

УДК 629.735.33

А.В. АМБРОЖЕВИЧ<sup>1</sup>, С.Н. ЛАРЬКОВ<sup>2</sup>, К.В. МИГАЛИН<sup>3</sup><sup>1</sup> *Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина*<sup>2</sup> *Производственное объединение «Коммунар», Харьков, Украина*<sup>3</sup> *ООО НПФ «РОТОР», Тольятти, Россия*

## МОДЕЛЬ МНОГОРЕЖИМНОГО ГОРЕНИЯ В ТЕПЛОВЫХ МАШИНАХ

*Предложена однородная модель, отображающая непрерывный спектр режимов горения – от диффузионных пламени до детонации. В основу представлений о химических реакциях положена модель Больцмана и принцип эскалации интенсивности по мере накопления тепловых воздействий с использованием специальной лагранжевой системой координат. Модель интегрирована в общий математико-информационный аппарат исследований численным экспериментом нестационарных пространственных течений вязкой среды в разнообразных тепловых машинах. Приведен пример расчета рабочего процесса в бесклапанном пульсирующем воздушно-реактивном двигателе.*

**Ключевые слова:** *многорежимное горение, детонация, численные исследования, тепловые машины, бесклапанные пульсирующие воздушно-реактивные двигатели.*

### Введение

Появление и развитие каждого вида объектов техники с неизбежной необходимостью обуславливается наличием адекватного инструментария проектирования. Решение проблемы освоения детонационного режима горения в двигателестроении [1], находящееся в настоящий момент в лабораторно-экспериментальной фазе, весьма далекой от какого-либо практического результата, также не имеет положительной перспективы в отсутствие соответствующей расчетно-теоретической базы. В то время как медленное горение смеси в традиционных приложениях может рассматриваться с позиции квазиравновесной теории химической кинетики, детонация по своей сути является порождением неравновесности, к которому подобные представления неприменимы принципиально. Таким образом, авторы не усматривают резонанса в попытках распространения вариационных принципов Онзагера–Пригожина [2], положенных в основу уравнений химической кинетики, на совокупность физико-химических явлений, заключенных в детонации. Не опровергнута и диаметрально противоположная точка зрения, известная как модель Даррье–Ландау [3–4], доказывающая неосуществимость стационарного медленного горения, как такового. Квазидетонационные процессы [5] с характерными для них скоростями распространения фронта пламени порядка 500 м/с также не могут быть отнесены к категории равновесных без насилия над здравым смыслом.

Логический тупик, в который завели решение указанной проблемы подходы в рамках механики сплошных сред и формальной математики, может

быть, тем не менее, успешно преодолен, если обратиться к классическим представлениям молекулярной физики. Больцмановская модель взаимодействия [6–7], базирующаяся на схеме столкновений молекул, и, таким образом, принципиально не противоречащая к условию неравновесности, приемлема для построения утилитарных моделей многорежимного горения, включая детонацию. Данная модель привлекательна тем, что имеет свое выражение в уравнении Аррениуса [6, 7, с. 277], параметрической разновидностью которого является широко известная в двигателестроении формула Вибе [8 – 9]. Это дает возможность исследования фаз рабочего процесса с целью установления условий перехода горения в детонацию (ПГД) и возможности их циклического воспроизводства.

На примере модели ПуВРД [10], уточненной за счет отображения многорежимного горения, продемонстрированы некоторые возможности усовершенствованной технологии численного эксперимента.

### Предпосылки построения модели с непрерывным спектром режимов горения

Тематически ассоциированная библиография обширна [3–7, 11–13 и др.], но из нее очевидным образом выводится ряд положений, пригодных для установления аксиоматики модели процесса.

1. Скорость химической реакции зависит от числа столкновений реагирующих молекул, что выражается уравнением Аррениуса для бимолекулярных реакций [6, 7, с.277]. Интенсификация столкновений обуславливается повышением энергии теплового движения либо турбулентных пульсаций.

2. Предпламенным процессам и собственно горению свойственны общие механизмы, так или иначе сводящиеся к схеме энергетического барьера (энергии активации) [6 и др.].

3. Инициализация горения связана с подводом энергии, который осуществляется либо при простом нагревании (калильное зажигание), либо торможения потока за фронтом ударной волны, также приводящего к нагреву ТВС.

4. Скорость реакции определяется уровнем энергии инициализации, в связи с чем за всеми режимами горения стоит единый механизм и, вследствие чего таковые образуют непрерывный спектр скоростей фронта пламени – от диффузионных до детонационных [13]. Стирание различий между детонацией и турбулентными пламенами, распространяющимися с очень большими скоростями, стало причиной появления нового термина «квазидетонация» [5].

5. Нестационарность в различных формах и масштабах является важнейшим фактором для инициализации, а также всех стадий и режимов горения [11].

5.1. Естественным способом самоинициирования детонации является ПГД [13].

5.2. Гипотеза непрерывного ПГД основывается на представлении об абсолютной неустойчивости плоского фронта пламени [3], используемом в широко распространенных моделях Даррье–Ландау, Маркштейна и др. для отображения механизма перехода нормального горения в детонацию и причин возникновения турбулентного горения [12], несмотря на установленный факт противоречия результатам модельного эксперимента [4].

5.3. Механизм детонации состоит в том, что проходящая ударная волна (УВ) соответствующей интенсивности вызывает нагревание газа, достаточное для инициализации горения в газе, распространяющегося со скоростью волны Чепмена–Жуге (Ч.–Ж.).

5.4. Скорость накопления внутренней энергии при ПГД превышает скорость реакции ответной упругой деформации теплового расширения и, таким образом, горение совершается при практически постоянном объеме. Адиабата Ч.–Ж. располагается выше АГ в связи с тем, что при горении всегда развивается высокая температура и давление газа увеличивается по сравнению с тем, которое имел бы несгоревший газ при том же удельном объеме [3, с. 671].

5.5. В те же представления «вписывается» спиновая детонация, т.е. связанная с вращательной энергией элементарных частиц, для которой характерен «размазанный» нестационарный фронт реакции, ширина которого соизмерима с диаметром трубы [11]. Данное свойство упрощает применение сквозных сеточных методов, «размазывающих» раз-

рывы.

