

03

© 1991 г.

ФОРМИРОВАНИЕ РАВНОВЕСНЫХ ПАРАМЕТРОВ В $N_2O-CO-He$ СМЕСИ В УСЛОВИЯХ УДАРНОГО НАГРЕВА

А. Б. Британ, А. П. Зуев, В. Г. Тестов

Рассматриваются вопросы инициирования воспламенения за отраженной ударной волной. На основе измерения давления и температуры в продуктах горения N_2O-CO показано, что примеси H_2 в исходной смеси приводят к развитию детонации, которая существенно изменяет условия вблизи торцевой стенки канала. Параметры в продуктах детонации превышают равновесные значения, рассчитанные без учета отмеченных эффектов. Получены критерии режимов «сильного» и «слабого» воспламенения в смесях с различным содержанием примесей водорода.

В экспериментах по исследованию химических и газодинамических лаверов, горения газового топлива важная роль принадлежит ударным трубам, в которых все стадии процесса, начиная с воспламенения, развиваются в условиях минимального влияния эффектов переноса [1, 2]. Вопросы кинетики химических превращений и газодинамики течения в подобных опытах удается решать раздельно за счет специального подбора экспериментальных условий. При обработке полученных результатов из законов сохранения на скачке обычно рассчитывают давление и температуру смеси за отраженной волной P_5 и T_5 в момент отражения, полагая, что скорость частиц за скачком $u_5=0$. На следующем этапе интегрируют уравнения химической кинетики при начальных условиях $P=P_5$, $T=T_5$ с использованием приближения постоянства объема или давления в ходе реакций (см., например, [3]). Подобный подход оправдан для смесей, разбавленных до 90–95 % инертным газом, а также и в более общем случае, когда объектом исследования служит состояние смеси перед воспламенением, т. е. до начала тепловыделения.

Воспламенение неразбавленных либо слабо разбавленных смесей сопровождается развитием возмущений, которые воздействуют на фронт отраженной волны. Параметры течения в процессе горения определяются из решения системы нестационарных уравнений газодинамики и кинетики. Расчеты в такой постановке наилучшим образом моделируют условия эксперимента, но редко используются из-за вычислительных сложностей [4, 5].

В более простых, равновесных расчетах, а также при совместном интегрировании уравнений сохранения с уравнениями кинетики [6] граничное условие $u_0=0$ не позволяет корректно учесть влияние воспламенения на скорость отраженной волны u_R и другие параметры. В подобной ситуации адекватность параметров, полученных из равновесного расчета, проверяется сравнением с результатами эксперимента. В данной работе в эксперименте измерялись давление и температура в продуктах горения, а также скорость отраженной волны u_R на различных расстояниях от торца в смеси $0.1N_2O-0.2CO-0.7He$. Интерес к такой смеси объясняется несколькими причинами.

Реакции окисления CO предшествует довольно сложная кинетика термического распада N_2O , которая зависит от чистоты газа и термодинамических параметров в потоке. Присутствие в смеси различных промотирующих примесей, например H_2 , должно существенно изменять общую картину формирования

течения за отраженной волной, так как высокая теплотворная способность реагентов обеспечивает тесную связь кинетических и газодинамических процессов.

Актуальность исследования объясняется и существованием неравновесных эффектов, связанных с кинетическими особенностями брутто-реакции N_2O-CO , которая развивается за отраженной волной [8]. В определенных условиях в сверхзвуковом потоке реализуется сверхравновесная накачка колебательных уровней образующихся молекул CO_2 , которая повышает усилительные свойства продуктов реакции [3, 7-9]. Сверхравновесная накачка зарегистрирована в довольно узком температурном диапазоне и сильно зависит от степени завершенности химических превращений за отраженной волной. В свете сказанного вопросы динамики установления и продолжительности существования стационарных параметров торможения приобретают первостепенное значение. В такой же мере это относится к результатам сопоставления стационарных значений параметров с данными, полученными из равновесного расчета.

