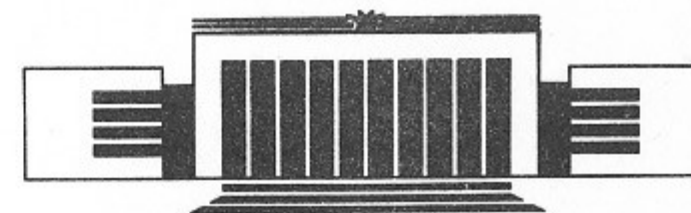




Э.А. Купер, В.Е. Панченко,
С.А. Тиунов, М.Г. Федотов

**ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ
В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
ПРИЕМНИКАХ ИЗОБРАЖЕНИЯ
В РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ**

ПРЕПРИНТ 88-145



НОВОСИБИРСК

Пространственные искажения в твердотельных
полупроводниковых приемниках изображения
в рентгеновской области

Э.А. Купер, В.Е. Панченко, С.А. Тиунов, М.Г. Федотов

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрено влияние диффузионных эффектов в твердотельных полупроводниковых приемниках изображения (ПЗС, фотодиодные решетки и т. д.) на регистрацию рентгеновских изображений; проведено сравнение теоретической модели и ее следствий с полученными экспериментальными данными.

Spatial Distortions in Solid-State
Semiconductor Imagers
in X-Ray Region

M.G. Fedotov, E.A. Kuper, V.E. Panchenko, S.A. Tiunov

Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, USSR

ABSTRACT

Analysis is presented of the effect of charge diffusion on the performance of solid-state semiconductor imagers (CCD, photodiode arrays, etc.) when used for X-ray image detecting. The theory and experimental results are compared.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

В качестве детекторов рентгеновских изображений в настоящее время все шире используются различные твердотельные полупроводниковые приемники изображения (ТПИ), такие, как приборы с зарядовой связью (ПЗС), фотодиодные решетки (ФДР) и т. д. Они удачно сочетают функции накопления, кратковременного хранения и электрического считывания информации с хорошим геометрическим разрешением и высокой чувствительностью.

Кроме того, особый интерес представляет возможность применения матричных ПЗС с переносом кадра в системах регистрации быстрого одномерного кино [1—3].

Причем для работы с источниками рентгеновского излучения высокой интенсивности (например, синхротронное излучение) наиболее перспективным выглядит использование собственной рентгеночувствительности ТПИ в режиме интегрирующего детектора [3—6]. При этом (как и в случае оптического излучения вблизи края фундаментального поглощения полупроводникового материала) генерация электронно-дырочных пар происходит не только в обедненных областях чувствительных ячеек (где сбор заряда практически полный), но и в электрически нейтральной части подложки. Здесь в результате диффузии нерекombинировавшие неосновные носители могут попадать в обедненные области ячеек, создавая дополнительный сигнальный заряд. Это вызывает специфические искажения изображения. Например, в [3] при геометрическом разрешении, сравнимом с размером отдельной ячейки ПЗС, наблюдалось значительное искажение оснований относительно широких рентгеновских линий.

Анализ влияния диффузионных эффектов, выполненный в тер-

минах частотно-контрастной характеристики в работах [7, 8] для оптических изображений вблизи края фундаментального поглощения кремния, также пригоден для описания ТПИ в качестве интегрирующих детекторов рентгеновских изображений.

Кроме того, с целью оценки параметров систем быстрого одномерного кино в [9] была получена пространственно-временная передаточная функция ТПИ при нормальном падении излучения в приближении полубесконечной подложки. Но детальный анализ показал, что ограничение на временное разрешение систем со строчным накоплением накладывается не только конечным временем диффузионного сбора заряда, но и распространением диффундирующих носителей в область хранения (в закрытые от излучения строки матрицы).

Поэтому при анализе передаточных функций таких систем и путей их оптимизации была получена модель пространственно-временной передаточной функции эпитаксиальных ТПИ при наклонном падении излучения. Аналогично [9], эта модель может быть распространена на оптические изображения и на треки минимально ионизирующих частиц.

В данной работе теоретическая модель передаточной функции ТПИ в рентгеновской области и некоторые ее следствия сравниваются с экспериментальными данными.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

При определении пространственно-временной передаточной функции ТПИ были приняты следующие допущения:

1. Обедненная область представляет собой однородную глубины L обедненную основными носителями приповерхностную часть эпитаксиального слоя; сбор генерированного в обедненной области заряда — полный.

2. Распространение неосновных носителей в электронейтральной (толщины d) части эпитаксиального слоя 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, τ — время жизни, D — коэффициент диффузии) с условием на границе обедненной области $n=0$ и на границе эпитаксиальный слой — подложка $j_z=0$ или $n=0$ (что соответствует отражению носителей, например, $p^+ - p$ или поглощению $p - n$ -переходом, [10]).

3. Поглощение рентгеновского кванта считается точечным событием, диффузия генерированного заряда — диффузией δ -функции начальной плотности; пробегом фотоэлектронов и рентгенофлуоресценцией полупроводника пренебрегается.

4. Заряд, генерированный излучением в подложке, в эпитаксиальный слой не поступает.

В этих приближениях для приборов с фронтальным освещением (плоскость xy совпадает с поверхностью прибора, направление падения излучения проецируется на ось x , угол падения φ) можно получить следующую функцию области диффузионного сбора заряда (рис. 1, А):

$$\mathcal{F}_d(\omega_x, \omega_y, \omega_t) = \frac{\gamma d}{\cos \varphi} P\left(\frac{\gamma + \Omega \cos \varphi + i\omega_x \sin \varphi}{\cos \varphi} d\right) + \frac{\gamma}{\pm e^{2\Omega d} - 1} \frac{d}{\cos \varphi} \times \\ \times \left[P\left(\frac{\gamma + \Omega \cos \varphi + i\omega_x \sin \varphi}{\cos \varphi} d\right) - P\left(\frac{\gamma - \Omega \cos \varphi + i\omega_x \sin \varphi}{\cos \varphi} d\right) \right], \quad (2)$$

где для сокращения записи введены

$$\Omega = \sqrt{\frac{1}{l_d^2} + \omega_x^2 + \omega_y^2 + \frac{i\omega_t}{D}} \quad (2a)$$

и функция

$$P(a) = \frac{1}{a} (1 - e^{-a}); \quad (2b)$$

здесь $\omega_x, \omega_y, \omega_t$ — соответственно две пространственные и временная частоты; $l_d = \sqrt{\tau D}$ — диффузионная длина в эпитаксиальном слое; γ — линейный коэффициент поглощения излучения полупроводниковым материалом; знак «+» соответствует поглощающему, «-» — отражающему субстрату.

