

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОЙ СКОРОСТИ РАЗЛОЖЕНИЯ ВВ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ

С. М. Бахрах, А. А. Евстигнеев, В. Н. Зубарев, А. А. Шанин

(Москва)

Как неоднократно отмечалось в литературе [1, 2], эксперименты по определению параметров детонации приводят к сильно различающимся значениям. Так, для ТНТ близкой начальной плотности ($1,63-1,64 \text{ г/см}^3$) в [1] приводятся значения давления в состоянии Жуге от $p = 17,7$ до 22 ГПа. Нельзя, по-видимому, такое большое расхождение относить только за счет несовершенства измерительных методик. Несомненно, что определенное различие связано с интерпретацией исходных экспериментальных данных, которые расшифровываются с позиций гидродинамической теории детонации.

Для одномерных плоских детонационных волн, которые в дальнейшем рассматриваются, принимается, что за стационарной зоной разложения ВВ следует автомоделная волна разрежения. Два типа течения в этих зонах (дозвуковое и сверхзвуковое) разделены плоскостью, в которой выполняется условие Жуге. В экспериментах с зарядами ВВ достаточно большой длины L , намного превосходящей размеры химической зоны a , параметры состояния Жуге определяются экстраполяцией к фронту детонационной волны. Возможное влияние химической зоны на результаты измерений при этом не учитывается. В экспериментах, которые позволяют регистрировать повышение давления химической зоны, параметры Жуге находятся по точке излома, в которой скачком изменяются градиенты давлений и массовых скоростей u [3]. Принимается, что в точке излома условие Жуге: $u + c = D$, где c — скорость звука, D — скорость детонации, выполнено.

Очевидно, что однозначно можно определить только параметры «идеальной» одномерной детонационной волны как предельного режима, в котором влияние химической зоны исключено. В этом случае течение за фронтом детонационной волны определяется начальным состоянием ВВ и термодинамическими свойствами продуктов взрыва либо равновесного, либо полностью «замороженного» состава¹, т. е. существует однозначная связь между энтропией расширения продуктов взрыва из состояния Жуге и распределением давлений, массовых скоростей и плотностей ρ за фронтом детонационной волны. Регистрация состояний в области влияния химической зоны может давать целый спектр значений параметров, изменяющихся в зависимости от пути, проходимого детонационной волной, и условий регистрации.

Представляется вероятным, что независимо от кинетики установления в продуктах взрыва полного термодинамического равновесия переход к равновесному составу происходит асимптотически, поскольку уменьшение отклонений от параметров Жуге замедляет приближение к точному стационарному режиму в химической зоне со стороны пересжатых и недожатых волн. Практически это означает, что вопрос сводится к определению уровня точности, с которой может быть принята идеализированная схема для каждого конкретного случая.

Поскольку из экспериментов в обычной постановке известно, что ширина химической зоны для таких бризантных ВВ, как ТНТ, $\sim 1 \text{ мм}$ [3], а давление Жуге $\sim 20 \text{ ГПа}$, то становится правомерной постановка вопроса, какое влияние эта зона может оказать на течение продуктов взрыва при размерах заряда $\sim 100 \text{ мм}$, характерных для подобных эк-

¹ В предположении, что размеры области инициирования пренебрежимо малы.

спериментов, и как вносимые ею искажения могут отразиться на количественных характеристиках потока.

В расчетах, результаты которых приводятся ниже, ставилась задача выявить количественную сторону влияния конечной скорости реакций за фронтом на течение продуктов взрыва. Такое расчетное моделирование детонационной волны позволяет понять, к каким реальным ошибкам может привести идеализированная интерпретация экспериментальных данных и найти пути наиболее рациональной обработки экспериментов.

Расчетное моделирование связано также с построением «независимых» (от измерения в детонационных волнах) равновесных уравнений состояния продуктов взрыва [4], которые контролируются расчетами детонационных характеристик и сравнением их с экспериментальными данными.

