

## КОРОТКОВОЛНОВАЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР GaAs

Гольдберг Ю. А., Львова Т. В., Мезрин О. А., Трошков С. И.,  
Царенков Б. В.

Представлены результаты экспериментальной проверки теории баллистического и квазибаллистического транспорта горячих фотоэлектронов из полупроводника в металл в поверхностно-барьерных структурах на примере Au—GaAs. Спектры фоточувствительности этих структур с разной концентрацией легирования полупроводника хорошо совпадают с теоретическими расчетами, выполненными в рамках модели баллистического и квазибаллистического транспорта.

На основе проведенных исследований был предложен путь увеличения квантовой эффективности в коротковолновой области спектра. Он заключается в дополнительном легировании полупроводника глубокими центрами.

1. В последнее время возрос интерес к фотоприемникам ультрафиолетового (УФ) диапазона. Поскольку глубина поглощения УФ излучения в полупроводниках мала (1000—200 Å), активная область фотоприемника должна находиться вблизи поверхности полупроводника. Поэтому наиболее перспективными приборами в этом спектральном диапазоне являются фотоприемники на основе структур металл—полупроводник. Световой поток в таких структурах поглощается непосредственно в слое объемного заряда, что благоприятно сказывается на разделении контактным полем рожденных электронно-дырочных пар: фотоэлектроны «уносятся» в полупроводник, а фотодырки «всплывают» в металл.

Основным механизмом потерь в коротковолновой области является заброс рожденных фотоэлектронов в металл с последующей их рекомбинацией с фотодырками.

При расчете квантовой эффективности обычно используется диффузионный подход [1, 2]. Предполагается, что рождающийся фотоэлектрон термализован (т. е. находится на дне зоны проводимости) и только за счет диффузии против контактного поля может попасть в металл. В расчете не учитываются ни фаза нагрева фотоэлектрона, ни фаза его остывания.

Однако известно, что за счет диффузии электроны могут эффективно преодолеть потенциальный барьер высотой не более теплового потенциала, а эффективная длина, на которой потенциал вблизи поверхности полупроводника изменяется на величину теплового потенциала (полевая длина), равна

$$l_E = kT/E_m,$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $E_m$  — максимум контактного потенциала. Поэтому эффективно «вытягиваться» в металл могут только фотоэлектроны, рожденные вблизи поверхности в слое толщиной  $l_E$ . Для GaAs с различной концентрацией ионизованных доноров ( $N_d$ ) полевая длина составляет

$$l_E = \begin{cases} 1000 \text{ \AA} & \text{при } N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}, \\ 100 \text{ \AA} & \text{при } N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}, \end{cases}$$

т. е. длина, с которой электроны вытягиваются в металл, для  $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , например, оказывается меньшей, чем глубина поглощения света в ультра-

фиолетовой области спектра. Поэтому «завал» спектральной характеристики в УФ должен быть мал, что противоречит эксперименту.

В работе [3] предложена новая модель расчета квантовой эффективности, которая предполагает, что спад эффективности в коротковолновой области связан с квазибаллистическим транспортом горячих (нетермализованных) фотоэлектронов в металл.

Цель настоящей работы — определить механизм спада коротковолновой фоточувствительности поверхностно-барьерных структур (на примере Au—GaAs) и, зная его, найти пути повышения квантовой эффективности в этой области спектра.

В отличие от диффузионной в баллистической модели [3] учитывается то, что рожденные в коротковолновой области (2—4 эВ) фотоэлектроны имеют энергию в зоне проводимости 0.4—2 эВ. Так как глубина поглощения света 200—1000 Å, а длина свободного пробега таких фотоэлектронов до испускания оптического фотона 20—100 Å, в процессе остывания (т. е. при испускании 10—50 оптических фотонов) горячий фотоэлектрон может за счет квазибаллистического транспорта свободно преодолеть контактный барьер, двигаясь против поля. Попав в металл, такой фотоэлектрон практически не может выйти в полупроводник. Он быстро остывает в металле и рекомбинирует с «всплывающей» туда фотодыркой. Такая фотопара не дает вклада в фототок и ответственна за потери коротковолновой фоточувствительности. На рис. 1 приведена энергетическая диаграмма поверхностно-барьерной структуры (штриховыми стрелками изображен транспорт горячих фотоэлектронов в металл).

По этой модели был проведен расчет спектральной чувствительности структур Au—GaAs методом Монте-Карло в трехдолинной модели зоны проводимости с учетом всех основных механизмов рассеяния фотоэлектронов: на полярных и неполярных оптических фотонах, на акустических фотонах, на ионизованных атомах примеси; учтены также междолинные переходы электронов.

