

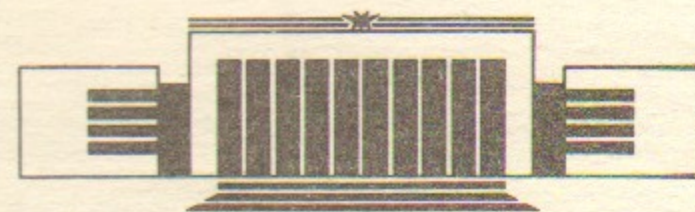


7
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

М.Г. Федотов

ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ ПЭС
И ФОТОДИОДНЫХ РЕШЕТОК
В РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ

ПРЕПРИНТ 87-109



НОВОСИБИРСК

Передаточная функция ПЗС
и фотодиодных решеток
в рентгеновской области

М.Г. Федотов

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрено влияние диффузионных эффектов в ПЗС и фотодиодных решетках на регистрацию рентгеновских и оптических (вблизи красной границы чувствительности) изображений; определена соответствующая пространственно-временная передачная функция.

Большинство выпускаемых в настоящее время приемников изображения на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС) и фотодиодных решеток (ФДР) предназначено для работы с оптическим излучением видимого диапазона. Тем не менее требования автоматизации эксперимента вызывают все больший интерес к их использованию для регистрации изображений, формируемых ионизирующими излучениями — рентгеновским, потоками электронов, частиц высоких энергий.

При этом (как и в случае оптического излучения вблизи красной границы поглощения полупроводникового материала) генерация электронно-дырочных пар происходит не только в обедненных областях чувствительных ячеек (где сбор заряда практически полный), но и в электронейтральной части подложки (рис. 1). Здесь неосновные носители могут либо рекомбинировать, либо, в результате диффузии, попадать в обедненные области ячеек, создавая дополнительный сигнальный заряд. Если прибор выполнен по эпитаксиальной технологии или имеет тонкую стравленную подложку, то область диффузии заряда резко ограничена ([1, 2]). Но в приборах, изготовленных на толстом монокристаллическом кремнии с большой диффузионной длиной, возникают специфические искажения изображения. Например, в [3] при геометрическом разрешении, сравнимом с размером отдельной ячейки ПЗС, наблюдалось значительное искажение оснований относительно широких рентгеновских линий (появление «хвостов»).

Анализ влияния диффузионных эффектов, данный в терминах частотно-контрастной характеристики (ЧКХ) в работе [1] в одно-

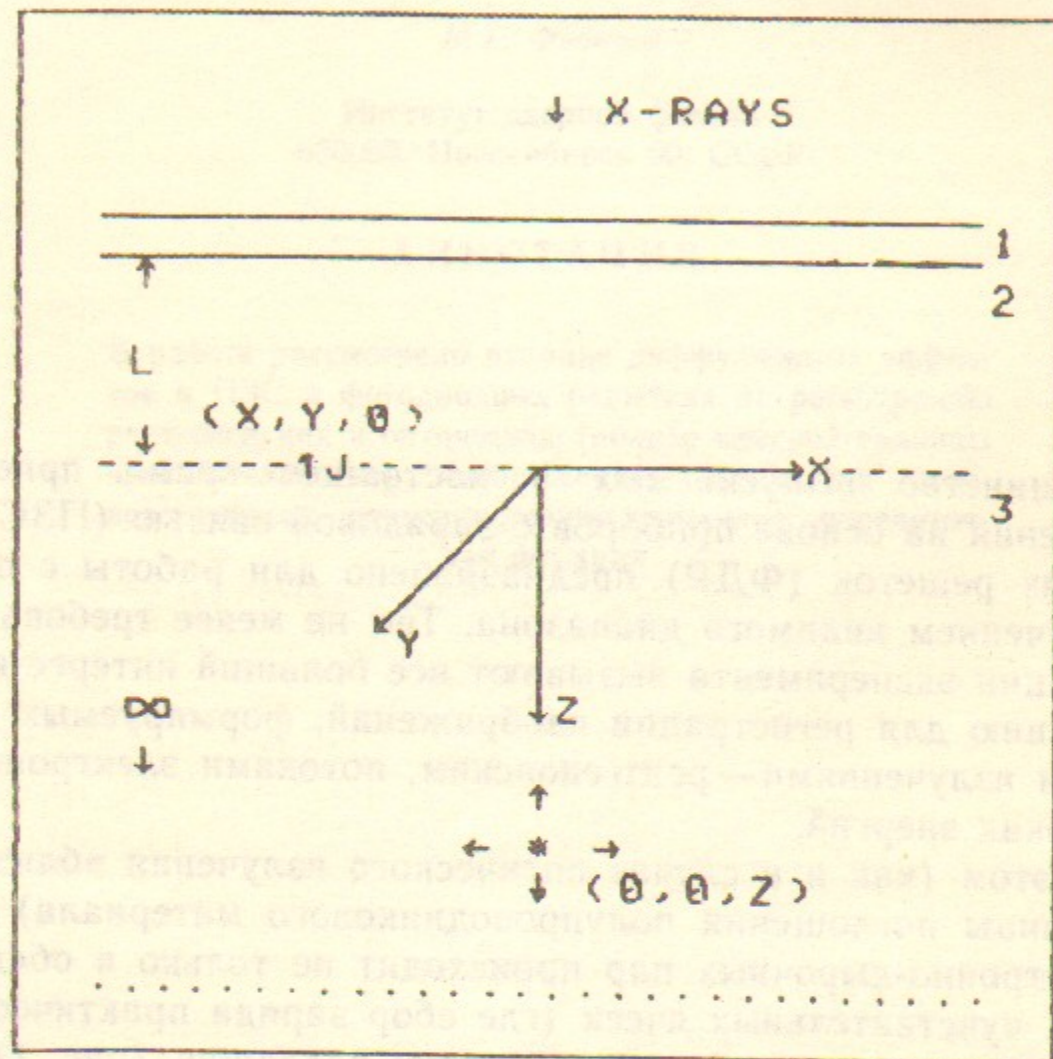


Рис. 1. Схема чувствительного элемента ПЗС (ФДР): 1—электродная структура; 2—обедненная область (обедненный основными носителями заряда слой) толщины L ; 3—электронейтральная часть полупроводниковой подложки (область диффузионного сбора заряда). Плоскость xy совпадает с границей обедненной области; J —плотность тока в обедненную область в точке $(x, y, 0)$, вызванного диффузией заряда, образованного при поглощении рентгеновского кванта в точке $(0, 0, z)$.

мерном стационарном случае для оптических изображений вблизи красной границы поглощения кремния и для электронных изображений, также пригоден для описания ПЗС и ФДР в качестве интегрирующих детекторов с накоплением зарядов множественных событий в их ячейках при регистрации рентгеновских изображений. Двумерная ЧКХ для матричных ПЗС и фотодиодных решеток может быть получена из одномерной использованием симметрии функции рассеяния точки области диффузионного сбора заряда. Но в ряде случаев требуется характеристика, учитывающая конечное время диффузии зарядов (например, для систем с временной задержкой-интегрированием). Такая характеристика необходима для анализа систем регистрации быстрого одномерного рентгеновского кино, на возможность создания которых на базе серийных телевизионных ПЗС с переносом кадра указано в работе [3].

В данной работе определяется пространственно-временная передаточная функция ПЗС (ФДР) с толстой подложкой в рентгеновской области. Результаты распространены также на оптические изображения вблизи красной границы поглощения излучения материалом подложки и на изображения, формируемые треками минимально ионизирующих частиц.

В работе не рассматриваются эффекты, связанные с геометрией чувствительных ячеек, неэффективностью и конечным временем переноса заряда в регистрах считывания и т. д., достаточно подробно изложенные, например, в [4].

МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Для определения влияния диффузии в подложке неосновных фотогенерированных носителей на передаточную функцию ПЗС и ФДР были приняты следующие допущения:

1. Обедненная область представляет собой однородный слой глубины L на поверхности подложки, и сбор генерированного в обедненной области заряда—полный ([2]).

