

01;10

©1992 г.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МУЛЬТИСКАНА I. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ

*В.С.Юфеев, Е.П.Романова, Б.Г.Подласкин*

Построена математическая модель координатно-чувствительного фотоприемника мультискана. В основе модели лежит использование интегрального метода, позволяющего вычислять распределение концентраций и потоки дырок на  $p$ - $n$ -перехода, минуя решение уравнения диффузии в многосвязной  $n^{\circ}$ -области прибора. Для решения соответствующих интегральных уравнений применяются метод Фурье и метод разложения в ряд по малому параметру. Малым параметром задачи является отношение размеров  $p^+$  области фотодиода к расстоянию между ними. Сочетание указанных трех методов позволило в нулевом приближении получить достаточно простые аналитические выражения для вольт-амперной и координатной характеристик мультискана. Вычислено распределение токов по фотодиодам прибора при равномерном и линейном распределении потенциала на делительной шине.

### Введение

Построение фотоприемников, предназначенных для определения пространственного положения оптического сигнала, является актуальной задачей для целей точного измерения угловых и линейных перемещений. В научной литературе известен широкий класс таких приборов, называемых позиционно-чувствительными детекторами [1].

Принцип действия их различен, однако сводится к измерению и сопоставлению токов, снимаемых с противоположных сторон прибора. Соотношение этих токов определяет местонахождение светового пятна на фоточувствительной поверхности детектора. Эта процедура, включающая в себя усиление, сравнение и нормировку фототоков, не позволяет регистрировать координаты оптического сигнала с точностью выше  $\sim 1\%$  при сколько-нибудь значительном интервале перемещения светового сигнала.

Особое место в ряду координатно-чувствительных фотоприемников занимает мультискаан, в котором сравнение фототоков происходит внутри самого фотоприемника, а не во внешних цепях, что позволяет существенно повысить точность прибора. Как известно, эквивалентная схема мультискана представляет собой набор встречно включенных фотодиодов, с одной стороны присоединенных к резистивному делителю напря-

жения, а с другой — к общей низкоомной сигнальной шине. Соотношение напряжений между делительной и сигнальной шинами мультискана определяет разбиение фотоприемника на две области, в одной из которых фотодиоды генерируют токи одного направления, а в другой — противоположного. В режиме координатоуказания положения весового центра тяжести одиночного светового пятна [2] на делительную шину подается питающее напряжение  $u$ , а сигнальная шина подключается к высокоомной нагрузке. В результате на сигнальной шине устанавливается потенциал  $V$ , при котором суммарный ток, текущий через прибор, оказывается равным нулю. Таким образом, информация о положении светового пятна формируется в мультискане в виде напряжения  $V$ , которое задано в масштабе напряжения источника питания  $u$  и не требует дальнейшего усиления. Зависимость  $V$  от координаты центра светового пятна  $\xi$  называется координатной характеристикой и является важнейшим параметром мультискана как позиционно-чувствительного фотоприемника. При линейном распределении напряжения  $u$  вдоль делительной шины эта характеристика описывается выражением

$$V = \frac{du}{dx} \xi + \Delta(\xi),$$

где  $\Delta(\xi)$  — нелинейная функция, которая зависит от конструктивных и электрофизических параметров прибора и в конечном итоге определяет точность измерения положения светового пятна на фоточувствительной поверхности прибора.

Для построения координатной характеристики  $V(\xi)$  или, что то же самое, функции  $\Delta(\xi)$  необходимо решить уравнение диффузии дырок в  $n^\circ$ -области и вычислить токи, текущие через все фотодиоды прибора. Однако из-за большого количества  $p$ - $n$ -переходов непосредственное интегрирование уравнения диффузии требует весьма значительных вычислительных затрат, так что подобным путем найти зависимость  $\Delta(\xi)$ , а тем более оптимизировать параметры мультискана оказывается практически нереальным. Поэтому цель настоящей работы состояла в разработке математической модели и такого метода ее решения, которые позволили бы вычислить зависимость  $\Delta(\xi)$  от основных параметров прибора.

