

рых распространение детонации оказывается невозможным. Полученная критериальная зависимость (см. рис. 3) может быть использована при планировании экспериментальных работ по пределам гетерогенной детонации.

*Институт химической физики
АН СССР, Москва*

*Поступила в редакцию
18/VI 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Sichel, C. S. Rao, J. A. Nicholls. 13-th Symposium (International) on Combustion, Utah, 1970.
2. C. S. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Comb. Sci. Techn., 1972, 4, 5.
3. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3.
4. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1975, 4.
5. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 160, 4.
6. С. С. Рыбанин. Докл. АН СССР, 1966, 168, 4.
7. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
8. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. Astronautica Acta, 1966, 12, 1.
9. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
10. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
11. R. A. Hartunian, A. L. Russo, P. V. Marrone. J. Aero/Space Sci., 1960, 27, 8.
12. А. Гейдон, И. Герл. Ударная труба в химической физике высоких температур. М., «Мир», 1966.
13. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
14. Г. Майрлс.— В сб.: Ударные трубы. Под ред. Х. А. Рахматулина. М., ИЛ, 1962.
15. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
16. А. И. Сербинов, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Докл. АН СССР, 1962, 145, 6.
17. В. Ф. Комов. Канд. дис., ИХФ АН СССР, 1965.

О НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЯВЛЕНИЯХ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ЛИТОГО ТНТ

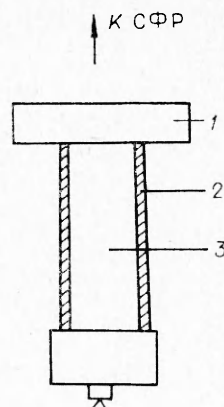
А. Н. Дремин, В. М. Нелин, В. С. Трофимов

В работах [1—3] на основании экспериментальных данных выдвинуто предположение, что при инициировании детонации ударными волнами в твердых веществах с ростом давления происходит смена механизмов превращения ВВ; при малых давлениях реакция осуществляется через «горячие точки», а при больших — в виде теплового взрыва в объеме вещества, т. е. так же, как в гомогенных жидких ВВ. Поэтому можно ожидать, что при детонации твердых ВВ будут наблюдаться нестационарные явления, характерные для жидких ВВ [1]. Для проверки этого вывода были поставлены две серии экспериментов с литым крупнокристаллическим ТНТ. Выбор этого вещества был обусловлен его большим критическим диаметром ($d_{кр} \approx 27$ мм) и малой зависимостью скорости детонации от диаметра, что указывает на его особенную близость к жидким ВВ среди других твердых ВВ.

В первой серии экспериментов исследовался переход детонации из трубы с жесткими металлическими стенками в объем, чтобы обнаружить при детонации литого ТНТ такие же волны прекращения реакции, которые характерны при данной постановке опыта для жидких ВВ [1]. В экспериментах второй серии исследовались неоднородности свечения, возникающие в щелевидном зазоре между двумя детонирующими зарядами или между зарядами и пластиной из инертного материала.

Рис. 1. Схема опыта по перепусканию детонации из трубы в объем.

1 — диск литого ТНТ; 2 — железная трубка; 3 — литой ТНТ.



Эксперименты первой серии проводились по схеме, представленной на рис. 1, которая не отличается от аналогичных опытов с жидкими ВВ [1]. Поскольку твердое ВВ непрозрачно, характер перехода детонации из трубы в объем устанавливался по нескольким щелевым фоторазверткам, снятым при разных значениях высоты h слоя ВВ над торцом трубы. В этих фоторазвертках фиксировались только продукты, вырывающиеся со свободной поверхности заряда, причем по аналогии с жидкими ВВ [1] считалось, что яркое свечение исходит как раз из тех мест, куда выходит детонационный фронт.

