

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова  
Кафедра теплофизики

88  
158  
404

**ФИЗИКА  
АЭРОДИСПЕРСНЫХ  
СИСТЕМ**

Научный сборник  
Основан в 1969 г.  
Выпуск 35

Одесса  
МП «Теплофизика»  
1996

Наукова бібліотека ОНУ імені І.І. Мечникова

Рассмотрены вопросы испарения, конденсации и коагуляции в водном аэрозоле, а также кинетика горения твердых и порошкообразных горючих. Приведены результаты исследований по тепло- и массообмену в дисперсных системах. Освещены проблемы активного воздействия на метеорологические явления.

Для физиков, химиков, метеорологов и инженеров.

**Редакционная коллегия:** д-р физ.-мат. наук, проф. М. Н. Чесноков (отв. ред.); д-р физ.-мат. наук, проф. С. К. Асланов (зам. отв. ред.); д-р физ.-мат. наук, проф. А. Н. Золотко (зам. отв. ред.); д-р физ.-мат. наук, проф. С. М. Конгуш (зам. отв. ред.); ст. науч. сотр. В. Л. Великанова (отв. секр.); канд. физ.-мат. наук, доц. В. И. Глухов; д-р хим. наук, чл.-корр. АН СССР Б. В. Дерягин; д-р физ.-мат. наук, проф. Ю. П. Корчевой; канд. физ.-мат. наук, доц. Г. Н. Липатов; канд. физ.-мат. наук, доц. С. В. Маргашук; канд. техн. наук, (зав. лаб.) Б. В. Румянцев; д-р физ.-мат. наук, проф. Д. В. Федосеев; д-р физ.-мат. наук, проф. Ю. И. Шиманский.

**Адрес редакционной коллегии:** 270001 Одесса, ул. Пастера, 27, университет, кафедра теплофизики, тел. 23-12-03  
Редакция при Одесском государственном университете

## ● АЭРОЗОЛИ

УДК 533.6.017

### КИНЕТИКА ПЛАВЛЕНИЯ ЧАСТИЦЫ С УЧЕТОМ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ НА ЕЕ ПОВЕРХНОСТИ

В. Е. Глушков, канд. физ.-мат. наук  
*Одесское отделение Института экономики АН Украины*

Н. В. Федосеева, канд. физ.-мат. наук, В. В. Калинин, студ.  
*Одесский институт низкотемпературной техники и энергетики*

Анализируется кинетика плавления (затвердевания) частицы с учетом фазовых переходов на ее поверхности (испарение и конденсация). Найдены количественные закономерности кинетики фазовых переходов на поверхности частиц для случая наличия насыщенных паров во внешней среде.

В [2] рассмотрена кинетика фазового перехода внутри частицы без учета фазового перехода на ее поверхности.

В то же время технологический прорыв при создании эффективных высокопроизводительных технологий заморозки и разморозки пищевых продуктов и лекарственных препаратов в дисперсном состоянии невозможен без учета фазовых переходов, одновременно протекающих как на поверхности сферической частицы (испарение, конденсация, сублимация), так и внутри ее (плавление, замерзание).

Рассмотрим частицу радиуса  $r_2$ , состоящую из двух фаз: 1 — находящуюся в центре частицы  $0 < r \leq r_1$ ; 2 — находящуюся в шаровом слое  $r_1 < r \leq r_2$ . Считая частицу, движущуюся относительно среды со скоростью  $v$ , достаточно большой по сравнению с длиной свободного пробега молекул и пренебрегая величиной стефановского потока, запишем систему уравнений, описывающих кинетику фазовых переходов на поверхностях  $r_1$  и  $r_2$ :

$$\dot{H} = 2\pi r_2 Nu \lambda_3 (T_2 - T_\infty) \quad (1)$$

$$-\dot{m}_2 = 2\pi r_2 Nu_D D (C - C_\infty) \quad (2)$$

$$H = L_1 m_1 + L_2 m_2 \quad (3)$$

$$\dot{m}_1 = \frac{\lambda_2}{L_1} \cdot 4\pi r_1^2 \left( \frac{\partial T_2}{\partial r} \right)_{r=r_1} \quad (4)$$

$$C = C(T_\infty) \exp[L_2 \mu (T_2 - T_\infty) / RT_\infty^2] \quad (5)$$

$$t = 0; r_2 = r_{20}; r_1 = r_{10}; T_2 = T_1, \quad (6)$$

где:  $H$  — энтальпия частицы;  $T_1, T_2, T_\infty$  — температуры первой фазы, поверхности частицы и среды;  $\lambda_2, \lambda_3$  — коэффициенты теплопроводности второй фазы частицы и окружающей среды;  $L_1$  и  $L_2$  — теплоты фазовых переходов первой и второй фазы частицы;  $m_1$  и  $m_2$  — массы первой и второй фазы частицы;  $D$  — коэффициент диффузии;  $C, C_\infty$  — концентрация паров над поверхностью частицы и в среде;  $Nu, Nu_D$  — тепловой и диффузионный критерии Нуссельта;  $t$  — время;  $\mu$  — молекулярный вес частицы.

Для определения градиента температуры на границе между фазами, будем считать, что поле температур в шаровом слое  $r_1 \leq r \leq r_2$  квазистационарно. В этом случае

$$T_2(r) = T_1 + \frac{\alpha(T_1 - T_\infty) - \frac{L_2 \dot{m}_2}{4\pi r_2^2}}{\frac{\lambda_2}{r_2^2} - \alpha \left( \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} \right) \quad (7)$$

$$\left( \frac{dT_2}{dr} \right)_{r=r_1} = - \frac{\alpha(T_1 - T_\infty) - \frac{L_2 \dot{m}_2}{4\pi r_2^2}}{\frac{\lambda_2}{r_2^2} - \alpha \left( \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)} \frac{1}{r_1^2} \quad (8)$$

Заметим, что при  $\dot{m}_2 = 0$ , т. е. при отсутствии фазового перехода на поверхности частицы, уравнения (7-8) совпадают с соответствующими уравнениями в работе [2].

Вводя безразмерные переменные

$$\rho_{21} = \rho_2 / \rho_1; L_{21} = L_2 / L_1; B = (2\alpha r_2) / \lambda_2,$$

$$\theta_1 = \frac{L_2 \mu (T_1 - T_\infty)}{RT_\infty^2}; \theta_2 = \frac{L_2 \mu (T_2 - T_\infty)}{RT_\infty^2}$$

$$X_1 = \left( \frac{r_1}{r_{20}} \right)^2; X_2 = \left( \frac{r_2}{r_{20}} \right)^2; \varphi = \frac{C_\infty}{C(T_\infty)}; \tau = \frac{t}{t_0}$$

$$\varepsilon = \frac{L_2 \mu DC(T_\infty)}{\lambda_3 RT_\infty^2}; t_0 = \frac{\rho_2 r_{20}^2}{DC(T_\infty) Nu_D}$$

где  $\rho_1, \rho_2$  — плотности первой и второй фаз, приведем систему уравнений (1-6) с учетом (8) к виду

$$X + \sqrt{\frac{X_1}{X_2}} \frac{\dot{X}_1}{L_{21} \rho_{21}} = \frac{Nu}{Nu_D} \frac{\theta_2}{\varepsilon}; \quad (9)$$

$$-\dot{X}_2 = e^{\theta_2} - \varphi \quad (10)$$

$$\dot{X}_1 = \frac{L_{21} \rho_{21} [(Nu/Nu_D)(\theta_1/\varepsilon) - \dot{X}_2]}{Bi} \frac{1}{2 \left[ \sqrt{\frac{X_1}{X_2}} \left( \frac{2}{Bi} - 1 \right) + 1 \right]} \quad (11)$$

$$\tau = 0; X_2 = X_1 = 1; \theta_2 = \theta_1. \quad (12)$$

При  $\dot{X}_2 = 0, Nu = Nu_D, \rho_2 = 1$  система (9-12) принимает вид

$$\dot{X}_1 = \frac{2}{Bi} \frac{\theta_1 L_{21}}{\varepsilon} \frac{1}{\left[ \sqrt{\frac{X_1}{X_2}} \left( \frac{2}{Bi} - 1 \right) + 1 \right]} \quad (13)$$

$$\tau = 0; X_1 = 1 \quad (14)$$

Решение системы (13-14) есть:

$$\tau = \left[ \frac{2 - Bi}{3} \left( \sqrt{X_1^3} - 1 \right) + \frac{Bi}{2} (X_1 - 1) \right] \frac{\varepsilon}{\theta_1 L_{21}} \quad (15)$$

Из уравнения (15) видно, что время превращения двухфазной частицы в однофазную ( $X_1 = 0$ ) есть

$$\tau^* = -\frac{\varepsilon}{L_{21}\theta_1} \left( \frac{2}{3} - \frac{Bi}{6} \right) \quad (16)$$

Заметим, что при  $Bi \ll 1$  уравнение (15) можно решить в явном виде относительно  $X_1$ , определив тем самым зависимость изменения положения фронта раздела фаз внутри частицы от времени:

$$X_1 = \left( \frac{3}{2} \frac{L_{21}\tau\theta_1}{\varepsilon} + 1 \right)^{2/3} \quad (17)$$

Рассмотрим случай  $\dot{X}_2 \neq 0$ , т. е. случай, когда на поверхности частицы идет фазовый переход.

Исключая из системы уравнений (9-11) скорости движения границ фазовых переходов  $\dot{X}_1$  и  $\dot{X}_2$ , можно получить уравнение, связывающее температуру и положения этих границ:

$$\frac{\theta_1 + \varepsilon(e^{\theta_2} - \varphi)}{\theta_2 + \varepsilon(e^{\theta_2} - \varphi)} = 1 - \frac{Bi}{2} \left( 1 - \sqrt{\frac{X_2}{X_1}} \right) \quad (18)$$

Для возможности аналитического решения уравнения (18) представим  $\exp\theta_2$  как

$$e^{\theta_2} \approx 1 + \theta_2 + \dots$$

Тогда легко показать, что

$$\theta_2 = \frac{\theta_1 \sqrt{X_1} - (1 - \varphi)(\sqrt{X_2} - \sqrt{X_1})(Bi/2)}{\sqrt{X_1} + (1 + \varepsilon)(\sqrt{X_2} - \sqrt{X_1})(Bi/2)} \quad (19)$$

Из уравнения (19) следует, что при  $X_2 = X_1$ , а при  $X_1 = 0$ , т. е. при превращении двухфазной частицы в однофазную,

$$\theta_2 = (-\varepsilon/1 + \varepsilon)(1 - \varphi),$$

что совпадает со значением температуры поверхности однофазной частицы при наличии фазового перехода [1].

Уравнение (9) позволяет записать систему уравнений (9-11) в виде:

$$-X_2 = \frac{(\theta_1 + 1 - \varphi)\sqrt{X_1} + (1 - \varphi)(\sqrt{X_2} - \sqrt{X_1})(Bi/2)}{\sqrt{X_1} + (1 + \varepsilon)(\sqrt{X_2} - \sqrt{X_1})(Bi/2)} \quad (20)$$

$$X_1 = \frac{L_{21}\rho_{21}}{\varepsilon} \frac{\theta_1 + \varepsilon(\theta_1 + 1 - \varphi)\sqrt{X_1}}{\sqrt{X_1} + (1 + \varepsilon)(\sqrt{X_2} - \sqrt{X_1})(Bi/2)} \quad (21)$$

Если разделить уравнение (21) на уравнение (20) и сделать замену переменных  $X_1 = X_2 Z^2$ , то решение системы уравнений (20-21) сводится к интегрированию выражения

$$\int_1^Z \frac{z(adz + b)dz}{a^2z^3 + bz^2 + c} = -\ln X_2 \quad (22)$$

где  $a = \theta_1 + (1 - \varphi)(1 - Bi/2)$ ;  $b = (1 - \varphi)Bi/2$ ;  $c = \left[ \theta_1 \frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon} + (1 - \varphi) \right]$ .

Исследование всех возможных случаев интегрирования левой части уравнения (22) при различных  $\theta_1$ ,  $\varphi$  и  $Bi$  представляет собой отдельную задачу. Поэтому ограничимся случаем, когда  $Bi \ll 1$ , что соответствует реальной ситуации. В этом случае  $b = 0$  и уравнение (22) принимает вид

$$\int_1^Z \frac{Z^2 dZ}{Z^3 + c/a} = -\frac{1}{2} \ln X_2 \quad (23)$$

В результате интегрирования получаем связь между координатами фронтов фазовых переходов

$$X_2 = \left\{ 1 - \frac{[\theta_1 + (1 - \varphi)]\varepsilon}{L_{21}\rho_{21}[\theta_1(\varepsilon + 1) + \varepsilon(1 - \varphi)]} (X_1^{3/2} - 1) \right\}^{2/3} \quad (24)$$

Без разложения  $\exp\theta$  в ряд решение системы (9-12) приведет к более точному выражению

$$X_2 = \left\{ 1 - \frac{(\exp\theta_1 - \varphi)\varepsilon}{L_{21}\rho_{21}[\varepsilon(\exp\theta_1 - \varphi) + \theta_1]} (X_1^{3/2} - 1) \right\}^{2/3} \quad (25)$$

Из уравнения (25) следует, что при  $X_1 = 0$  (частица расплавилась) формула для координаты фронта испарения  $X_2$ , (конденсация) принимает вид

$$X_2 = \left\{ 1 + \frac{(\exp\theta_1 - \varphi)\varepsilon}{L_{21}\rho_{21}[\varepsilon(\exp\theta_1 - \varphi) + \theta_1]} \right\}^{2/3}$$

В зависимости от  $\varphi$  и  $\theta_1$ , координата фронта фазового перехода на поверхности частицы может быть отрицательной, больше или меньше единицы. При  $\varphi = 0$  и небольших  $\theta_1$  значение  $X_2$  отрицательное. Это означает, что частица не плавится (для частицы льда в интервале температур 273...282 К плавление не происходит). При больших разностях температур и  $\varphi = 0$  в конце плавления за счет испарения  $X_2 < 1$ . Например, при  $T_\infty = 285$  К,  $\theta_1 = 0,8$  величина  $X_2 = 0,66$ . При  $\varphi = 1$  происходит конденсация на поверхности частицы, в результате которой  $X_2$  незначительно увеличивается по сравнению с единицей. Для частицы льда при  $T_\infty = 285$  К и  $\varphi = 1$  получается  $X_2 = 0,66$ .

Подставляя (25) в (11), с учетом  $Bi \ll 1$  и  $X_2 = -(\exp\theta_1 - \varphi)$ , получим дифференциальное уравнение, описывающее кинетику плавления частицы:

$$\frac{dX_1}{d\tau} = -\frac{(\exp\theta_1 - \varphi)(A_* X_1^{3/2} + 1 - A_*)^{1/3}}{A_* X_1^{1/2}},$$

$$X_1(\tau = 0) = 1, \quad (26)$$

$$\text{где } A_* = -\frac{\varepsilon(\exp\theta_1 - \varphi)}{L_{21}\rho_{21}[\theta_1 + (\exp\theta_1 - \varphi)]}.$$

Интегрируя (26), имеем связь текущего времени и координата фронта плавления в виде

$$\tau = -\frac{1}{(\exp\theta_1 - \varphi)} \left[ (1 - A_* + A_* X_1^{3/2})^{2/3} - 1 \right].$$

Тогда время, когда частица расплавится

$$\tau = -\frac{1}{(\exp\theta_1 - \varphi)} \left\{ \left[ 1 + \frac{\varepsilon(\exp\theta_1 - \varphi)}{L_{21}\rho_{21}[\theta_1 + \varepsilon(\exp\theta_1 - \varphi)]} \right]^{2/3} - 1 \right\} \quad (27)$$

Формула (27) позволяет проанализировать влияние влажности и тем-

пературы окружающей среды на время плавления. При небольших влажностях и температурах окружающей среды частица не плавится (при  $\varphi = 0,2$  и  $T_\infty < 279$  К частица льда не плавится). Для  $T_\infty = 285$  К и  $\varphi = 0$  время плавления частицы больше в 5 раз, чем рассчитанное без учета влияния влажности по формуле (16). Для случая насыщенных паров вещества частицы в окружающей среде ( $\varphi = 1$ ) время плавления, рассчитанное по формуле (27) меньше в 2 раза, чем по формулу (16).

Таким образом, найдены качественные и количественные закономерности кинетики плавления частицы при наличии испарения или конденсации на ее поверхности.

#### Список литературы

1. Глушков В. Е., Федосеева Н. В., Беккер М. Б., Копыт Н. Х. Кинетика фазовых переходов на каплях перегретых и переохлажденных жидкостей // Физика аэродисп. систем. 1977. Вып. 16, С. 16-21; 2. Колосов М. Ю., Синицин А. Г., Хохолов И. В., Щеглов С. И. Замораживание гранул в установке для криогранулирования жидких материалов // Инж. физич. журн. 1991. Т. 160. № 4. С. 610-615.

Поступила в редколлегию 02.07.90

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПОСОБОВ ПОВЫШЕНИЯ ТЕКУЧЕСТИ ПОРОШКОВ АЛЮМИНИЯ

Т. А. Ларикова, К. Н. Фастова, науч. сотрудники  
В. А. Карелин, В. Л. Великанова, И. Н. Нечитайло, ст. науч. сотрудники  
*Одесский университет*

Экспериментально установлено, что обработка поверхности частиц АСД-4 полиметилсилазановыми смолами (ПМС) значительно повышает текучесть исходного порошка.

Технология порошковой металлургии открывает широкие возможности для создания легких коррозионно стойких и жаропрочных материалов на основе алюминия с высокими механическими характеристиками. Порошки алюминия и его сплавов, как отмечается в [1], обладают высокой активностью и хорошей уплотняемостью и, следовательно, могут применяться для изготовления деталей, однако низкая текучесть не позволяет использовать их для прессования в автоматическом режиме деталей с большим удлинением. С целью улучшения технологических характеристик — текучести, неслеживаемости и т. п., в промышленности используют различные приемы, в том числе введение высокодисперсных добавок, обработку поверхностно-активными веществами (ПАВ), вибрационное псевдооживление, газодинамическое псевдооживление и др. [2].

Исследуемый алюминиевый порошок АСД-4 по дисперсному составу занимает промежуточное положение между ультрадисперсными и мелкодисперсными порошками и представляет собой однородный порошок серого цвета, при хранении образующий агломераты, разрушающиеся при механическом воздействии. Продукт хорошо смачивался водой, а при длительном контакте с ней начинал реагировать с выделением водорода. Анализ дисперсности порошка, вы-

© Т. А. Ларикова, К. Н. Фастова,  
В. А. Карелин, В. Л. Великанова,  
И. Н. Нечитайло, 1993

полненный оптическим методом, показал, что средний размер частиц составляет 4...5 мкм. Величина удельной поверхности, определенная методом фильтрации газа на приборе АДП, составила 3400...3600 см<sup>2</sup>/г.

Применительно к улучшению технологических свойств порошка АДС-4 экспериментально был опробован ряд способов модификации. Так, наблюдалось определенное повышение текучести порошка при введении оксида магния с размером частиц 0,1-0,2 мкм. В качестве ПАВ для обработки порошка АСД-4 применяли гидрофобизирующую жидкость ГКЖ-94, натриевую соль 2-этилгексилевого эфира сульфоянтарной кислоты (ОТ-94), октадециламин (ОДА), стеариновую кислоту и полиметилсилазановые смолы различных модификаций. Эти эксперименты показали наибольшую перспективность обработки ПМС.

Процесс обработки порошка АСД-4 включал операции приготовления суспензии порошка АСД-4 в углеводородном растворителе, приготовление раствора ПМС в том же растворителе, смешение суспензии порошка с раствором ПМС, отделение твердой фазы и термообработку для образования отвержденной пленки на поверхности частиц алюминия. При выборе режимов операций варьировали расход растворителя и ПМС на единицу массы исходного порошка, время и интенсивность смешивания, температуру и длительность термообработки. Содержание ПМС в растворе составляло 1...20% от массы навески исходного порошка АСД-4.

Из технологических свойств основное внимание было уделено повышению текучести и насыпной плотности. Величину текучести, как способность частиц материала перемещаться друг относительно друга, оценивали по минимальному диаметру  $d_{кр}$  воронки. Определение  $d_{кр}$  по разработанной методике состояло в том, что навеске испытываемого продукта давали возможность свободно просыпаться под действием силы тяжести через набор соосно установленных воронок с диаметром минимального проходного сечения от 10 до 1 мм. За  $d_{кр}$  принимался диаметр последней воронки, через которую полностью просыпалась навеска порошка.

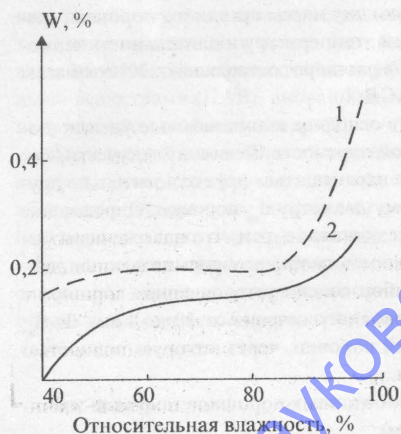
Определение текучести обработанных порошков показало значительное ее повышение (таблица).

## Влияние ПМС на свойства порошка АСД-4<sup>1</sup>

Содержание отверженного ПМС в порошке %	Текучесть по $d_{кр}$ , мм	Насыпная плотность, г/см <sup>3</sup>	Плотность утряски, г/см <sup>3</sup>	Влагосодержание, %	Удельная поверхность, см <sup>2</sup> /г
0	10	0,91	1,35	0,20	3400
0,13 — 0,14	2 — 3	1,19	1,51	0,15	—
0,26 — 0,30	2	1,24	1,56	—	—
0,45 — 0,60	2	1,23	1,58	0,14	3450
0,70 — 0,76	3	1,22	1,54	—	—
0,76 — 0,80	3	1,22	1,55	—	—

<sup>1</sup> При относительной влажности 80%

Величина  $d_{кр}$  снизилась до 2 мм, в то время как исходный образец не просыпался даже через воронку диаметром 10 мм, образуя устойчивый свод. Влагосодержание обработанного порошка снизилось до 0,14%, что свидетельствовало о гидрофобности поверхности частиц порошка. Изотермы сорбции исходного и обработанного порошков (рисунок) показали снижение гигроскопичности после обработки ПМС.



Изотермы сорбции порошков алюминия АСД-4:  
1 — исходный порошок;  
2 — АСД-4 после обработки ПМС;  
W — влагосодержание

Слеживаемость порошков экспериментально оценивали путем помещения одинаковых навесок в стеклянные цилиндры и нагружения сверху грузом для создания среднего по поверхности давления 0,011 МПа. Под грузом навески выдерживали в течение 1 сут. усадка исходного порошка АСД-4 составила 16%. После переворачивания цилиндра порошок высыпался крупными кусками. Обработанный порошок не потерял своей текучести, усадка равна ~12%.

Проведенные эксперименты показали, что обработка поверхности порошка алюминия АСД-4 смолой ПМС значительно улучшает такие технологические свойства как текучесть и неслеживаемость. При этом дисперсный состав и удельная поверхность не изменяются. Процесс обработки достаточно прост и может быть внедрен в промышленном масштабе с использованием типового технологического оборудования.

### Список литературы

1. Евдокимова Л. И., Довыденкова А. В., Гопиенко В. Г., Черепанов В. П., Истомин Н. Л. Исследование технологических свойств порошков алюминия и его сплавов // Порошковая металлургия. 1989. № 4. С. 98-102; 2. Зимон А. Д., Андрианов Е. И. Аутогезия сыпучих материалов. М.: Металлургия, 1978, 351 с.

Поступила в редколлегию 15.02.92

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАПЛИ СО СЛОЕМ ЖИДКОСТИ. ЧАСТЬ 9

В. Н. Романенко, мл. науч. сотр.

Инженерный центр при Одесском университете

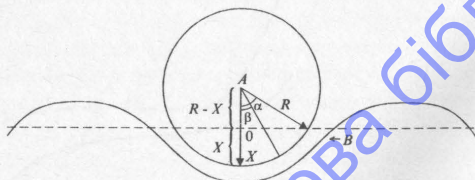
Выведено условие слияния 1 капли с плоской поверхностью жидкости, являющееся результатом действия силы сопротивления в нормальном направлении. С точки зрения теоретических построений второго приближения коалесценция 1 происходит при значении критерия Вебера  $W_2^{\circ} = 0,815$  и безразмерной глубине погружения  $\xi = 0,363$ . Имеет место хорошее согласие экспериментальных данных Джаяратна-Мейсона по критерию слияния 1 с расчетными.

Целью настоящей работы является определение условий слияния 1 [4] по теории второго приближения [3].

На погружающуюся в жидкое препятствие каплю радиусом  $R$  в направлении, противоположном осям  $OX$  (рисунок), действует сила сопротивления [2]:

$$F_c = 3\pi\mu_{ж}RV_x \left(1 + \frac{3}{16}Re_x\right) \int_0^{\alpha} \sin\beta d\beta$$

где  $\mu_{ж}$  — коэффициент динамической вязкости жидкости-препятствия;  $V_x = dx/dt$  — скорость капли в момент времени  $t$ ;  $x$  — координата (глубина погружения);  $Re_x = \rho_{ж}2RV_x/\mu_{ж}$  — число Рейнольдса;  $\rho_{ж}$  — плотность жидкости-препятствия;  $d = \arccos[(R-x)/R] = \arccos(1-\xi)$  — верхний предел интегрирования;  $\xi = x/R$  — безразмерная глубина погружения [3];  $\beta$  — угол между осью  $OX$  и направлением  $AB$  (рисунок).



Взаимодействие «недеформируемой» капли с плоской поверхностью жидкости

© В. Н. Романенко, 1994

Так как для опытов Джаяратна-Мейсона начальное значение критерия Рейнольдса  $Re_x^{\circ} \gg 1$  (таблица), то

$$F_c = \frac{9}{8}\pi R^2\rho_{ж}V_x^2\xi$$

Таблица. Начальные значения числа  $Re$  при взаимодействии капель с плоской поверхностью жидкости в опытах Джаяратна-Мейсона

Радиус капли, $R$ , мкм	Нормальная составляющая скорости падения, $V_x^{\circ}$ , м/с	Начальное значение числа Рейнольдса, $Re_x^{\circ}$
100	0,12	22,9
100	0,76	145,0
170	0,67	217,0
170	1,05	340,0

Покажем, как представление о критерии слияния 1 вытекает из теоретических построений второго приближения [3].

При малых значениях  $W_2^{\circ} \approx 0 \div 3$  сила сопротивления мала [2], где  $W_2^{\circ} = \rho_{ж}RV^{\circ 2}\sin^2\alpha/\frac{64}{9}\sigma_{ж}$  — один из частных видов обобщенного критерия Вебера  $W_{\text{вкм}}^{\circ}$  [2];  $V^{\circ}$  и  $\alpha$  — скорость и угол падения капли на плоскую поверхность жидкости;  $\sigma_{ж}$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости-препятствия.

При нарушении целостности парогазовой прослойки (т. е. при слиянии) происходит резкая смена режима обтекания. В этом случае временем распространения контакта после пробоя воздушной прослойки можно пренебречь по сравнению со временем взаимодействия капля-поверхность жидкости, так как по результатам опытов Линдблада скорость распространения контакта  $V \sim 8$  м/с.

Опыты Джаяратна-Мейсона проводились с каплями радиусом 74...254 мкм, падающими как на плоскую поверхность жидкости, так и на воду, выступающую в виде выпуклого мениска из стеклянной трубы диаметром около 1 см. Как показали наши эксперименты, при проведении опытов Джаяратна-Мейсона в указанном ими диапазоне изменения угла падения  $12^{\circ} < \alpha < 77^{\circ}$  высота жидкого сферического сегмента мениска не может превышать 3,5 мм, и равна 2,5 мм. Тогда радиус кривизны водяного мениска равен 6,3 мм. Такой мениск в хорошем приближении можно рассматривать как препятствие по сво-



им характеристикам приближающиеся к плоской поверхности жидкости. Так как сила тяжести мала, то «силовую» формулировку теоретических построений второго приближения [3] критерия слияния 1 можно сформулировать следующим образом: слияние 1 происходит, если сила сопротивления  $F_c$  становится сравнимой с силой реакции парогазовой прослойки  $F$ . При этом важную роль играют колебания капли [1]. Приравняв силу сопротивления  $F_c$  силе реакции парогазовой прослойки [3]

$$F = 2\pi\sigma_{ж}X\left(2 - \frac{X}{R}\right),$$

после преобразования получаем уравнение границы слияния 1

$$\xi = 2 - 4W_2 \quad (1)$$

Преобразуем критерий  $W_2$  для нестационарных процессов к безразмерному виду

$$W_2 = \rho_{ж}R\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 / \frac{64}{9}\sigma_{ж} = W_2^{\circ}\left(\frac{d\xi}{d\theta}\right)^2 \quad (2)$$

где  $\theta = V_x^{\circ}t/R$  — безразмерное время [3].

Как известно [3],

$$\left(\frac{d\xi}{d\theta}\right)^2 = \frac{1}{4W_6^{\circ}}(\xi^3 - \zeta\xi^2 + 4W_6^{\circ}) \quad (3)$$

где  $W_6^{\circ} = \rho_k R V^{\circ 2} \sin^2 \alpha / 4\sigma_{ж}$  — один из частных видов обобщенного критерия Вебера  $W_{икп}$  [2];  $\rho_k$  — плотность капли.

Подставляя выражение (3) в формулу (2), а преобразованную формулу (2) в уравнение (1), получаем

$$\xi^3 - \zeta\xi^2 + \frac{16}{9}P\xi - \frac{32}{9}P + 4W_6^{\circ} = 0,$$

где  $P = \rho_k / \rho_{ж}$  — безразмерная плотность.

Производя замену переменной и проведя преобразования, приходим к уравнению

$$h^3 - h\left(\zeta - \frac{16}{9}P\right) + 4W_6^{\circ} - 2 - \frac{16}{9}P = 0, \quad (4)$$

Дискриминант  $D$  уравнения (4) имеет вид

$$D = -108\left[\frac{4096}{19683}P^3 - \frac{64}{243}P^2 + \frac{32}{9}(1 - W_6^{\circ})P + 4W_6^{\circ}(W_6^{\circ} - 1)\right]$$

и описывает большое число вариантов границы слияния 1. Для простоты рассмотрим случай  $P = 1$ . Тогда дискриминант  $D$  принимает вид

$$D = -108\left[4\left(W_6^{\circ 2} - \frac{17}{9}W_6^{\circ} + \frac{17226}{19683}\right)\right].$$

Можно показать, что слияние 1 происходит при  $D = 0$  и тогда приходим к уравнению

$$W_6^{\circ 2} - \frac{17}{9}W_6^{\circ} + \frac{17226}{19683} = 0, \quad (5)$$

корнями которого являются приближенные значения  $(W_6^{\circ})_1 = 0,815$ ;  $(W_6^{\circ})_2 = 1,07$ . Представляет интерес только первый корень квадратного уравнения (5), так как при взаимодействии капли с плоской поверхностью жидкости значение  $(W_6^{\circ})_1 = 0,815$  достигается раньше. Тогда при  $D = 0$  уравнение (4) имеет три действительных корня, причем два из них равны между собой:

$$h_1 = 1,27; h_2 = h_3 = -0,637.$$

Переходя к переменной  $\xi$ , получаем  $\xi = 0,363$ , что является более точным результатом, чем в работе [2].

Таким образом, слияние 1 [4] в опытах Джаяратна-Мейсона происходит при значении критерия Вебера  $W_6^{\circ} = 0,815$  и безразмерной глубине погружения  $\xi = 0,363$ .

Экспериментально найденные в работе Джаяратна-Мейсона значения критерия Вебера  $W_6^{\circ}$  меняются в пределах от 0,507 до 0,764 при падении капли на жидкий выпуклый мениск большой кривизны.

Причиной небольшого несовпадения критического значения критерия Вебера  $W_6^{\circ}$  теоретического и экспериментального является деформация капли и капиллярные волны на ее поверхности [1].

Таким образом, слияние 1 малой капли с плоской поверхностью жидкости обусловлено ростом силы сопротивления до величины реакции парогазовой прослойки и происходит согласно теоретическим построениям второго приближения при значении критерия Вебера  $W_6^{\circ} = 0,815$  и безразмерной глубине погружения  $\xi = 0,363$ .

## Список литературы

1. Романенко В. Н., Бутвин А. Н., Эннан А. А., Контуш С. М. О связи критерия Аганина с поверхностной деформацией капли // Физика аэродисп. систем. 1976. Вып. 13. С. 29-32.
2. Романенко В. Н. Взаимодействие капли со слоем жидкости. Часть 3. Критерий слияния 1 // Физика аэродисп. систем. 1985. Вып. 27. С. 8-14.
3. Романенко В. Н. Взаимодействие капли со слоем жидкости. Часть 6 // Физика аэродисп. систем. 1986. Вып. 30. С. 3-7.
4. Соловьев А. Д. Слияние капель жидкости при соударениях (обзор) // Тр. Центр. аэрологической обсерватории. 1969. Вып. 89. С. 3-25.

*Поступила в редколлегию 22.05.89*

## ● ГОРЕНИЕ

УДК 536.46

### СТАЦИОНАРНОЕ ГОРЕНИЕ ЖИДКОЙ КАПЛИ В МНОГОЗОННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Н. А. Охрименко, науч. сотр.

Е. Н. Кондратьев, В. В. Головки, кандидаты физ.-мат. наук,  
*Одесский университет*

Рассмотрено горение капли жидкого горючего, имеющего многозонную структуру пламени. Найдена зависимость скорости горения кипящей капли от скорости протекающих реакций. Проведен анализ этой зависимости для температуры окружающей среды, большей и меньшей температуры кипения жидкости. Найдены области существования стационарных режимов горения. Определены условия, которым соответствуют устойчивые решения. Рассмотрено влияние дополнительного фронта на скорость горения на примере одно- и двухфронтного пламени.

Ряд горючих и монотоплив в процессе горения имеют многозонную структуру пламени вследствие фазовых переходов и особенностей кинетики химических реакций [1; 2; 3].

В этой связи анализ физической картины многозонного горения дает возможность выявить наиболее существенные стороны отмеченного явления и может служить исходной информацией для исследования механизма горения газозвешных систем и смесевых композиций.

Целью настоящей работы является исследование влияния структуры пламени на величину скорости горения капли жидкого горючего.

При теоретическом описании предложенного процесса рассматривается модель стационарной «искусственной капли», подпитываемой по мере газификации горючим с постоянным расходом  $\dot{m}_0$ , равным скорости ее горения.

© Н. А. Охрименко, Е. Н. Кондратьев,  
В. В. Головки, 1993

С учетом сферической симметрии и малости радиальных потоков в приближении бесконечно тонких фронтов преобразования вещества безразмерное стационарное уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi^2 \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) = - \sum_{i=1}^l \frac{\alpha_0 q_i}{\xi^2} \beta_i \delta(\xi - \xi_i), \quad (1)$$

где  $\xi_i = r_i/r_0$ ;  $\theta = T(r)/T_k$ ;  $q_i = Q_i/Q_0$ ;  $\alpha_0 = \dot{m}_0 Q_0 / 4\pi\lambda r_0 T_k$ ;  $\beta_i = \dot{m}_i \lambda_i / \dot{m}_0 \lambda_i$  соответственно безразмерные координата, температура газовой среды, теплоты реакций, скорость испарения капли и коэффициент, учитывающий различие между зонами в скоростях преобразования и усредненных коэффициентах переноса. Индекс «к» относится к значениям параметров на поверхности капли, а индекс «i» — к параметрам в текущей зоне. В этих выражениях  $r$  — координата;  $T_k$  — температура кипения жидкости;  $Q_i$  — тепловой эффект реакции;  $Q_0$  — удельная теплота парообразования жидкости;  $\lambda_i$  — коэффициент теплопроводности;  $l$  — общее количество зон.

Граничные условия представленного уравнения будут включать: 1. Все тепло, поступающее извне к поверхности капли, идет на ее испарение. 2. Температура капли постоянна и равна температуре кипения. 3. Температура является непрерывной функцией расстояния, так, что  $\theta_i(\xi_i) = \theta_{i+1}(\xi_i)$ , где  $\theta_i(\xi)$  — функция, описывающая поведение безразмерной температуры в соответствующей зоне.

Интегрирование уравнения (1) позволяет найти распределение безразмерной температуры  $\theta(\xi)$  и ее градиента  $\partial\theta(\xi)/\partial\xi$  в каждой из зон:

$$\begin{cases} \theta_n(\xi) = 1 + \alpha_0 \left[ 1 - \sum_{i=1}^n \eta_i \right] + \frac{\alpha_0}{\xi} \left[ \sum_{i=1}^n q_i - 1 \right]; \\ \frac{\partial \theta_n(\xi)}{\partial \xi} = - \frac{\alpha_0}{\xi} \left[ \sum_{i=1}^n q_i - 1 \right]; \\ \xi_n \leq \xi \leq \xi_{n+1}, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\eta_i = q_i/\xi_i$ . Из (2) следует, что выражение для безразмерной скорости массового потока капли  $\alpha_0$  определяется величиной параметров  $\eta_i$  и  $\theta_x$ :

$$\alpha_0 = (\theta_x - 1) / \left( 1 - \sum_{i=1}^n \eta_i \right). \quad (3)$$

В случае отсутствия реакций  $\eta_i = 0$ , выражение (3) примет вид:

$$\alpha_0 = \theta_x - 1 \quad (4)$$

Это уравнение хорошо известно [1] и может описывать как процесс испарения, так и конденсации в зависимости от того, что больше: температура окружающей среды или температура кипения (рис. 1, рис. 2, кривые 1 и 2).

Для случая, когда вокруг капли, на расстоянии  $\xi = \xi_1$  протекает лишь одна химическая реакция ( $q_i = q \neq 0$ ), пространство в окрестности капли разбивается на две зоны (рис. 1, кривые 3, 4, 5, 6), а выражение для скорости газификации капли (3) представляет собой аналог известной формулы Н. А. Фукса [4]:

$$\alpha_0 = (\theta_x - 1) / (1 - \eta). \quad (5)$$

Соотношение (3), и в частности (5), не отражает в полной мере зависимости  $\alpha_0$  от параметров задачи, поскольку не учитывает обратной связи между скоростью испарения  $\alpha_0$  и расположения фронта реагирования  $\xi_i$ :

$$\alpha_0 = \beta_i \gamma_i \xi_i^2,$$

где  $\gamma_i$  — безразмерная скорость реакции.

С учетом приведенной связи соотношение (3) запишется в виде:

$$\alpha_0 - \Delta = \sqrt{\alpha_0} \alpha, \quad (6)$$

где  $\alpha = \sum_{i=1}^n [q_i \sqrt{\gamma_i \beta_i}]$ ;  $\Delta = \theta_x - 1$ .

Формула (6) есть выражение теплового баланса, где слева стоит теплокINETический фактор  $\alpha$ , определяющий количество теплоты, поступающее к капле от реакций, а справа — температурный фактор  $\Delta$ , отражающий влияние среды. Тепло, расходуемое на испарение, характеризуется  $\alpha_0$ .

Анализ возможных решений этого квадратного уравнения проведем с помощью диаграммы балансов тепловых процессов (рис. 3).

Кривая  $f^+(\alpha_0)$  описывает поведение тепло-кинетического фактора  $\alpha$ ,

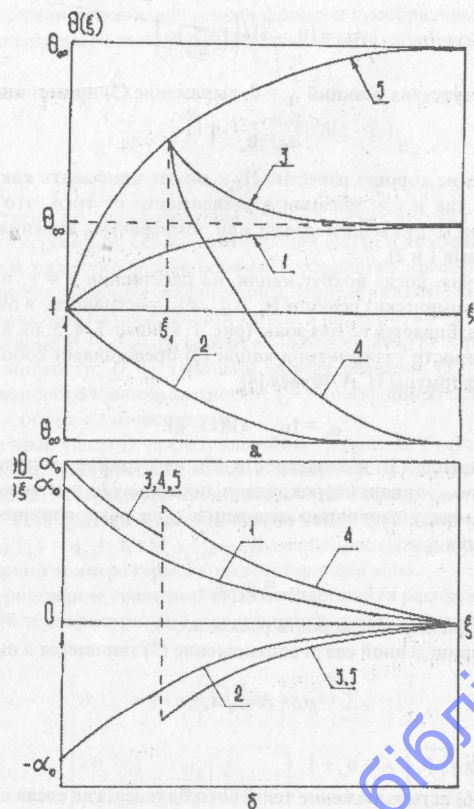


Рис. 1. Распределение безразмерной температуры  $\theta(\xi)$  (а) и ее градиента  $\partial\theta(\xi)/\partial\xi$  (б) в окрестности капли для различных знаков и величин  $q$ :

$$q = 0; i = 1, t;$$

$$1 - \theta_x > 1; 2 - \theta_x < 1;$$

$$q \neq 0; q_i = 0; i = 2, t;$$

$$3 - q > 0; \theta_x > 1; 4 - q > 0; \theta_x < 1; 5 - q < 0; \theta_x > 1.$$

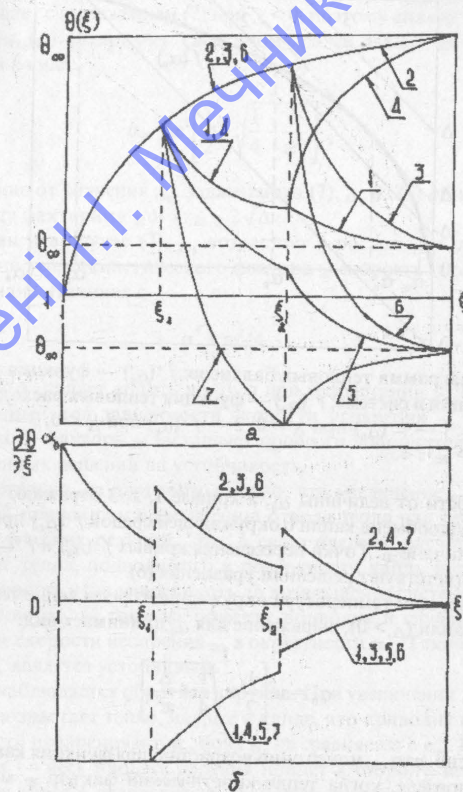


Рис. 2. Распределение безразмерной температуры  $\theta(\xi)$  (а) и ее градиента  $\partial\theta(\xi)/\partial\xi$  (б) в окрестности капли для различных знаков и величин  $q_i, i = 1, 2$ :

$$1 - q_1 > 0, q_2 > 0, \theta_x > 1; 2 - q_1 < 0, q_2 < 0, \theta_x > 1; 3 - q_1 < 0, q_2 < 0, \theta_x > 1, 4 - q_1 > 0, q_2 < 0, \theta_x > 1; 5 - q_1 > 0, q_2 > 0, \theta_x < 1; 6 - q_1 < 0, q_2 > 0, \theta_x < 1; 7 - q_1 > 0, q_2 < 0, \theta_x < 1.$$

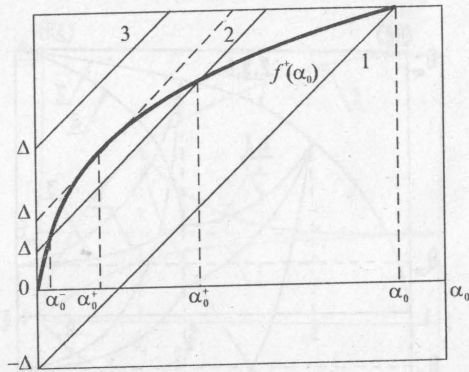


Рис. 3. Диаграмма тепловых балансов:  $f'(\alpha_0)$  — функция теплогенерации в системе;  $f(\alpha_0)$  — функция тепловых расходов в системе: 1 —  $f(\alpha_0)$  при  $\Delta > 0$ ; 2 —  $f(\alpha_0)$  при  $\Delta < 0$ ; 3 —  $f(\alpha_0)$  при  $\Delta > \alpha^2/4$ .

в зависимости от величины  $\alpha_0$ , а кривые 1, 2, 3 отражают различные условия теплообмена капли с окружающей средой  $f'(\alpha_0)$  при фиксированной величине  $\alpha$ . Точки пересечения кривых  $f'(\alpha_0)$  и  $f(\alpha_0)$  на диаграмме соответствуют решениям уравнения (6).

В случае, если температура окружающей среды выше температуры кипения капли ( $\Delta > 0$ ), выражение для  $\alpha_0$  принимает вид:

$$\alpha_0 = \alpha^2 \left[ \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\Delta}{\alpha^2}} \right]. \quad (7)$$

Отсюда ясно, что  $\alpha_0$  монотонно возрастающая функция как от  $\Delta$ , так и от  $\alpha$ . В пределе, когда тепло-кинетический фактор  $\alpha$  мал ( $\alpha \ll \Delta$ ), величину  $\alpha_0$ , как и для чистого испарения, определяют только температурный фактор  $\Delta$  (формула (4)). Для случая  $\alpha \gg \Delta$ , например, когда температура среды близка к температуре кипения ( $\Delta \approx 0$ ):  $\alpha_0 = \alpha^2$ . Откуда видно, что в этом случае влияние окружающей среды экранируется протекающими реакциями.

