

Представляет интерес использование рассматриваемой методики измерения электропроводности для оценки стабильности горения по виду осциллограмм.

На рис. 4, $\epsilon-\delta$ приведены осциллограммы электропроводности поверхности горения образцов чистого ПХА при давлениях 8, 4 и 2 МПа. Видно, что при $p = 2$ МПа наблюдаются сильные низкочастотные пульсации. При переходе к высоким давлениям они сглаживаются. В случае необходимости возможна запись дисперсии пульсаций путем выделения переменной составляющей электропроводности, ее линейного усиления в широком диапазоне частот, квадратичном детектировании и усреднении сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Ксенофонтов и др. — В кн.: Физика горения и методы ее исследования. Чебоксары, 1981.
2. Б. С. Фялков и др. ФГВ, 1983, 19, 5, 29.
3. Ю. С. Иващенко, В. М. Зенченко, В. Л. Павленко и др. ФГВ, 1984, 20, 5, 55.
4. В. С. Логачев, А. С. Дмитриев, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1972, 205, 2, 400.
5. Н. Н. Бахман, С. А. Цыганов, В. Б. Захаров. ФГВ, 1970, 6, 1, 98.
6. Деметриадес, Грабоу. РТК, 1971, 9, 8, 118.

Поступила в редакцию 30/XI 1984,
после доработки — 19/IX 1985

САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ РАСПЫЛЕННОГО ЖИДКОГО ТОПЛИВА В УДАРНЫХ ВОЛНАХ С ПЕРЕМЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ ГАЗА

А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. М. Фролов,
А. Н. Поженов, С. А. Цыганов
(Москва)

Все исследования процесса самовоспламенения распыленного жидкого топлива за ударными волнами (УВ) выполнены в условиях, когда капли жидкости подвержены влиянию ударно-сжатого газа с постоянной температурой и давлением [1—6]. В опытах [1—6] предпринимались специальные меры для обеспечения постоянства температуры T и давления газа p в течение периода задержки самовоспламенения τ . С этой целью условия работы ударных труб выбирались такими, чтобы время существования пробки газа с неизменным давлением и температурой $\Delta t_n > \tau$, или $\Delta t_n \gg \tau$.

Характер изменения p и T за УВ в [1—6] не типичен для взрывных процессов, поскольку на практике редко существуют возмущения давления с постоянными за фронтом волны параметрами.

Один из важных случаев реализуется при проникновении в двухфазную или гомогенную среду сферической или цилиндрической взрывной волны от заряда ВВ, детонации или быстрого сгорания объема газовой смеси и т. д. Другой отмечается при ведении буровзрывных работ в шахтах, тоннелях, трубах. При подрыве вблизи торцов каналов малых зарядов ВВ или малых объемов горючей смеси в остальной части канала, не заполненной горючей смесью, формируются волны с непрерывно меняющимся давлением и температурой. Сведения о подобного рода исследованиях в литературе отсутствуют. Вопрос о возможности и способах переноса данных из [1—6] на практически важные случаи [7] не решен.

Для учета нестационарности за фронтом волны при релаксации или из-за взаимодействия с тыльной волной разрежения пока пользуются интегральным соотношением из [8]

$$\int_0^{\tau_i} \frac{dt}{\tau_i} = 1,$$

справедливость которого не опровергалась и не подтверждалась экспериментами, а детализация приложения к решению конкретных задач строго не анализировалась.

Наряду с тем, что нет прямых опытов по воспламенению газовых и гетерогенных систем при переменных параметрах, возрастает число расчетных и опытных работ, где никак не обсуждается влияние на самовоспламенение топлива непостоянства температуры газа. Так, при решении задач о взрывном возбуждении детонации [9, 10] никак не комментируется тот факт, что температура газа за фронтом волны с интенсивностью волн $\Delta p - p_1 - p_0 > \Delta p^*$ растет к центру взрыва, а при $\Delta p < \Delta p^*$ — убывает. Здесь p_1 , p_0 — давление за и перед фронтом волны, Δp^* — перепад давления на УВ, при котором она выходит на сильную стадию [11]. Для таких взрывных процессов остается открытым вопрос, каким образом возможное самоускорение реакции в системе с растущей за фронтом волны температурой и спадающим давлением газа влияет на переход взрывной волны в детонацию.

