

8. Ашманов С. А. Линейное программирование.— М.: Наука, 1981.
9. Базара М. С., Шеттин К. М. Нелинейное программирование.— М.: Мир, 1982.
10. Geana D. Revue Roumaine de Chimie, 1981, 26, 7, 43.
11. Физико-химические свойства окислов/Под ред. Г. В. Самсонова.— М.: Metallurgia, 1978.
12. Рузинов Л. П., Гуляницкий В. С. Равновесные превращения металлургических реакций.— М.: Metallurgia, 1975.
13. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Под ред. В. Н. Глушко. Т. 1.— М.: Изд-во АН СССР, 1962.
14. Карапетьянц М. Х. Химическая термодинамика.— М.: Химия, 1975.
15. Ландия И. А. Расчет высокотемпературных теплоемкостей твердых неорганических веществ по стандартным энтропиям.— Тбилиси: Изд-во АН ГрузССР, 1962.
16. Шидловский А. А., Горбунов В. В. ФГВ, 1982, 18, 4, 40.
17. Кумок В. Н., Кулешова О. М., Раздобреева Н. И. и др.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. 1.— Черноголовка, 1981.

*Поступила в редакцию 12/XII 1986,  
после доработки — 31/III 1987*

## К ПОСТРОЕНИЮ ТЕОРИИ ДЕТОНАЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ

*С. К. Асланов, А. Г. Гурин  
(Одесса)*

Аэрозоли относятся к сложным детонационно-способным системам, в которых на газовую фазу влияют расходное, фрикционное и тепловое воздействия со стороны дисперсной жидкой фазы. Это не позволяет воспользоваться классическим правилом отбора скорости детонации для газовых смесей с монотонным тепловыделением [1] и говорит о теоретической возможности существования нескольких режимов для заданной смеси [2]. Действительно, корректный (в отличие от предложенного в [3]) отбор скорости [4, 5] привел к выводу о наличии двух устойчивых режимов в криогенной [4] и углеводородной [5] системах.

Совокупность процессов, сопровождающих детонационное сгорание аэрозоля, имеет сложную взаимосвязанную механическую и физико-химическую природу. Изучение основных теоретических аспектов проблемы (построение плоскости Чепмена — Жуге, определение самоподдерживающихся режимов и их свойств, нахождение пределов детонации) требует детального расчета течения двухфазной смеси в зоне релаксации за фронтом волны. Главные из указанных процессов: разрушение капель аэрозоля, испарение сорванных капель, смешение образующихся паров с окислителем, протекание химических реакций.

Экспериментально установлено [6], что процесс разрушения является ключевым, поскольку он диктует размер срывающихся частиц, их количество и время отрыва. Именно эти параметры управляют последующим быстрым испарением большого количества вторичных капель, которое задает как локальную концентрацию горючего, так и температуру, что, в свою очередь, определяет термодинамику следа капли и кинетику горения.

Необходимость последовательного расчета термодинамики релаксационной зоны в двухфазной детонации неоднократно подчеркивалась [7, 8]. Существующие модели дробления не в состоянии адекватно описать это сложное явление. Расчет детонации производится с использованием либо эмпирических соотношений для закона изменения массы капли [3, 4, 9], либо модели срыва пограничного слоя. И в том, и в другом случае указанные выше параметры отрыва капель остаются неопределенными, что заставляет существенно ограничить исследование: пренебречь движением и кинетикой испарения сорванной массы [4, 9, 10], а также кинетикой ее химического реагирования [3, 10].

В настоящей работе проведено замкнутое теоретическое исследование детонационной волны (ДВ) в монодисперсном аэрозоле, выполненное на базе расчета течения двухфазной релаксирующей смеси в ста-

ционарной зоне между ударным фронтом и звуковой плоскостью. Оно позволило определить самоподдерживающиеся режимы и рассчитать скорости их распространения, задаваясь лишь начальным составом и дисперсностью аэрозоля  $d_0$ . Основой для расчета межфазных релаксационных процессов служит построенная в [11, 12] математическая модель дробящейся капли, в которой в качестве механизма, ответственного за отрыв частиц от обтекаемой капли, рассматривается гидродинамическая неустойчивость ее поверхности. Определенная в рамках такой модели кинетика диспергирования частиц дает возможность рассчитать движение и испарение всей массы сорванных капель, а также задержку реакций в отдельных реагирующих объемах.

В [13] показано, что разработанная модель разрушения приводит к результатам, которые качественно и количественно согласуются с данными опыта. Найдены основные характеристики процесса: изменение массы капли во времени, распределение сорванных капель по размерам, время отрыва каждой капли. С единых позиций теории гидродинамической устойчивости нашли свое объяснение существенно различные типы разрушения капель при больших и при малых значениях числа Вебера: «сдир», «парашют», «slaviform». Остановимся кратко на основных положениях моделирования.

