

Д. ф.-м. н. А. А. КЛЮКАНОВ, д. ф.-м. н. Э. А. СЕНОКОСОВ,
Д. Е. БОГИНСКИЙ, В. В. СОРОЧАН, Л. В. ФЕЩЕНКО

Молдова, г. Кишинев, Молдавский гос. ун-т; г. Тирасполь,
Приднестровский гос. ун-т им. Т. Г. Шевченко
E-mail: pgulib@tirastel.md

Дата поступления в редакцию
03.01—02.10 2002 г.

Оппонент к. т. н. В. В. РЮХТИН
(ЦКБ "Ритм", г. Черновцы)

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФОТОПРИЕМНИКОВ НА ОСНОВЕ НИЗКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК

Подтверждена возможность разработки на основе низкоомных фотопроводников нового класса позиционно-чувствительных фотоприемников.

Среди позиционно-чувствительных фотоприемников одними из первых практическое применение получили датчики световых сигналов на основе $p-n$ переходов [1, 2]. Следующим этапом использования такого рода оптоэлектронных приборов явилась разработка сенсорных элементов [3], основанных на координатной зависимости внутреннего сопротивления фотоприемников.

В работах [4, 5] впервые предложены и разработаны позиционно-чувствительные датчики световых сигналов на основе однородных низкоомных фотопроводящих полупроводников, технология изготовления которых менее сложна и трудоемка. Такие фотоприемники чувствительны как к собственному, так и к примесному излучению. Нетрадиционная схема расположения и коммутации электрических контактов позволяет изменять пороговую чувствительность и функциональные возможности фотоприемников.

В данной работе исследуется функциональная связь выходного напряжения фотоприемников, имеющих четыре квадратно расположенных электрических контакта.

Характер координатной зависимости чувствительности к свету исследуемых фотоприемников определяется особенностью распределения потенциала по поверхности полупроводника при протекании вдоль него электрического тока. В связи с этим нами проведены расчеты функции распределения темнового (φ_0) и светового (φ_1) потенциалов для фотоприемника, изготовленного из однородного проводящего полупроводникового диска (пленки) толщиной d и радиусом R , по краям которого нанесены четыре линейных омических контакта A, B, C, D (рис. 1), расположенных в вершинах квадрата. К одной паре контактов, размещенных на концах его диагонали AC , подключается источник входного напряжения U_1 и через фотоэлемент пропускается ток I . К двум другим контактам (B и D) подключается резистор нагрузки, с которого снимается выходное напряжение U_2 .

Очевидно, что в темноте или при равномерном освещении всей фронтальной поверхности диска выходное напряжение $U_2=0$, т. к. контакты B и D распо-

лагаются на эквипотенциальной линии. При локальном же освещении поверхности диска эквипотенциальность линии BD может быть нарушена, и тогда $U_2 \neq 0$.

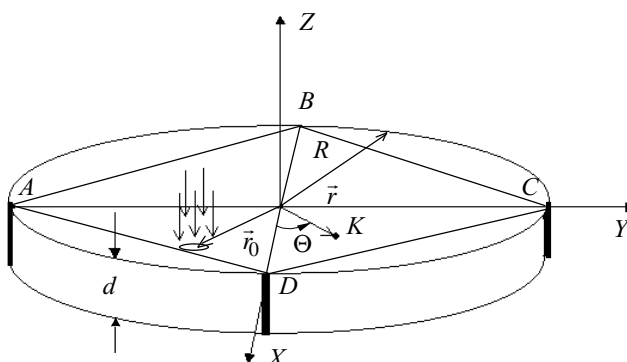


Рис. 1. Схема квадратного расположения контактов с "привязкой" координат исследуемых точек и пятна засветки

Для определения функций темнового и светового потенциалов введем систему декартовых (x, y, z) и сферических (r, Θ, ψ) координат, начало которых свяжем с центром O фронтальной поверхности диска (рис. 1). Оси X и Y направим вдоль линий BD и AC , соответственно.

