

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА ПРИ ЗАЖИГАНИИ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА СВЕТОВЫМ ИМПУЛЬСОМ

Р. С. Буркина¹, В. В. Медведев², О. В. Хренова¹

¹Томский государственный университет, 634050 Томск, roza@ftf.tsu.ru

²Томский политехнический университет, 634050 Томск

Численно и экспериментально исследован процесс зажигания полупрозрачного реакционно-способного вещества (термита) световым импульсом миллисекундной длительности при различных радиусах пятна облучения. Анализируется характер изменения температурного поля в веществе, установлены предельные энергетические параметры зажигания и влияние на них радиального размера пятна облучения. Приведено сравнение результатов численного и экспериментального исследований, а также сравнение с результатами приближенных теоретических исследований других авторов.

Ключевые слова: конденсированное реакционно-способное вещество, световой пучок, пятно облучения, зажигание, пороговая плотность энергии излучения.

ВВЕДЕНИЕ

Характеристики процесса зажигания конденсированного реакционно-способного вещества (КРВ) потоком лучистой энергии зависят от длительности воздействующего импульса, плотности энергии и размера пучка излучения. Зависимость пороговой плотности энергии излучения, определяющей предел зажигания, от радиуса пятна облучения (размерный эффект) при лазерном инициировании прессованных порошков КРВ обнаружена в [1], экспериментально изучена для азида свинца в [2], для тэна — в [3] и пиротехнического состава — в [4]. Теоретическому изучению подобных процессов посвящены работы [5–9].

В [5] проводилось исследование зажигания непрозрачного КРВ при длительном воздействии потока лучистой энергии, когда время действия импульса излучения не ограничено. Распределение плотности мощности излучения по радиусу пучка принималось гауссовым. Адиабатическим методом [10] были получены формулы для определения времени зажигания. Предложены автомодельные выражения для задержки зажигания через время зажигания при постоянной плотности мощности излучения. Показано, что влияние характерного радиуса пучка лучистой энергии проявляется лишь при достаточно малом его размере,

а зависимость температуры подключения химических реакций и периода индукции от интенсивности потока излучения с уменьшением характерного радиуса пучка становится более резкой. В полученном приближенном решении зажигание происходит всегда, но температура подключения химических реакций уменьшается при уменьшении характерного радиуса пучка излучения, что приводит к значительному возрастанию периода индукции, который может даже превосходить период прогрева при малых радиусах пучка. Это будет отражаться на точности полученного выражения для времени зажигания, в качестве которого в [5] берется время прогрева центральной точки пятна облучения на поверхности КРВ до температуры подключения химических реакций.

В работах [6, 7] при длительном импульсе излучения рассмотрено влияние радиуса светового пучка на критические условия инициирования полупрозрачного КРВ при постоянной плотности мощности излучения. Решалась одномерная задача с осредненной по сечению освещенного объема температурой. Реально существующая неоднородность приближенно учитывалась введением теплопотерь через боковую поверхность освещенного объема КРВ. Исследовался квазистационарный режим реакции в освещенном объеме КРВ. Приближенное решение проведено в предположении узкой зоны химических реакций. Предел зажигания определялся по границе существования квазистационарного режима. В параметриче-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-08-00153а).

ской форме получена критическая связь плотности мощности излучения с радиусом пучка для случаев гетерогенного и гомогенного зажигания. Показано, что с ростом интенсивности теплообмена с внешней средой увеличивается критический радиус светового пучка, а область значений соответствующей критической температуры смещается в сторону высоких температур.

В [8, 9] приближенно исследовалось критическое условие зажигания полупрозрачного КРВ коротким импульсом излучения с гауссовым распределением плотности энергии излучения по сечению пучка. Предполагалось, что первоначально КРВ прогревается за счет поглощения лучистой энергии, а действие теплопроводности и зажигания КРВ происходят после окончания импульса. Для определения критических параметров зажигания в КРВ выделялся реакционный объем цилиндрической формы, ось которого совпадает с осью пучка излучения. Радиус и длину цилиндра определяли из условия, что значения скорости химической реакции на боковой и донной частях поверхности реакционного объема в e раз меньше, чем при максимальной температуре на поверхности КРВ в центральной точке облучения. В качестве критического условия зажигания принято равенство скорости тепловыделения в реакционном объеме при максимальной температуре на поверхности КРВ скорости теплоотвода через боковую поверхность реакционного объема в глубь КРВ. В результате получено трансцендентное уравнение для определения критической плотности энергии импульса излучения, расчеты по которому показали, что проявление размерного эффекта (зависимости критической плотности энергии импульса от радиуса пучка) сильно зависит от прозрачности вещества. Установлено, что с уменьшением радиуса светового пучка критическая плотность энергии импульса и температура зажигания возрастают тем сильнее, чем меньше коэффициент поглощения вещества. В [8] также проводилось численное исследование зажигания КРВ импульсом излучения на примере одного полупрозрачного вещества по модели реакции нулевого порядка. Результаты расчетов показали, что критическая плотность энергии зажигания КРВ значительно меньше при воздействии широким пучком, чем узким. При критической плотности энергии излучения для узкого пучка время задержки зажигания мень-

ше. Реализация зажигания КРВ зависит от длительности импульса.

