

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ НЕОДНОРОДНОГО ОБЛАКА ЧАСТИЦ ЛУЧИСТЫМ ПОТОКОМ

УДК 536.46

А. Ю. Крайнов

Томский государственный университет, 634050 Томск

Исследуется процесс воспламенения неоднородного облака газозвеси реагирующих частиц внешним лучистым потоком. В зависимости от параметров задачи выделены режимы зажигания и объемного воспламенения. Увеличение интенсивности внешнего потока и размера частиц дисперсной фазы способствует переходу объемного воспламенения к зажиганию. Координата воспламенения не зависит от величины массовой концентрации дисперсной фазы. Учет переизлучения частицами тепловой энергии приводит к незначительному смещению координаты воспламенения в глубь облака и увеличению периода индукции воспламенения.

Воздействие радиационного потока (например, лазерного излучения) на облако взвешенных в газе реакционноспособных частиц может приводить к возникновению очагов быстрого разогрева и воспламенения. При однородной концентрации частиц наибольший поток внешнего излучения будет приходиться на ближайшую к источнику границу облака. Следовательно, воспламенение произойдет на краю облака и будет носить характер зажигания [1]. Если концентрация частиц в облаке — возрастающая функция удаления от его границы, то ослабление потока на границе, вследствие поглощения излучения частицами на границе, будет незначительным. Поглощать излучение и разогреваться будут преимущественно частицы, находящиеся в глубине облака, и воспламенение может носить характер объемного взрыва. Таким образом, тип воспламенения может меняться в зависимости от структуры дисперсного облака.

В этой связи рассматривается следующая задача: облако одинаковых сферических частиц, взвешенных в инертном газе, занимает пространство $x > 0$. Концентрация частиц n — монотонно возрастающая ограниченная функция координаты $n = n_{\infty} f(x/L)$, где L — масштаб неоднородности структуры облака, $\lim_{x \rightarrow 0} (x/L) = 1$. На поверхности частиц в кинетическом режиме идет простая гетерогенная реакция, происходят поглощение внешнего излучения, теплообмен с газом и теплообмен излучением с окружающими ее частицами. Предполагается, что газ абсолютно прозрачный, теплообмен между частицами и газом осуществляется по закону Ньютона с коэффициентом теплообмена α , скорость химической реакции описывается законом Аррениуса. Распределением температуры внутри частиц и теплопроводностью газа пренебрегаем. Предполагаем, что излучение и поглощение излучения частицами описываются законом Стефана — Больцмана для серого тела; рассеянием излучения пренебрегаем.

Математическая постановка основана на двухтемпературной модели воспламенения газодисперсных сред [2, 3], которая дополнена уравнением переноса излучения и переизлучения частиц.

Уравнения для температуры газа, частиц и потока излучения запишем в виде

$$c_1 \rho_1 \frac{dT_1}{dt} = n(x) \cdot \alpha 4\pi r_0^2 (T_2 - T_1); \quad (1)$$

$$\frac{4}{3} \pi r_0^3 c_2 \rho_2 \frac{dT_2}{dt} = 4\pi r_0^2 Q k_0 a_0 \exp\left(\frac{-E}{RT_2}\right) - \alpha 4\pi r_0^2 (T_2 - T_1) + J\pi r_0^2 - 4\pi r_0^2 \sigma \epsilon T_2^4 + \mathcal{J}; \quad (2)$$

$$\frac{dJ}{dx} = -J\pi r_0^2 n(x); \quad (3)$$

$$n(x) = n_\infty (1 - \exp(-Ax)). \quad (4)$$

Граничное условие:

$$J(0) = J_0. \quad (5)$$

Начальные условия:

$$T_1(x, 0) = T_2(x, 0) = T_0, \quad 0 < x < \infty. \quad (6)$$

Принятые обозначения: t — время, x — координата, c — теплоемкость, ρ — плотность, T — температура, r_0 — радиус частиц, E , k_0 , Q — энергия активации, предэкспонент, теплота химической реакции, R — универсальная газовая постоянная, α — коэффициент теплообмена, σ — постоянная Стефана — Больцмана, ϵ — степень черноты вещества частиц, J — интенсивность внешнего излучения, n_∞ — концентрация частиц в глубине облака, A — константа неравномерности облака, \mathcal{J} — поток излучения, падающий на частицу со стороны окружающих ее частиц. Индекс 1 соответствует газу, 2 — частицам, 0 — начальным условиям.

