

3. Бриш А. А., Галеев П. А., Зайцев Б. Н. и др. О механизме инициирования конденсированных ВВ излучением ОКГ // Там же.— 1969.— 5, № 4.— С. 475.
4. Волкова А. А., Зинченко А. Д., Санин П. В. и др. Временные характеристики инициирования тэна лазеризлучением // Там же.— 1977.— 13, № 5.— С. 760.
5. Волкова А. А., Куропатенко В. Ф., Першина А. В. и др. // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах.— Черноголовка, 1978.
6. Yang L. C., Menichelli V. J. // 6th Symp. (Int.) on Detonation.— V. 2.— California, 1976.
7. Александров В. Е., Долголаптев А. В., Иоффе В. Б. и др. Воспламенение пористых систем лазерным моноимпульсным излучением // ФГВ.— 1985.— 21, № 1.— С. 58—61.
8. Александров Е. П. // Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1986.
9. Родионов В. П., Адушкин В. В., Костюченко В. И. и др. Механический эффект подземного взрыва.— М.: Недра, 1971.
10. Калмыков А. А., Розенталь Г. П., Рыбаков В. А. Поверхностные явления при действии излучения лазера на прозрачные диэлектрики // ПМТФ.— 1971.— № 2.
11. Данилейко Ю. К., Маненков А. А. и др. // ЖЭТФ.— 1972.— 63, № 3(9).
12. Маненков А. А. // Тр. ФИАН.— 1978.— Т. 101.

г. Челябинск

Поступила в редакцию 19/IV 1990

УДК 662.612.32

В. М. Бойко, А. Н. Папырин, С. В. Поплавский

О ВЛИЯНИИ ЛЕТУЧИХ НА ЗАДЕРЖКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСЕЙ УГОЛЬНЫХ ПЫЛЕЙ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Приведены результаты экспериментального исследования динамики образования и особенностей воспламенения в УВ газозввесей угольных пылей дисперсностью <40 мкм и с содержанием летучих 9, 26 и 55 %. Определены задержки воспламенения τ_{ig} угольных пылей в воздухе и чистом кислороде в диапазоне чисел Маха падающей УВ 2,6—4,0. Установлено, что на величину τ_{ig} , а также на характер зависимости $\tau_{ig}(1/T)$ существенное влияние наряду с кинетикой воспламенения летучих оказывает кинетика выхода летучих. Получено аппроксимационное выражение для τ_{ig} как функции содержания летучих, температуры среды и парциального давления кислорода.

В связи с возрастающим вниманием к проблеме взрывобезопасности при работе с порошковыми и пылевидными горючими материалами большой интерес проявляется к исследованиям процессов воспламенения, горения и детонации газозввесей органических пылей в ударных волнах (УВ) [1—8]. Известно, что характеристики воспламенения и взрывчатые свойства органических пылей в значительной степени зависят от количества и состава летучих, образующихся при термическом разложении топлива. Особенно это относится к пылям каменных углей, у которых содержание летучих колеблется в широких пределах. К настоящему времени механизмы воспламенения органических пылей в УВ изучены менее полно, чем газовых смесей, и многие вопросы остаются еще недостаточно ясными. В частности, не исследовано влияние летучих на задержки воспламенения газозввесей угольных пылей в УВ.

Аппаратура и методы диагностики

Опыты проводили на ударной трубе [8]. Длина секций высокого и низкого давления составляла соответственно 1,5 и 5 м, сечение канала — 52×52 мм. В качестве толкающего газа использовали гелий при давлении $p_4 = 2,5 \div 5,0$ МПа, рабочий газ — кислород или воздух при $p_1 = 0,01 \div 0,6$ МПа, диапазон чисел Маха падающей УВ $M = 2,5 \div 4,0$. Параметры газа за падающей и отраженной УВ определяли по таблицам [9, 10], рассчитанным для реального газа с учетом температурной зависимости показателя адиабаты. Давление толкающего и рабочего газа подбирали таким образом, чтобы независимо от M давление за фронтом отраженной УВ было постоянным ($p_5 = 2,3$ МПа). Исследования выполнены с пылями черных коксующихся углей с содержанием летучих

на горючую массу $V_0 = 9$ и 26% , а также бурого угля с $V_0 = 55\%$, из которых ситовым рассевом выделена фракция с размером частиц $d < 40$ мкм.

В работе применялся один из наиболее часто используемых способов создания газозвесей в экспериментах на ударных трубах — распыление порошка потоком газа, следующим за фронтом проходящей УВ. Образец угольной пыли массой $m = 1 \div 20$ мг в виде компактной засыпки размещали на плоской подложке диаметром 10 мм, устанавливаемой на уровне оси канала на расстоянии $l_0 = 70 \div 150$ мм от закрытого конца трубы.

За динамикой формирования двухфазной смеси наблюдали с помощью быстродействующей схемы многокадровой лазерной теневой визуализации. При этом длительность экспозиций (~ 30 нс), число кадров и интервалы времени между ними Δt задавались лазерным стробоскопическим источником света [11], а пространственно кадры разделялись высокоскоростным зеркальным ждущим фоторегистратором ЖФР-3. Система синхронизации обеспечивала необходимую последовательность запуска во времени отдельных элементов ударной трубы и диагностической аппаратуры, что обеспечивало точную привязку генерации импульсов света относительно момента прохождения УВ исследуемой области. В каждом опыте получали серию из $15-20$ кадров, отражающих динамику исследуемого процесса за $300-400$ мкс, включая стадии образования газозвеси в проходящей УВ и взаимодействия отраженной УВ с образовавшимся облаком газозвеси угольной пыли.

