

06;07;11

Двукоординатные фотодатчики на основе однородных проводящих полупроводниковых пленок

© А.А. Клюканов, Э.А. Сенокосов, В.В. Сорочан, Л.Д. Цирулик

Приднестровский государственный университет,
3300 Тирасполь, Молдавия
e-mail: feshshenko@mail.ru

(Поступило в Редакцию 29 июля 2002 г.)

Приводятся результаты теоретических расчетов функции распределения темнового и светового потенциалов по поверхности проводящего полупроводникового диска (пленки) при протекании через него тока. Найдена аналитическая связь выходных напряжений фотоприемника, имеющего пять линейных омических контактов, расположенных определенным образом по краям диска, с величиной тока и координатами локальной засветки. Экспериментальные данные свидетельствуют о возможности использования таких фотоприемников в качестве двукоординатных датчиков световых сигналов.

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

В работах [3,4] впервые предложены и разработаны позиционно-чувствительные датчики световых сигналов на основе однородных низкоомных фотопроводящих полупроводников. В них используется нетрадиционная схема расположения и коммутации электрических контактов. В данной работе приведены основные результаты исследования функциональной связи выходного напряжения фотоприемников, имеющих пять линейных омических контактов, с координатами их локальной засветки.

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 пять линейных омических контактов (рис. 1). К одной паре контактов 2 и 4 подключается источник входного напряжения 6 и через фотозлемент пропускается ток I . Между контактами 1, 5 и 1, 3 подключаются нагрузочные сопротивления 7, 8 и усилители напряжения 9, 10.

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. Оси X и Y расположим в плоскости диска так, чтобы ось X была направлена через контакты 2 и 4 (рис. 1).

Координата r точки, лежащей на свободной поверхности диска, представляет собой величину модуля ее радиуса-вектора \mathbf{r} ($r = |\mathbf{r}|$), а Θ — угол между вектором \mathbf{r} и положительным направлением оси Y . В силу однородности диска по толщине потенциалы не зависят от Z (или от Ψ): $\varphi_0 = \varphi_0(x, y) = \varphi_0(\mathbf{r}) = \varphi_0(r, \Theta)$; $\varphi_1 = \varphi_1(x, y) = \varphi_1(\mathbf{r}) = \varphi_1(r, \Theta)$.

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

$$\Delta\varphi_0 = 0 \quad (1)$$

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

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi_0; \quad \mathbf{j} = \sigma_0\mathbf{E}. \quad (2)$$

При этом учитывались граничные условия

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

где n — нормаль к поверхности диска.

С учетом результатов работы [1] получено следующее выражение для темнового потенциала в виде явной

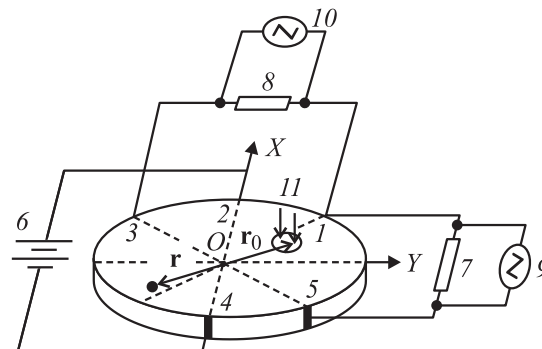


Рис. 1. Схема координатно-чувствительного устройства на основе фотоприемника с пятью контактами.

функции координат:

$$\varphi_0 = \frac{1}{\sigma_0 \pi d} \ln \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_x|}{|\mathbf{r} + \mathbf{R}_x|}. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{R}_x = R\mathbf{e}_x$, \mathbf{e}_x — единичный вектор вдоль оси X . Теперь предположим, что фронтальная поверхность полупроводникового диска на каком-нибудь ее участке освещается узким пучком оптически активного света II (рис. 1). В низкоомных полупроводниках, в особенности в слабых электрических полях, можно пренебречь размытием границы в распределении избыточных носителей заряда между освещенной и темной областями, вызванными их диффузией и дрейфом [5]. Поэтому можно считать, что распределение неравновесных носителей заряда в области оптического возбуждения будет повторять распределение интенсивности L света в плоскости поперечного сечения пучка.

