

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, О. Н. Бреусов. Усп. химии, 1968, 37, 5, 898.
2. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
3. Г. А. Ададуров, В. С. Трофимов, В. А. Яковлева. ФГВ, 1968, 4, 397.
4. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ФГВ, 1980, 16, 2, 92.
5. О. В. Yakusheva, V. V. Yakushev, A. N. Dremin. High Temp.—High Press, 1971, 3, 261.
6. О. Б. Якушева, В. В. Якушев, А. П. Дремин. ЖФХ, 1977, 51, 7, 1657.
7. Г. В. Кришкевич. ФГВ, 1977, 13, 6, 872.
8. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов. ФГВ, 1978, 14, 3, 152.
9. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 33. Новосибирск, 1978.
10. Г. С. Ландсберг. Оптика. М.: Наука, 1976.
11. И. Л. Зельманович, К. С. Шифрин. Коэффициенты ослабления, рассеяния и лучевого давления. М.: Гидрометеоиздат, 1968.
12. К. С. Шифрин, И. Л. Зельманович. Таблицы матриц рассеяния и составляющих рассеянного поля. Л.: Гидрометеоиздат, 1968.
13. Г. И. Канель, А. М. Молодец, А. А. Воробьев. ФГВ, 1974, 10, 6, 884.
14. F. E. Walker, R. J. Wasley. Comb. Flame, 1974, 22, 1, 53.
15. A. V. Camball, W. S. Davis, J. R. Travis. Phys. Fluids, 1961, 4, 4, 498.
16. А. В. Бутенин, Б. Я. Коган. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 10, 433.
17. Н. П. Туницкий. Диффузия и случайные процессы. Новосибирск: Наука, 1970.
18. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоини. М.: Атомиздат, 1976.
19. С. С. Набатов, В. М. Шунин, В. В. Якушев.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977, 42.
20. R. F. Chaiken. Symp. H. D. P. Paris, 1978.
21. D. R. Hardesty. Comb. Flame, 1976, 27, 2, 229.
22. А. В. Старшинов, Б. Н. Кондриков и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
23. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2, 380.
24. H. D. Mallory, P. A. Plauson. Nature, 1963, 199, 6, 58.
25. T. Cottrell, T. Crahan, T. Reid. Trans. Faraday. Soc., 1951, 47, 6, 584.
26. R. Shaw, P. S. Decarli et al. Comb. Flame, 1979, 35, 3, 237.
27. G. Frejaguer. Compt. Rend, 1950, 231, 16, 1061.
28. А. А. Борисов, С. М. Когарко, Г. П. Скачков. Кинетика и катализ, 1966, 7, 4, 589.
29. А. А. Борисов, И. С. Заслонко, С. М. Когарко. ФГВ, 1968, 4, 3, 387.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ КАПЛИ ГОРЮЧЕГО ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А. В. Пинаев, А. И. Сычев
(Новосибирск)

Процесс горения гетерогенных систем существенно сложнее гомогенных, поскольку имеется комплекс физических процессов, ответственных за подготовку системы к воспламенению и поддержанию последующего горения. Задержка воспламенения (t_0) при определенной температуре — один из параметров, характеризующих реакцию смеси. По зависимости t_0 от температуры, давления и концентрации компонентов можно сравнивать различные вещества друг с другом. Для гетерогенных систем (в отличие от гомогенных) время задержки воспламенения включает в себя помимо периода индукции химических реакций дополнительно и время предварительной подготовки смеси к воспламенению, сопровождающейся рядом физических явлений.

При помощи ударных волн можно за малые времена с высокой степенью определенности создавать условия, при которых происходит воспламенение, что выгодно отличает эту методику от остальных методов измерений задержек воспламенения. В работах [1—13] экспериментально исследовалось воспламенение крупных капель горючего за падающими [1—6] и отраженными ударными волнами. Воспламенение капель диэтилциклогексана и гексадекана за фронтом падающей ударной волны с числами Маха $3,0 < M < 4,2$ изучалось в [1, 2]. Получены общие ха-

рактические характеристики процесса горения и приведен критерий воспламенения: число Маха падающей ударной волны в кислороде $M \geq 3,3$, что соответствует температуре $T \geq 900 \div 1000$ К [1]. Замечено, что воспламенение происходит в облаке мельчайших капелек, которые срываются с первоначальной капли и попадают в ее след; появившееся пламя распространяется как вверх по течению к капле, так и вниз по следу. Воспламенение и горение капли сопровождается серией взрывных волн.

При исследовании воспламенения капель нитратов углеводородов в кислороде [5] установлено, что при $M \approx 3,5 \div 3,7$ горение начинается в пограничном слое на капле до ее разрушения, при этом отсутствует взрывная волна в следе, поскольку в нем не накапливается способная к взрыву смесь. Взрывные волны в следе наблюдались только при слабых ударных волнах ($3,24 < M < 3,5$). Отмечена более сильная реакционная способность нитратов по сравнению с углеводородами [4, 5]. В [6] приведены результаты по воспламенению одиночных капель гептана с добавками нитратов и характеристики способности к детонации системы этих капель в воздухе.

