

кривых зависит от ρ_1 . Сильное изменение температуры на ударной адиабате при сравнительно небольших p (50—150 тыс. atm, $\rho_1=0,8—1,2 \text{ г}/\text{см}^3$) объясняется тем, что при этих давлениях температура выше, чем при более высоких давлениях, и коэффициент Грюнайзена переменный.

Качественно такая же картина разогрева, по-видимому, будет наблюдаться и для самого ВВ, сжатого во фронте детонационной волны, так как использованные уравнения состояния пригодны и для описания твердого тела. Это следует учитывать при определении параметров и особенно времени химической реакции в детонационной волне методом откола. Отраженные от металлической преграды ударные волны будут повышать давление и температуру как самого ВВ, так и продуктов в зоне реакции, что может значительно ускорить разложение ВВ и нарушить структуру детонационной волны [12].

Поступила в редакцию
18/X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1966, 2, 4.
2. А. Я. Апин, Ю. А. Лебедев. Докл. АН СССР, 1957, 114, 4, 819.
3. К. К. Андреев, Л. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960.
4. R. G. McQueen, S. P. Marsh. J. Appl. Phys., 1960, 31, 1253.
5. А. В. Альтшуллер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунина. Докл. АН СССР, 1958, 121, 1.
6. А. И. Дремин, И. А. Карпухин. ПМТФ, 1960, 3, 184.
7. W. E. Deal. J. Chem. Phys., 1957, 17, 3.
8. В. С. Илюхин, П. Ф. Похил и др. Докл. АН СССР, 1960, 131, 4.
9. А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ПМТФ, 1964, 2.
10. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1967, 3, 2.
11. M. I. Ugizat, E. James a. o. Phys. of Fluids, 1961, 4, 2.
12. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ФГВ, 1965, 3.

УДК 532.593

ПЕРЕХОДНАЯ ЗОНА ПРОВОДИМОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ТРИНИТРОТОЛУОЛА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев,
Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий
(Москва)

Известно [1, 2], что детонационная волна (ДВ) в твердых и жидкых ВВ служит источником электрических сигналов в цепи, одним из элементов которой является образец детонирующего ВВ (рис. 1, a). Хайес [1] указывает на ряд возможных механизмов этого явления: диффузию, термоэлектрический эффект, контактную разность потенциалов, поляризацию ВВ. Если учесть, что омическое сопротивление перед фронтом ДВ не менее 10^{10} ом, а эффективное сопротивление переменной емкости, образованной фронтом ДВ и измерительным электродом,

порядка 10^6 ом [3], то для создания в цепи рис. 1, а наблюдаемого тока (~ 1 ма/см² согласно [1]), в ней должен действовать источник э. д. с. порядка 10^3 в. Трудно представить другие физические или химические (с учетом химического разложения ВВ при детонации) процессы, приводящие к столь большим значениям э. д. с. кроме поляризации ВВ.

В настоящей работе приводятся некоторые результаты исследования поляризации тринитротолуола (ТНТ) при ударном нагружении до давлений, меньших давления Жуге. В принципе, для обработки полу-

ченного экспериментального материала можно использовать феноменологические теории ударной поляризации диэлектриков [2, 4]. Сам по себе факт протекания химических реакций за фронтом ударной волны (ФУВ) не накладывает дополнительных ограничений на применимость теорий [2, 4] к ударной поляризации ВВ, если при этом не нарушаются условия, в которых теории сформулированы. Однако оказалось, что в ряде случаев экспериментальные данные не описываются упомянутыми теориями. Это обстоятельство заставило авторов предположить, что

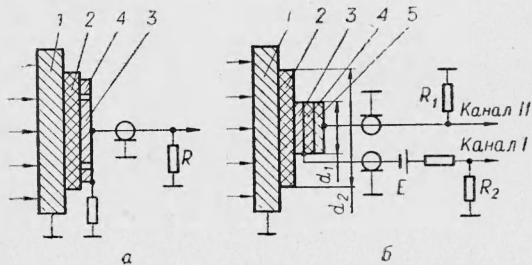


Рис. 1. Схема экспериментов.

а — исследование ударной поляризации: 1 — металлический экран, 2 — образец ТНТ, 3 — медный электрод площадью 12,5 см², 4 — охранное кольцо площадью 12,5 см², 5 — $R=91$ ом — входное сопротивление осциллографа ОК-33; **б** — определение переходной зоны проводимости за ФУВ: 1 — металлический экран, 2 — образец ТНТ, 3 — медная фольга толщиной 0,005 см, 4 — кристалл LiF толщиной 0,1 см, 5 — медный электрод, $R_1=R_2=93$ ом — входное сопротивление каналов I и II, $E=670$ в, $d_1=1$ см, $d_2=6$ см; стрелками показано направление движения ФУВ.

