

**К ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ
В СМЕСИ ГАЗА И КАПЕЛЬ**

П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин

(Москва)

Уравнения реагирующей многофазной сплошной среды [1] используются для исследования задачи об установившемся распространении фронта пламени в смеси газа с испаряющимися каплями. Предлагается простая модель воспламенения жидких капель, основанная на применении метода равноступенной поверхности [2] к процессам тепло- и массообмена между микропламенами, окружающими отдельные капли, каплями и несущей газовой средой. Представлены распределения параметров в макроскопическом фронте пламени, а также зависимости скорости распространения пламени в газозвеси от ряда параметров, определяющих исследуемый процесс.

В работе [3] экспериментально определялась скорость распространения фронта пламени в тетралино-воздушной газозвеси и было обнаружено, что при малых диаметрах ($d_0 < 10 \text{ мк}$) капли полностью испаряются до воспламенения и скорость распространения пламени в смеси $\sim 30 \text{ см/сек}$, т. е. близка к скорости распространения пламени в гомогенной смеси. В газозвеси с более крупными каплями ($d_0 > 20 \text{ мк}$) распространение пламени сопровождается образованием тонких сферических микропламен вокруг отдельных капель. При этом скорость пламени резко возрастает до значений $\sim 60 \text{ см/сек}$.

Попытка качественного объяснения такого увеличения скорости распространения фронта пламени с увеличением диаметра капель дана Л. А. Клячко в [4] на основе представлений эстафетного механизма горения взвеси. Считается, что пламя распространяется за счет поочередного воспламенения капель из-за их подогрева тепловыми волнами со стороны ранее воспламенившихся, но еще не сгоревших (из-за крупности капель).

Если время сгорания одной капли τ и скорость распространения пламени в газозвеси v_0 таковы, что $l \sim v_0 \tau \gg l_1$, где l_1 — расстояние между каплями, то формируется макроскопический фронт пламени толщины l , включающий в себя достаточно большое количество горящих капель. В этом случае для описания структуры фронта пламени применимы представления механики сплошных сред.

Вильямсом [5, 6] предложена теория распространения пламени в газозвеси испаряющегося топлива, основанная на уравнениях двухфазной сплошной среды. При этом вся теплота химической реакции непосредственно относится ко всей газовой фазе (что соответствует квазигомогенному режиму согласно классификации [1]). Кроме того, предполагается, что все испаряющееся топливо потребляется в химической реакции, это справедливо только для достаточно крупных капель. Отметим, что модель Вильямса дает монотонную падающую зависимость скорости распространения пламени от диаметра капель. Эта модель не описывает переход горения капель в парофазный режим с образованием микропламен и увеличение скорости горения при $d_0 \sim 20 \text{ мк}$.

В данной работе предлагается теория распространения пламени с учетом возможной смены режима от квазигомогенного, т. е. с распределенным тепловыделением, к парофазному диффузионному с образованием микропламен вокруг отдельных капель.

1. Основные уравнения. Уравнения гидромеханики двухскоростной трехтемпературной сплошной среды при наличии химических реакций применительно к смеси газа с каплями получены в [1]. Для плоского одномерного стационарного движения при отсутствии внешних массовых сил и внешнего подвода тепла в пренебрежении продольной диффузией компонент и радиационным потоком тепла они имеют вид

$$\frac{dm_k}{dx} = -v_k J \quad (k = 11, 13, 14), \quad \frac{dm_{15}}{dx} = 0, \quad \frac{dm_2}{dx} = -v_2 J, \quad \frac{dnv_2}{dx} = 0$$

$$m_1 \frac{dv_1}{dx} = -\alpha_1 \frac{dp}{dx} - f + v_2 J (v_2 - v_1), \quad m_2 v_2 \frac{dv_2}{dx} = -\alpha_2 \frac{dp}{dx} + f$$

$$\begin{aligned}
 & \sum_k m_k \frac{d}{dx} \left(i_k + \frac{v_1^2}{2} \right) + m_2 \frac{d}{dx} \left(i_2 + \frac{v_2^2}{2} \right) = \frac{d}{dx} \lambda \frac{dT_1}{dx} + \\
 (1.1) \quad & + JQ^\circ + v_2 J \frac{p - p_0}{\rho_2^\circ} + v_{11} J (c_{p1} - c_{p3})(T_1 - T_0) + v_2 J [c_2(T_2 - T_0) - \\
 & - c_{p3}(T_1 - T_0) + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2}] \\
 & m_2 \frac{du_2}{dx} = -v_2 J (i_{12} - i_2) + q_{f2}, \quad v_2 J x_f = -q_{f1} - q_{f2} \\
 & (m_1 = \sum_k m_k; k = 11, 13, 14, 15)
 \end{aligned}$$

