

Рис. 4.

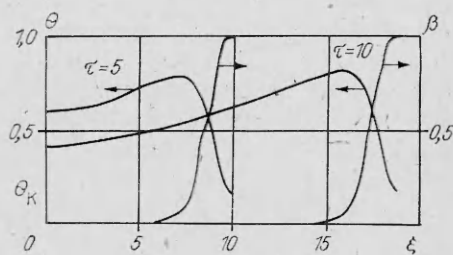


Рис. 5.

В заключение отметим, что зависимость величины  $\beta$  от пространственной координаты для случая  $\Theta_k = \Theta_0$  и  $\Theta_k = \Theta_0$  имеет качественные различия. Если в первом случае это плавная кривая, то во втором распределение имеет несколько ступенек.

Поступила в редакцию 21/IX 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
2. Т. И. Ивлева, А. Г. Мержанов, К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1980, 16, 2, 3.
3. A. Mineo, A. Matsuda, T. Kurosu e. a. Solid State Comm., 1973, 13, 3, 329.
4. M. Kikuchi, A. Matsuda, T. Kurosu e. a. Solid State Comm., 1974, 14, 8, 731.
5. T. Takamory, R. Messier, R. Roy. J. Material Sci., 1973, 8, 12, 1809.
6. R. Messier, T. Takamory, R. Roy. J. Material Sci., 1974, 9, 1, 159.
7. R. Messier, T. Takamory, R. Roy. Solid State Comm., 1975, 16, 3, 311.

### ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ДЕТОНАЦИИ В СИСТЕМЕ ГАЗ — ПЛЕНКА С УЧЕТОМ МЕХАНИЧЕСКОГО УНОСА ГОРЮЧЕГО

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

#### Введение

Экспериментальному исследованию детонации в системе пленка горючего — газообразный окислитель посвящено много работ, например [1—6]. В них отражены закономерности распространения детонационных волн в трубах различной геометрии в широком диапазоне начальных давлений окислителя, толщин пленки, физико-химических свойств горючего. Например в [2, 3, 6] показано, что характерная особенность детонации в таких системах состоит в значительной протяженности зоны реакции (0,1—0,3 м) по сравнению с газовой детонацией. Экспериментально обнаружено [1—3], что скорость распространения гетерогенной детонации меньше скорости гомогенной газовой детонации того же состава.

Теоретический анализ структуры детонации сопряжен с существенными трудностями из-за неоднородного течения и неоднородного энерговыделения за фронтом волны. Существующие модели [4, 5, 7, 8] позволяют оценить скорость волны, но не в состоянии предсказать длину зоны горения и некоторые особенности гетерогенной детонации. Наблюдаемое же уменьшение скорости гетерогенной детонации по сравнению с газовой объясняется потерями тепла и количества движения в зоне реакции. Другие возможные причины, такие как недогорание горючей смеси в зоне реакции, не рассматриваются.

Основываясь на предположении о ведущей роли испарения жидкого горючего в процессе смесеобразования за волной, в [4, 5, 7] получено значение длины зоны реакции  $\sim 1$  м при стехиометрическом начальном

составе. В [2, 9, 11] отмечено, что возможным механизмом смесеобразования состоит в разрушении пленки жидкости под действием высокоскоростного газового потока за детонационной волной. Экспериментальные исследования поведения пленок жидкости за ударными волнами [9—11] показывают, что за фронтом волны действительно имеет место интенсивный процесс первоначального дробления жидкости с последующим установлением в канале стационарного дисперсионно-кольцевого течения со срывом капель. Согласно опытам [11], время развития возмущения на поверхности при прохождении над ней ударной волны ( $M \sim 5$ ) составляет несколько микросекунд. При этом различие вязкости используемых жидкостей практически не отражается на поведении пленки [9, 11]. Длительность тепловыделения в волнах гетерогенной детонации значительно превышает указанный период индукции. Это означает, что при исследовании процессов смесеобразования за детонационными волнами необходимо учитывать, помимо испарения, механический унос жидкости с поверхности.

