

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ ВЕЩЕСТВ

A. Г. Иванов, B. N. Минеев,
E. Z. Новицкий, Ю. Н. Тюняев, Ю. В. Лисицын
(Москва)

В работе [1] впервые было отмечено, что деформация монокристаллических образцов NaCl вызывает появление разности потенциалов между поверхностями деформируемых образцов (эффект Степанова). В [2—5] при исследовании этого эффекта в щелочно-галоидных кристаллах (ЩГК) показано, что потенциал возникает при напряжениях, ниже предела текучести, а также в процессе пластической деформации кристаллов. Знак и амплитуда потенциала зависят, в частности, от геометрии образцов, химической чистоты, скорости деформации и температуры образцов. В цитируемых работах регистрация потенциала производилась электрометром за характерные интервалы времени порядка секунд, при этом в измерительной цепи протекал заряд 10^{-10} к.

Подобный эффект — возникновение разности потенциалов на поверхности деформируемых образцов из непьезоэлектрического материала — имеет место не только при статическом, но и при динамическом нагружении. Эйхельбергер и Хаувер [6] наблюдали протекание тока в короткозамкнутом конденсаторе, содержащем полярный диэлектрик, при прохождении ударной волны (УВ) по диэлектрику от одной обкладки к другой. Ток в цепи возникал (в виде резкого броска) в момент выхода фронта УВ (ФУВ) на образец, т. е. когда образец еще не сжат, и продолжался по мере движения фронта УВ по образцу. Так как в цепи отсутствуют внешние источники э. д. с. и возникающий ток не зависит от материала обкладок конденсатора, то эффект может быть объяснен объемной поляризацией диэлектрика за фронтом УВ.

Следуя [6], можно представить, что полярные материалы будут поляризоваться вследствие разворота молекул вдоль направления распространения УВ. Механизм поляризации других материалов можно, например, представить как возникновение заряженных дефектов за фронтом УВ и их направленное смещение [7].

В настоящей работе рассмотрены существующие феноменологические теории явления, сделан обзор наиболее важных экспериментальных работ, отмечены трудности феноменологического описания явления и исследования физического механизма, приводящего к поляризации за фронтом УВ в разных диэлектриках.

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ ТЕОРИИ

Первую попытку связать ток поляризации I с параметрами диэлектрика, сжатого УВ, сделал Аллисон [8]. Рассматривался изотропный непроводящий диэлектрик, помещенный между обкладками короткозамкнутого конденсатора. Предполагалось, что на фронте УВ диэлектрик сжимается, скачком изменяет диэлектрическую проницаемость ($\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2$) и поляризуется до величины P_0 . Затем каждый элементарный объем поляризованного вещества независимо деполяризуется, возвращаясь к термодинамическому равновесию с характерным временем

релаксации (τ). Таким образом, ток поляризации, являющийся функцией времени (t), зависит от параметров τ и ϵ_2/ϵ_1 .

В работе Я. Б. Зельдовича [9] такая релаксация (механическая) не рассматривается (что эквивалентно $\tau = \infty$). Предполагается, что вещество изотропно и за фронтом УВ скачком изменяет свое удельное сопротивление ($\rho_1 = \infty \rightarrow \rho_2 \neq \infty$), вследствие чего поляризация будет уменьшаться за счет компенсации связанных зарядов свободными носителями тока. Характерное время проводимостной релаксации есть $\theta = \frac{\rho_2 \epsilon_2}{4\pi}$.

При нахождении точного решения цепи в [9] не учитывается изменение диэлектрической проницаемости и сжатия вещества при переходе его через фронт УВ, что сужает область применения этого решения.