Большими рукописными буквами в работе обозначаются фурье-образы функций, т. е.

$$\mathcal{F}_d(\omega_x, \omega_y, \omega_t) = \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-i\omega_x x} \int_{-\infty}^{\infty} dy e^{-i\omega_y y} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega_t t} F_d(x, y, t), \quad (3)$$

где $F_d(x, y, t)$ — импульсный отклик-функция рассеяния точки области диффузионного сбора заряда (зависимость от времени и координат плотности тока диффузии в обедненную область после засветки δ -видным импульсом рентгеновского излучения). Используемая обычно ЧКХ может быть получена по x и y как

$$\text{ЧКХ}_{dx} = \frac{|F_d(\omega_x, 0, 0)|}{F_d(0, 0, 0)}, \quad (4)$$

$$\text{ЧКХ}_{dy} = \frac{|F_d(0, \omega_y, 0)|}{F_d(0, 0, 0)}, \quad (5)$$

Учитывая поглощение в обедненной области, получаем полную передаточную функцию ТПИ:

$$F_d(\omega_x, \omega_y, \omega_t) = \frac{\gamma L}{\cos \varphi} P\left(\frac{\gamma + i\omega_x \sin \varphi}{\cos \varphi} L\right) + F_d \exp\left\{-\left(\gamma + \omega_x \sin \varphi\right) \frac{L}{\cos \varphi}\right\}. \quad (6)$$

Нормировки в (2) и (6) выбраны таким образом, что при $\omega_x = \omega_y = 0$ и $\omega_t = 0$ они переходят в соответствующие квантовые эффективности без учета поглощения в мертвых слоях (электродные структуры и т. д.).

В случае нормального падения излучения и полубесконечного эпитаксиального слоя (6) совпадает с полученным в [9] (и, при переходе к ЧКХ, с результатом работы [7]). Кроме того, при переходе к ЧКХ в случае нормального падения (6) соответствует результатам работы [8] в приближении сильно легированной полупроводниковой подложки (субстрата).

К сожалению, в отличие от [9], получить в явном виде импульсный отклик-функцию рассеяния точки, соответствующую выражению (2), не удалось.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В данной работе исследования выполнены для линейного формирователя видеосигнала (ЛФВС) типа 1200ЦЛ1 [11], аналогичного использовавшемуся в работе [3]. Это серийный кремниевый ПЗС с поверхностным каналом, поликремниевой системой электродов и подложкой n -типа. Схематически поперечный разрез кри-

сталла данного ПЗС показан на рис. 1, В. Накопление зарядов в таком приборе может проводиться как в фоточувствительной области, содержащей 1024 ячейки с размерами 15×15 мкм, так и в сдвиговом регистре с размерами ячейки 15×90 мкм.

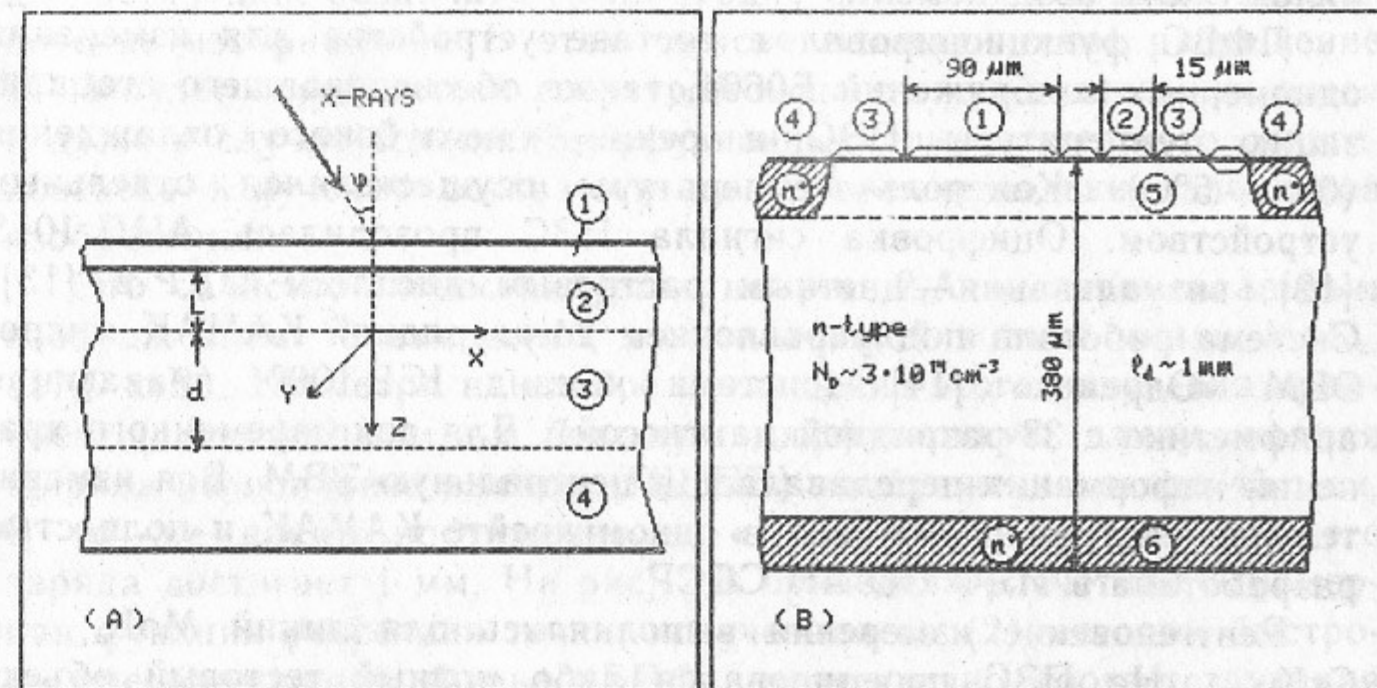


Рис. 1. А — Схематическая структура ТПИ с фронтальным освещением: 1 — электродные структуры (мертвый слой); 2 — обедненная область; 3 — электрически нейтральная часть эпитаксиального слоя; 4 — сильно легированная подложка (субстрат). Система координат соответствует выводу формулы (2). В — Условный поперечный разрез кристалла ЛФВС типа 1200ЦЛ1: 1 — трехфазный сдвиговый регистр; 2 — фоточувствительная область; 3 — охранные и антиблуминговые элементы; 4 — стоп-каналы на пассивной поверхности; 5 — обедненные области активных структур; 6 — n^+ -диффузия — геттерный слой.