Общим недостатком существующих моделей является их ограничение рассмотрением лишь «тонких» пленок, т. е. таких, которые не разрушаются под действием газового потока. Подход, примененный в [12], не учитывает возможные механизмы развития возмущений на границе раздела фаз. Рассмотрение «толстых» пленок [8] в рамках диффузионной модели, не учитывающей распыл горючего, требует серьезного обоснования. В [13] предложен полумпирический критерий устойчивости поверхности пленки жидкости при стационарном обдуве ее газовым потоком, показывающий, что толщина устойчивой пленки за волной с числом Маха  $M = 4 \div 5$  (характерной для детонации) не превышает нескольких микрометров, а поверхность пленок большей толщины не остается гладкой.

Исследования механизма разрушения пленок [14] показывают, что существует предельный размер капель, срывающихся с ее поверхности (5—6 мкм для воды), который не изменяется при увеличении скорости газа. Экспериментальные наблюдения за разрушением пленки жидкости за ударными волнами действительно свидетельствуют о том, что капли имеют размеры  $\sim 10$  мкм. Воспламенение смеси за фронтом волны, по-видимому, подобно воспламенению струи горючего, впрыскиваемой в высокоскоростной высокотемпературный поток газообразного окислителя. Капли в рассматриваемой системе настолько малы, что они, согласно [15], испаряются раньше, чем начинают гореть. В зоне реакции происходит гомогенное горение, но из-за наличия газочапельного слоя может иметь место значительное недогорание горючего. Это может привести к тому, что тепловыделение за детонационной волной окажется двухзонным, а плоскость Чепмена — Жуге будет находиться в сечении, до которого произошло воспламенение и быстрое сгорание предварительно приготовленной парогазовой смеси. Дальнейший механический унос жидкости с поверхности пленки и испарение капель в потоке приведет к медленному выгоранию испаренного топлива по мере перемешивания с окислителем, если последний не израсходован ранее. В [4, 5] показано, что на кривой энерговыведения имеется максимум, расположенный на значительном расстоянии за фронтом детонационной волны. Местоположение плоскости Чепмена — Жуге без достаточных аргументов отождествляется в [4, 5] с сечением максимального энерговыведения.

В настоящей работе проведен приближенный расчет параметров стационарной детонации с учетом двух механизмов смесеобразования: механического уноса жидкости и ее испарения.

#### Постановка задачи

Рассмотрим движение стационарной детонационной волны со скоростью  $u_1$  в трубе диаметра  $d_0$ , на стенке которой нанесен слой горючего толщиной  $h_1$ . Труба заполнена окислителем с температурой  $T_1$  и

давлением  $p_1$ . Параметры газа перед волной имеют индекс 1, за волной — 2, в плоскости Чепмена — Жуге — 3, на поверхности пленки —  $w$ , параметры жидкости —  $L$ . Задача решается в системе покоящегося фронта волны.

Пусть механический унос жидкости с поверхности пленки начинается сразу за фронтом волны, капли монодисперсны и имеют предельный размер, определяемый по методу [14]. Поскольку распыленное топливо состоит из очень мелких капель, то последние испаряются раньше, чем начинается горение. В силу малости относительных скоростей капель и газового потока испарение будем рассматривать без учета конвективных поправок.

Исследование характеристик воспламенения горючей смеси не входило в цель данной работы. Теоретический анализ воспламенения такой смеси в литературе отсутствует, как и систематизированные сведения об экспериментально измеренных задержках воспламенения во всем диапазоне начальных составов системы. Кроме того, существует большой разброс в данных различных авторов. Для простоты предположим, что горючая смесь воспламеняется сразу после испарения распыленного горючего за фронтом волны.

Горение в зоне реакции полностью гомогенное. Если принять, что скорость горения определяется скоростью поступления непрореагировавших паров горючего к фронту пламени, то анализ энерговыделения сводится к модели диффузионного пламени [5]. Перечисленные предположения позволяют использовать для приближенного описания распространения детонации в системе газ — пленка простую одномерную модель [5]. В основу модели [5] положены модифицированные уравнения Ренкниа — Гюгонно с потерями в зоне реакции

$$\rho_1 u_1 (1 + \Phi) = \rho_3 a_3, \quad (1)$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 (1 + \Phi) + WL = p_3 + \rho_3 a_3^2; \quad (2)$$

$$(i_1 + u_1^2/2) \rho_1 u_1 + \rho_1 u_1 \Phi Q_1 + QS - QW = \rho_3 a_3 (i_3 + a_3^2/2).$$

