

равно 10 см, а для инфракрасного диапазона ($\lambda = 10,6$ мкм) оно увеличивается до 4 м, т. е. приблизительно пропорционально $\lambda^{6/5}$. Из полученного соотношения $D_{\text{опт}} = 3,5 r_0$ следует, что в системах с адаптивной компенсацией случайных наклонов волнового фронта для реализации максимального выигрыша в разрешении (в 4 раза) при увеличении рабочей длины волны λ светового излучения необходимо увеличивать диаметр приемной апертуры телескопа D .

ЛИТЕРАТУРА

1. Бакут П. А., Троицкий И. Н., Харитонова О. Н. Адаптивные методы улучшения качества оптических изображений.— Автметрия, 1979, т. 4, с. 41—48.
2. Young A. T. Seeing: its cause and cure.— Astrophys. J., 1974, vol. 189, p. 587—604.
3. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике.— М.: Наука, 1973, с. 175.
4. Fried D. L. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures.— J. Opt. Soc. Am., 1966, vol. 56, p. 1372—1379.
5. Linfoot E. H. Transmission factors and optical design.— J. Opt. Soc. Am., 1956, vol. 46, p. 740—752.

Поступила в редакцию 26 августа 1982 г.;
окончательный вариант — 17 января 1983 г.

УДК 621.382.537.22

В. Л. ГРИЩЕНКО, И. А. МАТВЕЕВА
(Саратов)

КОНТРАСТНО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ИНДУКЦИОННЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ

В оптоэлектрических системах оптическое возбуждение полупроводникового слоя создает рельеф неравновесной проводимости, с помощью которого в электрическом поле формируется пространственное распределение заряда σ или потенциала ψ . Затем осуществляется индукционное преобразование σ или ψ в электрический временной сигнал. Таким образом, оптоэлектрический преобразователь следует рассматривать как пространственно-распределенную систему с последовательным преобразованием сигналов одной физической природы в сигналы другой физической природы. Потери пространственной информации на каждом этапе преобразования определяются контрастно-частотными характеристиками (КЧХ) отдельных блоков [1].

На основе предложенных структурной схемы (рис. 1) и математических моделей отдельных блоков исследуются контрастно-частотные характеристики оптоэлектрической системы с индукционным преобразованием. Анализ структурной схемы проводится при следующих предположениях: обратные связи между распределенными блоками отсутствуют; операторы преобразований L^1, L^4, L^5 — линейные интегральные операторы. Частотные функции блоков 2 и 3 предполагаются известными.

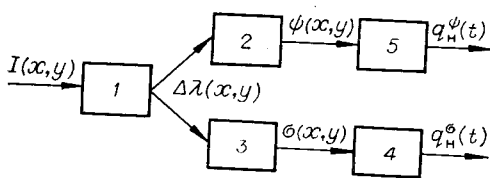
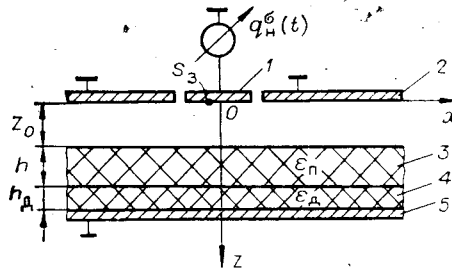


Рис. 1. Структурная схема оптоэлектрического преобразователя. Блоки преобразования:

1 — оптического изображения $I(x, y)$ в неравновесную проводимость $\Delta\lambda(x, y)$ полупроводникового слоя; 2 — $\Delta\lambda$ в распределенные потенциалы $\psi(x, y)$; 3 — $\Delta\lambda$ в распределение плотности поверхностного заряда $\sigma(x, y)$; 4 — σ в электрический сигнал $q_n^\sigma(t)$; 5 — ψ в электрический сигнал $q_n^\psi(t)$.

Рис. 2. Модель электростатической индукционной системы:

1, 2 — измерительный и экранирующий электроды; 3, 4 — полупроводниковый и диэлектрический слой; 5 — металлическая подложка.



