

Research of influencing of the geometrically structured electric and magnetic fields on the parameters of silicon photodiodes

Yu. G. Dobrovolskiy, V. D. Fotiy
КТБ "Photon", Chernovtsi, Ukraine

Efficiency of the use of the geometrically structured electric and magnetic fields for reduction of dark current of p-i-n photodiodes is explored, and also dark current and tension of noise of avalanche photodiodes made on the basis of silicon. It is shown, that the indicated parameters at separate devices diminish in once or twice. Thus there is irregularity of effect.

УДК 621.383

Фотоэлектромагнитный приемник для средней ИК-области спектра на основе HgCdTe

Ф. Н. Казиев, И. А. Насибов, Т. И. Ибрагимов, Э. К. Гусейнов
Институт физики национальной академии наук Азербайджана, Баку, Азербайджан

Приведены расчеты фотоэлектрических параметров для неохлаждаемого фотоэлектромагнитного (ФЭМ) ИК-детектора на основе монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0,2$) в зависимости от уровня акцепторного легирования полупроводникового материала. Показано, что оптимальное акцепторное легирование позволяет значительно повысить как вольттовую чувствительность, так и удельную обнаружительную способность фотодетектора. Представлена модифицированная конструкция ФЭМ-приемника, обеспечивающая существенное возрастание напряжения сигнала. Приведены фотоэлектрические параметры изготовленного ФЭМ-приемника для средней ИК-области спектра (3—7 мкм) с максимумом чувствительности вблизи 6 мкм.

Неохлаждаемые ФЭМ-детекторы на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0,2$) (КРТ) применяются во многих оптоэлектронных системах, использующих CO_2 -лазеры (длина волны 10,6 мкм) [1]. Для этих целей такие детекторы изготавливаются на основе монокристаллов КРТ состава $x = 0,16—0,17$. Использование КРТ других составов для разработки неохлаждаемых ФЭМ-детекторов для других областей ИК-спектра также представляет интерес. ФЭМ-детекторы имеют некоторые преимущества по сравнению с неохлаждаемыми фотопроводящими детекторами — прежде всего это отсутствие внешнего электрического питания, что снижает уровень шумов и значительно уменьшает тепловую нагрузку на фотоприемник [1—12].

В настоящей статье представлены результаты исследования и разработки неохлаждаемого ФЭМ-детектора на основе материала КРТ состава $x = 0,2$ для средней ИК-области спектра 3—7 мкм.

Теоретический расчет параметров ФЭМ-детектора

На рис. 1 схематически представлен ФЭМ-детектор с фотоприемной площадкой $A_d = \omega \cdot l$ (ω — ширина, l — длина площадки) толщиной t . Монохроматическое излучение мощностью W_λ ($Вт \cdot см^{-2}$) из области фундаментального поглощения полупроводника падает на фотоприемную площадку. Магнитное поле напряженностью B направлено параллельно поверхности кристалла. ФЭМ-эффект обуславливается диффузией фотогенерированных носителей заряда, траектория которых изменяется под действием магнитного поля. Выходной сигнал может быть сигналом короткозамкнутой либо открытой электрической цепи. Расчеты параметров ФЭМ-детектора проводили, основываясь на результатах работы [2], в которой ФЭМ-эффект рассматривается в обобщенном виде для случая произвольных магнитных полей (за исключением квантовых), конечной толщины образца и с учетом объемной генерации носителей заряда. В стационарном случае при условии слабого уровня оптического возбуждения и применимости невырожденной статистики для носителей заряда выражение для фотоэлектромагнитного тока короткого замыкания может быть представлено в виде

$$I_{SC} = \frac{\eta kW_\lambda}{h\nu} \times \frac{e(\mu_e + \mu_h)B\varpi Y}{a(a^2 - k^2)[a\tau(s_1 + s_2)ch(at) + (1 + s_1s_2a^2\tau^2)sh(at)]; \quad (1)$$

значение Y в формуле (1) может быть определено из выражения

$$Y = [(k - s_2a^2\tau) + (k + s_1a^2\tau)\exp(-kt)]ch(at) - a[(1 - s_2kt) - (1 + s_1\alpha\tau)\exp(-kt)]sh(at) - [(k - s_1a^2\tau) + (k - s_2a^2\tau)\exp(-kt)], \quad (2)$$