Здесь  $p$ ,  $\rho$ ,  $T$ ,  $i$ ,  $u$  — давление, плотность, температура, энтальпия и скорость соответственно;  $\Phi$  — отношение массы горючего к массе окислителя в сечении трубы;  $WL$  — потеря импульса на стенке трубы;  $QS$  — работа вязких сил трения в зоне реакции;  $QW$  — тепловые потери в зоне реакции;  $Q$  — полная энергия жидкого топлива, поступающего в зону реакции. Параметры  $WL$ ,  $QS$  и  $QW$  вычисляются по формулам

$$WL = \frac{\Pi}{A_c} \int_0^L \tau_w dx = \frac{A_s}{A_c} c_f \rho_1 u_1^2 \frac{(u_1 - u_2)^2}{2u_1 u_2},$$

$$QS = \frac{\Pi}{A_c} \int_0^L q_s dx = \frac{A_s}{A_c} c_H \rho_1 u_1^3 \frac{(u_1 - u_2)^2}{2u_1 u_2},$$

$$QW = \frac{\Pi}{A_c} \int_0^L q_w dx = \frac{A_s}{A_c} c_H \rho_2 (u_1 - u_2) [i_1 + (u_1 - u_2) u_1 - i_w].$$

Здесь  $\Pi$  — периметр трубы;  $A_c$  — площадь поперечного сечения;  $A_s$  — площадь поверхности трубы в зоне реакции;  $L$  — длина зоны реакции;  $c_f$  и  $c_H$  — коэффициенты сопротивления и теплоотдачи;  $\tau_w$ ,  $q_s$  и  $q_w$  — трение, работа и тепловой поток соответственно.

Уравнения (1), (2) сводятся к биквадратному алгебраическому уравнению относительно числа  $M_1$  детонационной волны

$$\lambda_1 M_1^4 + 2\lambda_2 M_1^2 + \lambda_3 = 0, \quad (3)$$

причем  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  — функции числа  $M_1$  и параметров  $QS$ ,  $QW$  и  $WL$ . Аналитические выражения для  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  можно найти в [5].

Уравнение (3) является основой для определения скорости распространения детонации в газопленочной системе и параметров в плоскости Чепмена — Жуге методом последовательных приближений. Для расчета  $QS$ ,  $QW$  и  $WL$  необходимо определить  $\tau_w$  и  $q_w$  по всей зоне реакции и длину зоны реакции  $L$ . Поскольку параметры потока за детонационной волной изменяются по длине зоны реакции, введены упрощающие предположения. Отметим только те из них, которые видоизменены по сравнению с [5] или добавлены к модели.

При определении  $QS$ ,  $QW$  и  $WL$  будем исходить, в отличие от [5], из условия, что поверхность пленки жидкости негладкая. Граница раздела газ — жидкость возмущена и представляет собой нерегулярную структуру волн и всплесков со срывом капель. Анализ структуры поверхностных волн по экспериментальным данным [10, 16, 17] показывает, что отношение длины волны к ее амплитуде в среднем составляет 0,5—1,5. Этот факт позволяет рассматривать возмущенную поверхность пленки как поверхность с равномерно распределенной плотной шероховатостью. Согласно [18], тепловой поток на такую поверхность в 1,9 раза выше, чем на гладкую поверхность. Поскольку результаты [19] свидетельствуют о приближенной справедливости аналогии Рейнольдса на возмущенной поверхности жидкости, то трение и теплообмен в зоне реакции могут быть определены так же, как в [5], только с поправкой на шероховатость. Расчет трения и теплообмена может быть проведен и на основе результатов [16, 17], устанавливающих связь между поверхностной структурой жидкости и эквивалентным коэффициентом песочной шероховатости Никурадзе.

В рамках упрощенного анализа пренебрежем струйными эффектами, т. е. взаимодействием капель друг с другом. Влияние капель на процессы у поверхности пленки не рассматриваем. Последнее допущение, необходимое для расчета потерь  $\tau_w$  и  $q_w$  в зоне реакции, приемлемо, поскольку степень влияния капель на процессы у поверхности пленки определяется размером капель, их количеством и временем пребывания в пограничном слое. Размер капель и время их пребывания вблизи поверхности, как отмечалось ранее, малы и удовлетворяют принятому допущению.

