

## Инфранизкочастотный фотодиэлектрический отклик аморфных слоев $As_2Se_3$

© Н.И. Анисимова, В.А. Бордовский, Г.И. Грабко, Р.А. Кастро<sup>†</sup>

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,  
191186 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 20 сентября 2012 г. Принята к печати 17 октября 2012 г.)

Представлены результаты исследования фотодиэлектрического эффекта в аморфных слоях триселенида мышьяка. Выявлено совпадение экспериментальной и теоретической функций относительного изменения проводимости в инфранизкочастотном диапазоне. Дисперсия коэффициента рекомбинации характеризуется наличием минимума. Обсуждаются возможные причины обнаруженных закономерностей.

Отсутствие дальнего порядка, а также наличие дислокаций, неоднородностей, примесей, дефектов в неупорядоченных веществах обуславливает сложный характер энергетического спектра локализованных состояний в запрещенной зоне ( $\Delta E_3$ ). Освещение такого материала фотонами с энергией порядка полуширины  $\Delta E_3$  приводит к перераспределению носителей заряда (НЗ) по дискретным уровням, поляризуемости отдельных центров, изменению плотности состояний. Это в свою очередь вызывает изменение диэлектрической проницаемости вещества  $\epsilon'$ , т.е. фотодиэлектрический эффект (ФДЭ). Причем величина ФДЭ зависит от времени пребывания электронов (или дырок) в возбужденном состоянии.

Перераспределение НЗ по уровням описывается стандартными уравнениями кинетики, учитывающими как оптическую генерацию электронов и дырок в неравновесных состояниях, так и безызлучательную рекомбинацию [1]. Так, авторами [2] рассмотрено влияние освещения на диэлектрическую восприимчивость неупорядоченного полупроводника, связанное с возбуждением носителей заряда в более высокие состояния, в которых они имеют большую поляризуемость. Исходя из кинетических уравнений, вычислены поправки к функциям распределений для электронов и дырок по локальным уровням, обусловленные неравновесным состоянием, и найдены соответствующие изменения диэлектрических параметров.

С другой стороны, в ранних работах по изучению фотодиэлектрического эффекта не определялся характер добавок, вызванных действием слабоамплитудного переменного электрического поля, к невозмущенным значениям концентрации носителей заряда на локализованных центрах. Дальнейшее развитие теория ФДЭ в неупорядоченных веществах получила в работах [3,4].

Так, в частности, в [4] при исследовании фотодиэлектрических свойств высокоомного полупроводника  $ZnO$ , подвергающегося воздействию переменного электрического поля, использована улучшенная модель ФДЭ, учитывающая влияние на эффект электронов на ловушках. Теоретическая модель построена на расчете импеданса полупроводниковой высокоомной пластины, освещаемой

с одной стороны светом, который поглощается в геометрически одномерном, тонком слое фотодиэлектрика (содержащего как мелкие, так и глубокие ловушки) и провоцирует переходы НЗ с глубоких ловушек в зону проводимости. В результате вычислений авторами работы [4] были получены выражения для емкости  $\Delta C/C_0$  и проводимости  $\Delta G/G_0$  как функций от интенсивности света и частоты электрического поля:

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \left( \frac{\lambda_0}{d(1+n_t/n_0)^{1/2}} \right) \ln \left( 1 + \frac{2SJ_0}{v\sigma_0(1+n_t/n_0)} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\Delta G}{G_0} = \left( \frac{v}{2} \right) \ln \left( 1 + \frac{2SJ_0}{v\sigma_0(1+n_t/n_0)} \right), \quad (2)$$

где  $\Delta C = C - C_0$ ,  $\Delta G = G - G_0$ ;  $C_0$  и  $G_0$  — емкость и проводимость, измеряемые в темновом режиме, соответственно,  $v = 1 + (\epsilon\omega/\sigma_0)^2$ ;  $\lambda_0 = (\epsilon kT/2en_0)^{1/2}$ ;  $S = e\mu_n\eta\alpha/2\gamma n_0$ ;  $\omega$  — круговая частота,  $\sigma_0$  — темновая проводимость при  $\omega \rightarrow 0$ ,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона,  $n_0$  — равновесная термическая концентрация НЗ,  $n_t$  — концентрация носителей заряда на ловушках,  $\mu_n$  — подвижность НЗ,  $\eta$  — квантовый выход,  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $\gamma$  — коэффициент рекомбинации,  $d$  — толщина фотодиэлектрического слоя,  $J_0$  — интенсивность засветки.

