

**ВЛИЯНИЕ ПРОВОДИМОСТИ
УДАРНО-СЖИМАЕМОГО ВЕЩЕСТВА
НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК СИСТЕМЫ
ПРОВОДНИКОВ, ФОРМИРУЕМОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ**

УДК 539.63:537.311.3

С. Д. Гилев

**Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск**

Дан анализ электромагнитных процессов в системе шунт — вещество в случае изменения проводимости ударно-сжатого вещества от времени. Такая система моделирует измерительную ячейку для исследования перехода диэлектрик — металл в ударной волне. Электромагнитный отклик системы определяется величиной проводимости и характером ее изменения за ударным фронтом. В зависимости от профиля проводимости распределение тока в системе имеет различный вид. Постоянство или рост проводимости приводят к монотонному уменьшению плотности тока в пространстве при удалении от свободной границы шунта. В случае падения проводимости за ударным фронтом в системе образуются локальные максимумы плотности тока. Выполненный анализ может быть полезен для интерпретации электромагнитных измерений в ударных волнах. По виду зависимостей электрического поля от времени для двух поверхностей шунта можно качественно судить о характере изменения проводимости в исследуемом веществе.

Введение. Исследование поведения конденсированных веществ в ударных волнах (УВ) дает ценную информацию о физическом состоянии вещества в области больших давлений и температур [1]. Отсутствие общепринятого уравнения состояния вещества для широкой области фазовой диаграммы обуславливает доминирующее значение экспериментальных методов исследования. Создание новых экспериментальных методик и усовершенствование известных представляют собой важное направление развития экспериментальной техники УВ.

Среди большого разнообразия методов, применяемых в динамических исследованиях, особую эффективность продемонстрировал электромагнитный метод и его многочисленные варианты: магнитоэлектрическая [1], емкостная [2], индукционная [3] методики, методика осесимметрического магнитного датчика [4] и т. д. Возможности развития электромагнитного метода далеко не исчерпаны, особенно для исследования электромагнитных характеристик конденсированных веществ. Широкое распространение в электромагнитных измерениях получил электротехнический анализ действия УВ на измерительный узел с исследуемым веществом [5]. Такой подход, наряду с исключительной простотой интерпретации опытных данных, приводит к ряду принципиальных ограничений на точность и временное разрешение измерений. Вследствие влияния переходных электромагнитных процессов электротехническое приближение становится неприменимым при исследовании

воздействия УВ на металлические проводники значительной толщины. Электромагнитное состояние таких образцов является в УВ неравновесным.

В [6] предложена конструкция измерительной ячейки для исследования перехода диэлектрик — металл в УВ. Шунт в виде полоски фольги накладывается на исследуемое вещество, расположенное в диэлектрической обойме. Через ячейку пропускается постоянный ток от внешнего источника. С помощью электродов, подключенных к поверхности шунт — вещество, регистрируется напряжение с ячейки по мере движения УВ. При исследовании перехода диэлектрик — металл в УВ электромагнитное состояние ударно-сжатого образца неравновесно. В [7] проанализирован процесс диффузии магнитного поля в одномерной модели измерительной ячейки. Ячейка представлена в виде системы проводников, один из которых металлическая полоса, а второй формируется в процессе движения УВ по исследуемому веществу. В предположении постоянства проводимости сжатого вещества за ударным фронтом методом преобразования Лапласа получено аналитическое решение для магнитного поля в проводнике и металлизующемся веществе. Электромагнитный отклик системы проводников на ударное воздействие связан с параметрами проводящего вещества в сжатом состоянии. Выполненный анализ позволил обосновать метод измерения проводимости конденсированного вещества в УВ [8]. Величина электропроводности конденсированного вещества определяется из сопоставления экспериментальной записи напряжения на границе шунт — вещество с набором модельных зависимостей электрического поля, соответствующих различным проводимостям вещества. Настоящая методика разработана для случая постоянной проводимости вещества за ударным фронтом. Для невысокой проводимости вещества известен метод определения профиля проводимости в УВ [9]. В этом случае электромагнитное состояние вещества равновесно, что позволяет использовать электротехническое приближение. Возможности определения временной зависимости проводимости вещества в условиях электромагнитной нестационарности, характерной для металлизации вещества в УВ, в настоящее время не исследованы. Значение такого анализа обусловлено тем, что динамика изменения проводимости сжатого вещества отражает разнообразные физико-химические превращения и представляет собой важнейшую характеристику переходов вещества в УВ.

