

ИНЖЕКЦИЯ И ПЕРЕНОС ДЫРОК В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{Se}/\text{As}_2\text{Se}_3$

Андриев А. М., Акимова Е. А., Берил С. И., Верлан В. И.

Приводятся результаты исследований фотоинъекции дырок в гетероструктуре $\text{Se}/\text{As}_2\text{Se}_3$ методом нестационарных фототоков. Наблюдается эффективная инжекция дырок из селена в селенид мышьяка с коэффициентом инжекции, равным 0.15, в электрическом поле 2.5×10^5 В/см. В области температур 20—50 °С и полей 10^3 — 10^5 В/см перенос инжектированных в селенид мышьяка дырок является нормальным, что обусловлено инжекционными свойствами границы раздела $\text{Se}/\text{As}_2\text{Se}_3$. Механизм переноса в селениде мышьяка близок к механизму Пула—Френкеля, инжекция дырок через границу раздела $\text{Se}/\text{As}_2\text{Se}_3$ может быть описана механизмом Ричардсона—Шоттки.

Проблема транспорта носителей заряда в некристаллических полупроводниках и в гетероструктурах на их основе представляет интерес как с практической, так и с теоретической точек зрения. Транспорт в многослойных структурах в настоящее время мало изучен и находится в центре внимания исследователей. Целью настоящей работы является исследование переноса носителей заряда через границу раздела двух материалов в условиях инжекции фотовозбужденных носителей. Для этого была выбрана гетероструктура $\text{Se}/\text{As}_2\text{Se}_3$, в которой рассматривался транспорт инжектированных из селена в селенид мышьяка дырок.

Образцы для исследований представляют собой гетероструктуры (ГС) $\text{SnO}_2/\text{Se}/\text{As}_2\text{Se}_3/\text{Al}$, полученные последовательным термическим напылением в вакууме слоев Se , As_2Se_3 и Al при комнатной температуре на подложки, покрытые слоем SnO_2 [1]. Для ограничения токов темновой инжекции между нижним электродом и слоем Se наносился барьерный слой из высокоомного диэлектрика, прозрачного в УФ области. Параллельно в одном технологическом цикле с изготовлением всей ГС получались отдельные слои Se и As_2Se_3 , характеристики которых сравнивались с характеристиками ГС. Неравновесные носители генерировались в Se импульсом сильнопоглощаемого света ($\lambda=0.34$ мкм) от азотного лазера ЛГИ-21. При положительной полярности на освещенном электроде (SnO_2) в ГС происходит перенос дырок, фотовозбужденных в Se через слой As_2Se_3 . Фототок при обратной полярности, соответствующий транспорту электронов, пренебрежимо мал в сравнении с дырочным током.

Типичные осциллограммы переходного фототока в исследуемой ГС и в слое As_2Se_3 показаны на рис. 1, а, б. Из сравнения данных осциллограмм видно, что плотность тока в ГС на 2 порядка выше, чем в отдельном слое As_2Se_3 , что говорит о наличии в данной структуре эффективной инжекции дырок из Se в As_2Se_3 . На осциллограммах нестационарных фототоков ГС можно выделить участок быстрого спада, соответствующий переносу дырок в Se , и участок, состоящий из плато и последующего медленного спада, который соответствует переносу в As_2Se_3 . Время пролета центра тяжести «пакета» дырок τ_{np} в слое As_2Se_3 определяется на втором участке по точке перегиба, которая отделяет плато тока от последующего его спада. По той же точке перегиба (рис. 1) определяется плотность квазистационарного тока j_s . Плато на осциллограммах переходных фототоков свидетельствует о переносе пакета носителей с постоянной скоростью, т. е. о наличии нормального переноса в слое As_2Se_3 . Из аналогичной осциллограммы для отдельного слоя As_2Se_3 видно, что плато отсутствует, т. е. транспорт

дисперсионный. Дисперсионный перенос дырок в As_2Se_3 наблюдался большинством исследователей [2], тогда как нормальный транспорт был обнаружен только при определенных условиях, как, например, в [3, 4]. В нашем эксперименте инжекция дырок из Se влияет, по-видимому, на механизм переноса в As_2Se_3 , который становится нормальным.