Методика проведения экспериментов

Для установления особенностей самовоспламенения распыленного топлива принята модифицированная схема ударно-волнового эксперимента по сравнению с ранее описанной в [1—5]. В камере низкого давления (КНД) ударной трубы возбуждались коротковолновые возмущения давления с непрерывным его спадом за ударным фронтом. Эта цель достигалась за счет укорочения камеры высокого давления (КВД). В опытах использованы КВД с длиной $L = 28, 40, 70, 130$ и 200 мм. Давление окислительного газа (кислорода) в КНД $p_0 = 0,01 \div 0,1$ МПа. КВД заполнялась гелием. В отладочных опытах показана возможность получения в конце КНД с $L = 1700$ мм ударных волн с интенсивностью, соответствующей числу Маха $M \leq 3$.

Длительность фазы сжатия в волне при непрерывной убыли давления составляла от 1,5 до 3 мс. Профиль волны фиксировался пьезоэлектрическими датчиками на осциллографы С8-17, С8-13. Расчетным и опытным путем показано, что на расстоянии от торца КНД до 300 мм скорость волны меняется не более чем на 20%. На участке измерения параметров падающей волны и в районе наблюдения волна на расстоянии 10 мм от торца оставалась квазистационарной и несущественно меняла свой профиль и основные параметры — давление и температуру.

Опыты выполнены в атмосфере кислорода из-за трудностей генерации волн с $M > 3$ при $L \leq 70$ мм. В качестве горючего использовано соединение карборанового ряда — бутилкарборан. При воспламенении карборанов нет элементов неопределенности в виде стадий холоднопламенных реакций, как у углеводородов. Регистрация задержек воспламенения приводилась по методике [5].

Относительно измерений τ_i сделаем несколько пояснений. Для систем, значительно переобогащенных горючим, $\tau_i \sim \Delta l^{0,16 \div 0,2}$ [2—4], где Δl — расстояние системы капель до торца трубы. Из опытов [2, 3] следует, что при $\Delta l > 60$ мм значения τ_i , пройдя через слабый максимум, выходят на уровень, соответствующий $\Delta l \approx 10 \div 15$ мм, и далее сохраняются практически постоянными. В этом проявляется изменение процессов смесеобразования. Ряд результатов в [2, 3] обусловлен принятой методикой и связан с большим избытком горючего, характерным для тесной группы капель в [2, 3], и неопределенностью температуры газа. В рассматриваемых работах не учтено дополнительное повышение температуры на фронтах волн, образовавшихся на каплях при сверхзвуковом обтекании. Переход к одиночной частице и к наблюдениям за отраженной волной позволяет в значительной мере снять ряд описанных ограничений. Выбор расстояния от капли до торца $\Delta l \approx 10 \div 15$ мм при $M = 2,5 \div 3,5$ определен желанием получить двухфазную смесь с составом, близким к стехиометрическому.

По методике [5] с одиночной исходной каплей уже получены данные, согласующиеся с другими наблюдениями самовоспламенения. Они близки к полученным в проточных установках [5] или в ударных трубах за проходящими волнами [7] в системах с меньшим избытком горючего, чем в [2—4]. Не возникает никаких проблем и в связи с распылением капель в волнах с треугольным профилем скорости. Исследованиями в [12] показано, что если $\Delta t > 10 \tau_1$, то процесс дробления капель происходит так же, как и за прямоугольной волной. Действительно, в обсуждаемых ниже опытах длительность фазы сжатия $\Delta t \approx 1,5 \div 3$ мс, а характерное время дробления капель $\tau_1 \approx 10 \div 30$ мкс, т. е. условие $\tau_1 \ll \Delta t$ заведомо выполнено.

