

## Э. Д. С., ВОЗНИКАЮЩАЯ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ ВЕЩЕСТВА

В. Н. Минеев, А. Г. Иванов

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	75
2. Феноменология ударной поляризации линейных и деполяризации нелинейных диэлектриков . . . . .	77
а) Линейные диэлектрики (77). б) Нелинейные диэлектрики (81).	
3. Экспериментальные работы . . . . .	83
а) Постановка опытов (83). б) Результаты эксперимента (85). 1) Линейные диэлектрики. Ионные кристаллы (85). 1.1) Полярные диэлектрики (89). 1.2) Пьезоэлектрики (91).—2) Нелинейные диэлектрики (92). 3) Полупроводники (94). 4) Металлы (97).	
4. Интерпретация экспериментальных данных . . . . .	98
а) Статические и динамические источники э.д.с. (98). б) Применимость феноменологических теорий (100). в) Диффузия ионов при ударном сжатии ионных кристаллов (101). г) Источники э.д.с. при ударном сжатии полярных диэлектриков и электролитов (102). д) Освобождение связанных зарядов за фронтом УВ в нелинейных диэлектриках (103). е) Э.д.с. при ударном сжатии полупроводников и металлов (104).	
5. Заключение . . . . .	105
Цитированная литература . . . . .	106

## 1. ВВЕДЕНИЕ

А. В. Степанов был, по-видимому, первый, кто обратил внимание на то, что деформация ионных кристаллов вызывает появление разности потенциалов между поверхностями деформируемых образцов (эффект Степанова)<sup>1</sup>. Кэффин и Гудфеллоу<sup>2</sup>, Фишбах и Новик<sup>3</sup>, Киши и Урусовская<sup>4,5</sup>, исследуя этот эффект в ионных кристаллах, показали, что потенциал возникает как при напряжениях ниже предела текучести, так и в процессе пластической деформации кристаллов и обусловлен движением заряженных дислокаций. Знак и амплитуда потенциала зависят, в частности, от концентрации и сорта примесей, скорости деформирования и температуры образцов. В работах Гуля и др.<sup>6</sup> и Новикова и др.<sup>7</sup> обнаружены электрические заряды, возникающие при сжатии полиметилметакрилата. Показано, что появление зарядов связано с ориентацией полярных молекул в процессе деформации, а изменение поляризации во времени определяется процессом дезориентации молекул и проводимостью деформируемых образцов. В цитированных выше работах заряды регистрировались электрометром. За характерные интервалы времени порядка секунд в измерительной цепи протекал заряд  $10^{-10}$ — $10^{-8}$  кул/см<sup>2</sup>.

Подобный эффект — возникновение разности потенциалов в деформируемых образцах из непьезоэлектрических материалов — имеет место и при их динамическом нагружении. По-видимому, это явление впервые

проявило себя в электрических «наводках», например, в так называемом «кабельном эффекте»<sup>25</sup> — возникновение э. д. с. в электрических цепях, подверженных ударному нагружению. Эйхельбергер и Хаувер<sup>8</sup> обнаружили, что движение ударной волны (УВ) между обкладками конденсатора, заполненного полярным диэлектриком, сопровождается появлением э. д. с. во внешней цепи, содержащей такой конденсатор (см. рис. 5). Так как в цепи отсутствуют внешние источники э. д. с., а возникающая э. д. с. не зависит от материала обкладок конденсатора, то эффект может быть объяснен объемной поляризацией диэлектрика за фронтом УВ.

Описанное явление, получившее в литературе название «ударная поляризация», было зарегистрировано авторами совместно с Новицким, Лисицыным, Яновым и Безруковым<sup>9</sup> и независимо Линде, Мурри и Дораном<sup>10</sup> на другом классе диэлектриков — ионных кристаллах. Позднее этот эффект был обнаружен авторами с сотрудниками<sup>11</sup>, Джоунзом и др.<sup>12</sup> при ударном сжатии легированных полупроводников (кремния и германия). Одновременно, главным образом в США, исследовалось поведение поляризованных поликристаллических сегнетоэлектриков<sup>13</sup> и пьезоэлектриков<sup>14</sup> в УВ. Установлено, что основной причиной возникновения э. д. с. в сегнетоэлектриках является частичная или полная потеря сегнетоэлектрических свойств, т. е. их деполяризация в УВ. Эффект же ударной поляризации в этих материалах мал, хотя и сравним с поляризацией линейных диэлектриков. Механизмы возникновения поляризации полярных диэлектриков заключается, согласно<sup>8</sup>, в ориентации полярных молекул вдоль направления движения фронта УВ. Разворот молекул происходит под действием градиента давления на фронте УВ, если один конец молекулярного диполя имеет большую массу, чем другой. Это ориентированное состояние молекул не является термодинамически равновесным. Со временем тепловое движение этих молекул за фронтом УВ приведет к разрушению ориентированного состояния, и как следствие, к уменьшению (релаксации) поляризации. Особенность ударной поляризации состоит в том, что в случае, если диэлектрик за фронтом УВ становится проводником, то уменьшение поляризации за фронтом УВ может быть связано не только с процессом разориентации полярных молекул, но и с экранировкой поля поляризации полем носителей тока.

Оценим величину поляризации за фронтом УВ в полиметилметакрилате, в котором ударная поляризация была впервые обнаружена. Предположим, что УВ ориентирует все полярные мономерные звенья молекулы этого вещества вдоль направления движения фронта УВ<sup>8</sup>. Для полиметилметакрилата с молекулярным весом  $10^5$  г количество мономерных звеньев в  $1 \text{ см}^3$  составляет величину  $N = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае поляризация  $P = N\mu = 3 \cdot 10^{-6} \text{ кул/см}^2$ , где  $\mu = 1,7$  ед. Дебая — эффективный дипольный момент мономерного звена молекулы полиметилметакрилата. Эксперимент показал, что при давлении на фронте УВ  $200 \text{ кбар}$  поляризация полиметилметакрилата составляет величину  $P = 2 \cdot 10^{-7} \text{ кул/см}^2$ .

Электрические сигналы нетермоэлектрической природы были обнаружены при ударном сжатии металлов и полуметаллов<sup>15, 16</sup>. В ряде случаев эти сигналы обусловлены процессом экранировки свободными зарядами возмущений, создаваемых УВ в решетке металлов.

На основе эффекта ударной поляризации в настоящее время разработаны датчики динамического давления<sup>17-19</sup>, датчики для регистрации моментов прохождения фронта УВ через заданные плоскости (отметчики времени)\*<sup>20-23</sup>, взрывные источники электрической энергии<sup>24</sup>. Резуль-

\*) Датчики для регистрации моментов прохождения фронта УВ через заданные плоскости.

таты исследования ударной поляризации материалов позволяют в ряде случаев понять источники электрических помех в слаботочных измерениях (например, «кабельный эффект») и создать измерительные устройства, надежно работающие в условиях взрыва. Результаты исследования ударной поляризации позволяют приблизиться к пониманию неравновесных процессов, отличающих динамическое нагружение от статического. Эксперименты по поляризации дали возможность получить информацию о некоторых физических свойствах ударно сжатых веществ. Исследования э. д. с. при ударном сжатии позволяют по-новому взглянуть и на такие эффекты, как возникновение зарядов и свечения при разрушении материалов и на электризацию трением.

В настоящей работе анализируются феноменологические теории возникновения э. д. с. при ударном сжатии линейных и нелинейных диэлектриков, сделан обзор экспериментальных работ до 1975 г. Обсуждаются имеющиеся трудности феноменологического описания и физической интерпретации наблюдаемых явлений.

## 2. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ УДАРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛИНЕЙНЫХ И ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

### а) Л и н е й н ы е д и э л е к т р и к и

Переход вещества через фронт УВ сопровождается скачкообразным изменением его термодинамических параметров при одновременном скачке энтропии. Вещества, обладающие прочностью и вязкостью, при таком переходе сжимаются не гидростатически, вследствие чего состояние вещества за фронтом УВ описывается тензором напряжений с главными напряжениями, различающимися на величину предела текучести Гюгонио ( $\sim 0,1 - 100$  кбар).

Логично предположить, что анизотропия напряжений, создаваемая УВ, может привести к анизотропии физических характеристик вещества, например, к нарушению пространственного распределения зарядов — ударной поляризации. Так как состояние поляризации не является термодинамически равновесным, то очевидно, что поляризация со временем полностью распадается (после установления равновесного состояния в ударно сжатом веществе).

Первые попытки феноменологического описания эффекта ударной поляризации были сделаны Ивановым и Новицким<sup>120</sup>, Аллисоном<sup>26</sup>. В работе<sup>120</sup> постулировалось существование двойного слоя на фронте УВ и решалась задача о токе в цепи (см. рис. 5), когда этот слой движется с УВ.

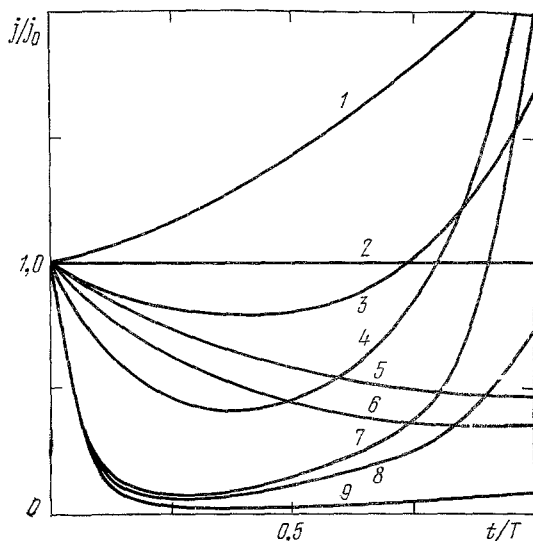


Рис. 1. Расчетные кривые поляризационных токов  $j/j_0 = f(t/T)$ <sup>28</sup>.

Значения параметров  $\kappa$ ,  $\tau/T$  и  $\theta_s/T$  соответственно следующие: 1 — 1,5;  $\infty$ ;  $\infty$ ; 2 — 1,0;  $\infty$ ;  $\infty$ ; 3 — 2,0; 1,0; 1,0; 4 — 2,0; 5,0; 0,2; 5 — 0,9; 2,0; 2,0; 6 — 1,0; 1,0; 1,0; 7 — 2,0; 5,0; 0,05; 8 — 1,0; 5,0; 0,05; 9 — 2,0; 0,05; 0,5.

Рассматривались случаи, когда вещество за фронтом УВ остается диэлектриком или превращается в хороший проводник. Аллисон <sup>26</sup> предположил, что релаксация ударной поляризации  $P(t)$  описывается экспоненциальным законом с характерным временем  $\tau$

$$P(t) = P_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (2.1)$$

где  $P_0$  — скачок поляризации на фронте УВ. Легко видеть, что формула (2.1) может быть получена, если предположить, что каждый элемент объема релаксирует независимо и в любой момент времени  $dP(t) \sim -P(t) dt$ . В формуле (2.1)  $\tau$  — время релаксации тепловой или механической релаксации. Присутствие свободных носителей зарядов за фронтом УВ приведет к нейтрализации поляризованных объемов вещества (диполей). Последний процесс принято называть проводимостной релаксацией. Этот тип релаксации подробно рассмотрел Зельдович <sup>27</sup>. Характерное время процесса в системе единиц CGSE  $\theta_2 = \rho_2 \varepsilon_2 / 4\pi$ , где  $\rho_2$ ,  $\varepsilon_2$  — удельное объемное электрическое сопротивление и диэлектрическая проницаемость вещества за фронтом УВ \*).

Феноменология ударной поляризации, развитая в работах Аллисона <sup>26</sup>, Зельдовича <sup>27</sup>, Иванова, Лисицына, Новицкого <sup>28</sup> и Зайделя <sup>29</sup>, содержит постулат о поляризации изотропного диэлектрика на фронте плоской УВ.

Аллисоном рассматривался непроводящий диэлектрик, помещенный между обкладками короткозамкнутого конденсатора. Предполагалось, что на фронте УВ диэлектрическая проницаемость и поляризация диэлектрика изменяются скачком. Таким образом, в этой теории плотность тока поляризации  $j = f(P_0, \kappa, \tau, t)$ , где  $\kappa = \sigma \varepsilon_2 / \varepsilon_1$ ,  $\sigma$  — сжатие вещества на фронте УВ.

В работе Зельдовича принимается  $\tau = \infty$ ,  $\rho_1 = \infty$ ,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$  и  $\sigma = 1$ , а  $\rho_2$  могло принимать любое постоянное значение.

В решении Иванова и др. полагается, что распад поляризации ударно сжатого диэлектрика обусловлен как механической, так и проводимостной релаксацией. Для упрощения принималось, что  $\rho_1 = \infty$ . Ограничений на  $\sigma$  и  $\varepsilon_2$  не накладывалось, а  $\rho_2$  могло принимать любое постоянное значение. Найдена зависимость плотности поляризационного тока  $j$  в короткозамкнутой цепи от  $P_0$ ,  $\kappa$ ,  $\theta_2$ ,  $\tau$  и  $t$ .

Начальный скачок плотности тока при  $t = t_0 = 0$  не зависит от релаксационных процессов и связан с величиной  $P_0$  выражением

$$j_0 = \frac{P_0}{\kappa T}, \quad (2.2)$$

где  $T = l/D$  — время движения фронта УВ по образцу толщиной  $l$ ,  $D$  — скорость фронта УВ.

Типичные зависимости  $j(t)$  для некоторых комбинаций параметров приведены на рис. 1, откуда следует, что если  $\tau$  или  $\theta_2$  заметно меньше  $T$ , то на кривой  $j(t)$  образуется провал, а в начале записи — пик тока. Ширина этого пика близка к наименьшему времени релаксации ( $\tau$  или  $\theta_2$ ).

В работе Зайделя рассмотрен случай произвольной нагрузки и не наложены какие-либо ограничения на закон изменения  $P(t)$ ; по-прежнему предполагается скачкообразное изменение  $\varepsilon$  и  $\rho$  и значения их перед и за фронтом УВ постоянны. Полученное дифференциальное уравнение содержит, как частные случаи, уравнения, приводящие к решениям <sup>26-28</sup>, и позволяет, в принципе, по экспериментальным записям  $j(t)$  с помощью ЭВМ найти  $P(t)$ ,  $\theta_2$  и  $\kappa$ .

\*) Далее везде индекс 1 будет относиться к параметрам вещества перед фронтом УВ, индекс 2 — к параметрам за фронтом УВ.

Таким образом, в последовательности работ<sup>120, 26-29</sup> рассматриваются все более общие феноменологические модели ударной поляризации. Это иллюстрируется табл. I.

Таблица I

Некоторые исходные посылки феноменологических теорий

Теория	$\tau$	$\theta_2$	$\kappa$	$\theta_1$	Нагрузка
Аллисона <sup>26</sup>	Любое	$\infty$	Любое	$\infty$	0
Зельдовича <sup>27</sup>	$\infty$	Любое	1	$\infty$	0
Иванова и др. <sup>28</sup>	Любое	»	Любое	$\infty$	0
Зайделя <sup>29</sup>	»	»	»	Любое	Любая

Задачи о поляризационном токе в цепи (см. рис. 5; далее — поляризационный датчик) с емкостной нагрузкой при наличии двух механизмов поляризации решены Лисицыным и др.<sup>31</sup> Остановимся на некоторых следствиях рассмотренных теорий:

1) В рамках теории<sup>26</sup> Якушев и др.<sup>30</sup> получили выражение для плотности тока релаксации при  $t > T$  в предположении, что при  $t > T$  образец движется как целое

$$j_P(t) = -\frac{P_0}{T} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right) \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (2.3)$$

Несколько позже Лисицын и др.<sup>31</sup> показали, что учет проводимости вещества за фронтом УВ для короткозамкнутой цепи не меняет полученного результата. Таким образом, ток релаксации в короткозамкнутой цепи поляризационного датчика определяется только временем релаксации  $\tau$ . Релаксационный ток имеет направление, обратное току поляризации.

2) Хаувер<sup>32</sup>, рассматривая цепь рис. 5 с источником постоянной э. д. с.  $E$  и полагая, что поляризация диэлектрика (не зависящая от величины  $E$ ) описывается решением Аллисона, показал возможность экспериментального определения  $\varepsilon_2$ . Полученное им выражение для диэлектрической проницаемости за фронтом УВ имеет вид

$$\varepsilon_2 = \sigma^{-1} \left[ \frac{l(Q_E - Q)}{E\varepsilon_0} + \varepsilon_1 \right], \quad (2.4)$$

где  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  ф/м — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $Q_E = \int_0^T j_E(t) dt$  ( $j_E$  — плотность поляризационного тока в опыте с включенным источником  $E$ ),  $Q = \int_0^T j(t) dt$ ,  $Q$  и  $E$  в единицах системы СИ.

3) Основное дифференциальное уравнение<sup>29</sup> в случае, когда

$$\theta_1 \sim \theta_2, \quad \kappa \sim 1, \quad \theta_1 \ll t_1 \ll T, \quad (2.5)$$

принимает вид<sup>33</sup>

$$\kappa T t_1 \frac{j(t)}{\theta_1} = P(t), \quad (2.6)$$

$$\kappa T t_1 \frac{j_P(t)}{\theta_1} = P(t) - P(t - T), \quad (2.7)$$

где  $t_1$  — время установления электрического сигнала в измерительной цепи.

Далее мы покажем, что условия (2.5) реализуются, в частности, при ударном сжатии полупроводников.