На рис. 2 приведены полевые зависимости дрейфовой подвижности дырок μ и проводимости $\sigma = j_s/E$ в As_2Se_3 при разных температурах, где μ рассчитывалась по формуле $\mu = L/\tau_{np}E$ (L — толщина слоя As_2Se_3 , E — напряженность

электрического поля, j_s и τ_{np} указаны на рис. 1). Как видно из рис. 2, зависимости $\lg \sigma (E^{1/2})$ и $\lg \mu (E^{1/2})$ являются линейными.

На рис. 3 приведены температурные зависимости μ и σ при различных полях, виден активационный характер данных зависимостей. Подобные полевые и температурные зависимости μ и σ характерны, как известно, для механизмов Пула—Френкеля и Ричардсона—Шоттки и могут быть представлены в виде

$$\mu = \mu_0 \exp [-(\epsilon_\mu - \beta_\mu \sqrt{E})/(kT)], \quad (1)$$

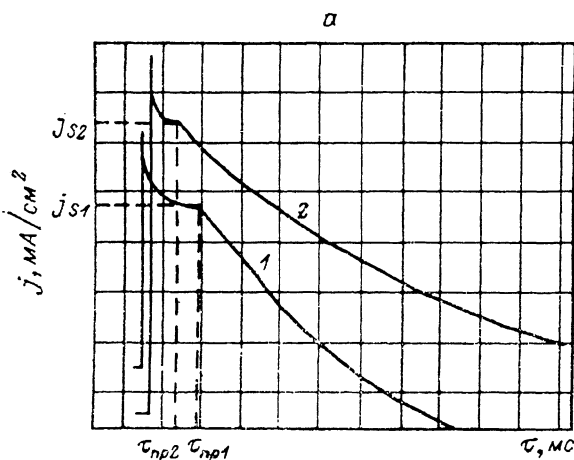
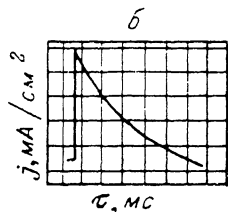
$$\sigma = \sigma_0 \exp [-(\epsilon_\sigma - \beta_\sigma \sqrt{E})/(kT)], \quad (2)$$

Рис. 1. Осциллограммы переходных фототоков ГС $SnO_2/Se/As_2Se_3/Al$ (а) и структуры $SnO_2/As_2Se_3/Al$ (б).

а) $U_{об}$, В: 1—2,5, 2—5; j , A/cm^2 дел: 1— $1 \cdot 10^{-6}$, 2— $2 \cdot 10^{-6}$; $\tau_{раз} = 1$ мс/дел;
б) $U_{об} = 5$ В; $j = 2 \cdot 10^{-8}$ A/cm^2 дел; $\tau_{раз} = 5$ мс/дел.

где ϵ_μ и ϵ_σ — энергии активации дрейфовой подвижности и проводимости при нулевой напряженности электрического поля, равные в нашем эксперименте 0.22 и 0.52 эВ соответственно, β_μ и β_σ — полевые коэффициенты μ и σ соответственно, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, μ_0 и σ_0 — не зависящие от температуры и поля предэкспоненциальные множители. Теоретическое значение коэффициента β_μ в модели Пула—Френкеля $\beta_\mu = \sqrt{e/(\pi\epsilon_0 e)}$ (где e — заряд электрона, ϵ_0 и ϵ — диэлектрические проницаемости вакуума и As_2Se_3 соответственно) равно $1.6 \cdot 10^{-4}$ эВ·(см/В)^{1/2}. Экспериментальное значение находится в пределах от $1.2 \cdot 10^{-4}$ при 25 °С до $1.0 \cdot 10^{-4}$ эВ·(см/В)^{1/2} при 50 °С. Сравнение теоретического и экспериментальных значений указывает на то, что перенос в As_2Se_3 близок к механизму Пула—Френкеля. Отметим, что с ростом температуры от 25 до 50 °С β_μ уменьшается на 20 %. Это, по-видимому, связано с тем, что при повышении температуры влияние объема As_2Se_3 на транспорт дырок уменьшается.

