

УДК 621.383.4/5

Исследование фотодиодных лавинных элементов матричных фотоприемных устройств на основе гетероэпитаксиальных структур InGaAs

Н. И. Яковлева, К. О. Болтарь, М. В. Седнев

Проведен анализ гетероэпитаксиальных структур тройных соединений A_3B_5 для построения матричных фотоприемных устройств, работающих в режиме лавинного усиления. Установлены оптимальные условия работы лавинных фотодиодов для достижения максимальных значений обнаружительной способности и вольтовой чувствительности. Рассчитаны наиболее критичные параметры фотодиодов, работающих в режиме лавинного усиления. Определен шум-фактор лавинного фотодиода при различных значениях скоростей ионизации электронов и дырок.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw

Ключевые слова: InGaAs, коротковолновый диапазон спектра, инфракрасный, гетероэпитаксиальные структуры, лавинный фотодиод, матрица фоточувствительных элементов, фотоприемное устройство.

Введение

Лавинные фотодиоды — современный тип приборов, который широко применяется в оптико-электронных устройствах гражданского и специального назначения. Усиление сигнала посредством лавинного умножения носителей заряда в несколько десятков раз обеспечивает высокую чувствительность лавинных фотодиодов. При этом появляются возможности регистрации сверхслабых оптических сигналов и обработки 3D-изображений [1, 2].

Для построения матричных фотоприемных устройств коротковолнового диапазона спектра (SWIR), работающих в режиме лавинного усиления, широко используются гетероэпитаксиальные структуры тройных соединений материалов III—V групп, причем наиболее перспективными их представителями являются тройные соединения арсенидов индия-алюминия (InAlAs) и арсенидов индия-галлия InGaAs. Кристаллическая структура InAlAs и InGaAs хорошо согласуется с полупроводниковым соединением фосфида индия InP,

которое используется в качестве оптически прозрачной подложки. Сложные гетероэпитаксиальные структуры на основе тройных соединений InAlAs/InGaAs выращиваются методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и металлоорганической газофазной эпитаксии (МОСГЭ).

Основные преимущества указанных методов выращивания заключаются в возможности точного контроля уровня легирования растущих слоев [3]. Концентрация примесей, которая обеспечивается в процессе выращивания, составляет от $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для материала n -типа проводимости и $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и даже более чем $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для материала p -типа проводимости.

Архитектура матрицы фоточувствительных элементов

Наиболее простым способом реализации лавинного режима является использование обратного смещенного $p-i-n$ -фотодиода [4], в поглощающем слое которого можно добиться лавинного усиления при наличии ударной ионизации носителей заряда. Область поглощения в таком диоде, как правило, представляет материал с шириной запрещенной зоны, настроенной на определенную рабочую длину волны, а для реализации процесса умножения, необходимо приложить высокое напряжение смещения более 10^4 В/см . Высокое напряжение смещения, в свою очередь, приводит к росту межзонного туннелирования носителей заряда. Это является основным недостатком лавинных фотодиодов с единой областью умножения и поглощения. Кроме того, при лавинном усилении в поглощающем слое шум-фактор F существенно больше единицы.

Яковлева Наталья Ивановна, зам. начальника НИЦ¹.

Болтарь Константин Олегович, начальник НТК¹, профессор².

Седнев Михаил Васильевич, начальник участка¹.

¹ОАО «НПО «Орион»».

Россия, 111123, Москва, шоссе Энтузиастов, 46/2.

Тел.: (499) 374-81-30. E-mail: orion@orion-ir.ru

²Московский физико-технический институт.

Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный,

Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 13 июня 2014 г.

© Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Седнев М. В., 2014

Для изготовления матриц фоточувствительных элементов с лавинным усилением сигнала используются два варианта технологии: планарно-структурная [5, 6] и мезаструктурная [7]. Планарная технология изготовления матриц фоточувствительных элементов (МФЧЭ) лучше отработана и дает меньшие значения темновых токов, но требует прецизионного легирования слоев и защитного двухступенчатого кольца. Мезаструктурная технология получения МФЧЭ менее отработана, и в настоящее время не обеспечивает малых темновых токов, как планарная, но более перспективна с точки зрения разделения элементов структуры между собой и устранения взаимосвязи между чувствительными элементами.

На рис. 1 представлены различные варианты МФЧЭ планарной архитектуры.

