

Фотоэлектрический эффект в поверхностно-барьерных структурах на основе GaAs: температурная зависимость коротковолновой квантовой эффективности

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

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

(Получена 11 июля 1996 г. Принята к печати 10 сентября 1996 г.)

Изучались температурные зависимости коротковолновой квантовой эффективности фотоэлектропреобразования поверхностно-барьерных структур на основе GaAs в интервале температур $78 \div 300$ К и энергий фотонов $1.8 \div 4.7$ эВ.

Показано экспериментально, что квантовая эффективность γ возрастает с ростом температуры T ; при высоких температурах зависимость γ от T стремится к насыщению. Для объяснения температурного роста квантовой эффективности фотоэлектропреобразования в поверхностно-барьерных структурах на основе GaAs предложена модель, основанная на представлении о флуктуационных ловушках в слое объемного заряда структуры. Эта модель при достаточно хорошем согласии с экспериментом позволяет разделить зависимости квантовой эффективности от температуры и от энергии фотонов, т. е. выделить в явном виде температурную зависимость квантовой эффективности.

1. Предварительные замечания

Данная работа продолжает наши исследования коротковолнового фотоэлектрического эффекта в полупроводниках $A^{III}B^V$ [1], т. е. фотоэффекта, вызываемого фотонами, энергия которых существенно превышает ширину запрещенной зоны полупроводника.

В работе [1] изучалась температурная зависимость фотоэлектропреобразования поверхностно-барьерных структур на основе GaP в области прямых оптических переходов; было показано, что коротковолновая квантовая эффективность структур с ростом температуры возрастает, и сделано заключение, что это возрастание вызвано температурным ростом внутреннего квантового выхода фотоэффекта в GaP, а не температурным изменением потерь неравновесных носителей заряда.

В настоящей работе излагаются результаты изучения температурной зависимости коротковолнового фотоэлектропреобразования поверхностно-барьерных структур на основе GaAs, которые используются в качестве детекторов видимого излучения. Известные нам исследования коротковолновой квантовой эффективности поверхностно-барьерных структур на GaAs относятся только к комнатной температуре (см., например, [2–4]).

2. Объект исследования

Объектами исследования были поверхностно-барьерные структуры Ni-*n*-GaAs. Структура представляла собой сильно легированную подложку GaAs (концентрация электронов $n \simeq 10^{17}$ см⁻³ при 300 К), на одной стороне которой находился слабо легированный эпитаксиальный слой GaAs ($n = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³) толщиной 10 мкм с полупрозрачным барьерным контактом (слой Ni), а на противоположной — омический

контакт (In); подложка была ориентирована по кристаллографической плоскости (100). Омический контакт создавался сплавлением In в подложку, а барьерный — химическим осаждением Ni на эпитаксиальный слой [5]. Толщина структуры ~ 0.02 см, площадь освещаемой поверхности $6 \cdot 10^{-2}$ см².

3. Предмет исследования

Предметом исследования была температурная зависимость коротковолновой квантовой эффективности поверхностно-барьерных структур на GaAs в температурном диапазоне $78 \div 300$ К и в интервале энергий фотонов $h\nu = 1.8 \div 4.7$ эВ. Эффективная длина поглощения света $L_\nu \equiv \alpha_\nu^{-1}$ (где α_ν — коэффициент поглощения) в этом спектральном интервале изменяется от 4000 Å при $h\nu = 1.8$ эВ до 60 Å при $h\nu = 4.7$ эВ. Эта длина существенно меньше ширины слоя объемного заряда структуры ($W_0 = 10^4$ Å).

Квантовая эффективность γ определялась по отношению к падающему свету и вычислялась по стандартной формуле $\gamma = I h\nu / P$, где I — фототок в А, P — поток падающего света в Вт, $h\nu$ — энергия фотона в эВ.

4. Результаты эксперимента

Результаты изучения температурных зависимостей коротковолновой квантовой эффективности фотоэлектропреобразования поверхностно-барьерных структур таковы (рис. 1): — с ростом температуры квантовая эффективность возрастает; — зависимость квантовой эффективности от температуры стремится к насыщению в области высоких температур.

