

$= \lg C - m \lg f$. Обработка спектра с помощью (16) дает уточненную величину $\langle \tau \rangle = 28$ мс. Сравнивая полученный результат с данными [5], можно видеть совпадение их по порядку величины.

Таким образом, используя значения спектральной плотности на низких ($\omega \ll 1/\langle \tau \rangle$) частотах, а также величину интегрирования спектральной плотности от низких до достаточно высоких ($\omega \gg 1/\langle \tau \rangle$) частот, можно определить среднее (характерное) время жизни очагов горения на поверхности к-системы, а также среднюю частоту их выгорания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Синаев К. И. // I Всесоюз. симп. по горению и взрыву: Тез. докл.— М.: Наука, 1968.
2. Шелухин Г. Г., Булдаков В. Ф., Белов В. П. ФГВ, 1969, 5, 1, 42.
3. Илюхин В. С., Мысов В. Г., Новиков С. С. ФГВ, 1974, 10, 3, 334.
4. Илюхин В. С., Марголин А. Д., Мысов В. Г. и др. ФГВ, 1975, 11, 3, 498.
5. Иващенко Ю. С., Комаров А. С., Павленко В. Л. ФГВ, 1975, 11, 2, 213.
6. Слабкий Л. И. Методы и приборы предельных измерений в экспериментальной физике.— М.: Наука, 1973.
7. Нарышкин А. К., Врачев А. С. Теория низкочастотных шумов.— М.: Энергия, 1972.

*Поступила в редакцию 17/XII 1987,
после доработки — 23/VI 1988*

УДК 536.46 — 541.126

РАСЧЕТ АВТОМОДЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ДЕФЛАГРАЦИИ В ОТКРЫТОМ ОБЪЕМЕ В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ РАВНОВЕСНОГО СОСТАВА ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ

С. А. Губин, В. А. Шаргаев

(Москва)

Известно, что горение газовых смесей в открытых объемах может приводить к образованию интенсивных волн давления. Скорость горения определяется линейным масштабом и удельной кинетической энергией турбулентности, которые, в свою очередь, зависят от начальных и граничных условий процесса, т. е. наличия препятствий, ветра, способа формирования газового облака и т. п. Случайный характер распределения начальных параметров горючих смесей при аварийных выбросах в совокупности с трудностями теоретического расчета турбулентного горения обусловил широкое использование предположений, упрощающих расчет давления воздушной волны, образующейся при дефлаграции. В отсутствие информации о зависимости скорости горения от координаты и времени или осредненных параметров и турбулентных характеристик горючей смеси наиболее естественно предположение о том, что горение происходит с постоянной скоростью, конкретное значение которой определяется с помощью экспертной оценки.

Скорость распространения турбулентного горения относительно горючей смеси, находящейся перед фронтом пламени, удовлетворяет соотношению [1]

$$\omega = \omega_n + v', \quad (1)$$

где ω_n — нормальная скорость ламинарного горения; ω — скорость турбулентного горения; v' — пульсация скорости, обусловленная как начальной турбулентностью горючей смеси, так и турбулентностью, генерируемой самим пламенем. Из закона сохранения потока массы следу-

ет, что скорость газа перед фронтом пламени связана со скоростью турбулентного горения уравнением

$$v_3 = \omega((\rho_3/\rho_4) - 1), \quad (2)$$

где ρ_3 — плотность газа перед фронтом горения; ρ_4 — плотность продуктов горения. Соотношение (2) записано для случая, когда продукты горения покоятся. Из (1) и (2) можно получить следующее выражение:

$$(v'/v_3)^2 = (1 - \omega_n/\omega)^2/((\rho_3/\rho_4) - 1)^2, \quad (3)$$

из которого вытекает неравенство

$$((v')^2/2)/(v^2/2) < ((\rho_3/\rho_4) - 1)^{-2}, \quad (4)$$

где $(v')^2/2$ — удельная кинетическая энергия турбулентности; $v^2/2$ — удельная кинетическая энергия осредненного движения.

Для большинства топливно-воздушных и топливно-кислородных смесей справедливо $\rho_3/\rho_4 \geq 8$. Поэтому из (3) следует, что удельная кинетическая энергия турбулентности составляет не больше 2% от осредненной удельной кинетической энергии газа перед фронтом горения. В открытых объемах значительная доля энергии турбулентности генерируется самим пламенем, на что указывает явление самоускорения горения [2]. Следовательно, область наиболее интенсивного турбулентного движения находится в непосредственной близости к фронту горения и имеет характерный размер того же порядка, что и ширина зоны горения. Если расчет выполняется в предположении, что толщиной зоны горения можно пренебречь, волна дефлаграции рассматривается как геометрическая поверхность, на которой происходит превращение реагента в продукты горения, то турбулентный характер движения горючей смеси можно не принимать во внимание.

