# ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЛАКСАТОРОВ В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ МЕТОДОМ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ТОКА

На основании экспериментальных кривых изотермической релаксации темнового тока в тонких пленках стеклообразных полупроводников As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> и Ge<sub>28.5</sub>Pb<sub>15</sub>S<sub>56.5</sub> и анализа их диэлектрических спектров впервые проведен расчет функции распределения времен релаксации, ее основных параметров и их температурной зависимости. Полученные результаты подтверждают предположения о существовании в исследуемых системах недебаевского механизма дисперсии в интервале инфранизких частот и могут быть использованы для дальнейшего исследования электронных свойств неупорядоченных полупроводников.

#### Введение

Результаты изучения многих классов веществ — полимеров, жидких диэлектриков, сегнетоэлектриков и других указывают на существование диэлектрических спектров со значительными отклонениями от дебаевского механизма дисперсии. Эти отклонения принято интерпретировать на основе представлений о размытом диэлектрическом спектре. Размытость спектра может быть обусловлена как наличием релаксирующих объектов с несколько различающимися (но близкими) значениями времен релаксации т<sub>і</sub>, так и взаимодействием различных релаксаторов. В качестве релаксаторов, как правило, выступают атомы, молекулы, группы атомов, дефекты структуры и др. Указанные релаксаторы могут создавать непрерывный набор (спектр) времен релаксации.

Определение функции распределения времен релаксации (ФРВР) дает возможность определять статистические параметры наборов  $\tau_i$ : параметр распределения b, наиболее вероятное время релаксации  $\tau_{\rm HB}$ , «дисперсию», силу и их температурные изменения. Знание этих величин позволяет установить основные особенности процессов диэлектрической релаксации.

В данной работе предлагается методика определения ФРВР по данным изотермической релаксации темнового тока в халькогенидных стеклообразных полупроводниках (ХСП) систем As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> и Ge<sub>28.5</sub>Pb<sub>15</sub>S<sub>56.5</sub>.

## Структурные особенности халькогенидных стекол системы As-Se

Способность халькогенидных систем к стеклообразованию, как и физико-химические свойства стекол, определяется характером химической связи между атомами компонентов стекла. Повышенной способностью к стеклообразованию в халькогенидных системах обладают соединения и сплавы с преимущественно характером химической ковалентным связи. Об этом свидетельствует положение основных компонентов халькогенидных стекол в периодической системе элементов. Они находятся в IV-VII группах соседних периодов, размещаясь компактно.

В бинарных халькогенидных системах имеются четыре большие области стеклообразования. В одной из них, системе As-Se, в стеклообразном состоянии получены составы от AsSe<sub>0.8</sub> до элементарного селена (от 44 до 100 ат. % селена [1]).

Следует отметить, что наиболее склонным к кристаллизации в бинарных системах бывают сплавы со стехиометрическим соотношением компонентов. Так, при использовании метода дифференциально-термического анализа (DTA) показано, что в системе As-Se легко кристаллизуются лишь элементарный селен и стеклообразный As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>.

В стеклообразном состоянии вещество состоит из структурных единиц молекулярного размера (порядка 10-20 Å), которые связаны друг с другом в неупорядоченную сетку преимущественно, как указывалось выше, ковалентными связями. Требование валентности для каждого атома определяют взаимодействия, которые создают ближний порядок. Химическое взаимодействие ближайших соседей образует молекулярные структурные единицы, центральный атом которых имеет более высокую координацию. В результате структура неупорядоченного твердого тела в отсутствие дефектов представляет собой повторение в пространстве одной или нескольких молекулярных структурных единиц, причем способ повторения лишен какой-либо периодичности. Различают два основных типа увязки структуры: сетчатая структура, в которой все атомы входят в состав единой сетки твердого тела с ковалентными связями, и полимерная структура, в которой молекулярные единицы образуют достаточно длинные ковалентно-увязанные переплетающиеся цепи, связанные между собой силами Ван-дер-Ваальса [2].