Работа состоит из трех частей. В первой дается постановка задачи и выводятся уравнения, позволяющие вычислять вольт-амперную и координатные характеристики мультискана. Получено решение указанных уравнений при условии, что размеры  $p^+$ -областей являются малыми. Во второй части исследована структура погрешности измерений мультискана и выполнены расчеты этой погрешности в случае малых размеров  $p^+$ -областей. В третьей исследуется влияние размеров  $p^+$ -областей на параметры мультискана.

### Постановка задачи

Решение задачи было получено при следующих ограничениях на геометрические характеристики прибора

$$d \ll L; \quad H \gg L; \quad \rho \ll l, L, h; \quad Hl \ll L, \quad (1)$$

где  $L$  — диффузионная длина дырок в  $n^\circ$ -области;  $N$  — количество пар фотодиодов; величины  $d$ ,  $H$ ,  $\rho$ ,  $l$  указаны на рис. 1,а. Первое из неравенств в (1) позволяет заменить реальные  $p$ - $n$ -переходы в виде круговых

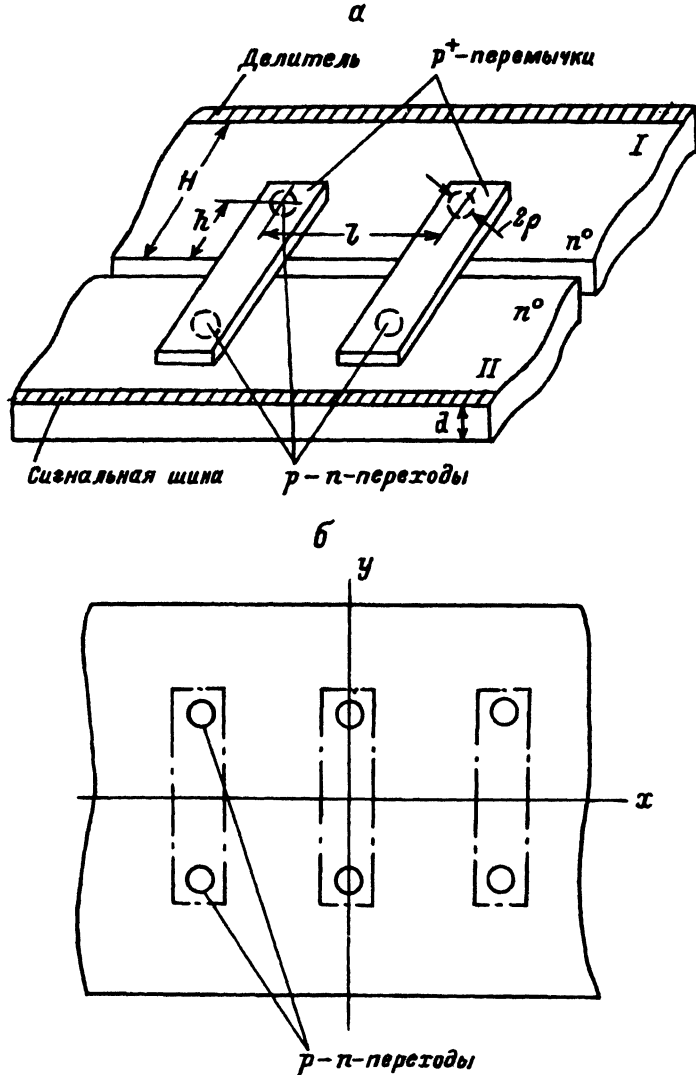


Рис. 1. а — общий вид мультискана, б — геометрия расчетной области.

областей на рис. 1,а на  $p$ - $n$ -переходы в виде круговых цилиндров, пронизывающих всю толщ  $n^{\circ}$ -области. В результате задача становится двумерной, а область интегрирования принимает вид, приведенный на рис. 1,б. При этом влияние  $p^+$ -перемычек сведется к затенению соответствующих участков  $n^{\circ}$ -области. Условия (1), как правило, выполняются в реальных конструкциях мультискана. Кроме геометрических ограничений в задаче предполагалось также, что уровень инжекции является малым, коэффициент инжекции  $p$ - $n$ -перехода равен единице, рекомбинацией на границе между  $\text{SiO}_2$  и  $n^{\circ}$ -областью можно пренебречь, коэффициент поглощения является постоянным, а интенсивность света в пятне зависит только от продольной координаты  $x$ .

