

УДК 548.0

ФОТОТОК В ДВУМЕРНОЙ n - p - n СТРУКТУРЕ, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ФОКУСИРОВАННЫМ ОПТИЧЕСКИМ ПУЧКОМ

М.С. СААКЯН¹, С.Г. ПЕТРОСЯН²

¹Ереванский государственный университет

²Российско-Армянский государственный университет

(Поступила в редакцию 27 декабря 2006 г.)

Теоретически исследовано возникновение поперечного фототока при локальном возбуждении оптическим пучком поверхности n - p - n структуры, реализованной на основе двумерного электронного газа. Показано, что величина и знак фототока зависят от координаты центра светового пятна. Выяснены условия линейности характеристики, когда становится возможным создание на основе двумерных биполярных структур позиционно-чувствительных детекторов, обладающих высокой пространственной разрешающей силой.

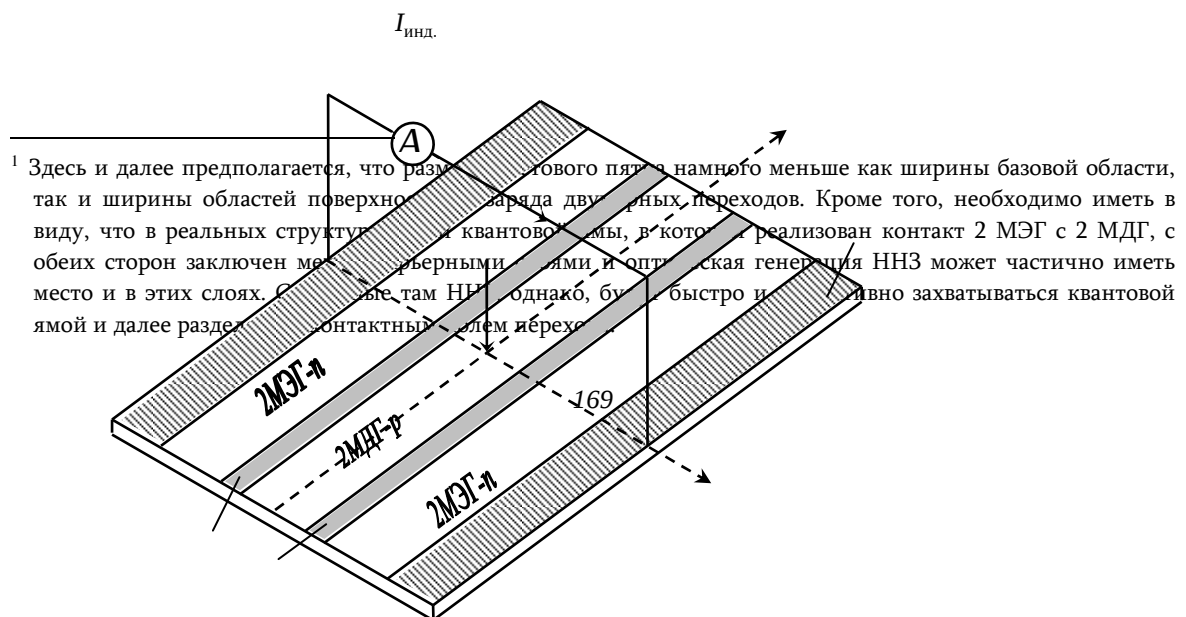
1. Введение

В структурах с биполярной проводимостью, созданных на основе двумерного электронного газа, p - и n -области, как правило, находятся в одной плоскости и при освещении фокусированным оптическим (лазерным) излучением возможно возникновение поперечного фотонапряжения (или фототока) [1,2]. Обычно такие планарные структуры создаются методом ионной имплантации, когда в определенных участках структуры с уже легированной квантовой ямой вводятся компенсирующие примеси [3]. В [4] было показано, что реализованные таким образом поперечные фотодиоды имеют большую фоточувствительную поверхность и высокую фоточувствительность, а при освещении фокусированным оптическим пучком проявляют фотосигнал, величина и знак которого зависят от координат пучка на поверхности структуры. Это свойство позволяет, во-первых, определить ширину области поверхностного заряда и ее зависимость от приложенного напряжения для двумерных p - n -переходов, а во-вторых, использовать такие структуры в качестве координатно-чувствительных детекторов, характеризующихся линейной зависимостью фототока от смещения пучка вдоль одной или двух координатных осей, а также наличием “нулевой точки” [2].

