

НАДБАРЬЕРНЫЙ ФОТОТОК В ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ p -Ge/ n -GaAs

Белоусова Т. В., Неизвестный И. Г., Садофьев Ю. Г.,
Супрун С. П., Шерстякова В. Н., Шумский В. Н.

Исследовались гетеропереходы p -Ge/ n -GaAs, имеющие отрицательный разрыв зоны проводимости ΔE_c , с целью разделения двух механизмов прохождения фотоносителей через гетерограницу при освещении узкозонного полупроводника: термического заброса фотоэлектронов через барьер ΔE_c и надбарьерного прохождения горячих носителей.

Гетеропереходы, изготовленные МЛЭ, имели различные профили концентрации основных носителей заряда в пленках Ge. Исследовались спектральные зависимости фототока при освещении со стороны Ge и GaAs. Наблюдалось значительное увеличение фототока в длинноволновой части спектра при освещении со стороны GaAs. Проведены теоретические расчеты экспериментальных зависимостей и показано, что надбарьерное прохождение горячих носителей может преобладать над током, связанным с термическим забросом фотоэлектронов, увеличивая сигнал в пределах порядка в области спектра $1.5 \div 0.9$ мкм.

В гетеропереходах (ГП) с отрицательным разрывом зоны проводимости (ΔE_c) или валентной зоны (ΔE_v) энергетические барьеры на границе препятствуют переходу фотовозбужденных термализованных неосновных носителей заряда из узкозонного полупроводника в широкозонный. Однако, если эти носители вблизи гетерограницы (ГГ) обладают достаточно большой энергией, существует вероятность их надбарьерного прохождения через ГГ, что должно привести к увеличению фототока (i_ϕ). Ранее было показано [1], что для ГП p -Ge/ n -GaAs с $N_A \gg N_D$ на спектральной характеристике за краем собственного поглощения GaAs наблюдается спад i_ϕ , связанный с наличием в ГП разрыва зоны проводимости ΔE_c . Величина этого спада в зависимости от значений ΔE_c может определяться как механизмом термического заброса фотоэлектронов через барьер [2], так и механизмом надбарьерного прохождения горячих носителей [3].

Целью настоящей работы является разделение этих двух механизмов в ГП p -Ge/ n -GaAs.

ГП p -Ge/ n -GaAs изготавливались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в установке с остаточным давлением $\sim 10^{-8}$ Па. В качестве подложек использовались эпитаксиальные структуры $n^+ - n$ -GaAs, ориентированные в направлении $\langle 100 \rangle$. Концентрация электронов в пленке GaAs составляла $n \approx (1 \div 5) \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Были изготовлены и исследовались три типа ГП: ГП-1 с профилем концентрации от $p \sim 10^{17}$ см $^{-3}$ у ГГ до $p \sim 3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ у свободной поверхности Ge, ГП-2 без профиля концентрации с $p \sim (3 \div 4) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, ГП-3 с профилем концентрации, уменьшающимся к свободной поверхности Ge от $3 \cdot 10^{18}$ до 10^{17} см $^{-3}$. Для всех видов ГП измерялись спектральные зависимости в режиме тока короткого замыкания.

На рис. 1 приведена спектральная зависимость i_ϕ для всех типов ГП при освещении со стороны Ge и GaAs, предварительно химически утоньшенного до 50 мкм. Для спектров i_ϕ характерны две особенности: 1) увеличение i_ϕ при освещении со стороны GaAs для всех типов ГП; 2) увеличение i_ϕ при переходе от ГП-3 к ГП-1.

Относительная спектральная зависимость i_ϕ для ГП в области поглощения Ge при освещении со стороны как узкозонного, так и широкозонного материалов

должна быть аналогичной рассчитанной для $p-n$ -перехода [4]. Действительно, чтобы принять участие в фототоке, каждый электрон независимо от места генерации должен пересечь ГГ, при этом можно не конкретизировать сам механизм этого прохождения, так как он должен быть одинаковым при освещении с разных сторон образца.