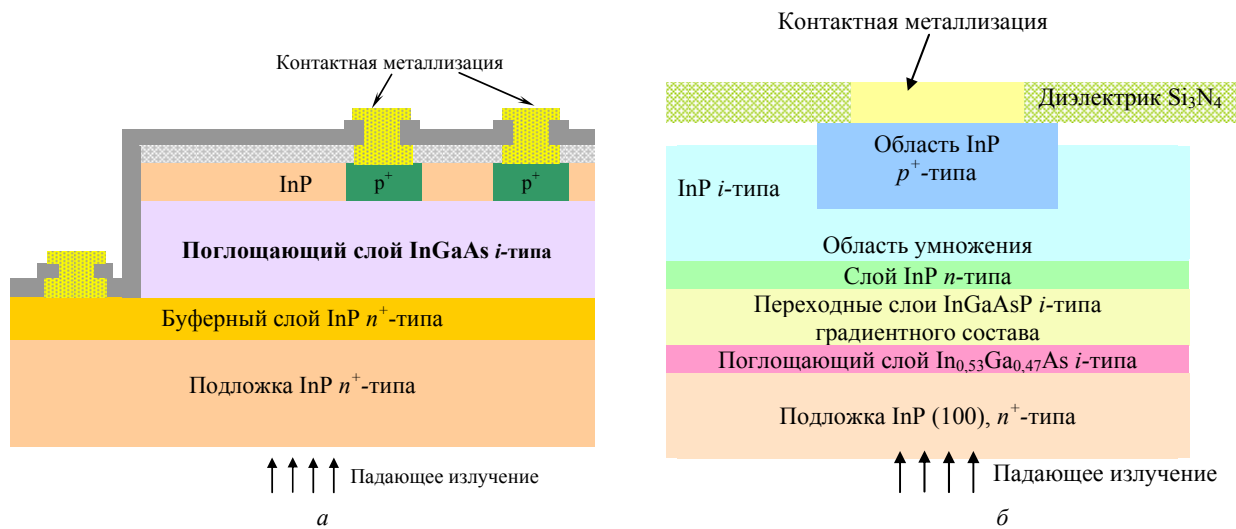


Рис. 1. Архитектура МФЧЭ для лавинного фотоприемного устройства:

а — планарная $p-i-n$ -архитектура; б — планарная $p-i-n$ -архитектура с разделенными слоями поглощения и умножения

Классический вариант $p-i-n$ -архитектуры представлен на рис. 1, а. Фоточувствительная структура содержит широкозонную подложку InP; буферный слой InP n^+ -типа проводимости, к которому формируется n -контакт; поглощающий слой $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ i -типа проводимости. Верхний слой из широкозонного материала InP служит для уменьшения темновых токов и сохранения приемлемого качества границы раздела слаболегированного слоя InGaAs i -типа проводимости. Локальный электронно-дырочный переход (область p^+ -типа) образован диффузией цинка [8] или кадмия. Верхний слой металлизации двухслойной системы (титан/золото) напыляется в вакууме. Она является частью контактной системы, обеспечивающей гибридизацию с БИС считывания сигнала с помощью индиевых микроконтактов. Данный классический $p-i-n$ -фотодиод можно использовать в лавинном режиме усиления при соответствующих

напряжениях смещения. Тогда область поглощения InGaAs i -типа проводимости служит одновременно областью поглощения и умножения носителей заряда.

На рис. 1, б представлен планарный вариант архитектуры МФЧЭ с разделенными областями поглощения и умножения на основе $p-i-n$ -фотодиодов из InGaAs/InP для работы в лавинном режиме. Фоточувствительная структура состоит из следующих слоев: прозрачной в коротковолновой инфракрасной (ИК) области спектра подложки из InP n^+ -типа проводимости; поглощающего слоя $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ i -типа проводимости; переходных слоев четверного соединения InGaAsP переменного состава; слоя InP, легированного кремнием Si n -типа проводимости с концентрацией доноров $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; слоя InP i -типа проводимости,

в котором методом диффузии цинка или кадмия формируется область p^+ -типа проводимости. В данной структуре области поглощения и умножения разделены, причем область умножения представляет собой тонкий слой между областью p^+ -типа проводимости и слоем InP n -типа. В процессе изготовления данной структуры основная технологическая задача заключается в прецизионном формировании областей p^+ -типа проводимости, которые должны распространяться в область InP i -типа на заданную глубину, чтобы сформировать между фотодиодными слоями область умножения, толщина которой обычно не превышает 0,2 мкм. Для подавления краевых эффектов локальный электронно-дырочный переход (область p^+ -типа) может формироваться двойной диффузией кадмия Cd или цинка Zn, что определяет более глубокий профиль перехода в центральной области, чем на периферии.

Сверху обе структуры (рис. 1, *a—б*) защищаются диэлектрическим покрытием Si_3N_4 , полученным низкотемпературным плазмохимическим осаждением (ПХО). В качестве антиотражающего покрытия также наиболее часто используется слой нитрида кремния Si_3N_4 . Для вскрытия активной области и контактных окон в пленке нитрида кремния применяется сухое плазмохимическое травление через маску фоторезиста. Для подключения фотодиодов к схеме считывания изготавливаются контакты, которые формируются к области p^+ -типа проводимости и к подложке InP.