Из-за малого уровня инжекции задача расчета распределения концентрации дырок в  $n^{\circ}$ -области можно расщепить на две: расчет концентрации дырок, генерированных светом, и расчет концентрации дырок, инжектированных через  $p-n$ -переходы вследствие их смещения под влиянием приложенного внешнего напряжения и воздействия света.

Для определения концентрации инжектированных дырок имеем следующую задачу:

$$\Delta \rho_{1,2} - \frac{P_{1,2}}{L^2} = 0 \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad (2a)$$

при

$$y = 0, H \quad \frac{\partial P_{1,2}}{\partial y} = 0,$$

при

$$(x, y) \in R_{1,2}^k \quad P_{1,2} = P_0(\exp(\gamma U_{1,2}^k(x)) - 1), \quad k = \dots - 2, -1, 0, 1, 2, \dots \quad (2b)$$

Здесь индекс 1 относится к верхней, а индекс 2 — к нижней половине прибора на рис. 1;  $\gamma = q/(AkT)$ ,  $A$  — коэффициент неидеальности  $p-n$ -перехода;  $P_0$  — равновесная концентрация дырок в  $n^{\circ}$ -области;  $U_{1,2}^k$  — смещения на  $p-n$ -переходах  $R_{1,2}^k$ , соответствующих  $k$ -й паре фотодиодов. При этом границы  $R_{1,2}^k$  являются окружностями радиуса  $\rho$ .

Полагая, что падение напряжения на  $n^{\circ}$ -базе отсутствует, можно записать

$$u^k(x) = w^k = -U_1^k(x), \quad w^k - V = U_2^k \quad (3a)$$

где  $w^k$  — потенциал  $p^+$ -перемычки, соединяющей фотодиоды  $k$ -й пары;  $u^k(x)$  — распределение потенциала на делителе в окрестности этой пары;  $V$  — потенциал общей шины.

Из (3a) следует, что

$$u^k(x) - V = U_2^k - U_1^k(x). \quad (3b)$$

Обычно

$$u^k(x) = u(x_k) + u'(x - x_k), \quad (4)$$

где  $x_k$  — абсцисса центра окружности  $R^k$ ,  $x$  — соответствующая координата точки на этой окружности.

Концентрация фотодырок, генерированных светом, описывается уравнением

$$\Delta P_{\Phi} - \frac{P_{\Phi}}{L^2} + g(x, y) = 0 \quad (5)$$

с граничными условиями при  $y = 0, H$

$$\frac{\partial P_{\Phi}}{\partial y} = 0,$$

при  $(x, y) \in R_{1,2}^k \quad P_{\Phi} = 0.$

Вследствие симметрии падающего светового потока относительного продольной оси прибора распределение концентрации фотодырок  $P_\Phi$  будет одинаково в обеих половинах прибора. В уравнении (5)

$$g(x, y) = \frac{G(x, \xi)}{Dd} \varphi(x, y), \quad (6a)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии дырок;  $\varphi$  — коэффициент, учитывающий затенение  $n^0$ -области  $P^*$ -перемычками (рис. 1);  $G(x, \xi)$  — распределение фотонов в световом пятне, центр которого расположен в точке с координатой  $\xi$ ,

$$G(x, \xi) = \frac{G_0}{2H\alpha\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \xi)^2}{\alpha^2}\right), \quad (6b)$$

где  $G_0$  — полное число фотонов, падающих на прибор за единицу времени и рождающих электронно-дырочные пары.

Используя  $P_{1,2}$  и  $P_\Phi$ , нетрудно вычислить токи через каждый фотодиод

$$j_{1,2}^k - \pm qDd \oint_{R_{1,2}^k} \left( \frac{\partial P_\Phi}{\partial n} + \frac{\partial P_{1,2}}{\partial n} \right) dS^k. \quad (7)$$

Здесь знак  $+$  соответствует переходам, обозначенным индексом 1, а знак  $-$  — индексом 2, причем нормаль  $n$  направлена внутрь  $n^0$ -области.