Везде параметры, относящиеся к газу (первая фаза), каплям (вторая фаза) и к микропламенам вокруг капель ($f =$ фаза [1]), снабжены соответственно индексами 1, 2 и f внизу. Компоненты газовой фазы (окислитель, пары топлива, продукты реакции и инертный газ) соответственно различаются с помощью вторых индексов 1, 2, 3, 4, 5 внизу. Индекс 0 внизу соответствует невозмущенному состоянию системы перед фронтом пламени. Предполагается, что все испаряющееся топливо потребляется в химической реакции, т. е. свободные пары отсутствуют.

Рассматривается химическая реакция вида $\kappa_{11}A + \kappa_2B + \kappa_{15}E = \kappa_{13}C + \kappa_{14}D + v_{15}E$, где A, B, C, D, E — символы компонент соответственно окислителя (A), топлива (B), двух видов продуктов реакции (C и D) и инертного газа (E), а κ_k — стехиометрические коэффициенты. Кроме того, $v_k = g_k \kappa_k$, где g_k — молекулярные веса химических элементов, $m_k = \rho_k v_1$, $m_2 = \rho_2 v_2$ — массовые расходы компонент, ρ_k, ρ_k° — соответственно средние и истинные плотности компонент, n — число капель в единице объема, α_1, α_2 — объемные концентрации фаз, v_1, v_2 — скорости фаз, p — давление смеси, u_k и $i_k = u_k + p / \rho_k^\circ$ — внутренняя энергия и энтальпия, T_1, T_2 и T_f — температуры газа, капель и сферических микропламен (f — фаза), J — скорость химической реакции в единице объема, J_f — скорость реакции во фронтах микропламен, f — сила взаимодействия между фазами за счет трения, q_{f1} и q_{f2} — теплообмен между фазами, x_f — поток тепла от f -фазы к веществу, претерпевающему химическое превращение, причем [1]

$$\begin{aligned}
 (1.2) \quad & v_2 x_f = v_{13} i_{13}(p, T_f) + v_{14} i_{14}(p, T_f) - v_2 i_{12}(p_s(T_2), T_2) - \\
 & - v_{11} i_{11}(p, T_f)
 \end{aligned}$$

Предположим, что компоненты первой и второй фаз удовлетворяют уравнениям состояния

$$i_k = c_{pk}(T_1 - T_0) + h_k^\circ, \quad p_k = \rho_k^\circ R_k T_1 \quad (k = 11, 13, 14, 15)$$

$$i_2 = c_2(T_2 - T_0) + h_2^\circ + \frac{p - p_0}{\rho_2^\circ}, \quad \rho_2^\circ = \text{const}, \quad p = \sum_k p_k$$

$$i_{12} = c_2(T_2 - T_0) + \frac{p_s(T_2) - p_0}{\rho_{12}^\circ} + h_2^\circ + l_2(T_2), \quad p_s = \rho_{12}^\circ R_{12} T_2$$

Здесь $l_2(T_2)$ — теплота парообразования, p_s — давление насыщенного пара, h_k — энтальпия компонент при $T = T_0, p = p_0$.

2. Взаимодействие между фазами. Если при квазигомогенном режиме горения, когда реальные микропламена вокруг капель отсутствуют, ввести в рассмотрение микрофронт пламени как некоторую математическую поверхность, горение на которой происходит с конечной скоростью химической реакции [7], то воспламенение капель можно рассматривать как переход горения на этой поверхности из кинетической области в диффузионную.

