

Эта связь позволяет исключить T_* из (IX) и получить уравнение скорости распространения фронта в переходном процессе

$$\left(1 - \frac{u_0}{u_1}\right) \ln \frac{u - u_1}{u - u_0} = \ln \frac{T_{\text{д0}} - T_0}{T_{\text{д1}} - T_0} - t(u - u_0)u_0\kappa^{-1}. \quad (\text{X})$$

Вводя безразмерные величины

$$v = \frac{u}{u_1}, \quad v_0 = \frac{u_0}{u_1}, \quad \Theta_1 = \frac{T_{\text{д1}} - T_{\text{д0}}}{T_{\text{д0}} - T_0}, \quad \tau = tu_0u_1/\kappa,$$

приведем (X) к виду, удобному для численных оценок:

$$\tau = (v - v_0)^{-1} \{ (1 - v_0) \ln [(v - v_0)/(v - 1)] - \ln (1 + \Theta_1) \}.$$

Параметр Θ_1 можно связать со скачком давления и изменением стационарной скорости v_0 :

$$\begin{aligned} p_0/p_1 &= \exp(Q/RT_{\text{д1}} - Q/RT_{\text{д0}}) = \exp(-\Theta_1/\gamma_Q), \\ \gamma_Q &= RT_{\text{д0}}T_{\text{д1}}/Q(T_{\text{д0}} - T_0), \quad v_0 = u_0/u_1 = (p_0/p_1)^\alpha, \\ \alpha &= 0,5(v + E/Q), \quad \Theta_1 = -\gamma \ln v_0, \quad \gamma = \gamma_Q/\alpha. \end{aligned}$$

Учитывая малые значения параметра γ , окончательно имеем выражение

$$\tau = (v - v_0)^{-1} \{ (1 - v_0) \ln [(v - v_0)/(v - 1)] + \gamma \ln v_0 \},$$

которое в безразмерных переменных, использованных при записи уравнений и проведении численных экспериментов принимает вид (8).

ЛИТЕРАТУРА

1. Долуханян С. К., Нерсисян М. Д., Налбандян А. Б. и др. Докл. АН СССР, 1976, 231, 3, 675.
2. Мержанов А. Г. Докл. АН СССР, 1977, 233, 6, 1130.
3. Алдушин А. П. ФГВ, 1982, 18, 3, 47.
4. Алдушин А. П. ФГВ, 1984, 20, 3, 10.
5. Алдушин А. П. // Теплообмен — VII. — Минск, 1984. — Т. 3. — С. 8.
6. Хайкин Б. И. // Процессы горения в химической технологии и металлургии. — Черноголовка, 1975.
7. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 12, 11, 498.
8. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. ФГВ, 1974, 7, 1, 19.
9. Максимов Э. И., Шкадинский К. Г. ФГВ, 1971, 7, 3, 454.
10. Махвиладзе Г. М., Новожилов Б. В. ПМТФ, 1971, 5, 128.
11. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 1973.
12. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. — М.: Наука, 1975.
13. Истратов А. Г., Либрович В. Б., Новожилов Б. В. ПМТФ, 1964, 5, 38.

Поступила в редакцию 14/V 1987

УДК 536.46

НОРМАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ПЛАМЕНИ ПРОПАНОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

В. С. Бабкин, В. Н. Бухаров, В. В. Мольков
(Новосибирск, Москва)

Нормальная скорость распространения пламени (скорость горения) наряду с тепловым эффектом реакции — важнейшая характеристика реакционной способности горючих смесей при решении задач в газодинамическом приближении. Этим обусловлено ее широкое использование для описания различных явлений и процессов горения — пределов распространения пламени, турбулентного горения, зажигания и т. д. Данные по нормальным скоростям необходимы также в практической сфере при расчетах промышленных огнепреградителей, систем аварийной раз-

герметизации взрывоопасного оборудования, рабочих режимов двигателей внутреннего сгорания.

