

# Эффект переключения в халькогенидных стеклах

© И.А. Чабан

ФГУП „Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева“,  
117036 Москва, Россия

E-mail: chaban@akin.ru

(Поступила в Редакцию 13 апреля 2006 г.)

Предложена новая, не похожая на предлагавшиеся ранее физическая картина эффекта переключения в халькогенидных стеклах. В ней использована кластерная модель структуры стекла. Характер проводимости после переключения рассматривается на отдельных участках как резонансное движение синглетных пар электронов по двухуровневым системам, образованным соседними локализованными состояниями. Из этой картины естественным образом следуют электронный (не тепловой) и пороговый характер переключения, увеличение тока на много порядков, шнурование тока, появление памяти при длительном нахождении в электрическом поле, типичное значение пороговой напряженности поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-16196-а).

PACS: 72.80.Ng, 73.61.Jg

## 1. Введение

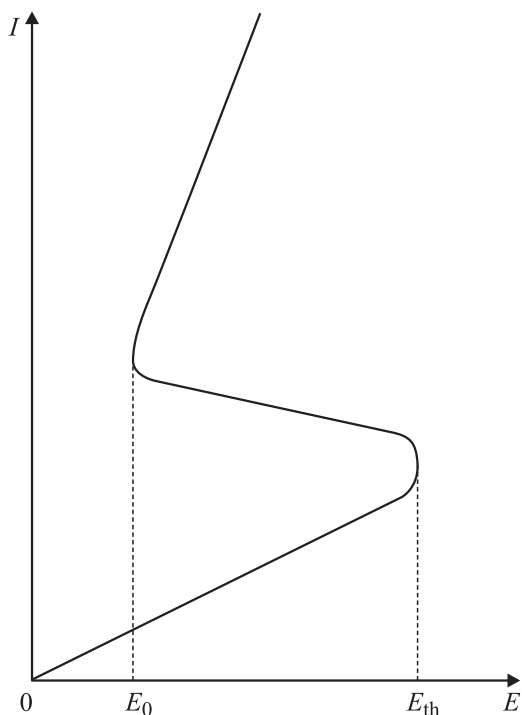
Халькогенидными называются стекла, в состав которых входят S, Se, Te. В приложениях и экспериментах кроме чистых S, Se, Te наиболее часто используются  $As_2S_3$ ,  $As_2Se_3$ ,  $GeS_2$ ,  $GeSe_2$ . Широкое применение находят и стекла более сложного состава. Халькогенидные стекла используются в электрофотографии (ксерографии), для записи оптической информации, в электрических переключателях и запоминающих устройствах. Благодаря прозрачности в инфракрасной области они широко применяются в инфракрасной технике [1]. Важной областью использования этих стекол являются акустооптические модуляторы, ультразвуковые линии задержки и другие акустооптические устройства [1–3]. Эти стекла широко используются для записи различных фазовых картин (решеток), с помощью которых удается менять направление распространения звуковых и световых волн (дефлекторы), отражать волны (брэгговские зеркала), создавать фильтры, осуществлять голографическую запись.

В основе применения халькогенидных стекол лежат следующие физические эффекты. Освещение халькогенидного стекла светом с энергией фотона, равной или меньшей щели подвижности, приводит к его структурной перестройке. Обычно используется облучение с интенсивностью  $10^{-3}$ – $1$  W. При этой интенсивности нагревом стекла можно пренебречь. Структурная перестройка проявляется в объемном расширении, изменении упругих модулей, изменении показателя преломления света, сдвиге края оптического поглощения (фотозатемнения или фотопросветления). Такое освещение приводит также к появлению неспаренных спинов, которое регистрируется с помощью электронного спинового резонанса, фототока и фотолуминесценции с ее малой эффективностью, стоковым сдвигом и усталостью. После прекращения облучения фотоструктурные измене-

ния в отожженных образцах постепенно исчезают, а в неотожженных сохраняются. Автором данной работы эти эффекты были рассмотрены в [4,5].