Таким образом, для веществ с хорошей проводимостью по обе стороны фронта УВ, в отличие от диэлектриков,  $P(t)$  может быть найдено по  $j(t)$ . Хотя уравнение (2.6) справедливо только при  $t_1 \gg \theta_1$ , тем не менее оно позволяет оценить значение  $P(t)$ , близкое к  $t = t_0$ , так как  $\theta_1 \ll T$ . Если предположить, что на фронте УВ имеет место скачок поляризации, то, в отличие от диэлектриков, где  $j_0 = P_0/\kappa T$ , для веществ с хорошей проводимостью при прочих равных условиях скачок  $j_0$  оказывается в  $t_1/\theta_1$  раз меньше. В терминах эквивалентной электрической цепи появление множителя  $t_1/\theta_1 = R/\rho_1 l$  можно интерпретировать шунтирующим влиянием сопротивления образца. В работе <sup>33</sup> показано, что в этом случае поляризационный ток  $i(t)$  не зависит от площади исследуемого образца. В более общем случае <sup>33</sup> для  $P(t)$  принят вид

$$P(t) = P_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{t}{\eta}\right)\right]. \quad (2.8)$$

Множитель  $\exp(-t/\tau)$  является следствием физически правдоподобного предположения о том, что процесс механической деполяризации

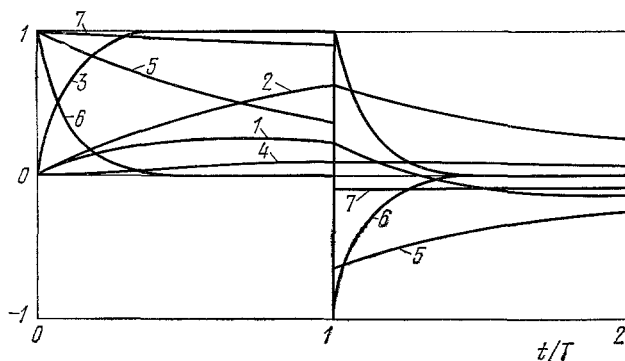


Рис. 2. Расчетные кривые поляризационных токов  $i/i_0 = f(t/T)$  <sup>33</sup>. Значения параметров  $T/\eta$  и  $T/\tau$  соответственно следующие: 1 — 1; 1; 2 — 1; 0; 3 — 10; 0; 4 — 0,1; 0; 5 —  $\infty$ ; 1; 6 —  $\infty$ ; 10; 7 —  $\infty$ ; 0,1.

единицы объема вещества определяется временем нахождения этого объема за фронтом УВ <sup>26</sup>. Второй множитель  $1 - \exp(-t/\eta)$  отражает процесс установления поляризации (принято экспоненциальное увеличение  $P(t)$ ). Рассчитанные по (2.6) и (2.7) с учетом (2.8) кривые поляризационного ( $0 \leq t \leq T$ ) и релаксационного ( $T \leq t \leq 2T$ ) токов для различных значений  $\tau$  и  $\eta$  приведены на рис. 2. Заметим, что если поляризация на фронте УВ достигает своего максимального значения за время  $t < t_1$ , то при  $t = T$  будет наблюдаться скачок тока  $i$ , при этом знак тока релаксации будет обратным знаку поляризационного тока. В случае, если  $\eta \sim T$ , то поляризационный ток и ток релаксации будут одного знака.

Феноменология поляризации пьезоэлектриков (в частности, кварца) в упругих волнах рассмотрена в работах Андерсона <sup>17</sup>, Джонса и др. <sup>36</sup>, Грэхема и др. <sup>37</sup>. При этом предполагалось: а) деформация пьезоэлектрика однородна, б) электрические поля, возникающие в результате пьезоэффекта, имеют только одну компоненту, — в направлении движения фронта УВ, в)  $\epsilon_1 = \epsilon_2$  и  $\rho_1 = \rho_2 = \infty$ , г) пьезоэлектрическая поляризация зависит только от приложенного давления  $P = kp$ . Показано, что при  $t_0 \leq t \leq T$  ток  $i(t)$  в короткозамкнутой цепи пропорционален давлению  $p(t)$

на границе экран-пьезоэлектрик;

$$i(t) = p(t) S \frac{k}{T}, \quad (2.9)$$

где  $k$  — пьезомодуль.

Грэхем<sup>39</sup> рассмотрел феноменологию поляризации пьезоэлектрика в условиях короткого удара.

### б) Н е л и н е й н ы е д и э л е к т р и к и

Как отмечалось во введении, возникновение э. д. с. при ударном воздействии на нелинейные диэлектрики обусловлено в основном процессами разориентации доменов (деполяризации) во фронте УВ. Вклад поляризации хотя и остается таким же, как и для линейных диэлектриков, но в сравнении с процессами деполяризации оказывается малым.

Рассмотрим качественно процессы, сопровождающие распространение УВ по поляризованному образцу сегнетоэлектрика. На рис. 3 схематически показано распределение зарядов в короткозамкнутом образце сегнетоэлектрика до (а) и в процессе (б) его ударного сжатия. До сжатия

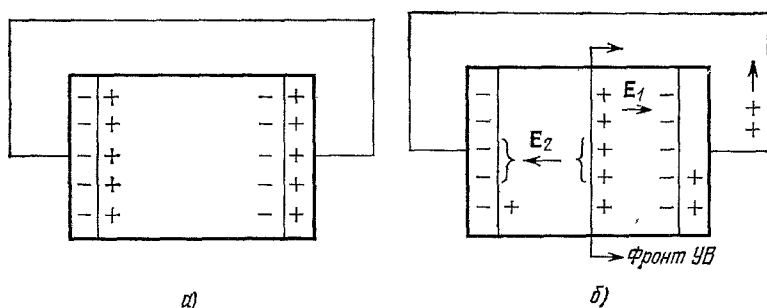


Рис. 3. Схема распределения зарядов в короткозамкнутом образце сегнетоэлектрика до (а) и в процессе (б) его ударного сжатия<sup>34</sup>.

поляризационный заряд на поверхностях образца нейтрализован свободными носителями в электродах. В образце нет ни тока, ни поля. Пусть УВ вошла в образец, как это показано на рис. 3.б, и переводит материал за фронтом УВ в линейный диэлектрик. В этом случае за фронтом УВ возникает поле электрической поляризации  $E_2$ , а перед фронтом УВ — противополе  $E_1$ . Этот процесс приведет к перетеканию части свободного заряда. Изменение полей и перетекание зарядов будут происходить до момента выхода фронта УВ из образца. Уменьшение поляризации за фронтом УВ может быть результатом, например, фазового перехода, реориентации доменов и/или уменьшения дипольного момента при сжатии образца.

Таким образом, картины перераспределения свободных зарядов в нелинейных и линейных диэлектриках при  $\tau \gg T$  качественно подобны. Отличие заключается только в том, что вещество линейного диэлектрика первоначально не поляризовано, тогда как вещество нелинейного диэлектрика поляризовано, но поляризация до опыта скомпенсирована свободными зарядами.

Феноменология ударной деполяризации нелинейных диэлектриков впервые была рассмотрена Хэлпином<sup>34</sup>. Основные предпосылки этой теории:

1) УВ скачком переводит нелинейный изотропный диэлектрик в линейный; при этом на фронте УВ выделяется заряд, равный остаточной поляризации  $P_0$ , 2) сжатие диэлектрика плоской УВ однократное, 3) статическая петля диэлектрического гистерезиса не меняется в условиях быстро-

го изменения  $E$  перед фронтом УВ, 4) диэлектрическая проницаемость и удельное объемное сопротивление ( $\rho_1 = \infty$ ) на фронте УВ меняются скачком, 5) векторы  $P_0$  и  $D$  параллельны, 6) цепь нагрузки короткозамкнута.

Более общая задача решена Новицким и др.<sup>35</sup> Было предположено, в частности, что цепь нагрузки содержит активное сопротивление, а поляризация каждого элемента объема за фронтом УВ зависит лишь от времени пребывания объема в сжатом состоянии. Из решения<sup>35</sup> как частные

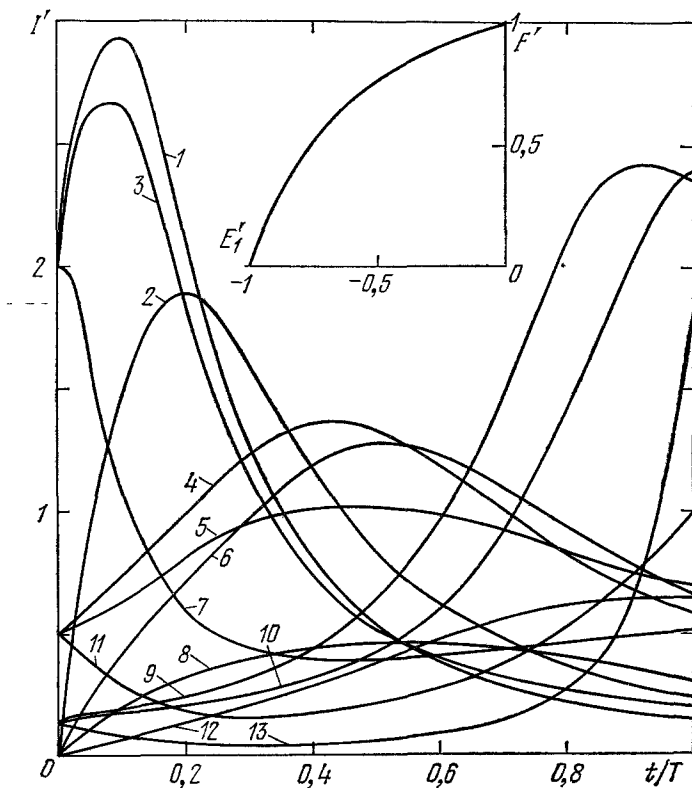


Рис. 4. Расчетные кривые токов деполаризации<sup>35</sup>.

Значения параметров  $\tau'$ ,  $\theta'_1$  и  $\kappa^*$  соответственно следующие: 1 — 1;  $\infty$ ; 0,5; 2 — 0,1;  $\infty$ ; 0,5; 3 — 10; 1; 0,5; 4 — 0;  $\infty$ ; 2; 5 — 0; 1; 2; 6 — 0,1;  $\infty$ ; 2; 7 — 0; 0,1; 0,5; 8 — 1;  $\infty$ ; 0,5; 9 — 0;  $\infty$ ; 8; 10 — 0; 1; 8; 11 — 0; 0,1; 2; 12 — 1;  $\infty$ ; 2; 13 — 0; 0,1; 8. Вверху — нормализованная петля гистерезиса в координатах  $E'_1 = -(E_1/E_c) - F' = -F/P_s$ , где  $E_c$  — коэрцитивное поле,  $F'$  — поверхностная плотность связанных зарядов,  $P_s$  — спонтанная поляризация.

случаи вытекают все рассмотренные выше теории ударной поляризации линейных диэлектриков и феноменология Хэлпина. Для нелинейных диэлектриков при  $t = t_0 = 0$  (короткозамкнутая цепь)<sup>35</sup>

$$j_0 = \frac{P_0}{\kappa^* T}, \quad (2.10)$$

где  $\kappa^* = \sigma \varepsilon_2 (\partial D_1 / \partial E_1)_{E_1=0}^{-1}$ ,  $D_1$ ,  $E_1$  — индукция и напряженность электрического поля. Если положить, как это сделал Хэлпин,  $(\partial D_1 / \partial E_1)_{E_1=0} = 0$ , то  $j_0 = 0$ . В работе<sup>35</sup> учтено влияние индуктивности цепи на форму  $i(t)$  в некоторых частных случаях.

На рис. 4 приведены расчетные кривые  $i(t)$  по<sup>35</sup> в безразмерных координатах  $I' = (t/T)$  для ряда комбинаций параметров  $\tau' = \tau/T$ ,  $\theta'_1 = \theta_2/T$  и  $\kappa^*$  для петли гистерезиса, показанной на рис. 4 вверху. Расчет проведен для случая  $t_1 = 0$ ,  $\theta_1^{-1} = 0$ ,  $P(t) = P_0 \exp(-t/\tau)$ ,  $I' = i(t) T / P_0 S$ .

Штюцер<sup>97</sup> рассмотрел вторичные динамические давления возникающие перед фронтом УВ в пьезоэлектрике под действием полей, обусловленных наличием замкнутой цепи. В работах<sup>17, 34-38</sup> предполагалось, что во время движения фронта УВ по пьезоэлектрику последний не сжат перед фронтом УВ. Это справедливо для разомкнутой цепи. В случае короткозамкнутой цепи поле, инициируемое УВ, создает противополе в области перед фронтом УВ. Если коэффициент электромеханической связи материала велик, то противополе может вызвать заметные вторичные динамические давления, изменяющиеся во времени и влияющие на форму и величину тока поляризации. Решение этой задачи при  $p(t) = \text{const}$  приводит к следующему виду плотности тока поляризации:

$$j(t) = \frac{kp}{T} \exp\left(-\frac{r^2 t}{T}\right),$$

где  $r$  — коэффициент электромеханической связи. Таким образом, ток деполяризации в короткозамкнутой цепи, при прохождении УВ с  $p(t) = \text{const}$ , не является постоянным. Для кварца  $r^2 = 0,01$  (при  $t = T \exp(r^2 t/T) \approx 1$ ), для систем ЦТС  $r^2 = 0,25$  и  $\exp(r^2 t/T) \approx 1,3$ <sup>97</sup>.

Влияние неодновременности входа фронта УВ в образец на  $i(t)$  будет рассмотрено ниже.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ

Экспериментальное исследование э. д. с. при ударном сжатии веществ развивалось по трем направлениям. В работах первого направления э. д. с. связывается с типом вещества (диэлектрики, полупроводники, металлы) и параметрами УВ. В работах второго направления исследуется зависимость э. д. с. от физических характеристик веществ и параметров УВ: кристаллографического направления нагружения, объемного состояния примесей и т. д. В работах третьего направления проводятся измерения проводимости, диэлектрической проницаемости и параметров поляризации ударно сжатых тел.

#### а) Постановка опытов

Во всех работах электрические сигналы при ударном сжатии веществ исследовались по схеме, показанной на рис. 5. Электрод и охранное кольцо выполнялись из металлов, акустическая жесткость которых близка к акустической жесткости материала образца. В эксперименте регистрировалось падение напряжения  $U(t) = i(t)R$ , где  $i(t)$  — поляризационный ток,  $R$  — входное сопротивление регистратора. Как правило,  $U(t)$  возникает скачком в момент выхода УВ на границу экран — образец ( $t_0$ ). Моменту  $t = T$  выхода УВ на границу образец — электрод соответствует излом  $U(t)$ . В работах<sup>8, 44, 68</sup> показано, что поляризационный ток в диэлектриках прямо пропорционален площади электрода. Поэтому, используя охранное кольцо при  $R = S_1 R_1 / S$ , где  $S$  и  $S_1$  — соответственно площади электрода и охранного кольца, удастся избежать влияния краевых

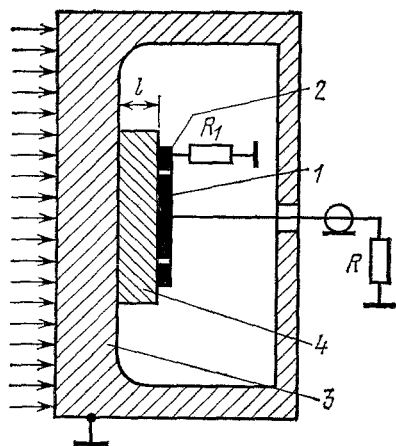


Рис. 5. Схема постановки опытов. 1 — электрод, 2 — охранный кольцо; 3 — металлический экран; 4 — образец;  $R = 92$  ом — входное сопротивление осциллографа,  $R_1$  — нагрузка охранного кольца. Стрелками показано направление движения фронта УВ.

эффектов на результаты измерений. Обычно  $S_1 = S = 1-3 \text{ см}^2$ ,  $l = 0, 1-1 \text{ см}$  и  $R_1 = R = 92 \text{ ом}$ . В случае диэлектриков и полупроводников с  $\rho_2 \approx 10^3 \text{ ом}\cdot\text{см}$  эти параметры обеспечивают выполнение условия короткозамкнутости цепи ( $t_1 \sim 10^{-9} \text{ сек} \ll T$ ). В случае нелинейных диэлектриков эффект деполяризации в УВ исследовался в цепи с  $R = 1 \text{ ом}$  при контролируемом значении индуктивности  $L \approx 5-100 \text{ нгн}$ .

Геометрия взрывных устройств <sup>40, 41</sup> и размеры образцов были такими, что затуханием плоской УВ и влиянием боковых разгрузок в течение времени эксперимента можно было пренебречь. Разновременность входа УВ в образец составляла на площади  $S = 12 \text{ см}^2$   $t_{\text{ф}} \approx 0,02-0,1 \text{ мксек}$ . Влияние кривизны фронта УВ на  $i(t)$  в линейном диэлектрике и перекоса фронта УВ на  $i(t)$  в нелинейном диэлектрике обсуждается в работах Якушева и др. <sup>42, 43</sup> и Хэлпина <sup>34</sup>. В этих работах показано, что величина  $t_{\text{ф}}$  играет существенную роль при интерпретации  $i(t)$  в области  $\tau \ll t_{\text{ф}}$  и  $\theta_2 \ll t_{\text{ф}}$ . Однако в большинстве случаев  $\tau > t_{\text{ф}}$ .

Идея измерения времени механической релаксации поляризации была предложена авторами с сотрудниками <sup>44</sup> и впервые реализована Якушевым и др. <sup>45</sup>. Метод основан на регистрации тока в цепи рис. 5 после выхода фронта УВ из образца. Величина  $\tau$  рассчитывается по формуле (2.3). Метод <sup>44, 45</sup> не позволяет измерять  $\tau \leq t_{\text{ф}}$  и  $\tau \leq t_1$ . Отметим, что если исследуемое вещество за фронтом УВ становится проводником, то релаксационный сигнал может искажаться как за счет электрохимических процессов на ударно сжатых границах: экран-образец, образец-электрод <sup>43</sup>, так и вследствие нарушения условия короткозамкнутости цепи.

