

## ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ nZnSe-pGaAs ПРИ ОСВЕЩЕНИИ СВЕТОМ ДВУХ РАЗНЫХ ДЛИН ВОЛН

Б.В. Жук, И.А. Жуков, А.А. Зленко, Е.Н. Разов, В.Д. Чернявский

*Изучены фотоэлектрические свойства гетероструктурного фотодиода nZnSe-pGaAs и построена теоретическая модель фотоотклика при освещении светом двух разных длин волн. Показано, что такой фотодиод можно использовать для обработки изображений, сформированных в различных спектральных диапазонах.*

Гетеропереход nZnSe-pGaAs является оптимальной структурой для фотодиодов из-за хорошего согласования параметров решеток материалов и большой разницы ширин запрещенных зон.

Рассмотрим фотоэлектрический отклик такого гетероструктурного фотодиода (ГФД) рп-типа с прилегающим к гетерогранице слоем компенсированного широкозонного материала толщиной  $L$  с концентрацией заряженных фоточувствительных центров  $N_x^0$  при освещении светом двух разных длин волн  $\lambda_l$  и  $\lambda_s$ . Фотоэлектрический отклик в этом случае равен  $J(\lambda_l + \lambda_s) = a_l \eta_l I_l / h\nu_l + a_s \eta_s I_s / h\nu_s$ , где  $I_l, I_s$  — мощности длинноволновой и коротковолновой подсветок;  $a_l, a_s$  — соответствующие коэффициенты поглощения;  $\eta_l, \eta_s$  — квантовые эффективности;  $\nu_l$  и  $\nu_s$  — частоты подсветок.

Как было показано в работе [1], в слое компенсированного широкозонного материала за счет встроенного заряда  $qN_x$  ( $q$  — заряд электрона) образуется барьер для протекания фототока (рис. 1). При подсветке коротковолновым светом с частотой  $E_x < h\nu_s < \Delta E$  (где  $E_x$  — глубина залегания заряженных фоточувствительных центров,  $\Delta E$  — ширина запрещенной зоны широкозонного материала) происходит переброска электронов из заряженных центров в зону проводимости, что приводит к уменьшению объемного заряда и понижению барьера. Таким образом, коротковолновая подсветка управляет высотой потенциального барьера, а следовательно, и квантовым выходом в длинноволновой области спектра. Так как надбарьерный ток  $J$  пропорционален  $\exp(-\Phi)$ , где  $\Phi$  — высота потенциального барьера, то квантовая эффективность в длинноволновой области  $\eta_l(\Phi) \sim \exp(-\Phi)$ .

Из решения уравнения Пуассона [1] для слоя компенсированного материала следует, что изменение высоты потенциального барьера  $\Delta\Phi$  пропорционально изменению концентрации фоточувствительных центров  $\Delta N_x$  при  $\Delta\Phi < 0,3\Phi$ . Следовательно,

$$\eta_l \left( \frac{a_s I_s}{h\nu_s} \right) = A \exp \left[ N_x^0 - N_x \left( \frac{a_s I_s}{h\nu_s} \right) \right],$$

где  $N_x(a_s I_s / h\nu_s)$  — концентрация фоточувствительных центров в зависимости от мощности коротковолновой подсветки.

Уменьшение концентрации заряженных центров при воздействии коротковолновых фотонов пропорционально самой концентрации заряженных центров, т.е.  $-dN_x/d(a_s I_s / h\nu_s) = N_x$ , следовательно,

$$N_x \left( \frac{a_s I_s}{h\nu_s} \right) = N_x^0 \exp \left( - \frac{a_s I_s}{h\nu_s} \right) \text{ или } \eta_l \left( \frac{a_s I_s}{h\nu_s} \right) = A \exp \left\{ N_x^0 \left[ 1 - \exp \left( - \frac{a_s I_s}{h\nu_s} \right) \right] \right\}.$$

Таким образом, суммарный фотоотклик от излучений двух длин волн равен:

$$J(\lambda_l + \lambda_s) = \frac{a_l \eta_l \exp \left[ N_x^0 (1 - \exp(-a_s I_s / h\nu_s)) \right]}{h\nu_l} I_l + \frac{a_s \eta_s I_s}{h\nu_s} \quad (1)$$

В случае  $a_s I_s / h\nu_s \ll 1$  получаем:

$$J(\lambda_l + \lambda_s) = \frac{a_l \eta_l I_l}{h\nu_l} + \frac{a_s \eta_s I_s}{h\nu_s} + \frac{a_l \eta_l a_s I_s I_l}{h\nu_l h\nu_s} = J_2 + J_3 + J_1. \quad (2)$$

Таким образом, при малой мощности коротковолновой подсветки выражение для отклика ГФД кроме стандартных токовых членов включает член  $I_1$ , пропорциональный произведению амплитуд подсветок двух различных длин волн.