Такой подход к расчету течения, возникающего в результате сферической дефлаграции, по-видимому, возможен, если ширина зоны горения много меньше радиуса фронта горения. В этом случае кинетическая энергия турбулентности мала по сравнению с кинетической энергией осредненного движения, а ширина зоны интенсивной турбулентности много меньше размера области, занятой газом, который вовлечен в движение волной сжатия, генерируемой дефлаграцией. Если горение возникает в точке и распространяется по однородной покоящейся горючей смеси в виде сферической волны дефлаграции, то движение среды носит автоматодельный характер при условии постоянства скорости горения [3]. В [4—7] предложены методы получения автоматодельного решения такой задачи, основанные на предположении, что продукты горения — совершенный газ с постоянными и взаимосогласованными значениями теплоемкости и показателя изоэнтропы. На недостатки этой модели указано в работе [8], где эта же задача решена для случая, когда продукты рассматриваются как смесь газов постоянного состава, компоненты которой описываются уравнением состояния полусовершенного идеального газа с известной полиномиальной зависимостью теплоемкости от температуры.

В предлагаемой в данной работе методике расчета автоматодельного движения продукты горения рассматриваются как химически равновесная смесь. Кроме того, разработанная методика обеспечивает расчет распределения параметров воздуха и продуктов горения в пространстве в момент окончания горения для случая, когда скорость сгорания постоянна, объем горючей смеси имеет форму шара и окружен воздухом, а плотности воздуха и горючей смеси различны, что существенно расширяет возможности использования данной методики для решения задач, представляющих практический интерес. В этом случае движение не является автоматодельным, однако в определенных условиях оказывается возможным использовать автоматодельные уравнения для описания распределения параметров газа к моменту окончания горения.

Модель химически равновесной смеси продуктов горения позволяет правильно учесть физико-химические свойства как исходной смеси, так и продуктов горения и делает ненужным предположение о постоянстве состава продуктов, которое заведомо не выполняется при их расширении после окончания горения. Благодаря взаимосогласованности получаемых таким образом значений параметров и состава продуктов горения расчет процессов, происходящих после того, как движение перестает быть автомодельным, может быть выполнен конечно-разностными методами [9] с учетом изменения равновесного состава продуктов.

Незначительные затраты времени ЭВМ на интегрирование автомодельных уравнений делают возможным включение рассматриваемой задачи наряду с расчетами параметров детонационных и ударных волн в реакционноспособных смесях в число проблем, решение которых обеспечивается пакетом прикладных программ термодинамических расчетов (ПППТР) [10]. ПППТР имеет банк термодинамических данных для большого числа индивидуальных веществ, которые могут рассматриваться как возможные продукты горения, поэтому расчет может быть выполнен для горючих смесей различного химического и элементного состава.

Постановка задачи. Рассматривается окруженный воздухом открытый шаровой объем горючей газовой смеси (реагента). Начальное давление воздуха и реагента равно p_0 , плотность горючей смеси ρ_1 , воздуха ρ_0 . Предполагается, что горючая смесь и воздух являются совершенными газами с показателями адиабаты γ_1 и γ_0 соответственно. Горение возникает в центре объема, занятого горючей смесью, и распространяется в виде сферической волны дефлаграции до границы с воздухом. Волна дефлаграции рассматривается как геометрическая поверхность, на которой реагент превращается в продукты горения. Скорость распространения горения относительно находящейся перед ним горючей смеси (скорость сгорания) постоянна и равна ω .

Если шаровой объем горючей смеси окружен воздухом, температура и плотность которого равны температуре и плотности исходной горючей смеси, то до момента окончания горения движение газа будет описываться автомодельным решением, полученным для распространения пламени в бесконечной однородной смеси. В случае, когда видимая скорость распространения волны дефлаграции меньше скорости звука в продуктах горения за фронтом пламени, продукты горения покоятся. Перед фронтом пламени с постоянной скоростью распространяется ударная волна (УВ). Характерное распределение давления представлено на рис. 1, 1. Движение газа между УВ и фронтом горения является изэнтропическим и, согласно [3], описывается уравнениями

$$dZ/dV = (Z/V)[(V-1)(2\gamma_1 V - 2) - 2Z]/[(V-1)^2 - 3Z], \quad (5)$$

$$d \ln \lambda/dV = [Z - (V-1)^2]/[V((V-1)^2 - 3Z)], \quad (6)$$

где $Z = (at/r)^2$, $V = vt/r$, $\lambda = r/(ta_1)$; r — радиус; t — время; a — местная скорость звука, соответствующая значениям r и t ; a_1 — скорость звука в исходной невозмущенной смеси; v — скорость газа.