где k — коэффициент поглощения;
 $h\nu$ — энергия квантов падающего излучения;
 η — квантовая эффективность, включая потери на отражение;
 e — элементарный электрический заряд;
 μ_e и μ_h — подвижности электронов и дырок;
 s_1 и s_2 — скорости поверхностной рекомбинации на фронтальной и обратной сторонах образца;
 τ — времена жизни для электронов и дырок;
 $a = \frac{1}{L}$ — обратная величина амбиполярной диффузионной длины в магнитном поле

$$L = \left[\frac{L_e^2(n+p)}{\rho(1 + \mu_e^2B^2) + bn(1 + \mu_h^2B^2)} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где L_e — длина диффузии электронов;
 b — отношение подвижностей электронов и дырок.

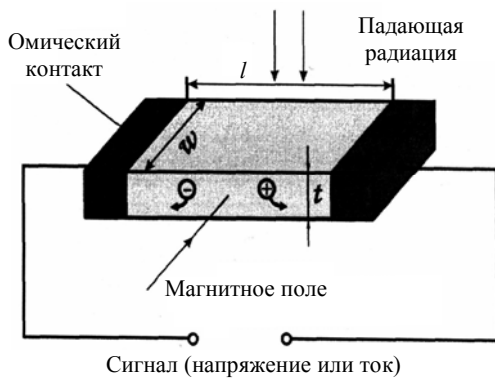


Рис. 1. Схема ФЭМ-детектора

Мы используем выражения (1) и (2) для случая, который обычно применим для узкозонных составов КРТ при $T = 300$ К. Предположим, что толщина образца много больше амбиполярной диффузионной длины $t \gg L$, а падающее излучение достаточно эффективно поглощается в объеме образца $kt \gg 1$. В этих условиях выражение (1) упрощается и принимает вид

$$I_{SC} = \frac{\eta W_\lambda}{h\nu} \frac{e\mu_h(b+1)BL\varpi}{(1+S_1)} \frac{kL}{kL+1}, \quad (4)$$

где $S_1 = \frac{S_1\tau}{L}$ — безразмерный параметр, учитывающий вклад поверхностной рекомбинации на фронтальной поверхности образца.

В соответствии с формулой (4) монохроматическая вольтовая чувствительность ФЭМ-детектора может быть представлена как

$$R_\lambda = \frac{I_{SC}R}{W_\lambda\ell\omega} = \frac{\eta}{h\nu} \frac{e\mu_h(b+1)BL}{(1+S_1)\ell} \frac{kL}{kL+1} R, \quad (5)$$

где R — сопротивление ФЭМ-детектора в магнитном поле B

$$R = \frac{\ell}{e\mu_h(bn+p)\varpi t} \left[1 - \frac{np(b+1)^2\mu_e\mu_hB^2}{a^2L_e^2(n+p)(bn+p)} \right]^{-1}.$$

Обнаружительная способность ФЭМ-детектора принимает вид

$$D_\lambda^* = \frac{R_\lambda}{U_n} \sqrt{A_d\Delta f}, \quad (6)$$

где U_n — напряжение шума;

Δf — частотная полоса пропускания.

Доминирующим типом шумов ФЭМ-детектора является тепловой шум. Напряжение теплового шума определяется выражением

$$U_n = \sqrt{4k_BTR\Delta f},$$

где k_B — постоянная Больцмана.

Для вычислений с использованием вышеприведенных формул основных фотоэлектрических параметров фотодетектора (вольтовой чувствительности R_λ и обнаружительной способности D_λ^*) необходимо определить ряд параметров полупроводникового материала — его ширины запрещенной зоны, концентрации собственных носителей заряда, рекомбинационного времени и др. Вычисления параметров выполним для КРТ состава $x = 0,2$. Значения для ширины запрещенной зоны E_g и концентрации собственных носителей заряда n_i (в функции состава и температуры) определялись из выражений [3, 4]

$$E_g = -0,302 + 1,93 + 5,35 \cdot 10^{-4} T(1 - 2x) - 0,81x^2 + 0,832x^3; \quad (7)$$

$$n_i = (5,585 - 3,82x + 1,753 \cdot 10^{-3} T - 1,364 \cdot 10^{-3} xT) \cdot 10^{14} E_g^{3/4} T^{3/2} \exp(-E_g/2k_B T).$$