В противоположность обширной информации о скорости горения при нормальных условиях сведения при повышенных давлениях и температурах в литературе крайне ограничены. Это связано с рядом осложняющих обстоятельств технического и принципиального характера, возникающих в этих условиях. Принципиальные трудности обусловлены развитием конвективной и диффузионно-тепловой неустойчивости пламени [1, 2], реализацией объемных режимов горения [3], проявлением эффектов неидеальности газов и др.

Цель настоящей работы — определение нормальной скорости горения пропановоздушных смесей при высоких давлениях и температурах в широких диапазонах начальных параметров. Задача решается методом бомбы постоянного объема с использованием оптимизационной процедуры обработки экспериментальных записей динамического давления. Особое внимание уделяется факторам, ограничивающим применимость используемого метода.

Методика и результаты экспериментов. Опыты проводились в сферической бомбе постоянного объема с внутренним диаметром 183 мм при начальных условиях: $p = 1, 5, 10$ и 20 атм и $T = 293 \pm 3$ К. Пропановоздушные смеси с содержанием пропана (чистота 99,98 %) от 3 до 6 % готовили в отдельном смесителе СГ-15/50 по парциальным давлениям и перед опытом перепускали в реакционный сосуд. Динамическое давление измеряли тензометрическими датчиками мембранного типа и регистрировали на светолучевом осциллографе. Рабочая полоса частот осциллографа составляла 0—400 Гц. Датчики калибровались в рабочем положении статическим давлением, калибровка контролировалась в каждой серии опытов. Смесь зажигали электрической искрой в центре сосуда. Энергия искры не превышала 0,1 Дж.

При определении нормальной скорости горения использовались уравнения сферически-симметричных расходящихся пламен [4]

$$\frac{d\pi}{dt} = \frac{3\pi^{1+\frac{1}{\gamma_u}} \left(1 - n_u \pi^{-\frac{1}{\gamma_u}}\right)^{2/3} G S_u}{a \left(\pi^{1/\gamma_u} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_b} n_u\right)},$$

$$n_u = 1 + \left[\pi^{1/\gamma_u} + \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} \left(1 - \pi^{1/\gamma_u}\right) - 1 \right] G,$$

$$G = \gamma_b \left[1 + \frac{\pi_e - 1}{\gamma_b} - \frac{\gamma_u (\gamma_b - 1)}{\gamma_b (\gamma_u - 1)} \right] \pi^{\frac{1}{\gamma_u} - 1} + \frac{\gamma_b - \gamma_u}{\gamma_u - 1}.$$

Здесь $\pi = p/p_i$; $\gamma = C_p/C_v$; p — давление; S_u — нормальная скорость пламени; n_u — весовая доля свежего газа; C_p, C_v — теплоемкости при постоянных давлении и объеме; a — радиус сосуда; t — время; индексы u, b, i, e относятся соответственно к свежему газу, продуктам горения, начальному и конечному состояниям. Входящие в (1) параметры γ_u и γ_b находились термодинамическим расчетом [5], параметр π_e — из эксперимента.

Согласно тепловой теории распространения пламени, зависимость S_u от p и T имеет вид

$$S_u \sim k p^n \exp(-E/2RT_f),$$

где T_f — температура пламени, зависящая от температуры свежей смеси. Однако в узком температурном диапазоне $T_{f_i} \div T_{f_e}$ ее можно аппроксимировать степенной зависимостью

$$S_u = S_{u_i} \left(\frac{p}{p_i}\right)^n \left(\frac{T}{T_i}\right)^m, \quad (2)$$

удобной в технических приложениях. Тогда для изоэнтропического процесса можно записать

$$S_u = S_{u_i} \pi^{n+m(\gamma_u-1)/\gamma_u} = S_{u_i} \pi^\varepsilon. \quad (3)$$

Нормальная скорость распространения пламени определялась методом оптимизации расчетной зависимости динамического давления $p(t)$, выполняемой с помощью ЭВМ. Расчетные значения p находились решением дифференциального уравнения (1), в котором S_u аппроксимировалась двухпараметрической формулой (3). В итоге определялись искомые величины S_{u_i} , ε и окончательно S_u по формуле (3). Сущность процедуры оптимизации описана в приложении. Что касается определения барического n и температурного m показателей степеней в зависимости нормальной скорости от давления и температуры (формула (2)), то для этого необходима серия экспериментов при различных начальных давлениях и температурах. В данной работе варьировалось только начальное давление.