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

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

где a — радиус пятна засветки.

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

Для низкоомного фотопроводника величина $(\delta\sigma)/\sigma \ll 1$, поэтому функцию потенциала $\varphi(\mathbf{r})$ 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

$$\varphi(\mathbf{r}) = \varphi_0(\mathbf{r}) + \varphi_1(\mathbf{r}). \quad (6)$$

В стационарном случае $\varphi(\mathbf{r})$ должен удовлетворять уравнениям

$$\mathbf{j} = -\sigma \nabla \varphi, \quad \text{div } \mathbf{j} = 0. \quad (7)$$

Из равенства (1) и (6), а также учитывая, что произведение $\nabla \sigma \nabla \varphi_1 = \nabla \delta\sigma \nabla \varphi_1$ пропорционально $[(\delta\sigma)/\sigma]^2$ — величине второго порядка малости, которой можно пренебречь, получено соотношение, связывающее между собой световой и темновой потенциалы,

$$\sigma \Delta \varphi_1 \approx -\nabla \sigma \nabla \varphi_0. \quad (8)$$

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

$$\Delta \varphi_1 \approx 2 \frac{\delta\sigma}{\sigma} \frac{1}{a^2} \frac{I}{\pi \sigma d} \left[\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{R}_x)(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)}{(\mathbf{r} - \mathbf{R}_x)^2} - \frac{(\mathbf{r} + \mathbf{R}_x)(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)}{(\mathbf{r} + \mathbf{R}_x)^2} \right] \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{a^2}\right]. \quad (9)$$

Решение уравнения (9) представляет собой функцию φ_1 , зависящую не только от координат $\mathbf{r} = (r, \Theta)$ рассматриваемой точки, но и от координат $\mathbf{r}_0 = (r_0, \Theta_0)$ локальной засветки.

Практический интерес представляет разность потенциалов между характерными точками фотопроводника. Контакты 1–5 располагаются на боковой поверхности фотоприемника в точках, определяемых углами $\Theta_1 = 45^\circ$, $\Theta_2 = 90^\circ$, $\Theta_3 = 135^\circ$, $\Theta_4 = 270^\circ$, $\Theta_5 = 315^\circ$. Углы Θ отсчитываются от оси Y .

Как следует из формулы (4) и соображений симметрии, контакты 1 и 3 находятся на эквипотенциальной линии, поэтому темновая разность потенциалов $V_{13}^T = 0$. Контакты 1 и 5 не лежат на эквипотенциальной линии, поэтому $V_{15}^T \neq 0$.

При локальной засветке фотоприемника вследствие изменения его электропроводности ($\delta\sigma \ll \sigma_0$) потенциал изменяется на величину φ_1 [6]. Если радиус светового пятна мал ($a \ll R$), то получаем, что

$$\varphi_1 = R^2 \frac{\langle \delta\sigma \rangle}{\sigma} \frac{I}{\pi \pi d a^2} \left[\frac{l_2 l}{l_2^2} - \frac{l_4 l}{l_4^2} \right], \quad (10)$$

где

$$\langle \delta\sigma \rangle = \frac{1}{\pi a^2} \iint \delta\sigma(x', y') dx' dy',$$

l — расстояние от точки наблюдения до пятна засветки, l_2 и l_4 — расстояние от контактов 2 и 4 до точки наблюдения.

