T_c и постоянное давление p_∞ вдали от пузырька. Считаем, что возникший по каким-то причинам газовый сферический пузырек в начальный момент времени имеет радиус r_0 , давление p_0 и температуру T_0 , причем $p_0 > p_\infty$, $T_0 > T_c$. Считаем также, что в пузырьке может происходить химическая реакция нулевого порядка. Температуру и давление газа принимаем в любой момент времени равномерно распределенными по всему объему пузырька. При этих условиях тепловой баланс в пузырьке описывается уравнением

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} = Q k_0 \rho \varepsilon^{-E/RT} - \alpha \frac{S}{V} (T - T_c) - \frac{p}{V} \frac{dV}{dt} - \frac{12\mu}{r^2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2, \quad (1)$$

где c_p и $\rho(r)$ — теплоемкость и средняя по объему плотность газа; T — температура газа; p — давление в пузырьке; V — объем пузырька; S — площадь его поверхности; α — эффективный коэффициент теплообмена;

R — универсальная газовая постоянная; Q , k_0 , E — соответственно тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации реакции химического превращения. Левая часть уравнения (1) определяет скорость изменения теплосодержания пузырька, первый член правой части — скорость выделения тепла в результате химической реакции, второй член — работу расширения (сжатия) пузырька, последний — вязкую диссипацию энергии в жидкости [11]. Эффективный коэффициент теплообмена найдем, используя метод усреднения, разработанный в [12, 13]: $\alpha_0 = \lambda_{\Gamma}^0 \pi^2 / 3r_0$ и при $\lambda_{\Gamma} = \text{const}$, $\alpha = \alpha_0 r_0 / r$, где λ_{Γ}^0 — коэффициент теплопроводности газа при $T = T_0$.

Уравнение, описывающее движение границы парогазового пузырька в жидкости [11, 14], записывается в виде

$$r \frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = \frac{p - p_{\infty}}{\rho_{\text{ж}}} - \frac{4}{\rho_{\text{ж}}} \frac{\mu}{r} \left(\frac{dr}{dt} \right), \quad (2)$$

где $\rho_{\text{ж}}$ — плотность жидкости; уравнение состояния газа в пузырьке [7, 11] —

$$p = p_{\text{п}} - 2\sigma/r + (c_p - c_v) \rho_{\Gamma}^0 r_0^3 T / r^3, \quad (3)$$

где $p_{\text{п}}$ — давление насыщенного пара; σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Так как $p_{\text{п}} \ll p_0 - p_{\infty}$, $2\sigma/r_0 \ll p_0 - p_{\infty}$, считаем в дальнейшем $p_{\text{п}} = 0$, $2\sigma/r = 0$. Испарение и конденсацию пара на стенках пузырька не учитываем.

Известно, что для инертного газового пузырька в жидкости существует критический радиус [15]: $r_* = 8,4\mu / \sqrt{\rho_{\text{ж}}(p_0 - p_{\infty})}$. Если $r_0 < r_*$, то расширение пузырька происходит в так называемом вязком режиме, когда сказывается существенное влияние вязкости жидкости. При $r_0 > r_*$ осуществляется инерционный режим расширения пузырька и вязкостью жидкости можно пренебречь. Если ввести число Рейнольдса $Re = r_0 \sqrt{\rho_{\text{ж}}(p_0 - p_{\infty})} / 4\mu$, то получим критическое значение $Re_* = 2,1$. При $Re < Re_*$ будет вязкий режим расширения пузырька, при $Re > Re_*$ — инерционный.

Для анализа задачи удобно выделить характерные времена: адиабатический период индукции теплового взрыва

$$t_{\text{ад}} = (c_p / Qk_0) (RT_0^2 / E) \exp(E / RT_0),$$

время расширения

$$t_p = r_0 \sqrt{\rho_{\text{ж}} / (p_0 - p_{\infty})},$$

период тепловой релаксации пузырька

$$t_{\tau} = c_p \rho_{\Gamma}^0 V_0 / \alpha_0 S_0.$$

Рассмотрим отдельно предельные случаи вязкого и инерционного режимов расширения пузырька.