К этому набору физических эффектов следует добавить эффект переключения, которому и посвящена настоящая работа. Он заключается в резком изменении характера проводимости, которое проявляется следующим образом. При постепенном увеличении напряженности электрического поля вплоть до некоторого порогового значения  $E_{th}$  ток растет почти линейно. При  $E_{th}$  происходит уменьшение напряженности до некоторого значения  $E_0$  при сравнительно малом изменении силы тока, а затем происходит резкое возрастание тока при  $E > E_0$ . Режим линейного возрастания тока обычно называют режимом „выключено“ (ВЫКЛ), а режим резкого возрастания тока при  $E > E_0$  — режимом „включено“ (ВКЛ). Таким образом, вольт-амперная характеристика оказывается S-образной (рис. 1). На ней появляется область отрицательной дифференциальной проводимости. В состоянии ВКЛ возникает шнурование тока. Как отмечено в [1], „существуют убедительные доказательства электронной природы эффекта переключения в халькогенидных стеклах, хотя и термические эффекты играют определенную роль“. Во многих тонких слоях халькогенидных стекол при длительном нахождении в состоянии ВКЛ наблюдалось запоминание. Для того чтобы после этого вернуть образец в начальное состояние, приходилось использовать импульсы тока большой амплитуды. С другой стороны, при не слишком долгом нахождении в состоянии ВКЛ процесс переключения оказывается обратимым: выключение электрического поля возвращает образец в первоначальное состояние.

Приведем некоторые значения, относящиеся к эффекту переключения, взятые из [1]. Пороговое значение напряженности электрического поля  $E_{th} = 10^5$ – $10^6$  V/m. Значение  $E_0$  меньше  $E_{th}$  на один-два порядка. Радиус шнура составляет 1–5  $\mu$ m. Удельное сопротивление в



**Рис. 1.** Зависимость силы тока  $I$  от напряженности электрического поля  $E$  в халькогенидных стеклах (схема).  $E_{th}$  — пороговая напряженность (конец состояния ВЫКЛ),  $E_0$  — начало состояния ВКЛ.

состоянии ВКЛ на много порядков меньше удельного сопротивления в состоянии ВЫКЛ. Последнее составляет примерно  $10^9 \Omega \cdot m$ . Плотность тока в состоянии ВКЛ вблизи  $E_0$  порядка  $10^7 - 10^8 \text{ A/m}^2$ . Для обратимого переключения изменение температуры в результате нагрева незначительно:  $\Delta T \approx 10 \text{ K}$ . Для переключения с памятью изменение температуры в результате нагрева более существенно: в центре образца  $\Delta T$  достигает величины порядка  $100 - 150 \text{ K}$ , температура в этой области становится сравнимой с температурой стеклования. В связи с этим память часто пытаются объяснить появлением цепочки кристалликов в шнуре, возникших при температуре стеклования.

Приведенные значения получены с помощью прямых измерений и не вызывают сомнений. С другой стороны, значения удельного сопротивления в шнуре, концентрации электронов проводимости и их подвижности, взятые из [1] и обсуждаемых в [1] работ, зависят от модели, используемой в расчете. Так, в [1] дается значение удельного сопротивления в состоянии ВКЛ  $7 \Omega \cdot m$ . Использование этого значения приводит к колоссальной температуре в шнуре, что противоречит эксперименту. Подобное удельное сопротивление приводит также к неоправданно малым подвижностям и большим концентрациям носителей. По этой причине в дальнейшем будут использоваться лишь значения, представленные в предыдущем абзаце.

