

**ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ
АРМЕНИЯ**

Հայաստանի քիմիական հանդես 62, №3-4, 2009 Химический журнал Армении

УДК 536.46

**СТРУКТУРА ТЕПЛОВЫХ ВОЛН ДЛЯ ДВУХСТАДИЙНЫХ
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ И ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ В ПОТОКЕ**

А. Р. ХАЧАТРЯН, А. О. ТОНОЯН и С. П. ДАВТЯН

Государственный инженерный университет Армении
Армения, 0009, Ереван, ул.Теряна, 105
e-mail: davtyans@seua.am

Поступило 19 IV 2008

В приближении узких зон рассмотрена структура тепловых волн, возникающих в потоке реагентов, для двухстадийных последовательных и параллельных реакций в режиме горения. На основе численного решения уравнения теплопроводности для стационарной волны двухстадийной реакции в потоке конденсированных веществ получена картина распределения тепловых полей и взаимного расположения зон реакций. Исследованы возможности регулирования структуры волны и режимов горения. Показано, что взаимозависимость стадий протекающих реакций ограничивает возможные структурные изменения тепловой волны химического превращения.

Рис. 3, библи. ссылок 27.

Химические экзотермические процессы, протекающие в потоке исходных веществ и продуктов реакций, при отсутствии теплопотерь в окружающую среду создают волну горения [1], а в случае полимеризации – тепловую волну фронтальной полимеризации [2-4].

Структура тепловых волн химического превращения и режимы горения существенно зависят от стадийности реакций и скорости подачи реагентов в реактор [5,6]. Влияние стадийности реакций на автоволновые процессы горения достаточно давно является предметом исследования [5-12].

Впервые двухстадийная реакция горения конденсированных веществ была изучена Я.Б.Зельдовичем [7]. В приближении узких зон реакций им рассмотрен случай, когда на первой стадии эндотермическая или слабо экзотермическая реакция приводит к газификации исходного вещества в приповерхностном неподвижном слое, а на второй стадии образованный газ реагирует с выделением тепла на некотором расстоянии от неподвижной поверхности.

В последующих теоретических моделях [13-16] отказались от условия эндотермичности (или слабой экзотермичности) первой стадии, однако продолжали полагать, что в зоне горения имеются разделенные в пространстве узкие зоны тепловыделения, соответствующие каждой стадии в отдельности. Эти предположения значительно облегчают решение задач. Однако они и ограничивают общность поставленных задач, т. к. не позволяют определять все тепловые режимы стадийного горения или условия смены режимов в зависимости от различных факторов.

Двухстадийное стационарное горение без предположения о наперед заданном разделении в пространстве зон тепловыделения, но во многом аналогичное [14], было исследовано в [17-19]. При этом в работах [17,18] были рассмотрены последовательные экзотермические, а в работе [19] – две независимые реакции в неподвижной среде. Были исследованы также неединственность [20-22] и устойчивость [22,23] тепловых автоволн стадийного горения. Наконец различные вопросы процессов стадийного горения были проанализированы и обобщены в монографии [24].

Несмотря на разнообразие подходов и многочисленность исследований [25, 26], до сих пор вне поля зрения остались автоволновые стадийные процессы, протекающие в потоке исходных веществ и продуктов реакций. Такие процессы имеют свои особенности и требуют отдельного рассмотрения.

В работе [27] впервые на примере двух независимых реакций исследована зависимость температурных и концентрационных профилей и положений обеих зон реакции от скорости потока, теплофизических и кинетических параметров процесса.

Приближение узких зон реакций Зельдовича-Франк-Каменецкого, широко используемое в задачах горения, позволяет разбить сложную структуру волны горения на последовательность зон реакций и прогревов. При этом начинает прослеживаться определенная очередность химических превращений в волне горения и задача сводится к рассмотрению более простых химических реакций. Теплообмен и взаимозависимость стадийных реакций в такой цепочке определяют температурные и концентрационные профили волны горения. А при горении в потоке конденсированных веществ возникают режимы управления, отрыва и взаимозахвата зон реакций, происходит инверсия зон и переключение режимов горения в зависимости от скорости подачи реагентов в реактор и т.д. [27].

