

Рис. 2.

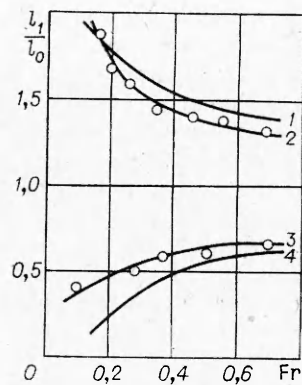


Рис. 3.

случаю, когда смесь поджигалась у нижнего конца, а кривые 3 и 4 — у верхнего конца трубы.

Как видно из рис. 2 и 3 простое соотношение (2) достаточно хорошо описывает влияние гравитационных условий на вытянутость фронта пламени. Некоторое расхождение в значениях l_1/l_0 можно объяснить тем, что соотношение (2) не учитывает такие факторы, влияющие на форму пламени, как тепловое расширение продуктов сгорания, вязкость продуктов сгорания, особенности конвективного подъема продуктов сгорания к открытому либо закрытому концу трубы и т. д. Из хода кривых 2 и 3 на рис. 3 следует, что при $Fr < 0,5$ вытягивание пламени конвекцией происходит наиболее эффективно.

Поступила в редакцию 29/X 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. A. L. Berlad. Mater. Sci. Space Appl. Space Process, 1977, 106.
2. С. Кумаган. Горение. М.: Химия, 1979.
3. Л. К. Парфенов. ФГВ, 1978, 14, 4, 9.
4. А. С. Мелихов, В. И. Потякин. — В сб.: Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черногоровка, 1980.
5. А. Собесьяк, С. Вуйцики. — В сб.: Тепломассообмен-6. Т. 10. Минск, 1980.
6. И. М. Абдурагимов. ФГВ, 1969, 5, 2, 184.
7. В. И. Кривулин и др. Докл. АН СССР, 1979, 247, 5, 1184.
8. L. A. Lovachev. Combust. Sci. and Technol., 1979, 20, 5—6, 214.
9. Э. А. Штессель. ФГВ, 1979, 15, 3, 13.
10. A. Levy. Proc. Roy. Soc. (London), 1965, 283 A, 134.
11. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
12. Я. Б. Зельдович. Структура и устойчивость стационарного ламинарного пламени при умеренно больших числах Рейнольдса. Препринт. Черногоровка, 1979.

ОБ ИНИЦИИРОВАНИИ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ В ТЭНЕ СВЕТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А. В. Чернай
(Днепропетровск)

В качестве инициирующего импульса, способного вызвать детонацию бризантных ВВ, может быть использовано излучение оптических квантовых генераторов (ОКГ). В настоящее время таким способом достигнуто инициирование тэна, октогена, тетрила [1—5].

Взрывчатое превращение бризантных ВВ исследовалось при работе ОКГ в режиме модуляции добротности резонатора (длительность импульса излучения $t_n \sim 30$ нс) и в режиме свободной генерации ($t_n \sim$

~ 1 мс) [2, 3]. Подрыв достигался лишь в первом режиме. Кроме того, процесс инициирования осуществлялся только при наличии вблизи поверхности ВВ стеклянной пластинки, затрудняющей разлет продуктов распада. Так, в работе [1] не получен подрыв тэна с открытой поверхности при энергии лазерного излучения, в 40 раз превышающей пороговую энергию инициирования со стеклянной пластинкой.

Эти факты позволяют сделать предположение, что испарение и разлет вещества играют определяющую роль при световом инициировании бризантных ВВ. Экспериментальное изучение влияния указанных процессов на инициирование затруднено, так как взрывчатое превращение ВВ происходит в узком слое вещества в течение коротких промежутков времени. Поэтому естественно обратиться к математическому моделированию.

В настоящей работе моделируется инициирование тэна с учетом процессов испарения и разлета вещества. Иницирование считается достигнутым, если в какой-либо точке вещества реакция прошла полностью, т. е. степень разложения ВВ равняется единице. Исследуется влияние коэффициента поглощения ВВ и интенсивности излучения на развитие химической реакции. Длительность импульса ОКГ принимается постоянной и равной $t_n = 30$ нс.

Постановка задачи и методика расчета

Рассматривается плоская задача. Полупространство $x \geq 0$ занято тэном, на который падает излучение постоянной интенсивности q . Полупространство $x < 0$ — вакуум. В процессе инициирования коэффициенты поглощения K и отражения A считаем постоянными. Поглощение энергии происходит по экспоненциальному закону.