Так как заряженные фоточувствительные центры являются неподвижными, эти рассуждения можно распространить на случай изображений с различными длинами волн. Тогда общий ток

$$J = J_1 + J_2 + J_3 = A \iint \varphi_l(x, y) \varphi_s(x, y) dx dy + B \iint \varphi_l(x, y) dx dy + c \iint \varphi_s(x, y) dx dy, \quad (3)$$

где  $\varphi_l$  и  $\varphi_s$  — распределения интенсивностей соответственно длинноволнового и коротковолнового изображений,  $s$  — площадь образца.

Ток  $J_3 + J_2$  может быть легко измерен при раздельном попадании изображений на фотоприемное устройство, поэтому мы легко можем получать на ГФД электрический сигнал, пропорциональный  $J_1$ .

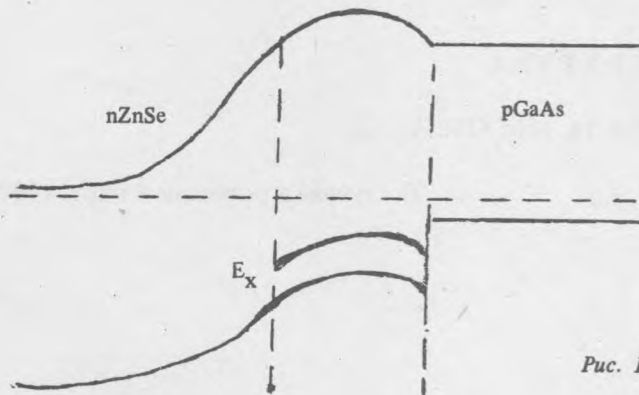


Рис. 1. Зонная диаграмма гетероперехода nZnSe-pGaAs.

Этот дополнительный ток был исследован на ГФД nZnSe-pGaAs. Сначала измерялся сигнал при полном совпадении двух изображений, которые создавались при прохождении совпадающих лучей лазеров на HeNe ( $\lambda_l = 632$  нм) и Ar ( $\lambda_s = 488$  нм) через диафрагму 1 мм. Зависимость фототока короткого замыкания от мощности коротковолновой подсветки при постоянной мощности красного света соответствовала формуле (1). Зависимость тока  $J_1$  от мощности красного излучения при интенсивности последнего  $I_s > 10I_l$  линейна в области изменения интенсивности красного излучения на два порядка. При включении коротковолновой подсветки мощностью 10 мкВт время установления тока  $J_1$  составляет 100 мс. При выключении коротковолновой подсветки время релаксации от значения тока, равного  $J = J_1 + J_2 + J_3$ , к значению  $J_2$  составляет около 1 с при  $T = 300$  К.

Для определения разрешения, с которым возможна корреляция изображений на ГФД, были сформированы две дифракционные картины с  $\lambda_l = 632$  нм и  $\lambda_s = 488$  нм на расстоянии 4 мм от щели шириной 40 мкм с известным распределением интенсивностей. При смещении одной дифракционной картины относительно другой на ГФД должен был вырабатываться сигнал, пропорциональный величине  $R(\Theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_l(x) \varphi_s(x - \Theta) dx$ , где  $\Theta$  — относительное смещение двух изображений. Отклонение экспериментальной корреляционной функции от теоретической, рассчитанной на ЭВМ, связано с нелинейностью зависимости (формула (1)) и с экспериментальными ошибками (рис. 2).

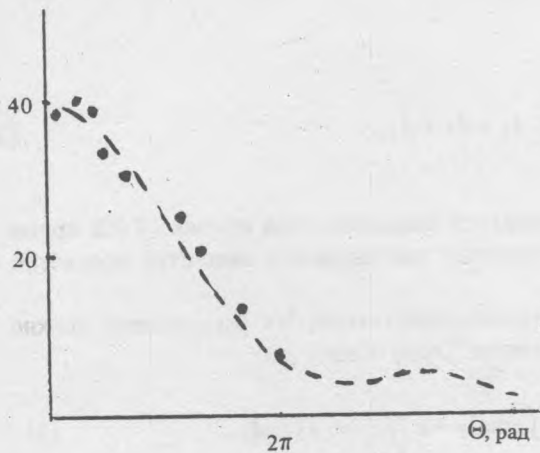


Рис. 2. Корреляционная экспериментальная и теоретическая кривые для относительного смещения двух дифракционных картин с длинами волн  $\lambda_1 = 0,63$  мкм и  $\lambda_2 = 0,48$  мкм ( $\Theta$  – относительное смещение, равное  $\pi x a / 2 \lambda_1 L$ , где  $x$  – смещение,  $L$  – расстояние от щели,  $a$  – ширина щели).

Таким образом, на таком ГФД можно сразу вырабатывать электрический сигнал, пропорциональный пространственной корреляционной функции согласно формуле (3) с высоким пространственным разрешением.

Авторы выражают благодарность А.М. Прохорову и Г.П. Шипуло за внимание и интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жук Б.В., Жуков И.А., Зленко А.А. ФТП, 19, 1405 (1985).

Поступила в редакцию 4 марта 1987 г.