Сравнение результатов теоретических и экспериментальных исследований, ввиду допущений приближенных теорий (длительный и короткий импульсы излучения), затруднительно. Поэтому в данной работе проводится численное и экспериментальное исследование зажигания полупрозрачного КРВ пучком лучистой энергии при конечной длительности импульса излучения с целью определения критических энергетических характеристик импульса излучения и временных параметров зажигания в зависимости от радиуса пятна облучения.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проведены на железоалюминиевом термите (смесь оксида железа с нанопорошком алюминия в стехиометрическом соотношении). Порошок алюминия получен электровзрывным способом. Средний диаметр частиц составлял $0.12 \cdot 10^{-6}$ м, массовое содержание активного алюминия — не более 93 %, оксида и гидроксида алюминия — $3 \div 5$ %, адсорбированных и абсорбированных газов (O_2 , H_2O , N_2 , CO_2) — $2 \div 5$ %, форма частиц сферическая [11]. Эксперименты проведены на воздухе при нормальных условиях. Использовался неодимовый лазер, генерирующий квазипрерывный (величина модуляции — не более 30 %), квазипрямоугольный импульс длительностью $3.5 \cdot 10^{-3}$ с (многомодовый режим генерации). Для упорядочения пичковой структуры и уменьшения неравномерности распределения интенсивности лазерного излучения по сечению пучка в резонатор длиной 1 м вблизи 100 %-го зеркала установлена длиннофокусная ($F = 2$ м) положительная линза. Распределение интенсивности лазерного излучения по сечению пучка импульсного лазера определялось с помощью ИК-пленки типа И-1300. Часть лазерного пучка отделялась системой стеклянных клиньев и поступала через нейтральные светофильтры на фотопленку, помещенную в фотоаппарат без объектива. Съемка велась в темноте. После фотообработки пленка фотометрировалась на микрофотометре МФ-2. Просвечивался участок площадью не более 0.1 мм^2 с шагом 0.5 мм. Неравномерность распределения излучения по сечению центральной части пучка составляла не более 10 %. Более подробная информация о процессе фотометрирования

и форме лазерного импульса содержится в работе [12].

Навески массой $\approx 15 \cdot 10^{-4}$ кг размещались в сборке из оргстекла внутреннего диаметра $4 \cdot 10^{-3}$ м и запрессовывались с помощью гидравлического пресса до плотности $\approx 1.7 \cdot 10^3$ кг/м³. Облучалась открытая поверхность образцов. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Часть пучка ответвлялась светоделительной пластиной 9 к окну калориметра 4 РСИ-Э «Тантал», который измерял энергию лазерного импульса с погрешностью 6 %. Энергия излучения регулировалась током накачки ламп лазера и нейтральными светофильтрами 5. Часть излучения от светоделительной пластины 6 поступала через нейтральный светофильтр 7 к фотоприемнику 8 ФЭК-09К, электрический сигнал шел на вход осциллографа С8-17, запуск которого осуществлялся из блока управления при нажатии кнопки «Пуск». На экране осциллографа фиксировались форма и длительность лазерного импульса. Световой сигнал из приповерхностной области образца 16 поступал через световод 13 к фотоприемнику 14 ФЭУ-118, преобразовывался в электрический и шел на вход другого осциллографа С8-17. Луч гелий-неонового лазера 12 ЛГН-109 через систему поворотных зеркал 1, 2 совмещался с центром пучка излучения импульсного лазера. Для удобства юстировки излучение ЛГН-109 ограничивалось диафрагмой. Диаметр пятна облучения регулировался проекционным методом [2]. Центральная часть лазерного пучка вырезалась сменной диафрагмой 10, уменьшенное изображение которой строилось линзой 11 на поверхности образца 16.

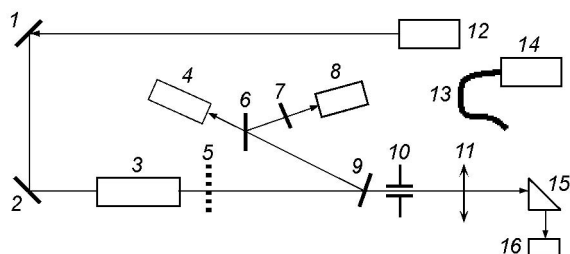


Рис. 1. Схема зажигания импульсным лазером: 1, 2 — поворотные зеркала; 3 — импульсный лазер; 4 — калориметр РСИ-Э «Тантал»; 5, 7 — нейтральный светофильтр; 6, 9 — светоделительная пластина; 8 — фотоприемник ФЭК-09К; 10 — сменная диафрагма; 11 — линза; 12 — юстировочный лазер ЛГН-109; 13 — световод; 14 — фотоприемник ФЭУ-118; 15 — поворотная призма; 16 — образец

Энергетические пороги зажигания определялись по методике, описанной в работе [13]. Вначале строились вероятностные кривые зажигания от 0 до 100 % (P = количество зажиганий/количество опытов) как функции P от энергии W_r подводимого излучения. Зажигание определялось по наблюдаемой вспышке, после которой по образцу устойчиво распространялась волна горения. Каждой точке кривой соответствовал статистический набор из 25 опытов при разбросе показаний калориметра не более 10 % от среднего значения. С учетом характера вероятностной кривой (кривой частотности) в качестве величины энергетического порога зажигания принимались значения W_{r50} , при которых реализовалось зажигание с вероятностью $P = 50$ %. В точке W_{r50} малому приращению W_r соответствует наибольшее изменение P . Вместо доверительного интервала, который в данных опытах не имеет ясного физического смысла, измерялся интервал вероятностного зажигания, определяемый котангенсом ($\text{ctg } \alpha$) угла наклона касательной к вероятностной кривой в точке с ординатой $P = 50$ %. Плотность энергии E_r рассчитывалась по площади пятна облучения.

