

Здесь  $\Delta N_m = N_m - n_b$ ,  $n_b$  — ПП подложки,  $K_i$  — численные коэффициенты. Примем, что для материала  $\text{LiNbO}_3$  поляризация соответствует необыкновенному лучу, а  $z$  меняется на 0.5%. Используя приведенные на рис. 1 данные, легко показать, что в этом случае изменение ответственной за положение отсечки и значение  $V$  величины  $AD^{1/2}$  составляет  $\sim 6\%$ , а изменение ответственной за значение  $\Delta N_m$  величины  $D^{1/2}/A \sim 70\%$ . Столь значительное изменение  $\Delta N_m$  вызовет гораздо большее изменение электромагнитных полей мод, длины эффективного взаимодействия и интегралов перекрытия оптических и электростатических полей, чем это можно было ожидать, исходя из анализа, проведенного в работе [2], учитывающего только изменение  $D$ .

Таким образом, подтверждена для ниобата лития и обнаружена для танталата лития зависимость коэффициента диффузии титана от состава кристаллов. Впервые обнаружен и интерпретирован эффект изменения коэффициентов  $A$  при изменении стехиометрии. На основе численных оценок показано, что совокупность указанных эффектов является, по-видимому, основной причиной плохой воспроизводимости оптических характеристик волноводов на ниобате и танталате лития и приборов на их основе.

### Список литературы

- [1] Holmes R. J., Smyth D. M. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 10. P. 3531—3535.
- [2] Holmes R. J., Minford W. J. // Ferroelectrics. 1987. Vol. 75. N 1-2. P. 63—70.
- [3] Зилинг К. К., Покровский Л. Д., Шашкин В. В., Шипилова Д. П. // Автометрия. 1978. № 1. С. 103—108.
- [4] Minakata M., Saito S., Shibata M., Miyazawa S. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 9. P. 4677—4682.
- [5] Vollmer J., Nisius J. P., Hertel P., Krätzig E. // Appl. Phys. A. 1983. Vol. 32. N 3. P. 125—127.
- [6] Ctyroky J., Hofman M., Janta J., Schröfel J. // IEEE J. of Quant. Electronics. 1984. Vol. QE-20. N 4. P. 400—409.
- [7] Панькин В. Г., Пчелкин В. Ю., Шашкин В. В. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 7. С. 1497—1502.
- [8] Атучин В. В., Зилинг К. К., Шипилова Д. П. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 5. С. 994—998.
- [9] Elouadi B., Zriouil M. // J. Sol. State Chem. 1986. Vol. 64. N 1. P. 22—29.
- [10] Sugii K., Fukuma M., Iwasaki H. // J. Mat. Sci. 1978. Vol. 13. P. 523—533.
- [11] Elouadi B., Zriouil M. // Mat. Res. Bull. 1981. Vol. 16. N 19. P. 1099—1106.
- [12] Бацанов С. С. Структурная рефрактометрия. М.: Высшая школа, 1976. 304 с.
- [13] Oehrlein G. S., D'Heurle F. M., Reisman A. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 10. P. 3715—3725.
- [14] Terao N. // Jap. J. Appl. Phys. 1967. Vol. 6. N 1. P. 21—34.
- [15] Guenais B., Baudet M., Minier M., Le Cun M. // Mat. Res. Bull. 1981. Vol. 16. N 6. P. 643—653.
- [16] Зилинг К. К., Надолинный В. А., Шашкин В. В. // Неорган. материалы. 1980. Т. 16. № 4. С. 701—706.
- [17] Abrahams S. C., Kurtz S. K., Jamieson P. B. // Phys. Rev. 1968. Vol. 172. N 2. P. 551—553.
- [18] DiDomenico M., Wemple S. H. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 2. P. 720—734.
- [19] Hocker G. B., Burns W. K. // IEEE J. of Quant. Electronics. 1975. Vol. QE-11. N 6. P. 270—276.

