

УДК 69:614.8

## ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ И КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ЗАЖИГАНИЯ И САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ

© 2024 г. А. А. Филиппов<sup>1,\*</sup>, Р. А. Филиппов-Кузнецов<sup>1</sup>, академик РАН А. А. Берлин<sup>1</sup>

Поступило 05.03.2024 г.

После доработки 05.03.2024 г.

Принято к публикации 11.06.2024 г.

Рассчитан профиль температуры самовоспламенения в плоском сосуде с разными температурами стен и показана невозможность предельного перехода к зажиганию. Самовоспламенение и зажигание — разные физические явления. Самовоспламенение идет в объеме горючего без участия внешнего источника тепла, а зажигание идет в узком слое горючего у накаливаемой поверхности при большом потоке тепла от нее. Точка перегиба, являющаяся точкой бифуркации, возникает в первоначальный момент зарождения очага зажигания в нестационарном профиле температуры. Физический смысл критических условий самовоспламенения и зажигания — нарушение баланса тепла в месте теплового взрыва. Критические условия являются поверхностями бифуркации, разделяющими зоны “жизни” и “смерти” горючих систем. В первой они существуют, а во вторую не могут попасть, выгорая на границе.

*Ключевые слова:* теория и критические условия зажигания и самовоспламенения, точки бифуркации и невозврата

DOI: 10.31857/S2686740024060053, EDN: HVZSPO

Тепловой взрыв активно изучался в XX в. [1–9], но к 1980 г. основные решения были изложены в монографиях [10, 11], где были даны условия самовоспламенения горючего в простых симметричных сосудах с одинаковыми температурами стен, а условие зажигания было получено как предельный случай самовоспламенения в плоском сосуде с разными температурами стенок. Но в работах [16, 17] было обнаружено новое явление — самовоспламенение полупространства горючего плоской накаливаемой стенкой, которое ранее, в статьях [3, 10, 11], принимали за зажигания. Также было получено новое условие зажигания [12–15], подтвержденное независимым экспериментом [18]. Поэтому возникли противоречия в понимании основ теории теплового взрыва. В этом сообщении покажем: “Что есть зажигание и чем оно отличается от самовоспламенения горючего?” Покажем также, что за исторически возникшими терминами “локальное поджигание”, “очаговое воспламенение” и “поджигание” не стоят самостоятельные физические явления, поэтому они не только излишние, но и затрудняют понимание основ теории теплового взрыва.

Рассмотрим нестационарное уравнение теплопроводности

$$c\rho \frac{dT}{dt} + \lambda \Delta T = -QkW(T), \quad (1)$$

где  $c$ ,  $\rho$  и  $\lambda$  — теплоемкость, плотность и теплопроводность горючего,  $\Delta$  — оператор Лапласа,  $k$ ,  $Q$  и  $W(T)$  — предэкспонент, тепловой эффект и скорость химической реакции.

Решение уравнения (1) дает подробную информацию о распределении температуры в горючем. Но в работах [10, 11] показано, что существует предельный стационарный профиль температуры, при котором малое изменение любого параметра горючей системы может привести к взрыву. Поэтому будем изучать стационарное уравнение теплопроводности (1)

$$\lambda \Delta T = -QkW(T). \quad (2)$$

Решения уравнения (2) представляют собой множество профилей температуры в горючем, но для обнаружения предельного профиля необходимо найти в решениях особые точки (фокус, седло, точка перегиба и др.), появление которых приводит к тепловому взрыву в горючем. В работе [10] показано, что при тепловом взрыве скорость химической реакции зависит от температуры по закону Аррениуса  $W(T) = k \exp(-E/RT)$ . А при условиях  $E > 20\,000$  ккал/моль,  $RT_0/E \ll 1$  будет справедливо

<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова Российской академии наук, Москва, Россия

\* E-mail: 7987961@mail.ru

разложение Франк-Каменецкого:

$$\exp(-E/RT) \approx \exp(-E/RT_s) \exp(-E(T-T_s)/RT_s^2), \quad (3)$$

где  $E$  – энергия активации химической реакции,  $T_s$  – температура накаливаемой поверхности.

