

Влияние образования горячих экситонов на квантовую эффективность коротковолнового фотоэлектропреобразования в полупроводниках $A^{III}B^V$

© Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, О.И. Оболенский, Е.А. Поссе

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

Рассмотрен новый экситонный механизм уменьшения квантовой эффективности процесса фотоэлектропреобразования в поверхностно-барьерных структурах. Этот механизм заключается в образовании горячих экситонов, обладающих большой энергией ионизации и не подверженных влиянию барьерного электрического поля. На основе предложенной ранее модели флюктуационных ловушек из экспериментальных данных выделена в явном виде и проанализирована спектральная зависимость потерь горячих фотоносителей. Эта зависимость имеет два участка резкого роста, которые обусловлены формированием экситонов в L - и X -долинах полупроводника.

Поверхностно-барьерные структуры на основе полупроводников $A^{III}B^V$ широко используются в качестве детекторов инфракрасного, видимого и ультрафиолетового света. Однако их чувствительность заметно понижается с ростом энергии детектируемого фотона [1] (см. также рис. 1). Обычно спад чувствительности связывается в литературе с влиянием поверхностной рекомбинации и/или термоэмиссии (см., например, [2]).

В настоящей работе предлагается новый механизм уменьшения фоточувствительности поверхностно-барьерных структур, т.е. уменьшения квантовой эффективности процесса фотоэлектропреобразования (ФЭП).

Наше рассмотрение основано на разделении потерь термализованных и горячих фотоносителей. Используя измерения температурной, полевой и спектральной зависимостей квантовой эффективности ФЭП и модель флюктуационных ловушек [3,4], мы можем в явном виде выделить потери горячих фотоносителей. На рис. 1 представлена зависимость коэффициента потерь горячих фотоносителей от энергии фотона для структуры Ni-n-GaAs. Эта зависимость имеет ступенчатый характер и содержит два участка быстрого роста. Мы полагаем, что эти особенности есть следствие образования горячих экситонов в слое объемного заряда структуры. В k -пространстве существуют две большие области, где дно зоны проводимости и потолок валентной зоны идут почти параллельно друг другу (рис. 2). Эти области определяют наличие двух широких пиков поглощения арсенида галлия. Поскольку зона проводимости и валентная зона параллельны друг другу, то рождающиеся при поглощении фотона электрон и дырка движутся в пространстве в одном направлении, благодаря чему они легко связываются в горячий экситон. Сравнение рис. 1 и 2 позволяет оценить энергию ионизации экситона в несколько сотен meV. Столь сильно связанный экситон имеет большую длину свободного пробега и практически не диссоциирует в барьерном электрическом поле. Таким образом, горячий экситон способен улететь в металл или квазинейтральную толщину полупроводника и там рекомбинировать, не дав вклада в фототок.

Выделение потерь горячих фотоносителей производится на основании модели флюктуационных ловушек [3]. Квантовая эффективность ФЭП γ представляется как произведение трех сомножителей:

$$\gamma = (1 - R)(1 - \delta_{hot})(1 - \delta_{therm}), \quad (1)$$

где R — коэффициент отражения, δ_{hot} и δ_{therm} — коэффициенты потерь горячих и термализованных носителей, соответственно. Каждый из сомножителей в (1) сопоставляется с одним из трех основных этапов процесса ФЭП. Вероятность того, что фотон поглотится в полупроводнике равна $(1 - R)$; вероятность того, что рожденная