Теперь рассмотрим ситуацию, когда окружающая среда холоднее капли ( $\Delta < 0$ ). На диаграмме (рис. 3) этот случай представлен кривой

2. Отсюда видно, что теперь уравнение (6) имеет два решения. Одно из них совпадает с выражением (7) при  $\Delta < 0$ , поэтому анализ зависимости  $\alpha_0(\Delta)$  и  $\alpha_0(\alpha)$  аналогичен сделанному ранее для (7). Второе представляется в виде:

$$\alpha_0 = \alpha^2 \left[ \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\Delta}{\alpha^2}} \right]. \quad (9)$$

В отличие от значения  $\alpha_0$ , задаваемого (7),  $\alpha_0$  из (9) обнаруживает связь между факторами  $\alpha$  и  $\Delta$ :  $\alpha \geq 2\sqrt{\Delta}$ .

Причем как и в случае (7),  $\alpha_0$  возрастает с ростом  $\Delta$ . Однако, при возрастании тепло-кинетического фактора  $\alpha$  скорость горения  $\alpha_0$  ведет себя иначе. Начиная с

$$\alpha_0^* = \alpha^2/4 \quad (10)$$

при  $\alpha = 2\sqrt{\Delta}$  падает вплоть до нуля при возрастании  $\alpha$ . Подобный неестественный ход зависимости скорости испарения  $\alpha_0$  от тепло-кинетического фактора  $\alpha$  заставляет провести дополнительный анализ полученных решений на устойчивость.

Действительно, из диаграммы видно, что увеличение  $\alpha_0$  по отношению к  $\alpha_0^*$  приводит к превышению отвода тепла над теплопритоком от химических реакций. Это, в свою очередь, влечет за собой уменьшение тепла, подводимого к поверхности капли и тем самым снижает скорость испарения вплоть до возвращения системы в исходное состояние  $\alpha_0^*$ . К тому же эффекту приводит и случайно малое уменьшение скорости испарения  $\alpha_0$  в окрестности  $\alpha_0^*$ . Таким образом, решение  $\alpha_0^*$  является устойчивым.

Для  $\alpha_0^-$  наблюдается обратная картина. При увеличении  $\alpha_0$  относительно  $\alpha_0^-$  возрастает тепло, идущее к капле, что приводит к увеличению скорости испарения и т. д., пока  $\alpha_0$  не сравняется с  $\alpha_0^*$ . Если же  $\alpha_0$  уменьшится — весь процесс горения пойдет в сторону затухания и прекратится вовсе. Следовательно, рассмотренному ранее случаю (9) соответствует неустойчивое решение  $\alpha_0^-$ .

Значение безразмерной скорости горения  $\alpha_0^*$ , задаваемое формулой (10), является минимальным среди устойчивых решений  $\alpha_0$  для заданного  $\alpha$  (пунктирная линия на диаграмме).

Для  $\Delta > \Delta^* = \alpha^2/2$  стационарных решений не существует, поскольку теплототери, связанные с испарением капли и отдачей тепла в

окружающую среду (рис. 3, кривая 3) не компенсируются теплом от реакций.

В заключение рассмотрим вопрос о влиянии дополнительного фронта на скорость горения. Сравнение проведем для одно- и двухфронтного горения (рис. 2, кривые 1-7). Обозначим через  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  значения теплокинетических факторов для соответствующих случаев. Тогда

$$\delta_{21} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \left[ \frac{\alpha_2 + \sqrt{\alpha_2^2 + 4\Delta}}{\alpha_1 + \sqrt{\alpha_1^2 + 4\Delta}} \right]^2$$

Отсюда ясно, что наличие вторичного фронта не приводит к автоматическому увеличению скорости горения ( $\delta_{21} > 1$ ). Для этого необходимо, чтобы  $\alpha_2 > \alpha_1$ , а это возможно только, если во вторичном фронте идет экзотермическая реакция ( $q_2 > 0$ ).

#### Список литературы

Вильямс Ф. А. Теория горения. М.: Наука. 1971. 615 с. 2. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука. 1973. 225 с. 3. Охрименко Н. А., Канашин С. п. Влияние вторичного пламени на скорость горения капли  $\beta$ -азидотанолла // Реофизика и теплофизика неравновесных систем. Ч. 2. Кинетические процессы в конденсированных средах: Материалы Международной школы-семинара (май 1991). Минск. 1991. С. 118-122. 4. Фунс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М. 1958. 732 с.

Поступила в редакцию 15.02.92

УДК 536.461

## ГОРЕНИЕ ПОРОШКА МАГНИЯ НА РАЗЛИЧНЫХ ПОДЛОЖКАХ

С. В. Козицкий, А. Н. Писаренко, кандидаты физ.-мат. наук  
Одесский университет

Исследовано влияние коэффициента теплопроводности подложки на время горения свободных засыпок из порошка магния. Обнаружена двухстадийность горения засыпки на подложке с малым коэффициентом теплопроводности. На основе теплобаланса предложена модель, объясняющая возникновение второй (диффузионной) стадии горения.

Процессы горения порошков металлов в виде свободных засыпок и спрессованных образцов интенсивно изучаются в настоящее время.

В частности, для порошков Mg выяснено влияние состава окружающей среды [5] на температуру воспламенения, определены скорости горения при различных давлениях [2] в зависимости от количества Mg в засыпке [1].

Нами исследовано влияние подложки на горение свободных засыпок, состоящих из порошка магния. Масса засыпок изменялась от  $10^{-4}$  кг до  $3 \cdot 10^{-4}$  кг, средний размер частиц составлял величину равную  $7 \cdot 10^{-5}$  м. Засыпки имели форму, близкую к полусфере, а горение исследовали в открытой атмосфере, т. е. состав и температура окружающей среды оставались неизменными.

Первоначально изучали горение засыпок на массивной подложке ( $10 \times 10 \times 1,5$  см<sup>3</sup>) с высоким коэффициентом теплопроводности  $\alpha = 75$  Вт·м<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup> (железо), обеспечивающим максимально возможный отвод тепла через подложку. На такой подложке прогорает только тонкий верхний слой толщиной  $h \sim 3 \cdot 10^{-4}$  м. Волна горения быстро распространяется по поверхности от места поджига дежурным пламенем. Затем наблюдается послыное горение, при котором прогорает два-три внешних слоя. Полное время горения в этом случае, измеренное

© С. В. Козицкий,  
А. Н. Писаренко, 1992

секундомером, управляемым фотодиодом ФД-7Г, приведено на рис. 1. Погрешность измерения не превышала 0,2 с.

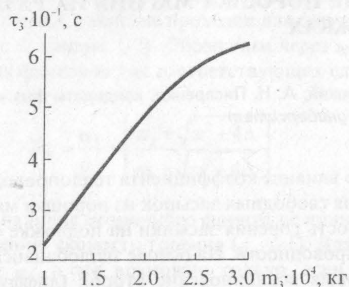


Рис. 1. Зависимость времени горения на металлической подложке от массы засыпки

После прекращения горения под прогретым слоем находился непроплавленный порошок Mg исходной дисперсности, как и в случае горения достаточно крупных конгломератов [6]. Температура, измеренная хромель-алюминиевой термопарой, помещенной в центр засыпки через отверстие в подложке, не превышала  $T = 873$  К (температура плавления Mg равна 923 К).

В качестве подложки, обеспечивающей минимальный отвод тепла через нее, был выбран слой конденсированной окиси магния толщиной  $\sim 2 \cdot 10^{-2}$  м ( $\alpha_2 = 4,6 \cdot 10^{-2}$  Вт·м<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>). На такой подложке, как и в первом случае, прогорает верхний слой, но затем горение не прекращается, а переходит в паровую фазу с характерными размерами горячей области  $l \sim 1,4 R_3$  (где  $R_3$  — радиус засыпки). Об этом можно судить по фотографиям процесса горения, сделанным с использованием интерференционных фильтров в видимом диапазоне. Исследование окисного остатка под микроскопом показало, что засыпка в этом случае прогорает полностью. Зависимость времен поверхностного и парофазного горения засыпок (на подложке из конденсированной окиси магния) от их массы приведена на рис. 2 и рис. 3.

Для объяснения наблюдаемых особенностей горения рассмотрим тепловой баланс засыпки. При прогорании поверхностного слоя толщиной  $h$  выделяется средняя мощность:  $q_s = \delta m_s \tau_s^{-1}$  здесь:  $\delta = 2,44 \cdot 10^7$  Дж·кг<sup>-1</sup> — удельный тепловой эффект реакции маг-

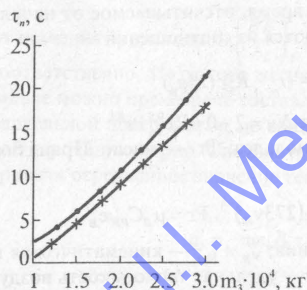


Рис. 2. Времена перехода в парофазную стадию горения для различных масс засыпки: ● — эксперимент, + — оценки по формуле (3).

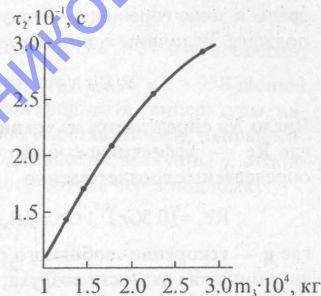


Рис. 3. Зависимость парофазного горения на подложке из окиси магния от массы засыпки.

ния с кислородом;  $m_s$  — масса прогретого слоя;  $\tau_s$  — время прогорания верхнего слоя.

Учет теплообмена между поверхностью засыпки и соприкасающимися с ней средами приводит к выражению для мощности теплопотерь

$$q_{\Sigma} = q_1 + q_2 + q_3,$$

где  $q_1$  — тепловой поток, связанный с молекулярно-конвективным теплообменом;  $q_2$  — тепловой поток, связанный с теплопроводностью между поверхностью основания засыпки и материалом подложки;  $q_3$  — мощность лучистого теплообмена.

В обоих случаях теплообмен между засыпкой и воздухом можно учесть с помощью результатов работы [3]:

$$q_1 = 2\pi\alpha_B R_3 \left\{ \frac{T_r - T_0}{R_3} + \frac{T_r - T_0}{r_n - R_3} \left[ 1 + 2\exp\left( -\frac{12a_B(t - t_{жк})}{(r_n - R_3)^2} \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $\alpha_B$ ,  $a_B$  — теплопроводность и температуропроводность воздуха;  $r_n$  — радиус приведенной пленки;  $T_0$  и  $T_r$  — температуры окружающей

среды и зоны горения;  $t$  — текущее время, отсчитываемое от начала поджига. Величины  $r_n$  и  $t_{xc}$  определяются из соотношений

$$r_n = Nu(Nu - 2)^{-1}; t_{xc} = (r_n - R_3)^2(24a_B)^{-1}$$

Число  $Nu$  определяется из уравнения  $Nu = 2 + 0.6Re_s^{0.5} Pr^{0.5}$  где  $Re_s$  — эффективное число Рейнольдса;  $Pr$  — число Прандтля, определяемые соответственно

$$Re_s = (0.5Gr)^{0.5}; Gr = 8R_3g\Delta T_k(273v_B)^{-1}; Pr = \mu_B C_{PB} a_B^{-1},$$

где  $g$  — ускорение свободного падения;  $v_B$  и  $\mu_B$  — кинематическая и динамическая вязкости воздуха;  $C_{PB}$  — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении;  $\Delta T_k = T_f - T_0$ .

Значение экспоненты в выражении (1) достигает единицы при  $t = t_{xc}$  и  $6.7 \cdot 10^{-2}$  при  $t = 2.5$  с (половина времени горения в первой стадии засыпки массой  $1 \cdot 10^{-4}$  кг), следовательно, можно пренебречь временной зависимостью  $q_1(t)$  и полагать выражение, стоящее в квадратных скобках правой части уравнения (1), равным единице.

Плотность теплового потока через подложку  $j = -\alpha_n \text{grad } T$ . Термометрические измерения показали, что на поверхности подложки для произвольных двух точек внутри засыпки разность температур не превышает 5% от максимального значения  $T = 873$  К. Температура нижней поверхности подложки во время прогорания тонкого слоя практически не отличалась от комнатной. Поэтому теплоотвод в подложку можно свести к задаче Неймана для полупространства  $Z \geq 0$  в предположении, что нагрев полупространства осуществляется тепловым потоком плотностью  $\varphi_0$ , падающим на площадь круга радиуса  $R_3$ . Решением задачи является абсолютно сходящийся интеграл [4].

$$T(r, Z) = \varphi_0 R_3 a_B^{-1} \int_0^{\infty} (\lambda + \psi)^{-1} \exp(-\lambda Z) J_1(\lambda R_3) J_0(\lambda r) d\lambda \quad (2)$$

где  $\psi$  — коэффициент теплообмена;  $J_n(x)$  — функция Бесселя порядка  $n$  от аргумента  $x$ ;  $r$  — координата поверхности полупространства; координата  $z$  перпендикулярна поверхности.

Промеры температуры на поверхности под засыпкой и на глубине ( $\Delta z \sim 10^{-3}$  м,  $r = 0$ ) на порядок меньшей толщины подложки, позволили получить оценку для  $\varphi_0 \approx 3 \cdot 10^4$  К·м<sup>-1</sup>. Численное интегрирование (2) по методу Симпсона показало, что производная  $\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_z$  составляет 5%

от значения производной  $\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_r$  для  $0.5r = 0.55 R_3$  и  $z = 0$  и составляет, соответственно, 8% от того же значения при  $r = 2 R_3$  и  $z = 0$ . В данной задаче можно пренебречь составляющей градиента температуры, параллельной поверхности, по сравнению с составляющей, направленной перпендикулярно. Следовательно, в качестве величины  $q_2$  можно принять осредненное значение теплового потока через подложку

$$q_2 = -\pi \alpha_n R_3^2 \tau_1^{-1} \int_0^{\tau_1} \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{r=0} dt.$$

Потери мощности, связанные с лучистым теплообменом, задаются выражением

$$q_3 = 2\pi \epsilon \sigma R_3^2 (T_r^4 - T_0^4),$$

где  $\epsilon$  — интегральная степень черноты поверхности засыпки ( $\epsilon \approx 2 \cdot 10^{-2}$ ) [7]  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана.

Для расплавления массы порошка, равной массе засыпки, необходимо затратить количество теплоты  $Q' = \delta_2 m_3$ , где  $\delta_2 = 3.44 \cdot 10^5$  Дж·кг<sup>-1</sup> — удельная теплота плавления Mg;  $m_3$  — масса порошка Mg, заключенного в засыпке указанных размеров.

Время проплавления всей засыпки

$$\tau_n = Q'(q' - q)^{-1}. \quad (3)$$

Величины  $\theta_i = q_i q'^{-1}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) принимают характерные значения:  $\theta_1 = 11\%$ ;  $\theta_2 = 0.7\%$ ;  $\theta_3 = 37\%$ .

Сравнение времен перехода засыпки порошка магния (на подложке из конденсированной окиси магния) в паровую фазу, полученных по формуле (3) и измеренных экспериментально, приведено на рис. 2.

Удовлетворительно близкое расположение расчетной и экспериментальной кривых указывает на решающую роль подложки в смене режимов горения засыпки порошка магния. Массивная металлическая подложка осуществляет хороший теплоотвод от засыпки и препятствует прогреву всей массы магния. При этом прогорает только тонкий верхний слой порошка. В случае малого коэффициента теплопроводности подложки тепло накапливается в засыпке, наступает момент времени, когда проплавляется порошок и происходит переход горения в парафазу стадию.



## Список литературы

1. Айзенкольб Ф. Я. Успехи порошковой металлургии. М.: Металлургия, 1969. 540 с. 2. Васильев А. В., Горбуов В. В., Шидловский А. А. О горении смесей сульфатов металлов с магнием или алюминием // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7. № 1. С. 150-152. 3. Калинин В. В., Михель Ю. М., Калинин А. И. Нестационарная тепловая модель зажигания газа движущейся фрикционной искрой // Тез. докл. Минского международного форума «Тепломассообмен — ММФ». Секция 3. «Тепломассообмен в химически реагирующих системах». Минск, 1988. С. 80-83. 4. Лебедев Н. Н., Скальская И. П., Уфлянд Я. С. Сборник задач по математической физике. М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1955. 420 с. 5. Озеров Е. С., Скворцов И. И. Горение конгломерата частиц магния // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 2. С. 227-232. 6. Писаренко А. Н., Козицкий С. В. О горении плотных пористых систем. К. 1989. 13 с. Деп. в УкрНИИИ-ТИ. 28.02.89 № 632. 7. Скогарев В. Г., Флорко А. В. Влияние температуры на интегральную степень черноты окиси магния // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23. № 37. С. 92.

Поступила в редколлегию 26.04.91

УДК 536.46

## КИНЕТИКА ИСПАРЕНИЯ КАПЛИ ВТЭ

Е. Н. Кондратьев, канд. физ.-мат. наук  
В. В. Опятюк, И. А. Суслова, студенты  
Одесский университет

Представлены экспериментальные данные по испарению капли водо-топливной эмульсии (ВТЭ) и чистого топлива, имеющего температуру кипения меньшую, чем температура кипения воды. Предложена модель процесса испарения, на основании которой выполнены некоторые теоретические оценки.

В связи с тем, что в современных двигателях внутреннего сгорания до 15-20% топлива, поступившего в камеру сгорания, выводится негоревшим в атмосферу, является целесообразным заменить эту часть топлива на компоненту, которая бы повысила его эффективность. Одним из таких способов является увеличение скорости перехода горючего из жидкой в газообразную фазу [1].

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по испарению чистого топлива и водо-топливной эмульсии обратного типа с 15%-ным содержанием воды. Ранее [2] был рассмотрен процесс испарения и горения ВТЭ на основе горючего (эмульсии В/М), имеющего температуру кипения  $T_{кг}$  большую, чем температура кипения воды  $T_{кв}$ . В нашем случае (бензин АИ-76)  $T_{кв} > T_{кг}$ , что существенно меняет процессы, происходящие при испарении и горении капли ВТЭ.

Эксперименты проводились на представленной ниже установке (рис. 1).

Воздух из компрессора 1 поступал по трубопроводу 2 через демпфирующий объем 3 в электропечь 4, где происходил его разогрев до температуры, необходимой в эксперименте. Температура измерялась термопарой 6. На выходе из электропечи помещался подвес 8, на который подвешивалась капля топлива или ВТЭ 7. Процесс, происходящий с каплей исследуемого вещества, фиксировался на кинолентку камерой 5.

© Е. Н. Кондратьев,  
В. В. Опятюк, И. А. Суслова, 1993

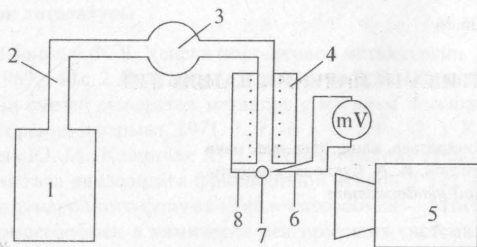


Рис 1. Схема установки.

Визуально наблюдали две фазы процесса испарения капли: нормальное испарение (при температуре потока  $T = 370 \dots 620 \text{ K}$ ) и пузырение капли (при температуре потока свыше  $670 \text{ K}$ ), сопровождающееся быстрым уменьшением размеров капли.

Результаты обработанных данных представлены на рис. 2.

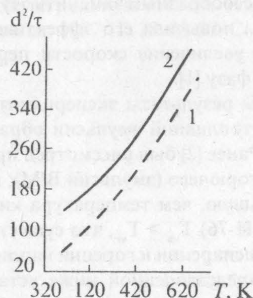


Рис. 2. График зависимости скорости испарения топлива от температуры: 1 — бензин А-76; 2 — ВТЭ (В/М, 85% бензина + 15% воды).

Как видно из графиков, скорость испарения ВТЭ в среднем в 1,7 раза больше скорости испарения чистого горючего. Для объяснения полученных результатов была предложена следующая модель: поток испаряющегося вещества экспоненциально зависит от температуры:

$$J = (4\pi r \mu D / RT) P \exp(-L/RT),$$

где  $r$  — радиус капли;  $\mu$  — молекулярный вес,  $D$  — коэффициент

диффузии,  $P^*$  — давление,  $R$  — газовая постоянная,  $T$  — температура капли,  $L$  — удельная теплота парообразования. Тогда существенное различие температур кипения, констант испарения и удельных теплоемкостей воды и бензина дает основание для предположения того, что в случае ВТЭ с поверхности капли бензин испаряется с большей скоростью, чем вода, т. е. потоком испаряющейся воды можно пренебречь, по крайней мере до достижения всей капли в целом температуры большей, чем температура кипения топлива:

когда  $T < T_{\text{кв}}$ , пленка бензина достаточно велика и испарение идет с шарообразной поверхности;

когда  $T \geq T_{\text{кв}}$ , происходит модификация поверхности капли ВТЭ, она становится более развитой, что соответствует случаю, представленному на рис. 3.

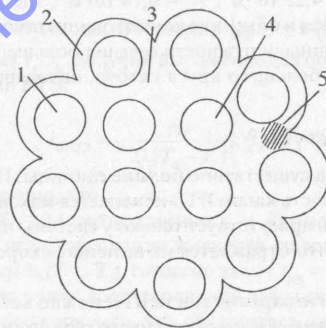


Рис. 3. Структура капли ВТЭ:

1 — глобула воды; 2 — пленка бензина на поверхности капли; 3 — бензин внутри капли между глобулами воды; 4 — глобулы воды внутри капли ВТЭ; 5 — бензин между глобулами воды, находящимися на поверхности.

Тогда максимально развитая поверхность капли

$$S_n = 2\pi r_g N_s; N_s = 4r^2 / r_g,$$

где  $N_s$  — поверхностная концентрация глобул воды;  $r_g$  — радиус глобулы;  $r$  — радиус капли.

Поскольку скорость испарения прямо пропорциональна поверхности, с которой идет испарение:  $V = (CS_\mu / P_0)(P_n - P)$ , где  $C$  —

константа испарения,  $S$  — поверхность,  $P_0$  — внешнее давление,  $P_n$  — давление насыщенного пара,  $P$  — давление паров жидкости над ее поверхностью;  $S'_m / S_n = 2$ , — то при всех равных условиях скорость испарения с поверхности капли ВТЭ должна увеличиться по сравнению со скоростью испарения чистого бензина.

При  $T \rightarrow T_{\text{кб}}$  происходит вскипание бензина по всему объему капли ВТЭ (пузырение), что приводит к разрушению капли.

Некоторое несогласование экспериментальных данных с теоретическими выкладками позволяет высказать предположение о возможной меньшей степени модификации поверхности, из-за слияния бензиновых оболочек глобул, расположенных на поверхности ВТЭ. Проанализируем данное предположение.

В ходе эксперимента была получена ВТЭ (В/М) со средним размером глобул:  $r = 6$  мкм;  $N_s = 4,22 \cdot 10^8 \text{ м}^{-2}$ ,  $N_v = 6,14 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$ , где  $N_s$ ,  $N_v$  — соответственно поверхностная и объемная концентрации глобул воды в капле ВТЭ. Отношение длины окружности сечения большего круга капли ВТЭ к длине сечения большего круга глобул, находящихся на поверхности,

$$2\pi r / 2\pi r_k N_s = 1.$$

В нашем случае эта величина существенно больше единицы. Поэтому модифицированная поверхность капли ВТЭ не является максимально развитой (такая поверхность присутствует только у системы плотноупакованных глобул воды), что отражается на величине скорости испарения.

Для определения времени испарения капли ВТЭ можно воспользоваться уравнением теплообмена для высокотемпературного потока

$$\dot{m}q = -\alpha S'_m (T_x - T_k) \quad (1)$$

где  $q$  — теплота испарения бензина,  $T$  — температура потока,  $T_k$  — температура кипения бензина,  $S'_m$  — модифицированная поверхность.

Предполагая монодисперсное и равномерное распределение глобул воды в объеме и на поверхности капли ВТЭ, а также то, что на рассматриваемой фазе преобразования эмульсии испаряется более летучий компонент — бензин, запишем изменение массы капли со временем как

$$\dot{m} = \frac{d}{dt} (\rho_k V_k(t) + \rho_B V_B)$$

или

$$\dot{m} = 4\pi r^2 (dr/dt) \rho_B.$$

Учитывая, что модифицированная поверхность капли  $S'_m$  равна

$$S'_m = 4\pi r^2 \left( 1 + \sqrt[3]{\pi(3/4) n_s^2} \right),$$

а также  $\alpha = (\lambda/\sqrt{r})(Nu/2)$ , где  $\sqrt{r}$  — усредненный радиус капли, равный  $r$ ;  $Nu = 2$  (т. к.  $r \gg r_s$ , т. е. считая, что капля имеет форму сферы), то уравнение (1) имеет вид

$$\rho q \frac{dr}{dt} = -\frac{\lambda}{r} (T_x - T_k) \left( 1 + \sqrt{\pi(3/4) n_s^2} \right)$$

где  $n_s = (3/4)^{2/3} V_g / \pi^{2/3} V_k$ ,  $V_g = r_k^2 / r^2$ ;  $r_k = r_k N_v^{1/3}$ ;  $V_g$  — суммарный объем, занимаемый глобулами воды,  $r_k$  — конечный радиус системы, состоящей из глобул воды. Обозначив через  $\gamma = \sqrt[3]{\pi(3/4)^2}$  и проинтегрировав в пределах  $r_0, r_k$ , получим выражение для определения времени испарения капли ВТЭ:

$$t_{\text{ВТЭ}} = -\frac{\rho q}{2\lambda(T_x - T_k)} \left( r_k^2 - r_0^2 - \gamma r_k^2 \ln \frac{r_0^2 + r_k^2 \gamma}{r_k^2 + r_k^2 \gamma} \right).$$

Отсюда видно, что

при  $N_v = 0$  (соответственно  $r_k \rightarrow 0$ ) имеет классический закон для времени испарения капли жидкости (закон Срезневского):  $t_v = -Ar^2$ , где  $A = \rho q / 2\lambda(T_x - T_k)$ , согласно этому  $t_{\text{ВТЭ}} = 5$  с; при  $N_v \neq 0$  ( $r_k \neq 0$ ), время испарения капли водо-топливной эмульсии меньше времени испарения чистого горючего, что объясняется наличием внутренней структуры капли ВТЭ и описывается вторым и третьим слагаемыми.

В заключение следует отметить, что использование водо-топливных эмульсий в качестве горючего для двигателя внутреннего сгорания позволит повысить экономичность и эффективность его работы.

### Список литературы

1. Кумагаи С. Горение. М.: Химия, 1979. 348 с.; 2. Лебедев О. Н. Некоторые особенности горения капель ВТЭ в дизелях. Физика горения и взрыва. 1978. № 2. С. 367-369.

Поступила в редколлегию 15.02.92

## ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАМЕНИ СМЕСЕВОЙ СИСТЕМЫ ПО ЛОКАЛЬНЫМ ФЛУКТУАЦИЯМ ЯРКОСТИ В ФАКЕЛЕ

М. Ю. Трофименко, науч. сотр.  
Одесский университет

Исследовалось торцевое горение цилиндрических образцов смеси с добавкой алюминиевого порошка. С помощью двух цветковых пирометров с широким и узким полем зрения с совмещенными оптическими осями измерялись усредненные по участкам  $15 \times 20 \text{ мм}^2$  и  $2 \times 0,3 \text{ мм}^2$  факела спектральные яркости  $b_\lambda$ . Из сравнения  $b_\lambda$  для широкого и узкого поля зрения подтверждается мозаичная структура факела, обусловленная горящими агломератами, формирующими локальную пространственную и временную непериодическую модуляцию яркости факела. На отдельных участках факела изменение (модуляция) спектральных яркостей происходит по закону теплового излучения, т. е. выполняются необходимые условия термодинамического равновесия. Измеренные на этих участках оптические температуры близки к истинным температурам факела.

При исследовании горения большое внимание уделяется оптическим методам, разрешающим, не нарушая локального термодинамического равновесия, получить информацию о процессах в факеле пламени. Целью проведенных пирометрических исследований было определение термодинамически равновесной температуры продуктов сгорания смесевых систем (СС) с добавкой алюминия.

В бомбе постоянного давления при  $P = 4$  и  $6 \text{ МПа}$  исследовалось торцевое горение образцов СС в виде цилиндров диаметром  $20 \text{ мм}$ , высотой  $20 \text{ мм}$ .

Продукты сгорания рассматриваемых СС представляют собой дымогазовую среду, излучающую сплошной спектр электромагнитных волн с относительно небольшой по энергии частью селективного излучения, что подтверждается проведенными нами измерениями скоростным сканирующим спектрофотометром в области  $0,4 \dots 2,0 \text{ мкм}$ . Темпе-

ратуру дымогазовой среды, таким образом, рационально определять методами яркостной и цветовой пирометрии [5, 6], при этом спектральные точки для определения цветковых температур выбираются так, чтобы они приходились на участки непрерывного спектра.

Следует отметить, что реакции окисления, хемиллюминесценции и тому подобное могут приводить к появлению неизоэнталпических составляющих излучения в факеле пламени. В этом случае неравновесие характеризуется набором условных температур, например колебательных и вращательных температур молекул газовой фазы. Причем неравновесие может существовать не только между элементарными составляющими среды, но и в масштабе макрообъемов среды.

Авторы [2, 3] указывают на присутствие в факеле пламени излучающих частиц. Оптическая однородность факела в настоящей работе исследовалась по методике, при которой излучение пламени делилось с помощью полупрозрачного зеркала и фиксировалось двумя спектральными приборами: с широким и узким полем зрения. Схема установки представлена на рис. 1.

Прибором с широким полем зрения регистрировалось излучение всего факела высотой около  $20 \text{ мм}$ . Монохроматизация света в этом приборе осуществлялась интерференционными светофильтрами 12, выделяющими длины волн  $\lambda = 0,46 \text{ мкм}$ ,  $\lambda = 0,621 \text{ мкм}$ .

Монохроматизация света в приборе с узким полем зрения осуществлялась стеклянной призмой 7 монохроматора УМ-2, в фокальной плоскости которого установлены две выходные щели 9, выделяющие те же длины волн. Поле зрения монохроматора — площадка размерами  $2 \times 0,3 \text{ мм}$ , с большой стороной параллельной поверхности образца.

Полоса пропускания частот электрического сигнала по каждому из каналов  $0 \dots 1000 \text{ Гц}$ .

Образец СС устанавливается неподвижно относительно пирометра и в начальный момент поле зрения прибора УМ-2 приходится на верхний торец образца, по мере горения расстояние от центра поля зрения до поверхности горения возрастало. Измерения спектральных яркостей велись по методу замещения исследуемого элемента факела пламени эталонным источником — температурной лампой СИ 8-200.

Осциллограмма с записью излучения факела представлена на рис. 2. В начальный период горения образца прибор с узким полем зрения регистрирует пики интенсивности, обусловленные, по-видимому, пролетом горящих частиц, по размеру сопоставимых с размерами поля зрения. По мере удаления от горячей поверхности происходит сгла-

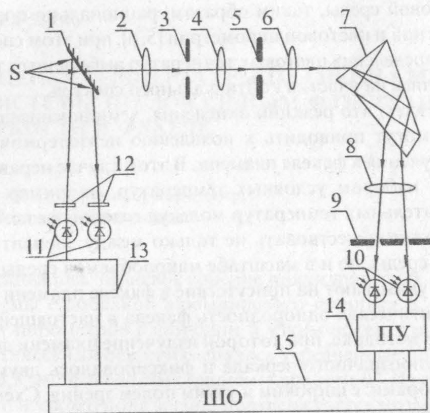


Рис. 1. Принципиальная схема установки: S — пламя; 1 — полупрозрачное зеркало; 2 — фокусирующая линза; 3 — ограничивающая диафрагма; 4 — входная линза монохроматора УМ-2; 5 — входная щель монохроматора УМ-2; 6 — объектив коллиматора; 7 — призма; 8 — объектив выходной трубы; 9 — выходные щели; 10, 11 — фотоэлектрические датчики; 12 — интерференционные светофильтры; 13, 14 — предусилители; 15 — шлейфный осциллограф.

живание локальных пульсаций яркости, причина которого — сгорание вырванных с поверхности излучающих фрагментов СС.

Прибор с широким полем зрения таких пиков не фиксирует, что связано с оптическим усреднением локальных неоднородностей яркости факела.

Однако оба прибора регистрируют плавные пульсации яркости, связанные, очевидно, с процессами на протяженных областях горячей поверхности и обусловленные скорее всего неравномерностью химического состава вдоль образца, проскоками пламени по границам зерен, срывами агломерированного в больших карманах металла и т. п.

Необходимым, но не достаточным, условием термодинамического равновесия является температурная (по формуле Вина) зависимость

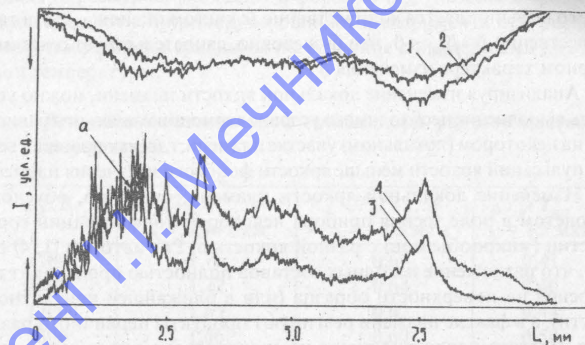


Рис. 2. Распределение спектральных яркостей излучения вдоль факела: 1 —  $\lambda_1 = 0,46$  мкм; 2 —  $\lambda_2 = 0,621$  мкм для прибора с широким полем зрения; 3 —  $\lambda_1 = 0,46$  мкм; 4 —  $\lambda_2 = 0,621$  мкм для прибора с узким полем зрения; а — точка, в которой достигнута  $T_{цв} = 3080$  К.

относительного изменения спектральной яркости излучения  $\beta(\lambda, T) = \Delta b_\lambda / b_\lambda = C_2 \Delta T / \lambda T_2$  от длины волны:

$$\beta_{\lambda_1} / \beta_{\lambda_2} = \lambda_2 - \lambda_1 \quad (1)$$

где  $b_\lambda$  — спектральная яркость излучения;  $\lambda$  — длина волны;  $T$  — температура;  $C_2$  — вторая постоянная излучения, т. е. в случае температурного происхождения  $\Delta b$ , относительное измерение яркости обратно пропорционально длине волны.

Это утверждение справедливо лишь при условии, что  $\Delta \epsilon / \epsilon \ll \beta$  ( $\epsilon$  — излучательная способность) для каждой длины волны. Излучение пламени в нашем случае обусловлено с основным частицами  $Al_2O_3$ . Имеющиеся данные по температурной и спектральной зависимости излучения  $Al_2O_3$  относятся к диапазону температур лишь до  $2 \cdot 10^3$  К, и хотя это примерно на  $(1 \dots 1,5) \cdot 10^3$  К ниже максимальных температур горения смесевых систем, оценим на основании этих данных реальность предположения  $\Delta \epsilon / \epsilon \ll \beta$ . Так если  $\Delta T = 3 \cdot 10^3$  К,  $T = 1,7 \cdot 10^3$  К,  $\lambda = 0,5$  мкм, то  $\Delta \epsilon / \epsilon = 0,15$  [7, 8],  $\beta = 4,0$ .

Анализ полученных значений  $\beta_{\lambda_1} / \beta_{\lambda_2}$  для изменяющегося по яркости излучения показывает, что у основания факела соотношение (1)

часто не выполняется количественно (с учетом оценок  $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ ), а также и качественно  $\beta_{\lambda_0}/\beta_{\lambda_1} \leq 0$ , что безусловно, свидетельствует о нетемпературном характере изменения  $b_{\lambda}$ .

Анализируя изменение локальной яркости пламени, можно установить выполнение необходимого условия термодинамического равновесия (1) на некотором (локальном) участке пламени, где, как правило, величина пульсаций яркости меньше яркости фонового излучения пламени.

Изменение локальной яркости пламени, очевидно, обусловлено пролетом в поле зрения прибора некоторой конфигурации горящих частиц (микрообъемов) с разной яркостью. Ряд авторов [1, 4] считают, что разложение исходных составов полностью происходит в зоне горения на поверхности образца (или в ближайшей контактной области), а в факеле пламени реагируют продукты первичного разложения. Частота появления пиков на осциллограмме дает основание утверждать, что структура факела СС, очевидно, сложнее, и наряду с относительно устойчивыми зонами реакций в нем присутствует значительное количество горящих фрагментов исходной системы.

Распределение яркостной и цветовой температур, рассчитанных по осциллограмме, представлено на рис. 3. Поле зрения пирометра  $2 \times 0,3 \text{ мм}^2$ . Яркостная температура  $T_{я}$  рассчитывалась по формуле

$$T_{я} = C_2 / \lambda \ln \left( \frac{C_1 N_0}{h_{\lambda} N \lambda^5} + 1 \right) \quad (2)$$

и абсолютная приборная ошибка эксперимента представима в виде

$$\Delta T_{я} = \Delta \lambda \left| \frac{\partial T_{я}}{\partial \lambda} \right| + \Delta N \left| \frac{\partial T_{я}}{\partial N} \right| + \Delta N_0 \left| \frac{\partial T_{я}}{\partial N_0} \right| = \Delta \lambda \left| \frac{5 C_1 T_{я}^5 N_0}{C_2 (C_1 N_0 + h_{\lambda} N \lambda^5)} - \frac{T_{я}}{\lambda} \right| + \Delta N \left| \frac{\lambda T_{я}^2 C_1 N_0}{C_2 N (C_1 N_0 + h_{\lambda} N \lambda^5)} \right| + \Delta N_0 \left| \frac{\lambda T_{я}^2 C_1}{C_2 (C_1 N_0 + h_{\lambda} N \lambda^5)} \right|$$

где  $C_1$  — первая постоянная излучения =  $3,7413 \cdot 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^4 / \text{см}^2$ ;  $N_0$  — амплитуда отклонения шлейфа при регистрации света от эталонного источника = 5 см;  $N$  — амплитуда отклонения шлейфа при регистрации света от факела пламени СС = 5 см. При спектральной яркости излучения эталонного источника  $h_{\lambda} = 39,58 \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкм})$ ,  $T_{я} = 3000 \text{ К}$ ,  $\lambda = 0,633 \text{ мкм}$ ,  $\Delta \lambda = 0,01 \text{ мкм}$ ,  $\Delta N = \Delta N_0 = 0,05 \text{ см}$ , величина приборной ошибки равна 25 К. Величина относительной ошибки при других

значениях параметров, входящих в формулу (2), указаны в таблице. Значения абсолютной приборной ошибки эксперимента при расчете цветовой температуры сравнимы по величине с найденными для яркостной температуры.

Таблица. Величина относительной ошибки при расчете цветовой температуры

$T_{я}, \text{ К}$	$\frac{\Delta T_{я}}{T_{я}}, \%$ $\lambda = 0,46 \text{ мкм}$	$\frac{\Delta T_{я}}{T_{я}}, \%$ $\lambda = 1,03 \text{ мкм}$	$\frac{\Delta T_{я}}{T_{я}}, \%$ $\lambda = 1,8 \text{ мкм}$
1500	1,75	0,67	0,41
1600	1,72	0,64	0,40
1700	1,69	0,62	0,44
1800	1,66	0,60	0,50
1900	1,63	0,58	0,56
2000	1,61	0,56	0,62
2100	1,58	0,54	0,68
2200	1,55	0,52	0,74
2300	1,52	0,50	0,80
2400	1,49	0,48	0,86
2500	1,46	0,46	0,92
2600	1,44	0,44	0,98
2700	1,41	0,42	1,03
2800	1,38	0,40	1,09
2900	1,35	0,45	1,15
3000	1,32	0,50	1,21
3100	1,29	0,54	1,27
3200	1,27	0,60	1,33
3300	1,24	0,64	1,39

В данном опыте на участке, в котором выполняется необходимое условие локального (в масштабах поля зрения прибора) термодинамического равновесия (строго говоря, квазиравновесия) по критерию (1) достигаются максимальная цветовая и яркостная температуры.

Наиболее близка к ожидаемой на основании предварительных расчетов истинной (термодинамической) цветовой температура. Максимальные оптические температуры часто достигаются и на участках факела, где не выполняется условие (1). В этих случаях оптические температуры имеют условный смысл.

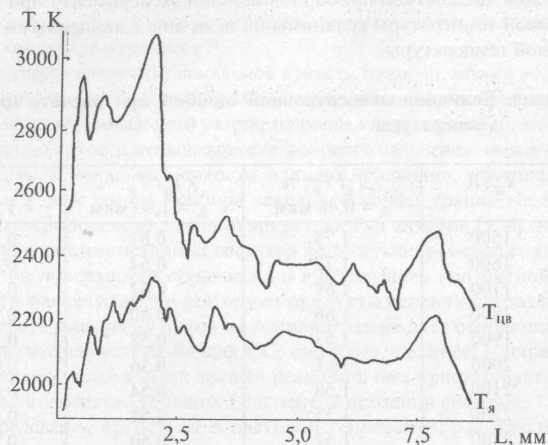


Рис. 3. Распределение яркостной ( $\lambda = 0,46$  мкм) и цветовой ( $\lambda = 0,46$  мкм,  $\lambda = 0,621$  мкм) температур по высоте факела.

Необходимо отметить, что с повышением давления от 4 до 6 МПа, как следует из опытов, в большей степени проявляются признаки термодинамического равновесия согласно (1).

Таким образом, в факеле пламени присутствуют пространственные локальные неоднородности по яркости, связанные с пролетом как конденсированных излучающих продуктов сгорания, так и в значительной степени с горящими фрагментами сходной СС. По соотношению амплитуд указанных пульсаций на основании критерия (1) можно выделить участки факела, где имеет смысл определение истинной температуры методами цветовой пирометрии.

#### Список литературы

1. Брюстер М. К., Пэрри Д. Н. Радиационная теплопередача к поверхности при горении твердых ракетных топлив // *Аэрокосмичес-*

кая техника. 1989. № 6. С. 143-152. 2. Гаць А. Г., Нетцер Д. У. Изучение горения металлизированных горючих для твердотопливных прямоточно-воздушных реактивных двигателей // *Аэрокосмическая техника*. 1987. № 4. С. 123-128. 3. Дьяченко Н. Г., Трофименко М. Ю., Маренников Г. В., Плечов Ю. Л. Использование спектральных методов для оценки некоторых особенностей горения борсодержащих смесей // *Физика аэродисп. систем*. 1991. № 34. С. 32-38. 4. Коэн Н.С., Стрэнд Л. Д. Уточненная модель горения смесевых твердых топлив на основе перхлората аммония // *Аэрокосмическая техника*. 1983. № 7, Т. 1, С. 100-112. 5. Рибо Г. Оптическая пирометрия. М.: Гостехиздат, 1934. 6. Свет Д. Я. Оптические методы измерения истинных температур. М.: Наука, 1982. 296 с.

*Поступила в редколлегию 12.05.92*

## О МЕХАНИЗМЕ КАТАЛИТИЧЕСКОГО ВЛИЯНИЯ КАРБОНАТА КАЛИЯ НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

В. Е. Горенчук, науч. сотр.,  
Г. С. Драган, канд. физ.-мат. наук,  
Ф. Ф. Каримова, мл. науч. сотр.  
Одесский университет

Сопоставлены литературные данные по низкотемпературному каталитическому окислению с результатами трековых измерений временных характеристик воспламенения и горения коксовых частиц, пропитанных карбонатом калия. Проанализирована зависимость каталитического эффекта от размеров частиц. Заметное увеличение скорости горения имеет место только для частиц, размер которых превышает критический, в то время как мелкие частицы теряют катализатор до своего воспламенения. Ускорение горения крупных частиц главным образом обусловлено протеканием реакции углерода с углекислым газом.

Карбонат калия добавляется в топливные смеси с целью повышения электропроводности плазмы продуктов сгорания. Как правило, ионизирующая присадка вводится в виде водного раствора соответствующей соли или смешивается механически с топливным порошком. При этом присадка в продуктах сгорания распределяется неравномерно. Поэтому в работе [5] было предложено пропитать частицы топлива водным раствором  $K_2CO_3$ .

При расчетах процессов в камерах сгорания обычно считают, что влияние ионизирующей присадки на процесс горения сводится только к снижению температуры продуктов сгорания за счет потерь тепла на плавление, диссоциацию и ионизацию присадки.

В то же время известно, что карбонаты щелочных металлов являются катализаторами реакций углерода с такими газами как  $O_2$ ,  $CO_2$ ,

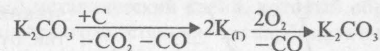
© В. Е. Горенчук, Г. С. Драган,  
Ф. Ф. Каримова, 1992

$NO$  и  $H_2O$  (пар). Каталитическое влияние карбоната калия на низкотемпературную газификацию углеродных материалов является предметом активного изучения [2, 6]. Установлено, что пропитка угля карбонатами щелочных металлов увеличивает хемосорбцию кислорода при низких температурах; снижает температуру начала процесса газификации; существует диапазон концентраций присадки, в котором реакционная способность линейно зависит от содержания присадки, причем отмечается наличие некоторой критической концентрации, ниже которой каталитический эффект не проявляется.

Вместе с тем экспериментальные данные разных исследователей существенно расходятся. Это касается относительной каталитической активности солей различных щелочных металлов, конкретного вида зависимости скорости реакции от концентрации катализатора, значения критической концентрации катализатора и т. д. Разброс экспериментальных данных объясняется разнообразием свойств углеродных материалов, различием методов введения катализатора и предварительной обработки.

Заметим, что до сих пор отсутствует общепринятая точка зрения на механизм каталитического действия. Окончательно не выяснено, является ли активной формой катализатора металлический калий или соединения К-С типа интеркалатов, или поверхностные К-О комплексы.