Пусть каждая капля диаметра d окружена поверхностью фронта пламени диаметра d_f и поверхностью приведенной пленки [2] диаметра d_1 . Между этими поверхностями происходят процессы тепло- и массообмена, определяемые теплопроводностью и диффузией. Пусть парциальные давления пара на поверхности капель и на поверхностях фронтов — $p_s(T_2)$ и p_{2f} . Тогда интенсивность массообмена между второй и f -фазой (J^{2f}), между f -фазой и первой фазой (J^{f1}) и между первой и f -фазой (J^{1f}) можно представить в виде [1]

$$(2.1) \quad \begin{aligned} J^{2f} &= \pi n d^2 \beta_{2f} \left(\frac{p_{2f}^{\circ}}{RT_2} \ln \frac{p}{p - p_s} - \rho_{2f}^{\circ} \right) \left(\beta_{2f} = \frac{D_{12}}{d} \frac{2d_f}{d_f - d}, \rho_{2f}^{\circ} = \frac{p_{2f}^{\circ}}{RT_f} \right) \\ J^{f1} &= \pi n d^2 \beta_{f1} \rho_{2f}^{\circ} \left(\beta_{f1} = \frac{D_{12}}{d_f} \frac{2d_1}{d_1 - d_f} \right) \\ J^{1f} &= \pi n d_f^2 \beta_{1f} (\rho_{11}^{\circ} - \rho_{11f}^{\circ}) \left(\beta_{1f} = \frac{D_{11}}{d_f} \frac{2d_1}{d_1 - d_f}, \rho_{11}^{\circ} = \frac{p_{11}^{\circ}}{RT_1} \right) \end{aligned}$$

Здесь β_{2f} , β_{f1} , β_{1f} — соответствующие коэффициенты массоотдачи, D_{12} и D_{11} — коэффициенты диффузии паров и окислителя соответственно. Скорость реакции на фронте в (f -фазе) задается как функция концентрации реагентов на его поверхности. Для реакции первого порядка эта скорость может быть задана формулой

$$(2.2) \quad \begin{aligned} v_2 J_f &= n V_8 k (\rho_{11f}^{\circ})^{n_1} (\rho_{2f}^{\circ})^{n_2}, \quad k = z \exp(-E/RT_f) \\ &\left(\rho_{11f}^{\circ} = \frac{p_{11f}^{\circ}}{RT_f}, \quad n_1 + n_2 = 1 \right) \end{aligned}$$

Здесь V_8 — характерный объем химической реакции, k — константа скорости химической реакции, E — энергия активации, z — предэкспоненциальный множитель, n_i ($i = 1, 2$) — порядок реакции по окислителю и по топливу соответственно. Запишем четыре определяющих соотношения

$$(2.3) \quad J^{2f} - J^{f1} = J_f, \quad \frac{J^{1f}}{v_{11}} = \frac{J_f}{v_2}, \quad \frac{\rho_{11f}^{\circ}}{v_{11}} = \frac{\rho_{2f}^{\circ}}{v_2}, \quad v_2 J = J^{2f}$$

Первое из этих соотношений выражает тот факт, что скорость реакции (J_f) равна разности двух потоков паров топлива: первого, доставляемого к поверхности микропламен от капель (J^{2f}), и второго, отводимого от микропламен. Второе соотношение выражает условие стехиометрии потоков, третье [7] — устанавливает соотношение между массой окислителя и паров топлива на фронте пламени, четвертое — следствие предположения о том, что все испаряющееся топливо потребляется в химической реакции. Это предположение может не выполняться для достаточно мелких капель.

Интенсивность теплообмена между f -фазой и первой и второй фазами, отнесенную к единице объема смеси, представим в виде

$$(2.4) \quad \begin{aligned} g_{f1} &= \pi n d_f^2 h_{f1} (T_{f1} - T_1), \quad q_{f2} = \pi n d^2 (T_f - T_1) h_{2f} \\ &\left(h_{f1} = \frac{\lambda_f}{d_f} \frac{2d_1}{d_1 - d_f}, \quad h_{2f} = \frac{\lambda_f}{d} \frac{2d_f}{d_f - d}, \quad \lambda_f = \lambda_1(T_f) \right) \end{aligned}$$

Здесь h_{f1} и h_{2f} — соответствующие коэффициенты массоотдачи. Подставляя (2.4) в последнее уравнение (1.1), получим уравнение для определения стационарной температуры фронта пламени

$$(2.5) \quad T_f = \frac{J_f x_f}{\pi n d_f^2 h_{f1} + \pi n d^2 h_{2f}} + T_{f0} \left(T_{f0} = \frac{d_f^2 h_{f1} T_1 + d^2 h_{2f} T_2}{d_f^2 h_{f1} + d^2 h_{2f}} \right)$$