некоторые предпосылки соответствующих теорий слишком упрощены. С этой точки зрения была, в частности, подвергнута экспериментальной проверке гипотеза [2, 4] о скачке удельного сопротивления на ФУВ.

Значительная часть работы посвящена измерению удельного сопротивления за ФУВ и интерпретации полученных данных. Исследование поляризации ВВ в ударных волнах представляет интерес и с точки зрения кинетики химического превращения ВВ в ударных и детонационных волнах.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ «ХОЛОДНОГО» ТНТ

В работе использовался литой ТНТ плотности 1,63 г/см³. Образцы были выполнены в виде дисков толщиной $l_0=6$ мм. Ударное нагружение осуществлялось устройствами, описанными в [5]. Давления (p) на ФУВ, рассчитанные по известному состоянию экрана и ударной адиабате литього ТНТ¹, изменялись от 8 кбар до давления Жуге ($p_{ж} = 190$ кбар).

В момент выхода ФУВ на образец в измерительной цепи (рис. 1, а) возникал бросок тока. При выходе ФУВ из образца ток в цепи резко спадал.

Характерные осциллограммы поляризационных токов как функции времени $I(t)$ для различных давлений представлены на рис. 2. Отметим

¹ Адиабата получена В. С. Илюхиным и приведена в работе М. Я. Васильева и др. [6].

плохую воспроизводимость формы записей $I(t)$ при малых давлениях (рис. 2, а, б). С увеличением давления стабильность формы поляризационного сигнала увеличивается. Это обстоятельство, возможно, связано с ростом скорости химического разложения по мере увеличения амплитуды ударной волны.

В интервале 65—90 кбар происходит изменение знака начального броска тока (I_0). На рис. 3 приведена экспериментальная кривая $j_0 = (\sigma)$, где σ — сжатие за ФУВ, а j_0 — плотность тока I_0 .

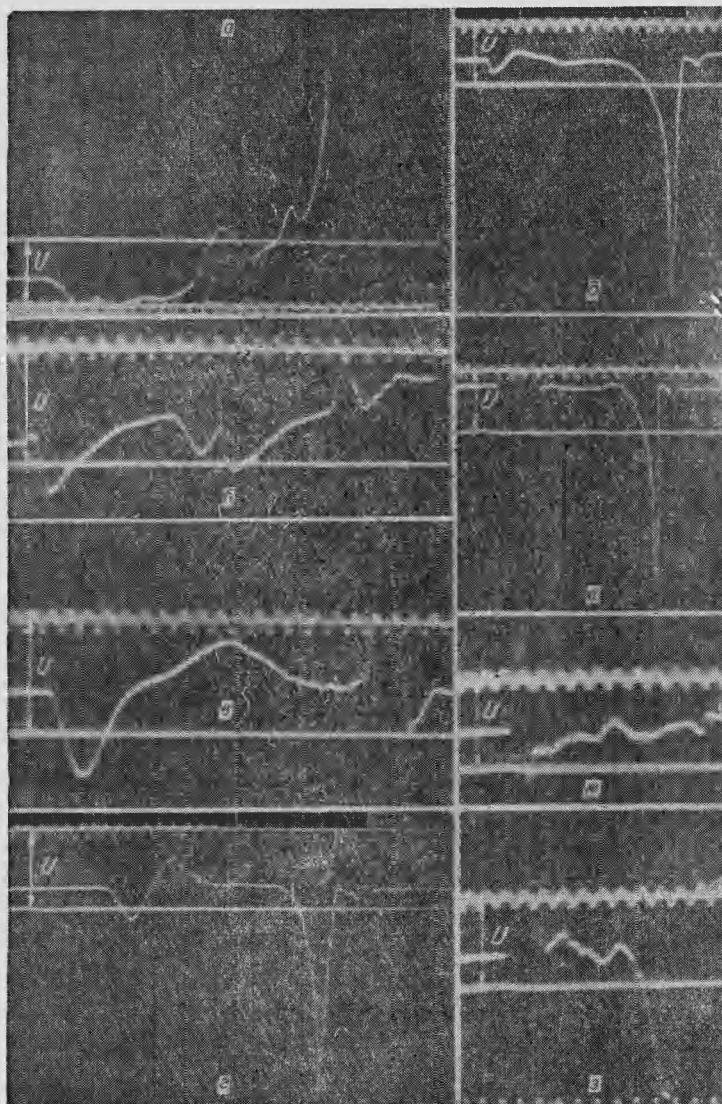


Рис. 2. Осциллограммы поляризации сигналов с образцов ТНТ. На всех осциллографах $U=1,45$ в, метки времени — через 0,1 мксек. Направление развертки осциллографа указано стрелкой.

