

ет за отраженной ударной волной. При этом предположении показатель политропы вблизи критического угла за отраженной ударной волной может быть принят равным 3,1.

Поступила в редакцию  
23/VIII 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. П. Станюкович. Неустановившееся движение сплошной среды. М., 1955.
2. В. В. Дуппе. Phys. Fluids., 1964, 7, 10, 1707.
3. Е. А. Феоктистова. Докл. АН СССР, 1961, 136, 6.
4. В. В. Дуппе. Phys. Fluids., 1961, 4, 7.
5. J. P. Argous et. al. Fourth Symposium on Detonation, 1965.
6. А. Г. Тесленко, Р. М. Дидык и др. ФГВ, 1974, 10, 1.
7. А. М. Ставер.— В кн. 1-st Intern. Symposium on Explosive Cladding, Morianske Lazne, okt. 5—9 1970 Pardubice — Semtin, 1971, p. 343—351.
8. А. Н. Дремин, В. К. Шведов. ПМТФ, 1964, 2.
9. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 128, 5.
10. А. Я. Апин, И. М. Воскобойников. ПМТФ, 1961, 5.
11. Л. В. Дубнов, Н. С. Бахаревич, А. И. Романов. Промышленные взрывчатые вещества. М., «Недра», 1973.

УДК 539.89+537.226

### ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ БЫСТРОРЕЛАКСИРУЮЩИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

А. Г. Антипенко, С. С. Набатов, В. В. Якушев

(Черноголовка)

Изучение индуцированной ударной волной электрической поляризации диэлектриков (ударной поляризации) позволяет получать информацию как о физических свойствах вещества вблизи фронта ударной волны (ФУВ), так и о химических процессах, происходящих при высоких динамических давлениях. Большой интерес с этой точки зрения представляют низкомолекулярные полярные диэлектрики, к которым относятся такие важные в практическом отношении объекты, как взрывчатые вещества и органические мономеры. Особенность многих соединений этого класса — весьма малое время релаксации поляризации  $\tau$  за ФУВ, составляющее обычно  $10^{-9} \div 10^{-11}$  с [1, 2].

Из-за несовершенств современных взрывных генераторов плоской ударной волны разновременность входа ФУВ в образец в реальных экспериментах, как правило, намного превышает указанные величины  $\tau$ . Поэтому в данном случае непосредственно не применимы феноменологические теории ударной поляризации [3—7], развитые для одномерного случая. С другой стороны, как будет показано ниже, малые значения  $\tau$  обуславливают необходимость учета конечной нагрузки поляриационного датчика, т. е. невозможность применения решений для одномерного случая, на короткозамкнутой измерительной цепи [8].

В настоящей работе решены задачи о поляризации быстрорелаксирующих диэлектриков при ударном сжатии с учетом конечной активной нагрузки и неоднородности нагружения. Рассмотрены случаи от-

сутствия электропроводности за ФУВ и возникновения зоны высокой электропроводности с задержкой, величина которой превышает  $\tau$ .

**1. Ударная поляризация при отсутствии электропроводности за ФУВ.** Согласно обычной постановке экспериментов, например [9, 10], будем считать, что поляризационный датчик представляет собой нагруженный на активное сопротивление  $R_e$  плоский конденсатор, заполненный диэлектриком с начальной толщиной  $x_0$ . ФУВ движется с постоянной скоростью  $v$  от одной обкладки к другой, создавая в образце начальную поляризацию  $P_0$ , которая затем релаксирует к равновесному нулевому значению с временем  $\tau$ . Обозначим через  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  относительные диэлектрические проницаемости соответственно исходного и сжатого вещества, а через  $u$  — массовую скорость ФУВ. Для простоты положим

$$\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{v}{v-u} = 1, \quad (1)$$

что для низкомолекулярных диэлектриков является, по-видимому, хорошим приближением к действительности [2].

Рассмотрим одномерный случай, чтобы получить критерий применимости часто используемого приближения короткозамкнутого датчика. Согласно [3], напряжение на поляризационном датчике

$$V(t) = \frac{Q}{\epsilon_1 \epsilon_0 S_0} (x_0 - vt) + \frac{Q}{\epsilon_2 \epsilon_0 S_0} (v - u)t - \frac{P_0 \tau (v - u)}{\epsilon_2 \epsilon_0} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (2)$$

где  $Q$  — заряд,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $t$  — время,  $S_0$  — площадь обкладок.

