

Фотоэлектроника

УДК 621.383.4/5

Аналитический подход к выбору оптимальной структуры лавинных гетерофотодиодов на основе прямозонных полупроводников

В. А. Холоднов, И. Д. Бурлаков, А. А. Другова

Используя аналитическую модель лавинного гетерофотодиода (ЛГФД), изложены принципы выбора его оптимальной структуры. Модель базируется на аналитических выражениях для поля лавинного пробоя $p-n$ -гетероструктуры и межзонного туннельного тока в ней, который определяет минимальный уровень шума в ЛГФД на основе прямозонных полупроводников. Для уменьшения туннельного тока в этом случае нужно использовать структуру с разделенными областями поглощения и умножения (РОПУ). Рассмотренный подход позволяет аналитически определить параметры структуры, при которых последнее реализуется. Кроме того, он дает возможность в аналитическом виде определить параметры и структуры типа "low-high-low", которые одновременно обеспечивали бы как минимальный туннельный ток, так и минимальный лавинный шум-фактор.

PACS: 72.20.Ht, 72.20.Jv, 85.30.Mn, 85.30.Kk

Ключевые слова: аналитический метод оптимизации, прямозонный полупроводник, межзонный туннельный ток, разделенные области поглощения и умножения, лавинный шум-фактор.

Введение

В $p-n$ -гетероструктурах, как известно, реализуется широкозонное окно для оптического излучения, обеспечивающее ему проникновение без потерь в область пространственного заряда (ОПЗ) и, тем самым, повышать эффективность фотоприемника (ФП). При разработке лавинного гетерофотодиода (ЛГФД), как и ФП любого другого типа, стремятся, естественно, обеспечить как можно более высокие чувствительность и быстродействие, а также как можно более низкую мощность, эквивалентную шуму.

Структуру с разделенными областями поглощения и умножения (РОПУ) приходится использовать для разработки высокоэффективных

лавинных фотодиодов (ЛФД) на основе прямозонных полупроводников [1, 2] (рис. 1, а). Это обусловлено тем, что с увеличением напряжения V растет и межзонный туннельный ток. При значениях V , близких к напряжению лавинного пробоя V_{BD} [1—4], уже при комнатных температурах T в ряде прямозонных материалов даже с относительно большой шириной запрещенной зоны E_g (например, в $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$) эта компонента тока становится преобладающей.

$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ — один из наиболее важных материалов для техники оптической связи на длину волны λ до 1,7 мкм [1]. Резкое снижение туннельных токов в ЛФД можно обеспечить за счет использования гетероструктур с металлургической границей $p-n$ -перехода ($x = 0$) в их «широкозонной» (wg) части [1, 2] (рис. 1). Для достижения высоких характеристик ЛФД параметры гетероструктуры должны быть такими, чтобы в рабочем режиме область пространственного заряда (ОПЗ) проникала в «узкозонный» (ng), фотопоглощающий слой, а процесс лавинного размножения носителей вследствие падения напряженности электрического поля $E(x)$ вглубь к ng слою (рис. 1, б) развивался лишь в wg слое. В результате, получается ЛГФД с РОПУ.

Подавление туннельного тока обусловлено тем, что большому значению E отвечает и большая величина E_g . В «узкозонном» же слое $E(x)$ не

Холоднов Вячеслав Александрович, вед. научный сотрудник.
Другова Альбина Александровна, ст. научный сотрудник.
 Институт радиотехники и электроники
 им. В. А. Котельникова РАН.
 Россия, 125009, Москва, Моховая ул., 11, корп. 7.
 Тел. 8 (916) 189-11-28. E-mail: vkhodnov@mail.ru
Бурлаков Игорь Дмитриевич, зам. генерального директора
 по инновациям и науке.
 ОАО «НПО «Орион».
 Россия, 111123, Москва, ул. Косинская, 9.
 Тел. 8 (499) 374-51-42. E-mail: idbur@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 22 сентября 2014 г.

© Холоднов В. А., Бурлаков И. Д., Другова А. А., 2014

настолько велико, чтобы вызвать в нем большие туннельные токи. Для устранения втекания неосновных носителей в ОПЗ из квазинейтральных областей одну из сторон $p-n$ -перехода высоко легируют, а ng слой выращивают на «широкозонной», изотипной, высоколегированной подложке [1]. Поэтому наиболее оптимальной структурой оказывается либо структура $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$ -типа, либо $n_{wg}^+ - p_{wg} - p_{ng} - p_{wg}^+$ -типа в соответствие с тем, что дырка (например, в InP), либо электрон (например, в $Al_{0,48}In_{0,52}As$) обладают большей способностью к ударной генерации электронно-дырочной пары. Материалы InP и $Al_{0,48}In_{0,52}As$ широко используются при разработке ЛФД [1, 5—7].