Целью данной работы является теоретическое исследование зависимости фототока двумерной n - p - n структуры от координаты освещающего оптического пучка, выявление условий его линейности и оценка величины координатной чувствительности такого детектора как датчика смещения [5,6].

2. Аналитическая модель

Структура рассматриваемого фотоэлемента схематически представлена на рис.1. Она представляет собой планарную структуру с двумя p - n -переходами, образованными между базовой p -областью двумерного дырочного газа (2 МДГ) и двумя n -областями двумерного электронного газа (2 МЭГ). Линии этих переходов параллельны и расположены на расстоянии d друг от друга. К двум n -областям созданы плоские омические контакты, которые закорочены для измерения индуцированного фототока при освещении такого фотоэлемента сфокусированным на его поверхности оптическим пучком. При каждом положении пучка измеряются величина и знак стационарного фототока, возникшего во внешней цепи этой структуры. Поскольку в фотоэлементе имеются два обратно включенных p - n -перехода, то измеряемый фототок есть разность фототоков, индуцированных в каждой из них при заданном профиле генерации неравновесных носителей заряда (ННЗ). Когда световое пятно расположено в области между краями поверхностного заряда p - n -переходов ($0 \leq x \leq l$, $-\infty < y < +\infty$), то генерация ННЗ имеет место только в квазинейтральной части базы¹, а возникшие после поглощения света ННЗ диффундируют к областям поверхностного заряда и, разделяясь контактными электрическими полями, создают фототоки в переходах. При ширине p -области порядка диффузионной длины электронов ($d \approx L_n$) следует ожидать сильную зависимость суммарного фототока от положения оптического пучка, так как при прочих равных условиях число разделенных каждым переходом ННЗ зависит от расстояния центра области генерации до краевой линии его области поверхностного заряда. Фототок, генерированный данным p - n -переходом, будет максимальным, если генерация ННЗ произойдет в пределах его области поверхностного заряда и произойдет полное разделение ННЗ поперечным электрическим полем контакта (без каких-либо рекомбинационных потерь). Измеряя на эксперименте величину области смещения пучка, при котором наблюдается более или менее постоянный фототок, можно определить ширину области поверхностного заряда и ее зависимость от внешнего смещения [2]. Если же оптический пучок сфокусирован в пределах квазинейтральной области базы, то, во-первых, из-за возможных рекомбинационных потерь и, во-вторых, из-за того, что лишь часть генерированных ННЗ диффундирует к данному переходу, фототок каждого перехода будет меньше своего максимального значения. Когда оптический пучок смещается к центру p -области, то суммарный фототок должен уменьшаться и в симметричной структуре обращаться в нуль. При дальнейшем смещении возникнет фототок другого знака, величина которого увеличится по мере приближения светового пятна к области поверхностного заряда противоположного p - n -перехода.



x

Области поверх-
ностного заряда

Рис.1. Структура поперечного фотоэлемента на основе двумерной p - n - p -структуры.

Для определения зависимости фототока от координаты центра оптического пучка необходимо решить двумерное уравнение непрерывности для избыточных неосновных носителей заряда ($n(x, y)$) в квазинейтральной части p -области:

$$G_n + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} = 0, \quad j_n = e D_n \nabla n, \quad (1)$$

где j_n – вектор плотности тока, τ_n – время жизни электронов, G_n – поверхностная скорость генерации электронно-дырочных пар в результате поглощения оптического пучка, а D_n и $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ есть коэффициент и длина диффузии электронов. Если считать, что оптический пучок с эффективным радиусом Δ сфокусирован в точке с координатами (ξ_0, η_0) , то для функции генерации можно взять гауссову форму

$$G_n = g_n \exp \left(-\frac{(x - \xi_0)^2 + (y - \eta_0)^2}{\Delta^2} \right), \quad (2)$$