Для электронов было принято значение $\mu_e = 1,4 \cdot 10^4$ см²/В·с [5]. Отношение подвижностей для электронов и дырок $b = \frac{\mu_e}{\mu_h}$ принято равным 100. Время жизни носителей заряда в узкозонных составах КРТ

при $T = 300$ К определяется Оже-рекомбинационным механизмом двух типов – рекомбинации с участием двух электронов и тяжелой дырки (Оже-1 процесс) и рекомбинации с участием электрона и двух тяжелых дырок с превращением тяжелой дырки в легкую (Оже-7 процесс) [6]. Эффективное время жизни определяется из соотношения

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{A1}} + \frac{1}{\tau_{A7}}, \quad (8)$$

где τ_{A1} и τ_{A7} — рекомбинационные времена для Оже-1 и Оже-7 процессов, соответственно.

Для низкого уровня возбуждения эти времена определяются выражениями

$$\tau_{A1} = \frac{2n_i}{n(n+p)} \tau_{A1}^{(i)}; \quad \tau_{A7} = \frac{2n_i^2 \gamma}{p(n+p)} \tau_{A1}^{(i)}, \quad (9)$$

где γ — отношение рекомбинационных времен для Оже-7 и Оже-1 процессов в собственном полупроводнике.

Значение параметра γ вычислялось в соответствии с [6, 7] из

$$\gamma = \frac{\tau_{A7}^{(i)}}{\tau_{A1}^{(i)}} = 6 \frac{1 - \frac{5 E_g}{4 kT}}{1 - \frac{3 E_g}{2 kT}}.$$

Из соотношений (8) и (9) выражение для τ как функции степени легирования полупроводника принимает вид

$$\tau(z) = \frac{2z^2(\gamma+1)}{(1+z^2)(\gamma+z^2)} \tau^{(i)}, \quad (10)$$

где $\tau^{(i)}$ — эффективное время жизни носителей заряда в собственном полупроводнике

$$\tau^{(i)} = \frac{\gamma}{\gamma+1} \tau_{A1}^{(i)};$$

z — параметр, представляющий степень легирования полупроводника

$$z = \frac{p}{n_i}.$$

Время собственно Оже-1 рекомбинационного процесса равно

$$\tau_{A1}^{(i)} = \frac{3,8 \cdot 10^{-18} \varepsilon_\infty^2 (1+2\mu) \sqrt{(1+\mu)}}{\frac{m_e^*}{m_0} |F_1 F_2|^2} \times \left(\frac{E_g}{k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{(1+2\mu) E_g}{(1+\mu) k_B T} \right),$$

где ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая постоянная;

$\mu = \frac{m_e^*}{m_h^*}$ — отношение эффективных масс электрона

и тяжелой дырки;

F_1 и F_2 — интегралы перекрытия функции Блоха.

Высокочастотная диэлектрическая постоянная ε_∞ определена из выражения [5]

$$\varepsilon_\infty = 15,2 - 15,6 x + 8,2 x^2.$$

Эффективная масса электронов определялась исходя из зонной модели Кейна

$$\frac{m_0}{m_e^*} = 1 + \frac{2m_0 P}{3\hbar^2} \left(\frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta} \right),$$

где $P = 8,43 \cdot 10^{-8}$ эВ·см;

$\Delta = 0,9$ эВ.

Для эффективной массы тяжелых дырок принято значение $m_h^* \approx 0,55 m_0$. Значение интеграла перекрытия $|F_1 F_2| = 0,15$ экспериментально определено в работе [8].

Вычисленные из формулы (10) значения $\tau(z)$ представлены на рис. 2 (1).