2. Подложка—однородная и достаточно толстая (значительно толще диффузионной длины l_d), а распространение неосновных носителей описывается уравнением диффузии в среде с поглощением:

$$\begin{cases} \vec{j} = -D \text{grad } n \\ \text{div } \vec{j} = -\frac{n}{\tau} - \frac{\partial n}{\partial t} \end{cases} \quad (1)$$

(где \vec{j} — плотность тока неосновных носителей, n — их концентрация, d — коэффициент диффузии, τ — время жизни неосновных носителей и $l_d = \sqrt{\tau D}$) с граничным условием $n=0$ на границе с обедненным слоем.

3. Поглощение рентгеновского кванта считается точечным событием, так что диффузия генерированного заряда является диффузией δ -функции начальной плотности, а эффекты, связанные с наличием пика вылета, не учитываются.

В этом случае решение уравнения (1) с учетом граничного условия имеет вид:

$$n(\vec{r}, t) = \frac{1}{8(\pi Dt)^{3/2}} \left\{ \exp\left(-\frac{|\vec{r}|^2}{4Dt}\right) - \exp\left(-\frac{|\vec{r}-2\vec{\rho}|^2}{4Dt}\right) \right\} \cdot e^{-t/\tau}, \quad (2)$$

где t — время; \vec{r} — вектор расстояния от точки поглощения кванта; $\vec{\rho}$ — вектор нормали от точки поглощения к границе обедненной области.

Если плоскость xy совпадает с этой границей, а событие лежит на оси z в точке $(0, 0, z)$, то плотность тока диффузии в обедненную область из подложки в точке $(x, y, 0)$ будет

$$j_z = -D \frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial r_z} = \frac{z}{8t(\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{x^2+y^2+z^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau}\right). \quad (3)$$

Функцию рассеяния точки — импульсный отклик для области диффузионного сбора заряда $F_d(x, y, t)$ — можно получить, проинтегрировав (3) по z с учетом вероятности поглощения кванта на данной глубине подложки (излучение падает по нормали к поверхности ПЗС):

$$F_d(x, y, t) = \int_0^\infty dz \gamma e^{-\gamma z} j(z), \quad (4)$$

где γ — линейный коэффициент поглощения рентгеновского излучения материалом подложки.

Передаточная функция от пространственных и временной частот $\mathcal{F}_d(\omega_x, \omega_y, \omega_t)$ является результатом трехмерного фурье-преобразования выражения (4):

$$\mathcal{F}_d(\omega_x, \omega_y, \omega_t) = \int_{-\infty}^\infty dx e^{-i\omega_x x} \int_{-\infty}^\infty dy e^{-i\omega_y y} \int_0^\infty dt e^{-i\omega_t t} F_d(x, y, t). \quad (5)$$

Меняя в (4), (5) порядок интегрирования, получаем ([5], интегралы 2.5.36.1 и 3.1.3.47):

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_d(\omega_x, \omega_y, \omega_t) &= \frac{1}{1 + \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{1}{\tau D} + \omega_x^2 + \omega_y^2 + i \frac{\omega_t}{D}}} = \\ &= \frac{1}{1 + \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{1}{l_d^2} + \omega_x^2 + \omega_y^2 + i \frac{\omega_t}{D}}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Учитывая, что поглощение в обедненной области $1 - e^{-\gamma L}$, а ее передаточная функция единична на всех частотах, получаем результирующую характеристику:

$$\mathcal{F} = (1 - e^{-\gamma L}) + e^{-\gamma L} \mathcal{F}_d = 1 - 1 / \left(1 + \gamma / \sqrt{\frac{1}{l_d^2} + \omega_x^2 + \omega_y^2 + i \frac{\omega_t}{D}} \right) e^{-\gamma L}. \quad (7)$$

При $\omega_x = \omega_y = 0$ и $\omega_t = 0$ выражение (7) переходит в квантовую эффективность ПЗС (без учета конечной прозрачности электронной структуры). Такая нормировка удобна (удобнее, например, ЧКХ) для описания изображений, создаваемых излучением сложного спектрального состава.

Исключив в (4), (5) интегрирование по времени, можно получить импульсный отклик области диффузионного сбора заряда — зависимость пространственного спектра плотности тока диффузии в обедненную область от времени после засветки ПЗС или ФДР коротким импульсом рентгеновского излучения ([5], интеграл 2.3.15.7):

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\omega_x, \omega_y, t) &= \int_{-\infty}^\infty dx \int_{-\infty}^\infty dy \int_0^\infty dz e^{-i(\omega_x x + \omega_y y)} \gamma e^{-\gamma z} j(z) = \\ &= \gamma \sqrt{D} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi t}} - \gamma \sqrt{D} e^{\gamma^2 D t} \operatorname{erfc}(\gamma \sqrt{D t}) \right\} \exp\left\{-\left[\frac{1}{\tau} + D(\omega_x^2 + \omega_y^2)\right]t\right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\operatorname{erfc}(a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_a^\infty e^{-k^2} dk$ — дополнительный интеграл вероятности.

Таким образом, процесс уменьшения диффузионного тока для компоненты с пространственными частотами ω_x и ω_y определяется двумя временами:

$$\tau_1 = \frac{\tau}{1 + \tau D(\omega_x^2 + \omega_y^2)},$$

$$\tau_2 = \frac{1}{\gamma^2 D}, \quad (9)$$

а характерное время затухания не превышает $\tau = l_d^2/D$. Для типичных ПЗС (ФДР) с кремниевой подложкой и p -каналом $D_p = 12,2 \text{ см}^2/\text{с}$, $l_d = (20 \div 200) \text{ мкм}$ в зависимости от технологии и исходного материала и, соответственно, $\tau = (0,33 \div 33) \text{ мкс}$, т. е. временное разрешение систем с быстрым накоплением одномерных изображений может составлять сотни наносекунд — десятки микросекунд.

Более сложным представляется вопрос об области применимости полученного решения при высоких плотностях потока излучения. Действительно, для ПЗС и ФДР с фронтальным освещением, изготовленных на монокристаллическом кремнии, предположение об однородной и толстой подложке выполняется практически всегда (достаточна толщина подложки $(5 \div 10) l_d$); поглощения рентгеновских квантов с энергиями менее 10 кэВ — почти точечные события, так как пробеги фотоэлектронов не более 1 мкм ([3]); обедненная область может считаться относительно однородной, поскольку размер ее неоднородностей для слабозаполненных потенциальных ям не превышает размера ячеек, а передаточная функция на соответствующих (высших) пространственных частотах будет определяться передаточной функцией отдельных ячеек. Но при высоких плотностях потока излучения и, соответственно, высокой концентрации неосновных носителей должно происходить изменение диффузионной длины l_d и нарушение электронейтральности подложки.

В этих условиях система (1) будет неприменимой. Указанные изменения, вероятно, возникнут при концентрации неосновных носителей, соизмеримой с концентрацией основных в необлучаемом полупроводнике (т. е. с концентрацией легирующей примеси). Так как концентрация неосновных носителей

$$n \approx \tau \frac{E}{\epsilon} J, \quad (10)$$

где E — энергия падающих квантов, J — плотность их потока; ϵ — энергия образования электронно-дырочной пары, то

$$J_{\max} \sim \frac{Ne}{\gamma \tau E} \quad (11)$$

(N — концентрация легирующей примеси в подложке). В частности, при $N = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 1 \text{ мкс}$, $E = 10 \text{ кэВ}$, $\gamma = 80,3 \text{ см}^{-1}$, $\epsilon = 3,7 \text{ эВ}$, $J_{\max} \sim 1,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что составляет (при размерах ячейки накопления $30 \times 30 \text{ мкм}$) более 10^4 квантов на ячейку за время 1 мкс. Такие потоки более чем на 2 порядка превышают максимальные возможные загрузки для систем с быстрым накоплением одномерных изображений, и полученное решение должно быть применимо в случае любых реальных загрузок.

ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И МИНИМАЛЬНО ИОНИЗИРУЮЩИЕ ЧАСТИЦЫ

Оптическое излучение вблизи красной границы поглощения полупроводникового материала подложки (края фундаментального поглощения) подобно рентгеновскому излучению задерживается обедненной областью ПЗС или ФДР лишь частично. В этом случае из независимости диффузии от источника заряда и «точечности» поглощения оптического кванта выражение (4) может быть переписано для монохроматического оптического изображения в виде:

$$F_{df}(x, y, t) = \int_0^{\infty} dz \cdot \eta_f \gamma_f e^{-\gamma_f z} j(z), \quad (12)$$

где $F_{df}(x, y, t)$ — функция рассеяния точки — импульсный отклик; η_f — квантовый выход внутреннего фотоэффекта; γ_f — линейный коэффициент поглощения излучения материалом подложки; $j(z)$ — диффузионный ток в обедненную область, определяемый выражением (3). При этом предполагается, что отражение света от обратной стороны подложки отсутствует (например, в силу значительного ослабления в подложке либо в силу наличия специального поглотителя).

Подставив (12) в (5), получим передаточную функцию области диффузионного сбора заряда для монохроматического оптического излучения

$$\mathcal{F}_{df}(\omega_x, \omega_y, \omega_t) = \frac{\eta_f}{1 + \frac{1}{\gamma_f} \sqrt{\frac{1}{l_d^2} + \omega_x^2 + \omega_y^2 + i \frac{\omega_t}{D}}} \quad (13)$$

Учитывая поглощение в обедненной области, получаем результирующую передаточную функцию

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_f &= \eta_f(1 - e^{-\gamma_f L}) + \mathcal{F}_{df} e^{-\gamma_f L} = \\ &= \eta_f - \eta_f / \left(1 + \gamma_f / \sqrt{\frac{1}{l_d^2} + \omega_x^2 + \omega_y^2 + i \frac{\omega_t}{D}} \right) e^{-\gamma_f L}. \end{aligned} \quad (14)$$

Аналогично (7), при $\omega_x = \omega_y = 0$ и $\omega_t = 0$ выражение (14) переходит в квантовую эффективность ПЗС или ФДР без учета конечной прозрачности электродной структуры.

Пространственно-временная передаточная функция может быть также определена для минимально ионизирующих частиц как фурье-образ плотности образующего сигнальный заряд тока от трека одиночной частицы. Пренебрегая возможностью «размывания» трека δ -электронами и тормозным излучением, можно записать полную плотность тока диффузии в обедненную область (импульсный отклик — функцию рассеяния точки области диффузионного сбора заряда) при нормальном падении заряженной частицы:

$$F_d = \int_0^{\infty} dz \cdot \mu(z) j(z), \quad (15)$$

где $\mu(z)$ — образующийся на единицу длины трека заряд (число электронно-дырочных пар); $j(z)$ — плотность тока диффузии от элемента трека, даваемая выражением (3).

Подставив (15) в (5) и вместо $\mu(z)$ используя μ_m — заряд, образующийся на единицу длины трека минимально ионизирующей частицы, имеем:

$$\mathcal{F}_{dm}(\omega_x, \omega_y, \omega_t) = \frac{\mu_m}{\left(\frac{1}{l_d^2} + \omega_x^2 + \omega_y^2 + i \frac{\omega_t}{D} \right)^{1/2}} \quad (16)$$

Если трек частицы пересекает обедненную область глубиной L , то полная передаточная функция будет:

$$\mathcal{F}_m = \mu_m L + \mathcal{F}_{dm} = \mu_m \left(L + \frac{1}{\left(\frac{1}{l_d^2} + \omega_x^2 + \omega_y^2 + i \frac{\omega_t}{D} \right)^{1/2}} \right). \quad (17)$$

Поскольку количество носителей, образующихся в области диффузионного сбора заряда после прохождения минимально ионизирующей частицы, относительно невелико (в работе [6] $\mu_m \approx 80 \text{ мкм}^{-1}$ для кремния), то распределение заряда в обедненной области регистрирующего прибора, получаемое в результате обратного преобразования Фурье по ω_x и ω_y выражения (16) или (17) при $\omega_t = 0$, является только статистически достоверным.

ФУНКЦИЯ РАССЕЯНИЯ ТОЧКИ И ИМПУЛЬСНЫЙ ОТКЛИК

Функция рассеяния точки — импульсный отклик области диффузионного сбора заряда ПЗС и ФДР (зависимость от времени и координат плотности тока диффузии в обедненную область после засветки δ -видным импульсом рентгеновского излучения) — непосредственно получается обратным преобразованием по ω_x ω_y выражения (8) ([5], интеграл 2.5.36.1):

$$\begin{aligned} F_d(x, y, t) &= \frac{\gamma \sqrt{D}}{4(\pi t)^{3/2}} \cdot \{ 1 - \gamma \sqrt{\pi D t} e^{\gamma^2 D t} \operatorname{erfc}(\sqrt{D t}) \} \times \\ &\times \exp \left[-\frac{t}{\tau} - \frac{x^2 + y^2}{4 D t} \right], \end{aligned} \quad (18)$$

причем пространственное распределение является гауссовым с дисперсией $\sqrt{2 D t}$ и имеет особенность при $t = 0$.

Поскольку, однако, ПЗС (ФДР) является зарядочувствительным устройством, то реальный интерес представляет не плотность тока, а временная и пространственная зависимости поверхностной плотности поступившего в обедненную область заряда. Это, в частности, — пространственное распределение заряда в стационарном случае (функция рассеяния точки) и зависимость полного собранного заряда от времени.

На высоких пространственных частотах передаточная функция области диффузионного сбора заряда принимает вид $\frac{1}{\omega_x}$ или

$\frac{1}{\sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}}$, и, соответственно, в одномерном и двумерном случаях

при малых x, y , функция рассеяния точки $\sim \ln \frac{1}{x}$ и $\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}}$. Такой

вид распределения позволяет, при достаточно высокой частоте пространственной дискретизации, различить два сколь угодно близких δ -образных рентгеновских изображения. В этом смысле геометрическое разрешение ПЗС (ФДР) будет определяться апертурой и шагом чувствительных ячеек и даже в случае больших диффузионных длин и жесткого рентгеновского излучения оставаться на уровне нескольких элементов изображения.

Тем не менее, как уже отмечалось, диффузионные эффекты могут приводить к значительным искажениям изображения — появлению «хвостов», «размытий», «галло».

Непосредственное получение функции рассеяния точки интегрированием выражения (18) или обратным преобразованием по ω_x, ω_y при $\omega_z=0$ выражения (6) затруднительно, но наличие эффективного вычислительного алгоритма — быстрого дискретного преобразования Фурье (БПФ) — позволяет восстанавливать ее численным методом.

На рис. 2 представлены результаты обратного преобразования выражения (6) в одномерном стационарном случае, нормированные на равные величины заряда в центральных 18 мкм областях (эквивалентах интегрирующих ячеек ПЗС или ФДР), для значений диффузионных длин $l_d=100$ мкм (А, С), 30 мкм (В, D) и энергий рентгеновских квантов 5 кэВ (А, В), 10 кэВ (С, D), соответствующих $1/\gamma=17,1$ мкм и 125 мкм. На рисунке также приведены полная квантовая эффективность $QE = \mathcal{F}(0, 0, 0)$ и квантовая эффективность QEC центральной 18 мкм интегрирующей области. Кроме того, L и QED здесь и далее обозначают глубину и квантовую эффективность обедненной области (на рис. 2 $L=0$ и $QED=0$).

Вычисления выполнялись на разработанной в ИЯФ СО АН СССР 24-разрядной КАМАК микро-ЭВМ «Одренок» ([7]) (система команд ICL-1900, плавающая арифметика с 38-разрядной мантисой), обеспечивавшей значительный запас по точности, при использовании подпрограммы БПФ Кули, Льюиса, Уэлча (по [8]).