Условия измерений и состав смеси $N_2O-CO-He$ полностью либо частично совпадали с экспериментальным диапазоном работ [3, 8, 9], в которых изучались характеристики инверсии и распределение в сверхзвуковом потоке колебательных температур CO_2 . Для калибровочных опытов использовались смеси $O, 1CO_2-0.2CO-0.7He$ и $0.103CO_2-He$. Проведены измерения в специально очищенной так называемой «сухой» смеси, а также в смесях $N_2O-CO-He$ с дозируемыми добавками молекул H_2 .

Конструкция ударной трубы с внутренним диаметром 50 мм подробно обсуждалась в [10]. В дополнение к спектральной ИК методике и измерениям давления в торце и в боковой стенке [11] регистрировалось также ИК излучение, выходящее через торцевую стенку в направлении продольной оси трубы. В опытах со смесью $0.103CO_2-He$ амплитуда излучения в момент отражения ударной волны от торца обусловлена свечением CO_2 ($\lambda=4.31$ мкм) в потоке за падающей ударной волной длиной L . Полагая, что параметры смеси скачком принимают значения за отраженной волной, последующее возрастание амплитуды сигнала можно связать с появлением излучающего слоя CO_2 за отраженной волной. Толщина этого слоя $l=vt$, где t — время после отражения ударной волны от торца. Суммарная интенсивность выходящего через торец излучения с частотой ν есть

$$J_\nu \Delta\nu = [B_{\nu_2} \epsilon_\nu \exp(-K_\nu l P_5 \xi_{CO_2}) + B_{\nu_1} (1 - \exp(-K_\nu l P_5 \xi_{CO_2}))] \Delta\nu, \quad (1)$$

где ξ_{CO_2} — мольная доля CO_2 ; K_ν — коэффициент поглощения смеси; ϵ_ν — степень черноты слоя толщиной L , усредненная по спектральному интервалу $\Delta\nu$; B_{ν_1} и B_{ν_2} — функции Планка при температурах за падающей и отраженной волнами соответственно.

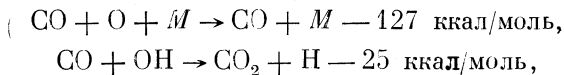
Некоторое время $t=t^*$ интенсивность излучения линейно растет со временем, так как выполняется приближение тонкого слоя и газ за отраженной волной оптически прозрачен. При $l > l(t^*)$ излучение выходит на квазистационарный уровень для оптически толстого слоя, т. е. соответствует излучению черного тела. Амплитуду квазистационарного уровня можно связать с температурой за отраженной волной. Для перехода от калибровочных опытов к измерениям в продуктах горения необходимо знать величину ξ_{CO_2} , которая изменяется в пределах от нулевой за падающей волной до ~ 0.1 в равновесных продуктах реакций за отраженной волной. Изменение интенсивности J_ν в этом случае определяется вторым слагаемым правой части выражения (1). Оптическая толщина $l(t^*)$ рассчитывается по данным калибровочных опытов, учитывая требование

$$K_\nu l P_5 \xi_{CO_2} \approx 1. \quad (2)$$

Для смесей с добавками H_2 типичные расстояния $l(t^*)$ не превышали нескольких миллиметров и выполнение требования (2) в основном определялось скоростью термического распада N_2O и образованием молекул CO_2 .

Динамика распада N_2O изучалась по поведению ИК излучения ($\lambda=4.5$ мкм), измеренного через окно в боковой стенке, удаленное от торца на 13 мм. Типичная осциллограмма такого сигнала сравнивается на рис. 1 с данными расчета

и сигналами с датчиков давления. В расчете [9] использовалась программа [3] численного интегрирования системы уравнений химической кинетики при начальных условиях $T=T_5, P=P_5 = \text{const}$. Согласно расчету, основная доля молекул CO_2 и N_2 образуется в период индукции $\tau \sim 100$ мкс и в процессе воспламенения. При догорании ($t > 250$ мкс) из-за снижения концентрации N_2O возрастает роль реакций рекомбинаций: например,



эффективность которых медленно уменьшается со временем [3]. Это означает, что давление и другие параметры продуктов горения довольно быстро должны выходить на стационарный уровень. Термический распад N_2O в основном заканчивается за 200–250 мкс после начала процесса. За это же время происходит разогрев смеси и интенсивный рост температуры T в продуктах реакций. Вместе с тем, судя по осциллограммам на рис. 1 (амплитуда ИК сигнала связана с концентрацией N_2O), в эксперименте указанные процессы развиваются вдвое быстрее и стационарный уровень давления на торце достигается через 100–150 мкс после отражения ударной волны (рис. 1, в). В расчете (рис. 1, а) равновесные концентрации основных компонентов достигаются значительно позже.