В настоящей работе предложена новая, не похожая на предлагавшиеся ранее физическая картина эффекта переключения в халькогенидных стеклах. Здесь, как и в работах [4–7], использована кластерная модель структуры стекла. Характер проводимости в состоянии ВКЛ рассматривается на отдельных участках как резонансное движение синглетных электронных пар по двухуровневым системам, образованным соседними локализованными состояниями. Эти локализованные состояния появляются при выбивании электрическим полем электронов из „хвоста“ валентной зоны и содержат по одному электрону. Им выгодно объединиться, образовав двухуровневую систему, содержащую синглетную пару электронов. Через некоторое время после достижения пороговой напряженности электрического поля (время запаздывания переключения) число этих двухуровневых систем станет близким к порогу протекания и характер проводимости изменится. Однако сам порог протекания при обычно используемых полях не достигается. Похожий характер проводимости, но при концентрации идентичных двухуровневых систем (иного типа), превышающей порог протекания, рассматривался автором в его работах по сверхпроводимости [8,9].

## 2. Существующие теории эффекта переключения в халькогенидных стеклах

Теории эффекта переключения в халькогенидных стеклах посвящено большое число работ. Обзор публикаций вплоть до конца 80-х годов содержится в [1]. В ранних теориях эффект переключения пытались объяснить нагреванием образца (всего или в шнуре). Однако дальнейшие исследования показали, что в обратимом эффекте переключения нагревание незначительно и, следовательно, в основе процесса переключения лежит иной механизм. В настоящее время принято считать, что нагревание вносит определенный вклад лишь в величину времени задержки переключения при достижении пороговой напряженности, а также в процесс формирования памяти и структурную перестройку материала. Проанализировав большое количество работ, авторы [1] пришли к выводу, что наиболее правдоподобным является следующий механизм переключения. Электрическое поле генерирует свободные электроны и дырки. Эта генерация наиболее интенсивна при напряженности  $E_{th}$ . Эти электроны и дырки заполняют ловушки. Когда все ловушки будут заполнены, сопротивление резко упадет — произойдет переключение. В этом объяснении остается неясным, какова природа ловушек, почему генерация особенно эффективна при  $E_{th}$  и как согласовать все количественно.

Различные авторы в качестве ловушек рассматривали различные дефекты: дефекты с отрицательной

энергией корреляции, болтающиеся связи, двухуровневые системы, пары с переменной валентностью. Поскольку в равновесном состоянии в халькогенидных стеклах отсутствуют свободные спины, эти ловушки в отсутствие поля должны быть заполнены синглетными парами электронов. Андерсон [10] ввел понятие дефекта с отрицательной энергией корреляции, на котором локализуется синглетная пара электронов. При этом считалось, что энергия отталкивания электронов компенсируется перестройкой дефекта в состояние с меньшей энергией. Мотт, Дэвис и Стрит [11,12] считали, что имеющиеся в стекле из-за беспорядка болтающиеся связи (орбитали неспаренных валентных электронов) „предпочитают“ захватывать электроны попарно. При этом энергия отталкивания электронов компенсируется деформацией решетки. В модели Нгаи, Рейнеке, Эконому [13] предполагается, что электроны локализируются на каких-то двухуровневых системах, которые также „предпочитают“ захватывать электроны попарно. Кастнер [14], развивая модель Мотта, Дэвиса и Стрита, предположил, что нейтральным дефектом с минимальной энергией является не оборванная связь ( $C_1^0$ ), а трехкоординированный атом халькогенида  $C_3^0$ . Два центра  $C_3^0$  распадаются на два заряженных дефекта  $C_3^+$  и  $C_1^-$ . Такие близлежащие пары получили название „пары с переменной валентностью“.

Введение того или иного типа дефектов должно было бы объяснить всю совокупность физических эффектов, наблюдаемых в халькогенидных стеклах. Это естественно, поскольку все эти эффекты определяются структурой стекла и ее перестройкой. Однако этого не произошло. Так, на основе модели Мотт, Дэвиса и Стрита не удается объяснить эффекты световой экспозиции (фотоосветление и фотозатемнение). Поэтому к ней пришлось добавить предположение об образовании самозахваченных экситонов. В модели Нгаи, Рейнеке и Эконому приходится, по мнению авторов, требовать „неоправданно больших размеров двухуровневых систем“. Природа дефектов в модели Андерсона осталось неясной. Картина распределения уровней в щели подвижности не согласуется с моделью Кастнера. Анализируя изложенное, следует признать, что теория эффекта переключения в халькогенидных стеклах до сих пор не построена.