Используя (2.1), первое и третье соотношения (2.3), получим

$$(2.6) \quad J_{2f} = \frac{\pi n d^2 \beta_{2f} (\pi n d_f^2 \beta_{f1} + n V_{\delta} (v_{11}/v_2)^{n_1} k) p g_2 \ln p / (p - p_s)}{RT_2 (\pi n d^2 \beta_{2f} + \pi n d_f^2 \beta_{f1} + n V_{\delta} (v_{11}/v_2)^{n_1} k)}$$

$$J_f = \frac{\pi n d^2 \beta_{2f} n V_{\delta} (v_{11}/v_2)^{n_1} k (p g_2 / RT_2) \ln p / (p - p_s)}{v_2 (\pi n d^2 \beta_{2f} + \pi n d_f^2 \beta_{f1} + n V_{\delta} (v_{11}/v_2)^{n_1} k)}$$

В случае кинетического и диффузионного режима из (2.6) соответственно имеем

$$(2.7) \quad J^{2f} = \pi n d^2 \beta_{21} \frac{p g_2}{RT_2} \ln \frac{p}{p - p_s}, \quad \frac{J_f}{J^{2f}} \ll 1 \quad \left(\beta_{21} = \frac{D_{12}}{d} \frac{2d_1}{d_1 - d} \right)$$

$$J^{2f} = \pi n d^2 \beta_{2f} \frac{p g_2}{RT_2} \ln \frac{p}{p - p_s}, \quad \frac{J_f}{J^{2f}} = 1$$

Используя (2.6), получим из второго уравнения (2.3) квадратное уравнение для коэффициента массоотдачи

$$(2.8) \quad a \beta_{2f}^2 - b \beta_{2f} + c = 0$$

$$a = \frac{p g_2}{v_2 R T_2} \ln \frac{p}{p - p_s} \left[n V_{\delta} (v_{11}/v_2)^{n_1} k + \frac{D_{11} \pi n d^2}{D_{12}} \right] - \pi n d^2 \beta_{21} \rho_{11} \frac{D_{11}}{D_{12}}$$

$$b = \frac{p g_2}{v_2 R T_2} \ln \frac{p}{p - p_s} \pi n d^2 \beta_{21} \left[2 n V_{\delta} \left(\frac{v_{11}}{v_2} \right)^{n_1} k + \pi n d^2 \beta_{21} \frac{D_{11}}{D_{12}} \right] +$$

$$+ \pi n d^2 \beta_{21} n V_{\delta} \left(\frac{v_{11}}{v_2} \right)^{n_1} k \rho_{11} \frac{D_{11}}{D_{12}}$$

$$c = n V_{\delta} \left(\frac{v_{11}}{v_2} \right)^{n_1} k (\pi n d^2 \beta_{21})^2 \left(\frac{p g_2}{v_2 R T_2} \ln \frac{p}{p - p_s} + \rho_{11} \frac{D_{11}}{D_{12}} \right)$$

Аналитическое исследование условия воспламенения (приближенное решение трансцендентного уравнения (2.5) при учете (2.6), (2.8)) может быть проведено аналогично [2], где исследовано гетерогенное воспламенение твердой поверхности. В частности, можно показать, что при больших значениях энергии активации и теплоты химической реакции нижний температурный режим является чисто кинетическим ($J_f \ll J^{2f}$), а верхний — чисто диффузионным ($J_f = J^{2f}$).

При чисто кинетическом режиме характерный объем зоны реакции представляет собой весь объем, приходящийся на газовую фазу, поэтому

$$(2.9) \quad n V_{\delta} = \alpha_1$$

При чисто диффузионном режиме собственно химическая реакция протекает настолько быстро, что макроскопическая скорость испарения вообще не зависит от химической кинетики, и вариации V_{δ} практически не оказывают влияния на процесс.

Если при прочих равных условиях уменьшать начальный диаметр капель d_0 , то условие воспламенения может быть достигнуто при более высоких температурах окружающей среды. Так как температура окружающей среды не может быть больше равновесной температуры за фронтом макроскопического пламени T_e , то при некотором $d = d_*$ условие воспламенения не может быть достигнуто и, следовательно, в процессе распространения пламени не будет происходить воспламенение капель.