На рис. 2, а, б приводятся усредненные по многим опытам две хронограммы процесса перехода детонации из трубы в объем, восстановленные по указанным щелевым фоторазверткам. Обращает на себя внимание большое сходство приведенных хронограмм с фоторазвертками аналогичных процессов детонации смесей нитрометана с ацетоном [1]. Однако имеются и два отличия. Первое — большой разброс в моментах инициирования τ расходящейся детонационной волны не только от опыта к опыту, но и в одном опыте по разные стороны от затухающей детонации. Поэтому, если бы удалось вторую хронограмму (см. рис. 2, б) снять в одном опыте, то она не имела бы столь регулярного характера. Второе отличие состоит в том, что расходящаяся детонация в ТНТ может восстановить фронт даже в том случае, если она успевает догнать границы затухающей детонации (см. рис. 2, б).

Оба отличия можно объяснить тем, что литой ТНТ не является гомогенным ВВ, и на гомогенный характер реакции все же накладывается влияние неоднородностей исходной структуры заряда. Крупные неоднородности структуры приводят к разбросу моментов инициирования расходящейся детонации, мелкие — к снижению эффективной энергии активации и меньшей зависимости скорости реакции от разгрузки.

Эксперименты второй серии проводились по схемам, представленным на рис. 3. Щелевой зазор между двумя зарядами ТНТ или между зарядами ТНТ и инертной пластиной заполнялся аргоном. На рис. 4 приведена типичная щелевая фоторазвертка свечения зазора во время детонации ТНТ. В некоторых опытах это же свечение регистрировалось сбоку одновременно с детонацией. Для этого в камеру СФР устанавливались две параллельные щели. Эти опыты показали, что скорости распространения свечения по зазору и детонации по заряду совпадают, причем в пределах точности измерений свечение лежит в плоскости детонационного фронта.

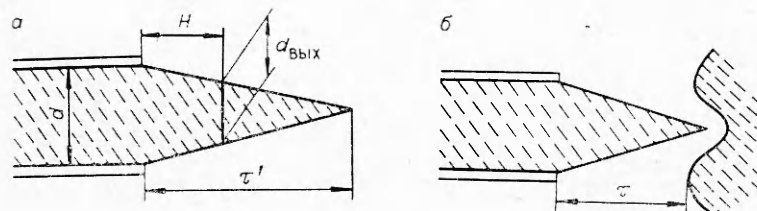


Рис. 2. Хронограммы перехода детонации из трубы в объем.

а) $d < d_{кр}$; б) $d > d_{кр}$.

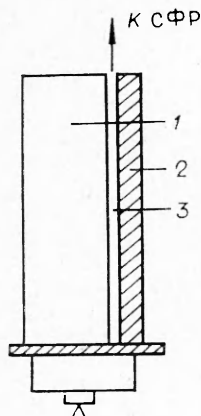


Рис. 3. Схема экспериментов второй серии.
1 — заряд литого ТНТ; 2 — приставляемый заряд литого ТНТ или приставляемая пластина; 3 — аргоновый зазор.

Приведенная на рис. 4 фоторазвертка качественно подобна торцевым фоторазверткам процесса детонации смесей жидкого ВВ с инертным растворителем [1]. Однако в отличие от этих смесей размер неоднородностей в щелевом зазоре в несколько раз превосходит ширину зоны реакции в детонационной волне ТНТ ($d \approx 1,5$ мм) [1]. Кроме того, этот размер зависит от материала инертной пластины и ширины щелевого зазора. С ростом динамической жесткости пластины размер неоднородностей в зазоре уменьшается, а с увеличением ширины щелевого зазора растет. В качестве примера на рис. 5 приводится зависимость размера неоднородностей l от ширины щелевого зазора δ между двумя плоскими зарядами ТНТ.

Экстраполяция приведенной зависимости к нулевой ширине зазора оказывается слишком далекой, чтобы на ее основании делать вывод об устойчивом фронте в литом ТНТ. Однако косвенные соображения указывают на то, что детонационный фронт в литом ТНТ — гладкий. Например, на боковой развертке процесса детонации заряда литого ТНТ наклонная линия, соответствующая распространению фронта, не имеет разрывов, характерных для нитрометана [1, 4]. Кроме того, в литом ТНТ детонационный фронт имеет заметную кривизну, что свидетельствует в пользу вырожденного характера развития теплового взрыва в детонационной волне.