Из условия непрерывности тока через пару встречных фотодиодов следует, что

$$j_1^k = j_2^k = j_k. \quad (8a)$$

Отсюда, используя (7), получим

$$j_k = \frac{j_1^k + j_2^k}{2} = \frac{1}{2} qDd \oint_{R^k} \left( \frac{\partial P_1^k}{\partial n} - \frac{\partial P_2^k}{\partial n} \right) dS. \quad (8b)$$

Условия непрерывности (8a) нетрудно преобразовать к виду

$$\oint_{R^k} \left( \frac{\partial P_1}{\partial n} + \frac{\partial P_2}{\partial n} \right) dS = 2 \oint_{R^k} \frac{\partial P_\Phi}{\partial n} dS. \quad (9)$$

Полный ток через прибор будет равен

$$j = \sum_k j_k. \quad (10a)$$

Как уже указывалось во Введении, в стационарном состоянии потенциал общей шины  $V$  устанавливается таким, что суммарный ток через прибор равен нулю. В результате получаем уравнение

$$\sum_k j_k = 0, \quad (10b)$$

которое позволяет вычислить зависимость потенциала  $V$  от координаты центра светового пятна  $\xi$ . Таким образом, уравнения (2), (3), (5), (8), (10) полностью описывают процессы переноса носителей заряда в мультискане.

Перейдем к безразмерным переменным (знак “черта сверху” впоследствии опускаем)

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{x}{l}; & \bar{y} &= \frac{y}{l}; & \bar{H} &= \frac{H}{l}; \\ \bar{\rho} &= \frac{\rho}{l}; & \bar{P} &= P \frac{Dd}{L^2 G_0} 2Hl; \\ J_k &= j_k \frac{2Hl}{qL^2 G_0}; & \bar{g} &= g \frac{Dd}{G_0} 2Hl; \\ \varepsilon &= \frac{l}{L}; & \alpha &= \sqrt{\frac{l}{\alpha}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Поскольку нас интересуют процессы на  $p - n$ -переходах, а не детали распределения концентрации дырок внутри  $n^0$ -области, для решения уравнений (2), (5) целесообразно использовать метод граничных элементов [3]. Тогда для задачи (2) будет справедливо следующее интегральное уравнение, связывающее значения концентрации и потоки на  $p - n$ -переходах всех фотодиодов:

$$\frac{1}{2} P_{1,2}^i - \sum_k \oint_{R^k} P_{1,2}^k(S) \frac{\partial U_{1,2}^*}{\partial n} dS = - \sum_k \oint_{R^k} \frac{\partial P_{1,2}}{\partial n} U_{i,k}^* dS. \quad (12)$$

Здесь индексы  $k, j$  у концентраций обозначают  $p - n$ -переходы, на которых указанные концентрации вычисляются, нормаль  $\mathbf{n}$  направлена внутрь  $n^0$ -областей,

$$U_{i,k}^* = U(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|) + U(|\mathbf{r}_i - \tilde{\mathbf{r}}_k|);$$

$U(z)$  — фундаментальное решение уравнения вида  $\Delta u - \varepsilon^2 u = 0$ ; радиус-векторы  $\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_k$  и  $\tilde{\mathbf{r}}_k$  соответствуют точкам, лежащим на контурах  $R^i, R^k$  и контуре  $\tilde{R}^k$  который является отражением контура  $R^k$  относительно продольной оси  $y = 0$ , а  $dS = |d\mathbf{r}_k|$ .

В нашем случае

$$U(z) = \frac{1}{2\pi} K_0(\varepsilon z),$$

где  $K_0$  — модифицированная функция Бесселя I рода.

Необходимо отметить, что в уравнении (12) опущен интеграл по границе  $y = H$ , поскольку вследствие допущения (1) вклад от этого интеграла оказывается малым. Интегральное уравнение, аналогичное (12), будем иметь и для задачи (5)

$$\sum_k \oint_{R^k} \frac{\partial P_{\Phi}^k}{\partial n} U_{i,k}^* dS = \varepsilon^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-H}^H g(x', y') U_i dx' dy', \quad (13)$$

где  $U_i = U(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}'|)$ ;  $g(x', y') = \sqrt{\alpha/\pi} \varphi(x', y') \exp(-\alpha(x - \xi)^2)$ .

В уравнениях (12), (13) неизвестными являются потоки  $\partial P_{1,2}^k / \partial n$  и  $\partial P_\phi / \partial n$  на  $p - n$ -переходах и концентрации  $P_{1,2}^k$ . При этом последние с помощью (2б) и (3) выражаются через потенциалы  $u^k(k)$ ,  $V$  и  $W^k$ .