Чтобы сократить время пролета частиц в лавинном фотодиоде, толщину области умножения желательно по возможности уменьшать. Технологические сложности при формировании области умножения и высокое значение напряженности электрического поля в малой локальной области внутри фоточувствительной структуры диктуют необходимость формирования умножающего слоя в процессе выращивания гетероэпитаксиальной структуры. Помимо отдельного умножающего слоя в структуре с лавинным усилением должен быть предусмотрен специальный слой между слоем поглощения и слоем умножения, который дополнительно разделяет электрические поля в областях поглощения и умножения. Современные технологические возможности выращивания материалов со сложной структурой и большим количеством слоев заданной толщины и ширины запрещенной зоны позволяют конструировать лавинные фотодиоды любой конфигурации, так например, в сложных гетероструктурах InGaAs/InAlAs более узкозонный материал InGaAs обычно ис-

пользуется в качестве поглощающего слоя, а более широкозонный материал InAlAs в качестве умножающего слоя. Данные фоточувствительные структуры называются «separated absorption, charge and multiplication (SACM) structure» [9, 10], т.е. структуры с разделением поглощения, заряда и умножения, в них возможно сочетание высокой напряженности электрического поля в тонком слое умножения и сохранение невысокого электрического поля в области поглощения излучения. При использовании для областей умножения широкозонных материалов, таких как InAlAs, удается существенно уменьшить вероятность межзонного туннелирования. В структурах с разделенными областями поглощения и умножения можно добиться значения шум-фактора, близкого к единице [2].

Рассмотрим архитектуру лавинного фотодиода на основе сложных гетероструктур InAlAs/InGaAs более подробно (рис. 2). Представленная фоточувствительная структура предназначена для изготовления многоэлементных лавинных мезаматриц с отдельными областями поглощения и умножения (SACM APD).

На рис. 2 представлены основные слои и примерный график распределения электрического поля внутри структуры, максимальное значение которого приходится на область умножения. Структура состоит из оптически прозрачной подложки из фосфида индия InP n -типа проводимости, на которой выращивается буферный слой InP i -типа проводимости. Следующим выращивается слой InAlAs — n^+ -типа, на границе которого напряженность электрического поля достигает мак-

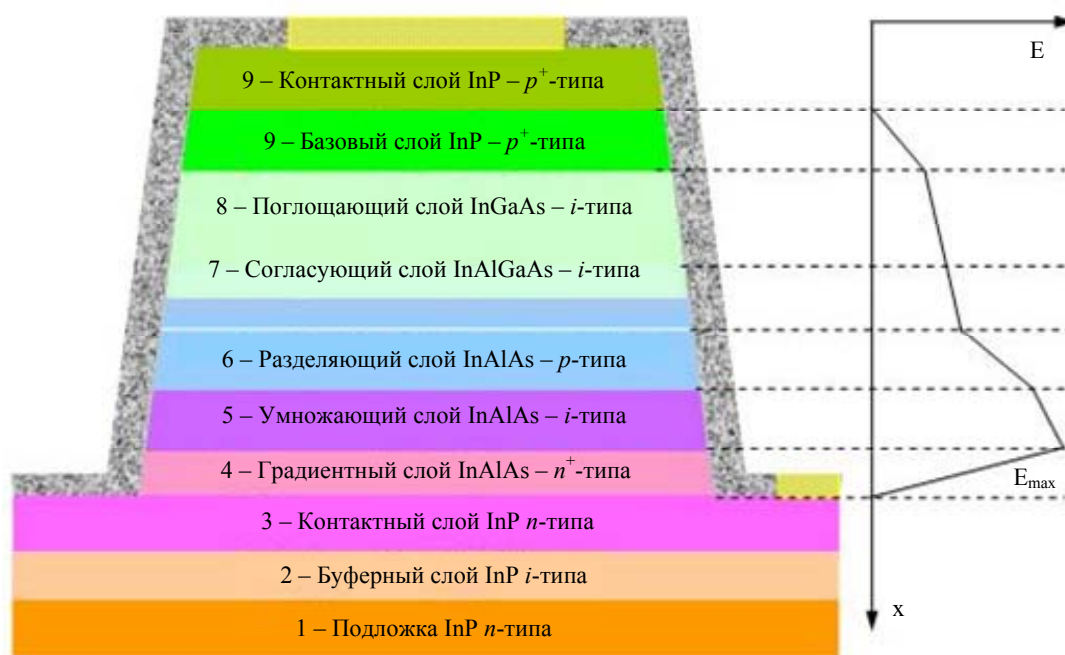


Рис. 2. Архитектура лавинного фотодиода на основе сложных гетероструктур InAlAs/InGaAs

симального значения. Умножающий слой тройного соединения арсенида индия-алюминия $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ имеет состав $x = 0,52$ мольных долей индия. Состав индия в поглощающем слое арсенида индия-галлия $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ составляет $x = 0,53$ мольных долей. Согласующий слой между слоями умножения и поглощения, необходимый для минимизации напряжений между слоями поглощения и умножения за счет выбора состава и согласования кристаллических решеток данных слоев, изготавливается на основе четверного соединения $\text{In}_{1-x-y}\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{As}$, он содержит $x = 0,25$ мольных доли алюминия Al и $y = 0,23$ мольных доли галлия Ga. Градиентное изменение напряженности электрического поля между слоями поглощения и умножения реализовано за счет введения в структуру специального разделяющего высоколегированного слоя InAlAs p -типа проводимости.