В работах [7—13] исследовалось воспламенение капель горючего в отраженных ударных волнах. Особенность этой методики состоит в предварительном аэродинамическом разрушении капли за падающей ударной волной, влияющей на воспламенение капли за отраженной ударной волной. Так, в [8] указывалось на существование некоторого минимального времени обтекания (дробления) капли потоком за падающей ударной волной, когда еще происходит ускоренное воспламенение горючего в отраженной волне, а в [9] обнаружена существенная зависимость от расстояния, на которое капля удалена от торца трубы. В связи с этим данные разных авторов по задержкам воспламенения капель в отраженных ударных волнах отличаются и носят в какой-то мере качественный характер. В [11—13] проведено измерение задержек воспламенения капель бороорганических соединений в воздухе и исследовано промотирующее и ингибирующее действие различных присадок на воспламенение капель углеводородов. В упомянутых работах не проводится последовательного анализа подготовительных физических процессов и этапов воспламенения, а в [1, 2, 4, 6] температурные зависимости времени задержек воспламенения капли горючего аппроксимированы законом Аррениуса для химических реакций.

В настоящей работе исследуется воспламенение одиночных капель жидких углеводородных горючих (керосина, декана и гексадекана) за фронтом падающей ударной волны в зависимости от ее интенсивности и начального давления кислорода p_0 . На основе полученных экспериментальных данных, анализа физических процессов, ответственных за образование горючей смеси, и литературных данных по задержкам воспламенения гомогенных смесей углеводородных горючих строится физическая модель воспламенения капли горючего ударной волной.

Исследования выполнены на горизонтальной дюралевой ударной трубе с внутренним диаметром 50, толщиной стенки 10 мм и длиной 3,5 м, состоящей из секций высокого и низкого давления. Вблизи торца трубы находилась оптическая секция с устройством для создания капли и пьезодатчиками. Оптическая секция содержала две диаметрально расположенные щели длиной 240 и шириной 10 мм. Секция высокого давления длиной 0,9 м отделялась от остальной части ударной трубы тонкой диафрагмой и заполнялась смесью $C_2H_2 + 2,5O_2$ при начальном давлении $p_{0в} = 0,5 \div 4,0$ атм. Ударная волна создавалась путем использования в качестве толкающего поршня детонационной волны в гетерогенной системе газ — пленка. Секция низкого давления смазывалась гексадеканом ($C_{16}H_{34}$) на определенную длину, заполнялась продувкой кислородом и откачивалась до $p_0 = 0,2, 0,5$ и 1 атм.

Иницировалась гетерогенная детонация при поджигании смеси в секции высокого давления. Ударные волны обладали незначительной кривизной фронта [14], прямоугольным профилем давления и числами

Маха $M \leq 6$ при $p_0 = 0,2$ и $p_{0в} \leq 3$ атм; $M \leq 5,5$ при $p_0 = 0,5$ и $p_{0в} \leq 3,5$ атм; $M \leq 4,6$ при $p_0 = 1$ атм и $p_{0в} \leq 4$ атм. Такой метод позволяет легко получать ударные волны с большими числами Маха при высоких начальных плотностях газа, что выгодно отличает его от других традиционных способов создания ударных волн. Число Маха ударной волны варьировалось изменением $p_{0в}$. Параметры ударной волны рассчитывались по значению ее скорости, измеряемой многоканальным хронометром с помощью четырех пьезодатчиков.

Устройство, создающее падающую вертикально вниз через поперечное сечение оптической секции одиночную каплю горючего, позволяло получать капли с диаметром $d_0 = 1,5 \div 3,5$ мм. Воспламенение капли, сопровождающееся излучением света, фиксировалось фотоумножителями ФЭУ-18А (полоса пропускания 2200—6000Å) или ФЭУ-31 (3000—6000Å); профиль давления и момент прихода фронта ударной волны к капле определялись пьезодатчиком, расположенным на расстоянии $L = 88,8$ или 203 мм от вертикали, проходящей через центр капли. В экспериментах световой ввод фотоумножителя был ориентирован либо снизу вдоль траектории падения капли с полем зрения 5 мм, либо сбоку — навстречу направлению движения ударной волны под углом около 45° к оси трубы, при этом капля просматривалась на длине 15 мм. Сигналы с пьезодатчика и фотоумножителя записывались одновременно осциллографами ОК-33 и С8-11, включенными параллельно. Для увеличения постоянной времени пьезодатчик подключался ко входам осциллографов через истоковый повторитель. Дополнительно велась съемка процесса камерой СФР через теневую установку ИАБ-451. В камере СФР использовалась четырехрядная линзовая вставка. Время экспозиции кадров 0,25 мкс, промежутки времени между началом соседних кадров — 2 мкс.

Запуск опыта производился с пульта СФР. Через 170 мс после пуска (в момент открытия затвора) схема задержки запускала капельное устройство. Капля при свободном падении пересекала луч света, направленный через центр окна в фотоумножитель; одновременно с этим запускающая схема запирала быстродействующее реле, контакты которого замыкали цепь сетки тиратрона, формирующего высоковольтный импульс в СФР. Момент поджигания смеси в секции высокого давления синхронизирован с положением зеркала СФР.

Отметим, что применение в ударных трубах фотоумножителей для регистрации светового излучения связано с серьезными трудностями, обусловленными наличием сильного «паразитного» свечения примесей в газе и самих стенок трубы за фронтом ударной волны. В настоящих экспериментах предпринималась попытка борьбы с этим эффектом с помощью различных светофильтров, выделяющих определенный интервал длин волн, однако это не привело к положительному результату, что, очевидно, связано с широкополосностью «паразитного» свечения. Значительно понизить уровень «паразитного» свечения (на 1—2 порядка) удалось путем нанесения на стенки оптической секции тонкой пленки жидкого негорючего раствора. Защитное покрытие не влияло на параметры ударной волны, его действие сводилось к охлаждению стенок трубы и пограничного слоя в газе.