**Модель разрушения капли.** Поверхность капли разбивалась на систему плоских элементарных площадок, на каждой из которых решалась задача устойчивости. В соответствии с результатами исследований устойчивости поверхности раздела двух сред [14] во внимание принимался основной стабилизирующий фактор — непрерывное уменьшение скоростей сред в сопряженных (газ — жидкость) пограничных слоях, образующихся на поверхности капли при ее обтекании. Для этого реальный профиль скорости аппроксимировался кусочно-линейным, а его параметры определялись с учетом равенства вязких касательных напряжений на поверхности раздела и соотношений теории пограничного слоя.

Такой подход привел к существенно новым закономерностям, не применявшимся ранее в исследованиях гетерогенной детонации. Следует отметить, что за фронтом ДВ на поверхности капель возникают условия, достаточные для проявления гидродинамической неустойчивости: относительная скорость фаз составляет более 1 км/с, ускорение капли достигает  $10^6 \div 10^7$  м/с<sup>2</sup>. Эти условия аналогичны тем, в которых находится слой жидкого горючего при детонации в системе газ — пленка жидкости, для которой экспериментально и теоретически показано [15, 16], что механизм неустойчивости — один из основных, отвечающих за подготовку гомогенной горючей смеси. Характер и интенсивность уноса массы с капли говорят в пользу этого предположения, что неоднократно наталкивало исследователей на мысль о том, что вероятным механизмом разрушения является неустойчивость [17, 18]. Однако оценки параметров неустойчивости (длин волн) при сравнении с экспериментально наблюдаемыми размерами возмущений давали расхождение более чем на порядок [19], что заставляло отказаться от принятой гипотезы. Поэтому завершённой теории разрушения, основанной на гидродинамической неустойчивости, до сих пор не существовало.

В настоящей работе для оценки параметров в первом приближении полагалось, что обтекание деформированной капли соответствует обтеканию сферы. В частности, параметры вблизи поверхности капли определяются значениями угла  $\varphi$  между нормалью к поверхности и вектором скорости потока  $\vec{V}_\infty$ . Для толщины пограничного слоя в капле  $\delta(\varphi)$  [20] и распределения скорости во внешнем потенциальном потоке  $V_r(\varphi)$  выбирались известные выражения

$$\delta(\varphi) = d_0 \text{Re}^{-0,5} 1,1 [(6\varphi - 4 \sin 2\varphi + 0,5 \sin 4\varphi) / \sin^5 \varphi]^{0,5},$$

$$V_r(\varphi) = 1,5 V_\infty \sin \varphi,$$

где  $\text{Re} \equiv \rho_\infty V_\infty d_0 / \mu_r$  — критерий Рейнольдса набегающего потока.

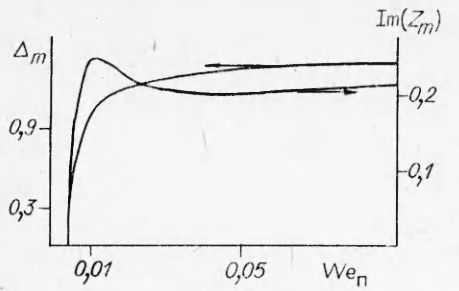


Рис. 1. Зависимость волнового числа  $\Delta_m = 2\pi\delta/\lambda_m$  и инкремента нарастания амплитуды возмущения  $Im(Z_m)$ ,  $Z_m = \omega_m\delta/V_{\pi}$  от  $We_{\pi}$ .

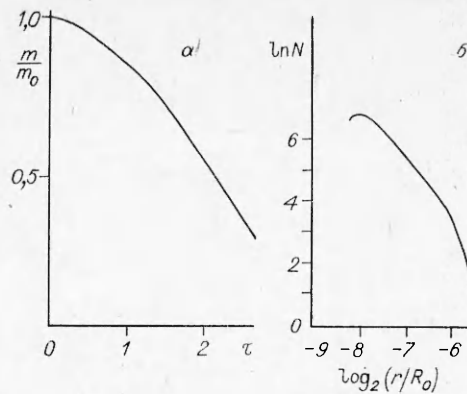


Рис. 2. Закон изменения массы капли керосина, разрушающейся за УВ в кислороде (а), и распределение количества сорванных капель по размерам (б).