5.6. Установка препятствий в тракте позволяет на несколько порядков сократить преддетонационное расстояние для ПГД [5] и открывает возможность для осуществления турбулентных режимов горения со стационарной скоростью до 1000 м/с. Современное понимание роли препятствий сводится к интенсификации турбулентного смешения в сдвиговых слоях за счет генерации поперечных УВ.

5.7. Исследования квазидетонации показывают [5], что в трубах с препятствиями те же механизмы, которые приводят к ПГД (через возникновение горячих точек при взаимодействии УВ с препятствиями), могут приводить к стационарным фронтам реакции, распространяющимся со скоростями вплоть до  $\frac{1}{2}$  скорости Ч.–Ж. Таким образом, детонация Ч.–Ж. – всего лишь предельный случай в непрерывном спектре скоростей распространения фронтов горения, а различие между детонацией и турбулентным пламенем лишается отчетливых очертаний. Если при распространении волны горения проявление механизмов ПГД становится невозможным, например, в канале с акустически поглощающими стенками (разрушающими ячеистую структуру детонации), то она будет распространяться со скоростью на уровне половины скорости детонации Ч.–Ж.

5.8. Мощный источник зажигания может играть важную роль в устройствах быстрого инициирования детонации, но только как средство для быстрого образования сильно турбулентного пламени, для перехода которого в детонацию по-прежнему потребуется значительное преддетонационное расстояние.

6. Установившиеся теоретические представления о реализации непрерывного спектра скоростных режимов горения, которые обобщают результаты натуральных исследований, качественно сводятся к механической схеме подвода энергии к системе, находящейся на грани исчерпания запаса устойчивости [3–7, 11–13 и др.]. Открытым остается вопрос о количественной оценке потенциальных барьеров, которые необходимо преодолеть для обеспечения целенаправленного управления режимами спектра «медленное горение → ПГД → детонация».

7. Единственным источником получения оценок по п. 5 могут служить результаты частного натурального эксперимента без особых претензий для обобщения на широкий класс процессов горения.

## Основные положения и допущения модели

Из общих представлений статистической физики о механизме химических реакций [6]:

$$\ln C = \pm k\tilde{\tau}, \quad (1)$$

где  $C$  – актуальная концентрация,  $k$  – коэффициент пропорциональности,  $\tilde{t}$  – время превращения, следует уравнение Аррениуса [6, 14]:

$$k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}}, \quad (2)$$

где  $k_0$  – коэффициент пропорциональности, характеризующий полное число столкновений молекул в единице объема реагирующей смеси,  $e^{-\frac{E}{RT}}$  – доля полного числа столкновений, которые характеризуются энергией, достаточной для разрушения атомарных связей,  $E$  – энергия активации.

Представления (1) – (2) позволяют воспроизвести как механизм медленного горения – результат единичного низкоэнергетического столкновения двух молекул, так и быстрого (детонацию) – проявление высокоэнергетического столкновения молекул, при котором происходит не только единичное взаимодействие, но и передача импульса и энергии другим молекулам (цепная реакция как результат волнового процесса). Те же средства пригодны для описания модели перехода горения в детонацию (ПГД) и предпламенных процессов. Механизм любой фазы ( $\alpha$ ) процесса (либо их совокупности) может быть выражен формулой Вие в исходной или модифицированной форме [15–17], которую следует рассматривать в качестве частного случая уравнения Аррениуса (2), универсально отображающей любые физико–химические превращения:

$$X(\bar{A}^\alpha) = \exp \left\{ \ln(1 - X_z^\alpha) \left( \frac{\tilde{t}}{t_z^\alpha} \right)^{m^\alpha + 1} \right\}, \quad (3)$$

где  $\bar{A}_\alpha = \{X_z, \tilde{t}, t_z, m\}^\alpha$  – обобщенный параметрический вектор;  $t_z = 0,038 \frac{(1000L)^{0,97}}{1000[t]}$  – продолжительность сгорания;  $X$  – доля выгоревшего топлива к моменту  $\tilde{t}$ ;  $m$  – показатели характеристики фазы процесса;  $X_z$  – полнота сгорания;  $L$  – характерный линейный размер КС, [i]; [t] – эталон времени, [ñ],  $C_z$  – параметр скорости горения,  $\alpha \equiv \text{pf}, \text{o}$  – предпламенная и основная фазы.

На основании (1.2.3) устанавливается зависимость конечной концентрации продуктов сгорания от параметризации отдельных фаз процесса:

$$X(\tilde{t}) = 1 - n^{\text{pf}} X(\bar{A}^{\text{pf}}) - (1 - n^{\text{pf}}) X(\bar{A}^{\text{o}}) \quad (4)$$

где  $n^{\text{pf}}$  – массовая доля топлива, окисляющегося в предпламенных процессах.

Сопоставление кинетических зависимостей (3) – (4) и соответствующих скоростей реакции согласно параметризации табл. 1 представлено на рис. 1.

Таблица 1

Параметризация зависимостей (3)– (4) на рис. 1

$X_z^{\text{o}}, X_z^{\text{pf}}$	$m^{\text{o}}$	$C_z^{\text{o}}, C_z^{\text{pf}}$	$m^{\text{pf}}$	$n^{\text{pf}}$
0,98	3,5	-3,91	0,1	0,1