Причины расхождения эксперимента с расчетом становятся понятными после

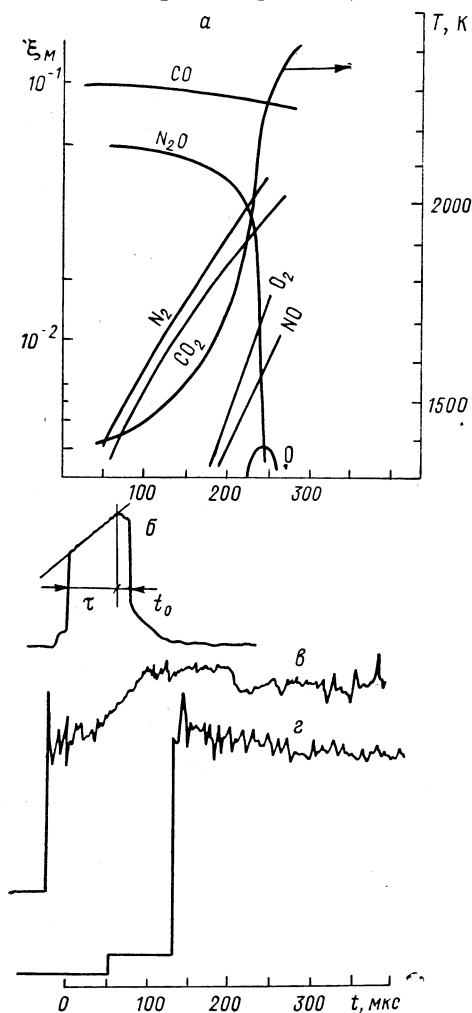


Рис. 1. Сопоставление расчетных данных [9] (а) с осциллограммами ИК сигнала (б) и давления в торце (е) и боковой стенке на расстоянии 113 мм от торца (z).

Смесь 0.1 N_2O —0.2 CO —0.7 He —0.03 % H_2 , опыт 3226, $P_5=7.7$ атм, $T_5=1400$ К.

анализа траекторий движения основных возмущений, приведенных на рис. 2. Диаграмма построена по данным измерений давления (T), а также с использованием осциллограммы лазер-шлирен-сигнала в сечении, удаленном от торца на 316 мм (2) [10]. Фронт падающей ударной волны приходит на торец слева, и смесь через время τ воспламеняется. Перед фронтом горения формируется ударная волна, которая сразу переходит в детонация Чепмена—Жуге. В результате взаимодействия с фронтом отраженной ударной волны детонация переходит в область течения 2. Ее скорость уменьшается, так как $P_2 < P_5$, $T_2 < T_5$; в сторону торца из точки А пойдет волна разрежения, а вправо за фронтом детонации — контактный разрыв K_1 . Область течения толкающего газа и смесь в области 2 разделены контактной поверхностью K . Для инертной смеси, т. е. в отсутствие воспламенения и детонации, отраженная волна пойдет в направлении, указанном пунктиром, а рабочее время t_5 определяется приходом к торцу ударной волны из точки Б.

Заметим, что форма и амплитуда сигнала давления на боковой стенке зависят от расстояния датчика до точки взаимодействия (точка А). Осциллограммы на рис. 1, z и 2, б показывают, что в опыте 3226 взаимодействие детонации с от-

раженным фронтом произошло практически в измерительном сечении, а в опыте 3225 — значительно дальше от торца трубы.