Математические модели для определения функции Грина. Известно, что распределенный блок, описываемый линейным интегральным оператором, однозначно определяется заданием ядра $G(x-x', y-y', z-z', t-t')$ данного оператора, которое называют функцией Грина (или функцией источника) [2]. Для нахождения функции источника G блоков 1, 4 и 5 построим их математические модели.

В блоке 1 преобразование светового потока $I(x, y)$ в неравновесную интегральную проводимость $\Delta\lambda(x, y)$ осуществляется с помощью фоточувствительного полупроводникового слоя конечной толщины h , помещенного во внешнее постоянное поле \bar{E} . Скорости рекомбинации на поверхности слоя — s_1 и s_2 . В соответствии с работами [3, 4] принята следующая математическая модель для определения ядра интегрального оператора L^1 :

$$G^1(x-x', y-y') = \frac{e^2}{kTh} \int_{-h/2}^{h/2} \int_{-h/2}^{h/2} e^{-\alpha z} G(x-x', y-y', z-z') dz dz', \quad (1)$$

$$\nabla^2 G - (\bar{l}_E/l^2) \nabla G - G/l^2 = \delta(x-x', y-y', z-z'), \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial n} - \tilde{s}_1 G \right) \Big|_{z=h/2} = 0, \quad \left(\frac{\partial G}{\partial n} - \tilde{s}_2 G \right) \Big|_{z=-h/2} = 0, \quad (3)$$

где e — заряд носителя, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, α — коэффициент поглощения света, $\bar{l}_E = \mu\tau\bar{E}$ — длина дрейфа, μ — дрейфовая подвижность носителей заряда, τ — время жизни носителей, $l = \sqrt{D\tau}$ — длина диффузии, $\tilde{s}_{1,2} = s_{1,2}/D$, D — коэффициент диффузии Эйнштейна. С помощью предложенной упрощенной модели определяется распределение неравновесной интегральной проводимости слоя при следующих ограничениях. В объеме полупроводника выполняется условие нейтральности или квазинейтральности. Величина напряженности внешнего поля и свойства полупроводника таковы, что можно пренебречь влиянием пространственного заряда и дрейфовой составляющей тока в приповерхностном слое полупроводника [4].

Сигнал на выходе блока 1 (неравновесная интегральная проводимость) связан с воздействием излучения — скоростью оптической генерации g_I [3] — выражением

$$\Delta\lambda(x', y') = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_I(x, y) G^1(x-x', y-y') dx dy. \quad (4)$$

Для блока 4, где происходит преобразование зарядного рельефа $\sigma(x, y)$ в электрический сигнал $q_n^g(t)$ (рис. 2), принята следующая математическая модель [5]:

$$\begin{aligned} \nabla^2 G_{в,п,д}^4 &= 0, \\ G^4|_{s_3} &= 1, \quad G^4|_{s-s_3} = 0, \\ G_{в}^4|_{z=z_0} &= G_{п}^4|_{z=z_0}, \quad \frac{\partial G_{в}^4}{\partial n} \Big|_{z=z_0} = \epsilon_{п} \frac{\partial G_{п}^4}{\partial n} \Big|_{z=z_0}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$G_{\Pi}^4|_{z=z_0+h} = G_{\Pi}^4|_{z=z_0+h}, \quad \varepsilon_{\Pi} \frac{\partial G_{\Pi}^4}{\partial n} \Big|_{z=z_0+h} = \varepsilon_{\Pi} \frac{\partial G_{\Pi}^4}{\partial n} \Big|_{z=z_0+h},$$

где G^4 — ядро оператора L^4 ; S_3 — поверхность измерительного электрода зондовой системы; $z_0, z_0 + h$ — границы раздела воздух — полупроводник и полупроводник — диэлектрик; h_{Π} — толщина диэлектрического слоя; $\varepsilon_{\Pi}, \varepsilon_{\Pi}$ — диэлектрические проницаемости полупроводникового и диэлектрического материалов.