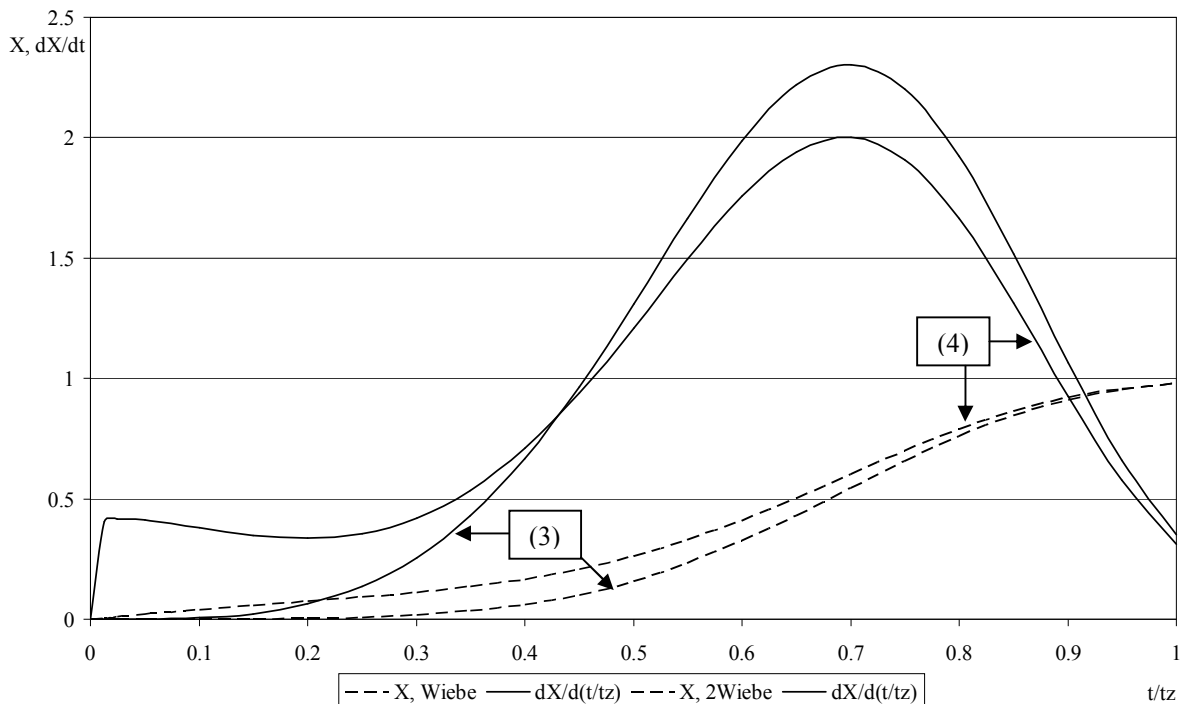


Рис. 1. Параметрическая модификация формулы Вие ((3) и (4))

### Дифференциальные анализаторы активации процесса

Математическое отображение реализуемости условия преодоления потенциального барьера предполагает идентификацию положительных энергетических скачков, адекватных определенным уровням активации химических превращений.

Использование сеточных методов приводит к «размазыванию» фронта разрыва – УВ либо температурного скачка.

В таком случае зона разрыва может быть идентифицирована по наличию контрастных значений локальных производных удельных энергий или градиентов температур [14, с.125]:

$$\frac{\partial \varepsilon(\bar{x}, t)}{\partial t} \cong c_v \frac{\partial T(\bar{x}, t)}{\partial t}, \quad (5)$$

где  $c_v$  – удельная теплоемкость процесса, т.е. с точностью до примерно постоянного множителя. На фоне культивируемого сеточного метода [10, 20] (5) интерпретируется дифференциальными анализаторами [18–19]:

$$\frac{T_{i_1, i_2, i_3}^{l+1} - T_{i_1, i_2, i_3}^l}{\tau^l} \cong \frac{\partial T(\bar{x}_{i_1, i_2, i_3}, t^{l+1})}{\partial t}, \tau^l \equiv \Delta t \quad (6)$$

в совокупности с ассоциативными оценками пороговых энергий инициализации альтернативных режимов горения  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{extr}}$ . Установление факта инициализации определенного режима сгорания сводится к реализуемости условия:

$$\frac{T_{i_1, i_2, i_3}^{l+1} - T_{i_1, i_2, i_3}^l}{\tau^l} \geq \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{extr}}. \quad (7)$$

### 4. Основные принципы построения лагранжевой системы координат в модели химически реагирующей среды

Для отображения движения частиц химически реагирующей смеси с различной предысторией применяется лагранжево-эйлерова система координат (рис. 2).

Кинетика химической реакции, ассоциированная с отдельно взятой частицей среды, определяется ее индивидуальным временем, отсчитываемым с момента начала реакции ( $\tilde{t}...$ ), на основании формулы Вибе (3) с учетом сопутствующих обменных процессов.