Тщательный контроль уровней легирования представленной структуры является основой достижения высоких характеристик отдельных фотодиодов в матрице ФЧЭ с разделенными областями поглощения и умножения. Слои p -типа проводимости, как правило, легируются бериллием Be, а слои n -типа проводимости легируются кремнием Si. Прецизионное мезатравление позволяет разделить отдельные элементы матрицы фотодиодов, исключив их взаимное влияние друг на друга. Для уменьшения токов утечки и скорости поверхностной рекомбинации поверхность чувствительных элементов защищают нитридом кремния (Si_3N_4). Контактная металлизация к слоям p - и n -типа проводимости обеспечивает считывание фотосигнала в заданном спектральном диапазоне fotocувствительности. Прибор освещается со стороны подложки, p^+ -контактный слой используется для отражения излучения, что позволяет дополнительно увеличить токовую чувствительность структуры.

Наиболее жесткие требования предъявляются к слоям с умножением сигнала и с градиентным изменением напряженности электрического поля [11]. Так, материал, используемый для слоя умножения, должен удовлетворять следующим требованиям.

1. Скорость нарастания умножающих сигнал носителей заряда должна быть высокой для обеспечения быстрой передачи данных.
2. Материал слоя умножения должен обладать большой шириной запрещенной зоны, что позволяет при заданных напряжениях смещения устойчиво работать в режиме лавинного усиления, не переходя в режим теплового пробоя.
3. В режиме лавинного усиления температурная зависимость коэффициентов ионизации должна быть незначительной.

4. Материал умножающего слоя должен быть технологичным, обеспечивать заданный коэффициент умножения и по кристаллической структуре должен находиться с хорошим соответствием с поглощающим слоем.

Материал, используемый для слоя с контролируемым градиентным изменением напряженности электрического поля, должен удовлетворять следующим требованиям.

1. Падение электрического поля в слое, контролирующем градиентное изменение напряженности электрического поля, должно оставаться неизменным после подачи напряжения лавинного пробоя. При повышении уровня легирования и толщины слоя разделяющее поле увеличивается. Разделяющее поле должно быть достаточным, чтобы гарантировать меньшее значение напряжения лавинного пробоя (avalanche breakdown V_{abr}) по отношению к тепловому пробую (thermal breakdown V_{tbr}) $V_{abr} < V_{tbr}$. Чем больше разница между напряжениями $\Delta V = V_{tbr} - V_{abr}$, тем лучше работа прибора при колебаниях температурного режима и различных коэффициентах усиления;

2. Обеспечивать электрическое поле более $(5-10) \cdot 10^4$ В/см в слое умножения. Разделяющее электрическое поле должно быть достаточным, чтобы электроны и дырки двигались с максимальной скоростью.

3. Предотвращать туннелирование зона—зона в градиентном слое при условии, что туннельный ток становится доминирующим при напряжениях выше 180 кВ/см.

4. Не допускать ионизации поглощающего слоя, что может существенно уменьшить ширину полосы пропускания [12].

5. Снижать значение рабочих напряжений, что приводит к уменьшению рассеиваемой мощности прибора при рабочих напряжениях лавинных фотодиодов.

Значения напряжений теплового пробоя V_{tbr} и лавинного пробоя V_{abr} чрезвычайно чувствительны к уровню легирования и толщине слоя с контролируемым градиентным изменением напряженности электрического поля.

Процесс ударной ионизации электронов и дырок в слое умножения характеризуется скоростями (коэффициентами) ионизации α для электронов и β для дырок [13]. В общем случае, α и β не являются одинаковыми и возрастают при увеличении электрического поля, т. к. при ионизационных соударениях на малых расстояниях энергия ионизованных носителей заряда быстро возрастает. При высоких температурах из-за увеличения скорости рассеяния фотонов [14] скорость ионизации уменьшается, что замедляет процесс умножения.

Коэффициенты ионизации зависят от напряженности электрического поля и описываются зависимостями [2, 15].

$$\alpha(E) = a_e \cdot \exp(-b_e/E)^{c_e}$$

$$\beta(E) = a_h \cdot \exp(-b_h/E)^{c_h}$$

где a_e, b_e, c_e, a_h, b_h и c_h — параметры, зависящие от свойств полупроводникового материала и скорости столкновения ионизованных носителей заряда. Соотношение между коэффициентами ионизации электронов и дырок описывается коэффициентом:

$$k = \frac{\beta}{\alpha}$$

Соотношение коэффициентов ионизации играет важную роль в работе лавинного фотодиода, в частности, оно определяет ширину полосы частот и шумы. Для материала с электронным умножением $\alpha > \beta$, коэффициент k мал. Для материала с дырочным усилением при условии, что коэффициент ионизации дырок существенно выше, коэффициент k будет большим. Соотношение коэффициентов ударной ионизации в представленной структуре (рис. 2) составляет $\beta / \alpha \sim 3$, первичными умножающими носителями заряда в данной структуре выступают электроны.

Процесс умножения схематично представлен на рис. 3. Первичная пара электрон—дырка создаются в результате оптического поглощения в слое поглощения.