В качестве модельного данный прибор выбран по таким причинам, как хорошая отработанность электронной аппаратуры и программного обеспечения, наблюдение в данном ПЗС эффекта лавинного усиления, одинаковая с рядом других типов ПЗС технология изготовления. Кроме того, в ранней работе [5] был использован полностью аналогичный по топологии ЛФВС. Но введенное в последующем геттерирование на обратную сторону подложки при диффузии фосфора обусловило формирование отражающей границы (области стоп-диффузии) и резкое увеличение диффузионных длин (по данным изготовителей, с 10—100 мкм до 1 мм и более).

Для рентгеновских измерений оптическое окно и пластмассовая бленда ЛФВС удалялись, а сами приборы устанавливались в специально разработанные термостаты со встроенными элементами

Пельтье (термоэлектрическими охладителями). Окна для ввода излучения были выполнены в форме секторов цилиндров и позволяли изменять угол падения излучения на ПЗС вдоль или поперек его оси. Внутренний объем термостатов герметизировался и заполнялся сухим воздухом.

ЛФВС функционировал в составе устройства для измерения одномерных изображений Б0604, также обеспечивавшего стабилизацию температуры ПЗС в режиме неглубокого охлаждения ($0 \div -5^\circ\text{C}$). Контроль температуры осуществлялся отдельным устройством. Оцифровка сигнала ПЗС проводилась АЦП-101S [12], визуализация — цветным растровым дисплеем ЦДР-2 [13]. Система работала под управлением 24-разрядной КАМАК микроЭВМ «Одренок» [14] (система команд ICL-1900, плавающая арифметика с 38-разрядной мантиссой). Для долговременного хранения информация передавалась в центральную ЭВМ. Вся измерительная система размещена в одном крейте КАМАК и полностью разработана в ИЯФ СО АН СССР.

Рентгеновские измерения выполнялись для линий $\text{MoK}_{\alpha_1, \alpha_2}$ и $\text{SgK}_{\alpha_1, \alpha_2}$. На ПЗС проецировался либо полный тестовый объект (дифрагированный на кристалле кремния среза (111) соответствующий дублет), либо только узкая часть линии K_{α_1} , сформированная в ее пике щелью шириной 10 мкм (аналогично [3]). Источником излучения являлись сменные рентгеновские трубки с соответствующими материалами анодов. Для управления от микроЭВМ в систему их анодного питания был установлен специальный отключатель. Это позволило оперативно измерять профили «темного тока» (паразитного термогенерированного сигнала) ПЗС и существенно уменьшило получаемые прибором дозы радиации.

Кроме того, под управлением микроЭВМ работала система контроля мощности (мониторирования) излучения рентгеновской установки (по интенсивности монохроматизированного опорного пучка).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При нормальном падении излучения передаточная функция области диффузионного сбора заряда (2) на высоких пространственных частотах принимает вид $\frac{1}{\omega_x}$ или $\frac{1}{\sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}}$ и, соответствен-

но, в одномерном и двумерном случаях при малых x, y функция рассеяния точки $\sim \ln\left(\frac{1}{x}\right)$ и $\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}}$ [9]. Такой вид распределения позволяет, при достаточно высокой частоте пространственной дискретизации, различать сколь угодно близкие δ -образные рентгеновские изображения. В этом смысле геометрическое разрешение ТПИ будет определяться апертурой и шагом чувствительных ячеек и даже в случае больших диффузионных длин и жесткого рентгеновского излучения оставаться на уровне нескольких элементов изображения.

Это свойство иллюстрируется на рис. 2, А экспериментальным изображением 10 мкм щели, расположенной в пике линии MoK_{α_1} (17,5 кэВ). Несмотря на слабое поглощение этого излучения кремнием ($1/\gamma = 580$ мкм) и большую диффузионную длину, полная ширина на половине высоты (ПШПВ) изображения около 45 мкм. В то же время протяженность «крыльев» диффундировавшего заряда достигает 1 мм. На рис. 2, В приведена расчетная одномерная функция рассеяния точки, полученная из (2) методом быстрого преобразования Фурье (БПФ), качественно соответствующая экспериментальной.

По вертикали на графиках отложена относительная величина сигнала, по горизонтали — координата в микрометрах. Цифры у стрелок в верхней части графиков соответствуют номерам ячеек ЛФВС, QE — расчетной квантовой эффективности, остальные обозначения — параметрам используемой модели.

При наклонном падении излучения характер передаточной функции для одномерных изображений вдоль одной из координат (y на рис. 1, А) не меняется. Для изображений, ориентированных вдоль другой координаты (x), пространственная передаточная функция становится комплексной. Особенность функции рассеяния точки сохраняется, но с увеличением угла падения ее мощность быстро падает по сравнению с полной мощностью сигнала. И для скользкого падения (6) может быть аппроксимировано как

$$\mathcal{F}_d(\omega_x) \approx \frac{1}{1 + i \frac{\sin \varphi}{\gamma} \omega_x} \quad (7)$$

Этому соответствует функция рассеяния точки со ступеньчатым профилем и экспоненциально спадающим «хвостом». На рис. 2, D показана рассчитанная по (2) одномерная функция рассеяния точ-