На ударном фронте (ему соответствуют величины с индексом 2) безразмерные переменные λ , Z и V связаны соотношениями [3]

$$Z_2 = (1 - V_2)(1 + (\gamma_1 - 1)V_2/2), \quad (7)$$

$$V_2 = 2(1 - 1/\lambda_2^2)/(\gamma_1 + 1). \quad (8)$$

Поскольку скорость сгорания постоянна, радиус пламени в момент времени t удовлетворяет условию

$$r_3 = (v_3 + \omega)t$$

(v_3 — скорость газа перед фронтом горения). Из этого соотношения следует,

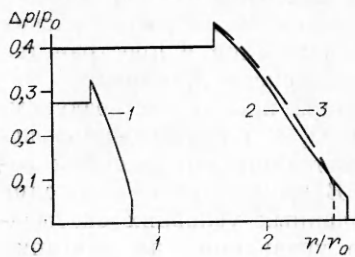


Рис. 1.

что значения автомодельных переменных для газа, находящегося непосредственно перед поверхностью разрыва, отделяющей сгоревший газ от несгоревшего, удовлетворяют уравнению

$$V_3 = (1 - \omega)/a_1 \lambda_3. \quad (9)$$

На разрыве, которым является дефлаграция, выполняются соотношения, являющиеся следствиями законов сохранения массы, импульса и энергии:

$$\rho_4 = \rho_3 \omega / (v_3 + \omega), \quad (10)$$

$$p_4 = p_3 - \rho_4 (v_3 + \omega)^2 + \rho_3 \omega^2, \quad (11)$$

$$h_4 = (\gamma_1 / (\gamma_1 - 1)) p_3 / \rho_3 + \omega^2 / 2 - (v_3 + \omega)^2 / 2, \quad (12)$$

где p — давление; ρ — плотность; h — удельная энтальпия; индекс 3 относится к параметрам смеси перед фронтом пламени, 4 — к продуктам горения.

Система уравнений для расчета термодинамического равновесия содержит уравнения баланса химических элементов

$$\sum_{j=1}^N \alpha_{ij} n_j - b_i^0 = 0 \quad (i = 1, \dots, l), \quad (13)$$

соотношение, являющееся следствием минимума энергии Гиббса в состоянии химического равновесия,

$$\mu_j + \sum_{i=1}^l \pi_i \alpha_{ij} = 0 \quad (j = 1, \dots, N), \quad (14)$$

уравнение состояния идеального газа

$$p_4 = \rho_4 R T_4 \sum_{j=1}^{N_g} n_j, \quad (15)$$

где l — число химических элементов, присутствующих в системе; N_g — число газообразных продуктов горения; N — общее число газообразных и конденсированных продуктов; α_{ij} — количество килограмм-атомов i -го элемента в киломоле j -го компонента смеси; b_i^0 — количество килограмм-атомов элемента в килограмме начальной смеси; μ_j — химический потенциал j -го компонента смеси; n_j — количество киломолей j -го компонента в килограмме смеси; π_i — лагранжевы множители; R — универсальная газовая постоянная.

Удельная энтальпия смеси продуктов h_4 , удельная энтальпия киломоля индивидуального компонента H_j и его химический потенциал μ_j рассчитываются по соотношениям

$$h_4 = \sum_{j=1}^N n_j H_j,$$

$$H_j = R \left(A_{6j} + \sum_{k=1}^5 A_{kj} \right) T^k / k,$$

$$\mu_j = \begin{cases} H_j - T S_j + R T \ln (R \rho T n_j / p_0) & (j = 1, \dots, N_g), \\ H_j - T S_j & (j = N_g + 1, \dots, N), \end{cases}$$

$$S_j = R \left(A_{7j} + A_{1j} \ln T + \sum_{k=2}^5 A_{kj} T^{k-1} / (k-1) \right),$$

где S_j — мольная энтропия j -го компонента в стандартном состоянии; A_{kj} — k -й коэффициент в аппроксимационной зависимости [11] для j -го компонента.

Метод расчета. Параметры автомодельного движения исходной горючей смеси и термодинамических характеристик и состава химически равновесной смеси продуктов горения определяются с помощью двух

вложенных итерационных процедур. Внешняя итерационная процедура организована на основе уравнений автомодельного движения (5), (6) и граничных условий (7)–(12) выполняется относительно λ_2 .

