

Перенос носителей зарядов в пленках халькогенидного стеклообразного полупроводника состава $\text{Ge}_{20}\text{As}_{20}\text{S}_{60}$

© Л.П. Казакова[¶], К.Д. Цэндин, Э.А. Лебедев, Д. Арсова*, И.А. Обухова[†]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики твердого тела Болгарской академии наук,
1784 София, Болгария

[†] Санкт-Петербургская государственная лесотехническая академия им. С.М. Кирова,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 9 июня 2009 г. Принята к печати 30 июня 2009 г.)

Проведено исследование переноса носителей заряда в пленках состава $\text{Ge}_{20}\text{As}_{20}\text{S}_{60}$ методом измерения времени пролета в режиме слабой инжекции при комнатной температуре.

Получено, что значения дрейфовых подвижностей электронов и дырок в пленках $\text{Ge}_{20}\text{As}_{20}\text{S}_{60}$ близки: $\mu_e \approx \mu_h \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ при $T = 295 \text{ К}$ и $F = 5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$.

Показано, что характер зависимости фототока от времени при дрейфе носителей заряда и зависимости дрейфовой подвижности от напряжения позволяют использовать представления об аномальном дисперсионном переносе.

Экспериментальные данные объяснены в модели переноса, контролируемого захватом носителей на локализованные состояния, распределение которых по энергии вблизи краев зоны проводимости и валентной зоны описывается экспоненциальным законом с характеристической энергией $\sim 0.05 \text{ эВ}$.

В последнее время большое внимание исследователей привлечено к изучению эффектов оптической и электрической памяти в халькогенидных стеклообразных полупроводниках (ХСП) в связи с возможностью их практического использования [1]. Для понимания электронных процессов, происходящих в элементах памяти, необходимо знание основных характеристик переноса носителей заряда в этих материалах.

В данной работе приводятся результаты, полученные при исследовании наиболее важной характеристики переноса — дрейфовой подвижности носителей заряда в пленках ХСП состава $\text{Ge}_{20}\text{As}_{20}\text{S}_{60}$. Известно, что в ХСП системы $\text{Ge}-\text{As}-\text{S}$ наблюдаются большие фото- и термоиндуцированные изменения оптических параметров, которые обуславливают их применение в элементах оптической памяти [2].

Исследования проводились методом измерения времени пролета носителей заряда через образец [3]. Образцы для измерений имели структуру типа „сэндвич“. Пленки $\text{Ge}_{20}\text{As}_{20}\text{S}_{60}$ толщиной $\sim 2 \text{ мкм}$ напылялись в вакууме методом термического испарения, как описано в деталях в [2]. На стеклянные подложки предварительно наносился слой алюминия, который служил в качестве нижнего электрода. Верхним электродом служила напыленная в вакууме на слой $\text{Ge}_{20}\text{As}_{20}\text{S}_{60}$ полупрозрачная пленка алюминия. Вблизи верхнего электрода в образце создавалась избыточная концентрация носителей заряда с помощью сильно поглощаемого излучения азотного лазера ИЛГИ-503 с длиной волны 0.337 мкм и длительностью импульса $\sim 8 \text{ нс}$. К образцам прикладывалось

импульсное напряжение длительностью $\sim 1 \text{ мс}$ при наличии времени задержки $\sim 100 \text{ мкс}$ между моментами подачи напряжения и импульса излучения. Измерения проводились в режиме слабой инжекции, когда влиянием электрического поля дрейфующего пакета носителей заряда можно было пренебречь.

Проведенные исследования показали, что характерной особенностью импульсов фототока, наблюдаемых в исследованных составах, являлось равенство амплитуд и близкий вид зависимостей переходного фототока от времени $I(t)$, соответствующих дрейфу электронов и дырок. Зависимости $I(t)$ были типичны для дисперсионного переноса [4–6] и представляли собой продолжительный непрерывный спад тока во времени, из которых время пролета носителей заряда через образец (t_T) определялось по излому на кривых переходного фототока при их перестройке в двойном логарифмическом масштабе (рис. 1, а и 2, b).

Значение дрейфовой подвижности носителей заряда (μ) рассчитывалось из времени пролета по формуле [3–5]:

$$\mu = L/t_T F, \quad (1)$$

где L — толщина слоя, F — напряженность электрического поля.

На рис. 2 приведены зависимости дрейфовой подвижности электронов и дырок от приложенного напряжения, полученные в исследованных образцах. Как видно из рисунка, значения дрейфовых подвижностей электронов и дырок в пленках $\text{Ge}_{20}\text{As}_{20}\text{S}_{60}$ близки и при $F = 5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ и $T = 295 \text{ К}$ составляли $\mu_e \approx \mu_h \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$.