При исследовании воспламенения и горения газозвесей угольных пылей в комплексе с методом многокадровой теневой лазерной визуализации применялся также метод фоторазвертки свечения горящих частиц, получаемой с помощью второго скоростного фоторегистратора ЖФР-1. Синхронизацию изучаемого процесса с моментом отражения УВ, а также введение временного масштаба проводили при помощи серии импульсов света, генерируемых лазерным стробоскопом, который запускался сигналом с пьезодатчика, установленного на отражающей стенке.

Результаты экспериментов

На рис. 1 и 2 представлены серии теневых фотографий, иллюстрирующих динамику взаимодействия навески угольной пыли с проходящей и отраженной УВ при $M = 2,6$ и $4,0$ соответственно. Проходящая волна движется слева (фронт виден на кадре 1) и отражается от стенки, находящейся на правой границе кадра (последовательные положения фронта отраженной УВ видны на кадрах 2-6). Интервалы между кадрами $\Delta t = 40$ мкс. Фотографии, подобные приведенным, позволяют следить за динамикой распыления дисперсной фазы, фиксировать момент, когда вся засыпка пыли переходит во взвешенное состояние, оценить размеры образовавшегося облака газозвеси и среднюю по облаку концентрацию пыли. Так, согласно рис. 1, полное распыление засыпки массой $m \approx 20$ мг соответствует кадру 7, при этом облако газозвеси занимает объем ~ 20 см³, соответственно средняя по объему концентрация пыли ~ 1 кг/м³. Более детальный анализ этих фотографий показывает, что в процессе взаимодействия УВ с засыжкой угольной пыли образуется облако газозвеси с существенно неоднородным в пространстве и меняющимся во времени распределением концентрации пыли. Это следует из качественного различия прозрачности облака газозвеси как по длине, так и во времени.

Приведенные фотографии позволяют также получить количественную оценку концентрации пыли на границе, разделяющей оптически прозрачную и непрозрачную области газозвеси. Действительно, минимальная счетная концентрация частиц диаметром d , способная полностью перекрыть параллельный пучок света на оптической толщине D , соответствующей поперечному размеру облака на указанной границе, равна $k_0 =$

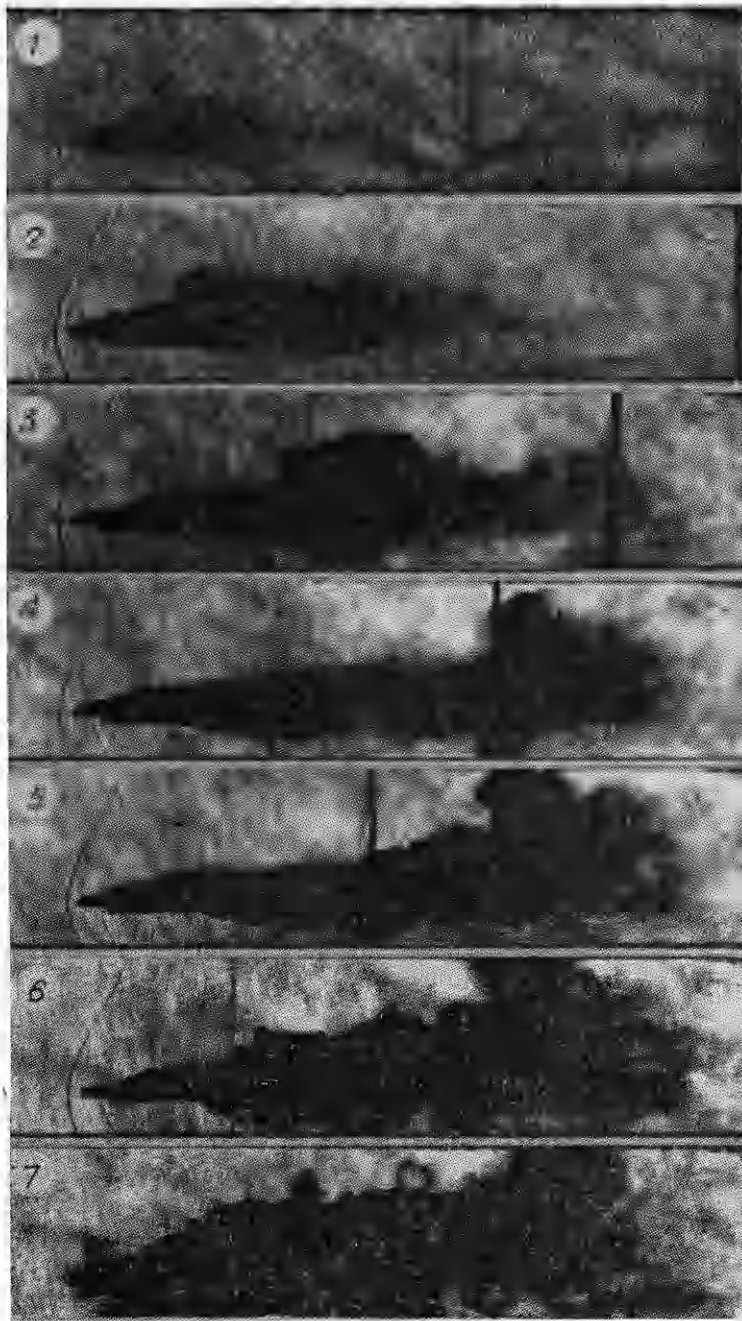


Рис. 1. Динамика образования облака газозвеси угольной пыли в ударной волне;
 $M = 2,6$, $d \leq 40$ мкм, $\Delta t = 40$ мкс.