При решении указанной задачи приняты во внимание два обстоятельства, не учитываемые в (1): существование начальной стадии формирования пламени, когда зависимость S_u от текущих значений p и T не отвечает квазистационарным условиям, и заключительной стадии горения, когда в динамике нарастания давления становятся существенными теплопотери в стенки сосуда. По этим причинам при обработке каждой записи давления $p(t)_{\text{экс}}$ брался не весь диапазон изменения давления, а только часть, ограниченная сверху точкой перегиба ($\frac{d^2 p}{dt^2} = 0$), снизу — значением $\pi = 1,1 \div 1,2$. Следует отметить, что предлагаемый метод оптимизации значительно проще в математическом отношении, чем в работе [6], и допускает индивидуальную обработку зависимости $p(t)_{\text{экс}}$ в каждом опыте.

Экспериментальные значения искомых величин — S_{u_i} , ε , π_e , n , m , S_u , а также средние значения $\langle \varepsilon \rangle$, $\langle n \rangle$, $\langle m \rangle$ приведены в табл. 1—3 и рисунке. Среднеквадратичные погрешности определяемых параметров

Т а б л и ц а 1

p, атм	Параметры	Содержание пропана в смеси, %				
		3	3,5	4	5	6
1	S_{u_i}	22,6±0,8	35,0±0,9	38,1±1,0	29,0±1,3	12,3±0,5
	ε	0,35	0,28	0,29	0,31	0,05
	π_e	7,8	8,3	8,8	8,9	8,0
5	S_{u_i}	15,3±0,5	23,2±0,6	28,3±1,1	23,6±0,3	7,3±0,2
	ε	0,29	0,34	0,35	0,35	0,53
	π_e	8,1	9,3	9,6	9,8	9,2
10	S_{u_i}	12,7±0,7	20,2±1,1	24,5±0,5	21,6±0,9 *	6,8±0,3
	ε	0,28	0,30	0,35	0,25	0,53
	π_e	8,1	9,2	9,6	9,5	8,9
20	S_{u_i}	11,2±0,7	18,0±0,8	22,6±1,2 *	17,2±0,7 *	—
	ε	0,28	0,33	0,40	0,63	—
	π_e	8,2	9,0	9,5	8,6	—
1—20	$\langle \varepsilon \rangle$	0,30	0,31	0,35	0,39	—
	γ_u	1,374	1,369	1,365	1,356	1,348
	γ_b	1,256	1,250	1,247	1,253	1,263

* Дачные, полученные при вибрационном режиме горения.

Таблица 2

p, атм	T, К	Содержание пропана в смеси, %				
		3	3,5	4	5	6
		n				
1—20	293	-0,25	-0,21	-0,18	-0,16	-0,33
2—39	350	-0,25	-0,20	-0,17	-0,13	—
3—64	400	-0,26	-0,21	-0,16	-0,11	—
5—100	450	-0,27	-0,20	-0,14	—	—
7—100	500	-0,28	-0,19	-0,14	-0,14	—
1—100	293—500	-0,26	-0,20	-0,16	-0,13	-0,33

