

05:06:07

Детекторы рентгеновского излучения на эпитаксиальном арсениде галлия

© Г.И. Айзенштат,¹ М.Д. Вилисова,² Е.П. Другова,¹ М.А. Лелеков,¹ Д.Ю. Мокеев,²
И.В. Пономарев,² Л.П. Пороховниченко,¹ О.П. Толбанов,² В.А. Чубирко¹

¹ Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов,
634034 Томск, Россия

e-mail: ayzen@tomsknet.ru

² Сибирский физико-технический институт,
634050 Томск, Россия

(Поступило в Редакцию 18 июля 2005 г.)

Проведены исследования фотовольтаических детекторов рентгеновского излучения на основе эпитаксиального арсенида галлия двух типов — „чистого“ и компенсированного хромом. Из анализа амплитудных спектров от разных радиоактивных источников установлено, что эффективность сбора заряда в таких детекторах не выше 60%. Причем если для детекторов из „чистого“ эпитаксиального GaAs с концентрацией свободных электронов порядка 10^{12} см^{-3} неполный сбор заряда связан с наличием неравномерного распределения электрического поля в приборе, вызванного объемным зарядом глубоких центров, то в структурах на основе компенсированного хромом эпитаксиального материала с удельным сопротивлением $\rho \approx 10^8 \Omega \cdot \text{см}$ неполный сбор заряда обусловлен сильным захватом дырок. Показано, что в эпитаксиальных структурах арсенида галлия, компенсированных хромом, время жизни неравновесных электронов сравнительно велико и может достигать 40 ns.

PACS: 42.72.-g, 85.25.Oj

Исследования по созданию рентгеновских координатных детекторов на основе эпитаксиального арсенида галлия начались сравнительно недавно [1]. Такие детекторы необходимы для реализации нового поколения цифровых рентгеновских аппаратов с предельно малыми дозами облучения пациентов [2]. В отличие от детекторов, изготовленных из монокристаллов полупроводящего арсенида галлия, только в координатных детекторах из эпитаксиального материала удастся получить пикоамперные темновые токи [1], что позволяет существенно улучшить отношение сигнал–шум в приборах и дает возможность подключать каналы детектора ко входам электроники без использования разделительных конденсаторов. Эпитаксиальные детекторы работоспособны и в фотовольтаическом режиме, когда темновые токи в них могут принимать нулевые значения [3]. Существуют противоречивые данные об эффективности сбора заряда в этих детекторах [1,3]. Поэтому целью настоящей работы явилось изучение эффективности сбора заряда в фотовольтаических детекторах, созданных на двух типах эпитаксиального материала: нелегированного и компенсированного хромом арсенида галлия.

Первый тип структур ($p^+ - n^- - n^+ - \text{GaAs}$) выращивался методом газофазовой эпитаксии в хлоридной системе на высоколегированных n^+ -подложках арсенида галлия ориентации $2^\circ(100)$. Активные слои арсенида галлия с низкой концентрацией электронов ($n^- \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$) имели толщину 40–50 $\mu\text{м}$. Верхние p^+ -слои толщиной 1.5–2.0 $\mu\text{м}$ были легированы цинком ($p^+ \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Толщина выращенных эпитаксиальных слоев определялась из оптических измерений ско-

лов эпитаксиальных структур, а затем сравнивалась с толщиной активных областей изготовленных приборов по емкости детектора. Оценка равновесной концентрации электронов в активной области проводилась вольт-фарадным методом на низкой частоте (1 kHz). На высоких частотах уже при нулевом смещении область объемного заряда занимала всю активную область прибора и не менялась при увеличении обратного смещения.

Второй тип структур ($p^+ - i - n^+ - \text{GaAs}$) также выращивался методом газофазовой эпитаксии. Активный слой i -типа с удельным сопротивлением $\rho \approx 10^8 \Omega \cdot \text{см}$ создавали путем совместного легирования серой и хромом. Легирование хромом проводили либо одновременно с серой в процессе эпитаксии, либо после выращивания структуры путем последующей диффузии хрома.