В работе [10] полагается, что процесс распада поляризации ударно сжатого диэлектрика обусловлен как механической, так и проводимостной релаксацией. Для упрощения здесь, так же как и в [9], предполагается, что $\rho_1 = \infty$, а за фронтом УВ ρ_2 — конечно. Найдена зависимость плотности поляризационного тока (j) от времени и ряда параметров: P_0 , сжатия (σ), τ , ϵ_2/ϵ_1 и θ , из которой решения в [8] и [9] находятся как частные случаи. Ввиду того, что решение содержит неберущийся интеграл, анализ его затруднен. Начальный бросок тока в цепи при входе фронта УВ в диэлектрик не зависит от релаксационных процессов и связан с величиной P_0 выражением

$$j_0 = P_0 (x T)^{-1}, \quad (1)$$

где T — время прохождения УВ через диэлектрик и $x = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \sigma$.

Типичные зависимости $j(t)$ для некоторых комбинаций параметров приведены на рис. 1, откуда следует, что если τ или θ заметно меньше T , на кривой $j(t)$ образуется провал, а в начале записи пик тока. Ширина этого пика близка к наименьшему времени релаксации (τ или θ). Все зависимости $j(t)$ лежат, как правило, с одной стороны от оси времени и только при очень малых значениях параметров τ и (θ) могут слегка заходить на нижнюю полуплоскость $j - t$.

На рисунке 1 изображены девять расчетных кривых $j/j_0 = f(t/T)$ для различных соотношений параметров τ/T и θ/T . Кривые 1 и 2 соответствуют $\tau/T = \infty$ и $\theta/T = \infty$. Кривые 3—9 соответствуют различным соотношениям τ/T и θ/T , указанным в подписи к рисунку. Кривые 1—5 показывают, что при $\tau/T > \theta/T$ провал на кривой $j(t)$ имеет место. Кривые 6—9 показывают, что при $\tau/T < \theta/T$ провала нет, а пик тока сдвигается вправо.



Рис. 1. Расчетные кривые $j/j_0 = f(t/T)$.
 1 — $\tau = 1,5, \theta/T = \infty$; 2 — $\tau = \infty, \theta/T = \infty$; 3 — $\tau = 2, \theta/T = 1, \tau/T = 1$;
 4 — $\tau = 2, \theta/T = 5, \theta/T = 0,2$; 5 — $\tau = 0,9, \theta/T = 2$;
 6 — $\tau = 2, \theta/T = 1, \theta/T = 0,05$; 7 — $\tau = 1, \theta/T = 5, \theta/T = 0,05$;
 8 — $\tau = 1, \theta/T = 0,05, \theta/T = 5$; 9 — $\tau = 2, \theta/T = 0,05, \theta/T = 5$.

позволяющий принципиально по экспериментальным записям $j(t)$ с помощью ЭВМ найти искомую функцию $P(t)$ и параметры ρ_2 и ϵ_2 . Такой подход без отыскания и анализа решения дифференциального уравнения

ния несколько формален, так как затрудняет физическую интерпретацию экспериментальных данных.

Следует заметить, что все феноменологические теории, рассмотренные выше, содержат (в явном или неявном виде) предположение о поляризации диэлектрика в УВ. Строго говоря, это предположение является постулатом. Ряд соображений в его пользу приведен в [8, 20].

ЭКСПЕРИМЕНТ

Практически все экспериментальные данные по ударной поляризации непьезоэлектриков получены с использованием взрывных устройств, возбуждающих ударную волну в исследуемом образце. Толщины образцов составляли $1 \div 10$ м.м. Как правило, асимметрия фронта УВ не превышала $1 \div 5\%$ относительно толщины образца, а геометрия образцов выбиралась таким образом, чтобы исключить влияние боковых разгрузок и заметного затухания УВ за время T . Поэтому условия нагружения были близки к одномерным.

Регистрация $j(t)$ осуществлялась на катодных осциллографах с низкоомными входами, что позволяло удовлетворить условию короткозамкнутости цепей конденсаторов с исследуемыми образцами. Параметры УВ в образцах рассчитывались по известным динамическим адабатам этих веществ [12].