S_{u_i} , ϵ , найденные из серии не менее чем 5 опытов, проведенных при одинаковых начальных условиях, составили соответственно 5 и 20 %. Видно, что во всех исследованных пропановоздушных смесях нормальная скорость уменьшается с ростом давления ($n < 0$). В области 3—5 % C_3H_8 термокинетический и барический показатели $\langle \epsilon \rangle$, $\langle n \rangle$ увеличиваются при обогащении смеси, а температурный показатель, наоборот, несколько уменьшается. Все показатели слабо зависят от диапазонов давления и температуры, на которых они определяются. Это позволяет аппроксимировать найденные значения показателей в области $p = 1 \div 100$ атм, $T = 293 \div 500$ К линейными зависимостями $n = -0,18 + 0,26(\Phi - 1)$, $m = 1,9 - 0,6(\Phi - 1)$, $\epsilon = 0,34 + 0,20(\Phi - 1)$, где $\Phi = (f_{пр}/f_{в}) / (f_{пр}/f_{в})_{стех}$; $f_{пр}$, $f_{в}$ — мольные доли пропана и воздуха в смеси. Данные для 6 %-ной смеси не обобщаются приведенными зависимостями.

Обсуждение результатов. Из-за отрицательного барического показателя с ростом начального давления в воздушных смесях углеводородов создаются благоприятные условия для появления и развития свободноконвективных эффектов [11]. При достаточно низких значениях S_u реализуется конвективная неустойчивость: очаг пламени деформируется и поднимается в верхнюю часть сосуда. В этом случае предположения о сферически-симметричном распространении пламени и адиабатичности процесса, лежащие в основе уравнений (1), не выполняются. Для сферического пламени указанные конвективные эффекты возникают при числе Фруда [1]

$$Fr = (S_u E_i)^2 / (ga) \leq 0,22,$$

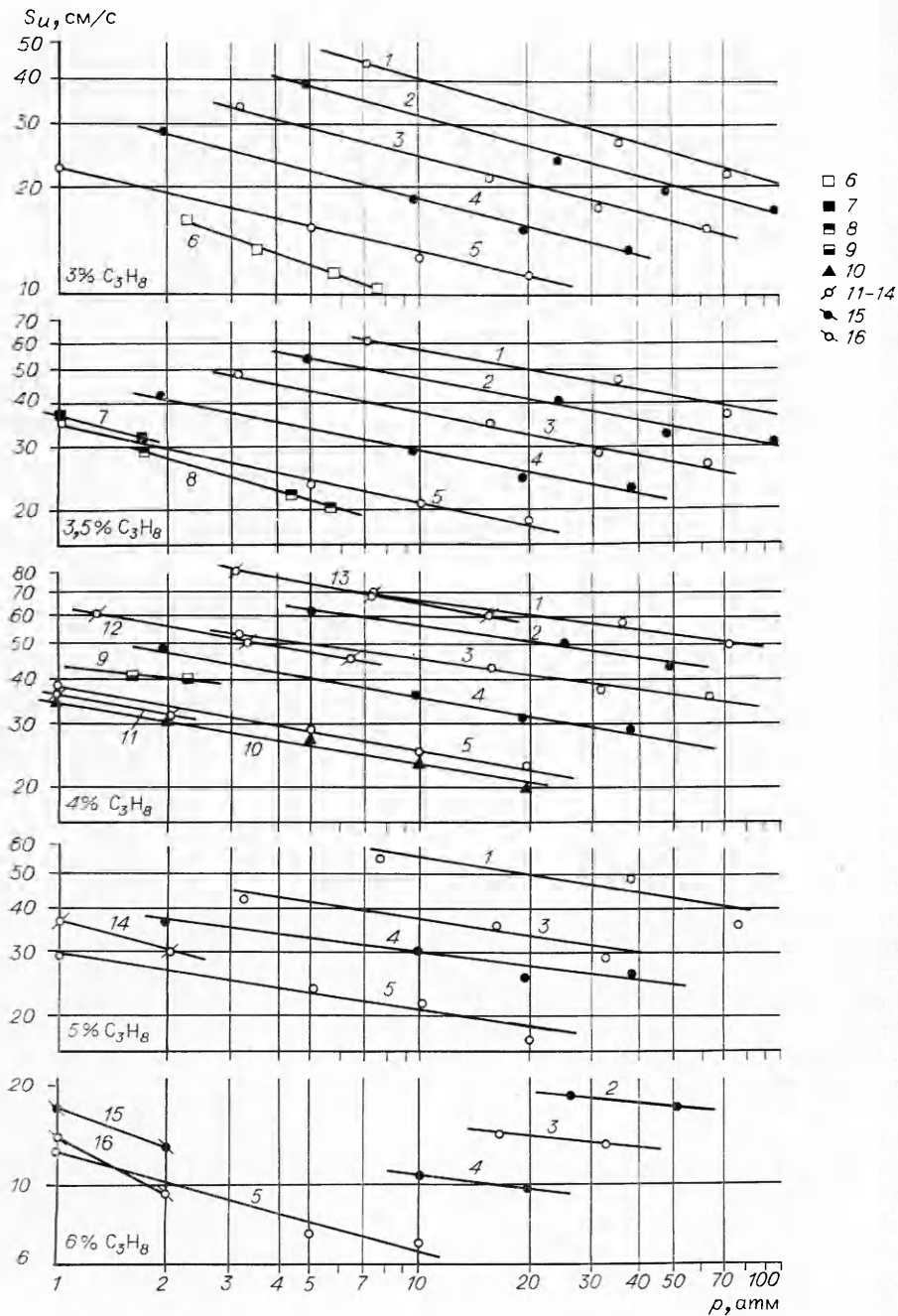
где E_i — коэффициент расширения продуктов горения; g — ускорение свободного падения.