Возможности регулирования структуры волны и различных режимов во многом зависят от характера химических реакций. Взаимозависимость реакций ограничивает возможные структурные изменения волны горения. Например, для последовательных реакций невозможна инверсия зон реакций, а для параллельных невозможен режим управления и характерен взаимозахват зон реакций в широком диапазоне температур горения [27].

Целью данной работы является в приближении узких зон реакций изучение структурных особенностей волн горения, возникающих в случае взаимозависимых реакций, а именно, двух последовательных и параллельных реакций.

Постановка задачи

Уравнение теплопроводности для стационарной волны двухстадийного горения в потоке конденсированных веществ имеет вид:

$$\chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - u \frac{\partial T}{\partial x} + g_1 \varphi_1(a, T) + g_2 \varphi_2(b, T) = 0 \quad (1)$$

Здесь χ – коэффициент температуропроводности; $g_1 = \frac{Q_1}{c}$, $g_2 = \frac{Q_2}{c}$, где Q_1 , Q_2 – тепловые эффекты первой и второй реакций; c – теплоемкость реакционной смеси; x – пространственная координата; u – скорость подачи реагентов; $\varphi_1(a, T)$ и $\varphi_2(b, T)$ – скорости первой и второй реакций при температуре T .

$$\varphi_1(a, T) = \Psi_1(a) \cdot k_1(T), \quad (2)$$

$$\varphi_2(b, T) = \Psi_2(b) \cdot k_2(T), \quad (3)$$

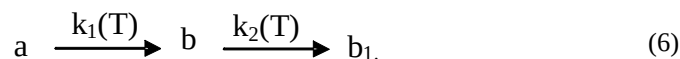
где $\Psi_1(a)$ и $\Psi_2(b)$ – концентрационные составляющие скоростей химических реакций; a и b – концентрации исходных компонентов; $k_1(T)$ и $k_2(T)$ – константы скоростей соответствующих реакций, имеющие характерную аррениусовую зависимость от температуры.

$$k_1(T) = k_{10} \cdot \exp(-E_1/RT), \quad (4)$$

$$k_2(T) = k_{20} \cdot \exp(-E_2/RT), \quad (5)$$

где k_{10} и k_{20} – предэкспоненты, E_1 и E_2 – энергии активации первой и второй химических реакций.

В случае последовательных реакций



Уравнение теплопроводности (1) необходимо дополнить системой кинетических уравнений:

$$u \frac{\partial a}{\partial x} + \varphi_1(a, T) = 0, \quad (7)$$

$$u \frac{\partial b}{\partial x} - \varphi_1(a, T) + \varphi_2(b, T) = 0, \quad (8)$$

где u – скорость подачи реагентов.

Необходимо отметить, что в уравнениях (7) и (8) исходная компонента второй реакции (6) является продуктом первой химической реакции, поэтому невозможна инверсия зон реакций.

В случае параллельных реакций имеем:



Соответственно,

$$u \frac{\partial a}{\partial x} + \varphi_1(a, T) + \varphi_2(a, T) = 0. \quad (10)$$

Здесь наоборот, исходная компонента второй реакции совпадает с исходной компонентой первой реакции, поэтому происходит конкуренция между двумя каналами превращения исходного вещества a . Скорости первой $\varphi_1(a, T)$ и второй $\varphi_2(b, T)$ реакций оказываются функциями одной и той же концентрации исходного компонента a . Ясно, что обе реакции будут иметь максимум скорости превращения на участке волны горения с наибольшей температурой T . Значит, обе реакции будут протекать в одной зоне. По сравнению со случаем независимых реакций [27], уравнения для исходной компоненты реакции a изменятся так, чтобы отразить факт участия компоненты a в двух одновременно протекающих реакциях.