Добавление примеси H_2 влияет на время индукции τ , изменяя таким образом масштабы (по времени и по пространству) влияния детонации, так как движение фронта детонации по области 5 приводит к дополнительному нагреву и сжатию смеси в течение времени $\tau < t < t_p$. Из-за этого, в частности, термический распад N_2O в опыте 3226 заканчивается значительно раньше, чем в расчете, не учитывающем этот эффект (рис. 1). Влияние указанного эффекта на величину давления за отраженной волной показывают данные на рис. 3. В равновесном расчете 1 химические реакции считались «замороженными» и не учитывались, а цифрой 2 обозначены равновесные значения давления в химически

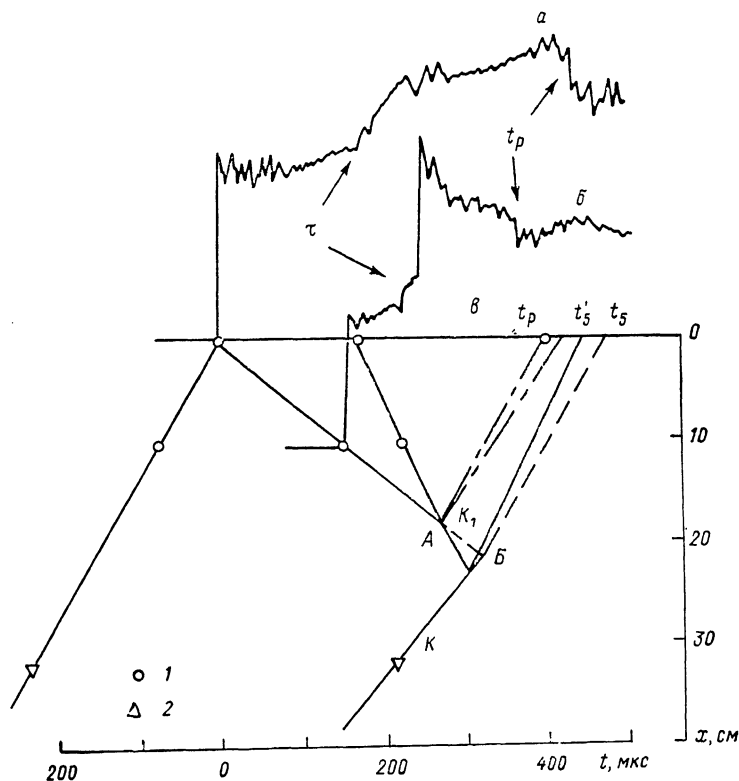


Рис. 2. Осциллограммы давления на торце (а) и боковой стенке на расстоянии 113 мм от торца (б).

Волновая диаграмма течения (в) для опыта 3225, $P_3=8.1$ атм, $T_3=1310$ К, смесь 0.1 N_2O —2 CO —0.7 He —0.03 % H_2 .

реагирующей смеси за отраженной волной. Использовалась нормировка на величину начального давления смеси P_1 , которое изменялось в диапазоне 120—250 Тор. Результаты измерений 3, 5, 7—9 соответствуют начальной амплитуде сигнала, т. е. в момент прихода к датчику фронта ударной волны $t < \tau$, остальные точки — амплитуде в конце рабочего времени $t \sim t_5$. Минимальное содержание примеси в сухой смеси (< 0.6 ppm) обеспечивалось тщательной очисткой исходных компонентов и продолжительной (≥ 40 мин) откачкой канала с помощью диффузионного насоса [10].

Анализ полученных результатов показал, что примесь H_2 сокращает время индукции τ и осциллограммы давления приобретают характерную форму, приведенную на рис. 1, 2. Сигналы с датчиков, полученные в сухой смеси, отличались более плавными изменениями амплитуды. Ударная волна перед фронтом горения появлялась значительно позже и, по-видимому, не на торце трубы. Резкий скачок давления до равновесной величины практически сразу после отражения наблюдался только при $v_s \geq 1.65$ —1.7 км/с. Отмеченные особен-

ности позволяют предположить, что в сухой смеси в определенных условиях реализуется режим так называемого «слабого» воспламенения, когда очаги пламени не взаимодействуют друг с другом и не создают значительных газодинамических возмущений [2, 13].