### 3. Кластерная модель структуры стекла

В [6,7] автором разрабатывался подход к структуре стекла, следующий из особенностей поведения сильновязких (легко переохлаждающихся) жидкостей при распространении в них волн. Для объяснения особенностей распространения звуковых, сдвиговых и электромагнитных волн в сильновязких жидкостях была предложена нелокальная диффузионная теория. В основе

этой теории лежит предположение о том, что сильновязкая жидкость представляет собой неупорядоченную среду с помещенными в нее упорядоченными областями (кластерами). Состояние упорядоченной области определяется помимо обычных термодинамических переменных также параметром  $\xi$ , характеризующим степень порядка. Этот параметр отождествляется с концентрацией френкелевских дырок. При изменении внешних условий (давления, сдвигового напряжения, напряженности электрического поля) меняется равновесное значение этого параметра в упорядоченных областях. Новое равновесное значение устанавливается путем диффузии лишних или недостающих френкелевских дырок через границы упорядоченных областей. Запаздывание этого процесса и приводит к дисперсии скорости и аномальному поглощению волн. Время перестройки упорядоченной области определяется выражением  $\tau = a^2/2D$ , где  $a$  — радиус упорядоченной области,  $D$  — коэффициент диффузии френкелевской дырки. Взяв  $\tau$  равным времени релаксации, наблюдающемуся в эксперименте, а  $D$  — близким к коэффициенту самодиффузии, находим, что  $a$  порядка нанометра. Эта теория объяснила обширный экспериментальный материал по распространению волн в сильновязких жидкостях.

Теория [6] была использована для построения картины стеклования. Согласно [7], точка стеклования соответствует температуре, при которой упорядоченные области начинают „соприкасаться“. На основе этой картины были объяснены скачки теплоемкости и других величин в точке стеклования. Наименьшее изменение  $\xi$  соответствует появлению или исчезновению одной френкелевской дырки в упорядоченной области. Связанная с этим дискретность уровней должна обнаруживаться при низких температурах. На основе этого в [15] была построена модель низкотемпературных аномалий в стеклах. В ней туннелирующие двухуровневые системы, введенные в [16], рассматривались как упорядоченные области в структуре стекла, имеющие неэквидистантный набор уровней энергии, из которых в ряде случаев можно ограничиться двумя нижними. То же представление было использовано в [17] для объяснения влияния магнитного поля на туннелирующие системы в стеклах [18]. Магнитное поле, поворачивая ядерные спины, должно приводить к перестройке упорядоченных областей. Этим процессом объяснялись как наблюдавшееся в [18] изменение амплитуды поляризационного спонтанного эха, так и изменение диэлектрической проницаемости под влиянием магнитного поля.

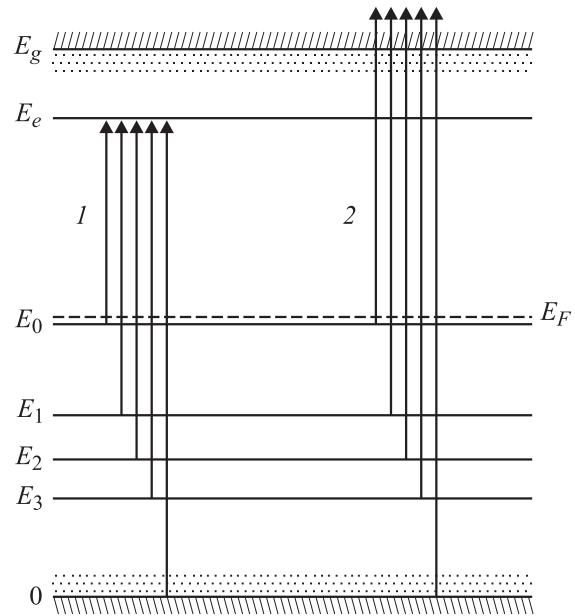
Особо подчеркнем уникальную чувствительность упорядоченных областей к изменению внешних условий. Это относится не только к изменению давления, сдвигового напряжения, напряженности электрического поля, но и к изменению ориентации ядерных спинов, выбиванию электронов из упорядоченных областей фононами и другим воздействиям. В этом таится огромный, еще не использованный потенциал технического применения стекол.