Характеристическое уравнение, возникающее в результате сведения краевой задачи для возмущений к задаче на собственные значения, имеет неустойчивый корень, вид которого диктуется физическими свойствами сред: вязкостью, плотностью, поверхностным натяжением. Анализ решения уравнения показал, что если  $v_{ж} > v_{г}$  ( $v_{ж}$ ,  $v_{г}$  — кинематические коэффициенты вязкости жидкости и газа), то корень совпадает с корнем классической задачи о неустойчивости тангенциального разрыва. Однако в практически важном случае  $v_{г} > v_{ж}$  (в том числе применительно к детонации) неустойчивость носит принципиально иной характер, поскольку механизм ее возникновения и развития тесно связан с градиентным течением в пограничном слое жидкости. Закономерности развития градиентной неустойчивости представлены на рис. 1 в виде зависимостей длины волны  $\lambda_m$  возмущения, растущего в максимальном темпе, и инкремента нарастания его амплитуды  $\omega_m$  от поверхностного числа Вебера  $We_{\pi} = \rho_r V_{\pi} \delta \sigma^{-1}$ , определяемого локальными значениями параметров потока на рассматриваемой площадке: здесь  $\rho_r(\varphi)$  — плотность газа;  $V_{\pi}(\varphi)$  — скорость сред на поверхности раздела;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $\delta$  — толщина пограничного слоя в капле.

Отрыв частиц с поверхности капли естественно связать именно с неустойчивым возмущением, тогда величины  $\lambda_m$  и  $\omega_m$  могут служить оценками для размера срываемых частиц и частоты (вследствие периодического характера неустойчивости) их отрыва на каждой площадке. Анализ распределения  $We_{\pi}(\varphi) \equiv \rho_{\infty} \rho_{ж}^{-1} \mathcal{D}(\varphi) We Re^{-0.5}$  показал [13], что при  $We Re^{-0.5} \geq 0,3 \div 0,8$  часть поверхности капли, прилегающая к кромке ( $\varphi = \pi/2$ ), неустойчива (здесь  $\mathcal{D}$  — константа). Таким образом, каждую элементарную площадку можно рассматривать как источник частиц размера  $r \sim \lambda_m$  с периодом их отрыва  $\tau \sim \omega_m^{-1}$ .

В расчетной схеме  $\lambda_m$  и  $\omega_m$  определялись с учетом ускорения и деформации капли, которые рассчитывались по уравнениям, предложенным в [16]. На рис. 2 приведены графики изменения массы капли  $m(t)$  и распределения количества сорванных капель  $N(r)$  по размерам, рассчитанные для случая разрушения капли керосина ( $d_0 = 10_{\text{м}}^{-3}$ ) в кислороде (реакции заморожены) за фронтом ударной волны, движущейся со скоростью  $D = 1830$  м/с ( $\tau = t/t_x$ ,  $t_x = l/V_{\infty}$ ,  $l = d_0 (\rho_1^0/\rho_2^0)^{-0.5}$ ,  $R_0$  — радиус капли).

**Модель релаксационных процессов в следе капли.** Процессы релаксации определяют функцию обобщенного (теплового, расходного, фрикционного) воздействия на газовую фазу  $Q^*$ , по которой судят о возможности стационарного перевода потока в сверхзвуковую область, где достигается состояние равновесия. Это необходимое условие Я. Б. Зельдовича [1] имеет смысл дополнительного требования, замыкающего задачу

об определении самоподдерживающихся режимов распространения детонации.

Несмотря на ведущую роль релаксационных процессов в детонации, в настоящее время не существует сколько-нибудь цельной модели (за исключением [22]), позволяющей последовательно рассчитать кинетику разрушения капли, испарения, смешения и химических реакций в следе капли. Это обстоятельство есть следствие сложности происходящих в следе явлений, обусловленной следующими факторами: 1) механизм перемешивания компонентов в условиях интенсивного испарения большого количества мелких капель не известен; 2) кинетика реакций при быстром локальном изменении температуры и концентраций в окрестности испаряющих капелек не известна; 3) интенсивный унос массы с капли и неопределенная пространственная структура течения в следе. Необходимость локализовать рассмотрение элементарных процессов не всегда корректно согласуется с принятыми в методах расчета двухфазных течений усреднением по сравнительно большому объему. Вследствие этого, например при изучении плоской детонации, уравнения движения записываются в одномерном приближении, а схема расчета ускорения, деформации, разрушения и всех последующих процессов должна быть существенно двумерной. Таким образом, актуальна проблема модели процессов в следе капли, основанной на выделении особенностей взаимодействия фаз и требующей корректного выражения локальных параметров в следе через среднеобъемные для потока.

Ниже описывается простая модель, которая позволяет провести расчет процессов испарения и реакций в следе с учетом индивидуальных теплофизических свойств компонентов на основе параметров диспергирования, определенных в рамках модели разрушения капли. Выделим пять основных компонентов: окислитель, продукты горения, пары горючего, вторичные капли, капли аэрозоля (индексы 1—5 соответственно). Будем трактовать вторичные капли как точечные источники паров горючего, закон движения которых определяется по известному моменту отрыва.