Цель настоящей работы — исследование влияния динамики изменения проводимости вещества в УВ на электромагнитный отклик системы шунт — вещество при переходе диэлектрик — металл.

1. Постановка задачи. Имеется проводящая полоса (шунт) толщины x_0 , к которой примыкает область первоначально непроводящего вещества (размер L). В начальный момент времени $t = 0$ из шунта в вещество входит плоская УВ, вызывающая появление в веществе проводимости. Ударная волна стационарна, скорость фронта равна D , массовая скорость равна U . Свяжем систему координат с границей раздела шунт — вещество, ось x направлена вглубь вещества, $x = 0$ соответствует границе шунт — вещество. Пусть проводимость шунта равна σ_1 , а проводимость вещества различна по сечению и определяется временем нахождения данного элемента вещества в сжатом состоянии: $\sigma_2(x, t) = \sigma_2(t - x/(D - U))$. В системе течет постоянный ток, создаваемый внешним источником.

Распространение УВ по веществу приводит к перераспределению тока между проводящими областями (шунт, вещество). Этот процесс имеет характер диффузии тока из шунта в формируемую ударной волной область проводящего вещества. Формализация задачи приводит в квазистационарном приближении к следующей системе уравнений на

магнитное поле B в двух областях:

$$\frac{\partial B_1}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma_1} \frac{\partial^2 B_1}{\partial x^2} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma_2(x, t)} \frac{\partial^2 B_2}{\partial x^2} + \frac{1}{\mu_0 (\sigma_2(x, t))^2} \frac{\partial \sigma_2}{\partial x} \frac{\partial B_2}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$B_1(x_0, t) = B_0, \quad (3)$$

$$B_2((D - U)t, t) = 0, \quad (4)$$

$$B_1(0, t) = B_2(0, t), \quad (5)$$

$$\frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial B_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{1}{\sigma_2(x, t)} \frac{\partial B_2}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad (6)$$

$$B_1(x, 0) = -B_0 \frac{x}{x_0}, \quad (7)$$

$$B_2(x, 0) = 0. \quad (8)$$

Здесь (1), (2) — уравнения магнитной диффузии для двух областей: индекс 1 соответствует проводнику ($-x_0 \leq x \leq 0$), 2 — веществу ($0 \leq x \leq (D - U)t$). Соотношения (3), (4) являются граничными условиями задачи (B_0 — постоянное магнитное поле, создаваемое протекающим током). Уравнения (5) и (6) — условия непрерывности магнитного и электрического полей на границе шунт — вещество. Начальные условия задаются уравнениями (7) и (8).

Задача (1)–(8) отличается от рассмотренной в [7] наличием последнего слагаемого в уравнении (2), учитывающего изменение проводимости вещества за фронтом УВ. Нашей целью является описание изменений в электромагнитной картине, возникающих в случае переменной проводимости вещества за ударным фронтом $\sigma_2(x, t)$.

Для решения задачи (1)–(8) использовались следующие безразмерные параметры:

$$b_i = \frac{B_i}{B_0}, \quad \tau = \frac{tD}{x_0}, \quad \xi = \frac{x}{x_0}, \quad s(\xi, \tau) = \frac{\sigma_2(\xi, \tau)}{\sigma_1}, \quad l = \frac{L}{x_0}, \quad \text{Re}_m = \mu_0 \sigma_1 x_0 D.$$

Здесь b_i — магнитное поле в i -й области, τ — время, ξ — координата, s — проводимость, l — размер области вещества, Re_m — магнитное число Рейнольдса шунта. В ходе решения задачи задавались различные профили проводимости вещества: постоянная, линейно возрастающая и линейно убывающая проводимость за ударным фронтом, соответственно

$$s(\xi, \tau) = \text{const}, \quad s(\xi, \tau) = \frac{1}{l} \left(\tau - \frac{\xi}{1 - U/D} \right), \quad s(\xi, \tau) = 1 - \frac{1}{l} \left(\tau - \frac{\xi}{1 - U/D} \right). \quad (9)$$

По найденным значениям магнитного поля в системе определялись плотность тока j_i и электрическое поле E_i . Для этого использовались закон Ампера $\frac{\partial B_i}{\partial x} = -\mu_0 j_i$ и дифференциальный закон Ома $j_i = \sigma_i E_i$.

