

05;12

Диффузия магнитного поля при фазовом переходе металл–изолятор

© Ю.Б. Кудасов

Российский федеральный ядерный центр,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия

(Поступило в Редакцию 19 августа 1997 г.)

Рассмотрена диффузия постоянного (медленно изменяющегося) магнитного поля в проводник, в котором под действием джоулевого разогрева происходит фазовый переход I рода в диэлектрическое состояние. Исследуется случай дозвукового движения фазовой границы. В качестве модельного вещества рассмотрен твердый раствор $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$. Обсуждается применение данного явления в импульсных сильноточных размыкателях.

1. Введение

В работе рассматривается нелинейная стационарная диффузия магнитного поля в вещество, в котором под действием джоулевого разогрева происходит фазовый переход металл–изолятор I рода. Это явление изучается с точки зрения конструирования перспективных импульсных сильноточных размыкателей.

Сейчас известно много различных веществ, в которых проводимость сильно уменьшается под действием температуры и сильного магнитного поля–факторов, возникающих естественным образом при работе импульсных сильноточных устройств. К ним относятся окислы и сульфиды переходных металлов [1], манганиты лантаноидов (см., например, [2]) и т.д. Таким образом, можно условно выделить два возможных типа твердотельных импульсных размыкателей: тепловой и магнитный. Кроме того, возможны комбинированные режимы. В данной работе в качестве материала для численных оценок, приведенных ниже, будет рассмотрен твердый раствор типа $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$. Это вещество уже достаточно широко использовалось в маломощных терморезисторах [3]. В нем происходит фазовый переход I рода металл–полупроводник с потерей проводимости на 2–3 порядка при температуре около 400 К [4], что позволяет использовать его в режиме теплового размыкателя, т.е. за счет потери проводимости под действием омического разогрева. Изменение концентрации хрома в растворе плавно смещает температуру фазового перехода. При температурах ниже комнатной скачок проводимости может достигать 4–5 порядков. Кроме того, недавно было показано, что фазовый переход металл–полупроводник может быть дополнительно стимулирован в этом веществе сильными магнитными полями, особенно вблизи критической точки (магнитный размыкатель) [5]. Ниже мы будем рассматривать только режим теплового размыкателя, т.е. зависимостью линии фазового перехода от магнитного поля мы пренебрежем. Мы будем предполагать, что длительности изучаемых процессов лежат в диапазоне от нескольких микросекунд до десятков микросекунд, что характерно, например, для взрывомагнитных генераторов тока типа МК-2 [6]. Кроме

конкретных результатов, касающихся твердых растворов $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$ будут сформулированы общие выводы и требования к материалу размыкателя.

2. Модель стационарного движения волны фазового перехода

Рассмотрим стационарную одномерную плоскую диффузию постоянного магнитного поля в вещество, в котором под действием джоулевого разогрева происходит фазовый переход первого рода металл–изолятор (рис. 1). Скорость движения фазовой границы предполагается меньше, чем скорость звука в металлической и диэлектрической (гомогенных) фазах. Магнитное поле B зависит от координаты x , вдоль которой происходит диффузия, и направлено вдоль оси z . В диэлектрической фазе магнитное поле постоянно. Как мы увидим ниже, при быстром движении фазовой границы в материале возникают значительные давления из-за изменения удельного объема при фазовом переходе. Поэтому эффектами, связанными с прочностью, мы пренебрежем и будем использовать гидродинамическое приближение.

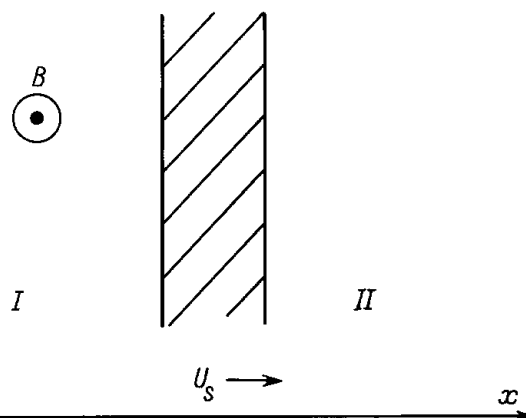


Рис. 1. Одномерная стационарная диффузия магнитного поля: I — металлическая фаза, II — диэлектрическая фаза, заштрихованная область — гетерогенная смесь фаз (при медленном движении волны).