По аналогии с [4] нами было получено выражение для $i_{\phi}(\lambda)$ и проведены численные расчеты при известном значении толщины пленки $d=10^{-4}$ см, коэффициенте диффузии $D=10^2$ см²/с и $\tau=10^{-6}$ с. Последняя величина была определена независимым методом из СВЧ измерений. При значениях скорости поверхностной рекомбинации на свободной поверхности $S \leq 10^4$ см/с расчетный фототок слабо (в пределах 20 % при $\lambda=0.95$ мкм) зависит от того, с какой стороны производится освещение, и не совпадает с экспериментальной зависимостью

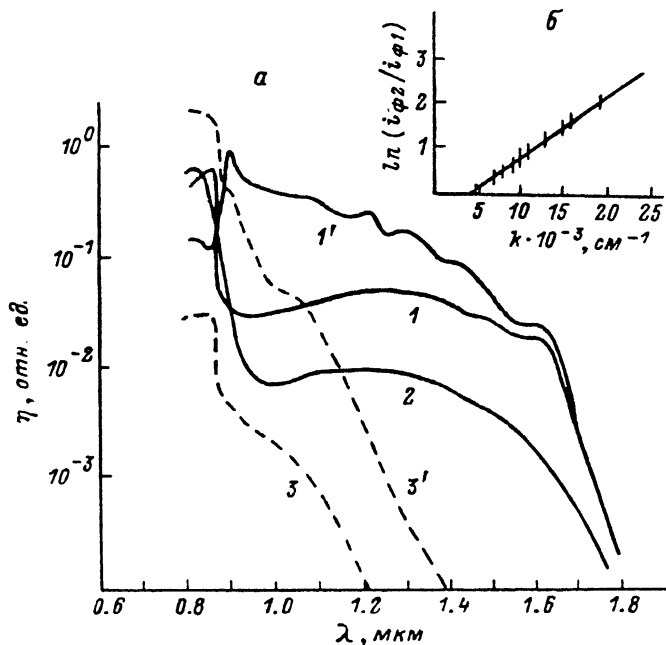


Рис. 1.

a — спектральные зависимости фототока при освещении со стороны Ge (1—3) и со стороны GaAs (1', 3'). 1, 1' — ГП-1; 2 — ГП-2; 3, 3' — ГП-3. b — зависимость $\ln i_{\phi 2}/i_{\phi 1}=f(k)$ для образца ГП-1.

$i_{\phi}(\lambda)$. Полученные результаты расчета понятны, если учесть, что длина диффузии электронов больше толщины пленки $L_n > d$. Соответствие между расчетом и экспериментом может быть достигнуто, если формально принять, что $L'_n \leq \leq 500$ Å. При этих толщинах выполняется условие $dL'_n \gg 1$, $kL'_n \ll 1$, где k — коэффициент поглощения, и можно получить, что фототок равен

$$i_{\phi 1} = -qN_0(1 - R)kL'_n \exp(-kd) \quad (1)$$

при освещении со стороны Ge и

$$i_{\phi 2} = qN_0(1 - R)kL'_n \quad (2)$$

при освещении со стороны GaAs.

Отсюда следует, что отношение фототоков $i_{\phi 2}/i_{\phi 1} = \exp(kd)$. На рис. 1, b приведена экспериментальная зависимость $\ln i_{\phi 2}/i_{\phi 1} = f(k)$ образца ГП-1. Из рисунка видно, что зависимость линейна и ее наклон дает величину $d \approx \approx 1.4$ мкм, что близко к толщине пленки для данного образца ($d \approx 1.35$ мкм).

Приведенные результаты означают, что механизм возникновения фототока не определяется истинной длиной диффузии с временем жизни $\tau=10^{-6}$ с ($L_n = = \sqrt{D\tau}=10^{-2}$ см). Эффективная длина сбора носителей $L'_n \leq 500$ Å близка

к длине свободного пробега электрона в Ge и позволяет предполагать, что фототок связан с горячими фотоэлектронами.

Таким образом, увеличение i_{ϕ} при переходе от освещения со стороны Ge к освещению со стороны GaAs в области длин волн от 1.5 до 0.9 мкм означает, что в этом случае фототок обусловлен преимущественно горячими фотоэлектронами. Это дает основания применить для анализа экспериментальных данных результаты теории [3]. Роль толщины пленки d в теории [3] в нашем случае играет эффективная длина собирания L'_n , причем условие $hL'_n \ll 1$ в эксперименте выполняется во всем спектральном диапазоне.