Экспериментально были получены зависимости: времени зажигания от плотности мощности лазерного излучения для широкого пучка, а также пороговых энергии и плотности энергии излучения от радиуса пятна облучения.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Постановка задачи

Рассматривается зажигание полуограниченного полупрозрачного КРВ, на поверхность которого в течение времени t_r падает пучок лу-

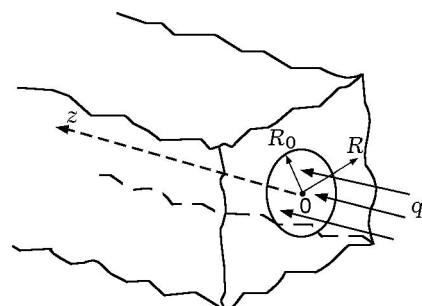


Рис. 2. Схема процесса

чистой энергии (рис. 2). Световой пучок падает по нормали к поверхности КРВ и поглощается в нем по закону Бугера. Полагается, что плотность мощности импульса излучения q_r не меняется в течение времени излучения, т. е.

$$q_r(t, R) = \begin{cases} q_0(R), & 0 \leq t \leq t_r, \\ 0, & t > t_r. \end{cases}$$

В соответствии с этим плотность энергии светового импульса равна $E_r(R) = q_0(R)t_r$. Рассматривались два вида распределения плотности мощности излучения по радиусу пучка: однородное

$$q_0(R) = \begin{cases} q_m, & R \leq R_0, \\ 0, & R > R_0, \end{cases} \quad (1)$$

гауссово

$$q_0(R) = q_m \exp\left(-\frac{R^2}{R_0^2}\right), \quad (2)$$

где R_0 — характерный радиус пучка, q_m — плотность мощности излучения в центре пучка. При достаточном разогреве КРВ импульсом излучения происходит его зажигание. Для упрощения математического описания процесса на этапе зажигания используется модель простой химической реакции нулевого порядка с аррениусовской зависимостью скорости от температуры. Теплообмен с окружающей средой не учитывался. Начальная температура в КРВ полагалась однородной.

Математическая постановка задачи зажигания включает уравнение теплопроводности для КРВ (в котором учитываются тепловыделение в ходе химического процесса и поглощение лучистой энергии), а также начальные и граничные условия:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T}{\partial R} \right) \right] +$$

$$+ Qk_0\rho a_0 \exp\left(-\frac{E}{R_u T}\right) +$$

$$kq_r(t, R) \exp(-kz), \quad (3)$$

$$T(0, R, z) = T_0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T(t, R, 0)}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial T(t, 0, z)}{\partial R} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial T(t, R, \infty)}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial T(t, \infty, z)}{\partial R} = 0. \quad (6)$$

Здесь использована цилиндрическая система координат с началом в центре пятна облучения на поверхности КРВ, обозначения переменных и параметров следующие: T , T_0 — соответственно текущая и начальная температура КРВ, t — время, z — осевая координата, направленная перпендикулярно поверхности вглубь КРВ, R — радиальная координата, направленная перпендикулярно оси z , c — теплоемкость, ρ — плотность, λ — теплопроводность, Q — тепловой эффект химической реакции, a_0 — относительная концентрация реагента, k_0 — предэкспонент, E — энергия активации, R_u — универсальная газовая постоянная, k — показатель поглощения лучистой энергии.

Задача (3)–(6) решалась численно методом продольно-поперечной прогонки. Программа тестировалась путем сравнения с аналитическим решением инертной задачи и с результатами численного решения одномерной задачи зажигания [14] при большом радиусе пятна облучения. Счетные параметры (пространственный шаг и число Куранта) выбирались такими, чтобы точность вычислений по параметрам зажигания была не хуже 4 %.

Результаты численного расчета

Расчеты проводились для железоалюминиевого термита, зажигание и горение которого происходят в конденсированной фазе [15]. Теплофизические и кинетические параметры взяты из [15]: $\rho = 1.71 \cdot 10^3$ кг/м³, $E = 5.44 \cdot 10^5$ Дж/моль, $k_0 = 10^{15}$ с⁻¹, $\lambda = 2.93 \cdot 10^{-1}$ Дж/(м·с·К), $c = 1.22 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К). Тепловой эффект определялся в соответствии с реакцией горения [16]: $Q = 5.38 \cdot 10^6$ Дж/кг, $a_0 = 0.75$. Также использовались кинетические параметры, определенные из обработки по методике [14] наших экспериментальных данных по задержке зажигания в зависимости от интенсивности лазерного излучения: $E = 4.42 \cdot 10^4$ Дж/моль, $k_0 Q = 4.39 \cdot 10^{11}$ Дж/(кг·с). Показатель поглощения изменялся в диапазоне $k \in [4 \cdot 10^3, 10^6]$ м⁻¹. Для расчетов использовалось время действия импульса $t_r = 3.5 \cdot 10^{-3}$ с, плотность энергии излучения E_r и радиус пятна облучения R_0 менялись в широком диапазоне с целью нахождения предела зажигания,