$= 4/(\pi d^2 D)$, массовая концентрация пыли $g_0 = k_0 \pi d^3 \rho / 6 = 2 \rho d / 3 D$. Согласно рис. 2, (2, 3), $D \approx 8$ мм, $\rho \approx 1,2$ г/см³, $g_0 \approx 1$ и 4 кг/м³ для частиц с $d = 10$ и $d = 40$ мкм. Варьируя форму засыпки и расстояние от подложки до отражающей стенки, можно изменять среднюю по облаку газозвеси концентрацию угольной пыли. Однако во всех случаях при данном способе образования газозвеси получалось протяженное облако пылегазовой смеси с существенно неоднородным распределением концентрации дисперсной фазы.

Используемая методика визуализации позволяет изучать процессы воспламенения и горения газозвесей, находить пространственное поло-



Рис. 2. Смесеобразование и воспламенение газозвеси угольной пыли в ударно-сжатом кислороде вблизи отражающей стенки; $M = 4$, $V_0 = 55\%$, $\Delta t = 40$ мкс.

жение очага воспламенения и определять скорости распространения пламени по облаку горючей смеси. Так, на рис. 1, 4 видно, что здесь возникает воспламенение и его очаг находится сразу же за фронтом отраженной УВ в ~ 30 мм от отражающей стенки. Процесс горения газозвеси сопровождается, во-первых, просветлением теневого изображения дисперсной фазы, обусловленным в основном быстрым сгоранием наиболее мелких частиц, во-вторых, изменением теневой картины вне облака газозвеси, связанным с распространением тепловых возмущений в газе. Из рис. 1, 5 следует, что фронт теплового возмущения идет за фронтом отраженной УВ на расстоянии ~ 2 мм.

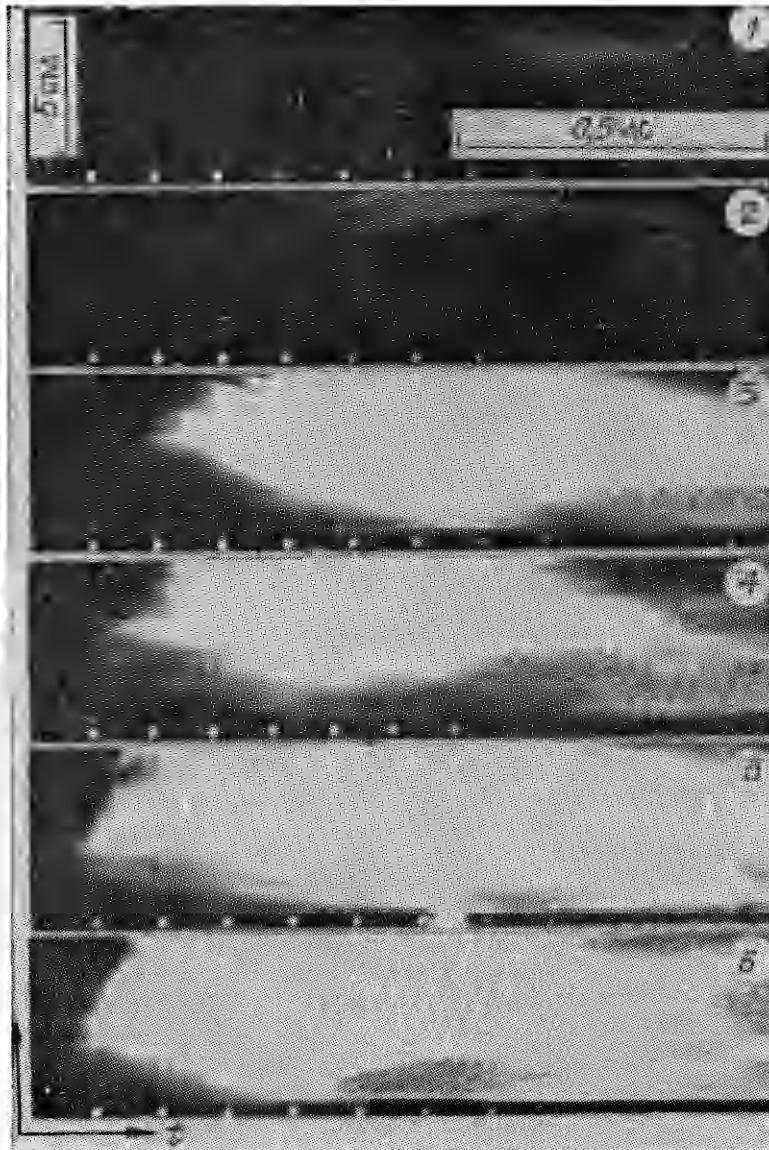


Рис. 3. Фоторазвертки воспламенения газозвеси угольной пыли за ударной волной в воздухе; $V_0 = 9\%$, $d \leq 40$ мкм.
 М: 1 — 3,53, 2 — 3,65; 3 — 3,75, 4 — 3,82, 5 — 3,91, 6 — 4,0.