Выведем выражение для \mathcal{J} . Частица, находящаяся в облаке, излучает поток тепла $J_r S_0 = 4\pi r_0^2 \sigma \epsilon T_2^4$, который распространяется по сфере, частично поглощаясь частицами. Пусть на расстоянии r'_1 поток имеет интенсивность J_1 . Пройдя расстояние $\Delta r' = r'_2 - r'_1$, поток ослабляется за счет поглощения частицами и имеет интенсивность J_2 на расстоянии r'_2 . Запишем закон сохранения полного излучения:

$$J_2 S_2 = J_1 S_1 - J_1 S_1 \pi r_0^2 n(r') \Delta r'.$$

Тогда изменение плотности потока ΔJ_{12} запишется в виде

$$\Delta J_{12} = J_2 - J_1 = \frac{J_1 S_1 - J_1 S_1 \pi r_0^2 n(r') \Delta r'}{S_2} - J_1; \quad S_1 = 4\pi r_1'^2; \quad S_2 = 4\pi (r_1' + \Delta r')^2.$$

Сделаем предельный переход при $\Delta r' \rightarrow 0$ и получим дифференциальное уравнение для плотности потока излучения от одной частицы:

$$dJ_{12} = -n(r') \left(\frac{2}{r'} - \pi r_0^2 n(r') \right) dr'.$$

Интегрируя его от r_0 до r' , получим

$$J'_{10} = J'_0 \frac{r_0^2}{r'^2} \exp\left(-\int_{r_0}^{r'} \pi r_0^2 n(r') dr'\right), \quad J'_0 = \sigma \epsilon T_2^4. \quad (7)$$

Излучение, поглощаемое частицей, расположенной на расстоянии r'_1 от излучающей, опре-

деляется в виде

$$J_{10} = \pi r_0^2 J'_{10}. \quad (8)$$

Из объема $dV = r'^2 \sin \varphi d\varphi d\theta dr'$ с концентрацией частиц в нем $n(r)$ на частицу приходит поток $d\mathcal{J} = J_{10} n(r) dV$. Тогда от всех окружающих частиц на выбранную частицу падает излучение $\mathcal{J} = \int_V d\mathcal{J}$. После подстановки выражений (7), (8) в выражение для $d\mathcal{J}$ получим вид источникового члена уравнения (2):

$$\mathcal{J} = \pi r_0^4 \int_{r_0}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} J'_0 \exp\left(-\int_{r_0}^{r'} \pi r_0^2 n(r) dr'\right) n(r) \cdot r'^2 \sin \varphi d\varphi d\theta dr'. \quad (9)$$

Здесь $n(r) = n(x + r' \cos \varphi)$.

В безразмерном виде система уравнений (1)–(6) имеет вид.

$$\frac{d\Theta_1}{d\tau} = \frac{B}{\varepsilon} (\Theta_2 - \Theta_1) n(\xi); \quad (10)$$

$$\frac{d\Theta_2}{d\tau} = \exp\left(\frac{\Theta_2}{1 + \beta\Theta_2}\right) - \frac{\Theta_2 - \Theta_1}{\varepsilon} + \bar{J}N - M(\beta\Theta_2 + 1)^4 + \bar{J}; \quad (11)$$

$$\frac{d\bar{J}}{d\xi} = -J D n(\xi). \quad (12)$$

$$n(\xi) = 1 - \exp(-\xi); \quad (13)$$

$$\bar{J}(0) = 1; \quad (14)$$

$$\Theta_1(\xi, 0) = \Theta_2(\xi, 0) = 0; \quad (15)$$

$$\bar{J} = \frac{MD}{4\pi} \int_{r_0}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} n(\xi, \bar{r}) (\beta\Theta_2 + 1)^4 \exp\left(-D \int_{r_0}^{\bar{r}} n(\xi, \bar{r}) d\bar{r}\right) \sin \varphi d\varphi d\theta d\bar{r}, \quad (16)$$

$$n(\xi, \bar{r}) = 1 - \exp(-\xi - \bar{r} \cos \varphi).$$

Здесь $\tau = t/t_*$; $\xi = x/x_*$; $t_* = r_0 c_2 \rho_2 RT_0^2 \exp(E/RT_0)/3QEk_0 a_0$; $x_* = 1/A$; $\bar{J} = J/J_0$; $\Theta_{1,2} = E(T_{1,2} - T_0)/(RT_0^2)$; $\varepsilon = Qk_0 a_0 \exp(-E/RT_0)E/\alpha RT_0^2$; $B = 4\pi r_0^3 c_2 \rho_2 n_{\infty}/3c_1 \rho_1$; $N = J_0 \exp(E/RT_0)/4Qk_0 a_0$; $M = \sigma \varepsilon T_0^4 \exp(E/RT_0)/4Qk_0 a_0$; $D = \pi r_0^2 n_{\infty}/A$; $\beta = RT_0/E$. Параметр N характеризует отношение величины внешнего теплового потока к тепловыделению от химической реакции при начальной температуре; M — отношение излучения частицы к тепловыделению от химической реакции при начальной температуре; ε — параметр Семенова; B — массовая концентрация вещества дисперсной фазы; D — отношение масштаба неоднородности облака к его оптической толщине.