Подобный эффект был уже представлен в нашей работе по температурной зависимости фотоэлектропреобразования поверхностных структур на основе GaP [1].

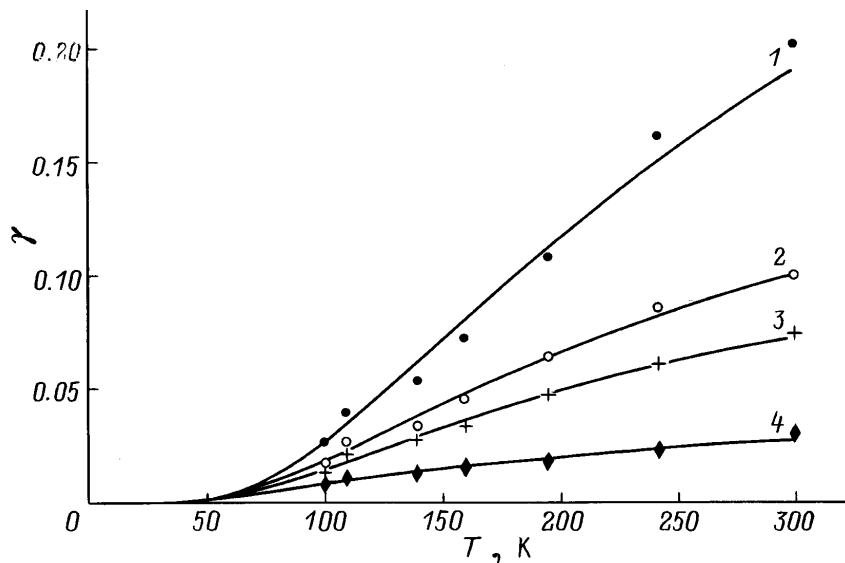


Рис. 1. Зависимость коротковолновой квантовой эффективности фотоэлектропреобразования от температуры при разных энергиях фотонов $h\nu$, эВ: 1 — 1.8, 2 — 4.11, 3 — 4.18, 4 — 4.68.

Сравнение температурных зависимостей квантовой эффективности поверхностно-барьерных структур на основе GaAs, полученных в данной работе, и на основе GaP, полученных в работе [1], показывает, что зависимость $\gamma = \gamma(T)$ для GaAs-структур существенно более сильная, чем для GaP-структур. Так, при $h\nu = 3.98$ эВ увеличение температуры в 3 раза (от 100 до 300 К) приводит к увеличению γ для GaAs-структур в 6 раз, тогда как для GaP-структур только в 1.4 раза. Отметим, что пока еще не ясно, какова причина такого различия — химический состав полупроводника или степень его легирования, поскольку структура на основе GaP имела легирование $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$, а на основе GaAs $\sim 10^{15}$ см $^{-3}$.

В нашей работе [1] для объяснения температурной зависимости $\gamma = \gamma(T)$ в структурах на основе GaP была предложена экситонная модель фотоэффекта. Однако экситонная модель фотоэффекта не может быть использована для поверхностно-барьерных структур на основе GaAs, поскольку энергия связи экситона в GaAs в 4 раза меньше, чем в GaP.

По этой причине для объяснения температурного изменения фотоэлектропреобразования полупроводниковой поверхностно-барьерной структуры предлагается иная модель.

5. Модель

Для построения модели экспериментально наблюдаемой зависимости квантовой эффективности от температуры и энергии падающих фотонов проанализируем все этапы фотоэлектропреобразования.

Будем считать, что в металле (Ni) излучение не поглощается, и все фотоны, не отразившиеся от поверхности, попадают в полупроводник. Действительно,

потери на поглощение в заданном диапазоне длин волн при толщине слоя Ni ≤ 100 Å не превосходят 10% и не могут оказывать существенного влияния на наблюдаемые закономерности.

Будем считать также, что все вошедшие в полупроводник фотоны поглощаются с рождением в каждом случае одной электронно-дырочной пары.