Для выбранного значения $\lambda_2^{(m)}$ (индекс m равен номеру итерации) из соотношений (7) и (8) рассчитываются параметры $V_2^{(m)}$ и $Z_2^{(m)}$, соответствующие состоянию газа за фронтом УВ. Затем уравнения (5) и (6) численно интегрируются методом Рунге — Кутты четвертого порядка и строятся интегральные кривые $Z = f_1^{(m)}(V)$ и $\lambda = f_2^{(m)}(V)$, проходящие через точки $(Z_2^{(m)}, V_2^{(m)})$ и $(\lambda_2^{(m)}, V_2^{(m)})$ соответственно. В точке пересечения кривой $\lambda = f_2^{(m)}(V)$ с линией $\lambda_3(V_3)$, задаваемой уравнением (9), определяются значения $\lambda_3^{(m)}$ и $V_3^{(m)}$. По величине $V_3^{(m)}$ рассчитывается параметр $Z_3^{(m)}$ на кривой $Z = f_1^{(m)}(V)$.

Известные значения автомодельных переменных $Z_2^{(m)}, V_2^{(m)}, \lambda_2^{(m)}, Z_3^{(m)}, V_3^{(m)}, \lambda_3^{(m)}$ позволяют вычислить параметры газа перед фронтом горения:

$$\begin{aligned} p_3^{(m)} &= \frac{\rho_1 a_1^2 Z_2^{(m)} (\lambda_2^{(m)})^2 \left[\frac{Z_2^{(m)} \left(\frac{\lambda_2^{(m)}}{\lambda_2^{(m)}} \right)^2}{Z_2^{(m)} \left(\frac{\lambda_2^{(m)}}{\lambda_2^{(m)}} \right)} \right]^{\gamma_1 / (\gamma_1 - 1)}}{\gamma_1 (1 - V_2^{(m)})}, \\ \rho_3^{(m)} &= \gamma_1 p_3^{(m)} / [Z_3^{(m)} (\lambda_3^{(m)})^2 a_1^2], \\ v_3^{(m)} &= \lambda_3^{(m)} V_3^{(m)} a_1. \end{aligned}$$

С помощью выражений (10) — (12) рассчитываются величины $\rho_4^{(m)}$, $p^{(m)}$ и $h_4^{(m)}$. Внутренняя итерационная процедура представляет собой решение *НР*-задачи, т. е. расчет по методу минимизации термодинамических потенциалов равновесного состава продуктов с заданными конечными значениями энтальпии и давления. Для решения системы (13) — (15) используется метод Ньютона, системы линейных итерационных уравнений решаются улучшенным методом Гаусса. С помощью этой внутренней процедуры рассчитываются равновесный состав, плотность и другие термодинамические параметры за исключением заданных h и p .

При получении сходимости внутреннего итерационного процесса — *НР*-задачи — значение плотности химически равновесных продуктов $X^{(m)}$, соответствующее заданным $h_4^{(m)}$ и $p_4^{(m)}$, сравнивается с величиной $\rho_4^{(m)}$, вычисленной во внешней итерационной процедуре из уравнения (10). Новое приближение искомого параметра $\lambda_2^{(m+1)}$ рассчитывается с использованием линейной интерполяции $\lambda_2^{(m+1)} = \lambda_2^{(m)} - (\lambda_2^{(m)} - \lambda_2^{(m-1)}) \times (\rho_4^{(m)} - X^{(m)}) / (\rho_4^{(m)} - X^{(m)} - \rho_4^{(m-1)} + X^{(m-1)})$.

Итерационный процесс заканчивается, если выполняется условие

$$|\rho_4^{(m)} - X^{(m)}| / X^{(m)} \ll 1.$$

При уменьшении скорости сгорания скорость УВ убывает, приближаясь к величине скорости звука в исходной смеси. При этом V_2 стремится к нулю, а параметры Z_2 и λ_2 — к единице. Например, при значении видимой скорости распространения горения $c < 50$ м/с величина Z_2 отличается от единицы только в пятидесятом знаке после запятой. В то же время округлять Z_2 до единицы, а V_2 — до нуля нельзя, так как точка $Z = 1, V = 0$ является особой точкой уравнения (5), левая часть которого в этой точке не определена. Поэтому при $c < 100$ м/с численное интегрирование (5) невозможно начать с помощью ЭВМ непосредственно от точки (Z_2, V_2) . В ее окрестности предлагается использовать следующее приближенное решение уравнения (5). После замены переменной

$$y = 1 - Z \quad (16)$$

соотношения (7) и (5) преобразуются к виду

$$y_2 = 0,5 [(3 - \gamma_1)V_2 + (\gamma_1 - 1)V_2^2], \quad (17)$$

$$\frac{dy}{dV} = 2(y - 1)[\gamma_1 V^2 - (\gamma_1 + 1)V + y]/[V(V^2 - 2V + 3y - 2)]. \quad (18)$$