Координата r точки K , лежащей на свободной поверхности диска, представляет собой величину модуля ее радиуса-вектора $\vec{r}(r = |\vec{r}|)$, а Θ — угол между вектором \vec{r} и положительным направлением оси X . В силу однородности диска по толщине потенциалы не зависят от Z (или от ψ):

$$\varphi_0 = \varphi_0(x, y) = \varphi_0(\vec{r}) = \varphi_0(r, \Theta);$$

$$\varphi_1 = \varphi_1(x, y) = \varphi_1(\vec{r}) = \varphi_1(r, \Theta).$$

При расчете функции темнового потенциала $\varphi_0(r, \Theta)$ нами использовалось уравнение Лапласа

$$\Delta \varphi_0 = 0 \tag{1}$$

и уравнения, связывающие между собой напряженность внешнего электрического поля \vec{E} и φ_0 , плотность тока \vec{j} и темновую удельную электропроводность σ_0 :

$$\vec{E} = -\nabla \varphi_0; \quad \vec{j} = \sigma_0 \vec{E}. \tag{2}$$

При этом учитывались граничные условия

$$j_n = 0; \quad E_n = -[(\partial \varphi_0) / (\partial r)]_{r=R} = 0, \tag{3}$$

где \vec{n} — нормаль к поверхности диска.

С учетом результатов работы [1, с. 422] получено следующее выражение для темнового потенциала в виде явной функции координат:

$$\Phi_0 = \frac{I}{\sigma_0 \pi d} \ln \left| \frac{\vec{r} - \vec{R}_y}{\vec{r} + \vec{R}_y} \right|, \quad (4)$$

где $\vec{R}_y = R\vec{e}_y$; \vec{e}_y — единичный вектор вдоль оси Y .

Теперь предположим, что фронтальная поверхность полупроводникового диска на каком-нибудь ее участке освещается узким пучком оптически активного света. В низкоомных полупроводниках, в особенности в слабых электрических полях, можно пренебречь размытием границы в распределении избыточных носителей заряда между освещенной и темной областями, вызванным их диффузией и дрейфом [6, с. 313, 318]. Поэтому можно считать, что распределение неравновесных носителей заряда в области оптического возбуждения будет повторять распределение освещенности L в плоскости поперечного сечения пучка.

Обозначим через $\delta\sigma$ величину изменения удельной электропроводности полупроводника в центре пятна засветки, соответствующей координате $\vec{r}_0 = (r_0, \Theta_0)$. Если принять, что распределение освещенности в зондирующем пучке описывается функцией Гаусса, то выражение для удельной электропроводности в любой точке $\vec{r} = (r, \Theta)$ диска можно представить в виде соотношения

$$\sigma(\vec{r}) = \sigma_0 + \delta\sigma \exp \left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_0)^2}{a^2} \right], \quad (5)$$

где a — радиус пятна засветки.

Соотношение (5) правильно описывает предельные значения $\sigma(\vec{r})$. В точке $\vec{r} = \vec{r}_0$ электропроводность $\sigma(\vec{r}_0) = \sigma_0 + \delta\sigma$, а при $|\vec{r} - \vec{r}_0| > a$ $\sigma(\vec{r}) = \sigma_0$.

Для низкоомного фотопроводника $(\delta\sigma)/\sigma \ll 1$, поэтому функцию потенциала $\phi(\vec{r})$ освещенного полупроводника можно выразить в виде ряда по степеням $(\delta\sigma)/\sigma$, а ϕ_1 при этом рассматривать как поправку первого порядка малости к ϕ_0 :

$$\phi(\vec{r}) = \phi_0(\vec{r}) + \phi_1(\vec{r}). \quad (6)$$

В стационарном случае $\phi(\vec{r})$ должна удовлетворять уравнениям

$$\vec{j} = -\sigma \nabla \phi; \quad \text{div } \vec{j} = 0. \quad (7)$$

Учитывая, что произведение $\nabla \sigma \nabla \phi_1 = \nabla \delta\sigma \nabla \phi_1$ пропорционально $[(\delta\sigma)/\sigma]^2$ — величине второго порядка малости, которой можно пренебречь, из равенств (1) и (6) получено соотношение, связывающее между собой световой и темновой потенциалы:

$$\sigma \nabla \phi_1 \approx -\nabla \sigma \nabla \phi_0. \quad (8)$$

Подставляя в (8) значения для ϕ_0 (4) и $\sigma \approx \sigma_0$, находим, что

$$\Delta \phi_1 \approx 2 \frac{\delta\sigma}{\sigma} \frac{1}{a^2} \frac{I}{\pi \sigma d} \left[\frac{(\vec{r} - \vec{R}_y)(\vec{r} - \vec{r}_0)}{(\vec{r} - \vec{R}_y)^2} - \frac{(\vec{r} + \vec{R}_y)(\vec{r} - \vec{r}_0)}{(\vec{r} + \vec{R}_y)^2} \right] \times \exp \left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_0)^2}{a^2} \right]. \quad (9)$$