Движение сжимаемой химически активной среды описывается уравнениями газовой динамики

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(e + \frac{u^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial m} (pu) = q(i - A) \kappa \exp(-\kappa m) + QL, \quad (2)$$

химической кинетики

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -L(a, e) \quad (3)$$

и уравнением состояния

$$p = p(v, e). \quad (4)$$

Здесь e , u , p , v , a — внутренняя энергия, скорость, давление, удельный объем и концентрация ВВ соответственно; $\kappa = Kv$ — массовый коэффициент поглощения; t — время; m — массовая координата; Q — калорийность тэна.

Выражение для L в кинетическом уравнении (3) применялось в форме Аррениуса

$$L = az \exp(-E_a c_v / R \cdot e_T),$$

где z — предэкспонент; E_a — энергия активации; R — газовая постоянная; e_T — тепловая составляющая внутренней энергии.

В настоящих расчетах использовалось полуэмпирическое уравнение состояния [6], единым образом описывающее свойства тэна и продуктов распада

$$p = \frac{\rho_0 c_0^2}{n-k} (y^n - y^k) + \Gamma(y, e_T) \rho e_T.$$

Здесь $\Gamma = \left(1,5 + \frac{dy}{1+by} \right) \left(\frac{1 + \mu e_T}{1 + \xi e_T} \right)$ — коэффициент Грюнайзена; ρ — плот-

ность ВВ; ρ_0 — начальная плотность; c_0 — скорость звука при нормальных условиях; c_v — теплоемкость; $y = \rho/\rho_0$ — сжатие; $n = 6,21$, $k = 3,40$, $d = 5,35$, $b = 1$, $\mu = 2,136 \cdot 10^{-3}$ кг/кДж, $\xi = 6,4 \cdot 10^{-3}$ кг/кДж — эмпирические константы, полученные из экспериментальных данных по ударной сжимаемости гѐна и справочных данных о его физико-химических свойствах.

Расчет расслоения на фазы проводился по правилу Максвелла. Смесь фаз предполагалась равновесной, описываемой односкоростной моделью.

Введем безразмерные переменные. В качестве характерной величины давления удобно выбрать модуль объемного сжатия $\rho_0 c_0^2$, а характерной плотности — начальную плотность ρ_0 . Величину скорости отнесем к c_0 , внутреннюю энергию — к c_0^2 . В качестве безразмерной координаты используем оптическую толщину, а в качестве характерного времени — время распространения звуковых возмущений по слою единичной оптической толщины $t_r = K^{-1} c_0^{-1}$.

Система уравнений (1)–(4) в безразмерных переменных имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(e + \frac{u^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial m} (pu) = \lambda_1 \frac{\delta}{\tau} \eta (t - \tau) \exp(-m) - \lambda_2 \frac{\partial a}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -\lambda_3 \frac{a}{\tau} \exp(-E^*/e_T), \quad (7)$$

$$p = \frac{i}{n} \frac{1}{k} (y^n - y^k) + \Gamma(y, e_T) y e_T. \quad (8)$$

Функция

$$\eta = \begin{cases} 1, & \text{если } t \leq \tau, \\ 0, & \text{если } t > \tau. \end{cases}$$

Здесь безразмерные переменные обозначены так же, как и размерные.

Величина E^* связана с энергией активации соотношением $E^* = \frac{E_a c_v}{R c_0^2}$.

Параметры $\lambda_1 = Q_n/c_0^2$, $\lambda_2 = Q/c_0^2$, $\lambda_3 = z t_{n1}$ принимались постоянными, а параметры $\delta = q(1-A) \kappa t_n / Q_n$ и $\tau = t_n / t_r$ изменялись в соответствии с изменением q и κ (Q_n — теплота испарения).

При $\tau \gg 1$ за время работы ОКГ волна разрежения полностью охватит весь поглощающий слой. В этом случае рост тепловой энергии во всем поглощающем объеме ограничивается энергозатратами на газодинамическое движение вещества. Если $\tau \ll 1$, то волна разрежения распространится по слою ВВ оптической толщины, намного меньшей единицы. Поэтому возможен быстрый рост энергии во внутренних областях ВВ. В расчетах параметр τ составлял $1 \div 10$. Коэффициенты поглощения некоторых ВВ, измеренные в работах [5, 7, 8], попадают в интервал $10^4 - 10^5$ м⁻¹, который соответствует указанному диапазону изменения τ .