Давление на ФУВ, кбар: а — 17; б — 36; в — 47; г — 65; д — 90; ж — 127; з — 190.

Из теории ударной поляризации диэлектриков [2, 4] следует, что поляризация P_0 на ФУВ с точностью до $\kappa \left(\kappa = \sigma \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)$ где ε_2 и ε_1 — диэлектрические проницаемости вещества за и перед ФУВ) равна $j_0 l_0 D^{-1}$, где D — скорость ФУВ. Заметим, что на величину j_0 не влияют процессы за ФУВ [7]. Максимальное значение P_0 в ТНТ составляет $3 \cdot 10^{-9} \text{ к/см}^2$ (в предположении, что $\varepsilon_2 \approx \varepsilon_1$).

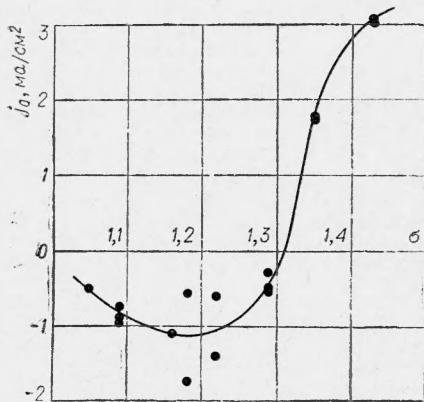


Рис. 3. Зависимость плотности начального скачка поляризационного тока j_0 от сжатия σ за ФУВ. Каждая точка на графике — результат отдельного опыта.

$I(t)$ в этом случае существенно отличаются от теоретически предсказываемых. Если учесть, что в рассматриваемом интервале давлений величина удельного сопротивления ρ за ФУВ в ТНТ не превышает $10 \text{ ом} \cdot \text{см}$ (см. ниже), то в терминах цепи поляризационного датчика отмеченные выше изменения величины и знака поляризационного тока есть следствие того, что в цепи датчика действует переменная э. д. с. С точки зрения процессов, происходящих при ударном нагружении ТНТ, изменение э. д. с. во времени может быть объяснено:

- а) химическим разложением ВВ и связанным с ним изменением давления на ФУВ (а следовательно, и величины P_0);
- б) возникновением за ФУВ дополнительных источников э. д. с. порядка 10^3 в (например, химического происхождения). Ввиду хорошей проводимости ТНТ за ФУВ реализация второго случая привела бы к необходимости существования за ФУВ областей, в которых напряженность поля достигала значений $10^8 — 10^{10} \text{ в/см}$. Поэтому второе объяснение представляется авторам менее вероятным.

На основании изложенного выше можно заключить, что осциллограммы $I(t)$ содержат информацию о кинетике химического превращения ВВ в ударных и детонационных волнах. Одним из вероятных процессов, приводящих к поляризации ВВ, является разворот молекул под действием градиента давления на ФУВ. Этот механизм был предложен Эйхельбергером и Хаувером [9] для объяснения ударной поляризации органических соединений, состоящих из полярных молекул (именно к этому классу соединений относится большинство ВВ). С целью проверки указанного предположения были проведены опыты с толуолом ($C_6H_5CH_3$) — исходным продуктом при синтезировании ТНТ¹.

¹ Постановка опытов аналогична рис. 1, а; интервал исследованных давлений $8 - 120 \text{ кбар}$.

Одной из особенностей осциллограмм при увеличении давления, начиная с $p=17 \text{ кбар}$, является изменение знака тока в процессе распространения ФУВ по образцу. Подобный эффект наблюдался авторами в ионных кристаллах («переплюсовка $I(t)$ » [8]). С увеличением интенсивности ударной волны момент изменения знака тока сдвигается к началу записи $I(t)$. В ионных кристаллах качественно удалось объяснить эффект суперпозицией двух независимых поляризаций противоположных знаков и с различными временами релаксации.