Основное отличие принятой модели расчета параметров гетерогенной детонации от [5] — введение дополнительного механизма массопереноса в зоне реакции: механический унос жидкости с гребней поверхностных волн. Поскольку в литературе отсутствует теоретический анализ срыва капель с поверхности жидкости в высокоскоростных газовых потоках, для описания процесса целесообразно воспользоваться полуэмпирическими соотношениями. Например, использование результатов [19] позволяет записать закон изменения толщины пленки в виде

$$\frac{dh}{dx} = - \frac{2}{\rho_L u_1} (m_v + m_E), \quad x = 0, \quad h = h_1, \quad (4)$$

где

$$m_v = [1 + 14,1 (\rho_2 u_2^2)^{-0,4} (T_2/T_w)^{-0,2}] q_w/h_v, \quad (4a)$$

$$m_E = [10^{-4} (\rho_2 u_2^2)^{0,5} (T_2/T_w)^{0,25} \sigma^{-1} - 0,1] \rho_L u_w h. \quad (4b)$$

Здесь  $T_w$  — температура поверхности пленки;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкого горючего;  $u_w$  — скорость поверхности пленки;  $h_v$  — удельная теплота парообразования горючего. В выражение для массового потока за счет испарения  $m_v$  входит коэффициент, учитывающий интенсификацию турбулентного теплообмена на шероховатой поверхности. В случае гладкой поверхности величина в квадратных скобках в (4a) равна единице. Выражение для массового потока за счет срыва капель  $m_E$  выведено на основе предположения о пропорциональности механического массопереноса массовому потоку жидкости в пограничном слое и о линейном профиле скорости в пленке.

Расчеты пленочного охлаждения [20] свидетельствуют, что механический унос жидкости с поверхности пленки составляет до 80% всего массового уноса. Зависимость  $m_E$  от температуры слабая, поэтому можно для простоты выкладок принять за температуру поверхности пленки какую-либо характерную температуру жидкости. Примем, что жидкость имеет максимально возможную температуру, определяемую из уравнения баланса тепла

$$q_w = m_v h_v$$

и соотношения [21]

$$m_v = q_w c_w / (i_e - i_w)(1 - c_w),$$

дающими при использовании закона Дальтона

$$\frac{h_v}{i_e - i_w} = (p_2/p_v^H - 1) M_g/M_v. \quad (5)$$

Здесь  $c_w$  — концентрация пара жидкости на поверхности пленки;  $i_e$  — полная энтальпия газа в ядре потока;  $p_v^H$  — давление насыщенных паров на поверхности пленки. Из уравнения (5), зная зависимость  $p_v^H(T_w)$ , можно найти искомую температуру поверхности пленки.

Плоскость Чепмена — Жуге в рассматриваемой системе при начальных составах  $\Phi \leq \Phi^0$  будем отождествлять с сечением, где происходит полное испарение горючего ( $\Phi^0$  — стехиометрический состав). В отличие от модели [5], где плоскость Чепмена — Жуге располагалась в сечении полного испарения пленки горючего, принятый в настоящей работе подход подразумевает не только исчезновение пленки, но и полное испарение капель, находящихся в потоке. Такой подход к определению длины зоны реакции отражает лишь тот факт, что выбранное сечение трубы характерно для данной задачи. Строгий подход к определению положения плоскости Чепмена — Жуге требует учета двухзонности энерговыделения. Однако из-за отсутствия сведений по задержкам воспламенения он не представляется возможным. В рамках рассматриваемой модели координата плоскости Чепмена — Жуге дает максимальную оценку для длины зоны реакции. Для очень тонких пленок ( $h_1 \sim 1$  мкм) механический унос горючего отсутствует и длина зоны реакции определяется интенсивностью ее испарения. Это означает, что метод определения координаты плоскости Чепмена — Жуге, предложенный в [5], является предельным случаем для подхода, используемого в настоящей работе.