Эффективность сбора заряда в детекторах определялась из анализа амплитудных спектров, измеренных при использовании радиоактивных источников гамма-излучения (изотоп ^{241}Am) и бета-излучения (изотоп ^{90}Sr). На рис. 1 представлены амплитудные спектры, полученные при воздействии изотопа ^{241}Am на детекторы из эпитаксиальных нелегированных слоев арсенида галлия толщиной 50 $\mu\text{м}$ при нулевом (рис. 1, *a*) и обратном смещении –13 В (рис. 1, *b*). Как видно из рис. 1, только на спектре, полученном при ненулевом смещении, имеются три пика, соответствующие энергиям квантов источника: 14, 17 и 59.5 keV. Наличие четкого пика, соответствующего гамма-квантам с энергией 59.5 keV при смещении –13 В, означает, что в этом случае и электроны, и дырки, порожденные квантами с данной энергией, собираются полностью, а время жизни элек-

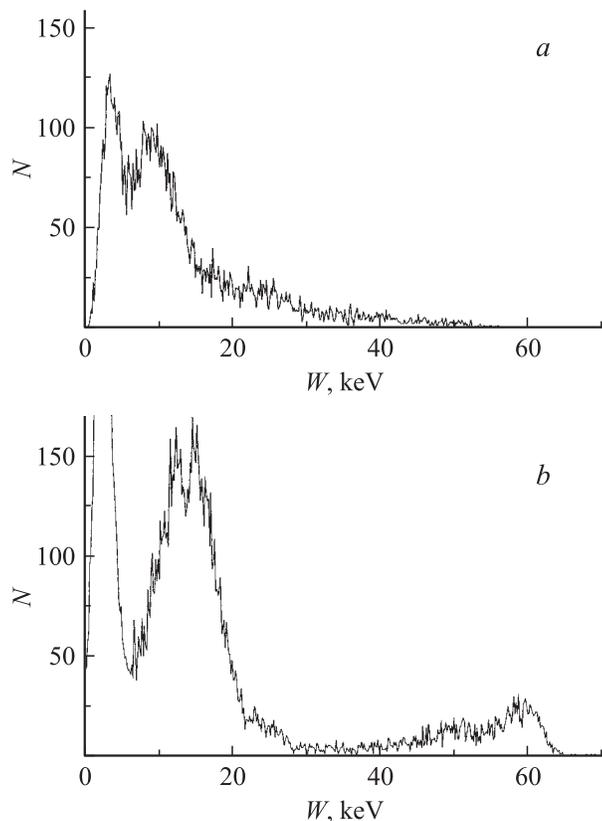


Рис. 1. Амплитудные спектры детектора, изготовленного из эпитаксиального нелегированного арсенида галлия для смещений: $U = 0$ (a) и -13 V (b).

тронов и дырок превосходит время дрейфа носителей, движущихся из точки поглощения кванта до контактов. Эффективность сбора заряда для квантов с энергией 59.5 keV близка к 100%, а для квантов с 14 и 16 keV — к 90%.

Другая картина наблюдается на спектрах, измеренных при нулевом смещении. На спектре рис. 1, a нет монолинии 59.5 keV, но присутствует пик, соответствующий квантам с энергиями 14 и 17 keV. Энергетическое положение данного пика равно 9 keV, что почти в 1.6 раза меньше, чем среднее значение энергий обоих пиков. Таким образом, при нулевом смещении эффективность сбора заряда в детекторе для квантов с энергиями 14 и 17 keV чуть выше 60%. Факт неполного сбора заряда подтверждается и измерениями амплитудных спектров от изотопа ^{90}Sr . Так, при напряжении -13 V детектор собирает заряд, эквивалентный 8300, а при нулевом смещении — всего 4400 электронов, что соответствует толщине активной области соответственно 47 и 25 μm . Причиной этого являются не низкие значения времен жизни электронов и дырок (которые даже в монокристалле арсенида галлия в слабых электрических полях не ниже 10 и 20 ns соответственно [4]), а неоднородное распределение электрического поля в детекторе, обусловленное наличием в эпитаксиальной структуре