На рис. 1 и 2 приведены типичные осциллограммы давления и общей картины свечения капли, полученные на осциллографе ОК-33. Стрелкой обозначен момент прихода фронта волны к капле. Промежуток времени между воздействием волны на каплю и появлением свечения — первым перегибом нижней кривой (вертикальная метка) — считался временем задержки воспламенения. Более точно момент появления свечения определялся в том же опыте вторым осциллографом (С8-11), чувствительность входа которого устанавливалась в несколько раз выше, чем у ОК-33. На С8-11 регистрировалась лишь начальная стадия воспламенения. Максимальная ошибка измерения возрастала с уменьшением M и составляла 5—10 мкс.

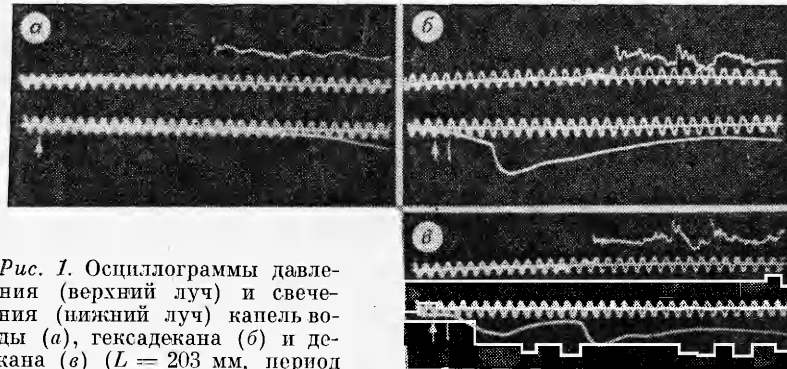


Рис. 1. Осциллограммы давления (верхний луч) и свечения (нижний луч) капель воды (а), гексадекана (б) и додекана (в) ($L = 203$ мм, период синусоиды $T = 10$ мкс).

а) $p_0 = 1$ атм, $M = 4,16$, $d_0 = 2,8$ мм, $t_0 = 27$ мкс; б) $p_0 = 1$ атм, $M = 4,15$, $d_0 = 3,0$ мм, $t_0 = 29$ мкс; в) $p_0 = 0,5$ атм, $M = 4,35$, $d_0 = 2,9$ мм, $t_0 = 37,5$ мкс.

В каждой серии опытов проводились контрольные опыты на каплях воды (см. рис. 1, а; 2, а). При $M \geq 4,5 \div 5$ на капле появлялось свечение (см. рис. 2, а) за счет торможения потока. Спад сигнала свечения связан с уходом капли и ее следа из поля зрения фотоумножителя. Резкое возрастание свечения на рис. 1, б соответствует первому распаду капли в момент времени $t \approx 1,7t_0$, где $t_0 = d_0/u \cdot \sqrt{\rho_l/\rho_g}$; u — относительная скорость потока и капли; ρ_l и ρ_g — соответственно плотность жидкости и газа. На рис. 1, в рост сигнала ФЭУ через 130 мкс ($t \approx 3,5t_0$) соответствует вспышке при интенсивном распаде капли. Датчики обычно регистрируют сильные пульсации давления при взрывном воспламенении, происходящем в следе капли ($M \leq 4,5$). При $M > 4,5$ процесс горения более интенсивный и плавный (см. рис. 2, б). Возрастание свечения через 200—250 мкс обусловлено здесь разрушением защитного покрытия. В экспериментах, когда фотоумножитель ориентирован снизу (с малым полем зрения), выяснено, что при $M \geq 3,7$ воспламенение происходит уже не в следе за каплей, а либо вблизи ее поверхности, либо непосредственно на самой капле.

Для демонстрации горения капель во времени на рис. 3 приведена фоторазвертка детонационной волны в вертикальной ударной трубе диаметром 70 мм и длиной 4,5 м в газокapельной системе керосин—кислород. Оптическая секция содержала щель длиной 240 и шириной 10 мм и располагалась внизу вблизи торца трубы. Самосвечение фотографировалось барабанным фоторегистратором, направление движения диска которого перпендикулярно оси трубы. Снимок ориентирован так, что вертикаль на нем параллельна оси трубы. Ясно видны траектории горящих с поверхности капель керосина, ускоряемых потоком газа. Светящиеся треки, движущиеся со скоростью газа, отвечают горящим микрокаплям, сорванным с поверхности основных капель.

Для проверки состоятельности экспериментальной методики регистрировалось воспламенение капель через кварцевый ввод фотоумножи-

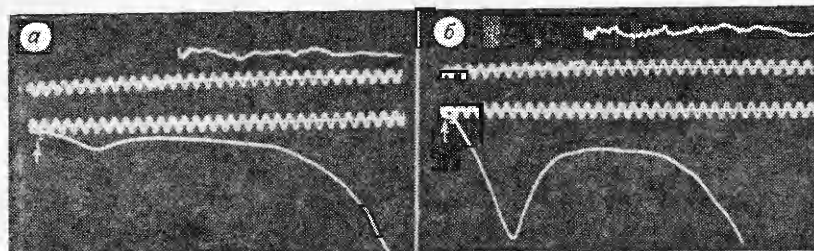


Рис. 2. Осциллограммы давления и свечения капель воды (а) и гексадекана (б) при $p_0 = 0,5$ атм, $L = 203$ мм, $T = 10$ мкс.

