

Двумерное моделирование $p-i-n$ -фотодиодов большой площади на основе InGaAs/InP

© С.А. Малышев[¶], А.Л. Чиж^{¶¶}, Ю.Г. Василевский^{¶¶¶}

Институт электроники Национальной академии наук Беларуси,
220090 Минск, Республика Беларусь

(Получена 27 января 2006 г. Принята к печати 30 января 2006 г.)

Разработана стационарная физико-топологическая модель $p-i-n$ -фотодиода на основе двумерного дрейфово-диффузионного описания процессов переноса носителей заряда в многослойных гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ с учетом функции распределения Ферми–Дирака для электронов и дырок, зависимости подвижности от концентрации легирующей примеси и напряженности электрического поля, а также термоэлектронной эмиссии и туннелирования носителей заряда на гетерограницах. Проведен анализ влияния конструктивных параметров на характеристики $p-i-n$ -фотодиода большой площади и предложены пути расширения его динамического диапазона.

PACS: 73.40.Kp, 78.66.Fd, 85.30.De, 85.60.Dw

1. Введение

Необходимость создания быстродействующих и протяженных волоконно-оптических линий связи требует разработки элементной базы как для высокоскоростных систем передачи и приема информации, так и элементной базы для прецизионной измерительной аппаратуры. Одним из важнейших типов измерительной техники для обслуживания систем волоконно-оптической связи являются измерители оптической мощности, технические характеристики которых в значительной степени определяются параметрами используемых в них фотодиодов.

Фотодиоды на основе InGaAs/InP большой площади (диаметр фоточувствительной площади более 500 мкм) необходимы для измерения мощности оптического излучения, передаваемой по волоконно-оптическому кабелю в спектральном диапазоне 0.8–1.6 мкм. Отличительной особенностью данных фотодиодов является их функционирование при нулевом напряжении смещения. К основным техническим требованиям фотодиодов большой площади для измерительной аппаратуры относятся: широкий динамический диапазон, высокая чувствительность и однородность параметров по фоточувствительной поверхности фотодиода. В этой связи целью данной работы является теоретическое исследование способов расширения динамического диапазона $p-i-n$ -фотодиодов на основе InGaAs/InP.

2. Стационарная модель $p-i-n$ -фотодиода

В литературе представлено множество программных продуктов для моделирования различных полупроводниковых приборов, которые широко используются при

разработке. Однако при моделировании оптоэлектронных приборов на основе многослойных гетероструктур $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ существует ряд специфических особенностей. Следует учитывать статистику Ферми–Дирака, различные виды межзонной рекомбинации носителей зарядов, неравновесные и квантовые эффекты, а также связь между оптическими процессами и процессами переноса. Важным требованием для программ, выполняющих моделирование оптоэлектронных приборов, является возможность изменения реальных технологических и конструктивных параметров, что значительно упрощает процесс разработки и оптимизации их конструкции [1].

Практически все существующие модели $p-i-n$ -фотодиодов основываются на одномерном дрейфово-диффузионном описании переноса носителей заряда, что является оправданным, так как в $p-i-n$ -фотодиодах перенос носителей заряда и распространение оптического излучения происходят вдоль одного направления. Однако в одномерных моделях нельзя учесть эффекты, связанные с поверхностной рекомбинацией и с неоднородным распределением падающего излучения по поверхности фотодиода, что является важным для $p-i-n$ -фотодиодов большой площади. В связи с этим возникает необходимость в создании двумерных или трехмерных моделей $p-i-n$ -фотодиодов.

2.1. Перенос, генерация и рекомбинация носителей заряда

Так как $p-i-n$ -фотодиод большой площади имеет цилиндрическую форму (рис. 1), уравнение Пуассона и уравнения непрерывности для электронов и дырок, описывающие перенос носителей заряда в полупроводниках, удобно использовать в цилиндрических координатах. При этом интегральная форма этих уравнений в стационарном случае с учетом симметрии по координате ψ