сравнительно высокой концентрации глубоких центров. Справедливость этого утверждения подтверждает сильная частотная зависимость емкости детектора, представленная на рис. 2. Анализ явлений, связанных с частотной зависимостью, детально рассмотрен во многих работах, и в частности в [5]. Показано, что при наличии в материале глубоких центров область объемного заряда $p-n$ -перехода как бы делится на две части: в первой, где глубокие центры ионизованы, напряженность электрического поля выше некоторого среднего значения, а во второй, где глубокие центры оказываются ниже уровня Ферми, напряженность электрического поля соответственно ниже среднего значения. Применительно к арсенидогаллиевым детекторам, работающим без смещения, это приводит к снижению эффективности сбора заряда за счет того, что во второй области с более низкой напряженностью электрического поля будет происходить интенсивный захват неравновесных носителей, попавших в эту часть прибора. Как следует из рис. 2, на низких частотах (1 kHz) емкость детектора при нулевом смещении (C_{kHz}) практически вдвое выше, чем на высоких частотах (C_{MHz}). Это указывает на то, что эффективная толщина активной области, где сосредоточено максимальное электрическое поле, примерно в два раза меньше толщины эпитаксиального n^- -слоя, вследствие чего и наблюдается двукратное снижение эффективности сбора заряда.

Наличие сравнительно высокой концентрации глубоких центров в нелегированных эпитаксиальных слоях арсенида галлия приводит к низкой воспроизводимости процессов получения материала для детекторов, работающих в фотовольтаическом режиме. Было показано, что в партии эпитаксиальных структур, выращенных в одном процессе на подложках из одного и того же слитка, разброс значений $C_{\text{kHz}}/C_{\text{MHz}}$ может составлять от 1.5 до 5. Этот факт, по-видимому, отражает фундаментальные ограничения, связанные с невозможностью контролируемого получения сверхнизких значений концентраций электронов в арсениде галлия, меньших, чем

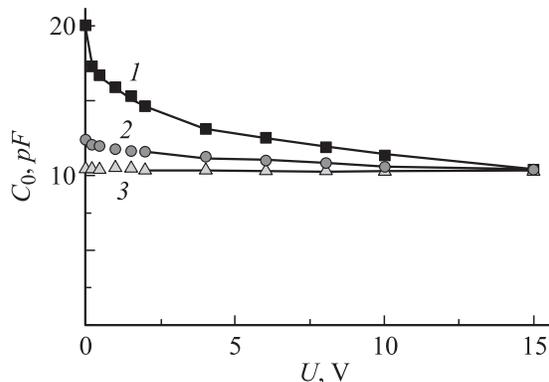


Рис. 2. Вольт-фарадная характеристика детектора в зависимости от частоты измерительного сигнала: 1 — 1, 2 — 10 kHz, 3 — 1 MHz.