Одним из классов неупорядоченных веществ, широко применяемых в оптоэлектронике, являются халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП) (и, в частности, классический представитель ХСП — триселенид мышьяка  $As_2Se_3$ ). Перспективность использования ХСП в качестве базовых элементов различных оптоэлектронных устройств обусловлена большим удельным сопротивлением, высокой светочувствительностью в ближнем инфракрасном диапазоне, а также уникальными свойствами, связанными с особенностями внутренней структуры данных систем (наличие координационных дефектов с отрицательной корреляционной энергией, создающих квазинепрерывный спектр локализованных состояний в запрещенной зоне [5]).

Так, в работе [6] (где изучалась релаксация фотоемкости  $\Delta C$  конденсаторной структуры  $Al-As_2Se_3-Al$ ) значительная зависимость величины  $\Delta C$  от спектрального состава падающего излучения была обусловлена, по

<sup>†</sup> E-mail: recastro@mail.ru

мнению авторов, участием в релаксационном процессе глубоких центров  $D^+$ ,  $D^-$ . С другой стороны, в работах [7–10] (в которых представлены результаты экспериментального исследования дисперсии диэлектрических параметров токих слоев высокоомного полупроводника  $As_2Se_3$ ) было установлено существенное увеличение вещественной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости и появление максимумов фактора диэлектрических потерь в области инфранизких частот (ИНЧ). Второй из этих фактов подразумевает изменение проводимости, а первый — изменение как  $G_0$ , так и емкости  $C_0$ .

Таким образом, разумно предположить, что в переменных электрических полях ФДЭ в ХСП характеризуется целым рядом дополнительных особенностей, так как существование сложного спектра локализованных состояний данных полупроводников обуславливает вклад в поляризационные процессы различных энергетических уровней в зависимости от значений частоты прикладываемого электрического поля, освещенности и спектрального состава падающего излучения. В связи с этим особый интерес представляет анализ функций  $\Delta C(\omega)/C_0$  и  $\Delta G(\omega)/G_0$ .

Сравнение расчетных данных с экспериментальными кривыми может позволить сделать выводы о механизмах, определяющих проявление фотодиэлектрического эффекта в исследуемых структурах. К сожалению, многие параметры теоретических уравнений для конкретных условий ФДЭ обычно неизвестны. Более того, как было сказано выше, существование сложного энергетического спектра в ХСП определяет вклад на разных этапах поляризационного процесса тех или других групп релаксаторов. В связи с этим представляется актуальным необходимость дальнейшего развития и совершенствования методов изучения особенностей взаимодействия излучения с веществом в ХСП.

Таким образом, цель данной работы состоит в теоретическом и практическом исследовании фотодиэлектрического эффекта в сэндвич структурах на основе аморфных слоев  $\alpha-As_2Se_3$ .

При проведении эксперимента использовался метод динамических вольт-амперных характеристик (ДВАХ). ДВАХ регистрировались при помощи электрометрического вольтметра В7-30, двухкоординатного потенциометра ПДП4-002 с использованием генератора сигналов специальной формы Г6-15. Во время измерений образцы облучались светом лампы накаливания КГМ-75, излучение которой фокусировалось линзой; а интенсивность света и спектральный диапазон изменялись с помощью светофильтров из набора цветных оптических стекол (ГОСТ9411-66). Нейтральные фильтры были проградированы по величине оптической плотности с помощью люксметра. Экспериментальные образцы толщиной  $\sim 1$  мкм изготавливались способом ионно-плазменного высокочастотного распыления [11]. Площадь перекрытия электродов сэндвич-структур  $Al-As_2Se_3-Al$  составляла  $14.0$  мм<sup>2</sup>.