Институт физики полупроводников СО АН СССР  
Новосибирск

Поступило в Редакцию  
15 декабря 1988 г.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРНОМ ФОТОДИОДЕ $n\text{-ZnSe-p-GaAs}$

Б. В. Жук, И. А. Жуков, А. А. Зленко, Е. А. Разов

В работе [1] нами было показано, что в переходе  $n\text{-ZnSe-p-GaAs}$  вблизи гетерограницы существует слой компенсированного широкозонного материала с глубокими ловушками и глубокими отрицательно заряженными центрами. Следовательно, за счет встроенного отри-

затянутого заряда в слое компенсированного материала образуется барьер для протекания фототока (рис. 1). Рассмотрим фотоэлектрический отклик данного гетероструктурного фотодиода (ГФ) при освещении его длинноволновым и коротковолновым светом. Как известно, отклик стандартного фотодиода равен сумме откликов при раздельном попадании света двух разных длин волн. В нашем случае наблюдается иная картина. При поглощении длинноволнового света в узкозонном материале появляется обычный фототок, протекающий через барьер в слое компенсированного материала. Если, кроме того, подсветить ГФ коротковолновым светом с частотой  $E_x > h\nu_l > \Delta E$  (где  $E_x$  — глубина залегания заряженных центров,  $\Delta E$  — ширина запрещенной зоны материала), то начнется переброска электронов из глубоких заряженных центров в зону проводимости. В результате уменьшается отрицательный объемный заряд и понижается барьер, т. е. получается, что коротковолновая подсветка

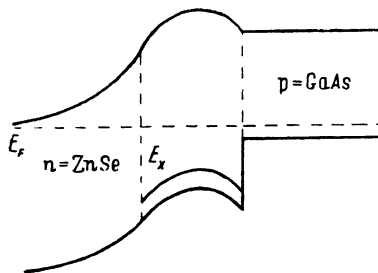


Рис. 1. Зонная диаграмма гетероперехода  $n\text{-ZnSe-p-GaAs}$ .

управляет квантовым выходом для длинноволнового света. Все это приводит к появлению дополнительного фототока, причем в некотором диапазоне он пропорционален произведению мощностей коротковолновой и длинноволновой подсветок. Таким образом, мы имеем приемник, на котором можно выделить сигнал, пропорциональный произведению мощностей коротковолновой и длинноволновой подсветок. Так как заряженные фоточувствительные центры являются неподвижными, то эти рассуждения можно распространить на случай двух изображений, сформированных в различных спектральных диапазонах с распределением интенсивностей  $\varphi_l(x, y)$  и  $\varphi_s(x, y)$ .

Тогда общий ток будет представлять собой сумму вида

$$J = J_l + J_s + J_{\text{cor}} = A \iint_s \varphi_l(x, y) dx dy + B \iint_s \varphi_s(x, y) dx dy + C \iint_s \varphi_s(x, y) \varphi_l(x, y) dx dy, \quad (1)$$

где  $J_l$ ,  $J_s$  — фототок от длинноволнового и коротковолнового света;  $J_{\text{cor}}$  — дополнительный ток, пропорциональный пространственной корреляционной функции двух изображений.

В работе [2] был реализован описанный ГФ, причем измерение тока  $J_{\text{cor}}$  проводилось в непрерывном режиме. Для использования корреляционного эффекта в практических устройствах необходимо знать, как формируется во времени сигнал  $J_{\text{cor}}$ . Отметим, что в качестве длинноволнового света использовалось излучение HeNe лазера ( $\lambda_l = 0.63$  мкм), а коротковолнового — излучение Ag лазера ( $\lambda_s = 0.49$  мкм).

Рассмотрим нестационарные процессы, происходящие в ГФ. При поглощении длинноволнового света появляется фотоэлектрический ток, равный

$$J = \frac{q\eta I_l}{h\nu_l} \exp(-\Phi),$$

где  $q$  — заряд электрона,  $\eta$  — квантовый выход,  $I_l$  — мощность длинноволновой подсветки,  $h\nu_l$  — энергия кванта,  $\Phi$  — высота барьера.

Расчеты, проведенные на ЭВМ [1], показали, что при небольших изменениях барьера его высота пропорциональна концентрации электронов, захваченных на ловушки. Тогда получаем

$$J_l = \frac{q\eta I_l}{h\nu_l} \exp(-cm), \quad (2)$$

где  $c$  — коэффициент пропорциональности,  $m$  — концентрация электронов на ловушках.