При исследовании структуры неупорядоченных полупроводников основное внимание уделяют характеристикам ближнего порядка, таким как координация и сорт ближайших соседних атомов. Наряду с традиционными методами дифракции рентгеновских лучей, электро-

нов и нейтронов, дающих информацию о радиальном распределении атомов, эффективными являются методы анализа колебательных спектров дальнего инфракрасного поглощения и комбинационного рассеяния, а также новый метод анализа тонкой структуры рентгеновского поглощения. Указанные методы, однако, не в состоянии дать структурной информации о построении сетки неупорядоченного материала из тех или других структурных единиц. Этот вопрос вызывает большие трудности и решается на основе построения структурных моделей и их анализа с помощью математических методов на ЭВМ. На этом этапе большое значение имеют физико-химические методы, дающие структурную информацию, например, исследование кинетики растворения, фотополимеризации и т. п. [3].

В бинарной системе типа A<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub> трехмерная организация молекулярной структурной единицы задается атомом с более высокой координацией (например, атом А). Для атома IV группы вследствие sp гибридизации (sp<sub>3</sub>) — это тетраэдр, для атома V группы с р-орбиталями — это пирамида с углами при вершине около 90<sup>°</sup>. В случае халькогенидов мышьяка такая пирамидальная структурная единица есть AsB<sub>3/2</sub> (B:S, Se), где половина в индексе означает, что атом В связан с одним атомом А вне данной структурной единицы. Реальные углы граней пирамиды в сульфиде и селениде мышьяка несколько отличаются от прямого угла (96°) из-за влияния d-орбиталей.

Из требования минимума энергии в неупорядоченном твердом теле каждый атом стремится иметь максимальное число ближайших соседей. С учетом направленности связей, образованных электронами элементов IV и V групп, средняя координация Z атома в бинарной системе оптимальна при Z < 2, 4. Поэтому в материалах с тетраэдрической координацией (Z = 4) число ближайших соседей больше оптимального, так что структурная сетка такого неупорядоченного материала перегружена, и в ней возникают напряжения,

ведущие к образованию дефектных конфигураций, в частности, ненасыщенных связей, понижающих среднюю координацию. Ненасыщенные связи образуются также, если число Z меньше оптимального. Например, в аморфном селене (Z = 2) или в сульфиде мышьяка (Z = 2, 4), условие оптимизации структуры по минимуму энергии выполняется, поэтому появление большой концентрации дефектов не ожидается [4].

В бинарных сплавах  $As_xB_{1-x}$  (B:S, Se) существование стехиометрического химического соединения As<sub>2</sub>B<sub>3</sub> является границей, по сторонам которой находятся сплавы с избыточным содержанием либо халькогена, либо мышьяка. В области составов, содержащих избыточный халькоген, имеются только связи типа А-В и В-В, т. е. каждый атом мышьяка имеет в качестве ближайших соседей только атомы халькогена. Это значит, что локальная структура в узле мышьяка такая же, как и в стехиометрическом составе, т. е. это пирамида AsB<sub>3/2</sub>, а число таких структурных единиц определяется концентрацией атомов мышьяка. Поскольку координация атомов халькогена равна 2, то избыточные атомы халькогена образуют второй тип структурной единицы вида В<sub>n/2</sub>, где n > 2. Это короткие отрезки цепей, которые ветвятся в узлах атома А, обладающего более высокой координацией.

В сплавах, обогащенных мышьяком, имеет место другая ситуация, так как часть атомов мышьяка с высокой координацией должна иметь в качестве ближайших соседей не только атомы халькогена, но и атомы мышьяка, которые распределяются статистически. Возникают гомеополярные связи А-А, приводящие к формированию новых структурных единиц. Таким образом, в обогащенных мышьяком составах образуется сложная структура, построенная на статистическом распределении в пространстве структурных единиц AsB<sub>3</sub>, AsB<sub>2</sub>As, AsBAs<sub>2</sub> и AsAs<sub>3</sub> [5].