Система уравнений (10)–(16) решалась численно. Значения интегралов \bar{J} подсчитывались в каждой точке расчетной сетки с контролем точности.

Цель исследования — анализ влияния интенсивности внешнего лучистого теплового потока и переизлучения частиц на координату воспламенения и период индукции. В расчетах безразмерные параметры задачи варьировались в следующих пределах: $0,05 < \varepsilon < 0,2$, $0,05 < B < 0,2$, $0 < N < 30$, $0 < M < 10$. Было принято $D = 1$, $\beta = 0,05$. В соответствии с физическим смыслом параметров M и N в расчетах принималось $M < N$. Значение $D = 1$ выбрано из предположения, что масштаб неравномерности облака сравним с его

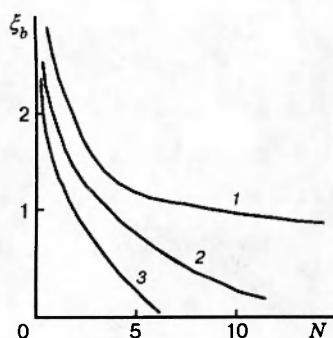


Рис. 1. Зависимость координаты воспламенения от интенсивности внешнего лучистого потока:

$D = 1$; $\beta = 0,05$; $M = 0$; $B = 0,05$; $\varkappa = 0,05$ (1), 0,15 (2) и 0,2 (3)

оптической толщиной. В связи с этим интенсивность внешнего излучения достаточно быстро падает до значений, пренебрежимо малых по сравнению с его значением на границе облака, и расчет по координате проводится до $\xi = 4$. В качестве критерия воспламенения принято условие достижения частицами критической температуры $\Theta_* = 15$.

В результате анализа модели без учета переизлучения частицами ($M = 0$) выявлены режимы объемного и граничного воспламенений. При слабой интенсивности внешнего потока имеет место объемное воспламенение, когда достаточно широкий слой частиц в глубине облака имеет высокую температуру и на пределе воспламенения температура газа мало отличается от температуры частиц. С увеличением J_0 (что соответствует увеличению параметра N) координата воспламенения смещается к краю облака. При достаточно больших значениях J_0 частицы воспламеняются на границе облака, при этом газ не успевает сколь-либо значительно прогреться — это режим граничного воспламенения. Он соответствует воспламенению одиночных частиц под воздействием внешнего теплового потока, когда кооперативные свойства газозвеси не проявляются [4]. На рис. 1 представлена зависимость координаты воспламенения облака от интенсивности внешнего лучистого теплового потока. При больших значениях параметра \varkappa , близких к критическому ($\varkappa_* = 1/e$), увеличение внешнего теплового потока приводит к быстрому переходу координаты воспламенения из глубины облака на границу. По мере уменьшения \varkappa этот переход становится менее резким, а при малых \varkappa не наблюдается вообще (в исследованном интервале параметра N), так как при таких значениях \varkappa критическое значение N находится вне исследованного диапазона [4]. Величина массовой концентрации B влияет на период индукции и не оказывает воздействия на координату воспламенения. Таким образом, увеличение N и \varkappa способствует переходу к режиму зажигания.

Зависимость периода индукции воспламенения облака от массовой концентрации имеет гиперболический характер и ослабевает с увеличением N (рис. 2). С ростом \varkappa значения τ_i убывают почти линейно (рис. 3). Эти зависимости качественно соответствуют формуле для периода индукции совокупности частиц при наличии внешнего излучения [3, 4]. Неоднородность облака влияет на период индукции лишь за счет изменения координаты воспламенения (и соответствующей этой точке массовой концентрации дисперсной фазы), которая зависит от параметров N и \varkappa . С увеличением размера частиц и внешнего теплового потока зависимость периода индукции от массовой концентрации становится слабее, а начиная с некоторого значения N вообще исчезает. В этом случае кооперативные свойства совокупности не проявляются. Наблюдается воспламенение отдельных частиц под действием внешнего теплового излучения (см. рис. 2, 3).