### 1. САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ В ПЛОСКОМ СОСУДЕ С РАЗНЫМИ ТЕМПЕРАТУРАМИ СТЕН

Решения уравнения (2) в аналитическом виде существуют только в телах правильной формы (бесконечный плоскопараллельный сосуд, цилиндр, сфера) [2, 4, 10, 11], при условии (3), отсутствии выгорания химических реагентов, кондуктивном способе передачи тепла и при постоянстве  $k$  и  $\lambda$  в горючем. Полагали симметричность профиля температуры относительно центра сосуда ( $dT/dr = 0$ ), от которого отсчитывали координату по нормали к плоскости или к оси симметрии. Также считали постоянной температуру внутренней стенки сосуда, что возможно при ее бесконечной теплопроводности и теплоемкости. Далее будем рассматривать уравнение (2) в плоском сосуде, где сделаем замену переменных:

$$\Theta = (T - T_s)E/RT_s^2, \quad \xi = r/\ell, \quad (4)$$

где

$$\ell = \left[ \exp\left(\frac{E}{RT_s}\right) 2\lambda RT_s^2 / kQE \right]^{1/2}$$

есть характерный размер.

В новых переменных (4) уравнение (2) и граничные условия принимают вид [10, 11]

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} = -2 \exp \Theta, \quad \Theta \Big|_{\xi=\xi_s} = 0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0. \quad (5)$$

В работе [4] изучали самовоспламенение между двумя параллельными плоскостями одной температуры. Разложив температуру около максимального значения в центре сосуда и введя переменную  $z = \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}$ , уравнение (5) примет вид

$$z \frac{dz}{d\Theta} = -2 \exp \Theta. \quad (6)$$

Так как при  $\xi = 0$ ,  $\Theta = 0$  и  $\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0$ , из уравнения (6) получим

$$\Theta = -2 \ln \operatorname{ch} \xi. \quad (7)$$

Поскольку решение (7) не содержит температуры стенок сосуда и их расположение, а только значение максимальной температуры, то решение описывает самовоспламенение в сосуде любой ширины  $L$  и с разными температурами стенок  $T_1$  и  $T_2$ . Следуя логике работ [10, 11], заметим, что существуют два профиля, где максимум температуры лежит внутри сосуда и вне его, но самовоспламенение возможно только в первом случае. Обозначим расстояние от

максимума температуры к стенкам сосуда ( $\xi_1$  и  $\xi_2$ ) и получим систему уравнений:

$$\xi_1 + \xi_2 = L/\ell, \quad \Theta_1 = -2 \ln \operatorname{ch} \xi_1, \quad \Theta_2 = -2 \ln \operatorname{ch} \xi_2. \quad (8)$$

Параметры  $\xi_1$  и  $\xi_2$  можно найти численными расчетами, но при  $L \ll \ell$ ,  $\Theta_1 \ll 1$  и  $\Theta_2 \ll 1$  их можно представить в аналитическом виде:

$$\begin{aligned} \xi_1 &\approx [(T_s - T_1) E / RT_s^2]^{0.5}, \\ \xi_2 &\approx L/\ell - [(T_s - T_1) E / RT_s^2]^{0.5}. \end{aligned} \quad (9)$$

Откуда, используя уравнения (8), найдем  $\xi_1$  и  $\xi_2$ , а также максимум температуры в сосуде и предвзрывной разогрев [10, 11, 16] относительно температур  $T_1$  и  $T_2$ .

Из уравнения (7) получим  $\partial \Theta / \partial \xi = -2 \operatorname{th} \xi$ . Если одна стенка сосуда расположена в месте максимальной температуры, а вторая (холодная) стенка находится на расстоянии  $L$  от нее, то при самовоспламенении профиль температуры имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} &= 0, \quad \xi_1 = L/\ell, \\ \Theta_1 &= -2 \ln \operatorname{ch} \xi_1, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = -2 \operatorname{th} \xi. \end{aligned} \quad (10)$$

Если постепенно перемещать вторую стенку в холодную зону (в бесконечность) от максимальной температуры, то выражение (10) будет асимптотически стремиться к условию

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\infty} = -2. \quad (11)$$

При перемещении стенки в холодную зону в профиле температуры не возникает особых точек, поэтому условие (11) описывает процесс самовоспламенения, а не зажигания, как думали в работах [3, 4, 10, 11]. Конечно, ситуация похожа на зажигание – тепловой взрыв идет у накаливаемой поверхности, но в объеме горючего и при нулевом потоке тепла к нему. Легко заметить: условия (11) являются предельным случаем самовоспламенения полупространства горючего плоской накаливаемой стенкой. В неограниченном теле не может существовать любой, отличный от нуля, стационарный поток тепла, поэтому условие (11) справедливо только в квазистационарном случае, при характерном времени прогрева горючего много меньше характерного времени химической реакции в нем.