## Структурные особенности стеклообразной системы Ge-Pb-S

Еще в работах [6, 7] была показана возможность получения стекол в тройных системах Ge-Pb-S. Особенностью этих ХСП является возможность введения в них большого количества тяжелых элементов (таких, как Pb, Hg), что отличает эти стекла от мышьяксодержащих. Физико-химические исследования ХСП системы Ge-Pb-S, результаты которых изложены в [8, 9], свидетельствуют о специфике их структуры по сравнению с мышьяковыми ХСП. Известно, что микротвердость и температура размягчения резко изменяются уже при введении малого количества Рb в стекло, а при дальнейшем увеличении содержания свинца остаются постоянными. У ряда ХСП, отличающихся содержанием свинца:  $Ge_{42}S_{58};\quad (Ge_{42}S_{58})_{0,97}Pb_{0,03};\quad Ge_{38,5}S_{56,5}Pb_5;$ Ge<sub>33,5</sub>S<sub>56,5</sub>Pb<sub>10</sub>; Ge<sub>23,5</sub>Pb<sub>20</sub>S<sub>56,5</sub>, наблюдается немонотонное изменение плотности. Минимальный атомный объем отмечен для состава Ge<sub>33.5</sub>S<sub>56.5</sub>Pb<sub>10</sub>. По мнению авторов [9], при введении Рь происходит перестройка структуры стекла. Исследование ИК-спектров показало наличие ионных связей Pb-S. Предполагается также существование структурных единиц S<sub>3</sub>Ge-GeS<sub>3</sub>; GeS<sub>4</sub>; Ge-S<sup>-</sup>Pb<sup>+2</sup>S<sup>-</sup>-Ge; Ge-S-Ge.

При исследовании электрических и фотоэлектрических характеристик монолитных образцов системы Ge-Pb-S также обнаружена нелинейная зависимость свойств ХСП от состава, что отличает их от мышьяксодержащих ХСП. С ростом концентрации Рb в XCП составов Ge<sub>2</sub>S<sub>3</sub>; Ge<sub>31</sub>Pb<sub>11</sub>S<sub>58</sub>; Ge<sub>28</sub>-Pb<sub>15</sub>S<sub>57</sub> наблюдается увеличение удельной темновой проводимости и кратности изменения проводимости при освещении ~ на 2 порядка. При большом содержании свинца (15 -22 ат. %) тепловая и фотопроводимость изменяются слабо. Отмечено уменьшение интенсивности фотолюминесценции на 2 порядка с увеличением содержания Pb от 0 до 10 ат. % в составе ХСП [9]. По мере увеличения содержания свинца край оптического поглощения сдвигается в сторону более длинных волн сначала достаточно быстро, а затем скорость сдвига замедляется. Было показано, что при постоянном содержании серы коэффициент поглощения изменяется с ростом содержания свинца незначительно.

Таким образом, первые исследования ХСП системы Ge-Pb-S определили область составов, отличающихся высокой фоточувствительностью и достаточно высоким темновым сопротивлением, которые могли оказаться перспективными для практического применения, например, в электрофотографии и фототермопластике, не имея к тому же в составе токсичного мышьяка. Физико-химические свойства данных ХСП, связанные со спецификой состава и структуры, дают основания предполагать возникновение особенностей их электронных свойств.

# Теоретические и экспериментальные предпосылки, свидетельствующие о существовании распределения релаксаторов в ХСП

Экспериментальные исследования поляризационных свойств халькогенидных стеклообразных полупроводников системы As-S указывают на то, что в кинетике спада темнового тока данного класса неупорядоченных материалов можно четко выделить два временных участка: первый ( $t = 10^{-5} \dots 5 \cdot 10^{-1}$  с), в течение которого ток спадает по экспоненциальному закону, что говорит о том, что релаксация определяется геометрической емкостью, и второй ( $t > 5 \cdot 10^{-1}$  с), в течение которого релаксация происходит по гиперболическому закону Кюри—Ван-Швейдера I = At<sup>n</sup> [10].

По мнению авторов [11], в широком ряде материалов существуют некоторые универсальные характеристики в диэлектрической дисперсии, и закон спадания  $I = At^{-n}$  для области больших времен ( $t > 5 \cdot 10^{-1}$  с) является прямым результатом этой универсальности.

Авторы, которые ввели концепцию универсального диэлектрического отклика, объясняют его с помощью модели взаимодействия многих тел в твердом теле, которое может быть связано с низкоэнергетическими возбуждениями коррелированных состояний. Такие состояния, существующие на границе раздела, например металл-полупроводник, могут давать диэлектрические потери, следующие определенному закону, систематическое изучение которых позволяет выявить структуру границы раздела [11].