Чтобы отразить пространственную неоднородность концентраций, а также одновременное существование элементарных порций смеси, образовавшихся в различные моменты времени и находящихся поэтому на разных стадиях прохождения реакций, введем понятие химически активного моля. Это такой объем смеси, в котором завершено перемешивание горючего с окислителем, их соотношение находится внутри концентрационных пределов воспламенения, а обмен компонентами с соседними молями за время реагирования мал. Образование молей и их состав определяются механизмом смешения компонентов.

Предположим, что температура каждого моля мало отличается от среднеобъемного значения  $T_1$ , при котором и протекают реакции. Пары нагреваются за время смешения с окислителем (т. е. за время образования моля). Следует отметить, что в литературе отсутствуют какие-либо сведения о смешении в условиях гетерогенной детонации и этот процесс наименее изучен в настоящее время. В связи с этим сосредоточим внимание на процессе испарения, полагая, что именно он лимитирует образование гомогенной горючей смеси, а масса окислителя в моле равна стехиометрически эквивалентной массе горючего, испарившегося за определенный промежуток времени.

Вследствие химической неоднородности смеси кинетика тепловыделения в целом в значительно большей степени зависит от последовательности воспламенения таких молей, нежели от деталей протекания реакций в них, поэтому упростим химическую кинетику, используя закон Аррениуса  $\tau_x = A \exp(E/RT_1)$  для расчета периода индукции в каждом моле ( $E$  — эффективная энергия активации).

Поскольку газовые компоненты мало отличаются по своим механическим свойствам, считаем, что они движутся с одинаковой скоростью  $u_1$ , а механическая неравновесность существует только между газовой

фазой и каплями аэрозоля, имеющими существенно различные инерционные свойства. Пренебрежем тепловой неравновесностью газовых компонентов, полагая, что они имеют температуру  $T_1$ , а также временем ускорения мельчайших вторичных капелек до  $u_1$  (в [23] отмечено, что они «мгновенно» ускоряются до скорости газа). Полагаем, что все тепло, получаемое каплей от газа, идет на нагревание и испарение тонкого приповерхностного слоя, а остальная масса имеет начальную температуру  $T_0$ . Такое допущение не принципиально, и расчетная схема позволяет более точно учесть прогрев каплей. Считаем также, что испарение каплей подчиняется закону Срезневского:  $dS/dt = -I$  ( $I$  — константа испарения;  $S$  — площадь поверхности капли). Для первичных каплей  $dS/dt = -I \cdot Nu/2$ , а  $Nu = 2 + 0,53Re^{0,5}$  — число Нуссельта.

Изложенный подход к описанию релаксирующей среды позволяет определить интенсивности  $m_i$  обмена массой между компонентами:  $m_2, m_1$  — сгоревшие массы горючего и окислителя ( $m_1 = fm_2$ );  $f$  — стехиометрический коэффициент;  $m_3$  — испарившаяся масса вторичных каплей;  $m_4, m_5$  — испарившаяся и раздробленная масса каплей аэрозоля; все  $m_i$  рассчитываются для единицы объема в единицу времени. Стационарное движение в релаксационной зоне описывается системой:

уравнения обмена массой между компонентами

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho_1 u_1)}{dx} &= -\dot{m}_1, & \frac{d(\rho_2 u_1)}{dx} &= m_1 + m_2, \\ \frac{d(\rho_3 u_1)}{dx} &= -m_2 + m_3 + m_4, & \frac{d(\rho_4 u_1)}{dx} &= -m_3 + m_5, \\ \frac{d(\rho_5 u_5)}{dx} &= -m_4 - m_5; \end{aligned} \quad (1)$$

уравнения изменения количества движения

$$\begin{aligned} \frac{d\left(\sum_1^4 \rho_i u_1^2\right)}{dx} &= u_5(m_4 + m_5) - (1 - \alpha_5) \frac{d\bar{p}}{dx} - f_{con}, \\ \frac{d(\rho_5 u_5^2)}{dx} &= -u_5(m_4 + m_5) - \alpha_5 \frac{dp}{dx} + f_{con}, \\ f_{con} &= n_5 \pi d_0^2 C_d (\rho_1^c + \rho_2^c + \rho_3^0) (u_1 - u_5) |u_1 - u_5|/8 \end{aligned} \quad (2)$$

( $\rho, \rho^0$  — средние и истинные плотности;  $p$  — давление;  $n_5$  — количество каплей в единице объема,  $\alpha_5 = \rho_5/\rho_5^0$ );