Запишем уравнение непрерывности и уравнения Эйлера в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u) = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \nabla u = -\frac{1}{\rho} \nabla P, \quad (1)$$

где ρ — плотность, u — скорость среды, $P = P_h + P_m$, P_h и $P_m = B^2/8\pi$ — гидродинамическое и магнитное давления соответственно.

Нас будут интересовать стационарные решения этих уравнений. Перейдем в систему отсчета, движущуюся с постоянной скоростью u_s , вместе с фазовой границей. При стационарном движении фазовой границы из системы (1) получаем

$$u = \frac{A}{\rho} = AV, \quad P = -Au + P_0 = -A^2V + P_0, \quad (2)$$

где V — удельный объем; P_0 — постоянная составляющая давления; A — константа, определяемая граничными условиями: $u_s \cdot \rho|_{x \rightarrow \infty}$.

Предположим, что температура фазового перехода T_C не слишком высока и разогрев вещества в процессе работы размыкателя не слишком велик (~ 100 К). В этом случае теплоемкость можно считать постоянной. Для твердого раствора $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ T_C составляет около 400 К. Положим для $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ $C_P = 110$ Дж/К·моль [7] как для металлической, так и для диэлектрической фаз. Поскольку скачок объема ΔV при фазовом переходе ($\approx 1\%$ [8]) значительно превышает изменение объема при тепловом расширении, то последние мы будем пренебрегать. Тогда $C_P = C_V$. Кроме того, скорость движения предполагается достаточно быстрой, чтобы пренебречь теплопроводностью. Это справедливо, если характерное время движения границы фаз τ значительно превышает величину $a^2 C_P / \lambda$, где λ — теплопроводность, a — характерный размер задачи. В нашем случае в качестве a следует принять размер переходной области, которая, как мы увидим, порядка 1 мм. Справочные данные по теплопроводности V_2O_5 отсутствуют. В качестве оценки примем теплопроводность V_2O_5 , которая в диапазоне 300–400 К порядка 4 Вт/м·К [9]. Заметим, что электронная составляющая теплопроводности в V_2O_5 мала вследствие сравнительно плохой проводимости и не оказывает существенного влияния на теплопроводность. Тогда получаем характерные времена распространения тепла порядка секунды, что много больше типичного времени работы импульсного размыкателя.

Сжимаемость обеих фаз $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ примем равной $\kappa = 9.735 \cdot 10^{-8}$ см⁵/г·бар [10], в нашей модели различие между адиабатической и изотермической сжимаемостью отсутствует, поскольку мы пренебрегли тепловым расширением. При всех вышеуказанных условиях модельная P – V диаграмма будет иметь вид, показанный на рис. 2.

Очевидно, что в общем случае возможны три области: металлическая фаза I, диэлектрическая фаза II и смешанная (гетерогенная) область. Будем считать проводимость в металлической фазе σ_0 постоянной (т.е. независимой

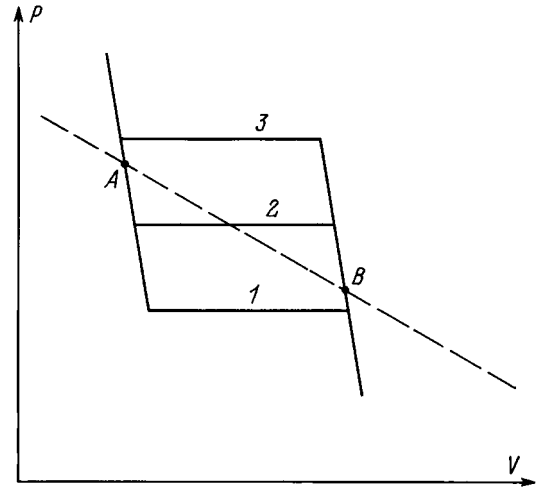


Рис. 2. Модель уравнения состояния: 1–3 — изотермы в смешанной фазе для различных температур (в порядке возрастания).