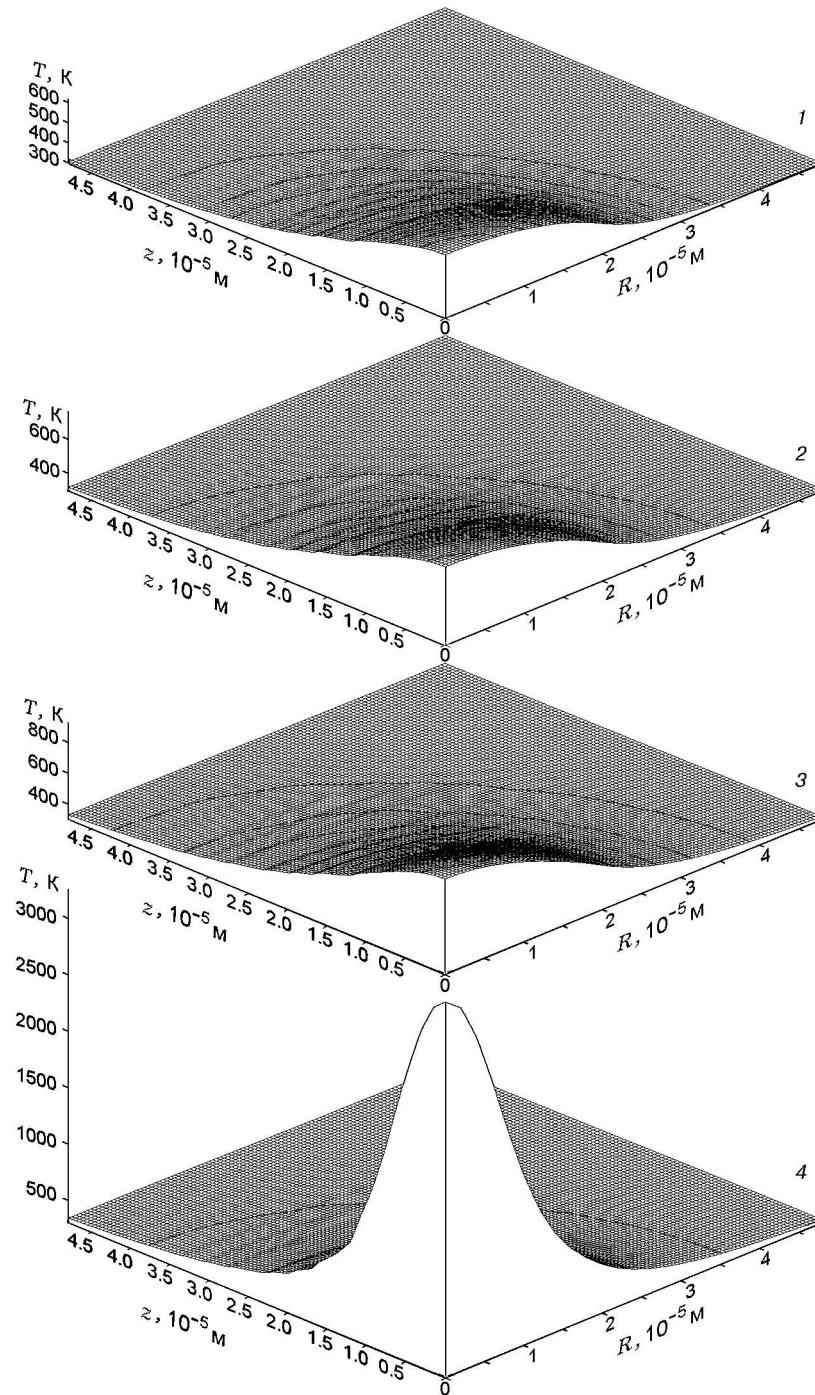


Рис. 3. Распределение температуры по КРВ вблизи предела зажигания ($R_{01} = 2 \cdot 10^{-5}$ м, $E_r = 6 \cdot 10^4$ Дж/м², $k = 10^5$ м⁻¹, $E = 4.42 \cdot 10^4$ Дж/моль, $k_0 Q = 4.39 \cdot 10^{11}$ Дж/(кг · с), $t_1 = 2.85 \cdot 10^{-3}$ с < $t_r = 3.5 \cdot 10^{-3}$ с) в различные моменты времени:
 t , с: 1 — $0.84 \cdot 10^{-3}$, 2 — $1.67 \cdot 10^{-3}$, 3 — $2.51 \cdot 10^{-3}$, 4 — момент зажигания $t_{ign} = 3.36 \cdot 10^{-3}$ с