В отличие от ионных кристаллов переплюсовка $I(t)$ в ТНТ сопровождается заметными колебаниями поляризационного тока, и кривые

Дипольный момент молекулы толуола примерно в 4 раза меньше, чем момент молекулы ТНТ (0,3 и 1,2 ед. Дебая соответственно), а максимальное значение P_0 в толуоле по крайней мере на 2 порядка меньше, чем в ТНТ. Если различие в величине P_0 между этими соединениями отнести в основном за счет разницы их дипольных моментов, то результаты опытов с толуолом свидетельствуют в пользу механизма поляризации ВВ по Эйхельбергеру.

ПЕРЕХОДНАЯ ЗОНА ПРОВОДИМОСТИ ЗА ФУВ В ТНТ

Практически во всем интервале исследованных давлений начальные участки записей $I(t)$ представляют собой более или менее острые пики (см. рис. 2). Из анализа теорий явления [2, 4] следует, что временная ширина Δ этих пиков по порядку величины должна совпадать с наименьшим из характерных времен релаксации θ (проводимостная релаксация) или τ («механическая» релаксация). Согласно [10], величина ρ за фронтом ДВ в твердых ВВ порядка $10^{-1} \text{ ом} \cdot \text{см}$.

Оценим величину θ при детонации ТНТ и сравним ее с величиной Δ на соответствующих осциллограммах. Полагая для оценок $\varepsilon_2 \approx 1$, имеем $\theta = \frac{\varepsilon_2 \rho}{4\pi} \sim 10^{-14} \text{ сек.}$ Отсюда следует, что при любых значениях τ величина Δ , согласно упомянутым теориям, не может быть больше 10^{-14} сек.

Из осциллограммы рис. 2, з видно, что Δ имеет порядок $10^{-8} - 10^{-7} \text{ сек.}$, на 6—7 порядков больше рассчитанной величины θ . Маловероятно, чтобы такое большое расхождение объяснялось заниженной оценкой θ за счет незнания ε_2 . Скорее оно указывает на то, что некоторые исходные допущения, принятые в теориях [2, 4] о скачке поляризации и проводимости на ФУВ, а также об изотропности электрических свойств вещества за ФУВ, упрощены. Анализ этих допущений привел авторов к выводу, что наиболее вероятная причина отмеченного выше расхождения теории и эксперимента заключается в том, что допущение о скачке проводимости на ФУВ, принятое в теории, не учитывает реальный характер изменения ρ за ФУВ¹. Если стационарное значение удельного сопротивления за ФУВ (ρ_s) достигается не скачком на ФУВ, а на некотором расстоянии от него, то величина Δ будет больше величины θ , вычисленной по (ρ_s) . Для проверки этой гипотезы были проведены опыты по схеме рис. 1, б.

Идея опыта заключается в определении разновременности момента прохождения ударной (детонационной) волны через заданную плоскость (плоскость фольги на рис. 1, б) и момента возрастания проводимости за фронтом до уровня, разрешаемого измерительной схемой. В схеме использовался двухлучевой осциллограф ОК-21.

Схема рис. 1, б действовала следующим образом. В момент выхода фронта волны на фольгу система фольга — кристалл LiF — электрод начинала работать как поляризационный датчик [8], и в цепи канала II возникал бросок тока — отметка о выходе фронта волны на фольгу. Канал I использовался для измерения сопротивления образца ТНТ, поэтому в цепь канала был включен внешний источник э. д. с. E . До прихода фронта волны на фольгу ток в этой цепи был меньше предела разрешения осциллографа. После прихода фронта волны на фольгу

¹ Правда, в работе [10] указывается, что с точностью до 0,01 мксек зона высокой проводимости ВВ совпадает с фронтом ДВ.

в зависимости от закона изменения сопротивления за фронтом ток в цели канала I достигнет измеримой величины или сразу или спустя некоторое время.

Максимальному отклонению луча I на экране осциллографа соответствует величина измеряемого сопротивления $r \leq 10 \text{ ом}$, а началу отклонения — $r \leq 10^3 \text{ ом}$. С наименьшей ошибкой могут быть зарегистрированы сопротивления порядка 10^2 ом , которым соответствует приблизительно половина максимального отклонения луча I.

Расчет временных интервалов на осциллограммах производился по меткам времени, подававшимся на оба луча от одного генератора. Дополнительно синхронность хода лучей проверялась подачей реперного сигнала от одного источника на оба луча (рис. 4, а). Во всех опытах длины измерительных кабелей, идущих на входы каналов I и II, были одинаковы с точностью до 0,5 м.