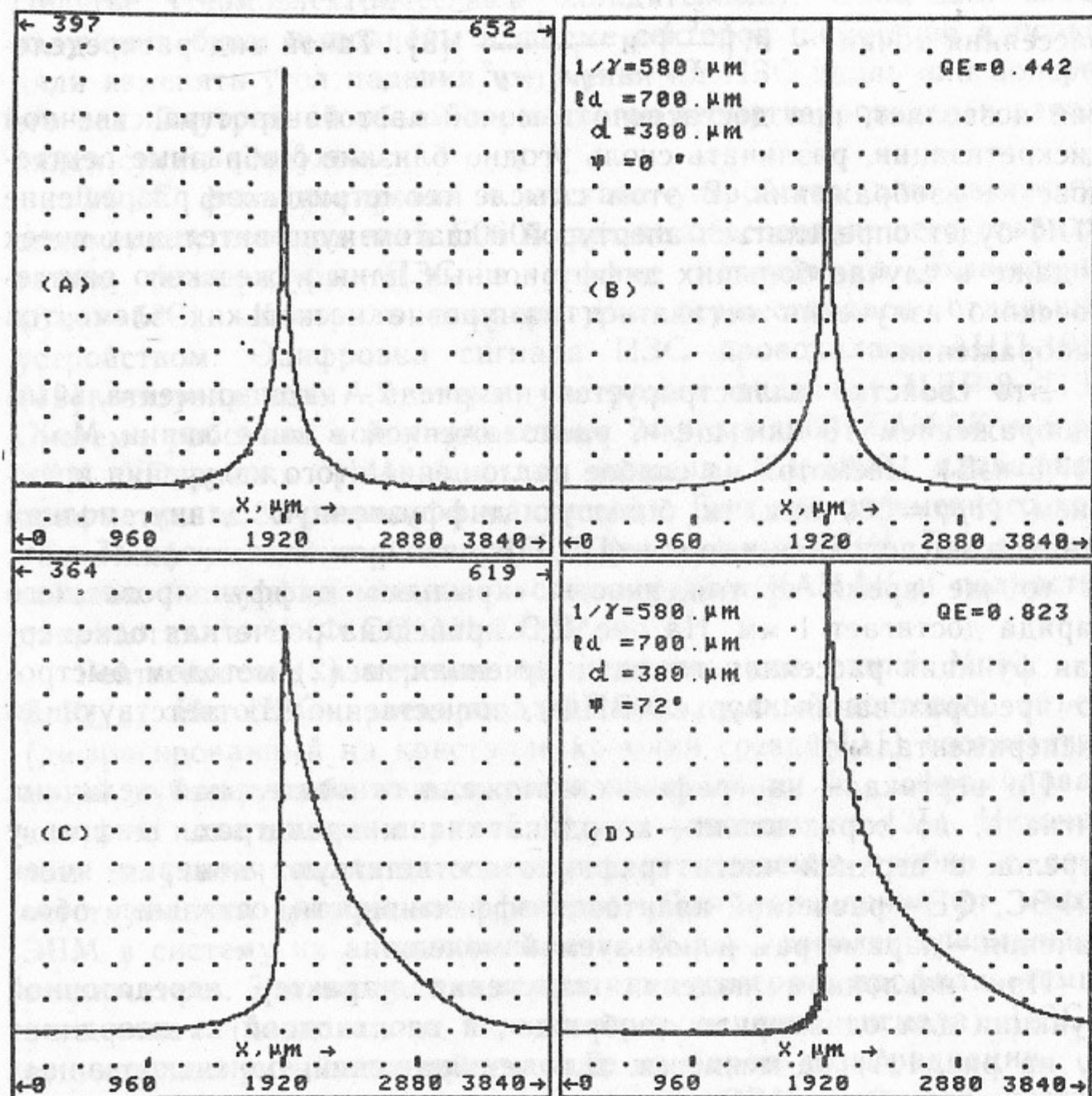


Рис. 2. Одномерные функции рассеяния точки, измеренные для ЛФВС типа 1200ЦЛ1 экспериментально (А, С) и рассчитанные по (2) для области диффузионного сбора заряда (В, D). Энергия излучения 17,5 кэВ, углы падения 0° (А, В) и 72° (С, D). Здесь $1/\gamma$ —слой экспоненциального ослабления излучения, l_d —диффузионная длина, d —толщина области диффузионного сбора заряда, φ —угол падения излучения, $QE = \mathcal{F}(0, 0, 0)$ —расчетная квантовая эффективность.

ки, а на рис. 2,С—измеренная экспериментально для угла падения 72° . Отметим, что изображение, формируемое в этом случае 10 мкм щелью, имеет ширину порядка 50 мкм и не может считаться δ -образным. Аналогичные измерения, выполненные в мягкой области (СгK_{α_1} , 5,41 кэВ), фиксировали, фактически, только собственный профиль пучка.

Во всех рентгеновских измерениях ЛФВС работал в режиме непустого («жирного») нуля с одновременным накоплением в фотообласти и сдвиговом регистре (это обеспечивало максимальный динамический диапазон при максимальной чувствительности по плотности потока излучения). Неэффективность переноса в ПЗС $\alpha \approx 10^{-4}$, среднеквадратичный шумовой сигнал $150-300 e^-$, заряд насыщения ячейки $1,5 \cdot 10^6 e^-$. Из-за сравнительно малых потоков излучения использовались увеличенные времена накопления изображения (1—28 с). Для подавления наводок блок управления ПЗС синхронизовался с частотой силовой сети. Вся обработка экспериментальных данных, а также синтез функций рассеяния точки осуществлялись на микроЭВМ «Одренок».

Определение соответствия теоретической модели экспериментальным данным проводилось путем сравнения изображений дублетов рентгеновских линий, скорректированных либо с использованием передаточной функции (6), либо с использованием измеренных аппаратных функций (изображения 10 мкм щели). Коррекция осуществлялась специально разработанной программой на основе метода БПФ. При этом для подавления высокочастотного шума и уменьшения влияния ошибок аппаратных функций осуществлялась обработка пространственным фильтром с гауссовым откликом с ПШПВ 30 мкм (нормальное падение излучения) и 90 мкм (падение под углом 72°). Кроме того, измеренные аппаратные функции после геометрических преобразований подвергались медианной фильтрации.

На рис. 3 приведены полученные изображения для дублетов $\text{MoK}_{\alpha_1, \alpha_2}$ (А, В) и $\text{СгK}_{\alpha_1, \alpha_2}$ (С, D) в случае нормального падения (А, С) и падения под углом 72° (В, D). В теоретической модели использовались следующие параметры: $l_d = 700$ мкм, $L = 3$ мкм, $d = 380$ мкм, $1/\gamma = 580$ мкм ($\text{MoK}_{\alpha_1, \alpha_2}$) или $1/\gamma = 22,1$ мкм ($\text{СгK}_{\alpha_1, \alpha_2}$).

Видно, что для дублета $\text{MoK}_{\alpha_1, \alpha_2}$ и нормального падения излучения изображение, восстановленное по экспериментальным данным, хорошо совпадает с восстановленным по функции (6) для отражающей поверхности. В случае наклонного падения для дуб-