Расположение зон реакций в волне горения

Систему уравнений (1), (7), (8) необходимо решать на полуоси $x > 0$ при граничных условиях:

$$\begin{aligned}
 x = 0: \quad T &= T_0, \quad a = 1, \quad b = 0; \\
 x = \infty: \quad \frac{\partial T}{\partial x} &= 0, \quad a = b = 0
 \end{aligned}
 \quad (11)$$

Систему уравнений (1), (10) необходимо решать на полуплоскости $x > 0$ при граничных условиях:

$$\begin{aligned}
 x = 0: \quad T &= T_0, \quad a = 1; \\
 x = \infty: \quad \frac{\partial T}{\partial x} &= 0, \quad a = 0, \quad a_1 = (1 - \alpha), \quad b_1 = \alpha,
 \end{aligned}
 \quad (12)$$

где α – доля исходной компоненты a , прореагировавшей по каналу второй реакции превращения.

$$\alpha = \frac{\int \varphi_2(a, T) dx}{\int \varphi_1(a, T) dx + \int \varphi_2(a, T) dx}. \quad (13)$$

В случае последовательных реакций, по аналогии с [27], решение уравнений (1), (7), (8) при граничных условиях (11) можно записать в виде:

$$T(r) = T_0 + g_2 \theta_2 [\exp(r) - 1], \quad 0 < r < r_1 \quad (14)$$

$$T(r)=T_{b_1}-g_2\theta_2+(g_2\theta_2-g_1\theta_1)\cdot\exp(r-r_1), \quad r_1 < r < r_2 \quad (15)$$

$$T(r)=T_b-g_2\theta_2, \quad r_2 < r < \infty \quad (16)$$

где r – безразмерная координата, $r=ux/k$.

При этом зоны реакций будут сосредоточены в точках r_1 и r_2 , а при слиянии зон – в точке r_c .

$$r_1 = \ln \left\{ \left[1 + \frac{g_2\theta_2}{g_1} - \theta_{b1} \right] / \left[\frac{g_2\theta_2}{g_1} \right] \right\}, \quad (17)$$

$$r_2 = r_1 - \ln \left(\theta_2 - \frac{g_1\theta_{b1}}{g_2} \right), \quad (18)$$

$$r_c = -\ln \theta_{bc}, \quad (19)$$

где $\theta_2=(T_b-T_2)/g_2$; $\theta_{b1}=(T_{b1}-T_1)/g_1$; $\theta_{bc}=(T_b-T_c)/(g_1+g_2)$, (20)

$$T_b=T_0+g_1+g_2; T_{b1}=T_0+g_1. \quad (21)$$

В случае параллельных реакций решение уравнений (1), (10) при условии (12) можно записать в виде:

$$T(r)=T_0+[g_1+\theta(g_2-g_1)\cdot\theta_{bcc}\cdot\exp(r)-1]; \quad 0 < r < r_{cc} \quad (22)$$

$$T(r)=T_{bc}-[g_1+\theta(g_2-g_1)]\cdot\theta_{bcc}; \quad r_{cc} < r < \infty \quad (23)$$

Здесь зона реакции сосредоточена в точке r_{cc} .

$$r_{cc} = -\ln \theta_{bcc}, \quad (24)$$

$$\text{где} \quad \theta_{bcc} = (T_{bc}-T_c)/[g_1+\theta(g_2-g_1)]; T_{bc} = T_0 + [g_1+\theta(g_2-g_1)]; \quad (25)$$

Условия стабилизации волны горения в потоке

Температуры T_1 , T_2 и T_c в зонах реакций r_1 , r_2 и r_c определяются условием стабилизации волны горения в потоке. В случае последовательных реакций, по аналогии с [27], условия стабилизации можно привести к виду:

$$u^2 = \frac{2k}{(g_1 + g_2)^2 - 2g_1(T_2 - T_1)} \left(g_1 \int_{T_1}^{T_c} \varphi_1(T) dT + g_2 \int_{T_2}^{T_c} \varphi_2(T) dT \right), \quad (26)$$

$$u^2 = u_2^2 \equiv \frac{2k}{g_2} \cdot \int_{T_2}^{T_c} \varphi_2(T) dT. \quad (27)$$

При $T_1=T_2$ зоны реакций совпадают, $r_1=r_2=r_c$, и вместо выражений (26), (27) условие стабилизации принимает вид:

$$u^2 = u_c^2 \equiv \frac{2k}{(g_1 + g_2)^2} \left(g_1 \int_{T_c}^{T_f} k_1(T) dT + g_2 \int_{T_c}^{T_f} k_2(T) dT \right). \quad (28)$$