а) $M = 5,15$, $d_0 = 2,9$ мм, $t_0 = 28,5$ мкс; б) $M = 5,13$, $d_0 = 3,1$ мм, $t_0 = 30,5$ мкс.

телем ФЭУ-18А с применением светофильтра, выделяющего область излучения вблизи линий гидроксидов ОН (около 3000Å). Как и при измерениях обычным способом (без светофильтра), на стенке трубы наносилась жидкая пленка защитного покрытия, исключая «паразитное» свечение, и проводились контрольные опыты с каплей воды для выяснения сравнительного уровня световых сигналов при высокоинтенсивном газодинамическом взаимодействии горючего и окислителя. Широко известно, что излучение на волне гидроксидов ОН принадлежит спектру «горячего» пламени углеводородов и

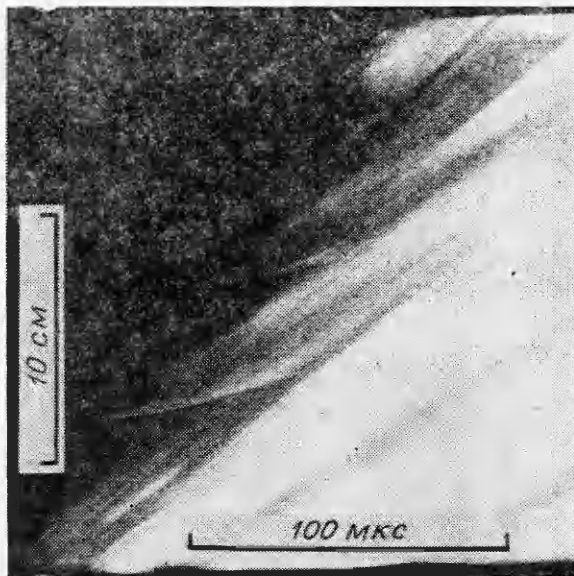


Рис. 3. Фоторазвертка самосвечения при детонации каплей керосина в кислороде ($d_0 \approx 2,3$ мм, $M \approx 4,8$, $p_0 = 1$ атм).

отсутствует в спектре «холодного» пламени. Задержки воспламенения каплей горючего, измеренные двумя описанными способами, совпали в пределах ошибки измерения, что свидетельствует о фиксации в данных экспериментах стадии «горячего» пламени.

Не замечено зависимости величины t_3 от вида исследуемого горючего при $M \geq 3,7$. Оказалось важным работать со свободно летящей каплей, в случае ее подвешивания наблюдались случаи более раннего воспламенения из-за влияния насадки. Эксперименты проводились обычно с каплями размером около 3 мм, на каплях с $d_0 \approx 1$ мм уровень свечения был более чем на порядок меньше, что не позволяло на фоне остаточного «паразитного» свечения надежно измерять задержку воспламенения.

На рис. 4 приведены результаты настоящих экспериментов по определению t_3 и данные работы [1] для каплей диэтилциклогексана в зависимости от числа Маха падающей ударной волны (дополнительно по осям отложены соответствующие значения температуры за ее фронтом). Из рис. 4 видно, что с повышением давления задержка воспламенения убывает. Обращают на себя внимание перегибы кривой t_3 в области больших и малых чисел Маха. Данные [1] соответствуют $t_3 \approx (2 \div 3)t_0$, т. е. времени интенсивного распада каплей. Различие с результатами настоящей работы вызвано тем, что в [1] задержку воспламенения связывают с появлением взрывных волн, сопровождающих развитие горения капли горючего.

Анализ шпирен-фотографий процесса (рис. 5) позволяет сделать выводы относительно структуры течения около капли, начала и харак-

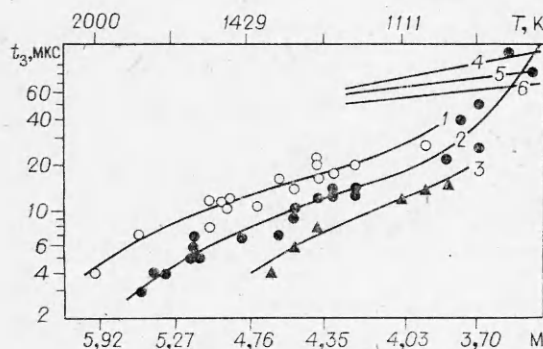


Рис. 4. Зависимости задержки воспламенения каплей от числа Маха ударной волны ($d_0 \approx 3 \pm 0,2$ мм).

p_0 , атм: 1 — 0,2, 2 — 0,5, 3 — 1, 4 — 0,33, 5 — 0,66; 4 — 6 — [1], диэтилциклогексан, $d_0 = 2,13$ мм.