Ядро интегрального оператора L^5 , описывающего преобразование потенциального рельефа $\psi(x, y)$ в электрический временной сигнал $q_{\Pi}^{\psi}(t)$ в блоке 5, равно нормальной производной от G^4 , взятой на поверхности $z = z_0$. Функция G^4 является решением задачи (5) с граничными условиями

$$G^4|_{S_3} = 1, \quad G^4|_{S-S_3} = 0, \\ G^4|_{z=z_0} = 0.$$

Частотные функции. Определение функций Грина рассмотренных преобразований сложно даже в случае, если форма граничных поверхностей удовлетворяет условиям разделения переменных. Частотные функции, представляющие собой преобразование Фурье от соответствующих функций Грина, определить проще, поскольку для них методом интегральных преобразований можно получить обыкновенные дифференциальные уравнения 2-го порядка.

Применив преобразование Фурье к (1)–(3), для частотной функции блока 1 получим

$$K^1(\omega_x, \omega_y) = \frac{e\mu\tau}{h} \int_{-h/2}^{h/2} K(\omega_x, \omega_y, z) dz, \quad (6)$$

$$\frac{d^2 K}{dz^2} - \frac{l_{E_z}}{l^2} \frac{dK}{dz} - \frac{\Lambda^2}{l^2} K = -\frac{e^{-\alpha z}}{l^2}, \quad (7)$$

$$\left(\frac{dK}{dz} - \tilde{s}_1 K \right) \Big|_{z=h/2} = 0, \quad (8)$$

$$\left(\frac{dK}{dz} - \tilde{s}_2 K \right) \Big|_{z=-h/2} = 0,$$

где $\Lambda^2 = 1 + (\omega_x^2 + \omega_y^2) l^2 + j(\omega_x l_{E_x} + \omega_y l_{E_y})$. Из (6)–(8) определим частотную функцию оператора L^1 :

$$K^1 = \frac{2e\mu\tau}{(\Lambda^2 + \alpha^2 l^2 - \alpha l) h} \left(\frac{C_1}{C\beta_1} \operatorname{sh} \frac{\beta_1 h}{2} + \frac{C_2}{C\beta_2} \operatorname{sh} \frac{\beta_2 h}{2} + \frac{1}{\alpha} \operatorname{sh} \frac{\alpha h}{2} \right), \quad (9)$$

где

$$\beta_{1,2} = \frac{1}{2l^2} \left(l_{E_z} \pm \sqrt{l_{E_z}^2 + 4l^2 \Lambda^2} \right),$$

$$C_1 = (\beta_1 - \tilde{s}_1)(\alpha - \tilde{s}_2) e^{(h/2)(\beta_1 + \alpha)} - (\beta_1 + \tilde{s}_2)(\alpha + \tilde{s}_1) e^{-(h/2)(\beta_1 + \alpha)},$$

$$C_2 = (\beta_2 + \tilde{s}_2)(\alpha + \tilde{s}_1) e^{-(h/2)(\beta_2 + \alpha)} - (\beta_2 - \tilde{s}_1)(\alpha - \tilde{s}_2) e^{(h/2)(\beta_2 + \alpha)},$$

$$C = (\beta_1 - \tilde{s}_1)(\beta_2 + \tilde{s}_2) e^{(h/2)(\beta_1 - \beta_2)} - (\beta_1 + \tilde{s}_2)(\beta_2 - \tilde{s}_1) e^{-(h/2)(\beta_1 - \beta_2)}. \quad (10)$$

Рассмотрим поведение частотных функций блока 1 в наиболее простых случаях ($\alpha = 0$).

1. Предположим, что поверхностная рекомбинация отсутствует ($s_1 = s_2 = 0$):

$$K_{s_1=s_2=0}^1 = \frac{e\mu\tau}{1 + (\omega_x^2 + \omega_y^2) l^2 + j(\omega_x l_{E_x} + \omega_y l_{E_y})}. \quad (11)$$

Рис. 3. Приведенные КЧХ блока 1:
 $s_1 = s_2 = 0$; 1 — $l/h = 1$; 4 — $l/h = 0,1$; 7 — $l/h = 0,01$;
 $s_1 = \infty$; $s_2 = 0$; 2 — $l/h = 1$; 5 — $l/h = 0,1$; 8 — $l/h = 0,01$;
 $s_1 = s_2 = \infty$; 3 — $l/h = 1$; 6 — $l/h = 0,1$; 9 — $l/h = 0,01$.