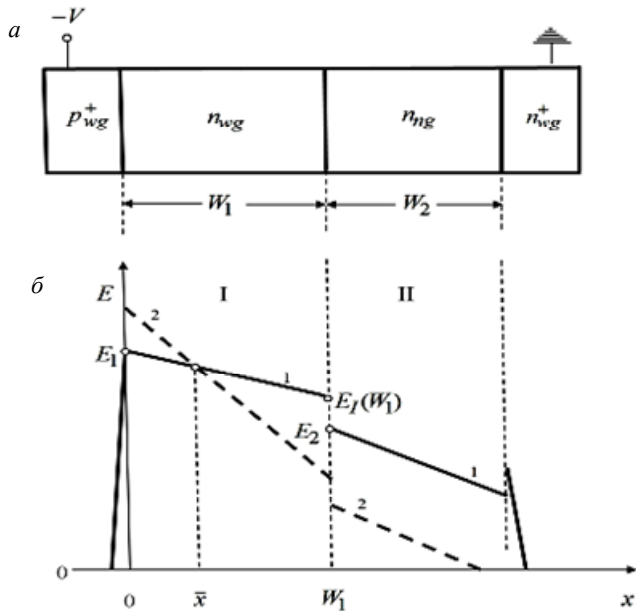


Рис. 1. Схема диода на основе $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$ гетероструктуры (а) и распределение напряженности электрического поля в ней при напряжениях лавинного пробоя (б); n_{wg} и n_{ng} — «широкозонный» (widegap) и «узкозонный» (narrowgap) слои n -типа, аналогично p_{wg}^+ и n_{wg}^+ ; 1 — $N_1 = N_1^{(0)}$, 2 — $N_1 > N_1^{(0)}$; N_1 — концентрация легирующей примеси в n_{wg} -слое I.

Для обеспечения высоких характеристик ЛГФД с РОПУ необходимо оптимизировать параметры гетероструктуры. От толщины wg слоя W_1 и от концентраций легирующих примесей в этом слое N_1 и в ng слое N_2 очень сильно зависит туннельный ток (рис. 2). Толщина ng слоя W_2 определяется, в основном, коэффициентом поглощения света γ и быстродействием.

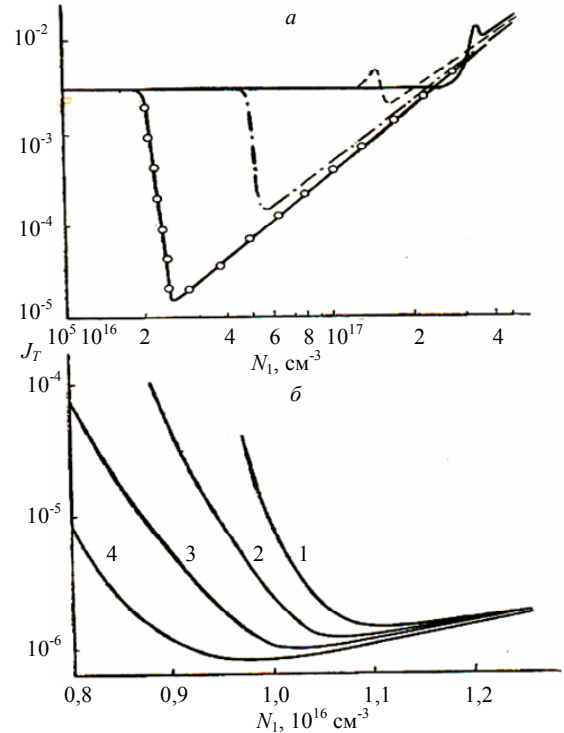


Рис. 2. Зависимость плотности туннельного тока от концентрации N_1 в случае независимых уровней легирования n_{wg} : InP и n_{ng} : $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ слоев при $W_2 = 2$ мкм. а — $N_2 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; W_1 , мкм: 1 — 0,1, 2 — 0,2, 3 — 0,5, 4 — 1; б — окрестность значений $N_1 = N_{1min}^{(T)}$; $W_2 = 2$ мкм; N_2 , см^{-3} : 1 — 10^{14} , 2 — 10^{15} , 3 — 10^{16} , 4 — 10^{17}

Постановка задачи

Для оптимизации нужно знать распределение $E(x)$. Оно находится из уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = -\frac{q \cdot N}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \tag{1}$$