Как видно из рис. 2, для относительно жесткого рентгеновского излучения диффузионные «хвосты» остаются заметными до расстояний $(2 \div 3) l_d$, для более мягкого — их протяженность порядка l_d .

Определенное уменьшение искажений дает обедненная область. На рис. 3 представлены результаты моделирования, выполненного для одномерных приборов со смыкающимися чувствительными ячейками шириной 18 мкм, диффузионной длиной 100 мкм для энергий 5 кэВ (А, В) и 10 кэВ (С, D).

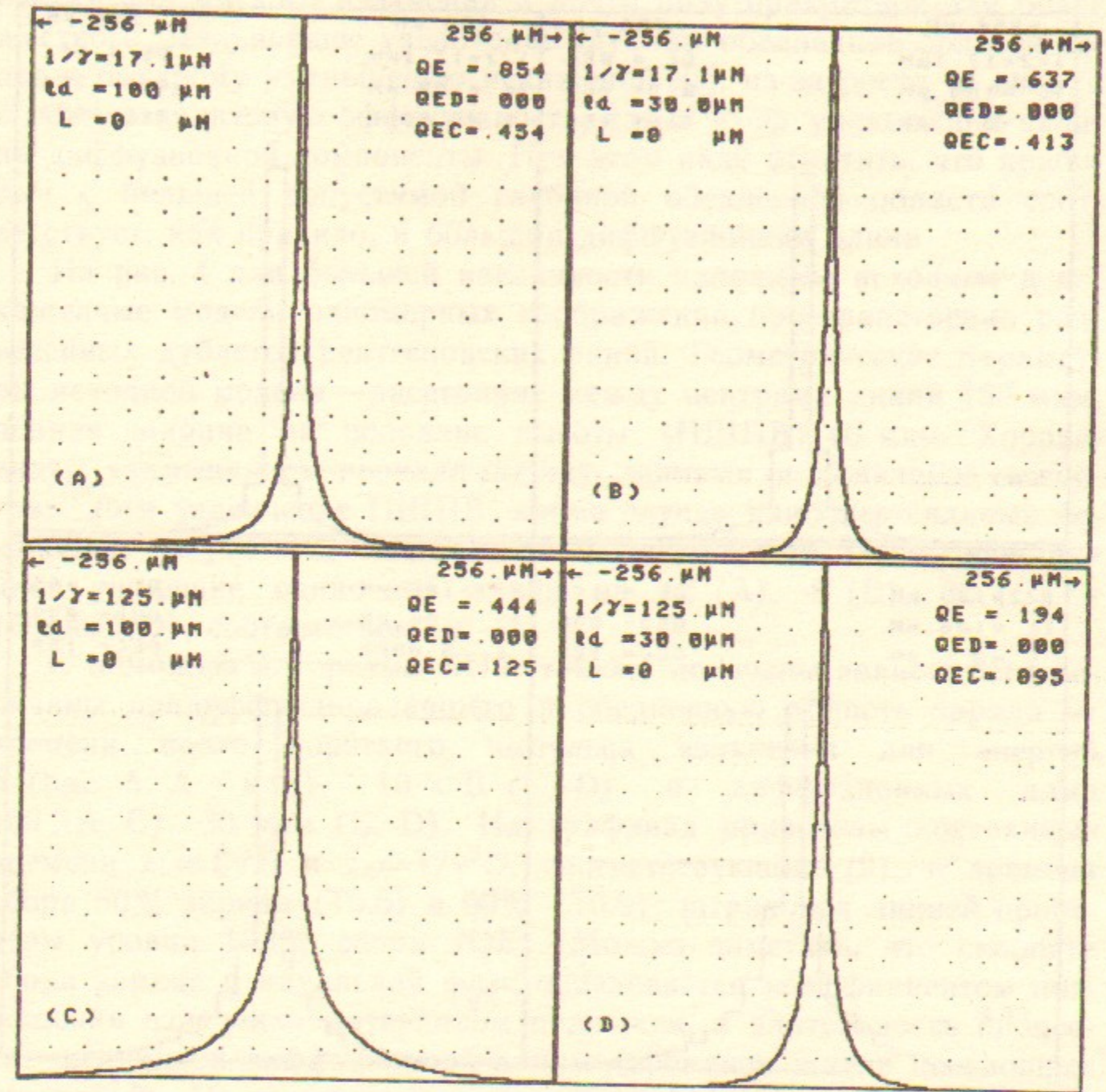


Рис. 2. Распределение поверхностной плотности диффузионно-собранный заряд от δ -образного рентгеновского изображения (одномерные функции рассеяния точки), нормированные на равные интегралы заряда в центральных 18 мкм областях. Для энергий 5 кэВ (А, В) и 10 кэВ (С, D). Здесь: $1/\gamma$ — слой экспоненциального ослабления излучения, l_d — диффузионная длина, QE — квантовая эффективность ($QE = \gamma \cdot l_d / (1 + \gamma \cdot l_d)$), QEC — квантовая эффективность центральной 18 мкм области, $L=0$ и $QED=0$ — соответственно, глубина обедненной области и ее квантовая эффективность ($QED = 1 - \exp(-\gamma \cdot L)$).