В этом случае частотная функция преобразователя с полупроводниковым слоем конечной толщины такая же, как у преобразователя с бесконечно толстым слоем [6].

2. Пусть скорость поверхностной рекомбинации неограниченно велика ($s_1 \rightarrow \infty$, $s_2 \rightarrow \infty$). Это означает, что избыточная концентрация носителей заряда, приходящих на поверхность, обращается в нуль вследствие рекомбинации. Из (9) и (10) следует, что

$$K^1 = K_{s_1=s_2=0}^1 \left(1 - \frac{2\text{sh}^2(\beta_1 h/2)}{\beta_1 h \text{sh}(h/2)(\beta_1 - \beta_2)} + \frac{2\text{sh}^2(\beta_2 h/2)}{\beta_2 h \text{sh}(h/2)(\beta_1 - \beta_2)} \right). \quad (12)$$

3. Предположим, что $s_1 \rightarrow \infty$ и $s_2 = 0$. Тогда

$$K^1 = K_{s_1=\infty; s_2=0}^1 \left(1 - \frac{e^{-\beta_2 h} - e^{-\beta_1 h}}{\beta_1 h e^{-(h/2)(\beta_1 - \beta_2)} - \beta_2 h e^{(h/2)(\beta_1 - \beta_2)}} \right). \quad (13)$$

Если внешнее электрическое поле отсутствует, то выражения (11), (12) и (13) упрощаются и принимают вид

$$K_{s_1=s_2=0}^1 = \frac{\epsilon \mu \tau}{1 + (\omega_x^2 + \omega_y^2) l^2}, \quad (14)$$

$$K_{s_1=s_2=\infty}^1 = K_{s_1=s_2=0}^1 \left(1 - \frac{2}{\beta h} \text{th} \frac{\beta h}{2} \right), \quad (15)$$

$$K_{s_1=\infty; s_2=0}^1 = K_{s_1=s_2=0}^1 \left(1 - \frac{1}{\beta h} \text{th} \beta h \right), \quad (16)$$

где $\beta = (1/l) \sqrt{1 + (\omega_x^2 + \omega_y^2) l^2}$.

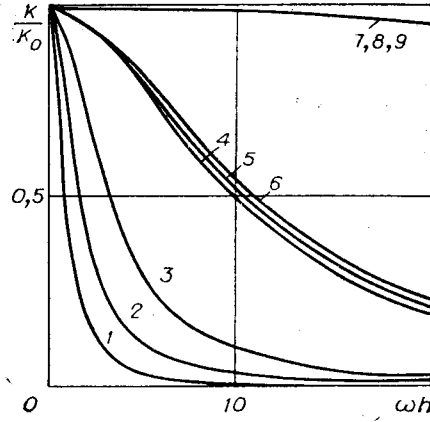
Значения частотной функции K_0 при $\omega_x = \omega_y = 0$ характеризуют чувствительность преобразователя, зависимость приведенной частотной функции K/K_0 от частоты определяет его полосу пропускания. На рис. 3 представлены приведенные частотные функции, рассчитанные по формулам (14), (15) и (16). Частотные функции улучшаются с ростом скорости поверхностной рекомбинации и уменьшением длины диффузии. Чувствительность же падает с увеличением скорости поверхностной рекомбинации.

Аналогично для частотной функции блока 4 получим уравнение

$$\begin{aligned} \frac{d^2 K^4}{dz^2} - \Lambda_1^2 K^4 &= 0, \\ K_B^4|_{z=0} &= A, \quad K_D^4|_{z=z_0+h+h_D} = 0, \\ K_B^4|_{z=z_0} &= K_D^4|_{z=z_0}, \quad \frac{dK_B^4}{dz}|_{z=z_0} = \epsilon_{\Pi} \frac{dK_D^4}{dz}|_{z=z_0}, \\ K_D^4|_{z=z_0+h} &= K_B^4|_{z=z_0+h}, \quad \epsilon_{\Pi} \frac{dK_D^4}{dz}|_{z=z_0+h} = \epsilon_D \frac{dK_B^4}{dz}|_{z=z_0+h}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\Lambda_1^2 = \omega_x^2 + \omega_y^2, \quad A = \int_{S_B} e^{j(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy.$$