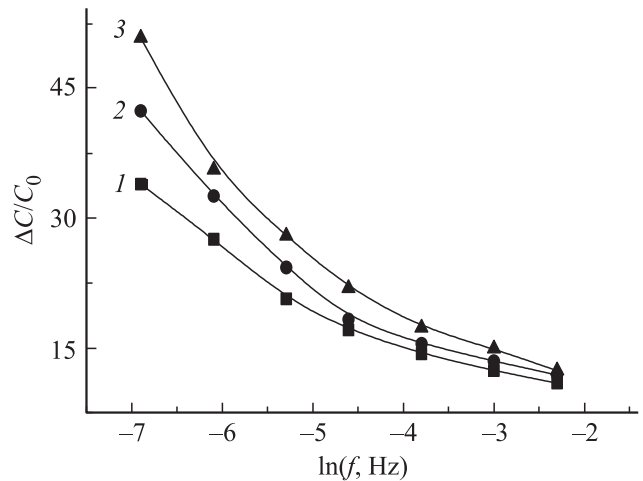


Рис. 1. Дисперсия  $\Delta C/C_0$  в образцах  $As_2Se_3$  при освещении белым светом.  $J_0$ , лк: 1 — 132.0, 2 — 220.0, 3 — 352.0.

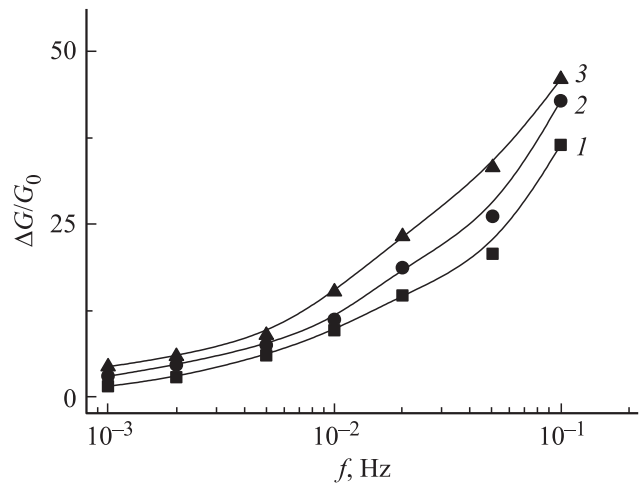


Рис. 2. Частотные зависимости  $\Delta G/G_0$  в исследуемых образцах при освещении белым светом.  $J_0$ , лк: 1 — 132.0, 2 — 220.0, 3 — 352.0.

Из анализа (1), (2) следует, что с увеличением интенсивности засветки происходит рост как относительного изменения емкости, так и проводимости. С другой стороны, если для  $\Delta C/C_0$  характерна обратная зависимость от частоты ( $f$ ), то для  $\Delta G/G_0$  прямая. Экспериментальные кривые  $\Delta C(f)/C_0$  и  $\Delta G(f)/G_0$  для разных значений  $J_0$  представлены на рис. 1, 2. Как следует из сравнения полученных данных, наблюдается по крайней мере качественное совпадение теории и эксперимента.

Так, в частности, с уменьшением частоты и ростом интенсивности засветки увеличивается относительное изменение емкости. Данные закономерности могут быть связаны с тем, что под действием приложенного электрического поля (при  $f \rightarrow 0$ ) свободные НЗ дрейфуют по направлению к электродам, увеличивая плотность пространственного заряда. Освобождающиеся в зону проводимости под действием света НЗ с уровней лову-

шек также направляются к электродам, давая вклад в слой пространственного заряда.

Для дальнейшего анализа исследуемого процесса преобразуем уравнение (2). Так как выполняется условие  $2SJ_0/[v\sigma_0(1+n_t/n_0)] \ll 1$ , то (2) можно упростить с помощью разложения в ряд:

$$\ln \left[ 1 + \frac{2SJ_0}{v\sigma_0(1+n_t/n_0)} \right]. \quad (3)$$

Полученное выражение имеет вид

$$\frac{\Delta G}{G_0} = R \left[ 1 - \frac{R\sigma_0^2}{\varepsilon^2\omega^2} + \frac{4R^2\sigma_0^4}{3\varepsilon^4\omega^4} - \frac{2R^3\sigma_0^6}{\varepsilon^6\omega^6} + \dots \right], \quad (4)$$

где  $R = SJ_0/[\sigma_0(1+n_t/n_0)]$ .