[¶] E-mail: malyshev@ieec.org

^{¶¶} E-mail: chizh@ieec.org

^{¶¶¶} E-mail: vasileuski@ieec.org

принимает следующий вид:

$$\left\{ \begin{aligned} & \int_{L_p^+} D_z \rho d\rho - \int_{L_p^-} D_z \rho d\rho + \int_{L_z^+} D_\rho \rho dz - \int_{L_z^-} D_\rho \rho dz \\ & = e \int_{S_{\rho z}} [n - p + N] \rho d\rho dz \\ & \int_{L_p^+} J_{nz} \rho d\rho - \int_{L_p^-} J_{nz} \rho d\rho + \int_{L_z^+} J_{n\rho} \rho dz - \int_{L_z^-} J_{n\rho} \rho dz \\ & = e \int_{S_{\rho z}} [R_n - G] \rho d\rho dz \\ & \int_{L_p^+} J_{pz} \rho d\rho - \int_{L_p^-} J_{pz} \rho d\rho + \int_{L_z^+} J_{p\rho} \rho dz - \int_{L_z^-} J_{p\rho} \rho dz \\ & = e \int_{S_{\rho z}} [G - R_p] \rho d\rho dz \end{aligned} \right. , \quad (1)$$

где D_z, D_ρ — проекции вектора электрической индукции на ось z и плоскость xu , n, p — концентрации электронов и дырок, N — концентрация активной примеси, $J_{nz}, J_{n\rho}, J_{pz}, J_{p\rho}$ — проекции векторов плотности тока проводимости электронов и дырок на ось z и плоскость xu соответственно, R_n, R_p — скорости рекомбинации электронов и дырок, G — скорость фотогенерации пар электрон-дырка. В приближении времени релаксации и в изотермических условиях плотности электронного и дырочного токов проводимости равны:

$$\begin{aligned} J_n(\rho, z) &= \mu_n(\rho, z)n(\rho, z)\nabla F_n(\rho, z), \\ J_p(\rho, z) &= \mu_p(\rho, z)p(\rho, z)\nabla F_p(\rho, z), \end{aligned} \quad (2)$$

где μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок, F_n, F_p — энергии квазиуровней Ферми электронов и дырок.

Так как в $p-i-n$ -фотодиодах напряженность электрического поля E может достигать величины 10^6 В/см, а концентрация активной примеси существенно изменяется вдоль структуры, необходимо учитывать зависимость подвижностей носителей заряда от напряженности электрического поля и концентрации активной примеси [1]:

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0} + \vartheta_n |E|^{\gamma_n - 1} / E_n^{\gamma_n}}{1 + |E|^{\gamma_n} / E_n^{\gamma_n}}, \quad \mu_{n0} = \mu_n^{\min} + \frac{\mu_n^{\max} - \mu_n^{\min}}{1 + |N|^{\beta_n} / N_{\mu n}^{\beta_n}}, \quad (3)$$

$$\mu_p = \frac{\mu_{p0}}{[1 + (\mu_{p0} |E| / \vartheta_p)^{\gamma_p}]^{1/\gamma_p}}, \quad \mu_{p0} = \mu_p^{\min} + \frac{\mu_p^{\max} - \mu_p^{\min}}{1 + |N|^{\beta_p} / N_{\mu p}^{\beta_p}}, \quad (4)$$

где $\mu_{n0}, \mu_n^{\min}, \mu_n^{\max}$ — низкополевая подвижность электронов и ее минимальное и максимальное значения; $\mu_{p0}, \mu_p^{\min}, \mu_p^{\max}$ — низкополевая подвижность дырок и ее минимальное и максимальное значения, ϑ_n, ϑ_p — скорости насыщения электронов и дырок, $N_{\mu n}$ и $N_{\mu p}$ — нормировочная концентрация легирующей примеси в модели подвижности для электронов и дырок, $\gamma_n, \gamma_p, \beta_n, \beta_p$ — подгоночные параметры, согласующие теоретические выражения (3) и (4) с экспериментальными данными, E — электрическое поле, E_n — напряженность электрического поля, при которой происходит превышение скорости электронов над скоростью насыщения.