Для 6 %-ной пропановоздушной смеси в условиях настоящих экспериментов оценка критической нормальной скорости дает величину $S_{u_{крит}} \simeq 7$ см/с. Сравнение этого значения с данными, представленными в табл. 1, показывает возможность существенного влияния свободной конвекции при определении S_u для этого состава смеси. По этой причине определение скорости горения для 6 %-ной смеси при $p_i > 10$ атм не проводилось.

Другим осложняющим обстоятельством, требующим учета при определении нормальной скорости методом бомбы постоянного объема, явля-

Таблица 3

p, атм	T, К	Содержание пропана в смеси, %			
		3	3,5	4	5
		m			
4	293—500	2,10	1,98	1,83	1,81
10	293—500	2,14	1,81	1,90	1,77
20	293—500	2,15	1,87	1,91	1,83
4—20	293—500	2,13	$\langle m \rangle$ 1,87	1,88	1,80



Зависимость S_u от p и T для различных составов пропановоздушной смеси. \square , \bullet — результаты данной работы. T , К: 1 — 500, 2 — 450, 3 — 400, 4 — 350, 5 — 293; 6 — [7], 3% C_3H_8 , $T = 293$ К; 7 — [7], 3,4%, 293 К; 8 — [7], 3,6%, 293 К; 9 — [7], 4%, 293 К; 10 — [8], 4%, 293 К; 11 — [9], 4%, 293 К; 12 — [9], 4%, 400 К; 13 — [9], 4%, 500 К; 14 — [9], 4,6%, 293 К; 15 — [10], 6%, 293 К; 16 — [10], 6,25%, 293 К.

ется появление вибрационных режимов горения. Обычно запись давления представляет собой монотонную кривую, не имеющую разрыва производной от времени. Однако в определенной области параметров плавное нарастание давления в некоторый момент времени сменяется на быстрый колебательный подъем. Явление имеет пороговый характер, четко фиксируется на записи $p(t)$ в виде излома кривой, которому отвечают критические текущие значения давления p^* , радиуса пламени r_b^* ,

времени t^* . В вибрационном режиме горения максимальное давление не превышает термодинамического конечного давления.

Ниже приведены значения критического давления в зависимости от состава смеси при $p_i = 20$ атм.

Содержание пропана в смеси, %	4,0	4,25	4,5	4,75	5,0	5,25
Критическое давление, атм	4,5	2,7	2,1	2,0	2,3	3,0

Видно, что минимальные значения π^* соответствуют 4,5—5 %-ным смесям, т. е. для этих составов переход от нормального горения к вибрационному происходит на наиболее ранних стадиях горения. При уменьшении начального давления для фиксированного состава смеси критическая точка смещается вверх по индикаторной диаграмме и π^* асимптотически приближается к значению π_e . Это означает, что существует предельное начальное давление $p_{i_{пр}}$, которое разграничивает два принципиально разных режима горения: нормальное при $p_i < p_{i_{пр}}$ и вибрационное при $p_i > p_{i_{пр}}$. Для 5 %-ной смеси $p_{i_{пр}} \simeq 5$ атм.