При повышенных температурах выше 700 К наиболее вероятной представляется циклическая окислительно-восстановительная схема процесса, включающая стадию восстановления металла углеродом в реакции карботермического восстановления [6]:



Атомы щелочного металла служат переносчиками кислорода из газовой фазы к поверхности углерода. Детали каталитического процесса зависят от температуры, конкретного вида катализатора и природы окисляющего газа. Важную роль играют характеристики углеродного материала — дисперсность, пористость, т. е. факторы, определяющие реакционную поверхность углерода. Увеличение скорости низкотемпературного реагирования углерода с газами в присутствии карбоната калия может варьироваться от 2-4 раз до 4 порядков величины.

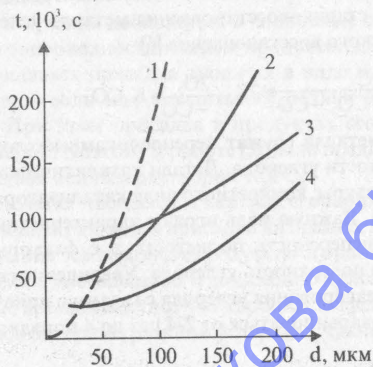
Учитывая общность процессов, протекающих при низкотемпературном окислении и воспламенении частиц, следует ожидать измене-



ния характеристик воспламенения и горения частиц, пропитанных  $K_2CO_3$ .

В работе А. П. Глазковой [1] отмечено каталитическое действие карбоната калия на разложение окислов азота в продуктах детонации порохов: концентрация  $NO$  в присутствии  $K_2CO_3$  снижается от 20-30% практически до нуля. А. П. Глазкова указала на следующие специфические черты катализа в процессах горения и взрыва: одно и то же вещество в зависимости от условий процесса может как ускорять, так и замедлять реакцию. Характерно, что ускоряются обычно медленные стадии, а быстрые процессы замедляются; наиболее выражен каталитический эффект вблизи предельных условий воспламенения.

На кафедре теплофизики ОГУ были выполнены эксперименты на трековой установке по определению влияния пропитки частиц кокса карбонатом калия (весовая доля карбоната калия составляла 6 вес. %) на температуру воспламенения и времена индукции и горения одиночных частиц [7]. Установлено, что температура воспламенения частиц в результате обработки снижается в среднем на 80 К. В то же время изменение кинетических характеристик воспламенения и горения зависит от размера частиц. Так для частиц с размерами меньше 100 мкм наблюдается незначительное увеличение  $\tau_{инд}$  и  $\tau_{гор}$ , причем для более крупных частиц (100-150 мкм) эти времена заметно уменьшаются (рисунок).



Зависимость кинетических характеристик от размера частиц: 1 — время пребывания катализатора на поверхности частицы; 2 — частицы необработанного кокса; 3 — частицы пропитанного кокса; 4 — частицы необработанного кокса.

Данные экспериментов с одиночными частицами получили косвенное подтверждение при сжигании коксового порошка в импульс-

ной камере сгорания ГП-100. Установлено, что топливо фракционно-го состава 100-150 мкм горит устойчивее, при этом введение ионизирующей присадки почти не снижает температуру продуктов сгорания [3].

Чтобы понять связь между размерами частиц и эффективностью действия катализатора, необходимо рассмотреть процессы, сопровождающие горение частицы. Частицы кокса, пропитанные поташем, представляют частный случай нанесенного катализатора, отличающийся тем, что носитель — углеродная матрица, одновременно является реагентом. Нанесенные катализаторы характеризуются, как правило, неравномерным распределением активного компонента по объему частицы. Локальное и макроскопическое распределение активного агента зависит от структуры носителя, количества раствора, условий пропитки и сушки. Подбирая эти параметры, можно регулировать распределение катализатора по объему частицы. Очевидно, что катализаторы, предназначенные для работы в диффузионной или кинетической области должны обладать различной равномерностью и глубиной пропитки. Так как в нашем случае количество вводимого в топливо карбоната калия определяется условием максимума электропроводности, а режим пилки ввиду однократного использования катализатора выбирается наиболее простым, то единственным регулируемым параметром остается дисперсный состав топлива. Таким образом, целью работы является выяснение связи между размером частиц топлива и эффективностью действия катализатора.

При воспламенении и горении кокса формой катализатора является газообразный металлический калий, который образуется в реакции карботермического восстановления карбоната и при  $T > 1164$  К в реакции диссоциации карбоната калия и последующего восстановления калия из его оксида:



При этом соединения калия уносятся с поверхности частицы в окружающей газ. Оценим время уноса испаряющегося карбоната калия. Для простоты предположим, что катализатор образует тонкий слой на поверхности частицы. Для определения скорости испарения  $K_2CO_3$  воспользуемся уравнением Максвелла, считая, что в потоке концентрация карбоната калия = 0:

$$W = (2\pi D_{\mu} d / RT) P_{\text{нас}},$$

если масса на частице составляет  $m = (\pi/12)d^3\rho_k\alpha$ , получим выражение для времени уноса катализатора с поверхности частицы за счет испарения:

$$\tau_{\text{пр}} = m/W = \alpha\rho_k d^2 RT / 24 D_{\mu} P_{\text{нас}},$$

где  $d$  — диаметр частицы;  $\rho_k$  — плотность кокса;  $\alpha$  — весовая доля присадки;  $\mu$  — ее молекулярный вес.

Имеющиеся в литературе данные по давлению насыщенных паров и коэффициенту диффузии  $K_2CO_3$  немногочисленны и довольно противоречивы. Для расчета использовались данные работы [4]:

$$\lg P_{\text{нас}} (\text{атм}) = 6.59 - (1.28 \cdot 10^4) / T; D = 3 \text{ см}^2/\text{с}.$$

Расчетные значения времени пребывания катализатора на поверхности частиц топлива в зависимости от их размера представлены на рисунке совместно с графиками зависимости времени индукции воспламенения и полного времени пребывания частицы в горячем воздухе до ее сгорания, т. е.  $\tau = \tau_{\text{инд}} + \tau_{\text{гор}}$ . Из анализа зависимости этих времен от размера частиц следует вывод о существовании критического размера частицы, определяемого условием

$$\tau_{\text{пр}} = \tau_{\text{инд}} + \tau_{\text{гор}}.$$

При размере частиц меньше критического катализатор теряется слишком быстро и его ускоряющее влияние не успевает проявиться. Более того, потеря тепла на испарение катализатора может привести к некоторому удлинению периода индукции.

Подчеркнем, что данный анализ носит скорее качественный характер. Для точного вычисления скорости уноса катализатора необходимо учитывать диссоциацию и химические реакции продуктов диссоциации, реальное распределение карбоната калия по объему частицы, а также нестационарность процесса. Необходимые данные для такого учета отсутствуют, поэтому целесообразно определять критический диаметр экспериментально. Принципиальное значение имеет вывод о его существовании.

Итак, отсутствие каталитического ускорения горения мелких частиц кокса можно объяснить быстрой потерей катализатора с поверхности частиц в условиях интенсивного массообмена.

Для частиц с размерами выше  $d_{\text{кр}}$  унос катализатора происходит не

так быстро, но ускорение процесса горения ограничено диффузионным пределом. В работе [7] на основе обобщения данных эксперимента сделан вывод о диффузионном режиме горения крупных частиц необработанного кокса, поэтому существенное увеличение (около 2 раз) скорости горения в присутствии катализатора можно объяснить ускорением вторичной реакции с  $CO_2$ .

Действительно, если для чистого кокса отношение констант реакционного газообмена с кислородом и уголекислотой согласно данным Головиной [2] составляет при 1300 К  $\alpha_1/\alpha_2 \approx 486$ , то в присутствии поташа  $d_c$  возрастает на 4 порядка величины [6], и, таким образом, скорости реакций с кислородом и уголекислотой выравниваются и определяются диффузией кислорода к поверхности частицы. Отметим, что если реакция окисления локализуется на внешней поверхности частицы, то уголекислый газ реагирует и в порах. Так как отсутствуют данные об ускорении карбонатом калия газофазной реакции окисления углерода с кислородом, то нет оснований ожидать, что горение частицы будет протекать в режиме двойного горящего погранслоя. По-видимому, частица будет реагировать в качественно новом режиме, при этом скорость горения, как и в случае двойного горящего погранслоя, будет в два раза превышать скорость реакции с кислородом в диффузионном режиме за счет изменения стехиометрии.

Подчеркнем, что область существования данного режима горения ограничена как размерами частиц, так и невысокими температурами окружающего газа, поскольку при повышении температуры выше 1600 К резко увеличивается скорость диффузии и соответственно унос катализатора [4], и, с другой стороны, возрастает скорость некаталитической реакции кокса с уголекислотой.

Итак, можно сделать вывод о том, что при горении частиц в потоке определяющая роль процессов переноса существенно ограничивает область проявления каталитического ускорения горения частиц следующими условиями:  $d > 100$  мкм и  $T < 1600$  К.

#### Список литературы

1. Глазкова А. П. Катализ горения взрывчатых веществ. М.: Наука, 1976. 263 с.
2. Головина Е. С. Высокотемпературное горение и газификация углерода. М.: Энергоатомиздат, 1983. 173 с.
3. Горенчук В. Е., Драган Г. С., Каримова Ф. Ф. Исследование влияния вида топлива на температуру продуктов сгорания // Физика аэродисп. сис-

тем. Киев-Одесса. 1991. В. 34. С. 43-48. 4. Захарко Ю. А. О роли разложения карбоната калия при испарении его капель в высокотемпературном газовом потоке / Теплофизика высоких температур. 1975. Т. 13. №2. С. 276-279. 5. Исследование влияния реакционной способности и поверхностных свойств диспергированного угля на скорость его горения в различных средах. Отчет ОГУ, 1987. 64 с. 6. Львов Б. В., Илюхин А. В., Штерк Х. И. Каталитическая активность соединений щелочных металлов при окислении графита диоксидом углерода / Химия твердого тела. 1988. №1. С. 118-121. 7. Саад А. М. Кинетические процессы в продуктах сгорания твердых и газообразных топлив с легкоионизирующей присадкой: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Одесса. 1989. 128 с.

*Поступила в редколлегию 26.04.91*

УКД 662.747

## ГАЗИФИКАЦИЯ УГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЯХ

В. Р. Песочин, науч. сотр.  
*Институт высоких температур, Москва*

В работе проведено теоретическое исследование газификации системы угольных частиц в поле акустических колебаний смесью, содержащей диоксид углерода. При исследовании процесса газификации в прямоточном газогенераторе в поле акустических колебаний угольные частицы считались монодисперсными и имеющими скорость газовой смеси. Получена формула, по которой можно рассчитывать концентрацию диоксида углерода на выходе из газогенератора. Показано, что наиболее эффективно применение акустических колебаний при газификации угольных частиц с большой энергией активации и низкой начальной температурой газовой смеси.

Исследование влияния акустических колебаний на скорость горения угольной частицы было проведено в работе [5]. В ней расчет горения показал возможность значительного увеличения интенсивности процесса.

Ранее в [4] было проведено исследование процесса газификации монодисперсной системы угольных частиц газовой смесью, содержащей диоксид углерода и азот. Это исследование было проведено применительно к стационарной работе прямоточного реактора.

В настоящей работе с учетом результатов, полученных в [4, 5] проведен расчет газификации монодисперсной системы угольных частиц в прямоточном газогенераторе при наличии акустических колебаний.

Как и ранее [4, 5] частицы принимаются сферическими. Коэффициент диффузии  $D$ , теплопроводности  $\alpha$  и плотность газовой смеси  $\rho$  считаются постоянными и независящими от температуры и концентрации компонент. Течение в газогенераторе принимается одномерным. Предполагается отсутствие перемешивания в направлении, совпадающим с направлением течения, и идеальное перемешивание в

© В. Р. Песочин, 1992

поперечном направлении. Такого рода предположения являются обычными при расчете угольных камер сгорания и газогенератора [3].

Газификацию угольной пыли обычно проводят горячими продуктами сгорания угольного или жидкого топлива. Температура продуктов сгорания при сжигании топлива в воздухе составляет ~ 1800 К, а при сжигании в кислороде под давлением ~ 3000 К [4]. Поэтому при расчете процесса газификации необходимо вообще говоря учитывать радиационный теплообмен от гетерогенной смеси к стенкам газогенератора. Нами принято, что длина свободного пробега излучения в гетерогенной смеси  $l_R$  и характерный размер (диаметр) газогенератора  $d$  удовлетворяют неравенству  $l_R/d \ll 1$ . Такое неравенство соблюдается, например, для газогенератора  $d \sim 3$  м, работающего при давлении 5 атм, на вход которого подается смесь стехиометрического состава с безразмерной массовой концентрацией диоксида углерода  $C_0 = 0,3$  и угольные частицы радиусом  $a_0 \sim 40$  мкм. В этом случае можно приближенно считать, что в процессе радиационного теплообмена участвует тонкий слой ( $\sim l_R$ ) гетерогенной среды.

Поэтому в сравнении теплового баланса для угольных частиц можно не учитывать радиационный перенос. Обычно между длиной газогенератора  $L$ , скоростью гетерогенной смеси  $u$  и частотой акустических колебаний  $f$  соблюдается неравенство  $u/Lf < 1$ . Это позволяет провести осреднение нестационарных уравнений конвективной диффузии и энергии и записать их в виде

$$\rho u \frac{dC}{dX} = -W \quad (1)$$

$$\rho C_p u \frac{dT}{dX} = -\frac{Q}{M} W \quad (2)$$

где  $W$ ,  $Q$  — скорость реакции  $C + CO_2 = 2CO$  в единице объема газогенератора и ее тепловой эффект;  $M$  — молекулярный вес диоксида углерода.

Граничные условия при  $X = 0$  имеют вид:  $C = C_0$ ;  $T = T_0$ .

В уравнениях (1) и (2) не учитывался молекулярный перенос массы и тепла, так как они малы по сравнению с конвективным переносом.

Методом Шваба-Зельдовича исключим из уравнений (1) и (2) скорость химической реакции  $W$ . Тогда полагая, как обычно,  $u = \text{const}$  и интегрируя, получим связь между осредненными  $T$  и  $C$ :

$$C = C_0 - \frac{MC_p}{Q} (T_0 - T) \quad (3)$$

В дальнейшем будем рассматривать часто встречающийся на практике случай газификации продуктами сгорания угольной пыли с начальной температурой 2000 К и давлением 10 атм.

Скорость химической реакции в единице объема газогенератора  $W$  можно записать как

$$W = \frac{M}{M_1} < \dot{m} > N, \quad (4)$$

где  $M_1$  — атомный вес углерода;  $< \dot{m} >$  — осредненная скорость газификации угольной частицы в акустическом поле;  $N$  — концентрация угольных частиц.

В [2] было получено выражение для стационарной скорости газификации  $\dot{m}^0$  и неподвижной угольной частицы с учетом внутриворончатого реагирования:

$$\dot{m}^0 = 4\pi a^0 \rho \beta Z^{1/2} C_0; \quad \beta = \frac{M}{M_1} \frac{1-\theta}{\delta_0 - \delta_\infty} \sqrt{\frac{D_0 \delta_a}{2}} \quad (5)$$

где  $Z$  — константа скорости реакции газификации;  $\theta$  — начальная степень пористости угольной частицы;  $\delta_a$  и  $\delta_\infty$  — радиус поры на поверхности угольной частицы в момент их слияния и начальный радиус;  $C_0$  — концентрация диоксида углерода на поверхности частицы.

Величину  $\delta_a$  можно определить как  $\delta_a = \delta_\infty / \sqrt{\theta}$  (6)

Температурную зависимость константы скорости реакции  $Z$  можно аппроксимировать законом Аррениуса

$$Z = Z_0 \exp(-E/RT_0), \quad (7)$$

где  $Z_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $Z_0 = \text{const}$ ;  $E$  — энергия активации;  $E = \text{const}$ ;  $R$  — универсальная газовая постоянная.

В работе [4] на основании экспериментальных данных [6] было показано, что при температурах газовой смеси ~ 1800 К и менее можно пренебречь различием в концентрациях и температурах на поверхности частицы и вдали от нее. Поэтому при расчете распределения температуры и концентрации диоксида углерода по длине газогенератора будем считать температуры частиц и газовой смеси одинаковыми, а также одинаковыми концентрации на поверхности частицы и вдали.

В работе [5], посвященной исследованию горения угольной частицы в акустическом поле, применительно к условиям промышленных

установок ( $f \sim 10 - 100$  Гц,  $a \sim 50$  мк) была получена формула для расчета осредненной скорости горения без учета пористого реагирования  $\langle \dot{m} \rangle$ :

$$\langle \dot{m} \rangle / \dot{m}^0 = J_0 \left( \frac{E}{RT^0} \frac{T'}{T^0} \right)$$

где  $J_0$  — Бесселева функция от мнимого аргумента первого рода;  $T'$  — амплитуда колебаний температуры газовой смеси в акустической волне. Можно показать, что учет внутриволнового реагирования при газификации угольной частицы, приводит к аналогичной формуле, но с уменьшенной в два раза энергией активации:

$$\langle \dot{m} \rangle / \dot{m}^0 = J_0 \left( \frac{E}{2RT^0} \frac{T'}{T^0} \right) \quad (8)$$

Связь между колебаниями температуры  $T'$  и давлением  $P'$  в акустической волне имеет вид

$$\frac{T'}{T^0} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{P'}{P^0} \quad (9)$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Процесс газификации угольной пыли проводят в газогенераторе, представляющем обычно трубу длиной  $\sim 10-20$  м, акустически открытую с обоих концов. Тогда, пренебрегая затуханием акустических волн в газогенераторе, а также учитывая, что в нем устанавливаются стоячие волны, колебания давления можно записать следующим образом:

$$P = P^0 + 2P'e^{i\omega t} \sin \frac{K\pi X}{L} \quad (10)$$

где  $K = 1, 2, 3, \dots$ ;  $L$  — длина газогенератора;  $\omega$  — частота собственных колебаний газогенератора;  $\omega = K\pi e^* / L$ ;  $e^*$  — скорость звука в газогенераторе.

Зная начальную концентрацию диоксида углерода  $C_0$  и начальный радиус частиц  $a_0$  можно определить концентрацию частиц

$$N = \frac{3 M_1 \rho C_0}{4 M \rho' \pi a_0^3}, \quad (11)$$

где  $\rho'$  — плотность угольной частицы.

С учетом предположения о стехиометрии процесса газификации и монодисперсности угольных частиц связь между изменением концентрации диоксида по длине газогенератора и радиусом угольных частиц можно записать в виде

$$a/a_0 = (C/C_0)^{1/3} \quad (12)$$

Подставляя (4), (5), (7-12) в (2), получим уравнение, описывающее распределение осредненной температуры гетерогенной смеси по длине газогенератора:

$$\frac{dT}{dX} = -\frac{\alpha C C_0}{\alpha_{\mu}} \left( \frac{C}{C_0} \right) Z_0 \exp \left( -\frac{E}{2RT} \right) J_0 \left( \frac{E}{RT} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{P'}{P^0} \sin \frac{K\pi X}{L} \right) \quad (13)$$

где  $\alpha = \frac{3C}{MC_p} \frac{M_1 \rho}{M \rho'} \frac{1 - \theta}{\delta_a - \delta_{\infty}} \sqrt{\frac{D_0 \delta_a}{2}}$ .

Граничные условия имеют вид:  $X = 0$ ;  $T = T_0$ .

В промышленных установках вибрационного горения амплитуда колебаний давления обычно подчиняется неравенству

$$(E/RT)(\gamma - 1/\gamma)(P'/P^0) < 1.$$

Тогда функцию  $J_0 \left( \frac{E}{RT} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{P'}{P^0} \sin \frac{K\pi X}{L} \right)$  можно разложить в ряд

$$J_0 \left( \frac{E}{RT} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{P'}{P^0} \sin \frac{K\pi X}{L} \right) \approx 1 + \left[ \frac{E}{2RT} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{P'}{P^0} \sin \frac{K\pi X}{L} \right]^2 \quad (14)$$

Для стационарного процесса газификации в [4] было получено решение уравнения (13) в виде

$$\Delta T^0 = T^0 - T_0 = -\frac{2RT_0^2}{E} \ln \left[ 1 + \frac{E}{2RT_0^2} \frac{\alpha C_0 X}{\alpha_{\mu}} Z_0 \exp \left( -\frac{E}{2RT_0} \right) \right] \quad (15)$$

При этом пренебрегалось концентрационной зависимостью скорости реакции по сравнению с температурой и использовалось преобразование Д. А. Франк-Каменецкого.

Подставляя (14) и (15) в (13), получим уравнение, приближенно описывающее распределение температуры по длине газогенератора:

$$(X + \mu\eta) \frac{dT}{dX} = -\mu X \left[ 1 + \eta^2 \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 \left( \frac{P'}{P^0} \right)^2 \right] \sin \frac{k\pi X}{L};$$

$$\eta = \frac{E}{2RT_0}; \mu = \frac{dC_0^2}{a_0 \mu} Z_0^{1/2} e^{-\eta};$$

Решение этого уравнения можно записать в виде

$$T - T_0 = \Delta T^0 \eta \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right) \left( \frac{P'}{P^0} \right)^2 \left\{ \ln \left( 1 + \frac{\eta \mu X}{T^0} \right) + \cos V \left[ Ci \left( V + \frac{2k\pi X}{L} \right) - Ci V \right] + \right.$$

$$\left. + \sin V \left[ Si \left( V + \frac{2k\pi X}{L} \right) - Si V \right] \right\},$$

где  $V = \frac{2T^0 k\pi}{\mu\eta L}$ ;  $Ci, Si$  — интегральные косинус и синус.

При расчете газогенератора обычно представляет интерес температура и концентрация диоксида углерода на выходе из него. В этом случае в (16) можно пренебречь членами, содержащими  $Ci$  и  $Si$ . Тогда, используя (3), можно получить следующее выражение для перепада концентрации диоксида углерода по длине газогенератора:

$$\Delta C = \Delta C^0 + \Delta C_a = \frac{MC_p}{Q} \left[ \frac{2RT_0^2}{E} + \frac{E}{2R} \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 \left( \frac{P'}{P^0} \right)^2 \right] \ln \left( 1 - \frac{\mu\eta}{T_0} L \right)$$

где  $\Delta C^0$  — перепад концентрации диоксида углерода при стационарной работе газогенератора;  $\Delta C_a$  — перепад концентрации, связанный с повышением интенсивности газификации за счет акустических колебаний. Из последнего выражения получим связь между  $\Delta C^0$  и  $\Delta C_a$ :

$$\Delta C_a / \Delta C^0 = \left( \frac{E}{2RT_0} \right)^2 \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 \left( \frac{P'}{P^0} \right)^2$$

Отсюда видно, что наиболее эффективно применение акустических колебаний при газификации угольных частиц с большой энергией активации и низкой начальной температурой газовой смеси. Так, при  $E = 40$  ккал/моль,  $T_0 = 1500$  К,  $P'/P_0 = 0,3$  можно ожидать 30%-е увеличение концентрации оксида углерода в газовой смеси.

## Список литературы

1. Головин А. М., Песочин В. Р. К расчету горения пористой частицы // Физика горения и взрыва. 1978. №1. С. 11-18.
2. Головин А. М., Песочин В. Р., Толмачев И. Я. Горение угольной частицы в высокотемпературной среде // Физика горения и взрыва. 1982. №2. С. 23-29.
3. Головин А. М., Песочин В. Р. Горение системы угольных частиц в условиях МГД-установок // Физика горения и взрыва. 1985. №2. С. 59-66.
4. Дунаевская Н. И., Песочин В. Р., Толмачев И. Я. Расчет газификации углеродных частиц диоксидом углерода // Химия твердого топлива. 1986. №6. С. 118-122.
5. Дунаевская Н. И., Песочин В. Р., Толмачев И. Я. К расчету скорости горения угольной частицы при акустических колебаниях // Физика аэродисп. систем. 1989. Вып. 32. С. 74-77.
6. основы практической теории горения / Под ред. В. В. Померенцева. Л.: Энергия, 1973. 264 с.

Поступила в редколлегию 11.12.91

## ДРОБЛЕНИЕ КАПЕЛЬ РАСПЫЛЕННОГО ТОПЛИВА В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ДИЗЕЛЕЙ С ИНТЕНСИВНЫМ ДВИЖЕНИЕМ ВОЗДУШНОГО ЗАРЯДА

А. Г. Гирин, Т. А. Лейко, кандидаты физ.-мат. наук  
Одесский университет

На основе методики расчета параметров для одиночной капли производится анализ возможного ее дробления вдоль траектории при движении в камере сгорания вихрекамерного дизеля. Показано существование условий для интенсивного дробления капли при различных параметрах воздушного потока. Сделан вывод о необходимости учета этого процесса при различных расчетах камер сгорания с интенсивным движением воздушного заряда, в частности, с целью совершенствования конструктивных форм камер сгорания.

Улучшение смесеобразования в камерах сгорания двигателей является одним из путей повышения эффективности их работы. С этой целью в камерах сгорания организуется движение воздушного заряда, которое можно регулировать, в частности, изменением геометрических параметров камер. Совершенствование конструктивных форм камер сгорания привело к разработке двигателей внутреннего сгорания [5, 6], в которых за счет сопряжений конической и цилиндрической поверхностей в камере сгорания согласована форма впрыскиваемой топливной струи с формой основного объема форкамеры и усилен эффект дробления первичных капель топлива вдоль траектории их движения, при этом практически исключены застойные зоны, мало участвующие в смесеобразовании и сгорании, а также зоны, где коэффициент избытка воздуха  $\alpha = \infty$ .

Отдельные капли топлива, образующиеся после распада струи на срезе сопла распылителя, взаимодействуют с воздушным зарядом. Известно, что при определенных условиях механическое взаимодействие капли с интенсивным потоком газа приводит к ее дроблению на более мелкие капельки. Причем, если выполнены условия

© А. Г. Гирин, Т. А. Лейко, 1992

$$We \geq 100; WeRe^{-0.5} > 0.5, \quad (1)$$

где  $We \equiv u^2 d_k \rho_r \sigma_r^{-1}$  — число Вебера, а  $Re \equiv u d_k \nu_r^{-1}$  — число Рейнольдса, то дробление капли происходит в режиме «срыва поверхностного слоя» [11], когда в аэродинамическом следе капли образуется аэрозольный шлейф, состоящий из большого количества капелек, размер которых много меньше диаметра исходной капли. В результате такого дробления площадь поверхности топлива в камере сгорания может увеличиться на несколько порядков, резко интенсифицируя его испарение, что в химически активной среде приводит к быстрому сгоранию горючей смеси, подобно тому, как это происходит за детонационным фронтом в аэрозоле [1], где процесс дробления капель является ключевым и определяет кинетику последующих процессов смешения и сгорания горючих компонент.

Таким образом, возникает задача определения условий, при которых возможно дробление движущихся по камере сгорания капель топлива, с тем чтобы учесть этот эффект и построить адекватную математическую модель процессов, происходящих в камере сгорания. Важно отметить, что в ряде экспериментальных работ [12] повышение экономичности работы дизеля связывают именно с увеличением скорости воздушного заряда, однако теоретические исследования в этом направлении не проводились.

В настоящей работе на основе методики расчета закона движения капли [7, 8] производится анализ условий возможного дробления одиночной капли вдоль траектории ее движения в камере сгорания. Суть расчетного метода состоит в интегрировании уравнения движения центра масс жидкой капли в двумерном потоке газа:

$$\frac{dV}{d\tau} = -\frac{3}{4} k \psi \frac{\rho_r \nu_r^{0.5}}{\rho_r d_k^{1.5}} \sqrt{u} u \quad (2)$$

где  $V, u, W$  — величины абсолютной и относительной скорости капли и скорости воздушного потока соответственно;  $u = V - W$ ;  $\psi$  — коэффициент, учитывающий деформацию капель с диаметром капли  $d_k \gg 40$  мкм;  $\rho_r, \sigma_r$  — плотность и поверхностное натяжение топлива;  $k = C_k Re^{0.5}$ , а  $C_k$  — коэффициент сопротивления капли, причем

$$C_k = 24Re^{-1} + 4.4Re^{-0.5} + 0.32 \quad (3)$$

для  $Re = 10^{-3} \dots 6 \cdot 10^3$ . Интегрирование уравнения (2) велось при различных начальных условиях. Большое сечение вихревой камеры,

проходящее через центр распыливающего отверстия форсунки, делилось на секторы, соответствующие достаточно малым промежуткам времени  $\Delta\tau_i$ . В пределах  $\Delta\tau_i$  параметры капли и среды считались постоянными. Декартова система координат  $XOY$  выбиралась таким образом, чтобы ось  $OY$  была направлена к центру камеры сгорания. Применение (3), в отличие от формул, дающих  $K = 12,5$ , если  $Re = 10 \dots 10^3$ , и  $K = 14$ , если  $Re = 10 \dots 500$ , позволяет учесть, что в вихрекамерных дизелях число  $Re$  изменяется в более широких пределах. Временное разбиение движения учитывает при этом изменение величины  $K$  при переходе от одного промежутка времени к другому.

Расчет движения произведен для сравнительно крупных частиц (диаметром  $10 \dots 240$  мкм), образующихся при распыливании штифтовыми форсунками с максимальным давлением впрыскивания топлива  $P_{впр} = 12 \dots 25$  МПа. Ранее проводимые в этом направлении расчеты допускали грубое разбиение времени движения частиц ( $\Delta\tau_i = 0,05 \dots 0,1$  мс), что в связи со скоротечностью процессов в камерах сгорания дизелей (за  $0,2 \dots 0,3$  мс отдельные капли достигают стенок камеры) затрудняло не только исследование, но и обнаружение процесса дробления. Этим объясняется то, что сложившаяся методика расчета смесеобразования в дизелях не учитывала дробление капель, которое приобретает особую значимость в случае интенсивного движения воздушного заряда по камере сгорания. Применение ЭВМ позволило усовершенствовать алгоритм расчета и уменьшить  $\Delta\tau_i$  до  $0,001 \dots 0,01$  мс, а также провести расчеты для различных режимов работы дизеля. При этом испарение первоначальной капли, оказывающее незначительное влияние на ее траекторию, скорость и дальность [10], в расчетах не учитывалось. Величина кинематического коэффициента вязкости газа  $\nu_T$  оценивалась без учета доли остаточных газов в камере сгорания.

В табл. 1 показано изменение мгновенных значений параметров капли на начальном участке ее движения (без учета деформации) по вихревой камере сгорания дизеля, при этом расчеты проведены для камеры радиуса  $R_{вк} = 0,016$  м, угла наклона вектора начальной скорости капли к оси  $OX \beta = 110^\circ$ ,  $\rho_T = 13,4$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma_T = 0,0285$  Н/м,  $\rho_T = 830$  кг/м<sup>3</sup>, через  $X, Y$  обозначены координаты капли,  $S$  — длина дуги траектории капли.

Таблица 1. Параметры движения капли с  $d_k = 30$  мкм

$\tau$ , мс	$X$ , мм	$Y$ , мм	$V$ , м/с	$W$ , м/с	$u$ , м/с	$We$	$\frac{We}{Re^{0.5}}$	$S$ , мм	$\tau_{др.}$ , мс
0,0	0,0	0,0	170,5	95,0	221,8	694	15,6	0,0	0,0053
0,0093	-0,3	1,3	116,3	97,3	163,1	375	9,9	1,6	0,0072
0,0185	-0,3	2,2	89,1	99,9	127,6	230	6,8	2,7	0,0092
0,0278	-0,2	2,9	76,2	101,5	103,4	151	5,0	3,5	0,0115
0,0370	0,2	3,5	71,2	102,8	85,5	103	3,7	4,2	0,0137
0,0463	0,6	4,0	70,4	103,9	71,4	72	2,9	4,8	0,0166
0,0556	1,1	4,5	71,4	104,8	59,8	50	2,2	5,5	0,0197
0,0648	1,6	4,9	73,8	105,5	50,1	35	1,7	6,2	0,0246
0,0741	2,2	5,2	76,1	106,1	41,8	25	1,3	6,8	0,0281
0,0833	2,8	5,6	78,3	106,5	34,8	17	0,9	7,5	0,0337
0,0926	3,5	5,9	80,4	106,8	29,1	12	0,7	8,3	0,0407

Как следует из табл. 1, в течение указанного периода движения капли значения критериев  $We, WeRe^{0.5}$ , определяющих процесс ее дробления, превосходит соответствующие критические:  $We_{кр} \sim 10$ ,  $(WeRe^{0.5})_{кр} \sim 0,3$ . Причем на большей части траектории реализуется условие (1) для осуществления наиболее интенсивного типа дробления капли со срывом поверхностного слоя. Следует отметить, что выполнение этих условий еще не является достаточным для разрушения капли, в частности, если продолжительность их существования меньше времени, требуемого для полного дробления капли, то может происходить лишь частичное ее разрушение. В табл. 1 значения  $\tau_{др.}$  рассчитывались по мгновенным значениям параметров воздушного потока для каждого положения капли согласно эмпирической формуле  $\tau_{др.} = 5d_k u^{-1} (\rho_T / \rho_f)^{0.5}$ , которая хорошо описывает результаты многочисленных экспериментов [11]. Анализ результатов расчета говорит о том, что длительность существования упомянутых выше условий существенно превышает время, требуемое для полного разрушения капли с  $d_k = 30$  мкм. В частности, капля может полностью разрушиться уже на первом временном интервале, и на нескольких последующих такие условия сохраняются.

Влияние диаметра капли иллюстрируется табл. 2, где приведены аналогичные данные для случая капли с диаметром  $d_k = 50$  мкм. Несмотря на некоторые количественные отличия, вывод о возможном интенсивном дроблении остается в силе и для этого случая.



Таким образом, приведенные данные свидетельствуют о том, что капли, образовавшиеся в результате распада струи топлива после ее впрыска, могут дробиться по мере движения в камере сгорания в результате механического взаимодействия с воздушным потоком. Интенсивный характер разрушения делает необходимым построение математической модели этого процесса применительно к условиям камер сгорания дизелей, что дало бы возможность рассчитать последующие процессы быстрого испарения всей массы мельчайших ( $r \sim 0,01d_c$ ) сорванных частичек, смешения паров топлива с окислителем и кинетики воспламенения образующейся при этом горючей смеси.

Таблица 2. Параметры движения капли с  $d_c = 50$  мкм

$\tau$ , мс	$X$ , мм	$Y$ , мм	$V$ , м/с	$W$ , м/с	$u$ , м/с	$We$	$\frac{We}{Re^{0.5}}$	$S$ , мм	$\tau_{пр.}$ , мс
0,0	0,0	0,0	170,5	95,0	221,8	1157	20,2	0,0	0,0089
0,0093	-0,4	1,3	136,0	98,0	187,2	824	15,7	1,6	0,0105
0,0185	-0,6	2,5	112,2	100,5	161,5	613	12,6	2,8	0,0121
0,0278	-0,6	3,4	95,8	102,6	141,5	470	10,3	3,9	0,0139
0,0370	-0,6	4,3	84,8	104,4	125,1	368	8,6	4,8	0,0157
0,0463	-0,4	5,0	77,8	106,0	111,3	291	7,2	5,5	0,0177
0,0556	-0,1	5,6	73,8	107,5	99,3	232	6,0	6,3	0,0199
0,0648	0,3	6,2	71,9	107,8	87,8	181	5,0	7,0	0,0224
0,0741	0,7	6,7	71,6	102,2	73,1	126	3,8	7,7	0,0270
0,0833	1,1	7,2	71,8	97,4	60,4	86	2,9	8,3	0,0328
0,0926	1,6	7,7	72,2	93,2	49,3	57	2,1	8,9	0,0402
0,1019	2,1	8,1	72,6	89,7	39,3	36	1,5	9,6	0,0504
0,1111	2,6	8,6	73,0	86,8	30,3	22	1,0	10,3	0,0680
0,1204	3,1	9,0	73,4	84,7	22,2	12	0,6	11,0	0,0894

Несмотря на многочисленные экспериментальные исследования дробления капли в газовом потоке, удовлетворительное теоретическое описание этого явления до последнего времени отсутствовало. В работах [2, 9] построена математическая модель, основанная на гипотезе, что механизмом дробления капли является гидродинамическая неустойчивость ее поверхности. Как показано в [9], такое моделирование согласуется с известными данными и позволяет единообразно объяснить основные типы разрушения капель. Модель дает возможность в случае режима дробления со срывом поверхностного слоя

рассчитать кинетику разрушения (закон уменьшения массы капли во времени, диаметр и время отрыва каждой частицы), а также распределение сорванных частиц по размерам. Результаты математического описания дробления применялись в [3, 4] для расчета процессов взаимодействия фаз (дробление капель, движение и испарение всей массы сорванных капелек, смешение паров горючего с окислителем, кинетика химических реакций) за детонационными волнами в газокпельных системах. Несмотря на близкую аналогию этих процессов с теми, которые реализуются в камерах сгорания дизелей, принятое перенесение этих результатов не совсем правомерно, так как требует учета специфических условий камер сгорания, в частности: влияния близкого расположения первичных капель на дробление соседних; возможного влияния переменности во времени угла между векторами скорости капли и воздушного потока; возможного более сильного влияния переменности значений  $u$  по мере движения капли и др. Однако эти факторы являются, скорее всего, дополнительными и могут служить для уточнения количественного описания процесса.

Таким образом, анализ проведенных расчетов позволяет сделать вывод о том, что в камерах сгорания дизелей с интенсивным движением воздушного заряда осуществляются достаточные условия для полного разрушения капель, образовавшиеся после распада топливной струи. Это делает актуальной задачу исследования закономерностей этого процесса и его влияние на смесеобразование с целью построения математической модели для описания совокупности этих процессов, что позволяет, в частности, совершенствовать конструктивные особенности камер сгорания.

#### Список литературы

1. Асланов С. К., Гири А. Г. Механизм образования гомогенной горючей смеси при распространении детонации в аэрозолях. Физика аэродисп. систем. 1984. Вып. 26. С. 57-60.
2. Асланов С. К., Гири А. Г. Об основных факторах гидродинамической неустойчивости при моделировании процесса диспергирования в двухфазной детонации. Докл. АН Украины. 1981. №12, сер. А. С. 25-28.
3. Асланов С. К., Гири А. Г. К определению скорости детонации в аэрозолях. Докл. АН СССР. 1985. Т. 282. №1. С. 72-75.
4. Асланов С. К., Гири А. Г. К построению теории детонации аэрозолей. Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24. №4. С. 101-109.
5. Барсуков С. И., Возненко О. П., Черни-

енко В. В., Затынайко Л. Л., Лейко Т. А. Двигатель внутреннего сгорания с воспламенением от сжатия. А. С. СССР №1367604, кл. 02 В 19/08, 1986. С. 3. 6. Барсуков С. И., Лейко Т. А. Двигатель внутреннего сгорания с воспламенением от сжатия / А. С. СССР. №1445318, кл. 02 В 19/08, 1987. с. ...4. 7. Барсуков С. И., Лейко Т. А. Динамика движения капель топлива в камере сгорания дизеля на основе термогазодинамической модели топливовоздушной струи. К. 1985. 21 с. Деп. в УкрНИИНТИ, 22.07.85, №1457. 8. Гирин А. Г., Лейко Т. А. Алгоритм расчета дробления капель топлива в вихрекамерных дизельных двигателях. К. 1986, 10 с. Деп. в УкрНИИНТИ, 10.06.86. №1319. 9. Гирин А. Г. Гидродинамическая неустойчивость и режимы дробления капель. Инж. физ. журн. 1985. Т. 48, №5, С. 771-776. 10. Гурлянд А. Д. Движение факела распыленного топлива в камере сгорания дизеля // Изв. вузов. Машиностроение. 1970. №8. С. 126-130. 11. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматуллин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесьях // Итоги науки и техники. Сер. «Механика жидкости и газа». 1981. Т. 16. С. 209-287. 12. Ховах М. С. Об особенностях смесеобразования и сгорания в быстроходных дизелях с камерами сгорания различных типов. Автотракторные двигатели. М.: Машиностроение, 1968. С. 10-36.

*Поступила в редколлегию 19.06.91*

УДК 662.611:535

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ГОРЕНИЯ БОРСОДЕРЖАЩИХ СМЕСЕВЫХ СИСТЕМ

М. Ю. Трофименко, ст. науч. сотр.  
*Одесский университет*

Исследовалось горение при давлении 4 МПа и 6 МПа образцов борсодержащей смесевой системы диаметром 20 мм и высотой 20 мм. Спектр излучения такой системы имеет континуальный характер с широкими полосами излучения окислов бора. В распределении оптических температур вдоль факела пламени можно выделить две зоны, в которых достигаются максимальные значения температур. Причем первая зона обусловлена горением связки, а вторая — бора. Отмечается, что с повышением давления от 4 МПа до 6 МПа разница в горении составов с крупнодисперсным и мелкодисперсным бором сглаживается.

При изучении горения ценную информацию удается получить оптическими методами исследования, безинерционными и не оказывающими влияния на факел даже при измерении параметров локальных объемов пламени.

Целью настоящей работы было определение температуры и выяснение некоторых деталей механизма горения, а также выяснение структуры факела борсодержащих смесевых систем (СС).

В бомбе постоянного давления ( $P = 4$  МПа, 6 МПа) исследовалось торцевое горение образцов СС с диаметром 20 мм и высотой 20 мм. Для поддержания режима послойного горения и предотвращения проскоков пламени боковая поверхность образцов покрывалась смазкой циатим.

Регистрация спектра излучения проводилась фотоэлектрическими датчиками с последующим усилением УПТ на базе операционного усилителя К 544 УД 2А и записью на электронном запоминающем осциллографе. Монохроматизация света осуществлялась ИКС-12, развертка спектра — механическим сканированием с частотой 100 Гц зеркала Литтрова. Для градуировки по длинам волн спектр излучения СС совмещался с линиями излучения ртутной лампы.

© М. Ю. Трофименко, 1992

При указанных давлениях излучение носит континуальный характер и складывается из двух составляющих. Первая — излучение горящих частиц и конденсированных продуктов горения СС. Вторая — излучение газовой фазы, представляющей собой, в случае малого спектрального разрешения прибора, огибающую молекулярных полос, обусловленных их электронно-вращательно-колебательной структурой, а также перекрытием и самообращением различных линий при большой плотности продуктов сгорания.

Таким образом, характер спектра излучения продуктов сгорания СС позволяет ограничиться спектрофотометрией с относительно небольшим спектральным разрешением  $\lambda / \Delta\lambda \approx 10 \dots 100$ , которое достаточно для количественной оценки распределения энергии в спектре, регистрации интенсивных молекулярных полос и сильных атомарных линий.

В полученном континуальном спектре излучения борсодержащей смеси присутствуют полосы излучения оксидов бора, центры двух наиболее интенсивных из которых приходится на длины волн  $\lambda_1 = 0,546$  мкм,  $\lambda_2 = 0,578$  мкм (рис. 1).

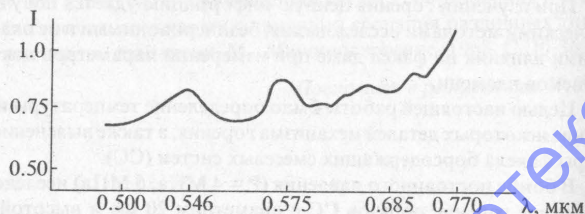


Рис. 1. Спектр излучения факела пламени борсодержащей смеси

Исходя из вышесказанного, измерения температуры рационально проводить методами яркостной и цветовой пирометрии [2; 3]. При этом используются длины волн, приходящиеся на область континуального спектра, за исключением тех специальных случаев, когда ставится задача по равновесному или неравновесному излучению атомарных линий или молекулярных полос получить дополнительную информацию о механизме горения, химических или физических процессах в факеле.

Оптические температуры пламени СС измерялись с помощью спектрофотометра на базе монохроматора УМ-2. Регистрация излучения

проводится на трех фиксированных длинах волн из области 0,4...1,8 мкм с участка пламени 2-0,3 мм, большая сторона которого параллельна горячей поверхности образца.

Полоса пропускания частот электрического сигнала по каждому из каналов 0...1000 Гц.

В начальный момент времени поле зрения прибора приходится на верхний торец образца. По мере горения расстояние от площадки в пламени, с которой регистрируется излучение, до горячей поверхности увеличивается. Таким образом, прибор фиксирует распределение спектральных яркостей излучения вдоль факела.

Для измерения как спектрального распределения  $b_\lambda$ , так и распределения  $b_\lambda$  по высоте факела использовался метод замещения исследуемого элемента факела пламени эталонным источником — температурной лампой СИ 10-300. Рабочие длины волн выбирались так, чтобы одна ( $\lambda_1 = 0,578$ ) была из полосы излучения оксидов бора, а две другие приходились на область континуального спектра. При этом излучательная способность на длине волны  $\lambda_1 = 0,578$  мкм выше, чем в соседних участках и, следовательно, соответствующая яркостная температура в отдельных случаях приближается к цветовой, посчитанной по точкам континуального спектра, и даже может превышать ее, приближаясь к истинной температуре. Таким образом, профиль цветовой температуры характеризует горение безметалльной основы, а яркостной — влияние бора.

Наибольший вклад в ошибку при измерении оптических температур вносит отсутствие данных об излучательной способности  $\epsilon$  для пламени СС. Причем получение таких данных связано с проведением дополнительных независимых экспериментов [2].

Оценить значение  $\epsilon$  можно, однако, приняв одну из цветových температур  $T_{цв}$  за истинную  $T_{и}$  и зная яркостную температуру  $T_{я}$ , найденную для длины волны  $\lambda_n$  по формуле

$$\epsilon = \frac{C_2}{e^{\lambda_n T_{и}}} - 1 / \left( \frac{C_2}{e^{\lambda_n T_{я}}} - 1 \right),$$

где  $C_2$  — вторая постоянная излучения.