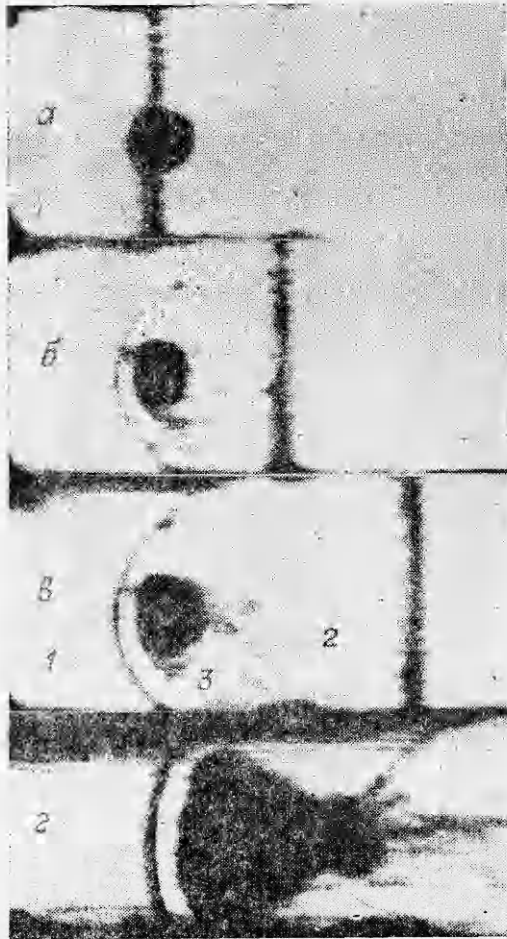


Рис. 5. Шлирен-снимки взаимодействия ударной волны с одиночной каплей ($p_0=0,5$ атм, $d_0=2,5$ мм, $M=3,9$), t , мкс: а) 0, б) 4, в) 8, г) 30.

При $M \geq 4,5 \div 4,7$ фиксируется воспламенение до момента срыва жидкости (см. рис. 4 и 6), т. е. загорание происходит на поверхности капли в пограничном слое. Задержка воспламенения здесь в основном определяется временем разогрева поверхности капли и образованием предельно бедной смеси. С уменьшением скорости ударной волны до $M \approx 4$ момент воспламенения удовлетворительно совпадает с началом срыва, что свидетельствует о слабой зависимости задержки воспламенения от времени индукции химических реакций τ_i . С уменьшением скорости волны до $M \approx 3,5 \div 3,3$ τ_i резко возрастает, хотя не происходит существенного изменения скорости и характера физических процессов, определяемых газодинамическими параметрами системы. Область $M \leq 3,4 \div 3,3$ наиболее трудна для исследования воспламенения капель. Естественно, когда $t_a > t_{ic}$, смесь накапливается в следе и по истечении периода химической индукции происходит ее воспламенение. Характер такого воспламенения обычно взрывной. Теоретическому анализу этой задачи посвящена работа [16].

В связи с влиянием на величину t_a физических процессов, подготавливающих систему к воспламенению и последующему горению, остановимся на них подробнее. При прохождении фронта ударной волны через каплю происходит формирование пограничных слоев в потоке ударно-сжатого газа вблизи ее поверхности и непосредственно в самой капле. Следуя [16] и ограничиваясь первым приближением для нестациона-

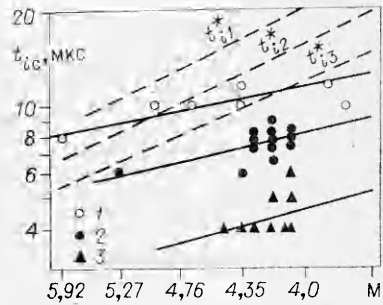


Рис. 6. Время срыва горючего с капли потоком газа за фронтом ударной волны.
 p_0 , атм: 1—0,2, 2—0,5, 3—1.

тера ее разрушения. На снимках вблизи капли видна головная ударная волна (1), хвостовой скачок (2), градиентная зона в газе (3). Несимметричность теневой картины снизу и сверху обусловлена горизонтальным положением щели теплеровской установки. Рис. 5, в соответствует началу срыва жидкости с капли, дальнейшее разрушение капли приведено на рис. 5, г. По теплерограммам измерено время начала срыва жидкости с капли t_{ic} (рис. 6). Смещение капли x в лабораторной системе координат можно за первые 60—80 мкс аппроксимировать зависимостью $\bar{x} \approx 0,8\bar{t}^2$, где $\bar{x} = x/d_0$, $\bar{t} = t/t_0$. Коэффициент сопротивления за тот же промежуток времени $c_D \approx 2,1$ (вы-

нарных уравнений пограничного слоя в несжимаемой жидкости, для времени формирования (t_i) пограничного слоя толщиной δ на капле получим оценку $t_i \approx \delta^2/16\nu_f$, где ν_f — кинематическая вязкость жидкости. Срыв слоя жидкости с капли происходит вблизи ее экваториального сечения при $We \geq Re^{0.5}$ (где We и Re — числа Вебера и Рейнольдса; $We = \rho_g u^2 d_0 / \psi$; $Re = \rho_g u d_0 / \mu_g$; ψ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости; μ_g — вязкость газа). К моменту времени $t_i^* = \delta_*^2/16\nu_f$ заканчивается формирование установившегося пограничного слоя с толщиной δ_* .

Обычно в моделях предполагается, что толщина срываемого с капли слоя жидкости соответствует δ_* [17—23], а срыв происходит с момента времени $t_{ic} = t_i^*$ [20—22]. В работе [15] для определения минимальной толщины срываемого слоя (δ_c) использовался критерий равенства кинетической энергии пограничного слоя в миделевом сечении и работы по преодолению сил поверхностного натяжения при отрыве этого слоя:

$$\rho_f \int_0^{\delta_c} \frac{u_f^2}{2} dy = \psi. \text{ Однако в данном случае отрыв связан с эффектами, обус-$$

ловленными напором потока газа и кривизной капли. Так, в плоском случае критерий может быть выполнен, но отрыва жидкости не произойдет, поскольку давление в пограничном слое нигде не возрастает в направлении движения газа. Из приведенного в [15] критерия можно получить оценку для $\delta_c \approx 22\psi/\rho_f(Au)^2$, где $A = (\mu_g\rho_g/\mu_f\rho_f)^{1/6}$ и для времени $t_{ic} \approx 30\psi/\rho_f\mu_f(Au)^4 \approx 10^{-9} \div 10^{-10}$ с, что на 3—4 порядка меньше измеренной по теплерограммам величины t_{ic} (см. рис. 6).