Расчеты проводились по методике «Сигма» [5, 6]. Движение сжимаемого газа с происходящими в нем химическими реакциями описывалось системой уравнений

$$d\rho/dt + \rho \cdot \partial u/\partial x = 0, \quad \rho \cdot du/dt + \partial p/\partial x = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dE}{dt} + p \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \bar{q}L, \quad \frac{d\alpha}{dt} = -v\alpha \exp\left(-\frac{E_a}{E}\right) - L, \quad (2)$$

$$p = (\gamma - 1)\rho E. \quad (3)$$

Здесь E и α — удельная внутренняя энергия вещества и концентрация ВВ; ρ — плотность; p — давление; γ — отношение теплоемкостей; t — время. Значения кинетических констант $v = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $E_a = 6 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г}$, калорийности ВВ $q = 3,06 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г}$ и $\gamma = 3$ выбраны так, чтобы обеспечить согласованность с экспериментальными данными для ТНТ ($\rho_0 = 1,63 \text{ г/см}^3$). Принятые константы приводят к значению: $D = 7 \text{ км/с}$ и параметрам идеальной детонации в состоянии Жуге: $u_j = 1,75 \text{ км/с}$, $p_j = 20 \text{ ГПа}$. Уравнение состояния ВВ принято таким же, как для продуктов взрыва. Амплитудные значения в химической зоне при этом равны: $u_x = 4 \text{ км/с}$, $p_x = 40 \text{ ГПа}$.

Кинетика химических реакций «включалась» за фронтом УВ, положение которого определялось по максимуму счетной вязкости Неймана — Рихтмайера, вводимой в уравнения (1), (2) в дополнение к давлению. Такая задержка «включения» кинетики позволила разделить зону нарастания давления в размытом фронте и зону горения. Иницирование детонации обеспечивалось слоем первоначально покоящегося инертного газа (размер 0,6 мм) с давлением 80 ГПа, который создавал (после распада разрыва) в ВВ давление 40 ГПа, равное пиковому давлению в химической зоне в установившемся режиме.

В расчетах определялись значения u , p , ρ , E , α в разные моменты времени. На рис. 1 показаны массовые скорости в окрестности химпика в различные моменты времени. На кривых указаны точки, в которых выполняется условие Жуге. По мере распространения детонационной волны эти точки удаляются от фронта, а массовая скорость в них растет. Для сравнения на рис. 1 штриховыми линиями приведены зависимости $u(L-x)$ (x — расстояние до плоскости иницирования) по известному автомодельному решению [7], предполагающему нулевую ширину химической зоны. Видно, что эта зона искажает линейность распределений на расстояниях $3 \div 4 a_j$ (a_j — ширина химической зоны, под которой в дальнейшем подразумевается область, ограниченная фронтом детонационной волны и плоскостью Жуге).

На рис. 2 показаны зависимости u , p , ρ от безразмерной координаты x/L для $L = 20$ и 40 мм. При прохождении детонационной вол-

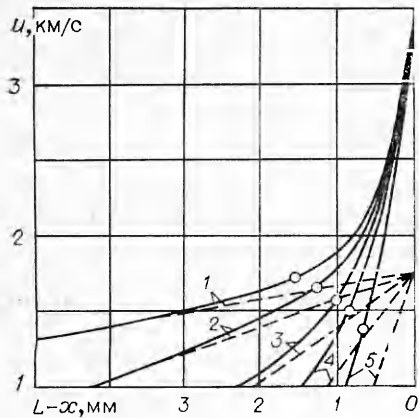


Рис. 1. Расчетные зависимости $u(L-x)$ для различных L (мм): 1 — 39,58; 2 — 19,75; 3 — 9,36; 4 — 4,89; 5 — 1,83.

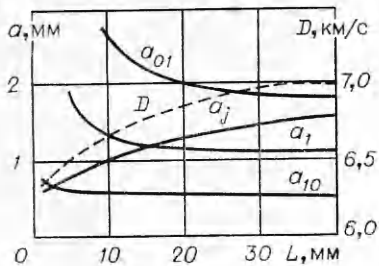


Рис. 3. Зависимость скорости детонации от длины заряда и ширины химической зоны (a_j) и размеры областей разной степени выгорания.

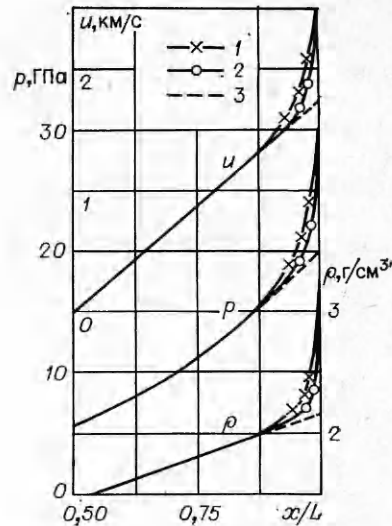


Рис. 2. Расчетные зависимости u , p , ρ . 1 — $L=20$ мм; 2 — $L=40$ мм; 3 — автомодельное решение.