Ввиду малого значения темновой проводимости многих неупорядоченных материалов и учитывая результаты проведенных расчетов, можно полагать, что уже член с  $1/\omega^4$  не оказывает существенного влияния на анализ протекающих процессов.

Сравнение экспериментальной и теоретической (4) функций относительного изменения проводимости  $\Delta G/G_0$  (с учетом сделанных замечаний) представлено на рис. 3. В отличие от инфранизких частот ( $f \leq 10^{-2}$  Гц), где наблюдается хорошее совпадение эксперимента и теории, при  $f \geq 10^{-2}$  Гц теоретическое значение данной зависимости может превышать экспериментальное в несколько раз.

Данное обстоятельство, по-видимому, связано с тем, что в модели [4] не учитывалось существование барьера на границе ХСП с металлом электродов, которое приводит к менее значительному изменению проводимости на эксперименте по сравнению с теоретическими расчетами. Влияние барьерных эффектов предполагает меньшее изменение проводимости в ИНЧ диапазоне по сравнению с областью высоких частот.

Тем не менее формула (4) позволяет вычислить значение такого микропараметра системы, как коэффициент рекомбинации  $\gamma$ . При  $f \rightarrow 0$  ФДЭ максимален;

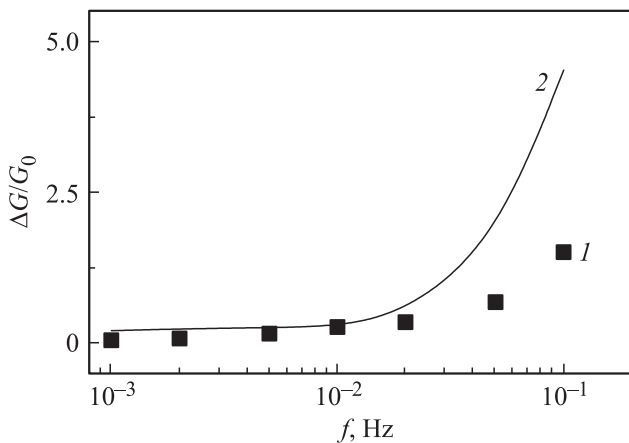


Рис. 3. Зависимости  $\Delta G/G_0(f)$  в  $As_2Se_3$  ( $\lambda = 700$  нм,  $J_0 = 7.5$  лк): 1 — эксперимент, 2 — теория.

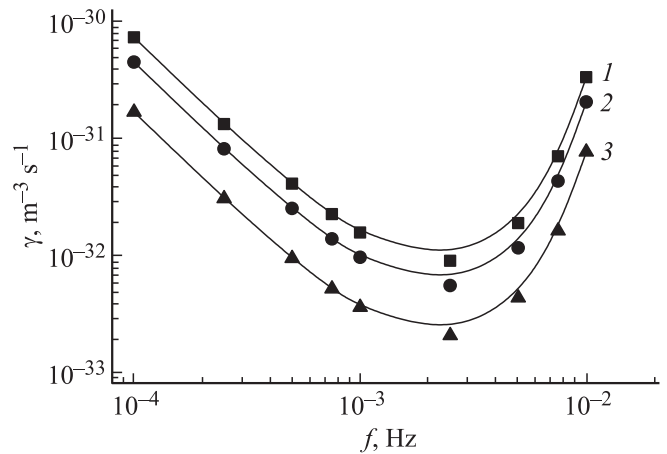


Рис. 4. Дисперсия коэффициента рекомбинации  $\gamma$  в слоях  $As_2Se_3$  ( $\lambda = 610$  нм).  $J_0$ , лк: 1 — 162.5, 2 — 100.0, 3 — 37.5.