На рис. 6 штриховыми линиями обозначено время $t_i^* \approx 0,27t_0(\rho_g/\rho_f)^{1/6}(\mu_f/\mu_g)^{1/3}$ [21, 22] ($t_i^* \approx 0,35 \div 0,45t_0$).

По истечении периода t_{ic} тонкая струя жидкости, срывающаяся с капли, распадается в непосредственной близости от места срыва за счет неустойчивостей Гельмгольца и Тейлора, действия капиллярных сил и влияния турбулентных пульсаций. Теневые искровые снимки [24] показывают, что срывающаяся жидкость превращается в туман уже вблизи от экваториального сечения. Туман со средним размером микрокапель $d \approx \delta_* \approx 21d_0\nu_f/Au \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$ м сносится вниз по потоку, быстро испаряясь по известным законам. Под влиянием деформации и развития неустойчивости происходит распад капли и дальнейшее разрушение осколков. Параллельно с этими процессами идет развитие химических реакций, и на определенной стадии разрушения капли или после ее разрушения происходит воспламенение и сгорание горючего. При больших τ_i капля в потоке успевает существенно раздробиться, ускориться до скорости потока, испариться и перемешаться. Таким образом, в области верхнего перегиба кривой t_s ($M < 4$) определяющую роль начинают играть химические реакции.

В этой связи остановимся на анализе работ по воспламенению заранее перемешанных гомогенных смесей, период индукции химических реакций которых совпадает (в отличие от гетерогенных систем) с измеряемой задержкой воспламенения. Детальная кинетика горения углеводородов во многом не ясна, поэтому экспериментальное исследование процессов их горения является практически единственным возможным и позволяет установить порядки реакции по компонентам и эффективную энергию активации. Наиболее надежные результаты по воспламенению гомогенных смесей получены с помощью методики ударных волн. Исследования проводятся, как правило, на сильно разбавленных смесях, чтобы избежать эффектов, связанных с существованием поперечных возмущений во фронте. Отметим, что представляется полезным подход, изложенный в [25, 26], где обнаружена корреляционная зависимость между периодом индукции τ_i и размером ячейки во фронте детонационной волны; для ряда смесей $t_n/\tau_i \approx 3 \pm 1,2$ (где t_n — время между последовательными соударениями поперечных волн в ячейке). Этот факт позволит

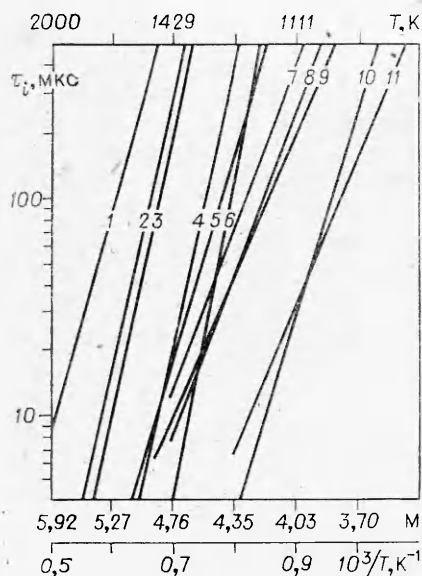


Рис. 7. Период индукции воспламенения однородных стехиометрических смесей предельных углеводородов с кислородом; $p_0=0,5$ атм.

1 — CH_4 [32]; 2 — CH_4 , $E=52\,300$ кал/моль [28]; 3 — CH_4 , $E=53\,060$ кал/моль [27]; 4 — CH_4 , [30]; 5 — C_3H_8 , $E=42\,200$ кал/моль [29]; 6 — C_3H_8 [33]; 7 — C_3H_8 [32]; 8 — C_4H_{10} [30]; 9 — C_7H_{16} [30]; 10 — C_7H_{16} , $E=32\,900$ кал/моль [34]; 11 — C_8H_{18} , $E=27\,600$ кал/моль [31].

углеводородов за фронтом отраженных [27—31] и падающих [32, 33] ударных волн. В [27] для метано-кислородных смесей, разбавленных аргонном, получена зависимость $\tau_i = 2,5 \cdot 10^{-15} [\text{CH}_4]^{0,32} [\text{O}_2]^{-1,02} [\text{Ar}]^{0,0} \exp(53\,060/RT)$ с (где концентрация в моль/см³, $R = 1,986$ кал/(моль · град)). В [28] для аналогичной смеси выражение имеет вид $\tau_i = 4,4 \cdot 10^{-15} \times [\text{CH}_4]^{0,33} [\text{O}_2]^{-1,03} \exp(52\,300/RT)$ с. Период индукции смесей C_3H_8 — O_2 — Ar в [29] аппроксимирован выражением $\tau_i = 4,4 \cdot 10^{-14} [\text{C}_3\text{H}_8]^{0,57} \times [\text{O}_2]^{-1,22} \exp(42\,200/RT)$ с.