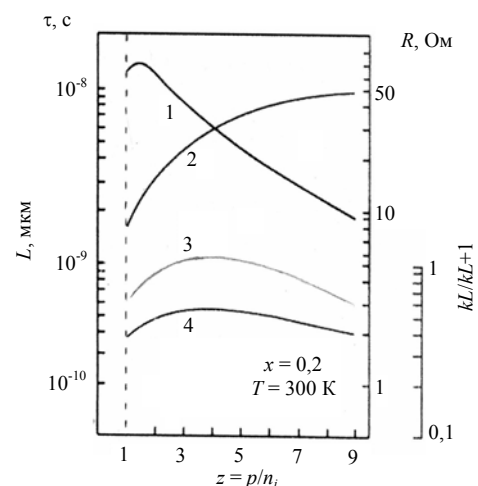


Рис. 2. Расчетные зависимости параметров ФЭМ-детектора от уровня акцепторного легирования:

$$1 - \tau; \quad 2 - R; \quad 3 - L; \quad 4 - \frac{kL}{kL+1}$$

Фотоэлектрические параметры вычислялись для фотоприемной площадки $A_d = 1 \times 1$ мм² и толщины $t \approx 20$ мкм. Значение магнитной индукции принято равным $B = 1$ Тл.

Из соотношения (6) видно, что функция $R_i(z)$ определяется зависимостью от z значений L , R и $\frac{kL}{kL+1}$.

Рассмотрим эти зависимости отдельно.

Вычисленные значения зависимости чувствительности R и амбиполярной диффузионной длины L от уровня акцепторного легирования показаны на рис. 2 (2 и 3). Величина L растет от значения ~ 3 мкм в собственном материале до значения $5-5,5$ мкм вблизи $z = 4$. Зависи-

мость величины $\frac{kL}{kL+1}$ от z вычислялась для величины энергии кванта (условно) $h\nu \approx 1,2 E_g$, т. е. для области длинноволновой границы ФЭМ-эффекта. Ширина запрещенной зоны КРТ, вычисленная по формуле (7), равнялась $E_g \approx 0,155$ эВ при $T = 300$ К. В соответствии с экспериментальными и численными результатами работы [9] коэффициент поглощения был принят равным $k \approx 1700\text{--}1800 \text{ см}^{-1}$ при $h\nu = 1,2 E_g$ для узкозонных монокристаллов КРТ состава $x = 0,174$, $E_g = 0,118$ атм, $T = 300$ К. Принимая во внимание, что $x = 0,2$, $E_g = 0,155$ эВ, в наших вычислениях использовались значения $k \approx 2000 \text{ см}^{-1}$ для $h\nu = 1,2 E_g = 0,186$ эВ или для $\lambda \approx 6,7$ мкм. Значения $\frac{kL}{kL+1}$ в зависимости от z показаны на рис. 2 (4). Значение $\frac{kL}{kL+1}$ в максимуме

кривой (при $z = 4$) увеличивается приблизительно в 1,3—1,4 раза.

На рис. 3 представлены зависимости вольтовой чувствительности $R_\lambda(z)$ и удельной обнаружительной способности $D_\lambda^*(z)$, вычисленные по формулам (5) и (6) при длине волны $\lambda = 6,7$ мкм ($h\nu \approx 1,2 E_g$). При вычислениях были приняты значения $\eta \approx 1$ для квантовой эффективности и $S_1 = 0$ (при не очень высоких значениях скорости поверхностной рекомбинации величина $S_1 = \frac{S_1 \tau}{L}$ находится в пределах $10^{-2}\text{--}10^{-3}$). Как видно из рис. 3, оптимальный уровень акцепторного легирования лежит в области $p \approx (5\text{--}6)n_i$. Обычно ФЭМ-детекторы на основе собственных узкозонных монокристаллов КРТ при $T = 300$ К имеют очень слабую чувствительность. Оптимальное акцепторное легирование позволяет существенно повысить значения вольтовой чувствительности и обнаружительной способности ФЭМ-детектора. Это видно из выражения (5): чувствительность резко возрастает вблизи длинноволновой границы ФЭМ-эффекта (приблизительно на 25—30 %) по сравнению с коротковолновой областью, где $kL \gg 1$. Соответственно, при слабом акцепторном легировании граница ФЭМ-эффекта из-за увеличения амбиполярной диффузионной длины легко сдвигается в длинноволновую сторону.