2. Результаты решения задачи. Пусть УВ выходит из шунта и начинает движение по веществу. При малых временах $t \ll \mu_0 \sigma_1 x_0^2$ электромагнитное состояние шунта является неравновесным. Подключение проводящей области приводит к резкому понижению уровня плотности тока на границе шунта $x = 0$. Плотность тока на противоположной границе шунта при этом пока не меняется. При $t \gg \mu_0 \sigma_1 x_0^2$ распределение полей в шунте

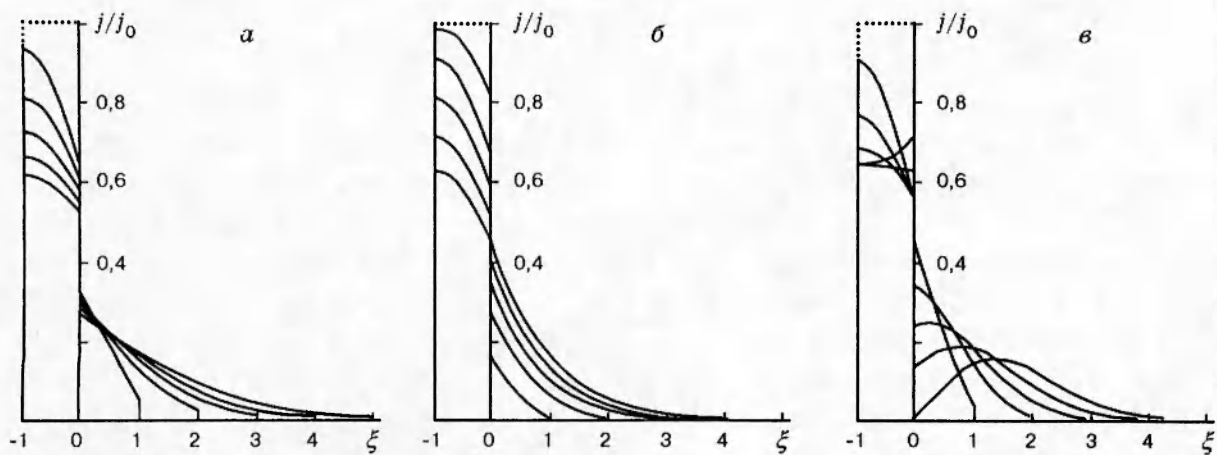


Рис. 1. Распределения плотности тока в системе шунт — вещество при движении ударной волны (моменты времени $\tau = 2, 4, 6, 8, 10$, положения ударного фронта $\xi = 1, 2, 1, 4, 5$ соответственно):

$Re_m = 10, U/D = 0,5, l = 10$; *a* — постоянная ($s = 0,5$), *б* — линейно растущая, *в* — линейно падающая со временем проводимость вещества; $-1 \leq \xi \leq 0$ — область шунта, $\xi \geq 0$ — область вещества. Начальное распределение плотности тока показано штриховой линией

равновесно. Если при этом выполняется условие электромагнитного равновесия в веществе $t \ll 1/\mu_0\sigma_2(D-U)^2$, то система в целом находится в состоянии электромагнитного равновесия. Отклик системы проводников на воздействие УВ в этом случае корректно описывается в рамках электротехнического приближения. При достаточно большом времени распространения УВ $t \gg 1/\mu_0\sigma_2(D-U)^2$ электромагнитное состояние вещества неравновесно. В этих условиях ток занимает лишь часть проводящей области вещества, примыкающей к шунту. Фронт УВ пространственно отделен от волны тока и опережает ее. При больших временах задача сводится к классической проблеме диффузии тока в полубесконечное проводящее пространство.

Отмеченные физические особенности имеют общий характер и позволяют получить качественное представление о задаче. Вместе с тем, электромагнитная картина определяется не только величиной проводимости вещества за ударным фронтом, но и характером ее изменения во времени.