В работах [30—33] получены экспериментальные данные по воспламенению CH_4 , C_4H_{10} , C_7H_{16} [30], C_7H_{16} , C_8H_{18} [31], CH_4 , C_3H_8 [32] и C_3H_8 [33]; выражения для τ_i не приводятся. Данные [27—33] получены при низких абсолютных концентрациях горючего и окислителя. На рис. 7 представлены зависимости τ_i от температуры за фронтом падающей ударной волны для стехиометрических смесей углеводородов с кислородом. Кривые 2, 3, 5 построены по приведенным выше зависимостям, остальные — по приближенной формуле $\tau_i = \alpha/pr$, учитывающей лишь общее давление за фронтом и относительную концентрацию кислорода (r). Авторам не известны работы по измерению задержек воспламенения предельных углеводородов, молекулярная масса которых больше, чем у гептана и октана.

На основании представленных на рис. 7 данных можно проследить некоторые закономерности в изменении энергии активации и периода химической индукции. С ростом молекулярной массы углеводорода уменьшаются E и τ_i . Это позволяет предположить, что энергия активации и индукционные периоды смесей декана, керосина и гексадекана будут меньше, чем у приведенных на рисунке.

Рассмотрим рис. 8, на котором сплошной линией, проходящей по точкам, изображена зависимость времени задержки воспламенения капле гексадекана от числа Маха падающей ударной волны. Здесь же нанесена зависимость τ_i для октана (см. рис. 7) и штриховой линией — предполагаемая зависимость τ_i для стехиометрической смеси гексаде-

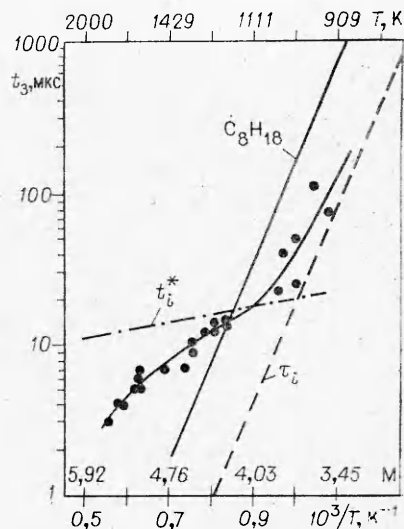


Рис. 8. Физико-химические характеристики воспламенения капле гексадекана ($d_0 = 3 + 0,2$ мм, $p_0 = 0,5$ атм).

при измерениях расширить диапазон концентраций, температур и τ_i до 10^{-8} — 10^{-9} с.

В работах [22—23] исследуется процесс воспламенения предельных

кап — кислород (асимптота к экспериментальной кривой в области малых температур). Штрихпунктирная линия описывает аналитическую зависимость времени формирования развитого пограничного слоя t_i^* . Видно, что при $M \geq 4$ τ_i мало и задержка воспламенения определяется в основном временем протекания подготовительных физических процессов (t_{π}): разогревом поверхности капли, срывом слоя жидкости с капли, перемешиванием. При этом $t_3 \approx t_{\pi}$.

При $M < 4$ ($T < 1100$ К) уже заметную и даже определяющую роль начинает играть время развития химических реакций, которые сильнее зависят от температуры, чем процессы, ответственные за подготовку системы к горению. В пределе, когда $\tau_i \gg t_{\pi}$ ($M < 3,2$, $T < 800$ К) время задержки воспламенения для капель горючего будет стремиться к величине τ_i для гомогенной смеси ($t_3 \approx \tau_i$). В этом случае капля успевает разрушиться, ускориться до скорости потока газа, определенная часть ее испаряется и образуются объемы горючей гомогенной смеси, в которых и происходит воспламенение. Резкое возрастание задержки воспламенения капель при малых M , связанное с увеличением периода индукции химических реакций, воспринимается в эксперименте как предел воспламенения [1, 5], тем более, если для исследования применяются недостаточно длинные ударные волны, температура и давление за фронтом которых постепенно спадают. В связи с этим обнаруженный в [1, 5] предел воспламенения носит условный характер.

На основании проделанных экспериментов и результатов анализа можно считать: при $M \geq 4$ $t_3 \approx t_{\pi} \approx t_i^*$ (в действительности $t_{\pi} \approx t_{ic} < t_i^*$, но из-за малой скорости массорасхода с капли на стадии «обдирки» этим эффектом можно пренебречь); при $M \leq 4 \div 3,5$ $t_3 \approx t_{\pi} + \tau_i$. С ростом давления уменьшаются t_{π} , τ_i и t_3 . Уменьшение начального диаметра капли приведет к уменьшению задержки воспламенения лишь в области больших чисел Маха, где t_3 определяется в основном временем $t_{\pi} \approx t_i^*$, зависящим от d_0 .

Заметим, что полученные результаты имеют отношение и к определению минимальной скорости самоподдерживающейся детонации в газокapельной среде с потерями.

Подведем итоги выполненной работы.

Проведено экспериментальное исследование процесса воспламенения капель углеводородных горючих в падающих ударных волнах в широком диапазоне чисел Маха; проделан анализ воспламенения и предложена физическая модель явления; показано, что при воспламенении капель горючего в падающей ударной волне характерное время протекания физических процессов, ответственных за подготовку системы к горению, коррелирует с началом срыва слоя жидкости с капли ($t_{\pi} \approx t_{ic} \approx t_i^*$).