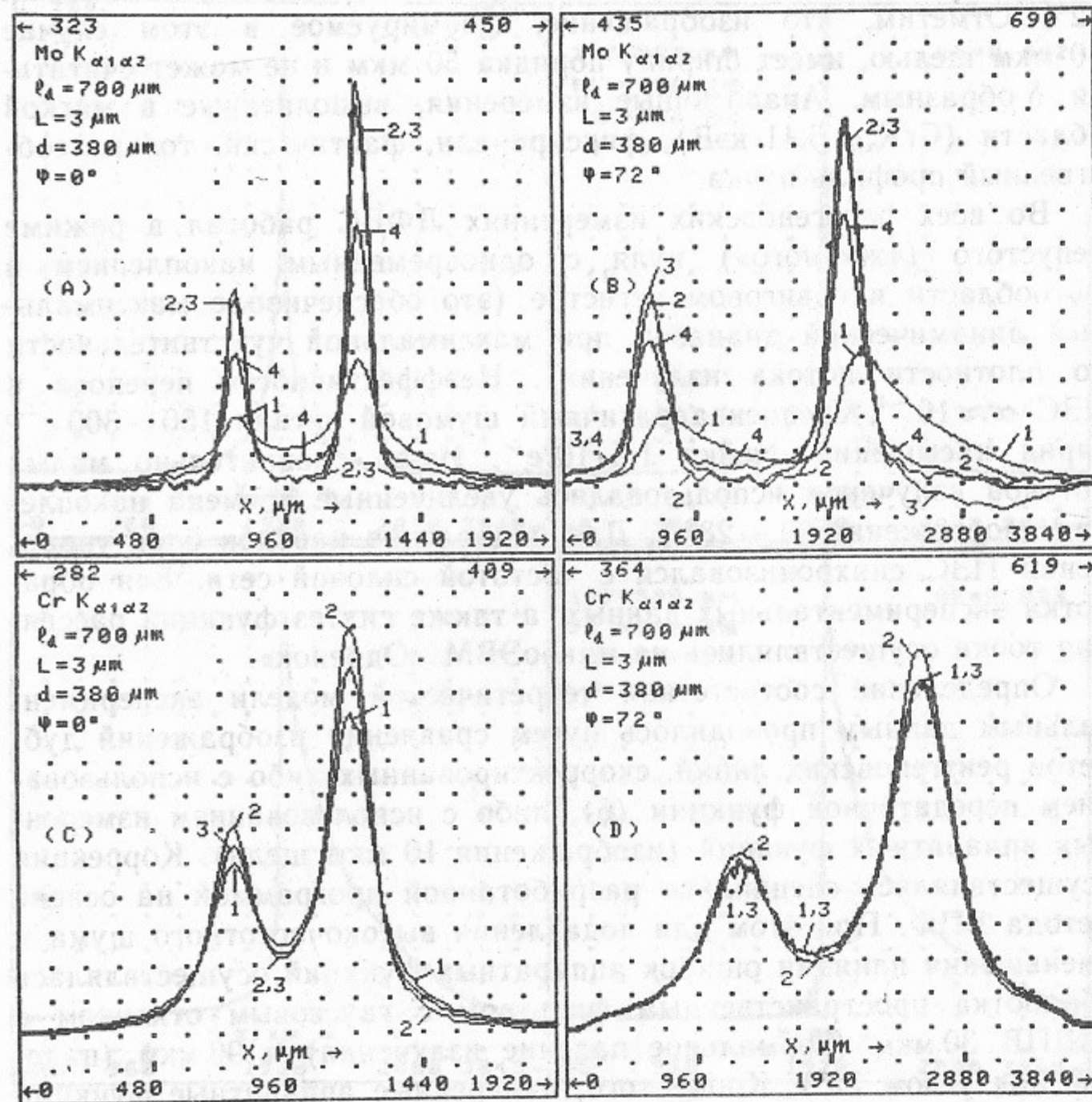


Рис. 3. Изображения дублетов линий $\text{MoK}_{\alpha_1, \alpha_2}$ (A, B) и $\text{CrK}_{\alpha_1, \alpha_2}$ (C, D) в случае угла падения 0° (A, C) и 72° (B, D):

1—исходное изображение; 2—восстановленное по экспериментальной аппаратной функции; 3—по передаточной функции (6) в предположении отражающей неосновные носители обратной поверхности подложки; 4—по (6) в предположении поглощающей поверхности (приведены только для линий $\text{MoK}_{\alpha_1, \alpha_2}$). Остальные обозначения—параметры использовавшейся модели и соответствуют рис. 2, B, C и тексту.

лета $\text{MoK}_{\alpha_1, \alpha_2}$ в области собственно рентгеновских линий восстановленное по этой модели изображение также хорошо соответствует восстановленному экспериментально, но вне линий есть зоны как не полной, так и значительно избыточной компенсации (отметим, что использование передаточной функции от меньшего угла практически устраняет эти зоны).

Изображения $\text{MoK}_{\alpha_1, \alpha_2}$, восстановленные с использованием выражения (6) для поглощающей поверхности, характеризуются недостаточной глубиной коррекции при всех углах падения. Это указывает на то, что геттерный слой, формируемый в данных ПЗС при диффузии фосфора, обладает свойствами стоп-канала и является «зеркалом» для неосновных носителей.

Диффузионные искажения дублета более мягких рентгеновских линий ($\text{CrK}_{\alpha_1, \alpha_2}$) незначительны. Тем не менее, глубина коррекции на основе теоретической модели оказывается явно недостаточной даже в предположении отражающей поверхности (рис. 3, B, D). И если ошибки при восстановлении линий $\text{MoK}_{\alpha_1, \alpha_2}$ можно объяснить неточностью параметров (например, слой диффузионного сбора заряда заведомо тоньше $380 \mu\text{m}$), то ошибки в случае линий $\text{CrK}_{\alpha_1, \alpha_2}$ заставляют предполагать неполноту самой модели. Кроме того, моделирование изображения дублета $\text{CuK}_{\alpha_1, \alpha_2}$, полученного в работе [3], дало искажения, несколько меньшие реально наблюдавшихся.

Возможно, дополнительная компонента искажений связана с особенностями структуры данного ПЗС (рис. 1, B). Дело в том, что активная зона этого прибора довольно узкая ($\sim 200 \mu\text{m}$), а пассивная часть поверхности является сплошным стоп-каналом (тонкой n^+ -областью). Поскольку при этом рекомбинация неосновных носителей на пассивной поверхности мала, они могут диффундировать на очень значительные расстояния (до нескольких l_d). Например, для поверхности без рекомбинации и полубесконечной подложки фурье-образ поверхностного распределения плотности заряда от δ -образного изображения будет описываться как

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2D\Omega \left(1 + \frac{\cos \varphi}{\gamma} \Omega + i \frac{\sin \varphi}{\gamma} \omega_x \right)}, \quad (8)$$

причем соответствующая ему функция рассеяния точки не имеет особенности.

Для проверки предположения был выполнен оптический тест.