#### 4. Состояния в запрещенной зоне

Само понятие „запрещенная зона“ относится к кристаллическому состоянию, однако им удобно пользоваться и для стекла. Часто вместо этого термина используется термин „щель подвижности“. В стекле как у валентной зоны, так и у зоны проводимости появляются „хвосты“ локализованных состояний, которые в халькогенидных стеклах обычно распространяются не более чем на  $0.1\text{--}0.2\text{eV}$  внутрь запрещенной зоны. Между концами „хвостов“ в халькогенидных стеклах имеется набор уровней, соответствующих локализованным состояниям. Придерживаясь кластерной модели стекла, будем считать, как в [4,5], что эти уровни соответствуют электронам, локализованным внутри упорядоченных областей. Выбивая электроны с этих уровней, можно вызвать серьезную перестройку упорядоченных областей. Это приведет к сдвигу края оптического поглощения (фотопроявлению или фотозатемнению), фоторасширению и другим эффектам. Все эти уровни заполняются парами электронов с противоположными спинами. Заполнение этих уровней парами выгодно, поскольку кулоновская энергия отталкивания электронов с избытком компенсируется понижением энергии за счет перестройки упорядоченных областей. Заполнение уровней синглетными парами объясняет отсутствие свободных спинов.

Для того чтобы описать экспериментальные данные по фотопроводимости, дрейфу носителей, фотолюминесценции и др., следует принять картину расположения уровней в запрещенной зоне, представленную на рис. 2 [4]. Предельный заполненный уровень  $E_0$  находится близко к уровню Ферми  $E_F$ , расположенному примерно в середине запрещенной зоны. Первый возбужденный уровень  $E_e$  находится недалеко от зоны проводимости,  $E_1, E_2, E_3 \dots$  — более низкие уровни энергии электронов, локализованных в упорядоченной области. Энергия отсчитывается от верхнего края валентной зоны,  $E_g$  — энергия нижнего края зоны проводимости. „Хвосты“ локализованных состояний вблизи валентной зоны и зоны проводимости показаны на рис. 2 точками. В халькогенидных стеклах  $E_g$  имеет величину порядка  $1.1\text{--}1.2\text{eV}$ .

Как показано в [4], это расположение уровней в запрещенной зоне объясняет эффекты световой экспозиции, особенности фотолюминесценции и транспорта, особенности фоторасширения и др. Так, в соответствии с экспериментом, фототок впервые появляется при энергии фотона  $0.5E_g$  в результате выбивания электронов с уровня  $E_0$  в зону проводимости. Та же энергия  $0.5E_g$  является энергией активации в температурной зависимости сопротивления. При дрейфе носителей электроны будут захватываться на уровне  $E_e$  и уровни „хвоста“ зоны проводимости, а дырки — на уровнях  $E_0, E_1, E_2, E_3 \dots$  и уровни „хвоста“ валентной зоны. В соответствии с экспериментом это приведет к низкой подвижности — ограниченному ловушками транспорту.



**Рис. 2.** Уровни энергий локализованных состояний в щели. Точками показаны „хвосты“ локализованных состояний валентной зоны и зоны проводимости.  $E_0, E_1, E_2, E_3$  — уровни энергии электронов локализованных в упорядоченных областях (кластерах),  $E_e$  — энергия псевдоэкситона. 1, 2 — два типа переходов в возбужденное состояние.