Решение уравнения (9) представляет собой функцию ϕ_1 , зависящую не только от координат $\vec{r} = (r, \Theta)$ рассматриваемой точки, но и от координат $\vec{r}_0 = (r_0, \Theta_0)$ локальной засветки. Практический же интерес представляет разность потенциалов между характерными точками $\vec{r}_1 (r_1=R, \Theta_1=\pi)$ и $\vec{r}_2 (r_2=R, \Theta_2=0)$ фотопроводника. В частности, если размеры светового пятна малы и выполняются неравенства $a/R \ll 1$ и $a/r_0 \ll 1$, то разность потенциалов между точками $B(\vec{r}_1)$ и $D(\vec{r}_2)$, определяющая выходное напряжение фотоприемника, будет равна

$$U_2 = \Phi_{BD} = \frac{\delta\sigma}{\sigma} \frac{a^2}{R^2} \frac{I}{\pi \sigma d} \frac{8r_{00}^2 \sin 2\Theta_0}{(1-r_{00}^4)^2 + 4r_{00}^4 \sin^2 2\Theta_0}, \quad (10)$$

где $r_{00} = r_0/R$ — безразмерная координата светового пятна.

Из (10) следует, что разность потенциалов Φ_{BD} зависит от координат и площади засветки. Кроме того, она линейно возрастает с током I и освещенностью L (в низкоомных полупроводниках $\delta\sigma \sim L$).

На рис. 2 приведены полярные диаграммы безразмерной разности потенциалов

$$V_{BD} = \frac{\Phi_{BD}}{\frac{\delta\sigma}{\sigma} \frac{a^2}{R^2} \frac{I}{\pi \sigma d}} = \frac{8r_{00}^2 \sin 2\Theta_0}{(1-r_{00}^4)^2 + 4r_{00}^4 \sin^2 2\Theta_0}, \quad (11)$$

построенные согласно соотношению (10) для четырех различных значений $r_{00} = r_0/R$. Значения V_{BD} по модулю откладывались в выбранном масштабе на соответствующих радиусах-векторах $\vec{r}(\Theta_0)$. Функция V_{BD} , как видно, имеет экстремумы в точках

$$\Theta_{01} = \pm(\pi/2)k; \quad \Theta_{02} = (\pi/4) \pm (\pi/2)k; \quad \Theta_{03} = (1/2) \arcsin \sqrt{[(1-2r_{00}^4+r_{00}^2)/(4r_{00}^4)]} \pm (\pi/2)k, \quad (12)$$

где $k=0, 1, 2, \dots$

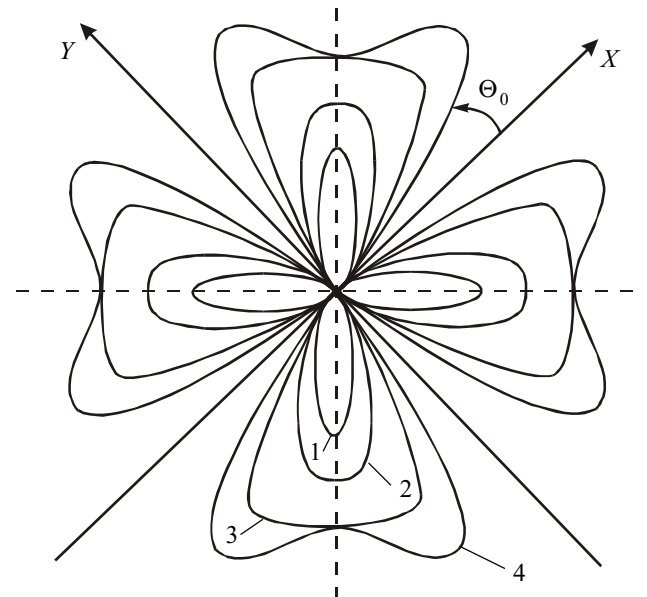


Рис. 2. Полярные диаграммы разности потенциалов V_{BD} для различных значений координаты пятна засветки $r_{00} = r_0/R$: 1 — 0,3; 2 — 0,5; 3 — 0,7; 4 — 0,8