Если в цепи электрода и охранного кольца рис. 5 включить последовательно источник напряжения с калиброванной амплитудой и с малым внутренним сопротивлением (например, заряженные конденсаторы), то регистрируя падение напряжения  $U(t)$  на  $R$ , можно получить информацию о проводимости ударно сжатых веществ в направлении, нормальном к фронту УВ  $\Sigma_2^{\perp}(t)$ . Впервые подобная схема была описана Альтшулером и др. <sup>46</sup> и подробно обсуждена Митчеллом и Килером <sup>47</sup>. Эта схема при соответствующем выборе параметров цепи использовалась авторами и др. <sup>23, 48</sup> для регистрации в одном опыте поляризационного и проводимостного сигналов. Последнее необходимо для исключения влияния ударной поляризации на результаты измерений  $\Sigma_2^{\perp}$ , так как в ряде случаев поляризационный ток становится сравнимым или даже превосходит ток проводимости <sup>49</sup>. Для определения разновременности момента прохождения фронта УВ через заданную плоскость в образце и момента возрастания  $\Sigma_2^{\perp}$  за фронтом УВ до уровня, разрешаемого измерительной схемой, применялись электро-контактные <sup>46</sup> или поляризационные датчики <sup>48</sup>.

Схема для измерения проводимости в направлении, параллельном фронту УВ  $\Sigma_2^{\parallel}$ , была предложена Давидом и Хаманном <sup>50</sup>, Жюно и Тувенином <sup>51</sup>. Сложная геометрия электрического поля в образцах потребовала для точного расчета величины  $\Sigma_2^{\parallel}$  электролитического моделирования <sup>52</sup>. В работах <sup>53, 54</sup> была получена математическая связь  $U(t)$  и  $\Sigma_2^{\parallel}$  для случая плоского конденсатора, УВ в котором распространяется параллельно его обкладкам.

Хаувер <sup>32</sup> предложил два экспериментальных метода нахождения  $\epsilon_2$ . Первый метод основан на использовании формулы (2.4), второй метод заключается в возбуждении поляризационным током контура  $LR$ , включенного в цепь рис. 5. Якушев и др. <sup>55</sup> разработали высокочастотные методы измерения  $\epsilon_2$ : амплитудно-частотный и метод колебательного контура. В большинстве работ использовались уравнения состояния исследуемых веществ, полученные Альтшулером <sup>40</sup>, Ван Тилем <sup>56</sup>, Мак-Куином и Маршем <sup>57</sup>.

## б) Результаты эксперимента

1) Линейные диэлектрики. Ионные кристаллы. Систематически исследована ударная поляризация ионных монокристаллов в зависимости от амплитуды УВ ( $p = 5 - 1000$  кбар), кристаллографического направления нагружения ( $[100]$ ,  $[110]$ ,  $[111]$ ), микрофизических характеристик исходных образцов, типа решетки

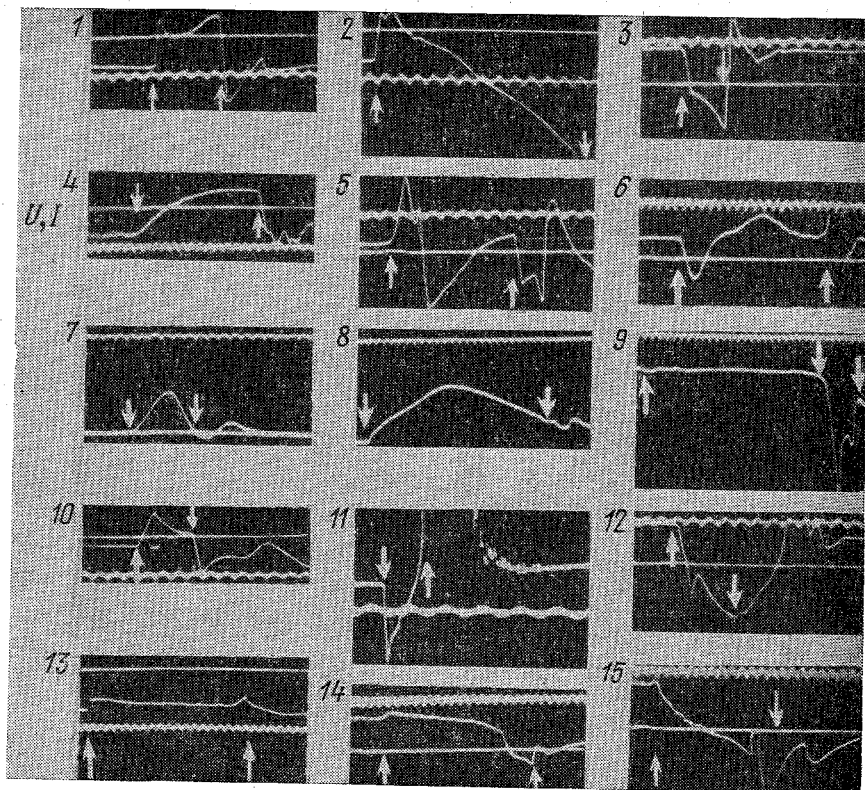


Рис. 6. Типичные осциллограммы напряжений  $U(t)$ .

1—3 — ионные кристаллы (1 — NaCl I,  $p = 100$  кбар,  $S = 1$  см<sup>2</sup>; 2 — KBr,  $p = 78$  кбар,  $S = 1$  см<sup>2</sup>; 3 — NaCl I,  $p = 116$  кбар,  $S = 1$  см<sup>2</sup>); 4—6 — полярные органические диэлектрики (4 — полиамидная смола,  $p = 45$  кбар,  $S = 12,5$  см<sup>2</sup>; 5 — дибутилфталат,  $p = 100$  кбар,  $S = 12,5$  см<sup>2</sup>; 6 — тринитротолуол,  $p = 36$  кбар,  $S = 12,5$  см<sup>2</sup>); 7—9 — сегнетоэлектрики (7 — ПТС-19,  $p = 5,5$  кбар,  $T/t = 2$ ; 8 — ПТС-19,  $p = 5,5$  кбар,  $S = 1,3$  см<sup>2</sup>,  $T/t_1 = 10$ ; 9 — LiNbO<sub>3</sub>, стрелки соответствуют последовательно моментам входа в образец УВ из железного экрана с давлениями 20, 110 и 190 кбар); 10—12 — полупроводники (10 — КДВ,  $\rho_1 = 0,02$  ом·см,  $p = 20$  кбар; 11 — КДВ,  $\rho_1 = 35 \cdot 10^3$  ом·см,  $p = 40$  кбар; 12 — КДВ,  $\rho_1 = 7,5$  ом·см,  $p = 40$  кбар); 13—15 — металлы (13 — европий,  $p = 170$  кбар; 14 — иттербий,  $p = 120$  кбар; 15 — иттербий,  $p = 200$  кбар). Метки времени: 1—10, 12—15 — 0,1 мксек, 11 — 1 мксек. Развертка слева направо. Стрелки — моменты входа и выхода УВ из образца. Калибровка по амплитуде  $U$ : 1 — 3,2 е; 2, 10, 11, 12 — 0,15 е; 3 — 7,9 е; 4, 5 — 1,5 е; 6 — 1,1 е; 7—9 — 70 е; 13—15 — 0,11 е.

(LiF<sup>61, 63</sup>, NaCl<sup>9, 10, 44, 58</sup>, NaF, KCl<sup>10, 60</sup>, KBr<sup>61</sup>, RbCl, KI<sup>10, 60</sup>, RbI<sup>60</sup>, MgO<sup>59</sup>, Li<sup>7</sup>H, Li<sup>6</sup>D<sup>60</sup> — решетка типа NaCl, CsI<sup>10, 62</sup>, CsBr — решетка типа CsCl), степени ионной связи (NaCl — LiH), концентрации, сорта, валентности легирующих примесей (Ca<sup>2+</sup>, Sr<sup>2+</sup>, Mn<sup>2+</sup>, Mg<sup>2+</sup>, I<sup>-</sup>, F<sup>-</sup>) и их объемного распределения (табл. II), плотности дислокаций ( $10^3 - 10^7$  см<sup>-2</sup>).

Характерные осциллограммы поляризационных токов приведены на рис. 6. В опытах было установлено, что поляризационный ток возникает в момент входа УВ в образец и резко уменьшается в момент выхода УВ из образца. Время нарастания переднего фронта  $U(t)$   $\eta \approx 0,02 - 0,10$  мксек

Таблица II

Концентрации легирующих примесей в образцах NaCl и LiF

	NaCl								LiF
Легирующая примесь	Ca <sup>2+</sup>	Ca <sup>2+</sup>	Ca <sup>2+</sup>	Mn <sup>2+</sup>	Sr <sup>2+</sup>	I <sup>-</sup>	F <sup>-</sup>	Li <sup>+</sup>	Mg <sup>2+</sup>
Концентрация легирующей примеси, мол. %	5·10 <sup>-3</sup>	5·10 <sup>-2</sup>	5·10 <sup>-1</sup>	8·10 <sup>-4</sup>	1·10 <sup>-2</sup>	2·10 <sup>-1</sup>	2·10 <sup>-2</sup>	3·10 <sup>-2</sup>	5·10 <sup>-2</sup>
Индекс образцов	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	II

Номинально чистые образцы (NaCl и LiF) содержали 5·10<sup>-4</sup> мол. % многовалентных примесей.

обусловлено в основном перекосом фронта УВ. Поэтому можно считать, что с точностью до 10<sup>-8</sup> сек ток в цепи рис. 5 возникает скачкообразно, а истинную величину тока в момент входа УВ в образец можно находить путем экстраполяции записи  $i(t)$  к моменту  $t_0$ . Результаты опытов с NaCl и KBr показали, что  $i_0 = i(t_0) \sim S/T$ . Это позволило, используя выражение (2.2)  $Q_0 = j_0 T = P_0/\kappa = \text{const}$  при  $\sigma = \text{const}$ , сравнивать величины  $Q_0$  в опытах с разными  $l$  или  $S$ . Зависимости  $Q_0(\sigma)$  для трех основных

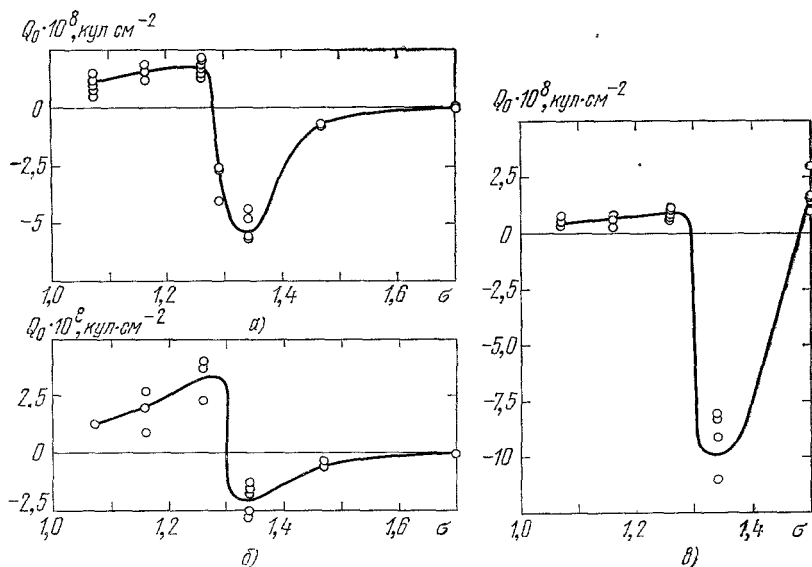


Рис. 7. Зависимость величины  $Q_0$  от сжатия  $\sigma$  при нагружении NaCl вдоль кристаллографических направлений [100] (а), [110] (б) и [111] (в) <sup>66</sup>.

Каждая точка на графике является результатом отдельного взрывного опыта.

кристаллографических направлений NaCl приведены на рис. 7. Основные результаты экспериментального исследования номинально чистых кристаллов с решеткой типа NaCl: а) для данного кристалла  $Q_0(\sigma)$  монотонно растет до некоторого значения  $Q_{0\text{max}}$  (при  $\sigma \approx 1,3$ ), резко изменяет знак и величину при  $\sigma \approx 1,3$  (так называемая аномалия  $Q_0(\sigma)$  <sup>9</sup>). Исключени-

ем являются LiF и MgO, где по достижении максимума (при  $\sigma \approx 1,3$ ) знак  $Q_0$  не изменяется. Заметим, что при  $\sigma \geq 1,5$  для исследованных кристаллов  $\theta_2 \ll T$ . Согласно феноменологическим теориям при  $\theta_2 \ll T$  поляризационный сигнал вырождается в два острых пика, возникающих в моменты входа и выхода УВ из образца. Вследствие ограниченной полосы пропускания измерительного тракта и неодновременности входа УВ в образец эти пики могут не разрешаться прибором. Поэтому зависимость  $Q_0(\sigma)$  в области  $\sigma$ , где  $\theta_2 \ll T$ , известна недостаточно надежно; б) в интервале  $\sigma \approx 1,03-1,3$  все исследованные кристаллы имеют положительный знак  $Q_0$ ; в) в KCl и KBr обнаружено изменение знака  $i(t)$  в процессе движения фронта УВ по образцу — переполюсовка  $i(t)$ . Это явление имеет место только при  $l \geq 0,3$  см (KBr).

Переполюсовка  $i(t)$  в KBr предшествует по  $\sigma$  аномалии  $Q_0(\sigma)$ ; г)  $Q_{0\max}$  зависит от типа кристалла — разница может достигать двух порядков (MgO и RbI), а для одного и того же кристалла — от направления нагружения. В NaCl при  $\sigma \leq 1,3$  величина  $Q_0$  коррелирует со степенью легкости протекания пластической деформации при различных направлениях нагружения: «мягкому» направлению  $[100]$  соответствует  $Q_0[100] > Q_0[111]$ . Наоборот, после аномалии  $Q_0(\sigma)$  максимальное значение  $|Q_0|$  соответствует самому «жесткому» направлению  $[111]$ .

В отличие от NaCl, характер анизотропии поляризации LiF до  $\sigma \leq 1,3$  непостоянен. В частности, в области небольших  $\sigma$  ( $\sigma \leq 1,16$ )  $Q_0[111] \gg Q_0[100]$ , т. е. при этих сжатиях анизотропия поляризации не соответствует анизотропии пластичности; д) при нагружении NaCl вдоль  $[111]$  знак  $Q_0$  еще раз меняется при  $\sigma = 1,47$ .

Зависимости  $Q_0(\sigma)$  при нагружении CsI вдоль  $[100]$ ,  $[110]$  и  $[111]$  приведены на рис. 8. Отметим наиболее важные особенности ударной поляризации CsI и CsBr: а)  $Q_0$  является сложной функцией  $\sigma$  и направления нагружения. Величина  $Q_{0\max}$  сравнима с соответствующей величиной в NaCl; б) анизотропия поляризации меняется с увеличением сжатия: для  $\sigma = 1,05-1,25$   $Q_0$  при нагружении вдоль «жесткого» направления  $[100]$  больше, чем при нагружении вдоль «мягкого» направления  $[111]$ ; для  $\sigma = 1,25-1,4$  кривые  $Q_0(\sigma)$  располагаются в соответствии с жесткостью направлений:  $Q_0[100] < Q_0[110] < Q_0[111]$ .

Величины  $Q_0$  в Li<sup>7</sup>H и Li<sup>6</sup>D при  $\sigma = 1,31$  приведены в табл. III. Если предположить, что  $\kappa_{\text{Li}^7\text{H}} = \kappa_{\text{Li}^6\text{D}}$ , что весьма правдоподобно ввиду сходства физических свойств этих соединений, то из табл. III следует, что величины  $P_0$  для Li<sup>7</sup>H и Li<sup>6</sup>D с точностью до экспериментального разброса равны. Отсюда, учитывая незначительное изменение массы катиона и значительное — массы аниона при переходе от Li<sup>7</sup>H к Li<sup>6</sup>D, можно сделать вывод, что эффект не зависит от массы аниона. Этот вывод подтвер-

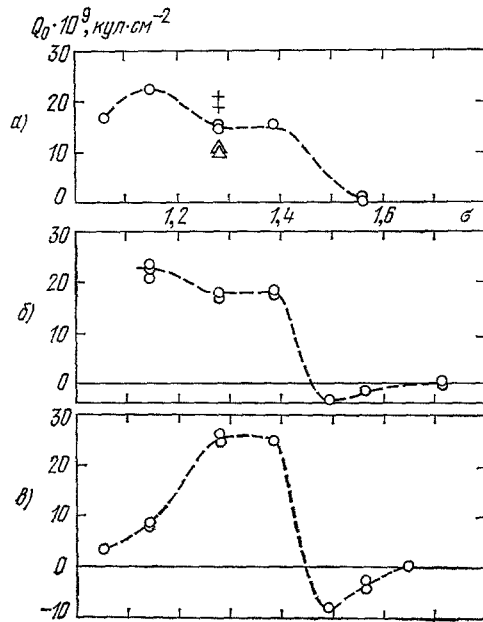


Рис. 8. Зависимость величины  $Q_0$  от сжатия  $\sigma$  при нагружении NaCl вдоль кристаллографических направлений  $[100]$  (а),  $[110]$  (б) и  $[111]$  (в) <sup>62</sup>.

Таблица III

Величины  $Q_0$  при ударном нагружении монокристаллов  
Li<sup>7</sup>H Li<sup>6</sup>D вдоль [100]

Кристалл	Li <sup>7</sup> H		Li <sup>6</sup> D		
$\sigma$	1,31		1,31		
$Q_0 \cdot 10^8$ , кул/см <sup>2</sup>	31,0	23,8	18,0	24,8	21,7

ждает постоянство  $Q_0$  в ряду KCl — KBr — KI при  $\sigma = \text{const}$ , где при постоянной массе катиона масса аниона увеличивается в 3,5 раза.