В работе [12] изложена теория диэлектрического отклика, учитывающая нестационарную природу взаимодействия многих тел. В рамках этой теории, исходя из уравнения Дебая, записанного для тока I(t):

$$\tau_0 \left[ \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}} I(t) \right] + I(t) = g \left( \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{dt}} \right), \qquad (1)$$

где  $\tau_0$  — время релаксации, а g — поляризуемость единицы объема, и полагая, что данное уравнение применимо и для изменяющегося в процессе релаксации значения времени релаксации согласно выражению:

$$\tau(t) = \tau_0 \left[ 1 - \exp\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \right], \qquad (2)$$

где  $\tau_1$  характеризует время релаксации взаимодействия многих тел, получено уравнение для тока поляризации как функция от времени:

$$I(t) = \left(\frac{gE_0}{\tau_0}\right) \left[\frac{\sin(n\pi)}{n\pi}\right] \left[\exp\left(\frac{t}{\tau_1}\right) - 1\right]^{-n}, \quad (3)$$

где  $n = \tau_1/\tau_0$  и из которого следует, что если  $t \rightarrow 0$ , то  $I(t) \sim t^{-n}$ , а если  $t \rightarrow \infty$ , то  $I(t) \sim exp(-t/\tau_0)$ .

Путем разложения последнего выражения в ряд можно показать, что времена релаксации образуют дискретный бесконечный спектр:

$$\frac{1}{\tau} = \left(\frac{1}{\tau_0}\right) + \left(\frac{k}{\tau_1}\right), k = 0, 1, 2, \dots$$
(4)

С другой стороны, как известно [13], при наличии спектра времен релаксации можно показать, что формулы Дебая имеют следующий вид:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} + (\varepsilon_c - \varepsilon_{\infty}) \int_{0}^{\infty} \frac{H(\tau) d\tau}{1 + (\omega \tau)^2}; \qquad (5)$$

$$\varepsilon^{"} = (\varepsilon_c - \varepsilon_{\infty}) \int_{0}^{\infty} \frac{H(\tau)\omega\tau d\tau}{1 + (\omega\tau)^2} , \qquad (6)$$

где H(т) — функция распределения времен релаксации.

Таким образом, в общем случае ФРВР можно определить на основе экспериментальных зависимостей  $\hat{\varepsilon} = f(\omega)$  и  $\hat{\varepsilon} = f(\omega)$ . Авторами [14] предложен оригинальный метод определения ФРВР, не требующий априорных гипотез о ее виде. Но этот и все существующие методы отличаются необходимостью определения температурно-частотных зависимостей составляющих комплексной диэлектрической проницаемости, что, в свою очередь, ограничивает возможности их применения.

## Изотермическая релаксация темнового тока

Измерения изотермической релаксации (ИТР) темнового тока проводились на пленках стекол составов As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> и Ge<sub>28.5</sub>Pb<sub>15</sub>S<sub>56.5</sub> толщиной ~ 1,0 мкм, изготовленных методом термического испарения в вакууме. Образцы имели сандвичконфигурацию с алюминиевыми электродами и площадью контактов 14,0 мм<sup>2</sup>. Кривые ИТР регистрировались с применением электрометрического усилителя В7-30 (диапазон измеряемых токов обеих полярностей от  $10^{-15}$  до  $10^{-7}$  A), источника стабилизированного напряжения (измерения проводились в области полей  $E = 10^2 - 10^4 \text{ B/см}$ ). Во время измерений температура менялась в пределах 294-344 К.

Кривые спада для образцов  $As_2Se_3$  при разных температурах показаны на рис. 1, для большинства структур наблюдается степенной спад вида I = At<sup>-n</sup> (показатель степени n меняется в пределах n = 0,76– 0,78), аналогичный результат получен авторами [10] для стеклообразного сульфида мышьяка.