Не накладывает серьезных ограничений на общность получаемых сведений и выбор начального размера капель. В связи с тем, что самовоспламенение происходит в облаке тонкораспыленной жидкости, сорванной с исходной капли, в опытах типа [2—5] не отмечается какой-либо практически значимой зависимости $\tau_1 = \tau_1(d_0)$ в пределах ошибки измерения $\sim 20\%$.

В литературе по ударным трубам нет данных о параметрах волн давления в КВД при предельно малых длинах КВД, как в описанных ниже опытах. В связи с этим уместно рассмотреть вопрос о величинах p и T газа в трубах с короткими КВД. В экспериментах фиксировалось только давление газа за отраженными и проходящими волнами, а также измерялась средняя скорость на двух базах (100 и 200 мм) вблизи торца КВД. Динамика изменения температуры и динамического напора устанавливалась расчетом на основе решения задачи о плоском разлете вдоль оси вращения сжатого цилиндрического объема газа в КВД при p_4 и $T_4 = 293$ К. Длина цилиндра соответствовала принятым дискретным значениям длины КВД. Газ из КВД поступал в КНД с кислородом при давлении p_0 и $T_0 = 293$ К. Перепад между КВД и КНД (p_4/p_0) служил параметром задачи.

Для описанных ниже опытов интересны параметры газа за отраженной волной на расстоянии 10 мм от торца. Результаты расчетов при известном отношении p_4/p_0 сопоставлялись с опытными данными по профилю давления, а также пиковому давлению за проходящей p_1 и отраженной p_2 волнами. Согласие расчетных и опытных данных по p_2/p_0 , p_1/p_0 и $p_2 = p_2(t)$ служило основой для определения T_2/T_0 и $T_2 = T_2(t)$. Здесь T — температура газа за отраженной волной; t — время за ее фронтом. Соответствующие результаты приведены на рис. 1.

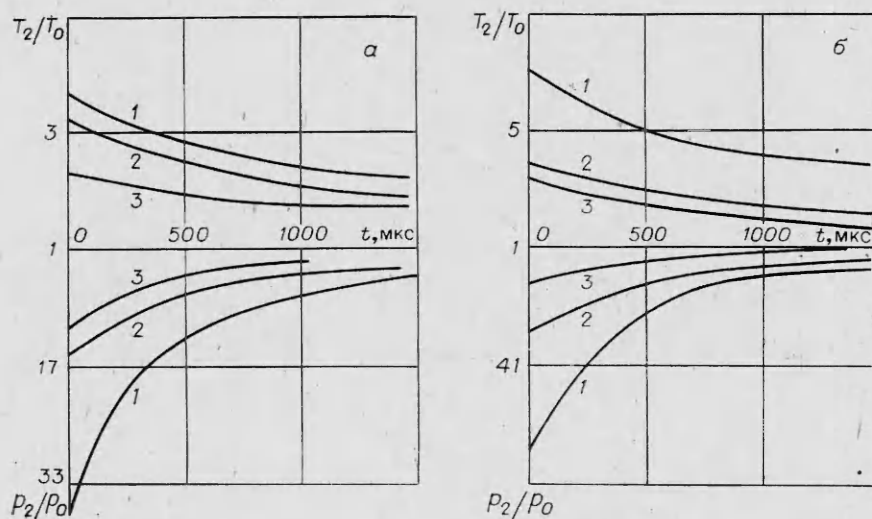


Рис. 1. Профили T_2/T_0 и p_2/p_0 при $L = 28$ мм (а) и $p_4/p_0 = 200$ (б).
а) $p_1/p_0 = 300$ (1), 200 (2) и 100 (3); б) $L = 70$ (1), 40 (2) и 28 мм (3).

Результаты экспериментов

На рис. 2 показана серия фоторегистраций записей давления и свечения¹ за фронтом отраженной волны с непрерывно убывающими давлением и температурой газа. Регистрация на рис. 2, *a* получена при параметрах дважды ударно-сжатого газа на фронте волны ($p_2 = 0,56$ МПа). В ударных волнах с пробкой газа с постоянными параметрами самовоспламенение бутилкарборана в кислороде отмечалось при $T_2^* \approx 720 \div 760$ К. В волне с убывающей температурой газа воспламенения нет даже при $T_2 = 1050$ К. Усиление УВ при $L = 4$ см ведет к появлению самовоспламенения (рис. 2, *б*).