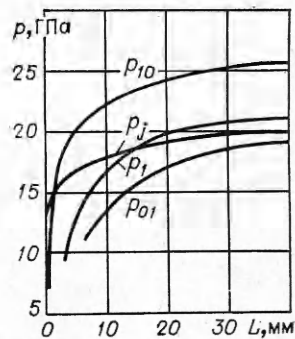


Рис. 4. Изменения давления от L на границах областей.

ной такого пути совпадение с автомодельным решением наблюдается при $x/L \leq 0,9$. На таких расстояниях от фронта давление и массовая скорость падают на 15—20% по сравнению со значениями в точке Жуге. Следует отметить, что экстраполяция далеких участков расчетных профилей ($x/L \leq 0,9$, $L=40$ мм) к фронту волны приводит к значениям параметров, практически совпадающим с параметрами идеальной детонационной волны. На рис. 3 приведена скорость ДВ, ширина химической зоны a_j и размеры области, в которой происходит выгорание ВВ на 90, 99, 99,9% (соответственно a_{10} , a_1 , a_{01} в зависимости от L). На рис. 4 даны зависимости давления в плоскостях, ограничивающих зоны с той же степенью выгорания.

Из рис. 3 видно, что уже после прохождения волной пути ~ 15 мм скорость детонации отличается от предельной менее чем на 2%, а при $L=40$ мм практически совпадает с предельным значением. Давления в плоскости Жуге заметнее отличаются от предельных значений (см. рис. 4).

Рис. 3 показывает, что звуковая плоскость «уходит» от фронта детонационной волны с 0,6 мм ($L=1$ мм) до 1,6 мм ($L=40$ мм). Границы зон, отвечающих разному уровню выгорания, напротив, приближаются к

фронту, пересекая звуковую плоскость и при последующем движении детонационной волны их положение относительно фронта меняется слабо. Из рис. 3 видно также, что 90% энергии выделяется в химической зоне уже после прохождения волной 2 мм, а 90% — после 16 мм.

Рис. 3 и 4 показывают, что грубо режим можно считать установившимся на расстояниях ~ 5 мм, если пренебречь последующим возрастанием давления Жуге на 15% и скорости детонации на 7%. Более жесткие требования к точности определения параметров Жуге (1%) в установившемся режиме для выбранного модельного ВВ потребовали бы измерений при значительно больших L . При этом необходимо учитывать, что отклонения от автомоделного решения остаются существенными и вне пределов химической зоны (см. рис 1, 2).

Как уже отмечалось, однозначно в условиях одномерной детонации могут быть определены параметры, относящиеся к равновесным состояниям продуктов взрыва. Регистрация в области, где существенное влияние оказывает зона химика, может дать лишь очень приблизительно присутствие каждому ВВ характеристики предельного режима ДВ.

Обращаясь к рис. 1, 2, 4, можно поставить вопрос, насколько неопределенными будут заключения относительно уравнения состояния равновесных продуктов взрыва и параметров идеального режима, если иметь из экспериментов всю совокупность данных, изображенных на рис. 1, 2, или часть этой информации. Конечно, из экспериментов неизвестна точка, в которой выполняется условие Жуге, и трудности возникают из-за отсутствия критериев для выбора этой точки на экспериментальных зависимостях. Постепенное изменение наклона в распределениях лишает возможности предпочесть какую-либо точку, например, на рис. 1, и, по видимому, с одинаковым правом можно назвать значение массовой скорости в точке Жуге от 1,6 до 2,2 км/с. Попытка выделить точку излома на профилях рис. 1, 2 не уменьшает неопределенности: в зависимости от длины заряда и условий регистрации (длительность и скорость записи профиля, «завал» фронта и т. д.) можно прийти к сильно различающимся значениям параметров Жуге.