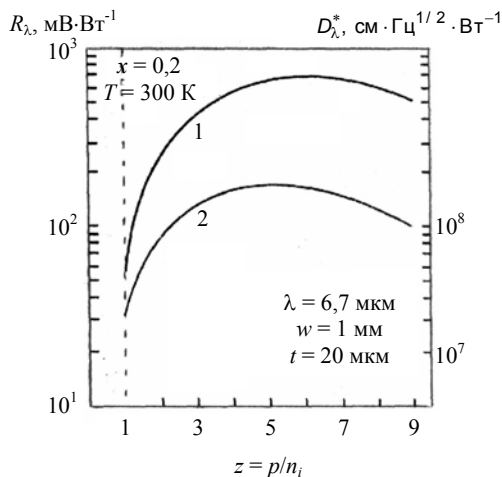


Рис. 3. Расчетные зависимости напряжения фотоотклика (1) и приведенной обнаружительной способности (2) ФЭМ-детектора от уровня акцепторного легирования

Необходимо отметить, что этот оптимизационный метод применим как для ФЭМ, так и для неохлаждаемых фотопроводящих ИК-детекторов на основе узкозонных кристаллов КРТ. Сравним эффективность этого метода для обоих типов детекторов.

Легко показать, что относительное увеличение вольтовой чувствительности для ФП-детектора при слабом акцепторном легировании приблизительно описывается выражением [10]

$$\frac{R_\lambda(z)}{R_\lambda^{(i)}} \approx \frac{\tau(z)}{\tau^{(i)}} \left[\frac{R(z)}{R^{(i)}} \right]^{3/2} = \frac{\tau(z)}{\tau^{(i)}} \left[\frac{(b+1)z}{b+z^2} \right]^{3/2}$$

Из этого соотношения видно, что параметры фотодетекторов (с различным уровнем акцепторного легирования) определяются при условии одинаковой рассеиваемой мощности. Оптимальный уровень акцепторного легирования для ФП-детекторов лежит в районе $z \approx 3$, так что $\frac{R_\lambda(z=3)}{R_\lambda^{(i)}} \approx 3,5$. Относительное

увеличение обнаружительной способности, лимитированной тепловым шумом, для ФП-детектора равно

$$\frac{D_J^*(z)}{D_J^{*(i)}} \approx \frac{\tau(z)}{\tau^{(i)}} \frac{R(z)}{R^{(i)}}$$

Если доминируют рекомбинационно-генерационные шумы, мы имеем

$$\frac{D_{g-r}^*(z)}{D_{g-r}^{*(i)}} \approx \left[\frac{1+z^2}{2z} \frac{\tau(z)}{\tau^{(i)}} \right]^{1/2}$$

Из этих соотношений для $z = \frac{p}{n_i} = 3$ получаются

$$\frac{D_J^*(z=3)}{D_J^{*(i)}} \approx 2,2 \text{ и } \frac{D_{g-r}^*(z=3)}{D_{g-r}^{*(i)}} \approx 1,1.$$

Из рис. 3 мы имеем, что для ФЭМ-детектора при оптимальном акцепторном легировании ($z = 5$) эти отношения равны $\frac{R_\lambda(z=5)}{R_\lambda^{(i)}} \approx 11$ и

$$\frac{D_J^*(z=5)}{D_J^{*(i)}} \approx 5,2.$$

Таким образом, становится наглядным, что слабое акцепторное легирование позволяет увеличить фотоэлектрические параметры ФЭМ-детектора в более сильной степени, чем ФП-детектора.

Конструкция и фотоэлектрические параметры ФЭМ-детектора

Фоточувствительные элементы изготавливались из монокристаллов КРТ состава $x = 0,2$. Концентрация некомпенсированных доноров в исходном материале не превышала $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Образцы p -типа изготавливались посредством термодиффузионного легирования исходных монокристаллических пластин КРТ серебром (или медью) в атмосфере паров ртути. Для изготовления чувствительных элементов отбирались пластины КРТ с концентрацией акцепторов $N_A \approx (0,9—1,2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, определенной из измерений температурной зависимости коэффициента Холла. Значения времени жизни носителей заряда $\tau \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ и амбиполярной диффузионной длины $L \approx 5 \text{ мкм}$, удовлетворительно совпадающие с расчетными данными, были определены из совместных измерений сигналов ФЭМ-эффекта и фотопроводимости.