и в слоях I и II (рис. 1) определяется соответственно выражениями:

$$E(x) = \left(E_1 - \frac{qN_1x}{\epsilon_0\epsilon_1} \right) \cdot U_-(l_1 - x), \tag{2}$$

$$E(x) = \left[E_2 - \frac{qN_2}{\epsilon_0\epsilon_2}(x - W_1) \right] \cdot U_-(w_1 + l_2 - x), \tag{3}$$

$$E_2 = \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} E_1 - \frac{qN_1W_1}{\epsilon_0\epsilon_2} \right) \cdot U_-(l_1 - W_1),$$

$$l_i = [(\epsilon_i \cdot \epsilon_0 \cdot E_i) / (q \cdot N_i)] \cdot U_+(W_i - l_i) + W_i \cdot U_-(l_i - W_i)$$

где $i = 1, 2$; $E_1 = E(0)$; $U_-(x)$ и $U_+(x)$ — ступенчатые ассиметричные единичные функции [8]; q — абсолютная величина заряда электрона; ϵ_0 — постоянная электрическая (в системе СИ); ϵ_1 и ϵ_2 — отно-

сительные диэлектрические постоянные n_{wg} и n_{ng} слоев.

Применение ЛФД обусловлено внутренним усилением фототока в них, которое определяется коэффициентом размножения фотоносителей M_{ph} . Поэтому лишь при одинаковых M_{ph} имеет смысл сравнение двух образцов на предмет выяснения, какой из них лучше.

Наименьшая спектральная плотность шума S_N определяется межзонным туннельным током. В рассматриваемом случае, используя результаты работ [9, 10], можно записать, что

$$S_N = 2qAM_{ph}^2 \sum_{i=1}^2 J_{T,i}(V) F_{ef,i}(M_{ph}), \quad (4)$$

где A — площадь поперечного сечения образца; $F_{ef,i}(M_{ph})$ — эффективные факторы шума [9] в «широкозонном» слое умножения ($i = 1$) и в поглощающем слое ($i = 2$); $J_{T,i}(V)$ — плотности первичных (затравочных) туннельных токов в этих слоях. Из выражения (4) видно, что для заданного M_{ph} уровень шума определяется значениями первичных токов $I_{T1} = J_{T1} \cdot A$ и $I_{T2} = J_{T2} \cdot A$.

Традиционный способ вычисления $E(x)$ при лавинном размножении носителей, коэффициентов размножения $M(V)$ и значения V_{BD} на основе численного расчета известных интегральных соотношений [1—4] весьма трудоемок. Он не обладает наглядностью результатов и его очень трудно применять в сопутствующих задачах. При физическом проектировании ЛГФД с РОПУ такой задачей является расчет туннельных токов в условиях лавинного размножения носителей. Поэтому весьма ценно иметь аналитическую модель ЛГФД с РОПУ, позволяющую определять оптимальные уровни легирования слоев образца и их толщины. Основы такой модели изложены ниже.

Суть аналитической модели

1. Поле лавинного пробоя

Поле лавинного пробоя слоя I или II E_{iBD} будем называть значение максимальной напряженности электрического поля в соответствующем слое E_i (рис. 1, б), при котором происходит лавинный пробой, где $i = 1, 2$. Это значение для многих полупроводников, в том числе соединений A_3B_5 , можно записать в виде [2]:

$$E_{iBD}(N_i, W_i) = E_{iBD}(0, W_i) \cdot \left[1 + \frac{N_i}{\tilde{N}_i(W_i)} \right]^{1/8}; \quad (5)$$

$$E_{iBD}(0, W_i) = 1,64 \cdot 10^6 \cdot \frac{E_{gi}^{6/7} \cdot \varepsilon_i^{-3/7}}{W_i^{1/7}}; \quad (6)$$

$$\tilde{N}_i(W_i) = 6,24 \cdot 10^{14} \cdot \frac{\varepsilon_i^{4/7} \cdot E_{gi}^{6/7}}{W_i^{8/7}}. \quad (7)$$

В выражениях (5)—(7) напряженности полей E_{iBD} , ширины запрещенных зон E_{gi} , толщины слоев W_i , концентрации N_i и \tilde{N}_i измеряются в В/см, эВ, мкм, см⁻³, соответственно. Из физических соображений следует, что поле пробоя должно уменьшаться с уменьшением концентрации легирующей примеси N_i и с увеличением толщины слоя W_i . В выражениях (5)—(7) это и отражено. Когда $N_i \ll \tilde{N}_i(W_i)$ (рис. 3), то значение $E_{iBD} \cong E_{iBD}(0, W_i)$ не зависит от концентрации. Соотношения (5)—(7) являются обобщением хорошо известных приближенных выражений Зи-Гиббонса [3, 4] на конечную толщину слоев, что принципиально для рассматриваемой задачи. Использование выражений (5)—(7) существенно облегчает задачу определения оптимальных параметров гетероструктуры.