Очевидно, что записи $p(t)_{\text{экс}}$ в случае реализации вибрационного режима горения имеют ограниченную пригодность для определения S_u . Значения производной $\frac{d\pi}{dt}$ для $\pi > \pi^*$ в этом случае могут на порядок превышать ожидаемые в условиях нормального горения. Для нахождения нормальной скорости, по-видимому, может быть использована часть записи $p(t)_{\text{экс}}$ от точки зажигания до точки излома. Полученные при этом величины S_{u_i} и ϵ менее достоверны, так как используется более ограниченный диапазон динамического давления.

Характерная особенность полученных результатов — существенное отклонение экспериментальных данных по ϵ от $\langle \epsilon \rangle$ в богатых пропановоздушных смесях, затрудняющее установление искомым зависимостей $S_u(p, T)$. Оно обусловлено, вероятно, несколькими причинами. Для богатых пропановоздушных смесей характерна ячеистая структура фронта пламени, нормальная скорость которого, очевидно, отличается от скорости невозмущенного ламинарного пламени [2]. Не исключено, что явление ячеистого пламени связано с обсуждавшимся выше режимом вибрационного горения, который приводит к более высоким значениям показателя ϵ . Проявление этих эффектов наиболее вероятно в 5 %-ной смеси. В 6 %-ной смеси из-за низкой нормальной скорости возможно проявление эффектов свободной конвекции.

С другой стороны, можно предположить, что в богатых пропановоздушных смесях зависимость барического показателя от давления немонотонна. Аномальное поведение связи $n(p)$ при высоких давлениях наблюдалось ранее в богатых воздушных смесях метана [12] и водорода [13]. В этом случае связь скорости горения с давлением может иметь сложный вид и отклонение от линейной аппроксимации зависимости $S_u(p)$ будет восприниматься как разброс экспериментальных данных.

Приложение

Расчетная методика оптимизации зависимости давление — время. Оптимизация осуществляется минимизацией целевой функции $\Phi(\bar{\theta})$ относительно параметров $\bar{\theta}$ [14]

$$\Phi(\bar{\theta}) = \sum_{k=1}^N [\pi_k - \pi(t_k, \bar{\theta})]^2, \quad (4)$$

где $\bar{\theta} = \begin{vmatrix} \theta_1 \\ \theta_2 \end{vmatrix}$ — вектор-столбец неизвестных параметров $\theta_1 = S_{u_i}$; $\theta_2 = \epsilon$; $\pi_k = p_k/p_i$ — экспериментальное относительное давление в момент времени t_k ; $\pi(t_k, \bar{\theta})$ — расчетное относительное давление в момент времени t_k ; N — выбранное количество точек из экспериментальной записи давления от времени.

Разлагая в выражении (4) $\pi(t_k, \bar{\theta})$ в ряд по $\bar{\theta}$ в окрестности некоторой точки $\bar{\theta}^0$, ограничившись при этом линейными членами, получим

$$\Phi(\bar{\theta}) \approx \sum_{k=1}^N \left[\pi_k - \pi(t_k, \bar{\theta}^0) - \frac{\partial \pi(t_k, \bar{\theta})}{\partial \bar{\theta}} \Big|_{\bar{\theta}=\bar{\theta}^0} (\bar{\theta} - \bar{\theta}^0) \right]^2. \quad (5)$$

Значения $\Delta \bar{\theta} = \bar{\theta} - \bar{\theta}^0$, обращающие (4) в минимум, находятся решением системы двух линейных дифференциальных уравнений, получаемых дифференцированием (5) по $\bar{\theta}$ и приравниванием к нулю производных. Решение этой системы можно представить в матричном виде

$$\Delta \bar{\theta} = (\bar{X}^T \bar{X})^{-1} \cdot \bar{X}^T \bar{Z},$$

где $\bar{X} = \frac{\partial \pi(t_k, \bar{\theta})}{\partial \bar{\theta}}$ — матрица размерностью $N \cdot 2$; T — знак транспонирования;

$\bar{Z} \in \pi_k - \pi(t_k, \bar{\theta})$ — N — компонентный вектор отклонений экспериментального давления от расчетного в данной точке.