На рис. 1 показаны распределения безразмерной плотности тока j/j_0 в системе шунт — вещество при движении УВ, полученные в ходе численного решения задачи (1)–(8) для разных законов изменения проводимости вещества от времени. В начальный момент времени безразмерная плотность тока j/j_0 равна единице в шунте и нулю в веществе. Движение УВ приводит к последовательному понижению уровня плотности тока в шунте и появлению тока в веществе. При постоянстве или росте проводимости плотность тока монотонно падает при возрастании координаты в пределах каждой области. Это связано с включением новых слоев проводящего вещества и перетеканием туда тока из шунта. В случае роста проводимости ток в веществе в большей степени сосредоточен в области, примыкающей к шунту.

Плотность тока претерпевает скачок на границе раздела шунт — вещество. Из условия равенства электрических полей и дифференциального закона Ома получим соотноше-

ние на границе шунт — вещество:

$$\frac{1}{\sigma_1} j_1(0, t) = \frac{1}{\sigma_2(0, t)} j_2(0, t).$$

Распределения, показанные на рис. 1, а, б, внешне схожи, но на самом деле они существенно различаются динамически. В случае $s(\xi, \tau) = \text{const}$ отношение плотностей тока на границе шунт — вещество неизменно, что по мере распространения УВ приводит к последовательному понижению величины плотности тока, как в шунте, так и в веществе. В случае роста проводимости по мере движения УВ плотность тока на границе $\xi = 0$ в шунте уменьшается, а в веществе увеличивается. При $\tau = l$ проводимости шунта и вещества равны, соответственно равны и плотности тока по обеим сторонам границы.

Когда проводимость вещества за фронтом УВ уменьшается, динамические распределения плотности тока имеют более сложный характер (см. рис. 1, в). На начальных стадиях движения УВ плотность тока в веществе максимальна у границы раздела шунт — вещество и монотонно падает по мере удаления от границы вглубь вещества (картина качественно подобна рис. 1, а). По мере движения УВ внутри проводящей области вещества образуется максимум плотности тока, который в дальнейшем смещается в направлении движения фронта УВ. Плотность тока на границах проводящей области уменьшается, что делает максимум более заметным для больших времен. Образование максимума плотности тока обусловлено конкуренцией двух эффектов: с одной стороны, ток стремится попасть в область непосредственно за ударным фронтом (проводимость вещества там выше), с другой стороны, конечное время электромагнитной диффузии в нарастающем проводящем слое приводит к отрыву фронта УВ от волны тока и концентрации тока у задней границы вещества.

Распределение плотности тока в шунте имеет свои особенности. При значительном уменьшении проводимости вещества в шунте образуется максимум плотности тока (см. распределение $j(\tilde{\xi})$ на рис. 1, в при $\tau = 10$). Максимум располагается на границе шунт — вещество, в противоположность распределениям $j(\tilde{\xi})$ для постоянной или растущей проводимости (см. рис. 1, а, б). Плотность тока уменьшается при удалении от границы $\xi = 0$ вглубь шунта. Такая неожиданная на первый взгляд картина связана с обратным частичным перетеканием тока из плохо проводящих слоев вещества, примыкающих к шунту, в хорошо проводящую область шунта. В результате обратной диффузии плотность тока на границе $\xi = 0$ увеличивается. В дальнейшем шунт приходит в состояние электромагнитного равновесия и ток распределяется по шунту равномерно.

3. Временные зависимости электрического поля на поверхностях шунта. С точки зрения интерпретации результатов электромагнитных экспериментов представляют интерес зависимости электрического поля от времени на поверхности шунта. Именно здесь могут быть расположены электроды, фиксирующие напряжение с измерительной ячейки.