Резюмируя, можно сказать: если принятая в расчетах модель отражает реальность, то регистрация значений u , p , ρ в области, примыкающей к фронту детонационной волны ($0,9 \lesssim x/L \lesssim 1$), не позволяет регистрировать параметры установившегося режима с точностью, лучшей, чем 10—20%. В то же время рис. 2 показывает, что при удалении от фронта на расстояние $5a_1$ расчетные профили практически совпадают с автомоделным решением, предполагающим равновесность продуктов взрыва всюду за фронтом (нулевая ширина химической зоны). Кроме того, экстраполяция удаленных участков профилей к фронту детонационной волны дает значение параметров, близких к параметрам Жуге в установившемся режиме.

Отсюда можно сделать два важных практических вывода:

1) уравнение состояния равновесных продуктов взрыва может быть наиболее надежно установлено по распределению u , p , ρ на участках, удаленных от фронта детонационной волны;

2) параметры предельного режима детонации наилучшим образом могут быть получены экстраполяцией тех участков профилей, на которых влияние химической зоны становится несущественным ($L - x \gtrsim 5a_1$). Следует сделать оговорку, что принятое в расчетах простейшее уравнение состояния приводит к наиболее простым (линейным) зависимостям $u(x/L)$ и $\rho(x/L)$. Для реальных ВВ эти зависимости могут быть сложнее, что приведет к менее надежной экстраполяции. Тем не менее экстраполяция представляется наиболее надежным способом определения параметров Жуге в установившемся режиме детонационной волны. При этом необходимо иметь в виду, что иницирование заряда должно произ-

водиться коротким импульсом и инициирующая система не должна создавать «подпора», искажающего течение продуктов взрыва за фронтом детонационной волны.

*Поступила в редакцию
3/VII 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. M. J. Kamlet, C. Dickenson. J. Chem. Phys., 1968, 48, 1.
2. W. C. Davis. 6-th Symp. (International) on Detonation, California, 1976.
3. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
4. В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. Докл. АН СССР, 1964, 158, 2.
5. М. В. Баталова, С. М. Бахрах и др. Тр. Всесоюз. семинара по численным методам механики вязкой жидкости. Новосибирск: Наука, 1969.
6. М. В. Баталова, С. М. Бахрах и др. ПМТФ, 1971, 3.
7. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 9.

ПЕРЕСЖАТАЯ ДЕТОНАЦИОННАЯ ВОЛНА В ГАЗЕ

Т. П. Гавриленко, Е. С. Прохоров

(Новосибирск)

В работе экспериментально исследованы пересжатые детонационные волны в круглой трубе и плоском канале, возникающие при взаимодействии детонации Чепмена — Жуге с введенным в канал клином или при коническом сужении сечения круглой трубы. Угол наклона конической поверхности к образующей трубы будем называть условно углом конуса.

Когда угол между поверхностью клина (конуса) и фронтом падающей детонационной волны превышает критический, происходит нерегулярное (маховское) отражение детонации на клине, маховская ножка при этом является пересжатой детонационной волной.

Параметры пересжатых волн исследовались следовым методом, методом Теплера и с помощью фоторазверток самосвечения. Экспериментально определялась величина критического угла, зависимость пересжатия (α) от величины угла клина (конуса) ($\alpha = D_1/D_0$, где D_1 — скорость пересжатой волны, D_0 — скорость Чепмена — Жуге), зависимость размера ножки от угла клина (конуса) и величины начального давления смеси. Следовым методом наблюдалась волновая структура, возникающая при симметричном столкновении маховских ножек (вторичное маховское отражение), а также исследовалось поведение дважды пересжатой волны в канале постоянного сечения после прохождения волной сужающегося в виде конуса сечения.

В экспериментах использовался канал прямоугольного сечения 10×70 мм на расстоянии 700 мм от места инициирования, оборудованный стеклянными окнами для наблюдения. В этом месте располагался клин, угол которого изменялся от 5° до 45° через 5° , а вблизи 40° — через 1° .

Круглая труба диаметром 80, длиной 1000 мм, разрезанная пополам вдоль оси, закреплялась на пластине размером $1000 \times 120 \times 15$ мм. С одного конца проводилось инициирование, с другого вставлялся разрезанный пополам (вдоль оси) цилиндр, внутри которого коническое сечение сужалось от диаметра 80 мм до 20 или 10 мм. Угол конуса изменялся от 30° до 45° через 5° , а вблизи 45° — через 1° . В силу симметрии картина течения при такой конструкции не нарушалась, а наличие плоско-