Для начальных составов  $\Phi > \Phi^0$  можно предположить, что длина зоны реакции соответствует длине зоны при  $\Phi = \Phi^0$ . Поскольку здесь рассматривается максимальная оценка для длины зоны реакции, это предположение будет означать следующее. В пленке горючего при  $\Phi > \Phi^0$  всегда можно выделить слой, толщина которого соответствует «стехиометрической» толщине, т. е. такой, при которой начальный относительный состав смеси  $\Phi = \Phi^0$ . Плоскость Чепмена — Жуге в этом случае отождествляется с сечением, в котором происходит полное испарение горючего из этого слоя. Для  $\Phi \geq \Phi^0$  столкновение границы движущейся жидкости со стенкой трубы происходит внутри зоны реакции и профиль скорости в «стехиометрическом» слое более заполнен, чем линейный. Тем самым выражение (46) занижает скорость массоуноса, поэтому получаем оценку сверху для координаты плоскости Чепмена — Жуге. При  $\Phi \gg \Phi^0$  ошибка, связанная с введением «стехиометрического» слоя с линейным профилем скорости, компенсируется тем, что в толстых пленках отмечается экспоненциальный характер изменения скорости по толщине.

Закон испарения капель горючего взят в форме

$$d^2 - d^2_0 = \dot{K}t,$$

где  $d_i$  — начальный диаметр капли;  $d$  — диаметр капли в момент времени  $t$ ;

$$K = 8\rho_2 D_2 / \rho_L \cdot \ln(1 + B)$$

— коэффициент скорости испарения капли [15];  $D_2$  — коэффициент диффузии;  $B$  — параметр Сполдинга [5].

Как и в [5], при определении параметров детонационной волны будем использовать зависимости показателя адиабаты  $\gamma$  и тепловыделения на килограмм смеси, рассчитанные для гомогенной газовой детонации того же состава.

### Результаты расчетов

На основе модели [5] с описанными выше особенностями проведен расчет методом последовательных приближений для системы диэтилциклогексан — кислород. Начальные параметры  $p_1 = (1 \div 2) \cdot 10^5$  Па,  $T_1 = 300$  К соответствовали параметрам, используемым в экспериментах по детонации [2—6]. На рис. 1, 3, 4 проведено сравнение результатов расчета по модели [5], где единственным механизмом смесеобразования являлось испарение жидкого горючего, и по модели, предложенной в настоящей работе. На графики нанесены также экспериментальные точки, полученные в [2, 3, 5, 6].

Из рис. 1 видно, что предположение о полном сгорании в зоне реакции при  $\Phi \geq \Phi^0$  неверно и дает завышенные скорости стационарной детонации в системе. Введение коэффициента недогорания  $k$  позволяет хорошо описать экспериментальные результаты. На рис. 2 построена зависимость  $k(\Phi/\Phi^0)$ . Тот факт, что  $k \rightarrow 0$  при  $\Phi \rightarrow 0$ , согласуется с экспериментальными наблюдениями. Условие  $k \rightarrow 0$  соответствует очень тонким пленкам, поверхность которых остается гладкой при прохождении ударной волны.

Недогорание горючей смеси в зоне реакции может быть следствием того, что плоскость Чепмена — Жуге устанавливается в месте окончания задержки воспламенения, т. е. на поддержание волны идет только энергия, заключенная в массе капель, накопленных к моменту окончания времени индукции реакции. Действительно, если предположить, что задержка воспламенения в рассматриваемой системе одного порядка с временем испарения капли, срывающейся с поверхности пленки, то расчет по формуле (4) дает уменьшение на 40—60% толщины пленки на расстоянии  $l = \tau_{инд} u_1$  при условии полного сгорания смеси в зоне реакции. В случае недогорания  $0 < k < 1$   $\tau_{инд} \sim k^{-1}$ ,  $u_1 \sim k^{1/2}$ , следовательно,  $l \sim k^{-1/2}$ . С другой стороны,  $m_E/u_1 \sim k^{1/2}$ , т. е. при меньших скоростях детонации интенсивность срыва уменьшается пропорционально увеличению длины зоны реакции. Поскольку, как показали расчеты, потери в зоне реакции незначительны, на длине  $l$  начальная толщина пленки уменьшается приблизительно вдвое за счет механического уноса горючего. Этот факт находится в неплохом соответствии с рис. 1, на котором кривая 4 наилучшим образом описывает экспериментальные результаты [4, 5].