Небольшая (~66 ppm) примесь H_2 инициирует «сильное» воспламенение. Одновременное тепловыделение по всему периметру на торце трубы приводит к появлению фронта детонации [4, 12, 13]. Различный характер воспламенения влияет на динамику формирования равновесных параметров при $v_s < 1.65$ км/с. С удалением измерительного сечения от торца трубы проявляется расхождение экспериментальных значений давления с расчетной кривой 2. Если на торце трубы результаты измерений на рис. 3, б отклоняются от кривой 2 на 20 % ($v_s \approx 1.4$ км/с), то отклонение точек 5 достигает примерно 40 %. Отсюда следует, что влияние детонации на различных расстояниях от торца проявляется по-разному. Расхождение с расчетной кривой 2 точек 5—10 — результат сохранения продуктами горения поступательной скорости за фронтом детонации. На торце трубы $u_5 = 0$, а с увеличением расстояния x от торца скорость частиц начинает возрастать. В результате за отраженной волной формиру-

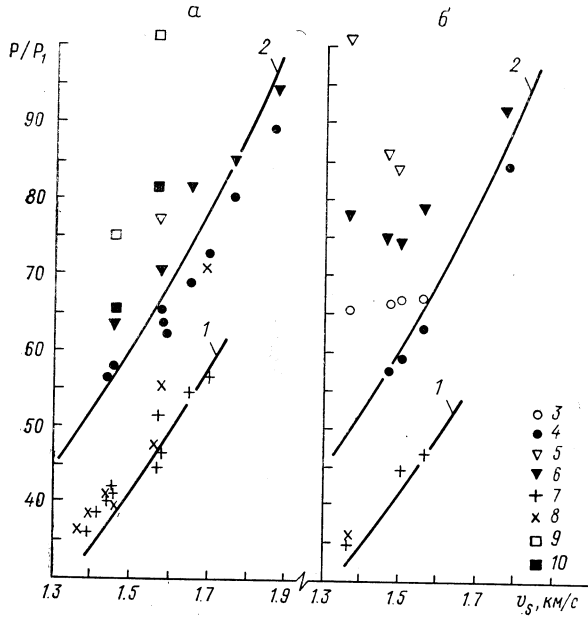


Рис. 3. Сопоставление с расчетом экспериментальных значений давления в сухой смеси (а) и в смеси с добавкой 0.11 % H_2 (б).

3, 4 — результаты измерений давления на торце, 5—7 — в боковой стенке на расстоянии 113 мм, 8—10 — 181 мм от торца трубы.

ется область с градиентами параметров, которые сохраняются в течение всего времени t_5 .

Сопоставление с расчетом результатов измерений в сухой смеси (рис. 3, а) показывает, что максимум экспериментальной зависимости $P/P_1 = f(v_s)$ смещен к величине скорости $v_s \sim 1.6$ км/с, которая соответствует температуре активного распада N_2O ($T_5 = 1600$ К). В смеси с примесью H_2 аналогичный максимум соблюдается при меньших значениях $v_s \sim 1.4$ км/с. Превышение ~20 % точек 5 над расчетной кривой 2 на рис. 3, а связано с ускорением отраженной волны возмущениями от фронта горения.

Эффект ускорения отраженной волны показывают и результаты измерений v_R , приведенные на рис. 4. Кривая 1 — результат расчета, выполненного в приближении замороженных реакций, кривые 2, 3 получены с учетом химических превращений за отраженной ударной волной при начальном давлении 18 и 150 Тор соответственно. Экспериментальные точки 4, 5 получены в опытах с сухой смесью, 6—8 — со смесью, содержащей ~0.11 % примеси H_2 .

На графике отчетливо прослеживается эффект увеличения v_R при удалении фронта отраженной волны от торцевой стенки. В окрестности значений $v_s = 1.55—1.6$ км/с экспериментальные точки 5 лежат со значительным разбросом, который указывает на пороговый характер процессов в сухой смеси при $T_5 \sim 1600$ К. Аналогичная тенденция наблюдалась и на графике рис. 3, а. Движение отраженной волны с переменной скоростью сохраняется в сухой смеси вплоть до значений $v_s \sim 1.85$ км/с. Только начиная с $v_s \approx 1.9$ км/с точки 4 и 5 начинают сближаться и согласуются с расчетными значениями.