2. Результаты расчета спектра внутренней квантовой эффективности  $Q_i = 1 - q_c - q_h$  (где  $q_c$  — потери горячих фотоэлектронов,  $q_h$  — рекомбинационные потери фотодырок) по трехдолинной модели показаны на рис. 2, а, б. Однако в трехдолинной модели плохо учитывается закон дисперсии электронов в зоне проводимости с энергией, большей 0.8 эВ. Поэтому для оценки корректности расчета транспорта носителей с энергией в зоне проводимости  $E > 0.8$  эВ была использована следующая процедура. Предполагалось, что рожденный высоко в зоне проводимости электрон мгновенно остывает в точке рождения до энергии 0.8 эВ, и далее рассматривался транспорт этого электрона в рамках трехдолинной модели. Это предположение физически эквивалентно тому, что эффективная масса электрона в зоне проводимости с  $E > 0.8$  эВ становится бесконечно большой. Такой расчет дает верхнюю границу квантовой эффективности в коротковолновой области (рис. 2, б, штриховые линии).

Достоинством предложенной модели расчета является отсутствие подгоночных параметров, таких как скорость поверхностной рекомбинации, которые использовались в предыдущих моделях.

В длинноволновой области спектра коэффициент поглощения света невелик, и значительная часть носителей заряда генерируется уже за слоем объемного заряда. Поэтому появляются рекомбинационные потери в объеме —  $q_v$ , в результате которых часть фотодырок не доходит до границы раздела (рис. 2, а, штрихпунктирные линии).

Результаты расчета показывают следующее: а) транспорт горячих фотоэлектронов должен привести к сильному уменьшению квантовой эффективности в области  $h\nu > 2.6$  эВ; б) с ростом концентрации электронов и, следовательно, электрического поля коротковолновая фоточувствительность должна увеличиваться; в) в результате наложения двух типов потерь ( $q_c$ ,  $q_h$ ) в длинноволновой области с ростом концентрации максимум фоточувствительности должен сдвигаться в сторону больших  $h\nu$ .

3. Экспериментальная проверка теории [3] была проведена на поверхностно-барьерных структурах Au—GaAs. Исходный материал — эпитаксиальный n-GaAs, специально не легированный, но содержащий примеси-спутники

с концентрацией электронов  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , и GaAs, выращенный по методу Чохральского и легированный Te или Sn до концентрации электронов  $10^{16} - 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Часть эпитаксиальных кристаллов с  $n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  была дополнительно легирована глубокой примесью кислорода (концентрация глубоких центров  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ).

На одной стороне пластины создавался омический контакт сплавлением In, а на другой — светопроницаемый барьерный контакт химическим осаждением Au.

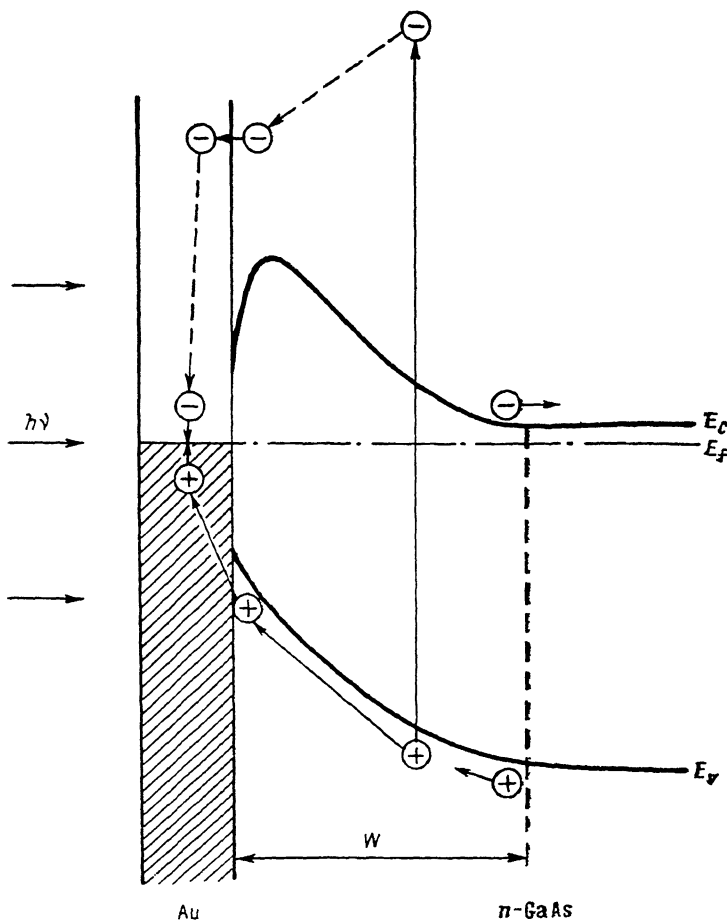


Рис. 1. Энергетическая диаграмма поверхностно-барьерной структуры Au—GaAs.