Из уравнения  $V(t) + QR_e = 0$ , учитывая (1) и обозначая  $C_0 = \frac{\epsilon_1 \epsilon_0 S_0}{x_0} = \frac{\epsilon_2 \epsilon_0 S_0}{x_0} \frac{v}{v-u}$ ;  $E_0 = \frac{P_0 \tau (v - u)}{\epsilon_0 \epsilon_2}$  — эффективная ЭДС, получим

$$\dot{Q} + \frac{Q}{R_e C_0} = \frac{E_0}{R_e} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right); \quad 0 \leq t \leq t_1, \quad (3)$$

где  $t_1 = \frac{x_0}{v}$  — время прохода ФУВ между обкладками. Отметим, что величину  $E = E_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$  можно рассматривать как поляризационную ЭДС.

Решая (3) с учетом начального условия  $Q|_{t=0} = 0$ , находим выражения для заряда

$$Q = E_0 C_0 \left[1 + \frac{\tau}{R_e C_0 - \tau} e^{-\frac{t}{\tau}} - \frac{R_e C_0}{R_e C_0 - \tau} e^{-\frac{t}{R_e C_0}}\right]; \quad 0 \leq t \leq t_1 \quad (4)$$

и для поляризационного тока

$$i = \dot{Q} = \frac{E_0 C_0}{R_e C_0 - \tau} \left[e^{-\frac{t}{R_e C_0}} - e^{-\frac{t}{\tau}}\right]; \quad 0 \leq t \leq t_1. \quad (5)$$

Непосредственно из (5) видно, что приближение короткозамкнутости датчика выполняется при  $\tau \gg R_e C_0$  и  $t_1 \gg R_e C_0$ , т. е. неприемлемо для быстрорелаксирующих диэлектриков. Если же  $\tau \ll R_e C_0$ ,

$$i = \frac{E_0}{R_e} \left[e^{-\frac{t}{R_e C_0}} - e^{-\frac{t}{\tau}}\right] \quad (6)$$

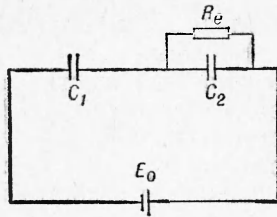


Рис. 1. Эквивалентная электрическая цепь.

и амплитуда тока  $\frac{E_0}{R_e}$  не зависит от площади обкладок и расстояния между ними.

Рассмотрим случай неоднородного ударного нагружения, которое аналогично [3] будем характеризовать величиной разновременности входа ФУВ в образец  $t_2$ , причем

$$t_2 \gg \tau. \quad (7)$$

Для интервала  $0 \leq t \leq t_2$  цепь датчика может быть представлена в виде эквивалентной схемы, показанной на рис. 1, где  $C_1$  и  $C_2$  — емкости соответственно нагруженного и ненагруженного участков датчика. Положим для определенности  $C_1 = C_0 \frac{t}{t_2}$ ,  $C_2 = C_0 \left(1 - \frac{t}{t_2}\right)$ , т. е. площадь нагруженной части образца растет по линейному закону.

Принимая во внимание (7), можно считать, что поляризационная ЭДС постоянна и равна  $E_0$ , исключая очень малый (порядка нескольких  $\tau$ ) начальный промежуток времени. Тогда для рассматриваемой цепи можно записать

$$\frac{Q_2}{C_2} = -\frac{Q_1}{C_1} + E_0 = \dot{Q} R_e; \quad 0 \leq t \leq t_2, \quad (8)$$

где  $Q_1$  и  $Q_2$  — заряды соответственно на конденсаторах  $C_1$  и  $C_2$ . Учитывая, что  $Q_1 - Q_2 = \dot{Q}$ ;  $C_1 + C_2 = C_0 = \text{const}$ , получаем

$$\dot{Q} + \frac{Q}{R_e C_0} = \frac{C_1}{R_e C_0} E_0; \quad 0 \leq t \leq t_2, \quad (9)$$

где  $Q = \int_0^t i dt$ . Решая (9) при начальном условии  $Q|_{t=0} = 0$ , находим заряд

$$Q = \frac{E_0 C_0}{t_2} \left[ t - R_e C_0 + R_e C_0 e^{-\frac{t}{R_e C_0}} \right]; \quad 0 \leq t \leq t_2 \quad (10)$$