При этом на ЛФВС проецировалось оптическое изображение шириной около 180 мкм. Изображение регистрировалось одним и тем же ПЗС дважды — при наличии пластмассовой бленды и без нее (бленда с узкой щелью, расположенная внутри корпуса ПЗС, защищает периферию кристалла от света). Полученные изображения приведены на рис. 4, А. Поскольку излучение с длиной волны 630 нм полностью поглощается обедненным слоем, а ближайшая к

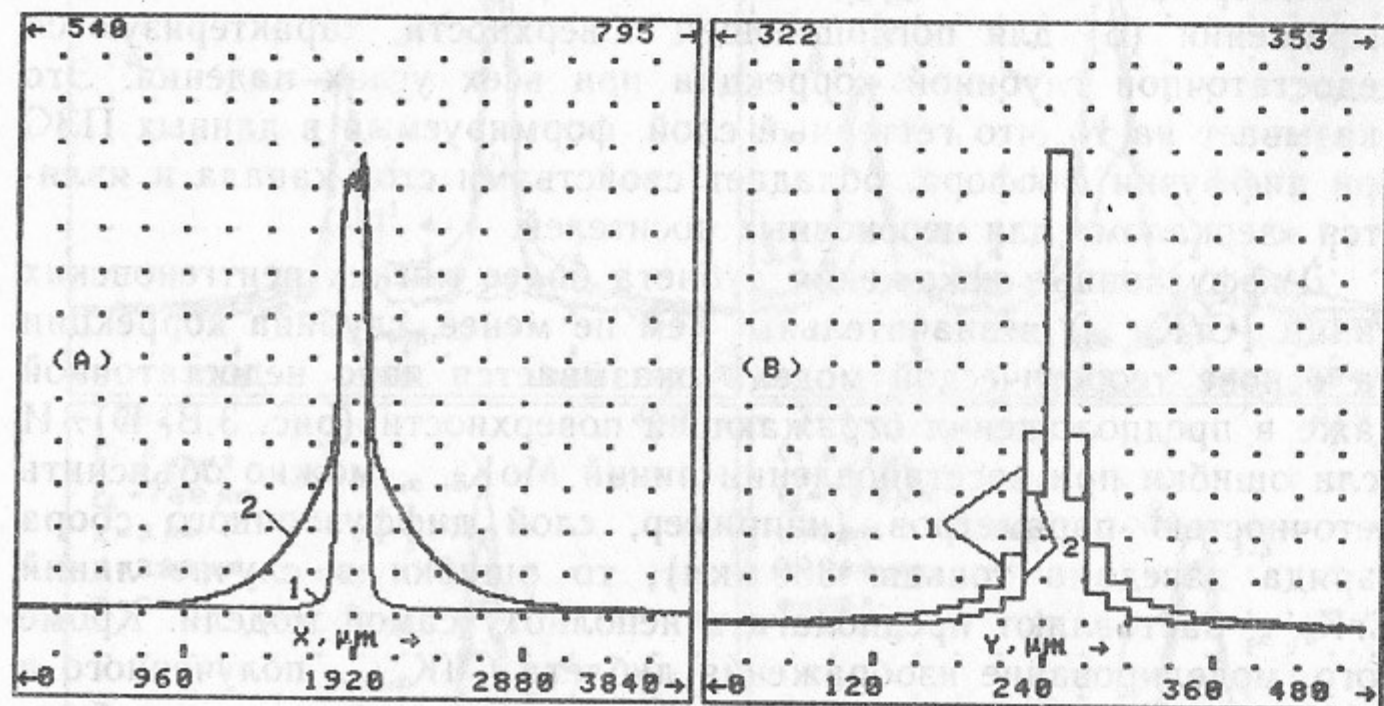


Рис. 4. А — Совмещенные изображения 180 мкм щели, полученные в оптической области ЛФВС с блендой (1) и без нее (2). В — Совмещенные изображения 10 мкм щели в пике линии SgK_{α_1} (5.41 кэВ) для углов падения 0° (1) и 70° (2). ЛФВС ориентирован вдоль условной оси y .

фотообласти зона закрыта 0,9 мкм алюминия, то появление во втором случае искажений явно указывает на наличие «дальней диффузии».

При проведении рентгеновских измерений также была предпринята попытка обнаружения нелинейности ПЗС, связанной с эффектом модуляции глубин обедненных областей ячеек накопленным зарядом [9]. К сожалению, малость связанной с эффектом нелинейности (ожидаемая для данного прибора — несколько процентов) не позволила выделить ее на фоне нелинейности выходного устройства. Тем не менее, этот эффект может быть очень значителен для эпитаксиальных приборов с $p-n$ -границей эпитаксиальный слой — подложка и глубиной обедненной области, сравнимой с толщиной эпитаксиального слоя.

ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Коротко остановимся на некоторых других аспектах диффузионного сбора заряда и способах уменьшения вызываемых им искажений.

Влияние диффузионного сбора заряда на ТПИ носит двойкий характер. Для крупных деталей изображения (больших характерного масштаба искажений) происходит усреднение зарядов соседних ячеек и, соответственно, подавление квантового шума из-за пространственной фильтрации. Так, в [5] удавалось уверенно выделять из шума изображения при загрузках порядка нескольких квантов на ячейку.

В то же время диффузия должна приводить к появлению двух дополнительных компонент шума. Первая компонента связана со случайным характером диффузии и рекомбинации носителей. Вторая компонента связана с зависимостью формируемого одиночным фотоном изображения от глубины его поглощения в ТПИ. При этом квантовый шум не является пуассоновским и должен рассматриваться как наложение шумов множества источников с разными пространственными характеристиками. Проведенные эксперименты по реставрации изображений показали, что эта компонента была основной в жесткой области. Отметим, что решение вопроса о диффузионных шумах не только позволило бы оценивать возможности коррекции получаемых изображений, но и представляло бы интерес для анализа точности восстановления треков заряженных частиц (определения направлений и углов падения) по асимметрии отклика при использовании ТПИ в качестве детекторов в физике высоких энергий.

Поскольку для регистрации рентгеновских изображений в настоящее время используются, в основном, коммерческие оптические ТПИ, то определенный интерес представляют методы уменьшения диффузионных искажений. Исходя из результатов эксперимента и теоретической модели, можно рекомендовать такие пути, как увеличение глубин обедненных областей, наклонное падение излучения, диафрагмирование изображения.

Увеличение глубин обедненных областей происходит при увеличении потенциала накопления на электродах прибора. Так, изменение фазового напряжения с -10 до -40 В увеличивает глубину обедненной области для 1200ЦЛ1 с 5 до 15 мкм. Дальнейшее увеличение глубин невозможно из-за пробоя областей стоп-диффузии

(в данном ПЗС). Кроме того, рост фазовых напряжений ведет к росту термогенерации и к снижению радиационной стойкости [15], а приборы со скрытым каналом может перевести в нежелательный режим поверхностного канала.