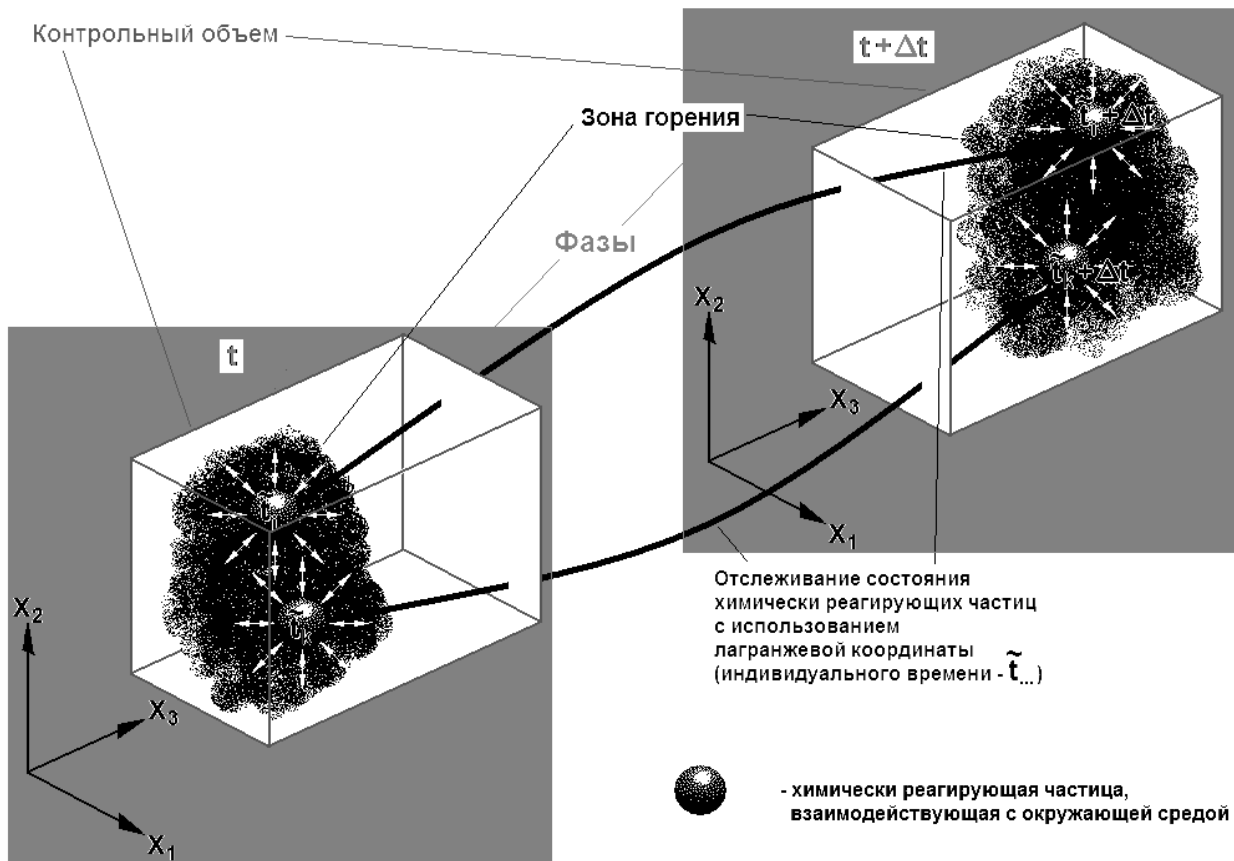


Рис. 2. Эволюционная модель химически реагирующей среды с различной предысторией активных частиц

Такого рода принципы построения в общих чертах напоминают применяющиеся в методах «частиц» [21], однако, в отличие от них, эйлерово-лагранжева точка зрения привлекается только на шаге отображения кинетики [10, 20 и др.]. Шаги расщепления, воспроизводящие обменные процессы в пределах эйлеровых объемов, и вызванные ими явления переноса массы, импульса и энергии (т.е.

соответствующая деформация лагранжевой сетки), реализуются по обычных рамках метода интегро-интерполяции. Единственное отличие представляемой далее версии модели процесса от [10] заключается в дополнительной компоненте  $\omega_r \sigma$  субстанционального вектора  $\bar{C}$  (табл. 2, поз. 8), отображающей скоростной фактор реакции (поз. 11).

Таблица 2

Основные математические объекты модели

№№ п/п	Обозначение	Физический смысл	Покомпонентная форма записи
1	t	время	—
2	$\vec{x}$	координатный вектор	$\{x_1, x_2, x_3\}$
3	$\rho$	плотность	—
4	p	давление	—
5	T	температура	—
6	$\vec{w}$	вектор скорости	$\{w_1, w_2, w_3\}$
7	$\epsilon^0$	внутренняя энергия по полным параметрам	—
8	$\bar{C}$	матрица функций субстанциональных свойств	$\{\omega, \omega_a, \omega_a \tilde{t}, \omega_a \sigma, S\}$
9	$\omega, \omega_a$	массовые концентрации продуктов сгорания и исходных реагентов	—
10	$\tilde{t}$	индивидуальное время химически реагирующей частицы	—
11	$\sigma$	скоростной фактор реакции горения	—
12	S	энтропия	—
13	$\vec{f}$	напряженность поля массовых сил	$\{f_1, f_2, f_3\}$
14	$M_M$	общее число групп ИС, обусловленных субстанциональным переносом	—
15	$M_C$	общее число групп «свободных» ИС	—
16	$\vec{i}_k$	орты прямоугольной системы координат	—
17	(n)	индексы групп особенностей	—

### Система уравнений модифицированной модели течения и ее реализация

Для записи системы уравнений модифицированной модели рабочего процесса применяется компактная запись, аналогичная [10, 20 и др.], содержащая дополнительное уравнение переноса скоростного фактора реакции:

$$\frac{\partial \bar{F}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{O} = \sum_{n=1}^{M_M} \left( \frac{\partial \bar{F}}{\partial t} \right)_{(n)} + \sum_{n=1}^{M_C} \bar{\Delta}_{(n)}, \quad (8)$$

где  $\bar{F} = \rho \left\{ 1, \bar{C}, \vec{w}, \epsilon^0 \right\}$  — обобщенные потоковые

вектор-матрицы;  $\vec{O} = \sum_{k=1}^3 \vec{i}_k \bar{O}_k$  — вектор-матрица конвективных и волновых процессов;

$$\bar{O}_k = \bar{F} w_k + p \{ 0, 0, 0, 0, 0, \delta_{1,k}, \delta_{2,k}, \delta_{3,k}, w_k \} \quad \text{—}$$

проекции вектор-матрицы конвективных и волновых процессов на оси координат;

$$\bar{\Delta}_{(n)} = \left\{ 0, \frac{\partial(\rho \bar{C})}{\partial t}, \vec{f}, \frac{\partial(\rho \epsilon^0)}{\partial t} \right\}_{(n)} \quad \text{— вектор-матрица}$$

«свободных» ИС. Прочие объекты системы (8) специфицированы в табл. 2.

Модель реализуется с использованием принципа расщепления по элементарным физическим процессам в порядке следования вычислительных шагов очередного временного слоя:

1) эйлерово-лагранжев этап: перенос и смешение частиц «замороженного» химического состава;

2) эйлеров этап: изменение физико-химического состояния лагранжевой частицы, сосредоточенной внутри ячейки эйлеровой сетки.

Эйлерово–лагранжев этап реализуется в рамках обобщения метода [10, 20 и др.]. Факторы переноса частиц «замороженного» химического состава отображаются на первом шаге расщепления, соответствующего «автономному», на основе схемы С.К. Годунова, модифицированной за счет внедрения дополнительных автоматических решений-примитивов, учитывающих топологию КО [ibid].