Частные производные $\frac{\partial \pi(t_k, \bar{\theta})}{\partial \bar{\theta}}$ получаются из выражения

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \pi}{\partial \bar{\theta}} \right) = \frac{\partial f}{\partial \bar{\theta}} + \frac{\partial f}{\partial \pi} \left(\frac{\partial \pi}{\partial \bar{\theta}} \right) \left(\frac{d\pi}{dt} - f(\bar{\theta}, \pi) \right),$$

которое состоит из двух дифференциальных уравнений с неизвестными $\frac{d\pi}{dt}$ и интегрируется одновременно с (1) при начальном условии $\frac{d\pi}{dt} \Big|_{t=0} = 0$ ($t=0$ соответствует моменту срабатывания источника зажигания).

Целевая функция (4) минимизируется итеративно, причем

$$\bar{\theta}_{L+1} = \bar{\theta}_L + \Delta \bar{\theta}.$$

Здесь L — номер итерации; $\bar{\theta}_{L+1}$ — уточненная оценка параметров. Итерационный процесс прекращается при выполнении условия

$$|\bar{\theta}_{L+1} - \bar{\theta}_L| \leq \delta, \quad \delta = 10^{-4} \cdot (\bar{\theta}_L + 10^{-4}).$$

Чтобы оценить интервал предсказанных значений определяемых параметров находят координаты концов главных осей доверительного эллипса [14]

$$\theta_r = \hat{\theta}_r \pm u_{tr} \sqrt{a_{rr} \lambda_t k s^2 F_\alpha(k, N-k)},$$

где $r, t = 1, 2$; u_{tr} — r -й элемент t -го собственного вектора матрицы \bar{R} ; $\bar{R} = \bar{A}^{-\frac{1}{2}} (\bar{X}^T \bar{X})^{-1} \bar{A}^{-\frac{1}{2}}$, \bar{A} — диагональная матрица, r -й диагональный элемент которой равен a_{rr} ; a_{rr} — r -й диагональный элемент матрицы $(\bar{X}^T \bar{X})^{-1}$; λ_t — t -е собственное значение матрицы; $F_\alpha(k, N-k)$ — табулирование значения критерия Фишера; α — доверительная вероятность; s^2 — дисперсия экспериментальных данных; k — количество оптимизируемых параметров. Дисперсия экспериментальных данных определяется по формуле

$$s^2 = \frac{\Phi(\bar{\theta})}{N-k}.$$

Для оценки стандартных отклонений параметров рассчитывается информационная матрица Фишера $s^2 (\bar{X}^T \bar{X})^{-1}$, элементы главной диагонали которой дают квадрат стандартных отклонений. Данная процедура оптимизации осуществляется для каждой экспериментальной записи давления от времени. Для получения более достоверной информации о параметрах S_{n_i} , ϵ проводится серия экспериментов при одних и тех же начальных условиях, и затем статистически обрабатывается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин В. С., Выхристюк А. Я. и др. *Archivum combustions*, 1984, 4, 4.
2. Бабкин В. С., Вьюн А. В., Козаченко А. С. *ФГВ*, 1967, 3, 3.
3. Сеначин П. К., Бабкин В. С. *ФГВ*, 1982, 18, 1.
4. Бабкин В. С., Кононенко Ю. Г. *ФГВ*, 1967, 3, 2.
5. Мольков В. В., Дмитриев А. А., Лесняк С. А. // *Противопожарная защита технологических процессов*: Сб. науч. тр. — М.: ВНИИПО, 1983.
6. Crescibelli S., Russo G., Tufano V. *Archivum termodynamiki i spalania*, 1979, 10, 3.
7. Egerton A. C., Lefebvre A. H. *Proc. Roy. Soc.*, 1954, A222, 1149.