Люминесценция возникает, если фотон с энергией, близкой к  $E_g$ , забрасывает электрон на уровень  $E_e$ . При этом электрон быстро переходит на уровень  $E_0$  с высвечиванием фотона с энергией  $0.5E_g$  в соответствии с экспериментом. Если фотон выбивает электрон в зону проводимости, то последний захватывается на уровень  $E_e$  других упорядоченных областей. С этим связаны наблюдаемая в эксперименте малая эффективность люминесценции и ее усталость. Создаваемое при облучении светом изменение оптического поглощения связано с появлением дырок на уровнях  $E_0, E_1, E_2, E_3 \dots$ , а также с некоторым изменением положений этих уровней при перестройке упорядоченных областей. Некомпенсированные спины создаются как при облучении типа 1, так и при облучении типа 2 (рис. 2). Однако только в последнем случае они оказываются долгоживущими.

При рассмотрении эффекта переключения важно знать, чему примерно равен радиус областей локализации в „хвосте“ валентной зоны. Этот размер обычно считают равным длине экранирования

$$\lambda = (\epsilon\epsilon_0 k_B T / 2ne^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $n$  — концентрация электронов,  $e$  — заряд электрона. Для  $\text{As}_2\text{S}_3$   $\lambda$  имеет величину порядка  $10^{-5}\text{m}$ . К этой же оценке пришли и в работе [5], но на основе других соображений. При

облучении светом с энергией фотона, близкой к  $E_g$ , пленки  $As_2S_3$  относительное изменение толщины пленки составляло 0.5%. При облучении светом с энергией фотона, существенно меньшей  $E_g$ , как было экспериментально установлено в [19], изменение толщины пленки в 10 раз больше (гигантское фоторасширение). В [5] была дана следующая интерпретация этого эффекта. Во втором случае электроны выбиваются с уровней внутри запрещенной зоны, которые соответствуют электронам, локализованным в упорядоченной области, что вызывает серьезную ее перестройку. В первом же случае в основном выбиваются электроны с уровней „хвоста“ валентной зоны, что также может вызвать перестройку упорядоченных областей за счет изменившегося окружения, но гораздо более слабую. С учетом этого эффекта получена оценка среднего радиуса областей локализации в „хвосте“ валентной зоны. Она оказалась совпадающей с предыдущей.

## 5. Предлагаемое объяснение эффекта переключения в халькогенидных стеклах

Работа по выбиванию электрона из локализованного состояния, которую может совершить электрическое поле с напряженностью  $E_{th}$ , составляет величину порядка  $A = eE_{th}2r$ , где  $r$  — радиус локализованного состояния. Если полагать, что  $r$  порядка радиуса  $a$  упорядоченной области ( $a = 10^{-9}$  м), то при  $E_{th} = 10^5$  В/м получим  $A = 10^{-4}$  эВ. Эта работа слишком мала для того, чтобы выбить электрон с уровней, соответствующих состояниям, локализованным в упорядоченной области. Если же полагать, что  $r$  соответствует радиусу  $R$  локализованного состояния в „хвосте“ валентной зоны ( $R = 10^{-5}$  м), то при том же  $E_{th}$  получим  $A = 1$  эВ. Это означает, что из локализованных состояний „хвоста“ валентной зоны электрическое поле может выбивать электрон в зону проводимости или на уровень  $E_e$  (рис. 2). Выбитый в зону проводимости электрон захватывается уровнем  $E_e$ . При этом выбитый электрон остается вблизи области радиуса  $R$ , из которой он был выбит, и движется около нее по орбите с радиусом, близким к  $R$ . Можно считать, что образуется состояние, напоминающее экситон Ванье–Мотта (экситон большого радиуса), но неподвижный. Уровень  $E_e$  на рис. 2 соответствует энергии псевдоэкситона. В отличие от экситона Ванье–Мотта положительный заряд следует считать размазанным по области радиуса  $R$ . Полагая известным  $R$ , пороговую напряженность электрического поля можно выразить соотношением

$$E_{th} = E_g/R, \quad (2)$$

где  $E_g$  измеряется в эВ,  $E_{th}$  в В/м,  $R$  — в м.