Простейшим является случай электромагнитного равновесия в системе. В электротехническом приближении шунт и вещество можно рассматривать в виде двух параллельно соединенных сопротивлений. При измерениях ток, текущий через систему, остается постоянным. В этом случае нетрудно получить зависимость напряжения от времени при движении УВ по веществу:

$$\frac{V(t)}{V_0} = \left(1 + \frac{D - U}{\sigma_1 x_0} \int_0^t \sigma_2(\theta) d\theta \right)^{-1},$$

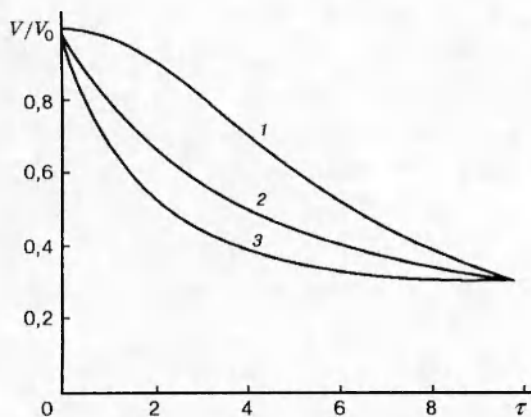


Рис. 2

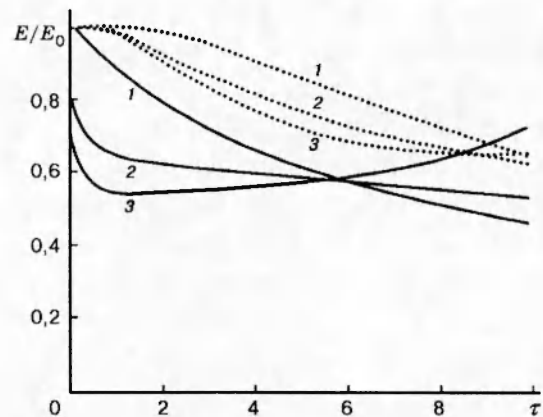


Рис. 3

Рис. 2. Зависимости напряжения на электродах от времени в электротехнической модели для разных законов изменения проводимости вещества:

1 — линейно растущая, 2 — постоянная, 3 — линейно падающая проводимость вещества

Рис. 3. Зависимости электрического поля с границы шунта — вещество (сплошная линия), со свободной границы шунта (штриховая) для разных законов изменения проводимости вещества:

1 — линейно растущая, 2 — постоянная, 3 — линейно падающая проводимость вещества

где V_0 — начальное напряжение на электродах.

На рис. 2 показаны зависимости напряжения от времени при движении УВ в веществе, проводимость которого за фронтом остаётся постоянной, линейно растёт и линейно уменьшается. Использованные профили проводимости соответствуют (9). В электротехническом приближении электрическое поле одинаково в системе, вольтметр, подключенный к разным точкам по толщине системы, фиксирует одинаковое напряжение. При $\tau = l$ средняя проводимость вещества одна и та же для трех случаев, поэтому напряжение на ячейке одинаково. *использовано?*

Если электромагнитное состояние системы неравновесно, электрическое поле варьируется по координате. В этом случае фиксируемое вольтметром напряжение зависит от места его подключения. Наиболее удобно расположить измерительные электроды на какой-либо поверхности шунта.

На рис. 3 показаны зависимости безразмерного электрического поля E/E_0 от времени на границе шунта — вещество и свободной поверхности шунта. Значения параметров расчета соответствуют рис. 1.

Сопоставляя соответствующие кривые на рис. 3 и 2, можно выяснить влияние электромагнитной нестационарности на вид разверток электрического поля. Нестационарность поля приводит к ряду особенностей в зависимостях $E(\tau)$. Электрическое поле на разных поверхностях шунта значительно отличается. Наличие конечной толщины проводящего материала приводит к эффекту экранирования. Результат подключения проводящей области к шунту становится заметным на свободной поверхности шунта лишь спустя некоторое время, определяемое диффузией поля через проводящий материал. Зависимости $E(\tau)$ со свободной поверхности шунта располагаются ближе друг к другу, чем соответствующие зависимости с границы шунта — вещество. Как видно из рис. 3, последние зависимости

оказываются более чувствительными к параметрам проводящей зоны вещества.

Взаимное расположение кривых при малых временах связано с различием величины проводимости в веществе. Слабая проводимость вещества приводит к небольшому изменению уровня электрического поля по сравнению с начальным уровнем. Соответственно большая проводимость обуславливает резкое понижение электрического поля. Взаимное расположение зависимостей электрического поля при больших временах также в большой степени определяется проводимостью вещества, хотя диапазон вариации уровней электрического поля здесь меньше (к этому моменту времени уже имеется протяженная проводящая область вещества).