При этом все значения температур должны соответствовать данному моменту времени ( $t_i$ ), для которого и находится  $\epsilon$ . Произведя указанные вычисления в разные моменты времени, можно получить распределение вдоль факела пламени на данной длине волны, при этом все вычисления имеют смысл в случае выполнения условия  $T_{и} \geq T_{я}$ .

Абсолютная приборная ошибка эксперимента при нахождении в этом случае будет иметь вид:

$$\Delta \varepsilon = \Delta \lambda \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} \right| + \Delta T_{II} \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial T_{II}} \right| + \Delta T_{Я} \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial T_{Я}} \right| = \Delta \lambda \left| \frac{C_2 a(b-1)(1/T_{II}) - b(a-1)(1/T_{Я})}{\lambda^2 (b-1)^2} \right| + \Delta T_{II} \left| \frac{C_2}{\lambda} \frac{1}{T_{II}^2} \frac{a}{(b-1)} \right| + \Delta T_{Я} \left| \frac{C_2}{\lambda} \frac{1}{T_{Я}^2} \frac{b(a-1)}{(b-1)^2} \right|$$

где  $a = e^{C_2/\lambda T_{II}}$ ,  $b = e^{C_2/\lambda T_{Я}}$  и для значений  $\lambda = 0,46$  мкм,  $T_{II} = 2900$  К,  $T_{Я} = 2700$  К,  $\varepsilon = 0,45$ ,  $\Delta T_{II} = \Delta T_{Я} = 25$  К,  $\Delta \lambda = 0,01$  мкм равняется 0,098. Величины относительной ошибки при других значениях параметров, входящих в формулу, указаны в таблице.

Таблица. Относительная ошибка измерения излучательной способности

$\lambda = 0,46$ мкм, $T_{II} = 3300$ К	$\lambda = 1,03$ мкм, $T_{II} = 3300$ К	$\lambda = 1,8$ мкм, $T_{II} = 3300$ К
67	23,6	12,4
60	21,2	11,2
54	19,2	10,2
48	17,4	9,3
44	15,9	8,5
40	14,6	7,9
37	13,5	7,3
34	12,5	6,9
31	11,6	6,4
28	10,8	6,1
26	10,1	5,7
24	9,5	5,4
22	9,0	5,2
21	8,4	4,9
19	8,0	4,7
18	7,6	4,5
17	7,2	4,3
15	6,8	4,2
14	6,5	4,0

Во всех проведенных опытах в распределении яркостных и цветовой температур вдоль факела наблюдается два максимума, форма и

соотношение температур в которых зависит от давления в бомбе и дисперсности бора в исходных составах.

Типичное распределение этих температур для крупнодисперсного бора при давлении 4 МПа представлено на рис. 2.

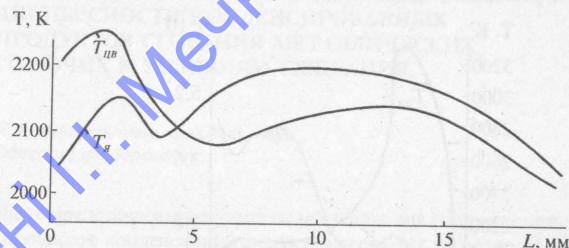


Рис. 2. Распределение температур вдоль факела пламени смеси с крупнодисперсным бором при  $P = 4$  МПа:  $T_{Я}$  ( $\lambda = 0,578$  мкм);  $T_{цв}$  ( $\lambda_2 = 1,045$  мкм;  $\lambda_3 = 1,69$  мкм)

Положение первого максимума в факеле всех смесевых систем обусловлено, очевидно, горением основы, а присутствие в смеси мелкодисперсных частиц бора лишь увеличивает его абсолютную величину. Происхождение второго максимума связано скорее всего с горением крупнодисперсных частиц бора. Причем рост яркостной температуры настолько незначителен, что превышает  $T_{Я}$  в первом максимуме и повышает цветовую температуру горения смеси.

В случае горения СС с мелкодисперсным бором при давлении 4 МПа оба максимума выражены резко, но первый больше второго. Наличие второго максимума объясняется, очевидно, как присутствием отдельных фрагментов крупнодисперсной фракции бора, так и, возможно, процесса его агломерации.

Подтверждается высказанное предположение о характере зон тем, в частности, что в первой зоне раньше максимальных значений достигает цветовая температура, а во втором — яркостная.

Определенный вклад в такую зонную структуру вносит, очевидно, явление двухстадийного горения бора [4], причиной которого может быть смена химизма реакции [1].

Распределение температур вдоль факела для давления 6 МПа представлено на рис. 3. Для таких давлений различия в структуре факела с добавками мелко- и крупнодисперсного бора сглаживаются. Первый

максимум всегда выше, а второй сдвинут ближе к первому и менее резко выражен. Рассчитанный профиль распределения  $\varepsilon$  вдоль факела (рис. 3) также подтверждает высказанную ранее мысль о ведущей роли реакции с участием бора во второй температурной зоне.

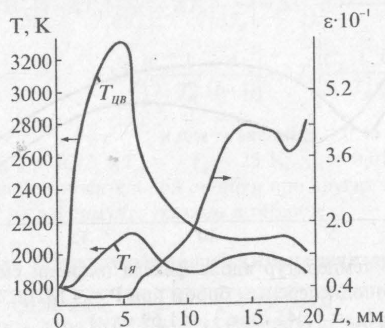


Рис. 3. Распределение температур и излучательной способности вдоль факела пламени смесевой системы при  $P = 6$  МПа:  $T_я$  ( $\lambda = 0,578$  мкм);  $T_{цв}$  ( $\lambda_2 = 1,045$  мкм,  $\lambda_3 = 1,69$  мкм)

Таким образом, на основании проведенных измерений можно утверждать, что в факеле пламени борсодержащей смесевой системы выделяем две температурные зоны, структура которых зависит как от давления, так и от состава СС. При этом определяющим процессом в первой зоне является горение основы, а во второй — бора.

### Список литературы

1. Похил П. Ф., Беляев А. В., Фролов Ю. В. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М.: Наука, 1972. 294 с. 2. Рибо Г. Оптическая пирометрия. М.: Гостехиздат, 1984. 210 с. 3. Свет Д. Я. Оптические методы измерения оптических температур. М.: Наука, 1982. 296 с. 4. Суслов А. В., Дрейзин Э. Л., Трунов М. А. Исследование горения монодисперсных металлических частиц, полученных в импульсной дуге. Физика горения и взрыва. 1990, №4, С. 25-27.

Поступила в редколлегию 6.02.90

УДК 536.46

## О ПРИЧИНАХ СЛАБОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДИСПЕРСНОСТИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ГОРЮЧИХ К УСЛОВИЯМ СЖИГАНИЯ

А. В. Флорко, канд. физ.-мат. наук  
Одесский университет

В работе представлены результаты исследования ряда закономерностей процессов конденсации продуктов сгорания газозвесей частиц металлов. Спектральными методами исследована тонкая структура фронта факела. На основе экспериментальных результатов предложена модель, устанавливающая взаимосвязь между дисперсностью продуктов конденсации и параметрами горячей системы. Дано объяснение слабой чувствительности дисперсности продуктов к роду металла и условиям его сжигания.

На протяжении нескольких десятилетий изучение процессов горения дисперсных систем металлов велось с целью решения прикладных проблем энергетики и пожаровзрывобезопасности. При этом основное внимание уделялось выяснению механизмов воспламенения, горения, распространения пламени в дисперсных системах. Вопросы, связанные с образованием конденсированной фазы при горении, интересовали в основном в плане решения проблем двухфазных и радиационных потерь, а также как источник электронного компонента в плазме с конденсированной дисперсной фазой. В последние годы актуальным стал новый аспект горения металлов — технологический, в связи с задачей получения оксидов металлов с заданной дисперсностью. Мощным толчком в развитии технологического горения стал метод СВС (самораспространяющийся высокотемпературный синтез), основы которого заложил А. Г. Мерзжанов, и ГДС (газодисперсный синтез) порошкообразных нанооксидов металлов, разработанный профессором Золотко А. Н. с сотрудниками. В основе ГДС лежит факельное сжигание частиц металлов. Несмотря на ряд несомненных

достоинств метода ГДС, он обладает одним существенным недостатком, который, вероятно, в ближайшее время будет устранен. Этот недостаток заключается в том, что дисперсность продуктов слабо чувствительна ко внешним условиям и параметрам самого факела. Причем характерный размер  $k$ -частиц ( $\sim 0,1$  мкм) является типичным для любых горящих газозвесей металлов вне зависимости от способа организации сжигания (одиночные частицы, конгломераты, горение в трубах, зондах, облаках, факелах). Естественно, это наводит на мысль что в горящей в кислороде газозвеси независимо от рода металла при газофазном режиме реагирования протекают процессы, ограничивающие рост конденсированных частиц. Выяснению причин высокой стабильности дисперсности продуктов сгорания и посвящена настоящая работа.

## I. Некоторые особенности процессов конденсации в горящих дисперсных системах

### A. Механизм зарождения конденсированной фазы

Теория гомогенной конденсации в настоящее время достаточно хорошо развита. В связи с этим представляется весьма заманчивым применение ее при описании процессов горения, что и было сделано в работах Степанова А. М., Лукина А. Я., Гремячкина В. М. и др. Однако горящая система является в известном смысле «грязной», поэтому возможна гетерогенная конденсация. Покажем на основе экспериментальных данных, что последняя является более вероятной.

В соответствии с теорией гомогенной конденсации скорости зародышеобразования определяется соотношением [7]

$$I = \alpha S (P/kT)^3 (\sigma Q_n / \pi m)^{1/2} \exp\{-\sigma Q_n / 3kT\} \quad (1)$$

где:  $\alpha$  — коэффициент конденсации;  $S$  — площадь, занимаемая одной молекулой на поверхности частицы;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $Q_n$  — площадь поверхности зародыша.

В работе [4] представлены результаты измерения величин  $I$ , давления паров  $P$  и температуры  $k$ -фазы в зоне реакции горящих одиночных частиц Mg в диапазоне давлений  $P_0 = (0,1 \div 1) \cdot 10^5$  Па. Эти данные позволили определить величину:

$$\sigma Q_n = (2,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-18} \text{ Дж,}$$

и затем, согласно соотношению [7]:

$$\ln \frac{P}{P_0} = \frac{2\sigma V}{kT} \quad (2)$$

определить степень пересыщения пара, при которой реализуются экспериментально наблюдаемые величины  $I$ .

В формуле (2):  $P$  — давление насыщенных паров над плоской поверхностью;  $V$  — объем, приходящийся на одну молекулу MgO в кристалле;  $l$  — размер критического зародыша. Результаты вычислений показали, что для хорошо известных величин  $\sigma = (1 \div 1,2) \text{ Дж/м}^2$  для окиси магния  $P/P_0$  должно быть порядка 20, в то время как результаты измерений концентрации молекул MgO показали  $P/P_0 \approx 1,5$ . При столь низких пересыщениях скорость генерации частиц была бы на много порядков меньше экспериментально наблюдаемых значений  $I$ . Таким образом, гомогенная конденсация при горении частиц Mg является маловероятной.

### B. Молекулярные ионы $O_2^-$ как центр конденсации

Хорошо известно, что хорошими центрами конденсации являются заряженные частицы. Для этого достаточно вспомнить эксперименты с камерой Вильсона. Естественно, возникает вопрос — о каких заряженных частицах должна идти речь? Очевидно, что центрами конденсации могут быть ионы, удовлетворяющие по крайней мере двум условиям. Во-первых, их концентрация должна быть максимальной. Во-вторых, эти ионы должны присутствовать во всех горящих газозвесах металлов независимо от того, что химизм реагирования, температура в зоне реакции и другие параметры могут существенно различаться для различных металлов. Однако при этом дисперсность продуктов оказывается достаточно близкой. Действительно, температура во фронте факела для алюминия, циркония, титана, железа, измеренная полицветовым методом (см. табл. 1), меняется более чем в 1,6 раза (очень сильный параметр), в то время как среднемассовый размер оксидов — в 2-3 раза.

Таблица 1. Характеристики продуктов сгорания частиц металлов

Горящее	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ , мкм эксп./расчет	T, K	$\langle \sigma \rangle$ эксп./расчет	$N_n \cdot 10^{-11}$ , см <sup>3</sup> эксп./расчет
Al	0,060/0,040	3150 70	20/21,0	2/3,5
Zr	0,025/0,017	2900 50	12/9,0	— / 15,0
Ti	0,026/0,020	3050 70	— / 2,8	—
Fe	0,022/0,020	1850 50	— / 14,0	— / 5,0

Анализ ионного состава и оценки концентрации по Саха (оценки сверху) атомарных и молекулярных ионов показал, что наиболее вероятными ионами, выполняющими роль центров конденсации, являются ионы  $O_2^+$  (энергия сродства к электрону  $E_o = 0,43$  Эв [3]). Концентрация  $O_2^+$  достигает  $10^{12}$  см $^{-3}$  и превышает концентрацию прочих возможных ионов на  $2 \div 4$  порядка. Кроме того, эти ионы присутствуют во всех горящих в кислороде газозвесах металлов.

#### В. Пространственный масштаб разделения к-частиц

Частицы оксидов металлов за счет термоэлектронной эмиссии приобретают положительный заряд, приводящий к их электростатическому отталкиванию. Пространственный масштаб разделения частиц может в ряде случаев определяться, в соответствии с Гибсоном, радиусом Дебая  $r_D$  по электронному компоненту. В связи с этим представляет интерес экспериментальная проверка этого утверждения. Результаты измерения концентрации к-частиц  $N_k$  и их зарядовых чисел ( $\langle z \rangle$ ) в зоне горения магния и во фронте факела Al представлены в таблице 2.

Таблица 2. Пространственный масштаб разделения к-частиц в зоне реакции

$P \cdot 10^{-5}$ , Па	0,1	0,2	0,5	1
$N_k \cdot 10^{-9}$ , Mg	2	15	230	500
см $^{-3}$ Al	—	—	—	200
$\langle z \rangle$ Mg	70	100	35	30
Al	—	—	—	20
K Mg	$1,2 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,3$
Al	—	—	—	$1,1 \pm 0,3$

Измерения проводились по методике, описанной в работе [6]. В таблице 2 также представлено отношение радиуса  $r_D$  к среднему расстоянию между частицами:  $K = r_D \cdot N_k^{-1/3}$ . Как видно из таблицы, величина K действительно близка к единице.

#### Г. Тонкая структура фронта факела

В таблице 3 представлены результаты измерения параметров фронта ламинарного дисперсного диффузионного факела, полученные спектральными методами на основе абсолютных интенсивностей и радиальных распределений излучения к-фазы, молекулярных полос AlO

(переход  $V^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ ) и резонансных линий алюминия  $\lambda_1 = 3962$  Å и  $\lambda_2 = 3944$  Å. По контуру резонансной линии определяется радиус зоны реакции и температура в ней в соответствии с методикой [5]. Данные, представленные в таблице 3, позволяют высказать следующую точку зрения о структуре фронта.

Таблица 3. Параметры фронта ламинарного диффузионного дисперсного факела Al

Концентрация горючего $c_f$ , кг/м $^3$	0,4
Концентрация частиц Al, $N_{Al}$ , см $^{-3}$	$(2 \pm 1) \cdot 10^6$
Температура частиц Al, $T_{Al}$ , К	$2850 \pm 70$
Температура частиц $Al_2O_3$ , $T_k$ , К	$3150 \pm 70$
Температура зоны реакции $T_p$ , К	$3300 \pm 150$
Радиус зоны реакции, $r_p$ , мкм	$4 \div 6$
Концентрация частиц $Al_2O_3$ , $N_k$ , см $^{-3}$	$(2 \pm 1) \cdot 10^{11}$
Ширина фронта факела, мм	$1,2 \pm 0,2$
Температура газового компонента $T_g$ , К	$3200 \pm 100$

Частицы Al во фронте ЛДД факела горят в газозафазном режиме со свободной от окиси поверхностью и имеют температуру, равную температуре кипения Al. Радиус зоны реакции  $r_p$  в 2 — 3 раза превышает радиус горящих частиц металла и более чем на порядок величины меньше среднего расстояния между ними ( $\sim 100$  мкм). Таким образом, фронт пламени состоит из отдельно горящих частиц. Поскольку характерное время диффузии газообразных продуктов  $\tau_d \approx 1/4D (N_{Al})^{2/3} \approx 5$  мкс, а это значительно меньше характерного времени конденсации, последняя протекает по всему пространству между частицами Al, в котором средняя температура газовой  $T_g$  и конденсированной  $T_k$  фаз равны в пределах ошибки и близки к температуре кипения окиси  $Al_2O_3$ .

## II. Полуфеноменологическое описание конденсации

### Модель вложенных ячеек

Будем рассматривать рост частиц оксида следующим образом. Горящие газозафазно частицы металла поставляют газообразные продукты в присоединенный объем  $V = 1/N_{Al}$  (большая ячейка). Последний заполнен малыми ячейками с характерным размером, близким к дебаевскому радиусу. В каждой ячейке находится одна частица оксида, растущая за счет химической конденсации газообразных недоокис-

лов. Здесь мы придерживаемся точки зрения Гремячкина В. М. Легко видеть, что эта модель позволяет рассчитать число ячеек в присоединенном объеме, а, следовательно, по известной массовой концентрации горючего определить характерный размер частиц оксида. Обратимся теперь к количественным оценкам. Для этого запишем систему уравнений, позволяющую оценить размер частиц, их концентрацию и средний заряд. При этом для простоты не будем учитывать пространственное распределение электронов в окрестности к-частиц:

$$N_e = \langle z \rangle N_k \quad (3)$$

$$\langle z \rangle = r(kT/e^2) \ln \frac{K}{\langle z \rangle N_k} + \frac{1}{2} \quad (4)$$

где:

$$K = 2 \left( \frac{2\pi m_e kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{W}{kT} \right) \quad (5)$$

$$N_k = \frac{1}{r_D^3} = \left( \frac{\langle z \rangle N_k e^2}{\epsilon_0 kT} \right)^{3/2}$$

и, наконец,

$$N_k V_n \langle r^3 \rangle r_{ок} = \langle R^3 \rangle r_{нвст} \quad (6)$$

где:  $W$  — работа выхода;  $\langle R \rangle^{1/3}$  — среднекубический размер частицы горючего;  $C_m$  — массовая концентрация горючего во фронте факела;  $v_{ст}$  — стехиометрический коэффициент.

Уравнение (3) выражает собой условие квазинейтральности. Выражение (4) является результатом теории Аршинова и Мусина [1]. И, наконец, (6) представляет собой уравнение массового баланса. Система алгебраических уравнений (3) — (6) является полной и позволяет вычислить интересующие нас величины:  $N_k$ ,  $\langle r^3 \rangle$ ,  $\langle z \rangle$  в зависимости от температуры к-фазы и концентрации горючего. Результаты расчета, представленные в таблице 1, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Несмотря на простоту, модель позволяет верно описать зависимости дисперсности продуктов от температуры и концентрации  $C_m$ . Увеличение  $C_m$  приводит к слабому возрастанию размера частиц, что связано с уменьшением присоединенного объема и, соответственно, с увеличением массы про-

дуктов сгорания, приходящихся на одну ячейку. Сильнее зависит дисперсность субмикронных частиц от температуры. Это обуславливается ростом концентрации электронов при повышении температуры, соответственно уменьшением радиуса Дебая, а, следовательно, и размера ячейки. описанная выше модель является по существу статической и не позволяющей объяснить механизм выхода концентрации к-частиц на предельный уровень, определяющий в конечном счете их дисперсность. Очевидно, что это становится возможно, если к-частицы на определенном этапе начинают препятствовать росту  $N_k$ .

### III. Механизм роста концентрации частиц при горении металлов

Анализ различных процессов, способных в той или иной степени стабилизировать концентрацию (размер) к-частиц, позволил прийти к выводу, что наиболее эффективными являются следующие процессы:

1. «Гибель» молекулярных ионов  $O_2^+$  на положительно заряженных к-частицах, которая становится эффективной при высоких концентрациях  $N_k$ .

2. На ранней стадии роста частиц ввиду зависимости работы выхода электронов от радиуса этих частиц, последние приобретают отрицательный заряд. Это приводит к коагуляции разноименно заряженных крупных и мелких частиц.

Обсудим теперь механизм роста концентрации  $N_k$ , полагая для простоты, что в присоединенном объеме частицы металла среда является однородной и изотермической. В противном случае пришлось бы решать систему нелинейных дифференциальных уравнений. Однако, усилие, которое пришлось бы затратить на преодоление математических трудностей, вряд ли сможет компенсировать недостаток информации о константах элементарных процессов.

Опишем динамику изменения  $N_k$ , положив в основу первый из указанных выше процессов. Будем считать, что скорость генерации  $N_k$  определяется тройными столкновениями  $O_2$ , молекулы недооксида  $N_{ок}$  и третьей молекулы  $N_x$ , уносящей энергию, выделяющуюся в результате реакции. Причем первое такое трехчастичное столкновение является лимитирующим, а следовательно, и определяющим скоростью генерации частиц;

$$\frac{dN_k}{dt} = k_0 N_{O_2} N_{ок} N_x \quad (7)$$



Константу тройных столкновений  $k_0$  можно оценить согласно соотношению (3):

$$k_0 \approx l^3 \cdot \sigma \cdot v$$

где  $\sigma$  — газокинетическое сечение столкновения ( $\sim 3 \cdot 10^{-15}$ ,  $\text{см}^2$ );  $l$  — радиус захвата ионом молекулы недоокисла, обладающей дипольным моментом  $p$ ;  $v$  — характерная тепловая скорость. Величину  $l$  можно оценить из очевидного условия:

$$\frac{ep}{l^2} \sim kT$$

Принимая  $p \approx 10$  Дебай (типичное значение),  $v \sim 10^5$   $\text{см/с}$ , имеем  $k_0 \approx 10^{-30}$   $\text{см}^6/\text{с}$ . Полученное значение является разумным и характерным для тройных столкновений [3].

Обратимся теперь к уравнению баланса для  $\text{NO}_2$ :

$$\frac{dN_{\text{O}_2}}{dt} = k_1 N_e N_{\text{O}_2}^2 - \langle \sigma_1 v \rangle N_k N_{\text{O}_2} \quad (8)$$

Уравнение (8) записано на основе анализа литературных данных по константам скоростей различных реакций. Первое слагаемое описывает генерацию ионов  $\text{O}_2^-$  в результате тройных столкновений. Второе и третье — определяют «гибель» ионов на молекулах  $\text{O}_2$  и конденсированных частицах. Причем в последнем случае учитывается захват ионов положительно заряженными частицами. Легко видеть, что сечение захвата  $\sigma_1 \approx \pi(\langle z \rangle e^2 / kT)$ .

Для не слишком больших  $N_k$  (когда последним слагаемым в уравнении (8) можно пренебречь) характерное время выхода концентрации  $\text{O}_2^-$  на стационарный уровень определяется выражением:  $\tau = 1 / (k_1 N_{\text{O}_2}) \approx 10^{-7}$  с. Здесь  $k_1 \approx 3 \cdot 10^{-11}$   $\text{см}^3/\text{с}$  [3] и  $N_{\text{O}_2} \approx 3 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$  при температуре  $T \approx 3000$  К. при включенном третьем процессе  $\tau_p$  еще меньше. Таким образом, рост концентрации к-частиц происходит в условиях квазистационарной концентрации  $N_{\text{O}_2^-}$ , то есть,  $dN_{\text{O}_2^-}/dt \approx 0$ . Уравнение (8) позволяет найти концентрацию  $N_{\text{O}_2^-}$ , и после простых преобразований представить ее в виде:

$$N_{\text{O}_2^-} = \frac{K_p^{-1} N_e}{1 + \gamma N_k} \quad (9)$$

где  $K_p = (N_e N_{\text{O}_2} / N_{\text{O}_2^-}) = 1.98 \cdot 10^{10} (T/300)^{2/3} \exp(-E_a/T)$ ;

$K_p$  — константа равновесия [3],  $E_a = 0.43$  эВ — энергия сродства к электрону,  $\gamma = \langle \sigma_1 v \rangle / K_p N_{\text{O}_2}$ . Для типичных значений  $\langle z \rangle$ ,  $v$ ,  $N_{\text{O}_2}$  величина  $\gamma = (1 \div 2) 10^{-10}$   $\text{см}^2$ .

Учитывая выражение (9), выражение (7) принимает вид:

$$\frac{dN_k}{dt} = K_p K_p^{-1} N_{\text{O}_2} N_x N_{\text{O}_2} \frac{N_{\text{O}_2} + \langle z \rangle N_k}{1 + \gamma N_k} \quad (10)$$

В (10) электронная концентрация  $N_e = N_{\text{O}_2} + \langle z \rangle N_k$ . Величина  $N_{\text{O}_2}$  достаточно мала  $\sim 40^8 \div 10^9$   $\text{см}^{-3}$  и определяется ионизацией атомов и молекул во фронте факела. Однако, на ранней стадии горения частицы металла (пока  $N_k \sim 0$ ) фоновая концентрация  $N_{\text{O}_2}$  полностью определяет кинетику образования  $N_k$ .

Несмотря на простоту подхода, уравнение (10) не является тривиальным, поскольку все величины, входящие в него, являются функциями времени. Поэтому для простоты анализа все концентрации, кроме  $N_k$ , зафиксируем. Тогда для типичных значений входящих в (10) величин, получаем:

$$K = k_0 k_p^{-1} N_{\text{O}_2} N_x N_{\text{O}_2} \approx (1 \div 2) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$$

Легко видеть, что рост  $N_k$  разбивается на три характерных этапа.

А. Ранняя стадия горения. Концентрация частиц  $N_k$  мала, так что имеет место неравенство:  $\langle z \rangle N_k \ll N_{\text{O}_2}$ ,  $\gamma N_k \ll 1$ .

В этом случае  $N_k \approx k N_{\text{O}_2} t$ , то есть концентрация к-частиц линейно растёт со временем.

Б.  $\gamma N_k \ll 1$ , однако,  $\langle z \rangle N_k > N_{\text{O}_2}$ . Решение уравнения (10) имеет вид:  $N_k \sim \exp(k \langle z \rangle t)$ . Концентрация растёт экспоненциально с характерным временем  $t \sim 1 / k \langle z \rangle \approx 5 \cdot 10^{-5}$  с. Напомним, что в факеле время горения частиц  $r \sim 2$  мкм составляет несколько миллисекунд.

В. На третьем этапе  $\gamma N_k > 1$  и концентрация частиц меняется со временем вновь по линейному закону:

$$N_k \sim K(\langle z \rangle / \gamma) t$$

Легко убедиться, что характерные времена первой и второй стадий составляют соответственно несколько процентов и несколько десятков процентов от времени горения. Оценим концентрацию  $N_k$ , которая устанавливается за время горения. Для этого проинтегрирует выражение (10):

$$t = \frac{1}{K \langle z \rangle} \left[ \left( 1 + \frac{\gamma N_{eo}}{\langle z \rangle} \right) \ln \left( 1 + \frac{\langle z \rangle N_k}{N_{eo}} \right) + \gamma N_k \right] \quad (11)$$

Простые вычисления показали, что за время горения частиц Al ( $r \sim 2$  мкм)  $t \approx 2$  мс концентрация к-частиц достигает  $1,5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> и соответствует данным экспериментов (см. табл. 1). Причем изменение величины  $N_{eo}$  от  $10^7$  до  $10^{10}$  см<sup>-3</sup> практически не отражается на результате вычислений. Это также находится в согласии с результатами опытов, а именно: добавление легко ионизирующихся присадок в горящую систему оказывало слабое (в сторону уменьшения) влияние на дисперсность продуктов, а следовательно, и на концентрации к-частиц.

Кратко остановимся теперь на вопросе о «гибели» малых отрицательно заряженных частиц в результате коагуляции (второй процесс). Как уже упоминалось выше, работа выхода электронов  $W$  для малых частиц возрастает с уменьшением  $r$  [2], поэтому они растут в условиях неравновесной для них электронной концентрации, приобретая за счет захвата электронов отрицательный заряд. По мере увеличения  $r$  величина  $W$  уменьшается и при  $r > r_{кр}$  частица меняет знак заряда и тем самым оказывается защищенной от коагуляции. Именно частицы, преодолевшие  $r_{кр}$ , вносят вклад в рост концентрации  $N_k$ . Таким образом, задача сводится к определению вероятности того, что частица преодолевает критический размер  $r_{кр}$ . Как показывают оценки, величина  $r_{кр} \sim 10$  Å, а время роста частицы до этого размера (в линейном приближении) составляет  $\tau_0 \approx 10^{-5}$  с. Несложно убедиться, что доля частиц, преодолевших этот барьер, равна  $\eta = \exp(-\tau_0/\tau_{cr})$ , где  $\tau_{cr} = (\langle \sigma v \rangle N_k)^{-1}$ . Оценки, аналогичные описанным выше, дают:  $\eta = \exp(-aN_k)$ , где:  $a \approx 10^{-11}$  см<sup>3</sup>.

Учет коагуляции сводится к умножению правой части уравнения (10) на функцию концентрации  $N_k \cdot \eta$ . Это уравнение легко интегрируется. В результате для  $t$ , превышающего момент окончания первой стадии ( $\langle z \rangle N_k \sim N_{eo}$ ), имеем:

$$t \approx \frac{1}{K \langle z \rangle} \left[ \ln \frac{\langle z \rangle N_k}{N_{eo}} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(aN_k)^n}{n!} + \frac{\gamma}{a} (e^{-aN_k} - 1) \right] \quad (12)$$

Решения (11) и (12) для первых двух стадий роста  $N_k$  практически не отличаются. Действительно, в этот период  $aN_k \ll 1$  и  $\eta = 1$ . Однако для третьей стадии  $N_k$  во втором случае меняется слабее, чем по линей-

ному закону, то есть, коагуляция разноименно заряженных частиц еще в большей степени стабилизирует дисперсность продуктов сгорания в кислороде металлических частиц.

Таким образом, весьма простая физическая модель позволила выявить ряд особенностей, проявляющихся при конденсации продуктов сгорания.

#### Список литературы

1. Физические модели плазмы с конденсированной дисперсной фазой. В. И. Маренков, М. Н. Чесноков. К.: УМВ ВО. — 1989. — 187 с.; 2. Петров Ю. П. Физика малых частиц. — М.: Наука, 1982. — 359 с.; 3. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы плазмы. — М.: Атомиздат, 1974. — 456 с.; 4. Флорко А. В., Головкин В. В. Особенности зарождения и роста к-фазы при горении одиночных частиц магния // Материалы международной школы-семинара. Реофизика и теплофизика неравновесных систем. — Минск, 1991. Ч. II. — с. 103-106.; 5. А. В. Флорко, В. В. Головкин, Н. А. Охрименко, В. Г. Шевчук // Структура зоны горения частиц магния // ФГВ. — 1991. — т. 27. №1. — С. 37-42; 6. Флорко А. В., Козицкий С. В., Золотко А. Н. О механизме переноса конденсированных продуктов сгорания на поверхность горячей частицы магния // ФГВ. — 1983. т. 19. — №6. — С. 24-29.; 7. Фольмер М. Кинетика образования новой фазы. — М.: Наука, 1986. — 206 с.

Поступила в редколлегию 15.02.92

## ● ГАЗОДИНАМИКА

УДК 534.222:532.529.5/6

### КИНЕТИКА ДИСПЕРГИРОВАНИЯ КАПЕЛЬ В СКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

С. К. Асланов, д-р физ.-мат. наук  
Одесский университет

С позиций механизма гидродинамической неустойчивости поверхностного слоя жидкой капли, находящейся в относительном скоростном потоке газа, произведена попытка аналитического подхода к проблеме кинетики процесса ее диспергирования под действием возникающих аэродинамических эффектов торможения и обтекания. Для возмущенного движения существенным образом совместно учтены противоборствующие факторы вязкости капли, ее инерционности, а также импульс обтекающего потока и поверхностное натяжение. На базе сопряженного математического анализа волнообразных возмущений в жидкой среде капли и окружающем газе при помощи асимптотических методов удается построить уравнение кинетики ее разрушения (принятого типа) и дать аналитическую оценку для преобладающего диапазона средних размеров капель, образующих вторичную дисперсию. Полученные теоретические результаты достаточно хорошо объясняют данные известных экспериментальных измерений.

Явление вторичного диспергирования жидких капель в аэрозольных струях, с которыми связан целый ряд процессов, оказывает существенное влияние на формирование спектра окончательно образующейся дисперсии [5]. В частности, это относится к распылу перегретых углеводородных топлив [10]. Вторичное диспергирование исходных капель в скоростном потоке за прошедшей ударной волной лежит в основе механизма распространения детонационного процесса в аэрозольных системах [7]. Теоретический подход к количественному

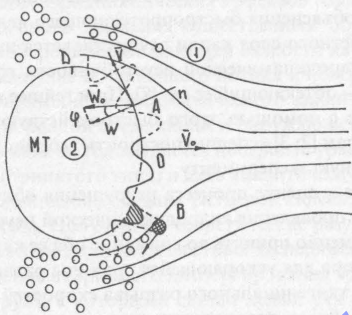
анализу проблемы вторичного диспергирования сильно затруднен необходимостью обязательного учета аэродинамических эффектов, возникающих при обтекании поверхности каждой движущейся жидкой частицы набегающим потоком газа и порождающих, в конечном итоге, ее разрушение. Основным фактором последнего служит достаточный уровень развития сил инерции, которые действуют непосредственно на всякий элемент массы поверхностного слоя жидкости, возникая за счет аэродинамического торможения (или ускорения) капли и перераспределения давления на ее возмущенной поверхности. Серьезные трудности связаны с учетом вязких эффектов в жидкой капле, необходимость которого продиктована их принципиальной ролью в качестве противоборствующего разрушению фактора, поскольку в отличие от поверхностного натяжения вязкие силы действуют опять-таки всюду внутри жидкости. Именно посредством вязкости происходит диффузия вихреобразования с возмущенной обтекаемой поверхности внутрь капли, соответствующим образом определяя развитие ее гидродинамического состояния.

Попытка существенного учета указанных основополагающих факторов для теоретического объяснения быстропотекающего явления диспергирования поверхностного слоя капли осуществляется ниже с предложенных позиций гидродинамической неустойчивости границы раздела фаз: жидкость — обтекающий ее газ [8]. Простейшее математическое моделирование с помощью этого гидродействующего механизма уже позволило нам [2; 3] успешно построить теорию детонации в аэрозолях, адекватную эксперименту.

Естественно, что подход к оценке процесса разрушения обдуваемого газом капли с позиций проявления гидродинамической неустойчивости потребует одновременно принять во внимание оба ее классических типа [8]: Релея-Тейлора для ускоряющейся границы раздела и Кельвина-Гельмгольца для тангенциального разрыва скоростей контактирующих фаз. При этом будем предполагать жидкую среду капли вязкой, а относительно малой величиной вязкости обтекающего ее газа пренебрегаем в целях построения аналитической теории исследуемого явления.

Движущаяся относительно окружающего газа со скоростью  $V_0$  жидкая частица, испытывая аэродинамическое торможение, приобретает соответствующее замедление  $W_0$  (рисунок). С точки зрения возможного разрушения поверхностного слоя капли на мелкие вторичные фрагменты главный интерес представляют прогрессивно нара-

тающие во времени гидродинамические возмущения ее лобовой стороны, у которых линейный масштаб  $\lambda$  периодического волнообразования на жидкой поверхности гораздо меньше поперечника первичной частицы. Развиваемые этими возмущенными движениями силы инерции, достигая достаточной величины, произведут срыв жидкой пыли с гребней волн. Такой размер  $\lambda$  позволяет для математического анализа внутренней неустойчивости в окрестности каждой точки А передней части поверхности капли воспользоваться упрощенной локальной схемой плоского тангенциального течения. Направляя оси координат  $(x, y)$  соответственно по касательной к нормали к невозмущенной поверхности капли, в связанной с ней системе отсчета будем иметь первоначально неподвижную жидкость с плотностью  $\rho$ , вязкостью  $\mu$ , поверхностным натяжением  $\sigma$  в области  $y > 0$  и однородный поток идеального газа плотности  $\rho_1$  с местной скоростью  $V$  вдоль границы раздела  $y = 0$  в области  $y < 0$ . Местное действие инерционных сил обусловлено нормальной составляющей вектора ускорения капли:  $W = W_0 \cos \varphi$ , угол  $\varphi$  изменяется в диапазоне  $[0, \pi/2]$ .



Модельная картина обтекания капли

Анализ гидродинамической неустойчивости принятой модели основного течения производится для возмущений волнообразного типа  $\tilde{\varepsilon}(x, t) \exp(ky)$ , где  $\varepsilon \sim \exp(i(kx - \omega t))$  есть случайное смещение границы раздела сред  $y = 0$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  с длиной волны периодической гофрировки  $\lambda$ . Возмущенные состояния по обе стороны от этой границы находятся соответственно из решения Навье-Стокса для вязкой несжимаемой жидкости и газовой динамики. В первом случае они представля-

ются совокупностью возмущений давления, скорости с  $f = -1$  и диффузии вихря с  $f = -\sqrt{1 - i\omega/K^2\nu}$ , где  $\nu = \mu/\rho$ , а во втором — акустическим возмущением с  $f = -\sqrt{1 - (\omega - KV)^2/K^2C^2}$ , где  $C$  — скорость звука.

Сопряжение этих состояний на границе раздела  $y = 0$  осуществляется при помощи кинематических условий совпадения нормальных скоростей движения сред и самой границы

$$V'_y - V \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = V'_y = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \quad (1)$$

и динамических законов непрерывности на ней нормальной и касательной составляющих напряжения

$$\begin{cases} P'_1 - \rho_1 W \varepsilon = P' - \rho W \varepsilon + 2\rho\nu \frac{\partial V'_y}{\partial y} - \sigma \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( V'_y \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right) + \frac{\partial V'_x}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Здесь штрихом обозначены возмущения давления  $P$  и скорости  $V$ , нижний индекс «1» у которых относится к газу.

Заметим, что попытка выяснить влияние вязкости в частном случае неустойчивости Релея-Тейлора (когда  $V = 0$ , т. е. обе контактирующие среды неподвижны), предпринятая в [9], должна быть признана несостоятельной, поскольку неправильно использовано последнее из условий (2). А именно: касательное напряжение на разрыве  $y = 0$  выражено через абсолютную скорость  $V'_y$ , а не через ее относительное значение  $V'_y - \partial \varepsilon / \partial t$ , как это сделано ранее в [1].

Подстановка решений для возмущений в (1, 2) приводит к задаче на собственные значения со следующими характеристическим уравнением для их определения:

$$U^2 + \frac{\gamma(U + iV_1)^2}{\sqrt{1 + M^2(i + U/V_1)^2}} + 3U\beta + 2\beta^2 \left[ 1 - \sqrt{1 + (U/\beta)} \right] = \alpha,$$

$$U = -i\omega/\sqrt{KW}, \quad V_1 = V\sqrt{K/W}, \quad \beta = \nu K^{3/2}/\sqrt{W}; \quad \gamma = \rho_1/\rho,$$

$$M = V/C; \quad \alpha_1 = 1 - \gamma - (\sigma K^2/\rho W).$$

Решая его асимптотически по степеням числа Маха  $M^2 < 1$ , для главного члена будем иметь  $(U_0)$ :

$$(\gamma + 1)U_0^2 + (2i\gamma V_1 + 3\beta)U_0 + 2\beta^2 \left[ 1 - \sqrt{1 + (U_0/\beta)^2} \right] = \alpha \quad (3)$$

где  $\alpha = \alpha_1 + \gamma V_1^2$ , с точностью до величины  $\gamma M^2$ , которая безусловно гораздо меньше единицы из-за малого отношения  $\gamma$  плотностей газа и жидкости. Можно убедиться в дестабилизирующем характере этой поправки, действительная часть которой положительна.

Величина параметра  $\beta$  может считаться небольшой, коль скоро жидкость является слабо вязкой (например, углеводородные топлива, вода) за исключением, может быть, чрезвычайно малой окрестности ободка капли Д (рис.). Поэтому естественно искать решение уравнения (3) асимптотически по степеням  $\beta$ , в результате чего главные члены такого разложения выразятся в виде

$$U_0 = \sqrt{\alpha} - 3/2\beta - i\gamma V_1 \left( 1 - 3/2 \frac{\beta}{\sqrt{\alpha}} \right) + O(\beta^{3/2}), \quad (4)$$

если пренебречь малыми величинами  $\sim \gamma\beta$ . Значит, с точностью до членов порядка  $\beta^{3/2}$  для инкремента нарастания амплитуды колебательных возмущений и их частоты получим соответственно

$$F_1 = \text{Re}(-i\omega) = \sqrt{KW}(\sqrt{\alpha} - 3/2\beta), \quad F_2 = \text{Re}\omega = \frac{\gamma V}{\sqrt{\alpha}} \sqrt{\frac{K}{W}} F_1, \quad (5)$$

так что неустойчивость обусловлена критерием  $\alpha > 0$ .

Среди спонтанных локальных возмущений жидкой поверхности капли, характеризующихся в каждом случае множеством различных возможных значений масштаба  $\lambda(K)$ , развития тенденции к отрыву вторичных капелек с гребней волнообразования следует ожидать прежде всего для тех, колебательная неустойчивость которых будет порождать в поверхностном слое капли действие наибольших сил инерции. Именно достижением их достаточной величины можно объяснить процесс диспергирования жидкой поверхности путем срыва капель В с выпуклостей волнообразования на ней (рис.). Такому требованию будет отвечать диапазон волновых чисел  $K$ , заключенный между значениями  $K_{m1}$  и  $K_{m2}$ , которые соответствуют максимуму функции  $F_1(K)$  и  $F_2(K)$ , определяясь из совокупности следующих условий:

$$dF/dK = 0, \quad d^2F/dK^2 < 0 \quad (6)$$

В самом деле, внутри указанной области, располагающейся между максимальными значениями инкремента нарастания амплитуды ко-

лебательных возмущений и их частоты, уменьшение одного из них компенсируется соответственно увеличением другого, в то время как вне ее тенденция к уменьшению является общей.

Применение первого из условий (6) к выражениям (5) дает два уравнения

$$\frac{dF_1}{dK} \sim -\frac{6}{y^2} + \frac{2b_1}{y} + \frac{3b_2}{y^2} = 0; \quad \frac{dF_2}{dK} \sim \frac{4}{3} - \frac{5 + \frac{4b_1}{y} - \frac{3b_2}{y^2}}{[y + b_1 - (b_2/y)]^{3/2}} = 0, \quad (7)$$

$$\text{где } y = \frac{1}{K_m} \left( \frac{KW}{V^2} \right)^{1/3}; \quad b_1 = \frac{\gamma V^2}{(WV)^{2/3}}; \quad b_2 = \frac{\sigma}{\rho(WV^4)^{1/3}}.$$

С целью оценки введенного интервала ( $K_{m1}$ ,  $K_{m2}$ ) наибольших сил инерции возмущенного движения для решения этих уравнений используется асимптотическое представление ( $b \ll 1$ ) по степеням  $b$ :  $y = y_0 + y_1 b_1 + y_2 b_2 + \dots$ . Вполне понятно, что такая асимптотика остается пригодной, пока величина местной скорости обтекания  $V$  не достигает достаточно больших значений, а нормальная проекция ускорения  $W$  — слишком малых. Тем самым экваториальная область поверхности капли в окрестности точки Д (рис.) не может быть представлена в указанном виде и требует особого рассмотрения.

В результате степенной подход к уравнениям (7) реализуется следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{1}{K_{m1}} = \sqrt[3]{\frac{36V^2}{W} - \frac{\gamma V^2}{W} + \frac{5\sigma}{\rho(WV)^{2/3} 3(6)^{2/3} + \dots}} \\ \frac{1}{K_{m2}} = \sqrt[3]{\frac{225V^2}{16W} - \frac{7\gamma V^2}{15W} + \frac{3}{5} \left( \frac{4}{15} \right)^{2/3} \frac{\sigma}{\rho(WV)^{2/3} + \dots}} \end{cases} \quad (8)$$

При этом неравенства максимума (6) оказываются выполненными, а требование неустойчивости  $\alpha = 1 - \gamma + (5/4)^{1/3} b_1 - (5/4)^{2/3} b_2 > 0$  гарантируется малостью величин  $b_1$ ,  $b_2$  и  $\gamma$ . Таким образом, в соответствии с вышесказанным интервалу

$$K_{m1} < K_m < K_{m2} \quad (9)$$

будет отвечать действие на поверхностный слой капли локально наибольших сил инерции, приводящих в итоге к его диспергированию (во всяком случае для значений параметров  $b < 1$ ). Найденному диапа-

зону (9), если для простоты ограничиться в (8) первыми (главными) членами, будет соответствовать интервал значений  $\beta$ , заключенных между  $(1/6)$  и  $(4/15)$ . В другом предельном случае  $b \gg 1$  неравенство  $1 + (2b_1/y_0) - (3b_2/y_0) \leq 0$  оказывается достаточным, чтобы по (7) гарантировать выполнение  $dF_1/dK < 0$ , т. е. монотонное убывание  $F_1(K)$  в интервале

$$K''_{m1} < K'' < K''_{m2} \quad (9')$$

$$\frac{1}{K''_{m1}} = \sqrt{\frac{3\sigma}{\rho W} + \left(\frac{\gamma V^2}{W}\right)^2} - \frac{\gamma V^2}{W}; \quad \frac{1}{K''_{m2}} = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{\frac{4\sigma}{\rho W} - \left(\frac{\gamma V^2}{W}\right)^2} - \frac{\gamma V^2}{W} \right].$$

Верхняя граница неравенства определяется критерием неустойчивости  $\alpha > 0$ . Одновременно видно, что  $dF^2/dK \approx 4/3$ , и  $F_2(K)$  является монотонно возрастающей функцией. Таким образом, для значений  $b \gg 1$  интервалу (9') будет отвечать действие на поверхностный слой капли локально наибольших сил инерции. Взаимная соизмеримость значений  $b_1$  и  $b_2$  даст упрощение:  $K''_{m1} = (2/3)K''_{m2}$ ;  $K''_{m2} = \rho\gamma V^2/\sigma$ . Полученные для  $b \gg 1$  выводы в отношении  $F_1(K)$  непосредственно распространяются на общий случай  $b \sim 1$ . Что касается  $F_2(K)$ , то нетрудно убедиться в возможности смены знака производной  $dF_2/dK$  в зависимости от величины параметров  $b$ . С уменьшением этих величин  $F_2(K)$  утрачивает монотонный характер, приобретая максимум, что согласуется с наличием  $\max F_2$  в предельном случае  $b \ll 1$ . Такая же ситуация складывается и для функции  $F_1(K)$ . Очевидно, для  $b \sim 1$  выражения  $K_m$  для  $\max F$  будут включать в себя всю совокупность физических параметров задачи, но их аналитическое определение не представляется возможным. Хотя следует ожидать, что они будут промежуточными по отношению к интервалам (9) и (9'). Причем, диапазон (9') непосредственно примыкает к предельной границе неустойчивости  $K''_{m2}$ , где  $F_1 \approx 0$ . Поэтому его правая окрестность будет обеспечивать малый масштаб инкремента нарастания амплитуды возмущений и с точки зрения возможности диспергирования поверхностного слоя интереса не представляет.