Нестационарное поведение фототока связано с изменением концентрации электронов на ловушках. Тогда соответствующее кинетическое уравнение для концентрации электронов на ловушках будет следующим:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\gamma_l I_l}{h\nu_l} \exp(-cm) - \frac{m - m_0}{\tau_0} - \gamma_s \frac{I_s}{h\nu_s} \cdot m, \quad (3)$$

где  $\gamma_l$  — вероятность захвата электронов из зоны проводимости на глубокие ловушки,  $m_0$  — начальная концентрация электронов на ловушках,  $\tau_0$  — время тепловой релаксации

$\gamma_s$  — вероятность поглощения глубокими центрами коротковолнового света,  $I_s$  — мощность коротковолновой подсветки,  $h\nu_s$  — энергия коротковолнового кванта.

Первый член уравнения характеризует захват электронов на ловушке при появлении фототока, второй — тепловая релаксация, третий отражает переброску электронов из глубоких центров в зону проводимости.

Для начала исследуем случай отсутствия коротковолновой подсветки, т. е.  $I_s = 0$ . Данное уравнение решалось на ЭВМ, причем  $\gamma_l$  и  $m_0$  выбирались таким образом, чтобы наилучшим образом соответствовать эксперименту. Нестационарные экспериментальные и теоретические кривые находятся в хорошем согласии и представлены на рис. 2. Характер кривой можно пояснить следующим образом. При поглощении длинноволнового света в узкозонном материале появляется фототок, причем часть электронов из зоны проводимости захватывается на ловушки. В результате этого увеличивается отрицательный заряд в слое компенсированного материала и повышается барьер для протекания фототока. Таким образом, получается,

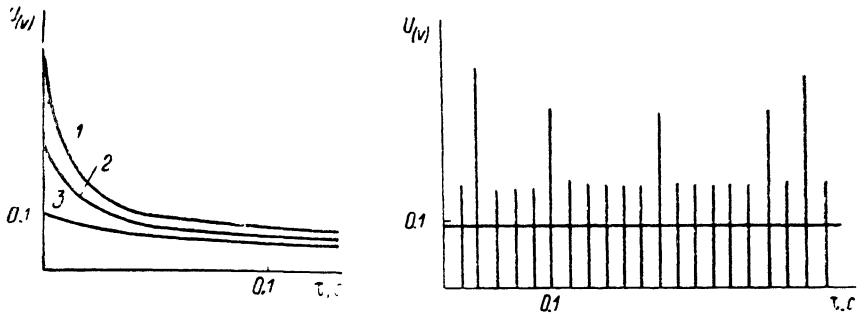


Рис. 2. Фотоэлектрический отклик гетероструктурного фотодиода при различных мощностях падающего длинноволнового света от времени.

$I_l$ , мВ/см<sup>2</sup>. 1 — 10, 2 — 5, 3 — 1.

Рис. 3. Фотоэлектрический отклик гетероструктурного фотодиода при различных частотах воздействия длинноволнового излучения.

что фототок, протекающий при воздействии длинноволнового излучения, как бы запирает сам себя. Эксперимент показал, что начальный всплеск имеет максимальный диапазон линейности по мощности. Этот результат закономерен, так как протекание тока в этом случае происходит при небольших высотах барьера и, согласно формуле (2), фототок обладает большим диапазоном линейности. Для практических применений этого эффекта важно, чтобы стационарный хвост также обладал большим диапазоном линейности. В противном случае точность корреляционного преобразования (3) будет мала. Если мы будем работать в режиме малых мощностей, то нестационарного всплеска практически наблюдаться не будет. Реально это означает, что под воздействием длинноволнового излучения не происходит значительного изменения концентрации заряженных центров. В этом случае будет линейно по мощности стационарное значение фототока. Для того чтобы нестационарный всплеск фототока не превышал величину 10 %, необходимо, чтобы мощность длинноволнового света не превышала величину

$$I_0 < \frac{0.04 \cdot h\nu}{\tau \cdot c \cdot \eta \cdot \gamma \exp(-c\tau_0)} \quad (4)$$

Экспериментально нами было показано [2], что для хорошей работы данного ГФ в качестве корреляционного преобразователя необходимо, чтобы мощность длинноволнового света не превышала величину 1 мВт/см<sup>2</sup>. Был исследован также фотоотклик ГФ при импульсном длинноволновом возбуждении мощностью, превышающей величину  $I_0$ . Если интервал между импульсами превышает 0.5 с, то фотоотклик имеет максимальную величину. В случае если интервал между импульсами будет уменьшаться, то будет уменьшаться и амплитуда фотоотклика, как показано на рис. 3. Таким образом, наблюдается эффект зависимости амплитуды фотоотклика от частоты повторения.