При учете переизлучения частицами ($M \neq 0$) распределения температуры частиц и

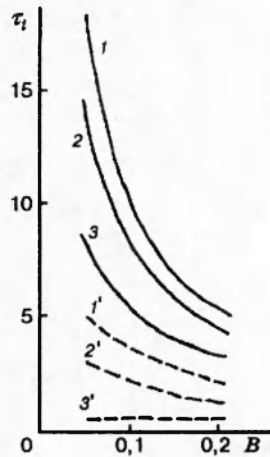


Рис. 2

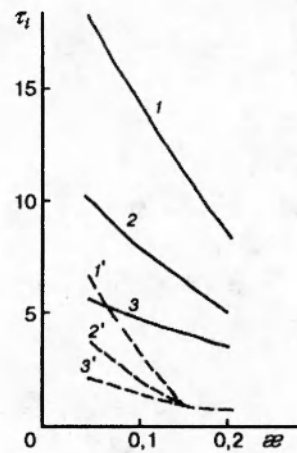


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость периода индукции воспламенения от массовой концентрации дисперсной фазы:

$D = 1; \beta = 0,05; M = 0; \varepsilon = 0,05$ (1, 1'), 0,15 (2, 2') и 0,2 (3, 3'); — $N = 1$, - - - - $N = 15$

Рис. 3. Зависимость периода индукции воспламенения от параметра ε :

$D = 1; \beta = 0,05; M = 0; B = 0,05$ (1, 1'), 0,1 (2, 2') и 0,2 (3, 3'); — $N = 1$, - - - - $N = 10$

газа в различные моменты времени индукционного периода более растянутые, максимум температуры, формирующийся в облаке, менее ярко выражен. При этом зона облака, расположенная правее максимума температуры (где концентрация частиц выше), находится в более благоприятных тепловых условиях. Скорость разогрева смеси в этой области выше, чем в точке максимума температуры, так как здесь оптическая толщина среды и площадь реакционной поверхности больше. В связи с этим происходит постепенное смещение максимума температуры в глубь облака. С увеличением параметра M при фиксированных других определяющих параметрах координата воспламенения смещается в глубь облака, что обусловлено переносом излучения за счет переизлучения частицами (рис. 4, а). Период индукции воспламенения при этом увеличивается незначительно. Из рис. 4, б видно, что в исследованном диапазоне параметров период индукции воспламенения совокупности частиц изменяется (при фиксированном N) не более чем на 8–10 %.

Таким образом, воспламенение неоднородного облака газозвеси от внешнего источника лучистой энергии в зависимости от его интенсивности и размеров частиц дисперсной фазы может происходить в режиме зажигания или объемного воспламенения. Получены закономерности взаимного перехода этих режимов. Показано, что переизлучение частицами теплового потока влияет на величину индукционного периода воспламенения, увеличивая

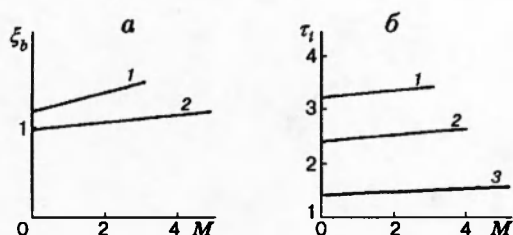


Рис. 4. Зависимость координаты воспламенения (а) и периода индукции воспламенения (б) от параметра M :

$D = 1; \beta = 0,05; \varepsilon = 0,1; B = 0,2; N = 3$ (1), 5 (2) и 10 (3)

его не более чем на 10 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лисицын В. И., Пироженко А. А., Виллюнов В. Н. О периоде индукции при зажигании дисперсной системы // Горение и взрыв. М.: Наука, 1972. С. 186–190.
2. Озеров Е. С. Основы теории воспламенения газодисперсных систем. Л.: Изд-во Ленингр. политехн. ин-та, 1978.
3. Лисицын В. И., Романов Э. Н., Хайкин Б. И. О периоде индукции при воспламенении совокупности частиц // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 1. С. 3–9.
4. Дик И. Г., Крайнов А. Ю., Макаров А. И. О воспламенении газовзвеси в полости с нагретыми излучающими стенками // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 5. С. 20–24.

*Поступила в редакцию 16/II 1995 г.,
в окончательном варианте — 5/I 1996 г.*