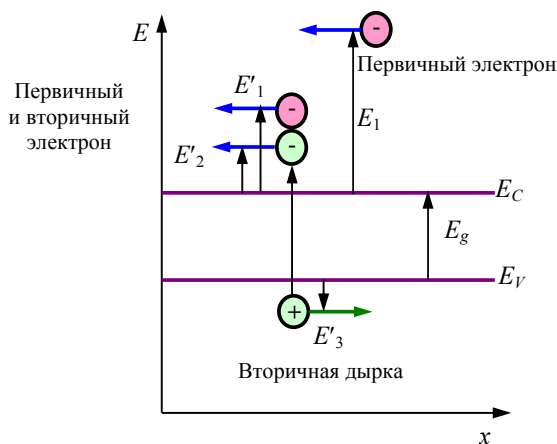


Рис. 3. Схематическое представление зонной диаграммы и процесса умножения

Первичная дырка дрейфует через поглощающий слой к области p -типа проводимости. Первичный электрон инжектируется в область умно-

жения. Электроны входят в область с высоким значением напряженности электрического поля, и перед тем как теряют энергию, создают в ней новую электронно-дырочную пару. Аналогично, вторичные носители, появившиеся в области умножения, также ускоряются, создавая следующую пару носителей заряда, при этом процесс повторяется многократно и характеризуется значением коэффициента умножения M .

Электрическое поле достигает в области умножения высоких значений, и носители заряда, принимающие участие в процессе, достигают уровня энергии E_1 значительно превышающего ширину запрещенной зоны E_g (рис. 3). Ускоренным электрическим полем электрон попадает на энергетический уровень со значением энергии E_1 , и если данной энергии достаточно, чтобы при соударении с кристаллической решеткой или другим носителем заряда создать новую электронно-дырочную пару, возникают вторичный электрон и вторичная дырка. При этом выполняется соотношение $E_1 - E_g = E'_1 + E'_2 + E'_3$, где E_1 — энергия первичного электрона после поглощения; E'_1 — энергия первичного электрона после создания вторичной электронно-дырочной пары, E'_2 — энергия вторичного электрона, E'_3 — энергия вторичной дырки, E_g — ширина запрещенной зоны слоя умножения. Если коэффициент умножения стремится к бесконечности, происходит лавинный пробой.

Изменение тока в зависимости от изменения ширины области умножения для электронов при умножении последних возрастает, а дырок убывает, как представлено на рис. 4.

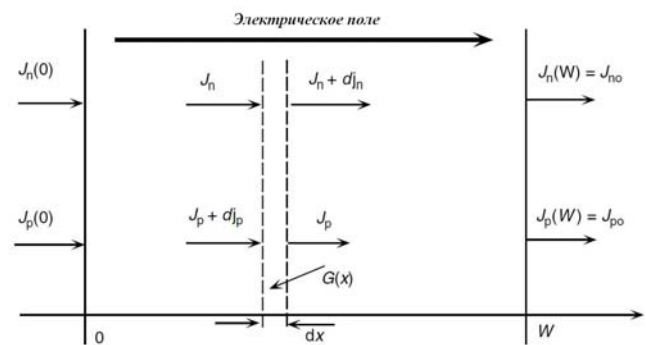


Рис. 4. Процесс изменения тока в области умножения

Начальные токи электронов и дырок при входе в область умножения составляют $J_n(0)$ и $J_p(0)$, соответственно. Плотность тока электронов достигает на границе области умножения $x = W$ значения $J_n(W)$, M_n — коэффициент умножения электронов определяется из соотношения $M_n = J_n(W)/J_n(0)$. Плотность тока дырок достигает на границе об-

ласти умножения $x = W$ значения $J_p(W)$, M_p — коэффициент умножения дырок определяется из соотношения $M_p = J_p(W)/J_p(0)$. Используя граничные значения параметров, представленные на рис. 4, изменение тока электронов вдоль оси x при скорости оптической генерации $G(x)$ можно описать выражением:

$$\frac{d}{dx} J_n(x) = \alpha_n(x) J_n(x) + \beta_p(x) J_p(x) + qG(x).$$

Аналогично изменение тока дырок можно описать формулой:

$$-\frac{d}{dx} J_p(x) = \alpha_n(x) J_n(x) + \beta_p(x) J_p(x) + qG(x).$$

Полный ток будет являться суммой токов электронов и дырок $J(x) = J_n(x) + J_p(x)$. Для скорости генерации $G(x) = 0$, интегрируя уравнения плотности тока, и учитывая граничные условия из рис. 4, можно найти коэффициенты умножения электронов M_n и дырок M_p , которые описываются уравнениями [16].

$$M_n = \frac{J}{J_n(0)} = \frac{\exp\left(\int_0^W (\alpha(x) - \beta(x)) dx\right)}{1 - \int_0^W \beta(x) \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha(x') - \beta(x')) dx'\right) dx}$$

$$M_p = \frac{J}{J_p(W)} = \frac{\exp\left(\int_0^W (\beta(x) - \alpha(x)) dx\right)}{1 - \int_0^W \alpha(x) \cdot \exp\left(\int_0^x (\beta(x') - \alpha(x')) dx'\right) dx}$$

Как видно из представленных уравнений, коэффициенты умножения электронов и дырок зависят от коэффициентов ионизации, а также от ширины области умножения W .