Учитывая общий вид выражений (8б), (9), удобно перейти от  $P_{1,2}^k$  к величинам  $P_1^k \pm P_2^k$ . Тогда вместо (12) будем иметь

$$\frac{1}{2}(P_1^i \pm P_2^i) - \sum_k \oint_{R^k} (P_1^k + P_2^k) \frac{\partial U_{ik}^*}{\partial n} dS = - \sum_k \oint_{R^k} U_{ik}^* \frac{\partial (P_1^k \pm P_2^k)}{\partial n} dS. \quad (14)$$

Соответственно для  $(P_1^k + P_2^k)$  и  $(P_1^k - P_2^k)$ , используя (2б) и (3), получим следующие выражения:

$$(P_1 - P_2)^k = -(P_1^k + P_2^k + 2P_0) \operatorname{th} \left( \frac{\gamma}{2} (u^k(x) - V) \right),$$

$$P_1^k + P_2^k + 2P_0 = \exp(\gamma U_1^k(x)) + \exp(\gamma U_2^k). \quad (15)$$

Таким образом, уравнения (13)–(15) совместно с (3), (9) и (10) позволяют рассчитать концентрации и потоки на  $p - n$ -переходах, тем самым построить вольт-амперную характеристику и найти зависимость  $U(\xi)$ .

### Метод решения

Для интегрирования указанных уравнений воспользуемся методом Фурье. Будем искать решение в виде

$$(P_1 \pm P_2)^k = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m^{\pm k} \exp(jm\varphi^k),$$

$$\frac{\partial (P_1 + P_2)^k}{\partial n} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{d_m^{\pm k}}{2\pi\rho} \exp(jm\varphi^k),$$

$$\frac{\partial P_\phi^k}{\partial n} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{f_m^k}{2\pi\rho} \exp(jm\varphi^k), \quad (16)$$

где  $\varphi^k$  — значение угла, определяющего положение точки на контуре  $p - n$ -перехода  $R^k$  в полярной системе координат.

Подставим (16) в уравнения (9), (13)–(15), умножим их на  $\exp(-jm\varphi^i)/2\pi$  и проинтегрируем по  $\varphi^i$  от 0 до  $2\pi$ . В результате с учетом (3) получим линейную систему уравнений для определения коэффициентов Фурье  $C_m^{\pm i}$ ,  $d_m^{\pm i}$ ,  $f_m^i$ , а также потенциалов  $U_2^i$  и  $U_1^i$

$$\sum_k \sum_m (b_{ik}^{nm} d_m^{\pm k} + a_{ik}^{nm} C_m^{\pm k}) = 0,$$

$$\sum_k \sum_m b_{ik}^{nm} f_m^k = F_i^n,$$

$$C_n^{-i} = - \sum_m (e_i^{mn} C_m^{+i} + 2P_0 t_i^n),$$

$$C_0^{+i} = P_0(\exp(\gamma U_2^i) - 2) + P_0 \exp(\gamma \hat{U}_1^i) \Phi(\gamma u' \rho, 0),$$

$$C_m^{+i} = [C_0^{+i} - P_0(\exp(\gamma U_2^i) - 2)] \frac{\Phi(\gamma u' \rho, m)}{\Phi(\gamma u' \rho, 0)} \quad (m \neq 0),$$

$$2f_0^i = -d_0^{+i}; \quad n = \dots - 2, -1, 0, 1, 2, \dots; \quad i = \dots - 2, -1, 0, 1, 2, \dots \quad (17)$$

Здесь

$$b_{ik}^{nm} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(j(m\varphi^k - n\varphi^i)) U_{ik}^* d\varphi^i d\varphi^k,$$

$$a_{ik}^{nm} = \frac{1}{2} \delta_{ik} \delta_{mn} - \frac{\rho}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(j(m\varphi^k - n\varphi^i)) \frac{\partial U_{ik}^*}{\partial \rho} d\varphi^i d\varphi^k;$$

$$F_i^n = \frac{\varepsilon^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-H}^H g(x', y') \exp(-jn\varphi^i) U_i d\varphi^i dx' dy', \quad (18)$$

$$e_i^{mn} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(j(m-n)\varphi) \operatorname{th} \left( \frac{\gamma}{2} (u_i - V + u' \rho \cos \varphi) \right) d\varphi,$$

$$t_i^n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-jn\varphi) \operatorname{th} \left( \frac{\gamma}{2} (u_i - V + u' \rho \cos \varphi) \right) d\varphi,$$

$$\Phi(\gamma u' \rho, m) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(\gamma u' \rho \cos \varphi - jm\varphi) d\varphi,$$

$$u_i = u^i(x_i); \quad \hat{U}_1^i = \Psi^i - u_i,$$

$\delta_{ik}$  — символ Кронекера.