от температуры и давления). Для эффективной работы размыкателя глубина скин-слоя в диэлектрической фазе должна быть много больше толщины стенки размыкающего элемента, поэтому мы примем проводимость в диэлектрической фазе равной нулю. При необходимости остаточная проводимость может быть легко учтена. В смешанной фазе, пренебрегая эффектом порога перколяции, предположим, что проводимость просто пропорциональна объемной доле металлической фазы. Тогда проводимость как функция удельного объема вдоль линии AB будет иметь вид

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{V - V_A}{\delta V'} \right), \quad (3)$$

где $\delta V' = V_B - V_A = \Delta V / (1 - A^2 \kappa)$, $V_{A(B)}$ — объем в точке A(B).

Решение уравнения диффузии магнитного поля в металлической фазе элементарно; трудности возникают при исследовании диффузии в смешанной фазе, так как в этом случае проводимость и скорость среды зависят от координаты. Уравнение диффузии магнитного поля запишем в виде

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \operatorname{rot}(\nu_m \operatorname{rot} \mathbf{B}), \quad (4)$$

где $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$ — магнитная вязкость.

При этом в смешанной фазе проводимость зависит от координаты. Будем искать стационарное решение в неподвижной системе отсчета, т.е. вида $\mathbf{B}(x - u_{st})$. Тогда характерные скорости движения среды u не будут превышать величины $u_s \Delta V / V$. При этом во всяком случае для $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ магнитное число Рейнольдса $\operatorname{Re}_m = u l_0 / \nu_m \ll 1$, где l_0 — масштаб длины, на котором происходит изменение магнитного поля, и первым

членом в правой части (4) можно пренебречь. Теперь уравнение (4) можно записать в виде

$$\nabla^2 B + \left(E\sigma - \frac{\nabla\sigma}{\sigma} \right) \nabla B = 0, \quad (5)$$

где $E = 4\pi u_S/c^2$; Здесь и далее уравнение записано для единственной (z) компоненты вектора \mathbf{B} .

И наконец, систему уравнений (1), (5) необходимо дополнить уравнением теплового баланса. При этом мы получим очень сложную систему уравнений, поскольку уравнение (5) окажется связанным с системой (1), с одной стороны, через уравнение теплового баланса, а с другой — через магнитное давление, входящее в (1). Гидродинамическое давление в этом случае будет задаваться в смешанной фазе некоторой кривой в плоскости P – V . Однако ниже мы увидим, что в интересующих нас случаях градиентом магнитного давления в смешанной фазе можно пренебречь, т.е. мы будем считать $P \propto P_h$ в смешанной фазе.

Процесс вдоль линии AB (рис. 2) в смешанной области происходит с поглощением джоулевого тепла. Отсюда следует, что для существования смешанной области необходимо, чтобы наклон линии AB был меньше наклона адиабаты в смешанной фазе. Вычислим поглощаемую удельную теплоту Q вдоль линии AB

$$\begin{aligned} dQ|_{AB} &= (TdS)_{AB} = T \left\{ \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T dV \right\}_{AB} \\ &= \left(C'_V dT + T \frac{\Delta S}{\Delta V} dV \right)_{AB}, \end{aligned} \quad (6)$$

где ΔS — скачок энтропии при фазовом переходе (для $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$ $\Delta S = 0.63 \text{ J/K} \cdot \text{mol}$ [3]), C' — теплоемкость смеси фаз при постоянном объеме.

Поскольку теплоемкости металлической и диэлектрической фаз считаются равными, то энтропию смеси фаз можно представить в виде $S = S_I(T) + \alpha \Delta S$, где $S_I(T)$ — энтропия металлической фазы, α — удельная доля диэлектрической фазы в смеси. Тогда, используя формулу Клайпейрона–Клаузиуса $\partial P/\partial T = \Delta S/\Delta V$, получаем

$$\begin{aligned} C'_V &= T \left\{ \left(\frac{\partial S_I}{\partial T} \right)_V + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)_V \Delta S \right\} \\ &= C_V + T \left(\frac{\Delta S}{\Delta V} \right)^2. \end{aligned} \quad (7)$$