интеграл энергии

$$\begin{aligned} \sum_1^3 (c_i T_1 + 0,5u_1^2) \rho_i u_1 + Q_0 \rho_3 u_1 + \rho_4 u_1 (c_5 T_0 + 0,5u_1^2 + Q_0 - q) + \\ + \rho_5 u_5 (c_5 T_0 + 0,5u_5^2 + Q_0 - q) + \alpha_5 p u_5 + (1 - \alpha_5) p u_1 = \text{const} \end{aligned} \quad (3)$$

( $c_i$  — удельная теплоемкость при постоянном объеме;  $Q_0, q$  — удельный тепловой эффект реакций и парообразования соответственно);

уравнение состояния фаз

$$p = (\rho_1^0 R_1 + \rho_2^0 R_2 + \rho_3^0 R_3) T_1, \quad \rho_5^0 = \text{const}, \quad (4)$$

( $R_i = R/\mu_i$ ;  $R$  — газовая постоянная;  $\mu$  — молекулярная масса);

уравнение сохранения потока количества каплей

$$n_5 u_5 = n_{50} D. \quad (5)$$

Система (1) — (5) позволяет для заданного  $D$  определить параметры  $u_1, u_5, \rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4, \rho_5, p, T_1, n_5$  и рассчитать структуру течения в релаксационной зоне в одномерном плоском приближении. Значения скорости самоподдерживающихся режимов являются собственными значениями

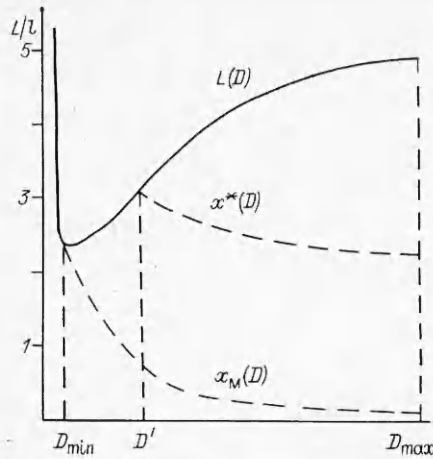


Рис. 3. Структура стационарной зоны в зависимости от скорости ударного фронта  $D$ .

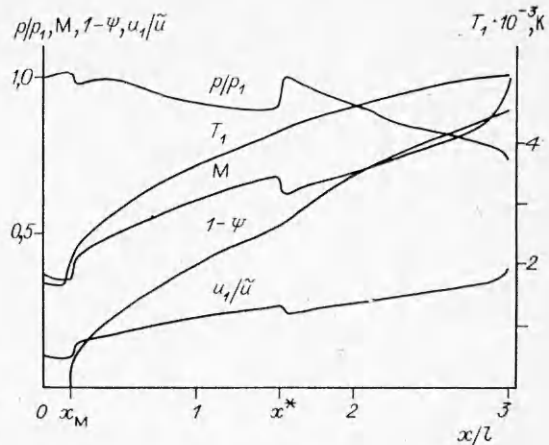


Рис. 4. Распределение параметров в стационарной зоне при диффузионном режиме сгорания смеси;  $p_1 = 39,88$  атм,  $\tilde{u} = 3212$  м/с,  $\Psi$  — степень недогорания.

задачи и определяются как такие, при которых достижимо состояние равновесия.

Изложенный подход реализован на примере стехиометрической смеси керосина с кислородом со следующими значениями параметров [24, 25]:  $c_1 = 0,92$ ,  $c_2 = 1,38$ ,  $c_3 = 4,14$ ,  $c_5 = 1,84$  кДж/(кг · К),  $\gamma_1 = 1,28$ ,  $\gamma_2 = 1,12$ ,  $\gamma_3 = 1,02$ ,  $Q_0 = 4,7 \cdot 10^7$  Дж/кг,  $q = 4,7 \cdot 10^5$  Дж/кг,  $A = 1,35 \times 10^{-13}$  с,  $E = 50$  ккал/моль,  $T_0 = 298$  К,  $p_0 = 1$  бар,  $\sigma = 2,7 \cdot 10^{-2}$  Н/м,  $f = 3,571$ ,  $I = 3,5 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с. Расчет проводился от фронта ( $x = 0$ ) до плоскости, в которой поток достигает скорости звука ( $x = L$ , рис. 3), после чего проверялась выполнимость условий перехода через звуковую плоскость.