Нетрудно видеть, что полный ток через фотодиод определяется коэффициентом  $d_0^{-i}$ , в то время как поток фотодырок на  $i$ -м  $p-n$ -переходе — коэффициентом  $f_c^i$ . Действительно,

$$d_0^{-i} = \rho \int_0^{2\pi} \frac{\partial(P_1^i - P_2^i)}{\partial n} d\varphi = 2J_i,$$

$$f_0^i = \rho \int_0^{2\pi} \frac{\partial P_\Phi}{\partial n} d\varphi. \quad (19)$$



Следовательно, для построения вольт-амперной характеристики мультискана из системы (17) необходимо найти зависимость коэффициентов  $d_0^{-i}$  от коэффициентов  $f_c^i$  и разностей потенциалов  $u_i - V$ .

Система (17) является бесконечной по  $n$  и практически бесконечной по  $i$ , поскольку число пар фотодиодов мультискане достаточно велико ( $\leq 1000$ ). При реальном численном решении системы необходимо ее обрезание. Последнее определяется быстротой убывания коэффициентов  $b_{ik}$ ,  $a_{ik}$  по мере их удаления от главной диагонали матрицы, где  $i = k$ ,  $m = n$ , а также скоростью затухания коэффициентов  $F_i^m$  при удалении фотодиодов от центра светового пятна. Быстрота убывания указанных коэффициентов определяется поведением функции  $U^*(z)$  или, что то же самое, функции Бесселя  $K_0(\varepsilon z)$  при  $z \rightarrow \infty$ . Оценки показывают, что количество пар фотодиодов, которое необходимо учитывать в расчете, должно быть  $\sim 100$ . Если привнать во внимание еще и необходимое количество гармоник по  $n$ , то становится ясно, что прямое численное решение системы (17) является весьма затруднительным. К счастью, в задаче имеется малый параметр  $\rho$  — отношение радиуса  $p^+$ -области к расстоянию между фотодиодами, что позволяет искать решение в виде ряда по этому параметру.

### Нулевое приближение

Анализ системы (17) и ее коэффициентов (18) показывает, что

$$C_m^{\pm i}, d_m^{\pm i}, f_m^i, F_i^m = \begin{cases} O(1) + O(\rho^2), & \text{если } m = 0, \\ O(\rho^m), & \text{если } m \neq 0, \end{cases}$$

$$b_{ik}^{mn} = \begin{cases} O(1) + O(\rho^2), & \text{если } m = n, \\ O(\rho^{m+n}), & \text{если } m \neq n, \end{cases}$$

$$a_{ik}^{mn} = \begin{cases} 1 + O(\rho^2), & \text{если } m = n, \\ O(\rho^{m+n}), & \text{если } m \neq n. \end{cases} \quad (20)$$

Ограничимся рассмотрением нулевого приближения по  $\rho$ . Тогда из (17), (18) получим следующую систему уравнений:

$$\sum_k b_{ik}^{\infty} d_0^{\pm k} = -C_0^{\pm i},$$

$$\sum_k b_{ik}^{\infty} f_0^k = F_i^c, \quad 2f_c^i = -d_0^{\pm i},$$

$$C_0^{+i} = P_0(\exp(\gamma U_2^i) + \exp(\gamma \hat{U}_1^i) - 2),$$

$$C_0^{-i} = -\text{th} \left( \frac{\gamma}{2}(u_i - V)(C_0^{+i} + 2P_0) \right). \quad (21)$$

Из (21) нетрудно вывести

$$C_0^{+i} = F_i^c,$$

$$C_0^{-i} = -2\text{th} \left( \frac{\gamma}{2}(u_i - V) \right) (F_i^c + P_0).$$