Анализ данных по ударной поляризации номинально чистых ионных кристаллов показывает, что при постоянных  $\sigma$  и ориентации образцов относительно распространения УВ  $Q_{0 \text{ max}}$  связана с характеристиками решетки при нормальных условиях (рис. 9): а) для соединений с решеткой типа NaCl при данном катоне величина  $Q_{0 \text{ max}}$  не изменяется при замене аниона; б) в этих же соединениях  $Q_{0 \text{ max}}$  уменьшается при увеличении радиуса катиона; в) независимо от типа решетки  $Q_{0 \text{ max}}$  уменьшается с уменьшением

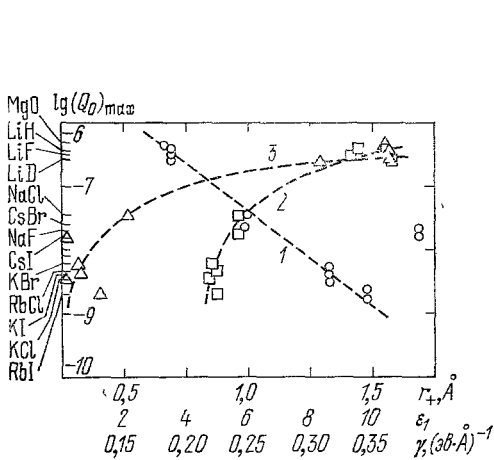


Рис. 9. Кривые, иллюстрирующие зависимость между  $Q_{0 \text{ max}}$  и характеристиками основной решетки исследованных кристаллов:  $r_+$  (кривая 1),  $\epsilon_1$  (кривая 2),  $\gamma$  (кривая 3).

Величина  $Q_{0 \text{ max}}$  выражена в кул/см<sup>2</sup>.

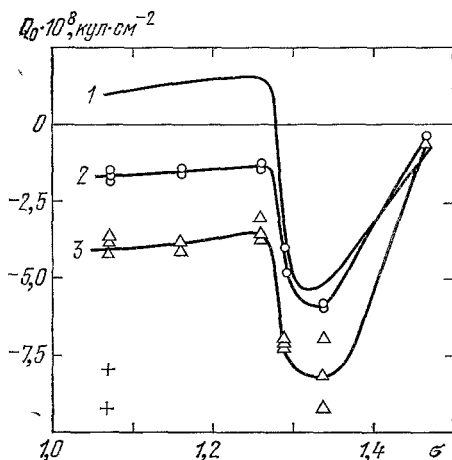


Рис. 10. Зависимость величины  $Q_0$  от сжатия  $\sigma$  при нагружении NaCl, легированного  $\text{Ca}^{2+}$ , вдоль [100] <sup>66</sup>.

1 — NaCl I, 2 — NaCl II, 3 — NaCl III, 4 — NaCl IV.

параметра  $\gamma = \Delta\epsilon/\Delta E \cdot a$ , где  $\Delta\epsilon$  — разность низкочастотной и высокочастотной диэлектрических проницаемостей,  $\Delta E$  — ширина запрещенной зоны в электронном спектре кристалла,  $a$  — параметр решетки.

Роль примесей в эффекте изучена в работах Тюняева и др. <sup>62-65</sup> и Вонга <sup>58</sup>. Установлено, что в NaCl и LiF, легированных двухвалентными металлическими примесями,  $Q_0$  зависит от их концентрации ( $c$ ) и объемного состояния. В NaCl +  $\text{Ca}^{2+}$  кривые  $Q_0(\sigma)$  для разных  $c$  приблизительно эквидистантны до  $\sigma \approx 1,3$  (рис. 10). Из хода этих кривых следует, что с  $\text{Ca}^{2+}$  связана примесная компонента поляризации  $Q_0^n$ . Величину  $Q_0^n$  можно определить, как  $Q_0^n(c) = Q_0(c) - Q_0^n$ , где  $Q_0(c) = Q_0$  в легированном

NaCl, а  $Q_0^q = Q_0$  в идеально чистом NaCl. Учитывая, что даже в номинально чистом NaCl  $c \approx 5 \cdot 10^{-4}$  мол. %, а с другой стороны,  $Q_0$  в нем не зависит от объемного состояния двухвалентных металлических примесей, в качестве  $Q_0^q$  примем величину  $Q_0$  в номинально чистом NaCl. Согласно <sup>64</sup> в NaCl + Ca<sup>2+</sup> величина  $Q_0^q$  зависит от концентрации Ca<sup>2+</sup> и его объемного состояния в решетке (изолированные ионы Ca<sup>2+</sup>, изолированные диполи: Ca<sup>2+</sup> — катионная вакансия, агрегаты диполей). При  $\sigma = \text{const}$  наблюдается анизотропия примесной поляризации:  $|Q_0^q| [400] \gg |Q_0^q| [110]$ , а  $|Q_0^q| [111] = 0$  с точностью до экспериментального разброса.

Опыты с кристаллами NaCl, легированными одновалентными примесями (NaCl VII, VIII и IX),  $\gamma$ -облученными (NaCl II, доза облучения  $10^8 \text{ рад}$ , концентрация  $F$  — центров не менее  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) с кристаллами NaCl II, в которых плотность состаренных дислокаций менялась от  $10^3 \text{ см}^{-2}$ , до  $10^7 \text{ см}^{-2}$ , показали, что при прочих равных условиях эти факторы не изменяют форму  $i(t)$  в величину  $Q_0$ . В работе <sup>66</sup> показано, что в NaCl I при  $p = 20 \text{ кбар}$   $\varepsilon$  меняется скачком за фронтом УВ и составляет  $\varepsilon_2 = 10 \pm 3$ . Результаты определения  $\tau$  для NaCl I и NaCl III приведены в табл. IV.

Таблица IV

Диэлектрические параметры ударно сжатых NaCl II и NaCl III

	$p, \text{ кбар}$ :	20	53	100	152
NaCl I	$\tau, \text{ мксек}$	0,27 (максимальная оценка)	$0,09 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,03$	$0,08 \pm 0,02$
NaCl II	$\varepsilon_2$ $\tau_2, \text{ сек}$ $\tau, \text{ мксек}$	$10 \pm 3$ $10^{-6}$ $0,18 \pm 0,09$	$0,19 \pm 0,12$		

Обзор экспериментальных данных о проводимости ударно сжатых веществ, в том числе и ионных кристаллов, приведен в работе Дорана и Линде <sup>67</sup>. Однако в большинстве работ по ионным кристаллам, цитируемых в <sup>67</sup>, как и в работе <sup>53</sup>, отсутствуют такие важные с точки зрения проводимости ионных кристаллов данные, как химический состав образцов. По этой причине остановимся лишь на результатах работы Тюняева и др. <sup>54</sup>.

В работе <sup>54</sup> исследовались кристаллы NaCl II, III и NaCl I ( $\gamma$ -облученный) при  $p = 20, 45, 53, 100, 116, 276 \text{ кбар}$ . Результаты опытов показаны на рис. 11: а) при  $p = 20—276 \text{ кбар}$  существует распределение  $\rho_2^\perp(t)$ ; б) при  $p = 20$  и  $116 \text{ кбар}$  кривые  $\rho_2^\perp(t)$  для NaCl I и NaCl II с точностью до экспериментального разброса совпадают; в) при  $p = 20—116 \text{ кбар}$  увеличение концентрации Ca<sup>2+</sup> в 100 раз приводит (при  $p = \text{const}$ ) к уменьшению минимального значения  $\rho_2^\perp(t)$  примерно в 6 раз; г) при  $p = 53 \text{ кбар}$  имеет место анизотропия проводимости: в NaCl I проводимость в направлении, параллельном фронту УВ при  $0,5 < t < 1,5 \text{ мксек}$ , больше, чем в направлении нормали к нему. Максимальное различие достигает двух порядков; д) скорость убывания  $\rho_2^{||}(t)$  для NaCl I существенно меньше, чем для NaCl II.

1.1) Полярные диэлектрики. Исследовались полиметилметакрилат (органическое стекло) <sup>8, 43, 45, 68—70</sup>, полистирол <sup>68, 71, 72</sup>, полиэтилен и о-нитроанизол <sup>32</sup>, эпоксидные смолы (их компоненты) <sup>71</sup>, винипласт, фторопласт, поливинилхлоридный пластикат, лавсан, капролон <sup>21, 72</sup>, взрывчатые вещества (тринитротолуол — ТНТ <sup>23, 73—75, 48</sup>, гексолит <sup>76</sup>), вода <sup>8, 43, 77—80, 85</sup>. Некоторые осциллограммы сигналов показаны на рис. 6.

Исследования перечисленных соединений в интервале  $p = 20\text{--}500$  кбар показали: а) зарегистрированные значения  $Q_0$  лежат в интервале  $\sim 10^{-7}$  кул/см<sup>2</sup> (оргстекло)  $\div 10^{-11}$  кул/см<sup>2</sup> (полипропилен); б) в ряде случаев (например, на эпоксидных смолах, полиэтилене и ТНТ) наблюдается аномалия  $Q_0(\sigma)$  и переполюсовка  $i(t)$ ; в) в полистироле ( $p = 20 \div 170$  кбар)  $Q_0(\sigma)$  не зависит от молекулярного веса при увеличении последнего от 70 тыс. до 2 млн. Максимальное значение  $Q_0$  в толуоле — исходном продукте при получении ТНТ — по крайней мере на два порядка меньше,

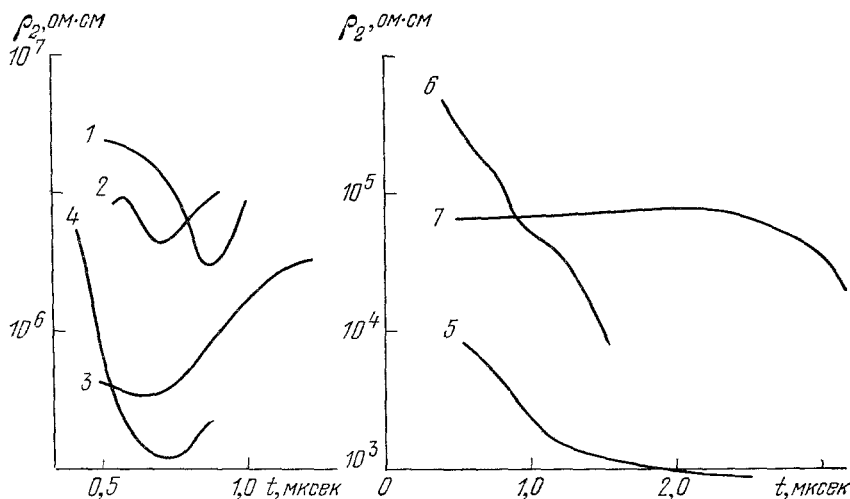


Рис. 11. Зависимость  $\rho_2$  от времени  $t$  <sup>54</sup>.

2, 3, 5, 6 — NaCl II; 4 — NaCl II; 1, 7 — NaCl I ( $\gamma$ -облучение); 1—5 —  $\rho_2^{\perp}$ ; 6, 7 —  $\rho_2^{\parallel}$ ;  $p$  (кбар): 1, 2, 4 — 20; 6, 7 — 4,5; 5 — 276.

чем в ТНТ; г) при нагружении полистирола и некоторых эпоксидных смол ( $p = 20\text{--}50$  кбар) регистрируются осциллограммы с  $j = 0$  и последующим монотонным ростом  $j(t)$ ; д) в органическом стекле ( $p = 150$  кбар) отраженная от электрода УВ при  $t = T$  вызывает поляризацию того же знака, что и падающая УВ; е) величина сигнала при ударном сжатии воды ( $\sim 1$  е) зависит от природы металла экрана и электрода и, например, для систем  $\text{Cu} - \text{H}_2\text{O} - \text{Cu}$  и  $\text{Al} - \text{H}_2\text{O} - \text{Al}$  различается на 0,5 е при  $p = 100$  кбар. При добавлении в воду поверхностно-активного стеариновокислого натрия полярность сигнала меняется. Проводимость воды при  $p = 100$  кбар такая же, как и проводимость пятинормального раствора кислоты  $\text{HCl}$  в воде при комнатной температуре ( $\Sigma \sim 1 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ) <sup>103</sup>.

Якушев и др. <sup>30</sup> показали, что в органическом стекле ( $p = 100\text{--}170$  кбар)  $\tau = 1,1$  мксек, в винипласте ( $p = 150$  кбар)  $\tau = 0,15$  мксек. В эпоксидной смоле ( $p = 30$  кбар)  $\tau = 0,25$  мксек <sup>43</sup>. Измерения  $\epsilon_2$  в нитробензоле <sup>55</sup> при давлениях до 120 кбар показали, что  $\epsilon_2/\epsilon_1 \sim \sigma$ .

Электропроводность продуктов взрыва ТНТ была измерена Бришом и др. <sup>52</sup>. При изменении  $p$  от 100 до 500 кбар  $\Sigma_2^{\perp}$  ТНТ увеличивается от  $5 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  до  $50 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ . В работах Иванова и др. <sup>23, 43</sup> экспериментально обнаружена переходная зона проводимости в ТНТ при  $p = 17,36$  и 190 кбар (давление детонации). В последних работах найдено, что конечное значение  $\rho_2^{\perp} \leq 10 \text{ ом} \cdot \text{см}$ , независимо от давления УВ. Однако расстояние  $\delta$  (или временной интервал  $\Delta t$ ) от фронта УВ, на котором достигается это значение  $\rho_2^{\perp}$ , растет с уменьшением давления (табл. V). Распределение  $\rho_2^{\perp}$  было обнаружено Зубковым и др. <sup>81</sup> на тэне и гексогене, Дреминым и др. <sup>82</sup> на нитрометане, Якушевым <sup>43</sup> на нитробензоле и Кулеповой <sup>53</sup>

Т а б л и ц а V

Расстояние  $\delta$  (или временной  
интервал  $\Delta t$ ), на котором  
электропроводность TNT  
 $\rho_{\perp}^1 \leq 10$  ом·см

$p$ , кбар	$\Delta t$ , мксек	$\delta$ , см
17	0,63	0,23
36	0,46	0,17
190	0,07	0,05

на фторопласте. Килер, Митчелл<sup>83</sup> и Чемпион<sup>102</sup> показали, что электропроводность полиэтилена и фторопласта за фронтом УВ ( $p \approx 300-500$  кбар) увеличивается на 12—14 порядков. Результаты измерения диэлектрических параметров полиэтилена и о-нитроанизола приведены в табл. VI.

Т а б л и ц а VI

Диэлектрические параметры ударно сжатых веществ

Вещество	$p$ , кбар	$\rho_{\perp}^1$ , ом·см	$\tau$ , мксек *)	$Q_0$ , кул/см <sup>2</sup> *)	$\theta_2$ , мксек	Лите- рату- ра
Полиэтилен	47	$\sim 10^7$ **)	0,01	$10^{-11}$	2	32
О-нитроанизол	67	$10^1-10^2$	0,01	$10^{-8}$	$10^{-6}-10^{-5}$	32

\*) Значения  $\tau$  и  $Q_0$  рассчитаны по поляризационным сигналам, приведенным в 32.

\*\*) Оценка с использованием данных, приведенных в работе 102.

Электрические сигналы в неполярных органических диэлектриках (четырёххлористый углерод<sup>84, 69</sup>, бензол<sup>42, 43</sup>) наблюдаются только в отраженной от электрода УВ. Амплитуда и знак этих сигналов зависят от свойств металла электрода.

Кочнев<sup>85</sup> наблюдал э. д. с. при ударном сжатии систем: металл — электролит (растворы  $H_2SO_4$ ,  $HBr$ ) — металл. Установлено, что величина э. д. с. зависит от типа материала электродов, электролита, параметров УВ и изменяется в интервале от 1 в до —2 в ( $p \leq 50$  кбар).

Таким образом, результаты проведенных исследований показали, что поляризация ионных кристаллов и полярных диэлектриков в УВ имеет примерно одинаковую величину и характеризуется аномалией  $Q_0$  ( $\sigma$ ) и переполюсовкой  $i(t)$ . Показано, что поляризация ионных кристаллов в УВ связана с решеткой этих соединений. Однако проследить связь величины поляризации с макроскопическими характеристиками исследованных полярных диэлектриков пока не удалось.

1.2) *Пьезоэлектрики*. Наиболее полно изучены свойства ударно сжатых турмалина и кварца. Показано, что в случае  $z$ -среза турмалина реализованный во внешней цепи электрический заряд  $Q$  (кул/см<sup>2</sup>),  $Q = 2,85 \times 10^{-8} p$  при  $p < 7$  кбар и  $Q = 10,1 \cdot 10^{-8} + 1,36 \cdot 10^{-8} p$  при  $7$  кбар  $< p < 21$  кбар<sup>86</sup>.

Результаты исследований пьезоэлектрических свойств  $x$ -среза синтетического  $\alpha$ -кварца в плоских УВ обобщены Андерсоном<sup>17</sup>. Обозначим,

как это сделано в <sup>17</sup>, ориентацию кварца « $+x$ » в случае, когда УВ распространяется по кварцу в направлении от плоскости, где выделяется заряд со знаком минус, к плоскости, где заряд положительных. В противном случае ориентацию кварца будем обозначать « $-x$ ». Эксперимент показал, что для « $+x$ » ориентации величина  $Q$  линейно зависит от  $p$  в диапазоне  $p = 8 \div 25$  кбар. Для « $-x$ » ориентации зависимость  $Q(p)$  линейна только при  $8 \text{ кбар} < p < 10 \text{ кбар}$  (эффект полярности). Пьезомодуль « $+x$ » среза кварца при  $p < 6 \text{ кбар}$   $k = 2,04 \cdot 10^{-8} \text{ кул/см}^2 \text{ кбар}$  и при  $9 \text{ кбар} < p < 18 \text{ кбар}$   $k = 2,15 \cdot 10^{-8} \text{ кул/см}^2 \text{ кбар}$  <sup>37</sup>. Результаты исследования зависимости пьезомодуля кварца « $+x$ » среза, от начальной температуры приведены в табл. VII.