[¶] E-mail: Kazakova@mail.ioffe.ru

Как известно [4–6], в случае аномального дисперсионного переноса, который имеет место в условиях неустановившегося термодинамического равновесия между свободными носителями заряда и захваченными на распределенные по энергии локализованные состояния, зависимости переходного фототока от времени и дрейфовой подвижности от напряжения описываются степенными функциями вида

$$I(t) \sim \begin{cases} t^{-(1-\alpha_i)}, & t < t_T \\ t^{-(1+\alpha_f)}, & t > t_T \end{cases} \quad (2)$$

и

$$\mu(V) \propto V^{(1/\alpha)-1}, \quad (3)$$

где α_i , α_f и α — дисперсионные параметры ($0 < \alpha_i, \alpha_f, \alpha < 1$). Чем меньше величины параметров α_i и α_f , тем больше степень дисперсионности и тем сильнее размыт пакет дрейфующих носителей.

При аппроксимации функциями (2) и (3) установленных в эксперименте зависимостей $I(t)$ и $\mu(V)$ были определены значения дисперсионных параметров:

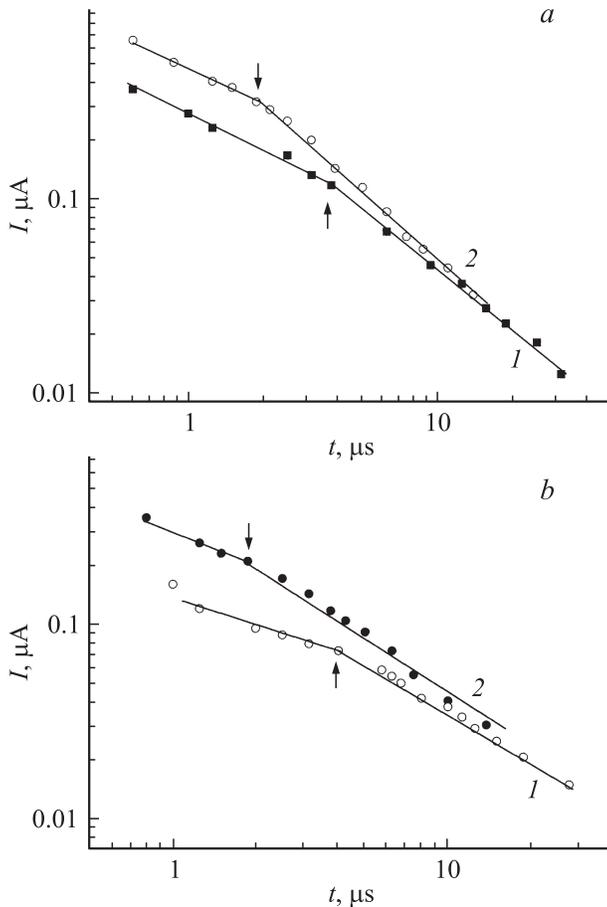


Рис. 1. Зависимость электронного (а) и дырочного (б) фототоков от времени в пленках $\text{Ge}_{20}\text{As}_{20}\text{S}_{60}$ толщиной 1.8 мкм при разных значениях приложенного напряжения V , В: а) 1 — 8, 2 — 11; б) 1 — 5, 2 — 9. $T = 295$ К. Стрелками обозначено время пролета носителей заряда через образец.

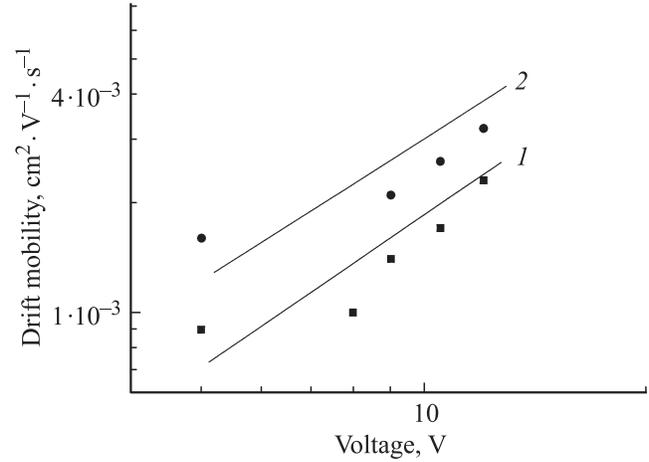


Рис. 2. Зависимость дрейфовой подвижности от приложенного напряжения для электронов (1) и дырок (2) в пленках $\text{Ge}_{20}\text{As}_{20}\text{S}_{60}$ толщиной 1.8 мкм. $T = 295$ К.

$\alpha_i = 0.4–0.6$, $\alpha_f = 0.1–0.3$ и $\alpha = 0.4–0.5$. Из полученных данных видно, что величины дисперсионных параметров α_i и α , определенные соответственно из спада тока при $t < t_T$ и из зависимости дрейфовой подвижности от напряжения, близки, а величина дисперсионного параметра α_f , определенная из спада тока при $t > t_T$, оказалась существенно ниже.