Что касается области, примыкающей к экватору капли  $D$ , когда угол  $\varphi$  приближается к  $\pi/2$ , ей отвечает другой предельный случай  $b \gg 1$ . Однако, если  $W$  принимает достаточно малые значения, теряет смысл использование асимптотического разложения (4), справедливое при  $\beta \ll 1$ . Напротив, для решения уравнения (3) становится

естественной асимптотика по степеням  $1/\beta$ . Этот случай подробно рассмотрен нами [4] в связи с проблемой объяснения процесса разрушения метеорных тел, проникающих в атмосферу. Аналогично (7) дело сводится к совокупности двух уравнений для  $y$  с теми же параметрами  $b$ . Но при  $W \sim 0$ , т. е.  $b \gg 1$ , имеет место  $y \sim W^{1/3}$ ,  $b_1 \sim W^{-2/3}$ ,  $b_2 \sim W^{-1/3}$ , так что целесообразно перейти к другим переменным:  $Z = K_m \sqrt{V}$ ;  $W_1 = W \sqrt{V}$ . Решение указанных уравнений производилось в асимптотическом виде  $Z = Z_0 + Z_1 W_1 + \dots$ , в результате чего главное значение  $Z_0$  приводит к следующим величинам:

$$K''_{m1} = K''_{m2} = \gamma \rho V^2 / \sigma \quad (10)$$

Откуда вытекает, что главные члены максимумов инкремента нарастания амплитуды возмущений и их частоты оказываются величинами порядка  $W$ :  $\text{Re}(-i\omega)$ ,  $\text{Re}\omega \sim \alpha W \sim W$ . Тем самым экваториальная область характеризуется малым масштабом волнообразования. В то же время интервал значений  $b_1, b_2$ , который заключен между их асимптотическими пределами ( $\gg 1, \ll 1$ ) включает в себя диапазон изменения величин местной скорости  $V$  обтекающего потока и нормального ускорения вдоль лобовой поверхности капли, т. е.  $0 < \varphi < \pi/2$  (рис.). Поэтому совокупность всех  $K$ , соответствующих локально наибольшим силам инерции, будет суммарно занимать область между промежутком (9), (9') и (10). Разрушение жидкого поверхностного слоя следует ожидать прежде всего для той части этой области изменения  $K_m(\varphi)$ , которая в свою очередь связана с наибольшими величинами  $F_1$  и  $F_2$ , если принять во внимание полидисперсный (практически) характер аэрозольных систем.

Именно такому участку обтекаемой поверхности капель должны отвечать самые интенсивно развивающиеся в результате периодического волнообразования силы инерции. Поскольку из вышесказанного следует вывод о малом масштабе максимальных параметров волнообразования в экваториальной области капли и его увеличении с удалением от нее, т. е. нарастанием  $W$ , то преимущественное значение для оценки  $K_m$  приобретает та часть найденной суммарной области, которая представлена интервалом (9). Диапазону (9'), как не трудно убедиться с помощью непосредственной оценки, отвечают незначительные величины чисел Вебера для первичных капель в потоке газа, которые лежат за пределами экспериментально наблюдаемого участка [7], где реализуется процесс их дробления. Интенсивно вытягиваясь под действием развивающихся сил инерции и быстро увеличивая свою

крутизну, верхушки гребней волн могут со временем отрываться в виде мелких капелек В (рис.), как только величина инерционных эффектов окажется достаточной для этого. Вероятный максимальный размер образующейся вторичной дисперсии, очевидно, не превосходит половину основания гребня волны, т.е.  $\lambda_m / 4$ , в то время как угодно мелкими эти капельки вполне могут быть. Тогда в качестве оценки их преобладающего размера естественно выбрать величину также среднюю:  $\Delta \approx \lambda_m / 8 = \pi / 4 K_m$ , где ожидаемый диапазон значений  $K_m$  ограничен неравенством (9).

Для количественного сравнения полученных теоретических оценок используются результаты экспериментов [10] по распылению перегретых углеводородных топлив в открытом пространстве.

Для бензина Б-70, керосина ШФС, дизельного топлива ДС и мазута Ф5 средней диаметр капель в окончательно сформировавшемся облаке аэрозвеси (после вторичного диспергирования в аэрозольной струе) составляет соответственно  $\langle d_1 \rangle = 36$  мкм,  $\langle d_2 \rangle \approx \langle d_3 \rangle = 46$  мкм,  $\langle d_4 \rangle = 56$  мкм. Причем, об однородности этой мелкодисперсной аэрозвеси свидетельствует сферический характер распространения пламени при ее поджоге. Средние значения скорости первичных капель  $V_0$  относительно воздуха и их замедления  $W_0$  определяются в соответствии с величиной избытка давления в аэрозольном генераторе и интенсивности аэродинамического торможения. В частности, будем иметь  $W_0 \sim 20g$ , где  $g$  — ускорение силы тяжести. Вязкость топлива  $\mu$  составляет величину  $\sim$  сантипауза и должна определяться с использованием ее температурной зависимости [6]. Если для простоты ограничиться в выражениях (8) главным членом асимптотики по  $b_1$  и  $b_2$ , т.е. первыми слагаемыми, то с помощью найденного нами преимущественного интервала (9) в результате можно получить следующие оценки введенного выше преобладающего среднего размера  $\Delta_1 = (26 \pm 36)$  мкм,  $\Delta_2 = (40 \pm 55)$  мкм,  $\Delta_3 = (46 \pm 63)$  мкм,  $\Delta_4 = (57 \pm 78)$  мкм. Таким образом, теоретически определенные диапазоны в основном покрывают экспериментальные результаты.

Характерное время индукции начала разрушения капли  $t_u$ , наличие которого известно [7], например, из экспериментов по ее дроблению в потоке за проходящей ударной волной, можно оценить при помощи масштаба величины инкремента нарастания амплитуды волнообразования на жидкой поверхности. Тогда с точностью до своих главных (первых) членов асимптотически представления (5) и (8) дают внутри преобладающего интервала волновых чисел (9) следующее:

$$t_u \approx 1/F_1 \sim (\nu/W^2)^{1/3} \sim \mu^{1/3} \quad (11)$$

Тем самым предложенный механизм дробления капли позволяет теоретически объяснить соответствующую эксперименту прямую зависимость промежутка индукции  $t_u$  от вязкости, в то время, как известная модель срыва пограничного слоя с поверхности капли приводит к прямо противоположному результату:  $t_u \sim \mu^{-1/3}$  [7].

Построение уравнения кинетики процесса разрушения жидкой капли посредством диспергирования вторичных мелких частиц с ее поверхности под действием обтекающего ее потока может быть осуществлено в следующем простейшем варианте. Величина скорости убывания массы отдельной первичной капли  $m(t)$  оценивается при помощи своего среднего значения по промежутку времени  $\Delta t$

$$\frac{dm}{dt} = -A(t) \frac{\Delta m}{\Delta t} \quad (12)$$

с некоторым безразмерным множителем  $A(t)$ . Предполагая процесс отрыва вторичных частичек с поверхности основной капли происходящим схематически послойно, в качестве  $\Delta t$  естественно использовать время срыва одного такого слоя, обладающего массой  $\Delta m$ . Масштаб промежутка  $\Delta t$ , вероятно, можно оценить временем индукции начала разрушения капли (11). Величина элемента убыли массы  $\Delta m$  в простейшем приближении суммарно оценивается с позиций тонкого полусферического слоя  $\delta$  на лобовой ее стороне. Толщина  $\delta$  в среднем определяется размером срываемых капелек, интегрально образующих массу этого слоя на поверхности сферы радиуса  $r(t)$ .

Масштаб этой величины количественно можно охарактеризовать при помощи найденного выше среднего значения:  $\delta \sim \Delta \approx \lambda m / 8$ . Для тонкого слоя будем иметь  $\Delta m \sim 2\pi r^2 \delta \rho$ . Поскольку радиус капли изменяется во времени, то в интересах упрощения следует произвести осреднение  $\delta$  по всем слоям, т.е. по промежутку полного разрушения капли  $(0, t_k)$ , или по интервалу изменения ее радиуса от первоначального значения  $r_0 = r(0)$  вплоть до  $r(t_k) = 0$ . В результате такого интегрального подхода функциональная зависимость  $\lambda_m(a_m)$ , в частности, от вязкости  $\mu$  утрачивает свое значение для величины  $\delta$ . Изменение преобладающего размера по физическому параметру будет всякий раз количественно компенсироваться противоположным изменением величины за счет необходимости исключать в данной модели промежуточные объемы между компактно размещенными на сфере вторичными частицами диаметра  $\Delta$ .

Введенная расчетная схема поверхностного диспергирования капли позволяет считать последовательные срывные процессы слоев подобными т. е. процесс дробления жидкой поверхности локально одинаковым в среднем по ее площади. Это, в свою очередь, дает возможность воспользоваться аналогией с процессом испарения капли и применить к нашей модели линейный закон Срезневского

$$dS/dt = -a_s = \text{const, или } r^2 = r_0^2(1 - t/t_k) \quad (13)$$

Чтобы адекватно отражать существование промежутка индукции, имеющего место для процесса разрушения капли, уравнение для описания его кинетики (12) должно обеспечивать вначале нулевую убыль массы:  $dm/dt = 0$  при  $t = 0$ . В качестве простейшей реализации этого примем  $A(t) = A_1(t/t_k)$  с константой  $A_1$ , скорее всего превосходящей единицу.

Подставляя в (12) выражение (13) и учитывая приведенные выше соображения, получим следующее уравнение:

$$\frac{d\tilde{m}}{d\tau} = -B\tau(1-\tau), \quad \tilde{m} = \frac{m}{m_0}, \quad \tau = \frac{t}{t_k}, \quad B = \frac{3\delta}{2r_0} \frac{t_k}{t_u},$$

где  $m(0) = m_0 = (4/3)\pi r_0^3 \rho$ . Интегрируя последнее и удовлетворяя условиям при  $t = 0$  и  $t = t_k$ , окончательно находит закон диспергирования капли в скоростном потоке газа

$$m = m_0[1 - \tau^2(3 - 2\tau)] \quad (14)$$

и коэффициент  $B = 6$ , откуда следует, что  $t_k/t_u = 4r_0/A_1\delta$ .

Таким образом, полученная теоретическая закономерность (14) хорошо совпадает с известной эмпирической зависимостью [7]  $m = 0.5m_0(1 + \cos\pi\tau)$ , построенной по экспериментальным данным для дробления капель за проходящими ударными волнами.

Закон кинетики разрушения (14) естественно сохраняет свою силу для жидкого поверхностного слоя метеорного тела, вторгающегося в атмосферу и испытывающего торможение. В этом случае изменится только выражение для  $t_u, \lambda_m$ .

#### Список литературы

1. Асланов С. К. Исследование устойчивости медленного горения в вязкой газовой смеси // Физика горения и взрыва. 1966. №2. С. 72-76;
2. Асланов С. К., Гири А. Г. Гидродинамический механизм дробле-

ния капель при детонации в аэрозолях, вызванный неустойчивостью ускоряющегося тангенциального разрыва // Физика аэродисп. систем. 1980. Вып. 20. С. 96-104; 3. Асланов С. К., Гири А. Г. К построению теории детонации аэрозолей // Физика горения и взрыва. 1988. №4. С. 101-109; 4. Асланов С. К., Крамер Е. Н. К теории абляции метеорных тел в атмосфере Земли // Астрономический вестник. 1992. Т. 26. №6. С. 125-129. 5. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Натанзон М. С., Коссов О. М. О режимах дробления капель и критериях их существования // Инж.-физ. журн. 1981. Т. 40, №1. С. 64-70; 6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам жидкостей и газов. М.: Наука, 1972. 720 с.; 7. Гельфанд Б. Современное состояние и задачи исследования детонации в системе капли жидкости-газ // Детонация: Материалы IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М.: Наука, 1977. С. 28-39; 8. Гидродинамическая неустойчивость. М.: Мир, 1964. 350 с. 9. Гири А. Г. Влияние вязкости на устойчивость Релея-Гейлора в двухфазных потоках // Физика аэродисп. систем. 1982. Вып. 21. 10. Копыт Н. Х., Стручаев А. И., Краснощек Ю. И., Рогов Н. К., Шамшев К. Н. Горение больших объемов диспергированных топлив и эволюция их продуктов в свободной атмосфере // Физика горения и взрыва. 1989. №3. С. 21-28.

Поступила в редколлегию 02.07.92



## К АНАЛИЗУ ГОФРИРОВАННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ УДАРНЫХ ВОЛН

Ю. В. Граник, канд. физ.-мат. наук  
А. В. Кононов, науч. сотр.  
Одесский университет

Рассматривается классическая постановка задачи об устойчивости ударных волн в форме Дьякова [5, 8]. Показано, что в этом случае, вопреки выводам [2], специфическая двумерная неэволюционность не осуществляется. Сформулировано общее для однородных и неоднородных волн условие отбора уходящих от ударного фронта возмущений. С его помощью доказано, что экспоненциальная устойчивость ударных волн [1, 5, 9] не имеет места. Исследованы все случаи вырождения решений задачи. В частности, показано, что случай акустико-вихревого вырождения [3, 4] нетривиален и имеет непосредственное отношение к проблеме устойчивости. Указаны интервалы изменения параметра  $h = I^2(dV/dP)$  [5], соответствующие качественно различным типам поведения возмущений. Полученные результаты отличаются от известных выводов работ [1, 3, 5, 9] и при одном из значений  $h$  не согласуются с результатами [6].

**Введение.** Задача об устойчивости изолированной плоской стационарной ударной волны и двухпараметрической идеальной среде в классе экспоненциальных гофрировочных возмущений впервые была рассмотрена в [5]. Были получены интервалы изменения параметра  $h$ , соответствующие следующим качественно различным типам поведения возмущений:

$$h < h_2 = -1, h > h_4 = 1 + 2M \quad \text{— абсолютная неустойчивость}$$

$$h_2 < h < h' = \frac{\delta(1 - M^2) - M^2}{\delta + M^2} \quad \text{— устойчивость;} \quad (1)$$

$$h' < h < h_4 \quad \text{— возможность спонтанного излучения звука.} \quad (2)$$

© Ю. В. Граник, А. В. Кононов, 1991

Позднее в [7] было замечено, что точка  $h'$  в (1), (2) определена неверно и найдено ее правильное значение

$$h' = h_3 = \frac{(1 - M^2)\delta - M^2}{(1 - M^2)\delta + M^2}$$

где  $M = V_2/C_2$  — число Маха течения за ударной волной;  $\delta = \rho_1/\rho_2$  — коэффициент сжатия;  $V$  — скорость;  $\rho$  — плотность;  $C$  — скорость звука. Индексы 1 и 2 приняты соответственно для параметров перед и за ударным фронтом.

Интервал (1) в [5] был объявлен устойчивым без какого-либо анализа. Согласно результатам [1, 9] он разбивается на два подынтервала. В первом, ограниченном слева точкой  $h_2$ , наблюдается экспоненциальная устойчивость. Остальная часть [1] была названа областью несуществования решений [1] либо интерпретировалась как «область некоторого безразличного состояния ударной волны» [9].

Отметим, что в книге [8, §90] вопрос о характере возмущений в интервале  $-1 < h < h_3$  в рамках рассматриваемой постановки задачи не обсуждается.

В [2] был получен новый результат о существовании специфической двумерной неэволюционности во всей области (2) спонтанного излучения либо в некоторой ее части.

Отметим в этой связи, что для возмущений  $\sim e^{i\omega t}$  неэволюционность наступает тогда, когда число уходящих от разрыва возмущений превышает число граничных условий. Причем подсчет числа расходящихся волн должен производиться при фиксированной частоте, в то время как в [2] такой подсчет велся при двух разных  $\omega$ . Поэтому вывод [2] о существовании специфической двумерной неэволюционности некорректен.

Характеристическое уравнение, полученное в [5], имеет корни, соответствующие совпадению энтропийно-вихревых и акустических возмущений. В [5] они без объяснения не принимались во внимание. На существование таких корней указывается в [1], где в качестве довода об их непригодности выступает соображение о физической невозможности указанного выше совпадения. Формальный математический анализ этого случая в [3] привел авторов к неверному, как будет видно ниже, выводу о том, что он не имеет отношения к проблеме устойчивости.

Обзор полученных к настоящему времени результатов свидетельствует об отсутствии единой точки зрения по разбираемому вопросу.

**Постановка задачи.** Рассматривается задача об устойчивости ударной волны в двух параметрической идеальной среде по отношению к возмущениям вида

$$f(x, y, z) = g(x) e^{i(k_x y - \omega t)}; I_m K_y = 0, \quad (3)$$

где введены обозначения  $g = \{\rho_2 C_2^2 \pi(x), \rho_2 f(x), C_{2\phi}(x), C_{2\psi}(x)\}$ ;  $f = \{P', \rho', V_x', V_y'\}$ ;  $P$  — давление;  $V_x, V_y$  — проекции скорости; штрих означает возмущение соответствующей величины. Система координат связана с невозмущенным ударным фронтом: ось  $X$  направлена вдоль фронта, ось  $Y$  совпадает с направлением течения.

Будем, как и в [1; 3; 5; 9], рассматривать только эволюционные по Ландау [8] ударные волны. В этом случае

$$V_1 > C_1; V_2 < C_2. \quad (4)$$

Свойства среды предположим произвольными в такой степени, чтобы охватить как скачки сжатия ( $\delta < 1$ ), так и скачки разрежения.

В силу неравенств (4) возмущенной оказывается только зафронтная область «2»  $x > 0$ , в которой вектор-столбец  $f$  удовлетворяет линеаризованным уравнениям неразрывности, движения и адиабатичности

$$F \cdot \bar{f} = 0, \quad (5)$$

где матрица

$$F(\partial_x, \partial_y, \partial_t) = \begin{pmatrix} 0 & d_t & \rho_2 \partial_x & \rho_2 \partial_y \\ \partial_x & 0 & \rho_2 \partial_t & 0 \\ \partial_y & 0 & 0 & \rho_2 \partial_t \\ \partial_t & -C_2^2 d_t & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$\partial_x, \partial_y, \partial_t$  — операторы частных производных;  $d_t = \partial_t + V_2 \partial_x$ ,  $t$  — время. На ударном фронте  $X = 0$  ставятся линеаризованные граничные условия

$$G \cdot \bar{f} + E \zeta = 0, \quad (6)$$

где матрица

$$G = \begin{pmatrix} \frac{h+1}{j(\delta-1)} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{h-1}{j(\delta-1)} & 0 & -2 & 0 \\ h & V_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

и вектор-столбец  $E(\partial_x, \partial_t) = \{2\partial_x, 0, 0, (V_1 - V_2)\partial_t\}$ ;  $\zeta = \zeta(y, t)$  — возмущение поверхности ударного фронта;  $j = \rho V$

Поскольку анализируется внутренняя устойчивость ударной волны, источником всех возникающих возмущений является сам ударный фронт. Ниже такие возмущения называются уходящими. Иными словами, граничным условием (6) должно удовлетворять только то решение системы (5), которое соответствует уходящим от разрыва гидродинамическим возмущениям.

**Критерий отбора возмущений.** Из сказанного выше следует, что корректная постановка краевой задачи о внутренней устойчивости ударной волны связана с отбором уходящих возмущений. Согласно [8], общее решение для малых гидродинамических возмущений в однородном сжимаемом потоке идеальной среды складывается из энтропийно-вихревого и двух акустических возмущений, соответствующих двум ветвям  $K_{y(j)}$  ( $j = 3, 4$ ) дисперсионного соотношения для звуковых волн. Для энтропийно-вихревого возмущения, переносимого вместе с движущейся средой, проблема отбора не возникает: оно обязательно должно учитываться.

Отбор уходящих акустических возмущений нетривиален. Здесь гипотетически возможны три случая: оба возмущения являются уходящими; оба — приходящие; одно возмущение приходит, а другое уходит от ударной волны. В первом случае постановка задачи оказывается незамкнутой, поскольку число пригодных возмущений превосходит число граничных условий. Если бы при этом выполнялись условия эволюционности (4), выведенные из анализа одномерных возмущений, существовала бы специфическая двумерная незволюционность ударной волны. Подчеркнем, что здесь все пригодные возмущения отвечают одному, общему для всех возмущений значению частоты  $\omega$  (в отличие от неверно понимаемой незволюционности в [2]). Как будет показано ниже, специфической двумерной незволюционности в указанном выше смысле не существует.

В работах [5, 7, 8] отбор акустических возмущений осуществляется раздельно в зависимости от их характера. Для однородных ( $Im \omega = 0$ ),  $Im K_x = 0$  [4] акустических возмущений в качестве критерия отбора ставилось условие положительности скорости их распространения относительно ударного фронта:

$$V_2 + C_2 K_x / \sqrt{K_x^2 + K_y^2} > 0 \quad (7)$$

где  $K_x, K_y$  — составляющие волнового вектора. Для неоднородных ( $\text{Im}K_x \neq 0$ ) [4] возмущений ставилось условие

$$\text{Im}K_x > 0 \text{ при } \text{Im}\omega > 0. \quad (8)$$

Ниже в качестве условия отбора применяется общее для всех возмущений ограничение на направление переноса волновой энергии. А именно: в принятой постановке энергия возмущений должна излучаться в направлении от ударного фронта. Удовлетворение этого условия обеспечивает уходимость возмущений и делает устойчивость (или неустойчивость) внутренним явлением.

Для вывода условия отбора рассмотрим уравнение баланса энергии [8]

$$\partial_t E + \text{div} \bar{q} = 0, \quad (9)$$

где  $E = \rho(V^2/2 + \varepsilon)$  — полная энергия единицы объема;  
 $\bar{q} = \rho V(V^2/2 + \varepsilon + P/\rho)$  — вектор плотности потока мощности;  
 $\varepsilon(\rho, S)$  — внутренняя энергия единицы массы;  $S$  — энтропия.

Разложим  $\rho\varepsilon$  в кратный ряд Тейлора с точностью до малых величин второго порядка

$$\rho\varepsilon = \rho_2\varepsilon_2 + \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial\rho} \rho' + \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial S} S' + \frac{1}{2} \frac{\partial^2(\rho\varepsilon)}{\partial\rho^2} \rho'^2 + \frac{\partial^2(\rho\varepsilon)}{\partial\rho\partial S} \rho'S' + \frac{1}{2} \frac{\partial^2(\rho\varepsilon)}{\partial S^2} S'^2, \quad (10)$$

где все частные производные вычисляются при  $\rho = \rho_2, S = S_2$ .  
 Используя известные термодинамические соотношения и исключая с помощью точных уравнений неразрывности, движения и адиабатичности величины первого порядка малости, после подстановки (10) в (9), с точностью до величин второго порядка малости получим, что

$$\partial_t E' + \text{div} \bar{q}' = 0, \quad (11)$$

где плотность энергии возмущений

$$E' = \frac{\rho_2 V'^2}{2} + \frac{C_2^2 \rho'^2}{2\rho_2}$$

и плотность потока мощности возмущений

$$\bar{q}' = \bar{V}_2 E' + P' \bar{V}'$$

Для звуковых возмущений в системе координат, связанной с газом, (11) переходит в уравнение сохранения акустической энергии в форме [8, 65].

Поток мощности возмущений через поверхность  $X = X_0 + \text{const}$ ,

рассчитанный на единицу длины волны  $\lambda = 2\pi/K_x$ , определяется интегралом

$$I = \int_y^{y+\lambda} q'_x dy. \quad (12)$$

Для уходимости возмущения необходимо потребовать, чтобы выполнялось неравенство

$$I > 0, \quad (13)$$

которое в дальнейшем будем называть условием излучения.

**Построение общего решения.** Подставив (3) в (5), получаем систему однородных линейных дифференциальных уравнений:

$$F(d/dx, iK_x, -i\omega) \bar{g} = 0. \quad (14)$$

Согласно общей теории таких систем решение (4) имеет вид

$$\bar{g}(x) = \sum_{j=1}^4 \bar{U}_j B_j e^{K_j x}, \quad (15)$$

где  $\bar{U}_j$  — модальный вектор-столбец;  $K_j$  — корни дисперсионного уравнения;  $B_j, j = 1-4$  — набор произвольных констант. Если кратным корням дисперсионного уравнения отвечают нелинейные делители матрицы  $F(K_j, iK_x, -i\omega)$ , то модальные векторы будут полиномами от  $x$ . Дисперсионное уравнение получается из условия равенства нулю определителя матрицы  $F$ :

$$\|F(K_x, iK_x, -i\omega)\| = F_1 F_2 = 0, \quad (16)$$

где  $F_1 = (K_x V_2 - i\omega)^2$ ;  $F_2 = (C_2^2 - V_2^2) K_x^2 + 2i\omega V_2 K_x + \omega^2 - C_2^2 K_y$ .  
 Оно имеет следующие корни:

$$K_{x1} = K_{x2} = i \frac{\omega}{V_2}; \quad K_{x3,4} = \frac{-i\omega V_2 - \sqrt{K_y^2 (C_2^2 - V_2^2) - \omega^2}}{C_2^2 - V_2^2}, \quad (17)$$

где корень квадратный в (17) понимается как двузначная комплексная функция  $\omega$ .

Методика нахождения модальных векторов зависит от кратности корней  $K_j$ . Здесь возможны три случая:

А)  $K_{x_1} = K_{x_2} \neq K_{x_3}; K_{x_3} \neq K_{x_4} \neq K_{x_1}$  — случай общего положения ( $K_{x_1} = K_{x_2}$  — двукратный корень);

Б)  $K_{x_1} = K_{x_2} = K_{x_3} \neq K_{x_4}$  — случай акустико-вихревого вырождения ( $K_{x_1} = K_{x_2} = K_{x_3}$  — трехкратный корень);

В)  $K_{x_1} = K_{x_2}; K_{x_3} = K_{x_4}$  — случай акустико-акустического вырождения ( $K_{x_1} = K_{x_2}$  и  $K_{x_3} = K_{x_4}$  — два разных двукратных корня).

Последовательно рассмотрим эти случаи.

А) Случай общего положения. Дефект матрицы  $F(K_{x_1}, iK_{y_2}, -i\omega)$  равен двум. Отсюда следует, что двукратному корню  $K_{x_1} = K_{x_2}$  соответствуют два линейных элементарных делителя. Модальные векторы определяются из матрицы  $\hat{F}(K_{x_1})$  (транспонированная матрица алгебраических дополнений к  $F(K_{x_1}, iK_{y_2}, -i\omega)$ ) как два любых линейно-независимых столбца. Модальные векторы находятся из матриц  $\hat{F}(K_{x_3}), \hat{F}(K_{x_4})$  для  $U_3, U_4$ . Общее решение принимает вид

$$\begin{pmatrix} \pi \\ r \\ \varphi \\ \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Lambda_3 & \Lambda_4 \\ 1 & 0 & \Lambda_4 & \Lambda_4 \\ 0 & -1 & -K_{x_3}/K_y & -K_{x_4}/K_y \\ 0 & \omega/K_y V_2 & -i & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1 e^{K_{x_1} x} \\ B_2 e^{K_{x_2} x} \\ B_3 e^{K_{x_3} x} \\ B_4 e^{K_{x_4} x} \end{pmatrix},$$

где  $\Lambda_j = (K_{y_2} V_2 - i\omega) / (K_j C_j); j = 3, 4$ .

Б) Случай акустико-вихревого вырождения. Он достигается при двух значениях  $\omega \pm iV_2 K_y$ . Тогда

$$K_{x_1} = K_{x_2} = K_{x_3} = \pm K_y; K_{x_4} = \pm K_y (1 + M^2) / (1 - M^2).$$

Поскольку все элементы матрицы алгебраических дополнений  $\hat{F}(K_x)$  делятся на  $K_x - K_{x_1}$ , матрица  $F(K_{x_1}, iK_y, -i\omega)$  имеет нелинейные делители. В этом случае модальные векторы, соответствующие корням  $K_{x_1} = K_{x_2} = K_{x_3}$ , ищутся как линейно независимые столбцы матриц

$$W_j(x, K_{x_1}) = \left( \frac{d}{dK_x} + x \right)^j \hat{F}(K_{x_1}) \Big|_{K_x = K_{x_1}}; j = 0, 1.$$

Модальный вектор  $\bar{U}_4$  находится из матрицы  $\hat{F}(K_{x_4})$ . Общее решение записывается в форме

$$\begin{pmatrix} \pi \\ r \\ \varphi \\ \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & M & \pm 2M/\beta^2 \\ 1 & 0 & M & \pm 2M/\beta^2 \\ 0 & \pm 1 & \pm K_y x & \pm (1 + M^2)/\beta^2 \\ 0 & i & -i(K_y x \pm 1) & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1 e^{K_{x_1} x} \\ B_2 e^{K_{x_2} x} \\ B_3 e^{K_{x_3} x} \\ B_4 e^{K_{x_4} x} \end{pmatrix}, \quad (19)$$

где  $\beta = \sqrt{1 - M^2}$

В) Случай акустико-акустического вырождения. Этот вид вырождения имеет место при  $\omega = \pm \beta C_j K_j$ . Тогда

$$K_{x_1} = K_{x_2} = \pm i\beta K_y / M; K_{x_3} = K_{x_4} = \pm iMK_y / \beta.$$

Дефект матрицы  $F(K_{x_1}, iK_y, -i\omega)$  равен 1, поэтому среди двух элементарных делителей, соответствующих корням  $K_{x_3} = K_{x_4}$ , должен быть нелинейный. Модальные векторы ищутся как линейно независимые столбцы матрицы  $W_j(x, K_{x_3}); j = 0, 1$ . Подставляя их в (15), находим

$$\begin{pmatrix} \pi \\ r \\ \varphi \\ \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \pm K_y x & 1 \\ 1 & 0 & \pm K_y x & 1 \\ 0 & -M & -MK_y x - i\beta^3 & -M \\ 0 & \pm\beta & \pm\beta K_y x - i\beta^2 M & \pm\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1 e^{K_{x_3} x} \\ B_2 e^{K_{x_4} x} \\ B_3 e^{K_{x_3} x} \\ B_4 e^{K_{x_4} x} \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Непосредственно из форм (18) — (20) записи общего решения видно, что оно всегда состоит из четырех независимых возмущений: энтропийного (в нем  $\pi = \varphi = \psi = 0$ ), вихревого ( $\pi = r = 0$ ) и двух акустических. В вырожденных случаях одно из акустических возмущений имеет экспоненциально-степенную функциональную зависимость от  $x$ .

**Отбор возмущений.** Чтобы выяснить, какое из двух акустических возмущений создается фронтом ударной волны, применим условие отбора (13). Найдем сначала значение  $I$  для невырожденных акустических возмущений.

Выделим в комплексном решении (18) действительную часть и приравняем нулю все константы  $B_j$ , кроме той, которая соответствует исследуемому невырожденному акустическому возмущению. Подставляя полученное выражение в (12) и воспользовавшись известной квадратной формулой

$$\int_y^{y+\lambda} \operatorname{Re}(Ce^{iK_y y}) \operatorname{Re}(De^{iK_y y}) dy = \frac{CD^* + DC^*}{4},$$

где звездочка означает операцию комплексного сопряжения, получим

$$I_j = \rho_2 \frac{C^2}{2} |B_j|^2 H(\tilde{\omega}, \tilde{K}_j) e^{2(\operatorname{Im}\tilde{\omega} - \operatorname{Im}K_j x_n)} \quad (21)$$

где  $\tilde{\omega} = \omega / (K_j C_j); K_j = -iK_y / K_y$  — безразмерные комплексные

частота и  $x$  — составляющая волнового вектора (ниже тильду над безразмерными величинами будем опускать);  $j = 3, 4$  в случае А,  $j = 4$  в случаях Б и В, а

$$H(\omega, K_j) = [\beta^2(\omega^* K_j + \omega K_j^*) + M(\omega \omega^* + 1 - \beta^2 K_j K_j^*)] / (2K_j K_j^*). \quad (22)$$

С учетом (21) условие (13) приобретает вид

$$H(\omega, K) > 0. \quad (23)$$

Рассмотрим комплексную функцию

$$K(\omega) = (-M\omega + \sqrt{\omega^2 - \beta^2}) / \beta^2.$$

Функция  $K(\omega)$  однозначна на склеенных по разрезу  $[-\beta, \beta]$  действительной оси двух листах римановой поверхности  $R$  над комплексной плоскостью  $\omega$ . На каждом из листов  $K(\omega)$  допускает выделение регулярной ветви. Легко видеть, что решения (17) с  $j = 3, 4$ , приведенные к безразмерному виду, являются двумя значениями функции  $K(\omega)$ , принадлежащими различным ее ветвям. Будем для определенности считать, что  $j = 3$  отвечает верхнему, а  $j = 4$  — нижнему листу римановой поверхности  $R$ .

Чтобы упростить (22) введем вспомогательный комплексный параметр  $\tau$  согласно

$$\omega = \frac{\beta}{2} \left( \tau + \frac{1}{\tau} \right). \quad (24)$$

Отсюда

$$\tau = (\omega + \sqrt{\omega^2 - \beta^2}) / \beta, \quad (25)$$

$$K = \sqrt{\frac{1-M}{1+M}} \frac{\tau}{2} - \sqrt{\frac{1+M}{1-M}} \frac{1}{2\tau}. \quad (26)$$

Как и  $K(\omega)$  функция  $\tau(\omega)$  однозначна на  $R$ , отображая один из ее листов (например, верхний) на внешности единичной окружности  $|\tau| = 1$ , а другой (нижний) на ее внутренности.

С учетом (24) и (26) условие (23) приводится к виду

$$\tau \bar{\tau} > 1. \quad (27)$$

Следовательно, условию излучения в случае А общего положения удовлетворяют только те значения  $K(\omega)$ , которые отвечают одному в

наших обозначениях — верхнему) листу поверхности  $R$ . Иными словами, пригодной оказывается только ветвь  $j = 3$  функции  $K(\omega)$ .

Легко проверить, что в случаях Б и В невырожденные акустические возмущения ( $j = 4$ ) условию (27) не удовлетворяют. Таким образом, во всех трех случаях акустическое возмущение  $j = 4$  должно быть отброшено как создаваемое посторонними источниками. Для вырожденных акустических возмущений непосредственной подстановкой в (13) можно убедиться, что они удовлетворяют условию излучения. Случай недоопределенности задачи, при котором пригодны оба акустических возмущения, не наблюдается, т. е. специфической двумерной неэволюционности не существует.

С формальной математической точки зрения доказанное выше отсутствие двумерной неэволюционности явилось следствием совпадения условия отбора (27) с условием однолиственности отображения (24). Поэтому очевидно, что аналогичный результат будет иметь место и при использовании в качестве критерия отбора неоднородных волн условия (8), как это делалось в предыдущих работах. Действительно, с учетом (24) и (26), ограничение [8] также как и ограничение (27) обеспечивает однолиственность функции Жуковского (24).

Для однородных волн условие излучения (27) становится тождественным (7), приобретая смысл положительности  $x$  — проекции групповой скорости акустической волны.

**Анализ корней характеристического уравнения.** Подставим поочередно общие решения (18) — (20) в граничные условия (6) и отбросив непригодные возмущения, для определения  $\zeta(y, t)$  получим систему линейных дифференциальных уравнений в частных производных. Интегрируя ее, найдем, что во всех случаях  $\zeta = B_j \exp[i(K_j y - i\omega t)]$ .

Вид характеристического уравнения зависит от формы записи общего решения.

А) Случай общего положения. Подставим общее решение (15) в форму (18) в граничные условия (6) и отбросим возмущение  $j = 4$  как непригодное. После сокращения на  $\exp(iK_j y - i\omega t)$  для коэффициентов  $B_1, B_2, B_3$  и  $B_4$  получаем систему однородных линейных алгебраических уравнений

$$G \sum_{j=1}^3 \bar{U}_j B_j + B_4 E(iK_4 y, -i\omega) = 0,$$

которая имеет нетривиальные решения только при равенстве нулю ее определителя:

$$\| \{G\bar{U}_1\} \{G\bar{U}_2\} \{G\bar{U}_3\} E \| = 0 \quad (28)$$

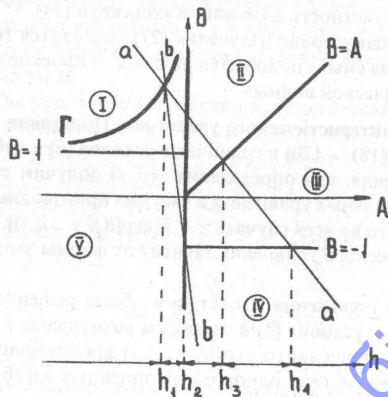
Выражение (28) совпадает с исходной формой характеристического уравнения [5]. Сокращая его на неравный нулю в случае общего положения множитель  $\omega^2 + M^2$  и производя подстановку (24), (26), получаем биквадратное уравнение для  $\tau$ :

$$(1+B)\tau^4 + 2(B-2A)\tau^2 - (1-B) = 0, \quad (29)$$

где  $A = M(1+h)/(2\delta\beta^2)$ ;  $B = (1-h)/(2M)$ .

Параметризованное через  $\tau$  характеристическое уравнение (29) должно решаться при следующих ограничениях:  $|\tau| > 1$  — условия соответствия уходящему возмущению;  $\tau \neq \pm i\sqrt{(1+M)/(1-M)}$  — исключении из рассмотрения значений  $\omega = \pm iM$ , соответствующих акустико-вихревому вырождению.

В плоскости параметров  $A$  и  $B$  выделяются четыре подобласти качественно различного поведения решения задачи для случая  $A$  (рис.).



Разбиение плоскости параметров  $A$  и  $B$  (оси  $h$ ) на области качественно различного поведения возмущений при  $\delta < 1$ : I, IV ( $h < h_1$ ,  $h_1 < h < h_2$ ,  $h > h_4$ ), кривая  $\Gamma(h = h_1)$  — экспоненциальная неустойчивость; III ( $h_3 < h < h_4$ ) — сомнительный случай  $\text{Im}\omega = 0$ ; II ( $h_2 < h < h_3$ ),

лучи  $B = A$  ( $h = h_3$ ) и  $B = -1$  ( $h = h_4$ ) — тривиальное решение; прямая  $A = 0$  ( $h = h_2$ ) — точка Жуге.

При  $h = h_1$  решение имеет экспоненциально-степенную зависимость от пространственной координаты  $x$ .

В областях I и IV (соответственно  $B > 1$ ,  $A < 0$  и  $B < -1$ ,  $A > 0$ ) уравнение (29) имеет два чисто мнимых сопряженных корня, удовлетворяющих условию  $|\tau| > 1$ . Поэтому области I и IV являются областями неустойчивости ударной волны, за исключением тех значений  $A$  и  $B$ , при которых корни уравнения (29) равны  $\pm i\sqrt{(1+M)/(1-M)}$ , что соответствует акустико-вихревому вырождению. Подставляя вышеуказанные значения  $\tau$  в (29), получим прямую  $b-b$  (рисунок):

$$M^2B + \beta^2A + M = 0.$$

Она пересекается в точке

$$A_1 = -2M/[(1-\delta)\beta^2]; B_1 = (1+\delta)/[(1-\delta)M], \quad (30)$$

соответствующей значению  $h = h_1 = (1+3\delta)/(\delta-1)$ , с прямой  $a-a$

$$M^2B + \delta\beta^2A - M = 0,$$

которая получается при исключении  $h$  из  $A$  и  $B$ . Точка  $(A_1, B_1)$  определяет значения параметров, при которых наступает акустико-вихревое вырождение и одновременно выполняется (29). Следовательно, все точки однопараметрической кривой  $\Gamma = \Gamma(\delta)$  (рисунок)

$$A = \gamma(\gamma+1)B/(\gamma^2 - B^2); \gamma = (1+\delta)/(1-\delta),$$

полученной исключением  $M$  из (30), должны быть выделены из анализа случая  $A$  и рассматриваться в рамках случая  $B$ . Поскольку  $M < 1$ , кривая для скачков сжатия всегда лежит в области I, а для скачков разрежения — в области IV. Описанное выше влияние акустико-вихревого вырождения на анализ случая  $A$  не было учтено в предыдущих работах, в частности в [3], где этот случай разбирался впервые.

В области III ( $B < A$ ,  $B > -1$ ,  $A > 0$ ) уравнение (29) имеет два пригодных действительных корня. Они соответствуют двум незатухающим акустическим волнам, распространяющимся навстречу друг другу под одинаковым наклоном к ударному фронту. Последний выступает стационарным источником этих волн. По терминологии [8] эта область называется областью спонтанной неустойчивости. Точнее, с точки зрения общей теории устойчивости ее следует обозначить как сомнительный случай, требующий дополнительного анализа в нелинейной постановке задачи.

В области II ( $A > 0, B > A$ ), чему соответствует  $-1 < h < h_3$ , нет корней, подходящих под условие  $|\tau| > 1$ . Это значит, что здесь задача имеет только тривиальное решение. Нельзя, как в [5], объявлять область устойчивой, так как задача ставится в ограниченном классе возмущений вида (3) и поэтому может иметь как устойчивые, так и неустойчивые неэкспоненциальные решения. В рамках принятой постановки задачи можно только утверждать, что в областях тривиальных решений ударная волна не может служить источником экспоненциальных hot возмущений.

Область V ( $A < 0, B < 1$ ) соответствует незволюционности по Ландау, поскольку достигается при  $M > 1$ .

На луче  $B = -1, A > 0$  ( $h = 1 + 2M$ ) уравнение (29) вырождается в квадратное. Оно не имеет пригодных корней, поэтому на этой линии существуют только тривиальные решения задачи.

Прямая  $A = 0$  отвечает точке Жуге адиабаты Гюгонио  $h = -1$ . Как показано в [8], с достоверной вероятностью это влечет  $M = 1$ , что противоречит исходному допущению (4). Ниже будем предполагать  $h \neq -1$ .

Точки луча  $A < 0, B = 1$  не могут быть получены ни при каких физически осмысленных значениях параметров задачи.

Луч  $B = A, A > 0$  принадлежит случаю акустико-акустического вырождения и, следовательно, должен рассматриваться отдельно.

Б) Случай акустико-вихревого вырождения. Условие нетривиальности решения сводится к равенству  $h = h_1$ . Поэтому на кривой  $\Gamma$  в плоскости  $A, B$  реализуется экспоненциальная неустойчивость. Однако, в отличие от общего случая А решение имеет экспоненциально-степенную зависимость от пространственной координаты  $x$ .

В) Случай акустико-акустического вырождения. Можно показать, что здесь существует только тривиальное решение задачи, поскольку соответствующее условие нетривиальности не может быть удовлетворено ни при каких физически осмысленных значениях параметров.

**Результаты анализа устойчивости.** Окончательные результаты трудно переформулировать для параметра  $h$ , который при фиксированных  $M$  и  $\delta$  и, согласно определению  $A$  и  $B$ , изменяется вдоль прямой  $a-A$ . Для скачков сжатия результаты формулируются следующим образом:

$$h = h_1 = (1 + 3\delta)/(\delta - 1)$$

— экспоненциальная неустойчивость при экспоненциально-степенной зависимости решения от

координаты  $x$  (акустико-вихревое вырождение);

— три интервала экспоненциальной неустойчивости при экспоненциальной зависимости решения от координаты  $x$ ;

— точка Жуге;

— интервал тривиальных решений;

— тривиальное решение (акустико-акустическое вырождение);

— сомнительный случай ( $\text{Im} \omega = 0$ );

— тривиальное решение (вырождение характеристического уравнения в случае А.

Для скачков разрежения точка  $h_1$  лежит правее точки  $h_4$ . В областях тривиальных решений и сомнительном случае задача требует переформулировки либо в виде постановки начальных условий и расширения класса возмущений [6], либо нелинейного анализа. Точка Жуге должна анализироваться методами околосзвуковой гидродинамики.

Отметим в заключение, что полученные результаты полностью согласуются с выводами работы [6] всюду, кроме точки  $h_1$ . Возникшее расхождение связано с тем обстоятельством, что исследование [6] основывалось на анализе только одного волнового уравнения. Это в принципе исключало саму возможность реализации случая Б в постановке [6].