Сила трения между фазами принимается равной

$$(2.10) \quad f = n \frac{\pi d^2}{4} C_d \frac{m_1 (v_1 - v_2)^2}{\alpha_1 v_1} \quad \left(C_d = \frac{24}{N_{Re}} \right)$$

Диаметр приведенной пленки d_1 определяется соотношениями

$$(2.11) \quad N_{Nu} = \frac{2d_1}{a_1 - d}, \quad N_{Nu} = 2 + 0.6 N_{Re}^{1/2} N_{Pr}^{1/3}$$

Для численного решения задачи об установившемся распространении фронта пламени применяются уравнения (1.1), (1.2) и (1.3) вместе с соотношениями (2.4), (2.6), (2.8) — (2.10), описывающими межфазовое взаимодействие. Задание граничных условий, определение равновесных параметров за фронтом пламени (в состоянии (e)) и исследование особой точки, соответствующей состоянию среды перед фронтом пламени (состояние (0)), аналогичны случаю теплового распространения пламени при чистотетерогенном горении частиц [8]. Так же как в [8], можно показать, что в случае избытка окислителя в процессе полного выгорания капель температура микропламени T_f стремится к некоторой температуре T_{fe} , причем $T_{fe} > T_{1e}$. В случае стехиометрической смеси температуры микропламени и газа в процессе полного выгорания успевают выравняться.

Задача сводится к отысканию собственного значения, которым в данном случае является скорость распространения пламени v_0 .

Для расчетов используется безразмерная форма уравнений (1.1) — (1.3) и соотношений (2.4), (2.6), (2.8), (2.10). Получение безразмерных уравнений аналогично [1].

3. Результаты расчетов. Рассматривалось горение капель тетралина в воздухе. Предполагалось, что идет химическая реакция [9]

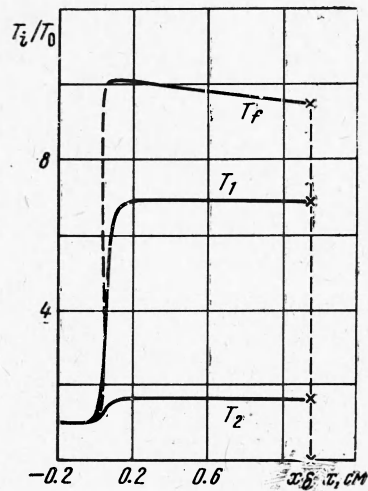


при следующих термодинамических данных [10, 11]: $p_0 = 1 \text{ атм}$, $T_0 = 298^\circ \text{ К}$, $\gamma_{10} = 1.4$, $\rho_{10}^\circ = 0.118 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3$, $\rho_2^\circ = 0.969 \text{ г/см}^3$, $c_{p1} = 0.915 \text{ Дж/г} \cdot \text{град}$, $c_2 = 1.64 \text{ Дж/г} \cdot \text{град}$, $c_{p3} = 0.84 \text{ Дж/г} \cdot \text{град}$, $c_{p4} = 1.86 \text{ Дж/г} \cdot \text{град}$, $c_{p5} = 1.1 \text{ Дж/г} \cdot \text{град}$, $\lambda_{110} = 5.89 \cdot 10^{-5} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$, $\lambda_{130} = 3.28 \cdot 10^{-5} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$, $\lambda_{140} = 1.15 \cdot 10^{-5} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$, $\lambda_{150} = 6.6 \cdot 10^{-5} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$, $D_{110} = 0.186 \text{ см}^2/\text{сек}$, $D_{120} = 0.054 \text{ см}^2/\text{сек}$, $\mu_{110} = 202 \cdot 10^{-6} \text{ г/см} \cdot \text{сек}$, $\mu_{130} = 146 \cdot 10^{-6} \text{ г/см} \cdot \text{сек}$, $\mu_{140} = 182 \cdot 10^{-6} \text{ г/см} \cdot \text{сек}$, $l_{20} = 12.8 \cdot 10^3 \text{ кал/моль}$, $h_2^\circ = 98.8 \cdot 10^3 \text{ кал/моль}$, $h_3^\circ = -94.052 \cdot 10^3 \text{ кал/моль}$, $h_{14}^\circ = 57.798 \cdot 10^3 \text{ кал/моль}$.