Результаты изучения процессов воспламенения и горения газозвесей методом фоторазвертки свечения частиц представлены на рис. 3. Подложку с угольной пылью ($V_0 = 9\%$) массой $m = 10$ мг устанавливали в 75 мм от отражающего торца. В нижней части фоторазверток видны изображения световых импульсов, используемых для синхронизации с моментом отражения УВ и задания временного масштаба. Длительность интервалов между импульсами $\Delta t = 100 \pm 0,2$ мкс. Светлая линия в левой части фоторазверток соответствует определенной по теневым фотографиям траектории движения фронта отраженной УВ. На рис. 3 отчетливо видны момент и место воспламенения газозвеси, характер и время ее горения, а также отдельные треки, соответствующие крупным частицам данной фракции.

В настоящей работе период задержки воспламенения τ_{ig} определялся как минимальный интервал времени между моментами прохождения фронтом отраженной УВ области расположения очага воспламенения и

появления свечения твердых частиц. Общее время горения облака газозвеси находилось по длительности свечения дисперсной фазы.

Полученные данные показывают, что воспламенение начинается с мелких частиц, поскольку в начальной стадии горения треки не имеют столь четко очерченных границ, как в конечной. Очаг воспламенения, как правило, находится на некотором расстоянии L от отражающей стенки (в данной серии экспериментов $L \approx 10 \div 20$ мм) и с уменьшением интенсивности УВ он смещается от стенки к месту начального расположения засыпки, т. е. в область с более высокой концентрацией частиц. При уменьшении M и соответственно температуры газа за отраженной УВ значение τ_{ig} возрастает, а общее количество воспламенившихся частиц и время их горения уменьшаются. Многочисленные опыты показали, что изменение длительности пребывания газозвеси в проходящей УВ практически не влияет на характер и задержки воспламенения угольной пыли в отраженной УВ. (В данной серии опытов l_0 изменялось от 30 до 600 мм.)

Необходимо отметить, что большинство встречающихся в литературе результатов по задержкам воспламенения получены методами, основанными на фотоэлектрической регистрации свечения пламен (см., например, [2,5-7]). При этом измеряется интервал времени τ_* между моментами отражения УВ и появлением свечения, который и принимался за период индукции воспламенения. В связи с тем, что очаг воспламенения находится на некотором удалении L от отражающей стенки, при таком определении τ_{ig} возникает систематическая ошибка $\Delta\tau_{ig} = \tau_* - \tau_{ig} = L/v_R$, где v_R — скорость фронта отраженной УВ. Из рис. 3, 5, 6 видно, что при малых τ_{ig} значение $\Delta\tau_{ig}$ может в 10 и более раз превышать τ_{ig} . Поэтому при определении периодов индукции воспламенения гетерогенных смесей с неравномерным распределением концентрации дисперсной фазы необходимо применять методики, позволяющие регистрировать как временную, так и пространственную координату очага воспламенения.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что одновременное использование комплекса из двух высокоинформативных и взаимно дополняющих методов многокадровой теневой лазерной визуализации и фоторазвертки свечения горящих частиц позволяет увереннее интерпретировать результаты исследования процессов воспламенения и тем самым повышает достоверность получаемых данных.

На рис. 4, а представлены зависимости задержки воспламенения газозвесей угольных пылей с различным содержанием летучих от температуры воздуха за отраженной УВ. Здесь же приведены данные [12], полученные при воспламенении метановоздушной смеси за отраженной УВ при $p_5 = 0,33$ МПа. Результаты для тех же образцов угольной пыли

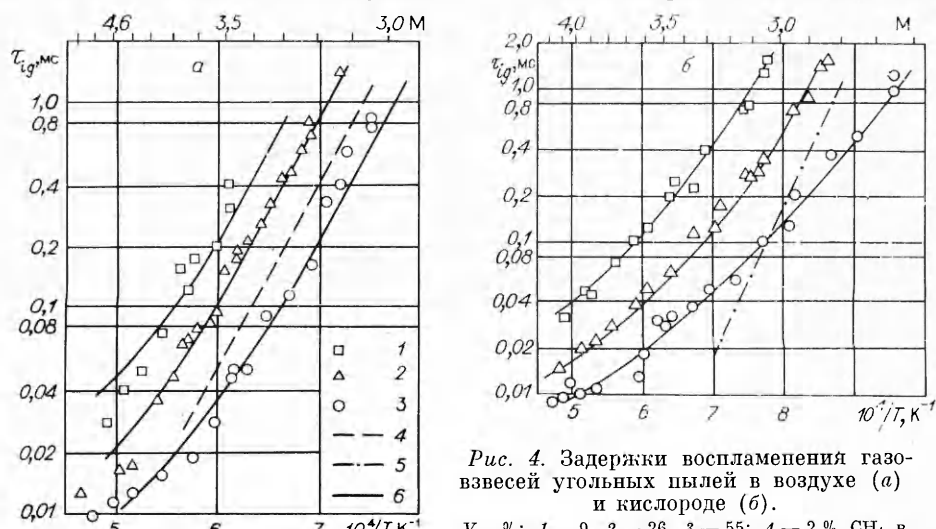


Рис. 4. Задержки воспламенения газозвесей угольных пылей в воздухе (а) и кислороде (б).
 V_0 , %: 1 — 9, 2 — 26, 3 — 55; 4 — 2% CH_4 в воздухе; 5 — CH_4 в кислороде; 6 — расчет по формуле (5).