Зависимости электрического поля представляют собой монотонно падающие функции времени. Исключением является зависимость электрического поля с границы шунт — вещество в случае уменьшения проводимости вещества (сплошная кривая 3). В этом случае значение E с ростом τ сначала уменьшается, а потом увеличивается. Такое поведение необычно с точки зрения электротехнической модели — при увеличении размеров проводящей области ток распределяется по большей площади и электрическое поле должно только уменьшаться. Немонотонная зависимость $E(\tau)$ связана с картиной распределения тока в системе шунт — вещество (см. рис. 1, в). При вхождении УВ в вещество происходит резкое падение уровня поля (ток эффективно перебрасывается в хорошо проводящую область вещества, обедняя смежную часть шунта), далее поле выходит на постоянный уровень и начинает слабо расти. Увеличение поля связано с диффузионным выравниванием плотности тока по шунту в условиях слабой проводимости слоев вещества, непосредственно примыкающих к шунту. Так как зона эффективной проводимости нарастает слабо и пространственно отдалается от шунта, ток в шунте далее остается практически постоянным. Характерное время роста поля $t_* \sim \mu_0 \sigma_1 x_0^2$. При сильном уменьшении проводимости вещества в соответствующие фазы движения УВ происходит дополнительное увеличение электрического поля на границе $\xi = 0$, связанное с обратной частичной перекачкой тока из вещества в шунт. Этот эффект проявляется на рис. 3 как увеличение темпа роста поля (см. сплошную кривую 3) и соответствует диапазону $\tau \approx 8 \div 10$.

4. Возможности определения профиля проводимости в нестационарных электромагнитных условиях. Рис. 3 дает представление о зависимости электрического поля на границах шунта от характера изменения проводимости за ударным фронтом. Разные профили проводимости приводят к зависимостям $E(\tau)$, обладающим ясно выраженными индивидуальными особенностями. При анализе данных электромагнитных измерений необходимо по известному отклику измерительной ячейки восстановить параметры возмущения такие, как профиль проводимости. Каковы же возможности определения профиля проводимости в нестационарных электромагнитных условиях? Такая задача — обратная по отношению к проблеме нахождения электромагнитного отклика ячейки, рассмотренной выше. С математической точки зрения обратная краевая задача некорректна и не имеет единственного решения. Действительно, использованием ряда подгоночных параметров можно добиться совпадения с определенной степенью точности расчетной и экспериментальной зависимостей электрического поля и напряжения, соответственно $E(\tau)/E_0$ и $V(\tau)/V_0$. Однако достоверность такого результата невелика, это будет одно из возможных формальных описаний опытных данных, мало что говорящих о действительном профиле проводимости. Поскольку процедура нахождения проводимости в нестационарных электромагнитных условиях обусловлена предположением о характере ее временной зависимости, возможности получения количественных результатов представляются ограниченными.

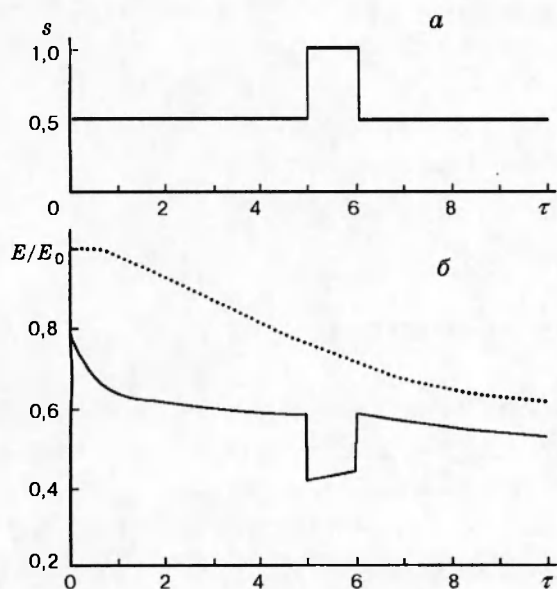


Рис. 4. Электромагнитный отклик системы шунт — вещество при наличии возмущения в профиле проводимости: а — модельный профиль проводимости, б — зависимости электрического поля от времени (сплошная линия — граница шунт — вещество, штриховая — свободная поверхность шунта, остальные расчетные параметры соответствуют рис. 3)

ми. С относительно большей уверенностью в настоящее время можно говорить о средних параметрах, описывающих электромагнитные процессы.