Рис. 4. Осциллограммы опытов по определению переходной зоны проводимости. Метки времени через 0,2 мксек.

а — проверка синхронности хода лучей осциллографа; б — переходная зона при $p=17 \text{ кбар}$; t_1 — момент выхода ФУВ на кристалл LiF; t_2 — момент времени, когда сопротивление ТНТ за ФУВ $r \ll 10 \text{ ом}$.

Параметры обеих цепей выбирались таким образом, чтобы исключить влияние паразитных электрических сигналов на результаты измерений. Подробно этот вопрос рассмотрен ниже.

Типичная осциллограмма опыта приведена на рис. 4, б. Отметим, что при всех исследованных давлениях, включая детонацию, конечное

Данные о переходной зоне проводимости за ФУЗ в ТНТ

| $p, \text{ кбар}$ | $\Delta t, \text{ мксек}$ | $\Delta t_K, \text{ мксек}$ | $\Delta, \text{ мксек}$ | $\theta_1, \text{ мксек}$ | $\theta_2, \text{ мксек}$ |
|-------------------|---------------------------|-----------------------------|-------------------------|---------------------------|---------------------------|
| 17 | 0,34 | 0,47 | 0,18—0,35 | 0,29 | 0,35 |
| | 0,63 | 0,80 | | 0,49 | 0,63 |
| | 0,50 | 0,63 | | 0,40 | 0,51 |
| 36 | 0,23 | 0,34 | 0,2—0,27 | 0,21 | 0,25 |
| | 0,33 | 0,49 | | 0,27 | 0,34 |
| | 0,38 | 0,54 | | 0,33 | 0,38 |
| 190 | 0,03 | 0,07 | $\ll 0,05$ | 0,03 | 0,03 |
| | 0,03 | 0,07 | | 0,03 | 0,03 |

отклонение луча I было максимальным. Результаты опытов представлены в таблице. Здесь Δt — интервал времени между моментом появления поляризационного сигнала и моментом, когда сопротивление образца $r=100 \text{ ом}$; Δt_k — интервал времени от момента появления поляризационного сигнала до момента, когда $r \leq 10 \text{ ом}$. В величины Δt и Δt_k внесены поправки: на возможное преждевременное отклонение луча I вследствие электрического пробоя ТНТ при приближении фронта волны к фольге ($+0,02 \text{ мксек}$); на время прохождения ФУВ толщины фольги ($+0,01 \text{ мксек}$).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведенные в таблице данные позволяют сделать выводы:

1) предположение о скачке проводимости на ФУВ в ТНТ [2], не подтверждается экспериментом;

2) среднее значение ρ_k , рассчитанное по величине конечного отклонения луча I, по крайней мере начиная с $p=17 \text{ кбар}$ и до детонации (190 кбар), не превышает $10 \text{ ом} \cdot \text{см}$. Изменяется только расстояние от фронта волны, на котором достигается это значение: от $\sim 0,23 \text{ см}$ при $p=17 \text{ кбар}$ до $\sim 0,05 \text{ см}$ при $p=190 \text{ кбар}$.

Покажем теперь, что пики в начале осциллограмм поляризационного тока можно описать в терминах двойного электрического слоя [4] с переменным по толщине слоя удельным сопротивлением.

Время «проводимостной» релаксации θ некоторого слоя вещества определяется как время, необходимое для уменьшения поверхностного заряда слоя (q_0) в e раз. Если внутри слоя $\rho = \text{const}$, то $\theta = \frac{\epsilon_2 \rho}{4\pi}$.

Распространим это определение на случай, когда $\rho \neq \text{const}$.

Убыль заряда q за единицу времени: $dq = -jdt$, где j — плотность тока проводимости. Тогда

$$dq = -\frac{4\pi q}{\epsilon_2 \rho(t)} dt \quad (1)$$

или

$$q = q_0 e^{-\Phi(t)}, \quad (2)$$

где

$$\Phi(t) = \frac{4\pi}{\epsilon_2} \int_0^t \frac{dt}{\rho(t)}.$$

Уменьшению q_0 в e раз соответствует $\Phi(t)=1$, и θ находится из условия

$$\frac{4\pi}{\epsilon_2} \int_0^\theta \frac{dt}{\rho(t)} = 1. \quad (3)$$

Время t отсчитывается от момента прохождения ФУВ через рассматриваемый слой. Очевидно, что зависимость ρ от координаты x при отсчете последней от ФУВ в направлении сжатого вещества выразится той же функцией: $\rho\left(\frac{x\sigma}{D}\right)$, поскольку время пребывания вещества в сжатом состоянии есть $t := \frac{x\sigma}{D}$.