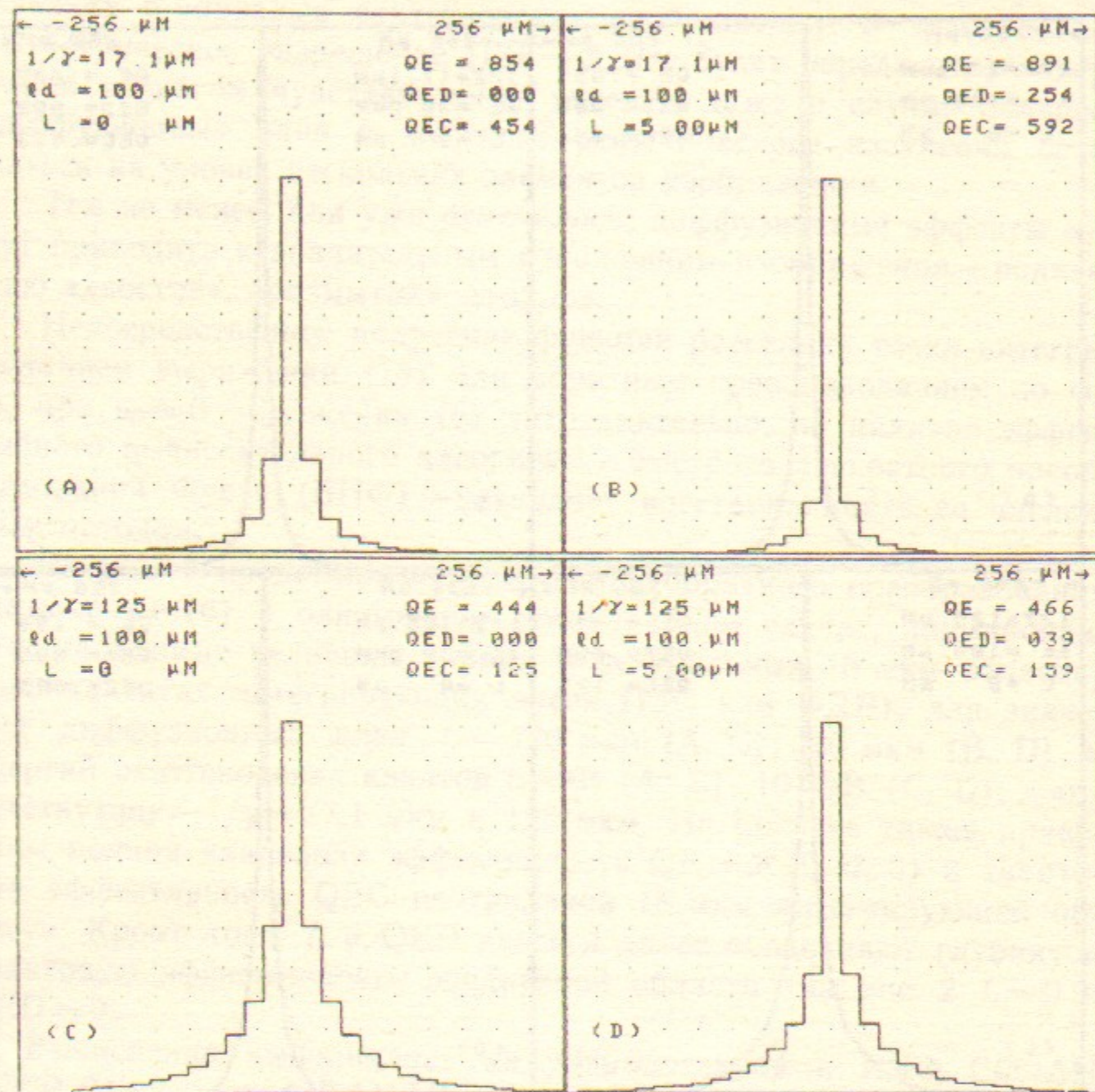


Рис. 3. Расчетные распределения заряда в линейном ПЗС (ФДР) со смыкающимися ячейками шириной 18 мкм при регистрации одномерного δ -образного рентгеновского изображения. Распределения нормированы на равные величины заряда центральных ячеек. Энергии излучения 5 кэВ (A, B) и 10 кэВ (C, D); глубины обедненных областей $L=0$ (A, C) и 5 мкм (B, D). Все обозначения соответствуют рис. 2.

Сравнение результатов при отсутствии обедненного слоя (A, C) и при его толщине 5 мкм (B, D) показывает почти двукратное улучшение отношения сигналов центральная/соседняя ячейки для мягкого излучения и почти полторакартное для более жесткого. Дальнейшее увеличение глубины обедненной области ведет к быстрому уменьшению искажений как из-за роста ее вклада в общую квантовую эффективность, так и из-за уменьшения вклада диффузионной компоненты. При этом надо отметить, что приборам с большей допустимой глубиной обедненной области соответствует, как правило, и большая диффузионная длина.

На рис. 4 для большей наглядности наложены исходные и искаженные модели одномерных изображений пространственно разнесенных дублетов рентгеновских линий. Геометрические параметры исходной модели — расстояние между центрами линий 160 мкм, полная ширина на половине высоты (ПШПВ) 40 мкм. Хорошо видно «замывание» провала между линиями и появление «хвостов», хотя увеличение ПШПВ, кроме случая наиболее сильных искажений на рис. 4C, оказывается не чрезмерным (моделирование дает уширение одиночной линии на 12 (A), 8 (B), 32 (C) и 16 мкм (D), соответственно).

С помощью алгоритма БПФ так же получены зависимости величины продиффундировавшего в обедненную область заряда от времени после короткого импульса излучения для энергий 5 (рис. 5, A и B), 10 кэВ (C, D) и диффузионных длин 100 (A, C), 30 мкм (B, D). На графиках приведены постоянные времена $\tau_1 = l_d^2/D$ и $\tau_2 = 1/\gamma^2 D$, соответствующие (9), и времена сбора 50% заряда ($T_{0,5}$) и 90% ($T_{0,9}$); штриховой линией проведены уровни 100% сбора (QE). Можно заметить, что скорость сбора заряда в начальной фазе определяется коэффициентом поглощения излучения материалом подложки, а длительность процесса — величиной диффузионной длины (временем жизни неосновных носителей). Например, для $\tau_2 \ll \tau_1$ (рис. 5A) время сбора 80% заряда около 0,6 мкс, 90% заряда 1,5 мкс, 95% заряда 3 мкс, причем начальная стадия связана, в основном, со сбором заряда в засвечиваемую ячейку, конечная — с формированием «галло».

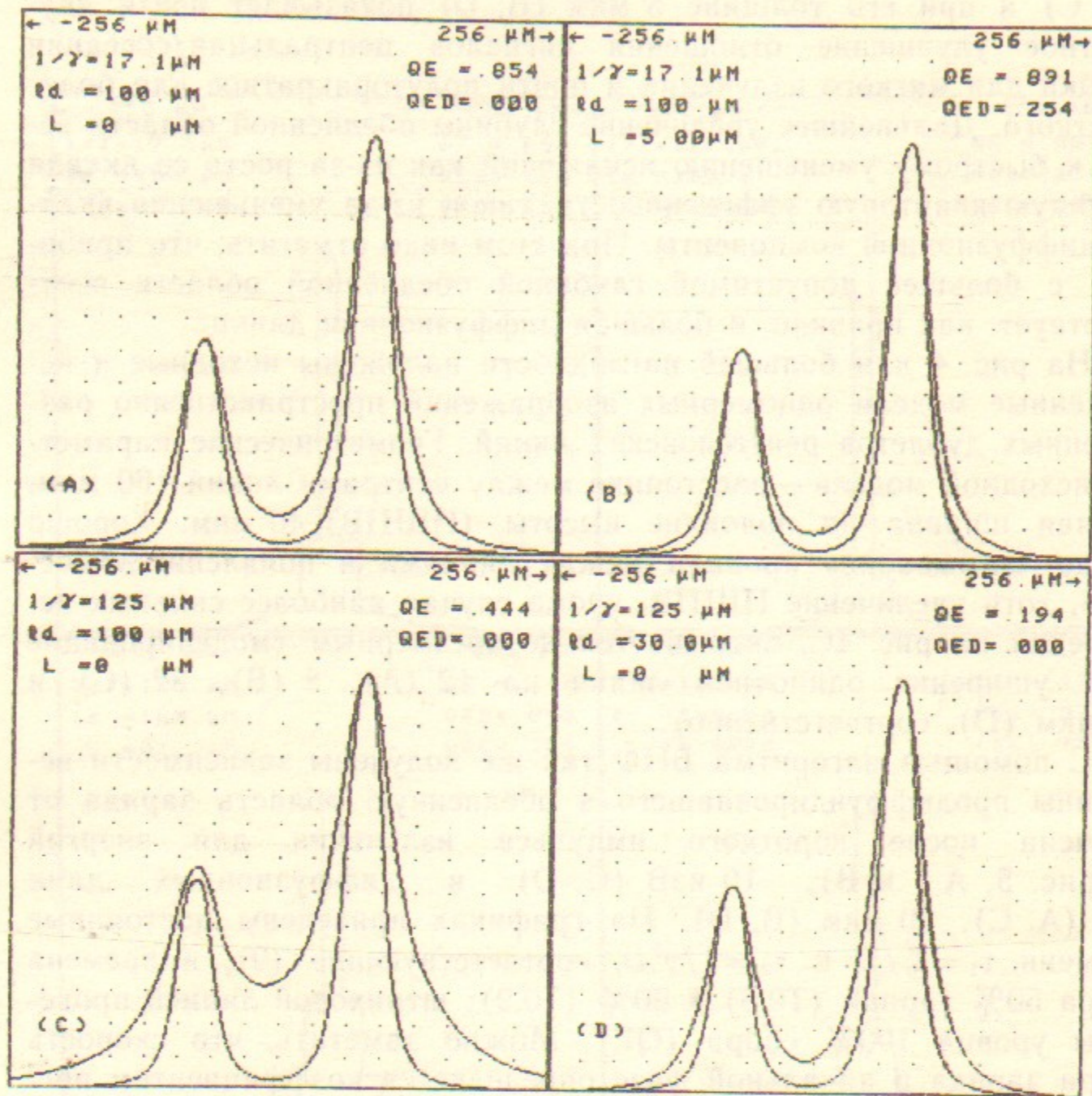


Рис. 4. Искажение одномерных изображений пространственно разнесенных дублетов рентгеновских линий. Параметры исходной модели: расстояние между центрами линий 160 мкм, ПШПВ 40 мкм. Энергия излучения 5 кэВ (A, B) и 10 кэВ (C, D). Все обозначения те же, что на рис. 2.