### 2. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ И КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ЗАЖИГАНИЯ НАКАЛЕННЫМИ ТЕЛАМИ

Критические условия самовоспламенения хорошо известны и изучены, а условие “зажигания” находили как предельный случай самовоспламенения в плоском сосуде с разными температурами стенок [5, 6], но, как показано выше и в работах [15–17],

это решение относится не к зажиганию, а к самовоспламенению бесконечной полуплоскости горючего накаливаемой поверхностью. Поэтому появление верного критерия зажигания было неизбежно, что и произошло много лет позднее в работах [12–15].

Рассмотрим уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах:

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = -Qk \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right). \quad (12)$$

В работе [12], полагая постоянство градиента температуры в зоне химической реакции, впервые был вычислен критерий зажигания (29), но обоснованность сделанных допущений вызвала сомнения. Позднее в работе [13], используя идеи теории катастроф [19], А. А. Филиппов предположил, что точка перегиба  $\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = 0\right)$  в уравнении (12) является точкой бифуркации, и получил новое условие зажигания прямо из уравнения (12):

$$\Lambda \frac{\partial T}{\partial r} = -rQk \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right). \quad (13)$$

Покажем физический смысл точки перегиба. До зажигания ситуация около цилиндра стационарна, но при зажигании тепловыделение химической реакции меняет профиль температуры с выгнутого на выпуклый — возникает точка перегиба  $\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = 0\right)$  [13]. То есть в момент зажигания теплоотвод из зоны химической реакции уменьшается, а выделение тепла в ней, наоборот, растет экспоненциально:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{Qk}{c\varphi}\right) \exp\left[\frac{E(T-T_s)}{RT_s}\right]$$

в зоне химической реакции идет накопление тепла [10], а стационарный профиль температуры неминуемо теряет устойчивость. Таким образом, точка перегиба является точкой неустойчивости и бифуркации, а условие (13) является критическим условием зажигания. Точка перегиба не была найдена при изучении самовоспламенения в работах [2, 10, 11], т.е. она не возникает в стационарном профиле температуры, а появляется в первоначальный момент зарождения очага зажигания в нестационарном профиле температуры. На основании результатов работы [15] было обнаружено: в эксперименте [18] зажигание происходило при слабом тепловыделении химической реакции (около 2 Вт/см<sup>3</sup>) в узком слое (около 0.005 см) у накаливаемой поверхности цилиндра, что соответствует реальности.

Рассмотрим тепловыделение химической реакции ( $H$ ) около поверхности цилиндра в зоне

шириной  $X$ :

$$H = -\lambda 2\pi(r_s + X) \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_s+X} + \lambda 2\pi r_s \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_s} = 2\pi r_s X Qk \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right). \quad (14)$$

Так как в момент зажигания профиль температуры в зоне реакции проходит точку перегиба, становясь практически прямым, то производные температуры на разных границах зоны реакции приблизительно равны между собой, поэтому выражение (14) примет вид

$$H = -\lambda 2\pi X \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_s} = 2\pi r_s X Qk \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right). \quad (15)$$

Уравнение энергетического баланса (14) всегда верно, а условие зажигания (13) вытекает из (15) при возникновении точки перегиба в профиле температуры, что не может быть волей случая — закон сохранения энергии “не играет в кости”. То есть условие (13) реально существует и всегда вытекает из закона сохранения энергии, если в горючем у поверхности накаливаемого цилиндра возникнет точка перегиба.

Для полного понимания явления зажигания рассмотрим решение стационарного уравнения теплопроводности (12) при наличии теплового потока у накаливаемой поверхности в момент зажигания, что впервые было сделано в работах [12, 15]:

$$T|_{r=r_s} = T, \quad r \frac{\partial T}{\partial r} = -q, \quad (16)$$

где  $r_s$  — радиус цилиндра.

Сделаем замену переменных (4), в которых система уравнений (12), (16) примет вид

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = -2 \exp \Theta, \quad (17)$$

$$\Theta|_{\xi=\xi_s} = 0, \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi_s} = M. \quad (18)$$

Сделаем замену переменных (11):

$$\nu = \Theta + 2 \ln \xi / \xi_s, \quad \eta = \xi \ln \xi / \xi_s. \quad (19)$$

В новых переменных, используя правило дифференцирования  $\frac{\partial \nu}{\partial \eta} = \frac{\partial \nu}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \eta}$ , система уравнений (17), (18) примет вид

$$\frac{\partial^2 \nu}{\partial \eta^2} + 2 \exp \nu = 0, \quad (20)$$

$$\nu|_{\eta=0} = 0, \quad -\frac{\partial^2 \nu}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} = M + 2/\xi_s = P. \quad (21)$$

Решение уравнения (20), согласно [11], имеет вид

$$\exp \nu = \operatorname{ch}^2 C / \operatorname{ch}^2 (C - \eta \operatorname{ch} C), \quad (22)$$

где  $C$  — константа интегрирования,  $\operatorname{ch}$  — гиперболический косинус.