Представляет интерес выяснить, как вид кривой $\rho(x)$ влияет на величину θ . Поскольку $\rho(x)$ в эксперименте не была определена¹, то для примера рассмотрим две зависимости, аналитически достаточно простые и существенно различающиеся по скорости спада ρ :

$$\rho(x) = (\rho_0 - \rho_k) e^{-\frac{x}{AD}} + \rho_k, \quad (4)$$

$$\left. \begin{array}{l} \rho(x) = (\rho_k - \rho_0) \frac{x}{BD} + \rho_0; \quad 0 \leq x \leq BD; \\ \rho(x) = \rho_k, \quad x \geq BD, \end{array} \right\} \quad (5)$$

где ρ_0 и ρ_k соответственно начальное и конечное удельное сопротивление ВВ; A и B — постоянные.

Константы A и B можно определить, если известно сопротивление сжатого образца как функция времени. Последнее выражается следующим образом:

$$r(t) = \frac{1}{S} \int_{x_1}^{x_2} \rho(x) dx, \quad (6)$$

где $x_1 = \frac{Dt}{\sigma}$; $x_2 = \frac{Dt}{\sigma} + \frac{l_0}{\sigma}$; S — площадь образца.

Подставляя выбранные зависимости $\rho(x)$ в (4) и принимая во внимание, что величину $l_0 D^{-1}$ всегда можно взять много большей характерного времени изменения ρ , после несложных преобразований получим соотношения, связывающие A , B и $r(t)$:

$$\ln \left[\frac{\rho_0 D A}{\sigma r_u S - \rho_k l_0} \right] \approx t_u A^{-1}, \quad (7)$$

$$B \approx t_u, \quad (8)$$

где t_u — момент измерения r_u . Подставляя в (7) и (8) экспериментальные значения t_u , можно определить A и B . Далее из условия (3) легко найти времена релаксации, соответствующие выбранным зависимостям $\rho(x)$ (θ_1 для (4) и θ_2 для (5)).

Учитывая, что $\rho_0 \gg \rho_k$, после простых преобразований приходим к выражениям для θ_1 и θ_2 :

$$\theta_1 = A \ln \left[\frac{\rho_k \epsilon_2}{\rho_0} (e^{\frac{\rho_0 \epsilon_2}{4 \pi A}} - 1) \right] \approx A \ln \frac{\rho_0 \epsilon_2}{4 \pi A}, \quad (9)$$

$$\theta_2 = B (1 - e^{-\frac{\epsilon_2 \rho_0}{4 \pi B}}) \approx B. \quad (10)$$

Расчет величин θ_1 и θ_2 при различных давлениях (см. таблицу) показывает, что для $p=\text{const}$ θ_1 и θ_2 хорошо совпадают друг с другом. Это свидетельствует о слабом влиянии закона изменения ρ на величину θ . Последнее объясняется двумя причинами: во-первых, чрезвычайно большим интервалом изменения ρ за ФУВ и, во-вторых, тем, что θ в основном определяется значениями ρ , лежащими близко к ρ_k . Из таблицы видно также, что величины θ_1 и θ_2 совпадают с сопоставимыми значениями Δ .

¹ Параметры измерительной схемы позволили регистрировать только небольшую часть всей кривой $\rho(x)$ (в интервале изменения ρ от 10^3 до $10^1 \text{ ом} \cdot \text{см}$, тогда как полный интервал изменения ρ составляет 10—12 порядков величины).

Таким образом, исходя из экспериментального факта существования за ФУВ переходной зоны, где удельное сопротивление ТНТ изменяется от ρ_0 до ρ_k , удается объяснить ширину начальных пиков на осцилограммах $I(t)$.

Интересно, что в случае щелочно-галоидных кристаллов оценка θ в области давлений 300 кбар по экспериментальным данным о проводимости за ФУВ [11] приводит к величине порядка 10^{-10} сек, тогда как наблюдаемая ширина пиков в начале осцилограмм при соответствующих давлениях порядка 10^{-7} сек [7, 8]. Вполне возможно, что это расхождение также является следствием существования в щелочно-галоидных соединениях переходной зоны проводимости.