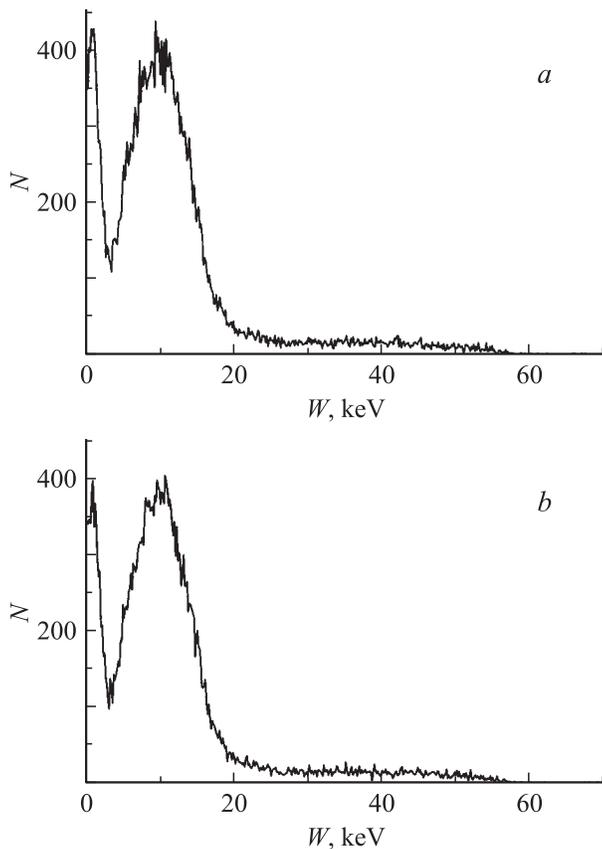


Рис. 3. Амплитудные спектры детектора, изготовленного из эпитаксиального арсенида галлия, компенсированного хромом, для смещений: $U = 0$ (a) и -8 В (b).

концентрация глубоких уровней, создаваемых фоновыми примесями и собственными точечными дефектами.

В детекторах на основе эпитаксиальных слоев арсенида галлия, компенсированных хромом, частотная зависимость емкости приборов очень слабая, а ширина области объемного заряда при нулевом смещении близка к толщине i -слоя. Интересно сравнить амплитудные спектры детекторов из эпитаксиальных слоев нелегированного арсенида галлия со спектрами, полученными на слоях, легированных хромом. На рис. 3 показаны спектры, измеренные для двух значений напряжений на детекторе из эпитаксиального арсенида галлия толщиной $40 \mu\text{m}$, легированного хромом. Главная особенность этих спектров заключается в том, что они практически одинаковы при нулевом (рис. 3, a) и при обратном смещении, равном -8 В (рис. 3, b). При этом на спектрах отсутствует монолиния, соответствующая энергии квантов 59.5 keV, а пик, соответствующий энергиям 14 и 17 keV, занимает положение 10 keV. Таким образом, для структур, компенсированных хромом, наблюдается неполный сбор заряда независимо от приложенного напряжения. Причина этого заключается в том, что в эпитаксиальных структурах данного типа время жизни дырок мало, и дырки практически не собираются, как

это имеет место и в монокристаллическом полуизолирующем арсениде галлия, компенсированном хромом [6]. Именно этот факт позволяет объяснить отсутствие на спектре монолинии 59.5 keV. Действительно, в отличие от гамма-квантов с энергиями 14 – 17 keV, кванты с энергией 59.5 keV поглощаются в эпитаксиальном слое толщиной $d = 40 \mu\text{m}$ практически равномерно. В соответствии с теоремой Рамо–Шокли [7,8] собранный заряд электронов зависит от места поглощения гамма-кванта. Поэтому спектр от квантов с энергией 59.5 keV в отсутствие сбора дырок будет выглядеть в виде горизонтальной линии от нуля до 59.5 keV, что и наблюдается. Тот факт, что в структурах, компенсированных хромом, дырки захватываются практически полностью, подтверждается и данными эксперимента по сбору зарядов от ^{90}Sr . Эффективность сбора при ионизации бета-частицами составляет 50% .

Представляет интерес оценка времени жизни электронов τ_e в эпитаксиальных слоях, компенсированных хромом. Для определения величины τ_e мы воспользовались известным выражением для численного расчета амплитудных спектров, предложенного в работе [9]:

$$P(W) = \int_0^d \frac{ke^{-kx}}{\sqrt{2\pi}\sigma(1 - e^{-kd})} \exp\left(-\frac{|W - \eta W_0|}{2\sigma^2}\right) dx, \quad (1)$$

где $P(W)$ — зависимость интенсивности событий от энергии W , W_0 — энергия квантов падающего излучения, $k(W)$ — коэффициент поглощения этих квантов в арсениде галлия, σ — среднеквадратичное отклонение собранного заряда, η — функция Хехта, зависящая в общем виде от времени жизни электронов и дырок. С учетом малости дрейфовой длины дырок можно записать

$$\eta = \frac{\mu_e E \tau_e}{d} \left(1 - e^{-\frac{d-x}{\mu_e E \tau_e}}\right), \quad (2)$$

где E — напряженность электрического поля, μ_e — дрейфовая подвижность электронов, τ_e — время жизни электронов.