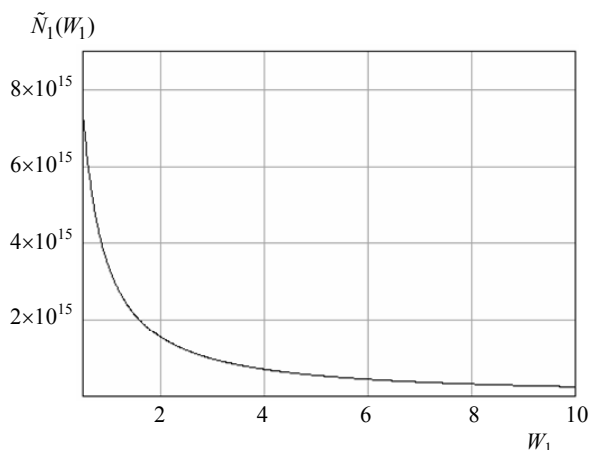


Рис. 3. Зависимость $\tilde{N}_1(W_1)$, см⁻³, от толщины слоя W_1 , мкм, слоя InP при $0,5 \leq W_1 \leq 10$. Отношение $\tilde{N}_1(W_1)$ в $Al_{0,48}In_{0,52}As$ к $\tilde{N}_1(W_1)$ в InP равно 1,076

2. Приближение квазиоднородного поля

Приближение квазиоднородного поля (ПКОП) [2] сильно помогает при вычислении туннельных токов. Возможность применения ПКОП обусловлена тем, что вследствие больших значений E при лавинном размножении носителей наклон энергетических зон, характеризуемый производной $\partial(q \cdot \varphi) / \partial x = -q \cdot E$, где φ — электрический потенциал, очень резкий. Последнее приводит к тому, что на длине туннелирования l_T , т. е. на длине, на которой энергия дна зоны проводимости $E_c(x)$ изменяется на величину, равную E_g (рис. 4, а), значение $E(x)$ практически не меняется, т. е., $\Delta E \ll E$ (рис. 4, б). Это позволяет плотности скоростей межзонной туннельной генерации носите-

лей $g_{Ti}(x)$ в I и II слоях структуры (рис. 1) описывать выражением:

$$g_{Ti}(x) \equiv (1/q) \cdot (\partial J_{Ti} / \partial x) = A_{Ti} \cdot E^2(x) \cdot \exp[-a_i / E(x)] \quad (8)$$

для пространственно-однородного поля, впервые полученного в работе [11], в котором

$$A_{Ti} = \frac{q^2}{(2\pi)^3 \cdot \hbar^2} \cdot \sqrt{\frac{2m_i^*}{E_{gi}}}, \quad a_i = \frac{\pi}{4q \cdot \hbar} \cdot \sqrt{2m_i^* \cdot E_g^3} \quad (9)$$

Здесь m_i^* — приведенные эффективные массы легких носителей $m_i^* = 2m_c m_v / (m_c + m_v)$ в соответствующих слоях, m_c и m_v — эффективные массы электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, \hbar — редуцированная постоянная Планка, $i = 1, 2$.

ПКОП немного занижает толщину реального барьера, а поэтому несколько завышает туннельные токи. Они очень резко зависят от параметров материала, которые в реальных образцах отличаются, как правило, от заложенных в расчет. К тому же, точный профиль распределения легирующих примесей $N_i(x)$, следовательно, и форма туннельного барьера обычно неизвестны. Поэтому небольшое завышение значений межзонных туннельных токов обеспечивает технологический запас, необходимый при разработке приборов.