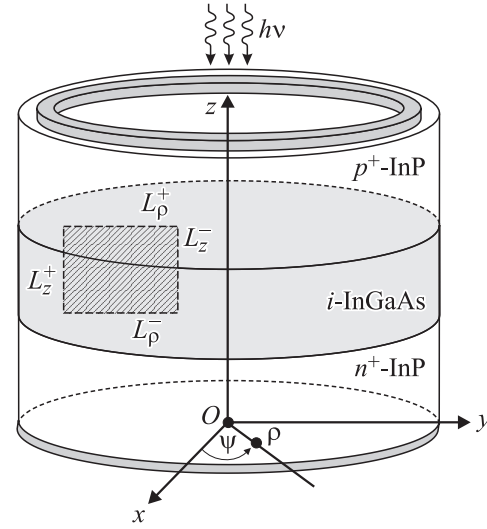


Рис. 1. Модель $p-i-n$ -фотодиода.

Эффективным подходом к учету различных видов и механизмов рекомбинации является использование модели Шокли-Рида-Холла во всем диапазоне концентрации примеси и модели оже-рекомбинации зона-зона [2]:

$$R_n = R_p = R_{\text{SHR}} + R_{\text{Aug}}, \quad (5)$$

$$R_{\text{SHR}} = \frac{np - n_0 p_0}{\tau_p n + \tau_n p + \sqrt{n_0 p_0 \tau_n \tau_p}}, \quad (6)$$

$$R_{\text{Aug}} = (B_n n + B_p p)(np - n_0 p_0). \quad (7)$$

Сущность этого подхода заключается в использовании эмпирической зависимости времени жизни носителей заряда от концентрации активной примеси:

$$\tau_{n,p}(|N|) = \frac{\tau_{n,p0}}{1 + (|N|/N_\tau)^{\beta_\tau}}. \quad (8)$$

Здесь n_0, p_0 — концентрация равновесных носителей заряда, τ_n, τ_p — времена жизни электронов и дырок, B_n, B_p — коэффициенты оже-рекомбинации, N_τ — нормировочная концентрация легирующей примеси, β_τ — подгоночный параметр, согласующий выражение (8) с экспериментальными данными.

Распределение оптического излучения вдоль структуры фотодиода учитывается через скорость генерации следующим образом:

$$G(\rho, z) = \eta \alpha(z) P_{\text{opt}} \frac{P_0(z, \lambda)}{A h \nu}, \quad (9)$$

где η — внутренняя квантовая эффективность, $h \nu$ — энергия фотона, λ — длина волны, α — коэффициент поглощения, A — площадь фоточувствительной области, P_{opt} — мощность падающего на фотодиод излучения, $P_0(z, \lambda)$ — нормированная на единицу величина статического распределения интенсивности оптического

излучения вдоль оси z , которая с учетом отражения от обратного металлического контакта равна:

$$P_0(z, \lambda) = [1 - r_1(\lambda)] \exp\left(\int_0^z -\alpha(x, \lambda) dx\right) + r_2(\lambda) \exp\left(\int_0^d -\alpha(x, \lambda) dx + \int_0^{d-z} -\alpha(d-x, \lambda) dx\right), \quad (10)$$

где d — толщина моделируемой структуры, r_1, r_2 — коэффициенты отражения оптического излучения от фоточувствительной поверхности $p-i-n$ -фотодиода и от обратного металлического контакта соответственно. Ток I через фотодиод находится интегрированием плотностей токов проводимости электронов и дырок по площади одного из металлических контактов, например нижнего:

$$I = 2\pi \int_0^R [J_{nz}(\rho, 0) + J_{pz}(\rho, 0)] \rho d\rho, \quad (11)$$

где R — радиус моделируемой структуры фотодиода.