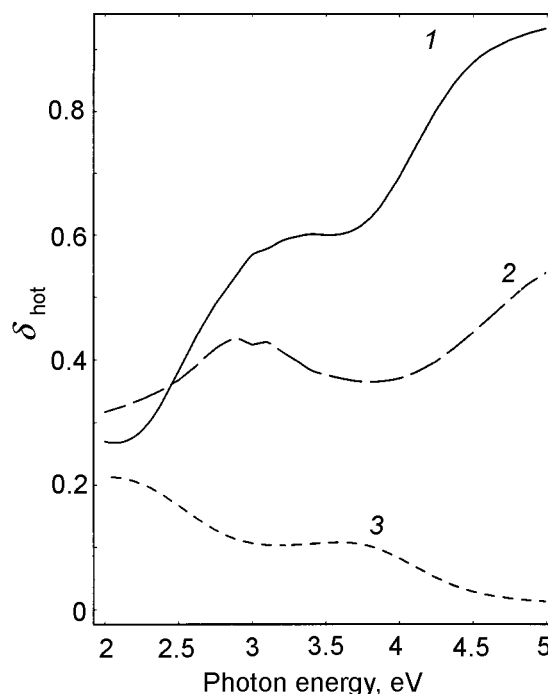


Рис. 1. Зависимость коэффициента потерь горячих носителей δ_{hot} от энергии фотонов $h\nu$ в структуре Ni-n-GaAs (1). Представлены также спектральная зависимость квантовой эффективности ФЭП γ (3) и коэффициента отражения R (2).

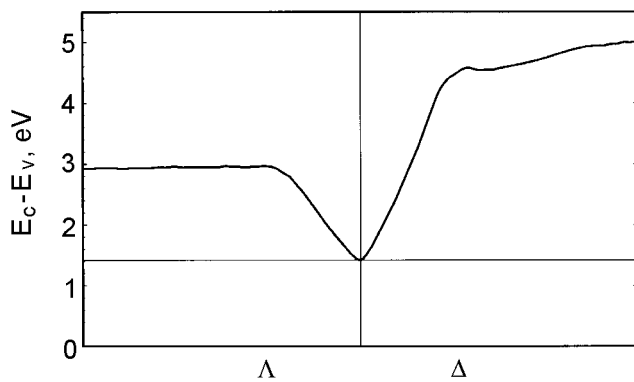


Рис. 2. Ширина запрещенной зоны арсенида галлия как функция квазиволнового вектора \mathbf{k} в Λ - и Δ -направлениях.

электрон-дырочная пара термализуется в слое объемного заряда, т.е. станет подверженной действию барьерного электрического поля, равна $(1 - \delta_{\text{hot}})$; вероятность того, что термализованные электрон и дырка разделятся барьерным полем и дадут вклад в фототок, равна $(1 - \delta_{\text{therm}})$.

В модели флюктуационных ловушек предполагается, что в слое объемного заряда структуры существуют флюктуации дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, которые служат ловушками для термализованных электронов и дырок одновременно. Пойманные в ловушки фотоносители быстро рекомбинируют, не давая вклада в фототок.

В случае статистики Больцмана,

$$1 - \delta_{\text{therm}} = e^{-\frac{E(\mathcal{E})}{kT}}, \quad (2)$$

и

$$\gamma = (1 - R)(1 - \delta_{\text{hot}})e^{-\frac{E(\mathcal{E})}{kT}}. \quad (3)$$

Зависимость энергии локализации E носителей в ловушке от барьерного поля \mathcal{E} может быть записана в виде

$$E(\mathcal{E}) = E_0 - [W(\mathcal{E}) - W(\mathcal{E}_0)], \quad (4)$$

где $E_0 = 22 \text{ meV}$ энергия локализации при отсутствии смещения на структуре, когда барьерное электрическое поле $\mathcal{E}_0 = 15 \text{ kV/cm}$, значение E_0 определяется из температурной зависимости квантовой эффективности ФЭП; $W(\mathcal{E})$ — уровень носителя заряда в ловушке, измеренный относительно дна ловушки. Для нахождения $W(\mathcal{E})$ мы использовали грубое приближение треугольной потенциальной ямы

$$W(\mathcal{E}) = \xi_1 \left(\frac{\hbar^2 e^2}{2m} \mathcal{E}^2 \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (5)$$

где $\xi_1 \approx 2.34$ — первый нуль функции Эйри.

Сравнение с экспериментом показывает, что модель флюктуационных ловушек, несмотря на свою простоту, способна достаточно хорошо описать температурную и полевую зависимости квантовой эффективности ФЭП.

Объединение этой модели с представлением о формировании горячих экситонов в слое объемного заряда позволяет полностью объяснить имеющиеся экспериментальные данные.

Список литературы

- [1] Photodiodes. Hamamatsu Photonics K.K. Catalog (1996). P. 34.
- [2] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП **25**, 11, 1922 (1991).
- [3] Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, О.И. Оболенский, Е.А. Поссе, Б.В. Царенков. ФТП **31**, 5, 563 (1997).
- [4] Т.А. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, О.И. Оболенский, Е.А. Поссе. ФТП, **31**, 10, 1225 (1997).