

исследуемую. Отсутствие пересжатия контролировали по скорости, которую измеряли ионизационными датчиками и цифровыми хронометрами. Скорость детонации перед полоской  $1590 \pm 3$  м/с, идеальная скорость 1625,8 м/с. Поперечный размер ячейки в начале полоски  $1,7 + 0,3$  мм, в конце  $2,3 \pm 0,3$  мм. Следует отметить, что улучшение качества регистрации увеличивает неоднозначность определения размера ячейки, поскольку в этом случае хорошо видны слабые возмущения, которых нет на необработанной копоти. Считая размер ячейки пропорциональным времени индукции смеси за плоской УВ для энергии активации 18 ккал/моль, можно найти, что изменению экспериментально измеренной скорости на 5 % соответствует изменение размера ячейки в  $\sim 1,5$  раза. В начале полоски детонация слегка пересжата, а затем скорость должна снижаться до величины, несколько меньшей по сравнению с трубой без вставки.

Обработав ряд участков копоти различными жидкостями, можно в одном эксперименте подобрать наиболее подходящую. Способ многовариантен: можно смачивать последовательно несколькими жидкостями, делать многослойные покрытия, закрепляя каждый последующий слой копоти новой жидкостью. Предельные возможности метода не определяли. Проведено несколько экспериментов с пропанокислородной смесью при  $p_n = 5 \cdot 10^5$  Па и получены удовлетворительные записи. Копоть наиболее сильно сносится в местах тройных столкновений, где место падения волны, движущейся вдоль радиуса, совпадает с началом ячейки. При излишне сильном закреплении прорабатываются лишь искривленные размытые поперечные полосы, связанные с падением на стенку волн радиального направления. Для проработки траекторий поперечных волн степень закрепления копоти должна быть меньшей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Докл. АН СССР, 1959, 125, 1, 110.
2. Манжалей В. И., Митрофанов В. В. ФГВ, 1973, 9, 5, 703.
3. Манжалей В. И., Митрофанов В. В., Субботин В. А. ФГВ, 1974, 10, 1, 102.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 20/III 1990

УДК 536.46

А. И. КАРПОВ, В. К. БУЛГАКОВ

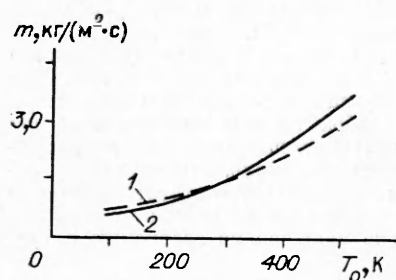
#### ОБ ОДНОМ НЕТРАДИЦИОННОМ АЛГОРИТМЕ РАСЧЕТА СТАЦИОНАРНОЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Расчет стационарной (нормальной) скорости распространения пламени — классическая задача теории горения [1]. Постановка модельной задачи о распространении пламени по смеси предварительно перемешанных газов имеет вид [1]

$$\begin{aligned}
 mc_p \frac{dT}{dx} &= \lambda \frac{d^2T}{dx^2} + Q\rho W, \quad \frac{dm}{dx} = 0, \\
 p &= \rho RT = \text{const}, \\
 x = 0: \quad T &= T_0, \quad \frac{dT}{dx} = 0, \\
 x = \infty: \quad T &= T_b, \quad \frac{dT}{dx} = 0,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где  $W = \left( \frac{T_b - T}{T_b - T_0} \right) k_0 \exp(-E_a/R_0T)$  — скорость химической реакции;  $T_b = T_0 + Q/c_p$  — адиабатическая температура горения;  $m$  — массовая скорость стационарного распространения пламени.