К настоящему времени наиболее полно исследованы ионные кристаллы (ИК) NaCl, KCl, KBr, RbS, LiF, CsI, KS, LiH, LiD, MgO [7, 13—17, 21]. Исследования велись в интервале давлений от 20 кбар до 1 Мбар ($\sigma \sim 0,2 \div 1,8$), при этом температуры сжатых ИК не превосходили нескольких тысяч градусов. Частично исследованы другие соединения: полярные диэлектрики (оргстекло, полистирен, эпоксидная смола, вода, тринитротолуол (ТНТ) [6, 18—20]), энстатит [19], являющийся одной из основных компонент мантии Земли.

В предположении $\epsilon_2 = \epsilon_1$ из (1) найдено, что значения P_0 у исследованных веществ лежат в интервале $10^{-7} \div 10^{-9}$ к/см². У таких материалов, как тефлон, полиэтилен $P_0 < 10^{-10}$ к/см² [6]. Заметим, что оценка предельной величины поляризации при развороте всех диполей полярного вещества в одном направлении дает 10^{-3} к/см², что в $10^4 \div 10^6$ раз больше экспериментально зарегистрированной величины P_0 в полярных диэлектриках.

Как правило, с увеличением интенсивности УВ величина $|P_0|$ сначала растет (до $\sigma = 1,3 \div 1,5$), а затем падает и при $\sigma \sim 1,8 |P_0| < 10^{-10}$ к/см². У большинства исследованных веществ в области $\sigma = 1,3 \div 1,4$ имеется аномалия в $P_0(\sigma)$, заключающаяся в резком изменении величины и знака P_0 . Впервые это явление обнаружено в NaCl [15, 16], затем в KBr, KCl, CsS, KS [7, 16, 17], энстатите [19], ТНТ [20]. В кристаллах LiF, MgO и полярных диэлектриках (оргстекло, полистирен, эпоксидная смола) аномалия отсутствует. Аномальный ход $P_0(\sigma)$ является скорее общим, чем исключительным явлением.

Для всех исследованных веществ в интервале $\sigma = 1,02 \div 1,3$ знак P_0 положителен (кроме ТНТ). Установлено, что начальное значение поляризационного тока в короткозамкнутой цепи пропорционально площади обкладки конденсатора и обратно пропорционально толщине образца [6, 13].

Отметим следующие особенности поляризации ИК.

1. Максимальное значение P_0 достигается при $\sigma \sim 1,3$. В предположении $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$ найденные согласно (1) значения $P_{0\max}$ приведены на рис. 2.

2. Поляризационный ток зарегистрирован в NaCl и CsS при нагружении образцов в трех основных кристаллографических направлениях, а также в поликристаллических образцах [13, 21]. При этом во всех случаях при $\sigma \sim 1,3$ зафиксирована аномалия $P_0(\sigma)$.

3. При исследовании поляризации NaCl в направлении [111] при давлении на фронте УВ 276 кбар зарегистрирован факт зависимости знака P_0 от концентрации примесей в кристалле. Заметим, что основной экспериментальный материал получен на кристаллах химической чистоты.

4. В ряде ионных кристаллов (KCl, KBr, CsS, NaCl) происходит изменение знака $I(t)$ в процессе сжатия образца (переполюсовка). Интересно отметить, что переполюсовка имеет место лишь начиная

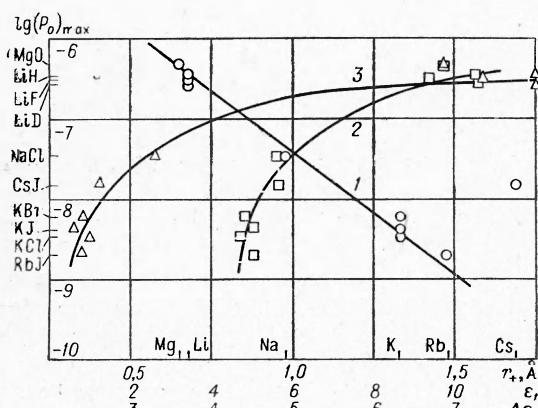


Рис. 2. Кривые, иллюстрирующие зависимость между $P_{0\max}$ и характеристиками основной решетки ИК.