Уменьшение диффузионных искажений при наклонном падении эквивалентно по одной координате (y на рис. 1,А) увеличению коэффициента поглощения рентгеновского излучения как $\gamma/\cos \varphi$. Одновременно по другой координате (x) возникает асимметрия искажений и возможен рост их масштаба, что, тем не менее, компенсируется уменьшением видимого размера ячеек. Этот способ может быть с успехом использован в одномерных детекторах и в установках плосковолновой топографии. На рис. 4,В приведены совмещенные изображения 10 мкм щели, полученные с помощью ориентированного вдоль условной оси y ЛФВС 1200ЦЛ1 при углах падения 0° (1) и 70° (2) для линии CgK_{α_1} . Отчетливо видно уменьшение диффузионных «крыльев».

Диафрагмирование может быть полезно в двух случаях. Это, во-первых, случай, когда пассивная поверхность ТПИ является областью стопорной диффузии. Защита данной области от излучения может значительно улучшить характеристики прибора. Например, оптические изображения на рис. 4,А должны хорошо соответствовать очень мягкому рентгеновскому излучению.

Кроме того, диафрагмирование может быть полезно для линейных приемников изображения (строк). В этом случае экран с узкой щелью, размещаемой над узкой же чувствительной областью, будет работать в поперечном направлении как высоко-частотный фильтр, увеличивая характерную пространственную частоту. В (2а) это может рассматриваться как уменьшение диффузионной длины с соответствующим падением искажений и квантовой эффективностью.

При регистрации рентгеновских изображений в ТПИ должны также возникать искажения, связанные с рентгенофлуоресценцией полупроводника и с пробегом фотоэлектронов. Для обычных кремниевых приборов этими эффектами можно пренебречь. Действительно, выход флуоресценции в Si только 4,5%, а слой ее экспоненциального ослабления ~ 10 мкм; длина пробега электронов с энергией 30 кэВ 10 мкм. Тем не менее, для приборов с подавленными диффузионными искажениями эти механизмы могут стать основными.

Твердотельные полупроводниковые приемники изображения могут рассматриваться как перспективные детекторы для различных рентгеновских томографов. В качестве примера рассмотрим вариант применения ТПИ в медицинском томографе для сканирования грудной клетки (аналогичном описанному в [16]).

Линейный детектор такого томографа содержит 250—1000 элементов и имеет разрешение порядка 0,5—1 мм. Развертка изображения по одной координате осуществляется детектором, по другой—механическим сканированием (одновременным перемещением щелевой рентгеновской трубки и находящегося в ее пучке детектора). Важным фактором является быстродействие детектора, поскольку мертвое время и ограничение в скорости счета определяют время формирования строки кадра (должны передаваться яркие области изображения, соответствующие примерно 10^4 фотонам/элемент). ТПИ, не имеющие в режиме интегрирования мертвого времени и способные работать при очень высоких нагрузках, будут иметь здесь определенные преимущества.

Но несмотря на то, что современные кремниевые ТПИ имеют достаточные чувствительность (единичные рентгеновские кванты для неохлаждаемого прибора) и динамический диапазон (10^4 и выше), их использование наталкивается на определенные трудности. Это сравнительно большая длина детектора (30—50 см), высокие дозы радиации (до 10^6 рад) и высокие энергии рентгеновского излучения (20—50 кэВ).

Ограничения, связанные с длиной детектора, снимаются использованием гибридной сборки из 20—30 ТПИ обычного размера, а с радиационной стойкостью—радиационно-стойкой технологией [15] и, при возможности, экранированием активных структур. Однако квантовая эффективность кремниевых приборов с эпитаксиальным слоем или внутренним геттерированием в этой области энергий оказывается очень низкой, а производство качественных приборов с глубокой (сотни микрометров) обедненной областью еще не развито. И наиболее подходящими в настоящее время выглядят ТПИ, изготовленные на монокристаллическом кремнии с геттерированием на поверхность.

На рис. 5,А изображена структура такого прибора, причем невысокое необходимое разрешение позволяет работать в режиме освещения с обратной стороны. Это значительно повышает радиа-

ционную стойкость при малых энергиях фотонов (когда радиационные повреждения при фронтальном освещении наиболее велики). Для повышения квантовой эффективности рекомбинация на