Решение (17) определяется выражением

$$K^4 = 2A \frac{(\epsilon_d - \epsilon_n) \operatorname{sh} \Lambda_1 (h - h_d) + (\epsilon_n - 1)(\epsilon_d - \epsilon_n) \operatorname{sh} \Lambda_1 (z_0 - h + h_d) + (\epsilon_n + 1)(\epsilon_d - \epsilon_n) \operatorname{sh} \Lambda_1 (z_0 + h - h_d) + (\epsilon_d + \epsilon_n) \operatorname{sh} \Lambda_1 (h + h_d)}{(\epsilon_n - 1)(\epsilon_d + \epsilon_n) \operatorname{sh} \Lambda_1 (z_0 - h - h_d) + (\epsilon_n + 1)(\epsilon_d + \epsilon_n) \operatorname{sh} \Lambda_1 (z_0 + h + h_d)} \rightarrow \quad (18)$$

Если поперечное сечение измерительного электрода зонда представляет собой квадрат со стороной $2b$, то $A = S_3 [\sin^2 (\Lambda_1 b) / (\Lambda_1 b)^2]$, если круг радиусом R , то $A = S_3 [2J_1(\Lambda_1 R) / \Lambda_1 R]$.

Чувствительность зондовой системы характеризуется коэффициентом передачи постоянной составляющей заряда:

$$K_0^4 (\Lambda_1 = 0) = \frac{S_3}{1 + \epsilon_n \epsilon_d z_0 / (\epsilon_n h_d + \epsilon_d h)}. \quad (19)$$

Для зондовой системы с однослойным носителем без подложки

$$K^4 = 2A \frac{\operatorname{sh} \Lambda_1 h + \epsilon_n \operatorname{ch} \Lambda_1 h}{(1 - \epsilon_n)(\epsilon_n \operatorname{ch} \Lambda_1 (h - z_0) + \operatorname{sh} \Lambda_1 (h - z_0)) + (1 + \epsilon_n)(\epsilon_n \operatorname{ch} \Lambda_1 (h + z_0) + \operatorname{sh} \Lambda_1 (h + z_0))} \rightarrow \quad (20)$$

$$K_0^4 = S_3.$$

Для зондовой системы с однослойным носителем и заземленной подложкой

$$K^4 = 2A \frac{\operatorname{sh} \Lambda_1 h}{(\epsilon_n + 1) \operatorname{sh} \Lambda_1 (z_0 + h) + (\epsilon_n - 1) \operatorname{sh} \Lambda_1 (z_0 - h)},$$

$$K_0^4 = \frac{S_3}{1 + \epsilon_n z_0 / h}. \quad (21)$$

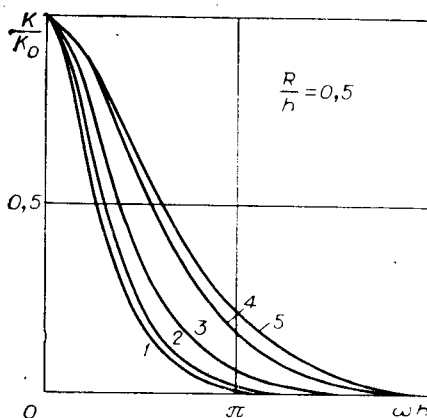
На рис. 4 представлены приведенные контрастно-частотные характеристики (модули частотных характеристик) для зондовой системы с однослойным носителем и заземленной подложкой. При $z_0 < h$ (расстояние между зондом и заряженной поверхностью меньше толщины слоя) КЧХ ухудшаются с ростом диэлектрической проницаемости полупроводникового материала, а при $z_0 > h$ с увеличением ϵ_n КЧХ улучшаются, но весьма незначительно. При $z_0 = h$ КЧХ не зависят от ϵ_n . Как следует из (21), чувствительность зондовой системы резко падает с ростом ϵ_n .