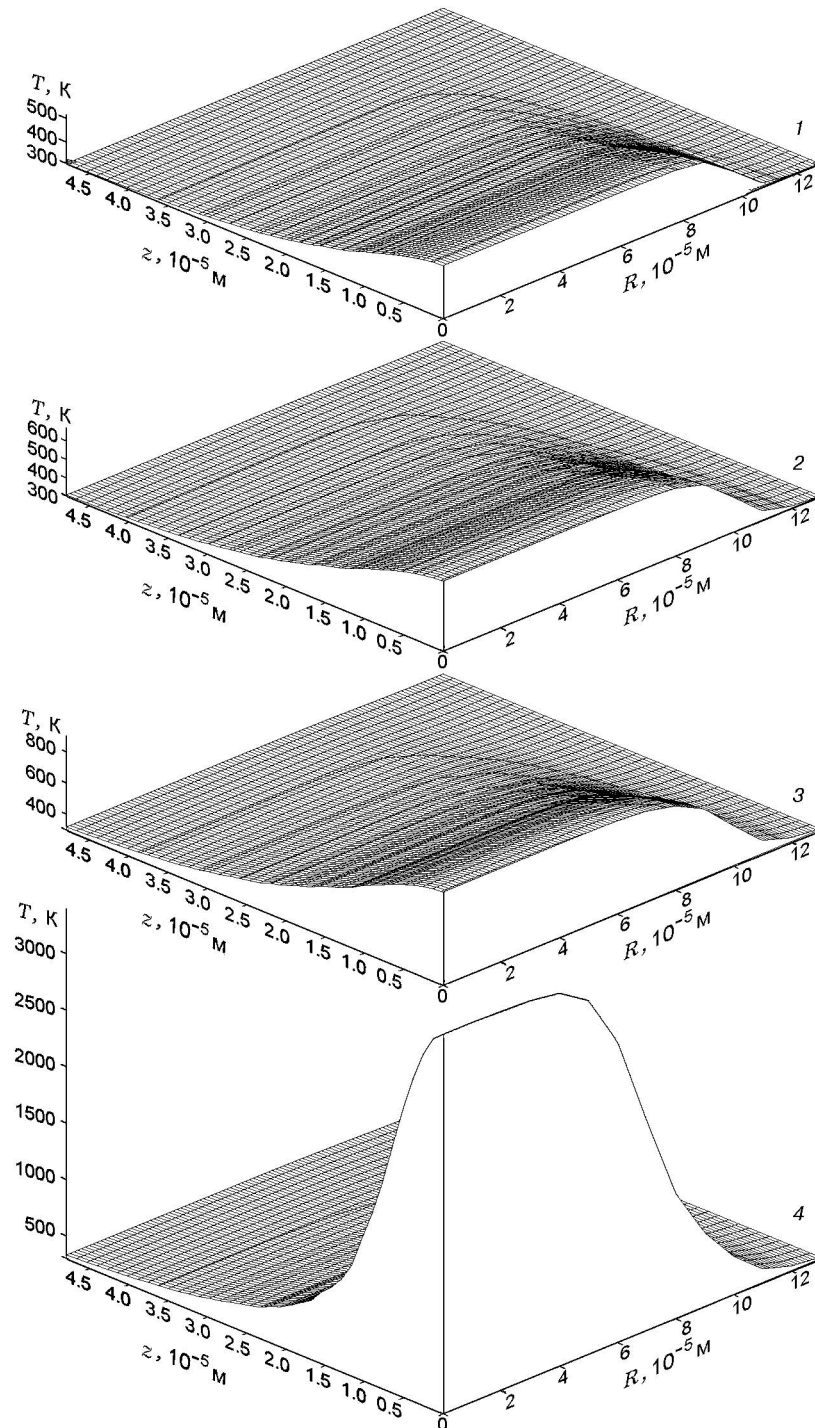


Рис. 4. Распределение температуры по КРВ над пределом зажигания ($R_{02} = 10^{-4}$ м, $E_r = 6 \cdot 10^4$ Дж/м², $k = 10^5$ м⁻¹, $E = 4.42 \cdot 10^4$ Дж/моль, $k_0 Q = 4.39 \cdot 10^{11}$ Дж/(кг · с), $t_1 = 7.12 \cdot 10^{-2}$ с > $t_r = 3.5 \cdot 10^{-3}$ с) в различные моменты времени:

t , с: 1 — $0.42 \cdot 10^{-3}$, 2 — $0.84 \cdot 10^{-3}$, 3 — $1.25 \cdot 10^{-3}$, 4 — момент зажигания $t_{ign} = 1.65 \cdot 10^{-3}$ с

плотность мощности потока излучения считалась однородной (1).

В расчетах момент зажигания определялся по резкому росту температуры в какой-либо точке КРВ, после чего следовала остановка счета, вызванная неограниченным возрастанием температуры. Поскольку в данной постановке выгорание не учитывается, точка воспламенения всегда находилась на поверхности вещества в центре пятна облучения. Предел зажигания определялся по наименьшему значению плотности энергии излучения $E_r^*(R_0)$, при котором еще происходит зажигание.

В ходе численного исследования задачи (3)–(6) определялись динамика изменения температурного поля в КРВ и пределы зажигания. Для исследования влияния радиуса пятна облучения на зажигание КРВ анализировались распределения температуры в КРВ вблизи предела и над пределом зажигания. Были рассмотрены температурные поля при временах тепловой релаксации пятна облучения $t_1 = c\rho R_0^2/\lambda$ меньше времени излучения ($t_1 < t_r$) и больше времени излучения ($t_1 > t_r$).

Рис. 3 иллюстрирует поведение температуры в КРВ вблизи предела зажигания ($R_{01} = 2 \cdot 10^{-5}$ м, $E_r = 6 \cdot 10^4$ Дж/м²) в различные моменты времени, когда время релаксации пятна меньше времени излучения: $t_1 = 2.85 \cdot 10^{-3}$ с $<$ $t_r = 3.5 \cdot 10^{-3}$ с. Нумерация температурных полей соответствует возрастанию времени. Видно, что до момента зажигания наблюдается неоднородное распределение температуры по радиусу пятна облучения (поля 1–3) в связи с отводом тепла в окружающее вещество, это сказывается на времени прохождения процесса. В момент зажигания $t_{ign} = 3.36 \cdot 10^{-3}$ с происходит резкий рост температуры в центре пятна на поверхности КРВ (поле 4).

На рис. 4 представлено распределение температуры КРВ над пределом зажигания $R_{02} = 10^{-4}$ м при той же плотности энергии пучка излучения, что и в предыдущем случае ($E_r = 6 \cdot 10^4$ Дж/м²), но при времени тепловой релаксации пятна больше времени излучения: $t_1 = 7.12 \cdot 10^{-2}$ с $>$ $t_r = 3.5 \cdot 10^{-3}$ с. В этом случае наблюдается практически однородное распределение температуры в центре пятна вплоть до момента зажигания (поля 1–3). Охлаждение центра пятна за счет теплоотдачи в периферийные слои значительно меньше, что приводит к уменьшению времени зажигания $t_{ign} = 1.65 \cdot 10^{-3}$ с. К моменту зажигания

прогрев КРВ по осевой координате в центре пятна облучения в обоих случаях практически одинаков.

На рис. 5 представлены зависимости времени зажигания от плотности энергии излучения E_r для двух значений радиуса пятна облучения: $R_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ м, когда время тепловой релаксации пятна меньше времени излучения; $R_0 = 10^{-4}$ м, когда время тепловой релаксации пятна больше времени действия импульса. Видно, что при приближении к предельной плотности энергии излучения $E_r^*(R_0)$ время зажигания резко возрастает. При $E_r < E_r^*(R_0)$ зажигание не происходит. Увеличение предельной плотности энергии излучения импульса при уменьшении радиуса пучка (кривая 1) вызвано соответствующим возрастанием теплоотвода из области пятна облучения в окружающее вещество.

Был проведен расчет предельных энергетических параметров зажигания (E_r^* — плотность энергии, $W_r^* = E_r^* \pi R_0^2$ — энергия импульса) в зависимости от радиуса пятна облучения и коэффициента поглощения КРВ. Результаты представлены на рис. 6. Коэффициент поглощения k изменялся в диапазоне от