и затем, дифференцируя (10) по времени, — поляризационный ток

$$i = \frac{E_0 C_0}{t_2} \left[ 1 - e^{-t/R_e C_0} \right]; \quad 0 \leq t \leq t_2. \quad (11)$$

Из (11) следует, что если выбрать постоянную времени  $R_e C_0 \gg t_2$ ,

$$i = \frac{E_0 C_0}{t_2} \frac{t}{R_e C_0}; \quad 0 \leq t \leq t_2. \quad (12)$$

Для интервала  $t_2 \leq t \leq t_1$  емкость датчика, учитывая (1), постоянна и равна  $C_0$ , следовательно, из (9) имеем

$$\dot{Q} + \frac{Q}{R_e C_0} = \frac{E_0}{R_e}; \quad t_2 \leq t \leq t_1. \quad (13)$$

Отсюда с начальным условием  $Q|_{t=t_2}$ , полученным из (10), находим

$$Q = E_0 C_0 \left[ 1 - \frac{R_e C_0}{t_2} \left( 1 - e^{-\frac{t_2}{R_e C_0}} \right) e^{-\frac{t-t_2}{R_e C_0}} \right]; \quad t_2 \leq t \leq t_1, \quad (14)$$

$$i = \frac{E_0 C_0}{t_2} \left( 1 - e^{-\frac{t_2}{R_e C_0}} \right) e^{-\frac{t-t_2}{R_e C_0}}; \quad t_2 \leq t \leq t_1. \quad (15)$$

На рис. 2 представлены примеры полученных зависимостей поляризационного тока от времени в безразмерных координатах.

Из (12) и (14) нетрудно видеть, что интересная величина  $E_0$ , характеризующая начальную поляризацию на ФУВ, может быть легко найдена из экспериментальных осциллограмм в следующих случаях:

а)  $R_e C_0 \ll t_1 - t_2$ ; при этом, хотя форма поляризационного сигнала определяется искажениями фронта, полный выделившийся заряд  $Q_m$  при  $t = t_1$  не зависит от  $t_2$  и связан с  $E_0$  выражением

$$Q_m = E_0 C_0; \quad (16)$$

б)  $R_e C_0 \gg t_2$ ; максимальный ток, получающийся при подстановке в (12)  $t = t_2$ , не зависит от  $t_2$  и равен

$$i_m = \frac{E_0}{R_e}. \quad (17)$$

**2. Ударная поляризация в случае переходной зоны электропроводности за ФУВ.** Многочисленные измерения, обзор которых дан в [11], показали, что при достаточно высоких динамических давлениях, большинство диэлектриков становится хорошими проводниками. В низкомолекулярных диэлектриках электропроводность возникает, как правило, за счет распада исходных соединений на ионы [12, 13]. Иногда можно ожидать и электронной проводимости по мостикам из частиц с большим содержанием углерода, формирующихся в результате глубокого пиролиза исходного соединения [14, 15]. Естественно предположить, что как в том, так и в другом случае электропроводность будет достигать своей максимальной величины не в области ударного фронта, а спустя некоторое время, необходимое для ионизации или для реакции пиролиза и образования частиц.

Для рассматриваемых в работе быстрорелаксирующих диэлектриков будем считать, что установление равновесной хаотической ориентации диполей в сжатом веществе после прохождения ФУВ происходит до возникновения области высокой электропроводности. При этом реальную сложную переходную зону проводимости можно заменить эффективной прямоугольной зоной, т. е. считать, что состояние с низким удельным сопротивлением  $\rho_2$  возникает за ФУВ мгновенно, спустя некоторое время задержки  $t_3$ .

Предположим также, что условие  $\rho_2 \varepsilon_0 \varepsilon_2 \ll t_1$  обычно с запасом выполняется в большинстве случаев. Иными словами, в каждый момент времени свободные носители тока компенсируют наведенную поляризацию в проводящей зоне и поверхность возникновения проводимости можно рассматривать как подвижную обкладку конденсатора. Подобная модель переходной зоны электропроводности рассмотрена в [8] для короткозамкнутой измерительной цепи. Обобщим ее на случай произвольной активной нагрузки.