Штриховыми стрелками показан транспорт горячих фотоэлектронов в металл.

Изучалась спектральная характеристика фототока короткого замыкания этих структур при энергии фотонов 2—4 эВ (рис. 3, точки).

Для сравнения эксперимента с теорией необходимо учесть потери света связанные с отражением и поглощением света в металле: спектр пропускания света  $T$  через пленку золота, взятый из работы [4], приведен на рис. 3. Там же сплошными линиями показан расчетный спектр внешней квантовой эффективности:  $Q_e = TQ_i$ .

Теоретический расчет дает интервал для возможной квантовой эффективности поверхностно-барьерных структур: минимальные значения, соответствующие транспорту горячих фотоэлектронов из полупроводника в металл непосредственно после их возникновения, и максимальные значения, соответствующие мгновенному остыванию фотоэлектронов до энергии 0.8 эВ и последующему переходу в металл.

Установлено, что экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетом, в котором предполагается транспорт горячих фотоэлектронов из полупро-

водника в металл непосредственно после их возникновения (рис. 3). Квантовая эффективность структур сильно уменьшается в области 2.5—3 эВ, а при дальнейшем увеличении  $h\nu$  уменьшается слабо. С ростом концентрации электронов в исходном материале от  $5 \cdot 10^{15}$  до  $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, т. е. с ростом напряженности

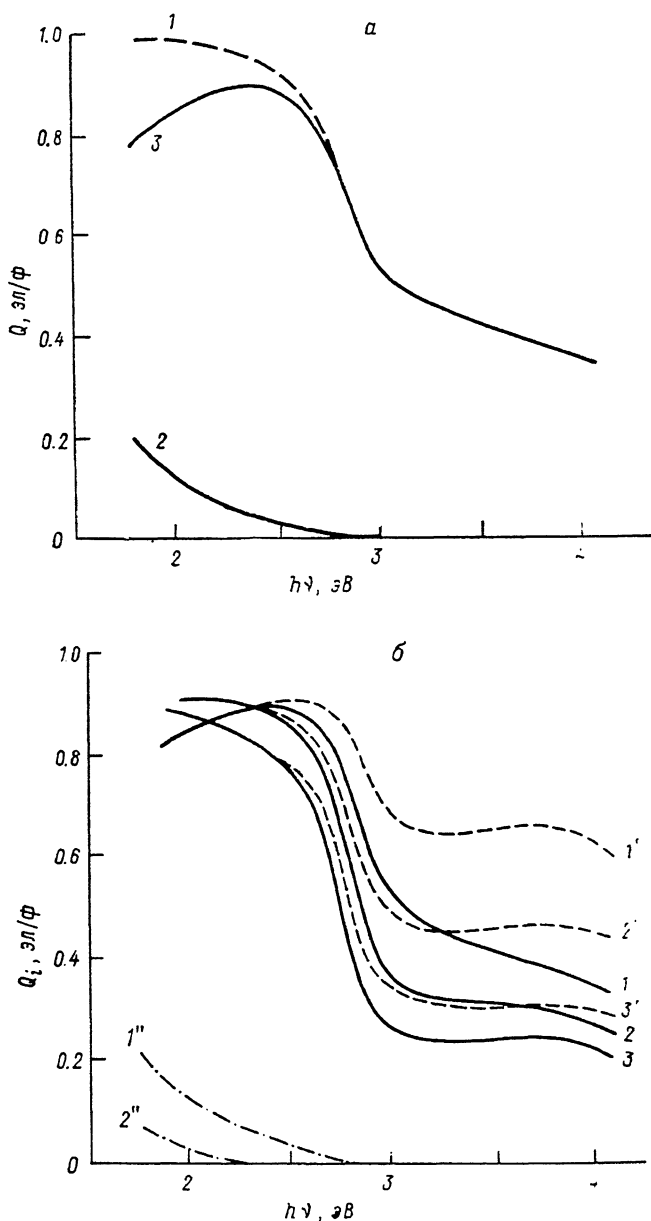


Рис. 2.