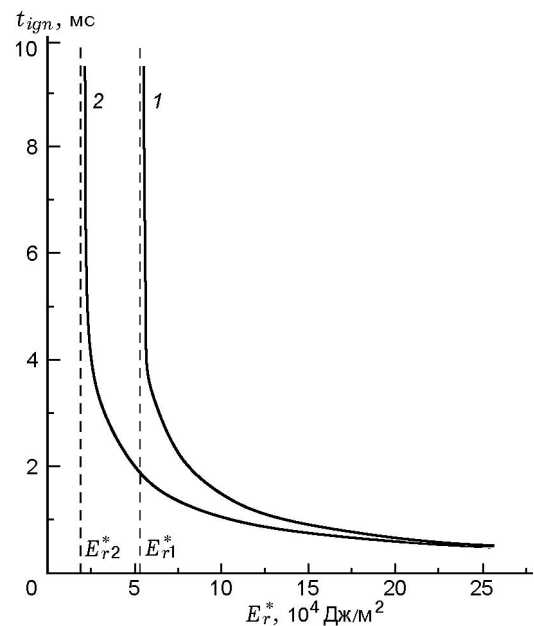


Рис. 5. Зависимость времени зажигания от плотности энергии излучения ($E = 4.42 \cdot 10^4$ Дж/моль, $k_0 Q = 4.39 \cdot 10^{11}$ Дж/(кг·с), $k = 10^5$ м⁻¹):

1 — $R_0 = 10^{-4}$ м, $E_{r1}^* = 5.71 \cdot 10^4$ Дж/м², 2 — $R_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ м, $E_{r2}^* = 2.15 \cdot 10^4$ Дж/м²

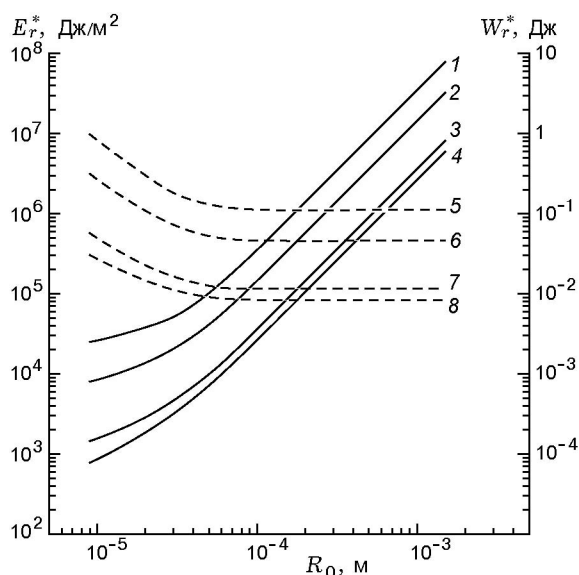


Рис. 6. Зависимости предельной энергии излучения W_r^* (сплошные кривые) и предельной плотности энергии излучения E_r^* (штриховые кривые) от радиуса пятна облучения R_0 при различных коэффициентах поглощения:

$k, \text{ м}^{-1}$: 1, 5 — $4 \cdot 10^3$; 2, 6 — 10^4 ; 3, 7 — 10^5 ; 4, 8 — 10^6 ; $E = 5.44 \cdot 10^5 \text{ Дж/моль}$, $k_0 Q = 5.38 \cdot 10^{21} \text{ Дж/(кг} \cdot \text{с)}$, $t_r = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$

$4 \cdot 10^3$ до 10^6 м^{-1} . При увеличении радиуса пятна облучения пороговая плотность энергии импульса уменьшается, что связано с уменьшением теплоотвода из освещенной области КРВ, приходящегося на единицу площади облучения. При больших радиусах пятна облучения предельная плотность энергии импульса выходит на постоянное значение, которое зависит лишь от коэффициента поглощения КРВ лучистой энергии. При этом влияние размера пятна облучения на зажигание исчезает и процесс зажигания проходит, как при бесконечном радиусе пучка излучения. Значительный монотонный рост предельной энергии импульса W_r^* с увеличением радиуса пучка излучения вызван ростом площади пятна облучения. При уменьшении радиуса пятна уменьшение предельной энергии импульса замедляется. По-видимому, при этом предел зажигания будет определять энергия, запасенная в освещенной области КРВ, которая определяется коэффициентом поглощения. Однако ее исследование должно проводиться с учетом выгорания ввиду резкого возрастания предельной плотности мощности излучения, а следовательно, и температуры освещенной области. Уве-

личение коэффициента поглощения лучистой энергии понижает предельные энергетические параметры импульса излучения. При больших коэффициентах поглощения ($k \geq 10^6 \text{ м}^{-1}$) пределы зажигания выходят на значения, как при зажигании непрозрачного КРВ.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО СЧЕТА И ПРИБЛИЖЕННЫХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Проведено сравнение результатов приближенных теоретических исследований [5–9] с расчетными данными по времени зажигания и предельной плотности энергии пучка излучения. Расчеты выполнены при следующих значениях формально-кинетических параметров: $E = 4.42 \cdot 10^4 \text{ Дж/моль}$, $k_0 Q = 4.39 \cdot 10^{11} \text{ Дж/(кг} \cdot \text{с)}$.

На рис. 7 показана зависимость времени зажигания непрозрачного КРВ ($k = \infty$) от характерного радиуса пучка излучения R_0 при гауссовом распределении плотности мощности излучения по радиусу пучка $q_0(R)$ (2) и

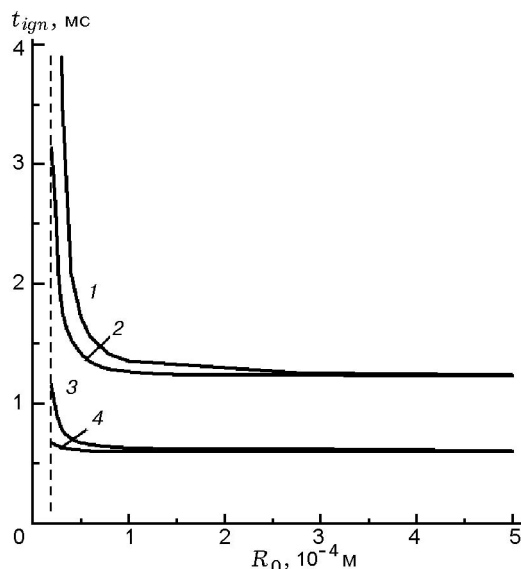


Рис. 7. Зависимость времени зажигания от радиуса пятна облучения при $E_r = 5.25 \cdot 10^4 \text{ Дж/м}^2$, $R_0^* = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$:

1 — расчет t_{ign} по автомодельной формуле [5], в которой использовалось время зажигания при бесконечном радиусе пятна облучения, полученное из численного решения (3)–(6) при $R_0 = \infty$; 2 — результат счета (3)–(6); 3, 4 — результаты [5], полученные по автомодельной и приближенной формулам

бесконечной длительности импульса излучения ($t_r = \infty$), которые использовались в [5]. Кривая 1 — время зажигания t_{ign} , рассчитанное по автомодельной формуле [5], в которой использовалось время зажигания при бесконечном радиусе пятна облучения, полученное из численного решения (3)–(6) при $R_0 = \infty$, 2 — время зажигания t_{ign} , полученное из численного решения (3)–(6), 3 — t_{ign} , рассчитанное по автомодельной формуле [5], в которой использовалось время зажигания при бесконечном радиусе пятна облучения, полученное в [5], 4 — время зажигания, полученное в [5] адиабатическим методом. Видно, что результаты расчетов по приближенной и автомодельной формулам (кривые 4 и 3) хорошо согласуются между собой по времени зажигания. Имеются лишь небольшие количественные расхождения при малых радиусах пятна облучения, близких к критическому значению радиуса пятна $R_0^* = 2 \cdot 10^{-5}$ м, ниже которого зажигание не происходит. Поведение кривых 3 и 4 при изменении характерного радиуса пятна облучения качественно согласуется с поведением кривой 2, но количественно они отличаются от кривой 2 приблизительно на 50 % при больших радиусах пятна облучения. Различие усиливается при приближении к предельному значению характерного радиуса пятна облучения. Это связано с тем, что решение [5] не дает предельных параметров зажигания, в [5] зажигание происходит всегда. Повидимому, это вызвано недостаточным учетом теплоотвода из области воспламенения в приближенном решении [5] адиабатическим методом. Сравнение кривой 1 с численным решением (кривая 2) показывает хорошее количественное согласие при больших радиусах пучка. Однако при уменьшении радиуса пятна облучения, когда начинает проявляться размерный эффект, различия существенно увеличиваются и становятся большими, чем при сравнении кривых 3 и 2.

Сравнение зависимостей предельных плотностей энергии излучения для полупрозрачного КРВ ($k = 10^5 \text{ м}^{-1}$) от характерного радиуса пучка излучения, полученных из численного решения задачи (3)–(6) (кривые 1, 2) и из результатов приближенных решений [6–9] (кривые 3, 4), показано на рис. 8. Расчеты проводились для двух распределений плотности мощности излучения: 1) при однородной плотности по радиусу пучка $q_0(R)$ (1), что соответствует работам [6, 7], 2) с гауссовым

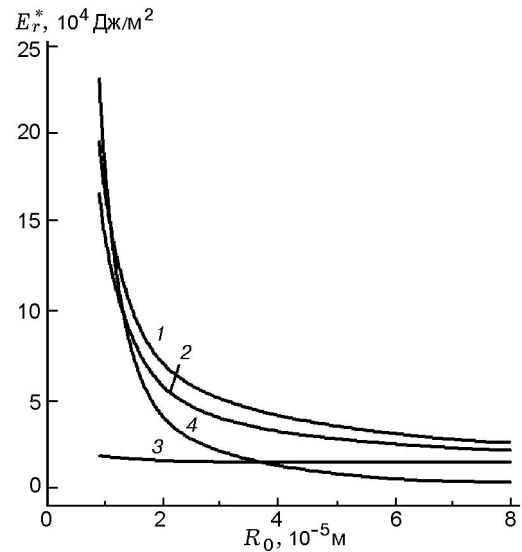


Рис. 8. Зависимость предельной плотности энергии излучения от радиуса пятна облучения:

1, 2 — результат счета (3)–(6) (1 — $q_0(R)$ по (2), 2 — $q_0(R)$ по (1)), 3 — [8, 9], 4 — [6, 7]

распределением плотности $q_0(R)$ (2), что соответствует работам [8, 9]. Видно, что кривая 4 хорошо согласуется с результатами численного расчета при малых радиусах пятна облучения $R_0 \leq 2 \cdot 10^{-5}$ м ($t_1 \leq 2.85 \cdot 10^{-3}$ с), но отличается при больших радиусах. Это вызвано выходом процесса при больших радиусах пятна облучения из условий длительного импульса (время тепловой релаксации пятна становится больше длительности импульса излучения $t_1 > t_r$), что противоречит положению теории [6, 7], где рассматривался длительный импульс излучения. Так, при $R_0 \geq 5 \cdot 10^{-5}$ м время тепловой релаксации пятна составляет $t_1 \geq 17.8 \cdot 10^{-3}$ с, время зажигания t_{ign} вблизи предельных параметров порядка времени тепловой релаксации пятна и больше времени излучения: $t_{ign} > t_r = 3.5 \cdot 10^{-3}$ с. Сравнение кривых 1 и 3 показывает их количественное согласие на уровне $\approx 52\%$ при больших радиусах пучка, когда условия прохождения процесса зажигания приближаются к режиму коротких импульсов ($t_1 > t_r$), что соответствует положению приближенной теории [8, 9]. При уменьшении радиуса пучка отличие результата [8, 9] от численной кривой значительно увеличивается. Кривая 3 малочувствительна к изменению радиуса пучка и качественно не отражает размерный эффект, что говорит о

необоснованности используемых приближений выделяемого объема в [8, 9].

СРАВНЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Было проведено сравнение экспериментальных данных и результатов расчета по модели (3)–(6) зависимостей предельных параметров зажигания железоалюминиевого термита от радиуса пучка лазерного импульса (рис. 9). Формально-кинетические параметры определялись по методике [14] из экспериментально полученной зависимости времени задержки зажигания от плотности мощности излучения для широкого пучка: $E = 4.42 \cdot 10^4$ Дж/моль, $k_0 Q = 4.39 \cdot 10^{11}$ Дж/кг. В расчетах использовались теплофизические параметры из [15], указанные выше. Коэффициент поглощения был неизвестен и для расчета взят равным $k = 10^4$ м⁻¹. Из рис. 9 видно хорошее качественное согласие поведения предельных для зажигания значений плотности энергии излучения и энергии импульса при изменении радиуса пятна облучения. Количественное различие может быть вызвано: 1) различным определением предела зажигания в численном исследовании и эксперименте, 2) неопределенностью коэффициента поглощения термита, 3) несоответствием теплофизических параметров из [15] истинным теплофизическим параметрам для исследуемого термита.

ВЫВОДЫ

- Исследована динамика изменения температурного поля в конденсированном реакционно-способном веществе при зажигании импульсом лучистой энергии в зависимости от соотношения времени импульса излучения и времени тепловой релаксации пятна облучения. Определены зависимости предельных энергетических параметров зажигания железоалюминиевого термита импульсом излучения при $t_r = 3.5 \cdot 10^{-3}$ с от радиуса пучка излучения и коэффициента поглощения лучистой энергии.

- Установлен диапазон применимости результатов приближенных теорий.

- Сравнение экспериментальных данных и численного решения показало хорошее качественное согласие по предельным параметрам зажигания термита.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н., Сбитнев Е. А., Татаринцев Л. В. О механизме инициирования конденсированных ВВ излучением ОКГ // Физика горения и взрыва. — 1969. — Т. 5, № 4. — С. 475–480.
2. Александров Е. И., Ципилев В. П. Размерный эффект при инициировании прессованного азида свинца лазерным моноимпульсным излучением // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 5. — С. 77–81.
3. Таржанов В. И., Зинченко А. Д., Сдобнов В. И., Токарев Б. Б., Погребов А. И., Волкова А. А. Лазерное инициирование тэна // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 4. — С. 113–119.
4. Медведев В. В., Агеева Е. П., Ципилев В. П., Яковлев А. Н. Размерный эффект при лазерном инициировании пиротехнического состава (перхлорат аммония + ультрадисперсный алюминий) // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 6. — С. 77–82.
5. Дик И. Г. О зажигании конденсированного вещества узким световым пучком // Химическая физика процессов горения и взрыва: Горение конденсированных систем. — Черногоровка, 1986. — С. 94–97.
6. Ассовский И. Г. Взаимодействие лазерного излучения с реагирующим веществом. Критический диаметр светового пучка // Докл. АН. Химия. — 1994. — Т. 337, № 6. — С. 143–150.

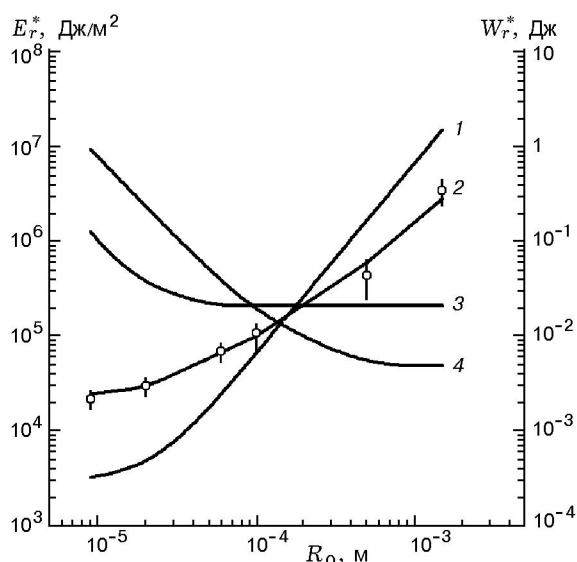


Рис. 9. Зависимости предельных энергетических параметров зажигания от радиуса пятна облучения:

1, 2 — предельная энергия излучения W_r^* , 3, 4 — предельная плотность энергии излучения E_r^* ; 1, 3 — численный счет, 2, 4 — эксперимент; $k = 10^4$ м⁻¹, $E = 4.42 \cdot 10^4$ Дж/моль, $k_0 Q = 4.39 \cdot 10^{11}$ Дж/(кг · с), $t_r = 3.5 \cdot 10^{-3}$ с

7. **Ассовский И. Г.** Физика горения и внутренняя баллистика. — М.: Наука, 2005.
8. **Ханефт А. В.** Влияние распределения плотности светового потока в лазерном пучке на критическую энергию зажигания конденсированного вещества // Хим. физика. — 1998. — Т. 17, № 10. — С. 67–70.
9. **Ханефт А. В., Дугинов Е. В.** Влияние радиуса светового пучка лазерного импульса на критическую энергию зажигания взрывчатого вещества // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: материалы V Всерос. науч. конф., Томск, 3–5 октября 2006 г. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 2006. — С. 171–172.
10. **Вилюнов В. Н.** К тепловой теории зажигания // Физика горения и взрыва. — 1966. — Т. 2, № 2. — С. 77–82.
11. **Ильин А. П., Громов А. А.** Горение алюминия и бора в сверхтонком состоянии. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002.
12. **Медведев В. В.** Лазер с регулируемой длительностью импульса на базе серийного о.к.г. ГОС-301 // Приборы и техника эксперимента. — 2000. — № 6. — С. 89–91.
13. **Медведев В. В.** Влияние интенсивности лазерного излучения на пороги зажигания пористого двухосновного топлива // Хим. физика. — 2004. — Т. 23, № 3. — С. 73–78.
14. **Вилюнов В. Н.** Теория зажигания конденсированных веществ. — Новосибирск: Наука, 1984.
15. **Максимов Э. И., Мержанов А. Г., Шкиро В. М.** Безгазовые составы как простейшая модель горения нелетучих конденсированных систем // Физика горения и взрыва. — 1965. — Т. 1, № 4. — С. 24–30.
16. **Шидловский А. А.** Основы пиротехники. — М: Машиностроение, 1973.

Поступила в редакцию 25/IX 2009 г.