Однако при воспламенении за волнами с убывающими параметрами температура газа на фронте волны не является главным определяющим фактором. Сопоставление рис. 2, *в, г*, показывает, что в волне с более крутым спадом давления ($L = 2,8$ см) задержки воспламенения много больше, чем в волне с плавным снижением p ($L = 7$ см). Таким образом, τ , зависит не только от T_2 , но и от интегрального влияния всего поля температуры газа, реализующегося в месте размещения раздробленной жидкости.

Для более полной иллюстрации существа выполненных опытов на рис. 3 представлены расчетные профили температуры газа за отраженными волнами. В основу расчета положены одномерные нестационарные уравнения газовой динамики в лагранжевых координатах [11], которые решались методом сквозного счета с введением искусственной вязкости. Линия δ , отвечающая опытам с длинными КВД, соответствует установленной ранее границе самовоспламенения. С ростом $\int_0^t (T - T^*) dt$ при $T > T^* = 780$ К отмечается снижение задержек самовоспламенения.

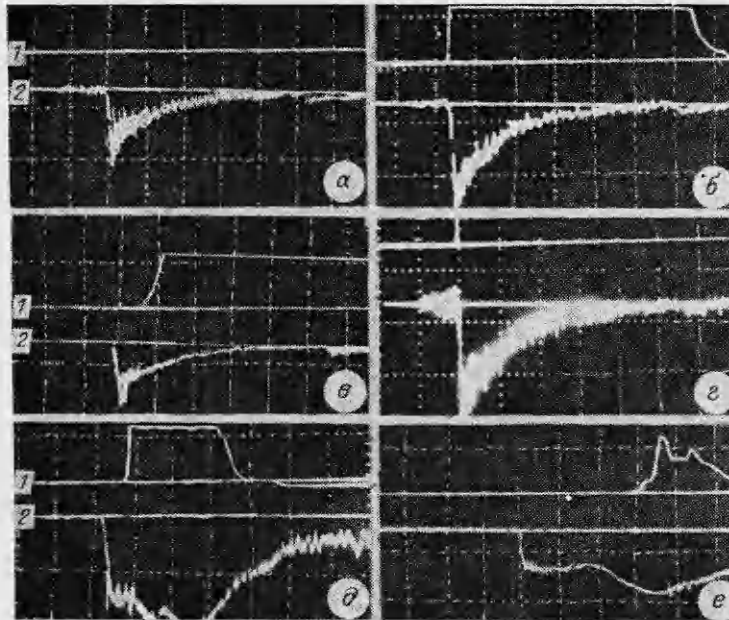


Рис. 2. Фоторегистрация свечения (1) и давления (2) за фронтом отраженной волны. Развертка по времени 500 мкс/дел.

a) $T_2 = 1050$ К, $p_2/p_0 = 28$, $L = 4$ см, $\tau_i = \infty$; *б*) $T_2 = 1210$ К, $p_2/p_0 = 41$, $L = 4$ см, $\tau_i = 50$ мкс; *в*) $T = 1210$ К, $p_2/p_0 = 41$, $L = 2,8$ см, $\tau_i = 400$ мкс; *г*) $T = 1210$ К, $p_2/p_0 = 41$, $L = 7$ см, $\tau_i = 20$ мкс; *д*) $T = 930$ К, $p_2/p_0 = 22$, $p_2 = 0,62$ МПа, $L = 13$ см, $\tau_i = 300$ мкс; *е*) $T = 780$ К, $p_2/p_0 = 17$, $p_2 = 1,7$ МПа, $L = 35$ см, $\tau_i = 1500$ мкс.

¹ Луч 1 использовался только для регистрации начала воспламенения.