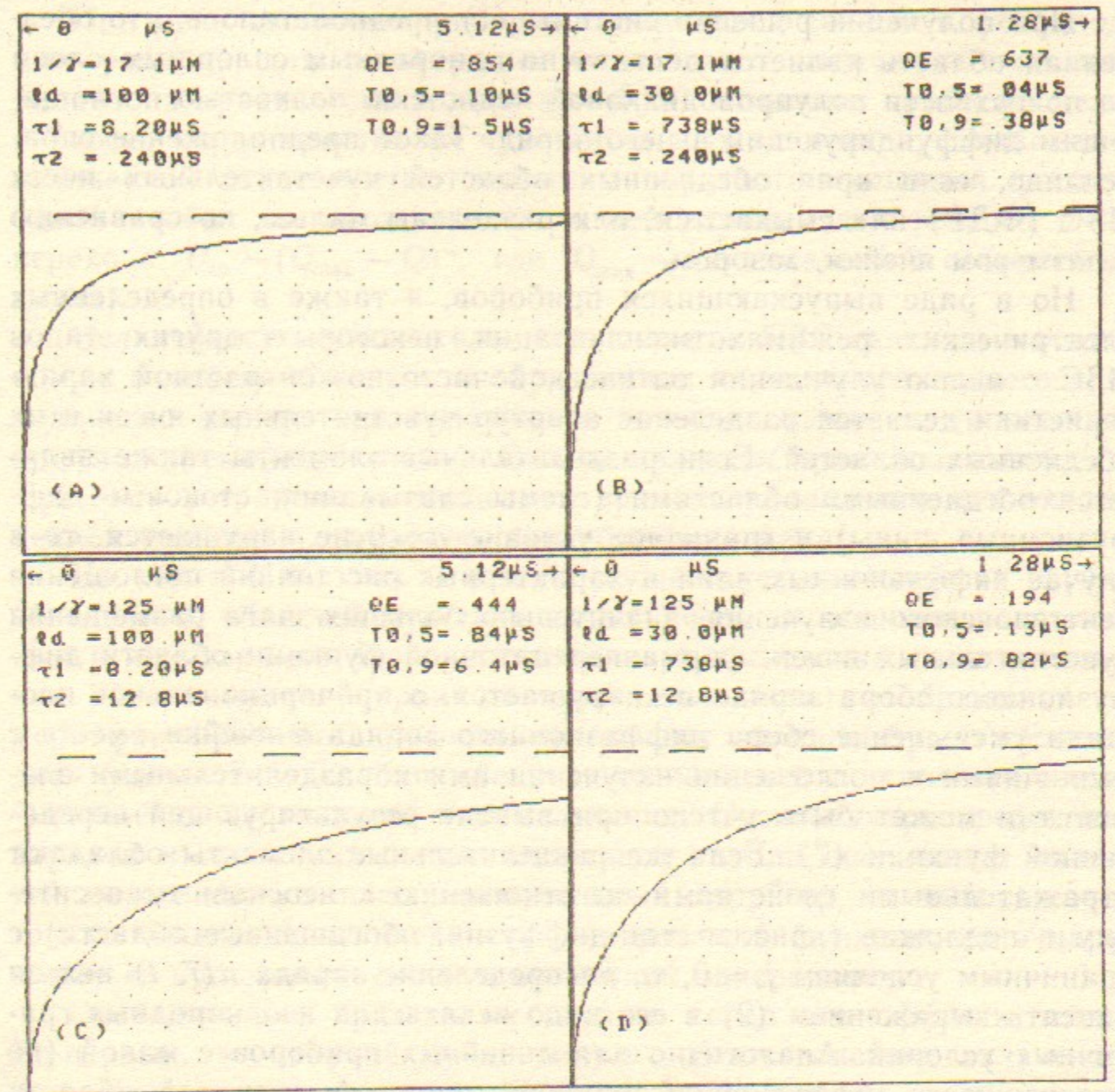


Рис. 5. Зависимость величины продиффундировавшего в обедненную область заряда от времени после короткого импульса рентгеновского излучения. Штриховая линия — уровень максимального сбора (нормирован на единицу). Энергия излучения 5 кэВ (A, B) и 10 кэВ (C, D). Постоянные времена $\tau_1 = \tau$ и $\tau_2 = 1/(\gamma^2 \cdot d)$ из (9) в тексте. Времена $T_{0,5}$ и $T_{0,9}$ соответствуют сбору 50% и 90% от максимального заряда. Остальные обозначения аналогичны рис. 2.

ПРИБОРЫ С РАЗРЫВНОЙ ОБЕДНЕННОЙ ОБЛАСТЬЮ

При получении решения системы (1) предполагалось, что обедненная область является достаточно однородным сплошным слоем на поверхности полупроводниковой подложки, полностью поглощающим диффундирующий в него заряд. Такое предположение справедливо, если края обедненных областей чувствительных ячеек ПЗС (ФДР) или смыкаются, или разделены малым, по сравнению с размером ячейки, зазором.

Но в ряде выпускающихся приборов, а также в определенных электрических режимах эксплуатации некоторых других типов ПЗС с целью улучшения оптической частотно-контрастной характеристики делается разделение апертур чувствительных ячеек и их обедненных областей. Если разделительные элементы также являются обедненными областями (схемы считывания, стоковые диффузионные шины) и граничное условие $n=0$ не нарушается, то в случае диффузионных длин и характерных расстояний поглощения рентгеновского излучения, значительно больших шага размещения чувствительных ячеек, форма передаточной функции области диффузионного сбора заряда не нарушается, а пропорциональное площади уменьшение сбора диффузионного заряда в ячейки вместе с различиями в поглощении излучения ими и разделительными элементами может быть учтено при выводе результирующей передаточной функции (7). Если же разделительные элементы обладают отражательными свойствами по отношению к неосновным носителям в подложке (каналы стоп-диффузии, обогащенные области) с граничным условием $j_z=0$, то распределение заряда $n(\vec{r}, t)$ нельзя описать выражением (2) и его надо искать для неоднородных граничных условий. Аналогично для линейных приборов с малой (по сравнению с диффузионной длиной) шириной активной области решение системы (1) надо строить с учетом конечной скорости рекомбинации неосновных носителей на свободной границе полупроводника или на границе раздела полупроводник-диэлектрик пассивной части подложки.

Например, искажения одномерного изображения дублета рентгеновских линий, приведенного в работе [3] для линейного ПЗС с узкой чувствительной областью, значительно превышают значения, следующие из передаточной функции (7). Так, реальное «замывание» провала между линиями в 3—4 раза больше полученного при численном моделировании.

При использовании приборов с зарядовой связью и фотодиодных решеток для регистрации оптического излучения видимого диапазона практически только для ФДР возникает проблема нелинейности характеристик их чувствительных элементов, связанная с нелинейной зависимостью величины обратного смещения фотодиодной ячейки от находящегося в ней заряда (для резкого $p-n$ перехода $U_{см} \sim (Q_{\max} - Q)^2$, где Q_{\max} — максимальный собираемый заряд).

Нелинейность чувствительных элементов ПЗС связана, в основном, с изменением скорости образования паразитного термогенерированного заряда при заполнении потенциальных ям (искажение профиля «темнового тока»). Она не является принципиальной, может быть устранена уменьшением времени накопления или охлаждением прибора и, зачастую, пренебрежимо мала.

Но как в ПЗС, так и в ФДР существует зависимость глубин обедненных областей чувствительных ячеек от величин накопленных в них зарядов. При регистрации рентгеновских (или оптических вблизи красной границы чувствительности) изображений по мере формирования профиля сигнальных зарядов будет происходить уменьшение глубин обедненных областей и, соответственно, уменьшение поглощения ими излучения. Поскольку распределение зарядов и связанная с ним модуляция глубин обедненных областей может носить почти произвольный характер, то возможно не только появление нелинейности передаточной функции, но и нарушение ее пространственной и временной однородности.