**Режимы сгорания смеси за фронтом.** Структура течения в стационарной зоне регулируется соотношением между характерными временами дробления  $\tau_{др}$  и реакции  $\tau_x$ , которое обусловлено значением скорости ударного фронта  $D$ . Расчет параметров течения, проведенный для каждого  $d_0$  в широком диапазоне изменения  $D$ , позволил выделить области преимущественного влияния каждого из этих процессов на режим сгорания аэрозоля, определяемые значением критерия  $\Theta = \tau_{x0}/\tau_{др}$ . При больших  $D$  (малых  $\Theta$ ) воспламенение происходит вскоре после начала дробления. Сгорание отдельных молей чередуется с испарением большого количества вторичных капель, когда градиент температуры достигает значения  $\sim -50000$  К/м. В таких условиях  $\tau_x$  быстро изменяется (убывает в среднем). На некотором расстоянии  $x_M$  от фронта происходит сгорание всех имеющихся в этот момент паров (микровзрыв), а  $\tau_x$  падает до нуля. После этого тепловыделение лимитируется физическими процессами дробления и испарения, когда каждый вновь образовавшийся объем паров тут же сгорает, режим сгорания смеси в зоне диффузионный с плавным изменением параметров (рис. 4). Разгон газа и уменьшение относительной скорости фаз происходят уже в начале зоны, что несколько замедляет дробление. Такое влияние горения на процесс разрушения капель отмечалось экспериментально в [26].

С уменьшением  $D$  возрастает  $\Theta$ , а область диффузионного горения сокращается. Вместе с тем растет масса накопившихся паров и интенсивность микровзрыва, который переходит в серию микровзрывов, не различающихся отчетливо между собой. Возможно, что в реальном пространственном течении эти микровзрывы распределены в плоскости, перпендикулярной направлению потока. При  $\Theta \approx 1$  момент воспламенения уже значительно ( $\sim$  в 3 раза) отличается от начальной задержки  $\tau_{x0}$ , так как за время  $\tau_{x0}$  испаряется заметная часть аэрозоля, и соответствующее снижение температуры увеличивает  $\tau_x$  в несколько раз. Следует



отметить, что основной вклад в понижение температуры вносят затраты тепла не на парообразование  $q$ , а на нагревание паров до температуры  $T_1$  и на изменение теплоемкости при фазовом переходе:  $c_3 T_1 - c_5 T_0 \gg q$ .

Ввиду экспоненциального характера зависимости  $\tau_x(T_1)$  последовательное возрастание  $\tau_x$ , вызванное испарением все увеличивающейся доли аэрозоля, ведет к перестройке режима сгорания, заключающейся в резком росте  $x_m$ , общей длины зоны  $L$  (см. рис. 3), а также интенсивности микровзрыва, и к переходу горения в кинетический режим, когда весь аэрозоль испаряется до воспламенения, а затем сгорает взрывным образом.

**Самоподдерживающиеся режимы детонации.** Условия перевода потока в сверхзвуковую область сводятся к возможности продолжения через особую точку  $M = 1$  интегральной кривой уравнения

$$\frac{2}{M} \frac{dM}{dx} = \frac{1 + \gamma_3 M^2}{1 - M^2} \frac{dQ^*}{dx}, \quad (6)$$

являющегося следствием (1) — (5). Здесь  $a_1 = \left( \frac{\gamma_3 p}{\sum_1^4 \rho_i} \right)^{0.5}$  — скорость звука в смеси;  $M = u_1/a_1$  — число Маха;  $Q^*(m_i)$  — функция обобщенного воздействия на газ. Выражение для скорости распространения малых возмущений  $a_1$  получено приведением системы (1) — (5) (с нестационарными членами) к характеристической форме, содержащей звуковые характеристики вида ( $\alpha_5 \ll 1$ ):

$$\frac{dx}{dt} = u_1 \pm \frac{\gamma_3 p}{\sum_1^4 \rho_i} + O(\alpha_5). \quad (7)$$

Выражение (7) позволяет по аналогии со случаем идеального газа интерпретировать величину  $\gamma_3 = 1 + \frac{\sum_1^3 \rho_i R_i}{\sum_1^3 \rho_i c_i}$  как эффективный показатель политропы смеси.

Анализ параметров течения в окрестности звуковой плоскости, определенных в результате расчета, показал, что условия перехода  $dQ^*/dx = 0$ ,  $d^2Q^*/dx^2 < 0$ ,  $M = 1$  выполняются лишь для двух значений скорости фронта. Режиму  $D = D_{\max}$  (см. рис. 3) свойственно завершение выгорания аэрозоля в момент достижения потоком скорости звука, что определяет выполнимость условия  $dQ^* = 0$  при  $M = 1$ . Этот режим аналогичен случаю газовой детонации с монотонным тепловыделением и значением скорости фронта, определяемым максимальным тепловым эффектом реакций.