Соседним локализованным состояниям электрона с энергией  $E_e$  (псевдоэкситонным), имеющим по одному электрону, созданным под влиянием электрического

поля, выгодно объединиться, создав двухуровневую систему. Верхний уровень этой системы будет соответствовать одинаково направленным спинам, а нижний — противоположно направленным. Будем полагать, что разность энергий между этими уровнями больше  $k_B T$  при комнатной температуре.

Если бы количество этих однотипных двухуровневых систем было больше порога протекания, то по путям, созданным перекрывающимися волновыми функциями этих систем, было бы возможно резонансное бездиссипативное движение синглетных пар электронов по всему образцу. Это соответствовало бы появлению сверхпроводимости [8,9]. Однако в наблюдавшемся эффекте переключения в халькогенидных стеклах этот порог протекания не достигается. При достаточно длительном нахождении образца в поле с напряженностью  $E_{th}$  увеличивается число рассмотренных двухуровневых систем, но происходит лишь приближение к порогу протекания. При этом появляются бездиссипативные участки движения, меньшие размера образца. Переключение соответствует переходу преимущественно на новый тип проводимости, при котором часть пути проходит электронами по бездиссипативным участкам. Длина этих участков  $l$  порядка радиуса корреляции вблизи порога протекания:

$$l = l_0/(c - c_{th})^\nu, \quad (3)$$

где  $c$  — концентрация рассматриваемых двухуровневых систем;  $c_{th}$  — ее пороговое значение;  $l_0$  — постоянная порядка  $R$ ;  $\nu$  — критический индекс, близкий к единице. Электронные пары выбирают наиболее легкие пути (с наименьшей потерей энергии). Эти пути и образуют шнуры тока, наблюдавшиеся в эксперименте. Радиусы этих шнуров сравнимы с размерами двухуровневой системы и составляют величину порядка  $10^{-5}$  м, что соответствует эксперименту. Для поддержания состояния ВКЛ требуются меньшие напряженности электрического поля, поскольку уже образовавшиеся двухуровневые системы живут достаточно долго. В области между бездиссипативными участками образуются большие напряженности электрического поля (порядка  $E_{th}$ ), что приводит к добавочному вырыванию электронов из „хвоста“ валентной зоны и образованию дополнительных двухуровневых систем. Они как бы залечивают разрывы между бездиссипативными участками. При этом проводимость увеличивается в соответствии с экспериментом. Память связана именно с этим процессом — образованием цепочки двухуровневых систем, а не с образованием цепочки кристалликов.

В сильновязких, легко стеклющихся жидкостях, подобных расплавленным халькогенидным стеклам, добиться кристаллизации весьма трудно. Обычно приходится добавлять специальные вещества, которые служат центрами кристаллизации. Лишь в этом случае при температурах, близких к температуре плавления, происходит кристаллизация. При температуре, близкой к температуре стеклования, кристаллизации мешают

как большая вязкость расплава, так и его кластерная структура. Поэтому образование цепочки кристалликов в шнуре при температуре стеклования мало вероятно.

С ростом тока в состоянии ВКЛ продолжает увеличиваться число рассмотренных двухуровневых систем вблизи первоначального шнура, и он начинает обрастать дополнительными ветвями. В эксперименте это может восприниматься как рост сечения шнура с ростом тока.

Используя величины, приведенные во Введении, оценим среднее по шнуру удельное сопротивление  $\rho$  в состоянии ВКЛ. Сопротивление всего шнура будет равно  $R_1 = \rho L/s$ , где  $L$  — длина всего шнура, примерно равная размеру образца,  $s$  — сечение шнура. Тепло, выделяющееся в шнуре за одну секунду, равно  $Q = I^1 R_1$ , где  $I$  — сила тока, протекающего по шнуру. Это тепло идет на нагревание шнура. Приравнявая  $Q$  к величине  $mc_1 \Delta T$ , где  $m$  — масса в шнуре,  $c_1$  — удельная теплоемкость,  $\Delta T$  — изменение температуры в шнуре, получим