#### Список литературы

1. Асланов С. К. К исследованию устойчивости ударных волн в произвольных средах // Докл. АН СССР. 1966. Т. 169. №2. С. 303-305;
2. Асланов С. К. Об эволюционности ударных волн // Журн. эксп. и теор. физ. 1990. Т. 98, вып. 1. С. 141-145;
3. Бармин А. А., Щелкачев М. В. К анализу устойчивости ударных волн // Прикладная математика и механика. 1990. Т7 54, №5. 877-882;
4. Бреховских Л. М., Годин О. А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 412 с.;
5. Дьяков С. П. Об устойчивости ударных волн // Журн. экс. и теор. физ. 1954. Т. 27. вып. 3. С. 288-295;
6. Иорданский С. В. Об устойчивости плоской стационарной ударной волны // Прикладная математика и механика. 1957.

ширения класса возмущений [6], либо нелинейного анализа. Точка Жуге должна анализироваться методами околорезонансной гидродинамики.

Отметим в заключение, что полученные результаты полностью согласуются с выводами работы [6] всюду, кроме точки  $h_1$ . Возникшее расхождение связано с тем обстоятельством, что исследование [6] основывалось на анализе только одного волнового уравнения. Это в принципе исключало саму возможность реализации случая Б в постановке [6].

#### Список литературы

1. Асланов С. К. К исследованию устойчивости ударных волн в произвольных средах // Докл. АН СССР. 1966. Т. 169. №2. С. 303-305;
2. Асланов С. К. Об эволюционности ударных волн // Журн. эксп. и теор. физ. 1990. Т. 98, вып. 1. С. 141-145; 3. Бармин А. А., Щелкачев М. В. К анализу устойчивости ударных волн // Прикладная математика и механика. 1990. Т7 54, №5. 877-882; 4. Бреховских Л. М., Годин О. А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 412 с.; 5. Дьяков С. П. Об устойчивости ударных волн // Журн. экс. и теор. физ. 1954. Т. 27. вып. 3. С. 288-295; 6. Иорданский С. В. Об устойчивости плоской стационарной ударной волны // Прикладная математика и механика. 1957. Т. 31. вып. 4. С. 465-472.; 7. Конторович В. М. К вопросу об устойчивости ударных волн // Журн. эксп. и теор. физ. 1957. Т. 33. вып. 6. С. 1525-1527.; 8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 735 с.; 9. Плешанов С. А. К теории устойчивости ударных волн // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12, №3. С. 464-467.

Поступила в редколлегию 28.06.91

УДК 536.46:533.6+534.222.2

## ИНТЕГРАЛЬНЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА РАЗВИТИЯ ВОЗМУЩЕНИЯ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ. ЧАСТЬ 2

В. Э. Волков, асп.,  
С. К. Асланов, д-р физ.-мат. наук  
Одесский университет

Методами численного анализа на базе многоступенчатой модели стационарной детонационной волны в задаче об устойчивости получены теоретические оценки для размеров ячеек газовой детонации. Теоретические результаты согласуются с данными известных экспериментов. Построенный интегральный метод позволяет исследовать устойчивость и структуру волн детонации в различных средах.

В предыдущей работе [2] предложен последовательный интегральный метод анализа развития возмущений детонационных волн, распространяющихся как в газовых, так и в конденсированных системах при произвольной кинетике тепловыделения. В основу исследования положена многоступенчатая модель стационарной детонации, являющаяся естественным обобщением известной [7] двухфронтной модели (комплекс: ударная волна — фронт мгновенного воспламенения). Для  $n$  ступеней разбиения характеристический определитель имеет порядок  $5n + 4$ . Последнее вносит в проблему аналитического исследования характера поведения корней векового уравнения весьма серьезные затруднения. Поэтому в настоящей работе произведен численный анализ характеристического (векового) уравнения.

Случай  $n = 2$  в первую очередь характерен для детонации газовых смесей, когда вся детонационная область может быть более или менее четко разделена на две подобласти: зону индукции (задержки воспламенения) и зону химической реакции (интенсивного тепловыделения) конечной протяженности. Этот случай можно рассматривать также как предельный, когда линейные размеры первой и последней подобластей детонационной зоны значительно превосходят линейные размеры всех остальных ее подобластей. В этом случае характеристический определитель имеет 14-й порядок, а вековое уравнение принимает форму



$$F(z) = 0, \quad (1)$$

где  $F(z)$  — весьма громоздкая трансцендентная функция ( $z$  — безразмерное собственное число), зависящая от многих параметров, важнейшими из которых являются  $\xi = hL$ ,  $L_1/L$ ,  $L_2/L$ ,  $\lambda = 2\pi/h$  — длина волны;  $L$  — протяженность всей детонационной зоны;  $L_1$  — протяженность зоны индукции;  $L_2$  — протяженность зоны реакции с тепловыделением ( $L_1 + L_2 = L$ ). В случае, когда  $L_2/L \rightarrow 0$  и  $L_1/L \rightarrow 1$  уравнение (1) принимает в точности тот же вид, что и для двухфронтной (одноступенчатой) модели детонации [1]. Этот факт позволяет считать в данном случае справедливыми все результаты и выводы исследований [1; 3; 4].

В случае же, когда величины  $L_1$  и  $L_2$  соизмеримы, производилось численное решение векового уравнения относительно безразмерного собственного числа  $z = -i\omega\tau$  ( $\tau = L/V_1$ , где  $V_1$  — скорость непосредственно за ведущим ударным фронтом). Уравнение (1) решалось методом координатного спуска в комплексной арифметике [6]. Необходимость применения данного метода вызвана тем, что он обеспечивает сходимость к некоторому корню при произвольном выборе начального приближения [6].

Отметим, что в [4] решение векового уравнения для одноступенчатой модели детонации произведено методом секущих, при этом в качестве начального приближения использованы данные работы [3]. Однако сходимость метода секущих существенно зависит от выбора начального приближения, т. е. этот метод является, по сути, методом уточнения корней, а не их отыскания. Так как ранее подобные расчеты для двухступенчатой модели детонации никогда не производились, то проблема выбора начального приближения корня уравнения (1) весьма затруднительна и метод секущих в данном случае не эффективен.

При численном решении векового уравнения (1) расчет характеристического определителя производился на каждом шаге итерации известным методом Гаусса [6]. Это позволяет избежать чрезвычайно трудоемких аналитических выкладок по раскрытию функционального определителя 14-го порядка. К тому же в случае, когда  $n > 2$ , такой путь решения задачи представляется, пожалуй, единственно возможным.

Численное исследование векового уравнения (1) имело целью прежде всего анализ структуры фронта детонационной волны. Развитие искривлений детонационного фронта и возникновение на нем изломов (тройных ударно-детонационных конфигураций) связано с двумерным

типом неустойчивости ( $\xi \neq 0$ ). В процессе образования маховских конфигураций, сжигающих смесь в поперечном направлении, могут, вообще говоря, участвовать возмущения с произвольным значением параметра  $\xi$ . Однако прежде всего такие изломы должны порождаться возмущением, развитие которого сопровождается наибольшим искривлением фронта детонации. Последнее определяется как начальным уровнем возмущения, так и длиной его волны  $\lambda$ . С позиций общего среднего уровня для главных начальных возмущений остается единственным образом определить параметр  $\xi$ , входящий в уравнение (1).

Количественной характеристикой кривизны детонационного фронта, приобретаемой за время  $t$ , служит отношение амплитуды его смещения  $A(t) \sim \exp \operatorname{Re}(-i\omega t)$  к размеру данного возмущения  $\lambda \sim 1/\xi$ . Причем, говоря об искривлении детонационной волны в целом (как фронта), имеет смысл рассматривать временные промежутки по крайней мере не меньше характерного времени процесса  $\tau$ . Именно к этому параметру относим введенную выше характеристику крутизны детонационного фронта, которая в логарифмическом масштабе принимает вид  $C(\xi) = \operatorname{Re} z + \ln(\xi)$ . Тогда максимум  $C(\xi)$  однозначно определяет величину  $\xi_m$ , т. е. длину волны  $\lambda_m$  с наиболее быстро нарастающей искривленностью фронта [3].

Кроме того, следует принять во внимание тот факт, что более высокую вероятность реализации в экспериментах имеют возмущения с одинаковым инкрементом нарастания. Инкремент нарастания возмущения определяется величиной  $\operatorname{Re} z$ , поэтому совпадение действительных частей различных корней векового уравнения, соответствующие точкам ветвления и пересечения на графиках  $\operatorname{Re} z(\xi)$ , служит еще одним критерием определения величины  $\xi_m$  и соответственно  $\lambda_m$ . Этот критерий, предлагаемый впервые, является не менее важным, чем указанный выше критерий определения  $\lambda_m$  по максимально быстро нарастающей крутизне детонационного фронта.

Дополнительным критерием определения величин  $\xi_m$  и  $\lambda = 2\pi L/\xi_m$  служит минимальность частоты колебаний  $\operatorname{Im} z$ . Это обусловлено тем, что декремент затухания колебаний в результате диссипативных потерь, не учтенных в данной модели, прямо пропорционален квадрату их частоты.

Величина  $\lambda_m$  является оценкой масштаба  $\Delta u$  неоднородностей, фиксируемых в экспериментах оптическим или следовым методом [5; 7], так как одну ячейку структуры «пишут» две маховские конфигурации и ровно столько их наблюдается на длине волны  $\lambda_m$ .

На основе комбинирования всех выше указанных критериев производился отбор величин  $\xi_m$  и  $\lambda_m$ , отвечающих корням векового уравнения, описывающим возмущения, вероятность реализации которых в экспериментах наивысшая.

Конкретные расчеты были произведены для стехиометрической водородо-кислородной смеси для аррениусовской кинетики химической реакции, когда энергия активации равна 16,33 ккал/моль. При этом предполагалось, что  $\gamma_1 = 1,4$ ;  $\gamma_2 = 1,37$ ;  $\gamma_3 = 1,33$ , где  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  — отношения теплоемкостей в зонах индукции, реакции и окончательных продуктов соответственно. Предполагалось также, что  $L_1/L = 0,7$  и  $L_2/L = 0,3$ . В расчетах изменялись значения начального давления  $P_0$  исходной горючей смеси и соответственно числа Маха  $M_0$  стационарной детонационной волны Чепмена-Жуге. Ниже приведены результаты расчетов и их сравнение с данными известных экспериментов [5].

$M_0$	5,5	5,25	5,0	4,8	4,3
$P_0$ , мм рт. ст.	760	300	200	150	50
$\lambda_m$ , мм расчетная величина	1,7	3,0	5,8	8,7	34
$\Delta y$ , мм [7]	1,4	3,6	6,0	8,5	32

Для всех случаев были произведены расчеты при дискретном наборе значений величины  $L_2/L$ , изменяющейся от 0 до 0,3 с шагом 0,1. Результаты вычислений показывают, что с ростом величины  $L_2/L$  значения длины волны  $\lambda_m$  и соответствующей ей действительной части корня векового уравнения (1) уменьшаются. Это позволяет сделать вывод о том, что увеличение относительной протяженности зоны реакции с тепловыделением является дополнительным фактором стабилизации в задаче об устойчивости и в конечном итоге приводит к «измельчению» масштаба детонационной структуры.

Этот вывод подтверждает и расчеты, проведенные для модельной аррениусовской кинетики химической реакции с энергией активации 20 ккал/моль. Результаты этих расчетов для случая  $L_1/L = 0,7$  показаны на рис. 1–4, где представлены наиболее характерные типы графиков зависимостей  $\text{Re } z$ ,  $\text{Im } z$  и вещественного корня  $z$  от  $\xi$ . Сплошные линии на графиках соответствуют  $\text{Re } z$ , пунктирные —  $\text{Im } z$ , штрихпунктирные — вещественным  $z$ .

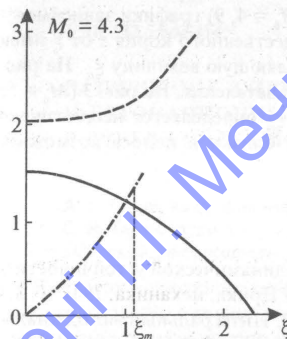


Рис. 1. Зависимости  $\text{Re } z$ ,  $\text{Im } z$ , вещественного корня  $z$  от параметра  $\xi$  в случае  $M_0 = 4,3$

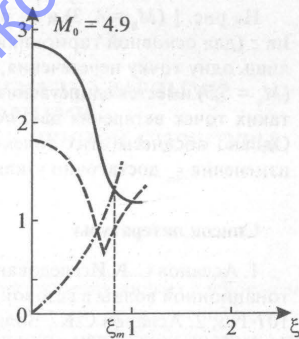


Рис. 2. Зависимости  $\text{Re } z$ ,  $\text{Im } z$ , вещественного корня  $z$  от параметра  $\xi$  в случае  $M_0 = 4,9$

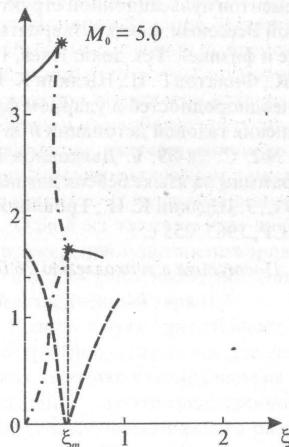


Рис. 3. Зависимости  $\text{Re } z$ ,  $\text{Im } z$ , вещественного корня  $z$  от параметра  $\xi$  в случае  $M_0 = 5,0$

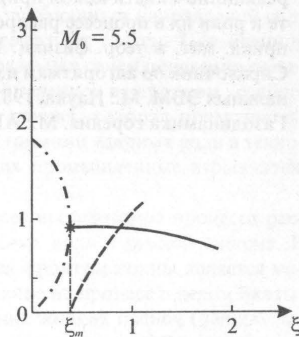


Рис. 4. Зависимости  $\text{Re } z$ ,  $\text{Im } z$ , вещественного корня  $z$  от параметра  $\xi$  в случае  $M_0 = 5,5$

На рис. 1 ( $M_0 = 4, 3$ ) и на рис. 2 ( $M_0 = 4, 9$ ) графики зависимостей  $\text{Im } z$  (для основной гармоники) и вещественного корня  $z$  от  $\xi$  имеют лишь одну точку пересечения, определяющую величину  $\xi_m$ . На рис. 4 ( $M_0 = 5, 5$ ) имеется единственная точка ветвления. На рис. 3 ( $M_0 = 5, 0$ ) таких точек ветвления две, поэтому  $\xi_m$  определяется неоднозначно. Однако абсциссы этих точек весьма близки и полоса возможного изменения  $\xi_m$  достаточно узкая.

#### Список литературы

1. Асланов С. К. Исследование газодинамической устойчивости детонационной волны в газовой смеси // Прикл. механика. 1967. Т. 3. С. 107-115; 2. Асланов С. К., Волков В. Э. Интегральный метод анализа развития возмущений детонационной волны // Физика аэродисп. систем. 1990. Вып. 33. С. 77-81; 3. Асланов С. К., Голинский О. С. К расчету внутренней структуры детонационной волны // Докл. АН СССР. 1981. Т. 260. №5. С. 1154-1157; 4. Асланов С. К., Малорян В. Л. Теория неустойчивости и расчет элементов пульсационной структуры детонационной волны // Мат. Второй Всесоюз. конф. «Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике». Тез. докл. Киев, 1985. С. 21-23; 5. Волин Б. П., Трошин Я. К., Филатов Г. И., Щелкин К. И. О реакционно-кинетической природе неоднородностей в ударном фронте и роли их в процессе распространения газовой детонации // Журн. прикл. мат. и теор. физики. 1960. №2. С. 78-89; 6. Дьяковнов В. П. Справочник по алгоритмам и программам на языке бейсик для персональных ЭВМ. М.: Наука, 1987. 240 с.; 7. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. М.: АН СССР, 1963. 255 с.

Поступила в редколлегию 26.04.91

УДК 532.5:662.414

### РАЗРУШЕНИЕ ЖИДКОЙ ФАЗЫ ЗА УДАРНЫМИ И ДЕТОНАЦИОННЫМИ ВОЛНАМИ В ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ ПЕННОЙ СТРУКТУРЫ

А. Г. Гирин, канд. физ.-мат. наук  
С. Н. Таран, студент  
Одесский университет

В качестве возможного механизма разрушения жидких пленок (пенных перегородок) в двухфазной пенной системе предложено рассматривать гидродинамическую неустойчивость межфазной поверхности (неустойчивость типа Релея-Тейлора). С целью проверки этой гипотезы произведен газодинамический расчет и получены искомые зависимости для ускорения пленки под действием падающей ударной волны. Вывод о возможном разрушении пленки с привлечением классической теории Тейлора делается путем анализа выполнимости двух необходимых условий: по времени действия возмущения и по отношению длины его волны к толщине пленки. Сделан вывод о реально возможном проявлении механизма неустойчивости.

Одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений гидродинамики является динамика многофазных систем. Повышенное внимание к этим сложным и многообразным в своем поведении системам связано с их увеличивающимся применением в народном хозяйстве. Одной из таких систем является пенная, которая применяется, например, при тушении пожаров, при гашении ударных волн в технологических установках, использующих промышленные взрывчатые вещества (пенный экран).

В связи с этим представляет интерес исследование процесса распространения ударных и детонационных волн в пенной системе. В таких условиях взаимодействие фаз за фронтом волны является интенсивным, так что существенное влияние на процесс в целом оказывает явление механического разрушения жидких пленок (пенных перегородок). Образующееся в результате разрушения большое количество мельчайших капелек способно очень быстро испариться и существенно изменить термодинамическое состояние среды. Таким об-

разом, механический процесс разрушения пленки может стать определяющим для кинетики протекания остальных процессов межфазного взаимодействия и для гидродинамики всей системы в целом.

С точки зрения гидромеханики возникает в первую очередь вопрос о механизме процесса разрушения. Немногочисленные экспериментальные данные говорят о том, что при взаимодействии падающей детонационной волны с пленкой разрушение последней происходит очень быстро, без существенного ее смещения, причем через перфорированную пленку проникают струи сжатого горячего газа, которые быстро формируют ударную либо детонационную волну в следующей пенной ячейке. Это свидетельствует в пользу механизма разрушения, связанного с наличием достаточно сильных возмущений. Такими возмущениями могут быть неоднородности во фронте детонационной волны (пучности давления в ячейках многофронтной детонации), которые при столкновении с пленкой могли бы «прорвать» ее.

С другой стороны, известно, что ускоряющаяся поверхность раздела сред различной плотности подвержена действию неустойчивых по Тейлору возмущений. В связи с этим в настоящей работе проводится обоснование гипотезы о том, что механизмом разрушения может служить гидродинамическая неустойчивость ускоряющейся пленки при нормальном падении на нее (соударения) ударной либо детонационной волны. Имея аperiodический характер, неустойчивые по Тейлору возмущения способны перфорировать пленку системой газовых каналов, расстояния между которыми определены длиной наиболее неустойчивого возмущения. Для подтверждения этой гипотезы необходимо произвести количественные сопоставления гидродинамических параметров развития неустойчивости для пленки. В результате возникает прежде всего задача о взаимодействии жидкой пленки и нормально падающей на нее ударной волны.

Для определения — рассмотрим однородную пенную систему, состоящую из одинаковых кубических ячеек, имеющих размер  $l_0$ . Так как структура периодична (состоит из одинаковых ячеек), то достаточно рассмотреть две соседние ячейки, имеющие общую межфазную поверхность, нормаль к которой совпадает с направлением вектора скорости распространения ударной волны (рис. 1).

Пусть в момент времени  $t = 0$  падающая ударная волна с параметрами за фронтом  $P_1, \rho_1, U_1$  (давление, плотность, скорость газа) достигает поверхности пленки. Возникающая при  $t > 0$  отраженная ударная волна оставляет за собой газ в состоянии  $P_2, \rho_2, U_2$ , который, взаимодействуя с пленкой, приводит ее в движение.

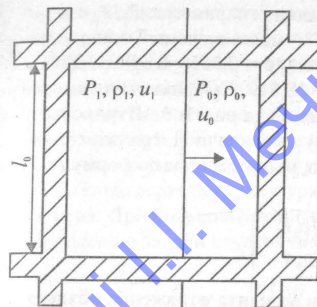


Рис. 1. Ячейка пенной структуры при прохождении через нее ударной волны.

Таким образом, газодинамическая часть исследования сводится к задаче, аналогичной известной задаче Лагранжа о движении поршня (роль которого играет пленка) в трубе [3]. Однако в отличие от классической постановки, в рассматриваемом течении состояние газа за отраженной ударной волной (относительно ее фронта) будет дозвуковым, поэтому газодинамические возмущения, рождаемые смещением поршня, будут достигать фронта отраженной ударной волны и, отражаясь от него, вновь взаимодействовать с пленкой. Поэтому течение в области между пленкой и отраженной ударной волной уже не является простой волной и классическое решение здесь не применимо. Кроме того, необходимо учитывать давление перед пленкой (в следующей ячейке)  $P_0$  и работу, которую совершает пленка по приведению в движение массы газа в этой ячейке. По этим причинам решение задачи проводилось численно, методом Годунова. Расчеты были проведены для значений  $P_0 = 10^5$  Па,  $\rho_0 = 1,293$  кг/м<sup>3</sup>,  $U_0 = 0$ , плотности жидкости  $\rho_x = 998,2$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_1, U_1, a$  также  $\rho_2, U_2$  рассчитывались по соотношениям Рэнкина-Гюгонио:

$$u_i = u_{i-1} + \frac{P_i - P_{i-1}}{\rho_{i-1}} \sqrt{d_{i+1}^2 \frac{P_i - P_{i-1}}{\rho_{i-1}} \frac{\gamma - 1}{2}};$$

$$\rho_i = \rho_{i-1} \left( \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{P_i}{P_{i-1}} + 1 \right) \left/ \left( \frac{P_i}{P_{i-1}} + \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \right.,$$

где  $d$  — скорость звука;  $\gamma$  — показатель политропы газа (в расчетах было принято  $\gamma = 1,4$ );  $i = 1, 2$ .

Данная задача содержит два определяющих параметра:  $P_1/P_0$  и  $m/M$ , где  $m$  — масса газа в пенной ячейке;  $M$  — масса пленки. Были рассчитаны шесть вариантов: для  $P_1/P_0 = 5$ ,  $m/M = 0,0356$ ;  $0,3580$ ;  $3,5804$  и для  $P_1/P_0 = 20$ ,  $m/M = 0,185$ ;  $1,852$ ;  $18,519$ . Графики зависимости ускорения пленки  $G$  от времени приведены на рис. 2. 3. Штриховыми линиями обозначены зависимости  $G(t)$  для задачи Лагранжа с соответствующими значениями параметров, рассчитанные по формуле [3]:

$$G = \frac{P_2 - 1}{\rho_{\text{ж}} d} \left( 1 + \frac{\gamma + 1}{2\sqrt{\gamma}} \frac{\sqrt{\rho_2 P_2}}{\rho_{\text{ж}} d} t \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma+1}} \quad (1)$$

Несоответствие кривых в окрестности момента отражения объясняется тем, что в расчетной схеме не выделялся фронт отраженной ударной волны, поэтому существовал небольшой промежуток времени, в течение которого происходило ее формирование. Если продлить расчетную кривую до момента  $t = 0$ , то получим значение, хорошо согласующееся с рассчитанным по формуле (1).

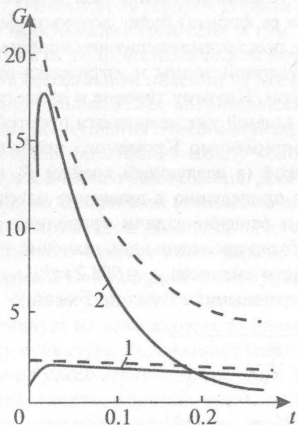


Рис. 2. Зависимость ускорения пленки от времени,  $P_1/P_0 = 5$ ; 1 —  $m/M = 0,358$ , 2 —  $m/M = 3,580$ .

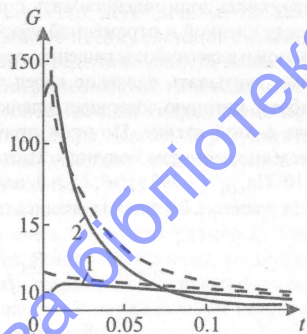


Рис. 3. Зависимость ускорения пленки от времени,  $P_1/P_0 = 20$ ; 1 —  $m/M = 0,185$ , 2 —  $m/M = 18,519$ .

Для проведения анализа возможности разрушения пленки необходимо решить задачу о неустойчивости пленки, ускоряющейся под действием сжатого газа, и определить основные параметры неустойчивых возмущений. Такая задача была решена в [2]; из решения следует, что при сравнительно небольших ускорениях, когда длина самой быстрорастущей волны превосходит толщину пленки  $d$ , параметры самого быстрорастущего возмущения определяются численным решением характеристического уравнения, предоставленного в [2] в виде графиков. При больших ускорениях решение задачи для пленки близко к решению задачи неустойчивости для полупространств:

$$\lambda^* = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{g\rho_{\text{ж}}}}, \quad t_e = \left( \frac{g^3 \rho_{\text{ж}}}{3\sigma} \right)^{-0,25} \quad (2)$$

где  $\lambda^*$  — характерное время роста амплитуды возмущения в  $e$  раз;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $g$  — ускорение. Зависимости (2) показывают, что при заданных физических свойствах жидкости параметры доминантного возмущения полностью определяются ускорением пленки. Следовательно, определив расчетным путем ускорение пленки, мы можем проанализировать возможность ее разрушения. Следует отметить, что разрушение является чрезвычайно сложным механическим процессом, и формулировка достаточных условий «срабатывания» неустойчивости вряд ли здесь возможна. Вследствие этого суждения о возможности разрушения будем производить на основе выполнимости необходимых условий. Для того чтобы аперiodические неустойчивые по Тейлору возмущения «прошли» пленку, необходимо, чтобы они были достаточно интенсивными и успели сработать до того, как существенно изменятся условия для их развития, которые однозначно определяются значением ускорения (2).

Таким образом, согласно этому критерию, если время  $t_{\text{п}}$ , необходимое для «прошивания» оказывается заметно большим того промежутка времени, в течение которого существенно изменятся параметры самого возмущения  $\lambda^*$  и  $t_e$ , то в этом случае «прошивания» не произойдет. При этом для оценки времени «прошивания» пленки возмущением  $t_{\text{п}}$  необходимо учитывать, что при экспериментальном исследовании неустойчивости Релея-Тейлора установлено существование линейной и нелинейной стадий развития возмущения, причем для линейной стадии характерное время определяется по формуле (2), а на нелинейной скорости проникновения возмущений внутрь слоя равна

$$V_H = 0.3\sqrt{\lambda^* g}.$$

Следовательно, время «прошивания» можно оценить в случае, когда  $t_H \gg t_c$  как  $t_H \approx t_H = d/V_H$ , а при  $t_H \ll t_c$  как  $t_H \approx t_c$ .

В работе [1] при исследовании разрушения капель, ускоряющихся спутным потоком газа за ударной волной, вследствие некоторого качественного несогласования экспериментальных и теоретических результатов было высказано предположение о том, что действие неустойчивых по Тейлору возмущений приводит к разрушению капли только при сравнительно небольших числах Вебера  $We \leq 100$  ( $We = \rho V^2 d \sigma^{-1}$ ), когда длина волны возмущения сравнима с толщиной деформированной капли (имеющей форму тонкого диска). Согласно этому предположению при возрастании ускорения, когда длина волны возмущения значительно меньше толщины жидкого слоя, действие неустойчивых возмущений становится неэффективным и не приводит к разрушению. Причиной этого может служить неустойчивость в поперечном направлении самой системы чрезвычайно тонких и длинных каналов, прошивающих жидкий слой. Так, уже при  $\lambda^*/d = 0.1$  отношение толщины канала к его длине равно 1:20. В рассматриваемом нами случае жидкой пленки причиной такой неустойчивости системы каналов может послужить, например, некоторая несимметричность (неодновременность) падения ударной волны на пленку.

Таким образом, следуя работе [1], сформулируем еще одно необходимое условие, заключающееся в том, чтобы длина волны возмущения была сравнима с толщиной пленки:

$$\lambda^* > 0.1d$$

При сопоставлении рассчитанных гидродинамических характеристик с параметрами неустойчивых возмущений необходимо учитывать, что рассчитанные значения для пленки справедливы вплоть до момента времени  $t_c$ , когда ударная волна, отразившись от левой границы пенной ячейки, вновь достигнет ускоряющейся пленки и существенно изменит характер течения вблизи нее. Сложность в описании этого процесса заключается в том, что левая граница в момент прихода к ней отраженной волны представляет собой остатки разрушившейся пленки, существующие в виде частично испарившегося плотного аэрозольного облака. Поэтому отражение ударной волны будет частичным, а детальный расчет его крайне затруднителен. В случае полного (как от жесткой стенки) отражения проведенный расчет по-

казывает, что взаимодействие вторично отраженной волны с правой пленкой увеличивает ее ускорение более чем в два раза.

Проведем анализ возможности разрушения пленки.

В случаях  $P_1/P_0 = 5$ ,  $m/M = 0,0358; 0,3580$  за промежуток времени  $t_c = 0,53$  с ускорение меняется незначительно, однако, отношение  $\lambda^*/d$  составляет  $\approx 0,03$  и  $0,95$  соответственно, поэтому второй критерий не выполняется и разрушение не произойдет.

В случае  $P_1/P_0 = 5$ ,  $m/M = 3,5804$ ,  $t_c = 2,3 \cdot 10^{-3}$ ,  $t_H = 0,06$  и характерным временем является  $t_H$ ;  $t_H = t_H = 0,06$ . Рис. 2 показывает, что за промежуток времени  $t = 0,06$  ускорение уменьшается в два раза, при этом из (2) следует, что  $\lambda^*$  увеличивается в  $\sim 1,5$  раза. Это говорит о том, что в начальные моменты времени гидродинамические условия меняются быстрее, чем происходит развитие возмущения, и, следовательно, возмущение скорее всего не «сработает». Однако ускорение быстро падает, и если произвести оценку для момента  $t = 0,1$ , то окажется, что  $t_H = 0,048$ , а за этот промежуток времени изменение  $t_H$  и  $\lambda^*$  составит  $\approx 1,2$  и  $1,37$  раза, что уже менее значительно. Следует отметить, что «самая быстрорастущая волна» с параметрами (2) — это возмущение, имеющее максимальный (экстремальный) инкремент нарастания амплитуды, поэтому возмущения, близкие к (2) по длине волны, имеют практически такие же значения инкремента, а (2) представляет хорошую оценку для возмущения, которое на самом деле доминирует и реализуется. Кроме того, для момента  $t = 0,1$  отношение  $\lambda^*/d$  составляет  $\approx 0,43$ , что говорит о выполнимости второго критерия. Следовательно, проведенные сопоставления говорят о том, что в окрестности  $t = 0,1$  существуют условия для разрушения пленки, которое может произойти в момент времени  $t = 0,15$ , имея характерный размер разрушающего возмущения  $\lambda^* = 0,4d$ .

В случаях  $P_1/P_0 = 20$ ,  $m/M = 0,185; 1,852$  отношение  $\lambda^*/d$  составляет  $0,009$  и  $0,05$  соответственно. Следовательно второй критерий не выполняется и разрушения не произойдет.

В случае  $P_1/P_0 = 20$ ,  $m/M = 18,519$  в начальный момент  $t_c = 4 \cdot 10^{-4}$ , поэтому  $t_H = t_H = 0,03$ . За этот промежуток времени ускорение, согласно рис. 3, упадет в три раза, а  $\lambda^*$  увеличится  $\approx$  в 1,8 раза. Отношение  $\lambda^*/d = 0,09$  при  $t = 0$  и второй критерий не выполняется. В то же время для промежутка  $[0,004; 0,036]$  среднее значение  $t_H$  составляет  $0,032$ ,  $\lambda^*/d = 0,11$ , изменение же  $\lambda^*$  за этот промежуток равно  $0,09$ . Эти значения уже весьма близки к критическим, и можно ожидать, что при  $t$  близком к  $0,04$  произойдет разрушение пленки возмущением, имеющим размер  $\approx 0,1d$ .

Все величины в работе отнесены к характерным значениям, в качестве которых взяты давление  $P_0$ , плотность в невозмущенной ячейке  $\rho_0$ , длина сжатой ячейки  $l$ .

Таким образом, проведенный анализ приводит к выводу о возможности достаточно быстрого разрушения пенных перегородок за ударной и детонационной волной. Такое интенсивное изменение структуры пенной системы, а затем и очень быстрое испарение образующихся мельчайших частичек способно существенно повлиять на течение двухфазной смеси в целом. В частности, эти процессы могут служить основной причиной, обуславливающей возможность быстрого перемешивания и сгорания горючих компонентов и, в конечном итоге, самого существования детонационной волны в системах пенной структуры.

#### Список литературы

1. Гирин А. Г. Гидродинамическая неустойчивость и режимы дробления капель // Инж.-физ. журн. 1985. Т. 48. №5. С. 771-776;
2. Гирин А. Г. Дробление капель газовым потоком при малых числах Вебера // Физика аэродисп. систем. 1984. Вып. 25. С. 78-82;
3. Станюкович К. П. Неуставившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 856 с.;
4. Субботин В. А. Изучение механизма передачи газовой детонации через пленки жидкости // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. №2. С.107-114.

Поступила в редколлегию 16.04.90

УДК 532.5.013.4

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА НА РАЗЛИЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

И. В. Попов, Б. В. Румянцев, кандидаты техн. наук  
А. П. Сергеев, И. Н. Нечитайло, В. Б. Корхова, ст. научн. сотрудники  
Одесский университет

Исследованы вопросы воздействия высокоскоростного двухфазного потока на образцы различных конструкционных материалов, в том числе выполненных из железобетона. Показана возможность применения метода теплорозионного воздействия, обеспечивающего высокую скорость резания железобетона на промышленных станках.

При проведении строительно-монтажных работ наиболее трудоемкими являются операции, связанные с бурением, прокладкой труб и тоннелей в различных грунтах, а также резкой бетонных и железобетонных конструкций и получение в них различных отверстий и ниш.

В настоящее время для резания железобетона используются механические (обрезание алмазными кругами, откалывание бетона отбойными молотками), термические (высокотемпературное воздействие электрической дугой, газовым потоком горелки) и гидравлические методы (воздействие высоконапорной жидкостной или водно-абразивной струей).

Наибольшее распространение на практике получили методы с использованием отбойного молотка с последующим срезанием арматуры газовой горелкой. Однако использование этого метода связано с большой энергоемкостью и низким коэффициентом полезного действия. К недостаткам перечисленных методов также следует отнести малую скорость резания (до 1 мм/с), невозможность получения резов и отверстий заданной формы, а в ряде случаев и полное разрушение конструкций.

Использование водно-абразивной струи для разрушения бетона позволяет получить более высокую скорость реза и чистоту срезаемой

© И. В. Попов, Б. В. Румянцев,  
А. П. Сергеев, И. Н. Нечитайло,  
В. Б. Корхова, 1993

поверхности по сравнению с механическими и термическими методами, однако высокое давление (до нескольких тысяч атмосфер) приводит к значительному утяжелению конструкции и не позволяет использовать их в автономных переносных установках.

Анализ существующих методов резки железобетонных конструкций показывает, что наиболее перспективным, но не используемым до настоящего времени, является теплоэрозивный метод воздействия на разрезаемой материал высокоскоростного двухфазного потока с частицами абразивного материала [3]. Такой метод основан на разгоне частиц в специально спрофилированной насадке до скоростей 1000...2000 м/с. Интенсивное эрозивное воздействие обеспечивает высокую скорость резания железобетона.

Особый интерес представляют исследования в этом направлении в связи с возможностью создания переносной высокопроизводительной установки для резки ЖБК в труднодоступных местах при проведении аварийно-спасательных работ по ликвидации последствий чрезвычайных ситуаций (аварии, стихийные бедствия и т. д.).

Для исследования процессов, происходящих при резке ЖБК высокоскоростным двухфазным потоком, разработана стендовая установка. Она состоит из газогенератора, смесительного блока с предохранительным клапаном, вытеснительного бака с порошкообразным рабочим телом и клапана, предназначенного для обеспечения подачи и отсечки порошкообразного рабочего тела. Для определения оптимальных условий и режимов резания конструкций из железобетона и других материалов все основные элементы стендовой установки выполнены таким образом, что позволяют варьировать параметры и состав рабочего тела на выходе из смесительного блока. Установка укомплектована сменными насадками, предназначенными для выполнения отверстий различной конфигурации и получения резов различной ширины. Элементы стендовой установки размещены на станине и связаны магистралями управляющего и псевдоожижающего газов. В процессе проведения опытов измеряются давление, температура в магистралях, генераторе и смесительном блоке, а также контролируется расход порошкообразного компонента. Функционирование установки осуществляется следующим образом. Производится наддув вытеснительного бака газом из баллонов до заданного давления, по достижении которого начинает работать генератор и срабатывает запорный клапан; порошкообразный компонент по магистрали поступает в смесительный блок, где формируется двухфазный поток с заданными параметрами.

Эксперименты по исследованию воздействия высокоскоростного двухфазного потока на образцы различных материалов проводились в широком диапазоне изменения давления, торможения и температуры рабочего тела. Объектами воздействия служили образцы из бетона различных марок, кирпич, мрамор и облицовочные материалы, продолжительность нахождения образца в потоке не превышала 60 с.

Некоторые результаты исследований представлены в таблице, где применены условные обозначения:

В — воздух, Э — электрокорунд, РП — речной песок, ПК — порошкообразный компонент.

Таблица. Результаты экспериментальных исследований воздействия высокоскоростного двухфазного потока на образцы различных материалов

Образец	Рабочее тело	Диаметр частиц, мкм	Толщина образца, мм	Расход ПК, кг/с	Результат воздействия
Бетон	В + Э	320	60	0,009	отв. $\varnothing$ 25 мм
Бордюрный камень	В + Э	50	60	0,030	отв. $\varnothing$ 35 мм
Облицовочная плита	В + РП	140	40	0,005	отв. $\varnothing$ 40 мм
Облицовочная плита	В + РП	140	40	0,005	рез. 150x10 мм
Кирпич	В + РП	140	60	0,005	рез. 50x10 мм

Для более детального исследования структуры двухфазного потока при натекании его на преграду проведена серия численных расчетов двумерных и пространственных течений [2]. На рисунке показаны линии уровня  $P = \text{const}$  в поперечном сечении суперэллиптического насадка, причем величина давления отнесена к  $\rho a_c^2$ , где  $\rho_c$  — критическое значение плотности,  $a_c$  — критическая скорость.

В результате установлено, что применение насадок с формой поперечного сечения, отличной от окружности, приводит к появлению значительной неравномерности распределения параметров двухфазного потока в поперечном сечении. Поэтому для получения двухфазного потока с заданными параметрами на выходе из насадка требует-



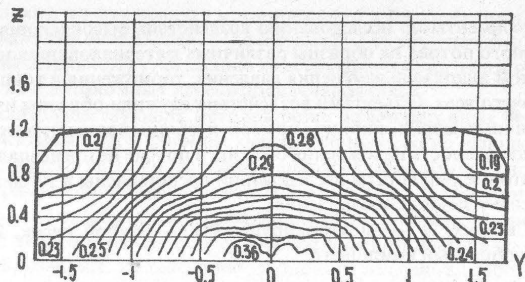


Рис. Линии уровня  $P = \text{const}$  в поперечном сечении суперэллиптического насадка

ся дальнейшее проведение экспериментальных и теоретических работ по оптимизации его формы.

Однако анализ результатов экспериментальных исследований показывает, что предлагаемый теплоэрозионный метод воздействия высокоскоростным двухфазным потоком на образцы различных материалов обеспечивает увеличение скорости в 4...5 раз по сравнению с существующими аналогами.

#### Список литературы

1. Соколов И. И. Газовая сварка и резка металлов. М.: Высш. шк. 1978. 271 с.; 2. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов. М.: Наука. 1976. 333 с. 3. Эрозия поверхностей в гетерогенных системах / Ю. В. Полежаев, Д. С. Михатулин. М.: 1989. 255 с. (Препринт ИВТАН №2 — 277).

Поступила в редакцию 15.02.92

## ● ТЕПЛО- И МАССОБМЕН

УДК 536.46

### ВЛИЯНИЕ СТЕФАНОВСКОГО ПОТОКА НА ТЕПЛО- И МАССОБМЕН УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ И КИНЕТИКУ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ. Ч. 1.

В. В. Калинин, канд. физ.-мат. наук,

А. В. Дубинский, науч. сотр.

Одесский университет

Проведен анализ взаимосвязанного тепло- и массообмена (ТМО) с учетом стефановского потока при протекании на поверхности угольной частицы двух параллельных реакций. Выведены аналитические выражения для тепловых и массовых потоков, скоростей гетерогенных реакций, профилей концентрации компонент. Показана важность учета влияния стефановского потока при средних температурах и радиусах частицы. Получены профили температуры и концентраций компонент в газовой фазе.

В последнее время актуальными являются задачи о критических условиях ТМО угольной частицы при параллельных реакциях на ее поверхности. На кинетику ТМО и химические превращения должен оказывать влияние стефановский поток при высоких значениях концентраций окислителя.

Анализ гетерогенного воспламенения, горения и потухания угольной частицы показывает на необходимость учета двух параллельных реакций  $C + O_2 \rightarrow CO_2$  (I) и  $2C + O_2 \rightarrow 2CO$  (II). Так как  $BiO < 1$ , то можно пренебречь градиентом температуры по частице. Уравнение теплового баланса для частицы в этом случае

$$\frac{1}{6} c_p \rho_s d \frac{dT_s}{dt} = q_x - (q_m + q_{cm}) - q_n; T_s(t=0) = T_{s0} \quad (1)$$

© В. В. Калинин,

А. В. Дубинский, 1993

где  $c_1$  — удельная теплоемкость;  $\rho_1$  — плотность;  $d$  — диаметр;  $T_1$  — температура;  $t$  — время. Индекс 1 относится к частице. Мощность тепловыделения в результате гетерогенных реакций

$$q_x = (k_1 q_1 + k_2 q_2) \rho_{2R} C_{1R}; \quad k_1 = k_{01} \exp(-E_1 / RT_1); \quad k_2 = k_{02} \exp(-E_2 / RT_1), \quad (2)$$

где  $k_1, k_2$  — соответственно константы скоростей (I) и (II) реакций;  $k_{01}, k_{02}$  — предэкспоненты;  $E_1, E_2$  — энергии активации;  $q_1, q_2$  — тепловые эффекты реакций;  $\rho_{2R}$  — плотность газа на поверхности частицы;  $C_{1R}$  — концентрация кислорода на поверхности частицы.

Плотность теплового потока от частицы молекулярным путем и стефановским течением

$$q_{m,cm} = q_m + q_{cm} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \Big|_R + (\rho_2 v)_R C_2 (T_2 - T_{2\infty}), \quad (3)$$

где индекс 2 относится к газовой фазе;  $\lambda_2$  — коэффициент теплопроводности;  $v$  — скорость стефановского потока;  $T_2$  — температура газа на бесконечном удалении от частицы;  $C_2$  — удельная теплоемкость.

Плотность теплового потока излучением

$$q_w = \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_{cm}^4),$$

где  $\varepsilon$  — коэффициент черноты частицы;  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана;  $T_{cm}$  — температура стенок реактора.

Для нахождения  $C_{1R}, (\rho_2 v)_R, q_{m,cm}$  необходимо решить уравнения диффузии, неразрывности и теплопроводности для газовой фазы. Так как коэффициенты температуропроводности и диффузии газовых компонент выше коэффициента температуропроводности частицы, то можно считать, что времена установления стационарных полей концентраций и температур в газовой фазе меньше времени установления стационарного поля в частице. Это дает право использовать для газа уравнения стационарных процессов:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial r} \right] = \frac{\partial}{\partial r} (C_2 \rho_2 T v^2 r); \quad \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \rho_2 D \frac{\partial C_j}{\partial r} \right] = \frac{\partial}{\partial r} (C_j \rho_2 v^2 r); \quad \frac{\partial}{\partial r} (\rho_2 v^2) = 0. \quad (4)$$

Здесь:  $j = 1, 2, 3$ ;  $C_1$  — концентрация  $O_2$ ;  $j = 2, C_2$  — концентрация  $CO_2$ ;  $C_3$  — концентрация  $CO$ ;  $C_4$  — концентрация  $N_2$ .

Запишем граничные условия

$$T_2(r=R) = T_{2R}, \quad \sum_{j=1}^4 C_{1R} = 1; \quad T(r=\infty) = T_{2\infty}, \quad \sum_{j=1}^{\infty} C_{j\infty} = 1. \quad (5)$$

Плотность потока кислорода

$$j_{1R} = \rho_{2R} C_{1R} (k_1 + k_2).$$

Плотность потока  $CO_2$

$$j_{2R} / \mu_2 = k_1 \rho_{2R} C_{1R} / \mu_1. \quad (6)$$

Плотность потока  $CO$

$$j_{3R} / 2\mu_3 = k_2 \rho_{2R} C_{1R} / \mu_1.$$

Плотность потока азота —  $j_{4R} = 0$ .

Скорость стефановского потока определяется алгебраической суммой плотностей потоков на поверхности частицы

$$(\rho_2 v)_R = j_{2R} + j_{3R} - j_{1R} = (\mu_2 / \mu_1) (k_1 + 2k_2) \rho_{2R} C_{1R}, \quad (7)$$

где  $\mu_1$  — молекулярная масса углерода.