Операции шага расщепления, учитывающего кинетику, выглядят следующим образом. В исходный момент ( $t=t^1$ ) лагранжева частица занимает весь объем эйлеровой ячейки, т.е. изначально эйлерова и лагранжева сетки совпадают. Соответствующая подсистема (8), т.е.  $\frac{\partial \vec{F}}{\partial t} + \vec{\nabla} \vec{O} = 0$ , при отображении на прямоугольную сетку приобретает следующий явный вид шага расщепления, воспроизводящего факторы переноса без горения:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{i_1, i_2, i_3}^{\bar{n}i} &= \vec{F}_{i_1, i_2, i_3}^1 - \\ - \tau^1 \sum_{k=1}^3 \frac{1}{h_k} \sum_{\beta=-1}^1 \beta \bar{\Phi}_k^{1+\frac{1}{2}} \frac{\beta \delta_{k,1}}{2} \cdot i_2 + \frac{\beta \delta_{k,2}}{2} \cdot i_3 + \frac{\beta \delta_{k,3}}{2}; \\ h_k &\equiv \Delta x_k. \end{aligned} \quad (9)$$

Последовательное решение (9) выражает диффузию индивидуального времени и устанавливает фазу реакции в частице  $\{\tilde{\tau}, \sigma\}_{i_1, i_2, i_3}^{cm}$ , что формально соответствует первому выравниванию лагранжевой и эйлеровой сеток.

Операции эйлерова этапа воспроизводят элементарные физико–химические превращения в лагранжевой частице в ячейке эйлеровой сетки и выполняются либо при наличии предыстории химических реакций:  $\tilde{\tau}_{i_1, i_2, i_3}^{cm} > 0$ , либо при условии инициализации реакции горения (7).

Текущее значение скоростного фактора режима горения устанавливается, исходя из линейных представлений о его изменении в интервале ПГД и постоянстве за пределами, с использованием дифференциальных анализаторов энергетического фронта:

$$\begin{aligned} \sigma_{i_1, i_2, i_3}^{curr} &= \\ &= \begin{cases} 0, & T_\tau \leq \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{inf} - \text{медл. горение} \\ T_\tau - \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{inf}, & \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{inf} < T_\tau < \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{sup} - \text{ПГД} \\ \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{sup} - \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{inf}, & \\ 1, & T_\tau \geq \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{sup} - \text{детонация} \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\sigma_{i_1, i_2, i_3}^{curr}$  – текущее значение скоростного фактора

$$\text{режима горения: } T_\tau = \frac{T_{i_1, i_2, i_3}^{1+1} - T_{i_1, i_2, i_3}^1}{\tau^1};$$

$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{sup}$ ,  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{inf}$  – верхний и нижний пределы ПГД.

Скоростной фактор лагранжевой частицы на очередном временном слое определяется условием прогрессивной предыстории реакции:

$$\sigma_{i_1, i_2, i_3}^{1+1} = \max\left(\sigma_{i_1, i_2, i_3}^{curr}, \sigma_{i_1, i_2, i_3}^1\right). \quad (11)$$

Локальная параметризация режима горения (3) – (4) осуществляется по линейному закону:

$$n_{i_1, i_2, i_3}^{pf} = n^{pf} \left(1, 0 - \sigma_{i_1, i_2, i_3}^{1+1}\right) \quad (12)$$

$$t_{z1, i_2, i_3}^{1+1} = t_z \left\langle 1, 0 \cdot \left(1, 0 - \sigma_{i_1, i_2, i_3}^{1+1}\right) - \lambda \cdot \sigma_{i_1, i_2, i_3}^{1+1} \right\rangle \quad (13)$$

$$m_{i_1, i_2, i_3}^{\alpha 1+1} = m^\alpha \left\langle 1, 0 \cdot \left(1, 0 - \sigma_{i_1, i_2, i_3}^{1+1}\right) - \lambda \cdot \sigma_{i_1, i_2, i_3}^{1+1} \right\rangle, \quad (14)$$

где  $0 < \lambda < 1$  – скоростной фактор детонации.

Далее учитывается приращение индивидуального времени соответствующего режима горения:

$$\tilde{\tau}_{i_1, i_2, i_3}^{1+1} = \tilde{\tau}_{i_1, i_2, i_3}^{ni} + \tau^1. \quad (15)$$

Определяется исходное локальное значение коэффициента избытка воздуха:

$$\alpha_{окi_1, i_2, i_3}^{cm} = \frac{1 - \omega_{i_1, i_2, i_3}^{cm} - \omega_{\Gamma i_1, i_2, i_3}^{cm}}{L_0 \omega_{\Gamma i_1, i_2, i_3}^{cm}}, \quad (16)$$

где  $L_0$  – стехиометрический коэффициент. На основании (16) устанавливается локальное соотношение активных реагентов и затем интенсивность стока концентрации горючего:

$$\omega_{\Gamma i_1, i_2, i_3}^{акт} = \begin{cases} \omega_{\Gamma i_1, i_2, i_3}^{cm}, & \alpha_{окi_1, i_2, i_3}^{cm} \geq 1 \\ \frac{1 - \omega_{i_1, i_2, i_3}^{cm} - \omega_{\Gamma i_1, i_2, i_3}^{cm}}{L_0}, & \alpha_{окi_1, i_2, i_3}^{cm} < 1 \end{cases}, \quad (17)$$

$$\Delta \omega_\Gamma = \omega_{\Gamma i_1, i_2, i_3}^{акт} \left( X(\tilde{\tau}_{i_1, i_2, i_3}^{1+1}) - X(\tilde{\tau}_{i_1, i_2, i_3}^{cm}) \right), \quad (18)$$

определяющая состав среды для очередного временного слоя и полная внутренняя энергия с учетом теплового эффекта реакции, теплообмена, искрового зажигания и т.п.:

$$\omega_{i_1, i_2, i_3}^{1+1} = \omega_{\Gamma i_1, i_2, i_3}^{cm} - \Delta \omega_\Gamma; \quad (19)$$

$$\omega_{i_1, i_2, i_3}^{1+1} = \omega_{i_1, i_2, i_3}^{cm} + \Delta \omega_\Gamma (1 + L_0). \quad (20)$$

$$\varepsilon_{i_1, i_2, i_3}^{\sigma 1+1} = \varepsilon_{i_1, i_2, i_3}^{\sigma cm} + \Delta \omega_\Gamma \text{Hu} + \sum \Delta \varepsilon_{i_1, i_2, i_3}^{\dots} \quad (21)$$

В завершение операций шага по известным значениям (15), (19) – (21) формируются соответствующие компоненты обобщенных векторов  $\vec{F}_{i_1, i_2, i_3}^{1+1}$ .