Аналогично в случае параллельных реакций получим для условия стабилизации волны горения в потоке:

$$u^2 = u_{cc}^2 \equiv \frac{2k}{[g_1 + \alpha \cdot (g_1 + g_2)]^2} \left(g_1 \int_{T_c}^{T_f} \phi_1(T) dT + g_2 \int_{T_c}^{T_f} \phi_2(T) dT \right). \quad (29)$$

Переходя в (13) к интегрированию по T и учитывая, что зоны реакций бесконечно узкие, что $\Psi_1(a)$ может отличаться от $\Psi_2(a)$, и что скорости реакций имеют наибольшие значения при T_c , для коэффициента α и условия стабилизации волны горения (29) в зоне реакции T_{cc} , получим:

$$\alpha = \frac{\psi_1 \int_{T_c}^{T_f} k_1(T) dT}{\left[\psi_1 \int_{T_c}^{T_f} k_1(T) dT + \psi_2 \int_{T_c}^{T_f} k_2(T) dT \right]}, \quad (30)$$

$$u^2 = u_{cc}^2 \equiv \frac{2k \left[\psi_1 \int_{T_c}^{T_f} k_1(T) dT + \psi_2 \int_{T_c}^{T_f} k_2(T) dT \right]^2}{\left[g_1 \psi_1 \int_{T_c}^{T_f} k_1(T) dT + g_2 \psi_2 \int_{T_c}^{T_f} k_2(T) dT \right]}. \quad (31)$$

Особенности режимов двухстадийного горения в потоке

Последовательные реакции. Выражения (14)-(16) в приближении узких зон реакций определяют распределения температуры и взаимное расположение зон реакций в реакторе при двухстадийном горении в потоке. Качественная картина такого распределения представлена на рис. 1.

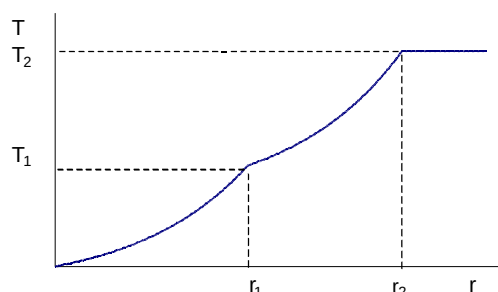


Рис. 1. Структура двухстадийной волны горения.

Расстояния между зонами реакций, $r_2 - r_1$, и температуры в зонах реакций, T_1 и T_2 зависят от скорости подачи исходных реагентов. При этом выражения (26)-(27) и (31) определяют T_1 , T_2 как температуру в зонах реакций, так и тепловые режимы горения.

На рис. 2 представлена зависимость температур в зонах реакций T_1 и T_2 от скорости подачи реагентов u . При расчетах использовались широко применяемые в теории горения безразмерные величины температуры и скорости подачи реагентов [1]. Параметры подобраны так, чтобы при высокой скорости потока имело место нормальное расположение зон реакций, т. е. чтобы зона реакций с более высокой энергией активации E_2 была расположена дальше от поверхности подачи реагентов $r=0$, чем зона реакции с более низкой энергией активации E_1 : $E_2 > E_1$ и $r_2 > r_1$.

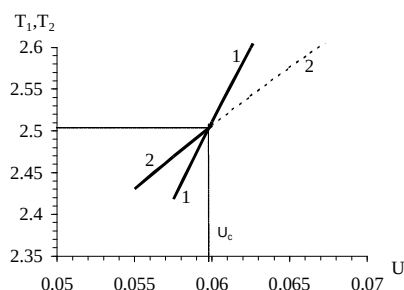


Рис. 2. Зависимости температур в зонах реакций T_1 и T_2 от скорости подачи реагентов.