2.2. Граничные условия

Граничные условия на границе полупроводник-диэлектрик определяются по закону Гаусса:

$$\begin{cases} D_z(\rho, d) = \sigma_s(\rho, d) \\ \frac{J_{pz}(\rho, d)}{e} = -\frac{J_{nz}(\rho, d)}{e} \\ \quad = \frac{np - n_0p_0}{n/S_p + p/S_n + \sqrt{n_0p_0/S_nS_p}} \end{cases}, \quad (12)$$

где σ_s — поверхностная плотность заряда, S_n, S_p — скорость поверхностной рекомбинации электронов и дырок. В предположении идеальности омических контактов граничные условия на границе металл-полупроводник имеют следующий вид:

$$\begin{cases} F_n(\rho, 0) = F_p(\rho, 0) = -eU/2 \\ n(\rho, 0) - p(\rho, 0) + N(\rho, 0) = 0 \\ F_n(\rho, d) = F_p(\rho, d) = eU/2 \\ n(\rho, d) - p(\rho, d) + N(\rho, d) = 0 \end{cases}, \quad (13)$$

где U — напряжение на фотодиоде. Для выделения области моделирования от окружающей полупроводниковой среды необходимо ввести дополнительные искусственные граничные условия на боковой поверхности фотодиода:

$$D_\rho(R, z) = J_{n\rho}(R, z) = J_{p\rho}(R, z) = 0. \quad (14)$$

Выражение (2) для плотностей токов проводимости электронов и дырок несправедливо для структур с резким гетеропереходом, так как перенос носителей заряда через гетерограницу осуществляется посредством термоэлектронной эмиссии и туннелирования, а квазиуровни Ферми F_n и F_p в общем случае терпят разрыв на гетерограницах. Поэтому граничные условия (12)–(14) необходимо дополнить внутренними граничными условиями на гетерограницах, которыми будет являться уравнение баланса токов проводимости с обеих сторон барьера на гетерогранице, а также само выражение для токов проводимости через гетерограницу [1,3,4]:

$$J_{nz} = \frac{em_n^-}{2\pi^2\hbar^3} \iint [f^+(\bar{E}^+) - f^-(\bar{E}^-)] T_e(\bar{E}^-, E_{\parallel}^-) d\bar{E}^- dE_{\parallel}^- \\ = \frac{em_n^+}{2\pi^2\hbar^3} \iint [f^+(\bar{E}^+) - f^-(\bar{E}^-)] T_e(\bar{E}^+, E_{\parallel}^+) d\bar{E}^+ dE_{\parallel}^+, \quad (15)$$

где верхние индексы $-$ и $+$ относятся к левому и правому полупроводнику относительно гетерограницы соответственно, m_n — эффективная масса электрона в зоне проводимости, \bar{E} — полная энергия носителя заряда, E_{\parallel} — кинетическая энергия носителя заряда в направлении, параллельном нормали к плоскости гетерограницы. Если считать, что в рассматриваемой системе полупроводники имеют изотропный параболический закон дисперсии, то полные энергии электронов в левом и в правом от гетерограницы полупроводнике можно представить в виде суммы потенциальной энергии дна зоны проводимости E_c и кинетических энергий в направлении, параллельном и перпендикулярном нормали к плоскости гетерограницы:

$$\begin{cases} \bar{E}^- = E_c^- + E_{\parallel}^- + E_{\perp}^- \\ \bar{E}^+ = E_c^+ + E_{\parallel}^+ + E_{\perp}^+ \end{cases}. \quad (16)$$

При переходе электронов через границу должны выполняться законы сохранения энергии и импульса, поэтому

$$\begin{cases} \bar{E}^- = \bar{E}^+ \\ m_n^- E_{\perp}^- = m_n^+ E_{\perp}^+ \end{cases}. \quad (17)$$

Интегралы в выражении (15) удобно вычислять со стороны полупроводника, у которого энергия дна зоны проводимости больше. При этом пределы интегрирования находятся из условия, что кинетические энергии E_{\parallel} и E_{\perp} в полупроводнике, у которого энергия дна зоны проводимости меньше, должны быть положительными:

$$J_{nz} = \frac{em_n^{\max}}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_c^{\min}}^{+\infty} \frac{M_1 d\bar{E}}{1 + M_1 + M_2 + M_3} \int_{E - \varepsilon_n}^{\bar{E} - E_c^{\max}} T_e(E_{\parallel}) dE_{\parallel}, \quad (18)$$