Таблица VII  
Зависимость пьезомодуля кварца ( $x$ -среза)  
от начальной температуры

$T, ^\circ\text{K}$	$k, \text{кул/см}^2\text{кбар}$	Литература
573	$1,895 \cdot 10^{-8} \pm 1,47 \cdot 10^{-10}p$	87
373	$(2,05 \pm 0,1) \cdot 10^{-8}$	88
298	$2,01 \cdot 10^{-8} \pm 1,1 \cdot 10^{-11}p$	87, 89
79	$2,11 \cdot 10^{-8} \pm 5,5 \cdot 10^{-11}p$	87, 89
4,2—1,5	$2,32 \cdot 10^{-8}$	88

Андерсон <sup>17</sup> показал, что пьезомодуль  $\alpha$ -кварца « $+x$ » (среза) в условиях ударного нагружения соответствует теоретической величине пьезомодуля, рассчитанной с использованием теории упругости.

2) Н е л и н е й н ы е д и э л е к т р и к и. В 1957 г. Нейлсон сообщил о деполяризации титаната бария в УВ <sup>13</sup>. Рейнольдс и др. <sup>90</sup> и Доран <sup>91</sup> нашли, что предел текучести Гюгонио  $p_{\text{ПТГ}}$  титаната бария равен  $p_{\text{ПТГ}} = 25 - 30$  кбар, а двухволновая конфигурация (упругая и пластическая волны) сохраняется до  $p \approx 500$  кбар. При  $p = p_{\text{ПТГ}}$  происходит полная деполяризация титаната бария, при этом  $\epsilon_2 \approx 2\epsilon_1$  и  $\rho_s^\perp \approx 10^4 \text{ ом}\cdot\text{см}$  <sup>92</sup>. Линде привел некоторые экспериментальные доводы в пользу того, что деполяризация титаната бария в УВ происходит необратимым образом <sup>93</sup>. Пьезомодуль титаната бария примерно на два порядка больше, чем пьезомодуль кварца и составляет величину  $k = (0,8 - 1,2) \cdot 10^{-6} \text{ кул/см}^2 \text{ кбар}$  <sup>94</sup>.

Нейлсон <sup>13</sup> обнаружил, что образцы поляризованной системы цирконат-титанат свинца (ЦТС) деполяризуются в УВ. Результаты исследования Рейнольдса и др. <sup>90</sup> и Новицкого и др. <sup>95</sup> показали, что предел текучести Гюгонио ЦТС 52/48 (ЦТС-19) \*) составляет  $p_{\text{ПТГ}} = 19 - 20$  кбар. Увеличение цирконата свинца в исследуемой системе до 95 моль % (ЦТС 95/5) приводит к увеличению предела текучести Гюгонио до  $p_{\text{ПТГ}} = 40$  кбар <sup>91</sup>. Двухволновая конфигурация (упругая и пластическая волны) существует для ЦТС 52/48 до  $p \approx 200 - 220$  кбар и для ЦТС 95/5 до  $p \approx 140$  кбар. Полная деполяризация ЦТС происходит при  $p = p_{\text{ПТГ}}$  <sup>90, 91, 95</sup>. Зависимость реализованного заряда в цепи от давления на фронте УВ  $Q(p)$  для ЦТС-19 приведена на рис. 12. При  $p > p_{\text{ПТГ}}$   $Q$  уменьшается; наименьшее значение  $Q$  наблюдается при давлении, достаточном, чтобы сжать керамику до кристаллической плотности. Затем величина  $Q$  возрастает, достигая максимума при  $p \approx 150$  кбар. За этим следует уменьше-

\*) ЦТС 52/48—твердый раствор 52 мол.% цирконата свинца и 48 мол.% титаната свинца.

ние  $Q$ . Эти данные получены на образцах ЦТС ориентации «+» (по аналогии с кварцем). На образцах ориентации «+» (изготовленных по технологии горячего прессования) реализованный заряд при прочих равных условиях меньше, чем для образцов ориентации «-». Внутреннее сопротивление ударно сжатого образца ЦТС-19 с размером  $\varnothing 15 \times 1,5$  мм лежит в интервале 75 — 150 ом при  $p = 15 - 150$  кбар (рис. 12)<sup>95</sup>. Зависимость  $Q(p)$  для ЦТС 52/48 в интервале  $p \approx 1-10$  кбар линейна. Пьезомодуль в этом случае  $k = 3 \cdot 10^{-6}$  кул/см<sup>2</sup>кбар<sup>90</sup>. Результаты исследований<sup>90, 96</sup> показывают, что пьезомодуль ЦТС 52/48 зависит от времени нарастания

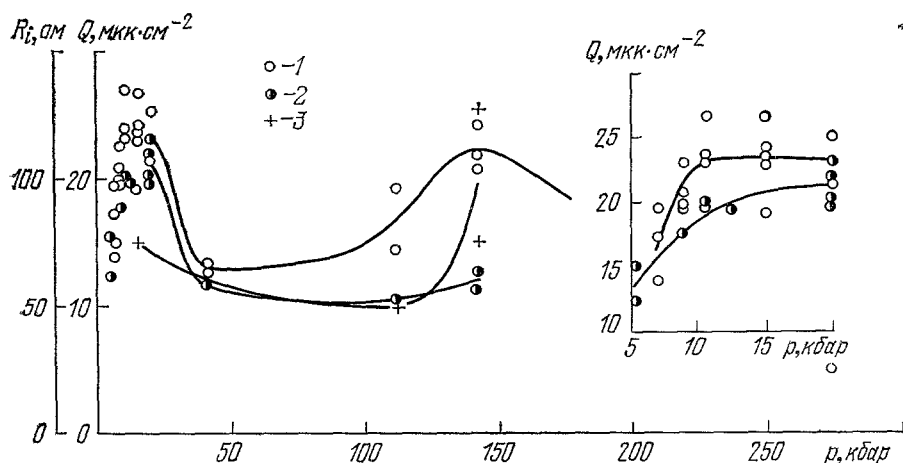


Рис. 12. Зависимость реализованного заряда  $Q$  и внутреннего сопротивления ЦТС-19 от давления на фронте УВ<sup>95</sup>.

$L(\text{нм})$ : 1 — 50—100, 2 —  $\leq 3$ ,  $l = 1,5$  мм;  $R = 1$  ом (для кривых 1 и 2).

давления. Так, например, при давлении 3 кбар в УВ реализуется  $Q \approx 8 \cdot 10^{-6}$  кул/см<sup>2</sup>, а при воздействии этого же давления с временем нарастания 3 мсек  $Q \approx 25 \cdot 10^{-6}$  кул/см<sup>2</sup>. В статических условиях  $Q \approx 28 \times 10^{-6}$  кул/см<sup>2</sup>. Эти данные свидетельствуют о том, что при давлении  $\sim 3$  кбар время релаксации деполяризации (доменных процессов) американской пьезокерамики ЦТС 52/48 измеряется миллисекундами<sup>90</sup>. Результаты подобных исследований, проведенных Хохловым, Лучининым и авторами, показали, что в области давлений 0,003—0,48 кбар и времени нарастания давления 0,1—25 000 мсек наиболее выраженное время релаксации отечественной пьезокерамики ЦТС-19 составляет величину  $\sim 40$  мсек.

Для корректного определения зависимости тока деполяризации от времени  $i(t)$  параметры измерительной цепи должны удовлетворять условию  $T/t_1 \gg 1$ , где  $t_1 = 2L/R$  — время установления переходного процесса,  $L$  — индуктивность измерительной цепи. Как показали Новицкий и др.<sup>95</sup>, это условие в работе<sup>34</sup> не выполнялось при исследовании деполяризации пьезокерамики ЦТС 52/48 в УВ. В работе<sup>95</sup> показано, что при  $T/t_1 \approx 10-100$  на осциллограммах  $i(t)$  при  $t = t_0$  фиксируется скачок тока  $i_0$ . При  $T/t_1 \sim 1$ , что имело место в работе<sup>34</sup>, кривые  $i(t)$  имеют колоколообразный вид. Заметим, что при  $p < p_{\text{птг}}$  независимо от величины  $t_1$ , максимальные значения  $i(t)$  лежат при  $t_0 < t < T$ , тогда как в линейных диэлектриках максимум  $i(t)$  реализуется либо при  $t = t_0$ , либо при  $t = T$ .

Остаточная поляризация сохраненных после опытов образцов сегнетоэлектриков, согласно Линде<sup>93</sup>, составляет для ЦТС 52/48 30% ( $p = 9,5$  кбар), для ЦТС 95/5 70% ( $p = 11,5$  кбар) и для BaTiO<sub>3</sub> 0% (18 кбар)

от величины  $P_0$ . Предполагая, что волна разрежения не влияет на процесс деполяризации, Линде сделал вывод о том, что деполяризация исследованных систем обусловлена переориентацией доменов.

Электрические сигналы с неполяризованных образцов ЦТС-19 имеют форму, характерную для линейных диэлектриков. При этом  $Q_0 \approx \approx 10^{-8}$  кул/см<sup>2</sup>.

В работе Новицкого и др.<sup>98</sup> исследована деполяризация сегнетоэлектрических монокристаллов BaTiO<sub>3</sub>, PbTiO<sub>3</sub> и LiNbO<sub>3</sub> при двукратном сжатии в УВ (упругие волны из стали с  $p = 12-20$  кбар). Установлено, что а) с увеличением сегнетожесткости кристаллов их деполяризация уменьшается:  $Q \sim 0,1 P_0$  (2,6 мккул/см<sup>2</sup>) для BaTiO<sub>3</sub>,  $Q < 10^{-3} P_0$  (0,07 мккул/см<sup>2</sup>) для PbTiO<sub>3</sub> и LiNbO<sub>3</sub>; б) при сжатии PbTiO<sub>3</sub> и LiNbO<sub>3</sub> второй УВ из стали с  $p = 110$  кбар во внешней цепи выделяется заряд  $Q \sim P_0$ .

Таким образом, эксперименты с нелинейными диэлектриками показали, что при определенных условиях во внешней цепи выделяется электрический заряд, равный первоначальной поляризации этих веществ. В частности, для систем ЦТС полная деполяризация происходит необратимым образом при  $p = p_{\text{ПТТ}}$ .

3) Полупроводники. Исследованы электрические сигналы при ударном нагружении монокристаллов Si  $p$  (с содержанием бора  $N = 6 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>)<sup>33, 100 101</sup> и  $n$  (с содержанием фосфора  $N = 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>)<sup>33</sup>-типов. Образцы нагружались УВ ( $p = 5, 10, 20, 40$  и 200 кбар) вдоль [111]<sup>33</sup>. Предел текучести Гюгонио Si  $p$ -типа с  $N = 5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> вдоль [111] составляет при  $l = 10$  мм  $p_{\text{ПТТ}} = 50$  кбар и при

Таблица VIII

Удельное объемное сопротивление ( $\rho_1$ ) и количество атомов примеси в исходных образцах ( $N$ ), экспериментальное ( $P_0$ ) и расчетное ( $P$ ) значения поляризации, напряженность ( $E$ ) и толщина двойного слоя ( $\Delta$ ) в ударно сжатых образцах при  $p = 40$  кбар<sup>1</sup>

Si	$\rho_1$ , ом·см	$N$ , см <sup>-3</sup>	$P_0$ , к·см <sup>-2</sup>	$P$ , к·см <sup>-2</sup>	$E$ , в·см <sup>-1</sup>	$\Delta$ , см
$p$ -тип	$2 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{-8}$
	4,5	$1 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^{-6}$
	7,5	$7 \cdot 10^{15}$	$-3 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^{-6}$
	$2 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{-12}$	$8 \cdot 10^{-11}$	3	$2 \cdot 10^{-3}$
	$3,5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{11}$	$-2 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-11}$	2	$3 \cdot 10^{-2}$
$n$ -тип	4,5	$2 \cdot 10^{15}$	$-2 \cdot 10^{-10}$ *)	$2 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^{-6}$
	7,5	$9 \cdot 10^{14}$	$-5 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^{-6}$
	45	$1 \cdot 10^{14}$	$-5 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{-5}$
			$-1 \cdot 10^{-9}$			

\*) Первое значение соответствует расчету с учетом влияния проводимости на поляризационный сигнал, второе — без учета влияния проводимости.

$l = 2$  мм  $p_{\text{ПТТ}} = 76$  кбар. Осциллограммы падения напряжения  $U(t)$  на входном сопротивлении осциллографа приведены на рис. 6. Некоторые параметры исходных образцов и значения  $P_0 = P(t_0)$ , рассчитанные по формуле (2.6) в предположении  $\epsilon_2 \simeq \epsilon_1$ , приведены в табл. VIII. Зависимость напряжения  $U_0$  при  $t = t_0$  для некоторых образцов Si  $p$ -типа от сжатия на

фронте УВ приведена на рис. 13. Поскольку  $R \gg \rho_1 l / S^*$ , то  $U(t)$  равно э. д. с., возникающей в ударно сжатых образцах.

Анализ экспериментальных данных по Si  $p$ -типа показал: а) в отличие от поляризационных сигналов, полученных на диэлектриках, характер записей  $U(t)$  и величина  $U_0$  не зависят от  $l$  (0,2—1 см),  $S$  (1—7 см<sup>2</sup>) и  $R$  (93—1053 ом); б)  $U(t) \neq 0$  при  $t > T$  (начиная с  $t = T$  и в течение  $\sim 1$  мксек образцы оказывались сжатыми как целое); в) все записи  $U(t)$  можно аппроксимировать единой зависимостью:

$$U(t) = U_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\eta}\right)\right]$$

при следующих значениях констант:

1)  $\eta \ll T$ , т. е.  $1 - \exp(-t/\tau) \rightarrow 1$  и  $\tau \approx 0,2-0,4$  мксек,  $p = 20,40$  кбар,  $\rho_1 = 4,5-45$  ом·см,  $n$ -тип и  $p = 20-200$  кбар,  $\rho_1 = 4,5$  и  $2 \cdot 10^{-2}$  ом·см,  $p$ -тип.

2)  $\tau \gg T$ , т. е.  $\exp(-t/\tau) \rightarrow 1$  и  $\eta \approx 0,1$  мксек,  $p = 200$  кбар,  $\rho_1 = 3,5 \cdot 10^4$  ом·см,  $p$ -тип.

3)  $\eta \ll T \ll \tau$ , т. е.  $U = U_0$ ,  $p = 40; 200$  кбар,  $\rho_1 = 4,5$  ом·см,  $p$ -тип;

г) для записей вида  $U \sim \exp(-t/\tau)$  при  $t > T$  ток в цепи имеет направление, обратное направлению тока при  $t < T$ . В остальных случаях направление токов в измерительной цепи при  $t > T$  и  $t < T$  совпадают; д) изменение знака  $U(t)$  в Si с  $\rho_1 = 3,5 \cdot 10^4$  ом·см при  $p = 40$  кбар в процессе движения УВ по образцу; е)  $U_0(\sigma)$  для Si с  $\rho_1 = 7,5; 3,5 \cdot 10^4$  ом·см ( $p$ -типа) и  $\rho_1 = 4,5; 7,5; 45$  ом·см ( $n$ -типа) имеют аномалию.

Колебурн и др.<sup>100</sup> в аналогичных экспериментах на Si  $p$ -типа (концентрация бора  $N \approx 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) при  $p = 8-55$  кбар получили значения  $U_0 = 2,6 \div 3,2$  в на порядок выше, чем зарегистрированные нами величины  $U_0$  при  $N \gg 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и  $N \ll 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Столь большое расхождение можно объяснить, если предположить, что сравниваемые образцы Si отличались типом и (или) концентрацией неосновных примесей, присутствие которых может существенно изменить величину и даже знак  $U(t)$ <sup>101</sup>.

Опыты с Ge  $p$ - и  $n$ -типов<sup>11, 105</sup> показали, что величина поляризационного тока в этих кристаллах того же порядка, что и в Si  $p$ -типа.

Тюняевым и авторами исследовано влияние кристаллографического направления нагружения в упругой области на объемную электрическую поляризацию легированного Ge в ударных волнах. Образцы германия  $n$ -типа, легированного сурьмой (начальное удельное сопротивление 3 ом·см), нагружались плоскими УВ вдоль направлений [100], [110] и [111] при давлениях ударной волны  $\approx 6$  и  $\approx 12$  кбар. Пределы текучести Гюгонио Ge при ударном нагружении вдоль направлений [100], [110] и [111] составляют соответственно 58, 48, и 47 кбар<sup>99</sup>. Обнаружено, что величина, знак и временные характеристики поляризации, создаваемой УВ, зависят от направления ударного сжатия. В частности при нагружении

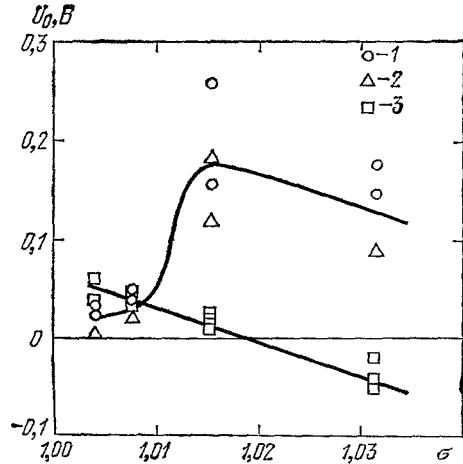


Рис. 13. Зависимость напряжения в момент входа упругой волны в образец кремния  $U_0$  от  $\sigma^{101}$  при концентрациях атомов бора в образцах:  $1 \cdot 10^{16}$  (1),  $1 \cdot 10^{13}$  (2) и  $5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> (3).

\*) В работе<sup>104</sup> показано, что для полупроводников, сжатых слабыми УВ,  $\rho_1 \approx \rho_2$ .

Э. д. с. (в ме) при ударном сжатии металлов

Исследуемый материал	Материал экрана	p, кбар																				Литература							
		50	60	70	100	120	130	140	140	170	180	190	200	210	240	260	300	320	340	360	380		390	400	670	780	970	1160	2000
Al	Cu							-10																					109
Ni	Cu		-9			-19	-26				-24				-26		-39		-32				-35				-90		109, 110, 112
Bi	Cu				< 10						11											-100				-170			109, 118
Bi	Al							10							-30										-60				118, 115
Sb	Al									< 10							13											80	118, 115
Cd	Al							20								20													118
Cd	Cu	< 10																											118
Be	Al											20																	118
Pb	Cu			-25																									118
Zn	Cu																										-90		109
Константан	Cu	-15	-20		-30	-33		-36			-43		-40		-50		-60		-65				-73				-180		109, 111
То же	Fe				-35		-50														-500								109, 111
Хромель	Fe						+20																						109
Yb	Al					-100							-300								-150				130				117
Cu	Al									60								170						150					117
Ce	Al					15							15									-15							117
Sm	Al							< 10												< 10									117

вдоль [100] давлением 6 кбар  $U(t) \simeq 5 \text{ мв} = \text{const}$ , а при нагружении вдоль [110]  $U(t)$  меняет знак в процессе движения УВ по образцу.