Как уже было отмечено выше, стабилизация зон реакций в реакторе определяется скоростью подачи исходных реагентов. Понижение скорости подачи реагентов способствует смещению фронта горения в сторону подачи реагентов $r=0$. Однако из-за смещения фронта возрастают потери тепла через эту плоскость. Соответственно ослабевает тепловое поле в

реакторе и понижается температура в зоне второй реакции. Это в свою очередь способствует понижению скорости второй реакции и выступает в качестве механизма, стабилизирующего новое расположение волны горения в реакторе. Аналогично понижается температура и замедляется скорость первой реакции. Однако замедление скорости реакции смещает зону первой реакции в сторону волны горения в область более высоких температур. Тем самым частично компенсируется замедление и стабилизируется скорость в первой зоне реакции. Таким образом механизм стабилизации зон реакций в потоке создает эффективное “притяжение” между зонами реакций, что приводит к сближению зон реакций при понижении скорости подачи реагентов.

Наличие эффективного притяжения становится более очевидным и существенным в режиме взаимозахвата, когда зоны реакций сливаются в одну зону, и это происходит в широком диапазоне значений скоростей подачи реагентов $u_{сп}$. Казалось бы, при дальнейшем понижении скорости подачи $u < u_{сп}$ должна произойти инверсия зон реакций, и зона с более высокой энергией активации E_2 должна сместиться ближе к поверхности подачи реагентов $r=0$, чем зона реакции с более низкой энергией активации E_1 . Однако из рис. 2 видно, что этого не происходит в широком диапазоне скоростей подачи реагентов. Причиной этому является механизм стабилизации зон реакций в потоке. Например, из рис. 2 видно, что если при $u < u_c$ произошла бы инверсия зон реакций, то скорость реакций во второй зоне определялась бы кривой 2 и резко возрасла бы. В результате зоны начались бы смещаться навстречу друг другу и слились бы в единую волну горения.

В случае независимых реакций в диапазоне низких скоростей [27] действует механизм возврата $u_{ci} < u < u_c$, в результате чего происходит инверсия зон реакций. В случае последовательных реакций такая инверсия привела бы к смещению зоны второй в область, где отсутствуют реагенты для этой реакции. Поэтому при последовательных реакциях режим взаимозахвата зон реакций сохраняется во всем диапазоне скоростей подачи реагентов $u < u_c$.

На участке $u < u_c$ горение протекает в режиме самозахвата зон реакций со скоростью u_c . На участке $u < u_{уп}$ в первой зоне протекает в режиме управления потоком тепла из зоны второй реакции. На участке $u_{уп} < u < u_{ад}$ горение во второй зоне уже протекает адиабатически, в режиме отрыва зон реакций. Наконец, при $u > u_{ад}$ в обеих зонах реакции протекают адиабатически в режиме отрыва.

Конкурирующие реакции. В случае параллельных (конкурирующих) реакций горение протекает в режиме взаимозахвата. Удаленность зоны реакции от поверхности подачи реагентов, r_{cc} , температура в зоне реакции T_{cc} и доля исходного компонента, прореагировавшая по каналу первой и второй реакций, соответственно $1-\alpha$ и α , зависят от скорости подачи реагентов в реактор, u .

На рис. 3 представлены зависимости температур в зонах реакций от скорости подачи, полученные численным интегрированием уравнений (24), (30) и (31).

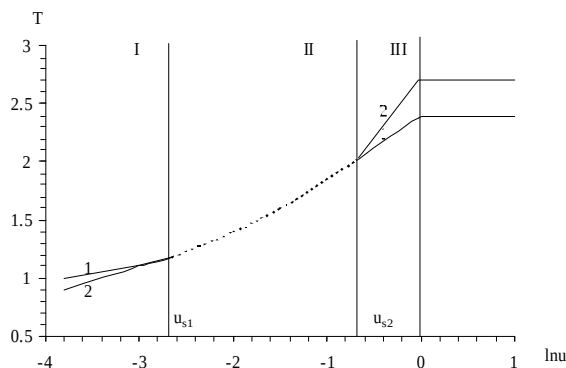


Рис. 3. Режимы стадийного горения в потоке.