в атмосфере чистого кислорода за отраженной УВ приведены на рис. 4, б. Здесь же показана зависимость $\tau_{ig}(1/T)$ из [13] для метаноокислородной смеси, пересчитанная по приведенной в этой работе зависимости $\tau_{ig} = 1,19 \cdot 10^{-12} [\text{CH}_4]^{0,48} \times [\text{O}_2]^{-1,94} \times \exp(194\,000/RT)$ на парциальное давление кислорода за фронтом отраженной УВ при $p_5 = 2,3$ МПа.

Полученные результаты показывают наличие четко выраженного влияния летучих на задержки воспламенения газозвесей угольных пылей. Особо следует отметить нелинейный характер зависимости $\ln \tau_{ig} = f(1/T)$ для обеих рассмотренных смесей. Последнее указывает, что исследуемый процесс определяется одновременным действием нескольких различных механизмов, которые в разной степени влияют на механизм воспламенения в зависимости от состава и температуры среды. Из рис. 4 видно, что при $T < 1700$ К ($1/T > 6 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$) наклоны зависимостей $\ln \tau_{ig} = f(1/T)$ для пыле- и метановоздушной смесей совпадают. Это дает основание считать, что в рассматриваемом случае ($T = 1300 \div 1700$ К) значения τ_{ig} в основном определяются кинетикой воспламенения летучих (CH_4). Для пылекислородной смеси наклон зависимостей $\ln \tau_{ig} = f(1/T)$ не совпадает с таковым для метаноокислородной смеси практически во всем исследованном диапазоне температур, хотя при низких T есть тенденция к их сближению (см. рис. 4, б). Следовательно, здесь определяющая роль в формировании периода индукции принадлежит уже не механизму воспламенения летучих, а, как будет показано ниже, механизму выхода летучих.

Обсуждение результатов

Исследования механизмов воспламенения твердых органических топлив, выполненные в стационарных условиях (см., например, [14, 15]), показали, что в процессе нагрева частицы топлива происходит термическое разложение органической массы с выделением летучих веществ, которые насыщают пограничный слой вокруг частицы и противодействуют диффузии окислителя к поверхности кокса. В состав летучих входит значительное количество горючих компонентов (CH_4 , а также H_2 , C_nH_m и т. д.), которые и определяют процесс. Горение летучих веществ около частицы способствует быстрому подъему ее температуры и воспламенению коксового остатка.

Воспламенение частицы твердого органического топлива можно разбить на относительно независимые стадии: прогрев частицы до выхода летучих, выход летучих, их воспламенение и горение и воспламенение коксового остатка. Эти стадии имеют разную скорость, продолжительность и степень влияния на процесс в зависимости от конкретных условий, таких как температура, давление и состав окислителя, вид топлива, его дисперсность и т. п. Очевидно, что для оценки периода задержки необходим учет влияния этих факторов на временные характеристики каждой из перечисленных стадий, предшествующих воспламенению.

Полагая, что предвоспламенительные стадии протекают последовательно, период задержки можно рассматривать как сумму следующих характерных времен: τ_1 — время инертного прогрева частицы до температуры, при которой начинается интенсивное разложение органической массы ($T_s \geq 1000$ К [7]); τ_2 — время выхода летучих, определяемое скоростью реакций пиролиза; τ_3 — время индукции воспламенения летучих. Поскольку считается [14], что время сгорания летучих и воспламенения коксового остатка мало в сравнении с предыдущими стадиями, $\tau_{ig} = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$.

В стадии прогрева сферической частицы твердого топлива, попавшей в высокотемпературную зону за фронтом отраженной УВ, можно выделить три характерные участка [16]: нагрев за счет конвективного теплообмена во время ускорения частицы в проходящей УВ, нагрев за счет конвективного теплообмена при торможении частицы за фронтом отраженной УВ и нагрев за счет теплопроводности в покоящемся газе за

отраженной УВ. Время прогрева частицы до T_s за фронтом отраженной УВ определяется выражением

$$\tau_1 = \frac{c\rho d^2}{6\lambda_s \langle Nu \rangle} \ln \left[\frac{T_5 - T_{s0}}{T_5 - T_c} \right], \quad (1)$$

где T , λ — температура и коэффициент теплопроводности газа; c , ρ , d — теплоемкость, плотность и диаметр частицы. Значение T_{s0} , до которого нагревается частица за время пребывания в проходящей УВ, можно оценить из выражения

$$T_{s0} = T_2 - (T_2 - T_0) \exp \left[- \frac{6\lambda_2 \langle Nu_2 \rangle l_0}{\rho d^2 c \langle v \rangle} \right].$$

Здесь $\langle Nu_2 \rangle = \frac{1}{t_i} \int_0^{t_i} Nu_i(t) dt$ — среднее по времени число Нуссельта, ко-

торое определяется по формуле $Nu_i = 2 + 0,46 Re_i^{0,55} Pr^{0,33}$; Pr — число Прандтля; $Re_i = \rho_i [u_i - v(t)] d / \mu_i$ — число Рейнольдса; $u_i - v(t) = u_i \exp(-t/t_i)$; $t_i = 4\rho d / 3C_d \rho_i u_i$ — характерное время скоростной релаксации частицы; C_d — коэффициент аэродинамического сопротивления; v — скорость частицы; ρ_i , μ_i , u_i — плотность, коэффициент вязкости и скорость газа; индексы $i = 2$ и 5 соответствуют параметрам газа за проходящей и отраженной УВ.