Основные параметры

Токовую чувствительность лавинного фотодиода можно определить из соотношения фототока и мощности излучения по известной формуле:

$$R_{aph} = \frac{M \cdot I_{ph}}{\Phi} = \frac{M \cdot \eta \cdot q}{h\nu} = \frac{M \cdot \eta \cdot q \cdot \lambda}{h \cdot c} = 10,984 \text{ А/Вт}$$

где I_{ph} — фототок,

- Φ — поток падающего излучения,
- M — коэффициент умножения,
- ν — частота излучения,
- h — постоянная Планка,

q — заряд электрона,

η — квантовый выход фотодиода.

Как правило, лавинные фотодиоды работают с отраженным сигналом очень малой мощности. Шумовые свойства фотодиода определяются [17]:

- тепловым (джонсоновским) шумом (I_J^2);
- дробовым шумом (I_S^2);
- шумом $1/f$ (I_f^2);
- шумом за счет воздействия излучения фона (I_B^2);
- шумом за счет излучения фотосигнала (I_{ph}^2);
- шумом интегральной схемы считывания (I_I^2).

Общий шумовой ток I_N равен среднеквадратичному значению от воздействия всех шумов, определяемыми токами $I_J, I_S, I_f, I_B, I_{ph}, I_I$.

$$I_N = \sqrt{I_{Nj}^2 + I_{Ns}^2 + I_{Nf}^2 + I_{Nb}^2 + I_{Nph}^2 + I_{Ni}^2},$$

Для описания работы лавинного фотодиода вносится параметр $F(M)$ — избыточный шум-фактор, который показывает, во сколько раз возрастает шум при наличии лавинного усиления вследствие случайного характера процесса ионизации в пространстве и времени. По данным работы [18], избыточный шум фактор в гетероструктурах InGaAs/InAlAs составляет ~2. Теоретическое значение избыточного шум-фактора может быть рассчитано по формуле [19]:

$$F(M) = kM + (1 - k) \cdot \left(2 - \frac{1}{M}\right)$$

где k — отношение коэффициентов умножения электронов и дырок. Шум-фактор возрастает при увеличении коэффициента k или увеличивается коэффициент умножения M . Шум фактор всегда больше единицы, даже если соотношение коэффициентов ионизации электронов и дырок $k = 0$. При нормальном функционировании лавинного фотодиода необходимо снижать его шум-фактор настолько это возможно, что достигается уменьшением толщины области умножения.

На рис. 5 представлена теоретическая характеристика шум-фактора $F(M)$ при различном соотношении коэффициента ионизации электронов и дырок.

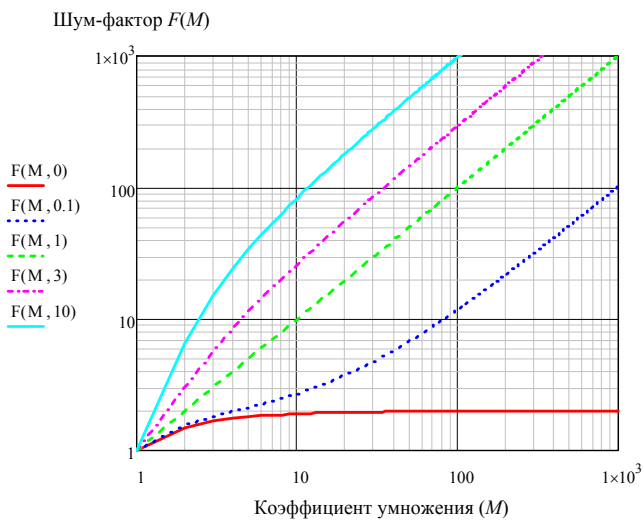


Рис. 5. Теоретическая характеристика шум-фактора F при различных соотношениях коэффициента ионизации k

В случае разделения областей поглощения и умножения при коэффициентах умножения $M > 10$ в гетероэпитаксиальных структурах InGaAs возможна реализация режимов работы, при которых шум-фактор близок к единице и значение удельной обнаружительной способности не ухудшается. Оптимальные условия работы лавинного фотодиода достигаются при максимальном отношении сигнал/шум [16]:

$$\frac{S}{N} = \frac{1/2 \cdot (q \cdot \eta \cdot P_{opt} / h\nu)^{1/2}}{2q \cdot (I_{ph} + I_d) \cdot F(M) \cdot \Delta f + 4kT \cdot \Delta f / R_0 \cdot M^2}$$

где P_{opt} — оптическая мощность,

I_{ph} — фототок,

I_d — темновой ток,

R_0 — сопротивление фотодиода при нулевом напряжении смещения.