На участке $u_{s1} < u < u_{s2}$ зависимости неоднозначны и имеют характерный для неустойчивостей S-образный вид. При низкой скорости подачи реагентов, $u < u_{s1}$, согласно выражению (31), в зоне реакции устанавливается невысокая температура и соответственно преобладает первый канал реакции $\alpha \ll 1$. Наоборот, при высокой скорости подачи реагентов, $u > u_{s2}$ в зоне реакции устанавливается высокая температура и преобладает второй канал реакции $\alpha \approx 1$. Наконец в области неустойчивости $u_{s1} < u < u_{s2}$, баланс между каналами реакций, доля исходной компоненты а, про-реагировавшей по каналу второй реакции превращения (α), температура в зоне реакций (T), температура слияния зон (T_c) и пространственное расположение фронта реакции в реакторе зависят от начальных условий. Например, если при зажигании реагентов скорость подачи была высокой, $u > u_{s2}$, то при понижении скорости подачи, $u_{s1} < u < u_{s2}$, будет преобладать второй канал реакции. Если же скорость подачи понизить ниже u_{s1} и затем ее поднять до $u_{s1} < u < u_{s2}$, то начнет преобладать первый канал реакции. Если в области неустойчивости преобладает первый канал реакции и, например, из-за неоднородности реагентов происходит случайный скачок температуры в зоне реакции, то возможно смещение зоны реакции в реакторе и переключение на второй канал реакции.

Однако в обоих случаях существует значительная доля неосновного канала реагирования, так что $\alpha > 0$ и $1 - \alpha > 0$ как при самых высоких, так и при самых низких скоростях подачи реагентов. Известно, что в случае, когда параллельные реакции протекают в неподвижной среде, наблюдается неоднозначность решений [1]. Например, температура в зоне реакции и баланс между каналами реакций зависят от способа зажигания реагирующей смеси [1]. Неоднозначность решений снимается при реагировании в потоке. Здесь стабилизирующую роль выполняет теплоотвод через плоскость подачи реагентов. Так как скорость подачи реагентов регулирует степень теплоотвода, то α , T , T_c , баланс между каналами реакций и пространственное расположение зоны реакции в реакторе однозначно определяются скоростью подачи реагентов. Из рис.3 видно, что, варьируя скоростью подачи реагентов, можно в широких пределах варьировать долевое отношение конкурирующих каналов реакций.

Работа выполнена в рамках программы BRAU 01-50. Авторы выражают благодарность CRDF, NFSAT, Министерству образования и науки РА и ГИУА.

**ՀՈՍՔՈՒՄ ԸՆԹԱՑՈՂ ԵՐԿՓՈՒԼ ՀԱՁՈՐԴԱԿԱՆ ԵՎ ՋՈՒԳԱՀԵՌ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԻ
ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ**

Հ. Ռ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ա. Ն. ՏՈՆՈՅԱՆ և Ս. Պ. ԴԱՎԹՅԱՆ

Ռեակցիայի նեղ տիրույթների մոտեցմամբ հետազոտված է այրման պայմաններում երկփուլ հաջորդական և զուգահեռ ռեակցիաների ռեազենտների հոսքում առաջացած ջերմային ալիքների կառուցվածքը: Կոնդենսված նյութերի հոսքում երկփուլ ռեակցիայի ստացիոնար ալիքի համար ջերմահաղորդականության հավասարման թվային լուծման հիման վրա ստացվել է ռեակցիաների ջերմային դաշտերի բաշխման և փոխադարձ դասավորության պատկերը: Հետազոտված են ալիքի կառուցվածքի և այրման պայմանների կարգավորման հնարավորությունները: Ցույց է տրված, որ ընթացող ռեակցիաների փուլերի փոխկապվածությունը սահմանափակում է քիմիական փոխարկման ջերմային ալիքի հնարավոր կառուցվածքային փոփոխությունները:

**THE STRUCTURE OF THERMAL WAVES OF CONSECUTIVE
AND CONCURRENT REACTIONS IN THE FLOW**

H. R. KHACHATRYAN, A. O. TONoyAN and S. P. DAVTYAN

State Engineering University of Armenia
105 Teryan str., Yerevan, 0009, Armenia
e – mail: davtyans@seua.am

The structure of thermal waves occurring in reagents flow in cases of both consecutive and concurrent reactions in combustion processes was considered in approach of narrow zones.