Прологарифмируем, а затем продифференцируем выражение (22):

$$\nu = 2 \ln \operatorname{ch} C - 2 \ln \operatorname{ch} (C - \eta \operatorname{ch} C), \quad (23)$$

$$\frac{\partial \nu}{\partial \eta} = 2 \operatorname{ch} C \operatorname{th} (C - \eta \operatorname{ch} C). \quad (24)$$

Используя выражение  $\operatorname{th} x = \operatorname{sh} x / \operatorname{ch} x$ , (22), а также учитывая выражение (21) при  $\eta = 0$ , найдем константу интегрирования:

$$C = \operatorname{arsh}(P/2). \quad (25)$$

Используя выражение (24) и формулу  $\operatorname{ch}^2 x - \operatorname{sh}^2 x = 1$ , выражение (25) для теплоотода в холодную зону ( $\eta = \infty$ ) примет вид

$$-\frac{\partial \nu}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\infty} = P(1 + 4/P^2)^{0.5}. \quad (26)$$

В работе [15] показано, что выражение (26) в предельных случаях отвечает разным явлениям: при  $P \gg 1$  — зажиганию, а при  $P \ll 1$  — самовоспламенению полупространства горячего накалившимся цилиндром.

Средний теплоотвод от цилиндра в потоке газа в размерном виде равен [20, 21]:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\alpha(T_s - T_o) / \lambda = -\operatorname{Nu}(T_s - T_o) / d, \quad (27)$$

где  $\alpha = \lambda \operatorname{Nu} / d$  — средний коэффициент теплопередачи,  $d$  — диаметр цилиндра;  $\operatorname{Nu}$  — число Нуссельта, выводимое из эмпирической кривой от значения числа Рейнольдса ( $\operatorname{Re} = \nu d / \varepsilon$ ), где  $\varepsilon$  — динамическая вязкость при температуре  $T_f = (T_s + T_o) / 2$ .

Локальный коэффициент теплопередачи  $\alpha_s(\varphi) = b(\varphi)\alpha$  в конкретной точке поверхности цилиндра зависит от угла  $\varphi$ , отсчитываемого от лобовой точки натекания потока. В эксперименте [18]  $\alpha_s(\varphi)$  достигает минимума в точке отрыва потока около  $\varphi \approx 100^\circ$  [20, 21], где  $b(\varphi) \approx 0.5$  (на фотографиях видно, что очаг зажигания возникает именно в этом месте). То есть теплоотвод от цилиндра в газовую фазу в месте зажигания определяется выражением

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -b(\varphi)\operatorname{Nu}(T_s - T_o) / d \approx \operatorname{Nu}(T_s - T_o) / 2d. \quad (28)$$

Таким образом, условие зажигания (13) при обтекании цилиндра поперечным потоком горячего газа приняло вид

$$2b(\varphi) \frac{\lambda \operatorname{Nu}}{d^2} (T_s - T_o) = Qk \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right). \quad (29)$$

В работе [15], используя сложное условие (29), в логарифмических координатах было обчислено 37 независимых экспериментальных измерений С. Кумагаи [18], при большом изменении измеряемых параметров, которые точно легли на прямую линию (ошибка менее 2%), что убедительно доказало справедливость теории [12–15]. Это позволило точно высчитать реальные значения: энергии активации, предэкспонента, ширины зоны химической реакции ( $\ell$ ) и характерного размера ( $\ell'$ ). В работе также было обнаружено: при больших потоках тепла ( $P$ ) от накалившегося тела к горячему идет зажигание, но по мере уменьшения  $P$  характер теплового взрыва меняется к объемному самовоспламенению, при  $P \ll 1$  (11). Дело в том, что с уменьшением  $P$  растет ширина зоны химической реакции по отношению к радиусу цилиндра, а точность условия зажигания (29) падает.

Зажигание в горячем может произойти под воздействием электромагнитного излучения, ударной волны и в горячем потоке инертного газа. Условие (29) можно использовать при зажигании горячего цилиндра в поперечном потоке горячего инертного газа при граничных условиях, поменявших знак, но в квазистационарном режиме, при времени прогрева горячего много больше характерного времени химической реакции.

Самовоспламенение и зажигание — разные физические явления. Самовоспламенение идет в объеме горячего без участия внешнего источника тепла, а зажигание идет в узком слое горячего у накалившейся поверхности при большом потоке тепла от нее в этот слой.