В смеси, содержащей примесь H_2 , резкий скачок скорости наблюдается при $1.4 < v_s < 1.55$ км/с, т. е. когда фронт детонации большую часть своего движения по базовому расстоянию проходит по области 5 (см. также рис. 3, 6). При $v_s \sim 1.7$ км/с расхождение экспериментальных точек 6—8 между собой и с расчетом уменьшается — признак стабилизации v_R в пределах расстояния 180 мм от торца.

Ускорение отраженной волны в сухой смеси наблюдается в довольно широком диапазоне скоростей v_s , однако экспериментальные значения в целом согласуются с теоретическими предсказаниями. В смеси с добавкой H_2 область существования градиентов v_R локализована при меньших v_s и в более узком диапазоне скоростей. Влияние детонации проявляется в значительном ~ 15 — 20 % превышении эксперимента над расчетными значениями v_R в этой области.

Скорость отраженной волны может изменяться за счет тепловыделения,

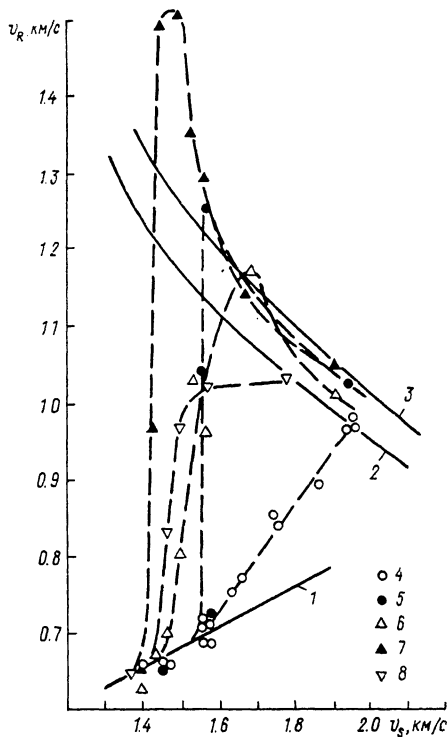


Рис. 4. Зависимость скорости отраженной волны от величины v_s .

4, 6, 8 — базовое расстояние в пределах 113 мм от торца; 5, 7 — базовое расстояние 100 мм удалено на 81 мм от торца.

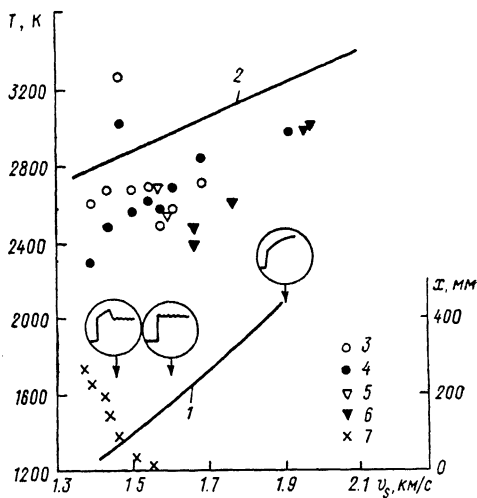


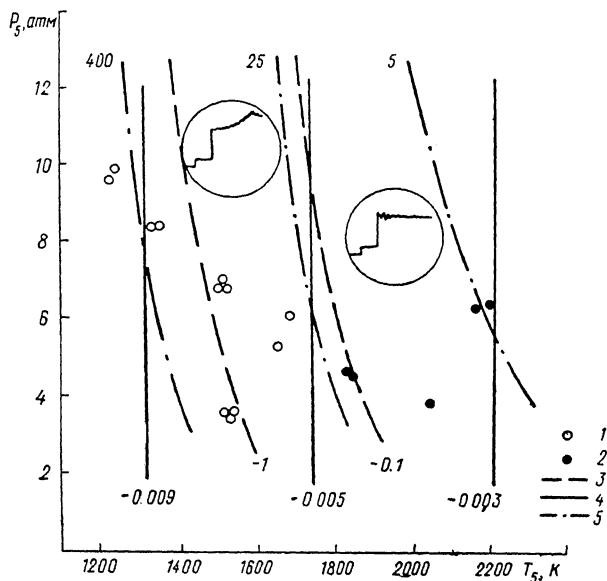
Рис. 5. Зависимость температуры в продуктах горения (1—6), а также координаты точки А (7) от скорости ударной волны v_s .