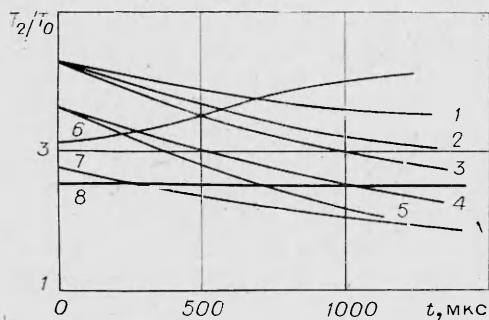


Рис. 3. Зависимость температуры газа от времени за отраженными волнами.

1 — $T_2=1210$ К, $L=7$ см, $p_2=0,82$ МПа, $\tau_i=20$ мкс;
 2 — $T_2=1210$ К, $L=4$ см, $p_2=0,82$ МПа, $\tau_i=50$ мкс;
 3 — $T_2=1210$ К, $L=2,8$ см, $p_2=0,66$ МПа, $\tau_i=$
 $=400$ мкс; 4 — $T_2=1050$ К, $L=4$ см, $p_2=0,5$ МПа,
 $\tau_i=\infty$; 5 — $T_2=1050$ К, $L=2,8$ см, $p_2=0,65$ МПа,
 $\tau_i=\infty$; 6 — $T_2=930$ К, $L=13$ см, $p_2=1,2$ МПа,
 $\tau_i=300$ мкс; 7 — $T_2=880$ К, $L=4$ см, $p_2=1,7 \div$
 $\div 2$ МПа, $\tau_i=\infty$; 8 — $T_2^*=708$ К.

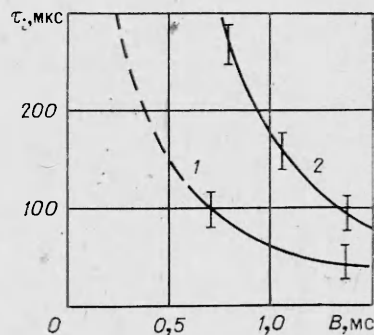


Рис. 4. Зависимость задержек воспламенения от интегральных значений температуры ударно-сжатого газа при $p_2=0,6-0,8$ (1) и $1,7-2$ МПа (2).

Введем новый параметр

$$B = \int_0^t (\bar{T} - 1) dt, \text{ где } \bar{T} = T/T^*.$$

Смысл введения B состоит в том, что при некотором критическом значении $B \leq B^*$ при $T > T^*$ воспламенение прекращается. При $B < B^*$, несмотря на высокую температуру ударно-сжатого газа на фронте волны, распыленное топливо пройдет через зону разогретого окислителя, как через нейтральную среду. Для бутилкарборана в кислороде $B^* \approx 0,5 \div 0,6$ и $\approx 0,2-0,3$ мс при $p_2 = 0,6 \div 0,8$ и $1,7-2$ МПа соответственно. Как видно, с ростом давления условие воспламенения в нестационарных волнах давления облегчается.

На рис. 4 показана зависимость задержек воспламенения от параметра B . Видно, что уже в волнах с зоной убывающих параметров $\Delta t^* \geq \geq 1,5$ с. Нестационарность изменения состояния газа слабо сказывается на характеристиках самовоспламенения. Малые значения Δt^* для рассмотренного примера связаны с высокой реакционной способностью системы бутилкарборан — кислород. Переход к воздушным смесям на основе бутилкарборана при $T^* \approx 1000$ К резко увеличивает значение Δt^* , так как при иницировании воспламенения нужно обеспечить нахождение распыленного топлива в зоне с более высокой температурой. Еще заметнее возрастет Δt^* при переходе к системам углеводород — воздух ($T^* \approx 1200 \div 1400$ К).

С целью окончательного подтверждения установленных закономерностей влияния непостоянства температуры газа на задержки самовоспламенения выполнены опыты в условиях, когда за фронтом отраженной волны растут температура и давление окислительного газа. Такие условия могут быть реализованы при замене толкающего газа в КВД на азот вместо гелия. Из-за изменения характера взаимодействия отраженной волны с контактной поверхностью за фронтом волны наблюдается рост p и T ударно-сжатого кислорода. В КВД находится азот. В такой волне воспламенение отмечается уже при $T = 930$ К (см. рис. 2, ∂). Удлинение КВД до $L = 35$ см ведет к горению распыленного топлива при $T_2 = 780$ К (см. рис. 2, e). Из-за сжатия в волне давление за фронтом поднимается почти в 1,7 раза. Это обеспечивает воспламенение горючего через $\tau_i = 1,5$ мс. Понятно, что это значение соответствует не $T_2 = 780$ К, а много большей температуре.