Ниже приведен пример применения многорежимной модели горения к исследованию процесса в бесклапанном ПуВРД с форкамерного типа (ФК) [22] (рис. 3–5).

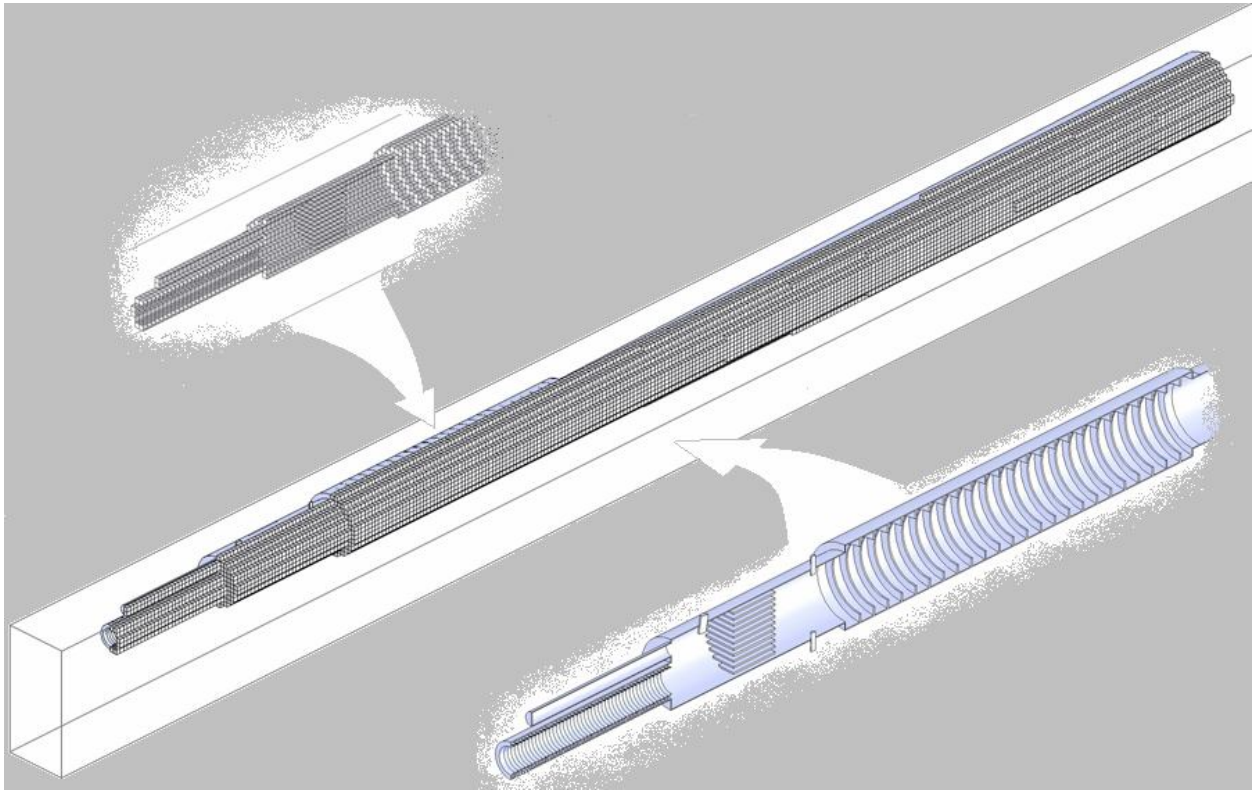


Рис. 3. Объект исследований [22] в КО и его твердотельная маска

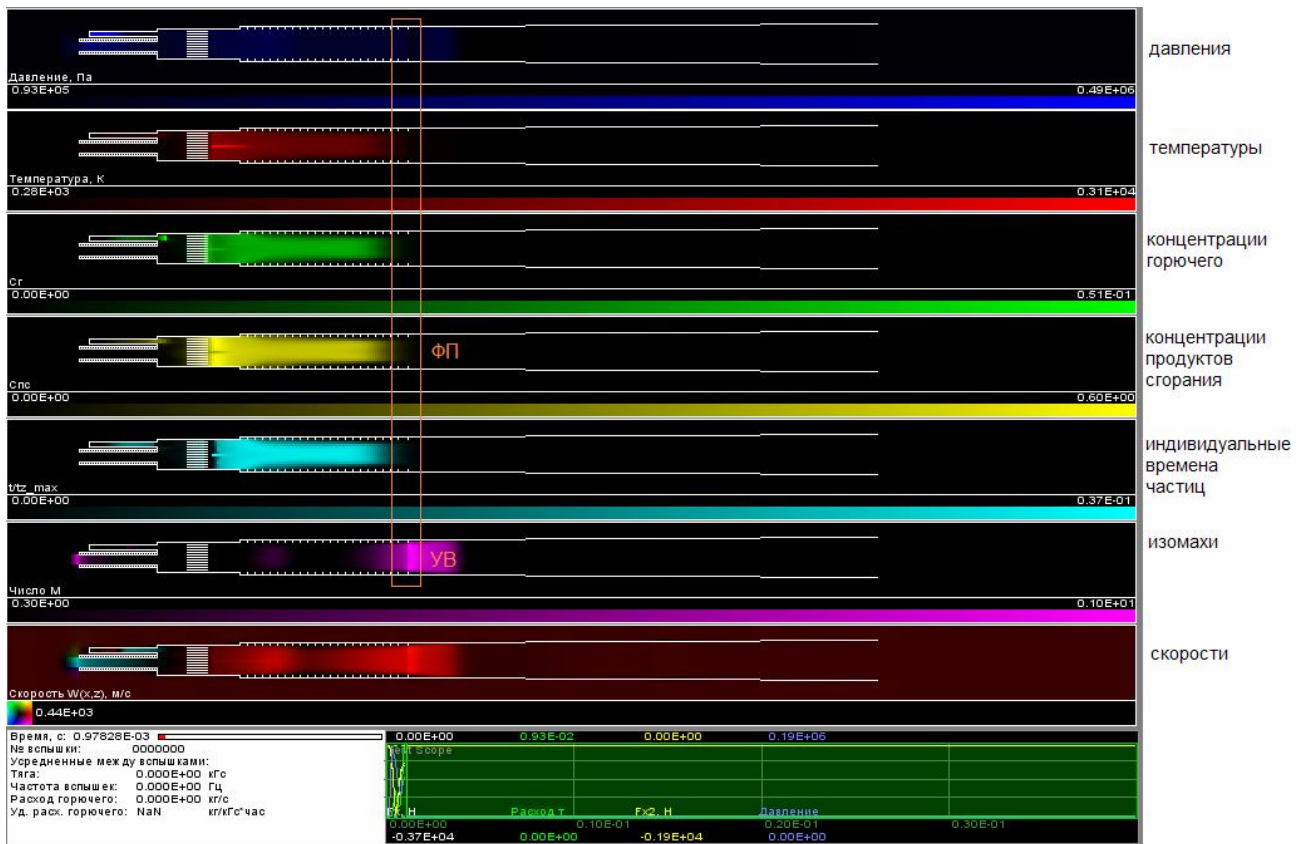


Рис. 4. Предпосылка к образованию волны Ч.-Ж. в связи с близкой диспозицией фронта пламени (ФП) и ударной волны (УВ)

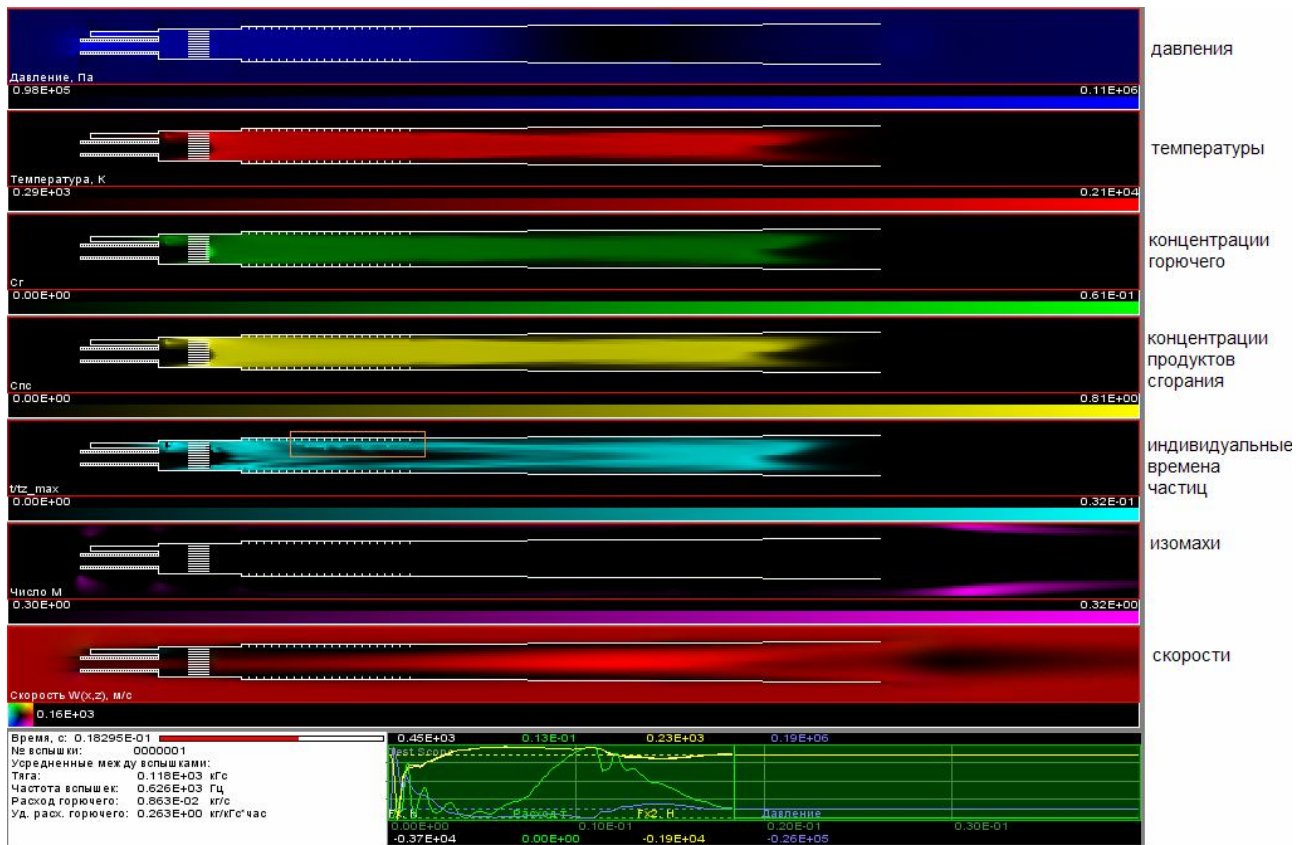


Рис. 5. Момент возникновения турбулентных пламен в зоне форкамеры и на участке препятствий

### Заключение

Модифицированная модель горения способна адекватно отобразить процесс генерации и развития многорежимных пламен, включая зрительный эффект «живого огня», благодаря использованию полей индивидуальных времен химически реагирующих частиц, и может быть применена для исследования рабочих процессов различных типов тепловых машин с периодическим и постоянным рабочим процессом.

### Литература

1. Фролов С.М. Импульсные детонационные двигатели. / Под ред. С.М. Фролова – М.: ТОРУС ПРЕСС, 2006. – 592 с., – С. 65-86.
2. Базаров И.П. Термодинамика / И.П. Базаров – М.: Высшая школа, 1991. – 376 с.
3. Ландау Л.Д. Теоретическая физика: Уч. пособие. В 10 т. Т. IV Гидродинамика. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М.: Наука, 1986. – 736 с.
4. Маркштейн Дж.Г. Нестационарное распространение пламени. / Под ред. Дж.Г. Маркштейна – М.: Мир, 1968. – 437 с.
5. Хиггинс А. Дж. Повышение чувствительности топливо-воздушных смесей для перехода горения в детонацию / А.Дж. Хиггинс, П. Пинар,

А.К. Иошинака, Дж.Х.С. Ли // [В книге: Импульсные детонационные двигатели. Под ред. С.М. Фролова – М.: ТОРУС ПРЕСС, 2006. – 592 с.], – С. 65–86.