где

$$M_1 = \exp \frac{F_n^+ - F_n^-}{kT},$$

$$M_2 = \exp \frac{\bar{E} - F_n^-}{kT},$$

$$M_3 = \exp \frac{F_n^+ - \bar{E}}{kT},$$

$$\varepsilon_n = E_c^{\max} - \frac{m_n^{\max}}{m_n^{\min}} (\bar{E} - E_c^{\min}),$$

$$E_c^{\min} = \min(E_c^-, E_c^+), \quad E_c^{\max} = \max(E_c^-, E_c^+),$$

F_n^-, E_n^+ — энергии квазиуровней Ферми для электронов на гетерогранице, m_n^{\max} — эффективная масса электронов в полупроводнике с большей энергией дна зоны проводимости, m_n^{\min} — эффективная масса электронов в полупроводнике с меньшей энергией дна зоны проводимости. Вероятность T_e прохождения электроном потенциального барьера на гетерогранице для классически возможных переходов (термоэлектронная эмиссия) принимается равной 1, а для классически запрещенных переходов (туннелирование) вычисляется с помощью метода Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна:

$$T_e(E_{\parallel}) = \begin{cases} 1, & E_{\parallel} \geq 0, \\ \exp M_4, & E_{\parallel} < 0, \end{cases} \quad (19)$$

где

$$M_4 = -\frac{\sqrt{8}}{\hbar} \int_{z_{\text{int}}}^{z(E_{\parallel})} \left\{ m_n [E_c^{\max} - E_c(z) + E_{\parallel}] \right\} dz,$$

z_{int} — координата гетерограницы, а $z(E_{\parallel})$ — координата классической точки поворота туннелирующего электрона с кинетической энергией E_{\parallel} . Аналогичным образом находится выражение для плотности дырочного тока проводимости через гетерограницу, который равен сумме токов тяжелых и легких дырок.

2.3. Дискретная физико-топологическая модель

Для дискретизации системы дифференциальных уравнений в частных производных (1) использовался интегро-интерполяционный метод Тихонова и Самарского (метод баланса), который обеспечивает консервативность и однородность разностной схемы [5]. Неравномерная сетка пространственной дискретизации по координате z и ρ строилась на основе изменения электрического потенциала ϕ вдоль структуры. В результате интегрирования системы уравнений (1) на прямоугольной ячейке дискретизации получим следующую систему

нелинейных алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} (D_{i+1/2,j} - D_{i-1/2,j}) \frac{\Delta\rho_{j-1} + \Delta\rho_j}{\Delta z_{i-1} + \Delta z_i} + \frac{\rho_{j+1/2}}{\rho_j} D_{i,j+1/2} \\ - \frac{\rho_{j-1/2}}{\rho_j} D_{i,j-1/2} = e(p_{i,j} - n_{i,j} - N_{i,j}) \frac{\Delta\rho_{j-1} + \Delta\rho_j}{2}, \\ (J_{ni+1/2,j} - J_{ni-1/2,j}) \frac{\Delta\rho_{j-1} + \Delta\rho_j}{\Delta z_{i-1} + \Delta z_i} + \frac{\rho_{j+1/2}}{\rho_j} J_{ni,j+1/2} \\ - \frac{\rho_{j-1/2}}{\rho_j} J_{ni,j-1/2} = e(R_{i,j} - G_{i,j}) \frac{\Delta\rho_{j-1} + \Delta\rho_j}{2}, \\ (J_{pi+1/2,j} - J_{pi-1/2,j}) \frac{\Delta\rho_{j-1} + \Delta\rho_j}{\Delta z_{i-1} + \Delta z_i} + \frac{\rho_{j+1/2}}{\rho_j} J_{pi,j+1/2} \\ - \frac{\rho_{j-1/2}}{\rho_j} J_{pi,j-1/2} = -e(R_{i,j} - G_{i,j}) \frac{\Delta\rho_{j-1} + \Delta\rho_j}{2}, \end{cases} \quad (20)$$

где $i = 1 \dots N_z, j = 1 \dots N_\rho$ — индексы изменения точек вдоль осей z и ρ ; N_z, N_ρ — числа точек дискретизации по координате Z и ρ . Ток через фотодиод рассчитывается по следующей формуле:

$$I = \pi \sum_{j=1}^{N_\rho} (J_{n1/2,j} + J_{p1/2,j}) (\rho_{j+1/2}^2 - \rho_{j-1/2}^2). \quad (21)$$

Полученная в результате дискретизации система нелинейных алгебраических уравнений (20) решалась с помощью метода Ньютона с демпфированием. При этом система линейных алгебраических уравнений решалась в рамках последовательной концепции стабилизированным методом двойных сопряженных направлений [6]. Входными параметрами модели являются количество эпитаксиальных слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, составляющих кристалл фотодиода, их состав, задающийся молярной долей y , и электрофизические параметры, определяемые с помощью интерполяционного метода [1]. Внешнее напряжение смещения и оптическая мощность задаются в соответствии с требуемым режимом работы.