Для режима  $D = D_{\min}$  характерно достижение скорости звука сразу после завершающего микровзрыва. Сильное объемное расширение газа в окрестности звуковой плоскости приводит к падению относительной скорости фаз почти на порядок и прекращению интенсивного разрушения капель, причем вторичные капли в этот момент практически отсутствуют. В качестве механизма перевода горючего в газовую фазу остается медленное испарение первичных капель. Известно, что этот механизм эффективен только при детонации мелкодисперсных аэрозолей ( $d_0 \approx 10^{-5}$  м [27]). Расчет показал, что интенсивность тепловыделения в таком ламинарно-диффузионном режиме горения  $Q_n$  на порядок меньше, чем при диффузионном ( $D > D'$ ), и сравнима с отводом тепла на нагревание капель  $\dot{q}_n$ . Действительно, для  $d_0 = 10^{-4}$  м в расчете на единицу объема в единицу времени

$$\dot{q}_n \approx n_c \pi \bar{d}_c \bar{\lambda} \bar{N}_n (T_1 - T_0) \approx 4,3 \cdot 10^3 \text{ кал}/(\text{с} \cdot \text{см}^3),$$

$$Q_n = \frac{dQ}{dt} \approx \frac{Q_c^0}{\tau_{\text{гор}}} \approx 4 \cdot 10^3 \text{ кал}/(\text{с} \cdot \text{см}^3).$$

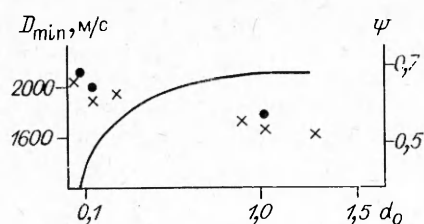


Рис. 5. Зависимость скорости распространения режима с недогоранием (● — расчет, × — эксперимент) и степени недогорания (кривая) от дисперсности аэрозоля.

С учетом реального теплоотвода в стенку трубы, ограничивающей смесь, необходимо сделать вывод об отрицательном знаке  $dQ^*$  при ламинарно-диффузионном режиме горения (фрикционное воздействие на 2 порядка меньше теплового при горении). Поэтому за звуковой плоскостью  $dQ^* < 0$  и отсутствуют условия для образования вторичных ударных волн. Условия  $dQ^* = 0$ ,  $M = 1$  осуществляются для режима  $D'$  (см. рис. 3), характерного тем, что в звуковой плоскости происходит внезапное разрушение капли длинноволновыми возмущениями (аналогичный момент  $x^*$  показан на рис. 4 для  $D > D'$ ). Однако в этом случае непосредственно за плоскостью  $M = 1$  быстро испаряется и сгорает раздробленная масса (при этом  $dQ^* > 0$ ), что приводит к заширению потока и образованию нестационарных ударных волн.

Для других значений  $D$  условия перехода не выполнены:  $D > D_{max}$  и  $D_{min} < D < D'$  — области пересжатых режимов; для  $D' < D < D_{max}$  и  $D < D_{min}$  оказывается  $dQ^* > 0$  при  $M = 1$ .

**Свойства режима детонации с недогоранием.** Вопрос о том, какой из двух режимов реализуется в действительности, выходит за рамки настоящего исследования и связан, очевидно, с устойчивостью и инициированием детонации. Хорошее согласование экспериментальных значений скорости [28, 29] и рассчитанных значений  $D_{min}$  (рис. 5) позволяет сделать вывод о реализации режима  $D_{min}$ . Наличие в этом режиме условий Чепмена — Жуге при неполном разрушении капель означает частичное сгорание аэрозоля в ДВ и объясняет экспериментально наблюдаемый факт уменьшения скорости гетерогенной детонации по сравнению с гомогенной. Расчетные значения степени недогорания  $\psi$  как функции дисперсности приведены на рис. 5.

Зависимость скорости детонации от  $d_0$  обусловлена свойственной этому режиму сбалансированностью физических и химических процессов, которая выражается в том, что критерий  $\Theta(D_{min})$  в широком диапазоне  $d_0$  изменяется мало:  $\Theta(D_{min}) = 0,39 \div 0,66$  для  $4 \cdot 10^{-5} < d_0 < 10^{-3}$  м. Поэтому увеличение дисперсности, приводя к росту  $\tau_{др}$ , вызывает необходимость увеличения  $\tau_{х0}$ , т. е. уменьшения  $D_{min}$ .

Вариация параметров системы в некоторых пределах качественно не меняет выводов настоящего исследования, сделанных для смеси керосин — кислород, изменяя лишь количественные соотношения. Так, рост  $A$  (либо  $E$ , а также  $c_3$ ) увеличивает  $D_{min}$  при тех же  $d_0$ . В то же время сокращение диффузионной ветви кривой  $L(D)$  при уменьшении  $d_0$  способно привести к совпадению  $D_{min}$  и  $D_{max}$  при некотором  $d_0^* \neq 0$ , так что для  $d_0 < d_0^*$  оказывается возможным только кинетический режим горения с чрезвычайно большой ( $> 1$  м) зоной индукции. Такая ситуация возникает при «ухудшении» кинетики ( $d_0^* \simeq 5 \cdot 10^{-5}$  м,  $A = 4,5 \cdot 10^{-11}$  с,  $E = 40$  ккал/моль), а также в топливно-воздушных смесях ( $d_0^* \simeq 7 \cdot 10^{-4}$  м). Детонация в таких условиях проблематична, а это означает возможность существования нижнего дисперсионного предела  $d_0^*$ . Не исключено, что свою роль в этих условиях может сыграть неустойчивость детонации в одномерной модели.