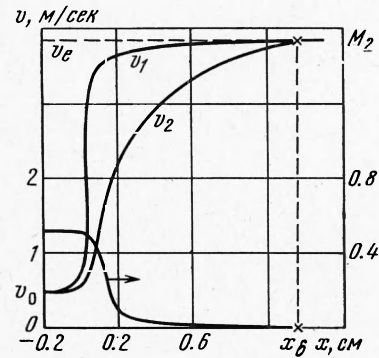
Зависимость термодинамических коэффициентов (c_p , λ , D , μ от температуры газа и $l_2(T_2)$ и $p_s(T_2)$) принималась в соответствии с [10, 11]. Соответствующие кинетические константы брались равными $E = 2.5 \cdot 10^4 \text{ кал/моль}$, $z = 3.2 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, что находится в диапазоне данных, рекомендуемых [7, 9]. Кроме того, полагалось, что реакция имеет нулевой порядок по кислороду ($n_1 = 0$), что справедливо при избытках окислителя. На фиг. 1, 2 приведены результаты численного интегрирования, отображающие структуру фронта пламени ($v_0 = 53.1 \text{ см/сек}$) в газозвеси с исходным составом $M_{20} = 0.052$ (избыток окислителя, стехиометрический состав при $M_{20} = 0.065$), начальным диаметром капель $d_0 = 38 \text{ мк}$.

Из представленных графиков следует, что сначала в некоторой области происходит разогрев капель (фиг. 1) за счет теплообмена с газом, который в свою очередь нагревается за счет теплоотдачи из зоны с более высокой температурой. При этом происходит постепенное увеличение температуры T_f , которая в это время заключена между температурой газа и капель. В этой области скорость реакции мала, причем реализуется квазигомогенный режим, так как все горение происходит в газовой фазе. Далее происходит воспламенение капель. При этом температура микропламени T_f скачкообразно увеличивается, достигая максимального значения. Дальнейшее горение капель происходит в диффузионной области, причем $J_f \neq$

/ $J = 1$ (чисто диффузионный режим). Температура капель при этом достигает температуры кипения и в дальнейшем не изменяется. По мере выгорания капель (кривая M_2 на фиг. 2) и окислителя скорость реакции J и скорость горения во фронтах микропламен J_f стремится к нулю. При этом температура газа стремится к равновесному значению T_e , а температура T_f не успевает выравняться с температурой газа к моменту полного сгорания капель.



Фиг. 1



Фиг. 2

Увеличение скорости газа v_1 (фиг. 2) происходит вследствие теплового расширения, причем скорость движения сгоревшей смеси v_{1e} в этом случае почти на порядок больше скорости движения фронта относительно холодной смеси v_0 . Скорость частиц v_2 изменяется только под действием силы трения. Частицы вовлекаются в движение газа после того, как относительная скорость становится достаточно большой, причем этот процесс усиливается по мере выгорания капель.

При распространении пламени относительная скорость движения капель и газа приводит к более интенсивному тепло- и массообмену, что существенно влияет на значение скорости v_0 . Так, при расчете по односкоростному приближению ($v_1 = v_2$) и при законе трения $C_d = 24 / N_{Re}$ для смеси $M_{20} = 0.052$, $d_0 = 34 \text{ мк}$ неучет двухскоростных эффектов приводит к занижению скорости пламени до $v_0 = 40 \text{ см/сек}$ по сравнению с $v_0 = 58 \text{ см/сек}$.

Если для смеси, в которой происходит воспламенение капель, искусственно полагать $J_f \equiv 0$, т. е. считать, что реализуется квазигомогенный режим, то получаемые значения скоростей v_0 будут значительно ниже значений, даваемых теорией, учитывающей воспламенение. Так, для смеси $M_{20} = 0.0507$, $d_0 = 29 \text{ мк}$ при условии $J_f \equiv 0$ имеем $v_0 = 45 \text{ см/сек}$, в то время как с учетом воспламенения и горения в микропламенах имеем $v_0 = 65 \text{ см/сек}$.