Фотоны с энергией $h\nu \geq 1.8$ эВ генерируют фотонисители в слое объемного заряда, и они в той или иной мере подвержены воздействию барьерного электрического поля. Часть этих фотоэлектронов и фотодырок барьерное поле разделяет.

Если энергия фотонисителя достаточна для преодоления потенциального барьера, то существует вероятность того, что фотоэлектрон уйдет в металл и (или) фотодырка — в толщу полупроводника, т. е. эти фотонисители будут исключены из процесса фотоэлектропреобразования. Таким образом, чем больше энергия фотона, т. е. чем выше кинетическая энергия рожденного фотонисителя, тем меньше квантовая эффективность фотоэлектропреобразования. В том случае, если рожденные фотонисители успевают термализоваться, их дальнейшая судьба будет определяться барьерным полем.

Традиционно считается, что если пренебречь поверхностной рекомбинацией и термоэмиссией фотоэлектронов в металл, то барьерное поле разделяет все термализованные фотоэлектроны и фотодырки. В этом случае квантовая эффективность фотоэлектропреобразования не должна зависеть от температуры. Однако, как следует из эксперимента, квантовая эффективность фотоэлектропреобразования поверхностно-барьерной структуры зависит от температуры и довольно сильно.

Будем полагать, что потери горячих фотонисителей от температуры на зависят. Тогда остается рассмотреть возможность существования в слое объемного заряда

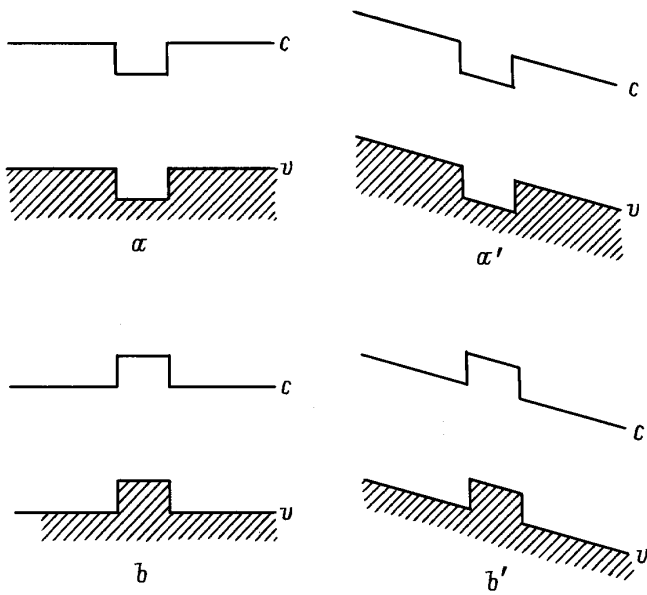


Рис. 2. Флуктуации дна зоны проводимости (c) и потока валентной зоны (v) в отсутствие (a, b) при наличии (a', b') электрического поля.

рекомбинационных потерь термализованных (остывших) носителей и связь этих потерь с температурой.

Рекомбинация термализованных свободных электронов со свободными дырками в слое объемного заряда маловероятна. Для того чтобы рекомбинация происходила, необходима пространственная локализация электрона и дырки, т.е. необходимо существование захватывающих носители ловушек, причем ловушка должна одновременно локализовывать в небольшой области пространства и электрон, и дырку. Естественно было предположить вначале, что ловушками являются разрешенные состояния в запрещенной зоне (примесные центры и дефекты). Однако результаты теории, построенной для такого типа ловушек, не согласуются с экспериментом. Это связано с их большой энергией активации. Поэтому мы предлагаем иную модель: ловушками могут служить потенциальные ямы и (или) горбы, образованные флуктуациями дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

Флуктуации дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в отсутствие электрического поля приводят к локализации одного лишь только типа носителей: на рис. 2, a локализован электрон, а на рис. 2, b — дырка. Однако электрическое поле превращает эту флуктуацию в ловушку одновременно для электрона и для дырки (см. рис. 2, a', b'). Захваченная такой ловушкой электронно-дырочная пара через некоторое время рекомбинирует вследствие туннельного эффекта.