Обсуждение и выводы

Известно, что задержка воспламенения распыленного топлива складывается из времен подготовительных процессов (испарение, смешение, распыление) τ_1 и химических реакций τ_2 , так что $\tau_i \approx \tau_1 + \tau_2$ [6, 13].

Значение τ_1 в основном задано динамическим напором газа и при $M \approx 2,5 \div 3,5$ и составляет $\sim 10 \div 30$ мкс. В большинстве выполненных опытов $\tau_1 < \tau_2$ или даже $\tau_1 \ll \tau_2$. Это означает, что основным фактором, определяющим возникновение воспламенения, была стадия химических реакций, осложненная условиями тепло- и массообмена распыленного топлива с окружающим окислителем. Размер исходных капель (1—3 мм) оказался несущественным параметром, поскольку в спектре распыления присутствуют частицы с размерами 10—100 мкм. По причине превалирующего влияния стадий химических реакций (т. е. процессов, происходящих в газовой фазе) оказывается не столь принципиальным и вопрос о способе наблюдения воспламенения (за проходящими либо отраженными волнами). Как известно, в газовых системах этот вопрос вообще лишен смысла. Поэтому полученные результаты, особенно при $\tau_i > 100$ мкс, обладают большей общностью, чем это представляется на первый взгляд. В действительности, в полученных результатах достаточно мала доля так называемых приборных эффектов, таких как в опытах по измерениям очень малых задержек воспламенения (~ 10 мкс). В опытах с одиночной каплей также исключены известные недостатки работ [2—4], обусловленные многократными отражениями присоединенных волн на каплях и значительным переобогащением системы горючим.

В проведенной серии экспериментов в ударно-сжатом и разогретом газе-окислителе образовалось изолированное от стенок трубы облако распыленной жидкости. Под влиянием процессов тепло- и массообмена формировалась горючая смесь, испытывающая воздействие газовой атмосферы с переменной во времени температурой. Это давало возможность без учета большего числа сопутствующих факторов анализировать самовоспламенение распыленного горючего в поле переменной температуры.

Проведенные эксперименты показали однозначную связь задержек воспламенения с интегральным значением температуры газа за волной давления. Для УВ с пробкой постоянного давления и температуры подобные особенности поведения реагирующей системы не характерны. В соответствии с принципами отбора условий нестационарности взаимодействия волн давления с горючими смесями [14] зависимости, представленные на рис. 4, можно рассматривать как границы устойчивости сильных ударно-волновых возмущений. Действительно, при $\Delta p = \Delta p(B)$ и длительности волны Δt (область под кривой $\tau_i = \tau_i(p, B)$) воспламенение за волной не возникнет. Такое возмущение не выявляет склонности системы к выделению энергии. При интенсивности и длительности волны в зоне над кривой $\tau_i = \tau_i(p, B)$ за волной происходит воспламенение на фазе сжатия, и такое возмущение способно к усилению вследствие энерговыделения за волной.

Рассмотренные примеры поясняют принципиальную необходимость тщательного анализа характера изменения температуры газа за волной. В качестве примера обратимся к опытам по воспламенению капель в кислороде [15] в КВД с $L = 0,36$ м. Измерения проводились за проходящими волнами при $4 > M > 3,3$. Из-за малости КВД в месте расположения капель зафиксированы волны с непрерывно убывающим давлением. Все зависимости для τ_i построены при условии постоянства температуры газа за волной, но это условие в опытах [15] не выполнялось. Расчеты показывают, что температура кислорода за волной, по крайней мере в течение первых 300 мкс, возрастает и это увеличение может достигать 1,2—1,3. Ясно, что такое изменение температуры приведет к сокращению τ_i по сравнению с теми значениями, которые измерены при $T_2 = \text{const}$.