При ударном сжатии PbTe  $n$ -типа Жакессон и др.<sup>105</sup> зарегистрировали  $U_0 \simeq -0,04 \text{ в}$  в интервале  $p = 75\text{--}170 \text{ кбар}$ . При  $p = 170 \text{ кбар}$  в PbTe  $n$ -типа наблюдается переполюсовка  $i(t)$ .

Результаты исследований показали, что э. д. с. ударно сжатых легированных монокристаллов кремния и германия зависит от концентрации примесей. Любопытно, что при некоторых давлениях, например при  $p = 200 \text{ кбар}$  сигналы  $U(t)$  имеют одинаковую полярность независимо от типа исходной проводимости кремния. Как и в случае ударной поляризации ионных кристаллов и полярных диэлектриков, в полупроводниках наблюдается переполюсовка  $i(t)$  и аномалия  $U_0(\sigma)$ .

4) М е т а л л ы. Э. д. с., возникающая при ударном сжатии металлов, изучалась в работах Жакессона<sup>105-111</sup>, Илюхина и Кологривова<sup>112</sup>, Бужинского и Самылова<sup>113</sup>, Палмера и Турнера<sup>114</sup>, Дерибаса и др.<sup>115</sup>, Нестеренко и др.<sup>116, 117</sup>, Канеля и Дремина<sup>133</sup>, Бордзильовского, Караханова<sup>143</sup> и авторов и др.<sup>15, 16, 118</sup>. Экспериментально измеренные значения э. д. с. приведены в табл. IX. Некоторые осциллограммы записей  $U(t)$  приведены на рис. 6. Опыты с отметчиками времени показали, что  $U(t)$  возникает в момент прихода УВ на границу экран-образец. Моменту выхода УВ на границу экран-электрод соответствует излом  $U(t)$ . В случае кадмия, бериллия и свинца записи  $U(t)$  подобны и характеризуются падением  $U(t)$  при  $t > t_0$ . В висмуте при  $p = 140, 260$  и  $970 \text{ кбар}$   $U(t) > U(t_0)$ ; при  $p = 490 \text{ кбар}$   $U(t)$  меняет знак при  $t_0 < t < T$ . В европии ( $p = 170 \text{ кбар}$ ) и висмуте ( $p = 260, 340 \text{ кбар}$ )  $U(t)$  заметно растет за  $0,1\text{--}0,15 \text{ мксек}$  (европий) и за  $0,3\text{--}0,5 \text{ мксек}$  (висмут) до выхода фронта УВ из образцов независимо от их толщины. В опытах с сурьмой, европием ( $p = 320, 670 \text{ кбар}$ ), церием ( $p = 120, 210 \text{ кбар}$ )  $U(t) = \text{const}$ .

Рост  $U(t)$  в случае висмута и европия при подходе фронта УВ в электроду можно объяснить проникновением заряда-предвестника в невозмущенное вещество перед фронтом УВ. Эксперименты по схеме емкостного датчика показали, что в висмуте и сурьме действительно происходит диффузия заряженных носителей через фронт УВ<sup>15, 115</sup>. Увеличение амплитуды сигнала предвестника в висмуте при уменьшении температуры образцы от 300 до 77° К также свидетельствует в рамках теории<sup>116</sup> о диффузии носителей тока через фронт УВ. Колебурн и др.<sup>144</sup> обнаружили диффузию носителей тока с фронта УВ в алюминии ( $p = 270 \text{ кбар}$ ).

Времена нарастания сигнала при входе УВ в образец ( $\tau$ ) и спада  $U(t)$  при  $t > T$  ( $\eta$ ) указаны в табл. X. Обращают внимание большие значения  $\tau$  и  $\eta$  в случае ударного сжатия иттербия. При ударном сжатии

Таблица X

Времена нарастания ( $\tau$ ) и спада ( $\eta$ ) сигналов  
в некоторых металлах

Металл	Давление $p$ , кбар	$\tau$ , мксек	$\eta$ , мксек
Иттербий	120—780	$\sim 1$	$\sim 1$
Европий	170	$\leq 0,05$	0,03
	320—670	$\leq 0,05$	0,15
Бериллий	190	0,2—0,3	
Кадмий	50—260	0,2—0,3	
Свинец	190	0,2—0,3	

константана и никеля (медный экран) величина э. д. с. примерно пропорциональна давлению в этих материалах.

Канель и Дремин<sup>133</sup> изменили схему рис. 5, поместив электрод между двумя образцами исследуемого металла. Между электродами и образцами находились изолирующие прокладки. УВ распространялись перпендикулярно к поверхностям образца и электрода. При ударном сжатии алюминия, железа, никеля и меди по этой схеме ( $p \simeq 300$  кбар,  $t_1 \approx T$ ) зарегистрированы сигналы с амплитудой  $\approx 1$  в. Замена медного электрода на алюминиевый в опытах с образцами из меди и алюминия не привела к существенному изменению амплитуды и характера сигнала. Не наблюдались заметные изменения и при замене материалов изолирующих прокладок (слюда, фторопласт).

Таким образом и металлы, являющиеся хорошими проводниками, реагируют на сжатие УВ возникновением э. д. с., зависящей не только от параметров УВ, но и от природы металла.

В работе<sup>143</sup> изучено влияние параметров измерительной цепи перекоса фронта УВ и скин-эффекта на э. д. с. сжатой пары медь-никель.

#### 4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

##### а) Статические и динамические источники э. д. с.

Из общих соображений ясно, что источники электрических сигналов при ударном сжатии линейных диэлектриков, полупроводников и металлов связаны либо с термо-э. д. с. (1), либо с электрическими явлениями, вызванными динамическим сжатием вещества; деформацией поверхностных двойных электрических слоев в УВ (2), проскоком носителей тока по инерции на фронте УВ (3), эффектом увлечения носителей тока деформируемой решеткой (эффектом типа акустоэлектрического) (4), ударной поляризации (разделением положительных и отрицательных зарядов в объеме вещества за фронтом УВ) (5), диффузией носителей тока с фронта УВ (6).

Покажем, что в случае линейных диэлектриков наблюдаемый эффект обусловлен ударной поляризацией. Оценим величину эффективного сопротивления конденсатора ( $R_{эфф}$ ), образованного электродом и фронтом УВ.

Согласно<sup>119, 120</sup>

$$R_{эфф} = \left( \frac{dC}{dt} \right)_{t=0}^{-1} = \frac{4\pi l^2}{\varepsilon_1 S D}.$$

При  $S = 1$  см<sup>2</sup>,  $l = 0,2$  см,  $\varepsilon_1 = 6$  и  $D = 5 \cdot 10^5$  см/сек. получим  $R_{эфф} = 1,5 \cdot 10^5$  ом·см<sup>2</sup>. Это означает, что при экспериментально регистрируемых значениях  $j = 10^1 - 10^3$  ма/см<sup>2</sup> в цепи действует источник э. д. с.  $10^3 - 10^5$  в. Трудно объяснить появление такого источника э. д. с. известными эффектами. Так, по оценкам Якушева<sup>43</sup> при ударном сжатии системы металл — диэлектрик контактная э. д. с.  $E_1 \approx 2 \cdot 10^{-2}$  в.

Даже если допустить, что за фронтом УВ диэлектрик становится электролитом, то и в этом случае  $E_1 \approx 2$  в<sup>85</sup>. Другим важным аргументом в пользу ударной поляризации является следующее. В рамках ударной поляризации удается качественно описать не только ход кривых  $j(t)$  и их зависимость от  $\tau$  и  $\rho_2$ , но и аномалию  $Q_0(\sigma)$  для ряда веществ, а также переполюсовку  $j(t)$ <sup>31</sup>. Наконец, феноменология ударной поляризации предсказывает зависимость  $j_0(T)$  вида  $j_0 \sim T^{-1}$ . Именно такая зависимость  $j_0(T)$  и получена в эксперименте.

Эксперименты на ионных кристаллах позволяют оценить время установления поляризации на фронте УВ. С этой целью обратимся к зависи-

мости  $Q_{\max}$  от радиуса катиона (кривая 1 на рис. 9). Нижняя часть кривой 1 соответствует кристаллам (KCl, KBr, KI, RbI), испытывающим в области значений  $\sigma < 1,3$  полиморфное превращение. С другой стороны, в кристалле CsI, имеющем уже при нормальных условиях решетку типа CsCl (в которую перестраиваются под давлением решетки упомянутых выше кристаллов), величина  $Q_{\max}$  примерно в 50 раз больше ожидаемой из кривой 1 для CsI. Это обстоятельство указывает на то, что поляризация перечисленных кристаллов происходит, по-видимому, в первоначальной, еще не перестроенной, решетке типа NaCl. Из экспериментов Кормера по отражению света от фронта УВ в KCl и KBr известно, что время фазового превращения этих кристаллов при  $p \approx 100$  кбар  $t < 10^{-12}$  сек<sup>121</sup>. Таким образом, время установления поляризации для этих двух кристаллов  $t < 10^{-12}$  сек и поэтому постулат о скачке поляризации на фронте УВ в линейном диэлектрике, принятый в ряде феноменологических теорий, физически оправдан при  $p \approx 100$  кбар. При ударном сжатии NaCl ( $p = 20$  кбар), как показывает эксперимент<sup>66</sup>, этот постулат теории также оправдан. Правда, в полистироле и некоторых эпоксидных смолах при  $p \approx 50$  кбар Новицкий и др.<sup>71</sup> наблюдали затянутый фронт поляризации с  $\eta \approx 1$  мсек.

Анализ вклада источников (1)–(5) в э.д.с. при ударном сжатии кремния и германия проведен в работах<sup>33, 101</sup>, где показано, что исследуемый эффект обусловлен ударной поляризацией. В частности, увеличение напряженности электрического поля в ударно сжатом кремнии с ростом концентрации примесей (см. табл. VIII), указывает на то, что наблюдаемая э.д.с. не является результатом акустоэлектрического эффекта<sup>101</sup>.

Анализ возможных источников э.д.с. в металлах изложен в работах<sup>117, 118</sup>, где показано, что э.д.с. по механизмам (2) и (3) мала ( $< 1$  мв) и не могла быть зарегистрирована в наших опытах. Э.д.с. по механизму (1) оценена в рамках теории свободных электронов. Расчеты  $E_1$  для кадмия, бериллия, свинца и исследованных лантаноидов дали  $E_1 \approx 1$  мв. Эти значения  $E_1$  на один-два порядка меньше, чем экспериментально зарегистрированная э.д.с. Тем не менее разделить вклад динамических ((4)–(6)) и статических ((1)) источников э.д.с. при ударном сжатии кадмия, бериллия, свинца, итербия и церия не представляется возможным. В пользу ударной поляризации этих металлов свидетельствуют большие времена нарастания и спада сигналов  $U(t)$  (см. табл. X) в сравнении с временем установления контактных электрических процессов ( $\approx 10^{-13}$  сек)<sup>118</sup>. По общепринятой теории времен релаксации в проводниках перераспределение возникающего в проводнике заряда экспоненциально уменьшается с постоянной времени  $\theta$ . Используя закон Ома для случая постоянной плотности заряда, имеем для хороших проводников  $\theta \approx 10^{-19}$  сек. Однако физически ясно, что величина  $\theta$  не может быть меньше среднего времени между столкновениями носителей тока  $\tau_e$ <sup>118</sup>. Для висмута, сурьмы  $\tau_e \approx 10^{-10}$  сек, для кадмия, бериллия и свинца  $\tau_e \approx 10^{-14}$  сек. Учет зависимости проводимости металла от частоты и коллективного характера реакции электронов на нестационарность распределения зарядов в проводнике приводит к  $\theta \approx 10^{-12}$  сек<sup>122, 123</sup>. Поэтому тот факт, что в этих металлах  $\tau \approx \eta \gg \tau_e$ , как и в полупроводниках<sup>33</sup>, означает в рамках механизма (5), что регистрируемая запись  $U(t)$  обусловлена деполяризацией ударно сжатых металлов. Однако нельзя исключить, что при ударном сжатии металлов энергия Ферми может меняться в процессе перехода решетки к новому равновесному состоянию. Тогда величина  $\tau$  в рамках механизма (1) будет характеризовать время релаксации последнего процесса<sup>118</sup>.

Как отмечалось в гл. 2, эффект предвестника УВ в висмуте, сурьме, европии и алюминии обусловлен диффузией носителей тока с фронта

УВ <sup>15</sup>, <sup>115-118</sup>, <sup>144</sup>, Жакессон и др. <sup>109-111</sup> и Конзе и др. <sup>124</sup> предполагают, что наблюдаемая в ударно сжатых никеле (медный экран) и константане (железный и медные экраны) э.д.с. связана с механизмом (4).

Канель и Дремин <sup>133</sup> показали, что сигналы ( $\approx 1$  в), возникающие при ударном сжатии алюминия, меди, никеля и железа, не связаны с термо-э.д.с. и электрохимическими эффектами, а обусловлены динамическим перераспределением объемных зарядов на фронте УВ (механизмы (3)–(5)).

## б) Применимость феноменологических теорий

Для применимости феноменологических теорий ударной поляризации к описанию экспериментальных данных необходимо выполнение двух условий: а) соответствие исходных предпосылок теории физическим условиям в опыте, б) совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей  $j(t)$ . Феноменология Аллисона была применена Хори <sup>77</sup> для описания

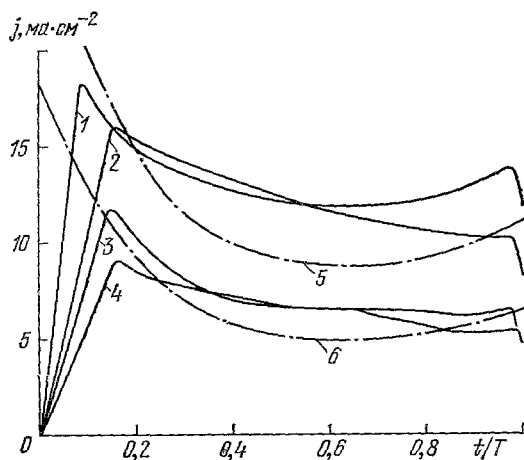


Рис. 14. Сравнение экспериментальных кривых  $j(t/T)$  для NaCl при  $p = 20$  кбар с кривыми, рассчитанными по теории Аллисона <sup>66</sup>. 1–4 — эксперимент, 5, 6 — расчет. Параметры расчетных кривых: 5 —  $P_0 = 3 \cdot 10^{-3}$  кул/см<sup>2</sup>,  $\kappa = 2$ ,  $\tau = 1 \cdot 10^{-7}$  сек; 6 —  $P_0 = 1,78 \cdot 10^{-3}$  кул/см<sup>2</sup>,  $\kappa = 1,9$ ,  $\tau = 1 \cdot 10^{-7}$  сек.

электрических сигналов при ударном сжатии воды и Хаувером <sup>32</sup> для описания поляризационных сигналов при ударном сжатии полиэтилена и *о*-нитроанизола. Однако в работе <sup>77</sup> не было соблюдено условие а). Выше было показано, что совокупность экспериментальных данных по электрическим сигналам, возникающим при ударном сжатии воды, не позволяет однозначно связать их природу с ударной поляризацией. Если даже и допустить, как это сделал Хори <sup>77</sup>, что наблюдаемые на воде сигналы обусловлены ударной поляризацией, то, привлекая данные Хаманна о проводимости воды при  $p = 100$  кбар ( $\rho_{\frac{1}{2}} \approx 1$  ом·см) <sup>103</sup>, имеем  $\theta \approx 10^{-9}$  сек при  $T = 4 \cdot 10^{-7}$  сек. Условие применимости теории Аллисона ( $\theta_2 \gg T$ ) в этом случае не выполнено.

Сравнение теории Аллисона с экспериментом было проведено Тюняевым и др. на примере NaCl при  $p = 20$  кбар <sup>66</sup>. Ранее было показано, что в случае ударного сжатия ионных кристаллов на фронте УВ происходит скачок поляризации (с временем установления  $< 10^{-12}$  сек) и диэлектрической постоянной. Из рис. 14 видно, что в пределах экспериментального разброса расчетные кривые, построенные с использованием данных табл. III, совпадают с экспериментальными кривыми  $j(t)$ .

При  $p > 20$  кбар для NaCl и для ряда линейных диэлектриков при  $p \geq 100$  кбар теории ударной поляризации, учитывающие механическую и проводимостную релаксации строго, не могут быть применены для количественного описания эксперимента, так как при этих  $p$  не реализуется принятый в феноменологии скачок проводимости на фронте УВ и последующее значение  $\rho_2 = \text{const}$ . Тем не менее эти теории качественно описывают эволюцию экспериментальных кривых  $j(t)$  с ростом проводимости. При повышении давления растет проводимость и в записях  $j(t)$  пики тока при

$t = t_0$  и  $t = T$  обостряются и увеличивается провал в  $j(t)$  при  $t_0 < t < T$ . Заметим, что феноменология ударной поляризации<sup>26-28</sup> построена в предположении об одном механизме поляризации. В то же время аномалии  $Q_0(\sigma)$ , переполюсовка  $j(t)$  и зависимость  $Q_0$  от концентрации ионов кальция в NaCl могут быть объяснены существованием по крайней мере двух независимых механизмов поляризации, отличающихся знаками и характерными временами механической релаксации носителей<sup>31</sup>. В рамках этого предположения изменение знака  $Q_0$ , при значениях  $\sigma$ , соответствующих аномалии  $Q_0(\sigma)$ , происходит вследствие смены ведущего механизма поляризации.