В слабых ударных волнах ($M < 3,5 \div 3,0$) задержка воспламенения капель горючего определяется в основном периодом индукции химических реакций, в сильных ударных волнах — временем протекания подготовительных процессов; воспламенение капель горючего в сильных ударных волнах может происходить на стадии «обдирки» (или раньше) у поверхности капли; в зависимости от интенсивности ударной волны наблюдаются случаи взрывного и невзрывного воспламенения капель горючего.

Авторы благодарят В. А. Субботина за содействие в работе и В. В. Митрофанова за ряд полезных замечаний.

Поступила в редакцию 29/XII 1981,
после доработки — 13/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. C. W. Kauffman, J. A. Nicholls. AIAA J., 1971, 9, 5.
2. C. W. Kaufman, J. A. Nicholls. K. A. Olzman. Comb. Sci. Techn., 1971, 3, 4.
3. S. Wojcicki. Arch. Proc. Spalania, 1970, 1, 2.

4. P. L. Lu, N. Slagg. *Astron. Acta*, 1972, 17, 4—5.
5. P. L. Lu, N. Slagg et al. *Acta Astron.*, 1974, 1, 9—10.
6. P. L. Lu, N. Slagg et al. *Acta Astron.*, 1979, 6, 7—8.
7. A. Wierzba, S. Wojcicki. *Arch. Proc. Spalania*, 1972, 3, 4.
8. А. Вежба. *ФГВ*, 1974, 10, 5.
9. A. S. Wierzba, C. W. Kauffman, J. A. Nichols. *Comb. Sci. Techn.*, 1974, 9, 5—6.
10. H. Kawada, Y. Yoshizawa, K. Kurokawa. *Acta Astron.*, 1974, 1, 5—6.
11. Б. Е. Гельфанд, В. Н. Калинин и др. *Докл. АН СССР*, 1978, 240, 3.
12. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. *Докл. АН СССР*, 1979, 247, 5.
13. А. А. Муталибов, Б. Е. Гельфанд и др. *Докл. АН СССР*, 1980, 250, 5.
14. А. В. Пинаев, В. А. Субботин. *ФГВ*, 1982, 18, 5.
15. T. H. Pierce, C. W. Kaufman, J. A. Nicholls. *AIAA Paper*, 1975, N 163.
16. Г. Шлихтинг. *Теория пограничного слоя*. М.: Наука, 1974.
17. O. G. Engel. *J. Res. Nat. Bur. Standards*, 1958, 60, 3.
18. A. A. Ranger, J. A. Nicholls. *AIAA J.*, 1969, 7, 2.
19. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. *ФГВ*, 1970, 5, 3.
20. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. *ПМТФ*, 1970, 5.
21. А. А. Ranger, *Astron. Acta*, 1972, 17, 4—5.
22. А. В. Пинаев. *ФГВ*, 1978, 14, 1.
23. V. V. Mitrofanov, A. V. Pinaev, S. A. Zhdan. *Acta Astron.*, 1979, 6, 3—4.
24. G. D. Waldman, W. G. Reinecke. *AIAA J.*, 1972, 10, 9.
25. В. И. Манжалеи, В. А. Субботин. *ФГВ*, 1976, 12, 6.
26. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. *ФГВ*, 1977, 13, 3.
27. T. Tsuboi, H. G. Wagner. 15-th Sympos. (Intern.) on Comb. Pittsburgh, 1974.
28. A. Grillo, M. W. Slack. *Comb. Flame*, 1976, 27, 3.
29. A. Burcat, K. Litshits, G. B. Skinner. 13-th Sympos. (Intern.) on Comb. Pittsburgh, 1974.
30. С. М. Когарко, А. А. Борисов. *Изв. АН СССР. ОХИ*, 1960, 8.
31. A. Burcat, R. C. Farmer et al. *Comb. Flame*, 1979, 36, 3.
32. R. D. Hawthorn, A. C. Nixon. *AIAA J.*, 1966, 4, 3.
33. B. F. Myers, E. R. Bartle. *AIAA Paper*, 1968, N 633.

**О СУЩЕСТВОВАНИИ И ЕДИНСТВЕННОСТИ
СТАЦИОНАРНОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ЗАДАЧИ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ
В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ**

П. Л. Гусика

(Ленинград)

1. В ряде технологических процессов используются двухфазные пузырьковые среды [1] (барботаж газа через слой жидкости) или суспензии [2] (бисерная полимеризация частиц (капель) полимеризующегося вещества в жидкости). Для таких сред характерны малые размеры частиц (пузырьков) дискретной фазы при достаточно высокой ($\sim 10^{-1}$) ее объемной концентрации. Поскольку размеры частиц (пузырей) значительно меньше расстояний между ними, то их непосредственным взаимодействием друг с другом можно пренебречь по сравнению с влиянием на них непрерывной фазы. Это может привести к тому, что жидкость, играя роль теплоносителя, будет передавать тепло от разогретой части дискретной фазы, где идет интенсивная экзотермическая реакция, в область, где происходит ее разогрев в основном за счет теплообмена с непрерывной фазой. Такая особенность пузырьковых сред определяет принципиальную возможность распространения в них самоподдерживающейся экзотермической реакции, отдельные закономерности которой впервые рассмотрены в работах [3, 4].

Аналогичный процесс может осуществиться и в суспензии при экзотермической реакции в дискретной фазе [5]. С математической точки зрения процесс распространения экзотермической волны в пузырьковой среде и в суспензии при определенных условиях описывается одинаковыми по форме уравнениями.

В работах [3, 4] не обсуждается вопрос о существовании и единственности решения рассматриваемой системы уравнений, а найденное