ДАТЧИКИ

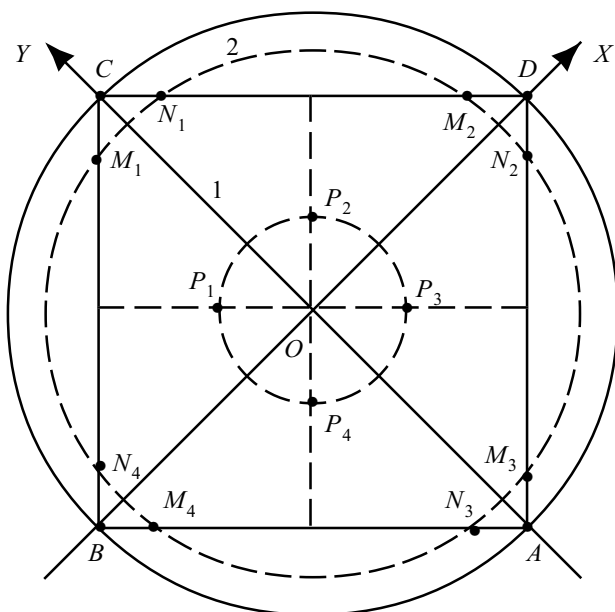


Рис. 3. Схема положения точек максимальной фоточувствительности для $r_{00} < 0,7$ (1) и $r_{00} > 0,7$ (2)

Для всех значений r_{00} углы $\Theta_{01} = \pm(\pi/20)k$ соответствуют минимумы функций: $V_{BD}(r_{00}, \Theta_{01}) = 0$.

Если световой луч перемещается по окружности радиусом $r_0 < 0,7R$, то высокочувствительному режиму соответствует засветка областей, лежащих на биссектрисах прямых углов между диагоналями квадрата (точки $P_1—P_4$ на рис. 3). Если же световой луч перемещается по окружности радиусом $r_0 > 0,7R$, то наибольшая чувствительность будет соответствовать

засветке областей, расположенных в точках пересечения окружностей радиусом r_0 со сторонами квадрата (точки $M_1, N_1, \dots, M_4, N_4$ на рис. 3). Квадратная симметрия полярных диаграмм разности потенциалов является следствием цилиндрической симметрии приемного элемента и квадратного расположения его контактов.

Линейная зависимость выходного напряжения от величины протекающего через фотоприемник тока I и от освещенности L , а также его зависимость от координат светового пятна открывают возможность разработки на основе низкоомных фотопроводников нового класса позиционно-чувствительных приборов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Полупроводниковые фотоприемники и преобразователи излучения // Под ред. А. И. Фримера, И. И. Таубкина.— М.: Мир, 1965.
2. Рюхтін В. В., Годованюк В. М., Рюхтін В. В. Кремнієвий діод на повздовжньому фотоэффекті (Lateral FD) // Наук. вісник ЧДУ (Чернівці).— 1998.— № 29.— С. 193 — 200.
3. Марченко А. Н., Свечников С. В., Смовж А. К. Полупроводниковые сенсорные потенциометрические элементы.— М.: Радио и связь, 1988.
4. А. с. 1436796 СССР. Устройство для регистрации слабых световых сигналов / Э. А. Сенокосов, А. А. Ключанов, А. Н. Усатый и др.— 12.08.86.
5. А. с. 1499119 СССР. Устройство для определения координаты светового пятна / А. А. Ключанов, Э. А. Сенокосов, А. Н. Усатый, В. М. Федоров.— Оpubл. в Б. И., 1989.— № 29.
6. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках.— М.: Физматгиз, 1963.
7. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.

ВЫСТАВКИ. КОНФЕРЕНЦИИ. СИМПОЗИУМЫ

СЕДЬМАЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ ВЫСТАВКА

Ukraine 2003

ЭНЕРГЕТИКА

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

ЭЛЕКТРОНИКА

Киев

Экспоцентр Украины

15-18 апреля

Выставка лидеров
промышленных технологий

www.euroindex.ua/elcom
 Тел./факс: (044) 461-93-01
 E-mail: sales@eindex.kiev.ua

- ⇒ Производство, преобразование и аккумуляция электроэнергии
- ⇒ Передача и распределение электроэнергии
- ⇒ Измерительная, регулировочная и управляющая техника
- ⇒ Электротехника
- ⇒ Осветительная аппаратура и арматура
- ⇒ Энергосбережение
- ⇒ Гидравлика/пневматика

Спецэкспозиция
 ⇒ **Электронные компоненты**