В заключение отметим, что полученная из эксперимента оценка величины ρ_k ($\rho_k \ll 10 \text{ ом} \cdot \text{см}$) при детонации ТНТ не противоречит результатам независимых опытов [9].

В заключение приведем анализ факторов, влияющих на измерение временных интервалов.

1. Канал I. В этой цепи возникают следующие паразитные сигналы:

- поляризационные сигналы с образца ТНТ и с кристалла LiF;
- ток, возникающий вследствие того, что переменная емкость систем экран — ТНТ — фольга и фольга — LiF — электрод (поляризационный датчик) при прохождении по ним ударной волны (см. рис. 1, б) обуславливает некоторое сопротивление R_c , включенное в цепь источника E ;
- ток, возникающий при замыкании фольги на электрод (через омическое сопротивление кристалла LiF или накоротко).

Амплитуда поляризационного сигнала с образца ТНТ меньше порога чувствительности осциллографа ОК-21 ($\approx 6,7 \text{ в/мм}$). Поляризационный сигнал от LiF уменьшался до необходимого уровня включением в цепь канала I делителя.

Если проводимость ТНТ возрастает до большого значения скачком на ФУВ, то R_c образца ТНТ определяется только переменной емкостью перед ФУВ; в этом случае пороговое значение R_c ($\sim 10^3 \text{ ом}$) достигается за $0,01$ — $0,02 \text{ мксек}$ до выхода ФУВ из образца. При наличии же за ФУВ переходного слоя, сопротивление которого не менее 10^3 ом , величиной R_c можно пренебречь. Сопротивление R_c системы фольга — LiF — электрод не менее 10^4 ом , поэтому соответствующее напряжение на входном сопротивлении (R_1) не более 1 — 2 в .

Области давлений, где кристалл LiF работает в режиме поляризационного датчика, соответствует ρ_k в ионных кристаллах порядка 10^3 — $10^4 \text{ ом} \cdot \text{см}$ [11], что может обусловить ток, величина которого лежит на пределе амплитудного разрешения осциллографа. При случайном замыкании фольги и электрода накоротко падение напряжения на R_1 составит примерно половину амплитуды максимального сигнала, т. е. замыкание можно легко обнаружить.

2. Канал II. В цепи этого канала источниками помех являются:

- поляризационный сигнал с ТНТ;
- напряжение на входном сопротивлении канала II (R_2), возникающее при включении в цепь сопротивления поляризационного датчика;
- падение напряжения на R_2 вследствие возникновения потенциала в точках контакта фольги и ТНТ (из-за быстрого изменения величины ρ за ФУВ после выхода последнего из образца ТНТ).

Амплитуда поляризационного сигнала с образца ТНТ, как указывалось, ниже порога чувствительности осциллографа.

Напряжение на R_2 , обусловленное наличием R_c в цепи E , не превышает 1 : 5 в. Поскольку это напряжение появляется синхронно с рабочим поляризационным сигналом от LiF, то надлежащим выбором полярности источника E можно увеличить на 1—5 в амплитуду поляризационного сигнала (последняя весьма мала при низких давлениях).

Величина падения напряжения зависит от скорости изменения ρ и соотношения величин реактивного сопротивления емкости датчика и R_2 , а знак напряжения определяется полярностью включения источника. Однако при смене этой полярности изменения рабочего сигнала не обнаружено.

3. Асинхронность ударной (детонационной) волны. Неодновременный выход фронта волны из образца ВВ может сдвинуть по времени начало записи «проводимостного» сигнала. Легко, однако, показать, что вследствие малого значения ρ_k , величина сдвига существенно меньше предела разрешения осциллографа по времени. Так, если ФУВ плоский, но перекошен относительно задней поверхности образца на 0,2—0,3 мксек, то сопротивление ТНТ уменьшится до порогового значения 10^3 ом спустя 2—3 нсек после начала выхода ФУВ из образца, т. е. «проводимостный» сигнал запаздывает в рассматриваемом случае на 2—3 нсек по сравнению с синхронным выходом ФУВ из образца ТНТ.

В пределах ошибки измерений асинхронность движения ФУВ не смещает начало рабочего поляризационного сигнала: она изменяет лишь крутизну его фронта.

Если ФУВ негладкий, причем местные выбросы занимают относительно небольшую площадь, то измеренный интервал Δt занижается при выбросах, опережающих ФУВ, и не изменяется, если выбросы отстают от ФУВ.

Проведенный анализ схемы рис. 1, б позволяет заключить, что паразитные сигналы не влияют на измерение интервалов времени Δt и Δt_k (в пределах точности $\pm 0,03 \text{ мксек}$).