3. Моделирование $p-i-n$ -фотодиода

Для расширения динамического диапазона фотодиода необходимо, с одной стороны, уменьшать темновой ток [7], а с другой — увеличивать значение критической мощности излучения P_{\max} , соответствующей отклонению в 1 дБ ватт-амперной характеристики $I(P)$ от линейного закона или, что то же самое, уменьшению чувствительности на 11%.

Выходной сигнал $p-i-n$ -фотодиода в общем случае ограничен двумя факторами: насыщением фототока при больших оптических мощностях из-за экранирования внутреннего электрического поля фотогенерированными носителями заряда, а также тепловым пробоем вследствие нагрева поглощающего слоя InGaAs джоулевым теплом [8]. Следует отметить, что при работе $p-i-n$ -фотодиода при близких к нулю напряжениях смещения тепловые процессы не играют существенную роль.

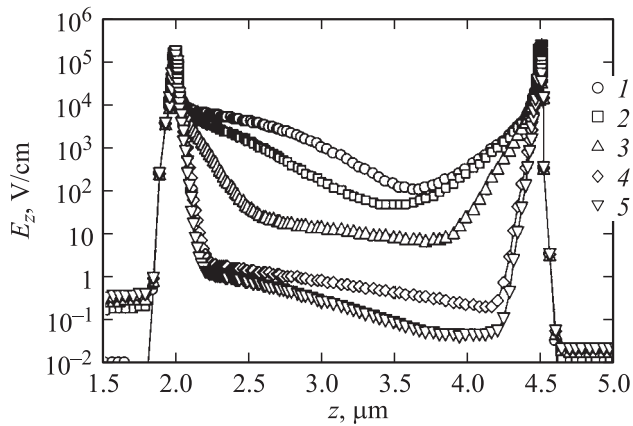


Рис. 2. Распределения электрического поля E_z вдоль оси z в центре $p-i-n$ -фотодиода при различных мощностях освещения P на длине волны 1.55 мкм, диаметре светового пятна 300 мкм и нулевом напряжении смещения. P , мВт: 1 — 0, 2 — 3, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 15.

Структура моделируемого $p-i-n$ -фотодиода состоит из верхнего слоя p^+ -InP толщиной 2.0 мкм и с концентрацией акцепторной примеси $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, поглощающего слоя n^0 -In_{0.53}Ga_{0.47}As толщиной 2.5 мкм и с концентрацией донорной остаточной примеси $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а также подложки n^+ -InP с концентрацией донорной примеси $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Контакт к p^+ -области представляет собой кольцо шириной 55 мкм с внутренним диаметром 860 мкм. На рис. 2 приведены распределения напряженности электрического поля E_z вдоль оси z в центре $p-i-n$ -фотодиода с диаметром фоточувствительной области 1000 мкм при различных мощностях освещения на длине волны 1.55 мкм. При этом учитывалось полное обратное отражение оптического излучения от тыльного омического контакта, а коэффициент отражения от фоточувствительной поверхности фотодиода принимался равным нулю. Из рисунка видно, что при увеличении мощности освещения происходит ослабление внутреннего электрического поля $p-n$ -перехода, а при оптической мощности $P = 15$ мВт напряженность электрического поля в поглощающем слое практически равна нулю. Таким образом, при проектировании $p-i-n$ -фотодиода с высоким значением фототока насыщения необходимо создавать условие, при котором при нулевом напряжении смещения напряженность внутреннего электрического поля $p-n$ -перехода должна быть как можно большей.