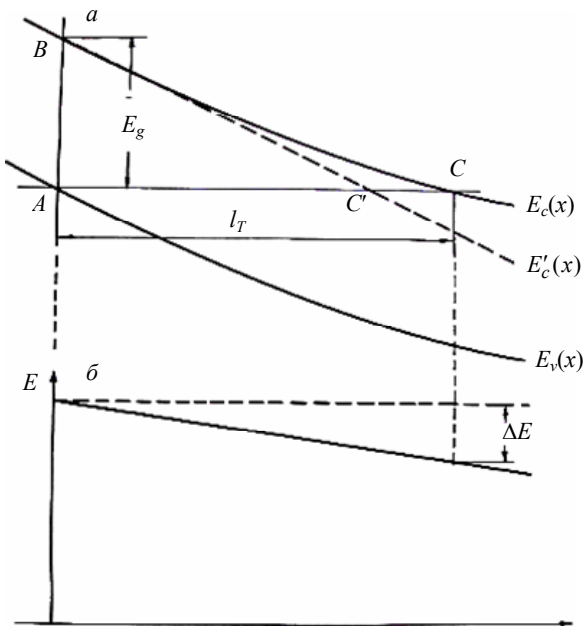


Рис. 4. Физический смысл приближения квазиоднородного поля: а — зонная диаграмма, б — распределение поля на длине тунnelирования l_T . ABC — действительный барьер, ABC' — фактически используемый. $E_v(x)$ — энергия потолка валентной зоны. Штриховые линии — $E(x) = \text{const}$

3. Первичный межзонный туннельный ток

Первичный межзонный туннельный ток через p — n -гетероструктуру — это аналог обычного межзонного генерационного тока в ней, только с другим механизмом генерации, а именно туннельным. Поэтому для его нахождения нужно проинтегрировать выражение (8) по ОПЗ структуры. В результате интегрирования можно получить удобную при анализе формулу для плотности первичного межзонного туннельного тока

$$J_T = \sum_{i=1}^2 J_{Ti} = \frac{\sqrt{2} \cdot q^3}{(2\pi)^3 \cdot \hbar^2} \times \sum_{i=1}^2 \sqrt{\frac{m_i^*}{E_{gi}}} \cdot L_{Ti} \cdot E_i^2 \cdot \exp\left(-\frac{a_i}{E_i}\right), \quad (10)$$

в которой $J_{T1} = \int_{\text{слой I}} g_{T1}(x) dx$, $J_{T2} = \int_{\text{слой II}} g_{T2}(x) dx$, а характерные размеры областей туннельной генерации носителей в I и II слоях

$$L_{Ti}(E_i, W_i) = \min \left\{ W_{Ti} \equiv \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_i \cdot E_i^2}{q \cdot a_i \cdot N_i}, W_i \right\}. \quad (11)$$

Формула (10) справедлива при выполнении условий

$$\delta_i \equiv \frac{N_i \cdot E_{gi}}{2\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E_i^2} < \frac{E_i}{a_i} \ll 1, \quad (12)$$

$$l_{Ti} \equiv l_T(E_{gi}, E_i) = E_{gi} / (q \cdot E_i) \ll l_i. \quad (13)$$

Смысл этих условий следующий. При выполнении неравенств (12) для $g_{Ti}(E)$, по крайней мере, в окрестности полей $E = E_i$ справедливо выражение (8). Туннельная генерация резко падает с уменьшением E при выполнении правого из неравенств (12). Поэтому, если $W_{Ti} < W_i$, то l_{Ti} определяется, в основном, туннелированием в области $0 \leq x \leq W_{T1}$ и $W_1 \leq x \leq W_1 + W_{T2}$. Выполнение условий (13) требуется при «проколе» соответствующих слоев структуры для пренебрежения туннелированием через ее гетерограницы, которое формула (10) не учитывает. Можно показать, что при лавинном пробое неравенства (12) и (13) справедливы практически для всех реальных значений параметров материалов, концентраций N_i и толщин слоев W_i гетероструктуры.

4. Прочие положения

4.1. Вычисление туннельных токов происходит при напряжениях лавинного пробоя $V = V_{BD}$, точнее, при $E_1 = E_{1BD}$, но $E_2 < E_{2BD}$. Это существенно облегчает задачу и создает также технологический запас. В рассматриваемых условиях из фор-

мулы (10) следует, что J_T сильно немонотонно зависит от концентрации легирующей примеси в «широкозонном» слое умножения N_1 (имеется глубокий, до двух-трех порядков, провал, рис. 2). Такая зависимость $J_T(N_1)$ обусловлена конкуренцией туннельных токов в «широкозонном» I и «узкозонном» II слоях гетероструктуры (рис. 1, а). Аналогичная зависимость остается и при конечных коэффициентах размножения фотоносителей M_{ph} (коэффициентах усиления фототока).

4.2. Нужно выбирать тот тип проводимости слоев I и II, при котором коэффициент ударной ионизации неосновных носителей больше, чем основных [10].

