

05.2; 06.3

© 1993

ОПТИЧЕСКАЯ УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ
В ХАЛЬКОГЕНИДНОМ СТЕКЛЕ $TlAsSe_2$
В УФ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

В.А. Васильев, М.Е. Кумекоев,
Е.И. Теруков, В.Л. Аверьянов,
М.А. Тагирджанов

В [1] было показано, что в аморфных полупроводниках ($\alpha-Si:H$) наблюдается явление ударной ионизации, обусловленное горячими носителями заряда с избыточной энергией $\sim E_g$. Представляют интерес также исследования фотопроводимости и квантовой эффективности в другом классе полупроводников с неупорядоченной структурой, а именно в халькогенидных стеклах, с целью получения информации о релаксации и диссипации энергии горячих носителей заряда. Халькогенидное стекло $TlAsSe_2$ является типичным полупроводником с неупорядоченной структурой р-типа с $\sigma_t \sim 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ и обладает большой кратностью фотопроводимости (ФП) ($\sigma_\phi/\sigma_t \sim 10^4$) [2].

1. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования стационарной ФП пленочных структур $Cr-TlAsSe_2-Cr$ с планарным расположением электродов в спектральном диапазоне $\hbar\omega = 1.2-6.3$ эВ. Обнаружено, что в УФ области спектра $\hbar\omega > 3.5$ эВ имеет место заметный рост фототока от $\hbar\omega$, а следовательно, увеличение квантовой эффективности внутреннего фотоэффекта, что обусловлено ударной ионизацией носителей заряда в УФ области спектра.

2. Пленочные структуры $Cr-TlAsSe_2-Cr$ были получены путем термического напыления стекла $TlAsSe_2$ на диэлектрическую подложку с последующим нанесением пленки Cr толщиной $\sim 1000 \text{ \AA}$. Затем была проведена фотолитография и получена гребенчатая структура с расстоянием между электродами 14 мкм. Для измерения спектральной зависимости фототока (i_ϕ) пленки облучались монохроматическим светом от галогенной лампы накаливания в диапазоне энергий фотонов 1.1-3.5 эВ и в диапазоне энергий 3.0-6.3 эВ от H_2+D_2 -лампы со средним потоком фотонов $N \sim 10^{11}-10^{12}$ фотон \cdot с/см 2 . Для точного учета числа поглощенных фотонов измерялся также спектр коэффициента отражения $R(\hbar\omega)$ в диапазоне энергий фотонов 1.4-6.3 эВ. Все исследования проведены при комнатной температуре.

3. На рис. 1 представлена типичная спектральная характеристика стационарного фототока для структур $Cr-TlAsSe_2-Cr$. Как видно из рисунка, спектр фототока имеет сложную форму; при увеличении $\hbar\omega$ сначала наблюдается резкий рост фототока, обусловлен-

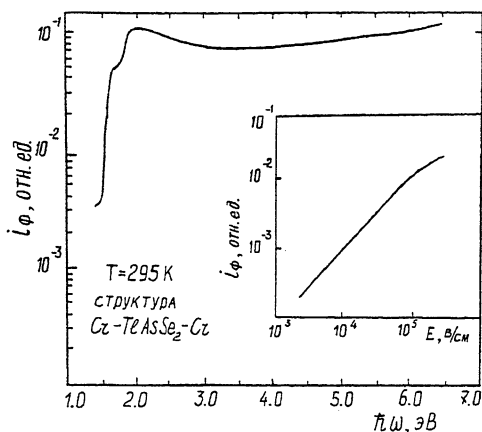


Рис. 1. Спектральная зависимость фототока структур $\text{Cr-TeAsSe}_2\text{-Cr}$ при $T = 295\text{ K}$ и $E = 10^4\text{ В/см}$. На вставке - зависимость величины i_ϕ от напряженности электрического поля при облучении структуры фотонами с $\hbar\omega = 5\text{ эВ}$.

ный ростом коэффициента поглощения (α) в области энергий фотонов $1.3\text{--}2.0\text{ эВ}$. Затем имеет место небольшое падение фототока в области $\hbar\omega = 2.0\text{--}3.0\text{ эВ}$, а начиная с $\hbar\omega \geq 3.6\text{ эВ}$ величина i_ϕ увеличивается вплоть до 6.3 эВ . Красная граница фоточувствительности позволяет оценить ширину запрещенной зоны (E_g), которая составляет $\sim 1.4\text{ эВ}$, что хорошо согласуется с данными, полученными на объемных образцах [2]. На вставке рис. 1 приведена зависимость величины i_ϕ от напряженности электрического поля при облучении квантами света с $\hbar\omega = 5\text{ эВ}$; видно, что $i_\phi \sim E^1$ вплоть до полей 10^5 В/см . Квантовая эффективность внутреннего фотоэффекта (η), как известно, определяется $\alpha(\hbar\omega)$, $R(\hbar\omega)$ и $\mu\tau$. В области энергий фотонов $2.0\text{--}6.3\text{ эВ}$ нами была вычислена величина $\eta(\hbar\omega)$ (рис. 2, а) с учетом величины $R(\hbar\omega)$, представленной на рис. 2, б, величины $\alpha(\hbar\omega) = 10^6\text{ см}^{-1}$ и при допущении, что $\mu\tau = \text{const}^1$ в спектральном диапазоне $2.0\text{--}6.3\text{ эВ}$.