Отметим, что теория Вильямса [5], не учитывающая возможности образования диффузионных микропламен и соответствующая указанному случаю $J_f \equiv 0$, дает для смеси с теми же параметрами $v_0 = 50 \text{ см/сек}$. Небольшое отличие скоростей, получаемых при $J_f \equiv 0$ ($v_0 = 45 \text{ см/сек}$) и даваемых теорией Вильямса ($v_0 = 50 \text{ см/сек}$), объясняется дополнительными упрощениями в последней. А именно в [5] предполагается, что на всем протяжении фронта пламени все тепло, передаваемое каплям, идет на их испарение, и скорость испарения отлична от нуля. При этом автоматически не учитывается, что в некоторой области (см. фиг. 1) большая часть

тепла идет на нагрев капель и скорость испарения близка к нулю. Кроме того, в расчетах [5] не учитывается зависимость термодинамических коэффициентов, в том числе и коэффициента теплопроводности, от температуры.

Увеличение скорости распространения пламени v_0 при смене режима горения смеси объясняется скачкообразным уменьшением времени сгорания фиксированной массы топлива при наличии диффузионных микропламен, так как при этом увеличивается количество тепла, передаваемое каплям и идущее на их испарение.

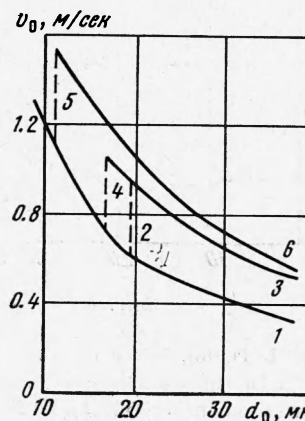
На фиг. 3 представлена зависимость скорости распространения пламени v_0 от начального диаметра частиц d_0 при фиксированном составе свежей смеси ($M_{20} = 0.052$) при различных кинетических константах. Кривая 1 соответствует зависимости $v_0(d_0)$ при $J_f \equiv 0$ (квазигомогенный режим при $J^{2f} = \nu_2 J$, $\rho_{12} = 0$). Ее положение не зависит от кинетических констант z и E , и она дает монотонное падение скорости пламени по мере увеличения диаметра частиц. При $d_0 \approx 20$ мк происходит смена режима горения смеси от квазигомогенного к диффузионному. При этом скорость v_0 скачкообразно увеличивается (пунктирная линия 2). При дальнейшем увеличении d_0 скорость распространения пламени падает (кривая 3), что объясняется увеличением времени сгорания фиксированной массы топлива.

Предэкспоненциальный множитель z и энергия активации E , определяющие химическую кинетику, по существу влияют лишь на значение критического диаметра, при котором горение смеси происходит с воспламенением капель, и практически не влияет на зависимость $v_0(d_0)$ в парофазном режиме. На фиг. 3 кривая 1—2—3 соответствует указанным выше значениям z и E ($z = 3.2 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $E = 2.5 \cdot 10^4 \text{ кал/моль}$), кривая 1—4—3 соответствует тому же значению E , но с увеличенным значением z ($z = 4.5 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $E = 2.5 \cdot 10^5 \text{ кал/моль}$), а кривая 1—5—6 соответствует уменьшенному значению E ($z = 3.2 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $E = 2 \cdot 10^4 \text{ кал/моль}$). Естественно, влияние энергии активации E более существенно, чем влияние z . Изменение энергии активации сильно влияет на изменение константы скорости реакции, поэтому ее уменьшение приводит к заметному уменьшению периода задержки воспламенения капель, что несколько увеличивает значение скорости v_0 в парофазном режиме.

Как уже отмечалось, при достаточно малых диаметрах капель (для тетралино-воздушных смесей $d_0 < 10$ мк) распространение пламени в газозвеси происходит так же, как в гомогенной газовой смеси, ибо капли практически успевают испариться до начала реакции горения. Поэтому при малых d_0 для v_0 можно использовать формулу Зельдовича — Франк-Каменецкого [9]

$$(3.1) \quad v_0^2 = \frac{2\lambda_e z}{\rho_{10} c_p (T_e - T_0)^2} \frac{T_0}{T_e} \left(\frac{RT_e^2}{E} \right)^2 \exp(-E/RT_e)$$