Из полученных результатов следует, что наблюдаемые на фоторазвертках (см. рис. 4) неоднородности не имеют прямого отношения к процессам, протекающим в зоне реакции детонационной волны. Однако сходство этих фоторазверток с торцевыми фоторазвертками процесса детонации жидких ВВ [1] указывает на общий характер процессов, порождающих неоднородности в этих случаях.

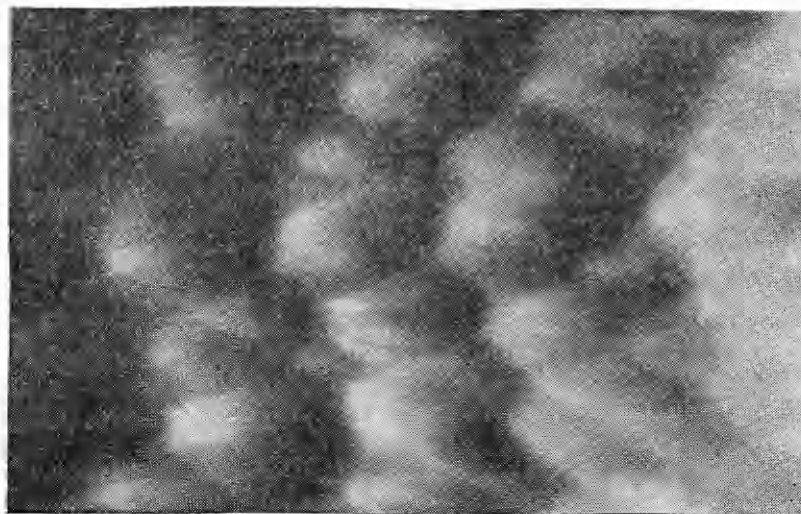
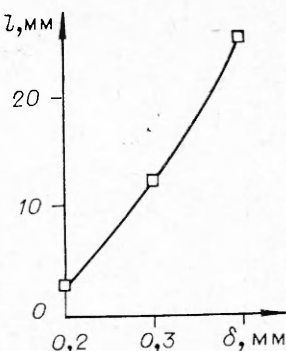


Рис. 4. Типичная фоторазвертка процесса по схеме рис. 3. Ширина щели между зарядами составляет 0,3 мм.

Рис. 5. Зависимость размера неоднородностей от ширины l , мм щели между зарядами ТНТ.



Наиболее вероятно следующее объяснение образования неоднородностей в зазоре между плоскими зарядами ТНТ или между зарядом ТНТ и инертной преградой. Взрывчатое вещество, находящееся на границе заряда с зазором, сразу после ударного сжатия оказывается в области течения Прандтля — Майера, и в нем происходит срыв химического превращения [1]. После столкновения этого потока со встречным потоком или инертной преградой возникает ударный фронт $F-F'$ (рис. 6), приводящий к новому разогреву ВВ и инициированию в нем реакции. Если развитие реакции происходит по закону, близкому к развитию нормального теплового взрыва, возникает неустойчивость ударного фронта $F-F'$, что в конечном итоге должно привести к установлению картины поперечных детонационных волн, подобной той, что наблюдается при детонации жидких ВВ [1].

Легко видеть, что при любом другом объяснении наблюдаемого явления общим останется допущение о существовании механизма, приводящего к неустойчивости некоторой конфигурации ударных фронтов. При этом подходит не всякий механизм неустойчивости, а только такой, который приводит к регулярной наблюдаемой картине неоднородностей. Для этого данный механизм должен выключаться после установления регулярной картины неоднородностей и включаться при ее случайных нарушениях. Отсюда следует, что во всех случаях необходимо предполагать, что ВВ, прошедшее через край ударного фронта детонации, испытывает в дальнейшем нормальный тепловой взрыв или успевает до этого прореагировать в поперечных детонационных волнах.

Из приведенных рассуждений следует, что описанные выше опыты свидетельствуют в пользу предположения [2, 3] о гомогенном характере превращения литого ТНТ позади ударного фронта детонации.