Очевидны два предельных случая, когда эти эффекты малы. Во-первых, это случай очень мягкого рентгеновского излучения, поглощающегося, подобно видимому оптическому, очень тонким приповерхностным слоем. Во-вторых, это случай, когда основным является вклад области диффузионного сбора заряда, что может быть связано как с конструктивными особенностями прибора, так и с малым поглощением жесткого рентгеновского излучения в обедненной области при большой диффузионной длине.

Кроме того, в некоторых типах линейных ПЗС накопительные и чувствительные элементы функционально разделены: накопительными являются МДП (металл — диэлектрик — полупроводник) емкости, а чувствительными — фотодиодные структуры. По сравнению с обычными ПЗС эти приборы характеризуются лучшей (за счет

отсутствия поглощающих электродов) чувствительностью в синей области спектра; по сравнению с ФДР (из-за отсутствия накопления заряда в фотодиодах и постоянства их обратного смещения) более высокой линейностью. Если же при этом площади чувствительных элементов значительно превышают площади накопительных, то изменение глубин обедненных областей последних практически не будет сказываться на передаточной функции прибора в рентгеновской области. Такие приборы должны иметь также повышенную чувствительность к очень мягкому рентгеновскому излучению (аналогично синей части спектра).

В общем виде анализ искажений, возникающих из-за модуляции глубин обедненных областей, достаточно трудновыполним. Здесь рассматриваются два предельных случая квазистационарных (времена изменения глубин обедненных областей много больше характерных времен диффузионного сбора заряда) изображений: пространственно-однородного и δ -образного.

Первому случаю соответствует дифференциальное уравнение

$$\frac{dQ}{dt} = -W(t) \cdot QE(Q), \quad (19)$$

где $W(t)$ — плотность потока энергии рентгеновского излучения; $QE(Q)$ — квантовая эффективность, учитывающая зависимость глубины обедненного слоя L от поверхностной плотности сигнального заряда Q ; ϵ — энергия, затрачиваемая на образование электронно-дырочной пары; q — заряд электрона.

В реальных приборах обычно $l_d \gg L$, что приводит в данном случае к практическому отсутствию нелинейности. Действительно, для однородного обедненного слоя из (7):

$$QE(Q) = 1 - \frac{1}{1 + \gamma l_d} e^{-\gamma L(Q)}. \quad (20)$$

В фотодиодной ячейке с тонкой сильнолегированной коллекторной областью и резким $p-n$ переходом

$$L \approx \frac{1}{qN} (Q_{\max} - Q), \quad (21)$$

где N — концентрация примеси в подложке; Q_{\max} — плотность максимального собираемого заряда.

Интегрируя (19) с (20) и (21), получаем (аналогичные выраже-

ния для ПЗС слишком громоздки и содержат специальные функции):

$$Q(P) = -\frac{Q_{\max}}{\gamma L_{\max}} \ln [Ae^{-\gamma L_{\max}} + e^{-\gamma L_{\max} \cdot P/Q_{\max}} (1 - Ae^{-\gamma L_{\max}})], \quad (22)$$

где $P = -\int_0^t W(t) dt$ — поверхностная плотность полного образованного излучением заряда; $A = 1/(1 + \gamma l_d)$, $L_{\max} = Q_{\max}/(qN)$.

На рис. 6 А и В приведены зависимости отношения $P_{0,9}/(Q_{\max} \cdot QE(Q=0))$ от $1/\gamma$ для трех значений диффузионных длин ($P_{0,9}$ соответствует 90% заполнению ячейки).

Оценку искажений при регистрации δ -образного рентгеновского изображения, проецируемого на одну чувствительную ячейку, можно получить в приближении сохранения однородности границы обедненная область — нейтральная часть подложки. Тогда для освещаемой ячейки

$$\frac{dQ_0}{dt} = \frac{dP}{dt} (1 - e^{-\gamma L(Q_0)}) + F_0 \frac{dQ_{\text{дифф}}}{dt}. \quad (23)$$

Здесь и далее Q_0 — сигнальный заряд в засвечиваемой ячейке, F_0 — ее квантовая эффективность при $L=0$ (соответствует QEC на рис. 3 А и С); P — полный образуемый излучением заряд, $Q_{\text{дифф}}$ — заряд, образующийся в области диффузионного сбора. Поскольку $\frac{dQ_{\text{дифф}}}{dt} = \frac{dP}{dt} e^{-\gamma L(Q_0)}$, то решая (23) относительно $Q_{\text{дифф}}$ с учетом (21), получаем:

$$Q_{\text{дифф}} = \frac{L_{\max}}{\gamma(1-F_0)} \ln \left[\frac{1 - (1-F_0) \exp(-\gamma L_{\max})}{1 - (1-F_0) \exp[-\gamma L_{\max} (1 - Q/Q_{\max})]} \right], \quad (24)$$

а зависимость $Q(P)$ аналогична (22) с $A = 1 - F_0$. Сигнальный заряд в неосвещаемой ячейке

$$Q_i = F_i Q_{\text{дифф}}, \quad (25)$$

где F_i — вклад ячейки в общую квантовую эффективность прибора при регистрации данного изображения и $L=0$.

Рассчитанные для ФДР зарядовые профили, отнормированные обратно пропорционально дозам излучения, приведены на рис. 6 для доз 10% (С) и 90% (D) от максимальной. Выбранная глуби-

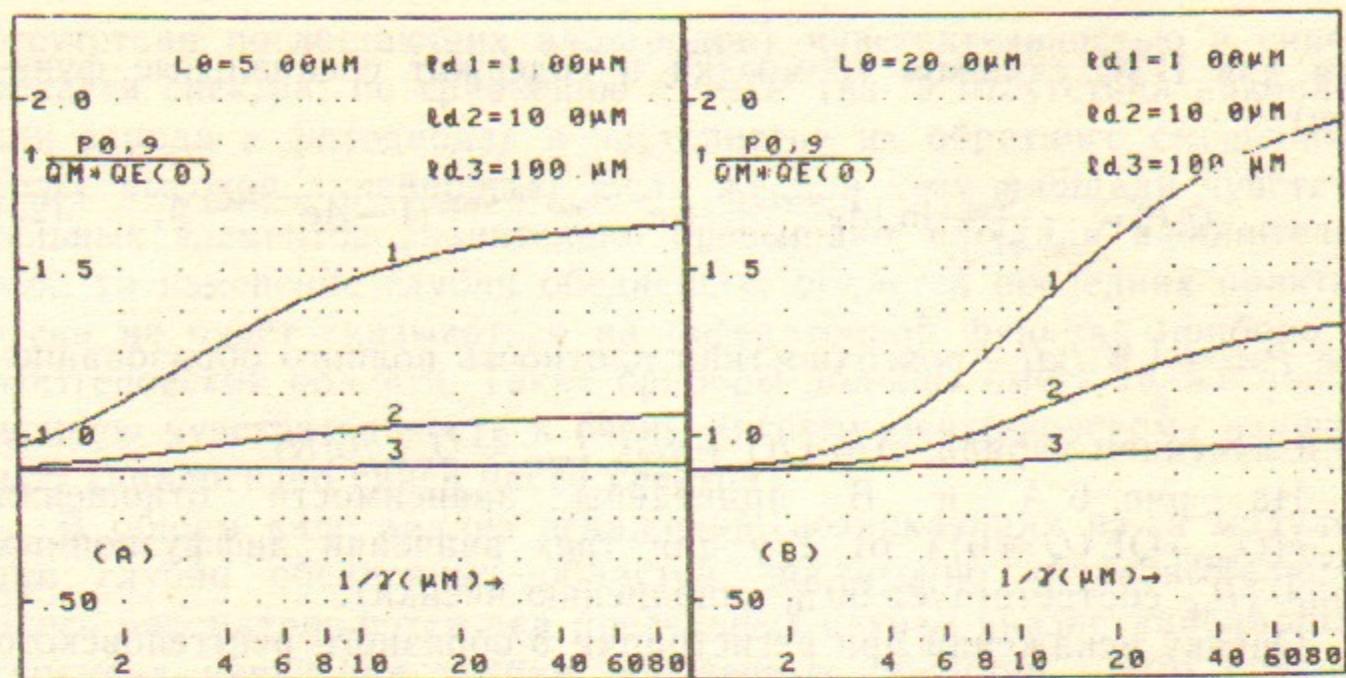


Рис. 6. А, В Отношение дозы (в единицах максимального сигнального заряда) излучения $P_{0,9}/QM$ к квантовой эффективности $QE(0)$ в зависимости от $1/\gamma$ для значений диффузионных длин $l_{d1} - l_{d3}$ (графики 1, 2, 3) и начальной глубины обедненной области $L_0 = 5$ мкм (А) и 20 мкм (В). Доза $P_{0,9}$ соответствует 90% заполнению ячеек ФДР; квантовая эффективность $QE(0)$ — отсутствию сигнального заряда.