а) расчетный спектр: 1 — внутренней квантовой эффективности  $1-g_0$  с учетом транспорта горячих фотоэлектронов из полупроводника в металл; 2 — рекомбинационных потерь фотодырок  $q_h$  в квазинейтральной области; 3 — внутренней квантовой эффективности  $Q$ ; с учетом потерь электронов и дырок для поверхностно-барьерной структуры GaAs с концентрацией электронов  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. б) спектр внутренней квантовой эффективности поверхностно-барьерных структур с различными концентрациями электронов в полупроводнике, рассчитанный по трехдлинной модели с учетом транспорта горячих фотоэлектронов из полупроводника в металл непосредственно после их генерации (1—3) и после их мгновенного остывания до энергии 0.8 эВ (1'—3'); 1'', 2'' — рекомбинационные потери фотодырок в квазинейтральной области, концентрация мелких доноров  $N_d$ , см<sup>-3</sup>: 1, 1', 1'' —  $10^{17}$ , 2, 2' —  $10^{16}$ , 3, 3' —  $10^{15}$ .

электрического поля в слое объемного заряда от  $2 \cdot 10^4$  до  $4 \cdot 10^5$  В/см, коротковолновая фоточувствительность при  $h\nu = 3-4$  эВ увеличивается в 2.5 раза, что можно объяснить уменьшением транспорта горячих фотоэлектронов из полупроводника в металл.

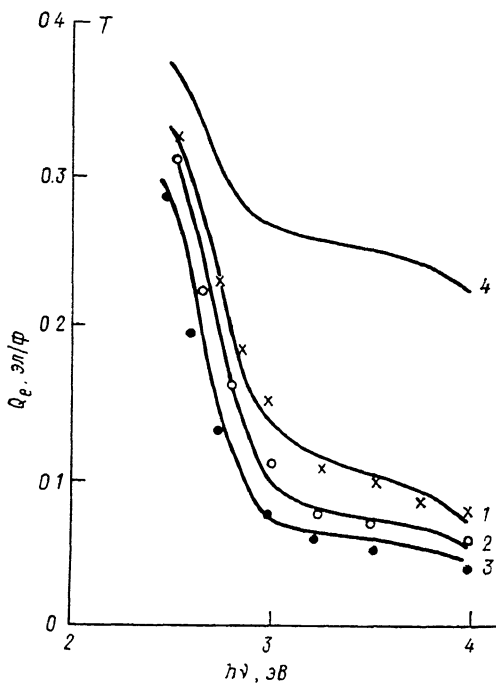


Рис. 3. Спектры внешней квантовой эффективности  $Q_e$  поверхностно-барьерной структуры Au—GaAs (1—3) и пропускания слоя золота толщиной 200 Å—Т (4).

Линии — теория, точки — эксперимент; концентрация мелких доноров  $N_d$ , см<sup>-3</sup>: 1 —  $10^{17}$ , 2 —  $10^{16}$ , 3 —  $10^{15}$ .

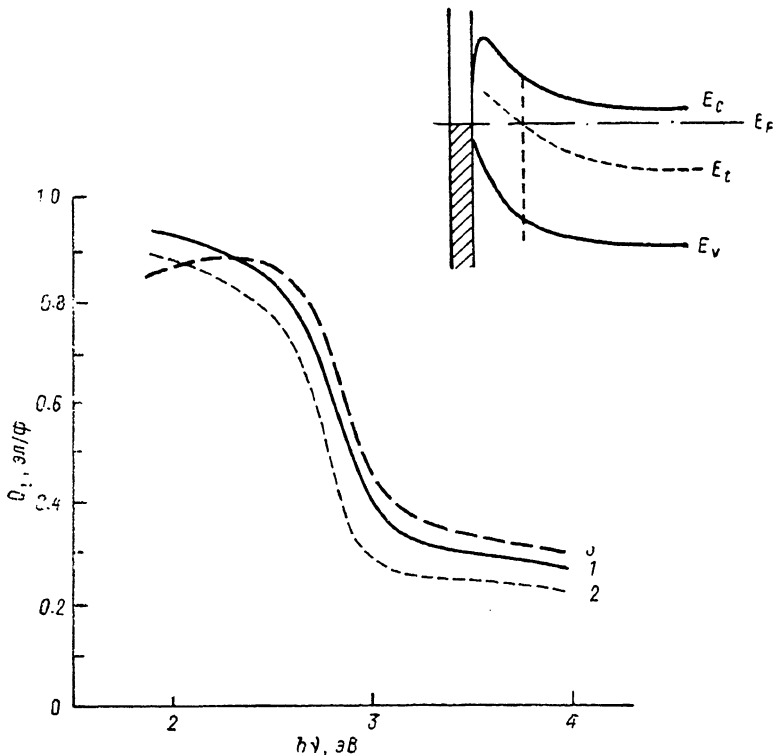


Рис. 4. Расчетный спектр внутренней квантовой эффективности  $Q_i$  поверхностно-барьерных структур Au—GaAs, содержащих глубокие примесные центры (1), без глубоких центров (2, 3).