I - T = 294 K; 2 - T = 304 K; 3 - T = 314 K; 4 - T = 324 K; 5 - T = 334 K; 6 - T = 344 K U = 0,1 B

Рис. 1. Спад темнового тока в As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> при разных температурах

Для большинства образцов характерна экспоненциальная зависимость проводимости от температуры [15], рассчитанные энергии активации имеют значения в пределах 0,44–0,46 эВ, что свидетельствует о нахождении уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны ( $E_g = 1,2$  эВ).

Экстраполяция зависимости  $\ln \sigma \kappa 1/T$  дает для  $As_2Se_3$  значение  $C = \sigma_{min}exp(\gamma/k)$  в интервале  $10^{-6}-10^{-4}$  Om<sup>-1</sup> cm<sup>-1</sup>.

В системе  $Ge_{28.5}Pb_{15}S_{56.5}$  для большинства образцов также наблюдается гиперболический спад тока (n = 0,39–0,83) при разных температурах (рис. 2).



*I* — T = 295 K; *2* — T = 301 K; *3* — T = 306 K; *4* — T = 311 K; *5* — T = 315 K U = 0,6 B

Рис. 2. Спад темнового тока в системе Ge-Pb-S при разных температурах

# Диэлектрические потери в области инфранизких частот

Ранние работы, посвященные исследованию диэлектрических потерь в халькогенидных стеклах [16], к сожалению, не рассматривают область инфранизких частот. В данной работе представлены результаты расчета диэлектрических потерь в стеклах системы As-Se. Расчет tg  $\delta$  проводился методом Фурье преобразований (FFT) из кривых токов изотермической релаксации I(t), снятых в температурном интервале T = 290–340 K.

В отличие от результатов, полученных авторами [16, 17], частотные зависимости tg  $\delta$  для составов As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> и Ge<sub>28.5</sub>Pb<sub>15</sub>S<sub>56.5</sub> при разных температурах характеризуются появлением релаксационных максиму-мов (рис. 3, 4).

Согласно авторам [17], величина диэлектрических потерь в стеклообразных материалах не зависит от частоты в широком частотном интервале и определяется выражением:

$$tg \,\delta \approx \frac{1}{\varepsilon} \left[ N(E_F) \right]^2 kT e^2 a^5 \left[ \ln(\nu_p / \omega) \right] \quad (7)$$

Данная зависимость предполагает неизменное значение диэлектрической проницаемости є и использована авторами [16] для оценки величины плотности локализованных состояний вблизи уровня Ферми N(E<sub>F</sub>). В рамках данного приближения диэлектрические потери обусловлены прыжками электронов между локализованными состояниями вблизи уровня Ферми. При переходе к более низким частотам диэлектрические потери, вероятно, определяются не только релаксационными процессами, связанными с мелкими уровнями, но и вкладом более глубоких состояний, существование которых связано, вопервых, с дефектностью структуры и, во-вторых, с контактами на границе металлических электродов с пленкой стекла. Это подтверждается появлением максимумов на кривых tg  $\delta = f(v)$  и резким увеличением  $\varepsilon$  в исследуемом интервале частот [18].

Обнаруженные отличия дисперсионных кривых tg  $\delta$  для  $As_2Se_3$  и  $Ge_{28.5}Pb_{15}S_{56.5}$  объясняются особенностями их спектров

электронных состояний, определяемых степенью их структурной неупорядоченности.

Существование максимумов tg  $\delta$  позволяет сделать вывод о существовании недебаевского механизма дисперсии, отвечающего несимметричному распределению времен релаксации.



Рис. 3. Частотная зависимость tg δ для образцов As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> при разных температурах



*Рис. 4.* Частотная зависимость tg  $\delta$  для образцов Ge<sub>28.5</sub>Pb<sub>15</sub>S<sub>56.5</sub> при разных температурах

## Расчет функции распределения времен релаксации (ФРВР)

Обнаруженный гиперболический характер спада темнового тока в пленках ХСП исследуемых систем указывает на отклонение от экспоненциального дебаевского механизма дисперсии  $I(t) \sim \exp(-t/\tau)$ , связанное с существованием набора релаксаторов, со спектром времен релаксации  $\tau_i$  (4). Данное обстоятельство позволяет использовать экспериментальные кривые I = f(t) для определения вида ФРВР.