Из (17) следует, что в окрестности точки (y_2, V_2) переменная y имеет тот же порядок, что и параметр V . Как показывают расчеты, при $c < 100$ м/с в окрестности точки (y_2, V_2) выполняются условия $|y| \ll 1$, $|V| \ll 1$. Выполнив в (6) подстановку (16) и пренебрегая в правых частях уравнений (18) и (6) членами порядка y и V по сравнению с членами порядка единицы, получаем

$$\frac{dy}{dV} = y/V - (\gamma_1 + 1), \quad (19)$$

$$\frac{d \ln \lambda}{dV} = -0,5y/V + 1. \quad (20)$$

Частное решение (19), удовлетворяющее условию (17), имеет вид

$$y = [0,5(3 - \gamma_1) - (\gamma_1 + 1)\ln(V/V_2)]V. \quad (21)$$

Исключив из (20) переменную y с помощью (21), находим частное решение (20), удовлетворяющее условию (8),

$$\ln \lambda = 0,5(\gamma_1 + 1)[0,5 - \ln(V/V_2)]V. \quad (22)$$

Как показывают расчеты, при $c > 5$ м/с в интервале $V_2 \leq V \leq 10^{-7}$ полученное аналитическое решение удовлетворяет условию $|y| \ll 1$, в предположении которого оно получено.

Если $c < 100$ м/с, то для заданной величины $\lambda_2^{(m)}$ в ходе выполнения внешней итерационной процедуры по зависимостям (21) и (22) определяются параметры $\lambda_a^{(m)}$ и $Z_a^{(m)}$, соответствующие на интегральных кривых значению $V_a = 10^{-7}$. Затем уравнения (5) и (6) интегрируются численно, начиная от точек $(Z_a^{(m)}, V_a^{(m)})$ и $(\lambda_a^{(m)}, V_a^{(m)})$ соответственно, так чтобы полученное решение при $V = V_a$ сшивалось с аналитическим. В остальном итерационная процедура остается без изменения.

Так как при малых c $V_2 \ll V_a$, то значение y_a определяется вторым слагаемым в приближенном решении (21). Это слагаемое пропорционально величине $\ln(V_a/V_2)$. Из выполненных расчетов следует, что при изменении скорости сгорания на 0,1 % значение $\ln(V_a/V_2)$ меняется примерно на 0,3 %, что, очевидно, значительно превосходит погрешность аналитического решения для $V_2 \leq V \leq V_a$. Таким образом, точность расчета по-прежнему определяется точностью численного интегрирования уравнений (5) и (6) при $V > V_a$ во внешней итерационной процедуре.

Если известна не скорость сгорания, а видимая скорость распространения c , то внешняя итерационная процедура должна быть несколько изменена. В этом случае параметры перед фронтом пламени λ_3 и $V_3^{(m)}$ рассчитываются из очевидных соотношений

$$\lambda_3 = c/a_1, \quad \lambda_3 = f_3^{(m)}(V_3^{(m)}).$$

Других изменений в итерационной процедуре делать не требуется.

Если шаровой объем горючей смеси окружен воздухом, плотность которого отличается от плотности горючей смеси, то при постоянной скорости сгорания движение газа не автомодельно. Однако даже при существовании большого различия в начальных плотностях горючей смеси и воздуха удается получить решение уравнений автомодельного движения, удовлетворительно описывающее распределение параметров газа к моменту окончания горения, если видимая скорость пламени остается меньше величины $a_0/2$, где a_0 — скорость звука в воздухе.

В этом случае время распространения возмущения от фронта пламени до центра симметрии значительно меньше времени, за которое сгорает смесь, поэтому давление в продуктах к моменту окончания горения выравнивается.

В уравнениях (5) — (8) вместо γ_1 следует использовать показатель адиабаты воздуха, а не исходной горючей смеси. Сюда подставляется не скорость звука в горючей смеси a_1 , а скорость звука в воздухе a_0 . Так как на контактной поверхности воздух — исходная смесь скорость и давление непрерывны, а фронт пламени к моменту окончания горения находится вблизи контактной поверхности, то давление на контактной границе равно давлению на фронте пламени. Поэтому величины v_3 и p_3 по-прежнему определяются значениями V_3 и Z_3 на интегральных кривых при $\lambda_3 = \omega/a_0(1 - V_3)$.