1 — r_+ (радиус катиона); 2 — ε ; 3 — $\Delta\varepsilon$.

с некоторой толщиной образца, причем в KCl, KBr и CsS переполюсовка предшествует по σ аномалии $P_0(\sigma)$.

Интересный экспериментальный материал излагается в работах [22, 23], касающихся исследования электрических сигналов в неполярных жидкостях CCl_4 , бензole и некоторых других. Сигналы здесь возникают не раньше, чем УВ дойдет до второго электрода, и только в том случае, если среда, заполняющая объем между электродами, становится за фронтом УВ хорошим проводником. Обращает на себя внимание изменение полярности сигнала и его величины в зависимости от материала электродов и их комбинации. И если в [22] авторы наряду с электрохимической и термоэлектрической природой наблюдаемых сигналов называют поляризацию в отраженной волне полярных осколков CCl_4 , возникающих в прямой УВ, то в [23] они приходят к выводу о том, что происхождение электрических сигналов в неполярных веществах обязано электрохимическим процессам на границе раздела ударно сжатых фаз металла — исследуемое вещество.

На этой же позиции стоят авторы настоящего обзора, наблюдавшие подобные сигналы в заведомо полярной жидкости — дистиллированной воде. В падающей УВ вода поляризуется [6, 19], при сравнительно малых давлениях она хорошо проводит [24], откуда, логически рассуждая, можно было бы ожидать, что после прохождения УВ через границу раздела вода — электрод без заметных отражений всякие релаксационные процессы должны быстро затухнуть. Тем не менее, в опытах, проводимых по методике определения механического времени релаксации [13, 25], фиксируются сигналы, характер поведения которых отвечает основным закономерностям, отмеченным в [22, 23]. Достаточно сказать, что величина «послеполяризационного» сигнала остается константой при изменении площади электрода на четыре порядка (сопротивление нагрузки фиксировано).

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА С ТЕОРИЕЙ

Для оценки границ применимости существующих теорий к обработке полученного экспериментального материала необходимо знать величины τ , θ и κ для ударно сжатых исследованных веществ. В работе [28] приводятся результаты исследования проводимости за фронтом УВ в NaCl. Дальняя экстраполяция этих результатов в область низких давлений позволяет установить, что в первом приближении величина θ только при давлении на фронте УВ в NaCl в 20 кбар и ниже будет сравнима или больше T , и, таким образом, лишь только при указанном давлении и ниже применима теория, развитая Аллисоном (для NaCl при давлении 20 кбар $P_0 = 8,5 \cdot 10^{-9}$ к/см², $\tau = 0,75$ мксек, $\varepsilon_2 = 1,09 \varepsilon_1$).

Казалось бы, что в области больших давлений, где проводимостное время релаксации θ много меньше T , можно применить теорию [10]. Действительно, для большинства исследованных веществ при $\sigma \geq 1,3$ наблюдается качественное согласие с теорией. В начале записей $I(t)$ регистрируются пики тока, появление которых связано с уменьшением θ . Прохождение сигналов такой формы через измерительный тракт становится затруднительным. Как следствие этого возникает кажущееся уменьшение j_0 от σ . При количественном описании эксперимента обнаруживается расхождение с теорией. Так, например, в области давлений за фронтом УВ в NaCl 300 кбар $\theta \sim 10^{-10}$ сек, тогда как наблюдаемая ширина пиков в начале записей $I(t)$ при этих давлениях равна 10⁻⁷ сек. Аналогичное противоречие было зафиксировано и в случае ТНТ [20], где величина θ составляла 10⁻¹⁴ сек, а ширина пика тока $\sim 10^{-8} \div 10^{-7}$ сек.