На рис. 3 построены кривые для  $p_3/p_1$  при различных степенях недогорания в зоне реакции. Модель [5] при  $\Phi \geq \Phi^0$  существенно завышает значения  $p_3/p_1$ , а по предложенной в настоящей работе модели  $p_3/p_1$  постоянно.

Рассматриваемая модель дает для длины зоны реакции качественно отличные от [5] результаты, согласующиеся, несмотря на приближенность анализа, достаточно хорошо с существующими экспериментальными данными. Измерения положения плоскости Чепмена — Жуге по газодинамическому критерию, применяемому в газовой детонации для средних скоростей потока и звука по сечению трубы, выполненные в [6], правомернее, чем измерения по профилю тепловыделения [4, 5]. Экспериментальные данные [4, 5], отмеченные на рис. 4, показывают,

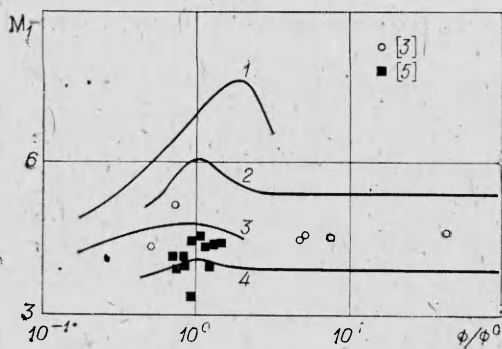


Рис. 1. Зависимость скорости детонации от начального состава.  
1 — однородная детонация; 2 — полное сгорание; 3 — модель [5]; 4 — недогорание 50%.

что максимум тепловыделения расположен тем дальше от фронта волны, чем выше  $\Phi$ . Видимо, это связано с тем, что при больших  $\Phi$  система более неоднородна и догорание горючей смеси происходит позднее. Экспериментальные точки из [2, 3] соответствуют расстоянию, на котором пламя смыкалось в центре трубы, причем это расстояние практически не зависит от  $\Phi$ . Данные из [6] нанесены на рис. 4 в виде максимальной и минимальной оценок ( $L_{\max} = 10d_0$ ,  $L_{\min} = 4d_0$ ). Уменьшение длины зоны реакции в настоящем анализе объясняется введением дополнительного механизма смесеобразования — механического массоуноса. Это приводит к приближенному соотношению между результатами при  $\Phi < \Phi^0$ :

$$L_{E+v}/L_v \sim (1 + m_E/m_v)^{-1},$$

где  $L_{E+v}$  — длина зоны реакции в настоящей модели;  $L_v$  — в модели, учитывающей только испарение горючего. Из рис. 4 видно, что массоунос горючего за счет срыва капель остается основным механизмом смесеобразования в большом диапазоне начальных составов системы.

Характер изменения зависимости  $L(\Phi/\Phi^0)$  (см. рис. 4, 2) в некоторой степени объясняет отсутствие богатого предела распространения детонации и находится в соответствии с [3]. Следует, однако, отметить, что для каждой трубы существуют такие начальные давления окислителя, при которых пленка сдувается со стенки трубы практически сразу за фронтом волны. В таких условиях капли заполняют все сечение трубы, и система настолько переобогащается горючим, что детонация может не наступить.

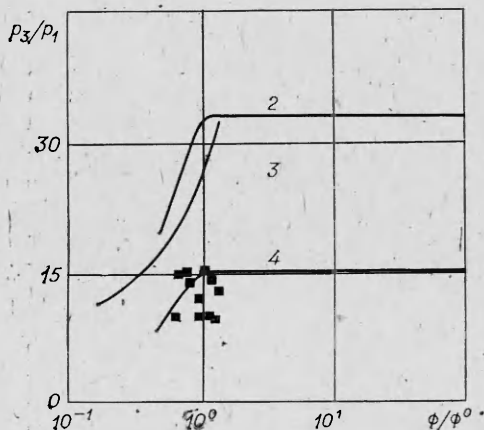


Рис. 3. Зависимость давления в плоскости Чепмена — Жуге от начального состава (обозначения аналогичны рис. 1).