Уравнение, описывающее изменение поляризационного тока со временем, можно представить в виде:

$$I(t) = I_e + \frac{I_g - I_e}{1 + \left(\frac{t}{t_0}\right)^b},$$
(8)

где I<sub>e</sub> и I<sub>g</sub> — экстремальные значения тока при больших (конечных) и малых (начальных) временах соответственно; t<sub>0</sub> и b — эмпирические постоянные, имеющие положительные значения [19].

С другой стороны, известно, что изотермический ток поляризации связан со спектром времен релаксации H(т) соотношением

$$I(t) = I_e + \int_{-\infty}^{\infty} H(\tau) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) d\ln\tau.$$
 (9)

Последнее выражение, исходя из данных экспериментальной временной зависимости тока I(t) и с учетом (7), позволяет представить ФРВР в виде [19]

$$H(\tau) = \frac{(I_g - I_e)\sin(\pi b/2)}{\pi[\cosh bu + \cos(\pi b/2)]}$$
(10)

где  $u = \ln(\tau/\tau_0) = \ln(\omega_0/\omega)$  и  $\tau_0 \equiv 1/\omega_0$ . Значения  $\tau_0$  и b определяются графически, пользуясь уравнением (7).

Вид ФРВР для  $As_2Se_3$  при разных температурах, рассчитанной по формуле (9), представлен на рис. 5. Температурные изменения параметров спектра показаны в таблице. При увеличении температуры значение ФРВР сильно возрастает, в то время как  $\tau_{\rm HB}$  и b увеличиваются незначительно.

Вид ФРВР для системы  $Ge_{28.5}Pb_{15}S_{56.5}$ показан на рис. 6. В отличие от системы  $As_2Se_3$  обнаружено существование более широкого максимума и более плавного изменения распределения релаксаторов при удалении от значения  $\tau_{\rm HB}$ . Это может быть связано с тем, что ИТР темнового тока в системе Ge-Pb-S обусловлена существованием глубоких ловушек как для дырок, так и для электронов [20]. Для данного состава получены значения постоянных b = 0,76 и  $\tau_0$  = 0,53 при комнатной температуре.



1 - T = 294 K; 2 - T = 304 K; 3 - T = 314 K; 4 - T = 324 K; U = 0,1 B

Рис. 5. Функция распределения времен релаксации для состава As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, рассчитанная для разных температур поляризации образцов

Таблица

Параметры	Т, К			
спектра	295	305	315	325
b	0,85	0,91	0,92	0,95
$ au_0$	0,501	0,508	0,512	0,515

Температурные изменения параметров спектра времен релаксации для состава As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>



Рис. 6. Функция распределения времен релаксации для ХСП двух составов

Полученные кривые выявляют основную особенность спада поляризационного тока в данном временном интервале для ХСП: быстрый спад на начальном участке, а потом более медленная релаксация до достижения стационарного значения тока I<sub>ст</sub>.

#### Заключение

Таким образом, на основании экспериментальных кривых ИТР в тонких пленках ХСП As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> и Ge<sub>28.5</sub>Pb<sub>15</sub>S<sub>56.5</sub> и рассчитанных на их основе кривых диэлектрических потерь в области инфранизких частот впервые проведен расчет ФРВР и ее основных параметров. Обнаруженные особенности ФРВР выявляют ее температурную и структурную чувствительность, что может быть использовано для дальнейшего исследования электронных свойств ХСП, и подтверждают предположения о существовании в ХСП недебаевского механизма дисперсии в интервале инфранизких частот.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Борисова З. У. Химия стеклообразных полупроводников. — Л., 1972.

2. Линаев В. С. Стеклообразные полупроводниковые сплавы. — М., 1991.

3. Lucovsky G., Martin R. M. A molecular model for the vibrational modes in chalcogenides glasses // J. Non-Cryst. Sol. 1972. Vol. 8–10. № 3. P. 185–190.

4. *Austin I. G., Mott N. F.* Polarons in crystalline and non-crystalline materials // Adv. Phys. 1969. Vol. 18. P. 41–102.

5. *Renninger A. L., Rechtlin M. D., Averbach B. L.* Monte Carlo models of atomic arrangements in arsenic-selenium glass // J. Non-Cryst. Sol. 1974. Vol. 16. № 1.