$$I^2 \rho L/s = mc_1 \Delta T. \quad (4)$$

Подставляя  $I = ws$  (где  $w$  — плотность тока),  $m = sLg$  (где  $g$  — плотность образца), получаем

$$\rho = gc_1 \Delta T / w^2. \quad (5)$$

Взяв близкие к реальным значения  $g = 5000 \text{ kg/m}^3$ ,  $c_1 = 500 \text{ J/kg}$ ,  $w = 10^7 \text{ A/m}^2$ ,  $\Delta T = 10 \text{ K}$ , получаем  $\rho = 2.5 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ . Столь малое значение удельного сопротивления в шнуре согласуется с предлагаемым объяснением эффекта переключения в халькогенидных стеклах и не может быть получено ни в одной из предлагавшихся теорий.

В предложенном объяснении эффект переключения является чисто электронным. Он не связан с нагреванием в соответствии с экспериментально установленным слабым нагреванием в обратимом эффекте переключения. Он естественным образом (без дополнительных предположений) приводит к шнурованию тока, появлению памяти, увеличению проводимости на много порядков, пороговому характеру переключения, правильной оценке пороговой напряженности электрического поля.

## 6. Заключение

Предложена модель, объясняющая характерные черты эффекта переключения в халькогенидных стеклах: электронный и пороговый характер переключения, увеличение тока на много порядков, шнурование тока, типичное значение пороговой напряженности электрического поля, появление памяти при длительном нахождении в электрическом поле. Однако хочется надеяться, что значение настоящей работы состоит не только в этом. Справедливость рассмотренной модели будет означать, что, используя локализованные состояния электронов в полупроводниковых стеклах, можно получить двухуровневые системы с разностью энергий между уровнями,

большой  $k_B T$  при комнатной температуре. Именно такие двухуровневые системы нужны для получения сверхпроводимости при этой температуре.

## Список литературы

- [1] А. Меден, М. Шо. Физика и применение аморфных полупроводников. Мир, М. (1991). 670 с.
- [2] K. Shimakawa, A. Kolobov. Adv. Phys. **44**, 475 (1995).
- [3] K.L. Bhatia, G. Parthasarathy, E.S.P. Gopal. J. Non-Cryst. Sol. **69**, 189 (1985).
- [4] И.А. Чабан. Акуст. журн. **29**, 537 (1983).
- [5] И.А. Чабан. ЖФХ **78**, 1 (2004).
- [6] М.А. Исакович, И.А. Чабан. ЖЭТФ **50**, 1343 (1965).
- [7] Е.Н. Кожевников, И.А. Чабан. Акуст. журн. **20**, 565 (1974).
- [8] I.A. Chaban. J. Supercond.: Inc. Nov. Mag. To be published.
- [9] I.A. Chaban. J. Supercond.: Inc. Nov. Mag. **15**, 179 (2002).
- [10] P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett. **34**, 953 (1976).
- [11] N.F. Mott, E.A. Devis, R.A. Street. Phil. Mag. **32**, 961 (1975).
- [12] R.A. Street. Phys. Rev. B **17**, 3984 (1978).
- [13] K.L. Ngai, T.L. Reinecke, E.N. Economou. Phys. Rev. B **17**, 790 (1978).
- [14] M. Kastner, D. Adler, H. Fritzche. Phys. Rev. Lett. **37**, 1504 (1976).
- [15] И.А. Чабан. ФТТ **21**, 1444 (1979).
- [16] S. Hunklinger, W. Arnold. In: Physical acoustics. AP, London–N.Y.–San Francisco. Vol. XII. P. 155.
- [17] И.А. Чабан. ФТТ **45**, 1997 (2003).
- [18] S. Luding, C. Enss, A. Strechlow, S. Hunklinger. Phys. Rev. Lett. **88**, 075 501 (2002).
- [19] K. Tanaka. Phys. Rev. B **57**, 5163 (1998).