Применимость теорий ударной поляризации к полупроводникам и ударной деполяризации — к нелинейным диэлектрикам подробно не обсуждалась. В этих случаях путем сравнения расчетных и экспериментальных кривых  $j(t)$  определялись временные характеристики поляризации (деполяризации) и диэлектрические константы веществ<sup>33-35</sup>. Так, Новицким и др.<sup>35</sup> было показано, что феноменология ударной деполяризации Хэлпина не описывает результаты эксперимента при  $T/t \approx 10-100$ . Анализ предпосылок Хэлпина дает  $\epsilon_1 = 0$ , в то время как диэлектрическая проницаемость исходной пьезокерамики  $\epsilon_1 \approx 1000$ .

#### в) Д и ф ф у з и я и о н о в п р и у д а р н о м с ж а т и и и о н н ы х к р и с т а л л о в

Анализ, проведенный Тюняевым, показал, что ударная поляризация ионных кристаллов, в принципе, может происходить на любом из четырех структурных уровней вещества: 1) на микроскопическом уровне — при растрескивании или дроблении кристалла<sup>125</sup>; 2) на уровне блочной структуры — при движении заряженных межблочных границ<sup>126</sup> (возможность возникновения поляризации на этом уровне обсуждалась также в работе<sup>58</sup>); 3) на атомном уровне — при движении отдельных ионов или заряженных дислокаций; 4) на электронном уровне.

Оценка времен возникновения поляризации по механизмам 1) и 2) показала, что эти времена по крайней мере на два порядка больше наблюдаемого в опыте времени возникновения поляризации ( $\eta \approx 2 \cdot 10^{-8} - 1 \cdot 10^{-7}$  сек). Сравнение времен релаксации ударной поляризации ( $\tau \approx 10^{-7}$  сек) с временами релаксации электронной поляризации ( $\sim 10^{-14}$  сек в случае связанных электронов и  $\sim 10^{-8}$  сек — в случае свободных) показывает, что эффект не связан с электронами. В пользу этого свидетельствуют результаты опытов с  $\gamma$ -облученными образцами NaCl I.

Атомная модель поляризации ионных кристаллов в УВ, заключающаяся в относительном смещении ионов противоположного знака в пределах упругости, была предложена Харрисом<sup>127</sup>. Однако выводы этой теории не согласуются с экспериментом<sup>61</sup>.

Линде и др.<sup>10</sup> и Вонг и др.<sup>58</sup> предположили, что ударная поляризация номинально чистых ионных кристаллов обусловлена образованием диполей: заряженная дислокация (состаренная) — компенсирующее облако. Роль дислокаций в ударной поляризации номинально чистых ионных кристаллов исследовалась Тюняевым и др.<sup>62, 63</sup>. Результаты исследований показали: а) несоответствие анизотропии поляризации анизотропии пластичности в кристаллах CsI и LiF при низких давлениях в УВ, б) несоответствие направления изменения величины  $Q_0$  направлению изменения пластичности свойств ионных кристаллов в ряду RbI — KI — KBr — NaCl — LiF (кристаллы расположены в порядке возрастания жесткости); в) несоответствие знака поляризации в области малых давлений знаку заряда на дислокациях как свежих, так и состаренных. Таким образом,

поляризация номинально чистых ионных кристаллов в УВ, по-видимому, связана с диффузией ионов. Положительный знак в цепи рис. 5 соответствует результирующему смещению катионов относительно анионов (при  $\sigma < 1,3$ ) в направлении движения УВ. Определяющую роль катионов в эффекте до аномалии  $Q_0(\sigma)$  ( $\sigma < 1,3$ ) подтверждает зависимость  $Q_{0\max}(r_+)$  (рис. 9). При этом наиболее вероятный элементарный механизм ударной поляризации состоит в диффузии катионов по вакансиям. Оценка, приведенная в <sup>61</sup>, с использованием данных Пратта <sup>128</sup> и Клейна <sup>129</sup> о числе точечных дефектов при ударном сжатии ионных кристаллов, согласуется с этой гипотезой. Для объяснения величин  $Q_{0\max}$  следует допустить, что катионы смещаются относительно анионов на 1—10 периодов решетки. Возможно, что относительное смещение катионов и анионов происходит и на большие расстояния. Однако при этом могут возникать пробивные электрические поля и, следовательно, снижение уровня поляризации. В пользу последнего предположения свидетельствует связь  $Q_{0\max}$  с параметром  $\gamma$ , характеризующим, по Уайтхеду <sup>130</sup>, электрическую прочность ионных кристаллов.

В рамках диффузионного механизма отрицательный знак поляризации при  $\sigma > 1,3$  обусловлен ускоренной диффузией анионов по сравнению с катионами в направлении движения УВ.

Физическая природа аномалии  $Q_0(\sigma)$  в NaCl рассмотрена в работе Тюняева и др. <sup>145</sup>. Согласно <sup>145</sup> изменение знака поляризации NaCl при  $\sigma > 1,3$  обусловлено образованием междоузельных анионов в ударно сжатом NaCl при  $p > p_{\text{птг}}$ . Подвижность междоузельных анионов в NaCl сильно зависит от кристаллографического направления их движения. В работе <sup>145</sup> показано, что в NaCl при  $\sigma \approx 1,3$  по предлагаемому механизму должно быть  $|Q_{0[111]}| > |Q_{0[100]}|$ . В эксперименте получено  $|Q_{0[111]}| = \frac{1}{2} \cdot |Q_{0[100]}|$ . Однако нельзя исключить, что изменение знака поляризации связано с изменением подвижности катионов и анионов с ростом температуры за фронтом УВ. В связи с этим отметим, что в NaCl при комнатной температуре и нормальном давлении проводимость обусловлена ионами  $\text{Na}^+$ , вклад же ионов  $\text{Cl}^-$  становится заметным при температурах выше 700 °K <sup>131</sup>. При  $\sigma > 1,3$  температура в NaCl превышает 550 °K <sup>46</sup>.

Возможные механизмы участия двухвалентных металлических примесей в ударной поляризации ионных кристаллов рассмотрены в работе Тюняева и др. <sup>65</sup>. Показано, что примесная поляризация при ударном сжатии легированного NaCl связана с переориентацией диполей: примесь-катионная вакансия в упругих полях дислокаций, движущихся во фронте УВ. Этот механизм объясняет анизотропию  $Q^n$ . Дело в том, что энергетически низшую ориентацию диполи занимают при скольжении дислокаций по плоскостям  $\{110\}$ , а величина сдвигового напряжения ( $\tau_{\text{сдв}}$ ) в этих плоскостях и, следовательно, возможность скольжения сильно зависит от направления ударного нагружения. В частности, при нагружении вдоль  $[100]$   $\tau_{\text{сдв}[110] \langle 110 \rangle} = 0,369 p$ , а при нагружении вдоль  $[111]$   $\tau_{\text{сдв}[110] \langle 110 \rangle} = 0$ .

#### г) Источники э.д.с. при ударном сжатии полярных диэлектриков и электролитов

Представления о механизме ударной поляризации полярных диэлектриков ограничиваются гипотезой Эйхельбергера и Хаузера о развороте полярных молекул под действием градиента давления во фронте УВ <sup>8</sup>.

Результаты опытов с ТНТ (дипольный момент молекулы 1,2 ед. Дебая) и с толуолом <sup>23</sup> (0,3 ед. Дебая) свидетельствуют в пользу этой гипотезы. Независимость величины поляризации полистирола от его молеку-

лярного веса (дипольного момента <sup>132</sup>) может быть объяснена с этой точки зрения деструкцией молекул полистирола за фронтом УВ<sup>139</sup>. Известно, что поляризация полистирола за фронтом УВ происходит не скачком, а плавно растет во времени ( $\eta \simeq 1$  мксек). Поэтому вопрос о механизме (механизмах) поляризации полярных диэлектриков требует дальнейших исследований.

Ведущими механизмами возникновения электрических сигналов при ударном сжатии воды и некоторых электролитов, как показано в работах Бреусова и др. <sup>80</sup> и Кочнева <sup>85</sup>, являются электрохимические процессы на ударно сжатых границах экран-жидкость, жидкость-электрод. Интересным фактом является наличие э.д.с. в системах, в которых экран и электрод выполнены из одного металла (алюминия, меди). Это свидетельствует о том, что возникающие гальванические потенциалы на ударно сжатых границах не являются стационарными даже в интервале времени  $\sim 1$  мксек.

#### д) Освобождение связанных зарядов за фронтом УВ в нелинейных диэлектриках

Овобождение зарядов при ударном сжатии нелинейных диэлектриков может быть связано с уменьшением суммарного дипольного момента в результате сжатия (пьезоэффект), с доменными процессами или с фазовыми переходами.

В работе <sup>90</sup> показано (с учетом зависимости температуры Кюри от статического давления), что для инициирования перехода сегнетоэлектрика системы ЦТС в параэлектрик необходимо давление на фронте УВ 200—300 кбар. Из эксперимента, однако, следует, что уже при давлениях на порядок меньших реализованный заряд в цепи равен величине начальной поляризации.

Рейнольдс и Сей <sup>90</sup>, основываясь на линейной зависимости реализованного заряда от давления на фронте УВ в ЦТС 52/48, пришли к выводу, что времени взрывного эксперимента (время воздействия давления  $\sim 10^{-6}$  сек, время нарастания давления  $\sim 10^{-7}$ — $10^{-8}$  сек) было недостаточно для переключения доменов и что реализованный заряд обусловлен пьезоэффектом. Проведенное ими сопоставление зависимостей  $Q(p)$  для ударных экспериментов и зависимостей  $Q(p)$ , полученных Берлинкуртом и Крюгером <sup>96</sup> в статических условиях, показало, что время релаксации доменных процессов в керамике ЦТС 52/48 при  $p \approx 3$  кбар составляет величину  $\sim 3,5$  мсек. Однако характеризовать доменные процессы только одним значением времени релаксации было бы неправильно, так как известно, что оно зависит от напряженности электрического поля в образце, которая в свою очередь при  $p < p_{\text{птг}}$  зависит от давления. Так, например, время переключения доменов ( $t_s$ ) в  $\text{BaTiO}_3$  в полях  $E < 10^3$  в/см описывается экспоненциальным законом  $t_s^{-1} \sim \exp(-\alpha/E)$ , где  $\alpha \approx 10^4$  в/см — поле активации <sup>134</sup> и при  $E \approx 10^5$  в/см  $t_s \sim E^{-3/2}$ . <sup>136</sup> Оценка электрических полей в ударно сжатой керамике ЦТС проведена в работах <sup>34</sup>, <sup>135</sup>. Показано, что для системы ЦТС 65/35 при  $p < p_{\text{птг}}$   $E \approx 5 \cdot 10^4$  в/см, т. е. порядка пробивного поля при нормальных условиях. Допустим, что такие поля реализуются и в ударно сжатом  $\text{BaTiO}_3$ , например за счет пьезоэффекта. Тогда, привлекая для оценки  $t_s$  зависимость Стадлера <sup>136</sup>, получим  $t_s \approx 10^{-7}$  сек. Этот результат указывает на то, что в ударно сжатом  $\text{BaTiO}_3$  интервалы  $T \approx 10^{-6}$  сек достаточны для завершения доменных процессов. В пользу этого вывода свидетельствуют и измерения остаточной поляризации образцов  $\text{BaTiO}_3$ , сохраненных после ударного нагружения <sup>93</sup>.

Наличие сильных электрических полей за фронтом УВ в нелинейных диэлектриках, как показали Канфилд<sup>137</sup> и Катчен<sup>138</sup>, может привести к ионизации примесей и к генерации носителей тока за фронтом, и, как следствие, к разным функциям  $Q(p)$ , в зависимости от направления движения УВ относительно вектора поляризации в образцах кварца и ЦТС.

е) Э.д.с. при ударном сжатии полупроводников и металлов

Анализ экспериментальных данных об э.д.с., возникающей при ударном сжатии легированных полупроводников, показывает, что наблюдаемое явление не сводится ни к одному из известных электрических эффектов (акустоэлектрический эффект и эффект Степанова)<sup>101</sup>.

Рост  $P_0$  с увеличением  $N$ , большие времена  $\tau$  и  $\eta$  в кремнии в сравнении с временем релаксации электронов дают основания предположить, что э.д.с. при ударном сжатии легированного кремния возникает в результате объемного перераспределения ионов примесей в УВ. Можно далее предположить, что механизм объемной поляризации заключается:

1) в образовании примесями связанных либо разделенных пар Френкеля, обладающих электрическим моментом, и

2) в ориентации этих пар в направлении движения УВ. В связи с этим заметим, что с увеличением степени легирования кремния количество точечных дефектов, возникающих после его ударного нагружения, растет<sup>140</sup>. В металлах подобные диполи могут быть образованы ионами основного вещества или примеси и их вакансиями<sup>141</sup>. Известно, что при пластической деформации создается значительно больше вакансий, чем междоузельных атомов, что связано с большой разницей в энергиях образования этих дефектов (библиография по вопросам дефектообразования при ударной деформации имеется в работе Могилевского<sup>142</sup>). Электрическое поле, возникшее при поляризации, через время  $\sim \theta_2$  будет скомпенсировано полем носителей заряда. Процесс деполяризации будет вызывать изменение электрического поля носителей заряда. Если  $\tau \gg \theta_2$ , что имеет место в эксперименте, то закон изменения компенсирующего поля во времени будет совпадать с законом изменения поляризации.

Оценим порядок величины поляризации кремния в рамках рассмотренного механизма. Предположим, что ионы примеси смещаются на один период решетки. Тогда величина поляризации равна  $P = qN^{2/3}$ , где  $N$  — число ионов примеси в  $1 \text{ см}^3$  с зарядом  $q$ , равным заряду электрона. Результаты расчета приведены в табл. VIII. Здесь же приведены величины  $P_0$ , полученные из обработки эксперимента с помощью феноменологической теории. Как видно из табл. VIII, сопоставимые значения  $P$  и  $P_0$  совпадают по порядку величины. Ударная поляризация в веществе с хорошей проводимостью за и перед фронтом УВ означает, что вместе с фронтом в таком веществе (при  $\eta = 0$ ) движется двойной электрический слой, толщины  $\Delta = \theta_2 D$ . Считая, что разность потенциалов на этом слое равна наблюдаемой в опытах величине  $U_0$ , оценим напряженность поля  $E$  в этом слое:  $E \geq \frac{U_0}{\Delta}$ . Найденные  $\Delta$  и  $E$  для исследованных образцов кремния приведены в табл. VIII. Аналогичные оценки  $P$  для металлов<sup>148</sup> показывают непротиворечивость этой гипотезы.

С другой стороны, диффузия носителей тока с фронта УВ, согласно Нестеренко и др.<sup>116, 117</sup>, может быть объяснена возникновением в веществе перед фронтом УВ тепловой волны, распространяющейся по электронному газу, причем ее распространение определяется столкновениями электронов друг с другом. Аналогичный подход развивается в работах Жакессона

и др.<sup>109-111</sup> и Конзе и др.<sup>124</sup>, в которых предполагается, что все приращение внутренней энергии вещества в УВ (или только 50%<sup>124</sup>) передается направленному движению носителей тока. Вопрос о коэффициенте передачи энергии от решетки к носителям тока является дискуссионным. Тем не менее в работах<sup>109-111, 124</sup> получено качественное совпадение расчета с результатами измерений э. д. с. в ударно сжатых парах: медь — константан (никель, алюминий), железо — константан.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования э. д. с., возникающей при ударном сжатии вещества, установлен ряд общих закономерностей этого явления. Интерпретация этих закономерностей позволила приблизиться к пониманию как природы ударно индуцированной э. д. с., так и физики ударного сжатия.

а) Возникновение э. д. с. в УВ характерно не только для нелинейных диэлектриков, но и для широкого класса веществ: линейных диэлектриков, полупроводников и металлов. Это указывает на отсутствие строгого термодинамического равновесия за фронтом УВ в исследованных веществах. Об этом свидетельствует также нестационарность электропроводности ударно сжатых ионных кристаллов и полярных диэлектриков.

б) Поляризация всех исследованных ионных кристаллов при  $\sigma < 1,3$  имеет положительный знак и зависит от некоторых параметров исходных решеток. У большинства из исследованных ионных кристаллов при  $\sigma \approx 1,3$  изменяется знак поляризации, несмотря на то, что в этих кристаллах меняется степень ионной связи, кристаллографическое направление ударного сжатия. Эти факты указывают на общность процессов, приводящих к поляризации этих соединений.

Анализ совокупности экспериментальных данных позволил установить, что ударная поляризация номинально чистых ионных кристаллов при  $\sigma < 1,3$  обусловлена смещением катионов относительно анионов. Образование междоузельных анионов при пластической деформации ионных кристаллов во фронте УВ приводит к изменению знака поляризации.

в) Поляризация ионных кристаллов, испытывающих полиморфное превращение, происходит в исходной решетке за время  $\sim 10^{12}$  сек. Однако в случае таких полярных диэлектриков, как полистирол и эпоксидные смолы, время установления поляризации сравнимо с временем движения УВ по образцу ( $\sim 10^{-6}$  сек).

г) Электрические сигналы при ударном сжатии неполярных органических диэлектриков (четырёххлористый углерод и бензол) наблюдаются только в отраженной от электрода УВ и связаны с нестационарными в интервале времени  $\sim 1$  мксек электрохимическими процессами на границах: экран-образец, образец-электрод.

д) В случае ударно сжатых легированных полупроводников и ряда металлов наблюдаемая э. д. с. не связана с термоэлектричеством, а обусловлена объемным перераспределением зарядов на фронте УВ. В алюминии, висмуте, сурьме и европии обнаружена диффузия носителей тока с фронта УВ.

е) Разработаны феноменологические теории ударной поляризации линейных и деполяризации нелинейных диэлектриков, которые находятся в качественном согласии с экспериментом. В некоторых случаях имеется и количественное согласие.