В выражении (6) V и T — зависимые переменные, поэтому еще раз используем формулу Клапейрона–Клаузиуса и уравнение (2), тогда удельную теплоту можно представить как функцию только удельного объема

$$dQ|_{AB} = \left(-A^2 C'_V \frac{\Delta V}{\Delta S} + T \frac{\Delta S}{\Delta V} \right) dV. \quad (8)$$

Когда скорость движения волны фазового перехода достигает адиабатической скорости звука в смешанной

фазе, выражение в скобках в (8) становится равным нулю. Тогда смешанная область исчезает, поскольку джоулево тепло, поглощенное в этой области, должно быть равным нулю. Таким образом, можно выделить два режима движения волны фазового перехода: медленный, когда между металлической и диэлектрической фазами находится смешанная область, и быстрый, при котором смешанная область отсутствует и формируется разрыв. Критической скоростью является адиабатическая скорость звука в смешанной фазе. В нашей модели она имеет вид

$$u_c = \frac{\Delta S}{\rho \Delta V} \sqrt{\frac{T}{C'_V}}. \quad (9)$$

Выразим величину джоулевого тепла через ∇B

$$\rho \frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{c^2 (\nabla B)^2}{16\pi^2 \sigma}. \quad (10)$$

И наконец, приравняем тепло, выделяемое при диффузии магнитного поля (10) и поглощаемое при процессе происходящем вдоль линии AB из (8), и получим уравнение теплового баланса

$$\frac{(\nabla B)^2}{\sigma} = D \nabla \sigma, \quad (11)$$

где

$$D = -\frac{16\pi^2 \delta V'}{c^2 u_S \sigma_0 \rho} \left(-A^2 C'_V \frac{\Delta V}{\Delta S} + T \frac{\Delta S}{\Delta V} \right),$$

V мы заменили на σ , используя (3).

Уравнения (5) и (11) образуют систему относительно функций $B(x)$ и $\sigma(x)$, которая позволяет найти решение для стационарной диффузии магнитного поля в смешанной фазе.

3. Структура волны фазового перехода

1. Быстрое движение волны фазового перехода $u_S > u_c$. Диффузия магнитного поля происходит в металлической фазе с граничным условием $x_{MI}(t) = -ust$, где x_{MI} — граница между металлической и диэлектрической фазами. Решение уравнения (5) тогда имеет вид

$$B = B_0 \exp\left(-\frac{u_S}{\nu_m} [x - ust]\right), \quad (12)$$

где B_0 — магнитное поле в диэлектрической фазе.

Заметим, что в этом выражении две независимых переменных — B_0 и u_S . Температура как функция координаты может быть легко вычислена при условиях сформулированных выше

$$T = \frac{B_0^2}{8\pi \rho C_V} \exp\left(-2\frac{u_S}{\nu_m} [x - ust]\right) + T_0. \quad (13)$$

В точке x_{MI} температура должна быть равна температуре фазового перехода T_{MI} . Таким образом, возникает дополнительное условие

$$T_{MI} = \frac{B_0^2}{8\pi\rho C_V} + T_0 \quad (14)$$

и остается только одна независимая переменная. В принципе T_{MI} может быть функцией давления.

На рис. 3 схематично показана структура быстрой волны, на рис. 4 представлена связь внешнего магнитного поля и скорости движения волны, а также зависимость величины скачка давления на границе фаз от скорости волны.

2. Медленное движение волны фазового перехода $u_S < u_C$. Распределение магнитного поля и температуры в металлической фазе могут быть определены аналогично случаю быстрого движения волны. Для нахождения решений в смешанной области требуется решить систему уравнений (5), (11). Прежде всего сравним два члена в скобках в уравнении (5). Введем характеристическое число по своему виду совпадающее с числом Рейнольдса $Re'_m = u_S l_0 / \nu_m$, где $l_0 = \sigma / \nabla\sigma$ — характерная длина, на которой происходит изменение проводимости. В зависимости от величины этого характеристического числа можно пренебречь одним из членов в скобках уравнения (5). Если $Re'_m \gg 1$, то второй член может быть опущен. Тогда, произведя замену

$$\nabla B = f, \quad (15)$$

легко получаем решение системы уравнений (5) и (11) в виде

$$f = C_2 \exp\left(\frac{x - u_S t}{DC_1^2}\right), \quad (16)$$

где C_1 и C_2 — константы.