Пусть, кроме постоянного длинноволнового света, на данный ГФ воздействует коротковолновая подсветка. При  $T_l > T_0$  будет выполняться неравенство  $I_l \exp(-ct) \ll m_0/\tau_0$ . Тогда из (3) имеем

$$m = m_0 \left( 1 + \frac{\gamma I_s}{h\nu_s} \tau_0 \right), \quad J_{\text{с.о.}} = I_l \exp(-cm) \left( \exp \left( \frac{cm_0 B I_s}{1 + B I_s} \right) - 1 \right), \quad (5)$$

где  $B = (\gamma \tau_0) / (h\nu)$ .

Теоретические зависимости фотоотклика от мощности синей подсветки при разных начальных квантовых выходах представлены на рис. 4. Из рис. 4 видно, что максимальный длинный линейный участок имеет кривая, соответствующая низкому квантовому выходу по длинноволновому свету. Нами был подготовлен ГФ с квантовым выходом 10 %, который мы сочли оптимальным. С одной стороны, у него хороший диапазон линейности по коротковолновому свету вплоть до мощностей  $I_s = 10$  мкВт/см<sup>2</sup>, с другой стороны, у него приемлемая чувствительность по длинноволновому свету. Таким образом, при мощностях коротковолновой подсветки 10 мкВт/см<sup>2</sup> и длинноволновой 1 мВ/см<sup>2</sup> на ГФ можно выделить сигнал, пропорциональный пространственной корреляционной функции от распределения интенсивностей двух изображений.

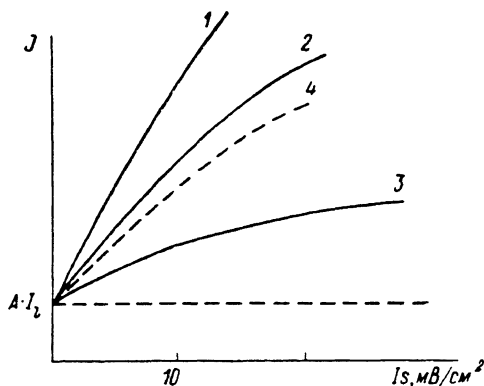


Рис. 4. Фотоэлектрический отклик ГФ при длинноволновой подсветке постоянной мощности 1 мВ/см<sup>2</sup> в зависимости от мощности коротковолнового света при различных квантовых выходах.

1 — 8, 2 — 13, 3 — 30 %, 4 — экспериментальная кривая, соответствующая квантовому выходу порядка 10 %.

Можно приблизительно оценить такую важнейшую характеристику ГФ как чувствительность по коротковолновому свету. Пусть  $I_s \ll I_l$ , тогда из кинетического уравнения для стационарного случая будем иметь

$$A I_l \exp(-cm) = \frac{m - m_0}{\tau_0}. \quad (6)$$

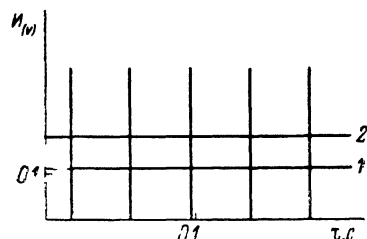
Дифференцируя кинетическое уравнение (6) и учитывая (5), получим выражение для чувствительности

$$\frac{\Delta m}{\Delta I_s} = - \frac{B m}{c A I_l \exp(-cm) + \frac{1}{\tau_0}} = - \frac{B m \tau_0}{c (m - m_0) + 1}. \quad (7)$$

Из этого уравнения видно, что чем меньше изменение концентрации электронов, захваченных на ловушки, тем больше чувствительность по синему свету. Таким образом, необ-

Рис. 5.

1 — фотоотклик ГФ при воздействии длинноволнового излучения 0.8 мВ/см<sup>2</sup>, 2 — при суммарном воздействии длинноволнового излучения мощностью 0.8 мВ/см<sup>2</sup> и коротковолновой подсветке 5 мкВ/см<sup>2</sup>. Вертикальные линии — суммарный фотоотклик при тех же мощностях излучений при импульсной подаче длинноволнового света.



ходимо работать при малых мощностях длинноволнового света не только для обеспечения большого диапазона линейности, но также для достижения большей чувствительности.