1, 2 — результаты расчета с замороженными и равновесными реакциями соответственно; 3, 5 — результаты измерений в начальной фазе отражения $t \sim t^*$; 4, 6 — в конце рабочего времени $t \sim t_s$. Точки 3, 4 получены в смеси с добавкой 0.085 % H_2 ; 5, 6 — в сухой смеси.

взаимодействия с фронтом детонации и других процессов. Резкий скачок скорости наблюдается, в частности, при взаимодействии с фронтом детонации, которое отражается и на поведении давления. Анализ волновых диаграмм, построенных для различных условий, позволил восстановить координату x точки взаимодействия (точка А) для нескольких типичных значений скорости v_s .

Зависимость координаты x от v_s для смеси с добавкой H_2 приведена на рис. 5. Видно, что при $v_s \geq 1.6$ км/с взаимодействие происходит у торца трубы ($x=0$) и вся область течения занята равновесными продуктами горения. Фронт детонации движется по смеси с параметрами P_2 и T_2 (рис. 2). При $1.4 < v_s < 1.5$ км/с часть базового расстояния отраженная волна проходит с расчетной скоростью замороженного течения, так как $x > 0$, и только после слияния с фронтом детонации — со скоростью Чепмена—Жуге. Существование максимума в распределении точек 7 на рис. 4 показывает, что скорость детонации на значительном участке базового расстояния выше равновесной, так как определяется условиями в области 5.

Цифрами 3–6 на рис. 5 обозначены экспериментальные значения температуры в продуктах горения, которые сравниваются с расчетными кривыми 1–3. С учетом нестационарности состояния в области 5 и существующих градиентов параметров приведенные результаты, по-видимому, характеризуют диапазон колебаний температуры в объеме. Общая тенденция в поведении экспериментальных точек согласуется с равновесными значениями температуры, рассчитанными при давлении $P_1=18$ (кривая 2) и 150 Тор (кривая 3), оставаясь примерно вдвое выше расчетной кривой 1 для течения с замороженными реакциями. Расположение на графике типичных осциллограмм сигналов ИК излучения соответствует значению скорости v_s в каждом из опытов. Спад амплитуды ИК излучения при $v_s=1.46$ км/с связан с процессом взаимодействия фронта детонации



с отраженной волной. При $v_s=1.6$ км/с амплитуда излучения постоянна в течение всего времени измерений, так как взаимодействие происходит непосредственно у торца. Нарастание амплитуды излучения при $v_s=1.91$ км/с, по-видимому, связано с излучением образующихся продуктов, которое накладывается на полосу излучения CO_2 .

Способность к воспламенению при адиабатическом нагреве смеси в ударной

Рис. 6. Сопоставление параметров торможения, реализованных в опытах с сухой смесью, с расчетными значениями производных $(\partial \tau / \partial T)_p$ (3), $(\partial \ln \tau / \partial T)_p$ (4) и $\tau = \text{const}$ (5).

волне обычно связывают с чувствительностью величины τ к температурным колебаниям [2, 4]. Величину производных $(\partial \tau / \partial T)_p$ и $(\partial \ln \tau / \partial T)_p$ легко рассчитать с использованием полученных в данной работе значений τ , которые определялись по результатам обработки ИК сигналов. Зависимость $\tau = f(P_b, T_b)$ с точностью $\sim 0.5\%$ описывалась простой формулой

$$\tau \left(\frac{P}{RT} \right)^\alpha = \exp \left(A + \frac{B}{T} \right),$$

где $R=0.082057$ [л·атм/моль·град] — универсальная газовая постоянная, P в атм, T в К.

Константы α , A , B определялись методом наименьших квадратов. Полученные значения констант для нескольких смесей, использованных в экспериментах, следующие.