В соответствии с существующими представлениями о дисперсионном аномальном переносе [4–6] совпадение значений дисперсионных параметров α_i и α может указывать на наличие экспоненциального энергетического распределения плотностей локализованных состояний, контролирующих перенос носителей заряда в исследованном материале: $n(\varepsilon) \propto \exp(-\varepsilon/\varepsilon_0)$, где $\varepsilon_0 = (kT/\alpha)$ — характеристическая энергия распределения. Тот факт, что в исследованных пленках при комнатной температуре получены значения $\alpha_i \approx \alpha \approx 0.5$, позволил оценить величину характеристической энергии: $\varepsilon_0 \approx 0.05$ эВ.

Следует отметить что, согласно модели дисперсионного аномального переноса [4–6], дисперсия дрейфующего пакета носителей заряда, обусловленная захватом носителей на локализованные состояния, энергетическое распределение которых $n(\varepsilon)$ описывается экспоненциальной функцией, характеризуется следующим соотношением дисперсионных параметров: $\alpha_f = \alpha_i = \alpha$. Однако в результате анализа экспериментальных данных полученная нами величина α_f более низкая, чем α_i и α , что свидетельствует о большей степени дисперсионности пакета носителей заряда. Это обстоятельство может быть объяснено наличием добавочной дисперсии, связанной с распределением носителей заряда по подвижности вследствие присутствия неоднородностей в пленках ХСП [7].

Установленная в работе аналогия в характеристиках переноса электронов и дырок в пленках $\text{Ge}_{20}\text{As}_{20}\text{S}_{60}$ свидетельствует об одинаковой подвижности носителей

заряда обоих знаков. Этот результат указывает на существование симметричных хвостов плотности локализованных состояний, контролирующих перенос носителей заряда.

Возникновение таких хвостов плотности электронных состояний в запрещенной зоне вблизи краев разрешенных зон может быть обусловлено тем, что вследствие наличия Ge в ХСП разрешенные зоны образованы связывающими и антисвязывающими орбиталями [8]. В этом состоит отличие исследованного материала, например, от As_2S_3 , в котором верх валентной зоны сформирован орбиталями неподеленных пар халькогена [4,6,9,10], и, видимо, это является причиной монополярного (дырочного) дрейфа и преобладания в нем дырочной проводимости [4,6.11].

Список литературы

- [1] D. Strand. *J. Opt. Electron. Adv. Mater.*, **7**, 1679 (2005).
- [2] D. Arsova, E. Skordeva, V. Pamukchieva, E. Vateva. *J. Optoelectron. Adv. Mater.* **7**, 1250 (2005).
- [3] W.E. Spear. *J. Non-Cryst. Sol.*, **1**, 197 (1969).
- [4] Э.А. Лебедев, Л.П. Казакова. В сб.: *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, под ред. К.Д. Цэндина (СПб., Наука, 1996) с. 141.
- [5] G. Pfister, H. Scher. *Adv. Phys.*, **27**, 747 (1978).
- [6] Н.Ф. Мотт, Э.А. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982) [Пер. с англ.: N. Mott, E. Davis. *Electronic Processes in Non-Cryst. Solids*].
- [7] В.И. Архипов, Э.А. Лебедев, А.И. Руденко. *ФТП*, **15**, 712 (1981).
- [8] С.Д. Барановский, Г.А. Бордовский, Л.П. Казакова, Э.А. Лебедев, В.М. Любин, Н.А. Савинова. *ФТП*, **18**, 1016 (1984).
- [9] D. Vanderbilt, J.D. Joannopoulos. *Phys. Rev. B*, **23**, 2596 (1981).
- [10] I. Chen. *Phys. Rev. B*, **8**, 1440 (1973).
- [11] С.Д. Шутов, М.А. Иову, М.С. Иову. *ФТП*, **13**, 956 (1979).

Редактор Л.В. Беляков

Charge carrier transport in vitreous $Ge_{20}As_{20}S_{60}$ chalcogenide semiconductor films

L.P. Kazakova, K.D. Tsendin, E.A. Lebedev,
D. Arsova*, I.A. Obukhova⁺

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Institute of Solid State Physics
Bulgarian Academy of Sciences,
1784 Sofia, Bulgaria

⁺ SPbSLTA,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Charge carrier transport in $Ge_{20}As_{20}S_{60}$ thin films was investigated by the time-of-flight technique in the low injection regime at room temperature.

It was obtained that the drift mobilities for electrons and holes in $Ge_{20}As_{20}S_{60}$ films were close in magnitude: $\mu_e \approx \mu_h \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ at $T = 295 \text{ K}$; $F = 5 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$.

It was shown that the character of the time dependence of the photocurrent corresponding to charge carrier drift and of the drift mobility dependence on the voltage allowed us to use the model of anomalous dispersive transport.

Experimental data were explained within a model of carrier transport controlled by trapping into localized states, which have the exponential energy distribution near conduction and valence band edges with the characteristic energy $\sim 0.05 \text{ eV}$.