Решение (4) удобно представить в виде

$$\frac{dC_j}{dr} - \frac{(\rho_2 v)_R}{\rho_2 D} \left[ \frac{R}{r} \right]^2 C_j = \frac{(\rho_2 v)_R}{\rho_2 D} \left[ \frac{R}{r} \right]^2 \beta_j,$$

$$\frac{dT_2}{dr} - \frac{(\rho_2 v)_R}{\rho_2 D} \left[ \frac{R}{r} \right]^2 T_2 = \frac{(\rho_2 v)_R}{\rho_2 D} \left[ \frac{R}{r} \right]^2 \beta$$

$$\rho_2 v r^2 = (\rho_2 v)_R R^2 = \text{const.}$$

Введем новую переменную

$$\xi = \int_r^{\infty} \frac{(\rho v)_R R^2}{\rho D r^2} dr$$

получим

$$\frac{d(C_j + \beta_j)}{d\xi} = -(C_j + \beta_j); \quad \frac{d(T_2 + \beta)}{d\xi} = -(T_2 + \beta).$$

Используя граничные условия (5), имеем

$$C_1 = [(C_{1R} - C_{1\infty}) e^{-\xi} + C_{1\infty} e^{-\xi R} - C_{1R}] / (e^{-\xi} - 1), \quad (8)$$

$$C_4 = \hat{C}_4 e^{-\xi}$$

$$T_2 = [(T_{2R} - T_{2\infty}) e^{-\xi} + T_{2\infty} e^{-\xi R} - T_{2R}] / (e^{-\xi} - 1). \quad (9)$$

Если пренебречь в первом приближении изменением  $\rho_2 D$  с расстоянием, то

$$\xi = \frac{(\rho_2 \nu)_R R^2}{\rho_2 D r}, \quad \xi_R = \frac{(\rho_2 \nu)_R R}{\rho_2 D} R \approx \frac{\nu_R R}{D}.$$

Плотность массового потока  $O_2$  к поверхности частицы молекулярным путем и стефановским течением равна суммарной скорости химических реакций

$$j_{iR} = D \rho_{2R} (\partial C_1 / \partial r) |_R + (\rho_2 \nu)_R C_{1R} = \rho_{2R} C_{1R} (k_1 + k_2). \quad (10)$$

Используя (8) и (10), получим уравнение для определения

$$\left[ 1 + \frac{\mu_3}{\mu_1} \frac{K_1 + 2K_2}{K_1 + K_2} C_{1\infty} \right] e^{-\xi_R} - \frac{(D/R)}{K_1 + K_2} \xi_R - 1 = 0. \quad (11)$$

Найдем концентрацию  $O_2$  на поверхности частицы из (7)

$$C_{iR} = \xi_R \frac{\mu_3}{\mu} \frac{K_1 + 2K_2}{(D/R)}. \quad (12)$$

Используя (6), (8) и (12), найдем концентрации  $CO_2$ ,  $CO$

$$C_{2R} = C_{2\infty} e^{-\xi_R} + \frac{\mu_2}{\mu_3} \frac{K_1}{K_1 + K_2} (1 - e^{-\xi_R}), \quad (13)$$

$$C_{3R} = C_{3\infty} e^{-\xi_R} + \frac{\mu_3}{\mu_5} \frac{2K_1}{K_1 + 2K_2} (1 - e^{-\xi_R}), \quad (14)$$

$$C_{4R} = C_{4\infty} e^{-\xi_R}.$$

Проведем анализ решений (11). Введем функцию

$$\Phi(\xi) = \left\{ 1 + \left[ (\mu_3/\mu_1)(K_2 + 2K_3/K_2 + K_3) \right] C_{1\infty} \right\} e^{-\xi} - [(D/R)/K_2 + K_3] \xi - 1.$$

Из того, что

$$(\partial / \partial \xi) \Phi(\xi) < 0$$

следует, что  $\Phi(\xi)$  является монотонно убывающей функцией. Кроме того, она меняет знак в интервале  $(\xi_1, \xi_2)$ , где

$$\xi_1 = 0, \quad \xi_2 = \left\{ 1 + \left[ (\mu_3/\mu_1)(K_2 + 2K_3/K_2 + K_3) \right] C_{1\infty} \right\}.$$

Отсюда следует, что уравнение (11) всегда имеет решение и только одно. Как показывают численные расчеты во многих реальных случаях  $\xi_R < 1$ . Если принять  $e^{-\xi_R} = 1 - \xi_R$ , то уравнение (11) имеет решение

$$\xi_R = \frac{\mu_3}{\mu_1} \frac{(K_1 + 2K_2) C_{1\infty}}{(K_1 + K_2) + (D/R) + \left[ (\mu_3/\mu_1) \right] (K_1 + 2K_2) C_{1\infty}}. \quad (15)$$

Тогда, подставляя (15) в (12), получим в явном виде связь  $C_{iR}$  с  $C_{1\infty}$

$$C_{iR} = C_{1\infty} \sqrt{1 + \frac{K}{(D/R)} + \frac{\mu_3}{\mu_1} \frac{K_1 + 2K_2}{(D/R)} C_{1\infty}}, \quad K = K_1 + K_2. \quad (16)$$

Более точным является разложение

$$e^{-\xi_R} = 1 - \xi_R + \frac{1}{2} \xi_R^2.$$

Подставляя его в (11), найдем  $\xi_R$

$$\xi_R = \frac{B}{2A} + \sqrt{\left( B^2/4A^2 \right) - (C/A)},$$

где

$$A = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\mu_3}{\mu_1} C_{1\infty} \left( 1 + \frac{K_2}{K_1 + K_2} \right) \right],$$

$$B = \left[ 1 + \frac{\mu_3}{\mu_1} C_{1\infty} \left( 1 + \frac{K_2}{K_1 + K_2} \right) + \frac{(D/R)}{K_1 + K_2} \right],$$

$$C = \frac{\mu_3}{\mu_1} C_{1\infty} \left( 1 + \frac{K_2}{K_1 + K_2} \right).$$

Используя полученные соотношения, найдем формулы для плотностей тепловых и массовых потоков

$$q_{м.ст.} = q_m + q_{ст.} = (\lambda_2/R)(T_{2R} - T_{2\infty})(\xi_R/1 - e^{-\xi_R}), \quad (17)$$

$$j_{iR} = \rho_{2R} \frac{D}{R} (C_{1\infty} e^{-\xi_R} - C_{iR}) \frac{\xi_R}{1 - e^{-\xi_R}}. \quad (18)$$

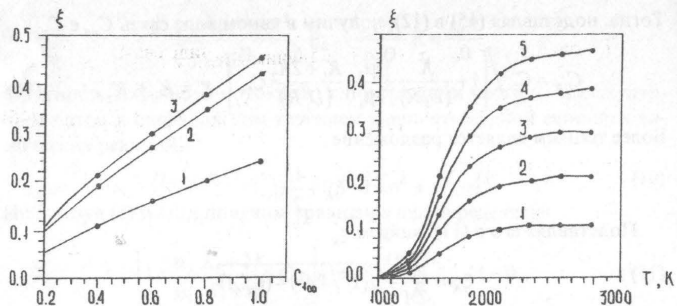
Используя квадратичное разложение  $e^{-\xi_R}$ , получим приближенную формулу

$$q_{м.ст.} = (\lambda/R)(T_{2R} - T_{2\infty})[1 + (\xi_R/2)]. \quad (19)$$

Для плотности массового потока кислорода имеем

$$j_{iR} = \rho_{2R} \frac{D}{R} [(C_{1\infty} - C_{iR}) - C_{1\infty} \xi_R] [1 + (\xi_R/2)]. \quad (20)$$

Плотность газа на поверхности частицы найдем из условия изобаричности процесса



Влияние концентрации окислителя и температуры на скорость стефановского потока: а)  $T_{2R} = 2000$  К; 1 —  $R = 10^{-5}$  м; 2 —  $10^{-4}$  м; 3 —  $10^{-3}$  м; б)  $R = 10^{-4}$  м; 1 —  $C_{1\infty} = 0,2$ ; 2 —  $0,4$ ; 3 —  $0,6$ ; 4 —  $0,8$ ; 5 —  $1$ .

$$\rho_2 T_2 \sum_{j=1}^4 \frac{C_j}{\mu_j} = \rho_{2R} T_{2R} \sum_{j=1}^4 \frac{C_{jR}}{\mu_j} = \rho_{2\infty} T_{2\infty} \sum_{j=1}^4 \frac{C_{j\infty}}{\mu_j}.$$

С учетом (12) — (15) имеем

$$\rho_{2R} = \rho_{2\infty} \frac{T_{2\infty}}{T_{2R}} \frac{1 + \frac{D/R}{K} + \frac{\mu_3}{\mu_1} \left[ 1 + \frac{K_2}{K} \right] C_{1\infty}}{1 + \frac{D/R}{K} + \frac{K_2}{K} \frac{C_{1\infty}}{\mu_1} \left/ \left[ \sum_{j=1}^4 \frac{C_{j\infty}}{\mu_j} \right] \right.}.$$

В результате получим формулу для скорости гетерогенной реакции

$$W_i = j_{JR} = (K_1 + K_2) \rho_{2R} C_{iR} = \frac{\rho_{2\infty} C_{i\infty} (T_{2\infty}/T_{2R})}{\frac{1}{K} + \frac{1}{D/R} + \frac{K_2}{K} \frac{C_{1\infty}}{\mu_1} \left/ \left[ \sum_{j=1}^4 \frac{C_{j\infty}}{\mu_j} \right] \right.}. \quad (21)$$

Уравнение для  $d(t)$  получается из равенства

$$-\frac{1}{\rho_2} \frac{d(d)}{dt} = (\Omega_1 K + \Omega_2 K_2) \rho_{2R} C_{iR}, \quad (22)$$

где  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  — стехиометрические коэффициенты для (I) и (II) реакций.

Проведем анализ влияния температуры, концентрации окислителя и радиуса частицы на величину стефановского потока. При низких

температурах  $T < 1000$  К влиянием стефановского потока можно пренебречь. С ростом температуры  $\xi$  вначале резко увеличивается, затем изменяется слабо при всех значениях концентрации окислителя. Это объясняется тем, что вначале «работает» аррениусовская экспонента (кинетический режим), затем, при больших температурах, степенная зависимость (диффузионный режим). С ростом концентрации окислителя скорость стефановского потока увеличивается тем больше, чем больше радиус частицы. При радиусах  $R > 100$  мкм стефановский поток с увеличением размера частиц меняется слабо.

Поступила в редколлегию 15.02.92

Національна бібліотека ОНУ імені І.П.Котляковського

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ИЗЛУЧЕНИЕМ НА КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ПОТУХАНИЯ УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

В. В. Калинин, С. Г. Орловская, кандидаты физ.-мат. наук  
Одесский университет

А. И. Калинин, ассис.  
Одесский институт низких температур и энергетики

Теплообмен излучением существенно изменяет критические условия воспламенения и самопроизвольного потухания угольной частицы в газообразном окислителе, которые находились из условий Семенова и сравнивались решением нестационарных уравнений теплового баланса и химической кинетики. Показано, что критические параметры воспламенения, вынужденного и самопроизвольного потухания можно получить из условия экстремума равновесных коэффициентов теплообмена. Выявлена область параметров (температур газа, диаметр частицы), в которой возможно применение условий Семенова. Установлено, что теплообмен излучением приводит к уменьшению температуры горения и росту диаметра потухшей частицы.

Влияние излучения на критические параметры теплообмена, определяющие гетерогенное самовоспламенение частицы, проанализировано в [2, 3]. В данной работе рассмотрим мало изученный вопрос о роли излучения в процессе вынужденного и самопроизвольного потухания угольных частиц, на поверхности которых протекают гетерогенные реакции.

Самопроизвольное потухание угольной частицы в газообразном окислителе при неизменных внешних условиях (температура газа, концентрация окислителя и т. д.) связано с увеличением теплового потока, отводимого от частицы, в результате уменьшения диаметра частицы в процессе горения [4, 6]. Неучет теплообмена излучением дает

© В. В. Калинин, С. Г. Орловская,  
А. И. Калинин, 1993

завышенные значения температур горения и соответственно заниженное значение диаметра потухания  $\delta_n$ , характеризующего недожог угольной частицы. Параметры самопроизвольного и вынужденного потухания, также как и параметры самовоспламенения, определяются из условия потери стационарности теплового равновесия, которое выражается в виде:

$$q_{хим.} = q_m \quad (1)$$

$$\frac{\partial q_{хим.}}{\partial T_k} = \frac{\partial q_m}{\partial T_k}, \quad (2)$$

где  $q_{хим.}$  — поверхностная мощность тепловыделения за счет химической реакции;  $q_m$  — суммарная плотность теплового потока;  $T_k$  — температура частицы.

Критические параметры воспламенения, вынужденного и самопроизвольного потухания можно определить, воспользовавшись условием экстремумов равновесных параметров, определяемых (1). Воспламенение находится из условия максимума равновесных температур газа и диаметра частицы

$$\left. \frac{\partial T_g}{\partial T_k} \right|_{T_{к.г}} = 0, \quad \left. \frac{\partial \delta}{\partial T_k} \right|_{T_{к.г}} = 0$$

или минимума коэффициентов теплообмена

$$\left. \frac{\partial \alpha}{\partial T_k} \right|_{T_{к.г}} = 0, \quad \left. \frac{\partial \beta}{\partial T_k} \right|_{T_{к.г}} = 0,$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплообмена частицы;  $\beta$  — коэффициент теплообмена;  $T_g$  — температура газа;  $T_{к.г}$  — критическая температура частицы, соответствующая воспламенению.

Потухание определяется из условия минимума равновесных температур газа, диаметра частицы

$$\left( \frac{\partial T_g}{\partial T_k} \right)_{T_{к.н}} = 0, \quad \left( \frac{\partial \beta}{\partial T_k} \right)_{T_{к.н}} = 0$$

или максимума коэффициентов теплообмена

$$\left. \frac{\partial \alpha}{\partial T_k} \right|_{T_{к.н}} = 0, \quad \left. \frac{\partial \beta}{\partial T_k} \right|_{T_{к.н}} = 0, \quad (3)$$

где  $T_{к,н}$  — температура потухания.

Предполагая, что на поверхности частицы идет одна химическая реакция по уравнению  $C + O_2 \rightarrow CO_2$ , поля концентрации и температур в газовой фазе квазистационарны и подобны ( $Nu_D = Nu_T$ ,  $D = \lambda_r / C_p \rho$ ), мощность тепловыделения в результате химической реакции представим в виде [2]:

$$q_{хим.} = q C_{ок} \rho_r \left[ \frac{\exp(E/RT_k)}{K_0} + \frac{\delta}{DNu_D} \right]^{-1}, \quad (4)$$

где  $q$  — тепловой эффект реакции на единицу массы окислителя;  $C_{ок}$  — относительная массовая концентрация окислителя в газе;  $\rho_r$  — плотность газа;  $K_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $E$  — энергия активации;  $C_p$  — удельная теплоемкость.

Примем, что коэффициенты переноса и плотность газа зависят от температуры

$$\lambda_r = \lambda_r (T_k/T_r)^n, \quad \rho_r = \rho_r (T_r/T_k), \quad D = D_r (T_k/T_r)^{n+1},$$

где  $n = 0,75$  для воздуха [4];  $\lambda_r$ ,  $D_r$ ,  $\rho_r$  — коэффициенты теплопроводности диффузии и плотность газа при  $T = 1273$  К.

Плотность молекулярно-конвективного потока определим по закону Ньютона-Рихмана

$$q_{в,к} = \frac{\lambda_r Nu_T}{\delta} (T_k - T_r) = \alpha (T_k - T_r), \quad (5)$$

где  $Nu_T = \alpha \delta / \lambda_r$  — тепловой критерий Нуссельта.

Плотность теплового потока излучением выразим законом Стефана-Больцмана

$$q_{изл.} = \epsilon \sigma (T_k^4 - T_{cm}^4), \quad (6)$$

где  $\epsilon$  — коэффициент черноты частицы;  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2\text{К}^4$  — постоянная Стефана-Больцмана;  $T_{cm}$  — температура стенок камеры.

Подставляя (4) — (6) в условие равновесия  $q_{хим.} = q_m$ , где  $q_m = q_{в,к} + q_{изл.}$ , имеем уравнение

$$q C_{ок} \rho_r \left[ \frac{\exp(E/RT_k)}{K_0} + \frac{\delta}{DNu_D} \right]^{-1} = \frac{\lambda_r Nu_T}{\delta} (T_k - T_r) + \epsilon \sigma (T_k^4 - T_{cm}^4) \quad (7)$$

позволяющее получить зависимость коэффициентов тепломассооб-

мена или равновесного диаметра от других равновесных параметров в виде:

$$\alpha / C_p \rho_r = \beta = (DNu_D / \delta) = A \pm \sqrt{A^2 - B}, \quad (8)$$

где

$$B = \frac{\epsilon \sigma (T_k^4 - T_{cm}^4)}{C_p \rho_r (T_k - T_r)} K_0 \exp(-E/RT_k),$$

$$A = \frac{1}{2} K_0 \left[ \frac{q C_{ок}}{C_p (T_k - T_r)} - 1 - \frac{q C_{ок}}{K_0 \exp(-2E/RT_k)} \right] \exp(-E/RT_k),$$

которое при  $\epsilon = 0$  переходит в известное выражение

$$\frac{\alpha}{C_p \rho_r} = \beta = \frac{DNu_D}{\delta} = \left[ \frac{q C_{ок}}{C_p (T_k - T_r)} - 1 \right] K_0 \exp(-E/RT_k), \quad (9)$$

если в (8) перед корнем взять знак «плюс». Знак «минус» в выражении (8) дает решение  $\beta = 0$  и  $\alpha = 0$ , следовательно,  $\delta = \infty$ . Поэтому, для исследования самопроизвольного потухания, которое характеризуется малыми значениями  $\delta$ , отбросим знак «минус» в (8). Для нахождения диаметра потухнувшей частицы воспользуемся условием (3) или  $(\partial T_r / \partial T_k)_{T_{к,н}} = 0$ .

На рис. 1 приведены зависимости равновесного диаметра от температуры частицы  $T_k$  при различных температурах газа. При невысокой  $T_{к,н}$  максимум  $\delta$  соответствует воспламенению, при высокой  $T_{к,н}$  минимум  $\delta$  соответствует потуханию частицы.

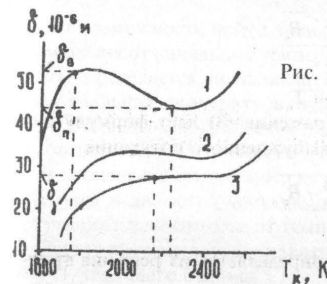


Рис. 1. Зависимость равновесного диаметра от температуры частицы при различных температурах газа  
1 —  $T_r = 1500$  К; 2 —  $T_r = 1600$  К;  
3 —  $T_r = 1650$  К.

Для нахождения аналитической зависимости диаметра потухнувшей частицы и диаметра воспламенения от температуры газа воспользуемся вторым условием Н. Н. Семенова. После подстановки в него (8) получим уравнение

$$qC_{ок,р} \cdot \left[ \frac{\exp(-E/RT_k) + A - \sqrt{A^2 - B}}{K_0} + \frac{A - \sqrt{A^2 - B}}{BDNu} \right]^{-1} \left\{ \left[ \frac{\exp(-E/RT_k) + A - \sqrt{A^2 - B}}{K_0} + \frac{A - \sqrt{A^2 - B}}{DNUB} \right] \times \left[ \frac{\exp(E/RT_k)}{K_0 RT_k^2} + \frac{(n+1)(A - \sqrt{A^2 - B})}{NuDBT_k} \right] - \frac{1}{T_k} \right\} = \frac{Nu\lambda_s B}{A - \sqrt{A^2 - B}} \left[ 1 + \frac{(T_n - T_k)}{T_k} \right] + 4\epsilon\sigma T_k^3, \quad (10)$$

большой корень которого является температурой потухания  $T_{к,н}$ , меньший — температурой воспламенения  $T_{к,в}$  частицы.

Подстановка температуры потухания  $T_{к,н}$  в (8) позволяет получить диаметр потухнувшей частицы в зависимости от температуры газа, концентрации окислителя и теплофизических свойств

$$\delta_n = \frac{A_n - \sqrt{A_n^2 - B_n}}{B_n},$$

где

$$B_n = \frac{\epsilon\sigma(T_{к,н}^4 - T_{см}^4)}{Nu^2 D^2 C_{ок,р}(T_{к,н} - T_p)} K_0 \exp(-E/RT_{к,н}),$$

$$A_n = \frac{1}{2} \left[ \frac{qC_{ок}}{C_s(T_{к,н} - T_p)} - 1 - \frac{B_n Nu^2 D^2}{K_0^2 \exp(-2E/RT_{к,н})} \right] \frac{K_0}{NuD} \exp(-E/RT_{к,н}).$$

Соответственно для критического диаметра воспламенения имеем

$$\delta_v = \frac{A_v - \sqrt{A_v^2 - B_v}}{B_v},$$

где  $A_v$  и  $B_v$  определяются температурой  $T_{к,в}$ .

Знак «минус» перед корнем в выражении (8) дает формулу для определения критического диаметра вынужденного потухания

$$\delta_n = \frac{A_n + \sqrt{A_n^2 - B_n}}{B_n},$$

в которой температура частицы  $T_{к,н}$  определяется из решения тран-

сцендентного уравнения (10), в которое вместо знака «минус» перед корнем нужно поставить знак «плюс».

Таким образом, при наличии излучения для низких температур газа возможно существование двух критических диаметров потухания (рис. 2). Это объясняется тем, что меньший диаметр обуславливает потухание в основном за счет теплоотвода от частицы теплопроводностью, а больший критический диаметр потухания определяется при той же температуре газа теплоотводом излучением. С увеличением диаметра частицы критические температуры воспламенения и потухания сближаются, что не наблюдается при отсутствии теплообмена излучением. Следовательно, при наличии излучения вырождение критических условий происходит при невысокой температуре газа и большом диаметре частицы.

Уменьшение размера частицы приводит к увеличению  $q_{хим}(T_k)$  и  $q_m(T_k)$  (показано стрелкой), причем  $q_{хим}(T_k)$  растет в меньшей степени по сравнению с  $q_m(T_k)$ . Для диаметра частицы  $\delta > \delta_v$  (кривые 3) происходит ее прогрев до температуры горения  $T_{гор}$  (точка Г'). Температура горения увеличивается с уменьшением диаметра частицы (точки Г' и Г''), достигает максимального значения, затем уменьшается. При  $\delta > \delta_v$ ,  $q_{хим}(T_k)$  касается  $q_m(T_k)$  в точке П, определяющей неустойчивое тепловое равновесие, из которой система «скатится» к температуре газа.

Из приведенных диаграмм можно сделать еще один важный вывод о влиянии начальной температуры частицы на критический диаметр воспламенения. Если начальная температура частицы  $T_{к,н}$  больше  $T_{к,н}^{сп}$ , определяемой точкой В, то частицы диаметром  $\delta = 30$  мкм, который меньше  $\delta_v = 71$  мкм, воспламеняется. Тогда точка В определяет неустойчивое тепловое равновесие, которое описывается условиями  $q_{хим} = q_m$ ,

$$(\partial q_{хим} / \partial T_k) > (\partial q_m / \partial T_k)$$

и дает возможность найти зависимость критического диаметра воспламенения от начальной температуры частицы. На рис. 1 эта зависимость определяется ниспадающей ветвью на кривой  $\delta(T_k)$ . Очевидно, что начальная температура изменяется в пределах  $T_{к,в}^{сп} < T_{к,н} < T_{к,н}(T)$ . При этом критический диаметр воспламенения ограничивается соответственно значениями  $\delta_k(T_k) < \delta_v^{сп} < \delta_v(T_k)$ .

В заключение остановимся на результатах численного расчета температуры и диаметра частицы от времени и определения диаметра потухания в зависимости от температуры газа.

Расчет проводился по уравнению, записанном в предположении  $Bi \ll 1$ , теплового баланса

$$\frac{1}{6} C_k \rho_k \delta \frac{dT_k}{dt} = q_{\text{хим}} - q_m$$

и химической кинетики

$$-(d\delta/dt) = 2\Omega q_{\text{хим}} / q \rho_k$$

с начальными условиями  $T_k(t=0) = T_{к.н.}$ ,  $\delta(t=0) = \delta_0$ , где  $q_{\text{хим}}$  и  $q_m$  определяются формулами (4), (5) и (6);  $C_k$  — удельная теплоемкость частицы;  $\rho_k$  — плотность частицы;  $t$  — время;  $\Omega = 3/8$  — стехиометрический коэффициент, определяющий массу углерода, необходимую для полного реагирования единицы массы кислорода.

Анализировались зависимости  $T_k(t)$ ,  $\delta(t)$  и производной  $dT_k/dt(t)$ , которая «сигнализирует» о воспламенении ( $\partial^2 T_k / \partial x^2 = 0$ ,  $\partial T_k / \partial x < 0$ ), достижении максимума температуры горения ( $\partial T_k / \partial x = 0$ ) и потухания ( $\partial^2 T_k / \partial x^2 = 0$ ,  $\partial T_k / \partial x > 0$ ) [5]. Найденные значения диаметров потухания находятся в хорошем согласии с расчетом по теории Семёнова (рис. 2).

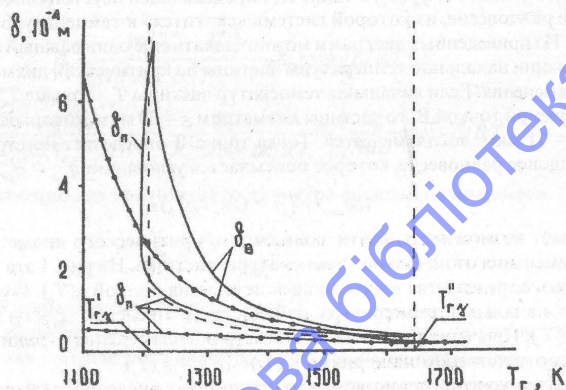


Рис. 2. Влияние теплообмена излучением на критические диаметры воспламенения и потухания: —  $\epsilon = 0,78$ ;  $\leftrightarrow$   $\epsilon = 0$ ; - -  $\epsilon = 0,78$ , расчет по нестационарным уравнениям.

Как было показано в [6] при высоких температурах газа и малых диаметрах частицы происходит вырождение критические условия, обусловленное в основном ролью теплообвода теплопроводностью.

Определить параметры вырождения можно из условия перегиба на кривых зависимостей равновесных параметров от температуры частицы. В частности, при увеличении температуры газа экстремумы, соответствующие воспламенению (максимум) и потуханию (минимум) на кривой  $\delta_c(T_k)$ , вырождаются в точку перегиба при  $T_{\gamma} = 1650$  К (рис. 1). Нетрудно показать, что перегиб на кривой ( $T_k$ ) тождественен условию равенства вторых производных  $q_{\text{хим}}$  и  $q_m$ , которое совместно с (1) и (2) дает систему трех уравнений для определения температур и диаметра вырождения. Для  $\epsilon = 0$  и  $n = 0$  параметры вырождения можно получить в явном виде

$$T_{\gamma} = \frac{qC_{ok}}{2C_v} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\bar{q}C_{ok}}} - 1 \right),$$

$$\delta_c = \frac{DNu}{K_0} \left[ 1 - \sqrt{1 + \frac{\bar{q}C_{ok}}{\bar{q}C_{ok} + 1}} \right] \exp^2 \sqrt{\frac{1 + \bar{q}C_{ok}}{\bar{q}C_{ok}}},$$

где  $\bar{q} = qR/C_v E$ .

Расчет  $T_{\gamma}$  и  $T_k$  по этим формулам дает завышенные значения, чем в случаях зависимости плотности, теплопроводности газа от температуры частицы и учета теплообмена излучением. Для малых размеров частиц роль теплообмена излучением уменьшается. Поэтому, пренебрегая теплообменом излучением, с учетом зависимости свойств газа от температуры, получим для определения  $T_{к.н.}$  и  $T_{к.п.}$  уравнение

$$(T_k - T_{\gamma})^2 - \frac{qC_{ok}}{C_v} (T_k - T_{\gamma}) + \frac{qC_{ok}}{C_v} \frac{RT_k^2}{E} \left( 1 - \frac{(n+1)RT_k}{E} \right)^{-1} = 0, \quad (11)$$

меньший корень которого является температурой воспламенения  $T_{к.н.}$ , больший корень — температурой потухания  $T_{к.п.}$ . Подставляя  $T_{к.п.}$  и  $T_{к.н.}$  в (9), соответственно рассчитываем критический диаметр воспламенения

$$\delta_c = (DNu/K_0) [(qC_{ok}/C_v (T_{к.н.} - T_{\gamma})) - 1]^{-1} \exp(E/RT_{к.н.})$$

и диаметр самопроизвольного потухания

$$\delta_c = (DNu/K_0) [(qC_{ok}/C_v (T_{к.п.} - T_{\gamma})) - 1]^{-1} \exp(E/RT_{к.п.}).$$



Для определения предельной температуры газа, выше которой не выполняется условие Семенова, используем условие и уравнение (11). В результате получим трансцендентное уравнение для нахождения температуры вырождения:

$$\left[ \frac{qC_{ок}R^2T_{кг}^2(n+1)}{2C_pE^2} + \frac{qC_{ок}RT_{кг}}{C_pE} \right] - \frac{qC_{ок}^2}{4C_p^2} \left[ 1 - \frac{(n+1)RT_{кг}^2}{E} \right]^4 + \frac{qC_{ок}RT_{кг}^2}{C_pE} \left[ 1 - \frac{(n+1)RT_{кг}}{E} \right]^3 = 0,$$

которая зависит от свойств и относительной концентрации окислителя. При меньшей энергии активации температура вырождения меньше.

Явление самопроизвольного потухания, связанное с уменьшением размера частицы и соответственно с увеличением коэффициентов тепло- и массообмена ( $\alpha = Nu_{кг}/\delta$ ,  $\beta = NuD/\delta$ ), хорошо иллюстрируется поведением  $q_{хим}$ ( $T_k$ ) и  $q_m$ ( $T_k$ ) (рис. 3).

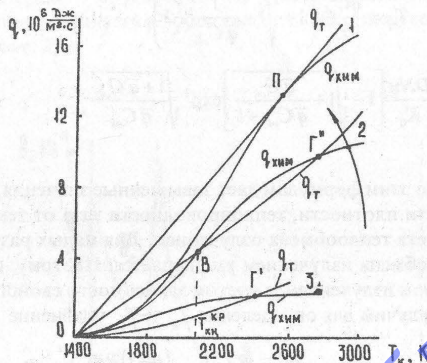


Рис. 3. Изменение тепловых мощностей  $q_{Т}$  и  $q_{хим}$  в зависимости от температуры частицы  $T_k$  при  $T_g = 1400$  К.  
1 —  $\delta = 17,2 \cdot 10^{-6}$  м; 2 —  $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$  м; 3 —  $\delta = 15 \cdot 10^{-5}$  м.

Ход температуры  $T_k(t)$ , температуры горения, время горения частицы согласуются с экспериментами [1].

Таким образом, показано, что теплообмен излучением существенно влияет на недожог угольной частицы: уменьшает температуру горения и увеличивает диаметр потухания.

Выявлена область температур газа, в которой возможно применение

теории Семенова для определения диаметра и температуры потухания.

### Список литературы

1. Бабий В. И., Куваев Ю. Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. М.: Энергоатомиздат, 1986. 320 с.
2. Блошенко В. М., Хайкин Б. И. Роль теплотеря излучением в процессе воспламенения частиц металлов // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, №5. С. 738-745.
3. Иванищева Л. И., Озеров Е. С. К расчету характеристик воспламенения металлической частицы // Физика аэродисп. систем. 1973. Вып. 8. С. 75-80.
4. Калинин В. В., Орловская С. Г. К стационарной теории гетерогенного воспламенения частицы в нагретом газообразном окислителе // Инж. физ. журн. 1988. Т. 55, №2. С. 232-236.
5. Калинин В. В., Орловская С. Г., Лаврова А. А. Анализ горения и погасания угольной частицы в потоке воздуха // Повышение эффективности и надежности работы энергоблоков. 1987. №121. С. 88-93.
6. Орловская С. Г., Калинин В. В. Критические режимы тепло- и массообмена при параллельных реакциях на поверхности частицы // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, №1. С. 115-118.

Поступила в редколлегию 19.01.90

## КРИТЕРИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИНЕРЦИОННОГО ПЫЛЕУЛАВЛИВАНИЯ

В. Я. Богатырев, канд. физ.-мат. наук

А. А. Буров, науч. сотр.

А. И. Буров, д-р техн. наук

А. А. Эннан, д-р хим. наук

*Физико-химический институт защиты окружающей среды  
и человека Минобразования и Национальной Академии Наук  
Украины, г. Одесса*

Рассмотрены функции и эксплуатационные характеристики инерционного пылеулавливания с позиций теории надежности. Получены критерии однозначно определяющие его эффективность.

Уровень загрязнения окружающей среды промышленной пылью обусловлен эффективностью техники пылеулавливания. Как известно, наибольшее распространение в промышленности получили циклоны. Они надежны в работе, универсальны и экономичны. Вместе с тем, из-за отсутствия надежной теории циклонного процесса и обобщенных критериев его эффективности сдерживается развитие циклонной техники, и появилось множество различных аппаратов с практически одинаковыми эксплуатационными характеристиками.

В настоящей работе для оценки совершенства существующих устройств пылеулавливания, а также сравнения эффективности работы их с новыми разработками найдены критерии захвата (грубое пылеулавливание) и уноса (тонкое пылеулавливание).

Надежность — один из основных показателей эффективности технической системы. Под надежностью понимается свойство системы выполнять заданные функции при сохранении значений установленных эксплуатационных показателей в заданных границах при соответствующих условиях эксплуатации, ремонта, хранения и транспортировки [1].

Функции пылеуловителя — тонкое (очистка газа) или грубое (раз-

© В. Я. Богатырев, А. А. Буров,  
А. И. Буров, А. А. Эннан, 1994

грузка взвеси) пылеулавливание. Его основные эксплуатационные показатели — производительность, качество и стоимость.

По данным [2], около 80% от стоимости инерционной очистки от пыли промышленных выбросов в атмосферу составляет стоимость затраченной энергии, расход которой обуславливается преимущественно гидравлическим сопротивлением аппарата

$$\Delta P = \zeta \frac{\rho v^2}{2},$$

где  $\zeta$  — коэффициент гидравлического сопротивления,  $\rho$  — плотность газа,  $v$  — средняя скорость в характерном сечении.

Качество тонкого пылеулавливания может характеризоваться с помощью коэффициентов проскока (уноса) пыли  $\varepsilon = C_k / C_n$ , а грубого пылеулавливания — коэффициентом захвата  $\eta = (C_n - C_k) / C_n$ , при этом  $C_n$  и  $C_k$  — концентрации пыли в газе до и после очистки.

В первом случае производительность определяется объемным расходом очищенного газа  $Q = vS$ ,

здесь  $S$  — площадь характерного сечения аппарата.

Во втором — массовым расходом извлеченной пыли  $M = \eta C_n Q$ . Если начальные запыленности и расходы газа в сравнимых аппаратах одинаковы, то более производительное извлечение пыли в испытуемом аппарате определяется условием  $\eta > \eta_0$ , а лучшая очистка газа в нем  $\varepsilon < \varepsilon_0$ . Стоимости пылеулавливания при этом могут существенно отличаться друг от друга, что затрудняет оценку совершенства нового устройства.

Практически одинаковые стоимости пылеулавливания обеспечиваются при равенстве гидравлических сопротивлений и площадей характерных сечений сравниваемых пылеуловителей. В этом случае при одинаковых начальных запыленностях более производительное извлечение пыли определяется условием

$$\eta / \zeta^{0.5} > \eta_0 / \zeta_0^{0.5},$$

а меньший ее унос очищенным газом —

$$\varepsilon / \zeta^{0.5} > \varepsilon_0 / \zeta_0^{0.5}.$$

где  $\eta_0$ ,  $\varepsilon_0$ ,  $\zeta_0$  — соответственно коэффициенты захвата, уноса и гидравлического сопротивления образца.

Найденные критерии определяют однозначно эффективность инерционного пылеулавливания. Большое значение критерия захва-

та  $\eta/\zeta^{0.5}$  соответствует более производительному извлечению пыли из газа, что достигается с увеличением коэффициента улавливания и уменьшением коэффициента гидравлического сопротивления. Меньшему уносу пыли соответствует меньшее значение критерия уноса  $\varepsilon/\zeta^{0.5}$ , что обеспечивается при снижении коэффициента уноса и повышении коэффициента гидравлического сопротивления.

Различные типы используемых в промышленности инерционных пылеулавливателей ранжированы (табл. 1) по величине коэффициента гидравлического сопротивления.

Таблица 1. Эффективность инерционного пылеулавливания

Тип аппарата	Критерий						
	$\zeta$	$\eta$	$\frac{\eta}{\zeta^{0.5}}$	$\frac{\eta}{\eta_0} \left[ \frac{\zeta_0}{\zeta} \right]^{-0.5}$	$\varepsilon$	$\frac{\eta}{\zeta^{0.5}}$	$\frac{\eta}{\zeta} \left[ \frac{\zeta_0}{\zeta} \right]^{-0.5}$
Пылеосадительная камера	300,0	0,4	0,02	0,01	0,6	0,03	1,5
Пылевой мешок	250,0	0,6	0,04	0,02	0,4	0,02	1,0
Противоточный циклон	80,0	0,8	0,09	0,05	0,2	0,02	1,0
Прямоточный циклон	47,0	0,7	0,10	0,05	0,3	0,05	2,5
Жалюзийная решетка	5,0	0,6	0,28	0,14	0,4	0,20	—
Поворот на 180°	0,5	0,5	2,00	1,00	0,5	2,00	100,0

Согласно полученным данным аппараты с замкнутым контуром и плавным поворотом запыленного потока на угол  $\varphi = \pi$  [3] на два порядка производительнее пылеосадительной камеры в качестве разгрузителей и настолько же интенсивнее ее в качестве источников загрязнения атмосферы промышленной пылью. Полученные данные и представленный ряд можно рассматривать как первое приближение, так как приведенные значения коэффициентов гидравлического сопротивления, захвата и уноса взяты как наиболее вероятные из разных источников [2, 4 — 8]. Более обоснованные выводы требуют результатов сравнительных испытаний рассматриваемых аппаратов.

Результаты сравнительных испытаний [2, 7] различных типов противоточных циклонов НИИОГАЗ и рассчитанные на их основе критерии эффективности пылеулавливания приведены в таблице 2.

Совпадение значений критериев для одинаковых типов циклонов и одинаковая при различных условиях испытаний ранжировка циклонов по найденным критериям свидетельствует об однозначном определении

ими эффективности инерционного пылеулавливания. Наиболее совершенный очиститель (СКЦН-34) неэффективен как разгрузитель, а лучший разгрузитель (ЦН-24) является наиболее интенсивным источником загрязнения атмосферы при прочих равных условиях. Включенный в унифицированный ряд пылеулавливающего оборудования циклон ЦН-11 характеризуется средними значениями обоих критериев.

Криволинейное течение газа в циклоне сопровождается двумя основными процессами преобразования энергии — переходом одной формы механической энергии в другую (потенциальной в кинетическую и обратно) и переходом механической энергии макроскопического движения в тепловую энергию движения молекул диссипацией механической энергии. Диссипация осуществляется в конечном итоге молекулярным переносом импульса, вязким трением. Она определяет необратимые потери механической энергии газового потока. Отношение потери энергии к скоростному напору потока — (коэффициент аэродинамического сопротивления) рассматривается как интегральный показатель сложной картины течения [9].

Таблица 2. Эффективность пылеулавливания в циклонах

Критерий	Тип циклона					
	ЦН-11	ЦН-15	ЦН-15у	ЦН-24	ЦН-33	СКЦН-34
$\zeta$	250	160	170	80	600	1270
$D = 300$ мм, $\Delta P = 1500$ Па, $\delta_{50} = 13$ мкм, $P_{\text{ш}} = 2670$ кг/м <sup>3</sup> [2]						
$\eta$	0,875	0,865	0,845	0,800	0,905	0,910
$\eta/\zeta^{0.5}$	0,055	0,068	0,065	0,090	0,037	0,027
$\frac{\eta^{0.5}}{\eta_0^{0.5}} \left[ \frac{\zeta_0}{\zeta} \right]^{-0.5}$	0,610	0,740	0,730	1,000	0,450	0,300
$\varepsilon$	0,125	0,135	0,155	0,200	0,095	0,090
$\varepsilon/\zeta^{0.5}$	0,008	0,011	0,012	0,022	0,004	0,004
$\frac{\varepsilon^{0.5}}{\varepsilon_0^{0.5}} \left[ \frac{\zeta_0}{\zeta} \right]^{-0.5}$	2,700	3,700	4,000	7,300	1,300	1,000
$D = 450$ мм, $\Delta P = 1000$ Па, $\delta_{50} = 8$ мкм, $P_{\text{ш}} = 2500$ кг/м <sup>3</sup> [5]						
$\eta$	0,700	0,700	0,660	0,600	0,700	0,710
$\eta/\zeta^{0.5}$	0,045	0,055	0,051	0,070	0,028	0,022
$\frac{\eta^{0.5}}{\eta_0^{0.5}} \left[ \frac{\zeta_0}{\zeta} \right]^{-0.5}$	0,640	0,780	0,730	1,000	0,400	0,300
$\varepsilon$	0,290	0,300	0,340	0,400	0,300	0,290
$\varepsilon/\zeta^{0.5}$	0,018	0,024	0,026	0,045	0,012	0,008
$\frac{\varepsilon^{0.5}}{\varepsilon_0^{0.5}} \left[ \frac{\zeta_0}{\zeta} \right]^{-0.5}$	2,600	3,000	3,200	5,600	1,500	1,000

Если рассматривать коэффициенты уноса и захвата как интегральные показатели взаимодействия фаз запыленного криволинейного течения, их сепарации, то полученные критерии можно представить как удельный сепарационный эффект. Подстановка переменных в критерий уноса приводит к равенству

$$\frac{\varepsilon}{\zeta^{0.5}} = \frac{C_k Q}{C_p S} \sqrt{\frac{\rho}{2\Delta P}},$$

согласно которого критерий уноса есть отношение расхода унесенной пыли к начальному ее расходу при единичном коэффициенте аэродинамического сопротивления. Аналогичный вывод следует и для критерия захвата при устремлении коэффициента проскока к нулю.

#### Список литературы

1. Байхзельт Ф., Франкен П. Надежность и техническое обслуживание. Математический подход. М.: Радиосвязь, 1988. 392 с.
2. Баннт Ф. Г., Мальгин А. Д. Пылеулавливание и очистка газов в промышленности строительных материалов. М.: Стройиздат, 1979. 352 с.
3. Буров А. И. Гидравлика стратифицированных криволинейных течений в аппаратах с обратными связями: Автореф. дис. ... д. т. н., Ленинград, 1991. 36 с.
4. Гордон Г. М., Пейсахов И. П. Пылеулавливание и очистка газов в цветной металлургии. М.: Металлургия, 1977. 455 с.
5. Коузов П. А., Мальгин А. Д., Скрябин Г. М. Очистка от пыли газов и воздуха в химической промышленности. Л.: Химия, 1982. 253 с.
6. Пирумов А. И. Обеспыливание воздуха. М.: Стройиздат, 1981. 157 с.
7. Справочник по пыле- и золоулавливанию // Под ред. А. А. Русанова. М.: Энергоатомиздат, 1983.
8. Страус В. Промышленная очистка газов. М.: Химия, 1981. 616 с.
9. Тананаев А. В. Течение в каналах МГД-устройств. М.: Атомиздат, 1979. 368 с.

Поступила в редколлегию 15.02.92

## ● ЭЛЕКТРОФИЗИКА

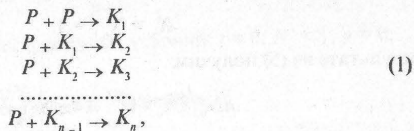
УДК 539.9

### ФРАКТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ АЛЮМИНИЙСОДЕРЖАЩИХ ТОПЛИВ

С. В. Маргацук, канд. физ.-мат. наук  
Одесский государственный университет

Обработка экспериментальных фотографий продуктов сгорания алюминийсодержащих топлив показывает, что большинство алгомератов конденсированных частиц обладают фрактальными свойствами с фрактальной размерностью 2,7. Частицы конденсированной фазы, обладавая размерами порядка  $10^{-6}$  см несут на себе малый положительный заряд, полученный в результате термоэмиссии. Поэтому в качестве физической модели сближения и прилипания частиц КДФ применим диффузионную модель.

Если рассматривать процесс ассоциации частиц КДФ как последовательную химическую реакцию, то для кластера, состоящего из частиц, можно записать:



где символами  $P$  и  $K_n$  обозначены частицы конденсированной фазы и кластер, содержащий  $n$  частиц КДФ.

Для диффузионного механизма столкновений константы скорости столкновений частица-частица и частица-кластер определяются формулами Смолуховского:

$$\begin{aligned} v_{pp} &= 4\pi D r_p \\ v_{np} &= 4\pi D R_n \end{aligned} \quad (2)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии частицы,  $r_p$  — радиус частицы КДФ, а  $R_n$  — радиус кластера.