Для всех пяти контактов потенциал зависит от координат светового пятна. Используя формулу (10), получим следующие соотношения для разности потенциалов:

$$V_{13} = Ay'' \times \frac{1 + r^2 - 2\sqrt{2}y''}{[(1 + r^2)^2 - 4y''^2][(1 + r^2 - 2\sqrt{2}x'')^2 - 2y''^2]}, \quad (11)$$

$$V_{15} = Ax'' \times \frac{1 + r^2 - 2\sqrt{2}y''}{[(1 + r^2)^2 - 4y''^2][(1 + r^2 - 2\sqrt{2}y'')^2 - 2x''^2]}, \quad (12)$$

где

$$A = \frac{\langle \delta\sigma \rangle}{\sigma} \frac{I}{\pi \pi d},$$

$x = r_0 \sin \Theta_0$, $y = r_0 \cos \Theta_0$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $x'' = x/a$, $y'' = y/a$.

Соотношения (11) и (12) определяют разность потенциалов, возникающую под действием освещения. Видно, что выходные характеристики (11) и (12) при малых и средних значениях r_0 являются линейными функциями смещения, т.е. $V_{13} \sim Ay$ и $V_{15} \sim Ax$. Сигналы V_{13} и V_{15} меняют знак при изменении знака перемещения. Таким образом, выходные характеристики однозначно определяют местоположение светового пятна. Однозначность сохраняется и при малой нелинейности характеристик,

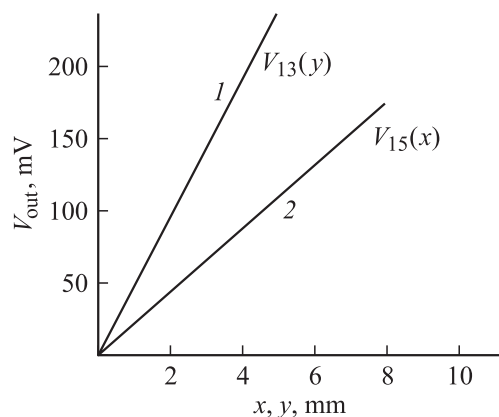


Рис. 2. Зависимость разности потенциалов V_{13} (1) и V_{15} (2) от координат светового луча.

что позволяет дополнительно увеличить рабочую область. Пеленгационные характеристики определяются конструктивными параметрами, входящими в выражение для A .

Экспериментальными исследованиями слоев CdS:Cu установлено [7], что зависимости $V_{13}(y)$ и $V_{15}(x)$ действительно являются линейными функциями координат источника света (рис. 2). Это открывает возможность использования данного устройства, изготовленного на основе слоев CdS:Cu, для однозначного определения координат источника излучения. Удельная координатная чувствительность устройства, определяемая соотношением

$$\eta = \frac{\Delta U}{h \cdot I \cdot L},$$

где L — освещенность, ΔU — изменение выходного напряжения при изменении координаты на величину h , имела следующие значения для пленок CdS:Cu:

$$\eta_y = 27 \frac{\text{mV}}{\text{mm} \cdot \text{mA} \cdot \text{lx}}, \quad \eta_x = 15 \frac{\text{mV}}{\text{mm} \cdot \text{mA} \cdot \text{lx}}.$$

Список литературы

- [1] Полупроводниковые фотоприемники и преобразователи излучения / Под ред. А.И. Фримера, И.И. Гаубкина. М.: Мир, 1965. 576 с.
- [2] Марченко А.Н., Свечников С.В., Смовж А.К. Полупроводниковые сенсорные потенциометрические элементы. М.: Радио и связь, 1988. 192 с.
- [3] Сенокосов Э.А., Клюканов А.А., Усатый А.Н., Сергеев С.А., Федоров В.М. // АС СССР. № 1436796. 1987.
- [4] Клюканов А.А., Сенокосов Э.А., Усатый А.Н., Федоров В.М. // АС СССР. № 1499119. 1989.
- [5] Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 494 с.
- [6] Сенокосов Э.А. Автореф. докт. дис. Кишинев, 1989.
- [7] Senokosov E.A., Tsurulik L.D., Burdian I.I., Osadchuk S.A. Abstract booklet. 3^d Intern. school-conference. Physical Problems in Material Science of Semiconductors. Chernivtsi, 1999. P. 263.