На вставке — энергетическая диаграмма поверхностно-барьерной структуры, содержащей глубокие примесные центры. Концентрация мелких доноров  $N_d$ , см<sup>-3</sup>: 1 —  $5 \cdot 10^{11}$ , 2 —  $5 \cdot 10^{12}$ , 3 —  $3 \cdot 10^{14}$ ;  $N_t$ , см<sup>-3</sup>: 1 —  $3 \times 10^{16}$ .

4. Из сравнения расчетов по предложенной модели и экспериментальных данных можно сделать вывод, что для увеличения коротковолновой фоточувствительности необходимо увеличить электрическое поле вблизи границы раздела.

Этого можно достичь, легируя полупроводник глубокими центрами с энергией ионизации, меньшей высоты потенциального барьера металл—полупроводник. Такие глубокие центры вблизи поверхности полупроводника ионизованы, так как лежат выше уровня Ферми (см. вставку на рис. 4), и не ионизованы

в остальной области полупроводника. В этом случае в приповерхностной области полупроводника, там, где ионизованы глубокие центры, электрическое поле существенно возрастает по сравнению со структурами, в которых глубокие центры отсутствуют. Например, в структурах Au—GaAs с  $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , не содержащих глубоких центров, максимальное значение поля составляет  $2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ , в то время как в струк-

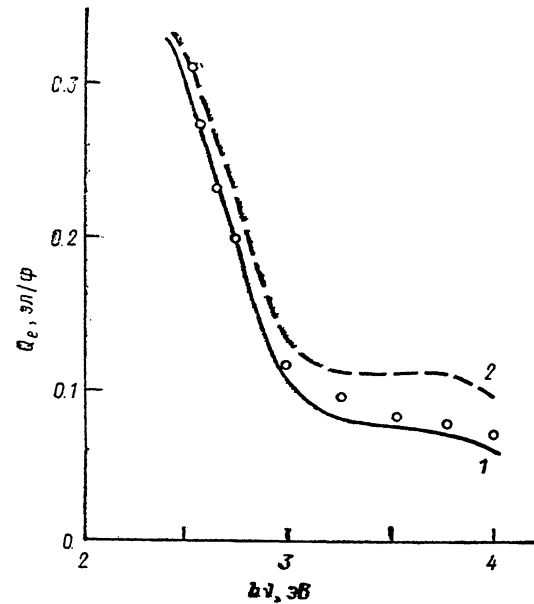


Рис. 5. Спектр внешней квантовой эффективности ( $Q_e$ ) поверхностно-барьерной структуры Au—GaAs, содержащей глубокие примесные центры.

Линии — теория, точки — эксперимент. Теория с учетом транспорта горячих фотоэлектронов непосредственно после их генерации (1) и после их мгновенного остывания до энергии 0,8 эВ (2). Концентрация электронов в GaAs  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , глубоких примесных центров  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

турах, содержащих глубокие центры кислорода с  $E_i = 0.65 \text{ эВ}$  и  $N_i = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , при той же самой концентрации мелких примесей максимальная напряженность электрического поля составляет  $8 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ .

Теоретические спектральные характеристики, рассчитанные с учетом неоднородного поля, и экспериментальные характеристики поверхностно-барьерных структур Au—GaAs, в которых GaAs был легирован кислородом, приведены на рис. 5. Коротковолновая фоточувствительность этих структур превышает в 1.5 раза фоточувствительность структур Au—GaAs с той же самой концентрацией мелких доноров ( $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), но не содержащих глубоких центров.

5. Итак, было установлено, что:

— коротковолновая фоточувствительность поверхностно-барьерных структур определяется квазибаллистическим транспортом горячих фотоэлектронов против электрического поля в металл и их рекомбинацией с дырками в металле;

— с ростом концентрации мелких доноров в полупроводнике и, следовательно, с ростом напряженности электрического поля коротковолновая фоточувствительность увеличивается;

— при данной концентрации мелких доноров в полупроводнике коротковолновая фоточувствительность возрастает при дополнительном легировании глубокими примесными центрами.

#### Список литературы

- [1] Li S. S., Lindholm F. A., Wang C. T. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 10. P. 4123—4129.
- [2] Гуткин А. А., Седов В. Е. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 9. С. 1761—1774.
- [3] Мезрин О. А., Трошков С. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 176—179.
- [4] Гуткин А. А., Дмитриев М. В., Смыслов Ю. Н. // Гелиотехника. 1972. № 1. С. 19—24.