4.3. Необходимо требовать, чтобы лавинный пробой не только контролировался «широкозонным» слоем I (на рис. 1 — n_{wg} слоем), но и при лавинном пробое ОПЗ проникала бы в фотоположающий слой II (на рис. 1 — n_{ng} слой). Тогда за счет внутрizonного туннелирования фотоносителей через барьер на гетерогранице I-II слоев ($x = W_1$) и их разогрева они практически беспрепятственно будут проникать в слой размножения. Это подтверждено экспериментально [1].

Обсуждение модели

В работе изложены базисные положения подхода к определению оптимальных параметров структуры лавинного гетерофотодиода с разделенными областями поглощения и умножения (ЛГФД с РОПУ) (рис. 1), основанного на его аналитической модели. Эти положения (см. 1—4) позволяют существенно облегчить задачу оптимизации и обеспечить технологический запас, необходимый для успешной разработки приборов.

Подчеркнем, что при низких уровнях легирования $N_i \ll \tilde{N}_i(W_i)$ (см. выражение (7) и рис. 3) слоев гетероструктуры поля их лавинного пробоя определяются соответствующими толщинами (см. выражение (6)). Это необходимо учитывать при определении оптимальных параметров. Также необходимо учитывать туннелирование и в «широкозонном» слое умножения.

Один из основных результатов статьи иллюстрирует рис. 2. Из него видно, что плотность первичного межзонного туннельного тока J_T сильно немонотонно зависит от концентрации легирующей примеси в «широкозонном» слое умножения N_1 .

Важно отметить, что минимальное значение межзонного туннельного тока I_T достигается за счет увеличения N_1 (рис. 2). При заданном коэффициенте размножения фотоносителей M_{ph} это сопровождается ростом поля E_1 (рис. 1, б) [1—4].

В результате, различие между коэффициентами ударной ионизации электронов и дырок уменьшается [1—6] и, в свою очередь, увеличивается лавинный шум-фактор [1, 9, 10]. Поэтому для одновременного обеспечения низких значений I_T и лавинного шум-фактора нужно использовать гетероструктуру типа «low-high-low» (рис. 5). В такой структуре «широкозонный» слой I состоит из двух подслоев. Первый, примыкающий к металлургической границе p — n -перехода ($x = 0$ на рис. 1), — достаточно толстый и низколегированный, а второй, на границе с фотопоглощающим слоем II, — тонкий и высоколегированный. Уровень легирования фотопоглощающего слоя может быть умеренным. Наилучший вариант, когда слой I (рис. 5) изготовлен из материала i -типа. Тогда напряженность поля пробоя этого слоя E_{1BD} при заданной его толщине W_1 будет минимальной и падать с увеличением W_1 (см. выражение (6)), что, в свою очередь, приводит к падению туннельного тока I_T в этом слое (рис. 6). Туннельный же ток в поглощающем слое II можно сделать меньше I_T за счет сброса поля в высоколегированном (high) слое (рис. 6, б). Положения 1—4 дают возможность в аналитическом виде определить оптимальные параметры и гетероструктуры типа «low-high-low». Пример результатов аналитического подхода к определению оптимальных параметров структуры ЛГФД с РОПУ типа «low-high-low» иллюстрирует рис. 7.

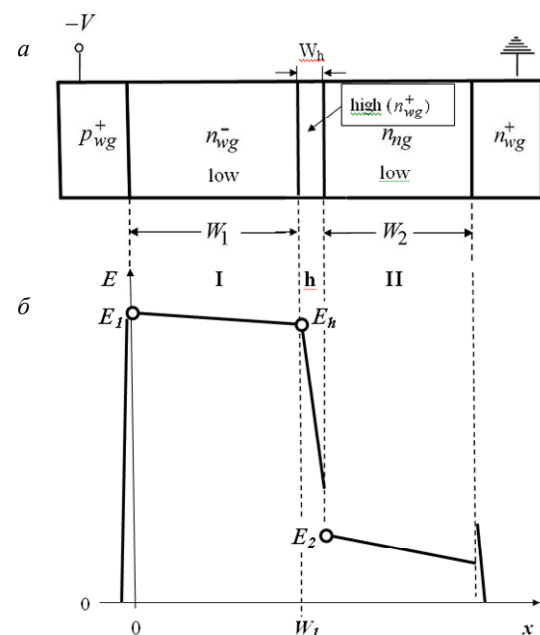


Рис. 5. Схема диода на основе $p_{wg}^+ - n_{wg}^- - n_{wg}^+ - n_{ng}^- - n_{wg}^+$ гетероструктуры (а) и распределение напряженности электрического поля в ней в рабочем режиме (б). Обозначения wg и ng означают широкозонный (wide gap) и узкозонный (narrow gap)