Максимальное значение отношения сигнал/шум рассчитывается при условии равенства первого и второго членов в знаменателе уравнения, откуда можно найти оптимальное значение коэффициента умножения M . На рис. 6 представлен график зависимости коэффициента умножения для фотодиода, изготовленного в $p-i-p-i-n$ -структуре на основе тройных соединений арсенидов InGaAs/InAlAs/InP с разделенными областями поглощения и умножения, архитектура которой изображена на рис. 2.

Необходимо отметить, что высокие значения коэффициента умножения достигаются при напряжениях смещения менее 5 В.

При больших обратных напряжениях смещения («breakdown voltage» V_{br}) и многократном увеличении тока коэффициент умножения резко возрастает и происходит лавинный пробой. Если не ограничить ток, то может наступить тепловой

пробой прибора. Напряжение V_{br} зависит от температуры линейно [20] согласно выражению.

$$\rho = \frac{\Delta V_{br}}{\Delta T},$$

где ρ — параметр,

ΔT — изменение температуры.

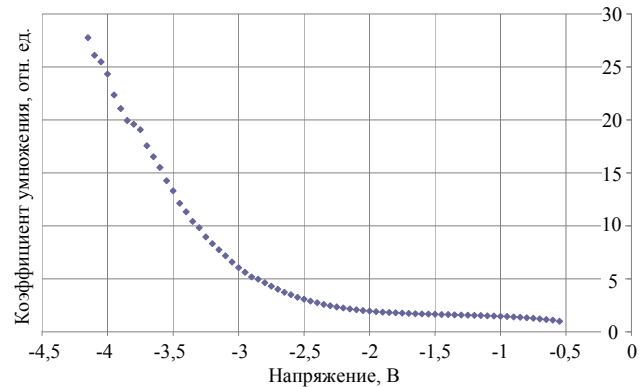


Рис. 6. Зависимость коэффициента умножения от напряжения смещения лавинного фотодиода с разделенными областями поглощения и умножения

В условиях высоких температур процесс лавинного пробоя наступает при меньших значениях напряжения смещения, что уменьшает значение параметра ρ , который зависит от типа особенностей полупроводникового материала. Так, материал InAlAs имеет меньшее значение коэффициента ρ , чем InP.

Из опыта известно, что в тонких умножающих слоях температурная зависимость ударной ионизации проявляется слабее, чем в толстых. При этом электрическое поле существенно выше, носители заряда более быстро достигают порогового значения энергии и всего нескольких фононов достаточно, чтобы начался процесс ионизации. Следовательно, скорость рассеивания на фононах при повышенных температурах имеет меньшее влияние в тонких слоях. Типичное значение ρ для слоя умножения InAlAs толщиной порядка 200 нм, приблизительно, составляет 21—25 мВ/К [21], для слоя умножения 130 нм значение коэффициента ρ равно 15 мВ/К.

Таким образом, сложные $p-i-p-i-n$ -структуры необходимы для изготовления многоэлементных лавинных мезоматриц с отдельными областями поглощения и умножения на основе тройных соединений арсенидов InGaAs/InAlAs/InP. Использование данных структур позволит изготавливать фотоприемные устройства с параметрами, близкими к лучшим мировым достижениям, в т. ч. с лавинным усилением сигнала, работающие в режиме Гейгера.

Заключение

Анализ гетероэпитаксиальных структур тройных соединений арсенидов InGaAs/InAlAs/InP показал возможность построения матричных фотоприемных устройств, работающих в режиме лавинного усиления с коэффициентом усиления порядка 10 и выше. Оптимальные условия работы лавинных фотодиодов достигаются при разделении областей поглощения и умножения и позволяют достигнуть максимальных значений обнаружительной способности (более 10^{13} смВт⁻¹Гц^{1/2}) и вольтовой чувствительности (~10 А/Вт) для лавинных фотодиодов, работающих в коротковолновом диапазоне спектра.

Работа выполнена по гранту Президента Российской Федерации НШ-2787.2014.9.

Литература

1. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Современное состояние и магистральные направления развития современной фотоэлектроники. — М.: Физматкнига, 2010.
2. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. — М.: Физматкнига, 2011.
3. Levine B., Sacks R., Ko J., et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2006. V. 18. No. 18. P. 1898.
4. Ando H., Kanbe H., Ito M., et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. No. 6. P. L277.