Такое несоответствие теории и эксперимента заставило авторов предположить, что некоторые предпосылки развитых теорий слишком упрощены. С этой точки зрения была, в частности, подвергнута экспериментальной проверке гипотеза о скачке удельного сопротивления на фронте УВ [20, 26]. Оказалось, что изменение проводимости за фронтом УВ в ТНТ распределено в области, ширина которой уменьшается с увеличением амплитуды УВ. Расстояние за фронтом УВ, на котором удельное сопротивление ТНТ уменьшается на 10—12 порядков величины по сравнению с начальным удельным сопротивлением, в среднем равно 0,23 см при давлении 17 кбар и 0,07 см при давлении 190 кбар. Найденные временные значения ширины переходной зоны проводимости за фронтом УВ в ТНТ по порядку величины совпадают с шириной пиков в начале поляризационных сигналов.

Таким образом, исходя из экспериментального факта существования за фронтом УВ в ТНТ переходной зоны проводимости, удается объяснить ширину начальных пиков на осциллограммах $I(t)$. Не исключено, что подобное явление имеет место в сжатых ИК, в частности в NaCl.

Цитируемые теории [8, 10] предполагают существование одного механизма поляризации при прохождении ФУВ. Такое предположение удобно при теоретическом рассмотрении вопроса. Однако физика явления может быть существенно сложнее. В частности, такие экспериментально наблюдаемые эффекты, как аномалия $P_0(\sigma)$ и переполюсовка $I(t)$, могут быть объяснены суперпозицией, по крайней мере, двух независимых поляризаций, различающихся знаками и величинами P_0 и времен механической релаксации [7].

В случае ТНТ переполюсовка $I(t)$ имеет, по-видимому, другую природу. Действительно, при $\theta \sim 10^{-11}$ сек даже при существовании переходной зоны проводимости в области, отстоящей от концов базы на величину порядка ширины начального пика, следует ожидать из физи-

ческих соображений $I(t) = 0$. Этого не наблюдается в эксперименте [20]. В терминах цепи поляризационного датчика изменения величины и знака тока есть следствие действия переменных э. д. с. Такое изменение э. д. с. во времени можно объяснить разложением ВВ и связанным с ним изменением давления (а следовательно, и величины P_0) на фронте УВ.

УДАРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ НА УРОВНЕ МИКРОСТРУКТУРЫ

Если в настоящее время феноменологические теории вполне убедительно описывают ударную поляризацию диэлектриков в терминах их макроскопических характеристик, то картина явления на уровне микроструктуры в значительной мере неясна. Представления о механизме явления для полярных диэлектриков ограничиваются гипотезой Эйхельбергера и Хаувера о развороте полярных молекул под действием градиента давления во фронте УВ [6]. Попытка экспериментальной проверки этой гипотезы сделана в работе [20]. Оказалось, что при данной амплитуде УВ переход от тринитротолуола к толуолу (единичный дипольный момент уменьшается в 4 раза) приводит к уменьшению P_0 примерно на два порядка величины. Такой результат не противоречит гипотезе [6].

Более обнадеживающими представляются результаты, полученные на ионных кристаллах. Основной метод исследования ионных соединений состоит в выяснении того, как зависят величина и знак поляризационного тока, и в первую очередь j_0 , от параметров УВ, типа кристаллической решетки, кристаллографического направления нагрузки, концентрации примесей и т. д.

Наблюдаемый поляризационный ток может быть следствием ряда причин. Одна из точек зрения отражена в работе [27], где предполагается, что поляризация возникает в результате относительного смещения в пределах упругости противоположно заряженных ионов решетки на фронте УВ. Такой модели противоречит ряд экспериментальных фактов [7]. В частности, если бы эффект был связан с поляризацией электронного или ионного смещения, то времена релаксации поляризации должны бы быть порядка $10^{-15} - 10^{-13}$ сек, тогда как фактически эти времена составляют $10^{-9} \div 10^{-6}$ сек и более [13, 18, 25].