Таким образом, экспериментально обнаружена переходная зона проводимости за ФУВ в «холодном» ТНТ: уменьшение удельного сопротивления от ρ_0 до ρ_k (на 10—12 порядков величины) происходит на расстояниях от 0,23 ($p=17 \text{ кбар}$) до 0,17 см ($p=36 \text{ кбар}$) за ФУВ. Величина ρ_k в этом интервале давлений не превышает $10 \text{ ом} \cdot \text{см}$.

В области давлений от 8 до 190 кбар (давление Жуге) в ТНТ зарегистрированы поляризационные сигналы. Поляризация P_0 на ФУВ имеет порядок 10^{-9} к/см^2 .

Наличие переходной зоны проводимости позволяет объяснить наблюданную ширину пиков в начале осцилограмм поляризационного тока с образцов ТНТ.

Поступила в редакцию
30/V 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Найес. J. Appl. Phys., 1967, 38, 507.
2. А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий. ЖЭТФ, 1968, 54, 285.
3. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев и др. ЖЭТФ, Письма, 1965, 2, 353.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1967, 53, 237.
5. Л. В. Альтшuler, М. Н. Павловский и др. ФТТ, 1963, 5, 279.
6. М. Я. Васильев, Д. В. Балашов и др. ЖФХ, 1960, 34, 2454.
7. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий и др. ЖЭТФ, 1967, 53, 41.
8. В. Н. Минеев, Ю. Н. Тюняев и др. ЖЭТФ, 1967, 53, 1242.

9. R. J. Eichelberger and G. E. Haueg. "Les Ondes de Detonation, Editions du Centre National de la Recherche". Scientifique. Paris, 1962, p. 363.
10. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1959, 37, 1543.
11. Л. В. Альтшуллер, Л. В. Кулешова, М. Н. Павловский. ЖЭТФ, 1960, 39, 116.
12. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий. ПМТФ, 1966, 5, 104.

УДК 662.215.4

ИНИЦИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ ЗАРАНЕЕ НЕПОДГОТОВЛЕННЫХ СИСТЕМ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

*С. М. Когарко, А. В. Любимов, В. П. Козенко
(Москва)*

Многие вещества, находясь в компактном состоянии, горят с трудом, а будучи рассеяны в воздухе в виде пыли, горят очень интенсивно и становятся взрывоопасными [1]. В условиях промышленных предприятий очень часто образуются тонкие слои горючей пыли на различных поверхностях. Эти скопления пыли всегда потенциально взрывоопасны.

Взрывчатая аэровзвесь из такого скопления пыли образуется несложно. Это может произойти, например, при движении волны давления в воздухе над поверхностью со слоем горючей пыли на ней [2, 3], причем волна давления, скользящая по слою горючей пыли, может стать причиной не только образования аэровзвеси, но и ее воспламенения.

В предлагаемом сообщении представлены результаты исследований по инициированию горения слабыми ударными волнами заранее неподготовленных гетерогенных систем (тонкий слой горючей пыли в атмосфере воздуха). Проводится сопоставление механизмов развития горения со слабыми ударными волнами в гомогенных газовых смесях [4] и в гетерогенных заранее неподготовленных системах. Предлагаемый механизм инициирования горения в гетерогенных системах за слабыми ударными волнами дает возможность объяснить некоторые характерные особенности гетерогенной детонации в системах типа тонкий слой горючей пыли в атмосфере кислорода [3].

В предыдущих работах [5, 6] авторы отмечали характерные особенности поведения порошкообразных материалов в виде тонких слоев при движении в воздухе над слоем слабой ударной волны. Приводились также результаты экспериментальных исследований по воспламенению образующихся при взаимодействии ударной волны со слоем порошка аэровзвесей за отраженными ударными волнами. Целью данной работы является дальнейшая разработка динамики развития горения в подобных условиях.

Эксперименты проводились на установке, состоящей из ударной трубы и полутеневого прибора, совмещенного с фоторегистрами ФР-11, ЖФР-2 и СФР-1 в режиме лупы времени. Опыты проводились с древесным и щеточным углем, а также с каменными углями Карагандинского угольного бассейна (пласты K₁₂ и K₁₈). Древесный и щеточный уголь имели размер частиц менее 50 мк, карагандинские угли — менее 80 мк. Ударная труба давала возможность получать в наблюдательной камере ударные волны известной амплитуды. Полутеневой прибор,