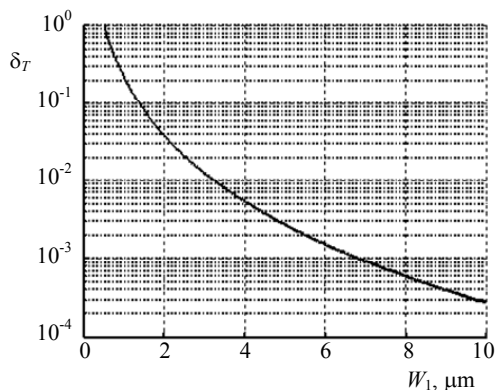


Рис. 6. Зависимость отношения $\delta_T = J_T(W_1) / J_T(0,5)$ плотностей туннельных токов $J_T(W_1)$ и $J_T(0,5)$ от толщины n_i -InP слоя W_1 при его лавинном пробое

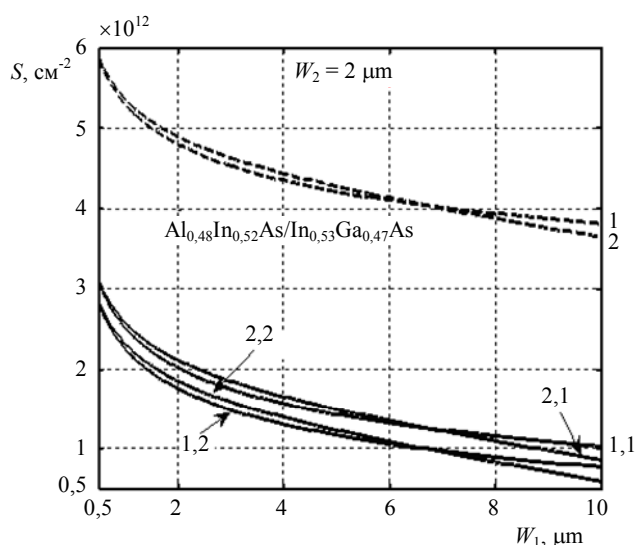


Рис. 7. Множество допустимых значений поверхностной плотности легирующей примеси в h -слое $S_h \equiv N_h \cdot W_h$, при которых лавинный пробой гетероструктуры типа "low-high-low" будет контролироваться "широкозонным" слоем I (см. рис. 3.1). Сплошные кривые — S_h^{min} , пунктирные кривые — S_h^{max} . Концентрации легирующих примесей: кр. 1,1 — $N_1 = N_2 = 0$ (слои I и II — i -типа); кр. 2,1 — $N_1 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_2 = 0$; кр. 1,2 — $N_1 = 0$, $N_2 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; кр. 2,2 — $N_1 = N_2 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Заключение

В данной статье на основе аналитической модели лавинного гетерофотодиода (ЛГФД) изложены принципы выбора его оптимальной структуры. Модель базируется на аналитических выражениях для поля лавинного пробоя p - n -гетероструктуры и межзонного туннельного тока в ней, который определяет минимальный уровень шума в ЛГФД

на основе прямозонных полупроводников. Для уменьшения туннельного тока в этом случае нужно использовать структуру с разделенными областями поглощения и умножения (РОПУ). Рассмотренный подход позволяет аналитически определить параметры структуры, при которых последнее реализуется. Кроме того, он дает возможность в аналитическом виде определить параметры и структуры типа "low-high-low", которые одновременно обеспечивали бы как минимальный туннельный ток, так и минимальный лавинный шум-фактор.

В заключение следует отметить, что в сочетании с работами [12, 13] данная статья и работы [9, 10] открывают возможность вывести аналитические зависимости M_{ph} , I_T и лавинного шум-фактора ЛГФД с РОПУ от напряжения V , в том числе и при наличии переходного варизонного слоя.

Работа выполнена по гранту Президента Российской Федерации НШ-2787.2014.9.