Отметим предварительно, что в цепи датчика могут действовать и ЭДС неполяризационного характера, связанные как с электрохимическими процессами на границе раздела металл — ионный проводник [13, 16], так и (при различных металлах электродов) с контактной разностью потенциалов. Считая, что ЭДС не меняются существенно за время измерения, их также можно включить в рассмотрение, алгебраически суммируя с поляризационной ЭДС  $E_0$ .

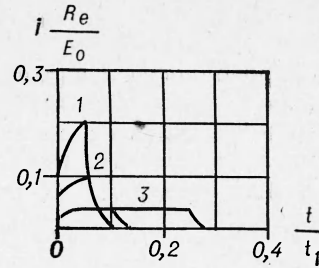


Рис. 2. Зависимости тока от времени,  $\frac{R_e C_0}{t_1} = 0,01$ .

$\frac{t_2}{t_1}$ : 1 — 0,05; 2 — 0,1; 3 — 0,25.

Если  $t_3 \ll t_2$ , влияние неоднородности ФУВ можно учесть аналогично п. 1, полагая, что фронт совпадает с границей области высокой электропроводности. Считая, для определенности, что исследуемый образец является диском, а ФУВ можно представить в виде сферической поверхности радиуса, много большего  $x_0$ , пренебрегая искривлением силовых линий электрического поля, найдем емкость сферический фронт — плоский электрод

$$C_3 = \frac{C_0}{t_2^0} \ln \frac{1}{1-t^0}; \quad 0 \leq t \leq t_2^0, \quad (18)$$

$$C_3 = \frac{C_0}{t_2} \ln \left( 1 + \frac{t_2^0}{1-t^0} \right); \quad t_2^0 \leq t^0 \leq 1, \quad (19)$$

где  $t^0 = \frac{t}{t_1}$ ,  $t_2^0 = \frac{t_2}{t_1}$ . При этом эквивалентная электрическая цепь датчика тождественна цепи, показанной на рис. 1 при  $C_1 = C_3$ . Емкость  $C_2 = C_0 \left( 1 - \frac{t^0}{t_2^0} \right)$  для  $0 \leq t^0 \leq t_2^0$  и  $C_2 = 0$  для  $t_2^0 \leq t^0 \leq 1$ .

Соответствующее дифференциальное уравнение для заряда можно записать в виде

$$\dot{Q} + \frac{Q}{R_e(C_2 + C_3)} = \frac{C_3}{R_e(C_2 + C_3)} E_0. \quad (20)$$

С учетом (18) и (19), обозначая  $\xi = \frac{QR_e}{t_1 E_0}$ , (20) приводится к двум уравнениям

$$\xi'_{t^0} = \frac{1}{1 - \frac{t_2^0 - t^0}{\ln(1-t^0)}} - \frac{\xi t_1}{R_e C_0} \frac{1}{1 - \frac{t^0}{t_2^0} - \frac{1}{t_2^0} \ln(1-t^0)}; \quad 0 \leq t^0 \leq t_2^0,$$

$$\xi'_{t^0} = 1 + \frac{\xi t_1}{R_e C_0} \frac{1}{\ln(1-t^0) - \ln(1-t^0 + t_2^0)}; \quad t_2^0 \leq t^0 \leq 1.$$

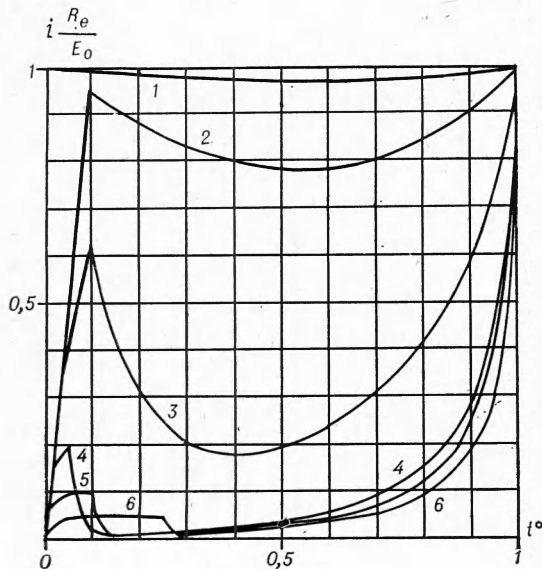


Рис. 3. Зависимости тока от времени при возникновении переходной зоны электропроводности за ФУВ.