где амплитуда g_n выражается через мощность P падающего оптического излучения и в случае монохроматического пучка с частотой ω равна $P / \pi \Delta^2 \hbar \omega$ ($\hbar$ – постоянная Планка). Решение уравнения (1) должно удовлетворять граничным условиям на краях областей поверхностного заряда p - n -переходов:

$$\Delta n(x, 0) = \Delta n(x, l) = 0. \quad (3)$$

Легко показать, что $\Delta n(x, y)$ можно представить в виде

$$\Delta n(x, y, \xi_0, \eta_0) = \frac{g_n \tau_n}{\Delta^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \int_0^l d\eta G(x, y, \xi, \eta) e^{-\frac{(\xi - \xi_0)^2 + (\eta - \eta_0)^2}{\Delta^2}}, \quad (4)$$

где $G(x, y, \xi, \eta)$ является функцией точечного источника (функция Грина), удовлетворяющей граничным условиям (3). Она имеет форму

$$G(x, y, \xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [K_0(r_n) - K_0(r'_n)], \quad (5)$$

где K_0 есть функция Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента [7], а

$$r_n = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta_n)^2}, \quad r'_n = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta'_n)^2}$$

$$\eta_n = 2nl + \eta, \quad \eta'_n = 2nl - \eta.$$

(6)

В результате для индуцированного тока можно получить следующее выражение:

$$I = I^{(1)}_{ind} - I^{(2)}_{ind} = \int_{-\infty}^{+\infty} eD_n \frac{\partial n(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=0} dx - \int_{-\infty}^{+\infty} eD_n \frac{\partial n(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=l} dx. \quad (7)$$

Отсюда, после некоторых несложных вычислений окончательно получим зависимость фототока структуры от координаты центра светового пятна:

$$I = \frac{\pi eg_n \tau_n D_n}{2} \frac{l}{e^{L_n} - 1} \left\{ e^{-\frac{\eta_0 - l}{L_n} + \frac{\Delta^2}{4L_n^2}} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\eta_0 - l}{\Delta} - \frac{\Delta}{2L_n} \right) + \operatorname{erf} \left(-\frac{\eta_0}{\Delta} + \frac{\Delta}{2L_n} \right) \right] + \right.$$

$$\left. + e^{\frac{\eta_0}{L_n} + \frac{\Delta^2}{4L_n^2}} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\eta_0}{\Delta} + \frac{\Delta}{2L_n} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\eta_0 - l}{\Delta} + \frac{\Delta}{2L_n} \right) \right] \right\}, \quad (8)$$

где

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (9)$$

Эта зависимость для различных значений отношения ширины p -области к диффузионной длине электронов представлена на рис.2. Как и следовало ожидать, при $\eta_0 = l/2$ в симметричной структуре фототок отсутствует. Видно также, что при условии $l \leq L_n$ фотоотклик рассматриваемого поперечного фотодиода является знакопеременным и характеризуется линейной зависимостью от смещения пятна вдоль поверхности базовой области. Такие зависимости наблюдались в [4]. при экспериментальном исследовании фототока, индуцированного в двумерной p - n пучком. Испол оценить коорди при скорости с как на экспери

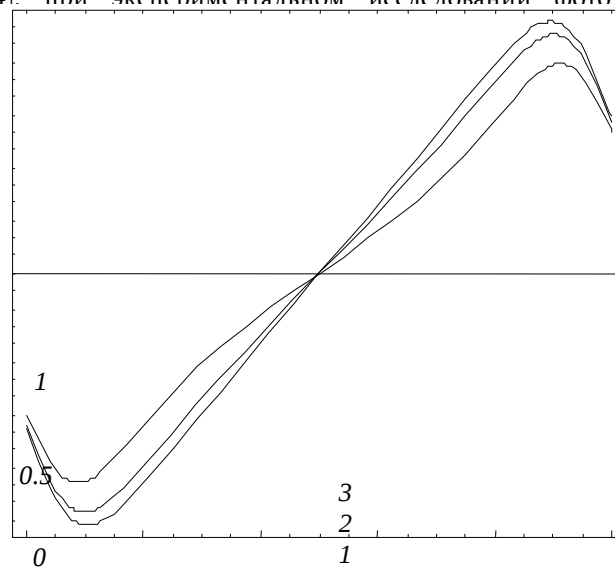


Рис.2. Зависимость фототока от координаты центра оптического пятна для различных значений отношения ширины p -области к диффузионной длине электронов.