Аналогичная картина по наблюдению нестационарных явлений при приставлении к заряду литого ТНТ пластинки была получена в опытах, поставленных по схеме открытого затвора¹. Однако опыты с открытым затвором не позволяют отличить статистическую картину от картины, развивающейся во времени. Кроме того, автор объяснил полученную картину неустойчивостью детонационного фронта ТНТ, что противоречит приведенным в данной статье более детальным данным.

В заключение авторы выражают благодарность механику Л. И. Савину, принимавшему активное участие в проведении эксперимента.

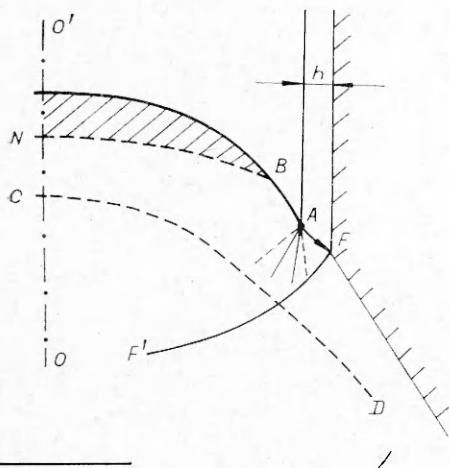


Рис. 6. Схема течений вблизи щелевого зазора, основанная на предположении о стационарном характере детонации ТНТ [5]. OO' — ось заряда ТНТ; AB — ударный фронт; CD — поверхность Чепмена — Жуке; BN — звуковая поверхность детонационного фронта.

¹ Ph. Howe (private communication).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
2. Е. Н. Александров, В. А. Веретенников и др. ФГВ, 1967, 3, 471.
3. К. К. Шведов, А. Н. Дремин. Тез. докл. на IV Всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву. Черногоровка, 1974.
4. А. Н. Дремин, О. К. Розанов. Изв. АН СССР, серия хим., 1964, 8, 1513.
5. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. ФГВ, 1969, 5, 3, 304.

ПОВЕДЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ПРИ СИЛЬНОМ ОДНОМЕРНОМ СЖАТИИ

М. А. Могилевский, В. В. Ефремов, И. О. Мынкин

В работах [1, 2] рассмотрено распространение ударной волны в линейной цепочке атомов и плоской решетке из 10 рядов атомов. Расчеты дают характерное нестационарное распределение энергий атомов в зоне сжатия: около 1/3 области от границы с невозмущенным материалом находилось в сильно возбужденном состоянии. Существенным недостатком расчетов было отсутствие механизмов релаксации касательных напряжений.

Постановка задачи

В настоящей работе исследовалось поведение плоской кристаллической решетки при сильном одномерном сжатии, что характерно для поведения вещества при нагружении плоской ударной волной. В качестве модельного материала была выбрана решетка меди. Взаимодействие атомов описывалось потенциалом Борна — Майера

$$\varphi = A \exp \cdot [-\alpha(r-r_0)/r_0].$$

При значениях параметров $A=0,053$ эВ, $\alpha=13,9$, $r_0=2,866$ Å [3, 4] потенциал хорошо описывает упругие свойства меди и энергетические характеристики точечных дефектов.

Вследствие анизотропии можно ожидать, что поведение решетки при сильном одномерном сжатии будет зависеть от ориентации. Приведенные в статье результаты получены для сжатия плоскости {111} решетки меди в направлении $\langle 1\bar{1}0 \rangle$. Кристаллография гранецентрированной кубической решетки такова, что соседние вертикальные ряды смещены на половину межатомного расстояния (рис. 1).

Расчет проводился в основном для участка плоскости из 15 вертикальных и 8 горизонтальных рядов атомов. Каждому атому, находившемуся в узле решетки, в начальный момент сообщалась тепловая скорость в произвольном направлении (набор случайных чисел). Величина тепловой скорости определялась из соотношения $mv^2/2=kT$, компонента скорости, перпендикулярная плоскости, не учитывалась.

Поскольку участок плоскости должен представлять часть большого кристалла, краевые условия выбраны следующим образом. Атомы на границах могут смещаться только вдоль своих границ, угловые атомы фиксированы. Взаимодействие с кристаллом вне выбранного объема учитывалось посредством зеркального отображения через соответствующие границы двух приграничных слоев.