ж) Хотя при сжатии некоторых материалов э. д. с. не была обнаружена, этот результат скорее говорит о ее малой величине, чем о действительном отсутствии ударной поляризации.

Заметим, что и такие процессы, как разрыв, дробление, расщепление материала, сопровождающиеся волнами разгрузки, — должны приводить к ударной поляризации, и, по-видимому, ответственны за явление электризации материалов. Длительное во времени сохранение зарядов указывает на незначительное изменение изоляционных свойств диэлектриков, в отличие от сильного ударного воздействия. В последнем случае сильный рост проводимости, по-видимому, не термического происхождения, приводит к быстрой релаксации зарядов. Разрядами между разноименно заряженными поверхностями можно объяснить и неравновесное свечение веществ при их быстрой пластической деформации и растрескивании<sup>121, 146, 147</sup>. Отметим, что аналогичный эффект наблюдается и в металлах<sup>148</sup>.

В области исследования э. д. с. при ударном сжатии веществ можно наметить следующие задачи: 1) Создание феноменологической теории ударной поляризации и деполяризации с произвольными законами изменения поляризации, диэлектрической проницаемости и проводимости вещества за фронтом УВ. 2) Исследование диэлектрических свойств ударно сжатых веществ. 3) Построение физических моделей возникновения э. д. с. при ударном сжатии вещества.

Авторы благодарят своих коллег по работе Е. З. Новицкого, Ю. Н. Тюняева, Ю. В. Лисицына за плодотворное сотрудничество, Г. А. Ададурова, Л. В. Альтшулера, О. Н. Бреусова, А. А. Дерибаса, А. Н. Дремина, Р. М. Зайделя, Я. Б. Зельдовича, О. К. Розанова, А. А. Урусовскую, В. В. Якушева за ценные дискуссии.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Stepanow, *Zs. Phys.* 81, 560 (1933).
2. J. E. Caffin, T. L. Goodfellow, *Nature*, 176, 878 (1955).
3. D. B. Fischbach, A. S. Nowicn, *J. Phys. and Chem. Sol.* 5, 302 (1958).
4. И. Кишш, Автореферат канд. диссертации, М., МГУ, 1966.
5. А. А. Урусовская, УФН 96, 39 (1963).
6. В. Е. Гуль, Р. А. Лушайкин, Б. А. Догадкин, ДАН СССР 149, 302 (1963).
7. Ю. Н. Новиков, Ф. И. Половиков, ФТТ 8, 1562 (1966).
8. R. J. Eichelberger, G. E. Hauser, in: *Les ondes de detonation*, P., 1961, p. 364.
9. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев, Е. З. Новицкий, В. А. Янов, Г. И. Безруков, Письма ЖЭТФ 2, 353 (1965).
10. R. K. Linde, W. J. Muggi, D. G. Doran, *J. Appl. Phys.* 37, 2527 (1966).
11. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий, Ю. Н. Тюняев, Ю. В. Лисицын, Письма ЖЭТФ 5, 296 (1967).
12. H. D. Jones, J. W. Forbes, N. L. Coleburn, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, ser. II, 116, 53 (1971).
13. F. W. Neilson, *ibid.* 2, 302 (1957).
14. F. W. Neilson, W. B. Benedict, *ibid.* 5, 511 (1960).
15. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев, Е. З. Новицкий, Ю. В. Лисицын, Ю. Н. Тюняев, Письма ЖЭТФ 7, 191 (1968).
16. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий, Ю. Н. Тюняев, ЖЭТФ 61, 254 (1971).
17. G. W. Anderson, цит. в<sup>8</sup> сборник, p. 1.
18. D. B. Lombard, D. V. Power, Патент США № 3404559 (1965). См. также: D. B. Larson, C. J. Sisemore, *J. Appl. Phys.* 39, 5609 (1968). D. V. Power, D. B. Lombard, *Rev. Sci. Instr.* 37, 480 (1966).
19. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев, Е. З. Новицкий, Ю. Н. Тюняев, Ю. В. Лисицын, Ю. Н. Бухарев, В. П. Дмитриев, Авторское свидетельство № 346615 от 17.07.1970 г., Открытия, изобретения..., № 23, 169 (1972).
20. Н. Н. Лебедев, И. Ш. Модель, Ф. О. Кузнецов, ПТЭ, № 3, 183 (1968).
21. A. R. Champion, W. B. Benedict, *Rev. Sci. Instr.* 39, 377 (1968).
22. R. R. Boade, *J. Appl. Phys.* 39, 5693 (1968).
23. А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий, Физ. гор. и взрыва 5, 369 (1969).

24. J. Bernard, *Bibl. Commiss. l'Energ. Atom.*, No. 85, 1 (1967).
25. Р. Коул, *Подводные взрывы*, М., ИЛ, 1950.
26. F. E. Allison, *J. Appl. Phys.* 36, 2111 (1965).
27. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* 53, 237 (1967).
28. А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий, *ЖЭТФ* 54, 285 (1968).
29. Р. М. Зайдель, *ibid.*, стр. 1253.
30. В. В. Якушев, О. К. Розанов, А. Н. Дремин, *ibid.*, стр. 396.
31. Ю. В. Лисицын, В. Н. Минеев, Е. З. Новицкий, *ПМТФ*, № 3, 56 (1970).
32. G. E. Hauser, in: *5th Symposium on Detonation, California, 1970*, p. 313.
33. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий, Ю. Н. Тюняев, *ЖЭТФ* 59, 1091<sup>†</sup> (1970).
34. W. J. Halpin, *J. Appl. Phys.* 37, 153 (1966); 39, 3821 (1968).
35. Е. З. Новицкий, В. В. Колесников, Р. В. Ведринский, *Физ. гор. и взрыва*, 9, 887 (1973).
36. O. E. Jones, F. W. Neilson, W. B. Benedict, *J. Appl. Phys.* 33, 3224 (1962).
37. R. A. Graham, F. W. Neilson, W. B. Benedict, *ibid.* 36, 1775 (1965).
38. G. E. Ingram, R. A. Graham, *цит. в* <sup>32</sup> сборник, p. 294.
39. R. A. Graham, *J. Appl. Phys.* 43, 826 (1972).
40. Л. В. Альтшулер, *УФН* 85, 197 (1965).
41. А. Г. Иванов, С. А. Никитов, В. А. Силицын, *ФТТ* 5, 269 (1963).
42. В. В. Якушев, А. Н. Михайлов, в кн. *Авторефераты докладов на II Всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву*, Черногловка (Московская обл.), АН СССР, 1969, стр. 272.
43. В. В. Якушев, Автореферат канд. диссертации, М., ИХФ АН СССР, 1971.
44. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий, В. Н. Минеев, Ю. В. Лисицын, Ю. Н. Тюняев, Г. И. Безруков, *ЖЭТФ* 53, 41 (1967).
45. В. В. Якушев, О. К. Розанов, А. Н. Дремин, *ЖЭТФ* 54, 369 (1968).
46. Л. В. Альтшулер, Л. В. Кулешова, М. Н. Павловский, *ЖЭТФ* 39, 16 (1960).
47. A. C. Mitchell, R. H. Keeler, *Rev. Sci. Instr.* 39, 513 (1968).
48. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев, Ю. Н. Тюняев, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий, *Письма ЖЭТФ* 7, 365 (1968).
49. F. J. Ahrens, *J. Appl. Phys.* 37, 2532 (1966).
50. H. G. David, S. D. Hamann, *J. Chem. Phys.* 28, 1006 (1958).
51. S. Joigneau, J. Thovenin, *C.R. Ac. Sci.* 246, 3422 (1958).
52. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман, *ЖЭТФ* 37, 1543 (1959).
53. Л. В. Кулешова, *ФТТ* 11, 1085, (1969).
54. Ю. Н. Тюняев, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий, А. Г. Иванов, В. Н. Минеев, в кн. *Горение и взрыв. Материалы III Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву*, М., «Наука», 1972, стр. 591.
55. В. В. Якушев, С. С. Набатов, А. Н. Дремин, *ibid.*, стр. 584.
56. M. Van Thiel, *Compendium of Shock Wave Data*, Lawrence Radiation Laboratory, Univ. of California, 1966.
57. G. R. McQueen, S. P. Marsh, *J. Appl. Phys.* 31, 1253 (1960).
58. J. Y. Wong, R. K. Linde, R. M. White, *ibid.* 40, 4137 (1969).
59. F. J. Ahrens, *ibid.* 37, 2532 (1966).
60. Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий, Ю. В. Лисицын, *ЖЭТФ* 56, 175 (1969).
61. В. Н. Минеев, Ю. Н. Тюняев, А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий, Ю. В. Лисицын, *ЖЭТФ* 53, 1242 (1967).
62. Ю. Н. Тюняев, А. А. Урусовская, В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, *ФТТ* 10, 3369 (1968).
63. Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев, *ФТТ* 13, 520 (1971).
64. Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Э. Ю. Гутманас, *ФТТ* 11, 3048 (1969).
65. Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев, *ФТТ* 15, 1901 (1973).
66. Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев, Ю. В. Лисицын, в кн. *Тезисы докладов I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям*, Москва, 1973, стр. 15.
67. D. G. Dorgan, R. K. Linde, in: *Solid State Physics*, Ed. F. Seitz and D. Turnbull, N.Y., Academic Press, 1966, p. 229.
68. G. E. Hauser, *J. Appl. Phys.* 36, 2113 (1965).
69. А. Н. Дремин, О. К. Розанов, В. В. Якушев, *ПМТФ*, № 5, 53 (1968).
70. В. В. Якушев, О. К. Розанов, А. Н. Дремин, в кн. *Тезисы докладов на I Всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву*, М., «Наука», 1968, стр. 179.
71. Е. З. Новицкий, В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Е. С. Тюнькин, З. И. Пешкова, Н. П. Хохлов, Ф. И. Цыпленков, *цит. в* <sup>42</sup> сборник, стр. 269.

72. Е. З. Новицкий, А. Г. Иванов, Н. П. Хохлов, цит. в <sup>54</sup> сборник, стр. 579.
73. Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий, Ю. В. Лисицын, Ф. И. Цыпленков, цит. в <sup>70</sup> сборник, стр. 177.
74. J. R. Travis, in: 4th Symposium on Detonation. Proceedings, US, 1965, p. 607.
75. B. Naues, J. Appl. Phys. 38, 507 (1967).
76. J. Morvan, H. Pujouls, цит. в <sup>32</sup> сборник, p. 341.
77. Y. Horige, Brit. J. Appl. Phys. 1, 1183 (1968).
78. В. Н. Минеев, Ю. Н. Тюняев, А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий, Изв. АН СССР, сер. «Физика Земли», № 4, 33 (1968).
79. В. В. Якушев, А. Н. Дремин, ЖФХ 45, 97 (1971).
80. О. Н. Бреусов, А. Н. Дремин, В. Н. Кочнев, С. С. Набатов, В. В. Якушев, ЖЭТФ 61, 1106 (1971).
81. П. И. Зубков, В. А. Лукьянченко, Б. С. Новоселов, в кн. Динамика сплошной среды, вып. V, Новосибирск, Ин-т гидродин. СО АН СССР, 1971, стр. 177; Физ. гор. и взрыва 7, 295 (1971).
82. А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов, *ibid.* 9, 420 (1973).
83. R. N. Keeler, A. C. Mitchell, Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, 12, 1128 (1967).
84. В. В. Якушев, О. К. Розанов, А. Н. Дремин, Письма ЖЭТФ 7, 165 (1968).
85. В. Н. Кочнев, Автореферат канд. диссертации М., Ин-т электрохим. АН СССР, 1973.
86. J. R. Hearst, G. B. Irani, L. B. Geesaman, J. Appl. Phys. 36, 3440 (1965).
87. R. W. Rohde, O. E. Jones, *ibid.* 39, 313 (1968).
88. G. M. Graham, F. N. D. D. Pereira, *ibid.* 42, 3011 (1971).
89. O. E. Jones, Rev. Sci. Instr. 38, 253 (1967).
90. C. E. Reynolds, G. E. Seay, J. Appl. Phys. 33, 2234 (1962).
91. D. G. Dorgan, *ibid.* 39, 40 (1968).
92. P. S. Brody, R. H. W. Wihekindt, Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, 6, 42 (1961).
93. R. K. Linde, J. Appl. Phys. 38, 4839 (1967).
94. Н. А. Россинский, в кн. Взрывное дело, сб. № 63/20, М., «Недра», 1967, стр. 193.
95. Е. З. Новицкий, Е. С. Тюнькин, В. Н. Минеев, О. А. Клещевников, цит. в <sup>54</sup> сборник, стр. 602.
96. D. Berlincourt, H. H. Krueger, J. Appl. Phys. 30, 1804 (1959).
97. O. M. Stuetzger, *ibid.* 38, 3901 (1967).
98. Е. З. Новицкий, О. А. Клещевников, В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, ФТТ 15, 310 (1973).
99. W. H. Gust, E. B. Royle, J. Appl. Phys. 43, 4437 (1972).
100. N. L. Coleburn, J. W. Forbes, H. D. Jones, *ibid.*, p. 5007.
101. В. Н. Минеев, Ю. Н. Тюняев, А. Г. Иванов, ФТТ 16, 1606 (1974).
102. A. R. Champion, J. Appl. Phys. 43, 2216 (1972).
103. H. G. David, S. D. Hamman, Trans. Farad. Soc. 55, 72 (1959).
104. R. A. Graham, O. E. Jones, J. R. Holland, J. Phys. and Chem. Sol. 27, 1519 (1966).
105. J. Jaquesson, J. P. Romain, M. Hallouin, J. C. Desoyer, цит. в <sup>32</sup> сборник, p. 285.
106. J. Jaquesson, Bull. du GAMAC 4, 33 (1959).
107. J. Jaquesson, цит. в <sup>8</sup> сборник, p. 415.
108. J. Jaquesson, Автореферат диссертации, Paris, De l'universite de Poitiers, 1962.
109. J. Grosnier, J. Jaquesson, A. Migault, цит. в <sup>74</sup> сборник, p. 627.
110. A. Migault, J. Jaquesson, in: Symposium of High Dynamic Pressure, Paris, 1967, p. 431.
111. A. Migault, J. Jaquesson, C.R.Ac. Sci. B264, 507 (1967).
112. В. С. Илюхин, В. Н. Кологривов, ПМТФ, № 5, 176 (1962).
113. О. И. Бужинский, С. В. Самылов, ФТТ 11, 2881 (1969).
114. E. M. Palmer, G. H. Turner, J. Appl. Phys. 35, 3055 (1964).
115. А. А. Дерибас, В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер, Физ. гор. и взрыва 8, 311 (1972).
116. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер, Б. К. Стырон, *ibid.* 9, 433 (1973).
117. В. Ф. Нестеренко, *ibid.* 10, 752 (1974).
118. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев, цит. в <sup>54</sup> сборник, стр. 597.
119. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, ПТЭ, № 1, 135 (1963).
120. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий, ПМТФ, № 5, 104 (1966).

121. С. Б. Кормер, УФН 94, 641 (1968).
122. H. Mott, W. D. Ralburn, W. E. Webb, Proc. IEEE 60, 174 (1972).
123. S. Gruber, *ibid.* 61, 104 (1973).
124. A. Conze, J. Grosnier, C. Berard, *цит. в* <sup>110</sup> сборник, p. 441.
125. М. И. Корнфельд, ФТТ 10, 2422 (1968).
126. R. J. Schwensfer, Jr., C. Elbaum, J. Phys. Sol. 28, 597 (1967).
127. P. Harris, J. Appl. Phys. 36, 739 (1965).
128. П. Л. Пратт, Вакансии и точечные дефекты, М., Металлургиздат, 1961.
129. M. J. Klein, Phil. Mag. 12, 735 (1965).
130. С. Уайтхед, Пробой твердых диэлектриков, М.—Л., Госэнергоиздат, 1957.
131. А. Ф. Иоффе, Физика полупроводников, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1957.
132. C. G. Le Fevre, R. J. W. Le Fevre, G. M. Parkins, J. Chem. Soc. 4, 1468 (1958).
133. Г. И. Канель, А. Н. Дремин, ДАН СССР 241, 1314 (1973).
134. Ф. Иона, Д. Ширани, Сегнетоэлектрические кристаллы, М., «Мир», 1965, стр. 233.
135. P. C. Lysne, J. Appl. Phys. 44, 577 (1973).
136. H. L. Stadler, *ibid.* 29, 1485 (1958).
137. J. M. Canfield, J. T. Cutchen, *ibid.* 37, 4581 (1966).
138. J. T. Cutchen, *ibid.*, p. 4745.
139. П. А. Ямпольский, И. М. Баркалов, В. И. Гольдманский, В. В. Густов, И. Н. Дулин, В. Н. Зубарев, А. Г. Козакевич, Высокомолекул. соед. А10, 799 (1968).
140. Н. А. Мещеряков, Т. А. Шарипова, Изв. СО АН СССР, сер. хим. наук 9 (129), № 4, 60 (1967).
141. Ф. Дж. Блатт, Теория подвижности электронов в твердых телах, М.—Л., Физматгиз, 1963, стр. 148.
142. М. А. Могилевский, Автореферат канд. диссертации, Новосибирск, Ин-т гидродин. СО АН СССР, 1969.
143. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, ЖТФ 43, 1979 (1973).
144. N. L. Coleburn, M. Solow, R. C. Wiley, J. Appl. Phys. 36, 507 (1965).
145. Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев, в кн. IV Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву, Аннотации докладов, Черногоровка (Московская обл.), 1974, стр. 42.
146. W. Brooks, J. Appl. Phys. 36, 2788 (1965).
147. А. Г. Иванов, Л. И. Кочин, Л. В. Васильев, В. С. Кустов, Физ. гор. и взрыва, № 1, 127 (1974).
148. К. Б. Абрамов, В. П. Валицкий, Н. А. Златин, Б. П. Перегуд. И. Я. Пухонто, ДАН СССР 201, 1322 (1974).