Нетрудно убедиться, что для твердых растворов $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$ выполняется условие $Re'_m \gg 1$ и в смешанной области имеет место решение (16).

В принципе возможен также и случай $Re'_m \ll 1$. Поэтому мы найдем и это решение. Теперь можно опустить первый член в скобках в уравнении (5). Снова выполним замену переменных (15), а затем еще одну

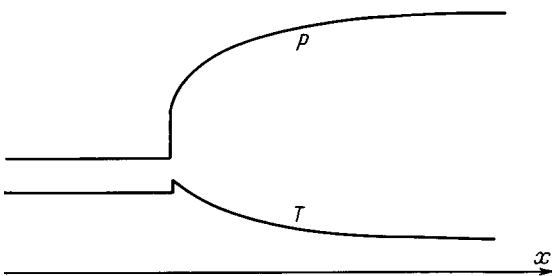


Рис. 3. Структура быстрой волны фазового перехода. На границе фаз происходит скачок давления; дальнейшее плавное возрастание давления связано с градиентом магнитного поля.

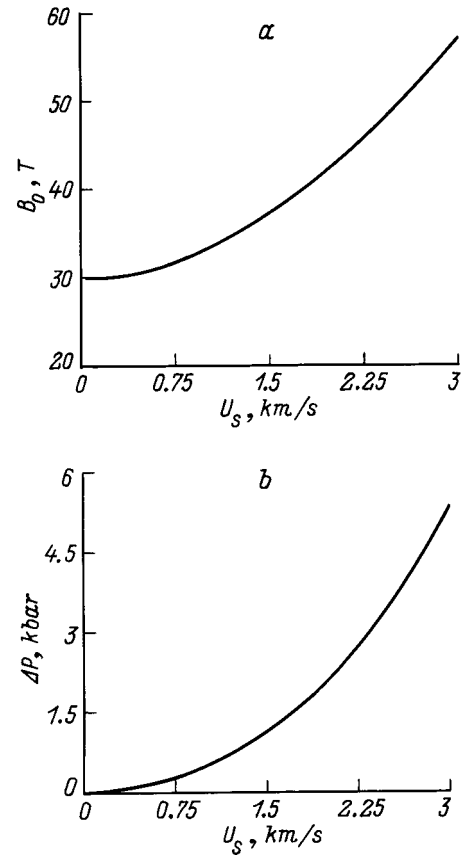


Рис. 4. Быстрая волна в твердом растворе $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$: *a* — связь внешнего магнитного поля и скорости движения волны, *b* — зависимость величины скачка давления на границе фаз от скорости движения волны.

замену $|f| = \sqrt{|g|}$, $\text{sign}(g) = \text{sign}(f)$. Тогда система уравнений примет вид

$$g' + 2E\sigma g = 0, \quad g = D\sigma\sigma'. \quad (17)$$

Подставим g из второго уравнения (17) в первое и получим уравнение с разделяющимися переменными

$$g' = -2ED\sigma^2\sigma', \quad (18)$$

откуда

$$g = -\frac{2}{3}ED\sigma^3 + C_1, \quad (19)$$

где C_1 — константа интегрирования.

Используя (18) и (19) и выполнив замену переменных $x = 3\xi/2E$, получаем уравнение с разделяющимися переменными

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\xi} = \frac{C_1^3 - \sigma^3}{\sigma}, \quad (20)$$

где $C_1' = (3C_1/2ED)^{1/3}$.