Вязкий режим движения границы пузырька осуществляется для очень мелких пузырьков ($r_0 < r_*$). Уравнения (1)–(3) запишем в безразмерных переменных

$$x = r/r_0, \quad \tau = t/t_{\tau}, \quad q = p/(p_0 - p_{\infty}), \quad \Theta = E(T - T_0)/(RT_0^2),$$

$$x \frac{d^2 x}{d\tau^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 = \chi^2 (q - q_c) - \frac{\gamma}{Re} \frac{1}{x} \frac{dx}{d\tau}, \quad (4)$$

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = \kappa e^{\Theta/1+\beta\Theta} - x(\Theta + \Theta_c) - \frac{3(\gamma-1)}{\gamma^2 \sigma_0} q x^2 \frac{dx}{d\tau} - \frac{3(\gamma-1)}{\gamma \beta q_0 \chi Re} x \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2, \quad (5)$$

$$q = q_0(1 + \beta\Theta)/x^3, \quad (6)$$

начальные условия: $\tau = 0$, $x = 1$, $\Theta = 0$, $q = q_0$. Безразмерные параметры: $\kappa = t_{\tau}/t_{\text{ад}}$, $\chi = t_{\tau}/t_p$, $q_0 = p_0/(p_0 - p_{\infty})$, $q_c = p_{\infty}/(p_0 - p_{\infty})$, $\Theta_c =$

Таблица 1

θ_c	χ	Re	q_c	$\kappa_{кр}$	$\kappa_{кр} (7)$
20	10	0,05	0,1	39,1	44,4
20	1	$5 \cdot 10^{-3}$	0,1	20,2	20,2
20	100	0,05	0,01	251	301
20	10	$5 \cdot 10^{-3}$	0,01	22,8	22,8
20	10^3	0,05	0,001	2361	2872
20	10^2	$5 \cdot 10^{-3}$	0,001	47,8	48,5
10	10	0,05	0,1	29,9	34,3
10	100	0,05	0,01	241	291
4	1	$0,5 \cdot 10^{-3}$	0,1	4,3	4,0
10	1	$5 \cdot 10^{-3}$	0,1	10,2	10,2

Таблица 2

θ_c	χ	Re	q_c	$\kappa_{кр}$
20	10^3	5,0	0,1	4004
20	10^2	0,5	0,1	420
20	10^4	5,0	0,01	41983
20	10^3	0,5	0,01	4367
20	10^4	0,5	0,001	43798
4	10^3	0,5	0,1	4090
4	10^3	0,5	0,01	4357
4	10^2	0,5	0,1	420
10	10^2	0,5	0,1	420
20	10	0,5	0,1	54,9
20	1	0,5	0,1	21,2
20	0,1	0,5	0,1	20
20	0,1	5,0	0,1	20

$= E(T_0 - T_c)/(RT_0^2)$, $\beta = RT_0/E$, $\gamma = c_p/c_v$. Отметим, что здесь κ — безразмерный критерий Н. Н. Семенова [12].

Рассмотрим уравнение (4). На начальной стадии расширения пузырька давление газа в нем меняется мало. Расширение из-за влияния вязкости происходит медленно, поэтому для описания начала расширения давление можно считать фиксированным и равным $q = q_0$, а инерционный член положить равным нулю. Для вязкого движения $\chi/Re \gg 1$, и становится возможным пренебречь старшей производной с малым параметром Re/χ . Тогда для скорости расширения пузырька получаем выражение $dx/d\tau = Re \cdot \chi(\bar{q}_0 - q_c)x$. Тепловой взрыв в этом случае произойдет тогда, когда скорость теплоприхода от химической реакции будет больше скорости потери энергии пузырька вследствие теплоотвода в жидкость, работы расширения пузырька и вязкой диссипации энергии. Полагая в уравнении (5) $\Theta = 0$, $x = 1$, $q = q_0$ и подставляя найденное $dx/d\tau$, получим критическое условие теплового взрыва

$$\kappa_{кр} = \Theta_c + 3(\gamma - 1)\chi Re [2q_0^2 - 3q_0q_c + q_c^2]/q_0\gamma\beta. \quad (7)$$

В предельном случае очень медленного расширения пузырька, когда $t_p \gg t_\tau$ и критерий $\chi \rightarrow 0$, из (7) получим $\kappa_{кр} = \Theta_c$, что соответствует критическому условию теплового взрыва нерасширяющегося вещества, начальная температура которого выше температуры окружающей среды [16]. В табл. 1 представлены некоторые результаты численного решения полной системы уравнений (4)–(6) для значений параметров: $\beta = 0,03$, $\gamma = 1,4$, $q_0 = 1$. Приближенные критические значения $\kappa_{кр}$ (7) удовлетворительно совпадают с численным счетом. Из таблицы видно, что уменьшение χ делает расширение несущественным и взрыв происходит при $\kappa = \Theta_c$.