Параметр $\delta = 3 \div 10$. В этом диапазоне можно ожидать, что коэффициент поглощения ВВ в процессе иницирования будет приблизительно постоянным.

Система уравнений (5)–(8) дополнялась следующими начальными условиями: $u = e = 0$, $v = 1$, $t = 0$. На «левой границе» (со стороны вакуума) задавалось нулевое значение давления $p = 0$, $m = 0$, «на правой границе» — условие мягкой стенки [9]

$$p = (\alpha + \beta u)u, \quad m = M, \quad (9)$$

где $M = 10$ — оптическая толщина. Константы $\alpha = 1,15$ и $\beta = 1,91$ определялись по данным для ударной адиабаты гѐна [10].

Условие (9) позволяет вести расчет для полубесконечного тела, не рассматривая в то же время больших значений m . Система уравнений

(5)–(8) рассчитывалась по явной разностной схеме первого порядка точности по времени и второго — по координате. В расчетах использовались следующие значения величин: $c_v = 1,13 \cdot 10^3$ Дж/(кг·град), $Q_{\text{п}} = 2,97 \cdot 10^5$ Дж/кг, $Q' = 5,9 \cdot 10^8$ Дж/кг, $c_0 = 2,48 \cdot 10^3$ м/с, $z = 10^{16,1}$ с⁻¹, $E_a = 5,67 \cdot 10^5$ Дж/кг [10], $\rho_0 = 1,77 \cdot 10^3$ кг/м³.

Результаты расчета

На рис. 1 представлены зависимости времени иницирования тэна от τ , соответствующие различным значениям параметра δ . Видно, что при постоянном δ время иницирования растет пропорционально τ , т. е. рост коэффициента поглощения ВВ при неизменной скорости энерговода ведет к росту «газодинамических потерь», что и предполагалось выше. Кроме того, наклон кривых к оси абсцисс уменьшается с увеличением δ . Это значит, что влияние коэффициента поглощения (разлета вещества) в этом случае становится менее значительным. Таким образом, при увеличении интенсивности излучения коэффициент полезного использования лучистой энергии растет.

Развитие во времени процесса иницирования тэна при $\delta = 5$ и $\tau = 1$ показано на рис. 2, а. Плотность поглощенной энергии светового излучения $E_{\text{п}}$ и массовый коэффициент поглощения κ , соответствующие данным δ и τ , равны соответственно $19 \cdot 10^4$ Дж/м² и $7,59$ м²/кг. В момент времени $t = 10,8$ нс зависимость тепловой энергии от оптической толщины близка к экспоненциальной, за исключением поверхностной области, где наклон кривой к оси m несколько снижается. Это связано с затратами внутренней энергии на испарение и движение вещества. Дальнейший нагрев приводит к более быстрому росту энергии внутренних областей вещества и иницированию химической реакции внутри ВВ. В рассматриваемом случае иницирование происходит в момент времени $t = 20,6$ нс в плоскости $m \approx 0,15$.

При поглощении световой энергии образуется пик давления с экспоненциальным передним фронтом. На рис. 2, а можно наблюдать движение этого возмущения в глубь вещества, скорость распространения которого близка к нормальной скорости звука. Развитие химической реакции приводит к появлению «химического» пика давления (кривая 1).

На рис. 2, б показаны аналогичные зависимости при другом значении τ и $E_{\text{п}} = 2,17 \cdot 10^4$ Дж/м², $\kappa = 68,3$ м²/кг. Видно, что к моменту времени 10 нс ВВ практически не испаряется, поэтому зависимость тепловой энергии от оптической толщины близка к экспоненциальной. Так как $\tau \gg 1$, волны разгрузки, распространяющиеся от границ нагреваемого вещества, успевают к этому времени понизить давление в области светового воздействия (см. рис. 2, б, кривая 4). Это приводит к уменьшению энергетических затрат на газодинамическое движение, а следовательно, к дальнейшему росту тепловой энергии и давления (см. кривые 3). Поскольку скорость энерговода на поверхности ВВ максимальна, то внутренняя энергия растет несколько быстрее, чем в близлежащих слоях вещества. К концу светового импульса ($t = 30$ нс) достигнутая на поверхности плотность энергии достаточна для дальнейшего самоускорения химической реакции (см. кривые 1 на рис. 2, б). Естественно, что «химический» пик давления в данном случае отсутствует. Движение возмущения, образованного в результате поглощения энергии ОКГ, на рис. 2, б наблюдать невозможно, так как уже к моменту $t = 10$ нс оно распространилось на расстояние, превышающее указанные.