Уравнения химической реакции для (1) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= v_{pp} n_p \\ \frac{dN_2}{dt} &= v_{1p} n_p \\ \dots\dots\dots \\ \frac{dN_n}{dt} &= v_{n-1p} n_p \end{aligned} \quad (3)$$

В результате ассоциации частиц КДФ образуется фрактальный кластер с размерностью  $f$ . Количество частиц в этом кластере связано с его размером соотношением:

$$N_n = \left( \frac{R_n}{r_p} \right)^f \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), получим:

$$\frac{dN_n}{dt} = 4\pi D R_{n-1} n_p \quad (5)$$

Учитывая, что рассматривается процесс почастичного прилипания КДФ к кластеру, то:

$$N_n = N_{n-1} + 1.$$

В результате из (5) получим:

$$dN_n / (N_n - 1)^{1/f} = 4\pi D n_p r_p dt \quad (6)$$

Решая это уравнение при начальном условии  $t = 0, N_1 = 1$  получаем решение в виде:

$$R_n = r_p \left\{ \left( \frac{f}{f-1} 4\pi D n_p r_p t \right)^{\frac{1}{f-1}} + 1 \right\}^{\frac{1}{f}} \quad (7)$$

Процесс роста кластера в такой модели неограничен. Ограничение

можно ввести с помощью уравнения, описывающего уменьшение концентрации частиц КДФ  $n_p$  в процессе роста кластера:

$$dn_p / dt = -4\pi D R_n n_p n_k \quad (8)$$

где  $n_k$  — концентрация кластеров.

Окончательно система уравнений, описывающих условие роста фрактального кластера имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{dn_p}{dt} = -4\pi D r_p N_n^{1/f} n_p n_k \\ \frac{dN_n}{dt} = 4\pi D r_p (N_n - 1)^{1/f} n_p \end{cases} \quad (9)$$

Вводя обозначение:

$$y = (N_n - 1)^{1/f}, \quad a = 4\pi D r_p n_k; \quad p = f / (f - 1); \quad q = 1 / f$$

систему уравнений (9) можно привести к виду:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + a(1 + y^p)^q \frac{dy}{dt} = 0, \quad (10)$$

или с помощью замены переменной к уравнению первого порядка:

$$\frac{dz}{dy} + a(1 + y^p)^q = 0. \quad (11)$$

Решение уравнения получим для случая  $N_n \gg 1$ , тогда:

$$z = a \frac{y^{p+1}}{p+1} + C.$$

Константу  $C$  находим из граничных условий:  $t = 0, N_n = 1, y = 0$ ;

$$\left. \frac{dN_n}{dt} \right|_{t=0} = z \Big|_{t=0} = 4\pi D r_p n_p.$$

Решение уравнения (11) принимает вид:

$$z = \frac{f-1}{f} 4\pi D r_p n_p^{(0)} \left[ 1 - \frac{N_k}{n_p^{(0)}} y^{p+1} \right]. \quad (12)$$

Критические размеры кластеров находятся из условия приравнивания правой части уравнения (12) нулю:

$$N_n^* = 1 + \frac{n_p}{N_k}$$

$$R_n^* = r_p \left( 1 + \frac{n_p^{(0)}}{N_k} \right)^{1/f} \quad (13)$$

Условия (13) тривиальны и означают, что все частицы КДФ вошли в состав кластеров.

Как уже говорилось выше, частицы КДФ несут малый заряд, определенный формулой Аришнова-Мусина:

$$y = \frac{r_p k T}{e^2} \ln \frac{K}{n_e} + \frac{1}{2}, \quad (14)$$

где

$$K = \left( \frac{2\pi n_e k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{W}{KT} \right),$$

$W$  — работа выхода с поверхности частицы.

Если рассматривать фрактальный кластер как вновь образованную частицу радиуса  $R$ , то он тоже несет некий заряд  $Y_k$ . Можно сравнить заряд  $Y_k$  с суммарным зарядом, которые несли  $N$  частиц, входящих в кластер.

Из (14) получаем:

$$Y_k = Y_{\Sigma} N^{\frac{1-D}{D}}. \quad (15)$$

Формула (15) показывает, что кластеризация частиц приводит к уменьшению общего положительного заряда, переносимого КДФ, а значит, связана с поглощением электронов из газовой фазы, находящейся вблизи агломерата.

Таким образом при помощи диффузионной модели могут быть описаны фрактальные свойства продуктов сгорания металлсодержащих топлив.

Поступила в редколлегию 15.02.92

УДК 536.6:536.461:533.93

## ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ С ЧАСТИЦАМИ НА ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОН-ИОННОЙ КОМПОНЕНТЫ

В. И. Маренков, канд. физ.-мат. наук  
В. А. Голяк, науч. сотр.  
Мохамед Ибрахим, асп.  
Одесский государственный университет

Рассмотрены основные электрон-ионные процессы, восстанавливающие квазинейтральность плазмы с конденсированными частицами. В рамках статистической ячеечной модели проведен компьютерный эксперимент по изучению влияния термодинамических параметров плазмы на концентрации атомарных зарядов в газовой фазе. Обнаружены области параметров гетерогенной плазмы, для которых существуют квазиустойчивые состояния ионизационного равновесия с повышенной концентрацией атомарных зарядов.

Низкотемпературная плазма (НТП), содержащая макрочастицы конденсированной фазы, находит широкое применение в современных высокотемпературных технологиях (плазмохимические реакторы, плазменная обработка материалов и др.), появляется как побочный продукт в процессах горения, лазерной обработки материалов, образуется при абляции поверхностей космических аппаратов, взаимодействующих с высокотемпературными газовыми потоками. Частицы конденсированной дисперсной фазы (КДФ) играют существенную роль в процессах переноса энергии, импульса, массы и электрического заряда в НТП с КДФ [3]. При этом вопросы, связанные с обменом заряда между газовой и конденсированной фазами в плазме с КДФ, оказываются наиболее интересными для приложений [7]. Теоретическое описание переноса заряда в НТП с КДФ наталкивается на значительные трудности, связанные с необходимостью адекватного отражения сложного баланса взаимосвязанных и взаимообусловленных объемных и поверхностных ионизационных процессов в гетерогенной плазме [8].

© В. И. Маренков, В. А. Голяк,  
Мохамед Ибрахим, 1993

Ранние модели НТП с КДФ [1; 5; 6] являлись аналогами идеально-газовых подходов, или использовали представления, развитые для термодинамики слабых электролитов [2; 4], в которых частицы КДФ рассматривались как атомарные. Собственный размер макрочастиц КДФ входит здесь как параметр в эффективные потенциалы ионизации  $\varphi = W + ze^2/r_p$ ;  $W$  — работа выхода с плоской незаряженной поверхности вещества конденсированной частицы;  $z$  — ее зарядовое число;  $r_p$  — радиус, а эффекты объемного заряда в аналогах идеально-газового подхода игнорируются или учитываются «по Дебаю» в моделях второго типа. В работах, сводящих вопрос об ионизационном равновесии плазмы с частицами к решению задачи в ограниченной области — ячейке, объем макрочастицы учитывается по аналогии с [2; 4], а распределение объемного заряда в ячейке находят из решения линеаризованного уравнения Пуассона-Больцмана или нелинейного в одномерном приближении. При этом остается открытым вопрос о статической обоснованности полученных результатов.

В данной работе на основе статистической модели квазинейтральных ячеек для плазмы с КДФ проведен компьютерный эксперимент по исследованию поведения наиболее интересной для приложений электрон-ионной компоненты НТП с КДФ в зависимости от термодинамических параметров: температуры, концентрации атомарных и макрочастиц, параметров этих частиц. Рассмотрена однократная ионизация легко ионизирующихся (щелочных) атомов, что имеет место для интервала температур  $T \in (1000 \dots 3000)$  К. Изменение других исходных параметров НТП с КДФ исследовано в интервалах:  $r_p \in (0.01 \dots 10)$  мкм;  $n_p \in (10^{11} \dots 10^{18})$  м<sup>-3</sup>;  $n_A \in (10^{12} \dots 10^{22})$  м<sup>-3</sup>;  $I, W (2 \dots 8)$  эВ. Здесь  $r_p$  — радиус монодисперсных сферических частиц, из которых состоит КДФ;  $n_p$  — их концентрация;  $n_A$  — концентрация щелочных атомов заданного сорта;  $I, W$  — потенциал ионизации атомов щелочного металла и работа выхода для вещества частиц КДФ. При рассмотрении термической ионизации в плазме учтены основные каналы генерации и исчезновения свободных электронов, меняющие плотность электрон-ионной компоненты газовой фазы. К ним относятся: 1) ионизация и рекомбинация атомов и молекул в объеме (объемная ионизация); 2) поверхностная ионизация атомарных частиц и их нейтрализация на поверхности КЧ; 3) эмиссия и прилипание электронов к макрочастицам [8]. Перераспределение зарядов при столкновениях КЧ — КЧ можно не учитывать, поскольку в равновесии сохраняется число частиц заданного сорта. Согласно представлениям модели квазинейтраль-

ных ячеек, главным моментом, определяющим распределение микрополей и зарядов в газовой фазе НТП с КДФ, является наличие в объеме плазмы в каждый фиксированный момент времени  $t$  в точности электрически нейтральных областей  $\Omega_\xi$ , выделяемых односвязными элементами поверхности  $\Pi \left| \frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0 \right.$ , где  $\varphi$  — мгновенный электростатический потенциал, а  $\vec{n}$  — нормаль к поверхности  $\Pi$ , делящий весь объем плазмы на электронейтральные области. Процедура статистического усреднения микрополей и зарядов в окрестности выделенной макрочастицы состоит в определении усредненных распределений объемного заряда и электростатического потенциала  $\langle \varphi \rangle$ , путем усреднения по ансамблю Гиббса, т. е. по всем возможным ячейкам  $\Omega_\xi$ , в которые эта КЧ попадает в последовательные моменты времени.

Система уравнений термоионизационного равновесия, содержащая законы сохранения и кинетики для атомарных частиц: электронов, ионов и молекул газовой фазы — подчиняющихся статистике Максвелла-Больцмана, с учетом микроэлектронейтральности НТП с КДФ, состоящем в выполнении закона сохранения заряда для отдельной эффективной ячейки экранирования, корректно описывающая связь между интегральными и локальными значениями концентраций зарядов в плазме представляется в виде:

$$\begin{aligned} \frac{n_{e0} n_0}{n_a} &= K_{s0}, \quad K_{s0} = 2 \left[ \frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right]^{3/2} \exp[-I_a/kT]; \\ n_A &= n_a + n_0 \left[ i - \frac{I_\xi}{V_\xi} \right]; \quad V_\xi = \xi V_i, \quad V_i = \left[ \frac{1}{n_p} - \frac{4}{3} \pi r_p^3 \right]; \\ I_\xi &= \int \Phi(\vec{r}) d\vec{r}, \quad V_p = \frac{4}{3} \pi r_p^3, \quad \Phi(\vec{r}) = \left[ \frac{e}{kT} \right] [\langle \varphi(\vec{r}) \rangle_t - \varphi_0]; \quad \varphi_0 = \varphi_{\Pi}; \\ \Phi(\vec{r}) &= \Phi(|\vec{r}|) = \left\{ \alpha \frac{a}{2} \operatorname{ch} \left[ \alpha \left( \frac{a}{2} - \vec{r} \right) \right] - \operatorname{sh} \left[ \alpha \left( \frac{a}{2} - r \right) \right] - \alpha r \right\} / \alpha r; \\ \alpha^2 &= \frac{4\pi e^2}{kT} (n_{e0} + n_0), \quad n_{e0} = n_s \exp \left[ \Phi(\vec{r}) - \frac{ze^2}{r_p k} \right], \\ n_s &= 2 \left[ \frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right] \exp(-W/kT); \end{aligned}$$

$$z = (n_{e0} - n_{i0}) / (n_{e0} + n_{i0}) R(x), \quad R(x) = \frac{kT}{e^2 x} \{ x \operatorname{ch} x - \operatorname{sh} x [i - x^2 (a/2) r_p] \},$$

$$x = x[(a/2) - r_p],$$

$n_{e0}, n_{i0}, n_a$  — концентрации свободных атомарных частиц вблизи поверхности  $\prod \left| \frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \right.$  (на границе квазинейтральной области  $\Omega_\xi$ ); здесь, по определению — первое уравнение —, на заряды не действуют микрополя и вероятность ионизации атома определяется идеально-газовой константой равновесия Саха —  $K_{30}, m_e$  — масса электрона,  $I_a$  — потенциал ионизации щелочного атома. Второе уравнение системы (1) выражает закон сохранения массы щелочных атомов в свободном (занятом атомарными частицами) объеме ячейки  $v_s = \Omega_\xi \setminus v_p, v_p$  — собственный объем выделенной КЧ. Распределение безразмерного перенормированного относительно поверхности  $\Pi$ , т. е. границы ячейки, потенциала  $\Phi(\vec{r})$  — задано четвертым уравнением системы. Это уравнение получено из линеаризованного уравнения Пуассона-Больцмана в предположении малости перенормированного потенциала  $\Phi \ll 1$ . Обратная дебаевская длина  $x$  для свободных атомарных частиц плазмы, электронов и ионов выражается пятой формулой. Шестое уравнение — аналог формулы Ричардсона-Дешмана для термозмиссии с учетом нескомпенсированных микрополей и потенциала поверхности  $\Phi_p$  макрочастицы. Седьмое уравнение определяет равновесную концентрацию электронов  $n_e$  над плоской незаряженной поверхностью вещества частиц КДФ. И, наконец, восьмое уравнение — интегральное выражение факта электронеutrальности ячейки  $\Omega_\xi$  в целом.

Система (1) представляет собой математическую формулировку задачи описания равновесного зарядового состава плазмы, содержащей частицы КДФ и легкоионизирующиеся атомы. Вводя переменные

$$p = n_{e0} + n_{i0}; \quad q = n_{e0} + n_{a0} \quad (2)$$

преобразуем систему (1) к более компактному виду

$$\frac{p^2 - q^2}{4 - n_{a0}} = K_{30}$$

$$n_A = n_A + \frac{1}{2}(p - q) \left( 1 + \frac{q}{p} - \frac{1}{v_i} \frac{q}{p^2} R(p) \right); \quad (3)$$

$$n_{e0} = \frac{1}{2}(p + q) = n_s \exp \left[ - \frac{e^2}{r_p kT} \frac{9}{p} R(p) - \frac{9}{p} Q(p) \right],$$

где

$$R(p) \equiv R(x); \quad (3a)$$

$$Q(p) \equiv Q(x) = (x \frac{a}{2} \operatorname{ch} x - \operatorname{sh} x - x \bar{r}) / x r_p.$$

Уравнения (3) и (3a) составляют замкнутую систему нелинейных уравнений относительно переменных  $p, q, n_e$ . Исключая из первого и второго уравнений (3), получим уравнение, содержащее только переменные (2). С учетом (3a) и используя (2), определим окончательно замкнутую систему термической ионизации плазмы с частицами:

$$n_{e0} \equiv \frac{p+q}{2} = n_s \exp \left\{ \frac{9}{p} \left[ \frac{\operatorname{sh} x (2 - x^2 a/2 r_p) - (2x - x r_p) \operatorname{ch} x + x r_p}{x r_p} \right] \right\},$$

$$\chi^2 \left[ \frac{R(p)}{2v_i} - \frac{p^2}{4K_{30}} - \frac{i}{2} \right] - \frac{R(p)}{2v_i} \chi + \left\{ \frac{i}{2} p + \frac{p^2}{4K_{30}} - n_A \right\} = 0, \quad (4)$$

где  $\chi = q/p$ . Переменная  $\chi$  равна отношению разности концентраций отрицательных —  $n_{e0}$ , и положительных —  $n_{i0}$ , свободных атомарных зарядов в НТП с КДФ к их сумме, и, следовательно, по модулю не превышает единицы. Таким образом, физическая область параметров гетерогенной плазмы ограничена так, что  $-1 \leq \chi \leq 1$ .

Второе уравнение системы (4) является квадратичным трехчленом относительно переменной  $\chi$ . Поэтому сама система (4) математически разрешима только для тех значений  $p$ , при которых значения дискриминанта

$$D = \left[ \frac{R(p)}{2v_i} \right]^2 - 4 \left( \frac{R(p)}{2v_i} - \frac{p^2}{4K_{30}} + \frac{p}{2} - n_A \right) \geq 0.$$

В обозначениях

$$\mu \equiv \frac{R(p)}{2v_i}; \quad v \equiv \frac{p^2}{4K_{30}} + \frac{p}{2} \quad (5)$$

дискриминант  $D$  является квадратичной функцией параметров  $\mu$  и  $v$ :

$$D(p) \equiv D(\mu, v) = \mu^2 - 4(v - n_A)\mu + 4v(v - n_A) \quad (6)$$



Таким образом, он положителен, если в координатах  $(\mu, D)$  парабола  $D = D(\mu)$ , вычисленная из (6), локализуется в I и II квадрантах. Как видно из (8) переменная  $\mu$  всегда положительна в области  $p > 0$ , так как  $R(p) \geq 0$  для всех  $p \in [0, \infty]$ , и парабола  $D(\mu)$  для фиксированного  $v$  будет иметь вид, изображенный на рис. 1.

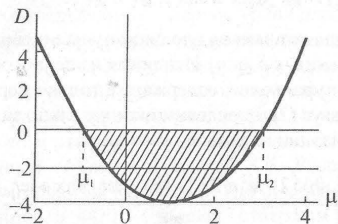


Рис. 1. Качественный вид зависимости  $D = D(\mu)$

Корни уравнения  $D(\mu) = 0$  для каждого  $v$  выделяют область значений  $\mu$ , в которой значения дискриминанта (6) неотрицательны (область  $\mu \in [0, \mu]$  на рис.).

Здесь

$$\mu^2 = 2(v - n_A) + [4n_A(n_A - v)]^{1/2}. \quad (7)$$

Первый корень уравнения  $\mu_1 = 2(v - n_A) - [n_A(n_A - v)]^{1/2} = 2\sqrt{(v - n_A) - \{[2(v - n_A)]^2 - 4v(v - n_A)\}^{1/2}}$  всегда отрицателен для  $v \leq n_A$  (так как  $v > 0, n_A > 0$ ), и локализуется в области отрицательных  $\mu$  (рис. 1). Нормируя значения  $\mu$  и  $v$  на исходную концентрацию легкоионизирующихся атомов  $n_A$  в плазме, получим безразмерные значения этих величин

$$\tilde{\mu} = \mu/n_A = \frac{R_p}{2v n_A}; \quad \tilde{v} = v/n_A = \frac{p \left( i + \frac{p}{2K_{s0}} \right)}{n_A};$$

$$\tilde{\mu}_2 = 2n_A (\tilde{v} - i + \sqrt{i - \tilde{v}}).$$

Для  $v \in [0, 1]$ , как видно из (7), корни уравнения  $D(\mu) = 0$  действительны, и реализуется случай, представленный на рис. 1. Если для

заданного  $p$  рассчитанное значение  $\tilde{\mu}_1 > \tilde{\mu}_2$ , то  $D(\mu) > 0$ , и второе уравнение системы (4)

$$(\mu - v)\chi^2 - \mu\chi + (v - n_A) = 0 \quad (8)$$

для безразмерной переменной  $\chi = q/p$  имеет действительные корни.  $\tilde{v} > 1$  — соответствует области параметров НТП с КДФ, в которой дискриминант уравнения (8) положителен и его корни действительны. Таким образом, существует область параметров плазмы с КДФ, являющаяся пересечением множеств  $\tilde{\mu} \in (0, \tilde{\mu}_2)$  и  $v \in (0, 1)$ , в которой система уравнений (4) не имеет решений. Рассмотрим подробней алгоритм определения «запрещенных»  $p$ , т. е. таких значений суммарной концентрации атомарных зарядов, при которых не могут реализоваться устойчивые состояния термоионизации в НТП с КДФ. Поскольку отображения множеств  $p$  и  $v$  друг на друга взаимно однозначны, исследуем поведение функции  $\mu_2(\tilde{v})$ . Эта функция имеет стационарную точку  $\tilde{v}^* = 3/4$ , в которой достигает своего максимума по переменной  $\tilde{v} = (p/2n_A)[1 + (p/2K_{s0})]$ , т. е. в точке  $p^* = \tilde{v}^{-1}(p)$  (где  $\tilde{v}^{-1}(p) \equiv p(\tilde{v})$  — функция, обратная для функции  $\tilde{v}$ ) значение функции  $\tilde{\mu}_2(\tilde{v}(p)) \equiv \mu^2(p)$  будет максимальным во всей области  $p$ , для которых  $v \leq n_A$ . Каждому значению  $p$  соответствует свое значение  $\mu_2 > 0$  такое, что для всех  $\mu$ , вне зависимости от значений  $p$ ,  $D(\mu) < 0$ , как только  $\mu < \mu_2$ . Алгоритм фиксации области существования решения уравнения (8) ( $y(x) = 0$ ) содержит следующую последовательность шагов: 1) для заданного значения  $p$ , такого, что  $v(p) < n_A$ , вычисляется  $\mu_2(p)$ ; 2) сравниваются значения  $\mu_2(p)$  и  $\mu(p) \equiv R(p)/2v$ . Если  $\mu(p) < \mu_2(p)$ , то  $p$  необходимо увеличивать, поскольку заданное первоначально значение  $p$  принадлежит области, в которой уравнение (8), а следовательно и система ионизационных уравнений плазмы (4) решений не имеет.

На основе этого алгоритма в пакете программ плазменного расчета *INNES* происходит выделение области решения системы (4). При численном решении системы уравнений (4) в пространстве параметров задачи:  $(p, \chi, \psi)$  — строятся поверхности  $\psi_1(p, \chi)$  и  $\psi_2(p, \chi)$ , пересечения которых с плоскостью  $\psi = 0$  дают множества решений для первого и второго уравнений соответственно. Пересечение этих множеств (линий) между собой определяют равновесные значения  $p, \chi$ , а значит и  $q = p\chi$ . С помощью соотношений (2)...(5) и найденного решения  $(p, q)$  вычисляются все равновесные электрофизические характеристики НТП с КДФ, в том числе и равновесная плотность электрон-ионной компоненты, т. е. равновесные значения  $n_{e0} = (p + q)/2$  и  $n_{i0} = (p - q)/2$ .

Общий вид поверхностей  $\psi_1$  и  $\psi_2$  изображен на рис. 2а и 2б их пересечение в плоскости  $\psi = 0$  на рис. 2в.

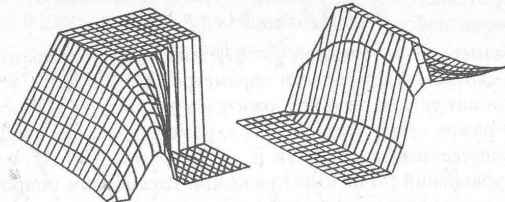


Рис. 2а.

Рис. 2б.

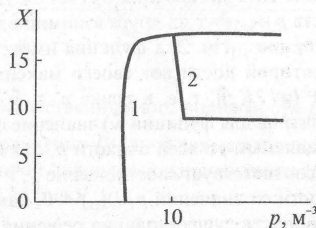


Рис. 2в.

Видно, что при некоторых значениях параметров плазмы с частицами система (4) может иметь два решения: точки пересечения кривых 1 и 2 на рис. 2в, которые соответствуют двум различным состояниям ионизации НТП с КДФ при одних и тех же значениях ее термодинамических параметров. Эта обнаруженная в численном эксперименте особенность ионизационных процессов в плазме с КДФ представляет интерес для вопросов кинетики и требует дальнейшего исследования.

Алгоритм и пакет программ плазменного расчета *INNES* могут быть рекомендованы для проведения электрофизических расчетов в гетерогенных высокотемпературных средах.

#### Список литературы

1. Аршинов А. А., Мусин А. К. Равновесная ионизация частиц // Докл. Академии Наук СССР. 1958. Т. 120, 447 с. 2. Зимин Э. П.,

Михневич З. П., Попов В. А. Исследование ионизации и проводимости продуктов сгорания при наличии твердых с малой работой выхода электронов // МГД-генераторы: Тр. междунар. симпозиума по производству электроэнергии с помощью МГД-генераторов. Зальцбург, Австрия, 4 июля. М.: ВИНТИ, 1968. С. 180-186. 3. Лаутен Дж., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976. 612 с. 4. Мартынов Г. А. Статистическая теория растворов электролитов средней концентрации // Успехи физ. наук. 1967. Т. 91. 455 с. 5. Саясов Ю. С. О равновесной ионизации, создаваемой частицами пыли // Докл. Академии Наук СССР. 1958. Т. 122, №5, 848 с. 6. Самуйлов Е. В. О константе равновесия ионизации частиц // Теплофизика высоких температур. 1965. Т. 3. №2, 216 с. 7. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971. 536 с. 8. Marenkov V. I., Chesnokov M. N. Influence of characteristic Parameters of the condensed Phasa on the Electron Density of low temperature Plasma // Beitr. Plasma Physik. 1981. vol. 21. №5. p. 351-355.

Поступила в редколлегию 29.04.90

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ АТОМОВ ЩЕЛОЧНОЙ ПРИСАДКИ В ПЛАЗМЕ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

М. Н. Чесноков, д-р физ.-мат. наук

Ф. Ф. Каримова, науч. сотр.

Одесский государственный университет

Обсуждается проблема ввода ионизирующей присадки в плазму продуктов сгорания. Показано, что дискретный характер подачи присадки в ламинарный факел приводит к значительным флуктуациям локальной концентрации щелочных атомов, в результате чего значение электропроводности оказывается ниже расчетной величины. В плазме с конденсированной дисперсной фазой локальные флуктуации концентрации атомов присадки приводят к расширению области параметров плазмы, в которой проявляется деионизирующее влияние частиц КДФ.

Свойства низкотемпературной плазмы продуктов сгорания являются предметом активного изучения. Натурные исследования, например, при сжигании смесевых составов, при работе МГД-установок, осложняются нестационарностью процесса горения и неоднородностью плазмы, возникающей вследствие турбулентности [5]. Поэтому для исследований процессов в плазме продуктов сгорания широко применяют модельные генераторы плазмы на базе газовых горелок (типа Меккера либо плоских трехщелевых). Такие источники плазмы характеризуются стабильностью варьирования параметров плазмы и доступностью для измерений [4].

Обычно полагают, что изотермичность поперечного сечения внутреннего факела обеспечивает однородное распределение атомов [4], и для вычислений используют среднее по лучу зрения значение концентрации атомов, которое измеряют обычно методом полного поглощения. Таким образом, факел описывается одномерной моделью и концентрации компонентов являются функциями высоты над срезом горелки.

© М. Н. Чесноков,  
Ф. Ф. Каримова, 1993

Нами проводилось исследование характеристик модельного генератора плазмы, реализованного на базе пламенного атомизатора спектрометра С-115 (трехщелевая горелка пропан-воздух). Фотографирование факела через интерференционный фильтр, полоса пропускания которого соответствовала резонансному дублету натрия, и визуальное наблюдение факела с помощью телескопической системы яркостного пирометра позволили установить, что весь объем разбит на малые области с линейным размером порядка нескольких миллиметров, которые заметно отличаются друг от друга по яркости излучения щелочных атомов. Поскольку было установлено, что температурное поле достаточно однородно, то вариации яркости свечения связаны с флуктуациями концентрации атомов в малых элементах объема.

Данные флуктуации, как мы считаем, связаны с дискретным характером подачи присадки в пламя. Ввод щелочной присадки в пламя осуществляется распылением раствора соли щелочного металла. При этом, как правило, время испарения капли много меньше газодинамического времени ( $t_{z.d.}$ ) пребывания капли в пламени. Действительно, оценки показывают, что даже для крупной капли  $d_0 = 40$  мкм:

$$t_{исп} = K \cdot d_0^2,$$

где  $K = 9 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>·с для 60%-го раствора K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> [1].

В то время, как

$$t_{z.d.} = h/v = 5 \cdot 10^{-3}$$
 с,

где  $h$  — высота над срезом горелки,  $h = 3$  см,  $v$  — скорость потока газов,  $v = 300 \dots 500$  см/с.

Таким образом, испарение капли раствора происходит достаточно быстро, а перемешивание атомов присадки с газообразными продуктами сгорания является медленным диффузионно-контролируемым процессом.

Оценим степень возникающей при этом неоднородности распределения атомов. Выберем в качестве элемента объема сферу с радиусом, равным диффузионной длине:  $X_D = \sqrt{Dt_{z.d.}}$ , при этом

$$\Delta V = 4/3\pi(Dt_{z.d.})^{3/2}.$$

Будем считать, что в пределах данного объема успевает установиться однородное распределение атомов присадки с некоторой локальной концентрацией  $n_0$ .

Предполагаем для простоты, что распылитель генерирует моно-

дисперсный аэрозоль с диаметром капель  $d = 6$  мкм. Данная величина взята из работы [2], в которой исследовался дисперсный состав водного аэрозоля, генерируемого стандартным пневматическим распылителем атомно-абсорбционного спектрометра, она соответствует среднемассовому диаметру. Тогда для обеспечения средней концентрации атомов присадки  $n_a$  необходимо распылить в единицу объема пламени следующее число капель раствора:

$$n_d = n_a \frac{600 \mu m_a}{\pi C \rho d^3 \alpha},$$

где  $\rho$  — плотность раствора,  $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$ ;  $\mu$  — молекулярная масса соединения щелочного металла;  $d$  — диаметр капель, см;  $C$  — массовая концентрация раствора, %;  $m_a$  — атомная единица массы,  $m_a = 16610\text{--}24$  г;  $\alpha$  — степень диссоциации гидроксида щелочного металла.

Для характерных условий эксперимента  $T = 2000$  К,  $n_a = 10\text{--}12$   $\text{см}^{-3}$ ,  $C = 60\%$ ,  $D = 7$   $\text{см}^2\cdot\text{с}^{-1}$ ,  $\alpha = 0,2$  [3], получено, что  $n_d = 200$   $\text{см}^{-3}$  и  $V = 0,07$   $\text{см}^3$ . Таким образом, в рассматриваемый элемент объема будет в среднем попадать 14 капель. Обозначим эту величину  $N$ . Вследствие малости данная величина будет значительно флуктуировать, а вместе с ней локальная концентрация атомов в данном элементе объема

$$\frac{\Delta n_a}{n_a} = \frac{\Delta N}{N} = 0,3.$$

Отметим, что эта оценка выполнена для случая идеального распыления монодисперсного аэрозоля и характеризует минимальный уровень флуктуаций в данных условиях. На практике пневматический распылитель генерирует полидисперсный аэрозоль с логнормальным распределением капель по размерам. Согласно авторам работы [2], масса частиц с диаметром 30 мкм и выше составляет около 20%. Расчет показывает, что при испарении капли диаметром 30 мкм локальная концентрация атомов присадки превысит среднюю более чем на два порядка.

Следует ожидать, что пространственная неоднородность распределения щелочных атомов скажется на электрофизических свойствах плазмы продуктов сгорания. Действительно, в равновесной газовой плазме концентрация электронов определяется локальной концентрацией атомов присадки согласно формуле Саха:

$$n_e = 0,25 \cdot n_a T^{3/4} m_e^{3/4} h^{-3/2} \exp(-I/2T). \quad (1)$$

При этом

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \frac{1}{2} \frac{\Delta n_a}{n_a}.$$

Так как в условиях эксперимента диффузионная длина много больше дебаевского радиуса, то выравнивание электронной плотности происходит в режиме амбиполярной диффузии, т. е. практически со скоростью обычной диффузии, так как  $D_a = 2D_i$  [3]. Неоднородность распределения электронной плотности приводит к снижению электропроводности плазмы. Легко показать, что измеренное значение  $\sigma$  окажется ниже, чем рассчитанное по средней величине электронной плотности. Для одномерного случая  $ne = ne(x)$

$$\sigma_p = e \mu n_e = (e \mu / \alpha) \int_0^a n_e(x) dx,$$

где  $\mu$  — подвижность электронов.

Реальная величина электропроводности определяется сопротивлением последовательного соединения элементов объема:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{экс}}} = \frac{1}{e \mu \alpha} \int_0^a \frac{dx}{n_e(x)}.$$

Таким образом, имеем

$$\frac{\sigma_p}{\sigma_{\text{экс}}} = \frac{1}{\alpha^2} \int_0^a n_e(x) dx \int_0^a \frac{dx}{n_e(x)} \geq 1. \quad (2)$$

Соотношение (2) непосредственно следует из неравенства Коши-Буняковского, причем равенство достигается лишь в случае, если подынтегральные функции являются константами. Данный результат достаточно очевиден, так как проводимость среды лимитируется сопротивлением областей, обедненных носителями заряда. Следовательно, для повышения электропроводности плазмы продуктов сгорания необходимо обеспечить высокую дисперсность аэрозоля раствора присадки. Одним из способов повышения дисперсности является использование органических растворителей.

Присутствие в плазме конденсированной дисперсной фазы усложняет ионизационные процессы в ней. Влияние частиц КДФ на ионизацию газовой фазы определяется главным образом концентрацией щелочных атомов. При малых концентрациях присадки на уровне естественной примеси в топливе и окислителе частицы КДФ способствуют

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ЛАЗЕРНОЙ ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ ТИТАНА

А. А. Мальгота, канд. физ.-мат. наук

Х. М. Бахир, асп.

Р. Вазкез, студ.

*Одесский государственный университет*

возрастанию электронной плотности за счет термоэмиссии; при повышении  $n_e$  присутствие частиц приводит к снижению электронной плотности относительно расчетной по Саха. Практический интерес представляет плазма продуктов сгорания с высоким содержанием присадки  $n_e \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , в которой ионизации газовой фазы описывается формулой Саха и влиянием частиц можно пренебречь.

Однако, как отмечено выше, в реальной плазме продуктов сгорания имеют место значительные отклонения локальной плотности щелочных атомов от среднего значения: в турбулентных пламенах вследствие турбулентных пульсаций плотности и температуры, в ламинарных пламенах — вследствие медленности процессов. В гетерогенной плазме продуктов сгорания в областях, обедненных присадкой, произойдет дополнительное снижение электронной плотности вследствие деионизирующего влияния частиц КДФ. Соответственно снизится общая электропроводность факела.

Таким образом, неравномерность распределения атомов присадки в большей степени снижает электропроводность плазмы продуктов сгорания в присутствии частиц КДФ. Поэтому при разработке модельных генераторов низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой особое внимание должно быть уделено системе ввода присадки для обеспечения максимальной однородности плазмы.

## Список литературы

1. Драган Г. С., Маргашук С. В., Саад А. М. Режим испарения капли раствора поташа при высокой температуре // Тез. докл. XV Всесоюз. конф. по актуальным вопросам физики аэродисперсных систем. Т. 2. Одесса. 1989. С. 212.
2. Лернер Л. А., Русанов А. А., Недлер В. В. // Журнал. аналитич. химии 1971. Т. 26. №9. С. 1967-1981.
3. Мак-Даниель И. В. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: мир, 1976. 376 с.
4. Мохов А. В., Нефедов А. П. Создание калиброванного источника низкотемпературной плазмы для диагностических исследований // Теплофизика высоких температур. Т. 25. №5. С. 852-856.
5. Чесноков М. Н. Динамика образования и физические характеристики конденсированной дисперсной фазы в низкотемпературной плазме горения модельных атомизированных топлив: Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. Одесса, 1986. 404 с.

*Поступила в редколлегию 15.02.92*

Представлены результаты экспериментального исследования спектров излучения эрозионной плазмы титана на различных расстояниях от поверхности мишени, получаемой при воздействии импульсного излучения неодимового лазера. Получено, что при интенсивностях излучения в пределах  $6 \cdot 10^6 \dots 10^8 \text{ Вт/см}^2$  температура плазмы у поверхности мишени порядка 8000 К.

В последние годы возросло число работ по оптической спектроскопии лазерной эрозионной плазмы металлов. Можно выделить два основных направления работ. Первое — исследование спектров излучения плазмы металлов и ее использование в качестве активных сред лазеров [5]. Второе — исследование оптических характеристик приповерхностной плазмы и ее взаимодействия с лазерным излучением [1; 2]. Исследования в этой области показали, что вблизи облучаемой мишени возможны три различных стационарных состояния плазмы, которые отличаются температурой, степенью ионизации, величиной коэффициента лазерного поглощения и механизмом образования [2]. Это эрозионный факел, разряд в облаке продуктов эрозии и разряд в окружающем газе. Результаты работы [4] дают некоторые дополнительные сведения по динамике формирования приповерхностной лазерной плазмы. Выделены три наиболее характерных участка: над поверхностью мишени, средняя часть плазменного факела и область завихрения плазменного вихря. Учитывая отмеченную особенность строения факела представляет интерес получить и исследовать спектры излучения от указанных областей лазерной эрозионной плазмы.

В настоящей работе рассматриваются результаты исследований спек-

© А. А. Мальгота, Х. М. Бахир,  
Р. Вазкез, 1993

тров излучения лазерной эрозионной плазмы титана в видимой области длин волн на различных расстояниях от поверхности мишени.

Эксперименты проводились на образцах титана марки ВТИ-О при нормальных внешних условиях.

Титановые мишени размером 10x10x0,9 мм облучались излучением импульсного неодимового лазера ( $\tau = 1,6$  мс) интенсивностью  $10^6 \dots 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. В экспериментах изучались изменения формы и размеров факела, регистрировались интегральные спектры излучения эрозионного факела в области 390 ... 610 нм [4].

На спектре излучения эрозионной плазмы титана, полученной при  $I = 8 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> на расстоянии 1 мм от поверхности мишени присутствует много линий титана, имеются линии иона титана. Сравнительный качественный анализ спектра излучения эрозионной плазмы титана и спектров излучения плазмы дуги и искры титана выявил ряд интересных особенностей. По количеству линий титана и их интенсивности спектр излучения лазерной эрозионной плазмы подобен спектру титановой дуги. Однако присутствие линий иона титана и характер их интенсивностей приближает излучение эрозионной плазмы к спектру излучения титановой искры. Учитывая, что температура титановой дуги порядка 5000 К, а титановой искры ~ 9000 К, можно предположить, что температура лазерной эрозионной плазмы титана должна принимать промежуточные значения между температурой плазмы дуги и искры.

Исследование спектров излучения эрозионного факела на различных расстояниях от поверхности мишени показало, что они заметно отличаются. Спектр излучения эрозионной плазмы, от поверхности мишени и до расстояний 2...3 см от нее, имеет линейчатый характер.

Получено, что изменения интенсивности лазерного излучения в пределах  $10^6 \dots 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> не сопровождались изменением вида спектра излучения эрозионной плазмы. Надо отметить, что линии иона титана в спектре излучения эрозионной плазмы наблюдались на всем выделенном участке факела. Анализ спектра излучения эрозионной плазмы титана на расстоянии 3...6 см от поверхности мишени показывает, что наряду с линейчатым спектром присутствует слабый сплошной фон, который располагается в области длин волн 560...600 нм. Самые заметные изменения в спектре излучения эрозионного факела наблюдается на расстоянии 6...8 см от поверхности мишени. В излучении плазмы отсутствуют линии иона и атомы титана, наблюдается непрерывный континуум, на который наложены молекулярные пол-

осы излучения окислов титана. Сплошной фон излучения в спектре обусловлен излучением мелкодисперсных аэрозольных частиц, которые регистрируются при отборе проб.

Экспериментальные спектры излучения использовались для определения температуры плазмы титана у поверхности мишени. Измерение температуры эрозионной плазмы проводилось методом относительной интенсивности спектральных линий. Для этих целей были выбраны линии иона и атома титана, параметры которых приведены ниже [3].

Спектральные линии	$\lambda$ , нм	Переход	$E_u, \text{эВ}$	$E_l, \text{эВ}$	$g_u, 10^{-8} \text{с}^{-1}$	$g_l$
Ti I	535,102	$z^2 F^{\circ} - z F$	2,78	5,09	7,40	3,200
Ti II	533,681	$b^2 D - z^2 D^{\circ}$	1,58	3,90	0,17	0,056

Получено, что температура эрозионной плазмы у поверхности титана, образующаяся при импульсном лазерном воздействии в области интенсивностей 6106...108 Вт/см<sup>2</sup>, около 8000 К. Этот результат согласуется с качественным анализом спектров излучения плазмы титана, реализуемой различными методами, а также результатами измерений в работе [2] температуры эрозионной плазмы, генерируемой при воздействии излучения CO<sub>2</sub>-лазера.

#### Список литературы

1. Взаимодействие излучения неодимового лазера с тугоплавкими металлами. А. П. Бык, В. К. Гончаров, В. И. Карабань, А. В. Колесник, В. Л. Концевой, А. Ф. Чернявский // Журн. прикл. спектроскопии. 1989. Т. 50. С. 571-575.
2. Даньшиков Е. В., Лебедев Ф. В., Рязанов А. В. Состояние плазмы вблизи поверхности металла, облучаемого CO<sub>2</sub>-лазером // Физика плазмы. 1984. Т. 10. вып. 2, С. 385-391.
3. Корлис Ч., Бозман У. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М.: Мир, 1968. 562 с.
4. Мальгота А.А., Бахир Х. М., Вазкез Р. Исследование процесса образования эрозионной плазмы титана при импульсном лазерном воздействии миллисекундной длительности // Физика аэродисп. систем. 1991. Вып. 34. С. 160-165.
5. Муравьев А. И., Горбунова Т. М., Янчарина А. М. Импульсный источник плазмы тугоплавких металлов // Изв. высш. уч. заведения. Физика. 1988. Т. 31. № 4. С. 48-52.

Поступила в редколлегию 22.08.89

## СОДЕРЖАНИЕ

### АЭРОЗОЛИ

Глушков В. Е., Федосеева Н. В., Калинин В. В. <i>Кинетика плавления частицы с учетом фазовых переходов на ее поверхности</i> .....	3
Ларинова Т. А., Фастова К. Н., Карелин В. А., Великанова В. Л., Нечитайло И. Н. <i>Исследование способов повышения текучести порошков алюминия</i> .....	10
Романенко В. Н. <i>Взаимодействие капли со слоем жидкости. Часть 9.</i> .....	14

### ГОРЕНИЕ

Охрименко Н. А., Кондратьев Е. Н., Головкин В. В. <i>Стационарное горение жидкой капли в многозонном представлении</i> .....	19
Козицкий С. В., Писаренко А. Н. <i>Горение порошка магния на различных подложках</i> .....	27
Кондратьев Е. Н., Опятюк В. В., Сулова И. А. <i>Кинетика испарения капли ВТЭ</i> .....	33
Трофименко М. Ю. <i>Оценка температуры пламени смешанной системы по локальным флуктуациям яркости в факеле</i> .....	38
Горенчук В. Е., Драган Г. С., Каримова Ф. Ф. <i>О механизме каталитического влияния карбоната калия на воспламенение и горение угольной частицы</i> .....	46
Песочин Н. Р. <i>Газификация угольных частиц при акустических колебаниях</i> .....	53
Гирин А. Г., Лейко Т. А. <i>Дробление капель распыленного топлива в камерах сгорания дизелей с интенсивным движением воздушного заряда</i> .....	60
Трофименко М. Ю. <i>Исследование механизма горения боросодержащих смешанных систем</i> .....	67
Флорко А. А. <i>О причинах слабой чувствительности дисперсности конденсированных продуктов сгорания металлических горючих к условиям сжигания</i> .....	73

### ГАЗОДИНАМИКА

Асланов С. К. <i>Кинетика диспергирования капель в скоростном потоке газа</i> .....	84
Граник Ю. В., Кононов А. В. <i>К анализу гофрированной неустойчивости ударных волн</i> .....	96
Волков В. Э., Асланов С. К. <i>Интегральный метод анализа развития возмущения детонационной волны. Часть 2.</i> .....	111
Гирин А. Г., Таран С. Н. <i>Разрушение жидкой фазы за ударными и детонационными волнами в двухфазных системах пенной структуры</i> .....	117
Попов И. В., Румянцев Б. В., Сергеев А. П., Нечитайло И. Н., Корхова В. Б. <i>Исследование воздействия двухфазного потока на различные материалы</i> .....	125

### ТЕПЛО- И МАССООБМЕН

Калиничак В. В., Дубинский А. В. <i>Влияние стационарного потока на тепло- и массообмен угольной частицы и кинетику параллельных реакций. Часть 1.</i> .....	129
Калиничак В. В., Орловская С. Г., Калинин А. И. <i>Влияние теплообмена излучением на критические условия воспламенения и потухания угольной частицы</i> .....	136
Богатырев В. Я., Буров А. А., Буров А. И., Эннан А. А. <i>Критерии эффективности пылеулавливания</i> .....	146

### ЭЛЕКТРОФИЗИКА

Маргашук С. В. <i>Фрактальные свойства продуктов сгорания алюминий содержащих топлив</i> .....	151
Маренков В. И., Голяк В. А., Мохамед Ибрагим. <i>Влияние параметров плазмы с частицами на плотность электрон-ионной компоненты</i> ..	155
Чесноков М. Н., Каримова Ф. Ф. <i>О распределении атомов целочной присадки в плазме продуктов сгорания</i> .....	164
Мальгота А. А., Бахир Х. М., Вязкед Р. <i>Исследование оптического излучения лазерной эрозионной плазмы титана</i> .....	169

Редакционная коллегия выражает признательность ректорату и Попечительскому Совету одесского университета им. И. И. Мечникова, МП "Теплофизика" за финансирование издания 35-го выпуска, а также фонд "Возрождения" (ISSEP) за частичную финансовую поддержку.

Наукова бібліотека ОНУ імені І.І. Мечникова

Формат 60x84/16. Бумага офсетная.  
Объем 10,8 печ. л. Тираж 500 экз. Заказ № 182

  
astroprint

Отпечатано в издательстве «Астропринт».  
г. Одесса, ул. Преображенская, 24, к. 13. Тел.: 26-98-82, 68-77-33