При $\kappa > \kappa_{кр}$ температура пузырька растет с самого начала взрывным образом, при $\kappa < \kappa_{кр}$ пузырек, медленно расширяясь, остывает и принимает температуру окружающей жидкости Θ_c , а давление становится равным давлению в жидкости $q = q_c$.

Инерционный режим движения границы пузырька наблюдается для сравнительно крупных пузырьков ($r_0 > r_*$ или $Re > Re_*$). Здесь определяющую роль в динамике движения границы пузырька играют инерционные силы, и движение имеет колебательный характер [11, 14]. Уравнения (1), (2) в переменных $\tau = t/t_{ад}$, $x = r/r_0$, $\Theta = E(T - T_0)/(RT_0^2)$, $q = p/(p_0 - p_\infty)$ запишется следующим образом:

$$x \frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 = \frac{1}{\zeta^2} (\bar{q} - \bar{q}_c) - \frac{1}{\zeta} \frac{1}{Re} x \frac{dx}{d\tau}, \quad (8)$$

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = e^{\Theta/1+\beta\Theta} - \frac{x}{\kappa} (\Theta + \Theta_c) - \frac{3(\gamma-1)}{\gamma^2 \beta q_0} q x^2 \frac{dx}{d\tau} - \frac{3(\gamma-1)}{\gamma^2 \beta q_0} \frac{\zeta}{Re} x \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2, \quad (9)$$

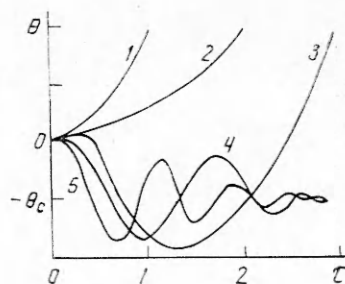
где $\zeta = t_p/t_{ад}$ — основной безразмерный критерий воспламенения. Отметим, что $\kappa/\zeta = \chi$. Система (6), (8), (9), решалась численно на ЭВМ.

Для $\chi = t_r/t_p > 1$ и $Re > Re_*$ колебания можно считать адиабатическими и член $x(\Theta + \Theta_c)/\kappa$ положить равным нулю [14]. Очевидно, что при $\zeta \gg 1$ $dx/d\tau \approx 0$ и радиус пузырька можно считать постоянным. Расчет показал, что при $\zeta \geq 3,3$, $q_c = 0,1$, 10^{-2} и 10^{-3} и любых Re адиабатический тепловой взрыв происходит, когда пузырек еще не успеет расширяться (рисунок, 1).

При меньших ζ для $Re \gg Re_*$ пузырек совершает адиабатические колебания с амплитудой, возрастающей за счет тепловыделения от химической реакции, после чего также происходит взрыв (рисунок, 3). Чем меньше ζ , тем через большее число колебаний наступает взрыв. Однако надо помнить в виду, что при достаточно малых ζ время задержки взрыва становится таким большим, что необходимо учитывать малые потери энергии вследствие теплоотвода в жидкость и вязкой диссипации, которые становятся сравнимыми с приходом энергии за счет тепловыделения химической реакции. При приближении к границе инерционного режима $Re \gtrsim Re_*$ вязкие потери становятся все более заметными, энергия колебаний расходуется на преодоление сил вязкого трения и колебания пузырька затухают (см. рисунок, 4).

Промежуточный режим расширения пузырька. При $r \sim r_*$ или $Re \sim Re_*$ численно решалась система уравнений (4)–(6). В табл. 2 представлены некоторые варианты расчета. Приведенные результаты показывают, что при $\chi \geq 10^2$ параметр $\zeta = \kappa_{кр}/\chi$ остается постоянным, т. е. критические условия теплового взрыва слабо зависят от теплообмена с окружающей жидкостью и взрыв происходит в начале движения границы пузырька (см. рисунок, 2). При $\chi < \kappa_{кр}$ пузырек совершает колебания с резко затухающей амплитудой из-за существенного влияния вязкости жидкости (см. рисунок, 5). При $\chi < 10^2$ теплообмен с жидкостью становится существенным, а при $\chi < 1$ решающим в конкурентовании с тепловыделением в результате протекания химической реакции.

Таким образом, с помощью численного расчета и приближенными методами найдены критические условия теплового взрыва расширяющегося парогазового пузырька в ЖВВ. Исследовано влияние параметров газа и вязкости жидкости на воспламенение газа в пузырьке.