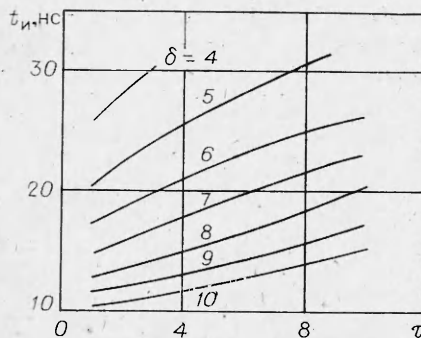


Рис. 1. Зависимость времени иницирования тэна от параметров δ и τ .

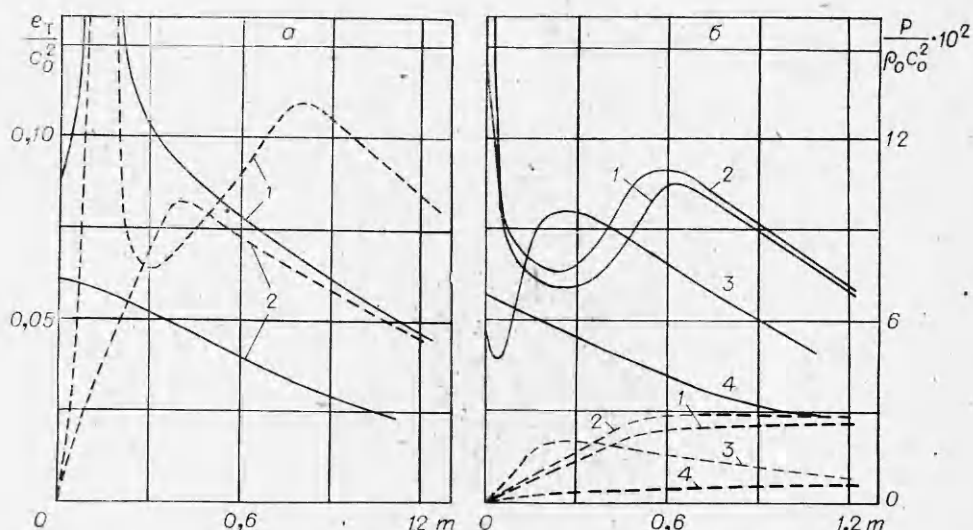


Рис. 2. Эволюция тепловой энергии (сплошные линии) и давления (штриховые линии) в поверхностном слое тэна в процессе светового иницирования. а) $\delta=5$, $\tau=1$, t , нс: 1 — 20,6, 2 — 10,8; б) $\delta=5$, $\tau=9$, t , нс: 1 — 31,4, 2 — 30, 3 — 20, 4 — 10.

Иницирование тэна при более высоких плотностях потока излучения носит такой же характер, как и в рассмотренных выше случаях. При малых значениях δ самоускорение химической реакции не происходит. Так, например, при $\delta=4$ иницирование достигается, если $\tau \leq 3$ (см. рис. 1). При $\tau > 3$ «газодинамические потери» гасят развитие химической реакции, несмотря на то, что плотность поглощений за время работы ОКГ энергии в 4 раза превышает теплоту испарения. В случае $\delta=4$ и $\tau=4$ к моменту времени $t=30$ нс (конец действия импульса) достигается максимальная плотность энергии в плоскости $m \approx 0,28$. В дальнейшем тепловая энергия и давление поверхностного слоя падают. Понижение плотности энергии в области оптических толщин $m \geq 0,6$ происходит медленнее, чем в поверхностном слое. Это связано с тем, что запас энергии мал для дальнейшего испарения и разлета вещества.

Таким образом, предложенная в работе математическая модель позволяет исследовать особенности иницирования взрывчатого превращения бризантных ВВ короткими световыми импульсами. На примере тэна показано, что этот процесс полностью определяется параметрами δ и τ , характеризующими интенсивность излучения и поглощательные способности ВВ. В зависимости от значения этих величин могут быть реализованы качественно различные картины иницирования — на поверхности либо внутри вещества. В последнем случае выделение химической энергии приводит к образованию «химического» пика давления.