Интегрированием уравнения (20) определяем зависимость проводимости от координаты в неявном виде

$$\xi + C_2 = \int \frac{\sigma d\sigma}{C_1^3 - \sigma^3} = \frac{1}{6C_1} \ln \frac{C_1^2 + C_1\sigma + \sigma^2}{(C_1 - \sigma)^2} - \frac{1}{\sqrt{3C_1}} \operatorname{arctg} \frac{2\sigma + C_1}{\sqrt{3C_1}}. \quad (21)$$

Здесь C_2 — константа интегрирования. Отсюда можно найти также распределение магнитного поля давления и т.д. Заметим, что при $\sigma \rightarrow 0$, т.е. вблизи границы смешанной и диэлектрической фаз, зависимость проводимости от координат можно выразить в явном виде

$$\sigma = \sqrt{2C_1^3 \xi}. \quad (22)$$

Интересно отметить, что, как видно из (22), на границе смешанной и диэлектрической фаз при $\operatorname{Re}'_m \ll 1$ производные проводимости, плотности и давления неограниченно нарастают, при этом сами функции ограничены и непрерывны.

4. Обсуждение и выводы

Прежде всего вернемся к предположению о том, что $P \propto P_h$ в смешанной фазе, которое использовалось нами при исследовании медленной волны. Это предположение справедливо, когда скорость движения волны не слишком мала по сравнению с критической. Тогда смешанная область узкая и градиент магнитного давления оказывается малым по сравнению с градиентом гидродинамического (в пределе $u_S \rightarrow u_C$ имеем для изменения давления в смешанной области: $\Delta P_h \rightarrow \text{const}$, $\Delta P_m \rightarrow 0$). Так, для твердого раствора $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ при $u_S = 0.8 \cdot u_C$ получаем, что характерное расстояние, на котором изменяется проводимость, DC_1^2 из формулы (16) составляет порядка 0.002 см, изменение магнитного поля на этой длине менее 100 Gs. При этом градиент магнитного давления оказывается пренебрежимо малым по сравнению с градиентом гидродинамического давления в смешанной области (около 2.5 kbar/cm). Из этого примера видно, что область применимости решений (16), (21) довольно широкая, по крайней мере для $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$.

Для твердых растворов $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ гидродинамическая скорость звука составляет около 6.5 km/s, а критическая скорость волны фазового перехода, вычисленная из (9), составляет всего 100 m/s. Поэтому существует очень широкий диапазон решений с быстрым движением волны. Для размыкания тока режим быстрой волны является предпочтительным, потому что смешанная область приводит к расширению скин-слоя и увеличению времени размыкания. Из формулы (9) видно, что критическая скорость пропорциональна отношению $\Delta S/\Delta V$. В $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ это отношение аномально малое [3], что и обеспечивает большой диапазон решений с быстрым движением волны.

Для $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ имеется еще и специфическое ограничение на область стационарных решений при быстром движении волн. Пусть вещество при $x \rightarrow \infty$ неподвижно (закрепленная граница), давление в веществе при $x \rightarrow -\infty$ равно атмосферному P_0 (свободная граница). Тогда давление в веществе на границе фаз с металлической стороны ($x \rightarrow +x_{MI}$) равно $P_0 + \Delta P$, где ΔP — скачок давления на границе фаз. Однако линия фазового перехода металл–изолятор для $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ при повышении давления оканчивается в критической точке [1]. Максимальное значение ΔP зависит от начальной температуры, но в любом случае оно не может превышать 8 kbar [1]. При этом скорость волны составляет около 4 km/s. При больших скоростях движение волны фазового перехода может иметь особенности.