Физический смысл условий самовоспламенения и зажигания связан с нарушением баланса тепла в объеме и в узком слое горячего, соответственно, что приводит к тепловому взрыву. Критические условия самовоспламенения и зажигания являются многомерными поверхностями бифуркации, разделяющими зоны “жизни” и “смерти” горячих систем — в первой они существуют, а во вторую не могут попасть, выгорая на границе. Изменение параметров горячей системы или использование антипиренов сдвигает границу бифуркации. Тепловой взрыв горячего при большом потоке тепла от внешнего источника к горячему идет как выраженный процесс зажигания. При уменьшении потока тепла характер теплового взрыва медленно меняется от зажигания горячего в тонком слое к его объемному самовоспламенению, а при нулевом потоке тепла имеет выраженное самовоспламенение. Исторически сложившиеся определения — “локальное поджигание”, “поджигание” и “очаговое воспламенение” излишни, так как за ними не стоят самостоятельные физические явления.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семенов Н.Н. Цепные реакции. Л.: ОНТИ, 1934. 110 с.
2. Франк–Каменецкий Д.А. // ДАН СССР. 1938. Т. 18. С. 411.
3. Зельдович Я.Б. Теория зажигания накаленной поверхностью // ЖЭТФ. 1939. Т. 9. № 12. С. 1530–1534.
4. Баренблатт Г.И. Параграф 15 в статье И.М. Гельфанда. Задачи теории квазилинейных уравнений // УМН. 1959. Т. 154. № 4. С. 787–790.
5. Соколик А.С. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР. 1960.
6. Зельдович Я.Б. К теории зажигания. Доклады АН СССР. 1963, Т. 150, № 2. С. 283.
7. Мержанов А.Г., Аверсон А.Е. Современное состояние тепловой теории зажигания. Препринт. Черногловка. 1970.
8. Аверсон А.Е. Теория зажигания. Препринт. Минск. 1977.
9. Виллюнов В.И. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука. 1984.
10. Франк–Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. 2-е изд. М.: Наука, 1967.
11. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
12. Филиппов А.А. К вопросу поджигания полимерных материалов накаленными телами. Межвузовский сборник научных трудов по химии и технологии элементоорганических полупродуктов и полимеров. Волгоград, 1984.
13. Philippov A.A., Khalturinskiy N.A. To the theory of ignition by a hot surface: critical conditions for occurrence of explosive and avalanche-like processes / Zeldovic memorial. 2015. V. 2.
14. Филиппов А.А., Берлин А.А. К теории зажигания накаленной поверхностью // Горение и взрыв. 2021. Т. 14. № 2.
15. Филиппов А.А., Берлин А.А. Математическая теория зажигания накаленной поверхностью // Доклады РАН. Физика. Технические науки. 2022. Т. 503. С. 24–30.
16. Филиппов А.А., Берлин А.А. Критические условия самовоспламенения в точках бифуркации. Доклады РАН. Физика. Технические науки. 2023. Т. 510. С. 34–37.
17. Филиппов А.А. Критика “Теории зажигания накаленной поверхностью” Я.Б. Зельдовича. Самовоспламенение бесконечного горючего накаленным телом // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2023. Т. 512. С. 40–43.
18. Кумагаи С. Горение. М.: ИЛ, 1979.
19. Арнольд В.И. Теория катастроф. М.: Наука, 1990.
20. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
21. Гребер Г., Эрк С., Григуль У. Основы учения о теплообмене. М.: ИЛ, 1958.

## THE PHYSICAL MEANING AND CRITICAL CONDITIONS OF IGNITION AND SELF-IGNITION

A. A. Filippov<sup>a</sup>, R. A. Filippov-Kuznetsov<sup>a</sup>, Academician of the RAS A. A. Berlin<sup>a</sup>

<sup>a</sup>N. N. Semenov Federal Research Center for Chemical Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The profile of the self-ignition temperature in a flat vessel with different wall temperatures is calculated and the impossibility of a limiting transition to ignition is shown. Self-ignition and ignition are different physical phenomena. Self-ignition occurs in the volume of fuel without the participation of an external heat source, since ignition occurs in a narrow layer of fuel near an incandescent surface with a large heat flow from it. The inflection point, which is the bifurcation point, occurs at the initial moment of ignition of the ignition source in a non-stationary temperature profile. The physical meaning of the critical conditions of self-ignition and ignition is a violation of the heat balance at the site of a thermal explosion. Critical conditions are bifurcation surfaces separating the zones of “life” and “death” of combustible systems. They exist in the first, but they cannot get into the second, burning out at the border.

**Keywords:** theory and critical conditions of ignition and self-ignition, bifurcation and non-return points