При воздействии излучения ОКГ на бризантные ВВ достижение высоких плотностей энергии может оказаться недостаточным для самоускорения химической реакции, т. е. испарение и разлет вещества являются мощным источником энергетических потерь.

В заключение автор выражает благодарность В. И. Лисиченко за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения результатов.

Поступила в редакцию 4/XI 1981,
после доработки — 22/III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Волкова, А. Д. Зипченко и др. ФГВ, 1977, 13, 5, 760.
2. L. S. Yang, V. G. Menichelli. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, 11, 472.
3. А. А. Бриш, И. А. Галеев и др. ФГВ, 1969, 5, 4, 475.
4. Y. Mizushima, I. Nishiyama. J. Nat. Chem. Lab. Ind., 1975, 70, 7, 255.

5. Ю. Ф. Карабанов, В. К. Боболев и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
6. В. Ф. Куропатенко, А. А. Волкова и др.— В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
7. Ф. Боуден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М.: ИЛ, 1962.
8. Л. Г. Страковский, П. И. Уляков.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
9. В. И. Кондратьев, И. В. Немчинов, В. М. Хазинс. ПМТФ, 1970, 4, 79.
10. А. Ф. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.

СВЕЧЕНИЕ СМЕСИ I_2/Ar ,
ИСТЕКАЮЩЕЙ ИЗ ЗАКАЛОЧНОГО УСТРОЙСТВА
ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

В. Е. Носенко, И. И. Борисов, В. В. Наумов,
В. А. Рейсиг, А. В. Соловьев

(Киев)

Одна из возможностей создания инверсной заселенности на электронных переходах молекул связана с использованием реакций радиационной рекомбинации атомов галогенов. Теоретически перспективность этого направления обоснованна (см., например, [1, 2]). Предложены методы получения высоких неравновесных атомарных концентраций, определены критерии усиления света и т. д. Однако экспериментальные данные по рекомбинационному излучению в условиях, благоприятных для генерации, к настоящему времени отсутствуют. Поэтому любая информация об излучательных свойствах галогенов, позволяющая судить о механизмах заселения электронно-возбужденных состояний в различных условиях, представляет несомненный интерес.

«Тяжелая» молекула I_2 привлекательна низкой энергией диссоциации (1,54 эВ) и высокой скоростью колебательной релаксации основного состояния (для $T = 500$ К, согласно [3], $\tau_v = 10^{-7}$ атм·с). Свечение нагретых паров йода, как известно, изучалось еще в 30-е годы, тогда в своих классических работах Кондратьев и Теренин впервые показали, что процесс двухчастичной фоторекомбинации, ответственный за сплошной спектр излучения, имеет вероятность $\sim 10^{-6}$. В последние годы стали появляться новые результаты. В работе [4] при фотолизе смеси CF_3I/Ar наблюдалась хемилюминесценция в области длин волн 500—600 нм, связанная с образованием возбужденных молекул I_2^* в состоянии $B^3\Pi_{0,+u}$ в результате трехчастичной рекомбинации возбужденных атомов I^* ($^2P_{1/2}$) и атомов йода в основном состоянии I ($^2P_{3/2}$). В [5] при проведении аналогичных экспериментов измерена константа скорости такого процесса $k_3 = (10 \pm 5) \cdot 10^{-33}$ см³/с.

Авторы работы [6] при воздействии на пары йода мощного импульса второй гармоники неодимового лазера наблюдали «медленную» (время затухания $\sim 10^{-4}$ с) $B \rightarrow X$ -люминесценцию в области 550—750 нм рекомбинационного происхождения, тоже вызванную наличием в облученной среде метастабильных (радиационное время жизни $0,17 \pm 0,04$ с) атомов I^* ($^2P_{1/2}$). Хемилюминесценция йода изучалась и в проточной электроразрядной системе [7], где спектр излучения наблюдался в ближней ИК-области с максимумом интенсивности вблизи 1,3 мкм, что объяснялось фоторекомбинацией двух невозбужденных атомов I ($^2P_{3/2}$) через состояние молекулы $I_2 A^2\Pi_{1u}$.

Упомянутые исследования проводились в основном при невысоких температурах и общем давлении среды, не превышающем 10^4 Па. Настоящая работа проведена с целью получения рекомбинационного излучения молекулярного йода в высокотемпературном потоке при атмосферном давлении.