5. Андреев Д. С., Гришина Т. Н., Залетаев Н. Б. и др. // Прикладная физика. 2012. № 4. С. 86.
6. Enriquez M. D., Blessinger M. A., Groppe J. V., et al. // Proc. SPIE. 2008. V. 6940-21.
7. Болтарь К. О., Чинарева И. В., Лопухин А. А. и др. // Прикладная физика. 2013. № 5. С. 10.
8. Андреев Д. С., Залетаев Н. Б., Хакушаев П. Е. и др. // Прикладная физика. 2013. № 6. С. 76.
9. Campbell J., Demiguel S., Ma F., et al. // IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron. 2004. V. 10. P. 777.
10. Demiguel Stéphane // Proc. SPIE. 2009. V. 7298. P. 729836.
11. Levine B., Sacks R., Ko J., et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2006. V. 18. No. 18. P. 1898.
12. Duan N., Wang S., Zheng X., et al. // IEEE J. Quantum Electron. 2005. V. 41. No. 4. P. 568.
13. Stillman G. E., Wolfe C. M. Avalanche photodiodes, in Semiconductors and Semimetals: Infrared Detectors II. 1977. V. 12 (ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer), Academic Press, New York, 1977, pp. 291—393.
14. Harrison C. N., David J. P. R., Hopkinson M., et al. // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. No. 12. P. 7684.
15. Грехов И. В. Лавинный пробой p-n перехода в полупроводниках. — Л.: Энергия. 1980.
16. Capasso F. Physics of avalanche photodiodes, Semiconductors and Semimetals: Lightwave Communication Technology, vol. 22, part D (ed. by W. T. Tsang, series ed. by R. K. Willardson and A. C. Beer), Academic Press, Orlando, FL, 1985, pp. 2—168.
17. Зу С. Физика полупроводниковых приборов: Кн. 2. — М: Мир. 1984.
18. Asbrock J., Bailey S., Baley D., et al. // Proc. SPIE. 2008. V. 6940. P. 69402.
19. Bai Xiaogang, Yuan Ping, McDonald Paul, et al. // Proc. SPIE. V. 8037. P. 803717-1.
20. Tan L., Ong D., Ng J. S., et al. // IEEE J. Quantum Electron. 2010. V. 46. No. 8. P. 1153.
21. Rouvie A., Carpentier D., Lagay N., et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2008. V. 20. No. 6. P. 455.

Investigations of ADP FPA photodiodes formed in InGaAs heterostructures

N. I. Iakovleva¹, K. O. Boltar^{1,2}, M. V. Sednev¹

Orion R&P Association

¹46/2, Enthusiasts highway, Moscow, 111123, Russia,
E-mail: orion@orion-ir.ru

²Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institute al., Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

Received June 13, 2014

InGaAs heterostructures for ADP FPAs production have been investigated and analyzed. Basic functional principles of ADP photodiodes have been determined to achieve maximum value of detectivity and responsivity. Critical characteristic of ADP photodiode have been calculated. An additional noise component due to the randomness of the impact ionization events have been calculated according to local impact ionization theory.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw

Keywords: InGaAs, SWIR, IR, heterostructures, avalanche photodiode, FPA, photodetector.

References

1. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *The Current Status and Main-Line Trackage for Development of Photoelectronics* (Fizmatkniga, Moscow, 2010) [in Russian].
2. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *Solid-State Photoelectronics. Photodiodes*. (Fizmatkniga, Moscow, 2011) [in Russian].
3. B. Levine, R. Sacks, J. Ko, et al., *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1898 (2006).
4. H. Ando, H. Kanbe, M. Ito, and T. Kaneda, *Jap. J. Appl. Phys.* **19**, L277 (1980).
5. D. S. Andreev, T. N. Grishina, N. B. Zaletaev, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 4, 86 (2012).
6. M. D. Enriquez, M. A. Blessinger, J. V. Groppe, et al., *Proc. SPIE* **6940**, 6940-21 (2008).
7. K. O. Boltar, I. V. Chinareva, A. A. Lopukhin, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 5, 10 (2013).
8. D. S. Andreev, N. B. Zaletaev, P. E. Khakuashev, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 6, 76 (2013).
9. J. Campbell, S. Demiguel, F. Ma, et al., *IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron.* **10**, 777 (2004).
10. Stéphane Demiguel, *Proc. SPIE*. **7298**, 729836 (2009).
11. B. Levine, R. Sacks, J. Ko, et al., *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1898 (2006).
12. N. Duan, S. Wang, X. Zheng, et al., *IEEE J. Quantum Electron.* **41**, 568 (2005).
13. G. E. Stillman and C. M. Wolfe, *Avalanche Photodiodes, in Semiconductors and Semimetals: Infrared Detectors II. V. 12*. Ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer (Academic Press, New York, 1977), pp. 291—393.
14. C. N. Harrison, J. P. R. David, M. Hopkinson, and G. J. Rees, *J. Appl. Phys.* **92**, 7684 (2002).
15. I. V. Grekhov, *Avalanche Breakdown of p-n Transition* (Leningrad, Energiya, 1980) [in Russian].
16. F. Capasso, *Physics of Avalanche Photodiodes, Semiconductors and Semimetals: Lightwave Communication Technology, vol. 22, part D*. Ed. by W.T. Tsang (Academic Press, Orlando, FL, 1985), pp. 2—168.
17. S. Zi, *Physics of Semiconductor Devices* (Mir, Moscow, 1984) [in Russian].
18. J. Asbrock, S. Bailey, D. Baley et al., *Proc. SPIE* **6940**, 69402 (2008).
19. Xiaogang Bai, Ping Yuan, Paul McDonald, et al., *Proc. SPIE* **8037**, 803717-1 .
20. L. Tan, D. Ong, J. S. Ng, et al., *IEEE J. Quantum Electron.* **46**, 1153 (2010).
21. A. Rouvie, D. Carpentier, N. Lagay, et al., *IEEE Photon. Technol. Lett.* **20**, 455 (2008).