Изменение температуры приводит к изменению концентрации свободных термализованных фотоносителей за счет захвата части из них флуктуационными ловушками, т.е. к изменению квантовой эффективности фотоэлектропреобразования. С ростом температуры концентрация свободных термализованных фотоносителей

будет расти за счет термодиссоциации электронно-дырочных пар, захваченных ловушками, и, следовательно, чем выше температура, тем больше квантовая эффективность фотоэлектропреобразования; это происходит до тех пор, пока не наступит полное опустошение ловушек.

Все сказанное отразим в выражении для квантовой эффективности фотоэлектропреобразования.

Прежде чем падающий на структуру фотон даст вклад в фототок, происходит ряд событий, каждое из которых характеризуется соответствующей вероятностью. Поскольку все эти события протекают последовательно, результирующая квантовая эффективность равна произведению вероятностей всех событий.

Вероятность попадания фотона в полупроводник равна $(1-R)$, где R — коэффициент отражения; вероятность рождения фотоном электронно-дырочной пары (квантовый выход внутреннего фотоэффекта) β примем равной 1; вероятность того, что рожденная электронно-дырочная пара остынет в слое объемного заряда и тем самым будет иметь возможность участвовать в процессе фотоэлектропреобразования, равна $1 - \delta_{\text{hot}}$, где δ_{hot} — коэффициент потерь горячих фотоносителей; вероятность разделения термализованной электронно-дырочной пары электрическим полем и завершения процесса фотоэлектропреобразования равна $1 - \delta_{\text{therm}}$, где δ_{therm} — коэффициент рекомбинационных потерь термализованных фотоносителей.

Таким образом, квантовая эффективность фотоэлектропреобразования

$$\gamma = (1 - R)\beta(1 - \delta_{\text{hot}})(1 - \delta_{\text{therm}}). \quad (1)$$

Коэффициент потерь горячих фотоносителей δ_{hot} определяется глубиной поглощения света, т.е. положением рожденных фотоносителей по отношению к границам области пространственного заряда, и их энергией. Мы будем полагать δ_{hot} не зависящим от температуры.

Коэффициент потерь термализованных носителей δ_{therm} не зависит от энергии фотона и зависит только от отношения концентраций захваченных в ловушки фотоносителей n_{loc} и концентрации свободных фотоносителей n_f :

$$\delta_{\text{therm}} = \frac{n_{\text{loc}}}{n_f + n_{\text{loc}}}. \quad (2)$$

Считая, что с ростом температуры высвобождение носителей из ловушек происходит по простому экспоненциальному закону, получаем

$$1 - \delta_{\text{therm}} = e^{-\Delta E/kT}, \quad (3)$$

где ΔE — энергия активации, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Таким образом,

$$\gamma = (1 - R)(1 - \delta_{\text{hot}})e^{-\Delta E/kT}. \quad (4)$$

6. Сравнение модели с экспериментом

Предложенная нами формула (4) дает линейную зависимость $\ln \gamma$ от $1/T$. Энергия активации ΔE определяет наклон этой прямой, а коэффициент потерь горячих носителей δ_{hot} определяет величину отсечки по оси ординат (коэффициент отражения для любой энергии может быть найден из соответствующих таблиц — см., например, [6]).

$h\nu$, эВ	ΔE , мэВ	δ_{hot}	R
1.8	25.4	0.23	0.34
4.11	22.0	0.58	0.44
4.18	20.8	0.70	0.46
4.68	15.9	0.88	0.57

Экспериментальные зависимости γ от $1/T$ полулогарифмическом масштабе в соответствии с моделью оказались линейными для всех энергий фотонов (рис. 3), а определенные из экспериментальных данных энергия активации и коэффициент потерь горячих носителей приведены в таблице. Как и следовало ожидать, коэффициент потерь горячих фотоносителей растет с ростом энергии фотонов, а энергия активации не зависит от нее. С погрешностью не более 25% можно принять энергию активации равной 20 мэВ.