Подвижность дырок в As_2Se_3 , измеренная в условиях инжекции дырок из Se, равна $1 \cdot 10^{-5}$ см²/В·с (в поле $\sim 10^3$ В/см). Энергия активации подвижности в этом случае составляет 0.22 эВ. Для слоев As_2Se_3 значение подвижности дырок, определенное по той же методике, составляет величину порядка $1 \cdot 10^{-6}$ см²/В·с с энергией активации 0.52 эВ. Тот факт, что энергия активации подвижности уменьшается более чем в 2 раза, тогда как подвижность при этом возрастает только на порядок, может быть связан с различием в величине пред-



экспоненциального множителя подвижности, зависящего от концентрации центров захвата на уровнях 0.52 и 0.22 эВ. Если учесть, что зависимости $\mu(E, T)$ и $\sigma(E, T)$ аналогичны, т. е. отмечены корневая зависимость от поля и активационная зависимость от температуры, и что $\sigma = e p_{in} \mu$ (где p_{in} — концентрация инжектированных носителей), то можно предположить подобную полевую и температурную зависимости для концентрации инжектированных из Se в As_2Se_3 дырок $p_{in}(E, T)$:

$$p_{in} = p_0 \exp [-(\epsilon_p - \beta_p \sqrt{E}) / (kT)], \quad (3)$$

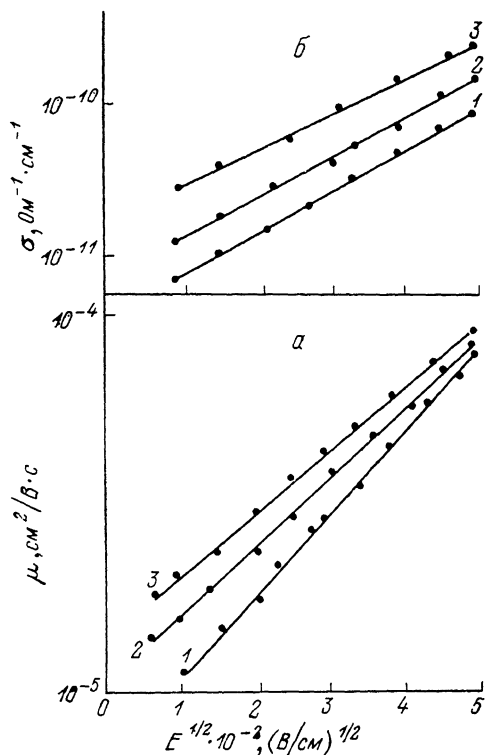


Рис. 2. Полевые зависимости дрейфовой подвижности μ (а) и проводимости σ (б) селенида мышьяка в ГС $SnO_2/Se/As_2Se_3/Al$.

$T, ^\circ C$: 1 — 25, 2 — 35, 3 — 50.

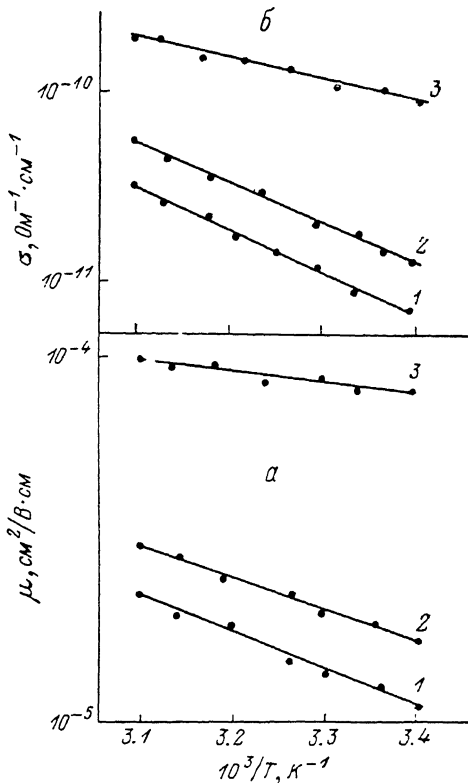


Рис. 3. Температурные зависимости дрейфовой подвижности μ (а) и проводимости σ (б) селенида мышьяка в ГС $SnO_2/Se/As_2Se_3/Al$.