Линде и др. [16] высказывают мнение, что поляризационный ток может быть следствием смещения заряженных дислокаций, из равновесных положений в пределах окружающих дислокаций облаков точечных дефектов, либо вращения или сжатия диполей, образованных комплексами вакансия — примесей.

Эта точка зрения не может здесь обсуждаться ввиду отсутствия экспериментальных данных, проливающих на нее свет.

При квазистатическом нагружении протекание тока в цепи конденсатора хорошо объясняется движением дислокаций, которые приобретают заряд, «заметая» вакансию. Возможность объяснения эффекта и в динамике движением заряженных дислокаций была исследована в работе [21]. Конкретно изучалось влияние упрочняющих примесей и кристаллографического направления нагрузки на величину поляризационного тока в монокристаллах CsI. Выбор объекта исследования определялся тем, что скольжение и размножение дислокаций в структурах типа CsCl резко зависит от направления деформирования: при сжатии вдоль [111] скольжение возможно по всем 6 системам скольжения {110} <100>, а при сжатии вдоль [100] скольжение теоретически не должно

иметь места. Однако результаты опытов в области малых деформаций (до $\sigma \approx 1,25$) не подтвердили предположения о дислокационной природе явления: величина поляризационного тока вдоль «жесткого» направления [100] оказалась больше, чем вдоль «мягкого» [111].

Аренс [14] указал на смещение «заряженных дефектов» в качестве возможного источника поляризационного тока. Авторы при экспериментальном исследовании ударной поляризации ИК [7] рассмотрели возможность объяснения явления направленным смещением точечных дефектов, генерируемых УВ. В упомянутых работах показана непротиворечивость такой гипотезы.

Экспериментальные результаты работ [7, 13, 17] для области сжатий $\sigma = 1,02 \div 1,3$ сводятся в основном к следующему: 1) величина P_0 практически не зависит от масс ионов; 2) в соединениях с решеткой типа NaCl величина P_0 с точностью до экспериментального разброса определяется только размером катиона; 3) P_0 является функцией строения решетки. В соединениях, испытывающих до $\sigma \sim 1,3$ полиморфное превращение (KC1, KBg, KS и RbS), поляризация происходит в первоначальной, еще не перестроенной решетке типа NaCl; 4) независимо от типа решетки P_0 растет с увеличением ε_1 , и $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_\infty$, где ε_1 и ε_∞ соответственно низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости.

Три последних вывода иллюстрируются графиками на рис. 2. Факт зависимости P_0 от радиуса катиона позволяет интерпретировать поляризацию ИК в УВ как процесс преимущественного (по сравнению с анионами) смещения катионов во фронте УВ из узлов решетки и образования диполей катион — вакансия катиона, ориентированных в направлении распространения УВ.

Отметим еще раз, что все перечисленные выше результаты получены на соединениях химической чистоты (концентрация отдельных примесей порядка $10^{-4} \div 10^{-5}\%$). Между тем опыты указывают на влияние примесей на величину и знак P_0 . Возможно, что именно с присутствием примесей удается связать изменение знака P_0 при $\sigma > 1,3$.

В заключение отметим, что, несмотря на определенный прогресс в понимании физики ударной поляризации диэлектриков, динамика процессов, приводящих к поляризации, остается неясной. Изучение этих процессов представляется тем более важным, что в результате может быть получена информация не только об электрических явлениях, сопровождающих высокоскоростную деформацию вещества, но и о самих механизмах высокоскоростной деформации.