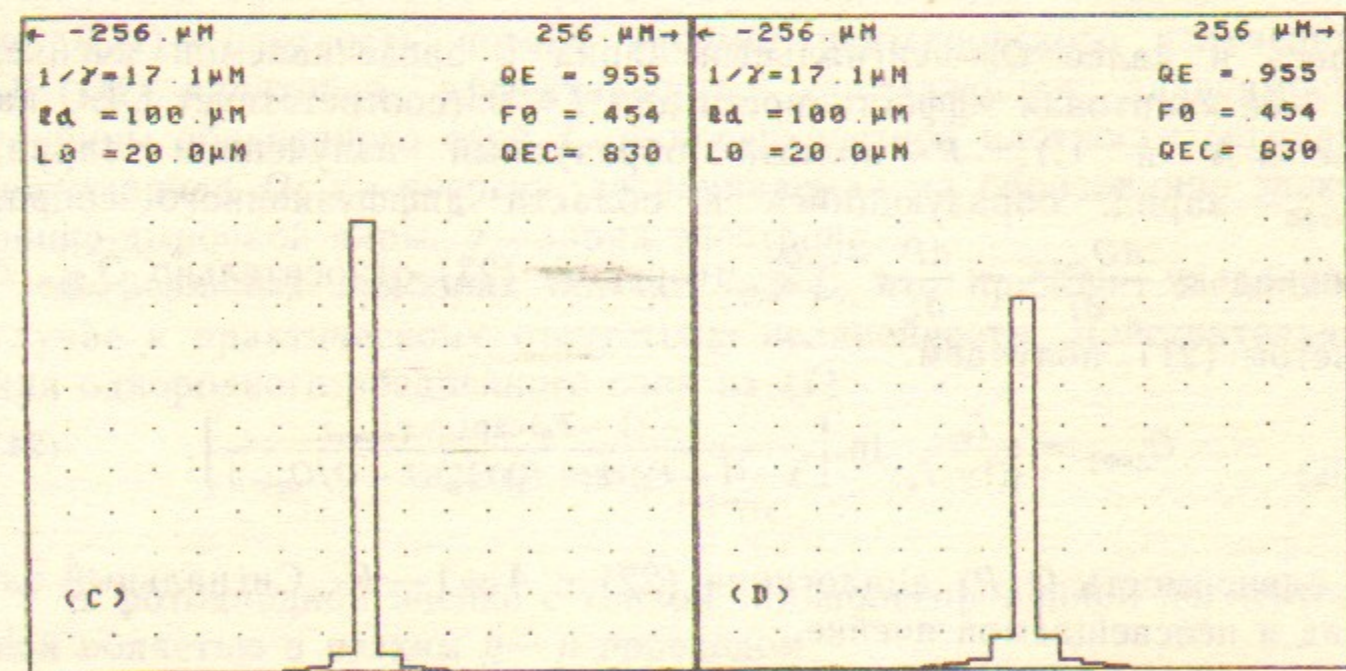


Рис. 6. С, D Зарядовые профили, рассчитанные для одномерной ФДР с ячейками шириной 18 мкм и δ -образного рентгеновского изображения (энергия квантов 5 кэВ). Профили нормированы обратно пропорционально дозам излучения. Для доз 10% (С) и 90% (D) от максимальной. Здесь F_0 — квантовая эффективность области диффузионного сбора заряда для центральной ячейки. Остальные обозначения — те же, что на рис. 2, рис. 6(А, В), и соответствуют отсутствию сигнального заряда.

на обедненной области (20 мкм) соответствует наибольшей нелинейности при этих дозах, ширине чувствительных ячеек 18 мкм и энергии излучения 5 кэВ.

Следует отметить, что в реальных приборах с большой (по сравнению с размером элементов) глубиной обедненного слоя нелинейность может значительно превышать следующую из (22), (24) из-за искажения границы слоя с нейтральной подложкой («вдавливание» электронейтральной области в обедненный слой).

Кроме того, при использовании неохлаждаемых приборов необходимо учитывать возможность модуляции глубин обедненных областей накапливаемым в ячейках термогенерированным зарядом. И если такая модуляция не сказывается на оптических изображениях (сигнальный заряд просто аддитивен с термогенерированным), то в рентгеновской области это может вызывать пространственную и временную неоднородность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, диффузионный сбор заряда в ПЗС (ФДР), увеличивая квантовую эффективность прибора (особенно для жесткого рентгеновского излучения), вызывает ухудшение пространственного и временного разрешения, появление искажений. Но достаточно медленный спад передаточной функции области диффузионного сбора на высоких пространственных и временных частотах заставляет предположить возможность последующей цифровой коррекции изображений в ЭВМ (вероятно, с адаптивной фильтрацией). Достижимая глубина такой коррекции будет определяться, в основном, динамическим диапазоном прибора и распределением спектральной плотности его шумов. По этим параметрам более предпочтительными являются ПЗС со скрытым каналом и ФДР, имеющие (по сравнению с поверхностно-канальными ПЗС) малый шум переноса.

На основе диффузионных эффектов, приводящих к зависимости функции рассеяния точки от спектра излучения, могут быть разработаны различные оптические пирометры (в том числе быстродействующие) для снятия температурных профилей одновременно по нескольким десяткам-сотням точек. Аналогичные устройства целесообразно использовать, видимо, и в системах диагностики высокотемпературной плазмы по ее рентгеновскому излучению.

Определенный интерес мог бы представлять анализ косо-го падения излучения, когда уменьшается эффективный шаг элементов дискретизации изображения. В некоторых случаях это должно улучшать предельное геометрическое разрешение при регистрации рентгеновских изображений. Кроме того, представляется возможным определение направлений и углов падения (восстановление траекторий) заряженных частиц по асимметрии распределений поверхностной плотности образуемого ими в ПЗС или ФДР заряда (что требует также учета вероятностного характера диффузии).

В заключение автор хочет выразить глубокую признательность Э.А. Куперу и В.Е. Панченко за значительную помощь в работе, а также Г.С. Пискунову, С.В. Тарарышкину — создателям микро-ЭВМ «Одренок» и С.Н. Алешаеву, С.Д. Белову, В.Р. Козаку — разработчикам системного обеспечения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Seib D.H.* IEEE Trans. Electron. Devices, 1974, v.ED-21(7), p.210.
2. *Hopkinson G.R.* Nucl. Instr. and Meth., 1983, v.216, p.423.
3. *Батраков А.М. и др.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-119. Новосибирск, 1986.
4. *Носов Ю.Р., Шилин В.А.* Основы физики приборов с зарядовой связью. М.: Наука, 1986.
5. *Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И.* Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981.
6. *Bailey R. et al.* Preprint RL-82-120, Rutherford Appleton Laboratory, 1982.
7. *Пискунов Г.С., Тарарышкин С.В.* Автометрия, 1986, № 4, с.32.
8. *Рабинер П., Гоулд Б.* Теория и применение цифровой обработки сигналов. М.: Мир, 1978.

М.Г. Федотов

Передающая функция ПЗС и фотодиодных решеток в рентгеновской области

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 15 июня 1987 г.

Подписано в печать 28.07.1987 г. МН 08310

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,0 печ.л., 1,6 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ № 109

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики СО АН СССР,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.