Для оценки времени прогрева необходимо задать размер частиц, с которых начинается воспламенение газозвеси. Выше отмечено, что воспламенение полидисперсной фракции угольной пыли с $d < 40$ мкм начинается с наиболее мелких частиц. Микроскопный анализ данной фракции показал, что в ней содержится значительное количество частиц с $d \approx 1$ мкм. Таким образом, если считать, что наиболее вероятный размер частиц, с которых начинается воспламенение газозвеси, составляет ~ 1 мкм, то время их прогрева даже до $T_s \approx 0,9T_5$ не превышает 5 мкс. Из сопоставления этой оценки с данными, приведенными на рис. 4, следует, что время инертного прогрева играет заметную роль лишь при $T_5 \geq 2000$ К.

При быстром нагреве частицы необходимо учитывать кинетику выхода летучих. Количество выделившихся летучих зависит от их содержания в исходном материале и скорости разрушения определенных групп связей. Суммарное количество летучих, выделившихся к моменту времени t , определяется зависимостью [14]

$$V = V_0 \sum_{j=1}^n c_{0j} \left\{ 1 - \exp \left[- \int_0^t k_{0j} \exp(-E_{vj}/RT_s(t)) dt \right] \right\}, \quad (2)$$

где V_0 — содержание летучих, т. е. суммарное количество летучих веществ, которое может выделиться при полном завершении пиролиза; n — число групп реакции, учитываемых при описании пиролиза; c_{0j} — количественная характеристика определенной группы реакций; k_{0j} , E_{vj} — кинетические константы, характеризующие разрушение связей данной группы; $T_s(t)$ — изменение температуры частицы во времени. Для оценки времени выхода летучих из частиц угля с $d \approx 1$ мкм можно воспользоваться однокомпонентной схемой пиролиза ($n = 1$, $C_{01} = 1$), протекающего в изотермических условиях ($T_s(t) = 0,9T_5$). При этом

$$V = V_0 \{ 1 - \exp[-tk_0 \exp(-E/RT_5)] \}.$$

Будем считать, что воспламенение частицы угля в условиях, когда лимитирующей является кинетика выхода летучих, происходит при поглощении энергии, выделившейся при сгорании определенного количества летучих $V = a$. Тогда время выхода такого количества летучих

$$\tau_2 = A \ln \left(\frac{V_0}{V_0 - a} \right) \exp(E_v/RT_5). \quad (3)$$

Однокомпонентная схема весьма приближенно описывает процесс выхода летучих, поэтому кинетические характеристики принимают разные значения при резко различающихся скоростях прогрева частицы [14]. Авторам не известны работы, содержащие кинетические характеристики пиролиза при скорости прогрева частицы $\sim 10^6 \div 10^8$ К/с. Поэтому с учетом сказанного выше значения A , a , E_a подбирались, исходя из характера экспериментальных зависимостей $\ln \tau_{ig} = f(1/T)$ в области высоких температур, полученных при воспламенении угольных пылей в атмосфере чистого кислорода.

С уменьшением температуры среды лимитирующую роль начинает играть кинетика воспламенения летучих. Следует отметить, что до настоящего времени не существует законченной физической модели, позволяющей расчетным путем определять задержки воспламенения органических топлив. Поэтому исследователи идут, как правило, по пути получения эмпирических зависимостей и для аппроксимации экспериментальных данных используется хорошо известное уравнение [17]:

$$\tau_3 = kP^n \exp(E_a/RT),$$

где p , T — давление и температура среды; n — число, определяющее эффективный порядок реакции; k — константа, зависящая от состава смеси; E_a — эффективная энергия активации.

Считается [2, 7, 14, 15], что основным компонентом летучих, образующихся при высокотемпературном пиролизе угольных пылей, является метан. Процессы воспламенения метана изучались многими авторами в различных условиях. Наиболее надежные данные по задержкам воспламенения метана как в кислороде [13, 18—20], так и в воздухе [12] получены с помощью методики ударных труб. Исследования выполнены в диапазоне температур от 800 до 2600 К при $p_2 \leq 0,6$ МПа [13] и, что существенно, на сильно разбавленных аргоном или азотом смесях (70—95 % Ar, N₂) с концентрацией метана, обычно не превышающей 3—5 % [12, 13, 18—20]. Для описания данных по задержкам воспламенения метана, как правило, используется выражение вида

$$\tau_3 = kc_T^m c_O^n \exp(E_a/RT),$$

где c_T , c_O — концентрация топлива и кислорода; m , n — порядок реакции по метану и кислороду.