В (10) — (12) используется значение плотности горючей смеси перед фронтом пламени ρ_3 . Поскольку предполагается, что скорость горения невелика, то УВ перед фронтом горения слабая и сжатие исходной смеси можно считать изоэнтальпическим. Следовательно, справедливо выражение

$$\rho_3 = \rho_1 (p_3/p_1)^{1/\gamma_1}.$$

В остальном процесс отыскания решения остается таким же, как и в отсутствие контактной поверхности воздух — горючая смесь.

Применение приближенного решения, основанного на численном интегрировании автомодельных уравнений, позволяет при различии в начальных плотностях воздуха и горючей смеси и относительно невысокой скорости сгорания сократить время расчета по сравнению с методами [9] явного выделения фронта горения на разностной сетке.

В момент окончания горения возникают волны разрежения в воздухе и сгоревшей смеси. Если к окончанию горения распределение параметров продуктов и воздуха описывается автомодельным решением, то в дальнейшем между фронтом волны сжатия и первой характеристикой волны разрежения движение газа остается автомодельным. Давление на ударном разрыве (фронте волны сжатия) сохраняет постоянную величину до тех пор, пока волна разрежения не догонит фронт волны сжатия.

Уравнение первой характеристики волны разрежения, бегущей по воздуху, имеет вид

$$\frac{dr}{dt} = v + a. \quad (23)$$

Точка, через которую проходит в данный момент первая характеристика волны разрежения, принадлежит одновременно и области автомодельного движения. Поэтому в этой точке скорость воздуха и скорость звука являются функциями автомодельной переменной λ . Выполнив в (23) замену переменной $r = \lambda t a_0$, получаем равенство $dt/d\lambda = -ta_0/[v(\lambda) + a(\lambda) - \lambda a_0]$, интегрируя которое, находим

$$t = t_f \exp \left[\int_{c/a_0}^{\lambda} (a_0/(v(\lambda) + a(\lambda) - \lambda a_0)) d\lambda \right], \quad (24)$$

$$r = \lambda a_0 t_f \exp \left[\int_{c/a_0}^{\lambda} (a_0/(v(\lambda) + a(\lambda) - \lambda a_0)) d\lambda \right], \quad (25)$$

где t_f — момент времени, в который прекращается горение.

Соотношение (24) позволяет определить значение параметра в точке, через которую в момент t проходит первая характеристика волны разрежения, а уравнение (25) — координату этой точки. Давление $p(\lambda)$, которое реализуется в момент t в точке с координатой, определяемой выражением (25), максимально для этой точки, поскольку в даль-

Вариант	q_x , МДж/кг	Массовый состав							
		CO·10	CO ₂	H·10 ³	H ₂ ·10 ³	H ₂ O·10 ²	O·10 ³	OH·10 ²	O ₂
1	4,53	3,90	0,217	3,30	3,17	7,78	7,63	6,48	0,167
2	4,80	3,85	0,224	2,88	3,07	8,11	7,03	6,73	0,165
3	5,52	0,360	0,265	2,44	2,86	9,14	5,70	5,87	0,163

нейшем давление уменьшается в волне разрежения. Если в (25) подставить значение λ_2 , соответствующее фронту волны сжатия, то получим величину r^* , при которой волна разрежения догонит фронт волны сжатия и распределение давления в воздухе приобретает треугольный профиль.

Таким образом, автомоделное решение позволяет определить максимальное давление для точек с координатой $r < r^*$, не прибегая к разностным методам решения уравнений газовой динамики. Программа, рассчитывающая максимальное избыточное давление воздушной волны исходя из автомоделного решения, также включена в пакет прикладных программ термодинамических расчетов [10].

Результаты расчетов. В таблице приведен состав (массовые доли) продуктов горения стехиометрической ацетиленокислородной смеси для трех различных состояний. Варианты 1 и 2 соответствуют продуктам горения, находящимся за фронтом сферического пламени, распространяющегося с видимой скоростью 80 и 400 м/с соответственно. Вариант 3 получен изэнтропическим расширением сгоревшей смеси из состояния 2 до $p_0 = 10^5$ Па. Таким образом, данные варианта 3 относятся к моменту времени, когда горение закончилось и воздушная волна оторвалась от газового пузыря продуктов. В таблице приведена величина q_x — разность химических составляющих удельных внутренних энергий исходной и сгоревшей смеси, т. е. химическая энергия, выделившаяся к моменту достижения данного состояния. Из представленных данных видно, что существует объективная необходимость учета изменения состава продуктов горения.