Изменение температуры газа в пузырьке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. П. Боуден, А. Д. Ноффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М.: ИЛ, 1955.
2. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М.: Наука, 1978.
3. Л. Г. Болховитинов. Докл. АН СССР, 1959, 125, 3, 570.
4. В. Е. Гордеев, А. И. Сербинов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 172, 2, 383.
5. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1973.
6. А. Д. Марголин. ФГВ, 1979, 15, 3, 72.
7. А. В. Дубовик, Т. В. Рыбанина. ФГВ, 1979, 15, 3, 87.
8. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2, 380.
9. А. Г. Мержанов. О критических условиях теплового взрыва очага разогрева. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1968.
10. Р. С. Буркина, В. И. Вилюнов. ФГВ, 1980, 16, 4, 75.
11. Р. Киэпи. Дж. Дейли, Ф. Хэммит. Кавитация. М.: Мир, 1974.

12. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1968.
13. А. И. Вольперт, С. И. Худяев. Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики. М.: Наука, 1975.
14. Л. И. Седов. Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1973.
15. Е. И. Забабахин.— В кн.: Механика в СССР за 50 лет. М., 1970.
16. А. А. Клячко, Г. М. Кунцев. ФГВ, 1978, 14, 1, 22.

УДК 551.596+536.46+532.51

ВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ АТМОСФЕРЫ ПРИ БОЛЬШИХ ПОЖАРАХ

Ю. А. Гостинцев, Е. А. Иванов, Н. П. Копылов, Ю. В. Шацких

(Москва)

Явление генерации и распространения в атмосфере на большие ($\sim 10\,000$ км) расстояния инфразвуковых и внутренних гравитационных волн (ВГВ) при действии достаточно мощных возмущений надежно регистрируется и идентифицируется для ряда как естественных (извержения вулканов, штормовая погода, падение метеоритов, магнитные бури), так и искусственных (сильные взрывы) очагов [1]. Под инфразвуковыми волнами подразумевается низкочастотная ветвь акустического спектра с частотами меньше 1 Гц и больше предельной акустической $N_A = g\gamma/(2c_s) \approx 0,015$ рад/с, а под внутренними гравитационными — волны с частотой порядка коэффициента Вейселя — Брента $N = \sqrt{g \cdot d \ln \Theta_a / dx} \approx 0,01$ рад/с (Θ_a — потенциальная температура атмосферы).

Несмотря на известные успехи, механизм генерации волн продолжительно действующими очагами до сих пор остается неясным. В связи с этим постановка искусственных крупномасштабных экспериментов в контролируемых условиях крайне необходима. Такой эксперимент проведен в восточной области европейской части страны в августе 1982 г. В качестве источника возмущения атмосферы использован искусственно организованный крупномасштабный пожар (система костров, равномерно распределенных на площади ~ 1 га) со средним в течение 2 ч энерговыделением $\approx 3,5 \cdot 10^9$ Вт. В очаге горения (на высоте до 2 м) и на расстоянии от него ~ 500 м (метеомачта высотой 2 м) проводилась непрерывная запись пульсаций скорости ветра, а на сети удаленных пунктов (пункт А — 173 км на юго-запад от очага, Б — 1972 км на той же линии, В — 1388 км на юго-восток) — измерение пульсаций давления. Запись подвергалась фурье-анализу. Представительность такого анализа иллюстрируется на рис. 1.

На рис. 2 приведены зависимости квадрата амплитуды колебаний скорости ветра в очаге и на метеомачте от периода для инфразвуковой и акустико-гравитационной частей спектра. Видно наличие выраженных колебаний с периодами $\sim 1,5; 2,5; 4;$

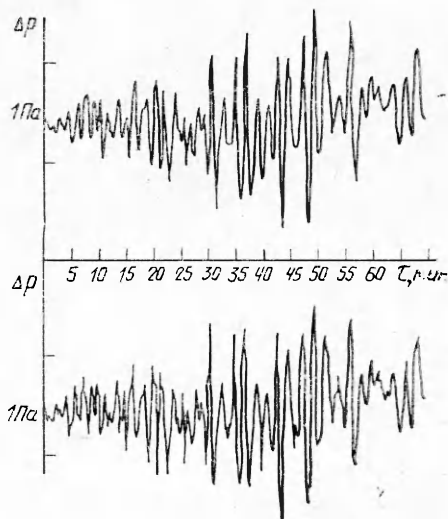


Рис. 1. Микробарограмма сигнала, принятого на станции В, за первые 70 мин (верхняя кривая) и кривая, восстановленная по гармоникам фурье-анализа сигнала (нижняя кривая).