Следует отметить, что, несмотря на большое количество экспериментальных работ по изучению кинетики и механизмов окисления метана, область высоких температур (>1500 К) остается малоизученной, а имеющиеся в литературе данные носят противоречивый характер. Так, приведенные в разных работах значения $E_a = 86 \div 230$ кДж/моль, $m = 0,3 \div 0,48$, $n = -1,0 \div 1,94$ (см., например, обзор [18], а также [13, 19, 20]).

Исследования процессов воспламенения ряда более сложных углеводородов (от пропана до керосина) с концентрацией топлива или продуктов его пиролиза, превышающей 3—5 %, показали, что изменение c_T либо практически не влияет на задержки воспламенения ($m = 0$ [21]), либо носит противоположный по сравнению с метаном характер ($m < 0$) [22], а влияние c_O остается достаточно сильным ($n = -0,6 \div -2,9$), значения же E_a лежат в тех же пределах, что и у метана.

Анализ результатов, приведенных на рис. 4, показывает, что с увеличением содержания летучих (соответственно и концентрации метана $c_T \sim V_0$) уменьшается задержка воспламенения углевоздушной смеси, при этом характер зависимости $\ln \tau_{ig} = f(1/T)$ практически не изменяется. С учетом изложенного можно предположить, что локальные концентрации метана в очагах воспламенения превышают 3—5 % и влияние содержания летучих на задержки воспламенения сказывается через изменение порядка реакции по кислороду, т. е. $n \sim \phi(V_0)$. Тогда выражение для периода индукции воспламенения летучих можно записать так:

$$\tau_3 = BV_0^{0,3} p^{-(1+bV_0)} \exp(E_a/RT). \quad (4)$$

Окончательное выражение для периода индукции воспламенения угольной частицы с $d \approx 1$ мкм, полученное с учетом проведенного анализа и сравнения с данными эксперимента, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \tau_{ig} = & 3 \cdot 10^{-6} + 5,5 \cdot 10^{-6} \ln \left(\frac{V_0}{V_0 - 0,04} \right) \exp(10\,000/T_0) + \\ & + 2 \cdot 10^{-9} V_0^{0,3} (p/p_0)^{-(1+3,7V_0)} \exp(23\,000/T_0), \text{ с,} \end{aligned} \quad (5)$$

где p — парциальное давление кислорода; $p_0 = 0,1$ МПа.

Полученная из сравнения с экспериментом величина $E_a = 190$ кДж/моль находится в хорошем соответствии с данными для метанокислородных ($E_a = 194$ [13] и 195 кДж/моль [19]) и метановоздушной смесей ($E_a = 187$ кДж/моль [12]). Значение $E_v = 83$ кДж/моль соответствует скорости прогрева частицы 10^6 – 10^8 К/с. Для сравнения отметим, что при скорости прогрева угольной частицы $1 \div 100$ К/с $E_v = 30$ кДж/моль [14]. Из рис. 4 видно, что выражение (5), полученное в предположении многостадийности предвоспламенительного процесса, удовлетворительно описывает данные по задержкам воспламенения различных образцов угольной пыли как в воздухе, так и в атмосфере чистого кислорода.

В заключение отметим, что несмотря на то, что соотношение (5) получено для частиц с $d \approx 1$ мкм, его можно рекомендовать для оценки τ_{ig} и для полидисперсных фракций, поскольку в большинстве реальных ситуаций эти фракции содержат достаточно мелкие частицы. А именно с мелких частиц, как показали эксперименты, начинается процесс воспламенения полидисперсных фракций угольной пыли. При анализе воспламенения более крупных частиц нельзя пренебрегать временем прогрева частицы (выражение (1)) и необходимо учитывать влияние изменения температуры частицы на кинетику выхода летучих (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Взрывные явления. Оценка и последствия/Пер. с англ. под ред. Я. Б. Зельдовича, Б. Е. Гельфанда.— М.: Мир, 1986.
2. Nettleton M. A., Stirling R. The ignition of clouds of particles in shock-heated oxygen // Proc. Roy. Soc., Lond.— 1967.— A300.— P. 62.
3. Kauffman C. W., Nicholls J. A. Dust explosion research at the university of Michigan // Fuel-air explosions. University of Waterloo Press, 1982.
4. Lee J. H. S. Dust explosion: an overview // Proc. 16th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves.— Aachen, 1987.
5. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Тимофеев Е. И. и др. Воспламенение пылей за ударными волнами // Хим. физика.— 1983.— № 8.— С. 1127.
6. Воланьски П. Воспламенение и горение органических пылей в ударных волнах // ФГВ.— 1984.— 20, № 5.— С. 29.
7. Davis W. P., Baer A. D., Ryan N. W. A shock tube ignition study of a Utah coal // Combust. Flame.— 1984.— 58, N 3.— P. 201.
8. Boiko V. M., Papyrin A. N., Soloukhin R. I. et al. Ignition of small particles behind shock waves // 8th ICDERS, Minsk, 1981; AIAA Progr. Astron.— Aeron.— 1983.— 87.— P. 71.
9. Larworth K. C. Normal shock waves tables for air, ... and oxygen // ARS Current Papers, 1970.— P. 1101.
10. Васильев А. А. Параметры ударных волн в газах: Методические указания.— Новосибирск: Изд-во НГУ, 1990.
11. Бойко В. М., Карнаухов А. А., Косарев В. Ф. и др. Метод многоэкспозиционной фоторегистрации частиц в высокоскоростных двухфазных потоках // ПМТФ.— 1982.— № 3.— С. 64.
12. Zellner R., Niemitz K. J., Warnatz J., et al. Hydrocarbon induced acceleration of methane-air ignition // 8th ICDERS, Minsk, 1981; AIAA Progr. Astron.— Aeron.— 1983.— 88.— P. 252.
13. Cheng R. K., Oppenheim A. K. Autoignition in methane-hydrogen mixtures // Combust. Flame.— 1984.— N 58.— P. 125.
14. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева.— Л.: Энергоатомиздат, 1986.
15. Самовозгорание и взрывы пылей натурального топлива/Померанцев В. В. и др.— Л.: Энергия, 1978.
16. Бойко В. М., Лотов В. В., Папырин А. Н. Воспламенение газозвесей металлических порошков в отраженных УВ // ФГВ.— 1989.— 25, № 2.— С. 67.