Частотная функция блока 5, в котором происходит преобразование потенциального рельефа в электрический сигнал, наиболее проста:

$$K^5 = A (\Lambda_1 / \operatorname{sh} \Lambda_1 z_0), \quad (22)$$

коэффициент передачи постоянной составляющей потенциала

$$K_0^5 = S_3 \frac{1}{z_0}. \quad (23)$$



Таким образом, сведение методом интегральных преобразований уравнений в частных производных к обыкновенным дифференциальным уравнениям 2-го порядка позволило получить простые и удобные для анализа выражения КЧХ и выяснить их зависимость

Рис. 4. Приведенные КЧХ блока 4:
 $z_0/h = 0,5$; 1 - $\epsilon_n = 1$; 2 - $\epsilon_n = 10$;
 $z_0/h = 1,0$; 3 - $\epsilon_n \geq 1$;
 $z_0/h = 1,5$; 4 - $\epsilon_n = 10$; 5 - $\epsilon_n = 1$.

от геометрических параметров и электрофизических свойств ОЭП.

На основе полученных выражений возможно осуществить согласование по КЧХ отдельных блоков и определить сквозную частотную функцию преобразователя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бутковский А. Г. Характеристики систем с распределенными параметрами.— М.: Наука, 1979.
2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров.— М.: Наука, 1973.
3. Киреев П. С. Физика полупроводников.— М.: Высшая школа, 1975.
4. Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников.— М.: Наука, 1971.
5. Матвеева И. А., Пронин В. П., Шехтман Л. А. К теории измерения поверхностных зарядов методом электростатической индукции.— ЖТФ, 1977, т. 47, вып. 7.
6. Абаньшин Н. П., Биленко Д. И., Лодгауз В. А. Частотно-контрастная характеристика полупроводникового материала.— Изв. высш. учебн. заведений. Сер. Физика, 1971, № 10.

Поступила в редакцию 26 ноября 1981 г.;
окончательный вариант — 15 марта 1982 г.

УДК 681.332 : 621.378.35

В. А. ЕЛХОВ, А. И. ЗОЛОТАРЕВ, В. Н. МОРОЗОВ, Ю. М. ПОПОВ
(Москва)

ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФОРМУ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА ОПТИЧЕСКОГО КОРРЕЛЯТОРА. Ч.II

Известные достоинства инжекционных лазеров определяют перспективность их применения в системах оптической обработки информации, а возможность варьирования степенью когерентности излучения позволяет реализовать не только линейную по амплитуде или интенсивности, но и частично-когерентную обработку [1].

В качестве объекта исследования была выбрана классическая схема коррелятора Вандер Люгта [2]. Общее выражение для выходного сигнала коррелятора в случае использования на стадии обработки частично-когерентного источника и анализ влияния временной когерентности излучения на форму корреляционного сигнала представлены в [1]. В настоящей работе рассматривается влияние пространственной когерентности.

Источник будем считать квазимонохроматическим, а излучение во входной плоскости коррелятора — частично пространственно-когерентным. Как показано в [3], при выполнении условий квазимонохроматичности $\Delta\lambda/\lambda \ll 1$, $\lambda^2/\Delta\lambda \gg |\Delta r|$, где $|\Delta r|$ — максимальная оптическая разность хода в системе, закон распространения взаимной интенсивности (ВИ) для источника с малыми линейными размерами в приближении малых углов имеет вид, аналогичный соответствующему закону распространения (формула (1) из работы [1]) взаимной спектральной плотности (ВСП). В этом случае в общем выражении для выходного сигнала коррелятора ((8) из [1]) можно заменить ВСП на ВИ:

$$\Gamma^*(\xi) = -[T_2(\xi)\Gamma_p(\xi)] * T_1(\xi), \quad (1)$$

где $\Gamma^*(\xi)$ и $\Gamma_p(\xi)$ — соответственно ВИ в выходной плоскости и плоскости объекта, а функции $T_2(\xi)$, $T_1(\xi)$ и координаты вектора ξ определены в [1]. В выражении (1) опущены не существенные для дальнейшего изложения постоянный размерный множитель и масштабные коэффициенты.