Литература

1. Техника оптической связи: фотоприемники. — М.: Мир, 1988.
2. Kholodnov V., Nikitin M. In Book "Photodiodes - From Fundamentals to Applications". P. 27—101. (InTech: Rijeka, Croatia, 2012). (www.intechopen.com).
3. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов (пер. с англ. под ред. Суриса Р. А.). — М.: Мир, 1984.
4. Sze S. M., Ng Kwok K. Physics of Semiconductors Devices. — Wiley, 2007.
5. Sadao Adachi, Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semi-conductors, — John Wiley & Sons 2009, Ltd. ISBN: 978-0-470-74369-0.
6. Ghio G. Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics, — Cambridge-New York-Melbourne-Madrid-Cape Town-Singapore-Sro Paulo-Delhi — Dubai-Tokyo, Cambridge University Press, 2009.
7. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Современное состояние и магистральные направления развития твердотельной фотоэлектроники. — М.: Физматкнига, 2012.
8. Корн Г., Корн Т. СПРАВОЧНИК ПО МАТЕМАТИКЕ для научных работников и инженеров. (пер. с англ. под ред. И. Г. Арамановича). — М.: Наука, 1977.
9. McIntere R. // IEEE Transactions on Electron. Devices. 1966. V. ED-13. No. 1. P. 164.
10. Арцис Н. Х., Холоднов В. А. // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29. № 1. С. 151.
11. Kane E. O. // J. Phys. Chem. Solid. 1959. V. 12. No. 2. P. 181.
12. Холоднов В. А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 6. С. 551.
13. Холоднов В. А. // ФТП. 1996. Т. 30. Вып. 6. С. 1051.

Analytical approach to the selection of the optimal structure of avalanche heterophotodiodes on the basis of direct bandgap semiconductors

V. A. Kholodnov¹, I. D. Burlakov², and A. A. Drugova¹

¹V. A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS
b. 7, h. 11, Mokhovaya str. Moscow, 125009, Russia
E-mail: vkholodnov@mail.ru

²Orion R&P Association
46/2 Entuziastov shosse, Moscow, 111123, Russia
E-mail: idbur@yandex.ru

Received September 22, 2014

Using the analytical model of avalanche heterophotodiode (LGF D), principles of choosing its optimal structure are stated. The model is based on analytical expressions for the field of avalanche breakdown heterostructure and interband tunneling current in it, which determines the minimum level of noise in LGFD on the basis of direct bandgap semiconductors. To reduce the tunneling current in this case it is necessary to use the structure with separate regions of absorption and multiplication (SRAM). The approach allows to analytically determine the parameters of the structure, in which the latter is implemented. In addition, it allows in analytical form to determine such parameters of the structure 'low-high-low' type which at the same time would provide as a minimum the tunneling current and the minimum avalanche noise factor.

PACS: 72.20.Ht, 72.20.Jv, 85.30.Mn, 85.30.Kk

Keywords: analytical method of optimization, direct bandgap semiconductor, interband tunnel current, separate regions of absorption and multiplication, avalanche noise factor.

References

1. W. T. Tsang (ed.), "Lightwave Communication Technology: Photodetectors", Semiconductors and semimetals, ed. by R. K. Willardson and A. C. Beer, Vol. 22, Part D, Orlando-San Deigo-New York-London-Toronto-Montreal-Sydney-Tokyo.: Academic Press, 1985.
2. V. Kholodnov and M. Nikitin, in Book "Photodiodes — From Fundamentals to Applications". Ed. by Ilgu Yun. Sect. 1: Fundamental Physics and Physical Design, Chapter 2, P. 27 – 101. - InTech: Rijeka, Croatia, 2012. (www.intechopen.com).
3. S. M. Sze, *Physics of Semiconductors devices*, New York-Chichester-Brisbane-Toronto – Singapore: John Willey and Sons, 1981.
4. S. M. Sze and K. Ng Kwok, *Physics of Semiconductors Devices*. (Wiley, 2007).
5. Sadao Adachi, *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*, (John Wiley & Sons 2009, Ltd.) ISBN: 978-0-470-74369-0.
6. G. Ghio, *Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics* (Cambridge-New York-Melbourne-Madrid-Cape Town-Singapore-Sro Paulo-Delhi - Dubai-Tokyo, Cambridge University Press, 2009).
7. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *The Current Status and Main-Line Trackage for Development of Photoelectronics* (Fizmatkniga, Moscow, 2012) [in Russian].
8. G. Korn, T. Korn. *MATHEMATICAL HANDBOOK for scientists and engineers*. cMGRW·HILL BOOK COMPANY, INC, New York – Toronto – London, 1961.
9. R. McIntere, IEEE Transactions on Electron. Devices **ED-13**, 164 (1966).
10. N. Kh. Artsis and V. A. Kholodnov, Radio Elektron. **29** (1), 151 (1984).
11. E. O. Kane, J. Phys. Chem. Solid. **12**, 181 (1959).
12. V. A. Kholodnov, Tech. Phys. Lett. **14**, 246 (1988).
13. V. A. Kholodnov, Semiconductors **30**, 558 (1996).