17. Семенов П. П. Цепные реакции.— М.: Наука, 1986.
18. Tsuboi T., Wagner H. Homogeneous thermal oxidation of methane in reflected shock waves // 15th Symp. (Int.) on Combustion.— Pittsburgh, 1974.
19. Lifshitz A., Scheller K., Burcat A. et al. Multistage ignition of hydrocarbon combustion // Combust. Flame.— 1972.— N 19.— P. 311.
20. Grillo A., Slak M. W. Shock tube study of ignition delay times in methane — oxygen — nitrogen — argon mixtures // Ibid.— 1976.— N 27.— P. 377.
21. Зимонт В. Л., Трушин Ю. Н. О задержках воспламенения углеводородных горючих при высоких температурах // ФГВ.— 1967.— 3, № 1.— С. 86.
22. Freeman G., Lefebvre A. N. Spontaneous ignition characteristics of gaseous hydrocarbon — air mixtures // Combust. Flame.— 1984.— N 58.— P. 153.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 17/IV 1990

УДК 530.1 + 538.91 + 662.215.1 + 666.233

А. П. Ершов, А. Л. Куперштох

ОБРАЗОВАНИЕ ФРАКТАЛЬНЫХ СТРУКТУР ПРИ ВЗРЫВЕ

При взрыве конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) типично выделение свободного углерода. Химическая реакция может происходить в условиях стабильности алмаза. Некоторые результаты по получению алмазной фазы описаны в [1, 2]; в [3] упоминаются эксперименты, относящиеся к 1963—1965 гг. Отмечается [1—5] ультрадисперсность алмазных порошков. Зерна порошка представляют собой конгломераты из частиц с характерным размером последних около 40 Å.

В данной работе вводится двухстадийная модель роста частиц конденсированной фазы при взрыве [6, 7]. На первой стадии путем коагуляции образуются мелкие компактные частицы, на второй — частицы объединяются в агрегаты (кластеры), имеющие фрактальную структуру, что подтверждается данными малоуглового рентгеновского рассеяния. Возможность фрактальной природы агрегатов в сохранных порошках упоминается в [2, 8].

По нашему мнению, образование фрактальных кластеров должно происходить непосредственно за детонационным фронтом, т. е. за микросекундные времена. Это приводит к следствиям, которые могут быть важны для понимания физики детонации.

При взрыве свободный углерод выделяется в течение $\sim 0,1$ мкс — времени химической реакции во фронте детонационной волны. Характерное время t_H гидродинамического разлета — единицы микросекунд. Количество углерода может быть $>10\%$ массы заряда, что соответствует концентрации атомов $n_C \sim 10^{22}$ см $^{-3}$. При столь сильной неравновесности практически каждое столкновение частиц должно приводить к их слиянию, т. е. начальной стадией роста частиц должна быть быстрая коагуляция.

Теория быстрой коагуляции Смолуховского [9] приводит к следующим результатам. Средняя масса частицы (в единицах массы атома углерода) растет линейно со временем [10]:

$$\langle m \rangle \sim Kn_{ct},$$

где константа коагуляции $K = 4kT/3\eta$; η — вязкость продуктов детонации. Отметим, что из-за большой плотности среды движение частиц, даже самых малых, происходит в диффузионном стоковом режиме. Это оправдывает применимость теории Смолуховского для всех размеров. В разреженной среде, например в атмосферном воздухе, для малых по сравнению с длиной собственного броуновского пробега частиц коагуляция несколько ускоряется (свободномолекулярный режим) [11].

Примем температуру продуктов детонации (ПД) $T \approx 3000$ К, а вязкость $\eta = 10^{-2}$ Пз по расчету [12] (элементарная газокинетическая оценка [13] дает $3 \cdot 10^{-3}$ Пз). Тогда произведение $Kn_C \approx 10^{12}$ 1/с. За время $t_H \sim 1$ мкс должны образоваться частицы в среднем из 10^6 атомов с размером ~ 200 Å. В действительности же характерный размер частиц 40 Å, т. е. масса на 2 порядка меньше. К тому же эксперимент [5] не обнаруживает зависимости размера частиц от t_H (пропорционального раз-