Для увеличения критической мощности излучения P_{max} необходимо устранить влияние потенциальных барьеров на гетерограницах на перенос носителей заряда [9]. Прямым способом уменьшить барьер для дырок на гетерогранице p^+ -InP/ n^0 -InGaAs и таким образом увеличить ток насыщения является использование верхнего слоя p^+ -InGaAsP с более узкой шириной запрещенной зоны, чем у InP. Однако в этом случае чувствительность $p-i-n$ -фотодиода в коротковолновой области уменьшается. Другим способом устранения влияния разрыва

валентной зоны на гетерогранице p^+ -InP/ n^0 -InGaAs на перенос носителей заряда является увеличение напряженности электрического поля в области гетерограницы, что может быть достигнуто формированием $p-n$ -перехода в поглощающем InGaAs-слое вблизи гетерограницы.

Увеличить критическую мощность излучения $p-i-n$ -фотодиода можно с помощью увеличения степени легирования p^+ -области и толщины верхнего слоя p^+ -InP. При этом в случае полного обеднения поглощающего i -слоя при нулевом напряжении смещения имеет значение произведение концентрации акцепторной примеси N_a на толщину p^+ -области d_p : $C = N_a d_p$ (рис. 3). Из рис. 3 видно, что при малых мощностях освещения значение параметра C не оказывает влияния на однородность чувствительности по поверхности фотодиода.

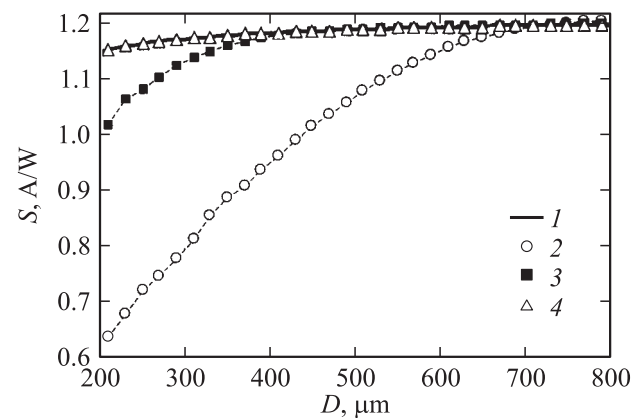


Рис. 3. Зависимости чувствительности $p-i-n$ -фотодиода S от диаметра светового пятна D при различных мощностях освещения P на длине волны 1.55 мкм, нулевом напряжении смещения и различных значениях параметра C . P , мВт: 1 — > 1 , 2–4 — 10. C , 10^{14} см^{-2} : 1 — > 1 , 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20.

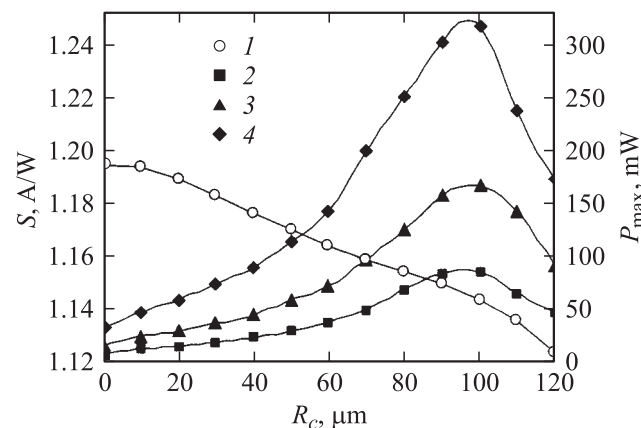


Рис. 4. Зависимости чувствительности S (кривая 1) и критической мощности излучения P_{max} (кривые 2–4) $p-i-n$ -фотодиода от радиуса дополнительного кольцевого электрода R_c шириной 5 мкм при диаметре светового пятна 300 мкм, нулевом напряжении смещения и значениях параметра C , 10^{14} см^{-2} : 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20.

При больших мощностях освещения в $p-i-n$ -фотодиоде наблюдается зависимость чувствительности от диаметра светового пятна, что ограничивает его динамический диапазон. Однако $p-i-n$ -фотодиоды с большим значением параметра C имеют более высокую критическую мощность излучения.