Отсюда, учитывая (19) и (21), получим выражения для токов, текущих через фотодиоды,

$$J_c^i = J_{\phi 0}^i + J_{\tau 0}^i, \quad (22a)$$

$$J_{\phi 0}^i = \sum_{k=1}^N (B^{00})_{ik}^{-1} \text{th} \left( \frac{\gamma}{2}(u_k - V) \right) F_k^0 = \sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N (B^{00})_{ik}^{-1} (B^{00})_{kl} \text{th} \left( \frac{\gamma}{2}(u_k - V) \right) f_c^l,$$

$$J_{\tau 0}^i = P_0 \sum_{k=1}^N (B^{00})_{ik}^{-1} \text{th} \left( \frac{\gamma}{2}(u_k - V) \right). \quad (22b)$$

Здесь  $J_{\phi 0}^i, J_{\tau 0}^i$  — фото- и темновая составляющие тока,  $N$  — количество пар фотодиодов в мультискане. При вычислении полного тока через прибор необходимо иметь в виду следующее. Как уже отмечалось,  $N$  является весьма большим. Отсюда, принимая во внимание, что все пары фотодиодов предполагаются одинаковыми, а удельное сопротивление резистивного делителя напряжения постоянным, для внутренних элементов матрицы  $B^{00}$  с большой степенью точности будет иметь место равенство

$$b_{ik}^{00} = b_{i+1, k+1}^{00}.$$

В результате сумма элементов строки (столбца) обратной матрицы  $(B^{00})^{-1}$  практически не будет зависеть от номера этой строки (столбца). Тогда, обозначая

$$\sum_i (B^{00})_{ik}^{-1} = b,$$

для полного тока через прибор получим

$$J_0 = \sum_{i=1}^N J_c^i = b \sum_{k=1}^N \text{th} \left( \frac{\gamma}{2}(u_k - V) \right) (F_k^0 + P_0). \quad (23)$$

### Анализ результатов

Как следует из (22), благодаря взаимному влиянию пар фотодиодов друг на друга ток через каждую пару в общем случае зависит от напряжений  $u_k - V$  и потоков фотодырок на всех  $p-n$ -переходах прибора. Математически это взаимное влияние проявляется через матрицу  $B^{00}$  и объясняется физически влиянием двух факторов: во-первых, происходит распределение потоков генерированных фотодырок по  $p-n$ -переходам различных пар фотодиодов, а во-вторых, благодаря диффузии носители, инжектированные  $p-n$ -переходами одной пары, будут давать вклад в токи, текущие через другие пары фотодиодов мультискана.

Опуская достаточно громоздкие выкладки, для коэффициентов  $b_{ik}^{00}$  можно записать следующие приближенные выражения:

$$b_{ik}^{00} = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} (K_0(2h\varepsilon) + K_0(\varepsilon\rho)) & \text{для } i = k, \\ \frac{1}{2\pi} (K_0(\varepsilon|x_i - x_k|) + K_0(\varepsilon\sqrt{(x_i - x_k)^2 + 4h^2})) & \text{для } i \neq k. \end{cases} \quad (24)$$

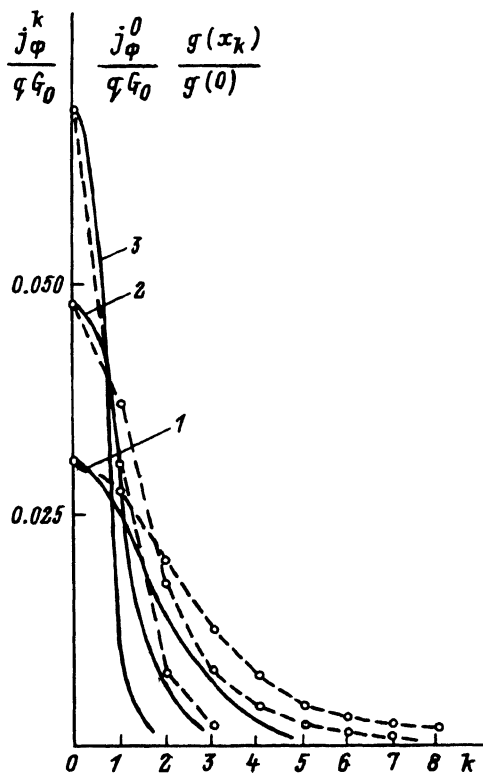


Рис. 2. Распределение фототоков по диодам прибора (штриховые линии) при равномерном распределении потенциала на делителе.