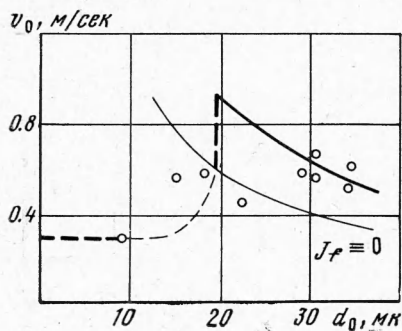
На основании экспериментальных данных [3] для тетралино-воздушной газозвеси и расчетных данных настоящей работы и формулы (3.1) были определены z и E (обратная задача теории горения) таким образом, чтобы теоретические данные наилучшим образом соответствовали экспериментальным. Константы подбирались так, чтобы при малых диаметрах ($d_0 < 10$ мк) значения, даваемые (3.1), совпадали с экспериментом и чтобы



Фиг. 3

при $d_0 \approx 20$ мк при расчетах по настоящей теории происходила смена режима горения. Тогда полученные значения кинетических констант определяются единственным образом. В результате такой обработки получились следующие значения: $z = 3.2 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $E = 2.5 \cdot 10^4 \text{ кал/моль}$.

Результаты сравнения полученных теоретических значений скорости распространения пламени v_0 с экспериментальными данными [3] представлены на фиг. 4. Кресточками отмечены экспериментальные точки, полученные в результате обработки данных [3], которая сводилась к определению



Фиг. 4

зависимости $v_0(d_0)$ при фиксированном M_{20} из имеющегося набора экспериментальных значений $v_0(d_0, M_{20})$ путем численного определения производных $\partial v_0 / \partial M_{20}$, $\partial v_0 / \partial d_0$ в отдельных точках и дальнейшей линейной интерполяции. Горизонтальная пунктирная линия (на фиг. 4) в области малых диаметров соответствует скорости, даваемой формулой (3.1). При диаметрах капель $10 \text{ мк} < d_0 < 20 \text{ мк}$, по-видимому, реализуется квазигомогенный режим, когда как испарение и диффузия, так и химическая кинетика влияют на скорость горения, которое происходит без образования микропламен.

Для описания распространения пламени в смеси в этой области в отличие от режима $J_f \equiv 0$, рассмотренного в данной работе, необходимо учитывать наличие свободных паров топлива в газовой фазе ($\rho_{12} > 0$ и $J^{2f} > v_2 J$). Зависимость $v_0(d_0)$ в диапазоне $10 \text{ мк} < d_0 < 20 \text{ мк}$ условно показана на фиг. 4 тонкой наклонной пунктирной линией. По-видимому, при больших энергиях активации и больших теплотах химической реакции эта переходная область охватывает малый диапазон диаметров капель, так что смена режима распространения пламени происходит достаточно резко от гомогенного к диффузионному. Недостаточно ярко выраженный скачок скорости при смене режима, даваемый экспериментальными точками на фиг. 4, объясняется некоторым сглаживанием при обработке эксперимента. Однако факт увеличения скорости при смене режима экспериментально установлен и качественно описывается теорией. В области больших диаметров капель согласование экспериментальных и теоретических данных удовлетворительное.

Поступила 29 VIII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. Горение смесей газа с частицами. ПМТФ, 1971, № 4.
2. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
3. Burgoyne J. H., Cohen L. The effect of drop size on flame propagation in liquid aerosols. Proc. Roy. Soc., 1954, vol. A225, No. 1162, pp. 357—392.
4. Клячко Л. А. Процессы воспламенения и горения совокупностей частиц или капель горючего. 2-й Всес. симпозиум по горению и взрыву, 1969, Автореф. докл., Черноголовка, 1969.
5. Williams F. A. Spray combustion theory. Combustion and flame, 1959, vol. 3, No. 2.
6. Вильямс Ф. А. Теория горения. М., «Наука», 1971.
7. Вулс Л. А., Ярин Л. П. К расчету горения неперемешанных газов при конечной скорости реакции. Физика горения и взрыва, 1970, т. 5, № 4.
8. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б. Распространение пламени в смеси газа с частицами. В сб. «Горение и взрыв», М., «Наука», 1972.
9. Щетинков Е. С. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
10. Справочник химика. М.—Л., Госхимиздат, 1962—1964.
11. Физико-химические свойства индивидуальных углеводородов. М., Гостоптехиздат, 1960.