8. Agnew J. T., Graiff B. L. Comb. Flame, 1961, 5, 3.
9. Metghalchi M., Keck J. C. Comb. Flame, 1980, 38, 2.
10. Okajima S. et al. // 20th Symp. (Intern.) on Combustion.— Pittsburgh, 1984
11. Бабкин В. С., Вьюн А. В. ФГВ, 1971, 7, 3.
12. Бабкин В. С., Козаченко Л. С. ФГВ, 1966, 2, 3.
13. Бабкин В. С., Вьюн А. В. ФГВ, 1981, 17, 5.
14. Применение вычислительной математики в химической и физической кинетике/ Под ред. Л. С. Полака.— М.: Наука, 1969.

Поступила в редакцию 4/1 1988,
после доработки — 25/IV 1988

УДК 662.215

РАСПАД ПЕРХЛОРАТА АММОНИЯ ПРИ ВИБРАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Н. П. Логинов, С. М. Муратов, В. Б. Епифанов
(Куйбышев)

Распад ПХА всесторонне исследован при термических воздействиях. В большинстве работ авторы предлагают протонный механизм реакции, по которому первичная элементарная стадия есть переход протона от катиона к аниону с образованием аммиака и хлорной кислоты с последующим превращением этих промежуточных соединений в более простые конечные продукты [1—4]. Лимитирующая стадия при термическом разложении ПХА — разложение хлорной кислоты. При распаде ПХА важную роль играют вторичные реакции, а также процессы, связанные с возможным катализом разных стадий сложной реакции продуктами разложения ПХА [3, 4]. Известно также, что реакция термического распада ПХА в твердой фазе возбуждается и развивается на дефектных участках кристаллов и повышенная скорость термораспада кристаллов ПХА объясняется с позиции дислокационно-цепного механизма возникновения и развития реакции распада [1—4].

Цель данной работы — установление особенностей реакции распада ПХА при вибрации, определение влияния начальной температуры и дисперсности на скорость реакции, поиск в виброобработанных образцах ПХА конденсированных продуктов его распада.

Опыты с ПХА проведены на виброустановке по методике [5]. Давление выделившихся газообразных продуктов распада в герметичной камере регистрировали непосредственно в ходе виброн нагружения жидкостным манометром с автоматической регистрацией показаний на вторичных приборах. Виброустановка (рис. 1) состоит из вибратора 2, закрепленного на стальной плите 4. Последняя размещена между верхними и нижними амортизаторами 1 с возможностью колебательного перемещения вдоль стоек, закрепленных на гидравлическом прессе 9. На плунжер 10 гидропресса установлена герметичная камера 8 с роликовым прибором 12, двумя роликами 11 и образцом 7. Вибрационная и статическая нагрузки на ролики и образец передаются сверху от вибратора и снизу от гидропресса через ударник 3, промежуточный ударник 13, скрепленный с гибкой мембраной 5. Требуемую величину статической нагрузки обеспечивает давление, развиваемое гидропрессом, а не масса виб-

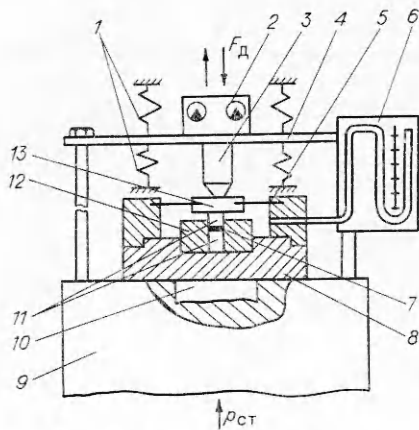


Рис. 1. Схема виброустановки.