Сплошные линии — распределение света в пятне;  $L = 100$  мкм,  $\sigma = 66$  мкм,  $H = 375$  мкм,  $h = 75$  мкм,  $\rho = 5$  мкм;  $l$ , мкм: 1 — 30, 2 — 50, 3 — 100.

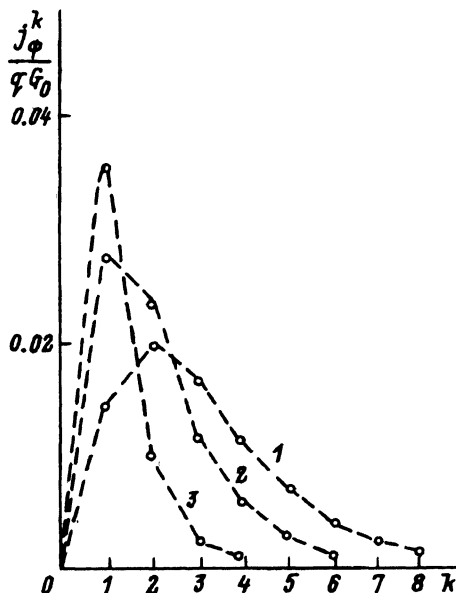


Рис. 3. Распределение фототоков по диодам прибора при линейном распределении потенциала на делителе.

$u' = 5$  В/см,  $L = 100$  мкм,  $\sigma = 66$  мкм,  $H = 375$  мкм,  $h = 75$  мкм,  $\rho = 5$  мкм.

Как видно из (24), при  $l \Rightarrow \infty$  ( $\varepsilon \Rightarrow \infty$ ,  $L$  фиксировано) матрица  $B^{00}$  стремится к диагональной, а выражение для тока (22) — к вольт-амперной характеристике одиночной пары фотодиодов.

Для лучшего понимания работы прибора исследуем распределение токов по фотодиодам мультискана. Из (22б) следует, что если  $0.5\gamma(u_k - V) \gg 1$  при всех  $k$ , то  $J_{\phi 0}^i = f_c^i$  и, следовательно, фототок через диод будет равен потоку фотодырок на соответствующем  $p-n$ -переходе. Однако и в этом случае взаимное влияние пар фотодиодов друг на друга сохраняется и проявляется в изменении распределения потоков  $f_c^i$ . Пусть  $u(x) = \text{const}$ ,  $u - V$  задано, а центр светового пятна  $\xi = x_m$ . На рис. 2 представлено распределение фототоков  $J_0^k$  по диодам мультискана, вычисленное при различных значениях шага прибора  $l$ . Там же показано распределение интенсивности света в пятне. Видно, что благодаря взаимному влиянию фотодиодов распределение тока существенно шире распределения света в пятне. На рис. 3 показано распределение фототоков в случае, когда на делителе напряжение меняется по линейному закону. Как и ожидалось, распределение имеет антисимметричный характер, так что полный ток равен нулю. Интересно отметить, что при линейном распределении напряжения токи в фотодиодах оказываются значительно меньшими. Площадь под кривыми 1-3 на рис. 2 равна коэффициенту собирания прибора

$$\psi = \frac{\sum_{k=1}^N J_{\phi}^k}{qG_0},$$

определяющему ту часть образовавшихся в результате поглощения света электронно-дырочных пар, которые не успевают рекомбинировать и дают вклад в фототок. Как и следовало ожидать, для выбранных значений параметров  $\psi$  весьма слабо убывает с ростом  $l$ , изменяясь в пределах от 0.18 до 0.15.

### Список литературы

- [1] Виглеб Г. Датчики. М.: Мир, 1984. 195 с.
- [2] Берковская К.Ф., Кириллова Н.В., Подласкин Б.Г. и др. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 10. С. 2015-2023.
- [3] Brebbia C.A., Telles J.S.F., Wrobel L.C. Boundary Element Techniques. Springer Verlag, 1984. 466 p.

Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
29 ноября 1991 г.