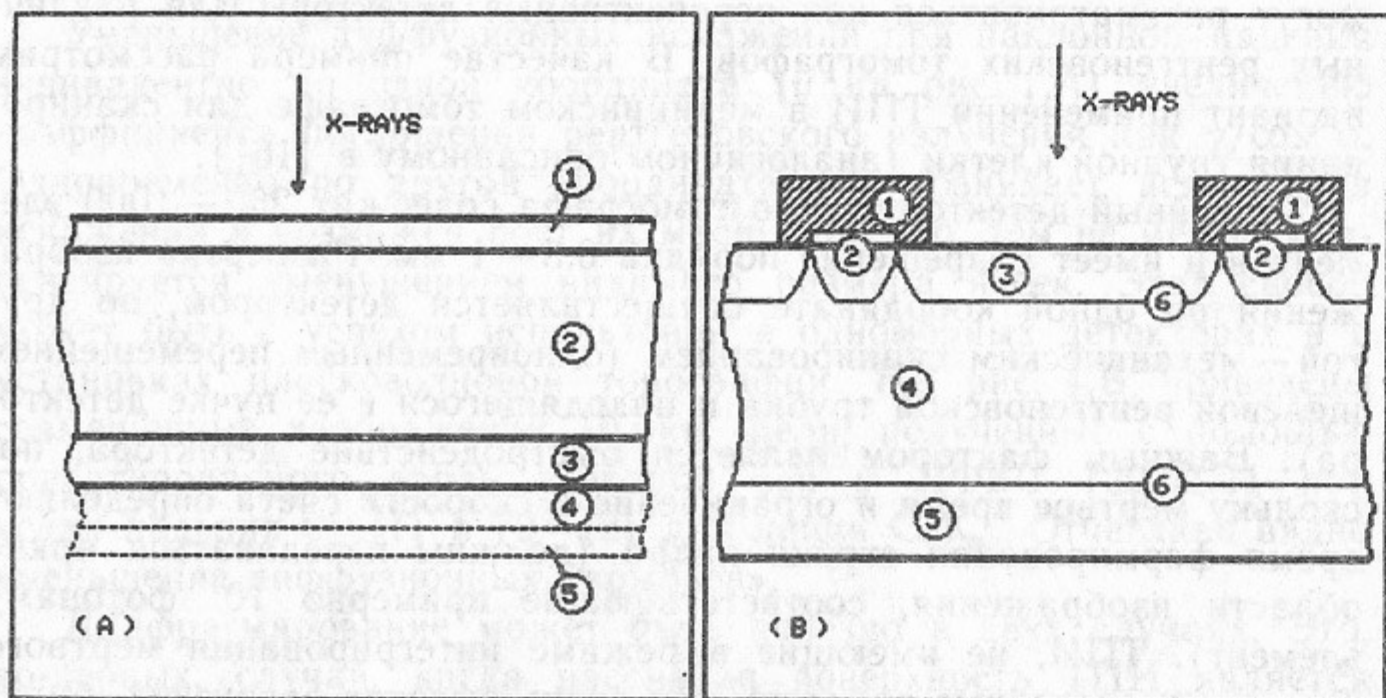


Рис. 5. А—Вариант структуры ТПИ для рентгеновской томографии. Здесь: 1—область стоп-диффузии—геттерный слой; 2—геттерированная монокристаллическая подложка; 3—активные структуры ТПИ; 4—люминофор (сцинтиллятор); 5—светоотражающее покрытие. В—Структура радиационно-стойкого рентгеновского ТПИ с диффузионным сбором заряда. Здесь: 1—непрозрачные для излучения экраны, защищающие активные структуры 2; 3—неглубокие стоп-каналы; 4—геттерированная монокристаллическая подложка или эпитаксиальный слой; 5—область стоп-диффузии—геттерный слой или легированный субстрат; 6—отражающие неосновные носители границы.

освещаемой стороне должна быть устранена, — например, выполнением сплошного стоп-канала.

Передаточную функцию такой системы можно получить, заменив в (6) γ на $-\gamma$, φ на $-\varphi$ и умножив все выражение на

$$-\exp\left[-\frac{\gamma+i\omega_x \sin \varphi}{\cos \varphi}(L+d)\right].$$

Для прибора, аналогичного по технологии 1200ЦЛ1, и энергии квантов 30 кэВ расчетная квантовая эффективность около 8% (нормальное падение излучения), а одномерная функция рассеяния точки не отличается от рис. 2, В.

Некоторое повышение квантовой эффективности в жесткой области можно получить в случае наклонного падения излучения или при нанесении на активную сторону прибора слоя люминофо-

ра (сцинтиллятора), показанного на рис. 5, А штриховой линией.

Определенные преимущества для применения в сканирующем томографе могут иметь матричные ПЗС в режиме временной задержки—интегрирования. В таком режиме размер детектора в направлении механического сканирования может быть без ухудшения разрешения значительно увеличен, что позволяет эффективнее использовать мощность рентгеновского источника.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, диффузионный сбор заряда в ТПИ, увеличивая квантовую эффективность приборов (особенно для жесткого рентгеновского излучения), приводит к появлению специфических пространственных искажений. Но достаточно медленный спад передаточной функции области диффузионного сбора на высоких пространственных частотах позволяет производить цифровую коррекцию изображений в ЭВМ.

Определенный интерес также представляет возможность использования механизма диффузионного сбора заряда для создания радиационно-стойких рентгеновских ТПИ. Вариант возможной структуры такого прибора приведен на рис. 5, В. Здесь узкие защищенные от излучения ячейки (стоки заряда) разделены относительно широкими стоп-каналами. Следует отметить, что передаточная функция в этом случае будет качественно отличной от (6).

В дальнейшем для уточнения соответствия теоретической передаточной функции (6) реальным приборам и с целью оценки возможности ее использования для коррекции рентгеновских изображений предполагается провести эксперименты с матричными ПЗС и фотодиодными решетками с широкими чувствительными ячейками (в условиях пренебрежимо малого влияния «дальней диффузии»). Кроме того, на пучках синхротронного излучения должны быть выполнены измерения временного разрешения матричных ПЗС в режиме быстрого одномерного кино.

В заключение авторы выражают глубокую признательность А.М. Батракову—создателю АЦП-101S, а также Г.С. Пискунову и С.В. Тарышкину—создателям микроЭВМ «Одренок» и А.Н. Алешаеву, С.Д. Белову, В.Р. Козаку—разработчикам системного обеспечения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Richter L.J., Ho W. Rev. Sci. Instrum., 1986, v.57(8), p.1469.
2. Strauss M.G., Naday I., Sherman I.S., Kraimer M.R., Westbrook E.M., Zaluzec N.J. Nucl. Instr. and Meth., 1988, v.A266, p.563.
3. Batrakov A.M., Fedotov M.G., Kuper E.A., Lysenko A.P., Panchenko V.E. Nucl. Instr. and Meth., 1987, v.A261, p.246.
4. Borso C.S., Danyluk S.S. Rev. Sci. Instrum., 1980, v.51(12), p.1669.
5. Fedotov M.G., Kuper E.A., Litvinenko V.N., Panchenko V.E., Ushakov V.A. Nucl. Instr. and Meth., 1983, v.208, p.427.
6. Matsushima I., Koyama K., Tanimoto M., Yano M. Rev. Sci. Instrum., 1987, v.58(4), p.600.
7. Seib D.H. IEEE Trans. Electron. Devices, 1974, v.ED-21(7), p.210.
8. Blouke M.M., Robinson D.A. IEEE Trans. Electron. Devices, 1981, v.ED-28(3), p.251.
9. Федотов М.Г. Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-109. Новосибирск, 1987.
10. Hopkinson G.R. Nucl. Instr. and Meth., 1983, v.216, p.423.
11. Кашлаков И.Д., Кленов В.Т., Костюков Е.В. Электронная промышленность, 1982, № 7, вып.113, с.7.
12. Батраков А.М., Козак В.Р. Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-9. Новосибирск, 1985.
13. Купер Э.А., Пискунов Г.С., Репков В.В., Серов В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-112. Новосибирск, 1984.
14. Пискунов Г.С., Тарарышкин С.В. Автометрия 1986, № 4, с.32.
15. Киллиани Дж.М. Радиационные эффекты в кремниевых приборах с зарядовой связью.—В кн.: Приборы с зарядовой связью/Под ред. Д.Ф. Барба. М.:Мир, 1982.
16. Сибирский прибор-87.—Каталог экспонатов ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1987.

Э.А. Купер, В.Е. Панченко, С.А. Тиунов, М.Г. Федотов

Пространственные искажения в твердотельных полупроводниковых приемниках изображения в рентгеновской области

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 19 октября 1988 г.
Подписано в печать 11.11.88 г. МН 08580
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,0 печ.л., 1,6 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 145

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.