Можно показать на основе интегрального критерия вычисления задержек воспламенения, что при линейном изменении температуры газа со временем

$$\tau_i^* \approx - \frac{\Delta t}{Ze} \ln \left(1 - Ze \frac{\tau_2}{\Delta t} \right).$$

Здесь τ_i^* — задержка воспламенения в среде с переменной температурой;

τ_2 — то же, в среде с постоянной температурой (как на фронте волны); $Ze = E(T_2 - T)/RT_2^2$ — число Зельдовича; Δt — длительность фазы сжатия. При $Ze \rightarrow 0$ $\tau_i^*/\tau_2 \rightarrow 1$, а при уменьшении температуры за фронтом $Ze > 0$. Увеличение темпа снижения температуры газа за фронтом приводит к тому, что $Ze \Delta t^{-1}$ растет, а следовательно, $\tau_i^* > \tau_2$. При $Ze_c \Delta t_c^{-1} = \tau_2^{-1}$ воспламенение срывается.

При неизменном значении темпа снижения температуры за волной уменьшение T_2 требует для сохранения способности смеси к самовоспламенению удлинения фазы сжатия до $\Delta t = \tau_2(T_0/T_2)$, где $T_0 = ER^{-1}$. Все эти выводы согласуются с представленными опытными данными.

В заключение отметим, что установленные опытным путем особенности воспламенения в волнах с убывающей или возрастающей температурой газа необходимо учитывать при анализе возбуждения детонации в реагирующих системах взрывными источниками.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Hawrton, A. C. Nixon. AIAA J., 1966, 4, 3.
2. K. W. Kaufman, J. A. Nicholls. Comb. Sci. Techn., 1971, 3, 4. 165.
3. А. Вежба. ФГВ, 1974, 10, 5, 740.
4. K. Migasaka, Y. Mizutani. 10-th Intern. Shock tube Symp. Tokyo, 1975.
5. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, Л. Т. Еременко и др. Докл. АН СССР, 1979, 247, 5, 1176.
6. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. ФГВ, 1982, 18, 6, 81.
7. C. J. Spadachinni, J. A. Tevelde. Comb. Flame, 1982, 46, 3, 283.
8. A. Strickland-Constable. 3-th Symp. (Intern.) on Combustion. 1949.
9. С. А. Ждан. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 32. Новосибирск, 1977.
10. S. Eidelman, A. Burgat. AIAA J., 1980, 18, 9, 1103.
11. Г. Броуд. Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976.
12. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко. Изв. АН СССР. МЖГ. 1973, 5, 54.
13. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин и др. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
14. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин и др. Докл. АН СССР, 1970, 190, 3, 621.
15. C. W. Kaufman, M. Sichel, J. A. Nicholls. AFOSR-79-0093, 1983.

Поступила в редакцию 26/II 1985,
после доработки — 18/VIII 1985

КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ДВУМЕРНОГО ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ

В. Н. Игнатьев, А. И. Задорин

(Омск)

В данной работе изучается распространение ламинарного пламени в щели между двумя параллельными пластинами, температура которых задана. При этом рассматриваются две модели (с учетом и без учета диффузии смеси в вертикальном направлении) и приводится их сравнительный численный анализ. Подобной задаче посвящены работы [1, 2]. В [1] параболизированная система уравнений тепло- и массопереноса совместно с уравнениями движения и неразрывности решается итерационно-интерполяционным методом. Однако влияние ширины канала и числа Льюиса Le на горение не анализируется, что важно при конструировании воспламенителей смесей в камерах сгорания.

Рассмотрим уравнения, описывающие процесс свободного распространения ламинарного пламени между двумя параллельными пластинами, в системе декартовых координат, связанной с фронтом пламени [3]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{Gc_p}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{H_c}{\lambda} w, \quad (1)$$

$$Le \frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^2} - \frac{Gc_p}{\lambda} \frac{\partial \alpha}{\partial x} = - \frac{c_v}{Y_0 \lambda} w,$$