На рис. 2 представлены зависимости избыточного давления перед фронтом горения (линии 1 и 3) и на ударном разрыве (2, 4) от скорости сгорания. Расчеты выполнены для стехиометрических смесей ацетилена с кислородом (1, 2) и водорода с воздухом (3, 4). Характерная особенность автомоделного решения — быстрый спад избыточного давления на фронте волны сжатия с уменьшением скорости горения (см. рис. 2, 2, 4).

На рис. 1 приведены профили избыточного давления в продуктах горения, водородно-воздушной смеси и в воздухе в различные моменты времени. Кривыми 1, 2 представлены расчетные данные [9], а 3 — результаты расчета по предложенной приближенной методике. Кривые 2 и 3 соответствуют моменту времени, когда фронт горения находится в непосредственной близости от контактной границы между воздухом и горючей смесью (момент окончания горения). Расчет выполнен в предположении, что скорость сгорания постоянна и равна 30 м/с. В процессе распространения горения давление перед его фронтом возрастает (см. рис. 1, 1, 2) вследствие взаимодействия волны сжатия с контактной поверхностью воздух — исходная смесь. Распределения избыточного давления получены в [9] интегрированием уравнений газовой динамики конечно-разностным методом и явного выделения фронта горения на подвижной разностной сетке. Из рис. 1, 3 видно, что распределение избыточного давления в момент окончания горения, рассчитанное по предлагаемой методике, удовлетворительно согласуется с данными [9].

Результаты расчета максимального давления сферической воздушной волны сжатия представлены на рис. 3 в зависимости от безразмерного расстояния r/r_0 . Расчеты выполнены для пропановоздушной смеси

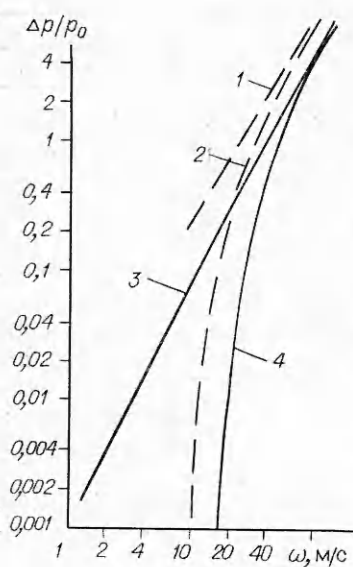


Рис. 2.

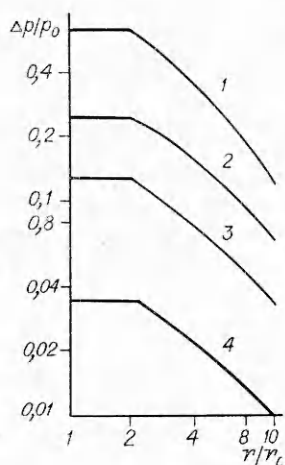


Рис. 3.

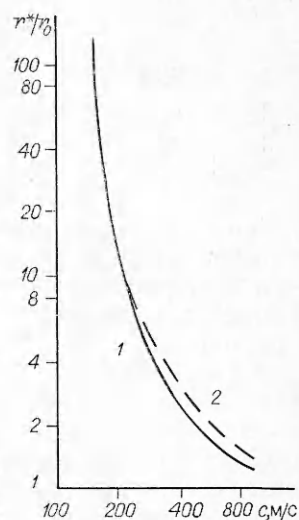


Рис. 4.

стехиометрического состава при c , м/с: 1 — 250, 2 — 150, 3 — 100, 4 — 50. Вследствие того, что для $c = 50, 100$ и 150 м/с волна разрежения не успевает догнать фронт волны сжатия в области $r > 10 r_0$, максимальное давление для точек этой области достигается в тот момент, когда в данную точку приходит волна разрежения.

Радиус r^* , при котором волна разрежения догоняет ударный разрыв, быстро растет с уменьшением видимой скорости распространения горения (рис. 4).

На рис. 4 линии 1, 2 соответствуют стехиометрическим пропано- и ацетиленовоздушной смесям. Видно, что при $c < 150$ м/с $r^* > 100 r_0$, поэтому автомодельное решение позволяет рассчитывать максимальное избыточное давление в воздушной волне во всей области, где эта величина представляет практический интерес.