Общий вид разработанного ФЭМ-детектора показан на рис. 4. Чувствительный слой приклеен на подложке из высокоомной кремниевой пластины клеем на основе эпоксидной смолы. Посредством фотолитографии производилось разделение фоточувствительной площадки на три идентичные площадки размерами $A_d = 1,5 \times 2 \text{ мм}$. Толщина чувствительного элемента доводилась до $t = 20 \text{ мкм}$. Подложка с чувствительными элементами монтировалась на контактном растре специальной конфигурации для распайки элементов так, чтобы их ФЭМ-сигналы складывались. Контактный растр представляет собой сапфировую пластину в форме удлиненного прямоугольника с токоведущими полосками. Контакты к чувствительным элементам распайвались золотой проволокой диаметром 20 мкм . Соединение чувствительных элементов посредством токоведущих полосок раstra показано на рис. 4. Токоведущие полоски раstra проходят под подложкой блока с фоточувствительными элементами для удобства монтажа его в узком зазоре постоянного магнита.

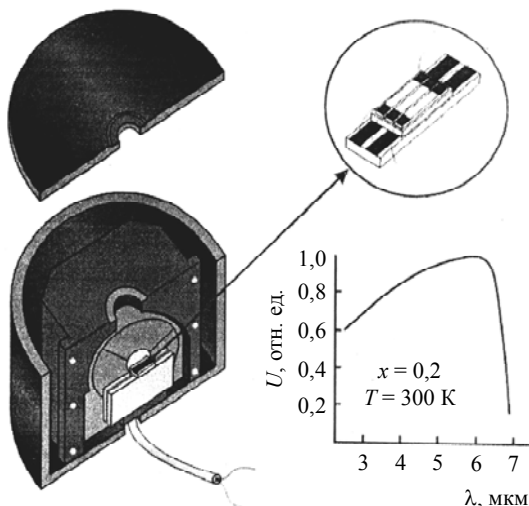


Рис. 4. Общий вид изготовленного ФЭМ-детектора

Проведенные расчеты показывают, что такая конструкция позволяет увеличить выходной сигнал фотодетектора приблизительно в n раз (n — число элементов, составляющих приемную площадку). Одновременно с

этим, конечно, возрастает и напряжение шума, так что обнаружительная способность детектора не увеличивается. Тем не менее такая модификация ФЭМ-детектора позволяет дополнительно увеличить его выходной сигнал и понизить тем самым требования к шумовым характеристикам электронной цепи.

Конструкция неохлаждаемого ФЭМ-детектора включает два постоянных магнита круглой формы (Alnico), в которые плотно вставлены цилиндрические сердечники из материала с высокой магнитной восприимчивостью (для увеличения магнитного потока). Эти сердечники направляют магнитный поток сквозь чувствительный элемент. Подложка с чувствительным элементом расположена на медном основании и прецизионно размещается между полюсами магнита. Зазор между полюсами магнита не превышает $\sim 2 \text{ мм}$. Кольцевые магниты с сердечниками снаружи плотно проходят через две стальные оправки, которые фиксируют каждый из них винтами. Величина магнитного поля в зазоре магнита составляет $0,7—0,8 \text{ Тл}$.

Сопротивление ФЭМ-детектора составляет около 230 Ом при $T = 300 \text{ К}$. Спектральная характеристика ФЭМ-сигнала, приведенная к аналогичной мощности падающего излучения, показана на рис. 4. Максимум спектральной характеристики находится в районе $\lambda \approx 6,0 \text{ мкм}$. Вольтовая чувствительность $R_{\lambda \text{max}}$ и удельная обнаружительная способность $D_{\lambda \text{max}}^*$ (на частоте 1200 Гц) в максимуме спектральной характеристики равны $R_{\lambda \text{max}} \approx (0,8—1,0) \text{ В/Вт}$ и $D_{\lambda \text{max}}^* \approx (0,8—0,9) \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Чувствительность на длине волны $\lambda \approx 6,7 \text{ мкм}$ составляет примерно 60% от $R_{\lambda \text{max}}$. Фотоэлектрические параметры ФЭМ-детектора измерены в магнитном поле индукцией $B \approx 0,8 \text{ Тл}$.

Заключение

Оптимальное акцепторное легирование узкозонных полупроводниковых монокристаллов КРТ позволяет существенно повысить как вольтовую чувствительность, так и удельную обнаружительную способность неохлаждаемых ФЭМ-детекторов, изготовленных на основе этого материала. Оптимальный уровень акцепторного легирования лежит в области концентраций $p = (5—6)n_i$. Оптимизационный метод позволяет повысить фотоэлектрические параметры ФЭМ-детекторов во много раз большую степень, чем это достигается для неохлаждаемых ФП-детекторов на основе узкозонных монокристаллов КРТ.