$E, V/cm$: 1 — 10^4 , 2 — 10^5 , 3 — $2.5 \cdot 10^5$.

где p_0 — концентрация дырок, генерированных светом в Se. Величина $\Delta\epsilon_p = \epsilon_p - \beta_p \sqrt{E}$ характеризует потенциальный барьер для дырок на границе Se/As_2Se_3 (ϵ_p и β_p — параметры барьера, которые могут быть выражены соотношениями $\epsilon_p = \epsilon_s - \epsilon_\mu$, $\beta_p = \beta_s - \beta_\mu$). Теоретическое значение $2\beta_p = [e / (\epsilon_0 \epsilon_1 (\epsilon_1 + \epsilon_2) (\epsilon_2 - \epsilon_1))]^{1/2}$, где $\epsilon_1 = 6$ и $\epsilon_2 = 9$ — диэлектрические проницаемости Se и As_2Se_3 соответственно, равно $0.67 \cdot 10^{-4}$ эВ·(см/В) $^{1/2}$; экспериментальное значение составляет 0.8×10^{-4} эВ·(см/В) $^{1/2}$, что свидетельствует в пользу механизма Ричардсона—Шоттки. Из экспериментальных результатов получены следующие оценки инжекционного барьера $\Delta\epsilon_p$ и коэффициента инжекции $\eta = p_{in}/p_0$: $\Delta\epsilon_p = 0.16$ эВ, $\eta = 2.1 \cdot 10^{-3}$ при $E = 10^4$ В/см и $\Delta\epsilon_p = 0.05$ эВ, $\eta = 1.5 \cdot 10^{-1}$ при $E = 2.5 \cdot 10^5$ В/см. Образование потенциального барьера для дырок $\Delta\epsilon_p$ на границе Se/As_2Se_3 обусловлено, по-видимому, изгибом края валентной зоны в Se вниз, что согласуется с полевой зависимостью величины барьера: с ростом поля (положительный потенциал на Se) величина барьера уменьшается. Сравнение характеристик инжекции исследованной нами структуры, содержащей границу раздела

Se/As₂Se₃, с аналогичными характеристиками других структур (Se/ПВК, As—Se—Te/Se [5], где $\eta=10^{-4}$) свидетельствует о высокой эффективности инжекции дырок через барьер на границе раздела Se/As₂Se₃ ($\eta=10^{-1}$).

Л и т е р а т у р а

- [1] Андрияш А. М., Акимова Е. А., Верлан В. И. Фотоэлектрические свойства гетероструктуры Se/As₂Se₃. — В кн.: Тез. докл. Всес. конф. «Стеклообразные полупроводники». Л., 1985, с. 383—384.
- [2] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах, т. 2. М., 1982. 858 с.
- [3] Коломиец Б. Т., Лебедев Э. А., Казакова Л. П. Особенности переноса носителей заряда в стеклообразном As₂Se₃. — ФТП, 1978, т. 12, в. 9, с. 1771—1776.
- [4] Коломиец Б. Т., Лебедев Э. А., Казакова Л. П. Гауссовский и дисперсионный перенос носителей заряда в стеклообразном As₂Se₃. — В кн.: Сб. докл. конф. «Аморфные полупроводники-78». Прага, 1978, с. 313—315.
- [5] Fujimaki Y., Shimizu J., Kokado H. — Japan. J. Appl. Phys., 1984, v. 20, N 1, p. 119—125.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кипинев

Получена 28.03.1986
Принята к печати 21.07.1987