Следует отметить, что чувствительность зависит от средней мощности длинноволнового света. Поэтому амплитуда фотоотклика в импульсном режиме длинноволнового света гораздо выше, чем в непрерывном при одинаковом значении амплитудной мощности длинноволнового света (рис. 5). При выделении сигнала, пропорционального пространственной корреляционной функции, немаловажным является вопрос о быстродействии ГФ по корреляционному сигналу. Быстродействие по красному свету характеризуется только RC-цепью ( $C$  — емкость фотодиода,  $R$  — сопротивление нагрузки) и для образца площадью 0.25 см<sup>2</sup> составляет величину  $5 \cdot 10^{-5}$  с, по синему свету время срабатывания зависит от мощности синего света. При мощностях меньше 2 мкВт оно составляет величину порядка секунды, для 10 мкВт — 0.05—0.1 с.

В работе [2] показано, что пространственное разрешение данного корреляционного преобразователя порядка нескольких микрон. Исследование ГФ на гетероструктуре  $n$ -ZnSe— $p$ -GaAs показали, что однородность фотоотклика находится в пределах 5% для образцов площадью 1 см<sup>2</sup>.

Таким образом, данный ГФ может вырабатывать сигнал, пропорциональный пространственной корреляционной функции с высоким пространственным разрешением, и его можно использовать для систем обработки изображений и распознавания образов.

В заключение авторы выражают благодарность А. М. Прохорову за внимание и интерес к работе.

### Список литературы

- [1] Zhuk B. V., Zhukov I. A., Zlenko A. A. // Sol. St. Electron. 1986. Vol. 29. N 2. P. 247—251.  
 [2] Жук Б. В., Жуков И. А., Зленко А. А. и др. // КСФ. 1987. № 7, С. 10—12.

Институт общей физики АН СССР  
 Москва

Поступило в Редакцию  
 14 марта 1988 г.

В окончательной редакции  
 12 июня 1989 г.

01; 06; 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

## К ТЕОРИИ ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДНОГО РАЗДЕЛИТЕЛЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ КАНАЛОВ

А. С. Старков

В данной работе рассмотрен планарный волноводный разделитель спектральных каналов, основанный на эффекте модовой отсечки в несимметричных диэлектрических волноводах. По условиям распространения излучения необходимо, чтобы толщина волноводного слоя была больше критической толщины для данной моды. При нарушении этого условия волноводная мода переходит в расходящийся в подложке цилиндрический пучок [1], т. е. происходит отсечка излучения. Критическая толщина волновода зависит как от индекса моды, так и от длины волны излучения.

Использование основной доли энергии, распространяющейся в материале подложки, затруднено из-за близости оси пучка к границе сред. Для устранения этого недостатка в работе [2] было предложено участок с плавноуменьшающейся толщиной делать в виде планарного несимметричного волновода, изогнутого по окружности медленно изменяющегося радиуса  $R$ . В таком волноводе излучение с длиной волны  $\lambda$  после отсечки в точке  $s$  будет распространяться почти по касательной к изогнутому участку и на некотором удалении от точки  $s$  не будет зависеть от волноводного слоя.

Главной целью настоящей работы является получение диаграммы направленности волны, вышедшей из критического сечения.

Конфигурация волновода показана на рис. 1. В системе координат  $s, \nu$ , где  $s$  — длина дуги кривой  $S$ , отсчитываемая от некоторой точки;  $\nu$  — длина нормали к  $S$ ; кривая  $S_1$  может быть задана уравнением  $\nu = -h(s) > 0$ . Толщина волновода  $h(s)$  предполагается плавно уменьшающейся величиной

$$h'(s) < 0, \quad p = \max |h'(s)| \ll 1.$$

Показатели преломления подложки  $n_1$  ( $\nu > 0$ ), слоя  $n_2$  ( $0 > \nu > -h(s)$ ) и окружающей среды  $n_3$  ( $\nu > -h(s)$ ) считаем связанными соотношением  $n_2 > n_1 > n_3$ .

Как известно, поля  $E$  и  $H$  для рассматриваемой задачи выражаются через скалярные функции  $u_i(s, \nu)$   $i=1, 2, 3$ , удовлетворяющие в среде с номером  $i$  уравнению

$$(\Delta + k^2 n_i^2) u_i = 0, \quad (1)$$

а условия непрерывности касательных компонент приводят к граничным условиям на границах раздела