Как видно из рис. 2, а величина $\eta(\hbar\omega)$ в области энергий фотонов $2.0\text{--}3.5\text{ эВ}$ практически равна 1 электрон/фотон. При увеличении энергии фотонов $\eta(\hbar\omega)$ увеличивается и достигает величины $\eta = 1.36$ электрон/фотон при $\hbar\omega = 6.0\text{ эВ}$. Ход полученной

¹ В области большого коэффициента поглощения ($\alpha \sim 10^6\text{ см}^{-1}$) величина τ уменьшается из-за поверхностной рекомбинации. В то же время μ , возможно, может увеличиться, но не настолько, как уменьшается τ . Это приводит к тому, что произведение $\mu\tau$ в зависимости от увеличения энергии фотонов, вероятно, уменьшается, а величина $\eta(\hbar\omega)$ еще больше увеличивается.

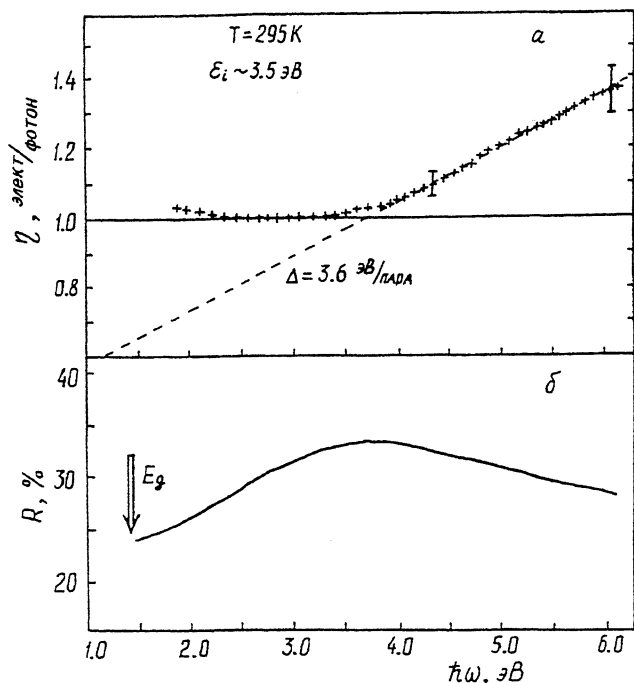


Рис. 2. Спектральная зависимость квантовой эффективности внутреннего фотоэффекта в структуре $\text{Cr-TlAsSe}_2\text{-Cr}$ (а) и $R(\hbar\omega)$ (б) при $T = 295\text{ K}$.

спектральной зависимости $\eta(\hbar\omega)$ позволяет утверждать, что в стекле TlAsSe_2 имеет место процесс оптической ударной ионизации и этот процесс имеет пороговый характер при энергии фотонов $\epsilon_i > 3.5\text{ eV} \sim 2.5 E_g$ (в аморфном кремнии $\alpha\text{-Si:H}$ величина $\epsilon_i > 3.6\text{ eV} \sim 2 E_g$ [1]). Наличие порога увеличения $\eta(\hbar\omega)$ означает, что при энергиях квантов возбуждающего света, равной или большей пороговой, фотодырка (или фотоэлектрон) приобретает кинетическую энергию, достаточную для ионизации еще одной $(e-h)$ пары. Другой важной характеристикой ударной ионизации является величина средней энергии образования $(e-h)$ пары (Δ_i), определенной по наклону зависимости $\eta(\hbar\omega)$ (пунктирная прямая на рис. 2, а) и равна 3.6 eV/пара . Эта величина отражает конкуренцию между процессами ударной ионизации и другими процессами диссипации энергии горячих носителей заряда.

4. Оптическая ударная ионизация в полупроводниках, как известно из [3], определяется эффективными массами носителей заряда, процессами их термализации и особенностями зонной структуры. В аморфных полупроводниках квази-импульс является „плохим“ квантовым числом и нет обратной решетки, поэтому процесс ударной ионизации определяется, в основном, законом сохранения энер-

гии и процессами термализации носителей заряда. Энергия порога ударной ионизации в $TlAsSe_2$ составляет $\varepsilon_i > 3.5$ эВ $\sim 2.5 E_g$, что свидетельствует о распределении энергии кванта света между электроном и дыркой. Так как $TlAsSe_2$ является полупроводником р-типа и длины свободного пробега носителей заряда в этом материале малы ($\sim 50 \text{ \AA}$), ударная ионизация, вероятно, определяется носителем, имеющим большую подвижность, а именно дырками ($\mu_h > \mu_e$ в 2 раза [4]).

Таким образом, кванты света с $\hbar\omega > 3.5$ эВ создают $e-h$ пару на $\sigma-\sigma^*$ орбиталях. Структура валентной зоны халькогенидного стекла является сложной - она состоит из состояний ковалентных связей (σ -связи), а верх валентной зоны из состояний неподеленных пар $Se(\pi$ -связи). Горячая дырка, имея избыточную энергию $\sim E_g$, может путем столкновений в валентной зоне породить еще одну ($e-h$) пару из π -орбиталей Se , что приводит к увеличению $\eta > 1$ при энергиях квантов $\varepsilon_i > 3.5$ эВ.

Авторы выражают благодарность А.С. Волкову, В.И. Иванову-Омскому и В.Е. Челнокову за поддержку и интерес к данной работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А т а е в Ж., В а с и л ь е в В.А., В о л к о в А.С., К у м е к о в М.Е., Т е р у к о в Е.И., Ш в е д к о в И.В. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 3, С. 81-84; ФТП 1991. Т. 25. В. 8. С. 1350-1354.
- [2] К о л о м и е т с В.Т., L y u b i n V.M. // Phys. Stat.Sol(a).1073.V. 17. P. 11-46.
- [3] Н о d g k i n s o n R.J. // Proc. Phys. Soc. 1963. V. 82. N 6. P. 1010-1019.
- [4] И в к и н Е.Б., К о л о м и е ц Б.Т., Л е б е д е в Э.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964. Т. 28. В. 8. С. 1288-1290.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию
30 марта 1993 г.