Отметим, что отвод тепла на нагревание капель может оказаться недостаточным для компенсации тепловыделения в ламинарно-диффузионном режиме за плоскостью Чепмена — Жуге. Тогда следует ожидать существования критического диаметра трубы  $\Delta_{кр}(d_0)$  такого, что при  $\Delta > \Delta_{кр}$  режим с недогоранием существует до определенного момента времени, а затем скачком переходит в режим  $D_{max}$ .



## ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1940, 10, 5, 542.
2. Кузнецов М. Н. ЖЭТФ, 1967, 52, 1, 309.
3. Губин С. А., Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. и др. ФГВ, 1978, 14, 1, 90.
4. Воронин Д. В. ФГВ, 1984, 20, 4, 105.
5. Асланов С. К., Гирин А. Г. Докл. АН СССР, 1985, 282, 1, 72.
6. Ragland K. W., Dabora E. K., Nicholls J. A. Phys. Fluids, 1968, 11, 11, 2377.
7. Гельфанд Б. Е.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация.— Черноголовка, 1977.
8. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И., Лебедь С. Г. и др.— Там же.
9. Николаев Ю. А., Фомин П. А. ФГВ, 1984, 20, 4, 97.
10. Пинаев А. В. ФГВ, 1978, 14, 1, 81.
11. Асланов С. К., Гирин А. Г.— В кн.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 20, 1980.
12. Асланов С. К., Гирин А. Г.— Там же. Вып. 23, 1983.
13. Гирин А. Г. ИФЖ, 1985, XVIII, 5, 771.
14. Асланов С. К., Гирин А. Г. Докл. АН УССР, 1981, сер. А, 12.
15. Воробьев М. В., Лесняк С. А., Назаров М. А. и др. Докл. АН СССР, 1976, 227, 4, 900.
16. Асланов С. К. Дифференциальные уравнения, 1969, 6.
17. Mayer E. ARS J., 1961, 31, 12.
18. Collins V., Charwat A. F. Israel J. Technol., 1971, 9, 5, 453.
19. Reinecke W. G., Waldman G. D. AIAA Paper, 1975, 75—152.
20. Ranger A. A. Acta Astron., 1972, 17, 4—5, 675.
21. Митрофанов В. В.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 39.— Новосибирск, 1979.
22. Pierce T. H., Kauffman C. W., Nicholls J. A. AIAA Paper, 1975, N 75—163.
23. Ranger A. A., Nicholls J. A. AIAA J., 1969, 7, 2, 285.
24. Дубовкин Н. Ф. Справочник по углеводородным топливам и продуктам их сгорания.— М.: Госэнергоиздат, 1962.
25. Щетинков Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.
26. Kauffman C. W., Nicholls J. A. AIAA J., 1971, 9, 7, 880.
27. Williams F. A. Phys. Fluids, 1961, 4, 11, 1434.
28. Dabora E. K., Ragland K. W., Nicholls J. A. Astr. Acta, 1966, 10, 12, 9.
29. Rowen R. F., Ragland K. W., Steffes F. J. e. a. XIII Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburgh, 1972.

Поступила в редакцию 28/IV 1986,  
после доработки — 21/IX 1987

### КИНЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

*А. И. Воробьев, А. А. Горновой, С. А. Новиков*

*(Москва, Челябинск)*

Для подавляющего большинства металлов при нагружении их ударными волнами (УВ) интенсивностью в несколько десятков гигапаскалей характерно упругопластическое деформирование. Вопрос об уравнениях состояния металлов, учитывающих реологию их поведения в этих условиях, относится к числу наименее разработанных.

В [1] показано, что термофлуктуационный механизм разрушения твердых тел применим к условиям действия не только растягивающих напряжений, но и в других случаях, таких, например, как кручение, сжатие и др. В частности, исследования долговечности твердых тел (Al, Cu, Mg, Zn, полистирол) при растяжении в условиях гидростатического давления показали, что роль давления в эффектах увеличения долговечности сводится к повышению энергии активации процессов разрушения. В [2] тепловому движению атомов отводится определяющая роль в релаксационных процессах. Все это наводит на мысль о возможности распространения кинетических концепций на процессы деформирования твердого тела применительно к условиям ударно-волнового нагружения и построения на этой основе модели для описания закономерностей изменения как динамического предела текучести, так и амплитуды упругого предвестника.