На рис. 2 приведены расчетные зависимости вероятности выхода горячих фотоэлектронов (p) в соответствии с формулами [3]. При расчете бралось, что $\Delta E_c = 0.12$ эВ, а отношение эффективных масс $m_e/m_0 = 0.3$. На рисунке также нанесены экспериментальные значения $p(h\nu)$, нормированные на значения $p(h\nu)$ при $\lambda = 1.5$ мкм. Функция $p(h\nu)$ дается суммой конечного числа слагаемых, описывающих электроны, испустившие разное количество фононов n . На рис. 2

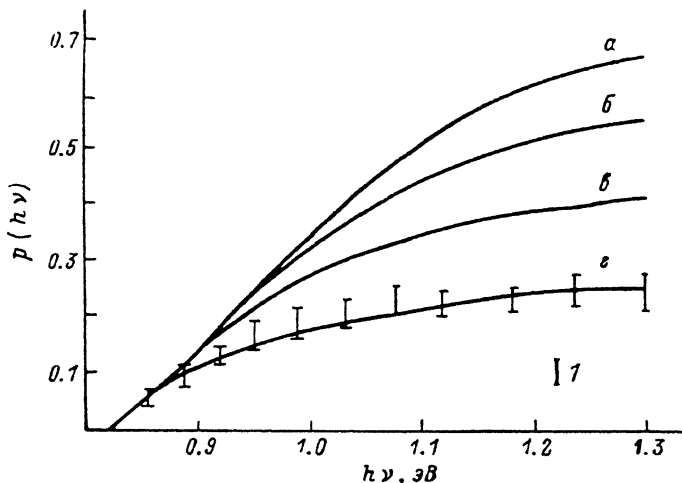


Рис. 2. Спектральная зависимость вероятности выхода горячих фотоэлектронов через потенциальную ступень ГП p -Ge/ n -GaAs.

Число испускаемых фононов n : $a - 0, 1, 2, 3$; $б - 0, 1, 2$; $в - 0, 1$; $г - 0$. Линии — теория, 1 — эксперимент.

построены теоретические зависимости $p(h\nu)$ для разных значений n . Более всего к описанию экспериментальной кривой подходит расчетная кривая, построенная без учета вклада в фототок электронов, испустивших фонон.

Предположение о надбарьерном фототоке согласуется с изменением спектров i_{ϕ} для разных типов ГП. В ГП-1 встроенное поле в пленке Ge совпадает, а в ГП-3 — противоположно контактному полю ГП. Хотя величина усредненного по толщине пленки встроенного поля ϵ_{cp} невелика (10^3 В/см), вблизи границы она может быть больше. В ГП-1 фотоэлектрон приобретает дополнительную энергию, равную примерно $q\epsilon_{cp}l$, и на эту величину для него снижается (а в ГП-3 — повышается) барьер на ГГ. Это должно привести как к абсолютному росту i_{ϕ} для ГП-1 и уменьшению i_{ϕ} для ГП-3 по сравнению с ГП-2, так и к изменению наклона зависимости $i_{\phi}(\lambda)$, что и наблюдается в эксперименте. Свидетельством в пользу механизма надбарьерного прохождения горячих фотоэлектронов являются спектры i_{ϕ} ГП-1, измеренные при 300 и 77 К. В эксперименте не наблюдается изменений в спектре, кроме сдвига по энергии, связанной с изменением ширины запрещенной зоны Ge и GaAs, в то время как термический заброс через барьер должен был бы приводить к уменьшению фототока.

Полученные результаты показывают, что в ГП p -Ge/ n -GaAs надбарьерное прохождение горячих носителей может преобладать над током, связанным с термическим забросом фотоэлектронов, увеличивая сигнал в пределах порядка в области спектра 1.5—0.9 мкм.

Таким образом, надбарьерный механизм прохождения горячих фотоэлектронов может играть существенную роль при возбуждении в полосе собственного поглощения Ge для ГП $p\text{-Ge}/n\text{-GaAs}$. Наличие встроенного поля в пленке Ge приводит к увеличению (или уменьшению) длинноволнового фототовета.

Список литературы

- [1] Ламин М. А., Неизвестный И. Г., Палкин А. М., Пчеляков О. П., Садофьев Ю. Г., Соколов Л. В., Стенин С. И., Торопов А. И., Шерстякова В. Н., Шумский В. Н. // Микроэлектрон. 1989. Т. 18. В. 1. С. 3—8.
- [2] Шик А. Я., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 7. С. 1385—1393.
- [3] Константинов О. В., Мезрин О. А., Трошков С. И. // ФТП. 1987. Т. 27. В. 12. С. 2142—2148.
- [4] Лоферский Дж., Высоцкий Дж. // Полупроводниковые фотоприемники и преобразователи излучения. М., 1985. С. 284—302, 576.

Институт физики полупроводников СО АН СССР
Новосибирск

Получена 16.12.1988
Принята к печати 16.06.1989