Алгоритмы расчета скорости распространения пламени базируются на двух альтернативных подходах. Первый [2] основан на системе нестационарных уравнений переноса, а скорость стационарного распространения пламени определяется в неподвижной системе координат как скорость перемещения фронта химической реакции при установившемся режиме горения. Второй подход (например, [3]) использует систему стационарных уравнений (1) в подвижной системе координат, связанной с фронтом пламени. В этом случае  $m$  — собственное значение задачи, для определения которого используется дополнительное соотношение, представляющее



собой условие сохранения массы реагента в ходе

$$\text{химической реакции: } m = \int_0^{\infty} \rho W dx.$$

Ниже предлагается алгоритм расчета  $m$ , основанный на рассмотрении постановки задачи (1) и использовании методов неравновесной термодинамики [4]. Горение рассматривается как термодинамическая система, в которой имеют место необратимые процессы, в данном случае — теплопроводность, диффузия, химические реакции. С учетом допущений, принятых при формулировке задачи (1), выражение для полного про-

изводства энтропии в системе имеет вид

$$P = \int_0^{\infty} \left[ \left( \frac{1}{T^2} + \frac{R}{c_p (T_b - T)(T - T_0)} \right) \lambda \left( \frac{dT}{dx} \right)^2 + \frac{p}{T^2 R} W Q \right] dx. \quad (2)$$

При выводе (2) химическое средство полагалось равным тепловому эффекту реакции.

Согласно теореме Пригожина [4], стационарное состояние термодинамической системы характеризуется минимальным производством энтропии. Алгоритм расчета скорости распространения пламени сводится к отысканию минимума функционала  $P(m)$ , т. е. из всех возможных решений системы (1), получаемых при задании различных величин  $m$ , выбирается то, при котором производство энтропии, определяемое выражением (2), минимально. Таким образом, искомое значение стационарной скорости распространения пламени связывается со стационарным состоянием рассматриваемой термодинамической системы.

Проведенные численные исследования задачи (1), (2) показали наличие минимума (причем единственного) функционала  $P(m)$  в диапазоне  $m \in [\epsilon; 1/\epsilon]$  ( $\epsilon$  — малая величина). На графике представлена зависимость скорости пламени, распространяющегося в смеси воздуха с керосином и бензином, от начальной температуры смеси (1 — эксперимент [5], 2 — настоящий расчет), показывающая соответствие результатов, полученных по предлагаемому алгоритму, реальным физическим закономерностям.

Следует отметить, что предлагаемый алгоритм может показаться излишне сложным по сравнению с известными. Анализ закономерностей распространения пламени по поверхности полимерного материала [6] показал, что в двухмерном случае не удастся построить алгоритм расчета скорости пламени, основанный на условии сохранения массы реагента, и применение рассмотренного подхода может дать необходимые дополнительные соотношения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
2. Spalding D. B., Stephenson P. L. Proc. Roy. Soc. Lond. A. 1971, 324, 315.
3. Беляев А. А., Посвянский В. С. Алгоритмы и программы. Информ. бюл. Гос. фонда алгоритмов и программ СССР, 1985, 3, 35.
4. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. — М.: Мир, 1973.
5. Иноземцев Н. Н. Изв. вузов. Авиационная техника, 1958, 4, 72.
6. Карпов А. И. Деп. в ВИНТИ № 6737-B89, 1989.

г. Хабаровск

Поступила в редакцию 3/IV 1990

УДК 621.762 : 546.281

Е. Л. ГОЛЬДБЕРГ, И. Д. ЖАНАЕВ

#### ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ИНДУКЦИИ ВЗРЫВНОГО МЕХАНОХИМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА TiC ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ МЕХАНИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

В последние годы появились работы по механохимическому синтезу систем  $Me + L$  ( $L = C, B, S, Me_1$ ), имеющему взрывную кинетику с некоторым индукционным периодом [1—5]. Предполагается, что в мельнице механизм протекания таких сильно экзотермических реакций подобен СВС. Возможно, однако, что механическая обработка ответственна за подготовку и запуск СВС-процесса. Если это так, то время индукции взрыва должно зависеть от интенсивности воздействия. Данная работа посвящена исследованию этой зависимости при синтезе TiC из элементов.