Производные $(\partial \tau / \partial T)_p$ и $(\partial \ln \tau / \partial T)_p$ характеризуют состояние смеси до тепловыделения, и априори трудно сказать, какому значению соответствует граница смены режима воспламенения. В работах [12, 13] впервые предложено учитывать импульс энергии $\dot{q} = dq/dt$, связанный с динамикой подвода тепла q

Константы	Сухая смесь	0.03% примеси H_2	0.11% примеси H_2
α	0.850	0.956	0.557
A	9.0147	10.676	9.935
B	17 000	17 743	16 990

к потоку и поведением параметров в процессе горения. В рассматриваемом случае величина импульса в свою очередь зависит от продолжительности t_g термического распада N_2O , которая наряду с временем τ определялась по осциллограммам ИК излучения (рис. 1, б). Значение t_g в большинстве опытов в смесях с добавкой H_2 не превышало 50 мкс. При этом по давлению четко фиксировался момент воспламенения смеси и фронт детонации — признаки режима сильного воспламенения [13]. Результаты опытов в сухой смеси, которые отличались медленными изменениями амплитуды датчиков давления и величиной $t_g > 50$ мкс, относились к режиму слабого воспламенения. На рис. 6 параметры таких экспериментов обозначены цифрой 1, а в левой части рисунка приведена осциллограмма давления в боковой стенке для одного из подобных опытов. Осциллограмма, полученная в режиме сильного воспламенения для сухой смеси, приведена в правой части рисунка, а параметры таких экспериментов обозначены цифрой 2. Видно, что граница смены режима воспламенения примерно соответствует температуре 1800 К и согласуется со значениями $(\partial\tau/\partial T)_p = -0.1$ мкс/град, $(\partial \ln \tau/\partial T)_p = -0.005$ град⁻¹, $\tau = 25$ мкс. В смеси, содержащей примесь H_2 на уровне 0.03 %, этой границе лучше отвечали параметры $(\partial\tau/\partial T)_p = -1$ мкс/град и $\tau = 100$ мкс. В смеси с содержанием H_2 0.11 % сильное воспламенение наблюдалось во всем диапазоне рассмотренных параметров.

Для слабого воспламенения характерны повышенные значения производных и длительные периоды индукции. Воспламенение может начаться в отдельных так называемых горячих точках из-за небольших (~ 10 К) колебаний температуры [1, 2, 12], связанных с вязкими эффектами, с разрывом диафрагмы и другими особенностями конкретной установки [1, 4, 13]. В результате значения τ , полученные различными авторами, а также границы режимов воспламенения будут несколько различаться в зависимости от метода измерений и характеристик ударной трубы.

Авторы благодарят Г. Д. Смахова, В. Н. Макарова, А. Ю. Стариковского за помощь в работе, В. А. Левина за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Borisov A. A. // Acta Astron. 1974. Vol. 1. N 7/8. P. 909—921.
- [2] Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах. М., 1963.
- [3] Кондрашов С. В., Крючков С. И., Кудрявцев Н. Н. и др. Препринт ИТМО АН БССР. № 5. Минск, 1984.
- [4] Oran E. S., Young T. R., Boris J. P. // Comb. Flame. 1982. Vol. 48. P. 135—148.
- [5] Takano Y. // J. Comp. Phys. 1986. Vol. 67. N 1. P. 173—187.
- [6] Takano Y., Akamatsu T. // J. Fluid Mech. 1985. Vol. 160. P. 29—45.
- [7] Заслонко И. С., Козарко С. М., Чуриков Ю. В. // ДАН СССР. 1974. Т. 217. № 1. С. 131—134.
- [8] Britan A. B., Grin Yu. J., Testov V. G., Khmelevskii A. N. // Exp. Fluid. 1989. N 7. P. 241—247.
- [9] Britan A. B., Grin Yu. J., Testov V. G. // Experiments in Fluids. 1989. N 7. P. 241—247.
- [10] Зуев А. П., Негодяев С. С., Ткаченко Б. К. // Хим. физика. 1985. Т. 4. № 10. С. 1301—1313.
- [11] Британ А. Б., Зуев А. П., Стариковский А. Ю. // Физика горения и взрыва. 1989. № 6. С. 89—96.
- [12] Meyer J. W., Oppenheim A. K. The 13th Intern. Symp. on combustion. The Comb. Inst. Pittsburg, 1971. P. 1153—1164.
- [13] Vermeer D. J., Meyer J. W., Oppenheim A. K. // Comb. Flame. 1972. Vol. 18. P. 327—336.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
20 февраля 1990 г.