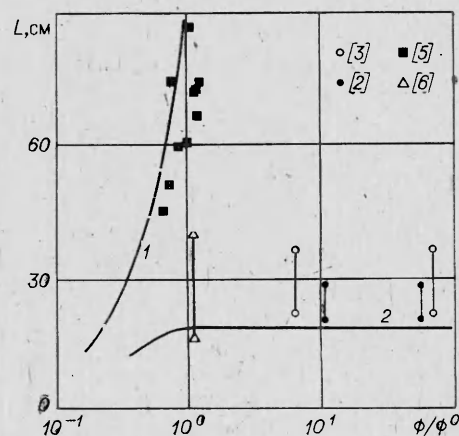


Рис. 4. Зависимость длины зоны реакции от начального состава.

1 — модель [5]; 2 — недогорание 50%.

Характер кривой 2 на рис. 4 определяется в основном зависимостью (46). Полученная для расчетов пленочного охлаждения, она дает удовлетворительные результаты. Однако для детального исследования гетерогенной детонации в системе газ — пленка требуется последовательный теоретический анализ развития неустойчивости, срыва капель в условиях высокоскоростных потоков за ударными и детонационными волнами. Представленная модель может быть использована в качестве отправной при создании строгой количественной модели гетерогенной детонации.

Поступила в редакцию 2/IV 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, А. И. Сербинов и др. Промышленная энергетика, 1964, 12.
2. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
3. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
4. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 5.
5. M. Sichel, S. C. Rao, J. A. Nicholls. 13-th Symp. (Intern.) on Combust. Pittsburgh, 1971.
6. А. В. Пинаев, В. А. Субботин. ФГВ, 1982, 18, 8, 5.
7. C. S. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Comb. Sci. and Technol., 1972, 4.
8. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3.
9. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. М. Шерпанев и др. ФГВ, 1981, 18, 5.
10. A. Sherman, J. A. Shetz. AIAA Paper, 1968, N 643.
11. Н. В. Воробьев, С. А. Лесняк, Н. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1976, 260, 2.
12. В. Н. Гендугов. ФГВ, 1979, 15, 6.
13. E. L. Knuth. Jet Propulsion, 1954, 24, 359.
14. A. M. Lefebvre. Prog. Energy Combust. Sci., 1980, 6, 233.
15. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1971.
16. T. J. Hanratty, J. M. Engen. AIChE J., 1957, 3, 9.
17. L. U. Lilleht, T. J. Hanratty. AIChE J., 1961, 7, 448.
18. В. Н. Кошкин. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Машиностроение, 1975.
19. R. A. Gater, M. R. L'ecuyer. Purdue Univ. TM-69-1, 1969.
20. H. Gold, R. E. Mascola, P. C. Smith. AIAA Paper, 1970, N 152.
21. E. R. G. Echert. Heat and mass transfer. N. Y., 1959.

#### ДРОБЛЕНИЕ РАСПЛАВЛЕННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ХОЛОДНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Г. Б. Усынин, Н. И. Храмов

(Горький)

При контакте расплавленного вещества с холодной жидкостью возможна быстрая передача тепла и паровой взрыв. Рассмотрение такого явления представляет интерес для металлургии, криогенной техники и при анализе безопасности ядерных реакторов в случаях, когда происходит впрыск расплавленного топлива в охладитель.

В настоящее время единой модели парового взрыва не существует и можно выделить две наиболее известные: Фауске и Борда — Холла [1]. Анализ теоретических и экспериментальных работ показывает, что паровой взрыв состоит из следующих фаз [1]:

устойчивое пленочное кипение вокруг отдельных масс расплава, при котором пленка пара разделяет расплав и холодную жидкость;  
термические эффекты и схлопывание паровых пузырей;  
непосредственный контакт расплава и холодной жидкости;  
мелкомасштабное дробление и интенсивное перемешивание с передачей запасенной тепловой энергии от расплава к холодной жидкости, при этом возможно интенсивное парообразование. Приведенная схема показывает, что механизм дробления — основной фактор, определяющий размер частиц расплава, количество и скорость передачи энергии. Существует множество противоречивых моделей дробления расплава, но ни