6. Feltz A., Voigt B. Bleithiogermanat (II, IV). Glaser und ihre Eigenschaften // Ztschr. Anorg. und Allg. Chem. 1974. Bd. 403. № 1. S. 61–67.

7. *Feltz A. et al.* New vitreous semiconductors / Electronic phenomena in non-crystalline semiconductors: Proc. of 6<sup>th</sup> Intern. Confr. on Amorph. and Liquid Semicond., Leningrad, 18–24 Nov. 1985. — L., 1976. P. 24–31.

8. Иванов Г. Хр., Коломиец Б. Т., Любин В. М., Тагирджанов М. А. Исследование некоторых халькогенидных стеклообразных полупроводников системы Ge-Pb-S // Вопросы физики полупроводников. — Калининград, 1975. С. 70–78.

9. Васильев В. А., Коломиец Б. Т., Мамонтова Т. Н., Иванов Г. Хр. Излучательная рекомбинация в стеклообразных полупроводниках Ge<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, Ge<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, Ge-Pb-S // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. № 3. С. 183–186.

10. Андриеш А. М., Черный М. Р. Релаксационные темновые токи в стеклообразном сульфиде мышьяка // Кристаллические и стеклообразные полупроводники: Сб. научн. тр. — Кишинев, 1977. С. 127–133.

11. Ngai K. L., Jonscher A. K., White C. T. On the origin of the universal dielectric response in condensed matter // Nature. 1979. Vol. 277. № 5693. P. 185–189.

12. Guo T. C., Guo W. W. A transient-state theory of dielectric relaxation and the Curie-von Schweidler law // J. Phys. C. 1983. Vol. 16. P. 1955–1960.

13. Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков. — М., 1977.

14. Лещенко М. А., Поплавко Ю. М., Бовтун В. П. Анализ механизмов поляризации и потерь в диэлектриках методом непосредственного определения функции распределения релаксаторов // Тез. докл. Межд. конф. «Диэлектрики—93». — СПб., 1993. Ч. І. С. 94–95.

15. Satoh K. et al. Long-term photocurrent decay in amorphous  $As_2Se_3$  doped with Ag and Cu // Jap. J. Appl. Phys. 1992. Vol. 31. No A. Pt. 1. P. 181–185.

16. Crevecoeur H., De Wit H. J. Dielectric losses in As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> glass // Sol. St. Comm. 1971. Vol. 9. P. 445.

17. Austin I. G., Mott N. F. Polarons in crystalline and non-crystalline materials // Adv. Phys. 1969. Vol. 18. P. 41–102.

18. Anisimova N. I., Bordovsky G. A., Bordovsky V. A., Castro R. A. // Abstr. of the 14th Int. Conf. on Dielectrics ICDIM 2000, South Africa, April 3–7, 2000. P. 46.

19. Смит Т. Л. Эмпирические уравнения для вязкоупругих характеристик и вычисления релаксационных спектров // Вязкоупругая релаксация в полимерах. — М., 1974. С. 45–56.

20. Барановский С. Д., Бордовский Г. А., Казакова Л. П., Лебедев Э. А., Любин В. М., Савинова Н. А. // Биполярная фотопроводимость в халькогенидных стеклообразных полупроводниках системы Ge-Pb-S // ФТП. 1984. Т. 18. С. 1016–1020.

#### G. Bordovsky, R. Castro

### A STUDY OF THE DISTRIBUTION OF RELAXATORS IN CHALCOGENIDE GLASSY SEMICONDUCTORS BY THE METHOD OF ISOTHERMAL RELAXATION CURRENT

On the basis of experimental curves of dark isothermal relaxation current in thin layers of chalcogenide semiconductors  $As_2Se_3$  and  $Ge_{28.5}Pb_{15}S_{56.5}$ , and the study of dielectric spectra, there has been carried out the calculation of the distribution function of relaxation periods, of its basic parameters, and their temperature dependence. The results obtained confirm the assumptions of the existence in the investigated systems of the non-Debye dispersion mechanism at an interval of infra-low frequencies. These results can be used for further study of electronic properties of disordered semiconductors.