The distribution of temperature and positional relationship of reaction zones was obtained on the basis of numerical solving of thermal conductivity equation for stationary waves of two stage reaction in the condensed substances flow.

The possibilities of regulation of wave structure and combustion regimes were studied. It was shown that the reaction interdependency limits the possible structure changes of combustion waves.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Франк-Каменецкий Д.А.* Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., Наука, 1986.
- [2] *Бабаджанян А.С., Вольперт В.А., Вольперт Вл. А., Меграбова И.Н., Давтян С.П.* // Физика горения и взрыва, 1988, №1, с.27.
- [3] *Бабаджанян А.С., Вольперт В.А., Вольперт Вл. А., Меграбова И.Н., Давтян С.П.* // Физика горения и взрыва, 1989, №6, с.77.
- [4] *Бабаджанян А.С., Вольперт В.А., Вольперт Вл. А., Меграбова И.Н., Давтян С.П.* Фронтальные режимы протекания экзотермических реакций при радиально-симметричной подаче реагентов // Препринт ОИХФ АН СССР, Черногловка, 1989.
- [5] *Похил П.Ф.* // Физика взрыва. М., Изд. АН СССР, 1953, №2.
- [6] *Похил П.Ф., Белов М.М.* // Физика взрыва. М., Изд. АН СССР, 1956, 15.
- [7] *Зельдович Я.Б.* // ЖЭТФ, 1942, №2, с.498.
- [8] *Андреев К.К.* Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., Наука, 1966.
- [9] *Бахман Н.Н., Беляев А.Ф.* Горение гетерогенных конденсированных веществ. М., Наука, 1967 г.
- [10] *Гейдон А.Г., Больфград Х.Ф.* Пламя, его структура, излучение и температура. М., Металлургиздат, 1967.
- [11] *Похил П.Ф., Нефедорова И.О., Марголин А.Д.* // ДАН СССР, 1962, т.145, с.860.
- [12] *Хайкин Б.И., Филоненко А.К., Худяев С.И.* // Физика горения и взрыва, 1968, т.4, N4, с.591.
- [13] *Rice O.K., Ginell R.* // J.Phys.Coll.Chem., 1950, v.54, p. 929.
- [14] *Parr R.G., Growford B.L.* // J.Phys.Coll.Chem., 1950, v.54, p. 936.
- [15] *Гекклер И.В.* // В сб. "Жидкие и твердые ракетные топлива". М., ИЛ, 1959, с.331.
- [16] *Иалюков В.Н.* // ДАН СССР, 1961, т.136, с.136.
- [17] *Хайкин Б.И., Филоненко А.К., Худяев С.И., Мартемьянова И.М.* // Физика горения и взрыва, 1973, т.9, №2, с.168.
- [18] *Мержанов А.Г., Руманов Э.Н., Хайкин Б.И.* // Журнал прикладной математики и технической физики, 1972, №6, с.99.
- [19] *Шкадинский К.Г., Лебедева М.И.* // Физика горения и взрыва, 1975, с.530.
- [20] *Хайкин Б.И., Худяев С.И.* О неединственности стационарного распространения зоны горения при протекании конкурирующих реакций // Препринт ОИХФ АН СССР, Черногловка, 1978
- [21] *Хайкин Б.И., Худяев С.И.* // ДАН СССР, 1979, т.245, №1, с.155.
- [22] *Хайкин Б.И., Худяев С.И., Жукова Л.И.* // В сб. "Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных смесей", Черногловка, 1980, с.28.
- [23] *Алдушин А.П., Каспарян С.Г.* Устойчивость стационарных волн горения с параллельными реакциями. // Препринт ОИХФ АН СССР, Черногловка, 1980.
- [24] *Мержанов А.Г., Хайкин Б.И.* Теория волн горения в гомогенных средах. АН СССР, ИСМАН, Черногловка, 1992.
- [25] *Зельдович Я.Б., Франк-Каменецкий Д.А.* // ЖФХ, 1938, т.1, №12, с.100.
- [26] *Вольперт В.А.* // Физика горения и взрыва, 1987, №3, с.81.
- [27] *Давтян Д.С., Кечиянц А.М., Давтян С.П.* // Химическая физика, 2001, т.20, №5, с.17.