Представлен модифицированный ФЭМ-детектор с составной приемной площадкой, позволяющей дополнительно повысить напряжение сигнала.

Л и т е р а т у р а

1. Piotrowski Y., Galus W., Grudzien M.// Infrared Phys. 1991. № 31. P. 1.
2. Lile D.// Phys. Rev. B. 1973. 8. P. 4708.
3. Hansen G. L., Schmit Y. L., Casselman T. N.// J. Appl. Phys. 1982. № 53. P. 7099.

4. Hansen G. L., Schmit Y. L.// J. Appl. Phys. 1983. № 54. P. 1639.
5. Rogalski A. Infrared Detectors — (Electrocomponent science monographs; 10)/ Ed. by Donard de Cogan, University of East Anglia, Norwich, UK, 2000. P. 681.
6. Casselman T. N., Petersen P. E. Solid-St. Commun., 1980. № 33. P. 615.
7. Peterson P. E.// Semiconductors and Semimetals/Ed. by R. K. Willardson and A. C. Beer, Academic Press, NY. 1981. V. 18. P. 121.
8. Chen M. C., Colombo L.// J. Appl. Phys. 1992. № 72. P. 4761.
9. Djuric Z., Yaksic Z., Djinovic Z., Matic M., Lazic Z.// Microelectronics J. 1994. № 25. P. 99.
10. Gaziyev F. N., Guliyev Sh. M., Salayev E. Yu.// Appl. Phys. (Russia). 2001. V. 1. № 1. P. 13—19.
11. Moss T. S., Burrell G. Y., Ellis B.// Semiconductor Optoelectronics (Butterworths). — London, 1973.
12. Huseynov E. K., Gaziyev F. N.// Proceeding of SPIE. 1999. V. 3819. P. 49—54.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2004 г.

HgCdTe based PEM detector for middle range of IR-spectrum

F. N. Gaziyev, I. A. Nasibov, T. I. Ibragimov, E. K. Huseynov
Institute of Physics of Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan

The calculation of dependence photoelectric parameters of the uncooled photoelectromagnetic (PEM) detector of infrared range of spectrum on the basis of monocrystals $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.2$) from the level of an acceptor doping of semiconductor material was carried out. It is shown, that the optimum acceptor doping allows to increase essentially both the voltage response and specific detectivity of photodetector. The modified construction of the PEM detector permitting to increase more its voltage response is represented. The photoelectric parameters of manufactured PEM detector for middle range of IR-spectrum of 3—7 μm with a maximum of responsivity near 6 μm are given.

УДК 621.383.52:546.48'49'24

Определение длины диффузии носителей в ЭС КРТ по измерениям фоточувствительной площади фотодиода

К. О. Болтарь, Н. И. Яковлева

ФГУП «Научно-производственное объединение "Орион" — Государственный научный центр РФ, Москва, Россия

Разработана математическая модель и отработана программа ЭВМ для оценки эффективной диффузионной длины неосновных носителей заряда по экспериментальной зависимости сигнала фотодиода от перемещения оптического зонда вдоль фоточувствительной площадки фотодиода. Анализируется связь полученных данных методом оценок диффузионной длины для фотодиодов из КРТ диапазонов 8—12 и 3—5 мкм с результатами других методов и технологией получения фотодиодов.

Уменьшение геометрических размеров фоточувствительного элемента (ФЧЭ) до величины $\sim 20 \times 20$ мкм и шага ФЧЭ менее 50 мкм в матричных фотоприемниках (МФП) на основе фотодиодов из КРТ в ИК-диапазоне спектра требует точной оценки длины диффузии неосновных носителей заряда в эпитаксиальных слоях (ЭС) КРТ [1—5].

Фрагмент топологии МФП показан на рис. 1. МФЧЭ представляет собой двухмерный массив чувствительных элементов n -типа проводимости в эпитаксиальном слое $Cd_xHg_{1-x}Te$ толщиной ~ 15 мкм проводимости p -типа, разделенных диэлектриком. Размер p - n -перехода составляет ~ 20 мкм. Каждый p - n -переход имеет индивидуальный In контакт, шаг между элемен-

тами задается соответственными топологическими нормами для каждого конкретного формата МФП.