Поступила в редакцию
14/III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Stepanow. Z. F. Phys., 1933, **81**, 560.
2. J. E. Caffin, T. L. Goodfellow. Nature, London, 1955, **176**, 878.
3. D. B. Fischbach, A. S. Nowick. J. Phys. Chem. Solids, 1958, **5**, 302.
4. И. Кишш. Канд. дисс. М., МГУ, 1966.
5. А. А. Урусовская. УФН, 1968, **96**, 1.
6. R. I. Eichelberger, G. E. Nauvet. Les ondes de detonation, Paris, 1961, p. 364.
7. В. Н. Минеев, Ю. Н. Тюняев и др. ЖЭТФ, 1967, **53**, 1242.
8. F. E. Allison. J. Appl. Phys., 1965, **36**, 2111.
9. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1967, **53**, 237.
10. А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий. ЖЭТФ, 1968, **54**, 285.

11. Р. М. Зайдель. ЖЭТФ, 1968, **54**, 1253.
12. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, **85**, 197.
13. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий и др. ЖЭТФ, 1967, **53**, 41.
14. Т. Џ. Ахгепс. J. Appl. Phys., 1966, **37**, 7.
15. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев и др. ЖЭТФ. Письма, 1965, **2**, 353.
16. R. K. Linde, W. J. Miggli, D. G. Dogan. J. Appl. Phys., 1966, **37**, 2527.
17. Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев и др. ЖЭТФ, 1969, **56**, 1.
18. G. E. Naueg. J. Appl. Phys., 1965, **36**, 2113.
19. В. Н. Минеев, Ю. Н. Тюняев и др. Физика Земли, 1968, **4**.
20. А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев и др. ФГВ, 1969, **5**, 3.
21. Ю. Н. Тюняев, А. А. Урусовская и др. ФТТ, 1968, **10**, 3400.
22. В. В. Якушев, О. К. Розанов, А. Н. Дремин. ЖЭТФ. Письма, 1968, **7**, 165.
23. В. В. Якушев, О. К. Розанов, А. Н. Дремин. ПМТФ, 1968, **5**.
24. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1960, **38**, 22.
25. В. В. Якушев, О. К. Розанов, А. Н. Дремин. ЖЭТФ, 1968, **54**, 396.
26. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев и др. ЖЭТФ. Письма, 1968, **7**, 365.
27. R. Haggis. J. Appl. Phys., 1965, **36**, 739.
28. Л. В. Альтшулер, Л. В. Кулешова, М. Н. Павловский. ЖЭТФ, 1960, **39**, 16.

УДК 532.592

ПРОВОДИМОСТЬ АКРИЛАМИДА И ПОЛИАКРИЛАМИДА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

*В. Н. Зубарев, Т. Н. Игнатович,
А. Н. Шуйкин, П. А. Ямпольский*

(Москва)

Как показали исследования [1—5], сжатие вещества ударными волнами сопровождается разнообразными химическими реакциями. При изучении превращений в органических веществах большой интерес представляет полимеризация. Многие мономеры после сжатия под высоким давлением в десятки и сотни тысяч атмосфер в течение коротких промежутков времени 10^{-5} сек оказываются в значительной степени полимеризованными [2, 3]. В работах [2, 3] было высказано мнение, что процесс полимеризации проходит за короткое время, пока вещество находится в сжатом состоянии. По результатам анализа сжатых образцов, зная условия (плотности и температуры), в которых находятся образцы в сжатом и разгруженном состояниях, можно сделать лишь косвенные выводы относительно скорости химических превращений. Непосредственно данные о кинетике превращений могут быть получены методами, которые используются для исследования явлений, сопровождающих ударное сжатие (электромагнитный метод изучения профилей волн [6, 7], изучение проводимости [8], поляризации [9], релаксационных явлений [10] и др.).

В данной работе измерена проводимость акриламида (АА) и полиакриламида (ПАА) при давлениях в ударных волнах 80 и 160 кбар. Полученные результаты дают возможность сделать некоторые заключения относительно процессов, возникающих при распространении ударных волн в исследованных веществах.

Схема опытов по измерению проводимости изображена на рис. 1. Плоские ударные волны в металлических экранах из Al или Si