Фототок (отн. ед.)
Фототок (отн. единицы)

фокусированным лазерным пучком на основе выражения (8) экспериментом. Такая оценка составила 3.6 нА/мкм, в то время как на эксперименте

3. Заключение

Таким образом, теоретический расчет показывает, что при локальном возбуждении двумерных p - n -структур фокусированным оптическим лучом возникает поперечный фотоэффект, величина и знак которого зависит от положения светового пятна на поверхности структуры. Линейность характеристики открывает новые возможности для создания сенсоров смещения, обладающих высокой координатной чувствительностью и имеющих большую фоточувствительную поверхность. Координатная чувствительность двумерных p - n -структур более чем на два порядка превосходит чувствительность известных позиционно-чувствительных кремниевых детекторов на основе барьеров Шоттки [5].

В заключение заметим, что создавая в плоскости двумерного электронного газа четыре p - n -перехода, расположенных попарно взаимно перпендикулярно, можно осуществить фотодетектор, чувствительный по отношению к смещениям светового пятна вдоль координатных осей x и y .

Работа выполнена в рамках целевой научной программы РА "Полупроводниковая наноэлектроника".

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Reuter, C.Meier, C.Riestestal, A.D.Wieck. Semicond. Sci. Technol., **17**, 585 (2002).
2. D.Reuter, C.Werner, A.D.Wieck, S.Petrosyan. Appl. Phys. Lett., **86**, 162110 (2005).
3. D.Reuter, C.Werner, C.Riedesel, A.D.Wieck, D.Schuster, W.Hansen. Physica E, **22**, 725 (2004).
4. D.Reuter, C.Riestestal, C.Werner, A.D.Wieck, D.Schuster, W.Hansen, S.Petrosyan. Proc. Int. Conf. on Semicond. Micro- and Nanoelectronics, Aghveran, Armenia, 2005, p.127.
5. J.Henry, J.Livingstone. J. Phys. D: Appl. Phys., **37**, 3180 (2004).
6. E.Fortunato, D.Brida, I.Ferreira, H.Aguas, P.Nunes, R.Martins. Thin Solid Films, **383**, 310 (2001).
7. Б.Будак, А.Самарский, А.Тихонов. Сборник задач по математической физике. М., Наука, 1972.

ՖՈՒՆԴԱՄԵՆԹԱԼ ՕՊԵՐԱԿԱՆ ՓԼՋՈՎ ՄԱԿԱԾՎԱԾ ՖՈՏՈՆՈՍԱՆՔԸ ԵՐԿՉԱՓ p - n - ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՒՄ

Մ.Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Մ.Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է երկչափ էլեկտրոնային գազի վրա հիմնված p - n -կառուցվածքում լայնական ֆոտոհոսանքի առաջացումը՝ պայմանավորված ֆոկուսացված օպտիկական փնջի ազդեցությամբ: Ցույց է տրված, որ մակածված ֆոտոհոսանքի մեծությունն ու ուղղությունը կախված են օպտիկական փնջի կենտրոնի կոորդինատներից: Պարզաբանված են այն պայմանները, որոնց դեպքում այդ կախվածությունն ունի գծային բնույթ, ինչը հաստատում է երկչափ երկբևեռ կառուցվածքների հեռանկարայնությունը տարածական մեծ լուծողական ուժով օժտված կոորդինատա-զգայուն դետեկտորների համար:

*LASER-BEAM-INDUCED CURRENT
IN TWO DIMENSIONAL n-p-n-STRUCTURES*

M.S. SAHAKYAN, S.G. PETROSYAN

The photocurrent induced by a focused optical beam in a p-n-p-structure based on two-dimensional electron gas is studied theoretically. It is shown that the magnitude and sign of the photocurrent depend on the coordinate of the center of a light spot. Conditions for the linearity of such dependence are found which clearly demonstrate the suitability of two-dimensional bipolar structures for use in position-sensitive detectors with high a spatial resolution.