6. Кнорре Г.Ф. Что такое горение? / Г.Ф. Кнорре – М.–Л.: Госэнергоиздат, 1955. – 233 с.

7. Канторович Б.В. Гидродинамика и теория горения потока топлива / Под ред. Б.В. Канторовича – М.: Металлургия, 1971. – 488 с.

8. Орлин А.С. Двигатели внутреннего сгорания. / Под ред. А.С. Орлина, М.Г. Круглова – М.: Машиностроение, 1983. – 375 с.

9. Воинов А.Н. Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. / А.Н. Воинов – М.: Машиностроение, 1977. – 277 с.

10. Амброжевич А.В. Технология численных исследований рабочих процессов транспортных систем с бесклапанными пульсирующими воздушно-реактивными двигателями / А.В. Амброжевич, С.Н. Ларьков, К.В. Мигалин // Авиационно-космическая техника и технология. – 2010. – № 4 (71). – С. 67–74.

11. Пеннер С.С. Детонация и двухфазное течение. / Сб. ст. под ред. С.С. Пеннера и Ф.А. Уильямса – М.: Мир, 1966. – 374 с.

12. Крокко Л. Теория неустойчивости горения в ЖРД. / Л. Крокко, Чжен Синь-и – М.: Изд-во



иностр. лит-ры, 1958. – 351 с.

13. Льюис Б. Горение, пламя и взрывы в газах / Б. Льюис, Г. Эльбе – М.: «Мир», 1968. – 592 с.

14. Померанцев В.В. Основы практической теории горения. / В.В. Померанцев, К.М. Арефьев, Д.Б. Ахмедов и др. – М.–Л.: Энергия, 1973. – 264 с.

15. Livengood, J.C., Wu, P.C. Correlation of Autoignition Phenomena in Internal Combustion Engines and Rapid Compression Machines. // J.C. Livengood, P.C. Wu. Fifth Symposium on Combustion, 1955.

16. Jinkai Zheng, A Global Reaction Model for the HCCI Combustion Process. // Jinkai Zheng, David L. Miller and P. Nocolas Gernansky. SAE Paper № 2004-01-2950.

17. Watson, N. A Combustion Correlation for Diesel Engine Simulation // N. Watson, A.D. Pilley, and M. Marzouk. SAE Paper № 800029.

18. Ворожцов Е.В. Дифференциальные анализаторы ударных волн. Приложения теории // Е.В. Ворожцов, В.М. Фомин, Н.Н. Яненко. Численные методы механики сплошной среды. – 1976. –

Т.7, № 6. – С. 8-22.

19. Ворожцов Е.В. Метод локализации особенностей при численном решении задач газовой динамики. / Е.В. Ворожцов, Н.Н. Яненко – Новосибирск: Наука, 1985. – 224 с.

20. Амброжевич А.В. Численное моделирование комплекса нестационарных газодинамических процессов в тепловых двигателях / А.В. Амброжевич – Х.: ХГАДТУ, 1999. – 77 с.

21. Белоцерковский О.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. / О.М. Белоцерковский, Ю.М. Давыдов – М.: Наука, 1982. – 392 с.

22. Амброжевич А.В. Пульсирующий воздушно-реактивный детонационный двигатель / А.В. Амброжевич, С.Н. Ларьков, К.В. Мигалин // Заявка на изобр. РОСПАТЕНТ: уведомл. О поступлении и рег. заявки от 02.07.2010 г., рег. вх. № 038999, рег. № 2010127388.

Поступила в редакцию 19.05.2010

**Рецензент:** д-р физ.-мат. наук, проф., проф. кафедры аэрокосмической теплотехники А.В. Бастеев, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков, Украина.

## МОДЕЛЬ БАГАТОРЕЖИМНОГО ГОРЕНИЯ В ТЕПЛОВИХ МАШИНАХ

*О.В. Амброжевич, С.М. Ларьков, К.В. Мигалин*

Запропонована однорідна модель, що віддзеркалює безперервний спектр режимів горіння – від дифузійного полум'я до детонації. В основу уявлень щодо хімічних реакцій покладена модель Больцмана та принцип ескалації інтенсивності по мірі накопичення теплового впливу з використанням спеціальної лагранжевої системи координат. Модель інтегрована в загальний математико-інформаційний апарат досліджень чисельним експериментом нестационарних просторових течій в'язкого середовища в різноманітних теплових машинах. Наведений приклад розрахунку робочого процесу в безклапанному пульсуючому повітряно-реактивному двигуні.

**Ключові слова:** багаторежимне горіння, детонація, чисельні дослідження, теплові машини, безклапанні пульсуючі повітряно-реактивні двигуни.

## A MODEL OF MULTI REGIME COMBUSTION ON THE HEAT MASHINES

*A.V. Ambrożewicz, S.N. Larkov, K.V. Migalin*

The uniform model of permanent spectrum of burning regimes – from diffusion's flames to detonation – is proposed. On the base of imaginations of the chemical's reactions a Bolzman's model and principle of escalation an intensity according the heat's actions accumulation are deposed with special Lagrange's coordinate system utilization. A model is integrated on the common mathematical and information apparatus for numerical experiment investigation of unsteady 3D motions of viscose fluid in different heat machines. Some example of simulation of the working process on the waveles pulse jet engine is demonstrated.

**Key word:** multi regime combustion, detonation, numerical investigation, heat machines, valveless pulse jet engine.

**Амброжевич Александр Владимирович** – д-р техн. наук, профессор кафедры ракетных двигателей, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков, Украина.

**Ларьков Сергей Николаевич** – канд. техн. наук, главный технолог, Производственное объединение «Коммунар», Харьков, Украина.

**Мигалин Константин Валентинович** – канд. техн. наук, директор, ООО НПФ «РОТОР», Тольятти, Россия, e-mail: MigalinK@mail.ru