Альтернативой увеличению толщины верхнего p^+ -InP-слоя и степени легирования p^+ -области является формирование дополнительного контактного электрода в центре фоточувствительной поверхности в виде тонкого кольца, что позволяет существенно повысить значение критической мощности излучения P_{\max} (рис. 4, кривые 2–4). Из рис. 4 видно, что увеличение значения параметра C в 2 раза приводит к двукратному увеличению критической мощности излучения. Следует отметить также, что, изменяя радиус дополнительного кольцевого электрода, можно добиться увеличения критической мощности излучения, как минимум, на порядок. Незначительное уменьшение спектральной чувствительности фотодиода (кривая 1 на рис. 4) связано с отражением части падающего оптического излучения от дополнительного металлического электрода.

4. Заключение

Разработана стационарная физико-топологическая модель $p-i-n$ -фотодиода, основанная на дрейфово-диффузионной схеме переноса носителей заряда в многослойных гетероструктурах на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ с учетом функции распределения Ферми–Дирака для электронов и дырок, зависимости подвижности от концентрации легирующей примеси и напряженности электрического поля, а также термоэлектронной эмиссии и туннелирования носителей заряда на гетерограницах. Модель может быть использована для оптимизации конструкции $p-i-n$ -фотодиодов на основе многослойных гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$.

Исследована конструкция $p-i-n$ -фотодиода большой площади на основе InGaAs/InP для измерителей оптической мощности. Установлено, что для увеличения критической мощности излучения необходимо формировать $p-n$ -переход в поглощающем слое InGaAs вблизи гетерограницы $p^+-\text{InP}/n^0\text{-InGaAs}$, увеличивать степень легирования в p^+ -области и толщину верхнего p^+ -InP-слоя. Показано, что с помощью дополнительного кольцевого электрода в центре фоточувствительной поверхности $p-i-n$ -фотодиода можно расширить динамический диапазон в 10 и более раз.

Список литературы

- [1] V. Palankovski, R. Quay. *Analysis and simulation of heterostructure devices* (Wien, Springer, 2004).
- [2] И.И. Абрамов, В.В. Харитонов. *Численное моделирование элементов интегральных схем* (Минск, Вышайш. шк., 1990).

- [3] K. Yang, J. East, G. Haddad. *Sol. St. Electron.*, **36** (3), 321 (1993).
- [4] A. Grinberg, S. Luryi. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **7** (45), 1561 (1998).
- [5] А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. *Уравнения математической физики* (М., Наука, 1972).
- [6] R. Barrett, M. Berry, T.F. Chan, J. Demmel, J. Donato, J. Dongarra, V. Eijkhout, R. Pozo, C. Romine, H. Van der Vorst. *Templates for the Solution of Linear Systems: Building Blocks for Iterative Methods*. 2nd ed. (Philadelphia, SIAM, 1994).
- [7] Y. Chen, W. Hsu, R. Hsu, Y. Wu, Y. Chen. *Jap. J. Appl. Phys.*, **42** (7a), 4249 (2003).
- [8] K. Williams, R. Esman. *J. Lightwave Technol.*, **17** (8), 1443 (1999).
- [9] S. Malyshev, A. Chizh, V. Andrievski. *Proc. 12th European Symp. „Gallium Arsenide and Other Compound Semiconductor Application“* (Amsterdam, Netherlands, 2004) p. 283.

Редактор Т.А. Полянская

2D modeling of large area InGaAs/InP $p-i-n$ photodiodes

S.A. Malyshev, A.L. Chizh, Y.G. Vasileuski

Institute of Electronics, National Academy of Sciences of Belarus,
220090 Minsk, Belarus

Abstract The steady-state physical model of the $p-i-n$ photodiode based on 2D drift-diffusion scheme of the charge transport in multilayer heterostructures of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ has been developed. The model takes into account Fermi statistics for electrons and holes, the charge carrier mobility dependence of the electric field and impurity concentration, as well as the thermionic emission and tunneling at the heterointerfaces. The influence of design parameters on characteristics of large area $p-i-n$ photodiode has been analyzed and the methods of dynamic range increasing have been suggested.