Как показано выше, три типа изменения проводимости за ударным фронтом приводят к ряду особенностей в зависимостях $E(\tau)$. Это обстоятельство позволяет использовать результаты анализа для качественной интерпретации экспериментальных данных. Представляется возможным не только определение средних величин, но и тенденций их изменения со временем. При этом целесообразно иметь максимум информации: зависимости $V(t)$ с двух поверхностей шунта. Зависимость напряжения с границы шунт — вещество более информативна. Она напрямую связана с состоянием ударно-сжатого вещества. Численный анализ показывает, что зависимость $E(\tau)$ с границы шунт — вещество весьма чувствительна к изменению свойств вещества, в том числе имеющих характер выброса в профиле проводимости.

На рис. 4 показан модельный профиль проводимости с кратковременным изменением уровня и электромагнитный отклик системы шунт — вещество, соответствующий этому профилю. Как видно из рисунка, электрическое поле на границах шунта по-разному отзывается на возмущение в профиле проводимости. В зависимости $E(\tau)$ со свободной границы шунта возмущение оказывается замаскированным вследствие конечного времени электромагнитной релаксации. В то же время выброс в профиле проводимости легко обнаруживается в зависимости $E(\tau)$ с противоположной стороны. Хотя нахождение количественных характеристик возмущения по зависимости $E(\tau)$ является предметом дискуссии, качественный характер изменения проводимости устанавливается совершенно надежно. Это обеспечивается локальным характером зависимости $E(\tau)$, отражающим факт прохождения возмущения мимо точки регистрации. Подчеркнем отличие рассматриваемой ситуации от случая возмущения проводимости на фронте УВ вследствие, например, нестационарности волны или наличия непроводящей стенки на пути распространения УВ. В этом случае возмущение проводимости пространственно отделено от точки регистрации и поэтому слабо сказывается на зависимости электрического поля $E(\tau)$ с границы шунта.

Выполненный анализ приводит к более полному описанию электромагнитных явле-

ний, происходящих в измерительной ячейке, для исследования перехода диэлектрик — металл в УВ. Учет изменения проводимости вещества в сжатом состоянии позволяет дать качественную интерпретацию более широкого класса экспериментов. Он позволяет также обосновать возможность применения простейшей модели скачкообразного изменения проводимости и оценить точность описания ею опытных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Альтшулер Л. В.** Применение ударных волн в физике высоких давлений // Успехи физ. наук. 1965. Т. 85, № 2. С. 197–258.
2. **Иванов А. Г., Новиков С. А.** Метод емкостного датчика для измерения мгновенной скорости движущейся поверхности // ПТЭ. 1963. № 1. С. 135–138.
3. **Жугин Ю. Н., Крупников К. К.** Индукционный метод регистрации скорости конденсированной среды в ударно-волновых процессах // ПМТФ. 1983. № 1. С. 102–108.
4. **Фритц, Морган.** Электромагнитный метод измерения скорости частиц вещества // Приборы для научных исследований. 1973. № 1. С. 102–108.
5. **Якушев В. В.** Электрические измерения в динамическом эксперименте // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 2. С. 3–19.
6. **Гилев С. Д.** Электромагнитные эффекты в измерительной ячейке для исследования электрических свойств ударно-сжатых веществ // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 2. С. 71–76.
7. **Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю.** Электромагнитные процессы в системе проводников, формируемой ударной волной // Журн. техн. физики. 1996. Т. 66, вып. 10. С. 109–117.
8. **Gilev S. D.** Electromagnetic methods for investigation of chemical and phase transformations of solids in a shock wave // Metallurgical and Materials Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena: Proc. 1995 Int. Conf. / L. E. Murr, K. P. Staudhammer, M. A. Meyers (Eds). Amsterdam: Elsevier, 1995. P. 785–792.
9. **Кулешова Л. В.** Электропроводность нитрида бора, хлористого калия и фторопласта-4 за фронтом ударных волн // Физика твердого тела. 1969. Т. 11, вып. 5. С. 1085–1091.

*Поступила в редакцию 18/VI 1996 г.,
в окончательном варианте — 22/X 1996 г.*