Итак, в настоящей работе экспериментальные результаты по исследованию температурной зависимости квантовой эффективности фотоэлектропреобразования поверхностно-барьерных структур на основе GaAs свелись к достаточно простым эмпирическим закономерностям. Для объяснения этих закономерностей предложена простая модель, которая в первом приближении позволяет считать, что зависимость квантовой эффективности фотоэлектропреобразования от температуры

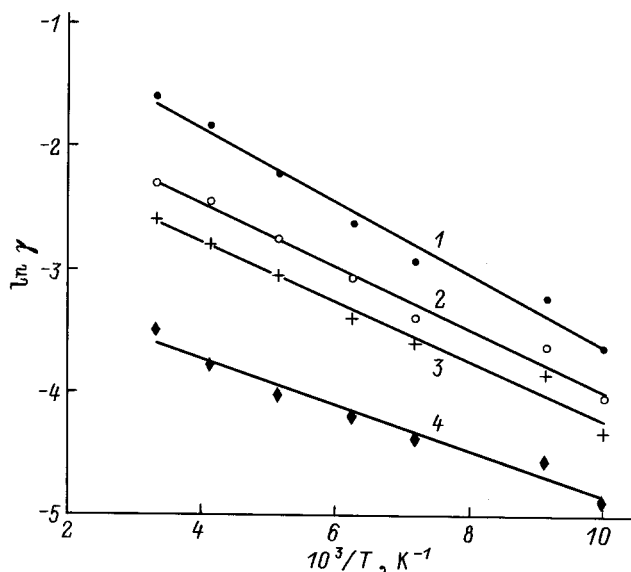


Рис. 3. Зависимость $\ln \gamma$ от $1/T$: сравнение теории с экспериментом. Энергия фотона $h\nu$, эВ: 1 — 1.8, 2 — 4.11, 3 — 4.18, 4 — 4.68.

определяется рекомбинационными потерями термализованных фотоносителей в флуктуационных ловушках, расположенных в слое объемного заряда, а зависимость квантовой эффективности фотоэлектропреобразования от энергии фотонов определяется потерями горячих фотоносителей, не разделенных барьерным полем.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-04121).

Список литературы

- [1] Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е.А. Поссе, Б.В. Царенков. ФТП, **29**, 421 (1995).
- [2] R. Kalibijan, K. Mayeda. Sol. St. Electron., **14**, 529 (1971).
- [3] А.А. Гуткин, Н.В. Дмитриев, Д.Н. Наследов, А.В. Пашковский. ФТП, **5**, 1673 (1972).
- [4] Ю.А. Гольдберг, Т.В. Львова, О.А. Мезрин, С.И. Трошков, Б.В. Царенков. ФТП, **24**, 1835 (1990).
- [5] Ю.А. Гольдберг, Б.В. Царенков. А.с. СССР, N 392845 (1975).
- [6] Landolt-Burnstein. *Numerical data and functional relationship in science and technology* (Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-N.Y., 1982) v. 17 *Semiconductors*, subvol. a *Phys. of group IV elem. and III-V compounds*.

Редактор Л.В. Шаронова

The photoeffect in GaAs surface barrier structures: temperature dependence of short-wave quantum efficiency

Yu.A. Goldberg, O.V. Konstantinov, O.I. Obolensky, E.A. Posse, B.V. Tsarenkov

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

Abstract The temperature dependence of the short-wave photoeffect quantum efficiency of GaAs surface barrier structures has been studied in the temperature range $78 \div 300$ K and photon energy range $1.8 \div 4.7$ eV.

It has been experimentally shown that the quantum efficiency increases with temperature; the temperature dependence gains saturation at high temperatures.

The model based on the concept of potential fluctuation traps inside the space charge layer has been proposed for the explanation of the quantum efficiency increase with temperature. This model fits experimental data rather good and allows to separate the temperature and the photon energy dependencies of the quantum efficiency. In other words, this model gives explicitly the temperature dependence of the quantum efficiency.