Расчеты проводились с использованием следующих параметров: $d = 40 \mu\text{m}$, $W_0 = 15.5$ keV, $k_{\text{GaAs}} = 280 \text{ cm}^{-1}$, $E = 350 \text{ V/cm}$, $\mu_e = 3500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\sigma = 3$ keV (величина σ в эксперименте определялась шумами электроники). Сравнение расчетных значений энергий для положения максимума на спектре (рис. 4) с данными эксперимента (рис. 3, a) позволило оценить время жизни электронов на уровне 40 ns. Такое время жизни электронов вполне достаточно для 100% сбора электронов при нулевом смещении, поэтому увеличение напряжения на детекторе в структурах, компенсированных хромом, и не приводит к изменению спектра (рис. 3, a, b).

Итак, сравнение характеристик детекторов, созданных на двух типах эпитаксиального арсенида галлия, позволило установить, что при работе в фотовольтаическом режиме в детекторах из обоих типов материала осуществляется неполный сбор зарядов неравновесных

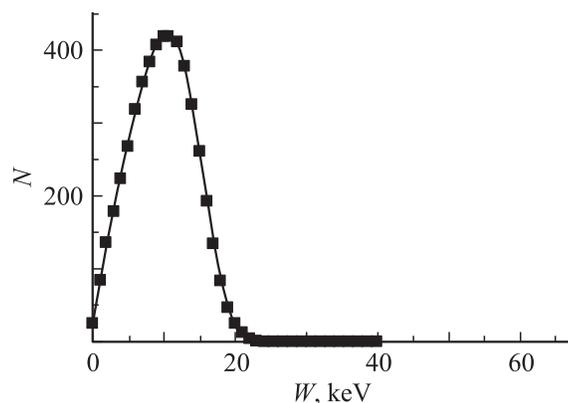


Рис. 4. Рассчитанная зависимость амплитудного спектра для гамма-квантов с энергией 15.5 keV.

носителей, а спектральные характеристики из „чистого“ и компенсированного материалов практически эквивалентны. Преимущества детекторов из „чистых“ эпитаксиальных слоев реализуются только при работе последних в условиях приложенного обратного смещения.

В заключение отметим, что, несмотря на неполный сбор заряда при работе в фотовольтаическом режиме, детекторы на основе эпитаксиальных структур могут успешно применяться в цифровых рентгеновских аппаратах. Так, на основе эпитаксиальных структур арсенида галлия, легированных хромом, нами были созданы фотовольтаические детекторы, предназначенные для малодозовых цифровых рентгеновских аппаратов. Эти детекторы прошли испытания в Институте ядерной физики СО РАН (г. Новосибирск), где с их использованием создана цифровая рентгеновская установка для маммографии с пространственным разрешением 51 p/mm.

Список литературы

- [1] *Ayzenshtat G.I., Kanaev V.G., Khan A.V. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 2001. Vol. A466. P. 162–167.*
- [2] *Ayzenshtat G.I., Babichev E.A., Baru S.E. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 2003. Vol. A509. P. 268–273.*
- [3] *Ахмадулин Р.А., Дворянкин В.Ф., Дворянкина Г.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 1. С. 34–37.*
- [4] *Rogalla M., Geppert R., Goppert R. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1998. Vol. A410. P. 74–78.*
- [5] *Milnes A.G. Deep impurities in semiconductors. New York: J. Wiley & Sons, 1973. P. 540.*
- [6] *Ayzenshtat G.I., Budnitsky D.L., Koretskaya O.B. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 2002. Vol. A487. P. 96–101.*
- [7] *Ramo S. // Proc. IRE. 1939. Vol. 27. P. 584.*
- [8] *Shockley W. // J. Appl. Phys. 1938. Vol. 9. P. 635.*
- [9] *Trammel R., Walter J.F. // Nucl. Instr. and Meth. 1969. Vol. 76. P. 317.*