$\frac{R_e C_0}{t_0}$ : 1 — 10; 2 — 1; 3 — 0,1; 4—6 — 0,01;  $\frac{t_2}{t_1}$ : 1—3, 5 — 0,1; 4 — 0,05; 6 — 0,25.

Некоторые характерные зависимости поляризационного тока от времени, рассчитанные на ЭВМ по этим уравнениям, даны на рис. 3. Отметим, что хотя величина и длительность первого импульса тока при прочих равных условиях зависит от  $t_2$ , площадь его, для  $R_e C_0 \ll t_1$ , остается практически постоянной, а максимальная амплитуда почти прямо пропорциональна  $R_e C_0$ .

В случае  $R_e C_0 \gg t_1$ , как и в п. 1, поляризационный ток равен  $\frac{E_0}{R_e}$ .

Экспериментальные данные [1, 16—19] и др. показывают, что в случае низкомолекулярных быстрорелаксирующих диэлектриков полученные в настоящей работе зависимости поляризационного тока от времени

хорошо совпадают с наблюдаемыми. Небольшие количественные расхождения, как правило, можно связать с индивидуальными особенностями неоднородного нагружения образца в каждом конкретном опыте, носящими случайный характер.

Поступила в редакцию  
21/VI 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Якушев, А. Н. Михайлов. В сб. «Второй всесоюзный симпозиум по горению и взрыву». Ереван, 1969.
2. В. В. Якушев, С. С. Набатов, А. Н. Дремин. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
3. F. E. Allison. J. Appl. Phys., 1965, 36, 7.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1967, 53, 1.
5. А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий. ЖЭТФ, 1968, 54, 1.
6. D. V. Larson, C. J. Siseberg. J. Appl. Phys., 1968, 39, 12.
7. Р. М. Зайдель. ЖЭТФ, 1968, 54, 4.
8. В. В. Якушев. ПМТФ, 1972, 4.
9. G. E. Hauver. J. Appl. Phys., 1965, 36, 7.
10. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий и др. ЖЭТФ, 1967, 53, 1.
11. D. L. Styris, G. E. Duvall. High Temperat.— High Press, 1970, 2, 5.
12. S. D. Hamann, M. Linton. Trans. Faraday Soc., 1966, 62, 8.
13. В. В. Якушев, А. Н. Дремин. ЖФХ, 1971, 45, 1.
14. О. В. Yakusheva, V. V. Yakushev, A. N. Dremm. High Temperat.— High Press., 1971, 3, 3.
15. В. В. Якушев, С. С. Набатов, О. Б. Якушева. Докл. АН СССР, 1974, 214, 4.
16. О. Н. Бреусов, А. Н. Дремин и др. ЖЭТФ, 1971, 61, 9.
17. R. J. Eichelberger, G. E. Hauver. Solid state transducers for recording of intense pressure pulses. Collog. Internat. Centre Nat. Rech. Sci, 1962, No 109.
18. В. Н. Минеев, Ю. Н. Тюняев и др. Изв. АН СССР, Сер. Физика земли, 1968, 4.
19. В. В. Якушев, С. С. Набатов, О. Б. Якушева. ФГВ, 1974, 10, 4.

УДК 662.215.4

#### РАЗРУШЕНИЕ И ИНИЦИИРОВАНИЕ ТОНКОГО СЛОЯ ВВ ПРИ УДАРЕ

Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев, Ю. Ф. Карабанов,  
В. Г. Щетинин

(Москва)

В задачах чувствительности взрывчатых веществ к удару и трению особый интерес представляет изучение механизма деформации и разрушения тонкого слоя. Условия воздействия по тонкому слою являются наиболее распространенными для механического инициирования твердых ВВ [1]. Некоторая информация о характере разрушения тонких слоев при ударе, расположении поверхностей разрыва и выделении на них тепла была получена в работе [2] на примере инертных веществ. При этом использовались термоиндикаторы, главным образом кристаллогидрат лимоннокислого железа, наиболее ярко и контрастно изменяющий цвет при разогреве на поверхностях трения — скольжения. Нагружение тонкого диска производилось по схеме, изображенной на рис. 1, а. На рис. 2 схематично показано осевое сечение образца (пересечение поверхностей скольжения с плоскостью сечения выделено жирными линиями). Стрелками показано предполагаемое движение жест-