Чтобы рассчитать характеристики размыкателя, необходимо исследовать существенно нестационарные процессы формирования волны и выхода ее на границу вещества. Тем не менее из полученных выше результатов можно оценить основные параметры размыкателя. Предположим, что стенка (размыкатель), изготовленная из твердого раствора $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$, отделяет полость, в которой создается начальный импульс тока (и магнитного поля), от полости нагрузки. При быстром переходе стенки в диэлектрическое состояние в нагрузке формируется обостренный импульс тока (магнитного поля). Такой режим работы характерен для взрывомагнитных генераторов [6]. Прежде всего оценим максимальный возможный коэффициент обострения импульса магнитного поля (тока), т.е. отношение времени начального импульса в полости сжатия потока τ_1 к времени импульса в полости нагрузки τ_2 . Размыкатель, находясь в металлической фазе, должен эффективно экранировать начальный импульс магнитного поля, например, $d > 2\lambda_1$, где d — толщина стенки, λ_1 — глубина скин-слоя для начального импульса магнитного поля. В диэлектрической фазе размыкатель должен пропускать магнитное поле в полость нагрузки без значительных потерь за время $\sim \tau_2$, например, $D < \lambda_2/2$, где λ_2 — глубина скин-слоя для импульса магнитного поля в полости нагрузки. Поскольку $\lambda \propto (\tau/\sigma)^{1/2}$, то получаем, что максимальное значение отношения τ_1/τ_2 составляет $1/16(\sigma_m/\sigma_i) \sim 10$ при температуре 300–400 K. Здесь $\sigma_{m(i)}$ — проводимость в металлической (диэлектрической) фазах. Пусть начальное магнитное поле составляет 60 T что соответствует скорости фазовой границы примерно 3 km/s. Глубина проникновения магнитного поля в металлическую фазу составит, согласно формуле (12), $\lambda = \nu_m/u_S \approx 0.3$ см. Тогда время нарастания магнитного поля в полости нагрузки можно оценить как время прохода волной расстояния порядка 2λ . Отсюда видно, что время нарастания магнитного поля (тока) в полости нагрузки может достигать нескольких микросекунд.

Полученные результаты можно также использовать в случае медленно меняющегося внешнего поля \mathbf{B}_0 .

Условие, когда \mathbf{B}_0 можно считать медленным, следует из (4) и (12)

$$\left| \frac{\partial B_0}{\partial t} \ll u_S \nabla B|_{x=x_M} = \frac{B_0 u_S^2}{\nu_m} \right| \quad (23)$$

В частности, для примера, рассмотренного выше, $|\partial B_0 / \partial t| \ll 60 \text{ Т} / \mu\text{с}$, т.е. практически для любого взрывомангнитного генератора тока [6] начальный импульс магнитного поля нарастает медленно (обычно не более $10 \text{ Т} / \mu\text{с}$).

В заключение заметим, что в анализе, приведенном выше, мы считали, что фазовый переход происходит достаточно быстро, и не учитывали кинетику фазового перехода. Но, как известно, время, необходимое для фазового перехода первого рода в твердых телах, может быть довольно большим, если переход связан с перестройкой кристаллической структуры. $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ фазовый переход металл-парамагнитный изолятор связан в основном с электронной подсистемой и происходит без изменения кристаллической структуры, поэтому, по-видимому, это фазовый переход является быстрым.

Автор признателен А.К. Звездину и сотрудникам ИОФ РАН, участвовавшим в обсуждении фазовой диаграммы $(V_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ и родственных соединений, а также участникам российско-американского семинара "Поведение материалов при интенсивных импульсных нагрузках" за обсуждение динамики движения волны фазового перехода. Автор благодарен А.Е. Дубинову и И.В. Макарову за ценные дискуссии, а также Дж. Бруксу и В. Левису за неоценимую поддержку.

Работа частично поддержана Международным научно-техническим центром (проект № 829).

Список литературы

- [1] Мотт Н.Ф. Переходы металл-изолятор. М.: Наука, 1979.
- [2] Нагаев Э.Л. // УФН. 1996. Т. 166. № 8. С. 838–858.
- [3] Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. Фазовый переход металл-полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979.
- [4] Kuwatoto H., Honig J.M., Appel J. // Phys. Rev. B. 1980. Vol. 22. N 6. P. 2626–2636.
- [5] Кудасов Ю.Б. // ФТТ. 1996. Т. 38. Вып. 5. С. 1335–1340.
- [6] Павловский А.И., Людаев Р.З. // Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики / Под ред. А.П. Александрова. Л.: Наука, 1984. С. 206–270.
- [7] Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание / Под ред. В.П. Глушко. М.: Наука, 1982. Т. IV. Кн. 2. С. 67.
- [8] McWhan D.B., Menth A., Remeika J.P. et al. // Phys. Rev. B. 1973. Vol. 7. N 5. P. 1920–1931.
- [9] Теплопроводность твердых тел. Справочник / Под ред. А.С. Охотин и др. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 256.
- [10] McWhan D.B., Remeika J.P. et al. // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 2. N 9. P. 3734–3750.