Если видимая скорость распространения горения по пропановоздушной смеси равна 250 м/с, то волна давления приобретает треугольный профиль на расстоянии $r^* = 6,6 r_0$ от центра симметрии. С этого момента максимальное давление воздушной волны уменьшается быстрее (см. рис. 3, 1). Таким образом, для оценки параметров возникающей вследствие дефлаграции волны сжатия на расстояниях $r > r^*$ не следует пользоваться экстраполяцией зависимостей, полученных с помощью автомодельного решения при $r < r^*$, т. е. до момента формирования треугольного профиля распределения давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
2. Макеев В. В., Гостинцев Ю. А., Строганов В. В. и др. ФГВ, 1983, 19, 5, 16.
3. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1977.
4. Strelow R. A. Comb. Flame, 1975, 24, 257.
5. Kuhl A. L., Kamel M. M., Oppenherm A. K. // Proc. Fourteenth Intern. Symp. on Comb.— Pittsburg, 1973.
6. Горев В. А., Мирошников С. И., Трошин Я. К. ФГВ, 1980, 16, 2, 132.
7. Горев В. А., Быстров С. А. ФГВ, 1984, 20, 6, 126.
8. Kuhl A. L. // Progress in Astronautics and Aeronautics.— N. Y., 1983.— Vol. 87.
9. Гостинцев Ю. А., Губин С. А., Шаргатов В. А. Численное моделирование процессов при горении открытых объемов перемешанных газовых смесей/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1983.

10. Губин С. А., Одинцов В. В., Пепекин В. И. Методические указания к использованию Пакета прикладных термодинамических расчетов (ПППТР) для лабораторных и практических работ.— М.: МИФИ, 1986.
11. JANAF Thermochemical Tables.— Midlen: Dav. Chem. CO., 1960—1970.
12. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике.— М.: Наука, 1977.

Поступила в редакцию 21/1 1988

УДК 536.46

МЕХАНИЗМ ПЕРВИЧНЫХ РЕАКЦИЙ ХЕМИИОНИЗАЦИИ В УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛАМЕНАХ

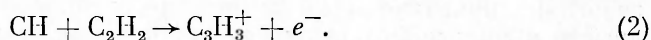
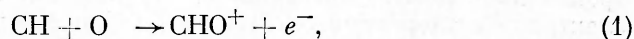
Н. Д. Щербаков, Г. И. Кабичев, В. В. Серов

(Караганда)

Известно, что процесс горения углеводородных топлив сопровождается появлением заряженных частиц. Изучению механизма этого явления уделяется большое внимание. Широкая номенклатура и сверхравновесные концентрации обнаруженных ионов, их пространственное распределение, эффекты влияния на горение внешних электрических и магнитных полей говорят о том, что в пламени одновременно существует несколько механизмов ионообразования [4—5].

Для удобства дальнейших рассуждений уточним терминологию структуры пламени. Низкотемпературную область пламени со стороны свежей смеси до зоны хемилюминесценции условимся называть зоной подготовки, высокотемпературную область — зоной догорания. В данной статье на основе термодинамических расчетов и анализа пространственного распределения концентраций положительных и отрицательных ионов рассматривается механизм ионообразования в зоне подготовки при горении углеводородных топлив. Выявление этого механизма важно не только с точки зрения исследования дальнейших стадий ионообразования, но и для понимания всего процесса горения.

Обычно предполагается, что источник первичных положительных ионов и свободных электронов — высокотемпературная зона пламени, в которой идут реакции.



Появление положительных ионов в других областях пламени объясняется дрейфом и последующими реакциями ионов CHO^+ и (или) C_3H_3^+ с нейтральными молекулами [1], отрицательных — реакциями диссоциативного прилипания электронов [4, 6].

Рассмотрим возможные процессы ионообразования в зоне подготовки. Анализ экспериментальных данных свидетельствует о том, что пространственное распределение концентраций положительных ионов в углеводородных пламенах подчиняется следующим общим закономерностям. Для большинства идентифицированных положительных ионов максимумы их концентрации лежат в зонах подготовки или догорания. Пространственное распределение концентраций относительно малой группы положительных ионов характеризуется наличием двух максимумов, находящихся по обе стороны от фронта горения. Однако для тех и для других концентрации резко падают в толще фронта горения (см. рисунок). Это говорит об отсутствии диффузионного переноса ионов через границы фронта горения [2] и, следовательно, процессы ионообразования по разные стороны фронта взаимонезависимы. Установлено, что углеводородно-кислородные ионы, в том числе и CHO^+ , наблюдаются только в зоне догорания [1, 2, 4, 5]. Ион C_3H_3^+ присутствует не во всех