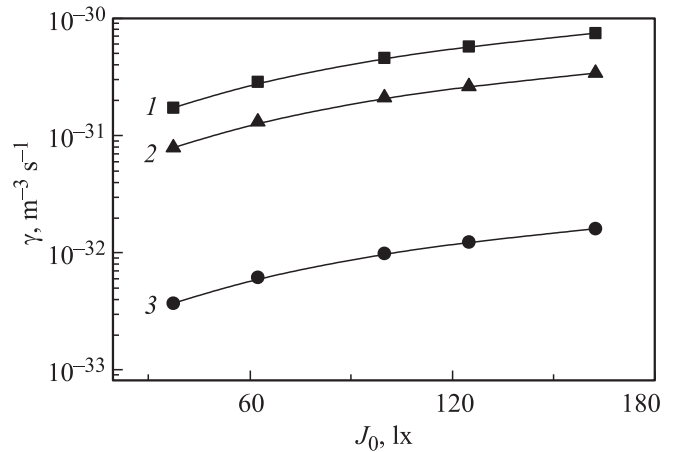


Рис. 5. Зависимости  $\gamma(J_0)$  в  $As_2Se_3$  ( $\lambda = 610$  нм).  $f$ , Гц: 1 —  $10^{-4}$ , 2 —  $10^{-2}$ , 3 —  $10^{-3}$ .

$\Delta G/G_0 \rightarrow 0$  уже при  $f \approx 10^{-3}$  Гц и выражение (4) можно записать в виде

$$\frac{\Delta G}{G_0} = R \left[ 1 - \frac{R\sigma_0^2}{\varepsilon^2\omega^2} \right] = 0. \quad (5)$$

В свою очередь (5) позволяет определить частотную зависимость  $\gamma$ . Как видно из рис. 4, на кривых  $\gamma = \gamma(f)$  имеется минимум. Существование данного минимума, а также возрастание коэффициента рекомбинации при увеличении интенсивности освещения (рис. 5) подтверждают сложный характер поляризационных процессов в слоях ХСП, определяемых наличием локализованных состояний, ответственных за электронные свойства данного класса материалов.

Можно предположить, что обнаруженные закономерности являются структурно-чувствительными, и их изучение при варьировании других факторов внешнего воздействия, таких как температура, величина прикладываемого электрического поля, спектр падающего

излучения, позволит обнаружить новые свойства этих полупроводников.

## Список литературы

- [1] В.Л. Бонч-Бруевич, В.Д. Искра. *Сб. тр. VI Междунар. конф. по аморфным и жидким полупроводникам* (Л., 1975) с. 182.
- [2] В.Л. Бонч-Бруевич, В.Д. Искра. *ФТП*, **23** (4), 616 (1989).
- [3] I. Knerro, J. Cervenak. *Sol. St. Electron.*, **15**, 587 (1972).
- [4] P.K.C. Pillai, R. Nath. *Phys. Status Solidi A*, **37**, 491 (1976).
- [5] *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, под ред. К.Д. Цэндина (СПб., Наука, 1996).
- [6] И.А. Васильев, С.Д. Шутов. *ФТП*, **33** (7), 863 (1999).
- [7] Р.А. Кастро, В.А. Бордовский, Г.И. Грабко. *Письма ЖТФ*, **36** (17), 9 (2010).
- [8] Р.А. Кастро, Г.И. Грабко. *ФТП*, **45** (5), 622 (2011).
- [9] Р.А. Кастро, Г.И. Грабко, Т.В. Татуревич. *Письма ЖТФ*, **37** (18), 1 (2011).
- [10] Н.А. Анисимова, В.А. Бордовский, Г.И. Грабко, Р.А. Кастро. *ФТП*, **47** (1), 70 (2013).
- [11] Р.А. Кастро, В.А. Бордовский, Г.И. Грабко, Т.В. Татуревич. *ФТП*, **45** (12), 1646 (2011).

Редактор Т.А. Полянская

## Infralow-frequency photo-dielectric response of $As_2Se_3$ amorphous layers

*N.I. Anisimova, V.A. Bordovsky, G.I. Grabko, R.A. Castro*

Herzen Russian State Pedagogical University,  
191186 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The results of the investigation of the photo-dielectric effect in the weakly-variable electric fields in  $As_2Se_3$  amorphous layers are represented. Coincidence of the theoretical and experimental function of the conductive relative change during reduction in the frequency in the infralow-frequency range is revealed. The presence of minimum on the recombination coefficient frequency dependence is established.